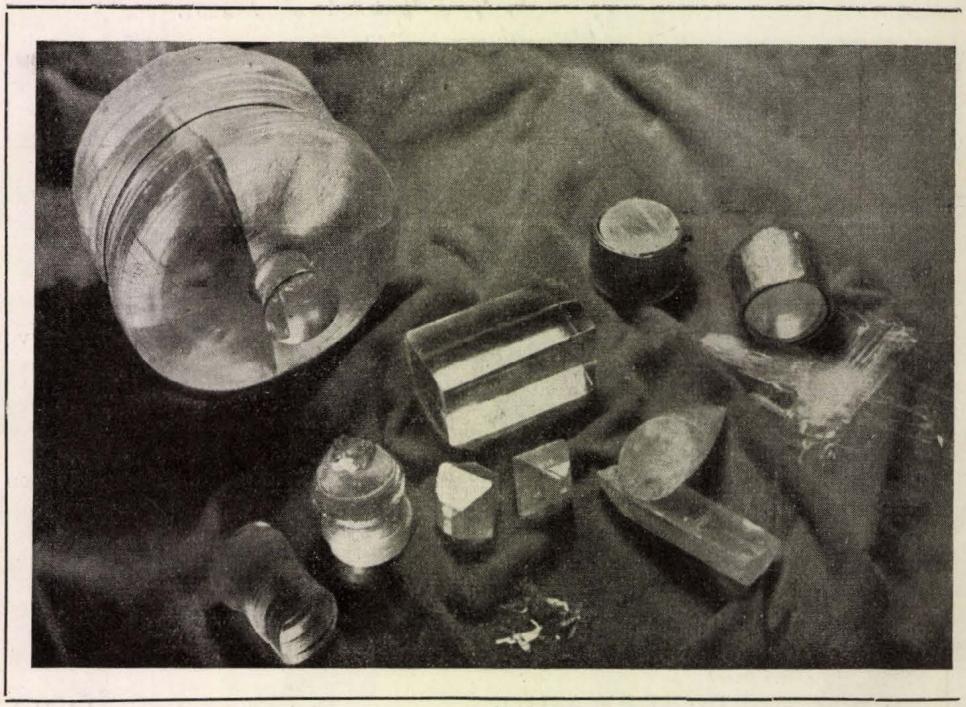
FIZIKAI SZEMLE

VIII. ÉVFOLYAM
1958.



1.

EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT

AKADÉMIAI KIADÓ
BUDAPEST

Főszerkesztő: Marx György

Szerkesztőbizottság:

Bodó Zalán, Csekő Árpád, Györgyi Géza, Keszthelyi Lajos, Marx György, Szalkai Ferenc, Szigeti György, Somogyi Antal, Szabó János, Tarján Imre, Túriné Frank Zsuzsa, Vermes Miklós

Felelős szerkesztő: **Túriné Frank Zsuzsa**

Szerkesztőség: Budapest, V., Reáltanoda utca 13—15. Eötvös Loránd Fizikai Társulat
Távbeszélő: 187-423

Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó, Budapest, V., Alkotmány utca 21.
Távbeszélő: 111-010 *

Terjeszti a Posta Központi Hírlapiroda Vállalat
Budapest, V., József nádor tér 1. Telefon: 180-850
Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat: József nádor tér 1., üzlethelyiség. Telefon: 183-022.
Csekkszámlaszám: 61257.

Előfizetés egy évre 40,— Ft; egyes szám ára 6,— Ft

Megjelenik évente tízszer

TARTALOMJEGYZÉK

Jánossy Lajos—Náray Zsolt: A fény kettős természetére vonatkozó vizsgálatok

Kedves Ferenc: Félvezető anyagok tulajdonságai I.

A FIZIKA TANÍTÁSA

Györgyi Géza: Elméleti fizikus iskola a Mont-Blanc tövében

EGYESÜLETI ÉLET – HÍREK
KÖNYVSZEMLE
A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

СОДЕРЖАНИЕ

Л. Яношши—Ж. Нараи: Исследования по двойной природы света

Ф. Кедвеш: Свойства полупроводников I.

ПРЕПОДАВАНИЕ ФИЗИКИ

Г. Дьёрдьи: Школа для физиков-теоретиков в подножии Мон Блана

ИЗВЕСТИЯ ИЗ ЖИЗНИ ОБЩЕСТВА ФИЗИКОВ
ОБЗОР КНИГ
ИЗ УСПЕХОВ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

INHALT

L. Jánossy—Zs. Náray: Untersuchungen über die doppelte Natur des Lichtes

F. Kedves: Die Eigenschaften der Halbleiter I.

UNTERRICHT DER PHYSIK

G. Györgyi: Schule für theoretische Physik am Montblanc

NACHRICHTEN – AUS DEM VEREINSLEBEN
BUCHBESPRECHUNG
FORTSCHRITTE DER PHYSIK

Címképünk: Műkristályok. Készültek a budapesti Orvosi Fizikai Intézetben. A kép baloldalán: alkalihalogenid, jobboldalán: antracén kristályok (lemezes és hengeres alakban), foglalatban naftalin kristályok, a középen: polirozott kősó, alatta: kén és kadmiumszulfid. A kép a természetes nagyságnak kb. egyharmada

A kiadásért felelős: az Akadémiai Kiadó igazgatója — Műszaki felelős: Szöllősy Károly
A kézirat beérkezett 1958. IV. hó. Terjedelem: 4 (A/5) ív

Akadémiai Nyomda, Budapest, V., Gerlóczy utca 2. — 44322/58 — Felelős vezető: Bernát György

A FIZIKAI SZEMLE VIII. ÉVFOLYAMÁNAK TARTALOMJEGYZÉKE

TUDOMÁNYOS CIKKEK

A Harmadik Szovjet Mesterséges Hold 179
Az atomtudósok felhívása a III. Pugwash Konferencián 299
J. Bardeen: A tranzisztorhatás felfedezése 112
W. H. Brattain: A félvezetők felületi tulajdonságai 109
Czike Kálmán-Fodorné Csányi Piroska: A deutérium eloszlása a természetben 222
Domokos Gábor: A legnagyobb energiájú magkölcsönhatások 76
Erő János: Ionforrások 40
Erő János: Statikus gyorsítóberendezések 103
Fényes Imre: A termodinamika főtételei I, II, III, IV 123, 160, 185, 225
Fogarassy Bálint—Pálinkás József: Kvarc, atom, molekulaórák 311
Flórián Endre: Az ionoszféra 212
G. Gamow: A relativisztikus város 127
Györgyi Géza: A magerők töltésfüggetlensége és a könnyű atommagok energianívói 139
Horváth Árpád: A 300 éves ingaóra 306
Horváth Árpád: Petzval József 235
Horváth János: 50 éves a Langevin egyenlet 303
F. Joliot Curie † 195
Jeszenszky Ferenc: Negatív abszolút hőmérsékletek 250
Jánossy Lajos—Náray Zsolt: A fény kettős természetére vonatkozó vizsgálatok 3
Kedves Ferenc: Félvezetők elméletéről I, II, III 10, 53, 85
Kiss Dezső—Kiss István—Pál Lénárd: Tudományos felkészülés az első magyar atomreaktor felhasználására 203
Kulin György: Mesterséges Holdak és az űrhajózás égi mechanikájához 35
Marx György: Új irányok az elemi részek kutatásában 240
Novobátzky Károly: W. Thomson 71
Nagy Tibor: Egyesített Atommagkutató Intézet (Dubna) 153
Németh Judit: A magreakciók elmélete I, II, III 253, 281, 316
Pócza Jenő—Sass Elemér: Kettősen törő kristálygömb 249
M. Planck: A fizika szerepe a világnézet kialakításában 171
W. Shockley: Tranzisztor-fizika 269
Szabó János: A turbulencia 82
Tarján Rezső: Információelmélet és a fizika 49

A FIZIKA TANÍTÁSA

Bódi Sándor: Négyszögjel-generátor alkalmazása kondenzátor tekercs-áramkör ki- és bekapcsolásánál fellépő jelenségek demonstrálására 259
Barna Péter—Groma Géza—Kurucz István—Keszthelyiné: Mérési feladatok a III. éves fizikus hallgatók laboratóriumában, I, II 94, 128
Csekö Árpád: A folyadékot tartó edény hőokozta tágulásának kimutatása 63
Gémesi József—Szabó János: Az egyetemi felvételi vizsgákról 89
Györgyi Géza: Elméleti fizikus iskola a Mont-Blanc tövében 23
Gyüdi Sándor: A körmozgás tanításának problémája 60
Lengyel Sándor: Kettős ingakészülék harmonikus rezgőmozgások összetevésének bemutatására 166
Madas László: Az összetett mozgások és a newtoni erőtörvény 189
Tarnóczy Tamás: A szovjet oktatási rendszer 230
Tóth Lajos—Benkő Károly: Spirálrugóra függesztett gömb rezgőmozgása, ha eséssel indul 91

KÖNYVSZEMLE

„Acta Physica et Chemica" Szeged 28
Az A. S. T. M. Röntgendiffrakciós adatkatalógusa 68
Bozóky László: Védekezés atommagsugárzás ellen 262
A. Budó: Theoretische Mechanik 29
G. Herzberg: Molekulaszinképek és molekulaszerkezet 28
G. Heisenberg: A mai fizika világképe 326
Kék Könyvek 30
Marx György: Kvantummechanika 199
K. Novobátzky—Th. Neugebauer: Theoretische Elektrizitätslehre und Wellenmechanik 134

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL 24, 31, 68, 200, 221, 239, 258, 263, 337

EGYESÜLETI ÉLET — HÍREK 22, 25, 64, 97, 100, 130, 136, 168, 194, 231, 260, 293, 325

A kiadásért felelős: az Akadémiai Kiadó igazgatója

Műszaki felelős: Szöllősy Károly

Akadémiai Nyomda, Budapest, V., Gerlóczy utca 2. — 47091/59 — Felelős vezető: Bernát György

FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

VIII. évfolyam 1. szám 1958. január

A fény kettős természetére vonatkozó vizsgálatok

I.

A fény mibenlétének a problémája a legrégibb idők óta foglalkoztatta a természettudósokat és a filozófusokat. A kialakult nézetek és elméletek azonban többé-kevésbé csak spekulációkon alapultak mindaddig, amíg Newton a fény tulajdonságainak pontos vizsgálataiba nem kezdett. Newton arra a következtetésre jutott, hogy a fény nagy sebességgel mozgó szabad részecskékből áll. Igen érdekes, hogy ő, a fény korpuszkuláris elméletének megalkotója az elsők között volt, akik tudományos vizsgálat tárgyává tették az interferencia jelenségét (Newton-féle gyűrűk).

A későbbi vizsgálatok eredményeképpen azonban a fénynek Newton-féle részecske elmélete teljesen el lett vetve és a hullámelmélet került előtérbe. A fény Maxwell-féle elektromágneses elméletének a sikerei után nem fért további kétség a hullámelmélet helytállóságához.

Századunk elején azonban a fotoelektromos effektus felfedezése folytán nagy nehézségek merültek fel a Maxwell-féle klasszikus fényelméletben. A fotoelektromos effektus ugyanis azt látszott bizonyítani, hogy a fény részecskékből áll és nem tekinthető tisztán hullámjelenségnek. A kísérletek azt mutatták, hogy egy ν frekvenciájú fénynyaláb úgy viselkedik, mintha $h\nu$ energiájú és $h\nu/c$ impulzusú részecskékből állana.

Felmerült tehát ismét a probléma, hogyan egyeztethető össze ez a részecske-felfogás a korábban megfigyelt interferenciajelenségekkel.

Egy foton $h\nu$ energiája igen kis érték, még pedig látható fényre $h\nu = (3—7) \cdot 10^{-12}$ erg, (tekintve, hogy $\nu = (0{,}5—1) \cdot 10^{15}$ sec^{-1} és $h = 6{,}6 \cdot 10^{-27}$ erg/sec), így még egy igen gyenge fényforrás is percenként nagy számban bocsát ki fotonokat.

Ha egy fénynyaláb egyes fotonjai között kölcsönhatásokat tételeznénk fel, úgy az interferenciajelenséget megmagyarázhatnánk olyképpen, hogy a különböző fázisban levő fotonok megsemmisítik egymást és ennek a folyamatnak az eredményeképpen jönnek létre az interferenciaképben a minimumhelyek. Ebben az esetben az interferencia jelensége statisztikus alapokon tárgyalható.

Azonban a statisztikus tárgyalásmód csak abban az esetben tartható fenn, ha az interferenciát létrehozó fénynyaláb intenzitása eléggé nagy. Ahhoz, hogy az egyes fotonok közötti kölcsönhatások, melyek egyes fotonok megsemmisüléséhez vezetnek, tényleg létrejöhessenek, a fotonok sűrűségének megfelelően nagynak kell lennie.

Nagyon kis fényintenzitásoknál viszont a fotonsűrűség kicsi és ezért nem várható, hogy kölcsönhatás lépjen fel közöttük és így a statisztikus megfogalmazás értelmében az interferenciajelenségnek meg kellene szűnnie.

Tekintsünk egy interferencia berendezést, mégpedig egy ernyőt (I), melyen két nyílás (S_1 és S_2) van. Az L fényforrásból kibocsátott fénynyaláb áthalad az S_1 és S_2 nyíláson és megvilágítja a II ernyőt (lásd 1. ábra).

A hullámelképzelés szerint a II ernyőn lévő tetszésszerinti A pont világos lesz, ha a $\Delta s = s_1 — s_2$ optikai úthossz-különbség a fény hullámhosszának egészszámú többszöröse, azaz ha

$$\Delta s = k \cdot \lambda\,, \qquad \text{ahol} \qquad k = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$$

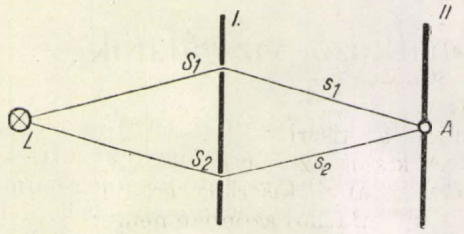
és sötét lesz, ha

$$k = \pm \frac{1}{2}, \quad \pm \frac{3}{2}, \ldots$$

A legegyszerűbb részecske-elképzelésnek megfelelően a következőképpen magyarázhatjuk a jelenséget: egyes fotonok s_1 mentén, mások s_2 mentén haladnak és különböző fázisban érnek A-ba. Az s_1 nyalábnak a fotonjai magukban is képesek az ernyő A helyén világos pontot létrehozni és ugyanigy az s_2-ben haladó fotonok is. Ha azonban mindkét nyaláb eljut az A pontba, akkor ott az A pont helyzetétől függően esetleg sötét foltot látunk. Ehhez azt kell feltételeznünk, hogy egy, az s_1 nyalábból az A pontba jutó fotonnak a hatását, amely önmagában az A pont megvilágítását eredményezné, az s_2 nyalábból utóbb ugyanoda beeső másik foton leronthatja.

Egy ilyen magyarázat azonban csak akkor fogadható el, ha azok a fotonok, amelyekről feltettük, hogy egymás hatását lerontják, igen kis időkülönbséggel érkeznek az A pontba. Egyáltalán nem indokolt viszont azt feltételezni, hogy egy már abszorbeált fotonnak a hatását, melyet éppen az abszorpciója révén váltott ki, egy másik, sokkal később érkező foton leronthatja.

Ilyen megfontolásokból kiindulva vetette fel a század elején G. J. Thompson a gondolatot, hogy az interferencia kísérletet olyan kis fényintenzitásoknál kellene elvégezni, ahol az egyes fotonok közötti kölcsönhatásnak a lehetősége ki van zárva. Amennyiben az interferencia jelenségét valóban a fotonok közti kölcsönhatások okoznák, úgy az ilyen kis intenzitásokkal nyert interferenciaképnek különböznie kellene az eddig ismert képtől.



1. ábra

G. I. Taylornak, majd később Dempster és Bathonak errevonatkozó kísérletei azonban nem mutattak semmi ilyen jellegű effektust; kísérleteik szerint az interferenciajelenség egészen a legkisebb intenzitásokig változatlan formában megmarad.

Ha gondosan áttanulmányozzuk ezeket a kísérleteket, sokkal kevésbé döntő jelentőségűeknek találjuk őket, mint azt eddig általában feltételezték. Az a tény, hogy ezen kísérleteket hosszú ideig fenntartás nélkül elfogadták, annak tudható be, hogy épp az interferenciajelenség intenzitásfüggetlenségét látszottak igazolni, amely eredmény a fénynek a kvantumelmélet által megfogalmazott hullám-részecske felfogását támasztotta alá és így az egyszerű részecske-elképzelés során fellépő nehézségek megszüntethetőkké váltak.

II.

A hullám-részecske jelenséget a kvantumelmélet tisztán matematikailag tárgyalja. Sok fizikus szerint a kvantumelméletnek határozott előnye, hogy pontos matematikai formalizmust tud adni, anélkül, hogy megkísérelné magának a jelenségnek a fizikai leírását is. Jelenleg ez az álláspontja a fizikusok többségének. Van azonban egy kisebb csoport, amely a dolgok ilyetén állásával nincs megelégedve.

A következőkben egy Michelson interferométerben előálló interferenciaképet fogunk részletesen megvizsgálni, hogy ezáltal fényt derítsünk arra, milyen nehézségekkel találja magát szemközt az, aki számot akar adni arról, hogy tulajdonképpen mi is történik egy interferométerben az interferenciajelenség kialakulása folyamán.

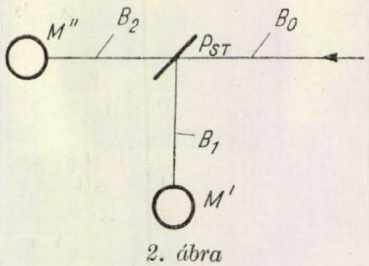
Tekintsünk (lásd 2. ábra) egy gyenge fénysugarat (B_0), amely a félig áteresztő P_{ST} tükörre esik, és ott két koherens komponensre szakad (B_1, B_2). E két komponens fotonjait az M', illetve az M'' elektronsokszorozó segítségével megszámolhatjuk. A kvantum-elmélet szerint minden egyes a B_0 fénysugárban haladó foton, amely a P_{ST} tükörre jutott, vagy visszaverődik, vagy áthalad a tükrön, úgyhogy az egyes fotonok vagy az M'-ben, vagy az M''-ben fotoeffektust hoznak létre, vagyis minden egyes fotont vagy az egyik, vagy a másik számláló regisztrálja. Meg kell jegyeznünk, hogy az M' és M'' számlálók között csak véletlen koincidenciákat várhatunk, melyek akkor jönnek létre, ha két foton véletlenül a számlálómű holtidejénél rövidebb időközben követte egymást. Az elmélet ezen feltevésének helyessége bizonyítást nyert Ádám, Jánossy és Varga és ugyancsak Brannen és Fergusson kísérletei által.[1]

A kísérletek tehát kizárták annak a lehetőségét, hogy egy foton a P_{ST} tükörre esve széjjelszakad és az M', illetve M'' számlálót egy-egy félfoton éri el egyszerre.

Itt közbevetőleg egy lehetséges félreértést kell tisztáznunk. Sokszor találkozunk a következő érveléssel: „Az Önök kísérletei egyáltalán nem bizonyítják, hogy a fotonok nem válnak szét, inkább csak arra mutatnak, hogy a jelzőberendezéseik félfotonokra érzéketlenek és így, ha léteznek is félfotonok, a berendezés nem tudja azokat észlelni".

Ha felelni akarunk erre az érvelésre, természetesen először bizonyos megállapításokat kell tennünk arravonatkozóan, hogyan viselkednének a félfotonok, ha léteznének. Tegyük fel, hogy a B_1 és B_2 fénysugárban külön-külön megszámoljuk a fotonokat, akkor azt találjuk, hogy e koherens komponensek intenzitásainak összege a bejövő fénynyaláb intenzitásával egyenlő, $N = N' + N''$.

Ez utóbbi összefüggés ki van elégítve akkor is, ha a fotonok nem „szakadnak szét" és akkor is, ha feltételezzük, hogy a berendezés egy félfotont félakkora valószínűséggel jelez, mint egy egész fotont. Ha viszont a fenti ellenvetés értelmében feltételezzük, hogy a félfotonok jelzésének valószínűsége $p_{\frac{1}{2}}$ kisebb mint $\frac{1}{2}\,p$ — ahol p annak a valószínűsége, hogy a berendezés egy



2. ábra

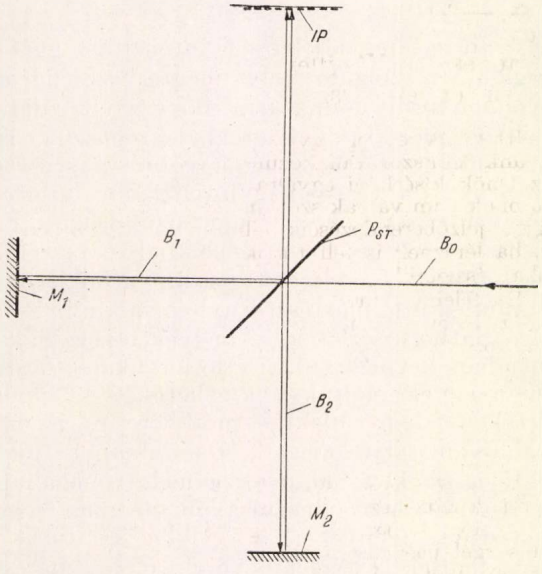
egész fotont jelez — akkor a fotonok szétszakadása veszteséget jelentene a berendezésben, mégpedig ezen veszteség következtében azt kellene tapasztalni, hogy $N \gg N' + N''$.

Visszatérve az eredeti problémánkhoz, láthatjuk, hogy a fent leírt kísérlet a kvantumelmélettel összhangban azt bizonyítja, hogy ha egy félig áteresztő tükörre fotonok esnek, azok

[1] Ugyanakkor azonban kimutatható, hogy az elmélet szerint a két fénynyaláb fotonjai közt azért mégis várható egy bizonyos gyenge korreláció. Ezek a várható korrelációk azonban az Ádám—Jánossy—Varga, illetve a Brannen—Fergusson-féle kísérleteknél túl kicsinyek voltak ahhoz, hogy meg lehetett volna őket figyelni. A probléma részletesebb tárgyalását máshol adtuk meg.

vagy visszaverődnek, vagy átmennek a tükrön, de nincs olyan foton, amely szétszakadna.

A fény hullámjellege erősen kidomborodik, ha a 2. ábrán látható berendezésben a fotoszámlálókat tükrökkel helyettesítjük, azaz, ha egy Michelson-féle interferométert építünk (lásd 3. ábra). A B_1 és B_2 sugarak az M_1 és M_2 tükrökről visszaverődnek. A P_{ST} tükör a visszatérő sugarakat ismét széjjelválasztja és a B_1 és B_2 egy-egy komponensének újraegyesítésével létrehozza az interferenciát. Tekintsünk most egy sötét csíkot a képben. Azt mondhatjuk, hogy az interferenciakép sötét csíkjára egyáltalában nem juthat fény,



3. ábra

azaz az összes foton meg lett akadályozva abban, hogy a sötét csík által fedett területre jusson. Érdekes azonban az, hogy ennek a sötét csíknak az elhelyezkedése mind az M_1, mind az M_2 tükör helyétől nagymértékben függ. Ha az egyik tükröt $\lambda/4 \sim 10^{-5}$ cm-rel elmozdítanánk, akkor az interferenciaképben a sötét csík helyére világos kerülne; azaz bármelyik tükör elmozdítása az összes fotonra hatást gyakorol. A tükör eltolása után a fotonok nem jutnának el arra a helyre, ahol korábban világos csík volt, viszont el kell jutniok a régebbi sötét csík helyére. Azt mondhatjuk tehát, hogy a fotonok úgy viselkednek, mintha mindkét tükör befolyással lenne rájuk. Hogyan fogadhatjuk azonban el azt az álláspontot, miszerint tükör hathat egy olyan fotonra is, amely sohasem esett rá? Az interferencia kísérlet tehát megköveteli annak feltételezését, hogy mindegyik foton rájut valamiképpen mindkét tükörre, ami másképp azt jelenti, hogy a fotonoknak a P_{ST} tükrön szét kell válniok két részre. Úgy látszik tehát, ellenkező következtetésekre jutottunk, mint a koincidencia kísérlet esetében.

Míg a koincidencia kísérlet legegyszerűbben magyarázható, ha feltételezzük, hogy minden egyes, a szétválasztó tükörre eső foton vagy reflektálódik, vagy átmegy a tükrön, addig az interferencia kísérlet azt látszik bizonyítani, hogy a fotonok két részre szakadnak, amely részek az M_1, illetve az M_2 tükrökön visszaverődve újra egyesülnek és az így keletkező egész fotonok azután az interferencia maximumok irányába haladnak, illetve elkerülik az interferencia minimumokat.

III.

Igen érdekes rámutatni arra, hogy a fenti paradox helyzetet a kvantumelmélet előre látta. Egy esetleges koincidencia kísérlet eredményére vonatkozóan már jóval előbb születtek jóslatok, minthogy a kísérlet valóban elvégzésre került volna. A kisintenzitású interferenciajelenségre vonatkozó korábbi kísérleti eredmények (Taylor, Dempster és Batho) azonban nem állták volna meg helyüket egyértelműen, ha kételyek merültek volna fel, hogy vajjon a kis- és nagyintenzitású interferenciakép különbözik-e egymástól.

Amikor kb. hét évvel ezelőtt figyelmünk e problémakör felé fordult, megállapítottuk, hogy a kísérletek, amelyek az elméletnek ezen szokatlan „jóslásait" lettek volna hivatva alátámasztani, távol vannak attól, hogy kielégítőeknek lehessen őket tekinteni; elindítottunk egy kísérletsorozatot a célból, hogy megerősítsük (vagy esetleg megcáfoljuk) az elméletet. A kísérletek technikailag nehezebbeknek bizonyultak, mint azt először gondoltuk: mégis a koincidencia kísérlet néhány éve elkészült és most sikerült az interferencia kísérletet is befejeznünk.

A kísérletek eredményei az elmélet jóslásait legteljesebb mértékben igazolták.

Az interferencia kísérlet részletes technikai leírását az utolsó fejezetben adjuk meg, előbb azonban még két fontos megjegyzést szeretnénk tenni.

IV.

Mint az I. pontban kifejtettük, az interferencia kísérletektől döntő eredmény csak akkor várható, ha azokat egészen alacsony intenzitásokon végezzük el. Felmerül tehát itt a kérdés, milyen intenzitásokat nevezhetünk alacsony intenzitásoknak.

Hangsúlyoznunk kell, hogy a nagy- és kisintenzitások között sem a klasszikus elmélet, sem a kvantumelmélet nem tud határt szabni, mivel mindkét elmélet szerint egy fénysugár által kiváltott hatások és a sugár intenzitása között szigorúan lineáris az összefüggés. Van azonban egy jelenség, amely nincs lineáris összefüggésben az intenzitással, éspedig a makroszkópikusan állandónak tekintett fénysugár fluktuációja.

A klasszikus elmélet szerint a relatív fluktuációk függetlenek az intenzitástól (lásd pl. Jánossy, Nuovo Cimento), a kvantum fluktuációk azonban viszonylag annál nagyobbak, minél kisebb a fénysugár intenzitása. A kvantumelmélet értelmében egy fénynyalábot gyengének nevezhetünk. ha relatív fluktuációi nagyok.

Az alacsony intenzitások pontosabb definiciójára azonban az utóbbi feltétel sem megfelelő, mégpedig a következő okok miatt: egy fénysugárnak a pillanatnyi

intenzitása nagy kvantumfluktuációkat mutat függetlenül a sugár intenzitásától. Egy bizonyos időtartamra átlagolva a fluktuációkat, annál kisebb értéket kapunk, minél hosszabb volt az átlagolási időtartam. Ezek szerint tehát az, hogy a kvantumfluktuációk kicsinek vagy nagynak adódnak, attól az időtartamtól függ, amelyre átlagoltunk. Hogy ezt világosabbá tegyük, megjegyezzük, hogy egy fénysugár intenzitása kevésbé ingadozik, ha olyan periódusra átlagoltunk, amely alatt a fotonoknak átlagban nagy száma halad a nyalábban. A relatív fluktuáció nagy olyan periódusokra, melyekben átlagosan kevesebb mint egy foton várható.

Mint azt a fenti megfontolásokból láthatjuk, a nagy- és kisintenzitások között csak akkor tudunk különbséget tenni, ha számításba vesszük, mennyi fotont foglal a fénynyaláb magába. Ez lényegében két lehetőséget nyújt a kisintenzitás fogalmának meghatározására:

1. Kicsinek tekinthetjük az intenzitást a Michelson-féle interferencia kísérletben, ha a berendezésben egyszerre tartózkodó fotonok várható száma kisebb mint egy. A fotonok áthaladási ideje az interferométeren $2l/c$, ahol l az interferométer kartávolsága, c pedig a fény terjedési sebessége. Így azt mondhatjuk, hogy az N^* intenzitás kicsi, ha

$$N^* < N_1 = \frac{c}{2l}.$$

Valóban, ha ilyen intenzitást használunk, feltételezhetjük, hogy a fotonok egyenként lépnek be a berendezésbe; vagyis egy foton rendeltetési helyét eléri, mielőtt még őt a következő foton követné.

2. Mind a sugárzási csillapítás elméletéből, mind a monokromatikus fény koherencia hosszára vonatkozó kísérletekből a hullámvonulat, amely egy emissziós folyamatban kerül kibocsátásra $\Lambda = 1$ m nagyságrendűnek adódik a látható tartományban. Ezen feltételezés kísérleti alátámasztásának tekinthető az a tény, hogy a Michelson-interferométerben az interferenciák eltűnnek, ha az interferáló nyalábok optikai úthosszkülönbsége:

$$\Delta l > \Lambda.$$

Ezek szerint gyengének tekinthetünk egy fénynyalábot, ha a Λ hosszúságú hullámvonulatok nem fedik egymást. Ha feltételezzük, hogy mindegyik hullámvonulat $h\nu$ energiát visz magával, akkor egy fénynyalábot kisintenzitásúnak tekinthetünk, ha az a Λ hossz mentén átlagban kevesebb mint egy fotont tartalmaz. Így N^{**}-t kisintenzitásnak tekinthetjük, ha

$$N^{**} \ll N_2 = \frac{c}{\Lambda}.$$

Ilyen kisintenzitású fény esetére, amikor a fotonok nem fedik egymást és a berendezésben bármely időben átlagosan kevesebb, mint egy foton található, az interferenciajelenség statisztikai magyarázata, amelyről az I. fejezetben esett szó, nem használható.

Ezért kísérleteinket, melyektől döntő eredményeket vártunk, ilyen kisintenzitású fénnyel végeztük el.

Még egy másik megjegyzést is szeretnénk tenni a kísérleti felépítésre vonatkozóan. Ha a koherencia hossznak szószerinti értelmezését akarjuk adni, azaz, ha feltesszük, hogy minden egyes foton egy Λ hullámhosszú hullámvonulatnak felel meg, akkor érdemes megkülönböztetést tenni az $l \gg \Lambda$, illetve az $l \ll \Lambda$ kartávolságú interferométerrel kapott interferenciák között.

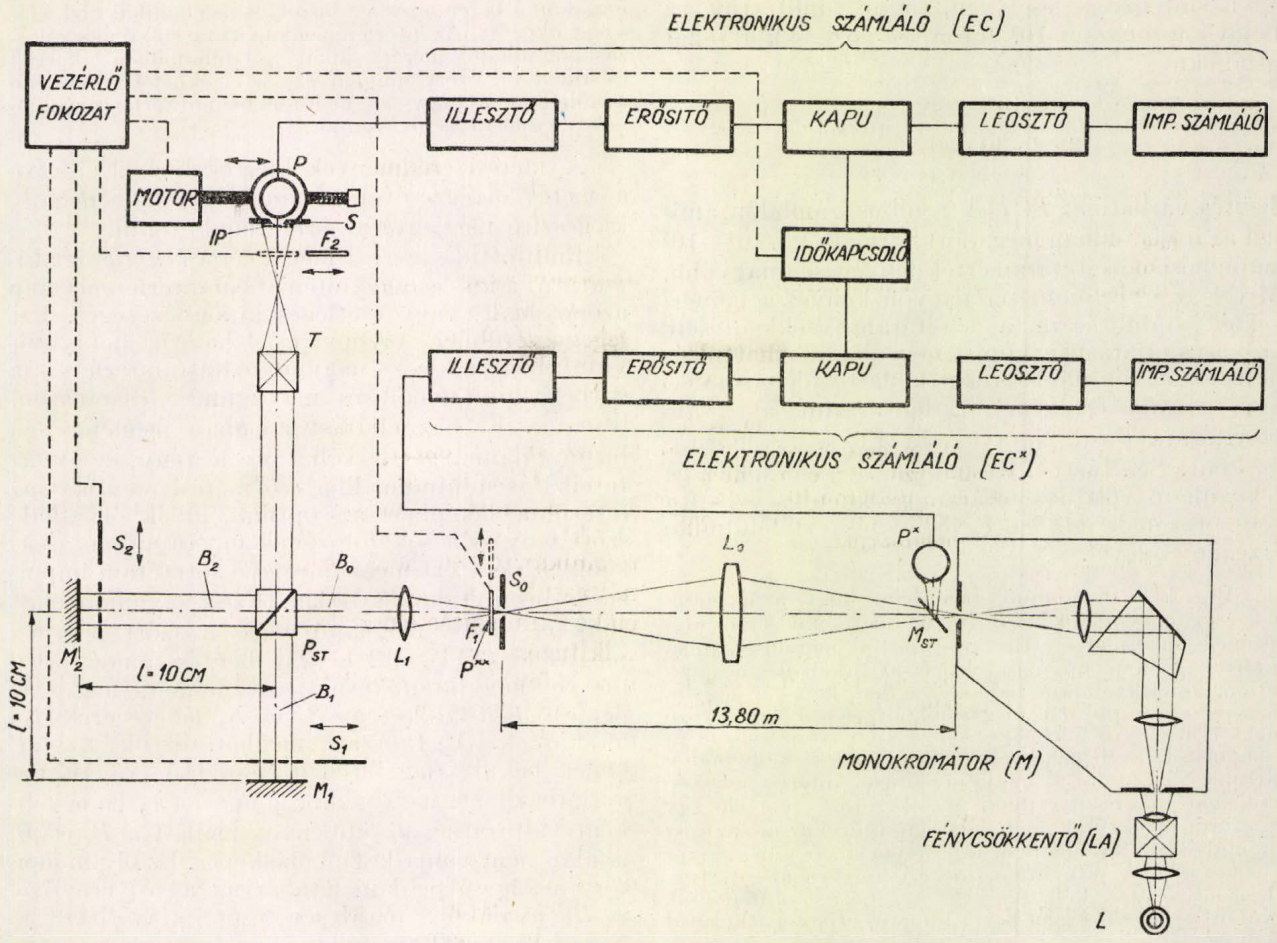
Az első esetben, amikor az interferométernek a kartávolsága kicsi, feltehető, hogy egy foton az egész berendezést „elárasztja", vagyis anélkül, hogy a hullámvonulatnak két részre kellene szakadnia, a foton mindkét tükörrel egyszerre kölcsönhatásba kerülhet. A kis interferométereknél ebben az esetben a II. fejeztben leírt paradoxon nem olyan kiütköző, mint a második esetben a nagy interferométereknél. Feltéve, hogy az interferométer méretei nagyok a hullámvonulat hullámhosszához képest, a fotonnak szükségképpen szét kell szakadnia ahhoz, hogy mindkét tükröt elérje, és utána ez a két rész újra egyesül. Mivel a kérdést alaposan akartuk megvizsgálni, célszerűnek tartottuk, hogy a kísérletet mind nagy, mind kis kartávolságú interferométerrel elvégezzük.

V.

Az interferenciajelenség intenzitásfüggésének vizsgálatára szolgáló mérés megtervezésénél nagy figyelmet fordítottunk arra, hogy a vizsgálatokat objektív mérési módszerekkel végezzük és a technikailag elérhető legnagyobb pontossággal mutassuk ki a kis- és nagyintenzitású interferenciakép intenzitás-eloszlásának azonosságát. Ezt a célkitűzést egyrészt a problémának — az előzőkben kifejtett — elméleti szempontból lényeges volta indokolta, másrészt Taylor, valamint Dempster és Batho kísérletei —, melyek elvégzésük időpontjában kétségkívül kísérleti fizikai csúcsteljesítményeknek voltak tekinthetők — éppen a kiértékelés nem-objektív módszere és a mérési hiba kvantitatív megadásának hiánya folytán nem elégítik ki az alapvető elméleti megállapítások kísérleti alátámasztásával szemben jogosan támasztható igényeket.

A fentiek figyelembevételével a mérést a 3. ábra szerinti elrendezésben végeztük olymódon, hogy az interferenciaképet egy fényérzékeny elektronsokszorozóval pontról-pontra letapogattuk. Mint említettük, a vizsgálatokat kétféle: $l = 10$ cm és $l = 1400$ cm kartávolságnál végeztük el. A két mérés a kísérleti felépítés szempontjából nagymértékben hasonló volt. Az alábbiakban a kísérleti elrendezést és a mérés menetét az $l = 10$ cm kísérlet leírásával ismertetjük.

A mérés sémája a 4. ábrán látható. Az L spektrál-lámpa fénye egy 10-es fokozatban változtatható fénycsökkentési tényezőjű fénycsökkentőn (LA) keresztül egy M monokromátorra jut. A monokromátorból kilépő $\lambda = 5461$ Å hullámhosszúságú és a kísérletnek megfelelően beállított fény jut az interferométerbe. Az interferométerbe az S_0 bemenő blendén keresztül belépő nyalábot L_1 lencsével közel párhuzamosra alakítjuk. Ez a párhuzamosított nyaláb jut a P_{ST} választó prizmára és azon két koherens nyalábra bomlik. A szétválasztott nyalábok az M_1, illetve az M_2 tükrön visszaverődve egyesülnek és a T lencse függőleges vonalakból álló IP interferenciaképet hoz létre a P letapogató sokszorozó szintén függőleges állású S bemenő résének síkjában. Ezt az interferenciaképet mérjük ki olymódon, hogy a P sokszorozót a hozzá erősített S réssel együtt az interferencia csíkokra merőleges irányban lépésről-lépésre elmozdítjuk és minden egyes helyzet-



4. ábra

ben az *EC* elektronikus számlálóval meghatározzuk a τ mérési idő alatt a sokszorozó résére eső fotonok számát. A teljes bemenő intenzitás állandóságának az ellenőrzésére szolgál a *P** elektronsokszorozó és a hozzá csatlakozó *EC** elektronikus számlálómű. A mérés tényleges lefolyása a következő :

Az M_1, ill. M_2 tükrök megfelelő beállításával az interferenciaképet olymódon állítjuk be, hogy az kb. 3—4, egyenként 2 mm széles függőleges vonalból álljon. Ugyanakkor a fényforrást követő *LA* fénycsökkentőt úgy állítjuk be, hogy az interferométerbe az előzőekben megállapított ún. kis fényintenzitásnál több nagyságrenddel nagyobb intenzitás, esetünkben 10^{10} foton/sec lépjen be. Ezen intenzitás által létrehozott interferenciakép intenzitáseloszlását határozzuk meg és ez lesz a vonatkozási alap, vagyis azt vizsgáljuk, hogy ezen intenzitáseloszláshoz képest hogyan alakul ki az intenzitáseloszlás, ha a bemenő nyaláb intenzitását a kisintenzitásnak megfelelő 10^6 foton/sec tartományig, esetleg az alá csökkentjük, az S_0 rés után behelyezett 10^4 fénycsökkentési tényezőjű szürke szűrő alkalmazásával. A kisintenzitású interferenciakép intenzitáseloszlásának kimérése esetén azonban bizonyos nehézségekbe ütközünk. Az első nehézség az, hogy a mérő sokszorozó *S* résére a kisintenzitású interferenciakép letapogatásakor olyan kevés foton jut, hogy a sokszorozó által ezen megvilágítás hatására adott impulzusok száma lényegesen kevesebb, mint a sokszorozónak normális üzemben észlelhető háttér-impulzus-száma, sötétáram impulzusszáma. A kisintenzitású interferencia esetén várható beütésszám értékéről a következő számítással tájékozódhatunk :

1. A Michelson-interferométerbe belépő intenzitásnak csak a fele része jut az *IP* interferenciaképbe, míg kb. ugyanannyi a fényforrásba verődik vissza.

2. Az optikai veszteség folytán az interferométer tükrein, lencséin stb. a megmaradó intenzitásnak kb. egy további $\frac{1}{2}$ része elvész.

3. A sokszorozó *S* résének felülete az *IP* interferenciakép felületének kb. 1/30-ad része, vagyis az interferenciaképre jutó foton/sec értéknek 1/30-ad része esik a sokszorozó katódjára.

4. Az elektronsokszorozó viszonylag alacsony megszólalási valószínűsége következtében a katódjára jutó fotonoknak csak kb. 1/50-ed részét jelzi az elektronikus számláló impulzusok formájában.

Kisintenzitás esetében, mint említettük, a bejövő fotonszám 10^6 foton/sec volt, ekkor tehát átlagban

$$n = \frac{10^6}{2 \cdot 2 \cdot 30 \cdot 50} \sim 10^2 \,\mathrm{sec}^{-1}$$

beütés várható az *EC* elektronikus számlálón, aminél az irodalomban megadott normális kb. 10^4—10^5 impulzus/sec sötétáramérték lényegesen nagyobb. Mivel az interferométer nagyon kényes a hőmérséklet stabilitására, a sötétáram csökkentésére szokásos eljárást, a hűtést nem alkalmazhattuk és helyette egyéb módszereket kellett kidolgoznunk, a sötétáram értékének a fenti szint alá való szorítására (lásd Náray Acta Phys. Hungarica, és Jour. Sci. Instr.). Ily módon az első nehézség leküzdhető volt a sötétáram csökkentésével és a sokszorozónak minden egyéb detektort felülmúló érzékenységével.

Meg kell mondanunk azonban, hogy a második nehézség éppen a sokszorozónak nagyfokú érzékenységével kapcsolatos. Ha ugyanis a nagyintenzitású interferenciakép intenzitáseloszlását akarjuk megállapítani, az elektronikus berendezés nem képes a nagyon nagyszámú impulzust megszámlálni, sőt a sokszorozó maga is bizonyos fokú károsodást szenved az erős megvilágítástól. Ezen nehézségek kiküszöbölésére olymódon jártunk el, hogy a nagyintenzitású interferenciakép letapogatásakor közvetlenül a sokszorozó rése elé egy F_2 szűrőt helyeztünk, melynek segítségével az intenzitást nagyjából a kisintenzitású interferenciakép kimérésekor a sokszorozóra jutó intenzitás értékére csökkentettük. Hangsúlyoznunk kell, hogy ez az eljárás szintén csak gyakorlati jelentőséggel bír és a mérés elvi vonatkozását nem érinti, mivel az F_1 szűrő behelyezésekor *kisintenzitású* nyalábok interferálnak, míg F_1-et kivéve és F_2-t helyezve a sokszorozó elé, a *nagyintenzitású* nyalábok által létrehozott képet vizsgáljuk.

Van azonban egy harmadik nehézség is, mely talán a legsúlyosabb. A kísérlet elvégezhetőségének ugyanis alapfeltétele az, hogy a kis és nagyintenzitású interferenciakép letapogatása során az interferenciaképnek nem szabad elmozdulnia, mert csak ez esetben lehet a kis- és nagyintenzitású interferenciakép intenzitáseloszlását kvalitatíve összehasonlítani. Ennek biztosítására azonban igen súlyos feltételeket kell kielégíteni mind a hőmérsékleti stabilitás, mind a mechanikus rezgésmentesség vonatkozásában. Ha a mérés elvégzéséhez szükséges hőmérsékleti stabilitás kérdését vizsgáljuk és például az 1400 cm-es interferencia esetében azt a minimálisan szükséges feltételt tesszük, hogy a mérés periódusa alatt az interferométer kartávolsága 0,05 λ-nál kisebb mértékben változhat meg, úgy az adódik, hogy a karokat rögzítő szerelvények hőmérséklete egy mérés periódusának megfelelő kb. egy óra alatt maximális 10^{-5} C°-kal változhat meg, vagyis nagyságrendileg 10^{-7} C°/perc hőmérsékleti stabilitás szükséges.

Ilyen hőmérsékleti stabilitás azonban a jelenlegi technikával semmiféle hőszabályozó berendezéssel nem biztosítható. A probléma megoldására tehát csak egyetlen út kínálkozott: az interferométert egy 30 méterrel a föld alatt sziklába vájt laboratóriumba építettük be olymódon, hogy maga a sziklabeton alapzat rögzítette az egyes optikai elemeket. Ilyen módon a hőmérséklet stabilitását a sziklabeton hatalmas hőkapacitása biztosította. Ez az eljárás is azonban csak abban az esetben célravezető, ha az interferométer elhelyezésére szolgáló helyiséget 5—6 napig szinte légmentesen zárva tartjuk és a mérést teljesen automatikusan, távvezérléssel bonyolítjuk le. Még ilyen elővigyázatossági rendszabályok mellett is pontos méréseket első ízben éjszaka tudtunk végezni, mivel a föld felszínén levő nappali forgalom a berendezésben bizonyos mechanikai rázkódásokat okozott. Az interferenciakép kismértékű megváltozásából adódó mérési hibát is minimálisra akartuk csökkenteni, ezért minden egyes értéknél egymásután megmértük a nagy- és kisintenzitású interferenciaképnek megfelelő beütésszámot.

A mérési eredmények kiértékelésével, illetve a mérés elvégzésével kapcsolatban még néhány kiegészítő megjegyzést szeretnénk tenni.

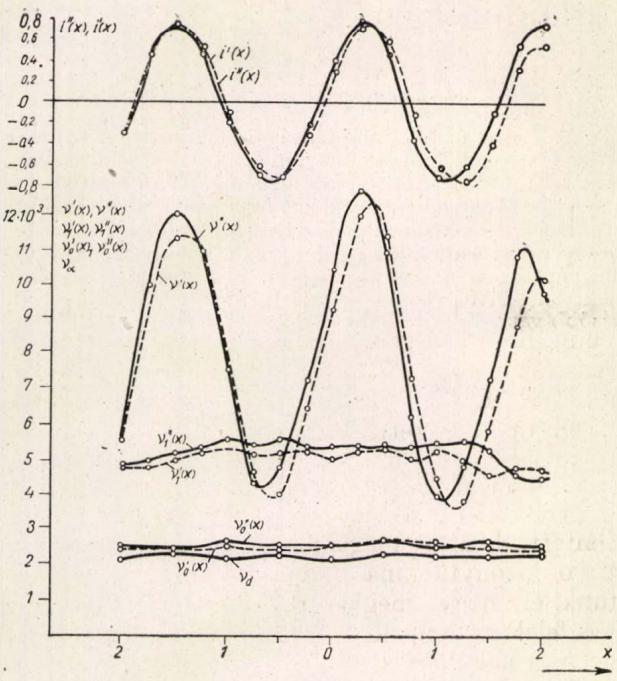
Említettük, hogy a mérés célja *kvantitatíve* kimutatni a kis- és nagyintenzitású interferenciakép azonosságát, vagy esetleges különbözőségét. Ezt legegyszerűbben olymódon lehetett keresztülvinni, hogy a kis- és nagyintenzitású interferencia görbék minimumait és maximumait összehasonlítottuk. Ezt az eljárást azonban meglehetősen bizonytalanná tette volna az a tény, hogy az intenzitás minimumokba eső mérési pontokat az interferenciaképben az optikai hibákból adódó szórt fény és a sokszorozónak ugyan erősen csökkentett, de azért mégis meglevő sötétáram impulzusai bizonytalanná teszik. Ezért olymódon jártunk el, hogy meghatároztuk a szórt fénynek megfelelő $\nu'_0(x)$, ill. $\nu''_0(x)$ beütésszámot (kis-, illetve nagyintenzitásnál) oly módon, hogy az M_1 és M_2 tükröket az S_1 és S_2 fekete ernyővel letakartuk. Ugyancsak meghatároztuk az *IP* képen belüli átlag intenzitáseloszlást, vagyis azt az intenzitást, mely akkor jönne létre, ha egyébként változatlan körülmények mellett a B_1 és B_2 nyaláb nem volna koherenciaképes. Ez oly módon történt, hogy például letakartuk az S_1 ernyővel a B_1 nyalábot, majd az S_1-et eltávolítva az S_2 ernyővel a B_2 nyalábot és az így kapott $\nu_1(x)$, ill. $\nu_2(x)$ beütésszámot összegeztük. Miután a két beütésszám abszolút értéke és eloszlása lényegében megegyezett, elegendő volt az átlagintenzitás meghatározására például a B_1 nyaláb eltakarásával a kis- és nagyintenzitásnál minden x értéknél egy-egy mérést elvégezni: az átlagintenzitást $2\nu'_1(x)$ és $2\nu''_1(x)$ alakban kaptuk meg. A kis- és nagyintenzitású interferenciakép intenzitás-eloszlásánál kapott beütésszámokat $\nu'(x)$, ill. $\nu''(x)$-el jelölve kiszámítható az

$$i'(x) = \frac{\nu'(x) - 2\nu'_1(x) + \nu'_0(x)}{2[\nu'_1(x) - \nu'_0(x)]}$$

illetőleg az

$$i''(x) = \frac{\nu''(x) - 2\nu''_1(x) + \nu''_0(x)}{2[\nu''_1(x) - \nu''_0(x)]}$$

ún. redukált intenzitás, melynél a minimumok és maximumok az abszcissza tengelyhez képest szimmetrikusan helyezkednek el és így a minimumokkal kapcsolatban említett nehézség nem áll fenn. Így tehát a kísérlet alapproblémája az $i'(x)$ és $i''(x)$ redukált intenzitáseloszlások összehasonlításával eldönthető. Utalni kell itt még arra is, hogy a redukált eloszlások összehasonlítása még azért is előnyösebb, mint a $\nu'(x)$ és $\nu''(x)$ eloszlások



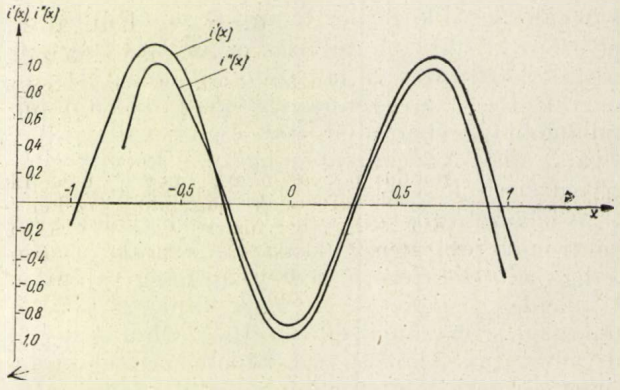
5. ábra

közvetlen összehasonlítása, mivel az F_1 és F_2 szűrők esetleges kisebb-nagyobb mértékű különbözősége a mérés eredményét az előző esetben nem befolyásolja.

Hangsúlyozni kell, hogy a fentiekben említett mennyiségek meghatározásához szükséges összes lépéseket (az F_1, ill. F_2 szűrő behelyezése, az S_1, ill. S_2 ernyő behelyezése, a sokszorozó eltolása x irányba stb.) az optikai elrendezésben távvezérléssel kellett végrehajtani, hogy az interferométert ne bolygassuk meg. Tekintettel arra, hogy igen sok mérést végeztünk, ez a távvezérlés automatikusan történt és az egyes beütéseket fotografikusan rögzítettük.

A fentiekben leírt mérések eredményeiből egy-egy tipikus példát adunk meg.

l = 10 cm. Az 5. ábrán feltüntettük az $n = 2 \cdot 10^6$ foton/sec, ill. az $N = 2{,}2 \cdot 10^{10}$ foton/sec intenzitások mellett kapott $\nu'(x)$; $\nu''(x)$; $\nu'_1(x)$; $\nu''_1(x)$; $\nu'_0(x)$ és $\nu''_0(x)$ beütésszámokat,

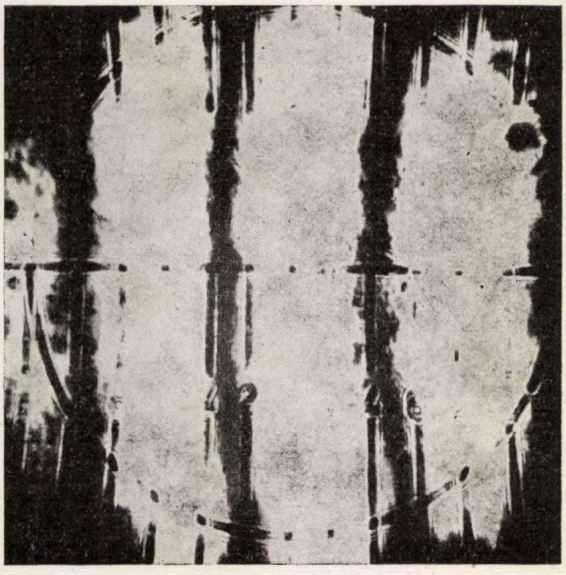


6. ábra

valamint a felhasználásukkal számított $i'(x)$ és $i''(x)$ redukált intenzitáseloszlási görbéket. Mint az ábrán közvetlenül is látható, az $i'(x)$ és $i''(x)$ közötti eltérés nem haladja meg az 5—10%-ot. Megjegyezzük, hogy a részletesebb numerikus kiértékelés is ezt az eredményt adja. Az 5/a ábra az interferenciakép fényképe.

l = 1400 cm. A 6. ábrán egy méréssorozattal megállapított tipikus $i'(x)$ és $i''(x)$ redukált eloszlásokat látjuk. Mivel ilyen nagy kartávolságnál a mérés elvégzése jóval nehezebb, a mérési hiba is nagyobb : kb. 15%.

A fentiek alapján megállapítható, hogy az interferenciajelenség a vizsgált intenzitástartományban nem intenzitásfüggő sem a koherencia hossznál kisebb, sem a koherencia hossznál nagyobb interferométerekben. Méréseink ezt a megállapítást a fent megadott hibával alátámasztották, ami annyit jelent, hogy a mérési eredményeinkkel az első esetben maximálisan 10%, a második esetben 15% eltérés volna összeférhető, amire azonban semmilyen jel sem mutat.



5a. ábra

Jánossy Lajos—Náray Zsolt
Központi Fizikai Kutató Intézet
Kozmikus Sugárzási Osztály

Félvezető anyagok tulajdonságai I.

I. A sávelmélet alapjai

1. Bevezetés

A technika nagyarányú előrehaladása a XX. században megteremtette az atomenergia gyakorlati felhasználásának lehetőségeit. E hatalmas fejlődés mellett az utóbbi évtizedben egyre nagyobb szerepet kezdenek játszani a modern hiradástechnikában a „félvezető anyagok". A szinte csodálatos tulajdonságú kristály egyenirányítók és erősítők már valósággal közismertté váltak ; alapanyaguk félvezető kristály. A rádiózás őskorában használt kristálydetektorok is félvezető anyagokat tartalmaztak. Ezek az egyenirányító kristályok a rádióhullámokat egyenirányították és így vált hallhatóvá az adás. A technikában használt kuproxcellás egyenirányítók is félvezető anyagokból készültek.

A félvezető anyagok osztályozása legjellemzőbb elektromos tulajdonságuk alapján végezhető el éspedig az elektromos vezetőképesség alapján. A jelenleg ismeretes anyagok fajlagos vezetőképessége szobahőmérsékleten 10^{-20} Ohm^{-1} m^{-1} és 10^{8} Ohm^{-1} m^{-1} között van. Ezen a szigetelőktől a fémekig kiterjedő tartományon belül a félvezetőknek nevezett anyagok fajlagos vezetőképessége 10^{-10} Ohm^{-1} m^{-1} és 10^{5} Ohm^{-1} m^{-1} között van.

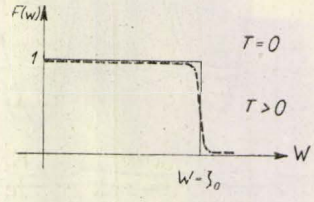
A technikai felhasználás szempontjából a második világháború után a periódusos rendszer IV. csoportjában levő elemek vonták magukra a tudósok figyelmét. Ezek a szén (C), a szilicium (Si), a germánium (Ge), az ón (Sn) és az ólom (Pb). Ezek közül a később nyilvánvalóvá váló okok miatt a Si és a Ge a legjelentősebbek. Meg kell még említeni az alapanyagok között az „intermetallikus ötvözeteket", amelyek javarészükben a periódusos rendszer III. és V. oszlopában helyet foglaló fémek vegyületei és ötvözetei pl. indium-antimonid (InSb) és indium-arzenid (InAs) stb. Ez utóbbiak nemcsak a kristálydióda és a tranzisztor szempontjából bírhatnak jelentőséggel, hanem a vegyület megfelelő összeállítása és „szennyezése" esetén termoelektromos tulajdonságaik miatt, pl. hűtő-, fűtő-berendezésekben, már gyakorlati felhasználásra is kerültek. Félvezető réteget tartalmaz a napfényelem is, amely a fényenergiát közvetlenül elektromos energiává (árammá) alakítja át.

Nem szabad megfeledkezni a félvezetőkről való tárgyalás közben a termisztorról sem, amely különböző fémek oxidjaiból áll. A termisztorok a modern technika közismerten nagy hőérzékenységű kapcsolási elemei, melyekkel áramszabályozás, hőmérsékletmérés, vákuummérés stb. igen előnyösen végezhető.

A továbbiak során meg fogunk ismerkedni a félvezetők alaptulajdonságaival főleg a Ge- és Si-ra vonatkozó kutatások alapján. Az elméleti meggondolásokat illetően jelen cikksorozat Marx György : A kvantumfizika elemei című (Fizikai Szemle VII. 1—3. sz.) cikksorozatára támaszkodik.

2. A Fermi—Dirac statisztika

A szilárd testek tulajdonságait nagyrészt a testben levő elektronok szabják meg, melyekre nem a klasszikus Maxwell—Boltzmann, hanem a Fermi—Dirac statisztika érvényes. (Az ilyen részecskéket *fermionoknak* nevezzük.) Elektronokra tapasztalatilag igaz továbbá a *Pauli elv*, amely adott kanonikusan konjugált mennyiségek által meghatározott állapotban legfeljebb két ellentétes spinű elektron elhelyezkedését engedi meg. A Pauli elvet később vesszük figyelembe.



1. ábra.

A fermionokra vonatkozó statisztika tehát lényegesen eltér a klasszikus részecskékre vonatkozó jól ismert Maxwell—Boltzmann statisztikától. A részecskék nemcsak megkülönböztethetetlenek, hanem egy-egy állapotban csak egy-egy fermion tartózkodhat.

A statisztika felépítésénél a következő eljárást alkalmazzuk. A fermionok számára lehetséges állapotokból cellákat alkotunk. Legyen g_1 számú cellánk, amelyekhez W_1 energia, g_2 számú cella, amelyekhez W_2 energia, ... g_i számú cella, amelyekhez W_i energia tartozik és így tovább. Az egyes eloszlásoknál egy cella most csak kétféle állapotban lehet : vagy betöltött, vagy üres. A benne lévő fermionok száma tehát vagy 0 vagy 1. Az ebből adódó eloszlás függvény, azaz azon fermionok száma, melyeknek energiája W_i a következő :

$$N_i = \frac{g_i}{A\, e^{\frac{W_i}{kT}} + 1} . \qquad (1)$$

Az ebben a kifejezésben szereplő A konstans értékét a következőkben tárgyalt módon az össz-elektronszámból fogjuk meghatározni. Célszerű a továbbiak kedvéért A helyett másik állandót bevezetni, melynek később szemléletes jelentését is fogjuk látni. Legyen

$$A = e^{-\frac{\zeta}{kT}} . \qquad (2)$$

Ezzel a Fermi—Dirac eloszlási függvény a következő alakot ölti :

$$F(W) = \frac{1}{e^{\frac{W-\zeta}{kT}} + 1} . \qquad (3)$$

Az energia dimenziójú ζ értéket Fermi-nívónak nevezzük. ζ jelentését az eloszlási függvényen láthatjuk. $F(W)$-t az 1. ábra mutatja. $T = 0$ hőmérsékleten $W = \zeta_0$ energiáig minden állapot betöltött, azonfelül minden állapot üres. Valamennyi fermion mozgása még abszolút 0-n sem szűnhet meg (a Pauli elv ezt is tiltja), azaz csak kettő kerülhet a legmélyebb energiájú állapotba, a többi pedig a nagyobb energiájú állapotokat tölti be (ζ_0-ig).

ζ_0 jelenti tehát abszolút 0 fokon a legnagyobb energiájú fermion energiáját. Magasabb hőmérsékleten az eloszlás az 1. ábra szerint változik meg. Az éles átmenet a hőmérséklet emelkedésével egyre inkább elmosódik.

A bennünket érdeklő elektronsűrűségeknél azonban ζ a hőmérséklettel csak igen lassan változik és szobahőmérsékleten az eloszlási függvény az ábrán látható módon alig különbözik a 0 hőmérsékletre vonatkozó alaktól.

3. *A szabad elektrongáz*

Szilárd testekben az elektronok mozgását periodikus potenciáltérben való mozgásnak tekinthetjük. Mielőtt az elektronok szilárd testbeli mozgását vizsgálnók, tanulságos lesz röviden áttekinteni a szabad elektrongáz tulajdonságait. Itt fogjuk látni először a Fermi-nívó helyzetének kiszámítását.

A fémek első elméleti vizsgálói (Drude, Lorentz) a jó vezetőképességet a fémekben jelenlevő nagyszámú szabad elektronnak tulajdonították. Feltevésük szerint fémekben levő elektronok szabad elektrongáznak tekinthetők. Ezen elméleti kísérletek sikerrel magyarázzák az elektromos és hővezetőképességet, valamint a Wiedemann—Franz törvényt is (a hővezetőképesség arányos az elektromos vezetőképesség és az abszolút hőmérséklet szorzatával). Ez az elmélet azonban nem tud kielégítő magyarázatot adni a fémek fajhőjére. A tapasztalati Dulong—Petit törvény[1] a szabad elektronok figyelembe vételével a klasszikus statisztika elmélete alapján nem volna érvényes. A fémek molhője ezek szerint a tapasztalati 6 kal/fok helyett 9 kal/fok lenne. Ezt az ellentmondást a Fermi—Dirac statisztika alkalmazása teljesen kiküszöböli, mert az 1. ábrán látható eloszlási kép szerint a gyakorlati szempontból lényeges hőmérsékleti tartományban csak igen kevés elektron vehet fel energiát.

Az elektronok viselkedését általánosan a Schrödinger egyenlet írja le.[2] Ezt a további egyszerűbb írásmód kedvéért a Dirac által bevezetett $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ jelölés használatával a következő alakban írjuk

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta\psi + V(x,y,z)\,\psi = 0\,. \qquad (4)$$

A megoldást szorzat alakban felvéve és a csak az időtől függő tényezőben integrálva (II. 7)[3]:

$$\psi(x,y,z,t) = \varphi(x,y,z)\, e^{-\frac{i}{\hbar} Wt} \qquad (5)$$

Az (5) egyenletben szereplő eddig még nem tárgyalt függvény $\varphi\,(x, y, z)$ az időtől független Schrödinger egyenlet

$$\Delta\varphi + \frac{2m}{\hbar^2}(W - V)\,\varphi = 0 \qquad (6)$$

megoldása.[4] Ezt a következő alakban vehetjük fel:

$$\varphi = \varphi_0\, e^{i\mathbf{kr}}\,, \quad \text{ha } V = \text{konstans} \qquad (7)$$

mely $\mathbf{k} = k \cdot \mathbf{k}_0$ (ahol $\mathbf{k}_0$ egységvektor) irányba haladó síkhullám, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ hullámszámmal. A feltételezett (7) megoldást (6)-ba írva a

$$-k^2\varphi = -\frac{2m}{\hbar^2}(W - V)\varphi\,,$$

egyenletet kapjuk, amiből az együtthatók összehasonlítása alapján

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = -\frac{2m}{\hbar^2}(W - V)\,, \qquad (8)$$

ahol k_x, k_y, k_z a $\mathbf{k}$ hullámszám-vektor komponensei.

Térjünk át ezek után az (5) megoldás ismertetésére. A síkhullám

amplitudója $\varphi_0(x, y, z)$, (9)

hullámhossza $\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m(W - V)}}$, (10)

körfrekvenciája $\omega = \frac{W}{\hbar}$, (11a)

frekvenciája $\nu = \frac{W}{h}$, (11b)

fázissebessége $v_f = \frac{W}{\sqrt{2m(W - V)}}$, (12)

impulzusa $\mathbf{p} = m\mathbf{v} = \hbar\,\mathbf{k}$. (13)

A (10) képletet Marx idézett cikkében szereplő (II. 25)-tel összevetve és mivel $\lambda = \frac{2\pi}{k}$ az impulzusra valóban (13) adódik. A (11b) egyenlet teljesen megegyezik a (II. 26) egyenlettel. A fentiekből nyilvánvalóan látszik, hogy az elektron állapotát leíró hullámfüggvény időben és térben periodikus.[5]

A részecske közepes sebességét a hullámfüggvényekből összetehető hullámcsoport csoportsebessége adja. Tegyünk össze hullámcsoportot több egymáshoz közeli hullámszámú, csak x irányú hullámból a következő alakban:

$$\Psi = \int_{k_{x_0} - \Delta k_x}^{k_{x_0} + \Delta k_x} e^{i(-\omega t + k_x x)}\, dk_x \qquad (14)$$

ahol $\omega = \frac{W}{\hbar}$ és $k_x = \frac{p_x}{\hbar}$ a (11a) és a (13) egyenletnek megfelelően. ω-t k_x szerint Taylor sorba fejtve

$$\omega(k_x) = \omega(k_{x_0}) + \omega'(k_{x_0})\,\Delta k_x + \ldots \approx \omega_0 + \omega_0'\,\Delta k_x\,.$$

[1] Lásd: Marx György idézett cikk I. rész A szilárd anyag fajhője.

[2] Lásd: Marx György idézett cikk (II. 6) képlet.

[3] Jelen cikksorozatban az össz-energiát Marx Gy. E jelölésével szemben a továbbiakban is W-vel jelöljük.

[4] Lásd: Marx Gy. idézett cikk (I. 29) képlet.

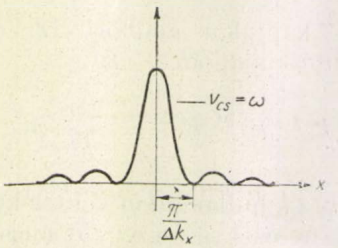
[5] Részletesebb taglalást lásd Marx György idézett cikksorozatában.

Alkalmazzuk a $k_x = k_{x_0} + \Delta k_x$ összefüggést és a Δk_x-et nem tartalmazó tényező kiemelése után, integrálva

$$\Psi = e^{i(-\omega_0 t + k_{x_0} x)} \frac{e^{i(-\omega_0' t + x)\Delta k_x} - e^{-i(-\omega_0' t + x)\Delta k_x}}{i(-\omega_0' t + x)} .$$

Az Euler összefüggés szerint a hullámcsoport állapotfüggvénye

$$\Psi = \frac{2 \sin \Delta k_x (-\omega_0' t + x)}{(-\omega_0' t + x)} e^{i(-\omega_0 t + k_{x_0} x)} . \tag{15}$$



2. ábra.

A csoportsebesség ebből a $-\omega_0' t + x = 0$ feltétel szerint adódik. Ugyanis ez jelenti azt, hogy a hullámcsoport fázisa t idő múlva x helyen megegyezik a $t = 0$ és $x = 0$ időben és helyen érvényes fázissal. A csoportsebesség (l. 2. ábra) tehát

$$v_{cs} = \omega_0' = \frac{1}{\hbar} \left(\frac{dW}{dk_x} \right)_{k_x = k_{x_0}} = \frac{\hbar k_{x_0}}{m} = \frac{p_{x_0}}{m} , \tag{16}$$

mivel szabad elektronra (8) szerint $W = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$. Háromdimenziós esetben általánosan

$$\mathbf{v} = \frac{1}{\hbar} \operatorname{grad}_{\mathbf{k}} W. \tag{17}$$

Eddig szabad elektronról volt szó, most tegyük fel, hogy az elektronra $\mathbf{P} = \text{konst.}$ erő hat, melyet a V potenciálfüggvény negatív gradiense alakjában veszünk fel:

$$P_x = -\frac{\partial V}{\partial x} , \quad P_y = -\frac{\partial V}{\partial y} , \quad P_z = -\frac{\partial V}{\partial z} ; \quad \mathbf{P} = -\operatorname{grad} V. \tag{18}$$

Ezért

$$V = -P_x x - P_y y - P_z z = -\mathbf{Pr} . \tag{19}$$

Ezt (4)-be írva az időtől függő Schrödinger egyenlet a következő alakot ölti:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi - \mathbf{Pr}\, \psi . \tag{20}$$

Vegyük fel most (5) helyett (4) általános megoldását a következő alakban:

$$\psi(\mathbf{r}, t) = c(t)\, e^{i\mathbf{k}(t)\mathbf{r}_t}, \tag{21}$$

ahol $c(t)$ időtől függő amplitudó.

Ezt (20)-ba írva nyerjük

$$i\hbar \frac{d\, c(t)}{dt} e^{i\mathbf{k}(t)\mathbf{r}} - c(t)\, \hbar \frac{d\, \mathbf{k}(t)}{dt} \mathbf{r}\, e^{i\mathbf{k}(t)\mathbf{r}} =$$

$$= \frac{\hbar^2}{2m} c(t)\, \mathbf{k}^2(t)\, e^{i\mathbf{k}(t)\mathbf{r}} - c(t)\, \mathbf{Pr}\, e^{i\mathbf{k}(t)\mathbf{r}} ,$$

vagy az exponenciális tényezővel való osztás után és $\frac{df(t)}{dt} = \dot{f}(t)$ jelöléssel

$$i\hbar\, \dot{c}(t) - c(t)\, \hbar\, \dot{\mathbf{k}}(t)\, \mathbf{r} = \frac{\hbar^2}{2m} c(t)\, \mathbf{k}^2(t) - c(t)\, \mathbf{Pr} . \tag{22}$$

Ez az egyenlet minden $\mathbf{r}$-nél teljesül, ha

$$-c(t)\, \hbar\, \dot{\mathbf{k}}(t) = -c(t)\, \mathbf{P},$$

amiből

$$\mathbf{P} = \hbar\, \dot{\mathbf{k}}(t) . \tag{23}$$

A (23) egyenlet megfelel a klasszikus mechanika II. alaptörvényének, ami azt jelenti, hogy ha a részecskére állandó $\mathbf{P}$ erő hat, annak hatására, a $\mathbf{k}$ vektor időbeli megváltozása arányos az erővel és az erő irányába mutat.

Ha a részecske állapotát a hullámszámvektor k_x, k_y, k_z komponensei által meghatározott koordinátarendszerben ábrázoljuk, az állapotot jellemző pont az erő hatására egyenes vonalú egyenletes mozgást végez. Több részecske esetén a rendszer állapotát jellemző ponthalmaz együtthalad az erő irányában egyenletes mozgással. Ez az egyenletes mozgás fermionoknál is torlódás nélkül következik be, ami azt jelenti, hogy a $\mathbf{k}$ térbeli mozgás összenyomhatatlan folyadékok mintájára következik be. Ezt a fontos elvet *a kvantum állapotok megmaradási elvének nevezzük.*

Ezen előkészítés után visszatérünk a szabad elektrongáz vizsgálatához és kiszámítjuk az állapotok betöltöttségének mértékét, majd a Fermi-nívó helyzetét. Végül összehasonlítjuk a szabad elektronra és az általánosan érvényes eredményeket.

Vizsgáljuk most meg sok szabad elektron viselkedését. Mivel az elektronok szabadok és V potenciáljuk állandó, tehát érvényesek rájuk az előbb tárgyalt erőmentes mozgástörvények. Statisztikájukban fermion tulajdonságukat a Fermi-statisztika alkalmazásával vesszük figyelembe. Jelöljük a $D(W)dW$-vel W és $W + dW$ energiák közé eső állapotok számát, akkor az eloszlási függvény figyelembe vételével a dW intervallumban levő elektronok száma

$$N_W\, d\, W = \frac{D(W)\, d\, W}{e^{\frac{W-\zeta}{kT}} + 1} . \tag{24}$$

A Fermi-nívó az N össz-elektron szám állandóságából határozható meg.

$$\int_{-\infty}^{\infty} N_W\, d\, W = N \tag{25}$$

Az integrálásnál szükségünk van $D(W)$ értékére. Szabad részecskére ezt a következő meggondolással kaphatjuk meg: a $\mathbf{k}$ térben az állapotokat jellemző pontok egyenletes eloszlásúak. A Schrödinger egyenletre vonatkozó periodikus határfeltétel[6] szerint $\frac{(2\pi)^3}{L}$ térfogatban találunk egyetlen állapotot, ahol L a részecske rendelkezésére álló térfogat. Ha a dW intervallumot dk vastagságú k sugarú gömbhéjnak tekintjük a $\mathbf{k}$ térben, ennek

[6] Lásd: függelék A) részben.

térfogata $4\pi k^2\,dk$. Az állapotsűrűség (ezt $\frac{(2\pi)^3}{L}$-lel osztva) tehát

$$D(W)\,dW = \frac{4\pi k^2\,dk}{\frac{(2\pi)^3}{L}} = \frac{L}{2\pi^2}k^2\,dk\,, \qquad (26)$$

vagyis (8) szerint szabad elektronra

$$k^2 = \frac{2m}{\hbar^2}(W - V) \qquad (8)$$

és

$$dk = \frac{m}{\hbar\sqrt{2m(W-V)}}\,dW\,. \qquad (27)$$

A lehetséges állapotok sűrűsége tehát*

$$D(W) = \frac{2\pi L(2m)^{3/2}}{\hbar^3}\sqrt{W - V}. \qquad (28)$$

figyelembe véve az elektronok spinjét, az állapotok sűrűsége az előbbinek kétszerese lesz :

$$D(W) = \frac{4\pi L(2m)^{3/2}}{\hbar^3}\sqrt{W-V} = C\sqrt{W-V}\,,$$

$$\text{ha } W > V\,, \qquad (29)$$

és $D(W) = 0$, ha $W < V$, mert ez utóbbi egyenlőtlenség (8)-ra imaginárius k-t jelentene, ami nem lehetséges, mert akkor (7) nem ad hullámmegoldást. (29)-ben C a következő állandókat tartalmazza :

$$C = \frac{4\pi(2m)^{3/2}}{\hbar^3}L. \qquad (30)$$

Ezek után a (25) egyenletbeli integrál a következőképpen adódik $T = 0°$ K hőmérsékleten : a (24) egyenlet és az 1. ábra figyelembe vételével, valamint a Fermi-nívó értékét ζ_0-val jelölve, ezen a hőmérsékleten

$$N = C\int_V^{\zeta_0}\sqrt{W-V}\,dW = C\int_0^{\zeta_0 - V}\sqrt{W-V}\,d(W-V) =$$

$$= \frac{2}{3}C(\zeta_0 - V)^{3/2}. \qquad (31)$$

Eszerint szabad elektronra a Fermi-nívó

$$\zeta_0 = V + \left(\frac{3N}{2C}\right)^{2/3}. \qquad (32)$$

* Az állapotsűrűségre ugyanaz az eredmény adódik, ha feltesszük, hogy a fázistér (a konfigurációs és impulzus tér együtt) elemi cella mérete $\hbar^3$. [l. Gombás P. Az atom statisztikus elmélete.]

Ha az energiát a $V = 0$ szinttől mérjük, akkor C értékének behelyettesítésével :

$$\zeta_0 = \frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{3n}{8\pi}\right)^{2/3} = 3{,}63\cdot 10^{-19}\,n^{2/3}\ \text{elektronvolt}, \qquad (33)$$

ahol $n = \frac{N}{L}$ méter^{-3}-ban mérve (L a térfogat). Például rézre, ahol : $n \approx 0{,}81\cdot 10^{29}$ méter^{-3}, $\zeta_0 \approx 6{,}80$ elektronvolt. Az így kapott energia a klasszikus számítás szerint 10 000 C° feletti hőmérsékletnek felel meg. Szobahőmérsékleten a klasszikus kép alapján $\frac{3}{2}kT \approx 0{,}04$ elektronvolt.

Kiszámíthatjuk még a közepes energiát is :

$$W_{0\text{köz}} = \frac{C\int_0^{\zeta_0} W\sqrt{W}\,dW}{N} = \frac{\frac{2}{5}C\,\zeta_0^{5/2}}{\frac{2}{3}C\,\zeta_0^{3/2}} = \frac{3}{5}\zeta_0\,. \qquad (34)$$

A hőmérséklet emelésével az abszolút 0 fokon mutatkozó szögletes eloszlástól való eltérés még szobahőmérséklet közelében is csak igen kicsi, ezért az elektronok összességének energiája alig változik a hőmérséklettel. Az elektronok fajhője igen kicsi, ezért csak nagyon magas hőmérsékleten, messze a szobahőmérséklet felett kezd érezhetővé válni. Ez magyarázza meg azt, hogy az elektronok a fémek fajhőjét nem befolyásolják. Így oldja fel a kvantumstatisztika az e fejezet elején említett ellentmondást.

Foglaljuk most össze röviden két csoportra osztva a szabad elektronokra vonatkozó eddigi megállapításainkat :

I. csoport :

a) Kiindultunk az időtől független Schrödinger egyenletből (6):

$$W\varphi = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\varphi + V(\mathbf{r})\varphi. \qquad (35)$$

Meghatároztuk a saját függvényeket (5), (7) és megkaptuk a

$$W = W(\mathbf{k}) \qquad (36)$$

függvényt.

b) Az elektronnak nagy időtartamokra kiközepelt *„transzlációs sebességét"* (amely *a csoportsebességgel* megegyezik) a (36) egyenletből számíthatjuk ki 1. (16):

$$\frac{\mathbf{p}_l}{m} = \mathbf{v}_l = \frac{1}{\hbar}\frac{dW}{d\mathbf{k}} = \mathbf{v}_{cs}\,. \qquad (37)$$

c) Állandó $\mathbf{P}$ erő hatására $\mathbf{k}$ az időben egyenletesen változik (19):

$$\mathbf{P} = \hbar\dot{\mathbf{k}}\,. \qquad (38)$$

d) Több elektron esetén termikus egyensúlyban T hőmérsékleten az elektronok eloszlása az az egyes állapotokra (24):

$$N_W\,dW = \frac{D(W)\,dW}{e^{\frac{W-\zeta}{kT}}+1}. \tag{39}$$

Ebben $D(W)$ abból állapítható meg, hogy a $\mathbf{k}$ térben $\frac{(2\pi)^3}{L}$ térfogategységben két lehetséges állapot van (29). A Fermi-nívó ζ értékét pedig az össz-elektronszámból kaphatjuk meg (25):

$$N = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{D(W)\,dW}{e^{\frac{W-\zeta}{kT}}+1}. \tag{40}$$

II. csoport:

a) A (36) összefüggésre a (8) egyenlet alapján azt kaptuk, hogy

$$W = V + \frac{\hbar^2}{2m}\mathbf{k}^2. \tag{41}$$

b) A (41)-ből (37) szerint

$$\frac{\mathbf{p}_t}{m} = \mathbf{v}_t = \mathbf{v}_{cs} = \frac{\hbar\,\mathbf{k}}{m}. \tag{42}$$

c) Az erőtörvény (42)-ből

$$\mathbf{P} = \dot{\mathbf{p}}_t = m\,\dot{\mathbf{v}}_t. \tag{43}$$

d) Az állapot sűrűségre (29):

$$D(W) = \frac{4\pi L(2m)^{3/2}}{\hbar^3}\sqrt{W-V} \tag{44}$$

kifejezést nyertük. $T = 0$ hőmérsékleten a Fermi-nívó:

$$\zeta_0 = V + \frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{3n}{8\pi}\right)^{2/3}. \tag{45}$$

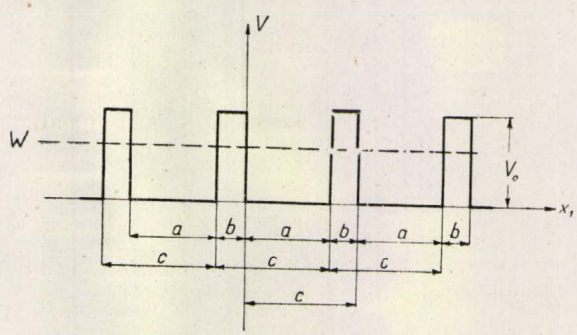
Mint később látni fogjuk az I. részben összefoglalt általános összefüggések periodikus potenciáltérben mozgó elektronokra is érvényesek maradnak, míg a II. rész megállapításai csak állandó elektromos erőtérben mozgó szabad elektronokra érvényesek.

Az összefoglalásból is kitűnik, hogy az elektronok mozgásának vizsgálatánál alapvető jelentőségű az energia és a hullámszám összefüggése (36). A továbbiakban az elektronok mozgását fogjuk vizsgálni periodikus potenciáltérben. Az előzőekben megállapított gondolatmenettel eljutunk a sávelmélethez, mely a szilárd testek modern elméletének alapja.

4. A Kronig—Penney-féle modell

A sávelmélet megértéséhez elegendő az elektronok mozgását egydimenziós potenciáltér esetére letárgyalni. Az itt kapott eredmények aránylag egyszerűen átvihetők a valóságnak megfelelő háromdimenziós esetre, amire azonban helyszűke miatt nem térünk ki. A különböző periodikus modellek közül csak egyet fogunk részletesen tárgyalni, de ez a tárgyalás felöleli a probléma lényeges kérdéseit.

A legegyszerűbb alakú periodikus potenciál Kronig és Penney által kidolgozott modell alapján a 3. ábrán látható. A periódus (rácsállandó) tehát $a + b = c$ hosszúságú. Az a szakaszon a potenciál értéke $V = 0$ és a b szakaszon pedig $V = V_0 = \text{konst}$. A periodikus potenciál-tér váltakozva egymásután ilyen szakaszokból áll. E szakaszok egyikén sem hat erő az elektronra, tehát az



3. ábra.

elektron szabad elektron. Így szakaszonként felírhatjuk a megfelelő Schrödinger egyenlet általános megoldását két tetszőleges integrálási állandóval. Ha az állandókat úgy választjuk meg, hogy bármely két szomszédos szakasz érintkezési határán is folytonosan változzék φ és $\frac{d\varphi}{dx}$, megkapjuk az egész probléma megoldását. E két feltétel két egyenletet jelent, melyekből a következő szakasz két állandója meghatározható. Így végtelen sok egyenlet adódik a végtelen sok ismeretlen meghatározására, de a következő meggondolással ez a nehézség áthidalható: Egy-egy W-hez olyan megoldásokat fogunk keresni, amelyeknél φ értékei a következő periódusban az előző periódus megfelelő φ értékeinek állandószorosai. Vagyis legyen

$$\varphi(x + c) = \lambda\varphi(x). \tag{46}$$

Ha találunk két egymástól lineárisan független ilyen megoldást, akkor ezek lineáris kombinációja az általános megoldást szolgáltatja. A (46) egyenlet szerinti megoldásoknál az egyenletek száma négyre redukálódik. Továbbá $|\lambda| = 1$ kell legyen, mert máskülönben $x \to \pm\infty$ esetén φ divergens lenne, márpedig az ilyen W-k nem lehetségesek, azaz tiltottak, ugyanis ekkor a φ-k nem normálhatók. λ célszerű alakja

$$\lambda = e^{ik_x c}, \tag{47}$$

mert most is k_x valós értékeinek fog lehetséges W érték megfelelni. k_x-et ismét hullámszámnak nevez-

hetjük, (46) és (47)-ből azonnal következik, hogy φ-nek a következő alakúnak kell lennie

$$\varphi(x) = e^{ik_x x}\, U_{k_x}(x)\,, \tag{48}$$

ahol megköveteljük, hogy $U_{k_x}(x)$ rácsperiódusú függvény legyen, tehát

$$U_{k_x}(x + c) = U_{k_x}(x)\,. \tag{49}$$

Ekkor valóban teljesül (46), azaz

$$\varphi(x + c) = e^{ik_x(x+c)}\, U_{k_x}(x + c) =$$

$$= e^{ik_x c}\, e^{ik_x x}\, U_{k_x}(x) = e^{ik_x c}\, \varphi(x)\,.$$

Ezeket a hullámokat első vizsgálójukról *Bloch-féle hullámok*nak nevezzük.

Ezen bevezetés nyomán próbáljuk feladatunkat megoldani. Legyen $W < V_0$, akkor a 3. ábra szerint a $0 \leqq x \leqq a$ szakaszon a Schrödinger egyenlet, mivel itt $V = 0$

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} W\varphi = 0\,. \tag{50}$$

Ennek általános megoldását vegyük fel a következő alakban

$$\varphi_1(x) = A\, e^{\alpha x} + B e^{-\alpha x}, \tag{51}$$

ahol

$$\alpha = \frac{\sqrt{2\,m\,W}}{\hbar} \tag{52}$$

és A és B integrációs állandók.

$A - b \leqq x \leqq 0$ szakaszon a Schrödinger egyenlet :

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} - \frac{2m}{\hbar^2}(V_0 - W)\varphi = 0\,. \tag{53}$$

Ennek általános megoldása

$$\varphi_2(x) = Ce^{\beta x} + De^{-\beta x}, \tag{54}$$

ahol

$$\beta = \frac{\sqrt{2\,m(V_0 - W)}}{\hbar} \tag{55}$$

és C és D integrációs állandók.

Az $x = a$ és $x = c$ között a megoldás (46) miatt

$$\varphi_2(x - c) = e^{ik_x c}\,[Ce^{\beta(x-c)} + De^{-\beta(x-c)}]\,. \tag{56}$$

Az illesztés feltétele az $x = 0$ helyen az (50) és (53)-ból számított φ és $\frac{d\varphi}{dx}$ megegyezése, vagyis

$$\varphi_1(0) = \varphi_2(0) \tag{57}$$

és

$$\varphi_1'(0) = \varphi_2'(0). \tag{58}$$

Hasonlóan az $x = a$ helyen

$$\varphi_1(a) = e^{ik_x c}\, \varphi_2(-b) \tag{59}$$

és

$$\varphi_1'(a) = e^{ik_x c}\, \varphi_2'(-b)\,. \tag{60}$$

Ezeket részletesen kiírva az A, B, C, D integrációs állandókra négy egyenletből álló homogén egyenletrendszert kapunk :

$$A + B = C + D \tag{61}$$

$$i\alpha A - i\alpha B = \beta C - \beta D \tag{62}$$

$$e^{ia\alpha} A + e^{-ia\alpha} B = e^{ik_x c}\, e^{-\beta b} C + e^{ik_x c}\, e^{\beta b} D \tag{63}$$

$$i\alpha e^{ia\alpha} A - i\alpha e^{-ia\alpha} B = \beta e^{ik_x c}\, e^{-\beta b} C - \beta e^{ik_x c}\, e^{\beta b} D \tag{64}$$

Ennek az egyenletrendszernek akkor és csak akkor létezik nem triviális megoldása, ha az egyenletrendszer együtthatóiból alkotott determináns eltűnik, azaz

$$\begin{vmatrix} 1 & 1 & -1 & -1 \\ i\alpha & -i\alpha & -\beta & \beta \\ e^{ia\alpha} & e^{-ia\alpha} & -e^{ik_x c}\, e^{-\beta b} & -e^{ik_x c}\, e^{\beta b} \\ i\alpha e^{ia\alpha} & -i\alpha e^{-ia\alpha} & -\beta e^{ik_x c}\, e^{-\beta b} & \beta e^{ik_x c}\, e^{\beta b} \end{vmatrix} = 0. \tag{65}$$

Ennek a determinánsnak a kifejtéséből[7] megkapjuk a (36) alatt jelzett lényeges összefüggést az energia és a hullámszám között :

$$\cos k_x c = \frac{\beta^2 - \alpha^2}{2\,\alpha\beta} \sin \alpha a \operatorname{sh} \beta b + \cos \alpha a \operatorname{ch} \beta b = \mathfrak{F}(W), \tag{66}$$

ahol α és β tartalmazza W-t (52) és (55) szerint.

Tehát (48) alakban találtunk megoldást a

$$k_x c = \operatorname{arc\,cos} \mathfrak{F}(W) \tag{67}$$

függvény segítségével, amely (36)-nak inverz függvénye. Ha $\mathfrak{F}(W) > 1$, k_x nem valós és így ezen W értékek tilosak, mivel a kapott függvények nem adnak hullámmegoldást. Ha $\mathfrak{F}(W) \leqq 1$, akkor (67)-ből két k_x-et kapunk melyek szolgáltatják a két lineárisan független megoldást. Valójában az arccos függvény végtelen sok értékű, azonban $k_x \cdot c$ eltolása 2π-vel nem jelent új megoldást, mint az (56)-ba való helyettesítéssel azonnal kiderül. Fizikai értelem szempontjából különböző lehetséges megoldásokat csak k_x-nek $\frac{2\pi}{c}$ hosszúságú szakaszából nyerhetünk. Megegyezés szerint ezt a szakaszt a következőképpen választjuk ki :

$$-\frac{\pi}{c} \leqq k_x < \frac{\pi}{c}\,. \tag{68}$$

Az egy sávon belül így egyértelművé tett k_x-et *redukált hullámszámnak* nevezzük. Tehát míg szabad elektronnál k_x minden valós értéket felvehetett és azok *lényegében különböző* megoldást adtak, addig periodikus potenciáltérben mozgó elektronra az előbb említett szakaszon kívül levő k_x-ek nem adnak új megoldást.

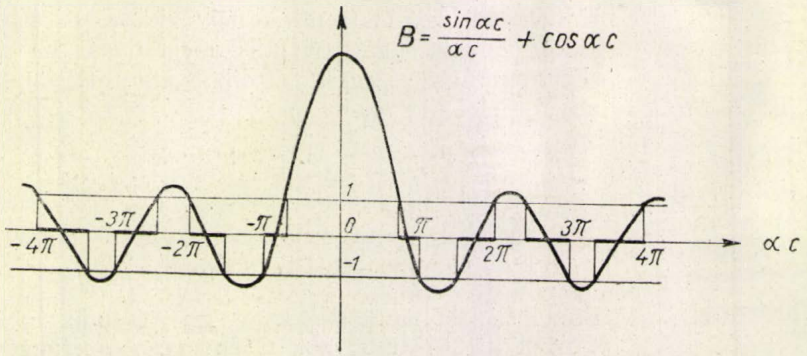
[7] Lásd : függelék B) részben.

Visszatérve a (66) egyenletre, ez határozza meg a lehetséges W energiákat. Ennek diszkutálása helyett nézzük a szemléletesebb következő speciális esetet. Váljék V_0 oly módon végtelenné, hogy a $V_0 \cdot b$ potenciálhegy területe állandó maradjon:

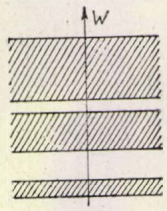
$$V_0 b = \frac{\hbar^2}{m c} B = \text{konst.} \tag{69}$$

Ekkor (66)-ban (55) felhasználásával a következő határátmenetekre van szükség:

$$V_0 \to \infty \text{ és } b \to 0, \text{ úgy, hogy } V_0 = \frac{\hbar^2}{m c} B\,, \tag{69a}$$



4. ábra.



5. ábra.

ami (69) feltételünk és $b \to 0$ miatt $a = c - b \to c$.

Továbbá $V_0 \gg W$ esetén

$$\beta b \to \frac{\sqrt{2 m W}}{\hbar} b = \frac{b}{\hbar} \sqrt{2 m \frac{B \hbar^2}{m b c}} = \sqrt{\frac{2 B b}{c}} \to 0\,, \tag{70}$$

amiben (69a)-ból beírtuk V_0-t.
Ezzel

$$\operatorname{sh} \beta b = \frac{e^{\beta b} - e^{-\beta b}}{2} \approx \frac{1 + \beta b - 1 + \beta b}{2} = \beta b \tag{71}$$

az exponenciális tagok sorfejtését használva és

$$\operatorname{ch} \beta b = \frac{e^{\beta b} + e^{-\beta b}}{2} \to 1 \tag{72}$$

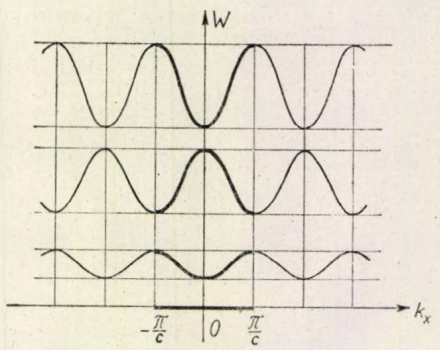
(70) miatt. A (66) egyenlet jobb oldalának első tagjában a (71) összefüggés figyelembe vételével

$$\frac{\beta^2 - \alpha^2}{2 \alpha \beta} \operatorname{sh} \beta b \to \frac{\beta^2}{2 \alpha \beta} \beta b = \frac{\beta^2 b}{2 a} = \frac{2 B}{2 a c} = \frac{B}{a c} \tag{73}$$

a (70) egyenletből vett $\beta = \sqrt{\frac{2 B}{b c}}$ miatt. Így a (66) képlet a következő egyszerű alakot ölti:

$$\cos k_x c = B \frac{\sin a c}{a c} + \cos a c. \tag{74}$$

A (74) egyenlet jobb oldalát a 4. ábra mutatja. Láthatjuk, hogy a görbe $+1$-nél nagyobb és -1-nél kisebb értékek között oszcillál. Ez annyit jelent, hogy megengedett és tilos W-nek megfelelő szakaszok váltakoznak egymásután. A megengedett W értékeket, illetve az ezeknek megfelelő ac értékeket az ábrán vastag vonal jelzi. Az ennek alapján készített termsémát az 5. ábra mutatja, melyen egy energiaértéktől számítva *megengedett* (vonalkázott) és *tilos* sávok következnek egymásután. A (74) egyenletből minden lehetséges W értékhez k_x-et is meghatározhatjuk. A $W = W(k_x)$ függvényt a 6. ábrán láthatjuk. E függvények k_x-ben $\frac{2\pi}{c}$ periódusúak. Ezért e függvények jellemzésére elegendő a redukált hullámszám, ábrázolásukra pedig $-\frac{\pi}{c}$ és $+\frac{\pi}{c}$ közötti szakasz (a 6. ábrán vastag vonallal jelölve). A redukált hullámszámnak ezt a szakaszát nevezik *Brillouin-zónának*. A megengedett sávok belsejében adott W értékhez két csupán előjelben különböző k_x érték tartozik. Az ezek által szolgáltatott két Bloch-hullám lesz a Schrödinger egyenlet két lineárisan független megoldása. Mint az előző fejezet végén levő összefoglalásban is említettük, a (37) és (38) egyenlet periodikus potenciáltérre is érvényes.



6. ábra.

Idézzük e két egyenletet és nézzük meg most, hogy mit jelentenek ezek a periodikus potenciáltérben mozgó elektron esetében. Tehát:

$$v_{tx} = v_{cs} = \frac{1}{\hbar} \frac{dW}{d k_x} \tag{37}$$

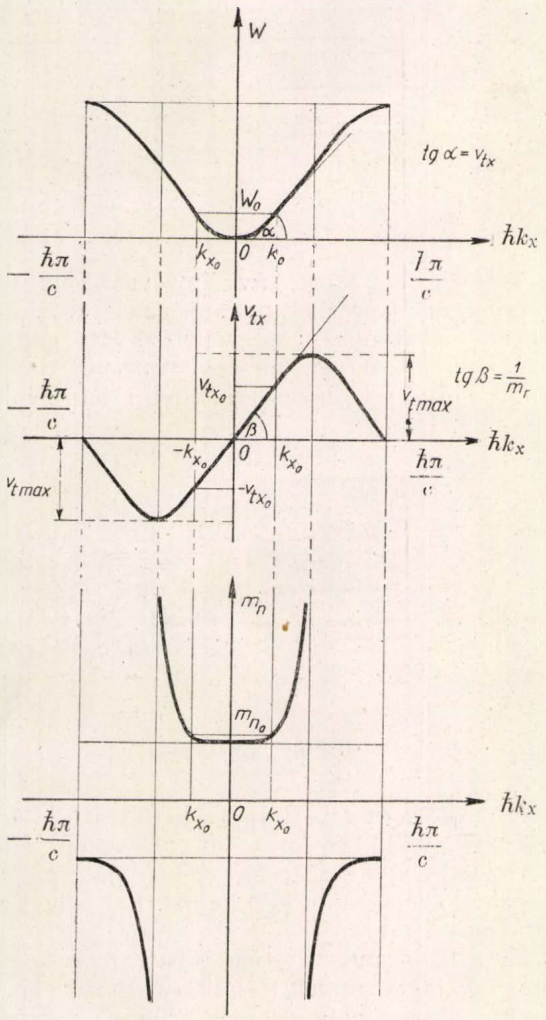
és

$$P_x = \hbar \frac{d k_x}{dt}\,, \tag{38}$$

egydimenziós tárgyalásnál. A viszonyokat a 7. ábra szemlélteti. A sáv alján az elektronnak nincs transzlációs sebessége ($\hbar k_x = 0$ helyen). A nagyobb energiájú állapotok felé a transzlációs sebesség növekszik (két különböző előjelű érték).

Egy bizonyos energiánál a sebesség maximális értéket ér el és az ennél nagyobb energiáknál már csökken, a sáv tetején ismét zérus lesz.

A (38) erőtörvény ismeretében megismerhetjük az elektron mozgását állandó erőtér hatására. Ha mondjuk az erőtér bekapcsolásának pillanatában az elektron a sáv aljának megfelelő állapotban volt, az erőtér következtében gyorsulni



7. ábra.

fog. Gyorsulása azonban nem lesz állandó, mint a klasszikus mechanikában, hanem mindinkább csökken egészen a $v_{t\max}$ értékének megfelelő energiaállapotig, ahol éppen zérus. Ettől kezdve az elektron a reá ható erő következtében *lassulni fog!* Az elektron sebessége ezután csökken, holott még mindig energiát fogyaszt, mely energia potenciális energiájának növelésére fordítódik, a transzlációs sebessége csökken. Amikor az elektron elérte a sáv tetejét, $\left(k_x = \frac{\pi}{c} = t\right)$, megáll. Ezután a térrel ellentétes irányban kezd gyorsulni (a redukált k_x közben $\frac{\pi}{c}$ -ről $-\frac{\pi}{c}$ -re ugrott), de most nem fogyaszt energiát, hanem energiát táplál vissza. Megint eléri $v_{t\max}$-ot, de most már az ellentétes irányban. Ettől kezdve a térrel ellentétes irányú sebessége kezd csökkenni, vagyis most megint a tér irányában gyorsul, továbbra is energiát táplál vissza mindaddig, míg vissza nem kerül a kezdeti a sáv alján levő nyugalmi állapotba. Ezután a folyamat kezdődik elölről.

Tulajdonképpen az elektron hullámszáma állandóan nő, csak a redukált zónaképben marad mindvégig azonos zónán belül. Ezt a klasszikus mechanika nem tudja megmagyarázni. A valóságban ez a folyamat nem következhet be, mert a rácsatomok még abszolút 0°-on sincsenek nyugalomban[8] és az elemi oszcillátoroknak tekinthető atomokkal az elektron kölcsönhatásba lép. (Másképpen szólva figyelembe kell venni azt, hogy az elektrongáz az atomokkal közös hőtartályban van, így tehát köztük termikus egyensúlynak is fenn kell állni, tehát rendkívül valószínűtlen, hogy a sávon belül az elektron a Pauli elv és a hőmérséklet által megszabott közepes energiánál lényegesen nagyobb energiával huzamosabb időn keresztül rendelkezni tudjon.) Ha azonban a klasszikus mechanika erőtörvényét formailag továbbra is fenn akarjuk tartani, az eltérést azáltal vehetjük figyelembe, hogy az elektronnak változó tömeget tulajdonítunk. Vagyis az erőtörvényt megtartjuk

$$P_x = m_n \frac{dv_{tx}}{dt}, \tag{75}$$

ahol m_n az „effektív tömeg".[9] Ennek értékét úgy vesszük fel, hogy a (75) összefüggés érvényes maradjon. Tehát m_n nem állandó, hanem az energiának függvénye.

Ezt az összefüggést egydimenziós esetben a következőképpen világítjuk meg:

a(75) egyenletbeli erőtörvényt átrendezve

$$\frac{P_x}{m_n} = \frac{dv_x}{dt} \tag{76}$$

a (37) képlet szerint pedig

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{d}{dt}\left(\frac{1}{\hbar}\frac{dW}{dk_x}\right) = \frac{1}{\hbar}\frac{d}{dk_x}\left(\frac{dW}{dt}\right) \tag{77}$$

ahol[10]

$$\frac{dW}{dt} = P_x v_x. \tag{78}$$

A (78) összefüggést a (76) egyenletbe helyettesítve és ismét felhasználva a (37) képlet szerinti v_x értékeket

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{1}{\hbar}\frac{d}{dk_x}(P_x v_x) = \frac{1}{\hbar} P_x \frac{d}{dk_x}\left(\frac{1}{\hbar}\frac{dW}{dk_x}\right) = P_x \frac{1}{\hbar^2}\frac{d^2W}{dk_x^2}, \tag{79}$$

mivel $P_x = \text{konst.}$

[8] A 0-pont energiáról részletesebben l. Marx Gy. idézett cikksorozatában (II. 39) egyenlet taglalása.

[9] Az n index az elektron negatív töltésére utal, a lyuk m_p effektív tömegével ellentétben.

[10] Szabad elektronra ezt az általánosan érvényes összefüggést a következőképpen láthatjuk be:

$$W = \frac{1}{2} m v_x^2; \quad \frac{dW}{dt} = \frac{1}{2} m \frac{dv_x^2}{dt} = m v_x \frac{dv_x}{dt} = P_x v_x$$

az erőtörvény miatt.

A (76) és (79) egyenletek összehasonlításából az elektron effektív tömegére

$$\frac{1}{m_n} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2 W}{dk_x^2} \tag{80}$$

adódik. A 7. ábra középső részén az energia k_x szerinti első differenciálhányadosa látható, azaz a v_{tx}. E görbe érintőjének iránytangense pedig az effektív tömeg reciprok értéke a megfelelő energia értéknél, mint ahogy (80) eredményünk mutatja. Az effektív tömeg k_x-től való függését az ábra alsó részén ábrázoltuk. Láthatjuk, hogy a sáv alján és tetején (a félvezetőknél csak ezek az állapotok fognak lényeges szerepet játszani) az effektív tömeg közel állandónak vehető. Ezért a sáv alján az elektront szabadnak tekinthetjük, mindössze az az eltérés, hogy tömege m helyett m_n. A sáv tetején is leírható az elektron viselkedése olyan szabad elektronnal, melynek tömege közel állandó, itt azonban ez a tömeg *negatív!*

Összefoglalva azt találtuk, hogy a Kronig—Penney-modell megoldása modulált szabad elektronhullám. A lehetséges W energiaértékek sávokat alkotnak, melyeket tilos zónák választanak el egymástól. A lehetséges φ függvények a hullámszám vektornak $\frac{2\pi}{c}$ periódusú függvényei, ezért a különböző megoldásokat szolgáltató hullámszámok $\frac{2\pi}{c}$ hosszúságú szakaszokhoz tartoznak.

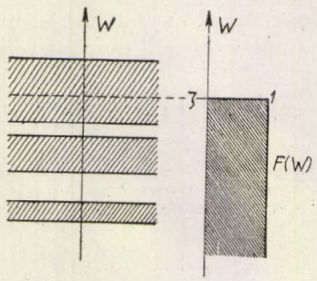
A sávokon belül az elektronok viselkedése a szabad elektronokétól eltér. A sáv alján az elektron úgy viselkedik, mintha szabad lenne és csak a tömege lenne más. A sáv közepén effektív tömege változó, a sáv tetején pedig közel állandó negatív értéket vesz fel.

Az itt összefoglaltak nemcsak erre az egyszerű modellre érvényesek, hanem általános egydimenziós potenciáltérre is. A háromdimenziós potenciáltér vizsgálata az eddigieken túlmenően lényegében csak azt az új eredményt hozza, hogy itt a sávok átlapolhatják egymást. Egyebekben az itt tett megállapítások érvényesek.

5. *A szilárd testek osztályozása a sávelmélet alapján*

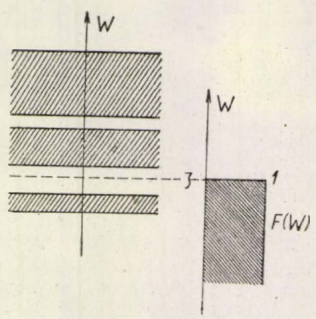
Nézzük meg mit mond a szilárd testeknél a sávelmélet és a Fermi—Dirac statisztika.

A Fermi nívó helyzetét általánosan az szabja meg, hogy felette annyi elektron van, ahány alatta hiányzik. Egyvegyértékű *fémeknél* általában kétszer annyi állapot van, mint ahány elektron, ezért abszolút 0°-on közvetlenül ζ_0 fölött is vannak megengedett energia állapotok. Ezt a helyzetet mutatja a 8. ábra, mely az 5. és az 1. ábra összevonásából keletkezett. Mivel az energia **k** komponenseitől négyzetesen függ, elektromos tér nélkül az összes elektron sebességeinek összege zérus. Elektromos tér jelenléte esetén azonban az elektronok a térből energiát vesznek fel, mivel közvetlenül ζ_0 felett szabad állapotok vannak. Így az energia még az elektromos tértől is függ, az előbbi szimmetria megbomlik, tehát az elektronok a tér által kitüntetett irányban nagyobb sebességgel rendelkeznek, létrejön a vezetés.[11]



8. ábra.

Teljesen betöltött sáv (így van nem fémes kötésnél) nem vezethet, ugyanis az elektromos térből az elektronok nem vehetnek fel energiát, mert a betöltött sáv felett közvetlenül tilos sáv van. A Fermi nívó helyzetének fenti definíciójából



9. ábra.

következik, hogy ha a teljesen betöltött sáv felett levő legközelebbi megengedett sáv üres, akkor, mivel csak ide léphetnek elektronok, ζ-nak a tilos sáv közepe táján kell lennie. Ezt a helyzetet mutatja a 9. ábra.

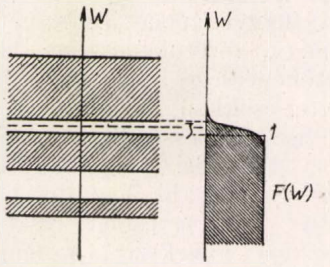
Ha a tilos sáv szélessége olyan nagy, hogy az elektronok nem tudnak termikusan annyi energiát felvenni, hogy azt átlépjék, akkor *szigetelőről* beszélünk.

Ismeretes, hogy a szigetelő anyagok csak igen nagy térerősség hatására engednek át áramot, az átütési térerősség közelében, de ekkor az anyagban olyan változások is felléphetnek, melyek a test eredeti tulajdonságát megváltoztatják és az ilyen folyamatok esetleg irreverzibilisek. Itt nem foglalkozunk ilyen esetekkel.

Ha a 9. ábrán látható tilos sáv nem túlságosan széles, úgy magasabb hőmérsékleten a 10. ábrán látható képet kapjuk. A Fermi-statisztika éles határa elmosódik és bizonyos energiájú elektronok magasabb megengedett sávba léphetnek. E csekély számú elektron tér hatására áramot vihet. Ilyenkor beszélünk *félvezetőről*. Mint a

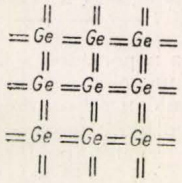
[11] A vezetés mechanizmusáról, valamint a mágneses tér szerepéről következő cikkünkben lesz szó.

Fermi-statisztikánál láttuk, az éles határ elmosódása a hőmérséklet növelésével növekszik, ami azt jelenti, hogy magasabb hőmérsékleten mindig több és több elektron vesz részt a vezetésben. Ebből következik, hogy félvezetők esetén az anyag vezetőképessége a hőmérséklettel rohamosan növekszik, a fémek lassan csökkenő vezetőképességével ellentétben.

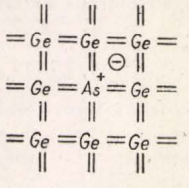


10. ábra.

Az eddigiekben nem tettünk említést az anyagokban lehetséges szennyezésekről. Legtöbb esetben a fizikai vizsgálatoknál a szennyezések nagyon zavarók, félvezetők esetében viszont a szennyező anyagok jelenléte és mennyisége jelentős szerepet játszik a gyakorlati felhasználásban.



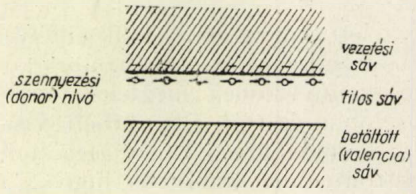
11. ábra.



12. ábra.

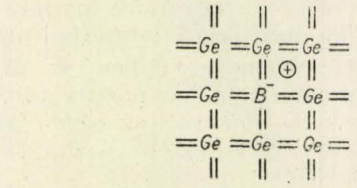
Éppen a tranzisztorok és kristálydiódák gyártásának egyik legfontosabb technológiai problémája a megfelelő anyagú és mennyiségű szennyezések bevitele és a lehetőség szerint homogén elosztása.

A tapasztalat szerint a félvezetőbe bevitt szennyezések kétféle jellegzetes tulajdonságot adhatnak a félvezetőnek. Hogy ezt világosan megérthessük, vizsgáljuk meg az egyik legismertebb, gyakorlati szempontból legfontosabb félvezető anyagot, a germániumot. Ez az elem a periódusos rendszer IV. oszlopában foglal helyet. Ennek megfelelően négy vegyértékkötési elektronnal[12] rendelkezik. A kristályos germánium gyémántszerkezetű, azaz tetraéderes formában kritályosodik. Az egyszerűbb áttekintés kedvéért tekintsünk síkbeli elrendezést. Ezt mutatja a 11. ábra. A középső germánium atomot négy szomszédos atom fogja körül. Ez minden egyes atomra érvényes. A szomszédos atomokkal két-két elektronpár létesít valenciakötést. Mi lesz a helyzet akkor, ha az egyik germánium helyét idegen atom foglalja el? Legyen egyik esetben ez az atom pl. arzén (As). Ezt a helyzetet látjuk a 12. ábrán. Az arzén a periódusos rendszer V. oszlopában van, így külső elektronhéján *öt* valencia elektron foglal helyet. Ezek közül azonban csak négy vesz részt a valenciakötésben, az ötödiket pedig a mag fennmaradó (le nem árnyékolt) elektrosztatikus tere köti a maghoz. Mivel a germánium dielektromos állandója nagy (16,2), a Coulomb erő itt mintegy 16-szor kisebb, mint vákuumban. Így ez az elektron kis energia felvétele folytán kiszabadulhat és elmozdulhat a kristályban, vezethet. Az ehhez szükséges energiát már a rács hőmozgásából is felveheti. Az itt megjegyzett tények a sávelmélet szempontjából azt jelentik, hogy az arzénszennyezés a tilos sávban a sáv tetejéhez közeli megengedett nívókat létesít. Ezt mutatja a 13. ábra, ahol az



13. ábra.

egyszerűség kedvéért csak a legfelső teljesen betöltött egy tilos és a felette levő megengedett „vezetési" sávot tüntettük fel. Igen alacsony hőmérsékleten a kötésben *fölösleges* arzénelektron ezen a nívón helyezkedik el (az ábrán kitöltött körrel jelezve), magasabb hőmérsékleten ez a nívó kiürül (az ábrán üres körrel jelölve).



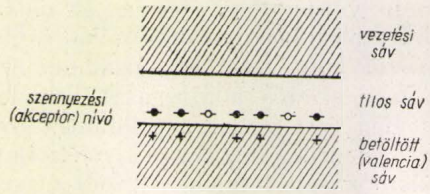
14. ábra.

A szobahőmérséklet környékén gyakorlatilag üres minden nívó és ekkor az ábra szerinti eloszlás lép fel. Az ilyen jellegű (V. oszlopbeli) szennyezést tartalmazó germániumot *n-típusú* germániumnak nevezzük, mivel itt az áramot döntő mértékben elektronok viszik.

Ha pedig a 11. ábrán látható germániumkristályba a periódusos rendszer III. oszlopából viszünk be egy elemet, a 14. ábrán látható elrendezést kapjuk. Az itt alkalmazott szennyezés legyen például bór (B). Ennek három szabad elektronja van a legkülső pályán és így a kötéshez ez nem elegendő. Itt tehát egy elektron hiányzik a kötésből, e „hibahely" megint kis energia hatására, melyet pl. a rács rezgéseitől kap, egy elektront vehet fel valamelyik szomszédos kötésből és az így támadó elektronhiány a rácsban tovább tud haladni. Ez a töltésvándorlás azonban lényegesen különbözik az elektron vándorlásától a kristályban. Előbbi esetben a felesleges elektron vándorolt szabadon a kristályban, most elektron helycserék révén ez az elektronok között megjelenő hiány,

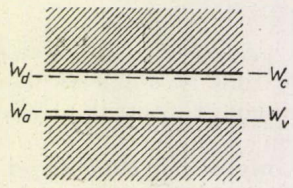
[12] A továbbiakban valencia-elektron.

szaknyelven „lyuk" teszi ugyanezt. Szobahőmérsékleten a tapasztalat szerint már bekövetkezik ez a „lyuk-vándorlás". Mivel ez az energia a sávszélességnek tört része, így az energiaképben a 13. ábrán látható szennyezési nívók helyett a betöl-



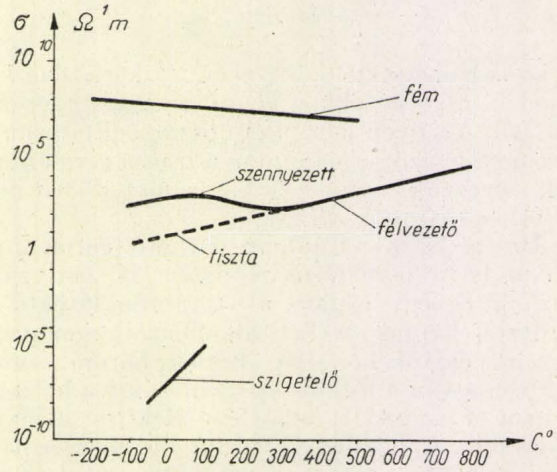
15. ábra.

tött sáv felett közvetlenül kell elhelyeznünk a periódusos rendszer III. (l. 15. ábra) oszlopából származó szennyezésnek megfelelő nívót. Ez a nívó az előbbi esettel ellentétben viszont nem betöltött, hanem üres. Energiafelvétellel tehát egy elektron ebbe a nívóba ugrik, mikor is



16. ábra.

helyén a valencia-sávban egy lyuk marad, mely áramvezetésre alkalmas *pozitív* töltéshordozónak tekinthető. Mivel ebben a képben az áramot ezek az elektronhiányok, tehát pozitív töltésnek tekinthető lyukak hordozzák, az ilyen típusú vezetést *p-típusú* vezetésnek nevezzük.



17. ábra.

A kétféle szennyezést tartalmazó félvezetők energiaképét a 16. ábra mutatja. Itt a *valencia-sáv* felső határát W_v-vel, a *p*-típusú szennyezés nívóját az elektron befogásnak a latin accipere szó nyomán *akceptor-nívó*nak nevezett energiaértéket W_a-val, az *n*-típusú szennyezés nívóját a latin donare (adni) ige nyomán *donor-nívó*nak nevezett energia értékét W_d-vel és a *vezetési-sáv* alsó szélét W_c-vel (conductio) jelöltük. Meg kell még jegyeznünk, hogy ha egyidejűleg mind a kétféle szennyezés jelen van, aszerint lesz az anyag *n*-típusú vagy *p*-típusú, hogy melyik szennyezés van többségben.

A szilárd testek fajlagos vezetőképességének vázlatos összehasonlítása a 17. ábrán látható, a hőmérséklet függvényében. A szigetelők ellenállása igen nagy, vezetőképessége a legkisebb. A fémek vezetőképessége a legnagyobb és növekvő hőmérséklettel csökken, közben helyezkednek el a félvezetők, vezetőképességük azonban a fémekkel ellentétben a kiürülési tartományban növekvő hőmérséklettel nő. Ez abból adódik, hogy növekvő hőmérséklettel a vezetésben résztvevő töltéshordozók száma növekszik, a fémeknél azonban ez az elektronszám állandó, viszont az egyre nagyobb amplitudóval rezgő rácsionok az elektron mozgását egyre jobban akadályozzák. A sávelméletnek érdeme az, hogy a szilárd testeknek ennyire eltérő vezetőképességét meg tudja magyarázni.

FÜGGELÉK

A) Periodikus határfeltételek alkalmazása a Schrödinger egyenletre

A Schrödinger egyenlethez a periodikus határfeltételt a végtelen hosszú húr megoldásait szolgáltató periodikus határfeltételhez hasonlóan adjuk meg. Ismeretes, hogy a két végén befogott L_x hosszúságú húr megoldásai állóhullámok. A határfeltételből a hullámszámra

$$k_x = n_x \frac{2\pi}{L_x}, \quad \text{ahol} \quad n_x = 1, 2, 3, \ldots \tag{81}$$

összefüggés érvényes.

Végtelen hosszú, nem befogott húr esetén ilyen korlátozó feltételek nincsenek. Minden k_x érték megengedett és a haladó hullámok is megoldások, vagyis mindkét irányú különböző amplitudójú haladó hullámok is terjedhetnek a végtelen hosszú húron.

A végtelen hosszú húr haladó hullámú megoldásait két végén befogott véges húrból nem származtathatjuk le, mert ekkor csak állóhullámú alapmegoldások vannak, bár a lehetséges diszkrét k_x értékek $L_x \to \infty$-re folytonos eloszlást adnak. Haladó hullámú alapmegoldások esetén igen jól közelíthetjük a végtelen hosszú húrt nagyon nagy sugarú kör alakú húrral, melynek hossza $L_x = 2\pi R$. Az alapmegoldásokra kell, hogy $t = \text{konst.}$ időben a hullám záródjék. Vagyis kell hogy

$$k_x = n_x \frac{2\pi}{L_x} = \frac{n_x}{R} \tag{82}$$

teljesüljön, ahol n_x tetszőleges pozitív vagy negatív egész szám.

A Schrödinger egyenlet megoldása szabad részecskére egydimenzióban

$$\Psi = \Psi_0 e^{i\left(-\frac{W}{\hbar}t + \frac{\sqrt{2mW}}{\hbar}x\right)}, \tag{83}$$

A normálhatóság feltétele

$$\int_{(T)} \Psi^* \Psi \, dx = |\Psi_0|^2 \int_{(T)} dx = 1 . \tag{84}$$

Ha (T) az egész x egyenesre kiterjed, azaz a részecske számára az egész tér rendelkezésre áll, akkor a normálhatóság feltétele azt jelenti, hogy Ψ zérushoz tartson úgy, hogy (84) teljesüljön. Közelítsük meg a végtelen hosszú egyenest igen nagy L_x hosszúságú egyenesdarabbal, ekkor

$$|\Psi_0|^2 L_x = 1\,, \tag{85}$$

amiből

$$|\Psi_0| = \frac{1}{\sqrt{L_x}}\,. \tag{86}$$

A megközelítés helyes útja a periodikus határfeltétel teljesítése, az alapmegoldások ilyenkor haladó hullámok. A periodikus határfeltétel fizikailag annak felel meg, hogy ha a részecske az egyenes egyik végén eltávozna, az egyenes másik végén egy részecskének kell belépni. (Ez a feltétel nem erőltetett, mert pl. zárt áramkörnél is ez a helyzet.)

A periodikus határfeltétel tehát azt jelenti, hogy a haladóhullám fázisa L_x távolságonként azonos (a hullámhossz L_x után önmagába záródik). Ennek feltétele (82) szerint

$$k_x = \frac{\sqrt{2\,m\,W}}{\hbar} = n_x \frac{2\,\pi}{L_x} \tag{87}$$

ahol n_x tetszőleges pozitív vagy negatív egész szám. A negatív n_x (83)-ban a négyzetgyök negatív értékének felel meg, tehát jobbról balra haladó hullámot jelent. Ha k_x-et (87) alapján ábrázoljuk, akkor $\frac{2\,\pi}{L_x}$ hosszúságú darabonként találunk egy megoldást.

Három dimenziós esetben a normálás L_x, L_y, L_z, élhosszúságú paralel epipedonra történik úgy, hogy a periodikus határfeltétel teljesüljön:

$$k_x = n_x \frac{2\,\pi}{L_x}\,,\quad k_y = n_y \frac{2\,\pi}{L_y}\,,\quad k_z = n_z \frac{2\,\pi}{L_z}\,, \text{ ahol } n_x, n_y, n_z \text{ egész.} \tag{88}$$

Ezért az előbbi megállapítás szerint az egyes lehetséges állapotok egyenletesen oszlanak el, úgyhogy

$$\frac{2\,\pi}{L_x}\cdot\frac{2\,\pi}{L_y}\cdot\frac{2\,\pi}{L_z} = \frac{(2\,\pi)^3}{L}\,, \text{ ahol } L = L_x\,L_y\,L_z\,. \tag{89}$$

nagyságú térfogatban találunk egyetlen lehetséges állapotot.

B) A (65) determináns kifejtése

A (61)—(64) egyenletrendszer átrendezve a következő alakot ölti:

$$A + B - C - D = 0\,, \tag{61a}$$

$$i\,a\,A - i\,a\,B - \beta\,C + \beta\,D = 0\,, \tag{62a}$$

$$e^{iaa}\,A + e^{-iaa}\,B - e^{ik_xc}\,e^{-\beta b}\,C - e^{ik_xc}\,e^{\beta b}\,D = 0\,, \tag{63a}$$

$$i\,a\,e^{iaa}\,A - i\,a\,e^{-iaa}\,B - \beta\,e^{ik_xc}\,e^{-\beta b}\,C + \beta\,e^{ik_xc}\,e^{\beta b}\,D = 0\,. \tag{64a}$$

Az egyenletrendszer együtthatóiból alkotott determináns:

$$\begin{vmatrix} \text{I.} & \text{II.} & \text{III.} & \text{IV.} \\ 1 & 1 & -1 & -1 \\ i\,a & -i\,a & -\beta & \beta \\ e^{iaa} & e^{-iaa} & -e^{ik_xc}\,e^{-\beta b} & -e^{ik_xc}\,e^{\beta b} \\ i\,a\,e^{iaa} & -i\,a\,e^{-iaa} & -\beta\,e^{ik_xc}\,e^{-\beta b} & \beta\,e^{ik_xc}\,e^{\beta b} \end{vmatrix} = 0. \tag{65}$$

A determinánsokra vonatkozó szabályok értelmében (65)-öt alakítsuk át a következő módon: Legyen az első oszlop (65) I. és II. oszlopának különbsége, a második oszlop a I. és II. oszlop összege, a harmadik oszlop a IV. és III. oszlop különbsége, a negyedik oszlop a IV. és III. összege.

$$\begin{vmatrix} \text{I}-\text{II}. & \text{I}+\text{II}. & \text{IV}-\text{III}. & \text{IV}+\text{III}. \\ 0 & 2 & 0 & -2 \\ 2\,i\,a & 0 & 2\,\beta & 0 \\ e^{iaa} - e^{iaa} & e^{iaa} + e^{-iaa} & -e^{ik_xc}(e^{\beta b} - e^{-\beta b}) & -e^{ik_xc}(e^{\beta b} - e^{-\beta b}) \\ i\,a\,(e^{iaa} + e^{-iaa}) & i\,a\,(e^{iaa} - e^{-iaa}) & \beta\,e^{ik_xc}\,(e^{\beta b} + e^{-\beta b}) & \beta\,e^{ik_xc}\,(e^{\beta b} - e^{-\beta b}) \end{vmatrix} = 0\,.$$

Az Euler-összefüggések szerint

$$\sin x = \frac{e^{ix} - e^{-ix}}{2\,i}\,,\quad \cos x = \frac{e^{ix} + e^{-ix}}{2}\,,\quad \operatorname{sh} x = \frac{e^{x} - e^{-x}}{2}\,,\quad \operatorname{ch} x = \frac{e^{x} + e^{-x}}{2}\,. \tag{90}$$

Ezek felhasználásával a determináns egyszerűbb alakú lesz:

$$\begin{vmatrix} 0 & 2 & 0 & -2 \\ 2\,i\,a & 0 & 2\,\beta & 0 \\ 2\,i\sin a\,a & 2\cos a\,a & -2\,e^{ik_xc}\operatorname{sh}\beta\,b & -2\,e^{ik_xc}\operatorname{ch}\beta\,b \\ 2\,i\,a\cos a\,a & -2\,a\sin a\,a & 2\,\beta\,e^{ik_xc}\operatorname{ch}\beta\,b & 2\,\beta\,e^{ik_xc}\operatorname{sh}\beta\,b \end{vmatrix} = 0.$$

Az első oszlopban $2i$-vel, a többiben 2-vel egyszerűsítve, majd az első sor szerint kifejtve

$$-\begin{vmatrix} a & \beta & 0 \\ \sin a\,a & -e^{ik_xc}\operatorname{sh}\beta\,b & -e^{ik_xc}\operatorname{ch}\beta\,b \\ a\cos a\,a & \beta\,e^{ik_xc}\operatorname{ch}\beta\,b & \beta\,e^{ik_xc}\operatorname{sh}\beta\,b \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} a & 0 & \beta \\ \sin a\,a & \cos a\,a & -e^{ik_xc}\operatorname{sh}\beta\,b \\ a\cos a\,a & -a\sin a\,a & \beta\,e^{ik_xc}\operatorname{ch}\beta\,b \end{vmatrix} = 0\,,$$

ezen harmadrendű determinánsok kifejtése után :

$$-\Big\{\alpha[-\beta e^{2ik_x c}(\mathrm{sh}^2\beta b - \mathrm{ch}^2\beta b)] -$$

$$-\beta[e^{ik_x c}(+\alpha\cos\alpha a\,\mathrm{ch}\,\beta b + \beta\sin\alpha a\,\mathrm{sh}\,\beta b)]\Big\} +$$

$$+\Big\{\alpha[e^{ik_x c}(\beta\cos\alpha a\,\mathrm{ch}\,\beta b - \alpha\sin\alpha a\,\mathrm{sh}\,\beta b)] +$$

$$+\beta[-\alpha(\sin^2\alpha a + \cos^2\alpha a)]\Big\} = 0\,,$$

a szorzásokat elvégezve és felhasználva a (90)-ből adódó

$$\cos^2 x + \sin^2 x = 1 \quad \text{és} \quad \mathrm{ch}^2 x - \mathrm{sh}^2 x = 1$$

közismert összefüggéseket

$$-\alpha\beta\, e^{2ik_x c} + e^{ik_x c}(\alpha\beta\,\mathrm{ch}\,\beta b\cos\alpha a + \beta^2\,\mathrm{sh}\,\beta b\sin\alpha a) +$$

$$+ e^{ik_x c}(\alpha\beta\,\mathrm{ch}\,\beta b\cos\alpha a - \alpha^2\,\mathrm{sh}\,\beta b\sin\alpha a) - \alpha\beta = 0\,.$$

Átrendezés és a megfelelő tényezők kiemelése után

$$\alpha\beta(1 + e^{2ik_x c}) = e^{ik_x c}(\beta^2 - \alpha^2)\sin\alpha a\,\mathrm{sh}\,\beta b +$$

$$+ e^{ik_x c}\,2\,\alpha\beta\cos\alpha a\,\mathrm{ch}\,\beta b\,.$$

$2\,\alpha\beta\, e^{ik_x c}$-el osztva az egyenlet mindkét oldalát

$$\frac{e^{ik_x c} + e^{-ik_x c}}{2} = \frac{\beta^2 - \alpha^2}{2\,\alpha\beta}\sin\alpha a\,\mathrm{sh}\,\beta b + \cos\alpha a\,\mathrm{ch}\,\beta b\,,$$

amiből (90) felhasználásával adódik (66)

$$\cos k_x c = \frac{\beta^2 - \alpha^2}{2\,\alpha\beta}\sin\alpha a\,\mathrm{sh}\,\beta b + \cos\alpha a\,\mathrm{ch}\,\beta b = \mathfrak{F}(W)\,. \tag{66}$$

Kedves Ferenc
Eötvös Loránd Tudomány Egyetem
Kísérleti Fizikai Intézete
Budapest

(Folytatása következik)

AZ EÖTVÖS-VERSENY

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 1957. évi fizikai versenyét október 26-án tartotta. A verseny feladatai a következők voltak.

1. R sugarú, rugalmas anyagból készült cső vízszintesen fekszik. A henger vízszintes felező síkjában, a tengelytől R távolságban elejtünk egy rugalmas golyót. Mi történik ?

2. Adva van három kondenzátor 1 mikrofarad, 2 mikrofarad és 5 mikrofarad kapacitással. Az első 20 volt, a másodikat 30 volt, a harmadikat 10 volt feszültségre töltjük és a három kondenzátort sorba kapcsoljuk. Mi történik, ha a kondenzátortelep két végét egy vezetékkel összekötjük ?

3. 3 cm sugarú, 1,5-es törésmutatójú folyadékkal telt vékonyfalú henger alakú pohár fenekén, a középponttól 2,5 cm távolságban pontszerű fényforrást helyezünk el. Mit látunk ? (Csak a vízszintes síkban végbemenő jelenséggel foglalkozunk. Az edény falának szerepe elhanyagolható.)

A Társulat a versenyt Budapesten, Debrecenben, Szegeden, Miskolcon, Veszprémben, Egerben és Pécsett hírdette meg. Csak 1957-ben érettségizettek versenyezhettek. Összesen 35 versenyző szerepelt, Budapesten 26, Debrecenben 6, Miskolcon 2, Egerben 1. Szegeden, Veszprémben, Pécsett nem voltak versenyzők. A résztvevők számának visszaesése nagyon szembetűnő, a beadott 35 dolgozat közül is 21 teljesen értéktelen volt, bennük egyetlen feladatra nézve sem lehetett választ találni. Nagyon ritka volt az érthetően fogalmazott, határozott választ adó dolgozat. Az első feladatot 12, a másodikat 1, a harmadikat 10 versenyző oldotta meg. A versenyzők közül 11 a budapesti Eötvös Loránd Tudományegyetem fizikus hallgatója, 1 vegyészhallgató, 4 a budapesti Műszaki Egyetem villamosmérnök-hallgatója, 1 a budapesti Építőipari Műszaki Egyetem, 3 a debreceni Tudományegyetem fizikushallgatója, 3 debreceni orvostanhallgató, 2 miskolci műegyetemi hallgató, 1 Egerben pedagógiai főiskolai hallgató volt. A versenyzők között 2 leány volt.

A verseny első díját *Papp Kálmán* nyerte el, a budapesti Műszaki Egyetem villamosmérnöki karának hallgatója, aki tavaly a budapesti IX. kerületi Fáy András-gimnáziumban Papp Gyula tanítványa volt. Két darab harmadik díjat kaptak egyenlő sorrendben : *Cserteg István*, a budapesti Műszaki Egyetem villamosmérnöki karának hallgatója, aki tavaly a budapesti X. kerületi Széchenyi István-gimnáziumban Solti Gyula tanítványa volt és *Szatmáry Zoltán*, a budapesti Eötvös Loránd Tudományegyetem természettudományi karának fizikus hallgatója, aki tavaly a budapesti VIII. kerületi piarista gimnáziumban Kovács Mihály tanítványa volt.

Dicséretet kaptak : *Hargitai Csaba* (fizikus-hallgató, a budapesti XXI. kerületi Jedlik Ányos-gimnáziumban Vajda Ferenc tanítványa), *Kádár Imre* (a debreceni tudományegyetem fizikus-hallgatója, a debreceni Fazekas Mihály-gimnáziumban Nagy László tanítványa), *Stahl János* (fizikus-hallgató, a budapesti VI. kerületi Kölcsey Ferenc-gimnáziumban Urbán János tanítványa), *Varga Emőke* (fizikus-hallgató, a budapesti VIII. kerületi Apáczai Csere János-gimnáziumban Halmágyi Ákos tanítványa).

Az eredményhirdetés középiskolai fizikai délután keretében november 30-án ment végbe az egyetemi fizikai intézet nagy előadótermében. *Vermes Miklós* a példák megoldását ismertette, azután *Pócza Jenő* egyetemi tanár kiosztotta a díjakat, végül *Baintner Géza* Eötvös Loránd felületi feszültség körébe vágó kutatásait ismertette előadásában.

Elméleti fizikus iskola a Mont Blanc tövében

A fizika fejlődése ma oly gyors, a kutatás annyira sokrétű és olyan nagy területekre terjed ki, hogy az egyetemek nem mindig tudják azonnal átadni hallgatóiknak a tudományos kutatás első vonalában feltárt új ismereteket. Ez a meggondolás vezette el Mme Cécile Morette-De Witt-et, a fiatal francia fizikusnőt oda, hogy egy nyári elméleti fizikai iskola létrehozását kezdeményezze. A francia Alpokban, Les Houches üdülőhely felett, a hegyoldalon, a Mont Blanc örökké fehér hegyláncával szemben 1951 óta minden nyáron fiatal elméleti fizikusok gyűlnek össze nyolc hétre a világ minden tájáról, hogy a fizikai kutatás legfrissebb eredményeit tanulmányozzák, világviszonylatban elsőrangú mesterek, vezető kutatók irányítása mellett.

1. ábra (Balról jobbra) G. Böbel (Genta), Wilhelmson (Koppenhága), H. Überall (Genf), J. Hilgevoord (Amsterdam), A. Stanghelini (Genf), H. Ruijgrok (Utrecht), J. Polkinghorne (Edinburg)

Előadóknak általában olyan professzorokat hív meg az „Elméleti Fizikai Nyári Iskola" („École d'Été de Physique Théorique") vezetősége, akik a megelőző évben maguk is jelentős eredményekkel vitték előre a tudományt, vagy valamelyik, az érdeklődés középpontjában álló tudomány-terület specialistái. Az iskola résztvevőit a jelentkezők közül minden évben a nagyhírű francia tudományos intézmények : az École Normale Supérieur, az École Polytechnique, a Saclay-i Magfizikai Központ, a Francia Nemzeti Kutatási Központ, a grenoble-i egyetem képviselőiből álló bizottság választja ki. A résztvevők száma általában harminc. Ezek fele francia, fele külföldi.

Hazánkba az elmúlt évben jutott el először az Iskola híre és a jelentkezésre felszólító körlevél. A Magyar Tudományos Akadémia kiküldetése és az „École d'Été de Physique Théorique"-től kapott ösztöndíj lehetővé tette, hogy résztvegyek ezen a nemzetközi összejövetelen. Most szeretnék beszámolni a Fizikai Szemle olvasóinak a látottakról-hallottakról.

Az iskola napirendje : 8-kor reggeli, 9—12-ig előadások, ½1-kor ebéd, utána pihenő, délután egyéni munka, tanulás vagy szemináriumok megállapodás szerint, este ½8-kor vacsora.

A tudományos program 1957-ben az elemi részecskék gyors fejlődésben levő fizikájának különböző ágaira terjedt ki.

Polkinghorne, az edinburgi egyetem előadója a pionok és nukleonok kölcsönhatásának Chew és Low által felállított elméletét ismertette. Ez az elmélet helyesen írja le a pionok nukleonokon való szóródását, valamint a fotonokkal kiváltott pionkeltés folyamatának (pionfotoeffektus) tulajdonságait. Az előadás az eredmények, sikerek ismertetése mellett rámutatott a pionfizika néhány problematikus pontjára is. Ezek közül a legérdekesebb Lattes kísérletéből adódik. Lattes a pionbomláskor keletkező müonok irányszerinti eloszlását (a pion impulzusához képest) aszimmetrikusnak találta, ami nem fér össze zérus spinű pion feltételezésével. Ha ez a kísérleti eredmény, amely azt mutatja, hogy a pion spinje zérustól különböző, végleges megerősítést nyerne, úgy a pion elméletének felállítására irányuló minden eddigi törekvés alapjai rendülnének meg és a pion elemi részecske volta is erősen kétségessé válna.

Lévy, az École Normale Supérieure professzora, előadásában a nagyenergiájú elektronoknak az atommagokkal és nukleonokkal való kölcsönhatásával foglalkozott. A stanfordi egyetemen legutóbb már 550 MeV-os elektronokkal végzett szóráskísérletek elméleti analízise alapján részletes képet kapunk az atommagok töltéseloszlásának sugaráról, alakjáról, az egyes protonokban tömörülő magtöltés szemcsés szerkezetéről. Az elméleti fizikus szempontjából legizgalmasabb kérdés : nukleonok belső szerkezetének problémája. E kérdés vizsgálata eddig zavarbaejtő eredményekre vezetett : a proton töltésének kiterjedése a kísérletek szerint $<r^2>^{1/2} = 0{,}77$ fermi, ami összhangban van az elmélet elképzeléseivel. Eszerint a proton pontszerű törzsét pozitív pionok felhője veszi körül, amely kiterjedt töltéseloszlást eredményez. A neutron-elektron kölcsönhatás kísérletileg megfigyelt sajátságai viszont igen jól megmagyarázhatók a *pontszerű* neutron mágneses momentuma és az elektron közötti mágneses erőkkel. Ez nem fér össze elméleti elgondolásainkkal. Ezek szerint ugyanis amint a protont pozitív pionfelhő veszi körül, ugyanúgy a neutron pozitív töltésű pontszerű törzsét negatív pionok rajának kellene körülvennie. A kísérlet azonban mit sem tud a neutron kiterjedt töltéseloszlásáról. E különös ellentmondás tisztázása még várat magára.

Rosenfeld manchesteri professzor — aki néhány éve Budapesten járt — alapvető ismereteket tárgyaló előadásában a magreakciók rezonanciáinak elméletével foglalkozott, majd az elemi részek elméletének néhány időszerű kérdésére — a ritka részecskék d'Espagnat — Prentki-féle rendszerezésére, a „csavaros" és Majorana-neutrinó kapcsolatára, tükrözési problémákra szentelt néhány előadást.

Abdus Salam, a londoni Imperial College pakisztáni származású professzora és munkatársa *Taylor* legnagyobbrészt a ritka részek kölcsönhatásainak kérdéseiről beszélt : Schwingernek és Gell-Mann-nak a VII. rochesteri konferencián előadott elgondolásairól, az erős kölcsönhatások esetleges szimmetria sajátságairól, a gyenge bomlási kölcsönhatások kiválasztási szabályairól stb.

Steinberger, a Columbia-egyetem (New York) tanára előadásának a legizgalmasabb része a ritka részecskék igen nehezen megfigyelhető semleges bomlási módjainak :

$$\Sigma^0 \to \Lambda^0 + \gamma\,, \quad K^0 \to \pi^0 + \pi^0, \quad \Lambda^0 \to n + \pi^0$$

buborékkamrával való kimutatásáról szólt.

Michel, a lille-i egyetem professzora, a részecskék polarizációjának leírásáról beszélt. Michel pofesszor hosszabb időt töltött Wigner Jenő mellett, a princetoni Institute of Advenced Studies-n és előadásaiból Wigner sok publikálatlan eredményéről értesülhettünk.

Chamberlain, aki az antiprotont felfedező, Segrè vezetése alatt működött csoport egyik tagja volt Berkeleyben, előadásának nagyobb részében az antiprotonok keltésére és kölcsönhatásainak vizsgálatára vonatkozó kísérletek leírását adta.

A Nyári Iskolának volt néhány rövidebb időre érkezett vendégprofesszora. Ezek közül a legérdekesebb alak Csen-Nying-Yang professzor, aki ősszel meg kapta az 1957. évi fizikai Nobel-díjat. Yang honfitársával, Lee professzorral együtt 1956 őszén felhívta a figyelmet, hogy az eddigi kísérletek nem kényszerítenek arra, hogy a paritásmegmaradás törvényét a bétabomlási, hyperon- és mezonbomlási folyamatokra is érvényesnek tekintsük. Lee és Yang munkája ösztönözte azután az ugyancsak kínai Wu asszonyt, Telegdi Bálintot Ledermant és másokat, hogy a kérdést kísérletileg megvizsgálják és megállapítsák, hogy a paritás valóban nem marad meg a gyenge bomlási kölcsönhatásoknál. Yang professzor ezen új megismerés következményeiről és a kísérletekből levonható következtetésekről tartott sok maradandó benyomást adó előadást. Ugyancsak a bétabomlás problémáiról beszélt Messiah, a Saclay-i intézet munkatársa, aki a jugoszláviai nyári magfizikai iskoláról hazatérőben látogatott el hozzánk. De Witt, a North Carolina-i Egyetem professzora, a formális szóráselméletről beszélt.

2. ábra (Balról jobbra) H. Überall (Genf), C. Yang (Princeton), A. Salam (London), J. Taylor (London), H. Wilhelmson (Koppenhága).

Az iskola hallgatóinak jórésze már tudományos dolgozatok szerzője s az előadások tárgykörében már járatos fiatal kutató volt. Ezért az előadások sokkal inkább hasonlítottak egy tudományos kongresszus vitáihoz, mint szabványos egyetemi előadáshoz.

A problémákat tisztázó szenvedélyes viták számára még alkalmasabbak voltak a délutánonként kisebb csoportokban tartott szemináriumok. Ezek a hyperfragmentumokkal, a magfizikai többtestproblémával, a magerők mezonelméletével, a Pauli–Lüders-féle CPT-teorémával foglalkoztak. A viták rendszerint a szemínárium keretein kívül is folytatódtak : a gleccserek, sziklák között barangolva, vagy az ebédlőasztalnál, amiről képletekkel teleírt papírszalvéták tanúskodtak.

A résztvevők nemzetközi társaságának — 15 francia, 3 olasz, 2–2 lengyel, svéd, holland, angol, 1–1 brazil, belga, osztrák, magyar — tagjai között vagy a professzorokkal folytatott beszélgetések során mindnyájan átélhettük azt, hogy a természet törvényeinek megismerésére irányuló közös törekvés a különböző nemzetek fiait sokkal inkább összefogja, mint amennyire a nyelv, a szokások, a táj különbözősége elválaszt.

Érdekes beszélgetést volt alkalmam folytatni Rosenfeld professzorral. Rosenfeld élénken érdeklődött a magyar fizikusok júniusban Balatonvilágoson az elemi részecskék fizikájáról tartott kollokviuma iránt. Különösen Szalay Sándor és Csikai Gyula vizsgálatait értékelte nagyra a He^6 béta-neutrinó-szögkorrelációjával kapcsolatban. A kollokviumról beszámolót is kért folyóirata, a Nuclear Physics számára, amely azóta már meg is jelent. A paritásmegmaradás kísérleti vizsgálatával kapcsolatban kiemelte, hogy az elmélet jelenlegi tisztázatlan állapotában szükség van minél több és minél pontosabb polarizációs kísérletre. Érdeklődéssel várja a KFKI Atomfizikai Osztályán előkészületben levő kísérletek eredményeit.

Michel prsofeszorral való beszélgetés közben szó esett a fermion-töltés megmaradásának hipotéziséről. Megemlítettem, hogy e hipotézist Konopinskival és Zeldoviccsal egyidőben és tőlük függetlenül Marx György is javasolta és az Acta Physica Hungaricában publikálta. Michel, aki a fermionok kölcsönhatásainak világszerte ismert specialistája, érdeklődéssel vette át a Marx munkáját tartalmazó különlenyomatot és azt válaszolta, hogy az Acta hírét ugyan hallotta már, de az École Normale Supérieurbe még sohasem jutott el e folyóirat, s így Marx hipotéziséről nem szerzett eddig tudomást.

*

Sok új ismeret szerzésére, sok hasznos diszkusszióra nyílt alkalom a Nyári Iskola ösztönző, serkentő atmoszférájában. A tudományos kapcsolatok közös munkák születésére vezettek. Zielinski, a varsói magfizikai intézet munkatársa, a Koppenhágában dolgozó Wilhelmssonnal együtt a hyperfragmentumokat összetartó erők vizsgálatával foglalkozott. Herbert Überallal, a CERN genfi laboratóriumának munkatársával együtt a bétarészecskék transzverzális polarizációjának meghatározására végeztünk számításokat. Ez a hatás a paritás meg-nem-maradásának következménye. E munka azóta a Nuclear Physics című folyóiratban látott napvilágot.

A Nyári Iskola résztvevői nyolc héten át a Les Houches feletti hegyoldal, a Côte des Chavants (1100 m) apró faházacskáiban (Chalets de montagne) élnek, egyszerű, de mégsem kényelmetlen körülmények között, mint a tudomány modern szerzetesei. A munkát kicsiny, de kitűnően összeválogatott szakkönyvtár segíti. A lemezjátszóval, kis lemeztárral, olvasnivalóval felszerelt társalgó a felüdülést, kikapcsolódást szolgálja. (A lemeztár egyik legkedveltebb darabja Bartók III. zongoraversenye volt.) A legfőbb felüdülést természetesen a gyönyörű hegyek jelentették : de ezek sem a tudományos munkától vonták el a résztvevőket, inkább az idegeknek koncentrált szellemi munka után feltétlenül szükségea pihenését, meglazítását segítették elő.

Györgyi Géza

Új transzurán elem. A stockholmi Nobel Intézetben svéd, angol és amerikai fizikusokból álló kutatócsoportnak sikerült a 102 rendszámú elemet előállítania. A 96 rendszámú curiumot (Cm^{244}_{98}) négyszeres töltésű szénionokkal (C^{13}) bombázták ; a bombázás hatására a következő reakció játszódott le :

$$Cm^{244}(C^{13}, 4n)102^{253} \text{ vagy } Cm^{244}(C^{13}, 6n)102^{251}.$$

A bombázó szénionok energiája 70 és 100 MeV között változott, áramerőssége kb. 0,03—0,1 μA volt. A reakció során keletkezett új transzurán elem erősen radióaktív, kb. 10 perces felezési idővel bomlik és 8,5 MeV energiájú α-részeket emittál. Érdemes megjegyezni, hogy az új elem spontán meghasadásának igen kicsi a valószínűsége. Minthogy a 102 rendszámú új elemet első ízben a stockholmi Nobel Intézetben állították elő, Nobel Alfréd tiszteletére nobeliumnak nevezték el. Vegyjele No. (Phys. Rev. *107*, 1460 1957).

Sz. J.

BUDAPESTI ORVOSI FIZIKAI INTÉZET

Intézetünk fiatal intézményeink közé tartozik, 1948-ban létesült. Ezzel különvált a medikusok oktatása a fizikaszakos tanárjelöltek képzésétől és a különválás az utóbbi években kiegészült a gyógyszerészhallgatók fizika és matematika oktatásának ellátásával is. Intézetünk feladata, hogy medikusaink, gyógyszerészhallgatóink fizika előadásait és laboratóriumi gyakorlatait speciális szempontok figyelembevételével lássa el és fejlessze. A különválást ma már szervezési szempontok is indokolják, hiszen a régi orvosi karból az egészségügyi minisztérium felügyelete alá tartozó különálló, három karral működő orvostudományi egyetem fejlődött ki.

Jelenleg összesen kb. 700 hallgatóval foglalkozunk. A fizika előadások heti 2, illetve 3 órában folynak két féléven át, külön a medikusok és külön a gyógyszerészek számára, utóbbiak matematika oktatása pedig egy féléven át tart heti 2 órában. Az előadásokhoz 3 órás laboratóriumi gyakorlatok (a II. félévben a medikusoknál heti 2 órás), illetőleg 1 órás matematikai gyakorlatok kapcsolódnak.

Az intézet létszáma 20 fő, ebből 12 fő oktató.

Az intézet tudományos munkája két területre osztható: kristályfizika és orvosi vonatkozású fizikai problémák.

A kristályfizikán belül fundamentális és közvetlenül gyakorlati jellegű problémákkal foglalkozunk. A fundamentális vizsgálatok a színcentrumok tulajdonságaira vonatkoznak. A színcentrumok kristályokban mesterségesen létrehozott hibahelyek, amelyek abszorpciója jól megfigyelhető módon különbözik a kristály saját abszorpciójától, éppen ezért nevezik ezeket a „szigeteket" a kristályban színcentrumoknak. Vizsgálatuk csupán kb. 30 éves múltra tekint vissza, de máris érdekes eredményeket hozott általában a szilárd testek megismerése területén. Különösen értékesek az ionkristályokban végbemenő elektron- és defektelektronfolyamatokkal kapcsolatos eredmények, amelyek félvezetőkben, kristályfoszforokban stb. végbemenő folyamatokra vonatkozólag sok értékes ismeretet nyújtottak. Intézetünk alkalihalogenid kristályokban létrehozott F-típusú hibahelyek vizsgálatával foglalkozik, amelyek alkali-ionhiányosságokban fogságba esett elektronokkal vannak kapcsolatban. Különböző „előéletű" (optikai, mechanikai előkezelés) kristályokon különböző hőmérsékleteken végzünk fényabszorpciós és fotovezetési vizsgálatokat, amelyek lehetőséget nyújtanak arra, hogy további ismereteket szerezzünk az összetett F-típusú centrumoknak egyszerű F-centrumokból történő kialakulására vonatkozólag.

A közvetlen gyakorlati jellegű munkák közé soroljuk bizonyos műkristályok előállítására vonatkozó vizsgálatainkat. Az utolsó évtizedben az iparilag legfejlettebb országokban egy új iparág alakult ki, a műkristályipar. Bizonyos műkristályok iránt hazánkban is megnyilvánuló igényeknek kívánunk szerény kereteink között eleget tenni, amikor pl. infravörös optika céljaira nagyméretű alkalihalogenid (NaCl, KCl, KBr) monokristályokat, vagy a szcintillációs számlálási technikában felhasználásra kerülő különböző szerves (naftalin, antracén) és szervetlen (thalliummal aktivált NaJ és KJ) kristályok előállítására vonatkozó eljárások meghonosításával foglalkozunk. Ezek a munkák számunkra is értékes tapasztalatokat nyújtanak, azonfelül — úgy véljük — egyben kezdeményezésnek is tekinthetők egy nagyobb méretek között folyó munka számára, amely legalább az egyre növekvő hazai szükségletek kielégítését a jövőben lehetővé tenné.

Intézetünk a tudományos munkák területén több orvosi elméleti intézettel és klinikával működik együtt. Nemcsak ad hoc felmerült vizsgálatok elvégzéséről, bizonyos eljárások kidolgozásáról, mérőberendezések összeállításáról (pl. ultraibolya dózismérő, készülékek a pajzsmirigy-működés J^{131}-gyel történő in vivo vizsgálatára), problémák megbeszéléséről, továbbképző tanfolyamok tartásáról van szó, hanem rendszeres kollaborációkról is. Ilyen van folyamatban pl. ultrahangnak patogén bőrgombákra való hatásával kapcsolatban a Bőr- és Nemikórtani klinikával, és szélesebb területen a radioaktív izotópoknak nyomjelzőként való felhasználásával kapcsolatban kb. öt orvosi intézettel. A folyamatban levő vizsgálatok főleg shockkos állapotban levő állatok nátriumterére és a keringő vértérfogat szervenkénti eloszlására, továbbá az E-avitaminózisban szenvedő állat ribonucleinsav anyagcseréjére vonatkoznak.

Kétségtelen, hogy intézetünk létszámához és oktatási feladataihoz képest sokirányú munkával foglalkozik, ez azonban speciális helyzetéből adódik. Orvostudományi egyetemen működő intézetről lévén szó, feladatunkhoz tartozik az orvosi intézetek munkájának segítése és az egyetem tudományos munkaprogramjában való részvétel, de ugyanakkor feladatunk a tiszta fizika minél elmélyültebb művelése is. Nemcsak arról van szó, hogy ezáltal képzettségünknek és érdeklődési körünknek megfelelően fejlődjünk és közvetlenül is résztvegyünk a hazai fizikuséletben, de egyetemünkön reánkháruló sokoldalú feladatokat is csak úgy tudjuk ellátni, ha intézetünk sokoldalú, jól képzett fizikusokkal rendelkezik. Sokoldalú munkánk elvégzésénél a fő problémát kevésbé az intézet kis létszáma, inkább fölszerelésének hiányossága képezi.

Tarján Imre

GYULAI ZOLTÁN

70. SZÜLETÉSNAPJÁNAK MEGÜNNEPLÉSE

1957. december 16-án délután az Építőipari és Közlekedési Műszaki Egyetem tanácstermében ünnepelte meg a Magyar Tudományos Akadémia III. Osztálya, az Egyetem Tanácsa, az Eötvös Loránd Fizikai Társulat szűkebb körben Gyulai Zoltán műszaki egyetemi tanár, Kossuth díjas akadémikus, a Fizikai Társulat elnökének 70. születésnapját. Jelen voltak a Művelődésügyi Minisztérium részéről *Meisl János*, az egyetemi főosztály helyettes vezetője, a szilárd testek fizikája konferenciára érkezett külföldi vendégek közül *D. A. Petrov* professzor, a moszkvai egyetem tanára, *O. Stasiv* professzor, a berlini Institut für Kristallphysik igazgatója, *D. Ilkovic* professzor, a bratislavai egyetem tanára, *H. Lorenz* fizikus, a berlini Akademie für Socialhygienie fizikai osztályának vezetője. Az ünnepségen részt vettek az Akadémia III. osztályának tagjai, a Műszaki Egyetem tanárai, a Fizikai Társulat elnöksége, valamint a Kísérleti Fizikai Intézet valamennyi dolgozója.

Rados Kornél rektor elnöki megnyitójában melegen üdvözölte az egyetem jubiláns tanárát, akit a Népköztársaság Elnöki Tanácsa december 14-én a 70. születésnak alkalmával „Munkaérdemrend"-del tüntetett ki. Az Akadémia III. osztálya részéről *Szalay Sándor* egyetemi tanár, lev. tag üdvözölte. Beszédében rámutatott arra a sok nehézségre, amellyel a jubilánsnak tudományos pályáján meg kellett küzdenie. A tudományos munka szeretete a nehézségeken is diadalmaskodott és nehéz körülmények, egyszerű eszközökkel is olyan tudományos eredményeket ért el, amely eredmények nemzetközileg is jól ismertek.

Szigeti György főtitkár, lev. tag a Társulat üdvözletét tolmácsolta. Gyulai Zoltán évek óta elnöke a Társulatnak. A Társulat minden ügyét szívén viseli és nincs olyan fontos kérdés a társulati életben, amelynél az ő megfontolt álláspontja ne lett volna döntő befolyással. *Vásárhelyi Boldizsár*, a Mérnöki Kar dékánja a Kar nevében üdvözölte. Beszédében ismertette Gyulai Zoltán életpályáját és azt a szerepet, amelyet a Mérnöki Kar

Kísérleti Fizikai Intézetének élén, valamint a Kar munkájában betölt. Az egyetemi hallgatóság üdvözletét *Urbán Gábor* mérnökhallgató, a KISZ tagja tolmácsolta. Az ifjúság sokat tanul az előadásokon, nagyra értékeli a sok előadási kísérletet, sok tapasztalatot szerez a laboratóriumi gyakorlatokon valamint szakkörben.

A külföldi vendégek közül *H. Lorenz* üdvözölte. Beszédében hivatkozott arra, hogy őt Gyulai Zoltánhoz harminc éves barátság fűzi, melyet még Pohl professzor intézetében kötöttek.

Az üdvözlésekre *Gyulai Zoltán* meghatódottan válaszolt. Meghatotta őt az Elnöki Tanács magas kitüntetése, ez az ünnepség, az üdvözlő beszédek, az Acta Physica jubiláris számának megjelenése, az intézetének róla való megemlékezése. Ha most együtt látja a saját, valamint tanítványainak munkáit, akkor érzi, nem dolgozott hiába.

Az ünnepség után Rados Kornél rektor a megjelenteket vendégül látta és a kellemes együttlét a késő délutáni órákban ért véget.

B. J.

A KÜLFÖLD HÍREI

Mindnyájunk előtt ismeretes a vezető német fizikusok egységes fellépte az atom- és hidrogénbomba használata ellen. Az elmúlt évben a japán fizikusok a következő levélben csatlakoztak a német felhíváshoz :

Kedves Kollégáink!

Önök — nemzetüknek és az egész világnak vezető atomfizikusai — 1957. április 12-én nyilatkozatot tettek közzé; ebben a nyilatkozatban kifejezésre juttatták megmásíthatatlan elhatározásukat, hogy az atomfegyverek előállításában vagy bevetésében soha, semmiféle körülmények között sem hajlandók közreműködni. Nyilatkozatuk igen nagy hatással volt ránk, japán fizikusokra.

Annak ellenére, hogy a japán nép és minden békeszerető nemzet ismételten követelte az atomfegyver-kisérletek azonnali beszüntetését, a nagyhatalmak esztelen módon továbbfolytatják ezeket a kisérleteket. A nagyhatalmak vezetői arra hivatkoznak, hogy ezek a fegyverek a háború megakadályozásának eszközei. Önök ebben a kritikus helyzetben a világ közvéleménye elé tárták és nyomatékosan hangsúlyozták az atomfegyverek szörnyűséges pusztító hatását. Teljes mértékben egyetértünk azzal a megállapításukkal, hogy „...egy kis ország azzal tesz legtöbbet a világbéke biztosítása érdekében, ha önként és határozottan lemond az atomfegyverek birtoklásáról." Drága Kollégáink! Nyilatkozatuk rendkívül buzdítólag hatott minden japán fizikusra!

1950-ben, a háború befejezése után öt évvel, a Japán Tudományos Tanács ülésén határozatot fogadtunk el, hogy a jövőben semmiféle körülmények között sem vagyunk hajlandók résztvenni háborús célú kutatásokban. Kis országunk sokat szenvedett az atombomba pusztító hatásától. Éppen ezért lelkiismeretbeli kötelességünknek érezzük, hogy elhatározásunkhoz minden körülmények között hűek maradjunk. Meggyőződésünk, hogy az atomfegyverek használata az emberiség teljes pusztulását okozná, és hogy már az atomfegyver-kisérletek is jóvátehetetlen kárt okoznak az emberiségnek. Ennek ellenére a nagyhatalmak lázasan versenyeznek az atomfegyverek előállításában. Sürgető szükség van tehát nemcsak Japán és Németország, hanem minden kis ország tudósainak összefogására, hogy egy akarattal kinyilvánítsák elhatározásukat és ezáltal a nagyhatalmak vezetőit a helyes belátásra kényszerítsék.

Talán ismeretes Önök előtt, hogy a japán atomfizikusok erélyesen tiltakoztak a Karácsony-szigetek térségében végzendő angol hidrogénbomba-kisérletek ellen. Első lépésként angol kollégáinkhoz fordultunk és közreműködésüket kértük. Örömmel vettük tudomásul, hogy Heisenberg, Powell, Pauling professzorok és a világ legkülönbözőbb részein élő kollégáink csatlakoztak tiltakozó mozgalmunkhoz. Ebben a tiltakozásunkban kifejezésre juttattuk azt az aggodalmunkat, hogy az atom- és hidrogéngombákkal végzett kísérletek a légkör radioaktív szennyeződését veszélyes mértékben megnövelik. Nagyon sajnálatos, hogy a nagyhatalmak vezetői a légkör radioaktív szennyeződésére vonatkozó kísérleti eredményeket titokban tartják és arra hivatkoznak, hogy ezek az eredmények még részletes vizsgálat tárgyát képezik. Véleményünk szerint azonban ezekben a vizsgálatokban, amelyeknek az egész emberiség jövője szempontjából döntő jelentőségük van, minden ország tudósainak részt kell venniük, mert ez előfeltétele a nyílt és elfogulatlan állásfoglalásnak. Véleményünk szerint az atomfegyverekkel nem rendelkező kis országok atomfizikusainak szorosabban kellene együttműködniük, pl. a légkör radioaktív szennyeződésére vonatkozó vizsgálataik eredményét kölcsönösen ki kellene cserélniük, továbbá minden lehetőt meg kellene tenniük annak érdekében, hogy a nagyhatalmak kormányainak tudományos szempontból elfogadhatatlan kijelentéseit megcáfolják.

Kedves Kollégáink! Az emberiség jobb jövője érdekében folytatott küzdelmükhöz sok sikert kívánunk!

Az elméleti fizika professzorai :

Kanetaka Ariyama
Hiroshi Fukuda
K. Husimi
Jiro Koba
Minoru Kobayasi
T. Miyazima
Kugao Nakabayasi
Seitaro Nakamura
Mokichiro Nogami
Yoro Ono
Akira Ookawa
Shoichi Sakata
Muneo Sasaki
Mituo Taketani
Sin-itiro Tomonaga
Toshiyuki Toyoda
Takahiko Yamanouchi
Hideki Yukawa

A kísérleti fizika professzorai :

Yoichi Fujimoto
Hiroo Kumagai
Shigeo Nakagawa
Yoshio Suga
Itaru Nonaka
Seishi Kikuchi
Hiromu Yoshinaga
Yuzuru Watase

*

Nemrég adták hírül, hogy a termonukleáris energia felszabadításán dolgozó angol tudósok lényeges lépéssel jutottak előre : A „Zeta" nevű, a pinch-effektus alapján működő berendezéssel 5 millió fok körüli hőmérsékletet értek el, amelyet milliszekundum nagyságrendű ideig tudtak fenntartani. A keletkezett neutronokon végzett vizsgálatok azt mutatják, hogy azok *termonukleáris reakciókban* keletkeztek. Ezzel igen közel sikerült jutni a szabályozott termonukleáris energiafelszabadításhoz. Ehhez 50 millió fok, tehát az elértnél egy nagyságrenddel nagyobb hőmérséklet szükséges.

*

Az amerikai piacon megjelent a második hordozható reaktor-típus. Az „Atomics International" cég által előállított, 8 láb magas és 8 láb átmérőjű vízforraló reaktor ára 55 000 dollár, teljesítménye 5 W. (Az első típus kb. egy évvel korábban került piacra, ára 100 000 dollár, teljesítménye 0,1 W)

*

A kaliforniai Palo Alto-ban a magenergiának rakéták hajtására való felhasználásával foglalkozó laboratórium kezdte meg működését.

*

Az angol alsóházban A. Allon megkérdezte H. Nicholls-t, a munkaügyi minisztérium parlamenti titkárságának vezetőjét, hogy milyen intézkedéseket tesz a kormány az orosz tudományos dolgozatok és könyvek hozzáférhetőbbé tételére ? A kérdésre Mr. Nicholls azt válaszolta, hogy a Department of Scientific and Indust-

rial Research minden területen (a klinikai orvostudomány kivételével) megkezdte az orosz tudományos és technológiai irodalomból való fordítások összegyűjtését. Többezer orosz tudományos dolgozat fordításáról mikrofilmeket rendeltek az Egyesült Államokból. A Department — több vezető angol tudományos intézménnyel együttműködve — meg kívánja fontolni, hogy milyen további intézkedések kívánatosak az orosz tudományos művek angolnyelvű fordításainak szaporítására.

*

A Drezda közelében levő Rossendorfban épül a NDK első atommagreaktora. A Szocialista Egységpárt központi bizottságának közlése szerint rövid időn belül várható a 2000 kW-os reaktor üzembehelyezése, melynek költségei 45 millió DM-t tesznek ki. — Berlintől északra megkezdődtek az NDK első atomerőművének építkezési munkái. Az atomerőmű létrehozásában a Szovjetunió segítséget nyújt az NDK-nak. Elkészülte kb. két éven belül várható.

*

Az atomenergia békés felhasználásával foglalkozó második nemzetközi tudományos kongresszus, amelyet az Egyesült Nemzetek Szervezete rendez — az elsőhöz hasonlóan — Genfben fog ülésezni (szept. 1-től 13-ig).

*

A windscale-i plutóniumüzemben, ahol a brit atomfegyverekhez szükséges hasadóanyagot állítják elő, a múlt év októberében tűz ütött ki. A következőkben az angol kormány ezzel kapcsolatos jelentése alapján ismertetjük az esetet, melyet a Frankfurter Allgemeine közölt. — Macmillan miniszterelnök a baleset körülményeinek tisztázására bizottságot küldött ki Sir William Penny elnöklete alatt. Megállapítást nyert, hogy a szerencsétlenség egy félévenként megismételt karbantartási rutinművelet közben történt. E művelet során a reaktor grafittömbjét normális hőmérséklete fölé melegítik. Ezúttal a felmelegítés közben rendellenesség mutatkozott, mire a felelős vezető elrendelte az újbóli felmelegítést. A végzetes hiba az volt, hogy ez igen rövid időn belül és túl gyorsan következett be. Az intézkedő fizikust nem vonták felelősségre, miután bebizonyosodott, hogy nem látták el a szükséges utasításokkal és reaktorüzemi kézikönyve sem tartalmazta a fellépett rendkívüli körülmények között teendő intézkedéseket. Több uránrúd belseje a megengedettnél jobban felmelegedett. A regisztráló mérőberendezések azonban nem voltak alkalmasak a rudak belsejében fellépő túlmelegedés jelzésére. Egyik uránrúd a másik után jött izzásba, míg végül a tűz 150 csatornára terjedt át. A kárt szenvedett reaktorról valószínűleg teljesen le kell mondani, ami az angol államnak több millió font kárt jelent. Kórházi ápolásra a kezelőszemélyzetből senki sem szorult. 14 dolgozó esetében megállapították, hogy a megengedett sugárdózisnál 3 Röntgennel többet kaptak. — Az angol kormány nyilatkozata szerint a szerencsétlenség sem a közeli Calderhall-ban működő reaktoroknál, sem pedig az elektromos művek magenergiatelepein nem ismétlődhet meg.

*

A Német Fizikai Társaságok Szövetsége az 1956/57 évben a Max Planck emlékérmet Dr. Carl-Friedrich von Weizsäckernek (Hamburg) ítélte. Ezzel Weizsäckernek a kvantumelmélet fejlesztése terén szerzett érdemeit kívánták jutalmazni. Eredményei közül kiemelkednek az atommagok kötési energiájára, a csillagokban végbemenő energiatermelésre és az atommagok izoméria jára vonatkozó felismerései. Ezenkívül említik a kvantumelmélet filozófiai tartalmának kutatása terén folytatott vizsgálatait.

*

A Német Demokratikus Köztársaságban a kormány 1957. június 6-án hozott határozata nyomán megalakult az NDK Kutatási Tanácsa. Ennek feladata a kutatómunka feltételeinek megjavítása, a különböző helyeken folyó kutatások koordinálása. A Kutatási Tanács létrehozásával a tudományos kutatók és mérnökök kezdeményező szerepét kívánják növelni s a kutatómunkát mentessé tenni a bürokráciától. A 44 tagú Tanács fizikus tagjai von Ardenne, Görlich, Hertz, Macke, Rompe, Steenbeck.

*

Tokióban befejeződtek az USA által szállított kutatási célokat szolgáló reaktor üzembehelyezését megelőző előkészületek. Ez az első reaktor Japánban, egész Ázsiában pedig a második. (Ázsia első reaktorát 1957 januárjában Indiában helyezték üzembe.) A japán kormány még két kisebb kutatási reaktort kíván vásárolni az Egyesült Államokban Osaka és Kyoto egyetemei számára.

*

A NDK-ban megjelenő Annalen der Physik c. folyóirat a legszebb hagyományokkal rendelkező fizikai szaklapok egyike. Több, mint másfélszázados megjelenése alatt szerkesztői sorában szerepelt Poggendorff, Wiedemann, Drude, Wien, Planck. Lapjain számos, a fizika fejlődésében új korszakot nyitó közlemény jelent meg, például Einstein dolgozata a speciális relativitáselméletről, Planck munkái stb. — Jelenleg a kettéosztott Németország mindkét részének fizikusai résztvesznek a folyóirat szerkesztésében. A Szövetségi Köztársaságból Kopfermann, a Demokratikus Köztársaságból pedig a nemrég elhunyt Möglich helyére lépő Richter az Annalen jelenlegi szerkesztői. Az Annalen gyakran ad helyet lapjain magyar fizikusok eredményeinek. E munkák közül nem egy a Kossuth-díj koszorúját szerezte meg szerzőjének. Gombás professzor itt közölte az alkálifémek állapotegyenletéről írott munkáját. Több közleményben foglalkozott — részben társszerzőkkel együtt — az atommag statisztikus elméletével, legutóbbi dolgozata pedig a Weizsäcker-féle kinetikus energiakorrekció pontosabbá tételéhez nyújt hozzájárulást. Jánossy professzornak a kvantumelmélet és relativitáselmélet elvi alapjai revíziójával foglalkozó művei is az Annalenben jelentek meg. Nagy Kázmérral közösen írt dolgozatában a kvantummechanikai Einstein-paradoxon egy példáját tárgyalja ; Ádám Andrással és Varga Péterrel írt cikke pedig egy kísérletről számol be, amely azt bizonyítja, hogy a koherens nyalábokban haladó fotonok között nincs korreláció. Kovács és Budó professzorok dolgozata a SrO kék sávján végzett vizsgálatokról számol be, Neugebauer professzor pedig a hidrogénmolekula főpolarizálhatóságával foglalkozik. Novobátzky professzornak és munkatársainak is számos közleménye jelent meg az Annalen lapjain. Novobátzky két dolgozata a nemrelativisztikus, ill. a zérus spinű relativisztikus kvantummechanika statisztikus megalapozásával foglalkozik. Marx és Györgyi az elektromágneses tér energia-impulzus-tenzorára vonatkozó átfogó vizsgálataikat közölték itt, melyben a dielektrikumokbeli Abraham-féle energia-impulzus-tenzor helyessége mellett számos komoly érvet sorakoztattak fel. Szamosi és Marx munkája a skaláris erőtérben végbemenő mozgás analízisét adják a klasszikus-relativisztikus pontmechanika egyenletei alapján.

KÖNYVSZEMLE

„ACTA PHYSICA ET CHEMICA" SZEGED

A Szegedi Tudományegyetem „Acta Physica et Chemica" c. tudományos folyóiratának második kötetében, az 1—4. füzetben több, tartalmas fizikai tárgyú dolgozat jelent meg, éspedig négy kísérleti tárgyú dolgozat az Egyetem Kísérleti Fizikai Intézetéből és két elméleti tárgyú az Elméleti Fizikai Intézetből. Ezeket a dolgozatokat az alábbiakban ismertetjük.

Berencz F., Kolos W., Pauncz R., „A perylén dibenzoszármazékainak elméleti vizsgálata" című dolgozata az anthracén-, ill. phenatrén-részekből felépített kondenzált aromás szénhidrogének term-rendszerét vizsgálja az ún. L.C.A.O.-módszerrel, továbbá összehasonlító számításokat végez a perturbációszámítás alkalmazhatóságára vonatkozólag, amikor is perturbálatlan problémának tekinti az anthracén- és phenantrén-részek közötti kapcsolódásmentes esetet, viszont perturbációnak veszi az egyes részek között létrejövő kötést. A számítások eredményei a spektrum legfontosabb sajátságait kvalitative helyesen adják vissza, a kvantitatív egyezés azonban már gyengébb ; a szerzők úgy vélik, hogy az eredmények finomításához az L.C.A.O.-módszer legegyszerűbb változata helyett az ún. S.C.F.-módszer vezetne célhoz, de a számításokban még az elektronok kölcsönhatását is figyelembe kellene venni.

Dombi J. és *Horvai R.* „A szekunder fluoreszcencia spektrális hatásának koncentráció-függőségéről" c. dolgozatukban beszámolnak arról, hogy különleges fotoelektromos spektrálfotométerük segítségével megvizsgálták fluoreszceinek különböző koncentrációjú oldataiban a szekunder fluoreszcenciának spektrális hatását az erre vonatkozó elmélettel összefüggésben. Gondos méréseikből megállapították, hogy a koncentráció növelésével a csak reabszorbció tekintetében korrigált fluoreszcenciaspektrum tolódik el, a spektrális eltolódás azonban nagyon tág koncentráció-tartományban, ($2.10^{-5} - 10^{-2}$ Mól/l) legalábbis fluoreszceinoldatban nem tulajdonítható a valódi spektrum megváltozásának, hanem csupán a szekunder fluoreszcencia hatásának.

Budó Á., Dombi J. és *Szöllősy L.* „Fluoreszkáló oldatok abszolút kvantumhatásfokának meghatározásáról" címen közlik ezirányú érdekes kísérleteik eredményeit. Annak a kérdésnek tanulmányozásakor, miképpen határozható meg a szekunderfluoreszcencia figyelembevételével valamely fluoreszkáló oldat abszolút kvantumhatásfoka, Budó és Ketskeméty egy korábbi dolgozatukban összefüggést állapítottak meg azon kvantumhatásfokértékek között, amelyek alkalmas spektrálfotometrikus módszerrel egyrészt a szekunder fluoreszcenciának figyelembevételével, másrészt anélkül mérhetők. Jelen dolgozat szerzői alkalikus vizes oldatban ($p_H = 12{,}5$) a fluoreszcein koncentráció kioltását igen körültekintően megmérték. Az említett összefüggés alapján kiértékelt eredményeik azt mutatják, hogy a szekunder fluoreszcencia figyelembevétele nélkül nyert kvantumhatásfok-értékek a valódi kvantum-hatásfokértékeknél sokkal (nevezetesen 1-nél szintén jelentékenyen) nagyobbak lehetnek. Ezáltal számos korábbi mérésnél észlelt pontatlanságnak magyarázatát a reflexió által még fokozott szekunder fluoreszcencia befolyásában lehet megjelölni.

Gombay L. és *Zöllei N.* „A kadmiumszulfidpor elgőzölésénél fellépő bomlásfolyamatról" szerzett kísérleti eredményeiket teszik közzé. Ismeretes, hogy a kadmiumszulfidpor az elgőzölésnél alkotó részeire bomlik. Ezek megfelelő hőmérsékletű felületeken lecsapódnak, és az ily módon keletkezett rétegek hőkezelés útján fényérzékeny félvezetőkké alakíthatók át. A szerzők gondos kísérletei azt bizonyítják, hogy a melegebb helyeken az illékony kénben, a hidegebb helyeken pedig a kevésbé illékony kadmiumban dúsabb réteg keletkezik. A különböző hőmérsékletű helyeken nyert rétegek fényelektromos tulajdonságainak gondos vizsgálata útján a szerzők megállapították, hogy a vákuumcsőben van egy olyan kísérletileg megkereshető hely, amelyen keletkező réteg fényérzékenysége a hőkezelés után optimális értéket mutat, míg az egyéb helyeken kapott rétegek csak további kénnek, illetőleg kadmiumnak felgőzölése útján, vagy alkalmas kétszeri kadmiumszulfidfelgőzölés útján alakíthatók át megfelelően fényérzékeny kadmiumszulfidfélvezetőkké.

Gombay L. és *Marek N.* „Felgőzölt kadmiumrétegek szulfidálásával előállított félvezetők fényelektromos tulajdonságairól" c. dolgozatukban leírják, hogyan próbálták elkerülni a nagyfelületű félvezető kadmiumszulfidrétegek leggyakoribb előállítási módszerénél felmerülő nehézségeket, amelyek leginkább a kadmiumszulfidpor felgőzölésénél lépnek fel. Ők vékonyan felgőzölt kadmiumrétegeknek egy új szulfidálási módszerét ajánlják. Az új módszer lehetővé teszi, hogy megfelelő időben megszakítsuk a szulfidálást és ezáltal a fém érzékennyé tételéhez szükséges kadmiumtöbbletet a rétegben maradjon. Ennek a módszernek segítségével előállított kadmiumszulfidrétegek fényérzékenységének spektráleloszlása hasonló azon rétegekéhez, amelyeket a szokásos, azonban lényegesen bonyolultabb módszerrel állítanak elő, továbbá hasonlatosak a kadmiumszulfid monokristályokéhoz is. Ezeknek a rétegeknek aktiválási energiája kisebb, az akceptorok sűrűsége és mélysége viszont nagyobb, mint a kadmiumszulfid monokristályoké.

Horváth J. és *Gyulai J.* a „Mozgó dielektrikumok elektromágneses terének megmaradási tételeiről" c. dolgozatukban a vákuum Lagrange-függvényét egy, a polarizációs áramtól függő taggal bővítik ki. Majd a szokásos variációs elv segítségével a dielektrikumokban kialakuló elektromágneses tér megmaradási törvényeinek új alakját származtatják le. A szerzők által megadott Lagrange-sűrűségből a téregyenletek természetesen a szokásos alakban adódnak. Minthogy azonban a dielektrikumokban kialakuló elektromágneses tér nem képez zárt rendszert, emiatt a megmaradási törvényekben a szimmetrikus elektromágneses energiaimpulzustenzor divergenciája mellett fellép oly tag is, amely a két szerző felfogásában a polarizációs áramokra ható Lorentz-erő sűrűségeként interpretálható. A szerzők szerint a kapott megmaradási tételek alapján nem lehet eldönteni azt, hogy az elektromágneses energiaimpulzus-tenzornak az Ábraham-féle vagy Minkowszki-féle alakja-e a helyes. Ezért úgy vélik, hogy a belőlük származtatott kétféle sugárzási tenzornak is fizikai szempontból egyenértékűnek kell lennie.

M. T.

G. HERZBERG ; MOLEKULA-SZINKÉPEK ÉS MOLEKULA-SZERKEZET I.

(Akadémiai Kiadó, 1956.)

Sommerfeld : Atombau und Spektrallinien (Atomszerkezet és színképvonalak) c. híres munkája első kiadásának (1919) előszavában a következőket írja : „A spektrálanalízis felfedezése óta egyetlen szakember sem kételkedik abban, hogy az atomszerkezet problémája megoldódnék, ha értenők a spektrumok nyelvét. Az a hatalmas kísérleti anyag, amelyet a spektroszkópusok 60 év alatt összegyűjtöttek, első pillanatra mindenesetre áttekinthetetlennek látszik. A röntgenspektroszkópia hét év alatt többet nyújtott az elmélet számára, minthogy itt az atomszerkezet gyökeréhez férkőzünk, bevilágítunk az atom belsejébe. A spektrumok beszédéből ma úgyszólván az atomi szférák zenéjét, egész számok relációinak összecsengését halljuk, és sejtjük, hogy az atomok birodalmában — minden tarkasága ellenére — tökéletes rend és harmónia uralkodik."

Sommerfeld szavai a közben eltelt négy évtized alatt semmit sem vesztettek időszerűségükből Az atomok és molekulák (sőt az összefüggő anyag) szerkezetvizsgálatának ma is egyik legfontosabb módszere a spektroszkópia, amely a modern kvantumelmélet kialakulásában is döntő szerepet játszott. Ezenkívül az atom- és molekulaspektroszkópia eredményeit ma már a fizika, kémia, asztrofizika és technika legkülönbözőbb területein alkalmazzák.

Éppen ezért valóban hézagpótlónak nevezhetjük Herzberg Molekula-színképek és molekula-szerkezet I. című munkájának magyar nyelvű kiadását. Herzberg könyvének magyar nyelven nemrég megjelent első kötete a kétatomos molekulákkal foglalkozik. Szerzője nem tételez fel komolyabb matematikai és fizikai előismereteket ; az egyszerű kérdésekből kiindulva vezeti el olvasóját a molekula-fizika legújabb eredményeiig. Részletesen ismerteti a molekula-spektroszkópia különböző alkalmazásait és ez nagyon emeli a könyv értékét, növeli használhatóságát azok számára is, akik a molekula-spektroszkópiát csak segédtudományként veszik igénybe.

A bevezetésben a legfontosabb atomfizikai állandók táblázatán kívül az atomfizikában használatos legfontosabb mennyiségek pontos értelmezését, a különböző egységek átszámítási módját találja meg az olvasó. Az első fejezet az atomszerkezet elemeinek rövid áttekintését tartalmazza : a Bohr-elmélet rövid ismertetése után a modern kvantummechanika legfontosabb eredményeinek összefoglalása következik. A további öt fejezet tárgya a kétatomos molekulák szinképeinek előállítási módja, leírása, rendszerezése és értelmezése. A szövegben mondottak megértését 207 ábra és 39 táblázat segíti. Az utolsó fejezet a molekula-spektroszkópia különböző — fizikai, kémiai, magfizikai és asztrofizikai — alkalmazásaival foglalkozik. A függelék a kétatomos molekulák állandóinak táblázatán kívül bőséges irodalmi utalást és részletes tárgymutatót tartalmaz.

A 642 oldalas könyvet M. Zemplén Jolán fordította, a lektorálás munkáját Kovács István végezte, szerkesztette Mátrai Tibor. A tetszetős kiállítású magyar nyelvű kiadáshoz Kovács István írt előszót. Legyen szabad idéznem befejező sorait : „Azzal a kívánsággal bocsátjuk útjára ezt az anyanyelvünkön megszólaltatott szép könyvet, hogy nyújtson minél több segítséget azok számára, akik a molekula-spektroszkópia tudományát továbbfejlesztik és felhasználják, és ezen keresztül szerezzen a molekulafizika számára minél több lelkes művelőt.''

Sz. J.

A. BUDÓ : THEORETISCHE MECHANIK

(Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1956.)

1951-ben jelent meg Budó Ágoston egyetemi tankönyve az elméleti mechanikáról a Tankönyvkiadó kiadásában. A könyv azonnal népszerű lett hazánk fizikusai, egyetemi oktatói és hallgatói körében. Budó Ágoston *Mechanikája* kétségkívül a legjobb egyetemi tankönyvek egyike, amely felveszi a versenyt a világirodalom hasonló — nem kisszámú — műveinek legkiválóbbjaival. Ez annál többet jelent, mert az utolsó három évszázadban a kiemelkedő fizikusok és matematikusok egész sora (Newtontól Sommerfeldig) foglalkozott az elméleti mechanikának tankönyvben vagy monográfiában való feldolgozásával. A könyv hazai sikerét bizonyítja, hogy nemsokára új kiadásra került sor, amely a szerző által átdolgozott formában látott napvilágot. 1956-ban az NDK tudományos könyvkiadó vállalata is megjelentette a német nyelvre lefordított és a szerző által kibővített művet. (E német kiadás mintaszerű kiállítása példát mutat nemcsak a Tankönyvkiadónak, hanem az Akadémiai Kiadónak is.)

A tankönyv első magyar kiadásáról lapunk már beszámolt. Ezért a referálónak most az a főfeladata, hogy beszámoljon, milyen változtatásokat, tökéletesítéseket, bővítéseket talált a legújabb kiadás áttanulmányozása közben.

Budó Ágoston könyve szerencsésen egyesíti magában a tankönyv és a monográfia tulajdonságait. Az ügyes beosztás, megkülönböztetett szedés biztosítja, hogy utóbbi nem válik az előbbi rovására. A mechanika alapvető fogalmainak megismertetését követi a tömegpont, pontrendszer, merev testek, rugalmas testek és folyadékok mechanikájának kiépítése. Az általános törvények bemutatását példák követik, amelyek nemcsak a nagy összefüggések megértését könnyítik meg, hanem önmagukban is hasznos ismereteket nyújtanak. A tárgyalásmód, az anyag kiválogatása a hosszú gyakorlat során kialakult klasszikus hagyományokat követi, ezért igen szerencsésnek mondható. (Talán a II. axióma bevezetésének módja felett lehet vitatkozni. Ez azonban nem meglepő, mert ez a pont az, ahol a matematikai építmény a tapasztalati világgal érintkezik, ahol az erő, tömeg fizikai és filozófiai fogalma felmerül, ahol a fizikai törvények és matematikai törvények jellegének különbözőségét, a természettudomány és spekulatív tudomány különbözőségét meg kell értenünk. Éppen ezért itt található az egyes művek közt legnagyobb eltérés, legnagyobb felfogásbeli különbség.)

Az értékes hagyományok figyelembe vétele mellett nem felejti el a szerző, hogy e klasszikus területen járva is a XX. század közepén élő fizikushoz szól. Olyanokhoz, akik számára a mechanika nem önmagában álló, elszigetelt diszciplína, nem öncél, hanem a fizika elsőnek tanult fejezete, amelyen megismerheti az elméleti fizika munkamódszerét és amelynek keretében megszerzett ismeretek elősegítik a többi tudományág, köztük a modern fizika megtanulását is. Fokozottan érvényesül ez a szempont a legújabb átdolgozott kiadásban. Részletesebb tárgyalás mutatja be a mechanika kanonikus megalapozását, hiszen ez az egész kvantumelmélet kiindulópontja. Új a könyvben az infinitezimális kanonikus transzformációk bemutatása (ezeket használja legújabban Schwinger a kvantumelmélet Hamilton-operátortól független kovariáns axiomatikájában is). Sor kerül a kanonikus perturbációszámítás rövid ismertetésére (ez nemcsak a kanonikus transzformációk alkotófüggvényének célszerű meghatározási módszerét szolgáltatja, hanem közvetlen klasszikus-mechanikai megfelelőjét adja a kvantumelektrodinamikában Tomonaga és Schwinger által bevezetett, ma már nélkülözhetetlen kölcsönhatási tárgyalásnak). Részletesebb bepillantást ad az új kiadás a mechanika és optika párhuzamába, megismertet azokkal a gondolatokkal, amelyek Brogliet és Schrödingert a hullámmechanika felállításához vezették. Külön fejezet foglalkozik a hatásváltozók kapcsán a Bohr-elmélettel. Új a háromtestprobléma felvázolása, a kontinuus anyag Hamilton-elvének ismertetése, a folyadékok mechanikájának néhány új gyakorlati alkalmazása. Ezek fokozatosan beépülnek egyetemeink standard előadásianyagába, így a hallgatók külön előnyére szolgál a tankönyvbe való felvételük is.

Természetesen az, aki az egyetemen elméleti mechanikát ad elő és így maga is szembekerül az előadás összeállításának problémájával, a tankönyv újabb, átdolgozott kiadásait látva, önkéntelenül is felveti a kérdést : mit látna még szívesen a könyv *következő* kiadásaiban? Több kisebb részletet fel lehetne említeni (rakétamozgás, a háromtestprobléma Lagrange-féle speciális esete és néhány numerikusan kiintegrált mozgásforma bemutatása, a turbulenciaelmélet új irányzatainak vázolása). Most inkább egy-két olyan problémát szeretnék megemlíteni, amely a fizikushallgatók későbbi egyetemi tanulmányai során felmerül, amely a klasszikus mechanika tárgykörébe szervesen beletartozik és a tapasztalat szerint ott jól elő is adható.

A statisztikus mechanikában a szilárd anyag fajhőjének Debye-féle elmélete felhasználja a háromdimenziós rugalmas test transzverzális és longitudinális rezgésformáinak számát megadó képletet. Ennek Ortvay Rudolftól származó egyszerű levezetése terjedt el a világirodalomban és mi is ezt használjuk az egyetemi oktatásban. A levezetés egy-két oldal terjedelemben szép alkalmazását nyujtaná a 73—74. §-ban szerzett ismereteknek.

Röviden megemlíti a könyv a kanonikus invariánsokat, a Poisson-zárójelet és a fázistérfogatot. A statisztikus mechanikában, a Bohr-elméletben és a kvantummechanikában elfoglalt fontos szerepük méltóvá teszi ezeket arra, hogy a pontos levezetésekkel is megismerkedhessen az olvasó. (A fázistérfogat invarianciájának legegyszerűbb bizonyítása Bródy Imrétől származik és a külföldi szakkönyvek, köztük a Handbuch is ezt a levezetést közli.) A tétel bizonyítása automatikusan elvezet a Liouville-tételhez is.

Viszonylag röviden tárgyalja a könyv a Maupertuis-elvet, noha ez teszi lehetővé a pálya közvetlen meghatározását az idő közbeiktatása nélkül és így ez képezi az elektronoptika módszertani alapját. Ma a fizikushallgatók kísérleti oktatása kiterjedten alkalmazza az elektronoptika alapegyenleteit (lásd pl. Faragó—Pócza Elektronfizikáját). Azt hiszem, az elméleti mechanikatanítás egyik fontos feladatának az elektronoptika megalapozását kellene tekintenünk. A jelenleg szokványos tárgyalástól egy lépés elvezetne az elektronoptikához, a használt alapképlet levezetéséhez és egy-két egyszerű elektronleképezési példa bemutatásához. Tapasztalatom szerint ez kiválóan alkalmas a mechanika elvei gyakorlati jelentőségének pedagógiailag eléggé nehezen megoldható igazolására is. (Viszont gyakorlatilag semmi lényeges szerepe nincs a mai fizikus gyakorlatában a mechanika több más elvének, így azok megismeréséről szívesen lemondunk.)

(A kvantumelmélet Lagrange-függvényen alapuló modern kovariáns bevezetését segítené elő a kanonikus változóknak a variációszámítás határképletét felhasználó, P. Weisset követő bevezetése, valamint a kanonikus transzformációk alkotófüggvényének a Lagrange-függvényt felhasználó megalkotása. E módszerek kvantumelméleti megfelelői a modern irodalomban elterjedtek, talán a mechanikában való megismerésük megkönnyíthetné a modern kutatások megértését is. Mindez azonban valószínűleg a kvantumtérelmélet művelőjének speciális kívánsága, amely a terjedelem célszerű korlátozottsága miatt nem feltétlenül hallgatandó meg komolyan.)

Hangsúlyozni szeretném, hogy a német kiadásba felvett új fejezetek és esetleges jövő kiadások távlati (vitatható) lehetőségeiként megemlített további problémakörök ma még kívülesnek a mechanika-tankönyvek szokásos anyagán. Budó Ágoston művének ilyen szempontból is kiemelkedő értékét, valamint egyetemi elméleti fizikai oktatásunk fejlődő színvonalát mutatja, hogy ezirányú fejlesztésről mint megvalósultról, illetve mint számításbajövő további lehetőségről beszélhettünk.

M. Gy.

KÉK KÖNYVEK

A Műszaki Könyvkiadó fizikai sorozata

Két és fél évvel ezelőtt az Eötvös Loránd Fizikai Társulat egyik munkabizottsága egy tervbevett ankéttal kapcsolatban a magyar fizikai könyvkiadás helyzetével foglalkozott. A megbeszélésen résztvettek a Műszaki Könyvkiadó képviselői is. Ekkor született meg egy olyan könyvsorozat kiadásának a gondolata, amely mérsékelt terjedelmű, a fizika egy-egy fontos problémakörét ismertető kötetekből állna. A népszerű *Göschen* sorozat lebegett a résztvevők szeme előtt: hazánkban is meg kellene valósítani egy olyan könyvtípust, amely széles körök számára hozzáférhető és alkalmas a kutató fizikusok mellett a középiskolai fizikatanárok, vegyészek, kutató mérnökök, egyetemi hallgatók igényeinek a kielégítésére, így elég széles körök fizikai alapműveltségének továbbképzésszerű emelésére. Ilyesmire ma, a fizika rohamos fejlődésének időszakában fokozott szükség van.

A Társulatunk által felvetett terv két év alatt a megvalósulás stádiumába jutott. Az ízléses, kisalakú, kék keménykötésű könyvek egész sora hagyta el már a nyomdát. Az eddig megjelent kötetek a következők:

J. Dosse : A tranzisztor,
Horváth János : Elméleti optika,
Kment—Kuhn : Geiger—Müller számlálócsövek,
Marx György : Kvantummechanika,
H. Zemanek : Információelmélet I—II.

Az egyes köteteket a Fizikai Szemle külön-külön ismerteti, ezért egyedi méltatásukba nem bocsátkozunk. Kiemeljük azonban a kötetek elfogadható árát (10—30 Ft, általában oldalanként 10 fillér). Az egyes könyvek példányszáma 1000 körül mozog, a példányok nagyobb fele egy év alatt el is fogy legtöbbjüknél. Ez is azt mutatja, hogy érdemes volt a sorozat megindításával próbálkozni. Szeretnénk remélni, hogy a kék könyvek fokozatos elterjedésével a kiadáshoz szükséges állami szubvenció is erősen lecsökkenthető, megszüntethető lesz.

Jelenleg a Műszaki Könyvkiadón kívülálló szakemberekből a Kiadó által összehívott Atomtechnikai Szerkesztőségi Tanács foglalkozik a Műszaki Könyvkiadó jövőbeli ilyenirányú terveivel. Ebben az évben többek között a következő, magyar szerzők által írt kötetek megjelenésére számíthatunk:

Keszthelyi Lajos : Atomok és atomi részecskék,
Pál Lénárd : Atomreaktorok.

Az egyes kötetek szakmai színvonala, a felhasznált ismeretek mennyisége nagyjából megfelel a Fizikai Szemle nívójának, ezért a sorozatra külön felhívjuk lapunk olvasóinak figyelmét. Reméljük, hogy a Kiadó a jövőben folytatja a kék könyvek kiadását, az eddigieknél is rendszeresebb módon, a fizikai szükségletek felmérésére alapozva. (A sorozat eddigi sikere azt mutatja, hogy érdemes ilyen jellegű könyveket határozottan a fizikus közönség részére kiadni, és nem kell kizárólagosan a nagyobb létszámot képviselő üzemi mérnökök igényéhez igazodni.) Bízunk benne, hogy néhány év múlva a klasszikus és modern fizika minden fontos, aktuális kérdésére felvilágosítást fogunk találni a könyvespolcunkon sorakozó magyar nyelvű sorozat köteteiben.

M. Gy.

A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZETÉNEK KÖZLEMÉNYEI

1956. 4. évfolyam 6. szám

1. *Boronkay A. Dénes:* Egy analóg-hányadosmérő rendszer elmélete
2. *Muth Béla* és *Kiss Árpád:* Az ultraibolya abszorpciós spektroszkópia alkalmazásairól
3. *Trummer István:* Geometriai izomérek ultraibolya abszorpciós színképvizsgálata. I. Telített gyűrűs vegyületek geometriai izomériája
4. *Nagy László:* A Rossi-görbe első szakaszának menete különböző abszorbensek esetén II.
5. *Hedvig Péter* és *Pavlicsek István:* Atommag-kvadrupolspektroszkópia ultrarövid hullámokon
6. *Cornides István:* Rádiófrekvenciás litiumizotóp-monochromátor
7. *Neszmélyi András:* Neutronerősítők méretezésének néhány problémája. A statikus neutronerősítő
8. *Tárczy-Hornoch Zoltán* és *Szabó László:* Egycsatornás differenciál-diszkriminátor
9. *Uzsoki Miklós:* Neutron lassítás
10. *Orient Ottó* és *Vizsolyi Endre:* Diborán gázzal töltött számlálócsövek termikus neutronok mérésére
11. *Pál Lénárd:* Az atomreaktorok stochasztikus folyamatainak elméletéről.

1957. 5. évfolyam 1. szám

1. *Trummer István:* Geometriai izomerek ultraibolya abszorpciós színképvizsgálata. II. C = C kötésű geometriai izomerek
2. *Feit Pál:* Vezérlő berendezések magnyomatékmérő mágneshez

3. *Hedvig Péter:* A mikrohullámú mágnestér perturbációjának hatása a paramágneses rezonanciajelenségre.
4. *Lehöcz József* és *Pálinkás János:* Magnetron egység
5. *Pálinkás János:* Magnetron egység vezérlő berendezései
6. *Schmidt György:* Nagyhőmérsékletű plazma sugárzása
7. *Pócs Lajos* és *Schmidt György:* Az elektromágneses fal problémájáról
8. *Kálmán Gábor:* A sokszorozási tényező deutrongázban
9. *Temes Gábor:* Korreláció egymást követő nehéz töltött részecskék energiaveszteségei között elektrongázban
10. *Klopfer Ervin:* Az ekvipartició elv egy szélső esete
11. *Simonyi Károly:* Egy fúziós reaktor vázlata
12. *Berkes István:* Mágneses szórt tér hatása spektrométerek leképezésénél
13. *Berecz György:* Normálsugárzás előállításának néhány problémája a Greinacher kapcsolású röntgenképeknél

1957. 5. évfolyam 2. szám

1. *Vorsatz Brunó:* Nemesfémek mennyiségi színképelemzéséről
2. *Trummer István:* Geometriai izomerek ultraibolya abszorpciós színképvizsgálata. III. C = N kötésű geometriaizomerek
3. *Bozóki György* és *Gombosi Éva:* A maximális valószerűség módszer alkalmazása jet-ek primér energiájának a meghatározására
4. *Domokos Gábor:* Megjegyzés jet-ek primér energiájának meghatározásához
5. *Domokos Gábor:* Nehéz instabil részek emissziója igen nagy energiájú nukleonütközésekből
6. *Jánossy Lajos* és *Rupp Erzsébet:* Exponenciális abszorpció paramétereinek meghatározása
7. *Ledvay Béla* és *Nagy László:* Egy MTX-90 csövekke dolgozó hodoszkóp
8. *Faragó Péter:* Igen nagy energiájú részecskék előállításáról
9. *Kisdiné Kószó Éva* és *Turi László:* Mágneses terek preciziós mérése paramágneses rezonancia módszerrel
10. *Berkes István, Demeter István* és *Kostka Pál:* Az Atomfizikai Osztály 1 MW-os Van de Graaff generátora
11. *Horváth Loránd* és *Neszmélyi András:* Egyszerű kettősimpulzus generátor
12. *Nagy Lajos* és *Orient Ottó:* Gyors neutronok lelassulásának vizsgálata
13. *Vödrös Dániel:* Diffúziós folyamatok vizsgálata radióizotópokkal
14. *Nagy Tibor:* Cu—Ni ötvözetek komplex kezdő permeabilitásának frekvenciafüggéséről

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

A $\pi - \mu$ bomlás asszimmetriája. Zérus-e a π-mezon spinje? Legutóbb a Román Tudományos Akadémia bukaresti fizikai kutatóintézetében Hulubej, Ausländer, Balea, Friedländer, Titeica és Visky 3595 db emulzióban végbemenő π-mezonbomlást vizsgált át. Az emulziót a dubnai Egyesített Atommagkutatóintézet 680 MeV-os szinkrociklotronjával keltett π-mezonokkal sugározták be. A vizsgált $\pi \to \mu + \nu$ bomlási folyamatokat két csoportba sorolták aszerint, hogy a keletkezett μ-mezon impulzusa előre vagy hátra mutatott-e a (nyugalomban) bomló π-mezon lefékeződés előtti impulzusához viszonyítva. 1396 esetet találtak, amelyben a μ-mezon impulzusa előre mutatott, hátra pedig 2199 esetben repült a μ-mezon. Ha a szögeloszlást $1 + b \cos \Theta$ alakúnak tételezzük fel, úgy a kísérleti eredményeket a $b = -0{,}447 \pm 0{,}032$ választással írhatjuk le. Minthogy b értéke a szórásnak több, mint tizennégyszerese, ez az eredmény nem tulajdonítható statisztikus ingadozásnak.

Az a tapasztalat, hogy a nyugalomba jutott π-mezon „emlékszik" impulzusának lefékeződés előtti irányára, érthetővé válik, ha feltételezzük, hogy (1) spinje zérustól különböző (valószínűleg 2. *a*), (2), hogy a spin a mozgásirányhoz képest meghatározott irányba áll be (3), a bomlási μ-mezonok keletkezésének valószínűsége függ a μ-mezon impulzusa és a π-mezonspin által bezárt szögtől. Természetesen azt is fel kell tennünk, hogy az emulzió besugárzására használt π-mezonnyaláb polarizált állapotban keletkezett a szinkrociklotron által besugárzott céltárgyon. — Az a következtetés, hogy a π-mezon spinje zérustól különböző, ellentétben áll eddigi felfogásunkkal. A korábban tanulmányozott π-mezon-kölcsönhatások könnyen és ellentmondásmentesen értelmezhetők zérus spinű π-mezon feltételezésével.

Az ismertetett eredményekkel kapcsolatban nem érdektelen megemlíteni, hogy a $\pi - \mu$-bomlás aszimmetriájának vizsgálatáról az ősszel megtartott Pádua—velencei elemi részecske kongresszuson is hangzott el néhány előadás. Megvizsgálták a $\pi - \mu$ bomlás szögkorrelációja mellett a $\pi - \mu - e$ bomlási láncban szereplő π-mezon és az elektron iránya közötti korrelációt is. A $\mu - e$ bomlásnál a μ-mezon és elektron iránya közötti korreláció jól ismert: az aszimmetria-paraméter értéke itt csupán $b \leq -0{,}20$, a korreláció tehát gyenge. Ennek alapján arra kell következtetnünk, hogy a $\pi - e$ impulzusok közötti korreláció is gyengébb, mint a $\pi - \mu$ impulzusok korrelációja. A mérési eredmények e következtetéssel nincsenek összhangban, ami azt mutatja, hogy nem valódi fizikai hatásról van szó. A megfigyelt korrelációk esetleg az emulzió észre nem vett deformációjából, vagy pedig az események kiválasztásánál elkövetett szisztematikus hiba (bias) következményeképpen léptek fel. Grawin, Gidel, Lederman és Weinrich elektronikus berendezések segítségéve határozták meg a $\pi - \mu$ bomlás aszimmetria paraméterét és eredményül $b = 0{,}025 \pm 0{,}025$-öt kaptak, tehát gyakorlatilag zérus korrelációt.

A fenti ellentmondó eredmények azt mutatják, hogy további vizsgálatokra van szükség a $\pi - \mu$-korrelációval kapcsolatban, mielőtt bizonyossággal kijelenthetnénk, hogy a π-mezon spinje nem zérus. (Nature, *180*, 1245 (1957).

Gy. G.

A meteoritok „életkora". A világűrből a Föld légkörébe kerülő meteoritok legnagyobb része nem jut le a Föld felszínére, hanem a súrlódás következtében elég. A Föld felszínére hulló meteoritok tudományos vizsgálata — főleg Chladni kezdeményezésére — 1800 körül kezdődött meg. Ezek a vizsgálatok eleinte elsősorban arra szorítkoztak, hogy a meteoritok anyagának kémiai összetételét meghatározzák. Azt remélték, hogy a meteoritokban olyan elemeket sikerül felfedezni, amelyek a Földön nem fordulnak elő. Bizonyos fokú csalódást okozott, hogy nem sikerült a meteoritokban új elemet találni, noha az elemek százalékos előfordulása különbözött a földi eredetű kőzetekétől. (Ma már biztosan tudjuk, hogy a Világegyetemnek abban a részében, amely az emberi kutatás számára hozzáférhető, ugyanazok az elemek fordulnak elő, mint a Földön.)

A radióaktivitás felfedezése után a meteoritok vizsgálata is új módszerrel gazdagodott. A rádióaktív kormeghatározás a meteoritok szempontjából talán még fontosabb, mint a földi kőzetek esetén, mert a meteoritok „életkorának" meghatározására más módszer — pl. a rétegeződésen alapuló módszer — nem alkalmazható. A radióaktív kormeghatározás főleg a természetes radióaktív bomláson alapszik. A meteoritokat azonban a világűrben erős kozmikus sugárzás éri, amely a meteoritokban mesterséges magátalakulásokat idéz elő. Az így kelet-

kező mesterséges radióaktív elemek bomlása alapján következtetni lehet arra, mennyi ideig érte kozmikus sugárzás a meteoritot, vagyis hogy mikor szakadt darabjaira az az égitest, amelyből a meteorit származik. Ilyen vizsgálatok azonban csak újonnan hullott meteoritokon végezhetők, amelyekben a radióaktív sugárzás erőssége még nem csökkent a mérési pontosság határa alá.

1956. aug. 11-én Breitscheid mellett, a Német Szövetségi Köztársaságban egy meteorit esett le, amelyet sikerült a kutatóknak megszerezniük. A vizsgálatok arra az eredményre vezettek, hogy a meteoritban a hélium és a neon izotópjainak gyakorisága lényegesen más, mint a Föld légkörében. Valószínű tehát, hogy ezek a kozmikus sugárzás hatására keletkeztek. A meteorit urántartalmát úgy határozták meg, hogy az uránmagokon neutron-bombázással hasadást idéztek elő, és meghatározták a hasadáskor keletkező xenon mennyiségét. Ezeknek a vizsgálatoknak az alapján a meteorit „életkorát" legalább 3000 millió évre becsülik. Pontosabb eredmény csak egzaktabb rádiókémiai vizsgálatok alapján nyerhető; ezek most vannak folyamatban. Az eddigi mérési eredmények azt a feltevést igazolták, hogy az az égitest, amelyből a meteorit származik, csak több millió évvel a megszilárdulása után szakadt darabjaira. Az égitest darabjai a „kozmikus katasztrófa" után mint meteoritok keringtek a Nap körül. (Angew. Chemie, *69*, 714, 1957.)

Sz. J.

A méter definíciójáról. A francia nemzetgyűlés bizottságának 1795-ben tett javaslata szerint a *méter* az északi és déli sarkon át mért földkerület 40 milliomod része. Azért, hogy az újabb földkerület-mérések ne változtassák meg távolságegységünket, elkészítették a Méter Nemzetközi Prototípusát (ősmétert), amelyet a Bureau International des Poids et Mesures a Paris melletti Sèvres-ben őriz, s ezentúl az ősméteren levő jelzések 0 C°-on mért távolságát tekintették 1 méternek. (Újabb mérések szerint az ősméter 0,2 mm-rel rövidebb a földkerület negyvenmilliomod részénél.) — A spektroszkópiai hosszegységnek 1907-ben az Angström-öt fogadták el (Å), melynek definíciója: $\lambda_v = 6438,\ 4696$ Å, ahol λ_v a kadmium vörös vonalának hullámhossza 15 C°-os száraz 1 013 250 din/cm² nyomású, 0,03 térfogat-% CO_2-t tartalmazó (normálállapotú) levegőben; 1 Å = 10^{-10} m. A Conférence Générale des Poids et Mesures 1927-ben határozatot hozott, amely szerint a hosszmérésnél az ősméterrel, ill. annak másolataival való összehasonlítást helyettesítheti a kadmium vörös vonalának λ_v hullámhosszával való összehasonlítás: 1 m = 1553 164,13 λ_v, $\lambda_v = 6438,\ 4696 \cdot 10^{-10}$ m. Újabb időben figyelemreméltó előrehaladást értek el nagymértékben monokromatikus fényforrások kifejlesztése terén, olymódon, hogy sugárzó anyagként olyan tiszta izotópot választottak, amelynek atommagja zérus spinű. (Ilyen anyag által kibocsátott színképvonalaknak nincs a (magspin által meghatározott) hiperfinomszerkezete, ezenkívül az izotópia-eltolódás sem rontja a színképvonalak monokromatikus jellegét.) Ez a körülmény előtérbe hozta a méter optikai definíciójának kérdését. E probléma tanulmányozására alakult meg 1952-ben a Comité Consultatif pour la Définition du Mètre, amelynek tagjai több ország mérésügyi hivatalának és a Bureau International des Poids et Mesures képviselői, valamint az interferometria és spektroszkópia szakemberei. E tanácsadó testület 1953-ban tartott ülésein javaslatok hangzottak el arra vonatkozóan, hogy zérus magspinű tiszta izotóp által kibocsátott fény vákuumban mért hullámhosszára vonatkoztassák a méter definícióját, a sugárzást pedig a megfelelő spektroszkópiai termek szimbolumaival jellemezzék. Ezenkívül az így bevezetett természetes egységnek a mérendő távolsággal való összehasonlítására szolgáló eljárás részletes leírását is kívánatosnak tartották. Az 1953-ban tartott üléseken a Comité Consultatif nem jutott elhatározásra, hogy mely anyag sugárzását használja fel a méter optikai definíciója céljára, minthogy megítélése szerint ekkor nem állt rendelkezésre elég kísérleti adat a zérus magspinű tiszta izotópok sugárzására vonatkozóan.

E tanácsadó testület 1954-ben jelentést tett a Conférence Générale des Poids et Mesures-nak. Ennek nyomán Anglia, Ausztrália, az Egyesült Államok, Japán, Németország és a Szovjetunió mérésügyi hivatalai, valamint a Bureau International des Poids et Mesures laboratóriumában mérések indultak a kadmium-114, kripton-84, kripton-86 és higany-198 sugárzásának vizsgálatára.

Dr. L. E. Howlett, a Comité Consultatif elnöke most bejelentette, hogy e vizsgálatok alapján a legalkalmasabb definíciónak a következőt találták: *a méter egyenlő a kripton-86 atom 2 p^{10} és 5d^5 energiaszintjei közötti átmenet során kibocsátott narancsvörös sugárzás hullámhosszának 1 650 763,73-szorosával.* Azért esett a választás a 86-os kriptonizotópra, s nem a 84-esre, mert az előbbit a természetes kripton izotópjainak szétválasztásánál használt termodiffúziós módszerrel könnyebb elválasztani. A méter e definícióját javaslat formájában 1958-ban terjesztik a Comité International elé. Ha az elfogadja, ami valószínűnek látszik, úgy végleges jóváhagyásra a nemzetközi mértékügyi szervezet legfőbb szerve: a Conférence Général des Poids et Mesures elé terjesztik, amely azt 1960-ban tartandó közgyűlésén tárgyalja meg.

Ha a fenti javaslat általánosan elfogadott definícióvá válik, úgy a méterrendszer alapja a Sèvresben őrzött ősméter helyett ismét természetes egység lesz, amint azt a méterrendszer megalkotói a francia forradalom idején kívánatosnak tartották. Az új definíció elfogadása esetén a méter 1—3 . 10^{-7}-% pontossággal lesz reprodukálható. Az ősméter alapulvételével kimondott eddigi definíció mellett a méter 2—3 · 10^{-5}-% pontossággal reprodukálható. Említésre méltó, hogy a fényhullámhossz távolságegység definiálására való alkalmazását Babinet javasolta először 1829-ben. (Nature, *180*, 1387, 1957.)

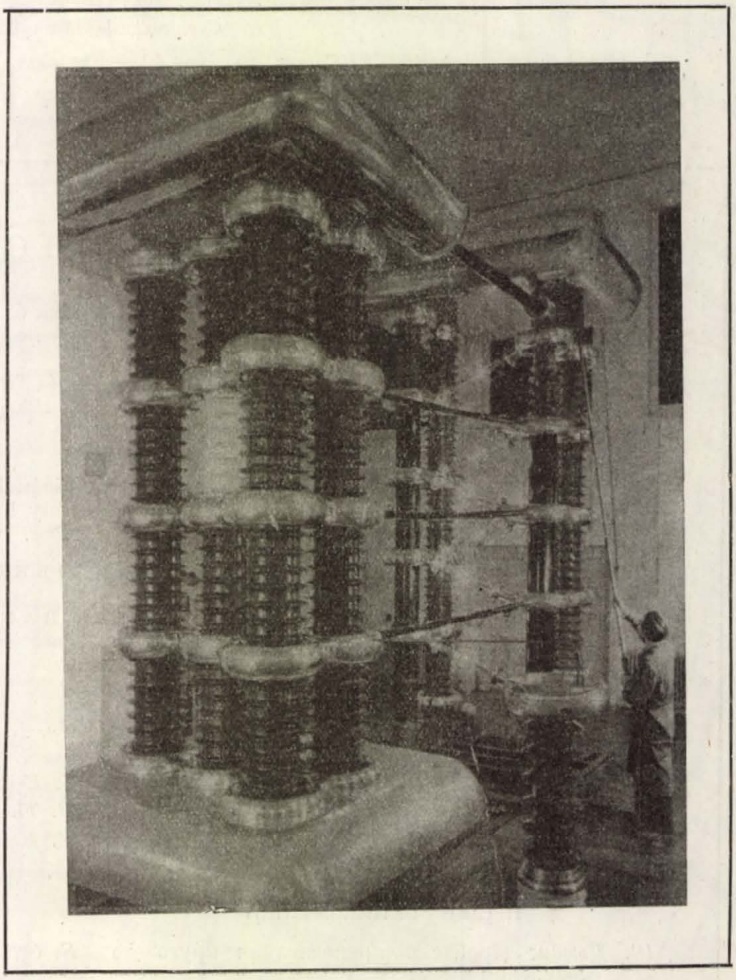
Gy. G.

$\wedge^\circ$ részecskék magkölcsönhatásai. A $\wedge^\circ$ részecskék magkölcsönhatásai közül eddig csak a hipermagképzés volt ismeretes. Ez a jelenség abban áll, hogy a $\wedge^\circ$ rész, amelynek tulajdonságai sokban hasonlítanak a neutronhoz, atommagokba épül be, akár egy neutron. Egészen a legújabb időkig sem a hipermagok, sem a szabad (vagyis atommaghoz nem kötött) $\wedge^\circ$ részecskék atommagokkal való egyéb kölcsönhatásairól nem volt semmi kísérleti tapasztalat. Újabban sikerült azonban mind a két jelenséget észlelni. R. Levi-Setti és W. Slater fotoemulzióban észleltek egy olyan jelenséget, amit nagy valószínűséggel hipermag magkölcsönhatásának lehet tulajdonítani, éspedig vagy egy $^3H_\wedge$ vagy egy $^4H_\wedge$ hipermag töltéscseréjéről vagy protonbefogásáról lehet szó (Il Nouvo Cimento *6*, 51, 1957). Még érdekesebb a Kaliforniai Egyetem Sugárzási Laboratóriumában buborékkamrával észlelt két esemény: mindkettőben szabad $\wedge^\circ$ rész lép kölcsönhatásba protonnal, és ennek során Σ^+ rész és neutron keletkezik. A kísérleti körülmények a következők 1,1 BeV/c impulzusú π^- nyalábbal besugárzott hidrogéntöltésű buborékkamrában egy esetben π^- + protonból $\wedge^\circ$ és Θ° keletkezett, a Θ° bomlott π^+ és π^--ra, míg a $\wedge^\circ$ protonnal kölcsönhatva Σ^+ részt keltett, ez utóbbi nyugalomban bomlott neutron + π^+-ra. Egy másik esetben π^- + protonból Σ° és Θ° keletkezett, a Θ° ismét $\pi^+ + \pi^-$-ra bomlott, a Σ° pedig $\wedge^\circ + \gamma$-ra; a $\wedge^\circ$ kölcsönhatásba lépve protonnal Σ^+ + neutront hozott létre; a Σ^+ bomlása π° + protonra ugyancsak megfigyelhető volt. Az összes buborékkamrafelvételeken talált összes $\wedge^\circ$ részek száma alapján megfelelő korrekciók alkalmazásával e két esetből a $\wedge^\circ + p \rightarrow \Sigma^+ + n$ reakció hatáskeresztmetszete nagyságrendileg 67 millibarnnak adódik. (UCRL Report No. 3924, 1957. aug. 29.)

S. A.

FIZIKAI SZEMLE

VIII. ÉVFOLYAM
1958.



2.

EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT

AKADÉMIAI KIADÓ
BUDAPEST

Főszerkesztő: **Marx György**

Szerkesztőbizottság:

Bodó Zalán, Csekő Árpád, Györgyi Géza, Keszthelyi Lajos, Marx György, Szalkai Ferenc, Szigeti György, Somogyi Antal, Szabó János, Tarján Imre, Túriné Frank Zsuzsa, Vermes Miklós

Felelős szerkesztő: **Túriné Frank Zsuzsa**

Szerkesztőség: Budapest, V., Reáltanoda utca 13—15. Eötvös Loránd Fizikai Társulat
Távbeszélő: 187-423

Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó, Budapest, V., Alkotmány utca 21.
Távbeszélő: 111-010 *

Terjeszti a Posta Központi Hírlapiroda Vállalat
Budapest, V., József nádor tér 1. Telefon: 180-850
Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat: József nádor tér 1., üzlethelyiség. Telefon: 183-022.
Csekkszámlaszám: 61257.

Előfizetés egy évre 40,— Ft; egyes szám ára 6,— Ft

Megjelenik évente tízszer

TARTALOMJEGYZÉK

Kulin György: A mesterséges holdak és az űrhajózás égi mechanikájához
Erő János: Ionforrások
Tarján Rezső: Ionformációelmélet és fizika
Kedves Ferenc: Félvezető anyagok tulajdonságai II.

A FIZIKA TANÍTÁSA

Gyüdi Sándor: A körmozgás tanításának problémája
Csekő Árpád: Folyadékot tartó edény hőokozta tágulásának kimutatása

EGYESÜLETI ÉLET – HÍREK
KÖNYVSZEMLE
A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

СОДЕРЖАНИЕ

Дь. Кулин: К небесной механике искусственных спутников и межпланетных полётов
Я. Эрё: Источники ионов
Р. Тарян: Информационная теория и физика
Ф. Кедвеш: Свойства полупроводящих материалов II.

ПРЕПОДАВАНИЕ ФИЗИКИ

Ш. Дьюди: Проблема преподавания кругового движения
А. Чекё: Продемонстрирование теплового расширения сосуда содержащего жидкость

ИЗВЕСТИЯ ИЗ ЖИЗНИ ОБЩЕСТВА ФИЗИКОВ
ОБЗОР КНИГ
ИЗ УСПЕХОВ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

INHALT

Gy. Kulin: Himmelsmechanik der künstlichen Monde und der Raumluftschiffahrt
J. Erő: Ionenquellen
R. Tarján: Informationstheorie und Physik
F. Kedves: Die Eigenschaften der Halbleiter II.

UNTERRICHT DER PHYSIK

S. Gyüdi: Didaktische Probleme beim Unterricht der Kreisbewegung
Á. Csekő: Nachweis der thermischen Ausdehnung eines Flüssigkeit enthaltenden Gefässes

NACHRICHTEN – AUS DEM VEREINSLEBEN
BUCHBESPRECHUNG
FORTSCHRITTE DER PHYSIK

Címképünk: A Központi Fizikai Kutató Intézet Atomfizikai Osztályának 800 kV-os kaszkadgeneratora. A Mátraházai Magfizikai Konferencián ismertetett hazai magfotoeffektus méréseket ezzel a készülékkel végezték.

A kiadásért felelős: az Akadémiai Kiadó igazgatója — Műszaki felelős: Szöllősy Károly
A kézirat beérkezett 1957. XII. 27. Terjedelem: 2 1/2 (A/5) ív

Akadémiai Nyomda, Budapest, V., Gerlóczy utca 2. — 44371/58 — Felelős vezető: Bernát György

FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

VIII. évfolyam 2. szám 1958. február

A mesterséges holdak és az űrhajózás égimechanikájához

A természettudomány művelője számára az ismeretszerzés megszokott útja a kísérlet. A csillagászatban az első kísérlet 1957. október 4-én történt. Nem számítunk arra, hogy a klasszikus égimechanika törvényein csorba esik, de a relativisztikus mechanika újabb próbakövét szolgáltathatják a mesterséges holdak. (Ahhoz, hogy ezzel kapcsolatban teljes értékű eredményekhez jussunk, olyan mesterséges holdra lesz majd szükség, amelynek élettartama legalább években vagy évtizedekben mérhető.) Ez alkalommal a mesterséges holdak pályaalakjáról és azok fizikai feltételeiről lesz szó.

A körsebesség

Elméletileg a körmozgás megfogalmazása a legegyszerűbb, a gyakorlatban ennek megvalósítása a legnehezebb feladat. Nem ismerünk egyetlen égitestet sem, amely szabályos körpályán keringene. A körpálya — mint látni fogjuk — éppen olyan kivételes eset, mint a parabolapálya.

A középiskolában úgy tanuljuk és úgy tanítjuk, hogy a vízszintesen eldobott test a kezdősebesség és a szabadesés eredőjeként parabolapályát ír le. Le is vezetjük az $x = vt$ és $y = \frac{1}{2} gt^2$ összefüggésekből az idő kiküszöbölésével a tipikus parabola egyenletet, amely szerint

$$y = \frac{g}{2v^2} x^2 .$$

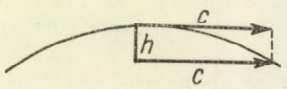
Ebben az egyenletben az x^2 szorzóját állandónak vesszük. Elhanyagolást követtünk el azonban akkor, amikor az eső testre nézve a g-t is állandónak tekintettük. Már pedig, ha kismértékben is, de a g az esés közben nő. A nehézségi gyorsulás kifejezése ugyanis :

$$g = f \frac{M}{R^2} ,$$

ahol R a test földközépponttól mért távolságát jelenti és változó mennyiség.

A változó g miatt tehát a pálya nem lehet parabola. Amint az az elméletből következik, a hajításnak megfelelő kis sebességek esetében a pálya alakja ellipszis, amelynek egyik csúcsa az indítás helye, a másik pedig a Föld középpontjához van közelebb. A Föld középpontja az ellipszis távolabbi gyújtópontjában van.

A sebesség növelésével a vízszintesen elhajított test egyre távolabb ér földet.



1. ábra.

Nem nehéz rájönni, hogy a vízszintesen eldobott testnek a földbe kell ütközni mindaddig, amíg az esés mértéke nagyobb, mint a megtett vízszintes útszakaszra a Föld görbülete.

A vízszintes hajítás sebességét a kör kerületének fél hurjaként fogva fel, a megfelelő h húrmagasság :

$$h = R - \sqrt{R^2 - v^2} .$$

E kifejezés hatványsorának első tagjaként közelítőleg :

$$h = \frac{v^2}{2R} .$$

Itt h jelenti a másodpercre érvényes esést, ami éppen a nehézségi gyorsulás fele. A keresett v érték $R = 6370$ km értékkel számolva 7905 m/sec. Ezzel a sebességgel kell a testet vízszintesen elindítani ahhoz, hogy állandó magasságban maradjon a Föld felszíne fölött.

A körpályán mozgó testre az m tömeg és a v^2/r centripetális gyorsulás szorzata egyenlő a test súlyával, vagyis :

$$\frac{mv^2}{R} = mg .$$

Ebből $$v = \sqrt{Rg} .$$

Az így kapott képlet formailag egyezik az előbbivel, hiszen ott a

$$\frac{g}{2} = \frac{v^2}{2R}$$

egyenlőségből indultunk ki.

Az égimechanikában használatos képlet a körsebességre,

$$v_k = \sqrt{\frac{k}{R}}$$

lényegében ugyanaz, mint az előbbi kifejezés. A formai egyezést a $g = \frac{fM}{R^2}$ és a $k = fM$ összefüggések adják. A Föld tömegét 2.10^{27} g-nak és f értékét cgs egységekben 1/15 millió-nak véve $k = 4.10^{20}$ cm^3 sec^{-2}.

Ha a test a Föld felszíne fölött, attól távolabb kering ; a körsebesség értéke is módosul. R a földsugarat jelentette. Jelentsen r egy tetszőleges távolságot (mindig a középponttól mérve). Ekkor a körpályán való egyenletes mozgás sebessége

$$v_k = \sqrt{\frac{k}{r}}.$$

E szerint a körsebesség a Föld középpontjától mért távolság négyzetgyökével fordítottan arányos.

Az általános sebességképlet

A r távolságban levő nyugvó test a nehézségi erő hatására gyorsuló mozgással esik a Föld felé és oda v sebességgel érkezik meg. A v végsebességgel érkező test mozgási energiája ugyanannyi, mint az $r - R$ szakaszon a nehézségi erő által végzett munka.

A nehézségi erő azonban folyton változik. A végzett munkát tehát a változó erő integrálja adja az $r - R$ útszakaszra.

A nehézségi erő a Föld felszínén mg. Nagyobb magasságban, r távolságban legyen ez az erő P. A két erő fordítva arányos a távolságok négyzetével:

$$\frac{P}{mg} = \frac{R^2}{r^2}, \quad \text{amiből} \quad P = mg\frac{R^2}{r^2}.$$

A változó r szerint integrálva :

$$\frac{mv^2}{2} = mgR^2 \int_r^R \frac{1}{r^2} dr = mgR^2 \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{r}\right).$$

Mivel $gR^2 = k$,

$$v^2 = k\left(\frac{2}{R} - \frac{2}{r}\right).$$

Ez a képlet szigorúan véve arra ad feleletet, hogy az r magasságból elejtett test milyen végsebességgel érkezik, vagy ami azzal egyenértékű, hogy a v sebességgel merőlegesen fellőtt test milyen magasra emelkedik.

A nehézségi erőtérben a munkavégzés szempontjából azonban teljesen mindegy, hogy a test milyen úton jutott r távolságból R távolságra, a pálya alakja tehát nem feltétlenül egyenes vonal, hanem lehet görbe is.

Ha geometriailag az egyenest elfajult ellipszisnek vesszük, vagy a munkavégzés úttól való függetlenségének törvényét fogadjuk el, az r távolság felfogható úgy, mint az ellipszis nagytengelye, tehát $r = 2a$. Legyen a továbbiakban az R távolság változó és most ez vegye fel a r szerepét. Ekkor r minimális értéke R lesz, maximális értéke pedig éppen $2a$. r mint változó az ellipszis, vagy egyéb kúpszeletpályán a mozgó test és a vonzó test távolságát fogja jelenteni. Képletünk tehát így módosul :

$$v^2 = k\left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a}\right).$$

Ez az égimechanika általános sebességképlete bármely kúpszeletpályára.

Ha $a = r$, körrel van dolgunk és megkapjuk a már felírt körsebesség képletet.

A parabolikus vagy szökési sebesség képletét $1/a = 0$ érték szolgáltatja. Amíg tehát

$$\text{a körsebesség } v_k = \sqrt{k/r},$$

$$\text{a parabolikus sebesség } v_p = \sqrt{2\,k/r}\,.$$

Ebből adódik a fontos tétel, hogy a szökési sebesség a körsebesség $\sqrt{2}$-szerese.

A Föld felületéről indított test körsebessége 7905 m sec^{-1}, a szökési sebesség $7905 \cdot 1{,}414 = 11{,}178$ m. sec^{-1}.

Az elliptikus sebesség

Az általános sebességképlet az ellipszis minden pontjára megadja a sebesség nagyságát. Iránya folyton változó. A sebességek szélsőértéküket a perigeum(földközel)-pontban és apogeum (földtávol)-pontban veszik fel. A sebességek szélsőértékei r szélsőértékeihez tartoznak. Ezek pedig :

a perigeumben $r_p = a(1 - e)$
az apogeumban $r_a = a(1 + e)$, ahol e a numerikus excentricitás.

Ezekkel a szélsőértékekkel számolva

$$v_p = v_k \sqrt{\frac{1+e}{1+e}},$$

$$v_a = v_k \sqrt{\frac{1-e}{1+e}}$$

és végül :

$$\frac{v_p}{v_a} = \frac{1+e}{1-e}.$$

Ha pl. $e = 0{,}9$, a perigeumsebesség az apogeumsebesség 19-szerese.

Az elmondottak természetesen általános érvényűek. Csak abban az esetben, ha a vonzó test nem a Föld, hanem pl. a Nap, k értéke az egyetemes vonzási állandó és a Nap tömegének szorzatával lesz egyenlő.

Az ellipszispálya mentén csupán két pont létezik, ahol a sebességnek nincsen sugármenti komponense. Ez a két pont éppen a perigeum és apogeumpont. A pálya fél szakaszán a sugármenti összetevő a vezérsugár növelésére, a másik szakaszon annak csökkentésére irányul. Ez szemlélteti legjobban az ellipszis kialakulását.

Az ellipszisnek két olyan pontja van, ahol a sebességek nagysága ugyanannyi, mint az *a* távolsághoz tartozó körsebesség, s ezek a pontok a kistengely végpontjai. Csakhogy a sebességek iránya nem merőleges a rádiuszvektorra.

A perigeum- és apogeumpontokban a sebességek iránya merőleges a rádiuszvektorra, ugyanúgy, mint a körpálya esetén, de a sebesség nagysága nem azonos a vezérsugarakhoz tartozó körsebességgel.

A pálya kialakítása. Laplace tétele

A mesterséges holdak indító sebességének és a földfelületi érintővel bezárt szögnek következtében előálló pálya alakot legszemléletesebben Laplace tételéből ismerhetjük meg: *Ha ismerjük valamely vonzó test erőterében mozgó égitest távolságát és sebességének nagyságát és irányát a pálya egyetlen pontjában, úgy abból az egész pályaalak kiszámítható.*

A sebességnek és *r*-nek ismeretében ugyanis a sebességképletben egyetlen ismeretlen az *a* fél nagytengely

A rádiuszvektor irányába eső sebességkomponens az ellipszis lapultságára jellemző s ezért ebből a numerikus excentricitás kiszámítható és meghatározható a nagytengely iránya is. Ezekkel az adatokkal viszont az ellipszis helyzete és mérete adott.

Az eléggé hosszadalmas levezetéseket elkerülve fogadjuk el tehát a tétel helyességét és vizsgáljuk meg gyakorlati következményeit.

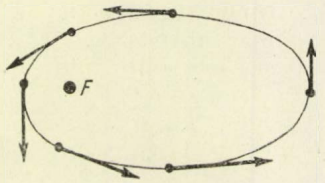
Rajzoljunk fel egy tetszőleges ellipszist s annak egyik gyújtópontjába a Földet (vagy Napot). Az eddigi ismereteink alapján az ellipszis minden pontjára kiszámíthatjuk a sebességek értékét s azokat nagyság szerint felrajzolhatjuk. Laplace tétele ezekután a következőt mondja számunkra: Indítsunk el egy testet bármely pályapontból a feltüntetett sebességértékkel és iránnyal, — az égimechanika törvénye értelmében csakis az előre felrajzolt alakú és helyzetű pálya jöhet létre.

Ebben a megfogalmazásban elméletileg az indítás egész problémája benne van. A pályára-állításnak már csak technikai feltételeit kell biztosítani.

Körpálya létrehozásához két feltételnek kell szigorúan érvényesülni: 1. az indítás irányának merőlegesnek kell lenni a Föld középpontja felé mutató irányra és 2. a sebesség sem kisebb, sem nagyobb nem lehet, mint az indítási magasságra érvényes körsebesség.

Ellipszispályát sokféleképpen előállíthatunk s az ellipszis alakja is számtalan lehet.

Létrehozhatunk olyan helyzetű ellipszispályát, hogy az indítósebesség merőleges a sugárirányra. Ha az indítósebesség nagyobb, mint a körsebesség, az indítás helye lesz a perigeumpont. Ha viszont az indítás sebessége kisebb, mint a körsebesség, az indítási pont lesz a pálya apogeumpontja.



2. ábra.

Ha a sebesség iránya nem merőleges a sugárra, még számtalan módon létrejöhet a kívánt ellipszispálya, csak a nagytengelyének helyzete lesz más és más.

Mozgás fékező közegben

A fékező közeg legyen a légkör. Ennek sűrűsége felfele egyre rohamosan csökken. A légkör vastagságát általában 1000 km-nek vesszük, noha bizonyos, hogy ott sem hirtelen történik az átmenet a bolygóközi sűrűségi állapotba. Az egész légtömeg 99,7%-a 40 km alatt helyezkedik el s 1000 km magasságban a légkör sűrűsége mintegy százbilliomod része a földfelületi sűrűségnek. A mesterséges holdak tehát abban az esetben, ha perigeumpontjuk 1000 km alatt van, a légkör ellenállásába ütköznek.

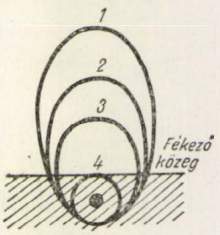
A bekövetkező jelenséget a nevezetes égimechanikai paradoxonnal magyarázhatjuk meg. Eszerint *a nehézségi erő hatására fékező közegben mozgó test a fékezőerő hatása folytán közelebb kerül a vonzó testhez és mozgása emiatt felgyorsul.*

Az egyszerűség kedvéért körpályát tételezzünk fel. A tömeg és v^2/r centripetális gyorsulás szorzata mindig egyenlő a vonzóerővel. A fékezés miatt beálló sebességcsökkenés a vonzóerőt nem befolyásolja pillanatnyilag, de a v^2/r centripetális gyorsulás értékét a fékezés átmenetileg lecsökkenti. Így a vonzóerő és a test a vonzócentrum felé kezd esni: a testnek közeledni kell a vonzó testhez. A szűkebb pályán azonban Kepler törvénye értelmében a keringésidő lecsökken és a pályabeli sebesség megnő.

Az impulzusmomentumot megadó *mrv* szorzatnak ugyanis a mozgás folyamán változatlannak kell lenni.

Nézzük, mi lesz a helyzet ellipszispálya esetén? Ekkor a pálya perigeumpontja a nagyobb sűrűségű légkörbe esik. A fékezés tehát mindig itt a legnagyobb. Minthogy a testnek a perigeumpontban még fölös mozgási energiája van a körsebességnek megfelelő energiához képest, a perigeumtávolság nem változik, de minden új pályakezdésre csökken az indítási sebesség. A pálya alakja tehát egyre kisebb excentricitású ellipszis lesz. Az apogeumtávolság mindaddig rövidül, amíg a test felveszi a köralakot. Körpálya esetén az egész keringés folyamán egyforma a fékezés, a test spirális

pályára kényszerül. Az egy keringésre érvényes esés nagysága a test sebességétől, a légkör sűrűségétől és a felület alakjától függ. Közel 1000 km magasságban egy keringésre az esés csupán métereket tesz, de már 200 km magasság körül kilométereket. Innen kezdve az esés mértéke egyre rohamosabban növekszik. 100 km-en az egy keringésre jutó esés nagyobb, mint 100 km, ilyen

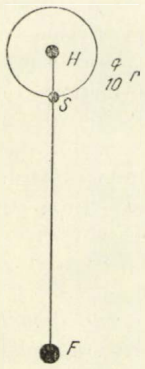


3. ábra.

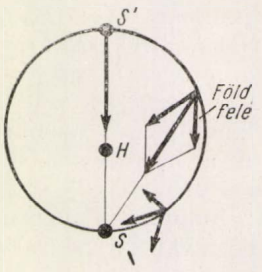
magasságban tehát a mesterséges hold már egyetlen keringést sem tud végezni. Mozgása már nem szabadpályán történik. A közeledés miatt pályabeli sebessége növekedni akar, ez viszont növeli a fékezés mértékét s az előálló pályaalakot rengeteg mellékkörülmény figyelembevételével csak közelítőleg lehetne kiszámítani.

A semleges pont és a „semleges" szféra

A mesterséges holdak és rakétaűrhajók pályaviszonyainak leegyszerűsített tárgyalásában csupán két test jelenlétét vesszük figyelembe. A valóságban a helyzet azonban nem ilyen egyszerű. A Naprendszer terében a Föld vonzóhatásán kívül érvényesül más égitestek hatása is s az egyszerű kéttest-probléma helyett az igen bonyolult többtest-probléma nehezíti a helyzetet.



4. ábra.



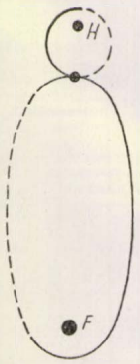
5. ábra.

Lássuk ennek egyik esetét a Holddal kapcsolatban.

Nem nehéz kiszámítani, hogy a Földet és Holdat összekötő egyenes mentén hol van az olyan pont, ahol a Föld és a Hold vonzóhatása pontosan egyforma nagyságú, csak ellentétes irányú. Tekintettel arra, hogy a Hold tömege 81-szer kisebb, mint a Földé, ez a pont a Földtől 9/10 holdtávolságban van, azaz a Földtől 345 600 km-re és a Holdtól 38 400 km-re.

Képzeljünk el egy olyan pályát, mely számára a vonzó test a Föld és a pálya apogeumpontja éppen ez az S semleges pont. A rakétát az indítási magasságtól függően, de 10 km-nél nagyobb sebességgel kell indítani. Az S pontban sebessége már kisebb lesz, mint erre a holdtávolságra vonatkozó körsebesség. Ha tehát a rakéta szabad pályán keringésbe kezd a Hold körül, e pálya számára az S pont a holdtávolpont lesz.

A Hold környezetében azonban érvényesül a Föld vonzóhatása is. A semleges pont a Hold Föld felé néző oldalán van, de a Földdel ellentétes irányban is találunk egy S' pontot, amelyben a Föld és a Hold vonzóereje pontosan egyforma és irányuk is megegyező. Ez a pont már nem nevezhető semleges pontnak, hiszen itt a két égitest vonzóhatása nem semlegesíti, hanem éppen egyenlő arányban növeli egymást.



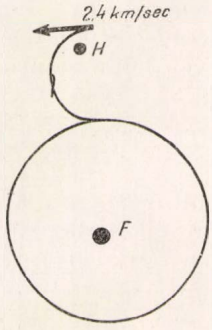
6. ábra.

Az S és az S' pontra nézve a Hold középpontja excentrikus helyzetű. De az S és S' pontokon át vonható egy kör, illetve a valóságban egy gömb héj, amelynek minden egyes pontjában a Hold és a Föld vonzóereje pontosan egyforma nagyságú, csak irányuk különböző. Ennek a héjnak — amit metszetben körnek rajzoltunk, – igen érdekes tulajdonsága van. Ha bármely pontjában felrajzoljuk a Hold felé és a Föld felé mutató erőket nagyság és irány szerint (a nagyság egyforma, irányuk a Hold, illetve a Föld középpontja felé mutat), akkor azt kapjuk, hogy az eredő az S semleges pont felé mutat. E kör mentén fellépő erőhatások azonban nem azonos tulajdonságúak a gravitációs hatásokkal. Az erő zérus értéket vesz fel az S pontban, maximális értéket az S' pontban, az eredő erő nagysága lineáris összefüggést mutat az S ponttól mért távolsággal. Itt tehát egy rugalmas erővel van dolgunk, amelynek hatására szabadpálya nem jöhetne létre. Ezen a körön tehát a Hold, mint vonzó test körül üzemanyag nélkül nem keringhet rakéta sem.

A Hold körülrepülése tehát nem történhet meg könnyen szabad pályán, feltétlenül szükségessé válnak a navigációs műveletek, a rakétahajószerkezet útközben való üzemeltetése.

A Holdról való visszatérés sem egészen egyszerű. Képzeljük el, hogy a Holdat elhagyva olyan pályát írunk elő, amely szerint a semleges

pontba éppen azzal a sebességgel érkezünk, mint amennyi felszálláskor az odaérkezés sebessége volt, azaz mintegy 200 m sec^{-1}. A felszálláshoz a Holdra érvényes szökési sebesség, 2,4 km sec^{-1} szükséges. Igen ám, de a rakéta magával viszi a Hold saját pályabeli mozgássebességét, az 1 km sec^{-1} sebességet is. Az S semleges pontba tehát mindenképpen 1—0,2 vagy 1 + 0,2 km/sec. sebességgel érkezünk, aszerint, hogy milyen irányban indultunk.



7. ábra.

Ha pedig az S alakban csavarodó pályából az S pontban áttérünk a Föld körül záródó ellipszispályára, az S pont lesz e pálya apogeumpontja. Ahhoz, hogy a szabadpálya közel hurkolódjék a Földhöz, az S-beli indítósebességnek csak 0,2 km/sec-nak szabadna lenni. A mi sebességünk pedig ennek 4—6-szorosa. Olyan pálya jön tehát létre, hogy ürhajónk egész kis lapultságú ellipszispályán több százezer km. távolságra elkerüli a Földet. A navigálás tehát ez esetben is elkerülhetetlen.

A semleges pont nemcsak a Föld és a Hold között létezik, hanem bármely más két égitest között is. A bolygóközi közlekedésben elsőrendű szerepe van a Föld-Nap vonalába eső semleges pontnak. Ez a pont a Föld-Nap vonalán kb. 260 000 km távolságban van, tehát közelebb a Hold távolságánál.

A köztudatban úgy él, hogy pl. a Vénuszra akkor a legkedvezőbb az utazás, ha a Vénusz földközelben van, mert ekkor alig több mint 40 millió km-es utat kell megtenni. Ilyen utat azonban csak a rakéták csaknem állandó üzemeltetésével lehetne megtenni.

Olyan szabadpályát kell tehát választani, amelynek alakját már az indítósebesség megszabja. Az ilyen pálya a Nap körül záródó ellipszis, amely a Föld és a Vénusz pályáját érinti. A Vénuszt tehát éppen földtávolban érhetjük el.

Egy olyan pályára nézve, amelyre a naptávolság (afélium) a Föld távolsága és perihéliuma a Vénusz távolság, az indítási sebesség 27 km sec^{-1}. A Föld maga 30 km sec^{-1} sebességgel kering a Nap körül. A Földet azonban nem hagyhatjuk el a 11,2 km sec^{-1} indító sebesség alatt. Ha az indítás iránya a Föld pályamozgásának iránya, a Napra vonatkoztatott sebesség 41,2 km sec^{-1} lesz, ami túlságosan nagy a kívánt pálya létrehozásához. Ellentétes irányban indítva a Napra vonatkozó relatív sebesség csak 30—11,2 km sec lesz s egy ilyen pálya perihéliumpontja jóval a Vénuszpályán belül lenne.

A navigálás tehát most is elkerülhetetlen. Az indítás a Föld mozgásirányára merőleges irányban történhet és a szabad pályára állítás csak azután következhet be.

Természetes dolog, hogy egy Vénuszra indított rakétára már jelentős hatása van a Földön és Napon kívül a Vénusznak és a Merkurnak, bizonyos esetekben a Holdunknak is.

A manővrirozás irányelveit tehát a többtest probléma numerikus integrációjával kapott adatoknak kell megszabni, ami nem kevés komoly számolást igényel egy bolygóközi utazás előkészítésében.

A keringésidő, illetve az utazás időtartama

Az a sugarú körön, vagy az a fél nagytengelyű ellipszisen a keringésidő:

$$T = \frac{2\pi a^{3/2}}{\sqrt{k}},$$

ahol k a gravitációs állandó és a vonzó tömeg szorzata.

Ha ebbe a képletbe a mennyiségeket fizikai egységekben írjuk be, a keringésidőt másodpercekben kapjuk.

Példa. A második szovjet mesterséges hold perigeumja a Föld felszíne felett 240 km volt, a perigeumtávolság tehát 6370 + 240 = 6610 km. Apogeumpontja 1700 km magasan volt, tehát $r_a = 6370 + 1700 = 8070$ km. A fél nagytengely e két érték számtani közepe azaz $a = 7340$ km. Ha $a = 7{,}34 \cdot 10^8$ cm, $a^{3/2} = 1{,}987 \cdot 10^{13}$ $cm^{3/2}$,

$$k = 4 \cdot 10^{20},\quad \sqrt{k} = 2 \cdot 10^{10},$$

$$T = \frac{6{,}28 \cdot 1{,}987 \cdot 10^{13}}{2 \cdot 10^{10}} = 6242{,}36^s = 104^m 2{,}36^s.$$

A közölt adatokból további adatokat is kiszámíthatunk.

Mivel $r_p = a(1 - e) = a - ae$ és $r_a = a(1 + e) = a + ae$,

$$r_a - r_p = 2ae$$

$$\begin{array}{rl} r_a = 8{,}07 \cdot 10^8 \text{ cm} = a + ae & \\ r_p = 6{,}61 \cdot 10^8 \text{ cm} = a - ae & \\ \hline 14{,}68 \cdot 10^8 & = 2a \\ 1{,}46 \cdot 10^8 & = 2ae \\ e = 0{,}0994 & \end{array}$$

Perigeumsebesség:

$$v_p = k\left(\frac{2}{6 \cdot 61 \cdot 10^8} - \frac{1}{7{,}34 \cdot 10^8}\right) = 8{,}28 \text{ km sec}^{-1}.$$

Az apogeumsebesség:

$$v_a = v_p \cdot \frac{1 - e}{1 + e} = 8{,}28 \cdot 0{,}819 = 6{,}78 \text{ km sec}^{-1}.$$

Parabolikus és hyperbolikus sebesség

Mint már láttuk, a parabolikus sebesség a körsebesség $\sqrt{2}$-szerese. Ez is tehát egy határozott érték. Ha az indítási sebesség bármily kis értékkel kisebb, mint a parabolikus sebesség, a pálya alakja nagymértékben elnyúlt ellipszis. Ha a sebesség a parabolikus sebességnél nagyobb, hyperbolikus pályát kapunk.

A sebesség általános képletéből következik, hogy a parabolikus sebesség $r = \infty$ esetén zérussá válik, de csakis ott.

A parabolikus és hyperbolikus sebesség közös tulajdonsága, hogy az ezzel indított test végképp eltávozik a vonzó test erőteréből, oda soha nem tér vissza.

De különbség is van közöttük. A parabolikus sebesség zérussá válik a végtelenben, a hyperbolikus sebesség soha nem válik zérussá. A

$$v^2 = k\left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a}\right)$$

képlet alapján, mivel a hyperbolára a negatív, a kifejezés értéke akkor sem válik zérussá, ha $r = \infty$. A sebesség tehát r növekedésével csökken, de egy határértéken alul eső értéket nem vesz fel. Ezt a határértéket a hyperbola excentricitása határozza meg, amely mindig nagyobb az egységnél.

Igen nagy távolságban a test tehát a kapott sebességgel egyenespályán mozog az idők végtelenségéig.

Közvetlenül kiolvashatjuk ezt az általános sebességképletből, ha azt a perigeum — illetve perihélium sebességgel kifejezve felírjuk az apogeumpontra, illetve aféliumpontra:

$$v_a = v_p \frac{1-e}{1+e}.$$

Körre $e = 0$, az indító sebesség állandó, ellipszisre e mindig kisebb mint 1, parabolára $e = 1$ miatt a számláló zérus, hyperbolára a tört értéke sohasem lesz zérus.

Kulin György
Uránia Csillagvizsgáló

Ionforrások

A modern kísérleti magfizika egyik legjelentősebb területét mesterségesen gyorsított részecskékkel végzett kutatások képezik. A gyorsítás módja igen sokféle lehet, közös alapelv azonban, hogy elektromosan töltött részecskéket helyezünk olyan elektromágneses térbe, amelytől az energiát vesz fel. Ennek megfelelően a gyorsítás első lépése, hogy a gyorsítandó elem atomjaiból ionizált sugárnyalábot — ionsugarat — állítunk elő. Ezt a feladatot látják el az ionforrások. A gyorsítóberendezésekben történő felhasználás mellett van egy másik terület is, ahol ionsugarakra van szükség, ez a tömegspektroszkópia. A tömegspektroszkópok ui. valójában nem a tömeg, hanem a fajlagos töltés szerint választják szét a részecskéket, ezért a vizsgálatokhoz minden esetben szükség van az anyagminta ionizálására. Az említett két felhasználási terület mind cél, mind módszerek tekintetében erősen eltér egymástól és ennek megfelelően különböznek azok a követelmények is, amelyek az ionforrásokkal szemben fennállnak.

Az ionforrások üzemi problémái

a) *Gyorsítóberendezésekben*

Gyorsítóberendezésekben legtöbbször a hidrogén különböző izotópjait gyorsítják, így az ionforrásnak általában proton, illetve deuteron sugarat kell szolgáltatnia. Mesterségesen gyorsított alfa részekkel nagyon ritkán végeznek kísérleteket és a nehezebb ionokkal létrehozott magreakciókat csak a legutóbbi időkben kezdték el vizsgálni.

A gyorsítókban használt ionforrásokkal szemben fennálló első, és legtermészetesebb követelmény, hogy elegendő nagy — bár nem túl nagy — *ionáramot* szolgáltassanak. A magreakciók kis hatáskeresztmetszete következtében eredményes kísérleteket csakis úgy lehet végrehajtani, ha a gyorsítás megkezdésekor legalább néhány μA ionáram áll rendelkezésre, hiszen a gyorsítás folyamán — különösen az igen nagy energiájú gyorsítóknál — ennek nagy része elvész. Ennyi tehát az a minimális teljesítmény, amit az ionforrásoktól megkívánunk. Az egyszerű és kényelmes felhasználás érdekében azonban nem lehet tetszésszerinti nagy ionárammal sem dolgozni. Ez rögtön nyilvánvaló lesz, ha meggondoljuk, hogy egy céltárgynak 1 mA-es 1 MeV-ra gyorsított ionsugárral történő bombázása során 1 kW hőteljesítmény szabadul fel, és mindez legtöbbször néhány mm átmérőjű felületre van koncentrálva. Éppen ezért általában nem szükséges, hogy az ionforrások néhány mA-nél nagyobb ionáramot adjanak, annál is inkább, mert a legtöbb esetben magukat a nagyfeszültségű berendezéseket sem lehet nagyobb árammal terhelni.

A gyorsítóberendezésben használt ionforrás másik igen fontos jellemzője az ionsugár *összetétele*. Az ionforrásokból ui. általában nem csak ionizált atomok lépnek ki, hanem — első sorban a hidrogén-ionforrásoknál — nagy számban fordulnak elő ionizált molekulák is. Ezek töltése ugyanakkora, mint az atomionoké, adott potenciálkülönbség befutásakor tehát mindkét ionfajta azonos energiát nyer. Az atomionok (proton, deuteron) esetében azonban az energia teljes egészében egy részecskére jut, míg molekulaionoknál az egyes atommagok az eredeti energia törtrészével fognak csak rendelkezni. A cél tehát olyan ionforrás kon-

struálása, mely az atomionokat a legnagyobb arányban szolgáltatja.

Az ionforrásokból az ionok nem azonos energiával lépnek ki, kisebb-nagyobb *energiaszórással* rendelkeznek. Vannak ionforrások, amelyeknél több keV-os eltérés is észlelhető az ionok energiájában, más típusoknál viszont alig 1 eV az energiaszórás. Gyorsítóberendezéseknél nem lényeges a túlságosan kis energiaszórás megkövetelése, mert a felgyorsított ionsugárral bombázott anyagban — még akkor is, ha az vékony — az ionok lefékeződése miatt legalább 100 eV körüli energiakülönbségek alakulnak ki. Ennek következtében nincs szükség arra, hogy az ionforrásból extrém kis energiaszórással lépjenek ki az ionok, 10 eV körüli energiaszórás teljesen kielégítő. Ez természetesen nem jelenti azt, hogy ennél sokkal nagyobb energiaszórás megengedhető lenne, hiszen ez a pontos méréseket lehetetlenné tenné. De még ahol nincs szükség jól definiált energiájú ionokra, az energiaszórás korlátozása ott is célszerű, mert gyorsítás közben az ionsugár fokuszálása csak egy meghatározott kezdeti energia mellet oldható meg tökéletesen.

Ezeken a főbb szempontokon kívül van még néhány követelmény, amely elsősorban az ionforrás különleges elhelyezése miatt lép fel. Csaknem minden gyorsítóberendezésnél az ionforrás egy nagyfeszültségre töltött elektróda belsejében van. Ebből azonnal következik, hogy az ionforrás kezelése és energiával való ellátása csak nehezen oldható meg. Arra kell törekedni tehát, hogy az ionforrás *egyszerű felépítésű*, könnyen kezelhető berendezés legyen és ne fogyasszon sok *energiát*. Az egyszerű feléépítés már csak azért is fontos szempont, mert általában együtt jár vele a hosszú *élettartam* is, ami az üzembiztos működésnek ugyancsak elengedhetetlen feltétele. Végül, de nem utolsó sorban, egyrészt a gyorsítótérben biztosítandó vákuum, másrészt a gazdaságos üzem szempontjából lényeges követelmény, hogy az ionok mellett minél kevesebb semleges részecske hagyja el az ionforrást, más szóval, hogy az ionforrás *gázfogyasztása* kicsi legyen.

b) *Tömegspektrográfokban*

Közönséges tömegspektrográfokban az ionforrásokkal szemben támasztott követelmények lényegesen eltérnek azoktól, amelyeket a gyorsítóberendezéseknél ismertünk meg. A tömegspektrumok felvétele ui. ezeknél a készülékeknél azonos energiájú részecskéknek mágnestérrel való elhajlítása útján, vagy a részecske sebességének közvetlen megmérésével történik. A spektrográf felbontóképessége ezért igen nagy mértékben függ attól, hogy mennyire teljesül a részecskék energiájának azonosságára tett feltétel. Az ionforrásokkal szemben tehát a legfontosabb követelmény, hogy minél nagyobb legyen az ionok *energiahomogénitása*. Az energiaszórás nem lépheti túl az 1 eV-ot, mert már ez az érték is az általában alkalmazott néhány ezer voltos gyorsítófeszültség mellett ezrelék körüli energiaszórást és ezzel a tömegmérésben is hasonló nagyságrendű bizonytalanságot eredményez.

A gyorsítóberendezések ionforrásaival szemben fennálló másik eltérés, hogy nemcsak egy meghatározott ionfajtára van szükség, hanem megkívánjuk, hogy az ionforrás lehetőség szerint *minden anyagból* elő tudjon állítani ionokat. Külön nehézséget jelent, hogy izotóparányok vizsgálata esetén a különböző izotópok ionjait egyforma valószínűséggel kell előállítani, nehogy emiatt a mért izotóparány eltérjen a valóságostól. Lényeges még, hogy az ionforrás alkatrészei *kifüthetők* legyenek, mert csak így biztosítható a korábbi mérések során bevitt anyagmintákból visszamaradt szennyeződések kiűzése, amelyek jelenléte a mérést teljesen meghamisíthatja.

Sokkal kevésbé fontos ezzel szemben, hogy mekkora ionáramot szolgáltat az ionforrás. Néhány μA-nél nagyobb áramerősség esetén már lényeges hibát okozhat az ionnyalábnak a tértöltés miatt bekövetkező kiszélesedése, ami a spektrum-vonalakat elmosódottá teszi. Ezért nagy ionáramot szolgáltató ionforrások nem is alkalmazhatók tömegspektrográfban.

Az energia-szórásra vonatkozó fenti megjegyzések csak a közönséges tömegspektrográfra vonatkoznak. A pontos tömegmérés céljait szolgáló preciziós tömegspektrográfoknál sokkal enyhébbek a követelmények, mert ott a különböző energiájú ionoknak egy pontba való leképzésére külön sebességfokuszáló elrendezés szolgál. Ugyancsak kevésbé lényeges szempont a szennyeződések eltávolításának lehetősége, hiszen itt nem az ionsugár összetételének meghatározása a cél.

Az ionforrások különböző tipusai

A felmerülő különböző szempontok és a kivitelezési lehetőségek nagy száma miatt igen sokféle megoldás született. Végső fokon azonban — néhány speciális típustól eltekintve, — minden ionforrás működése azonos elven alapul: a felhasznált anyag gáz, vagy gőz alakban jut az ionizációs tébre és ott elektronütközés útján jön létre az ionizáció. Az így keletkező ionokból ionsugarat megfelelően kialakított elektromos tér segítségével hozunk létre. Ennek a közös alapelvnek, — az elektronütközés útján való ionizációnak — a következménye azután a szerkezeti megoldásban található az a közös vonás is, hogy az ionizációs tér a gyorsítótértől csaknem teljesen el van választva, s mindössze egy kis nyílás biztosítja közöttük az összeköttetést. Erre azért van szükség, mert a gyorsítótérben az ionoknak már teljesen szabadon kell mozogni és ehhez igen nagy, 10^{-6} Hgmm körüli vákuum szükséges. Az ionizációs térben ezzel szemben 10^{-2}—10^{-3} Hgmm a nyomás, hogy a semleges részecskéknek elektronokkal való ütközése, és ezzel ionizációjuk is kellő valószínűséggel bekövetkezzék. A két tér közötti nyomáskülönbséget a kivezető csatorna megfelelő méretezésével lehet biztosítani.

A gáz-ionforrásoktól eltérő elven működnek az ún. termikus ionforrások, amelyekben megfelelő anyagú anód hevítése során termikus ionok emissziója következik be, akárcsak izzó katód esetén az elektronemisszió.

A továbbiakban részletesebben kívánunk foglalkozni az egyes ionforrás-típusok felépítésével és jellemző tulajdonságaikkal. Először mint legtöbbet használt típust, a gázionforrásokat fogjuk ismertetni. Ezeknél — amint láttuk — az ionizációt elektron-ütközés hozza létre. Ez a folyamat a legegyszerűbben egy önálló gázkisüléssel valósítható meg, ahol a kisülés önmaga szolgáltatja az ionizációhoz szükséges elektronokat. Az elektronok előállításának másik lehetősége mesterséges elektronforrás (izzószál) alkalmazása.

Ionforrások önálló kisüléssel

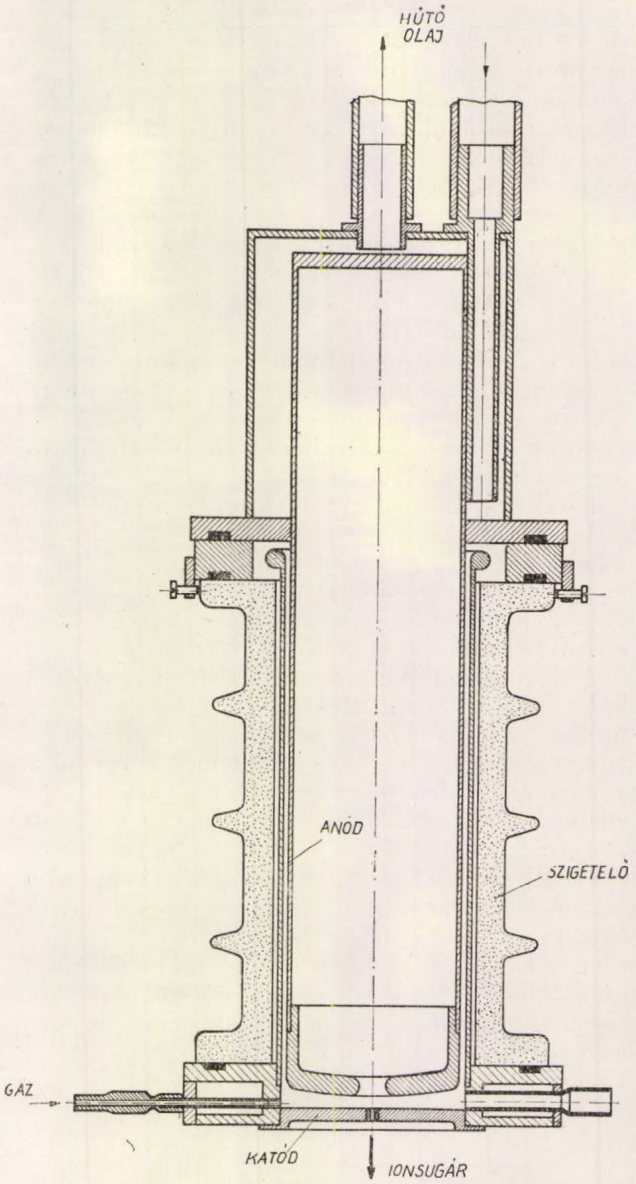
Legegyszerűbb felépítésű a *nagyfeszültségü ívkisüléses* ionforrás. Ennek a típusnak történelmi jelentősége is van, mert ilyenek voltak a legelső ionforrások. Működési elvük a következő: 10^{-1} — 10^{-2} Hgmm nyomású gázban két fémelektróda között több kV-os egyenfeszültséggel ívkisülést hozunk létre. Az ívkisülésben jelenlevő elektronok az anód felé haladva ionizálják a gázatomokat és végeredményben annyi iont hoznak létre, amennyi az elektródákon és a falakon rekombináció következtében elvész. Az elektronok szabad úthossza az aránylag nagy nyomás következtében kicsi, s így ionképződés az ívkisülés minden pontjában létrejön.

A gázkisülés belsejében természetesen a potenciál nem állandó (mint ismeretes, a potenciáleloszlásra egy meredek katódesés, majd a pozitív oszlopban egy kisebb gradiensű tér kialakulása jellemző) s így a gázkisülés egyes pontjai különböző potenciálon vannak. Ez azt jelenti, hogy a különböző helyen keletkező ionok a katódhoz képest különböző potenciális energiával rendelkeznek. Az elektromos tér az ionokat a katód felé mozgatja, ahol azután kinetikus energiájuk 0-tól a maximális feszültségnek megfelelő energiáig minden értéket felvesz.

Ha a gázkisülés katódjába egy kis csatornát fúrunk, akkor az ionok egy része keresztülfut ezen és mint keskeny ionnyaláb hagyja el az ionforrást. Ilyen elven működő ionforrást láthatunk az 1. ábrán [1]. Az anódnak és a katódnak különleges, egymásbanyúló kiképzése azt a célt szolgálja, hogy a gázkisülés az ionforrás tengelye közelébe koncentrálódjék. Ezáltal a katód felé tartó ionok nagyobb hányada jut át a csatornán.

A nagyfeszültségű ívkisüléssel dolgozó ionforrások segítségével általában 0,1—1 mA-es ionáramot lehet elérni, a működtetéshez szükséges energia 6—800 W körül van, de elérheti a néhány kW-ot is. Az egyenfeszültségű ív létrehozásához szükséges aránylag nagy nyomás következtében gázfogyasztása tetemes, kb. 100 cm^3 normálállapotú gáz óránkint.

Az ionsugár legszembetűnőbb jellegzetessége, hogy az egyes ionok energiája — amint az a fentiekből nyilvánvaló — igen különböző. Nagyfeszültségű ívkisüléses ionforrásból kilépő sugár energiaspektrumát mutatja a 2. ábra [2]. Az energiaskála egységéül az elektródák közti feszültség-

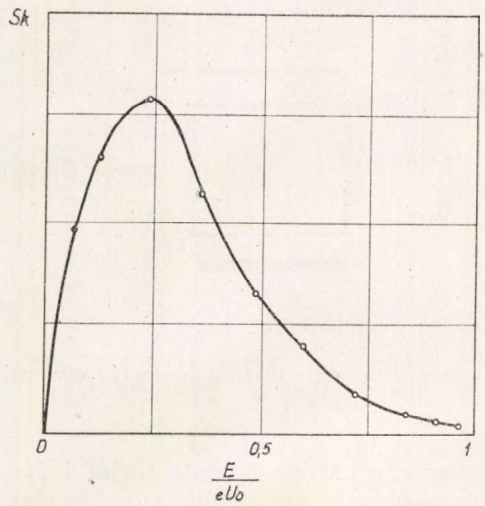


1. ábra. Nagyfeszültségű ívkisüléses ionforrás

különbséget választottuk, amely, mint említettük, több keV-ot tesz ki.

Ami az ionsugár összetételét illeti —, ami gyorsító-berendezésekben való alkalmazás esetén főleg hidrogén ionforrásoknál lényeges — az atomiontartalom (proton, deuteron) aránylag kicsi, kb. 40—50%. Ennek oka az, hogy az atomionok általában nem közvetlenül hidrogénmolekulákból keletkeznek, hanem a molekuláknak semleges atomokra való disszociálása és egy újabb elektronütközéssel történő ionizáció útján. A hidrogénatom azonban nem stabil részecske és könnyen

rekombinálódik molekulává. A rekombináció igen nagy valószínűséggel következik be fémfelületeken és így érthető, hogy az ionforrásban, ahol a kisülés létrehozásához nagy elektródafelületekre van szükség, a hidrogénatomok koncentrációja és ezzel az ionsugár atomiontartalma nem érhet el nagy értéket.

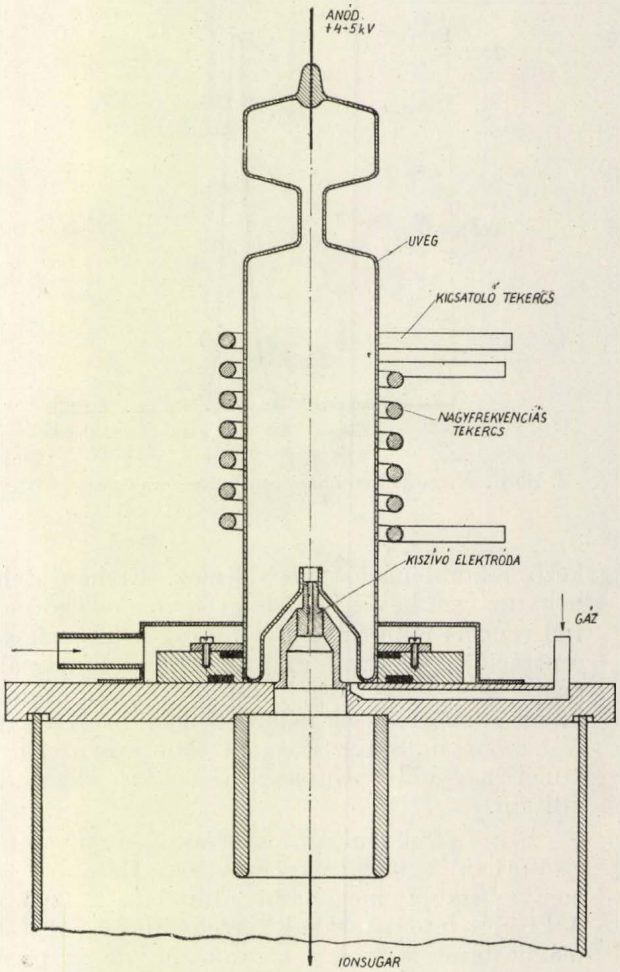


2. ábra. Nagyfeszültségű ívkisüléses ionforrás energiaspektruma

Ugyancsak önálló kisüléssel dolgozik az egyik legelterjedtebb ionforrástípus, a *rádió-frekvenciás* ionforrás. Ennek kialakítása Thoneman nevéhez fűződik, aki 1946-ban használt fel rádiófrekvenciás gázkisülést ionforrás céljára [3]. Ismeretes, hogy önálló gázkisülést nemcsak egyenfeszültséggel, hanem nagyfrekvenciás térrel is létre lehet hozni. Ennek a kisülési típusnak érdekessége, hogy nincs szükség a gáztérben elhelyezett elektródákra, mert a töltéshordozók oszcilláló mozgást végeznek, s így az a veszteség, ami egyenfeszültség esetében a töltéshordozók egyirányú vándorlásának következménye, nem lép fel. Ha a frekvenciát elég nagyra választjuk, elérhető, hogy a kisülésben levő ionok nagy tehetetlenségük következtében nem tudják követni az elektromos tér irányváltozásait, s így gyakorlatilag egy helyben maradnak. Ez a tény ionforrásoknál igen előnyösen használható ki, mert ha ezekből az ionokból alkalmas módon ionsugarat képezünk, minimális kezdeti energiájuk miatt igen kis energiaszórásra lehet számítani.

Ionoknak a gáztérből való kinyerése legegyszerűbb módon úgy történhet, hogy a kisülési tér falában kis nyílást hozunk létre és így a fal felé diffundáló ionok egy része ezen áthaladva a gyorsítótérbe kerül. Ezzel a módszerrel természetesen csak aránylag kis ionáramok érhetők el, hiszen csak annyi ion léphet ki a kisülési térből, amennyi a nyílásnak megfelelő felületre jut. Az ionáram megnövelésére ezért külön néhány kV-os segédfeszültséget szokás alkalmazni (3. ábra), amit a kisülési cső két végén elhelyezkedő kisméretű segédelektródák közé kapcsolunk. Ez a segédfeszültség természetesen egyenfeszültség. A negatív elektródába, a katódba van fúrva a néhány mm átmérőjű kivezető csatorna [4].

Első pillanatban azt gondolnánk, hogy a több kV-os segédfeszültség alkalmazása a nagyfeszültségű ívkisüléshez hasonlóan, itt is az ionok nagy energiaszórását fogja eredményezni. Szerencsére a potenciálviszonyok itt sokkal kedvezőbbek. A gázkisülést ui., mint láttuk, nem az egyenfeszültségű, hanem a rádiófrekvenciás tér hozza létre, s így nincs szükség arra az egyenáramú teljesítményre, amely a nagyfeszültségű ívnél az ionok előállítására szolgál. A kisülés ún. pozitív oszlopa tehát egyenfeszültség szempontjából ekvipotenciális, potenciálja a benne levő elektronok nagy mozgékonysága következtében lényegében a pozitív elektródáéval egyezik meg. A katód és



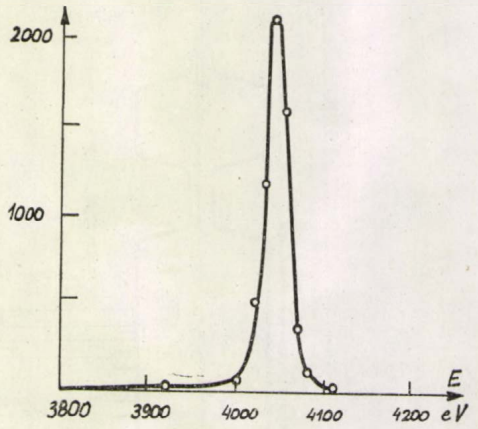
3. ábra. Nagyfrekvenciás ionforrás

az anód közé kapcsolt teljes feszültségesés ennek következtében a katód előtti rétegre koncentrálódik, ahova az elektróda taszítóhatása következtében elektronok nem léphetnek s így ionizáció sem jön létre. Az elektronütközések hiánya abban is megnyilvánul, hogy ez a réteg mint „sötétréteg" válik el a világító pozitív oszloptól. A sötétrétegben — ellentétben a pozitív oszloppal — erős

elektromos tér van jelen, amit a katód felé tartó ionoknak a csatornába való fokuszálására használhatunk fel.

Az elmondottakból következik, hogy minden ion az anódpotenciállal közel megegyező potenciálú helyen keletkezik, és ennek megfelelő energiával hagyja el az ionforrást. Elméletileg tehát energiaszórás nem várható. Teljesen energiahomogén ionnyaláb a gyakorlatban nem valósítható ugyan meg, de elérhető 20—30 eV-os, sőt ennél kisebb energia-szórás is. Rádiófrekvenciás ionforrás energiaspektrumát mutatja a 4. ábra [5].

Az aránylag kis energiaszórás mellett legnagyobb előnye a rádiófrekvenciás ionforrásnak a rendkívül nagy atomiontartalom. Láttuk, hogy ennek elérését a nagyfeszültségű ívkisüléses ionforrásnál elsősorban a fémfelületeken bekövet-

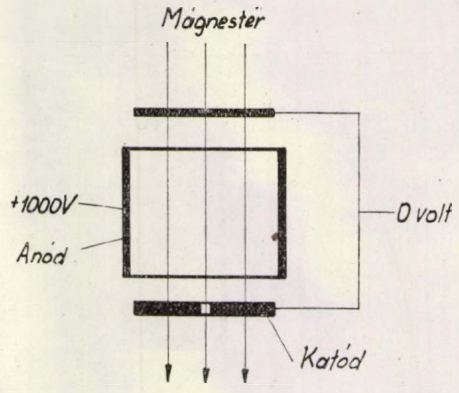


4. ábra. Nagyfrekvenciás ionforrás energiaspektruma

kező rekombináció gátolta meg. Érthető tehát, hogy az igen kevés fémfelülettel rendelkező rádiófrekvenciás ionforrásban a hidrogén atomok koncentrációja, és ezzel az ionsugár protontartalma nagy lesz. 70—75% protontartalmat minden különösebb nehézség nélkül el lehet érni, a kisülési cső gondos tisztításával több szerző 90, sőt ennél nagyobb protonszázalékot is elő tudott állítani.

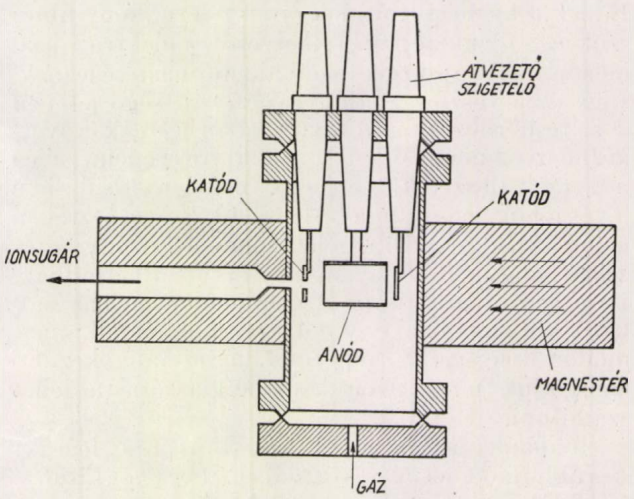
A rádiófrekvenciás ionforrás energiafelvételét elsősorban a nagyfrekvenciás oszcillátor teljesítménye szabja meg, ami általában 2—300 W. A kisülés intenzitásának növelésére 40—50 Gs-os mágnesteret is szokás alkalmazni, de ez permanens mágnessel könnyen előállítható így külön teljesítményt nem igényel. Az ionforrás gázfogyasztása az alkalmazott kis nyomás miatt kicsi, élettartama pedig az egyszerű szerkezeti felépítés következtében nagy. Az elérhető ionáram néhány mA.

Harmadik önálló kisüléssel dolgozó típus a *Penning-rendszerű* mágneses ionforrás. Működési elve a Penning-féle ionizációs manométerével egyezik meg [6]. Lényegében nagyfeszültségű egyenáramú ívkisülést hozunk létre, de a különleges elektródakiképzés, valamint egy erős mágneses tér alkalmazása következtében mind az ív fenntartásához szükséges feszültség, mind a gáznyomás nagymértékben lecsökken. Az elektródákat vázlatosan az 5. ábrán láthatjuk. A hengeralakú anód két



5. ábra. Penningrendszerű ionforrás elvi rajza

végén egy-egy katódelektróda foglal helyet. Így az elektronok számára potenciál-völgy alakul ki, amelyben oszcilláló mozgást végezhetnek, s ezáltal hosszabb utat tesznek meg, amíg az anódot elérik. Az ütközési valószínűség a gáztérben ilymódon megnő és még tovább lehet növeni az anódhenger tengelyével párhuzamos mágnestér alkalmazásával. Ez az elektronoknak az anódhenger felé történő vándorlását meggátolja azáltal, hogy őket a mágneses erővonalak körül csavarvonal alakú pályára kényszeríti. A kis elektronveszteség-



6. ábra. Penningrendszerű ionforrás

nek köszönhető, hogy a katód előtti potenciálesés és a kisülés pozitív oszlopában a térerősség kis értéken tartható. Az ütközési valószínűség megnövekedése pedig kis gáznyomás mellett is kellő számú ionizációt eredményez. Egy ilyen ionforrás látható a 6. ábrán [7].

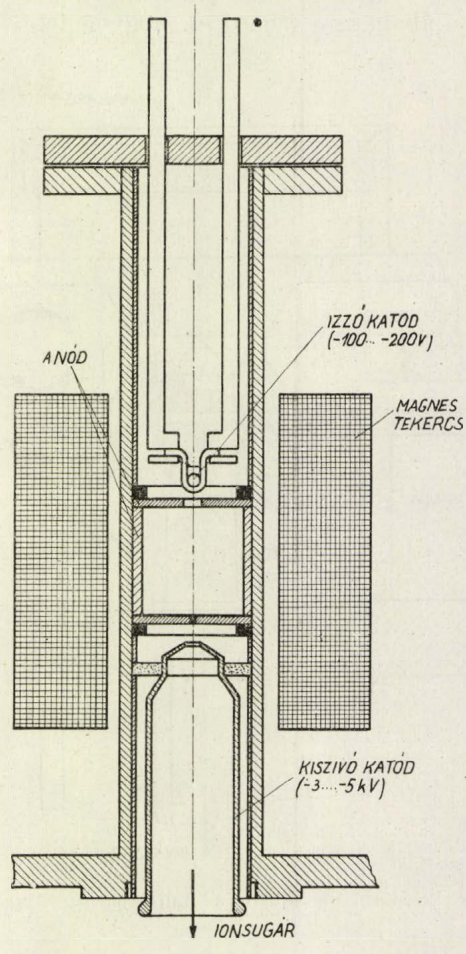
A kisülésben keletkező ionok az ív fenntartásához szükséges feszültség hatására hagyják el az ionforrást, külön segédtér alkalmazására nincs szükség. Az ionáram eléri az 1—2 mA-t, az ionok energiaszórása pedig az alkalmazott alacsony feszültség következtében kicsi, egyes meggondolások szerint 10—20 eV. Sajnos, erre vonatkozóan mindeddig nem történtek mérések. Az energiafelvétel általában 50—100 W körül szokott lenni, nagy veszteséget jelent a mágnestér előállításához szükséges elektromágnes táplálása. Az ionsugár összetétele általában elég kedvezőtlen, a legritkább esetben érhető el 50%-nál nagyobb protonarány, és mindössze egy szerző tesz említést 80%-os protontartalomról. Ez a nagy fémfelületek miatt érthető. Igen nagy előnyt jelent ezzel szemben, hogy felépítése rendkívül egyszerű s így élettartama nagy.

Ionforrások izzókatóddal

Az eddig tárgyalt ionforrásoknál önálló gázkisülésben keletkeztek azok az elektronok, amelyek azután az ionizációt létrehozták. Ezek előállításához volt szükség a nagy feszültségre. Kis feszültség alkalmazása esetén csak oly módon lehet elegendő elektronhoz jutni, ha izzókatód formájában mesterséges elektronforrásról gondoskodunk. Az ionkeltés ilyenkor kétféle módon jöhet létre: alacsony feszültségű ívkisülésben, vagy egyszerű elektronütközéssel. A két módszer közötti lényeges különbség, hogy ívkisülésnél a katód és anód közötti térben nagy az elektronütközés és ezzel az ionizáció valószínűsége, így lehetőség van elektron-lavina kialakítására. Az egyszerű elektronütközés esetén az elektronokat először egy adott energiára szabadon felgyorsítjuk és ezután olyan helyre vezetjük őket, ahol nagy a gáznyomás, de nincs lényeges elektromos tér. Itt hozzák létre az ionokat, amelyeket további felhasználás céljából egy segédfeszültséggel a munkatérbe továbbítunk.

Az *ívkisüléses ionforrásnál* nagy ionáram elérése céljából a kisülés áramát kis keresztmetszetre koncentráljuk, hogy ezáltal nagy ionsűrűség jöjjön létre. A kisülés összeszűkítését vagy úgy lehet elérni, hogy magát a kisülési csövet szűkítjük el, vagy pedig úgy, hogy hosszirányú mágnesteret alkalmazunk. A mágnestér szerepe abban áll, hogy — akárcsak a Penning-rendszerű ionforrásnál — az elektronokat a kisülés tengelyébe koncentráljuk. A mágnestér erős fokuszáló hatásának következtében lehetőség van arra is — (ugyancsak a Penning-típushoz hasonlóan) —, hogy egy potenciálvölgyet alakítsunk ki, amely az elektronokat oszcilláló mozgásra kényszeríti, s így az ütközési valószínűséget megnöveli. A két megoldásra egy-egy példát a 7. és 8. ábrán láthatunk [8].

Az alacsonynyomású ívben keletkező ionoknak az ionforrásból való kiszívására kétféle megoldás kínálkozik. Az egyik esetben magát az ívkisülést létrehozó teret használjuk fel. Ekkor a katódnak olyan alakot kell adni, hogy a feléje tartó ionok átjuthassanak rajta. Ezt a megoldást hívjuk hosszirányú kiszívásnak (7. ábra). Az 8. ábrán látható ionforrás ezzel szemben keresztirányú kiszívást alkalmaz. Itt egy, a nagy ionkoncentrációjú hely közelében elhelyezett, nagyfeszültségű szonda tere a kisülés irányára merőlegesen hat az ionokra.



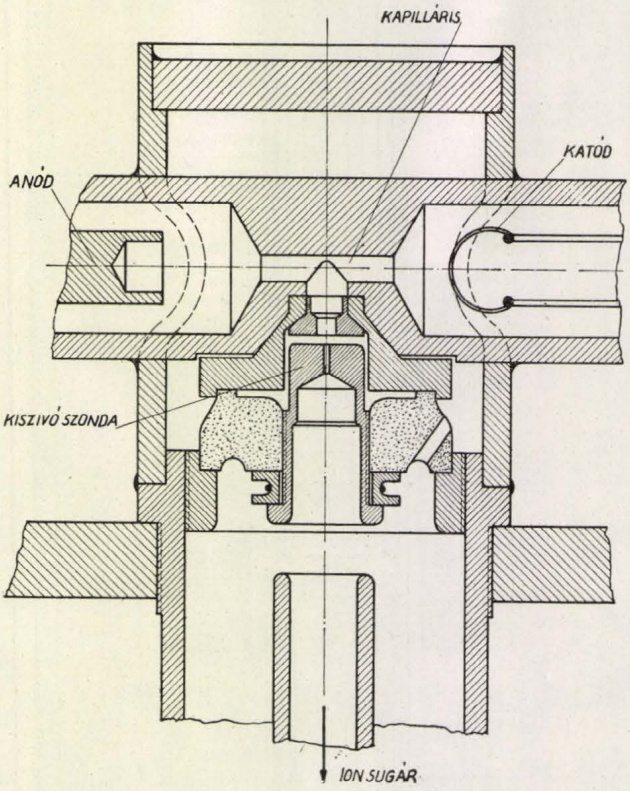
7. ábra. Izzókatódos mágneses ionforrás hosszirányú kiszívással

Ez utóbbi megoldás azzal az előnnyel jár, hogy az ionforrásból kijutó ionok csaknem mind azonos potenciálú helyről indulnak el, s így energiaszórásuk kicsi.

Az aránylag kis energiaszórás általában jellemző az alacsonyfeszültségű ívkisüléses ionforrásra, jól kiképzett kiszívó rendszer esetén nem nagyobb néhány elektronvoltnál. Az ionsugár összetétele nem nagyon kedvező, a mágnestér nélkül működő ionforrásoknál 15—20% atomiontartalom érhető csak el; mágnestér alkalmazásával ez megnő 50—60%-ra. A felhasznált teljesítmény 100—200 W körül van, de létezik 1 kW-ot fogyasztó ionforrás is. Ez utóbbinál a teljesítmény lényeges része a katód fűtésére szolgál. Gázfogyasztás tekintetében a mágneses ionforrások elég jónak mondhatók, kb. 10 cm^3/óra vagy ennél kisebb a fogyasztás, a mágnestér nélküli típusé azonban

eléri a 20—25 cm^3/órát is. Az ionáram nagysága, akárcsak az előző típusnál — itt is 1—2 mA körül van.

Az *egyszerű elektronütközéssel dolgozó* ionforrások fő jellegzetessége — ami az összes eddig tárgyalt típustól elkülöníti — hogy itt az ionizáció olyan helyen jön létre, ahol az elektromos tér nem elegendő egy önálló gázkisülés kialakítására. Ez általában úgy érhető el, hogy a felgyorsított



8. ábra. Izzókatódos ionforrás keresztirányú kiszívással

elektronnyalábot külső terektől lehetőség szerint leárnyékolt helyre lőjjük be. Így az ionképződés ekvipotenciális térrészben történik és az összes ionok kezdeti potenciális energiája azonos. Az ekvipotenciális teret mindössze az ionok kiszívásához szükséges igen kis segédtér torzítja el, aminek eredményeképpen az ionsugár energiaszórása általában nem több néhány tized elektronvoltnál. Az ionizációt létrehozó elektronnyaláb fokuszálásához itt is sok esetben alkalmazunk mágnesteret és gyakori az ellentér alkalmazása is, hogy az elektronok oszcilláló mozgást végezzenek.

Ennek az ionforrás típusnak igen nagy előnye, hogy az ütközési térben kell csak nagy gáznyomást létrehozni. Így alkalmazható olyan esetben is, amikor az ionizációhoz szükséges gáznyomást, csak hevítéssel, elgőzöléssel lehet megvalósítani. Az ionáramra, a gáz- és az energiafogyasztásra vonatkozó adatok lényegében megegyeznek az előbb tárgyalt ionforrásokéval.

Különleges ionforrások

Az ismertetett típusok a legáltalánosabban használtak. Bizonyos célokra készültek speciális ionforrások, amelyek közül néhányat az alábbiakban ismertetünk.

Termikus ionforrás. Üveganyagokat, vagy alkáli fémekkel bevont, nagy kilépési munkával rendelkező fémeket 1000 C° körüli hőmérsékletre hevítve, az elektronemisszióhoz hasonlóan, ionemisszió indul meg, amely elérheti a 0,1—1 mA/cm^2 értéket is. Az ilymódon előállított ionsugár energiaszórása az eV tört részét teszi csak ki. Minthogy ebből az ionforrásból csak alkáli fémek ionjait kapjuk, felhasználási területe sajnos eléggé korlátozott.

Impulzusionforrások. Újabban, főleg impulzusszerű neutronforrások céljára próbálkozások történtek olyan ionforrásokkal, amelyek impulzusszerűen lehetőség szerint nagy ionáramot szolgáltatnak. Az impulzus-üzemet legegyszerűbben folyamatosan dolgozó ionforrás ionsugarának periódikus megszakításával hozhatjuk létre. Történtek azonban kísérletek arra vonatkozóan is, hogy közönséges radiofrekvenciás, vagy Penning-rendszerű ionforrásokat impulzusüzemben igen nagy igénybevétel mellett járassanak. Érdemleges eredmények mindeddig nem születtek és valószínű, hogy ezen a területen a közeljövőben nagyarányú fejlődés indul meg.

Többszörösen ionizált atomok előállítása. Újabban egyre inkább előtérbe kerül a nehéz atommagokkal (C, O, N, stb.) létrehozott magreakciók vizsgálata. A nehézmagok gyorsításánál természetesen arra kell törekedni, hogy a gyorsítandó részecskéknek minél nagyobb legyen a töltése, azaz minél nagyobb mértékű legyen az ionizáció, hiszen adott potenciálkülönbség átfutásakor a nagyobb töltéssel bíró részecske nagyobb energiát nyer.

Többszörös ionok előállítására kétféle út kínálkozik. Az egyik lehetőség nagyfeszültségű ívkisülés alkalmazása. Elegendő nagy térerősség esetén remélhető ui., hogy a gázkisülésben az elektronok olyan nagy energiára tesznek szert, amely elegendő a nagy kötési energiával rendelkező belső elektronhéjak ionizálására is. Az ilyen ionforrásoknak egy különleges típusa a *szikrakisüléses ionforrás.* A vákuumban két elektróda között nagyfrekvenciás szikrát létrehozva, a szikrakisülésben nagy számban találhatók az elektródaanyag sokszorosan ionizált atomjai, amelyekből ionsugár állítható elő. Az ilymódon elérhető áramerősség azonban igen kicsi, 10^{-10} — 10^{-9} A nagyságrendjébe esik.

Többszörös ionok előállításának másik útja, hogy az ionforrás maga egyszeresen ionizált atomokat állít elő, ezeket 100 keV nagyságrendű energiával gyorsítjuk fel, s az így nyert ionnyalábot vékony fólián, vagy gázrétegen vezetjük át. Az áthaladás során az ionok maradék elektronjaikat, vagy azok nagy részét elveszítik.

Az ionforrások felhasználása

Az I. táblázatban összefoglaltuk a különböző ionforrások jellemző tulajdonságait. Ezek az adatok természetesen csak durva középértékek, az egyes speciális készülékeknél az itt megadott értékektől néha igen nagy eltérések tapasztalhatók. Ismerve az egyes felhasználási területeken az ionforrásokkal szemben fennálló követelményeket, választ tudunk adni arra, hogy hol, milyen ionforrás alkalmazása célszerű.

Gyorsító berendezéseknél, mint láttuk, nagy protonarány és aránylag kis energiaszórás szükséges, a lehetőség szerinti kis gáz és energiafogyasztás mellett. Figyelemreméltó szempont itt az ionforrás könnyű kezelhetősége, egyszerű felépítése és stabilitása. Elsősorban ez utóbbi három szempont az oka annak, hogy gyorsítóberendezéseknél nem szívesen alkalmaznak izzókatódos ionforrást. Az izzókatód kezelésével járó kényelmetlenségeket nem ellensúlyozza a kis energiaszórás, — ami ezen ionforrások legnagyobb előnyét jelenti a többi típussal szemben — mert gyorsító berendezésekben nincs szükség ilyen nagy energiahomogenitásra. Ha mégis felhasználásra kerülnek, akkor a viszonylag nagy protonarány és nem túl bonyolult felépítése miatt a mágnestérrel működő alacsonyfeszültségű ívkisüléses ionforrást szokás alkalmazni. Egyszerű és stabil üzemük következtében lényegesen szélesebb körben használják a hidegkatódos ionforrásokat. Ezek közül a nagyfeszültségű ívkisüléses ionforrások kezdenek elavulttá válni kis protontartalmuk, nagy energiaszórásuk, nagy gáz- és energiafogyasztásuk miatt. Rendkívül egyszerű felépítésük következtében azonban még mindig sok helyen kerülnek alkalmazásra.

Jelenleg gyorsítóberendezésekben leginkább a rádiófrekvenciás ionforrást használják. Ennek oka elsősorban a rendkívül nagy protonszázalékban keresendő, ezenkívül energiaszórása is kicsi és, mind gázfogyasztása, mind energiafelhasználása kedvező. Egyetlen hátránya, hogy külön nagyfrekvenciás oszcillátor szükséges működtetéséhez ami felépítését kissé bonyolulttá teszi.

Újabban egyre jobban elterjed a Penning-rendszerű ionforrás. Ennek felépítése ui. épp oly egyszerű, mint a nagyfeszültségű ívkisüléses típusé, de ezzel ellentétben kicsi az energiaszórása. A rendkívül kis teljesítmény-felvétel kárpótol a lecsökkent protontartalomért. Lehetséges, hogy a jövőben ez lesz gyorsítóberendezéseknél a legelterjedtebb típus.

A közönséges tömegspektrográfia területén legfontosabb követelmény a kis energiaszórás, itt tehát hidegkatódos ionforrás számba sem jöhet. Az izzókatódos típusok közül is legmegfelelőbb ebből a szempontból az elektronütközéses ionforrás.

Ennek az az előnye is megvan, hogy könnyen lehet tetszőleges ionfajta előállítására felhasználni. Minthogy az ionforráshoz tömegspektrográfoknál könnyen hozzá lehet férni, a bonyolultabb kezelés nem jelent nehézséget. Külön szempontként merül fel az a követelmény, hogy az ionforrást minél tökéletesebben meg lehessen tisztítani az egyes analízisek alkalmából visszamaradt anyagmintamaradványoktól. Erre — mint láttuk — azért van szükség, hogy a következő mérést az előző mérésből visszamaradó szennyezések ne hamisítsák meg. A tisztítás leghatásosabb módja az ionforrás kifűtése, ezért a tömegspektrográfiában felhasznált ionforrásoknál olyan konstrukciót kell választani, ami ezt lehetővé teszi.

A közönséges tömegspektrográfiához hasonló követelményeket támaszt a mágneses *tömegszeparálás* technikája. Az ilyen típusú szeparálók lényegében ugyanolyan elven működnek, mint a tömegspektrográfok és ezektől tulajdonképpen csak méretekben különböznek. Ennek megfelelően az ionforrásokkal szemben a követelmények is ugyanazok, annyival kibővítve, hogy itt lényeges a lehetőség szerinti nagy ionáram.

Végül a harmadik felhasználási terület, a *preciziós tömegspektroszkópia* esetében lényegesen enyhébbek a követelmények. Itt nem szükséges nagy energiahomogenitású ionforrás alkalmazása, hiszen a spektrográfba épített sebességfokuszálórendszer a sebességszórás miatt bekövetkező defokuszálást automatikusan kikompenzálja. Az izzókatódos ionforrások mellett ezért egyszerű és stabil üzeme miatt gyakran szokták alkalmazni a nagyfeszültségű ívkisüléses ionforrást is.

Hazai eredmények

Az ionforrásokkal kapcsolatban végzett kutatásokról több összefoglaló cikk jelent meg. Ezek közül legkimerítőbb a Handbuch der Physik cikke [9]. Itt most rövid áttekintést adunk azokról a kísérletekről, amelyeket hazánkban ionforrásokkal kapcsolatban végeztek. Ezeket a munkákat természetesen a szélesebb alapokon meginduló magfizikai kutatások tették szükségszerűvé, és egyrészt a tömegspektrográfok, másrészt a gyorsítóberendezések építéséhez kapcsolódnak.

Az első eredményes munka egy elektronütközéses ionforrás megépítése volt az ELTE Fizikai Intézetében (1951), rádiófrekvenciás tömegspektrográfban való felhasználás céljára [10]. Az ionizációs tér két oldalán egy-egy izzókatód helyezkedett el, középen volt az anód. Az ilymódon kialakított potenciálvölgyben oszcilláltak az elektronok, szétszóródásukat hosszirányú mágnestér gátolta meg. Az ionforrás a tömegspektrográf működéséhez szükséges homogenitással kb. 10^{-7}A ionáramot szolgáltatott.

Ugyancsak tömegspektrográfhoz készült a KFKI Atomfizikai Osztályán kidolgozott elektronütközéses ionforrás (1954) [11]. Ennél az ionizáció az elektromos tértől úgyszólván teljesen leárnyékolt dobozban történik, és az ionok kijuttatására egy segédelektródára adott 8—10 V feszültség szolgál. Az ionforrás mágneses eltérítővel dolgozó tömegspektrográfban került felhasználásra, kb.

10^{-8}A ionsugarat szolgáltatott 1 eV körüli energiaszórással.

Az első, gyorsítóberendezésben való felhasználásra alkalmas nagyteljesítményű ionforrás a Soproni Műszaki Egyetem Elektrotechnikai Tanszékén készült 1951-ben és itt is lett felhasználva abban a gyorsítóberendezésben, amellyel 1952-ben első ízben sikerült Magyarországon mesterségesen gyorsított részecskék útján magreakciót létrehozni. Ez az ionforrás rádiófrekvenciás típusú volt és első formájában 30—40 μA hidrogén ionáramot adott. [12] Továbbfejlesztése a KFKI Atomfizikai Osztályán történt. Jelen formájában felépítése lényegében a 3. ábrán látható Thoneman-féle ionforrással egyezik meg és kb 1 mA intenzitású 50—60 eV energiaszórással bíró, 75% proton tartalmú ionsugarat ad [13].

Ugyancsak a KFKI Atomfizikai Osztályán próbáltak ki egy nagyfeszültségű ívkisüléses ionforrást, de a nagy gázfogyasztás és rossz ionösszetétel miatt a további kísérletek abbamaradtak [13].

A debreceni Atommag Kutató Intézetben az ott épülő gyorsítóberendezésben való felhasználás céljára izzókatódos mágneses ionforrást dolgoztak ki (1956). Az ionforrás minimális energia- és gázfogyasztás mellett több száz mikroamper intenzitású ionsugarat ad [14].

Végül egy termikus lithium ionforrást említünk meg, amely szintén a KFKI Atomfizikai Osztályán készült. A lithium ionok felizzított lithium-alumínium-szilikát anódból lépnek ki, az anód felületén a Li^+ ionáram sűrűség nagyságrendileg 0,1 mA/cm². Megfelelően tiszta alapanyagok felhasználásával elérhető, hogy az ionsugár csaknem teljes egészében lithium-ionokból áll [15].

A felsorolt munkákon túlmenően természetesen tovább is kutatások folynak részben a meglevő ionforrások tökéletesítése, részben újabb típusok kidolgozása céljából. A nehéz ionokkal létrehozott magreakciók tanulmányozása, vagy a neutronspektroszkópia területén meginduló kísérletek szükségessé teszik mind a többszörös ionokat előállító, mind az impulzusüzemű ionforrások kidolgozását, ami annál is inkább időszerű, mert ezen a téren nemzetközi viszonylatban is kezdeti fokon áll még a kutatás.

	Típus		Ionáram mA	Proton arány %	Energia szórás eV	Feszültség kV	Íváram mA	Nyomás Hgmm	Teljesítmény felvétele W	Gázfogyasztás cm³/óra	mA/kW
Ionforrások önálló gázkisüléssel	Nagyfeszültségű ívkisüléses ionforrás		0,5—1	40—50	30,000—40,000	30—40	20—30	$\sim 10^{-1}$	600—800	100—200	1
	Rádiófrekvenciás ionforrás		1—2	80—90	20—30	3—5	4—5	$\sim 2{,}10^{-2}$	200	15—20	10
	Penning-rendszerű ionforrás		0,5—1	50—60	—	0,7—1,3	25—30	$\sim 10^{-2}$	50—100	40—50	20
Ionforrások izzókatóddal	Alacsony feszültségű ívkisüléses ionforrás	Mágnes nélkül	0,1—1	15—20	1—2	0,07	1000—2000	$\sim 3{,}10^{-2}$	100—150	15—20	2
		Mágnessel	1—2	50—60	1—2	0,1—02	~ 500	$\sim 5{,}10^{-3}$	500	5—6	4
	Elektronütközéses ionforrás		1	—	$< 0{,}1$	$\sim 0{,}3$	~ 10	10^{-3}	50—100	15—20	10

Erő János
Központi Fizikai Kutató Intézet
Atomfizikai Osztály

IRODALOM

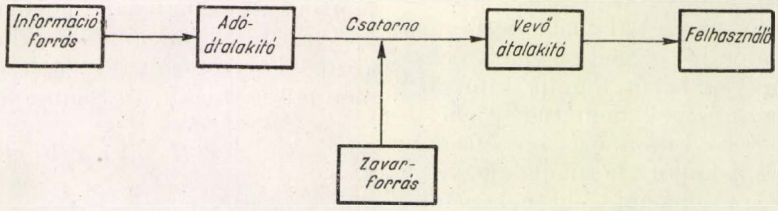
1. *S. Eklund :* Ark. Mat., Astronom., Fys. Ser. A. *39*, 1 (1943).
2. *K. Deutscher—D. Kamke :* Z. Physik. *135.*, 380 (1953).
3. *P. C. Thoneman :* Nature, *158*, 61 (1946).
4. *P. C. Thoneman :* Conf. on Ion Sources, Amsterdam, The Netherlands, Utrecht, 1949.
5. *Erő J. :* Acta Phys. *5.* 391 (1956).
6. *F. M. Penning—J. H. Amoubis :* Physica, *4*, 1190 (1937).
R. Keller : Helv. Phys. Acta *22*, 78 (1949).
7. *C. F. Barnett—P. M. Stier—G. E. Evans :* Rev. Sci. Instr. *24*, 384 (1953).
8. *M. A. Tuve—O. Dahl—L. R. Hafstad :* Phys. Rev. *48*, 241 (1935).
C. Bayley—D. L. Drukey—F. Pllenheimer : Rev. Sci. Instr. *20*, 189 (1949).
9. H. B. der Physik. 33. köt. (Springer, Berlin, 1956).
10. *Cornides I. :* Fizikus Vándorgyűlés Pécs, 1951.
11. *Szentpétery I. :* KFKI Közl. *2.* 546 (1954).
12. *Erő J. :* Fizikus Vándorgyűlés, Pécs, 1951.
13. *Pásztor E.—Roósz J.—Siegler Jné—Várkonyi L.:* KFKI Közl. *2*, 395 (1954).
14. *Nagy J. :* Magfizikai kis. eszk. kollokvium, Debrecen, 1956.
15. *I. Cornides—J. Roósz—A. Siegler :* Nucl. Instr. *1*, 94 (1957)

Információelmélet és fizika

Az információelmélet a matematikának, ezen belül pedig a valószínűségszámításnak nemrégiben kifejlődött új ága. Noha eredetileg a hiradástechnika szükségleteiből fejlődött ki és ez utóbbinak megfelelő alapfogalmakkal is dolgozik — egyre nagyobb jelentőségre tesz szert más tudományágakban, így a fizikában is. Az elmélet zárt formát először Shannon 1949-ben megjelent négy alapvető jelentőségű dolgozatában [1] kapott. Eddig két nagy nemzetközi kongresszus és évenként több konferencia foglalkozik az információelmélet és különböző területeken való alkalmazásának kérdéseivel. A meglehetősen bonyolult matematikai apparátus részletes tárgyalására sincs mód ; mégis, hogy a fizikával való kapcsolatát könnyebben megértsük, röviden összefoglaljuk a legfontosabb mondanivalóit.

I.

Leghelyesebb, ha a távközlési rendszerek hannon-féle általános funkcionális vázlatából ndulunk ki, amelyet az 1. sz. ábra szemléltet.



1. ábra

Mint látható, a rendszer az információ-forrásból, az adókészülékből, a kettőt összekötő átviteli közegből, (az ún. csatornából), a vevőkészülékből és a felhasználóból áll. Az adó feladata lényegében véve az információnak olyan alakra való transzformációja, amely a csatornán továbbítható. Ez az ún. kódolási művelet. Az inverz transzformációt a vevőkészülék végzi el, ez a dekódolási művelet. A csatornára — és ennek következtében a vevőre is — az adóból érkező és az információt tartalmazó jeleken kívül a szó általános értelmében vett *zavarok* (pl. légköri zavarok, szándékos zavarás stb.) is hatnak, amelyek az információt tartalmazó üzenetet eltorzítják. A cél az üzenet teljesértékű vagy legalábbis olyan mértékű átvitele, hogy a vételi oldalon az információ adott hibahatáron belül rekonstruálható legyen. Nyomatékosan ki kell emelni, hogy az információelméletben az információ *jelentésétől*, illetve attól az *értéktől*, amelyet az információ tartalma a felhasználó részére jelenthet, eltekintenek ; kizárólag az információ mennyiségéről van szó.

A viszonyokat legjobban egy példán tudjuk áttekinteni. A közönséges vezetékes távírónál az információforrás a kézirat, a felhasználó pedig a címzett. A kéziratot az adókészülék (ide számítva az adót kezelő embert is) a csatornán történő átvitelre alkalmas jelsorozattá (pl. az ismert Morsejelekre) transzformálja, míg a vevőkészülék ennek az inverz műveletét végzi el. Az összekötő-csatorna az a vezeték, amelyen a táviratot továbbítják, ill. rádiótávirat esetén az a frekvenciasáv, amelyre a rádióadó, illetve vevő hangolva van. Az összekötő-csatornára nemcsak a jelek, hanem zavarok is hatnak : a vezetékes távírónál az ún. vezetékzúgás, (a vezeték ohmikus ellenállásán fellépő termikus zajfeszültség, kapacitiv zavarok stb.), rádióösszeköttetésnél pedig pl. a légköri kisülésekből származó zavarok. A zavarok az üzenetet eltorzítják, sőt végső soron érthetetlenné is tehetik. Felmerül a kérdés, hogy milyen maximális információmennyiséget, (üzenetet) le het egy adott vezetéken vagy rádiócsatornán időegységenként átvinni. Másképpen megfogalmazva : *mennyi az átviteli csatorna kapacitása?*

A kérdés megválaszolásához szükséges, hogy az információmennyiség fogalmát szabatosan meghatározzuk. Az információmennyiség fogalmához, illetve mértékéhez a következő meggondolásokkal lehet legegyszerűbben eljutni.

Minden közlés valamiféle *jelek* segítségével történik. A beszélt nyelvben ezek a jelek hangok ; az írott nyelvnél az ABC betűi, a távírónál a szokásos kódjelek, a televíziónál a képpontok fényessége stb. Bármely információ úgy jut kifejezésre, hogy viszonylag kisszámú jelek — pl. az ABC betűi — valamilyen kombinációban, valamilyen *elrendezésben* fordulnak elő. Az elrendezés legtöbbször időbeli egymásután következés, ún. idősorozat (pl. az egymásután következő beszédhangok vagy távírójelek), de lehet térbeli, egymás melletti elrendezés (pl. írott szöveg, kép) is.

Tapasztalati tény, hogy az egyes nyelvekben felhasznált jelek vagy szimbólumok (fonémák, írásjelek), meghatározott és az illető nyelvre jellemző statisztika szerint fordulnak elő. Így pl. a magyar nyelvben a leggyakrabban előforduló hang az „e", a legritkábban pedig a „zs". A szimbólumok nem akármilyen kombinációban fordulhatnak elő. A magyar nyelvben pl. egy szón belül nem következhet kétszer egymásután az „a" hang. Másrészt az egyes hangok előfordulása sem független egymástól. Egy szón belül a már egyszer előfordult hang bizonyos mértékben meghatározza azt is, hogy közvetlenül utána milyen hang fog követ-

kezni (pl. valamely magánhangzóra milyen mássalhangzó stb.): a kettes, hármas stb. hangkombinációk előfordulási valószínűsége szintén jellegzetes az illető nyelvre. Röviden szólva tehát minden nyelvnek meghatározott, sajátos statisztikai szerkezete van, amelyben bizonyos „tiltott" kombinációk is előfordulhatnak.

Az információelmélet alapvető feltevése az, hogy a közlésnél használt jelkészlet olyan statisztikai változók halmaza, amelyben a változók, illetve ezek kombinációi meghatározott, állandó valószínűséggel fordulnak elő és meghatározott megkötéseknek vannak alávetve. A vételi oldalon ugyanis elvileg nem lehet előre tudni, hogy milyen jelkombináció érkezik; ha ezt előre tudnók, a beérkező jelek nem mondanának semmi újat, *nem tartalmaznának információt.* Maga az információ azáltal jött létre, hogy az információforrás a jelkészletből különböző elemekből álló és általában különböző hosszúságú *sorozatot választ ki.*

Az információt per definitionem a kiválasztott konfiguráció, a jelek *elrendezése* reprezentálja. *Az információ tehát végső soron rendezettséget jelent.* A helyzet (legalábbis elvileg) ugyanaz, mint a valószínűségszámítás ismert urna-sémájánál: egy urnában N golyó van, amelyek közül n_1-en az a betű, n_2-n a b betű stb. van. Valamely betű előfordulása bizonyos valószínűséggel meghatározza azt is, hogy utána milyen betűt fogunk kihúzni, vagyis az egyes valószínűségek nem függetlenek. Az urnából visszatevéssel különböző hosszúságú sorozatokat húzunk és a kapott betűket lejegyezzük. (Az így kapott kombinációk lehetnek értelmetlenek is, ezt a körülményt azonban az információelmélet elhanyagolja: *az átvitel szempontjából csak az információmennyiség a fontos;* ebből a szempontból értelmetlen kombináció átvitele egy adott csatornát ugyanúgy igénybe vesz, mintha értelme volna.)

Hartley 1928-ból származó eredményeit [2] felhasználva Shannon (1. c.) az információmennyiséget a következőképpen definiálja:

$$H = -K \Sigma p_i \log_2 p_i, \tag{1}$$

ahol

p_i : az i-ik jel előfordulási valószínűsége
n : a sorozatban levő jelek száma (az üzenet hossza)
K : arányossági tényező, amelyet önkényesen lehet választani.

A definíció szerint tehát az információmennyiség a $\log_2 p_i$ mennyiségek súlyozott átlaga; a súlyfüggvény az egyes szimbólumok eloszlási függvénye, amely természetesen eleget tesz a

$$\Sigma p_i = 1 \tag{2}$$

követelménynek. Az (1) kifejezés az arányossági tényező dimenziójától eltekintve — amely az információelméletben tiszta szám — diszkrét változókra megegyezik a statisztikus mechanikába Boltzmann által bevezetett entrópia-kifejezéssel. Erre utalásként nevezte Shannon az [1] kifejezést entrópiának és választotta a jelölésre a H betűt.

Ha a jelek előfordulási valószínűsége egyforma, az [1] kifejezés a következő alakra egyszerűsödik:

$$H = -Knp \log_2 p. \tag{3}$$

Ez a kifejezés arra utal, hogy az információmennyiség egységeként célszerű azt az információmennyiséget választani, amelyet az egyszerű alternatíva, vagyis olyan üzenet ad, amelynek hossza egyetlen, 1/2 előfordulási valószínűségi szimbólum. A K állandó értékét ebben az esetben

$$K = \frac{2}{\log_2 2} = 2$$

-re kell választani. Az információ egységét az angol „binary digit" szavakból összevont *bit* szóval szokás jelölni.

Hincsin [3] 1953-ban bebizonyította, hogy az (1) kifejezés az egyetlen, amely az információmennyiséggel szemben támasztandó bizonyos matematikai követelményeknek, elsősorban az additivitásnak megfelel; ezzel az információmennyiség fogalmát valószínűségszámítási szempontból is szabatosan meghatározta.

Az [1] definíció *diszkrét* elosztásokra vonatkozik. Folytonos változók esetén az információmennyiség fogalmát Shannon formálisan a

$$H = \int p(x) \ln p(x)\, dx \tag{4}$$

kifejezéssel definiálta. A tartalmilag is szabatos meghatározást egymástól függetlenül Kolmogorov [4] és Rényi [5] 1956-ban adták meg. Rényi nevezetesen bebizonyította, hogy mind a statisztikus-mechanikai, mind pedig az információelméleti entrópia az *általános valószínűségszámítási entrópiának* speciális esetei. Bevezette az *entrópia dimenziójának* fogalmát (a diszkrét eloszlások entrópiája „0" dimenziónak felel meg) és kiterjesztette az entrópia fogalmat az r dimenziós térben definiált, valószínűségi változós eloszlási függvényekre is. Ezzel megadta a síkbeli, (pl. televíziós) információátvitel tárgyalásának szabatos matematikai alapjait.

Az [1] definíció *ideális*, tehát *zajmentes* csatornára vonatkozik. A valóságban azonban az átviteli csatornára mindig hatnak zavarok is, amelyek az átvihető információmennyiséget csökkentik. Az ez irányú vizsgálatok legfontosabb eredménye a Tuller—Shannon-féle összefüggés, amely szerint a zavarral fertőzött csatornán átvihető információmennyiség

$$H = 2\, WT \ln \left(1 + \frac{P_{jel}}{P_{zaj}}\right), \tag{5}$$

ahol

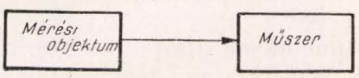
W a jel sávszélessége,
T az átvitelhez szükséges idő
P_{jel} a jel-teljesítmény,
P_{zaj} a zajteljesítmény.

II.

Az információmennyiség és a statisztikus mechanikai entrópia kifejezés formális egyezése felvetette a kérdést, hogy vajon puszta véletlenről van-e szó, vagy az információmennyiség és az entrópia között van-e tartalmi összefüggés is.

A felvetett kérdésre a választ egy sor dolgozatában [6], ill. nemrégiben megjelent könyvében [7] Brillouin adta meg. Mielőtt azonban eredményeit ismertetnénk, célszerű a problémát heurisztikusan is végiggondolni.

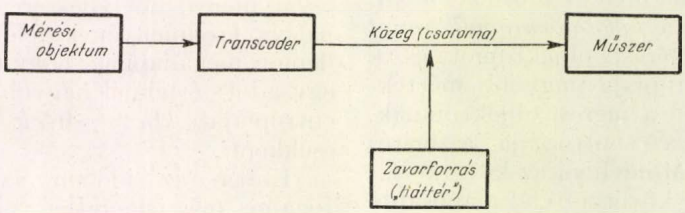
Mindenekelőtt világos, hogy *bármely fizikai mérés annyit jelent, hogy a mérés tárgyáról* (például egy fizikai objektumról vagy folyamatról) *információt szerzünk.* Az ideális mérési folyamat modellje a 2. ábra mutatja :



2. ábra

A modell két részből áll : az egyik a mérés tárgya, a másik a műszer, amelynek kitérése feltevés szerint a mérendő mennyiség lineáris függvénye. (A linearitás feltevése csak kényelmi szempontokból célszerű, de nem csökkenti az általánosságot, minthogy alkalmas transzformációval, például a műszer skálájának átkalibrálásával bármikor elérhető.) Maga a mérés azáltal történik meg, hogy a mérés tárgya a műszerre valamilyen *fizikai hatást* gyakorol és ezzel legegyszerűbb esetben az elemi alternatívának megfelelő, igen-nem jellegű információt ad.

A valóságban azonban a helyzet sohasem ilyen egyszerű. *Először* is a valóságban a mérés legtöbbször nem közvetlenül történik meg, hanem a mérés tárgyától érkező hatást — a „jelet" — valamilyen általános értelemben vett transzformációnak kell alávetni. A higanyos hőmérővel történő hőmérséklet mérésnél például a higany az üvegfal közvetítésével és nem közvetlenül érintkezik a környezettel ; az árammérésnél általában nem közvetlenül az időegység alatt adott keresztmetszeten átfolyó töltésmennyiséget mérjük, hanem az áram mágneses hatását előbb mechanikai elmozdulássá alakítjuk át, a mutató kilengésének az érzékelése pedig optikai eszközökkel történik. Ez azt jelenti, hogy a mérés tárgya és a végső indikáció között egy vagy több átalakítóberendezés szerepel. *Másodszor* az indikátorra a valóságban sohasem egyedül a mérendő mennyiség gyakorol hatást, hanem azok az — ismét egészen általánosan értett — *zavarok* is, (Brown-féle mozgás, sörétzaj stb.) amelyek részben magából a mérési objektumból, illetve indikátorból, részben pedig a környezetből származnak. A valóságos fizikai mérés modellje tehát a következő (3. ábra).



3. ábra

Ha ezt a modellt összehasonlítjuk a távközlési rendszer Shannon-féle modelljével, amelyet az 1. ábrán ábrázoltunk, mindössze azt a lényegtelen különbséget látjuk, hogy az adó, illetve vevőoldali átalakító egyetlen kockába, a *transcoderbe* olvadt össze. A két modell egyébként azonos : az információforrásnak a mérési objektum, a felhasználónak az indikátor, a csatornának pedig az a közeg felel meg, amelyben a mérés történik. Végül a jel annak a *hatásnak* felel meg, amelyet a mérési objektum a transcoder segítségével a mérési közegen mint csatornán át az indikátorra gyakorol.

Az elmondottakból következik, hogy ha az információelmélet eredményeit a fizikai mérésekre akarjuk alkalmazni (és a kettő között kapcsolatot teremteni), *az információmennyiség definíciójában szereplő numerikus állandónak fizikai dimenziót kell adni.* Ezt a lépést tette meg Brillouin 1953-ban azáltal, hogy a *K állandónak entrópiadimenziót* $\left(\frac{erg}{C^\circ}\right)$ *adott* és numerikusan egyenlővé tette a Boltzmann-féle állandóval :

$$K = k = 1{,}38 \cdot 10^{-16}\ \text{erg/fok}$$

vagyis a *mérések által adott fizikai információt entrópiaegységekben méri.*

Ennek a lépésnek messzemenő következményei vannak. A legfontosabb az, hogy a mérések révén szerzett információ ténylegesen negatív entrópiát jelent, vagyis *a mérés a megmért rendszer entrópiáját csökkenti.* Ezt Brillouin nyomán legjobban a Maxwell-démon problémája kapcsán láthatjuk be.

III.

A Maxwell-démon, mint ismeretes, egy át nem eresztő fallal kettéosztott tartályban tartózkodik és azzal foglalkozik, hogy a tartályban levő gáz molekuláit sebesség szerint különválasztja, hogy ezzel a gáz entrópiáját csökkentse.

A tartály két felét egymástól elválasztó falon egy lyuk, s azon egy csapóajtó van. A démon működése előtt a tartály mindkét felében egy-

forma hőmérséklet uralkodik. A démon megfigyeli a lyuk felé közeledő molekulák sebességét és a csapóajtót aszerint működteti, hogy a közeledő molekula sebessége egy adott értéknél kisebb-e vagy nagyobb. A kis sebességű molekulákat csak az egyik, a nagy sebességű molekulákat pedig csak a másik irányban engedi át. Így végülis a tartály egyik felében magas, a másikban pedig alacsony hőmérséklet keletkezik, ami ellenkezik a II. főtétellel.

A probléma megoldása abban van, hogy a *démon nem láthatja az egyes molekulákat.* A démon működése kezdetén ugyanis a gázban a termikus ingadozásoktól eltekintve egyenletes hőmérséklet uralkodik és minthogy a démon a gázban, azzal termikus egyensúlyban van, csak a fekete testnek megfelelő sugárzást, illetve annak fluktuációit érzékelheti. Ez viszont lehetetlenné teszi, hogy *egyes* molekulákat észrevegyen, vagy éppen rajtuk sebességmérést végezzen.

Hogy egyes molekulákat is észre tudjon venni, *külső* fényforrásra van szüksége, például izzólámpára és elemre. A démon akkor tudja észrevenni az egyes molekulákról a szemébe vagy egy fotocellára érkező fénykvantumot, ha az izzószál T_1 hőmérséklete nagyobb, mint a gáz T_0 hőmérséklete. Az így szerzett információ alapján a démon szortírozni tudja ugyan a molekulát és ezzel a gáz entrópiáját valóban csökkenti, ennek azonban ára van : az elem, azáltal, hogy a lámpa izzószálát T_1 hőmérsékletre fűti, munkát végez, entrópiája nő. Az egész rendszer nemcsak a gázból és a démonból, hanem ezenfelül még az elemből és az izzólámpából áll. Bebizonyítható, hogy az elem entrópianövekedése mindig nagyobb, mint az az entrópiacsökkenés, amit a szerzett információ jelent. Végeredményben tehát, noha *a gáznak, mint részrendszernek az entrópiája csökken, az egész rendszernek* (elem-izzólámpa-gáz démon) *az entrópiája mégis nő.*

Brillouin kimutatja, hogy az elmondottak általánosan is igazak : minden olyan mérésért, amely a természetről valamilyen információt ad, azzal kell fizetni, hogy a *laboratóriumnak, mint egésznek* (beleértve a mérési objektumot és a mérőműszert is), az entrópiája nagyobb mértékben nő, mint amennyivel a mérési objektumnak, mint rész-rendszernek az entrópiája a mérés következtében csökken. Mindebből az következik, hogy a Carnot elvet a következő általánosabb, illetve részletesebb alakban lehet felírni :

$$\Delta (S - I) \geqq 0 , \tag{6}$$

ahol I a szezett információnak megfelelő entrópia. A mérés hatásfoka, vagyis a mérésből származó információ növekedése és az ezzel szükségképpen együttjáró entrópianövekedés viszonya mindig kisebb, mint 1 :

$$\varepsilon = \frac{\Delta I}{\Delta S} < 1 . \tag{7}$$

IV.

A Maxwell-démonnak, hogy a csapóajtót működtetni tudja, a molekulákat nemcsak látni kell, hanem a sebességet megfelelő pontossággal mérni is kell tudni. Ez felveti a mérési pontosság kérdését, amelynél az információelmélet és a fizika között ugyancsak fontos kapcsolatok vannak.

A mérési pontosság kérdésével a fizika különböző korszakaiban különböző szempontokból foglalkoztak. 150 évvel ezelőtt a kísérleti fizikus legnagyobb problémája a kísérleti eszközök tökéletlensége miatt az volt, hogy a szükségszerű mérési hibákat numerikus kiegyenlítéssel kiküszöbölje. Az, hogy van-e a mérési pontosságnak olyan abszolút határa, amelyet még ideális körülmények között sem lehet túllépni, ebben az időben föl sem merülhetett.

A kvantumelmélet álláspontja szerint a mérési pontosságok végső soron a legkisebb mennyiségek mérését jelenti. Ennek pedig a kvantumjelenségek szabnak abszolút határt. Ezt a tényt a Heisenberg-féle reláció fejezi ki, amely szerint a

$$\Delta p \, \Delta q \leqq h , \tag{8}$$

illetve a

$$\Delta E \, \Delta t \leqq h \tag{9}$$

összefüggések állnak fenn.

A Heisenberg-reláció lényegében véve *gondolatkísérletre* vonatkozik és nem *valóságos mérésre.* Kizárólag a *mérési objektum és a mérőeszközök kölcsönhatásával* foglalkozik, lényegében azt fejezi ki, hogy egy mérés csak addig tekinthető „pontosnak", ameddig az az effektus, amely a mérésnél szerepet játszik, (például a mikroszkóppal történő mérésnél a mikroszkópba jutó fénykvantum,) magát a mérési objektumot nem befolyásolja.

A kérdésnek van azonban egy másik oldala is, amelyet éppen a Maxwell-démon problémájával kapcsolatosan először Szilárd Leó vetett föl. Szilárd 1925-ben kimutatta [8], hogy minden olyan mérés, amelynek eredménye egy elemi alternatíva eredményének felel meg, (pl. amikor a démon megállapítja, hogy egy molekula sebessége egy adott értéknél nagyobb-e vagy kisebb, a gáz entrópiáját $k \ln 2 = 0{,}7\, k = 10^{-6}$ erg/C° értékkel csökkenti.

Ebben az időben az információmennyiség fogalma még ismeretlen volt és Szilárd eredménye többé-kevésbé kuriózumnak számított. Azáltal, hogy Brillouin az információmennyiségben szereplő numerikus állandónak az entrópia dimenzióját adta, világossá váltak Szilárd eredményének mélyebb vonatkozásai is. Az entrópia végső soron a rendezetlenség, tehát a *bizonytalanság* mértéke. A démon viszont, azáltal, hogy a molekulákban méréseket hajtott végre, fizikai *információt* szerzett ; a gázmolekulákat *rendezte* és ezzel az entrópiát *csökkentette.* Ennek ára azonban az, hogy a laboratórium egészének az entrópiája növekedett.

Önként felmerül a kérdés, vannak-e és ha igen, milyen korlátok érvényesülnek a termodinamika oldaláról az elérhető mérési pontosság tekintetében. Másként megfogalmazva: mi a mérési pontosságnak az entrópiában kifejezett ára?

Brillouin hivatkozott munkáiban egy sor példán részletesen megvizsgálja a kérdést. Eredményét abban lehet összefoglalni, hogy az a legkisebb információtöbblet, amelyet egy egyszerű alternatívának megfelelő kísérletből kaphatunk (ahol tehát a kísérleti eredmény *helyességének* a valószínűsége 1/2)

$$\Delta I = KA. \tag{10}$$

Itt A az úgynevezett pontossági tényező:

$$A = \frac{x}{\Delta x}, \tag{11}$$

ahol x a mért mennyiség.
Ha a mérésnél a kvantumjelenségek elhanyagolhatók, $A = \ln 2$, tehát

$$\Delta S = K \ln 2, \tag{12}$$

ami megegyezik Szilárd 1925-ben elért eredményeivel. A kvantumjelenségek tartományában

$$A = \frac{h\nu}{KT} \gg 1, \quad (T = \text{abszolút hőmérséklet}) \tag{13}$$

tehát

$$\Delta I_{quant.} = KA \gg \Delta I_{klasz.} = K \ln 2. \tag{14}$$

A mérési pontosság növelésének az ára — — (entrópia növekedésben kifejezve) — a kvantumjelenségek tartományában tehát lényegesen több, mint a klasszikus esetben. A modern gyorsítóberendezések rohamosan növekvő energiaszükséglete lényegében véve ennek felel meg.

A fentiekben az információelmélet és fizika sokféle kapcsolata közül csak egyet ismertettünk. Másfajta kapcsolathoz jutunk, ha az információmennyiség kifejezésében szereplő állandónak nem entrópia, hanem energia-dimenziót adunk, vagy ha a méréseknél fontos szerepet jelző „háttér" kérdését vizsgáljuk. Ezek tárgyalása azonban már túllépi egy rövid ismertetés kereteit.

Tarján Rezső

IRODALOM

1. *C. E. Shannon :* „A mathematical theory of communication", Bell System Technical Journal, *27* (1948), pp. 399—429., 623—656.
2. *R. V. L. Hartley :* The transmission of Information. The Bell System Technical Journal, 1928.
3. *A. J. Hincsin :* Az entrópia-fogalom a valószínűségszámításban (oroszul) Uszpehi matematicseszkih Nauk *8* (1953), pp. 3—51.
4. *A. N. Kolmogorov, A. M. Jaglom és I. M. Gelfand :* Az információmennyiség és folytonos eloszlások entrópiája. III. Össz-szövetségi Matematikai Kongresszuson tartott előadás.
5. *Rényi A.—Balatoni J. :* Az entrópia fogalmáról. M. T. A. Matematikai Kutató Intézetének közleménye. *1.* (1956) 1—2. sz. pp. 9—40.
6. *D. Brillouin :* Journal of Appl. Physics *22* (1951) 334—337; 338—344; *24* (1953) 1152—1163; *25* (1954) 887—893.
7. *D. Brillouin :* Science and Information Theory. New York, 1956.
8. *L. Szilard :* Zf. für Physik *53* (1929), pp. 840—856.

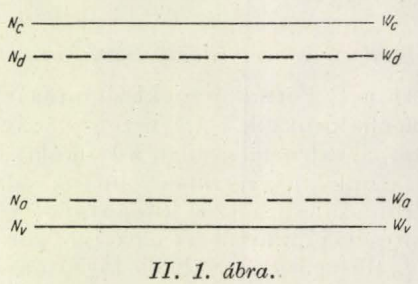
Félvezető anyagok tulajdonságai II.

II. Töltéshordozók eloszlása félvezetőkben

1. A Fermi nívó helyzetét meghatározó feltételek

Előző cikkünkben megismerkedtünk a félvezetők sávelméletével egy modell alapján, most a sávokban lejátszódó különböző jelenségeket fogjuk közelebbről tanulmányozni. Az első lényeges dolog az elektroneloszlás megismerése, azaz a Fermi nívó helyzetének tanulmányozása. Tudjuk már azt, hogy a félvezető anyagok elektromos tulajdonságait a szennyezések jelentősen befolyásolják. Az általános feltételek megismerése után először tiszta anyagban határozzuk meg a Fermi nívó helyzetét, azután szennyezések esetén.

A II. 1. ábrán kétféle szennyezést tartalmazó félvezető anyag sávszerkezete látható (vö. I. rész 16. ábra). Az ábrán a vezetési sáv alsó szélét W_c, a donor szennyezési nívót W_d, az akceptor nívót W_a, a betöltött (valencia) sáv felső szélét W_v jelöli. Vezessük be a további jelöléseket: Legyen a fenti különböző energia állapotokban az összes állapotok száma térfogategységenként rendre N_c, N_d, N_a, N_v; az elektron sűrűségek (kristály egységnyi térfogatában levő elektronok száma) rendre n_c, n_d, n_a, n_v; valamint az elektron hiányok p_c, p_d, p_a, p_v. Ezen jelölésekkel az elektronsűrűségek, elektronhiányok és állapotsűrűségek között a következő nyilvánvaló összefüggés áll fenn



II. 1. ábra.

$$n_c + p_c = N_c, \quad \text{(II. 1)}$$
$$n_d + p_d = N_d, \quad \text{(II. 2)}$$
$$n_a + p_a = N_a, \quad \text{(II. 3)}$$
$$n_v + p_v = N_v. \quad \text{(II. 4)}$$

Mivel a kristály semleges, a benne levő összes negatív és pozitív töltések számának meg kell egyezni. Fenti jelöléseinkkel ez a töltéssűrűségek egyenlőségét jelenti. Nézzük meg a felírt egyenletrendszert abból a szempontból, hogy a benne szereplő mennyiségek milyen töltéseknek felelnek meg. A (II. 1) kifejezésben n_c az elektron-sűrűség a vezetési sávban, tehát ennyi negatív töltést jelent térfogategységenkint; p_c mint elektronhiány a vezetési sávban töltést nem jelent. A (II. 2) kifejezésben n_d a betöltött donorok sűrűsége nem jelent töltést, mert a betöltött donor semleges; p_d az ionizált donorok sűrűsége mint elektronhiány pozitív töltést jelent. A (II. 3) kifejezésben n_a a betöltött akceptorok sűrűsége a többletelektron miatt negatív töltést jelent; p_a az ionizált akceptorok sűrűsége töltést nem jelent, mert az ionizált akceptor semleges. A (II. 4) kifejezésben n_v az elektron-sűrűség a betöltött sávban nem jelent töltést, mert a valenciasáv minden elektronjának töltését az ionok pozitív töltése semlegesíti; p_v a lyukak sűrűsége a valencia sávban pozitív töltéseket jelent. Ezek szerint a semlegesség feltétele a negatív és pozitív töltéssűrűségek egyenlősége

$$n_c + n_a = p_d + p_v. \quad \text{(II. 5)}$$

Ebben a feltételben nem szerepelnek a donor és akceptor sűrűségek, amelyek éppen jellemzőek a kérdéses félvezető anyagra. Ezért a (II. 5) semlegességi feltételt átalakítjuk oly módon, hogy n_a és p_d értékeit (II. 3) és (II. 2) egyenletekből a szennyezéskoncentrációk segítségével fejezzük ki. Átrendezés után a semlegesség feltétele

$$n_c - p_v + n_d - p_a = N_d - N_a. \quad \text{(II. 6)}$$

Ez a semlegességi feltétel megegyezik a Fermi nívót meghatározó feltétellel. A ζ Fermi nívó ugyanis az az energia érték, amely felett annyi elektron van, mint amennyi alatta hiányzik. Éppen ezt jelenti a (II. 6) egyenlet is, amelyet ezért a Fermi nívót meghatározó feltételnek nevezünk.

2. *Töltéshordozó koncentrációk tiszta anyagban*

Mielőtt a ζ Fermi nívó kiszámítására rátérnénk, meghatározzuk a vezetési sávban az elektronok, a valencia sávban a lyukak sűrűségét. Cikksorozatunk I. részében láttuk, hogy az összelektron számot a [25] kifejezés adja [24] behelyettesítésével, amiből az elektron sűrűséget a kristály L térfogatával való osztás után nyerjük, azaz

$$n_c = \frac{1}{L} \int_{W_c}^{\text{sáv teteje}} \frac{D_{W_c}\, dW}{e^{\frac{W-\zeta}{kT}} + 1}. \quad \text{(II. 7)}$$

Itt D_{W_c} a W_c energiánál nagyobb energiájú elektronokra az állapotok száma. Az I. rész [29] kifejezés szerint ez a következő alakú

$$D_{W_c} = \frac{4\pi (2 m_n)^{3/2}}{h^3} \sqrt{W - W_c}, \quad \text{(II. 8)}$$

ahol L a kristály térfogata és m_n az elektron effektív tömege a vezetési sávban. Az eredeti kifejezésben a szabad elektron tömege szerepel, de ott a szabad elektron viselkedését tárgyaltuk. Az I. rész 4. pontjának végén viszont megállapítottuk, hogy a félvezetőben levő elektronok jó közelítéssel szabadoknak tekinthetők a sáv alján, de valódi tömegük helyett effektív tömegükkel kell számolnunk.

A (II. 7) integrálban szerepel az $F(W)$ Fermi eloszlási függvény.[1] A nevezőben transzcendens kifejezés áll, ami miatt az integrálás nem végezhető el. Az integrált gyakorlati szempontból kielégítő közelítéssel fogjuk kiszámítani. Feltételezzük, hogy a hőmérséklet olyan alacsony, hogy

$$W_c - \zeta \gg kT, \quad \zeta - W_v \gg kT. \quad \text{(II. 9)}$$

Ez a feltétel azt jelenti, hogy a ζ Fermi nívó távolsága a tilos sáv széleitől sokkal nagyobb, mint ezen hőmérsékleten a termikus energia. A (II. 9) feltétel szerint a (II. 7) integrál nevezőjében az exponenciális tag igen nagy, ezért mellette 1 elhanyagolható[2]. Nem követünk el nagy hibát, ha további közelítésként a vezetési sáv teteje helyett ∞-ig integrálunk, mert az integrandusz nagyon gyorsan (exponenciálisan) tűnik el növekvő W-vel[3]. Ezek szerint az állandók és a W-től nem függő tényezők kiemelése után (II. 7) a következő alakú lesz:

$$n_c = \frac{4\pi (2 m_n)^{3/2}}{h^3} e^{\frac{\zeta}{kT}} \int_{W_c}^{\infty} e^{-\frac{W}{kT}} \sqrt{W - W_c}\, dW. \quad \text{(II. 10)}$$

Az integrálást most már a következő helyettesítés szerint lehet elvégezni: legyen

$$W - W_c = kT x^2, \text{ akkor } dW = 2kT x\, dx. \quad \text{(II. 11)}$$

Mivel így az integrál az állandóktól eltekintve

$$\int_0^{\infty} e^{-x^2} x^2\, dx = \frac{1}{2} \frac{\sqrt{\pi}}{2}, \quad \text{(II. 12)}$$

azért az elektron sűrűség

$$n_c = 2 \left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{W_c - \zeta}{kT}} = D_c e^{-\frac{W_c - \zeta}{kT}}, \quad \text{(II. 13)}$$

ahol

$$D_c = 2 \left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{3/2}. \quad \text{(II. 14)}$$

[1] Lásd I. rész (3) kifejezés.

[2] Ez a közelítés azt jelenti, hogy a vezetési és a betöltött sávban a Fermi—Dirac eloszlás helyett a Maxwell—Boltzmann eloszlást használjuk.

[3] Ennek fizikai oka az, hogy az elektronok mindig a legalsó energia állapotokat igyekeznek elfoglalni.

A betöltött sávban levő lyukak számát teljesen analóg módon számíthatjuk ki, azaz a lyuk-sűrűség

$$p_v = \frac{1}{L}\int_{\text{sáv alja}}^{W_v}\left(1 - \frac{1}{e^{\frac{W-\zeta}{kT}}+1}\right)D_{W_v}\,dW = \tag{II. 15}$$

$$= \frac{1}{L}\int_{\text{sáv alja}}^{W_v}\frac{D_{W_v}\,dW}{1+e^{\frac{\zeta-W_v}{kT}}},$$

ahol az első integrál alatti zárójelben levő függvény a be nem töltöttség mértékét jelenti. A számítást elvégezve az előbbi közelítés szerint

$$p_v = D_v\, e^{-\frac{\zeta-W_v}{kT}}, \tag{II. 16}$$

ahol

$$D_v = 2\left(\frac{2\pi m_p kT}{h^2}\right)^{3/2}. \tag{II. 17}$$

Itt m_p a lyukak effektív tömegét jelenti. A továbbiak kedvéért a vezetési sávot és a betöltött sávot egy-egy W_c illetőleg W_v energia értékkel helyettesítjük, amelyek D_c (II. 14) azaz D_v (II. 17) számú állapottal rendelkeznek. Ez a közelítés csak akkor jogos, ha a ζ Fermi nívó messze van a W_c illetőleg a W_v nívótól, különben (II. 7)-ben az integrál alatt a Fermi eloszlási függvény szerepel és az integrál értéke ekkor nem írható fel explicit alakban. Erre a kérdésre később visszatérünk.

A félvezetőkre teljesen általános érvényű törvényt kapunk az $n_c \cdot p_v$ szorzat kiszámítása alapján. Tehát (II. 13) és (II. 16) kifejezésekből

$$n_c\, p_v = D_c D_v\, e^{-\frac{W_c-W_v}{kT}} = \tag{II. 18}$$

$$= 4\left(\frac{2\pi k}{h^2}\right)^3 (m_n\, m_p)^{3/2}\, T^3\, e^{-\frac{W_g}{kT}},$$

ahol $W_g = W_c - W_v$ a tilos sáv szélessége. Bármilyen szennyezés esetén n_c és p_v kifejezésében csak a ζ Fermi nívó helyzete függ a szennyezés mértékétől. Az $n_c p_v$ szorzatban ζ mindig kiesik, ezért a vezetési sávban levő elektron- és valenciasávban levő lyuk-sűrűségek szorzata *független a szennyezés mértékétől*, csak a tilos sáv szélességétől függ és arányos az abszolút hőmérséklet harmadik hatványával.

A (II. 18) mennyiség természetes logaritmusa átrendezés után

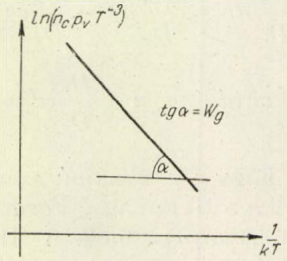
$$\ln\left(n_c\, p_v\, T^{-3}\right) = \text{konst} - \frac{W_g}{kT}. \tag{II. 19}$$

A $\ln\left(n_c \cdot p_v \cdot T^{-3}\right)$ mennyiséget 1/kT függvényében ábrázolva egyenest kapunk, amelynek iránytangense a tilos sáv szélessége (l. II. 2. ábra).

A (II. 18) kifejezés alapján szokás bevezetni az *intrinsic* töltéshordozó koncentrációt

$$n_c\, p_v = n_i^2, \quad \text{azaz} \quad n_i = \sqrt{n_c\, p_v}. \tag{II. 20}$$

Az n_c és p_v ennek alapján más alakba is írható, de ez számunkra most nem érdekes.



II. 2. ábra.

3. *A Fermi nívó helyzetét meghatározó általános feltétel két szennyezési nívó esetén*

A ζ Fermi nívó helyzetét a tilos sávon belül a (II. 6) egyenlet szabja meg. Mint említettük a vezetési és betöltött sávot egy-egy nívóval helyettesíthetjük, amelyekben megfelelő számú állapot van. A vezetési és betöltött sávban már kiszámítottuk a D_c és D_v állapotsűrűségeket. Ehhez hasonlóan jelöljük a donor és akceptor koncentrációkat rendre D_d-, D_a-val. A megfelelő töltéshordozó koncentrációkat (II. 13) és (II. 16) szerint beírva a (II. 6) egyenletbe a Fermi eloszlási függvény segítségével a ζ Fermi nívót meghatározó egyenlet a következő alakú lesz :[4]

$$D_c\, e^{-\frac{W_c-\zeta}{kT}} - D_v\, e^{-\frac{\zeta-W_v}{kT}} + \tag{II. 21}$$

$$+ \frac{D_d}{1+e^{\frac{W_d-\zeta}{kT}}} - \frac{D_a}{1+e^{\frac{W_a-\zeta}{kT}}} = D_d - D_a\,.$$

Azonos átalakítás után

$$D_c\, e^{-\frac{W_c-\zeta}{kT}} - D_v\, e^{-\frac{\zeta-W_v}{kT}} - \tag{II. 22}$$

$$- \frac{D_d}{e^{-\frac{W_d-\zeta}{kT}}+1} + \frac{D_a}{e^{-\frac{W_a-\zeta}{kT}}+1} = 0\,.$$

A (II. 22) $e^{-\frac{\zeta}{kT}}$-re negyedfokú egyenlet. Hogy ezt világosabban láthassuk, vezessük be a következő jelöléseket :

$$e^{-\frac{W_c}{kT}} = c,\; e^{-\frac{W_d}{kT}} = d,\; e^{-\frac{W_a}{kT}} = a, \tag{II. 23}$$

$$e^{-\frac{W_v}{kT}} = v\,;\; e^{-\frac{\zeta}{kT}} = x\,.$$

[4] A (II.21) egyenlet a ζ helyzetét pontosan megadja W_d és W_a közelében is, mert a baloldal harmadik és negyedik tagjában a Fermi eloszlási függvényt írtuk be.

Ezen jelölésekkel a négy nívót tartalmazó félvezetőre a ζ Fermi nívót meghatározó egyenlet a következő :

$$x^4 + \left[(d+a) + \frac{D_d - D_a}{D_v} v\right] x^3 + \\ + \left[da + \frac{D_d}{D_v} av - \frac{D_a}{D_v} dv - \frac{D_c}{D_v} cv\right] x^2 - \quad \text{(II. 24)} \\ - \frac{D_c}{D_v} cv(d+a)\, x - \frac{D_c}{D_v} cdav = 0 .$$

Nyilvánvaló, hogy $n-2$ számú szennyezési nívót tartalmazó félvezető anyag ζ Fermi nívóját n-edfokú egyenlet határozza meg. A (II. 24) egyenlet diszkussziója bonyolult és nem mutatja elég világosan az egyes közelítések mértékét. A speciális eseteket ezért a vele egyenértékű (II. 22) egyenlet alapján fogjuk tárgyalni.

4. *A ζ Fermi nívó helyzete tiszta anyag esetén*

A teljesen tiszta anyagban szennyezés nem lévén a (II. 22) egyenletben $D_d = D_a = 0$, tehát a a Fermi nívót meghatározó egyenlet

$$n_c = p_v, \quad \text{azaz} \quad D_c e^{-\frac{W_c - \zeta}{kT}} = D_v e^{-\frac{\zeta - W_v}{kT}} \quad \text{(II. 25)}$$

egyszerű alakra redukálódik. Az egyenlet természetes logaritmusát véve

$$\ln D_c - \frac{W_c}{kT} + \frac{\zeta}{kT} = \ln D_v - \frac{\zeta}{kT} + \frac{W_v}{kT} . \quad \text{(II. 26)}$$

A ζ Fermi nívót kifejezve

$$\zeta = \frac{W_v + W_c}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{D_v}{D_c} . \quad \text{(II. 27)}$$

A D_v és D_c értékeit (II. 14) és (II. 17) szerint beírva

$$\zeta = \frac{W_v + W_c}{2} + \frac{3\,kT}{4} \ln \frac{m_p}{m_n} . \quad \text{(II. 28)}$$

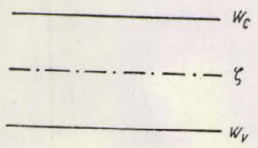
A ζ Fermi nívó helyzete a tilos sávon belül függ az anyag hőmérsékletétől. Ha $T = 0$, akkor ζ a tilos sáv közepén helyezkedik el. Abszolút zérus hőmérsékleten a tiszta anyag Fermi nívójának helyzetét mutatja a II. 3. ábra.

A töltéshordozó koncentrációk (II. 13) és (II. 16) kifejezései a ζ Fermi nívó beírása után a következő alakot nyerik :

$$n_c = \left(\frac{m_p}{m_n}\right)^{3/4} D_c e^{-\frac{W_g}{2kT}} , \quad \text{(II. 29)}$$

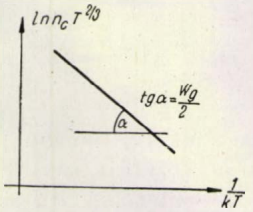
$$p_v = \left(\frac{m_n}{m_p}\right)^{3/4} D_v e^{-\frac{W_g}{2kT}} , \quad \text{(II. 30)}$$

ahol W_g a tilos sáv szélessége. A fenti töltéshordozó koncentrációkat a hőmérséklet függvényében ábrázolva egyenest kapunk amelynek iránytangense a tilos sáv szélességének fele (l. II. 4. ábra). A töltéshordozó koncentrációkat általában szokásos az anyag Hall állandójából kiszámítani, amint azonban látni fogjuk ez nem



II. 3. ábra.

tekinthető egzaktnak. A Hall állandó meghatározása a hőmérséklet függvényében megadja a tilos sáv szélességét a II. 4. ábra alapján. A Hall effektusra és a Hall állandó mérésére később még visszatérünk.



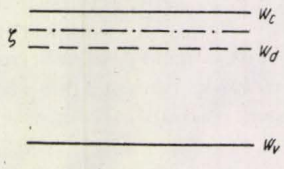
II. 4. ábra.

5. *A ζ Fermi nívó helyzete csak donor szennyezés esetén*

A csak donor szennyezést tartalmazó félvezetőben a ζ Fermi nívó helyzetét a (II. 22) egyenletből $D_a = 0$ helyettesítéssel adódó egyenlet határozza meg :

$$D_c e^{-\frac{W_c - \zeta}{kT}} - D_v e^{-\frac{\zeta - W_v}{kT}} - \frac{D_d}{e^{-\frac{W_d - \zeta}{kT}} + 1} = 0 . \quad \text{(II. 31)}$$

Ezen eset tárgyalását a közelítések módja szerint három részre osztjuk, ami egyszerűbb a harmadfokú egyenlet diszkusszió jánál: *a)* alacsony *b)* közepes, *c)* magas hőmérséklet esetére. A hőmérséklet magasságára vonatkozó megjegyzés a tárgyalás során fog kiderülni.



II. 5. ábra.

a) *ζ meghatározása alacsony hőmérsékleten.* A ζ Fermi nívó ekkor természetesen W_d és W_c között helyezkedik el (l. II. 5. ábra). Legyen a hőmérséklet olyan alacsony, hogy

$$\zeta - W_d \gg kT , \quad \text{(II. 32)}$$

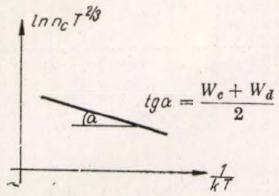
$$W_c - \zeta \gg kT , \quad \text{(II. 33)}$$

ami azt jelenti, hogy a ζ távolsága a két szomszédos W_d és W_c energia nívótól nagy a kristály termikus energiájához képest. A (II. 32) feltétel miatt a (II. 31) egyenlet harmadik tagjának nevezőjében az exponenciális tag sokszor nagyobb egynél, ezért mellette 1 elhanyagolható, azaz

$$D_c e^{-\frac{W_c-\zeta}{kT}} - D_v e^{-\frac{\zeta-W_v}{kT}} - D_d e^{-\frac{\zeta-W_d}{kT}} = 0, \qquad \text{(II. 34)}$$

vagy átrendezve

$$e^{\frac{2\zeta}{kT}} = \frac{D_v e^{\frac{W_v}{kT}} + D_d e^{\frac{W_d}{kT}}}{D_c e^{-\frac{W_c}{kT}}} = \frac{\frac{D_v}{D_d} e^{-\frac{W_d-W_v}{kT}} + 1}{\frac{D_c}{D_d} e^{-\frac{W_d+W_c}{kT}}}. \qquad \text{(II. 35)}$$



II. 6. ábra.

Amiből a ζ Fermi nívó

$$\zeta = \frac{W_d + W_c}{2} + kT \ln \sqrt{\frac{D_d}{D_c} + \frac{D_v}{D_c} e^{-\frac{W_d-W_v}{kT}}}. \qquad \text{(II. 36)}$$

Ha a hőmérséklet még olyan alacsony, hogy

$$\frac{D_d}{D_c} \gg \frac{D_v}{D_c} e^{-\frac{W_d-W_v}{kT}}, \qquad \text{(II. 37)}$$

akkor a négyzetgyök alatt az exponenciális tag elhagyásával

$$\zeta = \frac{W_d + W_c}{2} + kT \ln \sqrt{\frac{D_d}{D_c}}. \qquad \text{(II. 38)}$$

$T = 0$ hőmérsékleten

$$\zeta = \frac{W_d + W_c}{2}. \qquad \text{(II. 39)}$$

Magasabb hőmérsékleten $D_d < D_c$ miatt ζ a donor nívó felé tolódik el. Az elektron koncentráció (II. 38)-nak (II. 13)-ba való behelyettesítésével adódik:

$$n_c = \sqrt{D_c D_d}\, e^{-\frac{W_c-W_d}{2kT}}. \qquad \text{(II. 40)}$$

A vezetési sávban levő elektronok száma a donor koncentráció négyzetgyökével arányos. Ezek szerint a $\ln (n_c \cdot T^{3/4})$ mennyiséget $1/kT$ függvényében ábrázolva egyenest kapunk, amelynek iránytangense a vezetési sáv és a donor nívó távolságának fele (II. 6. ábra).

Ha (II. 36)-ban $D_d = 0$, akkor ζ-ra megkapjuk a tiszta anyagra nyert (II. 27) kifejezést.

b) ζ *kiszámítása közepes hőmérsékleten.* A (II. 38) kifejezés megmutatta, hogy ζ növekvő hőmérséklettel a donor nívó felé halad. Ha $\zeta \approx W_d$, akkor a (II. 31) feltétel harmadfokú egyenletre vezet, amire itt nem térünk ki. Tekintsük azt az esetet, amikor a hőmérséklet már olyan magas, hogy

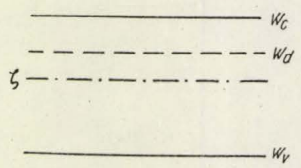
$$W_d - \zeta \gg kT. \qquad \text{(II. 41.)}$$

Ezt a helyzetet mutatja a II. 7. ábra. Ebben az esetben a ζ, W_d és W_v között van, (II. 31) feltételt nem használhatjuk, mert a harmadik tag nevezőjében az exponenciális tag sokszor kisebb lesz egynél és így a W_d szennyezési nívó kiesik. A helyes eredményt (II. 21) egyenletből nyerjük $D_a = 0$ helyettesítéssel:

$$D_c e^{-\frac{W_c-\zeta}{kT}} - D_v e^{-\frac{\zeta-W_v}{kT}} + \frac{D_d}{1 + e^{\frac{W_d-\zeta}{kT}}} = D_d. \qquad \text{(II. 42)}$$

Itt a baloldalon a harmadik tag nevezőjében az exponenciális tag (II.41) feltételünk értelmében sokszor magyobb egynél, ezért mellette 1 elhanyagolható, kapjuk a következő feltételt:

$$D_c e^{-\frac{W_c-\zeta}{kT}} - D_v e^{-\frac{\zeta-W_v}{kT}} + D_d e^{-\frac{W_d-\zeta}{kT}} = D_d. \qquad \text{(II. 43)}$$



II. 7. ábra.

A hőmérséklet alsó határát a (II. 41) feltétel szabja meg. A közepes hőmérsékleti tartomány felső határát a ζ kifejezéséből fogjuk kiolvasni és azt is látni fogjuk, hogy az alsó határ feltétele másképpen hogyan fogalmazható meg. A (II. 43) egyenletet kissé átrendezve $e^{\frac{\zeta}{kT}}$-re a következő másodfokú egyenlet adódik

$$e^{\frac{2\zeta}{kT}} \left(D_c e^{-\frac{W_c}{kT}} + D_d e^{\frac{W_d}{kT}} \right) - e^{\frac{\zeta}{kT}} D_d - D_v e^{\frac{W_v}{kT}} = 0. \qquad \text{(II. 44)}$$

Ennek megoldása ζ-ra

$$\zeta = kT \ln \frac{D_d + \sqrt{D_d^2 + 4 D_v D_c e^{-\frac{W_c-W_v}{kT}} \left[1 + \frac{D_d}{D_c} e^{\frac{W_c-W_d}{kT}} \right]}}{2 D_c e^{-\frac{W_c}{kT}} \left[1 + \frac{D_d}{D_c} e^{\frac{W_c-W_d}{kT}} \right]}, \qquad \text{(II. 45)}$$

vagy átalakítva

$$= kT \ln D_d \frac{1 + \sqrt{1 + \frac{4 D_v D_c}{D_d^2} e^{-\frac{W_c-W_v}{kT}} \left[1 + \frac{D_d}{D_c} e^{\frac{W_c-W_d}{kT}} \right]}}{2 D_c e^{-\frac{W_c}{kT}} \left[1 + \frac{D_d}{D_c} e^{\frac{W_c-W_d}{kT}} \right]}. \qquad \text{(II. 46)}$$

Ezek után a hőmérséklet legyen olyan magas, hogy

$$\frac{D_d}{D_c} e^{\frac{W_c - W_d}{kT}} \ll 1 \qquad \text{(II. 47)}$$

legyen és még olyan alacsony, hogy

$$\frac{4 D_v D_c}{D_d^2} e^{-\frac{W_c - W_v}{kT}} \ll 1 \qquad \text{(II. 48)}$$

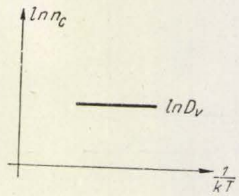
legyen. Ezen két feltétel közötti hőmérsékleti tartományt fogjuk közepes hőmérsékletnek nevezni. Ekkor a ζ Fermi nívó a következő egyszerű alakot ölti:

$$\zeta = W_c - kT \ln \frac{D_c}{D_d}. \qquad \text{(II. 49)}$$

Mivel $D_d \ll D_c$ nem túl piszkos anyagnál, ez azt mutatja, hogy ζ milyen mélyen helyezkedik el a W_c vezetési sáv alja alatt. Ezt az értéket (II. 13)-ba beírva

$$n_c = D_c e^{-\ln \frac{D_c}{D_d}} = D_d = \text{konst.} \qquad \text{(II. 50)}$$

Tehát közepes hőmérsékleten a vezetési sávban levő elektronok száma megegyezik a donorok számával térfogategységenként. A közepes hőmérsékleti tartományban az összes donorok ionizálva vannak, ezért ezt a szakaszt „ionizált tartománynak" nevezzük (l. II. 8. ábra).



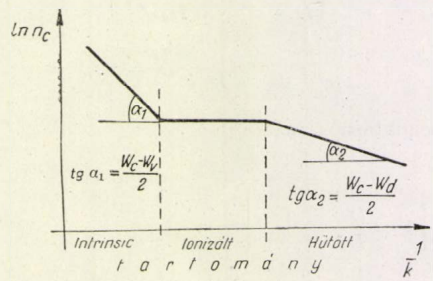
II.8. ábra.

c) *ζ értéke magas hőmérsékleten.* Most legyen a hőmérséklet olyan magas, hogy (II. 46)-ban

$$\frac{4 D_v D_c}{D_d^2} e^{-\frac{W_c - W_v}{kT}} \gg 1 \qquad \text{(II. 51)}$$

legyen,[5] így 1 elhagyásával a négyzetgyökvonás elvégzése és egyszerűsítés után

$$\zeta = \frac{W_c + W_v}{2} + kT \ln \sqrt{\frac{D_v}{D_c}} \qquad \text{(II. 52)}$$

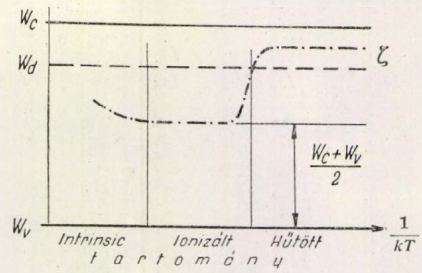


II.9. ábra.

ami megegyezik ζ (II. 27) kifejezésével. Ebből az következik, hogy magas hőmérsékleten a félvezető anyag úgy viselkedik, mint a tiszta anyag, azaz intrinsic vezet. (Ezt az esetet már láttuk a II. 4. ábrán).

[5] A (II. 46) kifejezésben ekkor a szögletes zárójelben az exponenciális tag még inkább eltűnik.

Csak donor szennyezést tartalmazó n-típusú félvezetőre a különböző hőmérsékleti tartományokban a ln n_c értéke a II. 9. ábrán látható. Mivel a fajlagos vezetőképesség, mint látni fogjuk a töltéshordozó koncentrációval arányos a vezetőképesség a hőmérséklet függvényében a II. 9. ábrához hasonló a szennyezés mértékétől függően. Megjegyezhető, hogy szobahőmérsékleten a gyakorlatban használt legtöbb félvezető anyagban a donor szennyezések teljesen ionizálva vannak.



II.10. ábra.

A Fermi nívó helyzetét a tilos sávon belül a különböző hőmérsékleti tartományokban a II. 10. ábra foglalja össze.

A csak akceptor nívót tartalmazó, azaz *p*-típusú félvezetőben a ζ Fermi nívó helyzetének meghatározása, vagyis a lyukak eloszlásának kiszámítása a fentivel teljesen analóg módon végezhető.

6. *Vegyes típusú félvezetőkről*

A kétféle szennyezést tartalmazó févezető anyagokat szokás vegyes típusú félvezetőknek nevezni. Természetes ebben az esetben is csak egyetlen Fermi nívó van az anyagban, amelyet az elektronok és lyukak eloszlása állít be. Nem képzelhető el olyan kép, hogy W_c és W_d között van egy ζ és W_a és W_v között egy másik. Kétféle szennyezés esetén az a helyzet, hogy a donorokból a vezetési sávba jutó elektronok a valencia sávba juthatnak le és onnan akceptor nívóba lépve azt betölthetik. Ez a folyamat egy negatív töltésnek alacsonyabb energia állapotba való jutását jelenti. A Fermi nívó — definíciójából következőleg — ekkor nyilván a valencia sáv felé tolódik el.

Ilyen folyamatok miatt könnyen előfordulhat olyan eset, hogy a ζ Fermi nívó a tilos sáv közepén helyezkedik el vegyes típusú félvezetőben, holott az anyag távolról sem mondható tisztának. A vegyes típusú félvezetőben tehát a donor és akceptor szennyezések ily módon kompenzálhatják egymást. A kompenzált szennyezések esetén a szennyezések koncentrációját külön-külön igen nehéz kísérletileg szétválasztani. Az ilyen félvezető anyagban a Fermi nívó igen érzékeny a hőmérséklet változásra. Azért lehet azt tapasztalni, hogy különböző hőmérsékleten *n*-típusúnak vagy *p*-típusúnak mutatkozik.

Mint említettük homogén anyagban két Fermi nívó nem lehetséges. Ha azonban két különböző típusú félvezető egy felületen érintkezik egymással, akkor a különböző helyen levő Fermi nívókból következő elektromos tulajdonságok a gyakorlatban igen sokrétű alkalmazási lehetőséget nyújt a félvezető anyagokra. A tranzisztor

hatás és a termikus jelenségek gyakorlati felhasználásával e helyen nem foglalkozunk, mert a félvezető anyagok fizikai tulajdonságait akarjuk csak tárgyalni. Az erre vonatkozó ismeretek magyar nyelven is megjelent számos könyvben megtalálhatók.

Eddig nem szóltunk a tilos sáv szélesség számszerű értékéről a különböző félvezetőkben Néhány anyag tilos sáv szélességét tartalmazza a II. 1. táblázat.

II. 1. Táblázat[6]

Szén	(C)	6—7 elektronvolt
Szilicium.....	(Si)	1,11 „
Germánium	(Ge)	0,72 „
Szürke ón	(Sn)	0,1 „

Ezek a periódusos rendszer IV. oszlopának elemei az ólom kivételével. (Mint már említettük e cikksorozat bevezetőjében az ón (Sn) szürke módosulata félvezető tulajdonságokat mutat.)

A tilos sáv szélességét optikai abszorpció mérés segítségével lehet közelítőleg meghatározni az eddig említett módszeren kívül. Az abszorpciós koefficiens egy bizonyos ν_0 frekvenciánál hirtelen növekszik, ami annak felel meg, hogy az anyag az ezen energiájú sugárzást erősen elnyeli. Ez az elnyelés azért következik be, mert a $h\,\nu_0$ energia elegendő az elektronoknak a betöltött sávból a vezetési sávba való feljutáshoz. A tilos sáv szélessége ezek szerint $W_g = h\,\nu_0$.

7. *Elfajuló félvezetők*

Az eddigiekben csak olyan esetekkel foglalkoztunk, ahol az elektron koncentráció nem túlságosan nagy. Ha az elektron koncentráció a vezetési sávban igen nagy, mondjuk egy elektron atomonként, mint az egyvegyértékű fémekben, akkor a ζ Fermi nívó magasan a vezetési sáv alsó széle felett helyezkedik el. Ebben az esetben nem érvényes a Fermi nívóra a (II. 21) közelítő feltétel, ahol az első és második tagban a vezetési és betöltött sávot egy nívóval helyettesítettük, hanem itt is a Fermi statisztikát kell alkalmazni. Azonban mivel a vezetési sáv elég magasan be van töltve a nagy elektron koncentráció miatt (mint a Fermi statisztika tárgyalásánál láttuk a sáv ζ-ig van betöltve), azért még közönséges hőmérsékleten is a Fermi nívó helyzetének az elektronkoncentrációtól való függése meghatározására jó közelítéssel tehetjük, hogy

$$\begin{aligned} F(W) &= 1, \quad \text{ha} \quad 0 \leq W \leq \zeta, \\ F(W) &= 0, \quad \text{ha} \quad W > \zeta, \end{aligned} \tag{II. 53}$$

ahol $F(W)$ a Fermi eloszlási függvény[1]

$$F(W) = \frac{1}{e^{\frac{W-\zeta}{kT}} + 1}. \tag{II. 54.}$$

[6] 1 elektronvolt $1{,}6 \cdot 10^{-12}$ erg energia egység.

Így n_c számú elektron van térfogategységenként a ζ Fermi nívóig, amely elektronkoncentrációt a következő egyszerű integrál adja[7]

$$n_c = \frac{1}{L}\int_{W_c}^{\zeta} D_{W_c}\,dW = \frac{4\pi(2\,m_n)^{3/2}}{h^3}\int_{W_c}^{\zeta}\sqrt{W - W_c}\,dW. \tag{II. 55}$$

Ezt kiszámítva

$$n_c = \frac{8\pi}{3}\left(\frac{2\,m_n}{h^3}\right)^{2/3}(\zeta - W_c)^{3/2}. \tag{II. 56}$$

Az elektronkoncentráció tehát ilyen esetben meghatározza a Fermi nívó helyzetét, amely

$$\zeta = W_c + \left(\frac{3\,h^3}{\pi}\right)^{2/3}\frac{n^{2/3}}{8\,m_n} = W_c + W_0, \tag{II. 57}$$

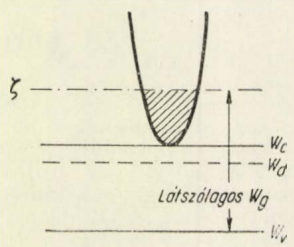
ahol

$$W_0 = \left(\frac{3\,h^3}{\pi}\right)^{2/3}\frac{n^{2/3}}{8 m_n}. \tag{II. 58}$$

A ζ (II. 57) kifejezésben — ami 0-adrendű közelítésnek tekinthető — a T hőmérséklet nem szerepel. Az ilyen állapotot, amikor a Fermi nívó helyzete független a hőmérséklettől, *elfajult állapot*nak nevezzük. Az elfajult és nem elfajult állapot közötti határt az elfajulási hőmérséklet (T_0), vagy az elfajulási elektronkoncentráció (n_0) alapján szokás megvonni a következő összefüggés szerint

$$kT_0 = W_0 = \left(\frac{3\,h^3}{\pi}\right)^{2/3}\frac{n_0^{2/3}}{8\,m_n}. \tag{II. 59}$$

Elfajultnak nevezzük az elektron gázt, ha $T \ll T_0$.



II.11. ábra.

Ezzel kapcsolatban egy érdekességre kell a figyelmet felhívni. A gyakorlatban mind nagyobb szerepet játszó intermetallikus ötvözetek közül az *InSb*- (indium antimonid)-ra nagy szennyezés esetén sokkal nagyobb tilos sáv szélességet mértek optikai abszorpció segítségével, mint a későbbi mérések szerint a tiszta anyag tilos sáv szélessége. A sávszerkezetet a vezetési sáv alakját is feltüntetve a II. 11. ábra mutatja. A vezetési sáv ζ-ig betöltött lévén, optikai átmenet csak ζ és W_v között lehetséges, mert a vezetési sáv ζ alatti állapotai be vannak töltve és oda elektron nem léphet. Ha a szennyezés mértékét csökkentjük,

[7] Jobb híján úgy számolunk, hogy a vezetési sáv alakja végig parabola.

a vezetési sáv betöltöttsége csökken és elég tiszta anyag esetén megkapjuk a tényleges tilos sáv szélességet. *InSb*-nál a piszkos anyag látszólagos tilos sáv szélessége 0,4 eV, holott a tiszta anyag valódi sávszélessége 0,17 eV.

Az elfajulási esetek látnivalóan nagyon meghamisítják az anyagról alkotott fizikai képet, ezért a mérési eredmények kiértékelésénél az ilyen esetekre is figyelemmel kell lenni.

Végezetül megjegyezzük, hogy a Fermi nívó számítását egy szennyezési nívó esetén (a vezetési és a betöltött sáv közelében is) a következő egyenlet alapján kell végezni. A (II. 21) feltétel helyett $W_c = 0$ önkényes zérus nívó felvétele esetén

$$\frac{2D_c}{\sqrt{\pi}}\int_0^\infty \frac{x^{1/2}}{e^{x-\eta}+1}\,d_x + \frac{D_d}{e^{-\frac{W_d}{kT}-\eta}+1} - \frac{2D_v}{\sqrt{\pi}}\int_0^\infty \frac{x^{1/2}\,dx}{e^{x+\eta+\frac{W_g}{kT}}+1} = D_d\,, \qquad \text{(II. 60)}$$

ahol

$$D_c = 2\left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2}\right)^{3/2},\quad D_v = 2\left(\frac{2\pi m_p kT}{h^2}\right)^{3/2},\quad x=\frac{W}{kT},\quad \eta=\frac{\zeta}{kT}. \qquad \text{(II. 61)}$$

Az itt szereplő integrálokat *Fermi integrál*nak nevezzük, amely a következő alakú

$$f_{1/2}(\eta) = \int_0^\infty \frac{x^{\frac{1}{2}}\,dx}{e^{x-\eta}+1},\quad \text{ahol}\quad \eta=\frac{\zeta}{kT}. \qquad \text{(II. 62)}$$

A (II. 60) ζ-ra nyilvánvalóan transzcendens egyenlet, amelynek megoldása csak numerikusan próbálgatással történhet. Az $f_{1/2}(\eta)$ függvényre különböző tartományokban megfelelő közelítő explicit függvények állnak rendelkezésre.

Látnivaló, hogy az elektronkoncentráció meghatározása matematikailag egzakt alakban lehetetlen, ezért az egyes közelítésnél a számítás során óvatosan kell eljárni.

Megnyugtató viszont, hogy az említett közelítések a gyakorlati esetekre jól leírják az anyagban lejátszódó fizikai jelenségeket.

Kedves Ferenc
Eötvös Loránd Tudományegyetem
Kísérleti Fizikai Intézete

(Folytatása következik)

A FIZIKA TANÍTÁSA

A körmozgás tanításának problémái

A körmozgás dinamikájának tanítása a középiskolai fizikaoktatás egyik legnehezebb és legkevésbé tisztázott problémája. A tanáraink egy részében meglévő bizonytalanságot még növelte az utóbbi években elég sűrűn megjelenő tankönyvek sok tekintetben egymással ellentétes tárgyalásmódja. A problémák tisztázására 1952-ben a Fizikai Szemle hasábjain vita indult meg, melyben Vermes Miklós, Csekő Árpád, Jánossy Lajos és Marx György vett részt. A vitazáró cikkben Marx György igen világosan elemezte a kérdést, s pedagógiai vonatkozásaira is rámutatott. Azt hittük, hogy ezzel a probléma elvi része hosszú időre tisztázódott. Az új általános gimnáziumi tankönyv mégis ismét elköveti azokat a hibákat, melyeket elődje — valószínűleg a vita hatására — már kiküszöbölt. Ez nem véletlen jelenség, hanem azt mutatja, hogy a hibák gyökerei igen mélyre nyúlnak.

A hibák kiküszöböléséhez nem elegendő a helyes álláspont ismertetése, hanem meg kell keresnünk a hibák okait is. Ezért részletesen megvizsgálok három gimnáziumi tankönyvet. E könyvekben a tárgyalásmód három típusát találhatjuk meg. Régi és új tankönyveink javarésze ezek valamelyikét használja, csak egy könyv került a kezembe, amely más utat követ. A tankönyvek elemzése előtt azonban tisztázni szertném a körmozgásnál fellépő erők szerepét. (Az olvasó igen részletes tárgyalást talál Budó Ágoston „Mechanika" c. egyetemi tankönyvében.)

A probléma akkor a legegyszerűbb, ha — a gimnáziumban használatos — *dinamikai erőfelfogás szerint inerciarendszerben* vizsgáljuk a körmozgást. Inerciarendszerben az egyenletes körmozgást végző tömegpont (a továbbiakban röviden: test) *centripetális gyorsulását* a kör középpontja felé mutató *centripetális erő okozza*. Ennek az erőnek az a szerepe, hogy az egyenesvonalú mozgást végző testet körpályára kényszeríti. Ha ez az erő megszűnik, a test tehetetlenségének következtében az érintő irányában kirepül. Newton III. axiómája szerint *a centripetális erővel együtt fellép egy sugárirányban kifelé mutató erő is*, amely azonban *nem a körmozgást végző testre*, hanem a kényszerre (pl. a zsineg közvetítésével kezünkre) *hat*, de *ez nem az az erő, amelyet centrifugális erőnek nevezünk*. E két erő eredőjéről beszélni természetesen értelmetlenség, mert két különböző testre hatnak.

Vizsgálhatjuk az egyenletes körmozgást végző testre ható erőket *a testtel együttforgó rendszerben is*. E rendszer nem inerciarendszer, tehát az $\mathfrak{f} = m\mathfrak{a}$ összefüggést most a következő alakban kell írnunk:

$$m\mathfrak{a} = \mathfrak{f} + m\omega^2\mathfrak{r} + 2m\mathfrak{v}\times\vec{\omega},$$

ahol $\mathfrak{a}$ a test gyorsulása a forgó rendszerben, $\mathfrak{f}$ a testre inerciarendszerben ható erő. A „dinamika alaptörvénye" tehát nem érvényes, mert a jobboldalon a testre ható erőn kívül még két kifejezést találunk. Az első a sugárirányban kifelé mutató *centrifugális erő*, a második a forgó rendszerhez viszonyítva $\mathfrak{v}$ sebességgel mozgó testre ható *Coriolis erő*. Ezek fellépését a koordinátarendszer forgása okozza. Ha a forgó rendszerben a mozgást le akarjuk

írni, az $\mathfrak{f}$ erőhöz a két kifejezést hozzá kell adnunk. Ha tehát az említett tagokat tehetetlenségi erőknek hívjuk, akkor egyenletünk jelentését a következőképpen is megfogalmazhatjuk: A mechanika egyenleteit forgó rendszerben is alkalmazhatjuk, ha a testre ható erőhöz a tehetetlenségi erőket is hozzáadjuk.

Speciálisan *egyenletes körmozgás esetén* az $\mathfrak{f}$ erő a centripetális erő: $\mathfrak{f} = -m\omega^2\mathfrak{r}$. Mivel ekkor $\mathfrak{y} = 0$ miatt a Coriolis erő 0, továbbá a centripetális és centrifugális erő eredője is 0, *a test az együttforgó rendszerben egyensúlyban van.* (De a nyugvóban nem!)

A tehetetlenségi erők szerepét igen szemléletesen világítja meg Budó: *„Ha az anyagi pontra ható erőt a környező anyagi testek által meghatározott objektív valóságnak tekintjük — amely nem függhet olyan matematikai segédkonstrukcióktól, mint a koordinátarendszer megválasztása, — akkor „erőnek" csak a fent $\mathfrak{f}$-fel jelölt erőt nevezhetjük, amely az axiómáknak megfelelően az inerciarendszerben a test gyorsulását okozza (ill. ezzel $\mathfrak{f} = m\mathfrak{a}$ szerint függ össze). Ilyen értelemben mondhatjuk, hogy a tehetetlenségi erők nem „valódi", hanem „fiktív" erők."* Továbbá: *„A tehetetlenségi erők hatás szempontjából a K'-beli (gyorsuló rendszerbeli) megfigyelő számára éppen úgy megnyilvánulnak, éppen úgy mérhető erők, mint a valódi erők."* (A tehetetlenségi erők eredetéről ír Marx György a Fizikai Szemle III. évf. 1. és az V. évf. 2—3. számában.)

Inerciarendszerben is fellép a *tehetetlenségi erő* akkor, ha az erőt nem a dinamikai erőfelfogás, hanem a *d'Alembert-elv* szerint, az ún. *„sztatikai erőfelfogás" alapján* értelmezzük. Eszerint az erőnek egyetlen hatása van: *erő csak erőt egyensúlyozhat.* Tehát a gyorsuló testre a környezet által kifejtett erőkön kívül mindig hat egy erő, amely velük egyensúlyt tart. Ennek az erőnek bevezetése formálisan olyan módon történhet, hogy a dinamika $\mathfrak{f} = m\mathfrak{a}$ „alapegyenletét" a következő alakba írjuk át: $\mathfrak{f} - m\mathfrak{a} = 0$. Ha a $-m\mathfrak{a}$-t inerciaerőnek hívjuk (és $\mathfrak{F}$-vel jelöljük), az $\mathfrak{f} + \mathfrak{F} = 0$ alakba átírt egyenlet jelentését így fogalmazhatjuk meg: A dinamikai probléma formailag sztatikaira vezethető vissza, ha a testre ható erőkhöz az inerciaerőt hozzáadjuk. Ekkor azonban, minthogy az erők eredője 0, nem lehet az erőt a gyorsulás okának tekinteni.

Ha a test egyenletes körmozgást végez, a testre ható külső erő a centripetális erő. A „sztatikai erőfelfogás" szerint ekkor inerciarendszerben is fellép egy olyan inerciaerő, mely vele egyenlő nagyságú, de ellenkező irányú; nevezik ezt is *centrifugális erőnek.* Ez az erő csak addig hat, amíg a centripetális erő hat. (A forgó rendszerben dinamikai erőfelfogás alapján értelmezett centrifugális erő független a centripetális erőtől!) Coriolis erő e felfogás alapján inerciarendszerben nincs.

Ezen — kissé hosszúra nyúlt — bevezető után rátérek a tankönyvek elemzésére

Egy régebben írt, de még a felszabadulás után is használt tankönyvünkben olvashatjuk a következőket: *„A hatás-ellenhatás törvénye értelmében a kör kerületén egyenletes mozgást végző testre a* centripetális erővel egyenlő nagyságú, *de ellentétes irányú erő is hat,* a röpítő (centrifugális) erő. *A röpítő erő* a testet a középponttól eltávolítani törekszik, *és abban a pillanatban megszűnik, amikor megszűnik a centripetális erő (pl. a körülforgatott követtartó zsinór elszakad). Ez természetes. Ezt az a tapasztalat igazolja, hogy a parittyából elhajított kő nem a sugár irányában repül tovább, hanem az érintő mentén."* Az idézett szövegből — az első néhány szót figyelmen kívül hagyva — azt állapíthatjuk meg, hogy a tárgyalás a d'Alembert-elv, a „sztatikai erőfelfogás" alapján történik. A centrifugális erőt bevezető fél mondat azonban két hibát is tartalmaz: a centrifugális erő fellépését helytelenül indokolja a hatás-ellenhatás törvényével, ráadásul még e törvényt is rosszul alkalmazza.

Az 1953—55-ig használt tankönyv a problémát a dinamikai erőfelfogás alapján inerciarendszerben tárgyalja. E könyv nagy érdeme, hogy az elvi problémákat világosan megmagyarázza, több speciális problémára is helyes magyarázatot ad, és rámutat a forgó rendszerben fellépő centrifugális erőre is. A konkrét feladatok megoldásánál használt „hagyományos" vektorfelbontás azonban fizikai és didaktikai szempontból nem kielégítő. Speciális feladatok megoldására alkalmas ugyan, de a körmozgásnál fellépő erők szerepének tisztázására nem. Már pedig a középiskolának a konkrét feladatok formális megoldásán kívül meg kell tanítania a fizikai gondolkodásmódra is. A közölt módszer azonban — éppen azért, mert a formális eljárás itt célhoz vezet, — a problémák felületes, formális elemzésére szoktatja a tanulót.

A centrifugális gőzszabályozóra ható erőket a könyv az 1. ábra segítségével magyarázza. Az ábrát elemezve két kérdést tehetünk fel. 1. Miért a súly az eredő erő? 2. Mi a p_2 erő fizikai jelentése?

A szabályozó körtéjére ható erők eredője csak a centripetális erő lehet, hiszen a test körmozgást végez. A testre ható két erő egyike a súly, a másik a kar által a testre gyakorolt húzóerő, mely p_2-vel ellentétes irányú. (A p_2-vel egyirányú erő valójában nem a körtére hat, hanem a III. axióma szerint a tartókarra.) A körtére ható erőket tehát helyesen a 2. ábra mutatja.

Még tanulságosabb, ha a tartókar által a körtére gyakorolt húzóerőt felbontjuk két komponensre (3. ábra). Az ábra világosan mutatja a p erő kettős szerepét: egyik komponense a súlyt egyensúlyozza ki, a másik a körmozgáshoz szükséges centripetális erőt szolgáltatja. (Hasonlóképpen elemezhetjük a kanyarban haladó autóra ható erőket is.)

Az új tankönyv a problémát nem inerciarendszerben, hanem forgó rendszerben elemzi. Ezt azonban csak a sorok közül olvashatjuk ki, mert a könyv ezt olvasóival nem közli. A centrifugális erőről e könyv a következőket írja: *„Kanyarodó járműben testünk tehetetlensége miatt meg akarja tartani mozgási irányát, ezért kifelé dőlünk. Érezzük azt a sugárirányban kifelé ható erőt, amely testünket a jármű oldalához nyomja. Ez az erő a test tehetetlenségéből származik, és a középponttól eltávolítja a testet, ezért* centrifugális erőnek *nevezzük.* A centrifugális erő egyenlő nagyságú, de ellenkező irányú a centripetális erővel, mégsem egyensúlyozhatják ki egymást, mert két különböző testre hatnak; a centripetális erő a mozgó testre, a centrifugális erő pedig a körpályára kényszerítő testre." (Az én kiemelésem!) Hasonló tárgyalást találunk a pedagógus továbbképzési jegyzetben és az ipari technikumok számára írt fizikakönyvben is, csak ez a könyv még azt sem mondja meg, hogy melyik testre hat a centrifugális erő.

A kiemelt részben kifejtett felfogás, mint láttuk, nem felel meg a fizikában használatos elnevezéseknek. Ellentétben áll a megelőző néhány mondat értelmével is. Még kiáltóbb ellentétben áll a konkrét feladatok megoldásánál használt módszerrel. A továbbiakban ugyanis a jelenségeket a testre ható centrifugális erő segítségével magyarázza, míg a centripetális erőt kihagyja a testre ható erők közül.

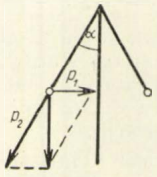
A könyv által használt vektorfelbontásról (4. ábra) itt is elmondhatjuk azt, amit már az előbb elmondottunk. A test súlyán és a centrifugális erőn kívül ugyanis még egy erő hat a testre, amely azonban az ábráról hiányzik. Ez az erő a talaj nyomóereje, amely Newton III. axiómája szerint lép fel, R-rel egyenlő nagyságú, de ellentétes irányú (5. ábra). *A p és R eredője* 0, *tehát a test a forgó rendszerben egyensúlyban van.*

Azt az ellenvetést tehetnénk itt, hogy a testre ható centripetális erő erről az ábráról is hiányzik. Nem szabad azonban elfelejtenünk azt, hogy a p maga is két erő eredője. Ha felbontjuk két komponensre, itt is megnyilvánul p kettős szerepe: a vízszintes komponens a centripetális erő, ez a forgó koordinátarendszerben a centrifugális erővel, a függőlegesen felfelé mutató komponens pedig a nehézségi erővel tart egyensúlyt (6. ábra).

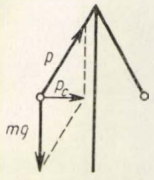
A centrifugális szabályozó problémája ehhez hasonlóan elemezhető.

Ha a sztatikai erőfelfogás alapján tárgyaljuk a problémákat, ugyanezt az erőfelbontást alkalmazhatjuk, csak az erőket, ill. az egyensúlyt értelmezzük másként.

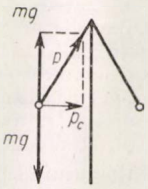
Azt látjuk tehát, hogy az elemzett könyvek mindegyikében van kisebb-nagyobb hiba. Mi ennek az oka? Véleményem szerint az egyik ok az, hogy tankönyveink egy része nem tisztázza a tárgyalás módszerét, ill. összekeveri a módszereket. Ezért azonban nem csak e tankönyvek írói felelősek, hiszen egyetemi tankönyvekben és kézikönyvekben is találhatunk hibákat. A konkrét feladatok megoldásánál a megszokott ábrákhoz való ragaszkodás s azok mélyebb elemzésének elmaradása is oka lehet a hibáknak. S talán még egy : a tehetetlenségi erők tisztázatlansága. Itt a hibák már az I. axióma tárgyalásánál kezdődnek. Nem említjük meg ugyanis azt, hogy az I. axióma nem minden rendszerben, hanem



1. ábra



2. ábra



3. ábra

csak inerciarendszerben érvényes. A tanulókat ezzel a szóval ijesztgetni felesleges, a mélyebb elemzés sem feltétlenül szükséges, de legalább néhány példával fel lehetne erre hívni a figyelmüket. (Induló vonat, körhinta stb.) Ehhez kapcsolódik a II. axióma tárgyalásának hiányossága is. Itt sem hangsúlyozzuk azt, hogy a II. axióma, ill. az $f = ma$ összefüggés csak abban a rendszerben érvényes, amelyben az I. is érvényes. Gyorsuló rendszerben az egyenletet ki kell egészítenünk a tehetetlenségi erőkkel. Az előbbi példák segítségével röviden ezt is meg lehetne világítani. A III. axióma megfogalmazásának hiányossága szintén oka lehet a hibáknak. Az axiómának a II. osztályos tankönyv által kiemelt megfogalmazásából kimaradt az, hogy a fellépő két erő nem ugyanarra a testre, hanem két különböző testre hat. Így fennáll annak a veszélye, hogy a III. axióma szerint fellépő ellenerőt összecserélik a „sztatikai erőfelfogás" alapján fellépő inerciaerővel.

A középiskolában a körmozgás tanításánál a következő utakat követhetjük :

1. Tárgyalhatjuk a kérdést *a dinamikai erőfelfogás alapján csak inerciarendszerben.* Ennek a módszernek nagyon sok előnye van. Ez a legegyszerűbb, legkevesebb előkészítést igénylő, legrövidebb idő alatt elvégezhető megoldás. Hátránya viszont az, hogy nem magyarázza meg a „centrifugális" szabályozó, „centrifuga" stb. kifejezéseket. Tehát legalább néhány szóval a forgó rendszer segítségével ezeket is meg kell magyaráznunk.

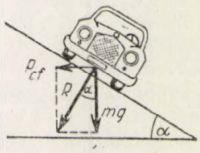
2. Vizsgálhatjuk a problémát *csak a forgó rendszerben.* A gyorsuló rendszerben fellépő tehetetlenségi erők alapos elemzése nélkül azonban a tanulók csak hiányos képet szerezhetnek a centrifugális erőről. A tehetetlenségi erők tárgyalása azonban — mint Marx György írja — nem célszerű, de idő sincs rá. S ha ezeket a nehézségeket meg is tudnánk oldani, akkor is megbocsáthatatlan hiba lenne, ha inerciarendszerben nem vizsgálnánk meg a problémát.

3. Lehet *mindkét rendszerben párhuzamosan* tárgyalni a kérdést. Ez a módszer nyújtaná a legtöbb tanulságot. Ennek a módszernek is hátránya az, hogy igen alapos előkészítést igényel, de a párhuzamos tárgyalás miatt még az előzőnél is hosszabb időt vesz igénybe. Szakköri feldolgozásra viszont ez a módszer igen alkalmas. Legcélszerűbb, ha a füzet lapjait kettéosztva a problémákat a két rendszerben egymás mellett oldjuk meg. Erre a módszerre igen szép példát mutat Pohl „Mechanik" című könyve.

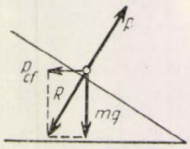
4. Lehetne *a sztatikai erőfelfogás alapján* tárgyalni a kérdést. Ezt az utat követi az ipari technikumok számára írt „Mechanika" könyv. Ez a könyv a körmozgás problémáinak helyes tárgyalásán kívül még azt a tanulságot is nyújtja, hogy ha a tehetetlenségi erőket bevezetjük, — akár így, akár a gyorsuló rendszerben a dinamikai erőfelfogás alapján , — akkor azokat nem csak a körmozgásnál, hanem a dinamika egyéb problémáinak megoldásánál is fel kell használnunk. Az inerciaerő bevezetésén kívül itt valószínűleg az okoz nehézséget, hogy az erők egyensúlya a sztatikai erőfelfogás szerint nem jelent gyorsulás nélküli mozgást.

5. Lehetne végül *mindhárom módszer szerint párhuzamosan* tárgyalni a körmozgást. Ez azonban olyan sok időt igényel, hogy az ilyen összehasonlító tárgyalásra a középiskolában gondolni sem lehet.

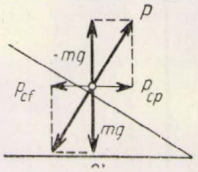
Ha összevetjük a lehetséges módszerek előnyeit és hátrányait, azt állapíthatjuk meg, hogy az általános gimnáziumban csak az első helyen ajánlott módszer



4. ábra



5. ábra



6. ábra

használható. Ipari technikumok számára alkalmas lehet a sztatikai erőfelfogás alapján történő tárgyalás is, mert ez a dinamikai problémákat a technikumokban megszokottabb sztatikai problémákra vezeti vissza. Érdemes lenne azonban gondolkozni azon, hogy nem lenne-e jobb a dinamikai erőfelfogás alapján gyorsuló rendszerben bevezetni a tehetetlenségi erőket. Ekkor ugyanis megmaradna az egyensúly megszokott értelmezése.

Iskolánk fizikus munkaközössége — felismerve a fejtegetett problémák fontosságát, — megvizsgálta azt, hogy miként lehetne a könyv hibáit kiküszöbölő, helyes és egységes tanítási módszert kialakítani. A munkaközösség által elfogadott felfogást rögziti a következő vázlat, melyet iskolánkban már két éven keresztül használtunk.

I. A speciális feladatok megoldása a centripetális erőre épül. Ezért már a centripetális erő nagyságának meghatározásakor hangsúlyoznunk kell a centripetális erő szerepét. (Az új tankönyv e téren is hibát követ el. A kinematikai tárgyalás előtt részletezi ugyan a centripetális erőt és gyorsulást, de ezek nagyságának meghatározásakor az erő és a gyorsulás irányáról és *szerepéről* semmit sem mond. Igy aztán nem csak a diák, hanem a könyv is elfelejti a továbbiakban a centripetális erőt.) A körmozgásnál fellépő erők szerepét néhány példa segítségével lehet megvilágitani. Pl. a zsineg végére kötött test körmozgását a centripetális erő okozza. Ezt az erőt a zsineg, ill. a zsineg közvetítésével kezünk gyakorolja a mozgó testre. A kezünket húzó erő a centripetális erő ellenereje, amely a III. axióma szerint lép fel. (Nem a centrifugális erő!)

II. Vizszintes sikban függőleges tengely körül forgó rúdra helyezzünk el a forgástengely két oldalán két golyót. Ha nincsenek összekötve, forgatáskor tehetetlenségük következtében a rúdon kifelé mozdulnak el. Ha összekötjük őket, az egyik golyó a másikat a forgástengely felé húzza. A golyók által egymásra gyakorolt húzóerő a III. axióma szerint mindig egyenlő, nem csak akkor, ha a golyók körmozgást végeznek. Ha ez a kör középpontja felé mutató erő elegendő a golyók adott sugarú körpályára való kényszerítéséhez, mindkét golyó körmozgást végez. Ekkor $P_1 = m_1 r_1 \omega^2$ és $P_2 = m_2 r_2 \omega^2$-ből $m_1 : m_2 = r_2 : r_1$. Ez egyben a két golyó tömegközéppontját meghatározó összefüggés is, tehát a golyók a nyugalomban lévő tömegközéppont körül keringenek.

III. A kanyarban haladó autóra a következő erők hatnak : 1. A súlyerő (függőlegesen lefelé). 2. Az út által az autóra gyakorolt nyomóerő, amely az autó által az útra gyakorolt erő reakcióereje (az útra merőlegesen felfelé). E két erő eredője a centripetális erő. A vektorábra megszerkesztése vektorfelbontási feladat : a centripetális erőt kell felbontanunk két adott irányú komponensre. A 2. ábrához hasonló ábrából az út bedöntésének szögét a szokásos módon számítjuk ki. Ha el akarjuk

dönteni, hogy honnan származik a centripetális erő, bontsuk fel a talaj nyomóerejét két komponensre. A centripetális erő ennek az erőnek vízszintes komponense.

Honnan származik a centripetális erő, ha a kanyar nincs megemelve? Ekkor a centripetális erőt a súrlódás szolgáltatja. Igen szemléletesen nyilvánul ez meg síkos úton: ha a súrlódás kisebb, mint az adott sugarú és sebességű körmozgáshoz szükséges centripetális erő, az autó kicsúszik a kanyarból (kifarol).

IV. A „centrifugális" szabályozóra ható erők elemzése a 2. és 3. ábra alapján történik. A hajlásszög meghatározása itt is a szokásos módon történik.

V. Kevésbé részletesen tárgyalhatunk még néhány problémát.

1. A „centrifugális" szárítónál és a mézpergetőnél a test tehetetlenségét használjuk ki. Ha az adhéziós, ill. a kohéziós erő kisebb, mint a körmozgáshoz szükséges centripetális erő, a víz, ill. a méz az edény falára repül.

2. A „centrifugákban", szeparátorokban az edény fala gyakorolja a centripetális erőt a folyadékra. A forgás következtében a folyadék tehetetlensége miatt a forgástengelytől eltávolodik, így a tengelyhez közelebb levő folyadékréteg nyomja a távolabbit. E — hidrosztatikaihoz hasonló — nyomás következtében „felhajtóerő" jön létre, ennek hatására jön létre a sűrűség szerinti rendeződés. Mivel az itt fellépő „felhajtóerő" lényegesen nagyobb, mint a hidrosztatikai, a rendeződés gyorsabban és tökéletesebben játszódik le.

3. A „centrifugális" szivattyú fala a szivattyúban mozgó vízre centripetális erőt gyakorol. A kiömlőnyílásnál ez az erő megszűnik, a víz a szivattyúból a csövön keresztül eltávozik.

VI. Az idézőjelbe tett kifejezéseket a forgó rendszerben fellépő centrifugális erő segítségével magyarázhatjuk meg. Ennek legcélszerűbb módja az, ha egy mozgást előbb inerciarendszerben, majd a testtel együttforgó rendszerben elemzünk. Az elemzés történhetik pl. a következőképpen: a kanyarodó villamosban testünk tehetetlenségének következtében megtartja eredeti egyenesvonalú mozgását, míg a villamos oldalához nem ütődünk. Ekkor a fal olyan erőt gyakorol testünkre, amely azt körpályára kényszeríti. Ez a faltól származó erő a centripetális erő. Így látja a jelenséget a külső, inerciarendszerbeli megfigyelő. A rendszerrel együttmozgó megfigyelő azt tapasztalja, hogy a kanyarban valamilyen erő őt a villamos faláig repíti. Ez az erő a forgás következtében lép fel, és a sugár irányában kifelé mutat. Ezt az erőt nevezzük centrifugális erőnek. A villamos falához ütődő testre a fal a kör középpontja felé mutató erőt gyakorol, ez a centripetális erő. A testre ható centrifugális és centripetális erő hatására a test a villamoshoz képest nyugalomban van. A centrifugális erő nagysága tehát megegyezik a centripetális erő nagyságával, irányuk azonban ellentétes, így eredőjük 0. Összefoglalva: A centrifugális erő a rendszer forgása következtében lép fel, hatására a test sugárirányban kifelé mozdul el. Ha a testre centripetális erő is hat, a test az együttforgó rendszerben nyugalomban van (de a nyugvóban nem!), ha nem hat, a test sugár irányban kirepül (mézpergető).

VII. Az elmondottakból azt állapíthatjuk meg, hogy a jelenségeket inerciarendszerben a tehetetlenség és a centripetális erő, a forgó rendszerben a centrifugális és centripetális erő segítségével magyarázhatjuk meg. Az említett kifejezések eredete tehát a forgó rendszerben fellépő centrifugális erőre vezethető vissza. A mindennapi szóhasználat azonban nem különbözteti meg a két tárgyalásmódot.

A tanítás közben szerzett tapasztalatok azt mutatják, hogy az ajánlott módszer eredményesen tanítható, a tanulók számára világos fogalomalkotást tesz lehetővé. A kétféle tárgyalás lehetőségének megmutatása pedig főleg az érdeklődő tanulók számára teszi érdekessé a problémákat.

Befejezésül megköszönöm a „Garay János" gimnázium fizikus munkaközösségének — különösen Kaszás Imre és Létay Menyhért szakfelügyelőknek — és Sass Ernő kartársnak azt a sok értékes tanácsot és segítséget, melyet a téma kidolgozásához nyújtottak.

Gyüdi Sándor
„Garay János" gimnázium
Szekszárd

IRODALOM

Tankönyvek:

Fizika a gimn. III. oszt. számára. 2072. Fizika, III. 2050/616. Mechanika. Ipari technikumi tankönyv, 2522 (138a). Fizika a középisk. III. oszt. számára, 1949—53. Budó: Mechanika. Papalekszi: Fizika. Tangl: Kísérleti fizika.

A folyadékot tartó edény hőokozta tágulásának kimutatása

Dugjunk érzékeny hőmérőt meleg vízbe és jól figyeljük a higanyfelszínt. (Nagyítóval való figyelés, esetleges kivetítés esetében a befogott hőmérő alá készített fürdőt emeljük fel!) Azt látjuk, hogy a szobahőmérsékletű hőmérő higanyfelszíne a bemerítéskor először alászáll, majd gyorsan emelkedni kezd. A kívülről eszközölt melegítés először a hőmérő üvegedényét tágítja ki és következik be annak térfogatnövekedése, a szál alábbszállása. A higany felmelegedése és tágulása az üvegfalon való hővezetés lassúsága miatt késve történik.

Könnyű számolással meggyőződni arról, hogy a higany felszín alábbszállása valóban megfelel az észlelésnek. Ha a hőmérőt a mellékelt ábra szerinti számolható alakúnak tekintjük, akkor a higany 0 C°-ról t C°-ra való tágulása:

$$(R^2 h \pi + r^2 l \pi)\, \beta t$$

β a higany köbös-, α az üveg vonalas tágulási együtthatója. Ez a tágulás az a magasságú henger megtöltésére, valamint a széles és keskeny üveghengerek kitágult részeinek betöltésére fordítódik:

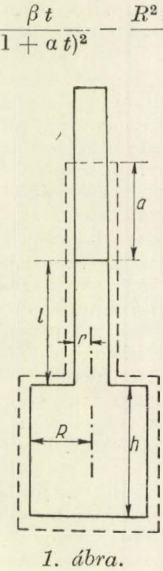
$$a r^2 (1 + \alpha t)^2 \pi + R^2 h (1 + \alpha t)^3 \pi + r^2 l (1 + \alpha t)^3 \pi - $$
$$- R^2 h \pi - r^2 l \pi$$

Az α^2 és α^3 tagok elhanyagolása és összevonás után:

$$a r^2 (1 + \alpha t)^2 \pi + (R^2 h \pi + r^2 l \pi)(1 + 3 \alpha t)$$

A higany tágulása és a számított térfogatok egyenlítéséből:

$$a = \frac{R^2 h + r^2 l}{r^2} \cdot \frac{\beta t}{(1 + \alpha t)^2} - \frac{R^2 h + r^2 l}{r^2} \cdot \frac{3 \alpha t}{(1 + \alpha t)^2}$$



1. ábra.

A felszínmozgást kifejező a függvénye jobban mutatja a változást, ha $R^2/r^2 = k$ állandót vezetjük be. A hőmérő edényében lévő higany a kapilláris keresztmetszetével $k \cdot h$ hosszúságú volna. Az osztó $(1 + at)^2$-t 1-nek vehetjük:

$$a = (kh + l)(\beta - 3\alpha)t$$

Az összefüggés azt mutatja, hogy a folyadékhőmérő a tágulás ellenére a hőmérséklettel olyan arányos emelkedést mutat, amelyben a folyadék és az edény köbös tágulási együtthatóinak különbsége az együttható. Jól látható a függvényből, hogy a kívülről bekövetkező melegítéskor kezdetben csak az üveg tágulásából eredő felszíncsökkenés következik be. Adott hőmérő higanyos edényének méretei könnyen lemérhetők. A higany tágulási együtthatójából és a felszín lehetséges elmozdulásának nagyságából kiszámítható a kapilláris sugara. Az 1/10 C°-os hőmérőkre $r = 0{,}1$ mm értéket nyerünk. Az üveg tágulási együtthatója 10^{-5}-nek véve, 2 mm sugarú és 20 mm magas higanyedény esetében 1—2 mm felszín-csökkenés adódik. Ez jól látható is a keletkező 10—20 C°-os felmelegítéskor.

Csekő Árpád
Petőfi Sándor gimnázium

EGYESÜLETI ÉLET — HÍREK

BESZÁMOLÓ A II. MÁTRAHÁZI MAGFIZIKAI KOLLOKVIUMRÓL

Az Eötvös Lóránd Fizikai Társulat másodízben rendezett Magfizikai Kollokviumot Mátraházán 1957. december 3—7 között a Magyar Tudományos Akadémia és a Magyar Államvasutak mátraházai üdülőjében kb. 70 fizikus részvételével. A kollokvium sikerét nagymértékben előmozdította az a körülmény, hogy 14 külföldi tudós is eljött hozzánk és sok értékes előadást tartott. A. S. Davidov, W. J. Goldanski, L. J. Lazareva és M. A. Markov a Szovjetunióból, M. Juric és M. Mladjenovic Jugoszláviából, K. Grotowsky, H. Niewodniczanski és J. Werle Lengyelországból, G. Richter és J. Keck Németországból, L. Colli, U. Facchini és M. Pignanelli Olaszországból, érkeztek, hogy megismerkedjenek a magyar fizikusok munkájával és megismertessék saját munkásságukat is. A kollokvium külföldi és magyar résztvevői között kialakult szakmai és baráti kapcsolat bizonyára éreztetni fogja hatását és ennek következményeképpen a magyar fizikusok szélesebb alapokon fognak bekapcsolódni a nemzetközi fizikus életbe.

A kollokvium anyagát a következő témakörökbe csoportosíthatjuk: magreakciók kísérleti és elméleti vizsgálata, kísérleti és elméleti magspektroszkópia, gyenge kölcsönhatások (pl. β-bomlás) elméleti vizsgálata, atommagreaktorokkal kapcsolatos problémák és a magfizika kísérleti eszközei.

A γ-sugarakkal létrehozott magreakciókkal, az ún. magfotoeffektusokkal 6 előadás foglalkozott.

L. J. Lazareva (Moszkva) először az U^{238}-as és U^{235}-ös atommagok γ-sugarak hatására való hasadásakor keletkező részecskék szögeloszlásáról tartott előadást. A Moszkvai „Lebedev" Fizikai Intézetben dolgozó maximálisan 31 MeV energiájú szinkrotron által keltett γ-sugárzással uránt tartalmazó emulziós réteget sugárzott be és vizsgálta a hasadási részecskék szög szerinti eloszlását a γ-sugarak irányához képest. A méréseket a γ-sugárzás energiájának függvényében végezve azt tapasztalta, hogy az eloszlás anizotróp, az anizotrópia azonban a γ-sugárzás energiájának növelésekor csökken. A jelenség elméleti értelmezésével a résztvevők kérésére Davidov professzor foglalkozott. Az előadáshoz L. Colli, M. Juric és Keszthelyi L. szóltak hozzá.

Második előadásában Lazareva a fotoprotonok energia és szögeloszlásával foglalkozott. A reakciót ismét szinkrotron által keltett γ-sugárzással (amelynek energiaspektruma egy maximális értéktől lefele terjedve folytonos) hozta létre és a vékony céltárgyból kilépő protonokat emulzióval regisztrálta. A mérési eredmények szerint az elméletileg várt értéknél jóval több nagy energiájú proton van és ezen nagyenergiájú protonok szög szerinti eloszlása sem egyezik a szokásos elmélettel. Hozzászóltak Berkes I., A. S. Davidov, K. Grotowski és Keömley G.

Ugyanezzel a problémával foglalkozott Keszthelyi L. és Erő J. (Budapest) előadása is. Ők a (γ, p) reakciókat a Li^7 (p, γ) Be^8 reakcióból származó, közel monokromatikus γ-sugárzással hozták létre és a protonok energiaeloszlását tanulmányozták. Monokromatikus γ-sugárzás által keltett protonspektrumnak az elmélettel való összevetése egyszerűbb feladat, mint a folytonos γ-spektrum által keltett protonspektrum összevetése. Az eredmények itt is azt mutatták, hogy a protonspektrum nem magyarázható meg a szokásos elmélettel. W. J. Goldanski, K. Grotowski, L. J. Lazareva, Németh J. és H. Niewodniczanski szóltak hozzá.

W. J. Goldanski (Moszkva) a (γ, p) reakciókról elméleti szempontból beszélt. Néhány könnyű atommagnál (B^{10}, C^{12}, N^{14}, O^{16}, S^{32}) ismeretes a fordított reakció, a (p, γ) reakció hatáskeresztmetszete. Általános érvényű elméleti összefüggés segítségével ebből meg lehet határozni a (γ, p) reakció hatáskeresztmetszetét is. Sajnos, az általa vizsgált reakciók egyike sem szerepelt a kollokviumon referált vizsgálatok között, ezért közvetlen összehasonlításra nem kerülhetett sor. Hozzászólt Pócs L.

A Be^9 (γ, n) Be^8 reakció küszöb-energiája 1,6 MeV. Ezért a reakciót rádióaktív anyagok γ-sugárzásával is lehet tanulmányozni. H. Niewodniczansky (Krakkó) beszámolt a fotoneutronok szögeloszlására végzett vizsgálatairól. A Be-ot *ThD* γ-sugárzásával sugározta be, a keletkező neutronokat fotoemulzióval észlelte. Az emulzióban meglökött protonok energiaeloszlásából arra következtetett, hogy a *ThD* két nagyenergiájú γ-sugárzást bocsát ki 2,62 MeV és 3,2 MeV energiával. Az utóbbi intenzitása tízszer kisebb, mint az előbbié. Keszthelyi L. és Medveczky L. szóltak hozzá.

A magfotoeffektusok hatáskeresztmetszetének energiafüggésére közös jellemző az ún. óriás rezonancia. Az óriás rezonancia szélessége 4—5 MeV, a maximumhoz tartozó γ-energia érték, $E_{\gamma max} \sim A^{-\frac{1}{3}}$ a kísérletek szerint. Kisdi D. (Budapest) a statisztikus magmodell alapján számította ki az atommagok vibrációját és azt találta, hogy a vibrációs energia $A^{-\frac{1}{3}}$-nal arányos, tehát ilymódon vibrációkkal magyarázható az óriás rezonancia. Hozzászólók Horváth J., Keszthelyi L. és Nagy K. voltak.

Az eddigiektől eltérő témakörbe tartozott M. Juric (Belgrád) előadása, aki különböző könnyű magokon végzett (d, p) reakciókról számolt be. Az 1—2 MeV-nál nagyobb energiájú (d, p) reakciókat „stripping" reakciónak nevezzük, mert az atommag a deuteronból „leszakítja" a neutront és továbbrepül a proton. A reakciónak jellegzetes szögeloszlása van, amelyből az atommag impulzusnyomatékát lehet meghatározni. Juric méréseit a stripping reakciók alsó határenergiájának környékén végezte, a szögeloszlás tanulmányozása tehát átmeneti jelenségek vizsgálatára irányul. Az ilyen mérési eredmények értelmezésére Tobocman—Kalos dolgoztak ki elméletet. Juric méréseit ezzel az új elmélettel vetette össze, és az elméletet bizonyos esetben kielégítőnek találta. H. Niewodniczanski szólt hozzá az előadáshoz.

A magreakciókról szóló előadások második csoportjában a neutronok által indukált reakciókról szóló kísérleti és elméleti eredmények ismertetése sorolható. U. Facchini és L. Colli beszámoltak a közös program

alapján a milánói CISE intézetben, ill. Svájcban végzett kísérleteikről. Gyors neutronokkal bombáztak különböző targeteket és a kilépő protonok energiaeloszlását vizsgálták különböző szögek alatt. Azt az eredményt találták, hogy a kísérleti adatokat a jelenlegi elméletek nem tudják teljesen magyarázni. (Különösen a spektrum nagyenergiájú részében találtak jelentős eltérést). Érdekes volt D. Németh Judit előadsa, aki az (n, p) reakciókban a közbülső magból párolgó protonok energiaspektrumát számította. Elmélete sok vonatkozásban qualitativ és egyes esetekben quantitative is közelebb hozta a számított spektrumot a kísérletileg találthoz. Ezek az előadások is élénk vitát váltottak ki, amit a hozzászólók CL. Colli, Erő J., U. Facchini, W.J. Goldanski, K. Grotowski, Keszthelyi L., L. J. Lazareva, H. Niewodiczansky, Szépfalussy P.) nagy száma is mutat.

Bujdosó Ernő (Debrecen) ismertette mérését a B^{10} (n, α) Li^7 reakció α-spektrumának meghatározására. A spektrumot magemulziós módszerrel vette fel. Méréseiből világosan kitűnik, hogy két α-csoport van, amelyek relatív valószínűségét méréséből meghatározta, továbbá meghatározta a reakció során felszabaduló energia értékét.

A. S. Davidov (Moszkva) a Weisskopf-féle optikai modellben szereplő komplex potenciál energiafüggésére vonatkozó számításait ismertette. Második előadásában a lassú neutronoknak a deuteronra vonatkozó szórási hosszával foglalkozott. Ismeretes, hogy a szórási hosszak kísérletileg meghatározott hatáskeresztmetszetből számított értéke nem egyértelmű. Hogy a két lehetséges érték közül melyiket kell elfogadnunk, az az irodalomban sok vitára adott alkalmat. Davidov professzor előadásában fizikai érvelésre hivatkozva a kisérlet által megengedett két szórási hosszérték közt a nagyobbik mellett foglalt állást.

A magfizikának egy másik területével, az alapállapotban lévő, ill. alacsony energiára gerjesztett atommagok vizsgálásával foglalkozott az előadások következő csoportja.

Gombás Pál akadémikus az atommag statisztikus elméletében elért új eredményekről számolt be. A statisztikus módszer alkalmazásával az atommag különböző tulajdonságára kaptak eredményeket. Így pl.: megvizsgálták a mag sűrűségeloszlását a felvett potenciálok függvényében és a különböző sűrűségeloszlásokból számították az utolsó nukleon kötési energiáját.

Szépfalussy Péter (Budapest) a magszerkezetek elméletének jelenlegi helyzetéről beszélt. A héjmodell keretei között mint speciális eseteket tárgyalta a szélsőséges független részecske modellt (régi héjmodell), valamint a nukleonok kölcsönhatásait jobban figyelembevevő kollektív modellt. Az előadás a jelenlegi magmodellek elméletének általános ismertetését tűzte ki célul maga elé.

Fényes Tibor (Debrecen) a Po^{210} α spektrumára vonatkozó méréseit ismertette. Az előadáshoz M. Juric szólt hozzá.

A γ-spektroszkópia területéről hangzott el Keszthelyi L., Zimányi J. (Budapest) előadása. A Pt^{192} gerjesztett nívóinak tulajdonságaira vonatkozóan végeztek méréseket, és értelmezni próbálták a Pt^{192} nívó rendszerét. Érdekes volt ehhez kapcsolódóan A. S. Davidov (Moszkva) következő előadása, aki a páros—páros magok kollektív gerjesztésével foglalkozott és ennek kapcsán éppen a Pt^{192} nívórendszerére is végzett számításokat. Az előadásokhoz hozzászóltak: Horváth János, M. Mladjenovic, H. Nievoniczansky, Orient O., Zimányi J.

W. J. Goldanski (Moszkva) előadásában a páratlan tömegszámú magoknál fellépő izomér átmenetek egy csoportjával foglalkozott. Kimutatta, hogy némely magnál oktupol átmenetekre lehet számítani, amelyeknek a felezési ideje 10^{-4} — 1 sec tartományban van. Az előadáshoz Keszthelyi L. szólt hozzá.

A modern fizikának egyik legdivatosabb területével, a gyenge kölcsönhatásokkal foglalkozott az előadások egy másik nagy csoportja.

Marx Gy. (Budapest) összefoglaló előadásában ismertette a gyenge kölcsönhatásokra vonatkozó, jelenleg ismert mérési eredmények és a jelenlegi elméletek közti viszonyt. Kiderült, hogy a β-bomlás ma ismert elméletei nem tudják értelmezni a kísérleti adatokat. Az előadó rámutatott azokra a pontokra, ahol további kísérletekre van szükség a β-bomlás körül kialakult problémák tisztázására. Az előadáshoz hozzászólt Szalay S. (néhány szép, a Csikay Gy.-val közösen végzett kísérleteiről készült ködkamra felvételt mutatott be), Domokos G. és W. J. Goldanski.

M. A. Markov (Dubna) előadása a gyenge kölcsönhatásokra vonatkozó legújabb számításokkal foglalkozott. Kiderült, hogy a gyenge kölcsönhatások nem is tekinthetők mindig gyengének, ui. bizonyos rezonanciaszerű jelenség is fellép. Ennek alapján lehetséges, hogy a gyenge kölcsönhatás elméletét alapjaiban át kell alakítani. Az előadás utáni vitában W. J. Goldanski, Györgyi G., Marx Gy. és J. Werle vettek részt.

A gyenge kölcsönhatásokkal foglalkozó előadások egy másik csoportjában a β-bomlás során keletkező részecskék és γ-kvantumok polarizációjára vonatkozó számításokat ismertettek. Bevezetőben Györgyi G. (Budapest) összefoglaló előadásában ismertette a polarizációs sajátságok leírásmódját a sűrűség-matrix segítségével. Ezután következtek sorra a különböző részecskék polarizációs állapotára vonatkozó számítások.

Lovass I. (Budapest) a belső fékezési sugárzás γ-kvantumainak cirkuláris polározottságára, Györgyi G. (Budapest) a β-elektronok transzverzális polározottságára, Berkes I.—Farkas I.—Nagy K. (Budapest) a longitudinálisan polározott elektronok polarizációjának a Møller szórással való kimutathatóságára, Zimányi J. (Budapest) az elektronbefogást követő γ-kvantumok cirkuláris polározottságára vonatkozó számításait ismertette. Ezeket a számításokat a β-bomlás kérdésének tisztázására felmerült különböző kísérleti lehetőségeknek elméleti vizsgálatára végezték el. Némelyik számításhoz tartozó kísérlet már előkészületben is van. Az előadásokhoz Berkes I., W. J. Goldanski, K. Grotowski, Györgyi G., Jánossy L., Kisdi Dávidné, Marx Gy., M. Mladjenovic, Pócs L., G. Richter, Szalay S. és J. Werle szólt hozzá.

J. Werle (Varsó) előadásában az időtükrözéssel, töltéskonjugációval és tértükrözéssel szembeni invarianciakövetelményekből az S-matrixra adódó feltételekről beszélt. A fenti invraiancia tulajdonságokat eddig a Hamilton operátorra volt szokás kikötni, és a Hamilton-operátorból kellett azután számítani az átmeneti valószínűségeket. Tekintettel arra, hogy ez a számítás nem mindig egyértelmű, egyszerűbbnek látszik mindjárt az átmeneti valószínűségeket megadó S-matrixra vonatkozóan megadni az invariancia-követelményeket. Az előadáshoz Marx Gy. szólt hozzá.

A reaktorokkal kapcsolatos előadások zöme a klaszszikus urán fűtőelemes reaktorok fizikai problémáival foglalkozott. Pál L. (Budapest) rámutatott arra, hogy a reaktorok alapját képező neutronsokszorozó közegekben a neutronok száma ingadozást mutat. Ennek okai a következők: 1. ingadozik a sokszorozó közegekbe helyezett forrás intenzitása; 2. ingadozik az egy hasadási aktusban keletkező neutronok száma és velük 3. ingadozik az egymással korreláló hasadási aktusok száma. Ezek az ingadozások összetevődnek és abban jutnak kifejezésre, hogy a sokszorozó közeg neutronszintje is változik. Az előadásban azokról a módszerekről számolt be a szerző,amelyeknek segítségével egy sokszorozó közegbe helyezett detektor beütésszámának ingadozásaiból kiszámíthatjuk az egyetlen hasadási aktusban keletkező neutronok számának szórásnégyzetét. Az előadáshoz hozzászólt A. S. Davidov.

Ádám A., Kosály Gy. és Pál L. (Budapest) a reaktorok moderátoraival foglalkoztak. Hidrogén tartalmú moderátorok paramétereinek mérésével kapcsolatban az irodalomban bizonyos zavar észlelhető. A szerzők a felmerülő problémák tisztázását tűzték ki célul. Felhívják a figyelmet arra, hogy hidrogéntartalmú közegeknél a mérési eredmények nem arányosak a lelassulási sűrűséggel és ezért a lelassulási hossz értékelésénél bizonyos korrekciókat kell alkalmazni. Tárgyalják továbbá azt a kérdést, hogy különböző moderátorokban különböző forrásenergiák mellett milyen asszimptotikus viselkedést

mutat a termikus neutronsűrűség. Ismertették természetes vízben szobahőmérsékleten, valamint difilben (difenil) 60 C°-on végzett méréseik eredményét.

Hoffman T. és Németh G. (Budapest) előadásukban azzal foglalkoztak, hogy a reaktorok kéményének méretezésénél ügyelni kell arra, hogy a kémény elég magas legyen ahhoz, hogy a kijövő radioaktív anyagok által okozott radioaktivitás sehol se haladja meg a tolerancia dózist. Szerzők a kéményből kijövő radioaktív füst eloszlását az atmoszférában a diffúzió egyenlet alapján számították. Figyelembe vették a radioaktív anyag felezési idejét. Az eredményekből meg lehet határozni a szükséges magasságot.

Egy előadás foglalkozott a jövő reaktortípusainak lehetőségével. Simonyi K. és Uzsoky M. (Budapest) a csillagszerű fúziós reaktorok lehetőségeit tárgyalták előadásukban. E fúziós reaktor alapgondolata a következő: egy megfelelő méretű edényben deutérium-tricium gázkeverék van. Közepén valamilyen módon „begyújtják", vagyis 10—20 millió fok hőmérsékletre hevítik fel. Az edény falait állandóan hűtik, a fúziós reakciók során termelt energiát így vezetik el. A hőszigetelést a 20 millió fokos „aktív mag" és a néhány ezer fokos fal között a gáz önmaga szolgáltatja. A szerzők az ilyen rendszer stabilitását és a termelt energia nagyságát vizsgálták elméletileg az edény mérete és a gáz sűrűsége függvényében. Az energiatermelés néhány ezer megawatt volna mintegy 1000 m átmérőjű gömbalakú edény és 1000 atm nyomáson. Az előadáshoz M. Mladjenovic és J. Werle szóltak hozzá.

Magfizikai kísérleti eszközei közül először néhány újonnan elkészült gyorsító berendezésről szóló előadást nézzünk.

Két ún. neutrongenerátorról hallottunk előadást, amelyek rendeltetése különböző. Berecz J., Bornemissza G. és Nagy J. (Debrecen) egy kisfeszültségű Cockroft—Walton generátor és hozzácsatlakozó gyorsítóberendezés részleteit ismertették. Kb. 150—200 kV-tal rádiófrekvenciás ionforrásból kilépő deutériumokat gyorsítanak és cirkon-tricium targetet bombáznak. A D—T reakcióban keletkező neutronokat kb. 2% hatásfokú neutronszámlálóval detektálták. Hozzászóltak L. Colli, K. Grotowski és H. Niewodniczanski.

A másik neutrongenerátorról Fehér I., Hrehuss Gy., Neszmélyi A. és Simonyi K. (Budapest) számoltak be. Az előadás főproblémája a neutrongenerátor mellé épült neutronenergiamérő berendezés volt. A neutronok energiáját adott távolság befutásához szükséges idő segítségével is lehet mérni. Ilyen esetben $(0—50) \cdot 10^{-9}$ sec időtartamok mérésére van szükség. A kidolgozott precíziós repülési időmérő berendezéssel maximálisan 14 MeV energiáig lehet neutron energiaméréseket végezni nagy pontossággal és jó hatásfokkal. Az előadás beszámolt még arról is, hogyan lehet egyszerűen titán-deutérium, cirkon-deutérium céltárgyat készíteni. A hozzászólók W. J. Goldanski és Zámori Z. voltak.

Varga L. és Pócs L. (Budapest) egy 600 kV feszültségű Cockroft —Walton-típusú generátort ismertettek. A generátor és a hozzátartozó gyorsító berendezés eltér az általánosan használt konstrukcióktól. Egyrészt a feszültségforrás egyenirányító csövei nagyfrekvenciás fűtésűek, másrészt a gyorsító cső homogén terű és plexiből készült. A készülékkel jelenleg Li ionokat gyorsítanak. Hozzászóltak K. Grotowski, M. Juric és Medveczky L.

Nagyon érdekes volt W. J. Goldanski (Moszkva) előadása, amelyben magreakciók, radioaktív bomlások abszolút számának meghatározására régóta ismeretes és csak korlátozott mértékben használható koincidencia módszer általánosításáról beszélt. A statisztikus korreláció módszerét alkalmazva egészen általánosan meghatározható két, egymással kapcsolatban lévő sugárzást kibocsátó események száma. A méréshez speciális elektronikus berendezést kell építeni. Goldanski professzor elgondolásai alapján ilyen berendezést először az Amerikai Egyesült Államokban építettek, az elv helyességét, a módszer hatóképességét ezzel a készülékkel végzett mérések alapján mutatta be az előadó. Fenyves E., Keszthelyi L. és Simonyi K. szóltak hozzá az előadáshoz.

M. Mladjenovic (Belgrád) a „Boris Kidrich" intézetben épített 3 különböző típusú, egymást kiegészítő β-spektrométert ismertetett. Az egyik permanens mágnessel, félkörös fókuszálás elvén működik, a másik két vastag lencse típusú koincidenciában mérő spektrométer. A három spektrométer segítségével nagyon sok atommagspektroszkópiai probléma oldható meg. A berendezések adatai csaknem minden esetben jobbak, mint a más intézetek adatai. Az előadáshoz Berkes I., L. J. Lazareva, H. Niewodniczanski és G. Richter szóltak hozzá.

Bujdosó E. és Medveczky L. (Debrecen) magfizikai emulziók előhívására, fixálására épített preciziós berendezésüket ismertették. Hozzászóltak Bozóky L., Fenyves E., M. Juric, Makranczy B. és H. Niewodniczansky.

Czike K. és F. Csányi P. (Budapest) előadásukban a nehézvíz olajkutakban való bedúsulásának vizsgálatáról számoltak be. A nehézvíztartalom a mélységgel együtt nő, ami a vízminták tengeri eredetére utal. Hozzászóltak W. J. Glodanski, A. Niewodniczanski, G. Richter.

Négy további előadás részecskeszámlálók problémáiról szólott. Makranczy B. (Debrecen) és Orient O. (Budapest) GM csövekkel foglalkoztak. Makranczy B. beszámolt fotoérzékeny GM csövek készítése közben szerzett tapasztalatokról. Az előadáshoz M. Mladjenovic szólt hozzá, H. Niewodniczanski pedig korreferátumot tartott a Krakkóban a GM csövekkel végzett munkáról. A korreferátumhoz U. Facchini szólt hozzá.

Orient O. a GM csövek fáradásáról tartott előadást. Ismert jelenség, hogy a GM csövek 10^7—10^8 impulzus számlálása után tönkremennek. Az előadó azt vizsgálta, hogy ebben milyen szerepe van a katódnak. Az ügyes technikával elvégzett mérések szerint a katódokon a kilépési munka növekszik és a plátó hossza is nő az impulzusok számának növekedésekor. Hozzászóltak U. Facchini és Keszthelyi L.

Kiss D., Matus L. és Zámori Z. (Budapest) szcintillációs γ-spektrométerről tartottak előadást. A spektrométerhez egyszerű felépítésű egycsatornás amplitudóanalizátor csatlakozik, a mérés eredményét folyamatosan író berendezés regisztrálja. Az elért felbontóképesség 9% a Cs^{137} 662 KeV vonalára.

Szabó L. (Budapest) egy Schmitt trigger körökön alapuló 25 csatornás amplitudó analizátort ismertetett, amelyet szcintillációs spektrum felvételére próbált ki. Az előadáshoz W. J. Goldanski szólt hozzá.

A szakmai előadások után Simonyi Károly professzor, a KFKI Atomfizikai Osztályának vezetője tartott előadást abból az alkalomból, hogy az Osztályon a munka 5 évvel ezelőtt indult meg. Felmérte az elvégzett munkát és megállapította a felmérés alapján, hogy az Osztály dolgozói jó és eredményes munkát végeztek az elmúlt 5 év alatt.

A kollokvium Szalay Sándor akadémiai levelező tag zárszavával ért véget.

K. L., Z. J.

BRÓDY IMRE ÉS SCHMID REZSŐ DÍJASAINK

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 1957. évi Bródy Imre díját a neutrinó visszalökő hatásának — Wilson-kamrával történő — sikeres kimutatásáért Csikai Gyula kapta.

Csikai Gyula Szalay Sándor tanítványa, munkaterülete a kísérleti magfizika. Egyetemi tanulmányait Debrecenben végezte és 1953-ban fejezte be azokat. Először tanársegéd lett a Kísérleti Fizikai Intézetben, majd aspiranturára jelentkezett; kandidátusi disszertációját 1957-ben védte meg. Jelenleg a MTA Atommag Kutató Intézetében dolgozik, mint tudományos munkatárs.

Szalay Sándor professzor javaslatára a He^6 β-bomlásának Wilson-kamrás vizsgálatát tűzte ki céljául. Ezért megépített egy automatikus expanziós ködkamrát és kikísérletezett egy villafény (flash)-cső típust, amely a kamrában megjelenő nyomok lefényképezéséhez szolgált

fényforrásul. Ez utóbbit a Magyar Fizikai Folyóiratban, a kamrát pedig a MTA III. Osztályának Közleményeiben ismertette.

A (sztereoszkópikus) fényképfelvételekből nemcsak azt lehetett megállapítani, hogy — ha az impulzus megmaradását elfogadjuk — az elektronnal egyidejűleg egy semleges részecskének is ki kellett lépni a magból, hanem a β—Li^6 (és így közvetve a β—ν) szögkorreláció vizsgálatával a kölcsönhatási formára is következtetni lehetett. A kísérlet sikeréről a Nuovo Cimentoban, a balatonvilágosi elemi részecske-kollokviumon és a páduai konferencián — Szalay Sándor professzorral közösen tartott — előadásban számolt be.

Csikai Gyula jelentős részt vállalt a debreceni egyetemen folyó fizikusképzésből is : laboratóriumi gyakorlatokat állított be, és speciális kollégiumokat tartott.

A. I.

Az 1957. évi Schmid Rezső-díjat Szépfalusi Péter a fizikai tudományok kandidátusa a Műszaki Egyetem Fizikai Intézetének adjunktusa kapta. Disszertációjában és több dolgozatában vizsgálta a kvantummechanikai többtestprobléma megoldásának Hartree-Fock módszere és a statisztikus módszer közötti kapcsolatot. A Hartree-Fock egyenletek félklasszikus analogonját keresve származtatott egy új statisztikus modellt. Ezen modellben a rendszer energiájának kiszámításánál a kvantumállapotokra való összegezés egzakt keresztülvihető. Az energiakifejezésben fellép a Weizsäcker-féle kinetikus energiatag, amelynek ezáltal kielégítő elméleti megalapozását adja.

A Hartree-Fock egyenletek alapján levezette a Gombás által a statisztikus elméletből származtatott, a hullámfüggvények ortogonalizálását helyettesítő potenciált.

A kicserélődési operátor Dirac-féle félklasszikus kifejezését nem constans sűrűség esetére módosította. Ezen témakörben elért eredményeiről hat dolgozata jelent meg és egy van megjelenés alatt. Egy további dolgozata a nukleonok közötti kölcsönhatás problémájával foglalkozik.

Gombás Pállal és Mágori Edtitel közösen írt két dolgozatában a nukleonok közötti kölcsönhatás hatótávolságát vizsgálja a statisztikus magmodell alapján.

K. D.

A SZEGEDI TUDOMÁNYEGYETEM ELMÉLETI FIZIKAI INTÉZETE

Az intézet múltjáról kell mindenekelőtt beszélnünk, pedig ez nem is olyan egyszerű kérdés. Sokszor megesik az, hogy egyes intézmények kialakulása ködbe vész, de ez általában csak akkor szokott előfordulni, ha az intézmény többszáz éves múltra tekint vissza. A Szegedi Tudományegyetem Elméleti Fizikai Intézetének az esetében nem ez a helyzet, de az már annál kétségesebb, hogy honnan kell számítanunk az Intézet megalapítását. Ismeretes ugyanis, hogy Szeged csak az első világháború után lett egyetemi város, amikor a Kolozsvári Tudományegyetem tanárai és diáksága 1921-ben Szegeden nyert elhelyezést. Annak idején a románok Kolozsvárott új egyetemet létesítettek, amely a régi egyetem épületeiben nyert elhelyezést, de sohasem tekintette magát a régi egyetem jogutódjának. Az a tény, hogy az egyetem tanári kara és diáksága, részben az egyetem tudományos felszerelésével együtt Szegedre került és ott folytatta munkáját, indokolttá teszi, hogy a Szegedi Egyetem Intézeteinek a történeténél a kolozsvári múltat is figyelembevegyük.

Speciálisan az Elméleti Fizikai Intézet esetében ez különösen indokolt, mert — ha a kolozsvári múltat is figyelembe vesszük — az intézet első professzora 1887-től 1915-ig, *Farkas Gyula* volt, a magyar tudományos élet egyik büszkesége, akinek a munkássága sajnos nem olyan mértékben közismert, amint az kívánatos volna. Ez a körülmény szükségessé teszi, hogy a munkásságáról néhány szóval ezen a helyen is megemlékezzünk. Farkas Gyula (1847—1930) volt ugyanis az első, korának a tudományos színvonalán álló magyar elméleti fizikus, akinek az életműve általános tudománytörténeti szempontból is jelentős. 1915-ben súlyos szembaja miatt nyugalomba vonult, de tudományos munkássága ezzel nem szakadt meg. Ő az ún. fenomenológiai fizikának volt kiváló művelője. Kritikai érzékére és tudományos tájékozottságára jellemző, hogy Einstein 1905-ben publikált úttörő munkája után, már 1906-ból vannak relativitáselméleti tárgyú dolgozatai és a relativitáselméletet már az 1907/1908. évi egyetemi előadásaiba is bedolgozta (amint arról kiadott litografált jegyzete is tanuskodik). Debrecenben él pl. Morvay Ferenc ny. középiskolai tanár, akinek 1908 tavaszán az egyik szakvizsgai kérdése az elektron relativisztikus tömegnövekedése volt. Fontos ezt hangsúlyoznunk, mert ismeretes, hogy a nyugati tudományos körök csak 1909-ben kezdték a relativitáselméletet akceptálni és néhány évvel ezelőtt, az Einstein-ünnepségek alkalmával melegen ünnepelték Laurea lengyel fizikust, aki 1908-ban már előadást tartott a relativitáselméletről. Az tehát igen értékes kultúrtörténeti dokumentum, hogy egy magyar egyetemen a tanári záróvizsgán már akkor el lehetett bukni a relativitáselméleti ismeretek hiánya miatt, amikor ezt az alapvető fizikai elméletet a vezető nyugati tudományos körök még nem is ismerték. 1893-ban Farkas Gyula a Páduai Egyetem díszdoktora lett. Önálló tudományos munkái közül nagy jelentőségűek a termodinamikai vizsgálatai, amennyiben 1895-ben publikált dolgozatában eléggé szabatos formában kimondotta a második főtétel modern megfogalmazását, amelyet a tudományos világ általában Carathéodory alapvető termodinamikai munkájából ismer (1909). Értékes eredményei vannak a mechanikai elvek megfogalmazása körül és a kovalens kémiai kötés értelmezésére adott elmélete bizonyos mértékig a Heitler—London-féle elmélet előfutárának tekinthető. Matematikai tárgyú dolgozatai is igen figyelemre méltóak és bizonyos általa vizsgált lineáris egyenlőtlenségekre a modern elektronikus számológépek lineáris programozásánál, mint alapvető eredményekre hivatkozik a nemzetközi irodalom. (Farkas Gyula tudományos hagyatéka az intézet könyvtárának értékes anyaga.)

Az intézet további professzorai Ortvay Rudolf, Bay Zoltán, Gombás Pál, Széll Kálmán voltak, akiknek a tudományos munkássága annyira közismert, hogy ezzel a kérdéssel itt nem kell részletesebben foglalkoznunk. Széll Kálmán 1952-ben bekövetkezett tragikus halála óta Horváth János az intézet vezetője.

Az intézet tudományos munkája két témakör körül csoportosul. Az intézet tagjainak többsége kvantumkémiai vizsgálatokkal foglalkozik. Vizsgálták arómás vegyületek fizikai és kémiai tulajdonságait az LCAO-módszerrel, majd azonos egységekből felépített vegyületek tárgyalására dolgoztak ki perturbációs módszert. Sokat vizsgálták a különböző variációs módszereket, főleg a hidrogénmolekula esetében. Újabban adott multiplicitású spinállapot sajátfüggvényeinek a meghatározására dolgoztak ki jól használható direkt eljárást. Vizsgálataikra részben az abszorpciós spektroszkópiával foglalkozó Szegedi Fizikai Kémiai Intézettől nyertek ösztönzést : ez vezetett az abszorpciós görbeanalízisnek modern módszerekkel (Medgyessy-féle eljárás) való helyettesítésére és újabban a komplex-molekulák elektronszerkezetének a vizsgálatára. A térelméleti vizsgálataik részben az egységes térelméleti vizsgálatokkal és klaszszikus térelméleti vizsgálatokkal kapcsolatosak. Foglalkoztak az egységes térelméletek Finsler-geometriai alapon történő megfogalmazásával, az ún. affin-térelméletekkel és újabban anizotróp terekben gerjesztet erőterek vizsgálatával. Sikerült pl. kimutatniok, hogy a bilokális térelméletben a Yukawa-féle változókat egy általános vonalelemtér hely- és iránykoordinátáinként felfogva, pusztán geometriai meggondolások alapján kimutatható, hogy a Klein—Gordon-féle egyenlet természetes általánosítása éppen a Rayski-féle egyenlet. A klasszikus tér-

elméleti vizsgálataik közül a spinnel rendelkező elektron mozgásegyenletével kapcsolatos és az elektromágneses tér megmaradási tételeivel kapcsolatos vizsgálatok említendők meg. Újabban a klasszikus Maxwell-elmélet axiomatizálásával foglalkoztak és kielemezték, hogy az elmélet axiomatikus felépítése hogyan épül közvetlen (javarészt középiskolában is tanított) alapvető kísérleti fizikai ismeretekre. A terek kvantumelmélete terén az a kérdés foglalkoztatta őket, hogy a csererelációk ezakt matematikai megfogalmazása (a disztribució elmélet alapján) hogyan interpretálható fizikailag és arra az eredményre jutottak, hogy a csererelációk megfelelő átfogalmazása nem-lokális kölcsönhatásra vezet.

Sokat foglalkoztatja az intézet tagjait az elméleti fizika oktatásának a problémája és a Farkas Gyula által kijelölt úton igyekeznek az elméleti fizika oktatását úgy megszervezni, hogy az átlagos képességű hallgatók megterhelése nélkül olyan színvonalon oktassanak, amely a mai tudományos színvonalnak megfelel. Erre az új egyetemi reform jó lehetőséget nyújt egy szabadabban beosztható kötelező elméleti fizikai előadássorozattal és speciális kollégiumok rendszerének kiépítésével.

KÖNYVSZEMLE

AZ A. S. T. M. RÖNTGENDIFFRAKCIÓS ADATKATALÓGUSRÓL

Az A. S. T. M. röntgendiffrakciós katalógus a pormódszerrel végzett röntgendiffrakciós analízisnek ugyanolyan fontos segédeszköze, mint a hullámhossztáblázat a spektrálanalízisnek. Az „American Society for Testing Materials" 1942-ben adta ki először ezt a katalógust, mindeddig azonban hazánkban nem állt egyetlen példánya sem a szakemberek rendelkezésére. Hazai szakkönyvtári anyagunk jelentős gazdagodását jelenti, hogy a közelmúltban megérkezett a Műszaki Egyetem Központi Könyvtárába ennek a katalógusnak 1955-ös kiadása, mely 6 részsorozatból áll és kb. 6000 anyag adatait tartalmazza. (Az időközben megjelent 7. sorozatot, és a későbbi kiadandó sorozatokat, melyek további anyagokról fognak adatokat közölni, — folyamatosan szintén beszerzik).

Az A. S. T. M. katalógus mai alakja a Hanawalt és munkatársai által kidolgozott és először 1936-ban publikált rendszer továbbfejlesztése[1], [2]. Alapgondolata az a felismerés, hogy az anyagok jól jellemezhetők porfelvételük három legerősebb vonalával; alig néhány olyan anyag létezik, melynél a három legerősebb vonalnak mind d-je, mind relatív intenzitása megegyezik. A katalógusrendszer éppen ezért két részből áll: Katalóguskönyvből, ahol csak az anyagok három legerősebb vonalának d-je és relatív intenzitása van feltüntetve és kartotékrendszerből, ahol minden anyag külön lapon szerepel; itt többi vonalának d-je és relativ intenzitása, valamint egyéb kristálytani adatai is (kristályrendszer, tércsoport, törésmutatók stb.) megtalálhatók.

A katalóguskönyvben a felsorolás „Hanawalt" rendszerben történik: A legerősebb vonal d-je szerint először csoportokba osztják az anyagokat (egy csoportba tartoznak azok, melyeknél ez az érték 20 és 18 Å közé, egy másikba, amelyikben 18 és 16 Å közé esik s i. t.) Az egyes csoportokon belül a sorrendet a 2. (egyezés esetén a 3.) legerősebb vonal d-je dönti el (d csökkenő értékei szerint).

Az identifikálást a következőképpen végezzük: 1. Megkeressük a könyvben azt a „Hanawalt" csoportot, melybe az ismeretlen anyag a porfelvételen mért legerősebb vonal d-je szerint tartozik. 2. A csoporton belül megkeressük azt a nevet, melynél a feltüntetett 2. és 3. legerősebb vonal d-je és relatív intenzitása megegyezik (a mérési hibahatáron belül) a felvételünkön mért adatokkal. 3. Az anyag neve mellett álló szám szerint megkeressük a kartotékrendszerben az anyag lapját és ellenőrizzük a többi vonal egyezését is.

Megjegyezzük, hogy a katalóguskönyvben az anyagok nemcsak d-jük szerint, hanem ABC sorrendben is megtalálhatók, itt kereshetjük meg valamely bennünket érdeklő anyag diffrakciós adatait.

A fejlett ipari országokban a finomszerkezetvizsgáló röntgenkészülék a tudományos és ipari laboratórium nélkülözhetetlen kelléke. Nálunk a módszerek csak most kezdenek szélesebb körben elterjedni. Az A. S. T. M. katalógus használata nagymértékben segíteni fogja a finomszerkezetvizsgálattal foglalkozó szakemberek munkáját, és a röntgendiffrakciós módszerek további elterjedését.

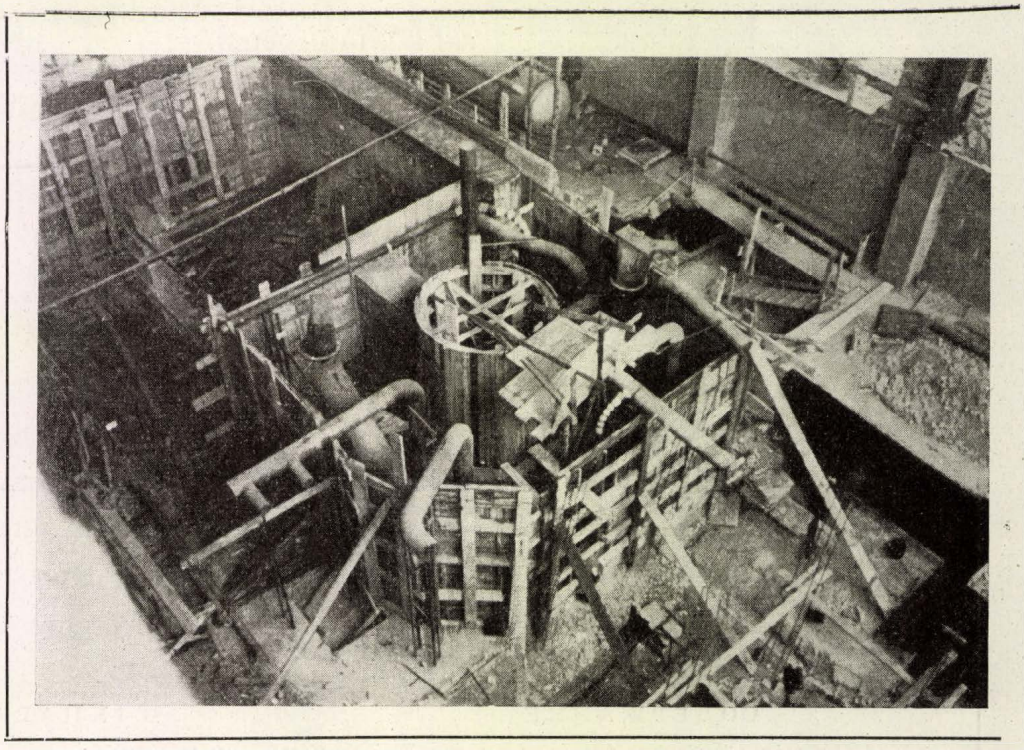
M. Gy.

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

Újtipusú hipermag. Mint ismeretes, hipermagoknak az olyan atommagokat nevezzük, melyekben egy nukleon szerepét egy hiperon veszi át. Az eddig megfigyelt, mintegy 150 jól azonosítható hipermag esetében kivétel nélkül mindig egy $\wedge^0$ hiperonnak egy atommagba való beépülését állapították meg. Ez természetes is, mert pozitív Σ hiperonok neutronnal, negatív Σ hiperonok pedig protonnal gyors kölcsönhatásba lépnek. Elvileg létezhetnek azonban olyan hipermagok, amelyek tisztán protonokból és egy Σ^+ hiperonból, vagypedig tisztán neutronokból és egy Σ^- hiperonból állanak. Nemrégen M. Baldo-Ceolin, W. F. Fry, W. D. B. Greening, H. Huzita és S. Limentani észleltek egy hipermagot fotoemulzióban, amely minden bizonnyal egy (Σ^+, p) kapcsolat, vagyis egyetlen protonból és egyetlen Σ^+ hiperonból álló hipermag volt. A hipermag kötési energiáját a kedvezőtlen körülmények miatt nem lehetett megállapítani. Maga a (Σ^+, p) hipermag léte azonban arra mutat, hogy a Σ-nukleon kötés erősebb mint a $\wedge^0$-nukleon kötés, mert ($\wedge^0$, p) hipermagot — túlságosan alacsony kötési energiája miatt — eddig még nem észleltek. (Il Nuovo Cimento *6*, 144, 1957). *S. A.*

FIZIKAI SZEMLE

VIII. ÉVFOLYAM
1958.



3.

EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT

AKADÉMIAI KIADÓ
BUDAPEST

Főszerkesztő: **Marx György**

Szerkesztőbizottság:

Bodó Zalán, Csekő Árpád, Györgyi Géza, Keszthelyi Lajos, Marx György, Somogyi Antal, Szalkai Ferenc, Szigeti György, Szabó János, Tarján Imre, Túriné Frank Zsuzsa, Vermes Miklós

Felelős szerkesztő: **Túriné Frank Zsuzsa**

Szerkesztőség: Budapest, V., Reáltanoda utca 13—15. Eötvös Loránd Fizikai Társulat
Távbeszélő: 187-423

Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó, Budapest, V., Alkotmány utca 21.
Távbeszélő: 111-010 *

Terjeszti a Posta Központi Hírlapiroda Vállalat
Budapest, V., József nádor tér 1. Telefon: 180-850
Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat: József nádor tér 1., üzlethelyiség. Telefon: 183-022.
Csekkszámlaszám: 61257.

Előfizetés egy évre 40,— Ft; egyes szám ára 6,— Ft

Megjelenik évente tízszer

TARTALOMJEGYZÉK

Novobátzky Károly: W. Thomson
Domokos Gábor: A legnagyobb energiájú magkölcsönhatások
Szabó János: A turbulencia
Kedves Ferenc: Félvezető anyagok tulajdonságai III.

A FIZIKA TANÍTÁSA

Gémesi J.—Szabó J.: Az egyetemi felvételi vizsgákról
Tóth L.—Benkő K.: Spirálrugóra függesztett gömb rezgőmozgása; ha eséssel indul
Barna P.—Groma G.—Kurucz I.: Mérési feladatok a III. éves fizikus hallgatók laboratoriumában I.

EGYESÜLETI ÉLET – HÍREK
A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

СОДЕРЖАНИЕ

К. Новобацки: В. Томсон
Г. Домокош: Ядерные взаимодействия при наибольших энергиях
Я. Сабо: Турбуленция
Ф. Кедвеш: Свойства полупроводников III.

ПРЕПОДАВАНИЕ ФИЗИКИ

И. Гемеши—Я. Сабо: О приёмных экзаменах в университетах
Л. Тот—К. Венкё: Колебательное движение подвешанного на спиральной пружине шара при начальном падении
П. Барна—Г. Грома—И. Куруц: Измерительные задачи третьего курса в лаборатории

ИЗВЕСТИЯ ИЗ ЖИЗНИ ОБЩЕСТВА ФИЗИКОВ
ИЗ УСПЕХОВ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

INHALT

K. Novobátzky: W. Thomson
G. Domokos: Kernwechselwirkungen bei grössten Energien
J. Szabó: Die Turbulenz
F. Kedves: Die Eigenschaften der Halbleiter III.

UNTERRICHT DER PHYSIK

J. Gémesi—J. Szabó: Über die Universitätsaufnahmeprüfungen
L. Tóth—K. Benkő: Schwingbewegung einer an einer Spiralfeder aufgehängten Kugel die mit Fallen abfährt
P. Barna—G. Groma—J. Kurucz: Messungsaufgaben im physikalischen Laboratorium für Studenten des dritten Jahrganges

NACHRICHTEN – AUS DEM VEREINSLEBEN
FORTSCHRITTE DER PHYSIK

Címképünk: Épül a kísérleti atomreaktor a Csillebércen. (Teljesítménye 2.000 kW, max. neutronfluxusa 2.10^{13} n/cm^2. sec.)

A kiadásért felelős: az Akadémiai Kiadó igazgatója — Műszaki felelős: Szöllősy Károly
A kézirat beérkezett 1958. I. 23. Példányszám: 1900. Terjedelem: 4 (A/5) ív

Akadémiai Nyomda, Budapest, V., Gerlóczy utca 2. — 44838/58 — Felelős vezető: Bernát György

FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

VIII. évfolyam 3. szám 1958. március

W. Thomson (1824—1907)*

Nagy név hordozójának szól mai esti megemlékezésünk. William Thomson halálának ötvenedik évfordulóját ünnepeljük meg. Thomson egyik kiemelkedő nagysága a XIX. század tudományos életének, kortársa Faradaynak, Maxwellnek, Mayernek és Clausiusnak. Szeme láttára születnek meg azok a kísérleti tények és elméleti eredmények, melyek az akkori fizika arculatába új vonásokat vésnek és teljesen megváltoztatják fiziognomiáját. Az addig uralkodó Descartes-féle mechanikai materializmus elégtelennek bizonyul az új megismerést értékelő világkép kialakítására. A mechanika, mint a jelenségek rejtett mechanizmusának kulcsa, lassan elveszíti uralkodó helyzetét és átfogó jelentőségét. Kitűnik, hogy vannak jelenségek, melyeknek visszavezetése anyagi mozgásokra meddő próbálkozás. Faraday a maga korszakalkotó kísérletei alapján kezdi kirajzolni az embrionális térelmélet vázlatát. Ezt a skiccet a nagy Maxwell később életerős képpé egészíti ki. Robert Mayer dadogó nyelvezettel, de a lángész intuíciójával megmutatja, hogy a történés szinte áttekinthetetlen változataiban az energia megmaradása megbízható vezetőként kalauzolja végig a kutatót. Nem egészen egy évtized mulva pedig Clausius megszabadítja Sadi Carnot hőelméletét a hozzátapadó salaktól és megalkotja a második főtételt, melynek csodálatos teljesítőképessége a legnagyobb elméket is elragadtatással tölti el.

William Thomson a kortárs élénk érdeklődésével veheti tudomásul Hertz Henrik nagyszerű kísérleteit, amelyekkel megalapozza egyfelől a mai rádiótechnikát, másfelől az elektromágneses fényelméletet. Sőt élete végén azt is megéri, hogy a Röntgensugárzás, a Planck-féle hősugárzási tétel és végül a Bequerel—Curie-féle rádioaktivitási eredmények révén bepillantást nyerjen a mai mikrofizika előcsarnokába.

Egy páratlanul termékeny század filmje pereg le Thomson szemei előtt. Kérdés, hogy ő, kit a természet különleges képességekkel áldott meg, hogyan reagál erre a tudományos panorámára. Egyik életrajzírója szellemesen megállapítja, hogy Thomson igen rossz abszorber, de kitűnő radiátor. Nem képes befogadni az idegen gondolatokat, azokat kiadós belső munkával először saját gondolatformáihoz kell idomítania és csak azután képes a problémába belelátni, a megoldáshoz egyénileg hozzájárulni. Akkor elméje már sugároz, de úgy, hogy a kérdés minden részlete is megvilágosodik. Nem tartozik az elvontan gondolkodók közé. Ő maga kijelenti, hogy bármely fizikai elmélet homályos marad előtte, hacsak nem sikerül szemléletes modellt alkotnia. Még egy másik kidomborodó tulajdonság jellemzi Thomson tudományos természetét. Nem elégíti ki valamely kérdés elméleti tisztázása, föltétlenül a gyakorlati alkalmazás után kutat. Ő a XIX-ik század kiemelkedő mérnök-fizikusa. Ennek köszönheti tulajdonképpeni hírnevét, nemesi címét és előnyös anyagi helyzetét. Bátran állíthatjuk, hogy nagy gyakorlati érzéke az apa nevelő behatásának eredménye.

William Thomson 1824. június 26-án született. Elődei erős jellemű, határozott egyéniségek voltak, kik általános tiszteletnek örvendtek. Az a szellemi kötelék, mely édesatyjával összefűzte, egész életére kiható erőt jelentett számára. Az özvegy James Thomson, aki maga is kitűnő szakember volt, szülői kötelességének tartotta, hogy behatóan foglalkozzék fiával. Hogy milyen kitűnő kezekbe volt letéve a kis William nevelése, annak bizonyítéka, hogy apja 1831-ben a glasgowi egyetem tanára lett. Apja utasítására már 8 éves korában kezdte el jegyzetkészítését és egész életén át folytatta. Körülbelül 100 ilyen zöldbe kötött jegyzetfüzet maradt utána. Ezek azok a jól ismert Thomson-féle zöld könyvek, amelyek nélkül Thomsont el sem lehetett képzelni.

Tízéves korában az egyetem rendes hallgatója lett. Két évvel később figyelmét erősen megragadták az elektromos jelenségek. A kis fiú apja biztatására reprodukciós kísérletekbe fogott. Az otthoni laboratóriumban fény- és hőtani, mágneses és elektromos próbálkozások folytak. Gondoljunk arra a hipnotizáló hatásra, melyet egy mágnespatkó gyakorolt a gyermek Einsteinre. Akkor tisztában lehetünk azzal, hogy Thomson milyen elhatározóan mély benyomásokat szerzett öntevékenykedő gyakorlataival. Kiterjedt utazásai révén kellő világismeretre is szert tett. Hosszabb időt töltött Londonban és Párizsban, majd később Németország nagyobb városait

* Elhangzott az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 1958 I. 13. emlékülésén.

is megismerte. 1840-ben elnyerte a baccalaureatust, majd 17 éves korában a Szt. Péter Kollégium hallgatója lett. Ekkorra matematikai képességei is erősen kifejlődtek. Elhatározó befolyást gyakorolt rá Fourier Théorie Analytique de la chaleur című munkája. Az itt megismert és elsajátított módszertan végigkísérte életén. Szinte babonás tisztelettel őrizte ezt a könyvet. Későbbi matematikai meglátásait is Fourier teorémáinak köszönte. Már ebben a fiatal korában megnyilvánulnak egyéniségének jellegzetes vonásai. Nagyon

W. Thomson tizenhétéves korában

szerette a zenét és igen szívesen barátkozott. Lebilincselte az embereket rendkívüli szívélyességével és ismereteinek sokrétűségével. Fokozatának elnyerése után Párisba utazik és egy évet tölt el Regnault laboratóriumában. Ez a tanulmányi idő döntő befolyással van egész későbbi tudományos pályájára. Regnault hőtani mérései a precíziós mérések mintaképei voltak. Regnault neve akkoriban szinte szinonimája volt az egzakt mérésnek. Thomson azonnal belátta, hogy ilyen mérések szükségszerű előfeltételei minden tudományos haladásnak. Itt ébredt fel az ő mérnöki hajlama. Magától értetődik, hogy pontosan mérni csak tökéletes eszközökkel lehet. Jól tudjuk, hogy Thomson életművének egyik fontos része ilyen eszközök megalkotása. Az ő kvadráns elektrométere még ma is nélkülözhetetlen eszköze minden laboratóriumnak.

Regnaultnál ismerkedett meg Sadi Carnot korszakalkotó hőelméletével. Ez az elmélet előfutárja volt a Clausius-féle entropiatételnek. Nem volt még hibamentes, mert Carnot, az ő róla elnevezett ciklus kieszelője, még rabja volt kora felfogásának, hogy a hő anyag és azt vallotta, hogy ciklusában a rendszer által felvett és leadott hőmennyiség pontosan egyenlő, hiszen ezt kívánja az anyag megmaradásának törvénye. Thomson akkor fenntartás nélkül csatlakozott ehhez a nézethez.

1846-ban, tehát 22 éves korában elnyeri glasgow-i egyetem természetfilozófiai tanszékét. Nem is cseréli fel mással. Teljes 53 esztendőt tölt ezen a katedrán. Az első időben rengeteg nehézséget kell leküzdenie. Laboratóriumról, kísérleti felszerelésről szó sem volt. Hosszas utánjárásra egy kiürített boros pincét utalnak ki számára laboratóriumnak. Ez a sötét pince volt az első laboratórium Angliában, mely kísérleti munkára képesítette a hallgatókat és magát a vezető tanárt is. Később — Thomson hajlamainak megfelelően — a munkahelyiség egy része technikai színezetet kapott. Műhely lett belőle. Thomson minden vágya arra irányult, hogy áthidalja az elmélet és gyakorlat szakadékát, hogy a tudomány eredményeit minél teljesebben értékesítse az iparban és népgazdaságban. Mikor mostani új kultúrprogramunk ugyanezt kívánja természettudósainktól, csak Thomson felismerését követi.

Érdekes, hogy mint előadó Thomson egyáltalán nem örvendett közkedveltségnek. Hol erőszakosan oktrojálta nézetét hallgatóira, hol különböző nézeteken szemlét tartva hangosan gondolkodott, ami türelmetlenséget keltett. Voltak egyéb furcsaságai is, pl. az ohm reciprokját a szó megfordításával egyszerűen mhonak nevezte. Hallgatósága állandóan zúgolódott és zajongott, úgyhogy a rendreutasító „csend legyen" figyelmeztetést annyira megszokta, hogy akkor is alkalmazta, mikor véletlenül csend volt. A Thomson—Tait-féle természetfilozófia, mely az én egyetemi éveimben megbecsült tankönyvnek számított, hallgatói részéről a bennefoglalt furcsaságok miatt nem talált elismerésre. Oktatói érdeme inkább személyes befolyásában rejlett. Tanítványai ösztönösen érezték, hogy nagy tudományos egyéniség áll velük szemben. Thomson sokat dolgozott, rendkívül termékeny volt. Fél évszázadon keresztül bővítette kortársai ismeretét és fordította felismeréseit a közösség javára. 1899-ben, 75 éves korában hagyta ott a tanszéket. Munkáját azonban 1907-ben bekövetkezett haláláig folytatta.

Mint alkotó tudós elsősorban saját előadásaiból és saját laboratóriumi munkájából merített inspirációt. Mások tudományos álláspontját nehezen tette a magáévá. Ha hosszú vivódás után el is fogadta, a felismerés kivetkőzött eredeti formájából és új thomsoni kiadásban jelent meg. Mégis szoros kapcsolatot tartott fenn a British Associationnal és az edinburgh-i Royal Societyvel, valamint neves külföldi tudósokkal. Igazi munkatársa azonban csak egy volt, James Priscotte Joule, a finomkezű kísérletező. Hosszú éveken át makacs kitartással folytatja vele a jól ismart Joule—Thomson-féle kísérletet, melynek célja a túlnyomás alatt kiterjedő gázok hőmérsékletének vizs-

gálata. A mérések végül annyira precízek, hogy a megállapított tényeket természettörvényekként kell elfogadni. Megszületett az inverziós hőmérséklet fontos fogalma, a gázoknak úgynevezett normális és plusqueparfait állapotának létezése, mely a csepfolyósító gépekben alapvető szerepet játszik. A munkatársulás Jouleval nem volt könnyű, mert Thomson akkor még nem hitt a hő és munka ekvivalenciájában és igen szkeptikusan viselkedett a hő mechanikai egyenértékének meghatározásával szemben. Egyáltalán nem sikerült a társulás Faradayval. A két tudós ugyan rendkívül tisztelte egymást, de a kettő egyéniségének különbsége túlságosan nagy volt. Állítsuk egymás mellé Thomsont és Faradayt. Thomson ünnepelt társadalmi ember, aki gyakorlati műszaki alkotásai révén hatalmas vagyonra tett szert és előkelő vezetői állásokat tölt be, evvel szemben Faraday, a kísérleti fizika utolérhetetlen nagysága, egyedül ül laboratóriumában és a tudós igénytelenségével és megelégedésével végzi világraszóló kutatásait heti öt font fizetés mellett. Valószínű, hogy a két tudós természetes idegenkedése egymástól nagy vesztesége a tudománynak.

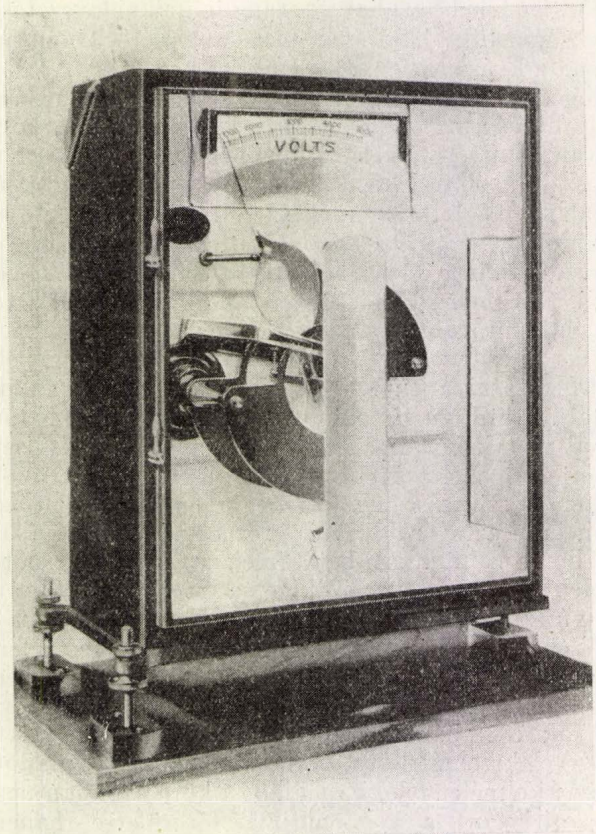
Thomson alkotásai a tudomány és a gyakorlat összeforrasztására irányultak. Tisztán látta, hogy csak ezzel az egyesítéssel tudjuk valóra váltani a haladásnak azt a szellemét, mely Plato látomása szerint mint anya és dajka az egész emberi közösséget szolgálja. Kétségtelen, hogy ennek a látomásnak meg kell valósulnia, ha jobb és boldogabb időket akarunk élni.

Thomson életműve két irányban halad: fejleszteni a fizikát és matematikát, fejleszteni a technikát és az ipart. Elméleti alkotásai közül első helyen állnak termodinamikai dolgozatai. P. Thompson írja róla: Ha ezek volnának egyedüli alkotásai, elveinek hatalma és látókörének tágassága Newton mellé állítanák. Felismerte a rendszer belső energiájának fontosságát, az első főtétel matematikai megfogalmazásánál a belső energia állapotfüggvényéből indul ki. A második főtételt nem fogadja el Clausius szövegezésében. Azonnal tisztában volt azzal, hogy ennek a főtételnek a lényege az a nagy különbség, mely a munka és a hő kölcsönös átalakulási lehetőségében rejlik. Míg a munka teljes egészében alakulhat át hővé, addig a hő periodikusan működő gépben csak úgy alakítható át munkává, hogy egyik része alacsonyabb hőmérsékletre száll le és így gyakorlatilag elértéktelenedik. A természeti jelenségek lefolyásánál mindig képződik ilyen átalakulásra képtelen hő, azért beszél Thomson az energia disszipációjáról. Felismeri azt is, hogy bármely megfordítható zárt folyamat esetén a felvett dQ hőmennyiség és hőmérséklet viszonyának integrálja eltűnik. Viszont Clausiusnak kell átengednie annak a megállapításnak a dicsőségét, hogy ebből egy állapotfüggvénynek, az entropiának létezése következik. Legszebb termodinamikai alkotása kétségtelenül az abszolút hőmérséklet bevezetése. A definíciója most már nem tapad semmi különleges testhez, még ideális gázhoz sem, hanem a Carnot-folyamat hatásfokának tiszta hőmérsékletfüggésére támaszkodik. Nagyon jellemzőek Thomson tudományos látókörére azok a széleskörű alkalmazások, melyeket a két főtételből levezet. Egyenesen elvi jelentőségűek a hőelektromosságra vonatkozó eredményei. Erről tanúskodik a Thomson-effektus felfedezése és a Peltier-féle hő szabatos termodinamikai levezetése.

Második hatalmas munkaterülete Thomsonnak a kvazistacioner áramok jelenségköre. A külső lökést részint a kábeljeladás sajátossága, részint Helmholtznak az a megjegyzése adta meg, hogy valószínűnek tartja a leideni palack kisülésének oszcillatorikus jellegét. Helmholtzot különben saját jachtján látta vendégül. Thomson részletesen kidolgozta a róla elnevezett rezgőkörök elméletét, a sajátfrekvencia képlete ma is az ő nevét viseli. Megmutatta, hogy a rezgőkörök fizikai tulajdonságai az ohmikus ellenállástól, a kapacitástól és az indukciós együtthatóktól függnek. Dolgozataival megvetette a rádiótechnika alapjait. Ezirányú tanulmányai nagy serkentő hatással voltak kortársaira. Feddersen 1855-ben kísérletileg igazolta Helmholtz sejtését. Forgó tükörben a szikra szaggatottsága szemmel láthatólag megmutatta a kisülés rezgésszerű lefolyását. Thomson munkái betetőzték a Maxwell előtti elektromosságtant. Többet a régi elmélet nem nyújtott. Thomson rendíthetetlen híve volt a Weber-féle teóriának. Mikor 1867-ben megjelent a Maxwell-féle elmélet, Thomson az ő egyéni alkatánál fogva elutasító magatartást tanusított. Csak 1888-ban, mikor Hertz kétségtelenné tette az elektromágneses hullámok létezését, hajlott az új elmélet felé. Érdeklődési köre azonban nem szorítkozott a két említett főterületre, hanem átfogó tudása révén kiterjedt a fizikának majdnem minden fejezetére: elektrosztatikára, mágnességre, az ionizált levegő vezetésére, a szilárd és cseppfolyós testek mechanikájára, a rugalmas testek hullámmozgására, a Helmholtz-féle örvénymozgásra, az atomok nagyságára, a kristályok sajátságaira.

Csodálatos, hogy ez az óriási elméleti tevékenység nem merítette ki alkotóképességét. Már harmincéves korában egyéni géniusza arra kényszerítette, hogy tudását a gyakorlat terén kamatoztassa. Folytonosan hangoztatta a technikai tervkészítés és tökéletesítés szükségességét. Nagy hasznát vette laboratóriumának és műhelyének, ahol új elgondolásai útmutatása szerint modelleket csináltatott. Ezekkel űzte ki az iparban eluralkodott maradiságot és előítéleteket. Gyakorlati tevékenységet különösen három irányban fejtett ki. 1. A kábelfektetés munkájában és a telegrálási eljárás tökéletesítésében. 2. Nagy pontosságú mérőeszközök szerkesztésében. 3. A tengeri hajózás műszaki fejlesztésében. Az első rövidebb kábelt már 1846-ban fektették le Angliában. Csakhamar észrevették, hogy vízbe süllyesztett szigetelt kábelben az áramjel terjedési sebessége csökken. Thomson nagy figyelemmel fordult a

probléma felé, levezette a kábel kapacitásának formuláját és megmutatta, hogy a jeladás elektromos impulzusa bizonyos ideig erősödik, majd elhal. Felállította az ún. négyzetes törvényt, mely szerint a jeladás T ideje arányos a kábelhossz négyzetével. Egyenlő hosszú kábeleknél pedig a T idő arányos az ellenállással és a kapacitással. Ekkor

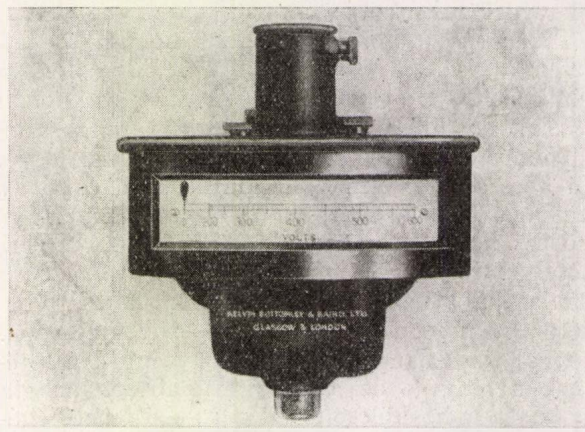


Kelvin függőleges voltmétere

fektették le az atlanti kábelt. Thomsont az Atlantic Telegraph Company egyik igazgatójává nevezték ki. Minden képességével és energiájával azon volt, hogy a kivitel sikerüljön. A rossz terv már megvolt, azon lényegesen változtatni már nem lehetett, azért óvatosan kellett eljárnia. Tudta, hogy az ohmikus ellenállást és a kapacitást kellett elsősorban lecsökkentenie. Pontos mérésekbe fogott és megütközéssel tapasztalta, hogy a forgalomban levő kereskedelmi rézfajták ellenállásában 50%-nyi differenciák fordulnak elő. A lefektetésnél Thomson is ott volt az Agamemnon hajón. A végleges lefektetés csak jóval később sikerült. Thomson tisztában volt azzal, hogy a jelfogó készülék érzékenységét tetemesen növelni kell. Mikor 1856-ban megindult az üzem, Thomson tükrös galvanométere fogta fel a Morse-jeleket. 1867-ben felváltotta ezt Thomson siphon-rekordere, mely már le is írta a táviratot. Érdemes idézni Thomson saját szavait a maga munkájáról. A Lord Mayor bankettjén mondotta: „Aki nem a tudomány szeretetéből, nem a természettörvények megismerésének céljából folytatja kutatásait, ritkán ér el sikert. De ugyanakkor nagyobb jutalom nem koronázhatja törekvését, minthogy olyan gyakorlati szolgálatot tehet a közösségnek, melynek mindenki részese."

Ami a mérőeszközöket illeti, Thomson befolyása ilyenek szerkesztésében alapvető volt. Az elektromos kutatások sikerét az ő idejében különösen két ok hátráltatta. A kutatók által használt teljesen önkényes elektromos egységek és a használt mérőeszközök esetlensége és érzéketlensége. Thomson elhatározta, hogy véget vet ennek a visszásságnak. Elhatározásával megalapozta egy fél évszázad fejlődését. Gauss és Weber abszolút mértékrendszerét lelkesedéssel fogadta. Úttörő művet adott ki: A mechanikai mérőegységek alkalmazása elektromotoros erő és galvanikus ellenállás mérésére abszolút egységekben. Bevezette a mechanikai effektus fogalmát az elektromosság területére. Abszolút egységekben mérte meg a Daniel elem elektromotoros erejét és több fémnek fajlagos ellenállását. 1861-ben a British Association Thomson ösztönzésére bizottságot létesített, melynek ő is tagja volt, azzal az utasítással, hogy az elektromosságot fogja be az emberiség szolgálatába. Ez a bizottság a következő 10 éven át igen alapos munkát végzett.

Az egységek elfogadása döntő lépés volt ugyan, de gyakorlati eredmény csak úgy születhetett meg, ha a kutató számára pontos mérőeszközök állnak rendelkezésre. Thomson eszközei közül

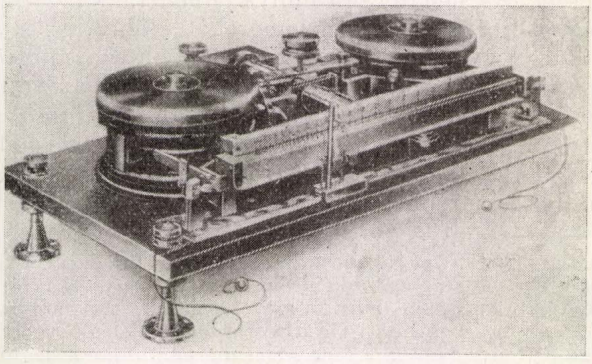


Kelvin soksejtű voltmétere

sok még ma is mindennapi használatban van. Ez a tény százados távlatban is egyike legnagyobb érdemeinek. Elektromos mérőeszközei részint sztatikai, részben dinamikai jellegűek. Az utóbbiakhoz tartozott az elektrodinamikai mérleg, az Ampererő közvetlen mérésére. A sok közül felemlítendő: hordozható abszolút és kvadráns elektrométer, tükrös galvanométer, abszolút skálával ellátott galvano- és voltméterek. Nagy hírneve volt védőgyűrűvel kiegészített elektromos mérlegének, mely a sztatikai potenciál abszolút mérésére szolgált. Eszközei közül nem egy még ma is nélkülözhetetlen.

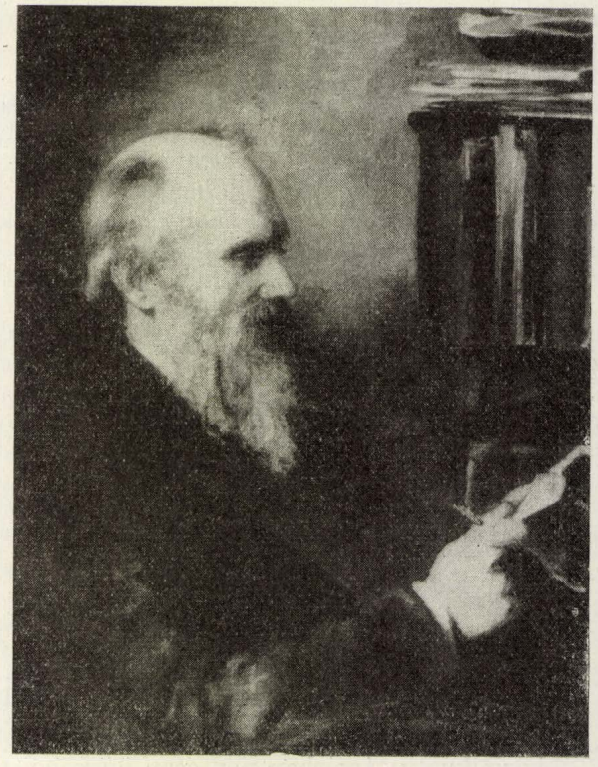
A legnagyobb elismerést a hajózás fejlesztése hozta számára. 136 tonnás saját jachtja volt, melyet csakhamar hajózási laboratóriummá alakított át. Igen szellemes mélységmérőt talált ki, melyet menetközben is használni lehetett. Főműve azonban a hajókompasz tökéletesítése volt. A forgó szélrózsalap súlyának csökkentésével fokozta érzékenységét, a hajó vasalkatrészeinek hatását pedig segélymágnesekkel küszöbölte ki. A mai hajókompaszok is Thomson elgondolásai szerint készülnek. Már az atlanti kábel lefektetése után lovagi címet kapott, 1892-ben pedig összesített érdemei fejében Kelvin lord címmel tüntették ki.

Hadd szóljunk még röviden W. Thomsonról, az emberről. Hetven szabadalma és különböző igazgatói állásai jólétet és tekintélyt biztosítottak számára. Hátrahagyott vagyona 162 000 fontra rúgott. Kétszer nősült, de gyermeke nem volt. Fiatalkori arcképei szinte leányosan szép ifjút mutatnak. Öregkorában már hatalmas ősz szakáll díszíti arcát. Háztartásáról Erzsébet nővére gondoskodott, aki gyöngéd szeretettel vette körül bátyját. Largs községben lakott Netherhall nevű házában, mely az akkori technika minden vívmányával el volt látva. 1881-ben már villanyvilágítása volt. Thomson legszembetűnőbb egyéni vonása a szakadatlan szellemi tevékenységre irányuló hajlama. Koncentráló képessége egészen rendkívüli volt. Mikor a ház tele volt rokonokkal és vendégekkel, ő nyugodtan dolgozott közöttük hagyományos zöld jegyzetkönyvével a térdén. Amellett élénken részt vett a társalgásban is. Képtelen volt a munka teljes szüneteltetésére.



Kelvin Ampère-mérlege

Ő megoldotta Henry Ford problémáját: „A munka és a szórakozás egybehangolásának képessége a legfontosabb dolog, ha el akarjuk sajátítani az élet művészetét." Szellemi előkelőségének következményeként rendkívül szívélyes volt mindenki iránt. Tiszteleti tagja volt a cambridge-i, oxfordi és heidelbergi egyetemnek. 1890-ben a londoni Royal Society elnökévé választották. Részesévé lett a legnagyobb tisztségnek, melyet angol tudós elérhet. Érdekes megtudni, hogyan vélekedett a nagy tudós saját magáról. Idézem szavait: „Egy szó jellemzi azokat az erőfeszítéseket, melyeket ötven esztendőn keresztül a tudomány fejlesztéséért tettem. Ez a szó így hangzik: balsiker. Ma sem tudok többet az elektromos és mágneses erőkről vagy a súlyos anyag, az elektromosság és az éter kapcsolatáról, a kémiai affinitásról, mint amennyit tudtam és tanítani igyekeztem ötven évvel ezelőtt kezdő tanár koromban. A balsiker nyomában szükségképp a szomorúság jár. Még jó, hogy a belső szükségszerűség, mely a tudomány fejlesztésére kényszerít, megmenti a természettudóst a teljes lehangoltságtól, sőt napi munkájába egy kis boldogságot is csepegtet." Thomsonnak ez a peszszimizmusa nem indokolt, de érthető. Hiszen tudni az ő korában annyit jelentett, hogy jól működő mechanikai modellel rendelkezni a jelenségek magyarázatára. Thomson expressis verbis ki is jelenti, hogy csak akkor ért meg valamit, ha modellel szemléletessé tudja tenni. A modell azonban nem szükséges kelléke a tudásnak. Thomson túligényes ebben a tekintetben. Nem áll, hogy öregkorában nem tudott többet mint ifjúságában. Faraday elektrolitikus törvényéből megtudhatta, hogy az elektromosság atomisztikus szerkezetű, Hertz kísérleteiből pedig azt, hogy az elektromosság erőteret kelt, melynek tulajdonságait Maxwell egyenletei pontosan leírják.



Kelvin öreg korában

Thomson 1907. december 17-én halt meg. Halálos ágyán egyik munkáját revideálta. A Westminster Abbeyben van eltemetve.

W. Thomson és alkotásainak értékelésénél igen egyoldalú eredményre vezetne a tiszta tudományos szempont. Ő mint a 19. század egyik kimagasló alakja teljesen korának szellemi be-

folyása alatt állott. Viktoria kora volt, a gépek kora, az ipari fellendülés kora, amelyben Anglia volt a világ vezére. A termelés ugrásszerűen növekedett és hipnotikus erővel rajzolta ki egy javakban bővelkedő jövő képét. A természet erőit az ipari haladás szolgálatába állítani annyit jelentett mint az emberiség boldogságán dolgozni. Ma ugyanazt valljuk, de azzal a különbséggel, hogy az emberiség fogalmi köréből nem rekesztjük ki a dolgozókat, kik az akkori Angliában nyomorban sínylődtek. Világos, hogy Thomson az általános emberi erkölcs szempontjából kötelességének tartotta, hogy tudását és invencióját a materiális haladásnak szentelje. Ebben a tekintetben azt a tudósideált testesíti meg, melyet mai társadalmunk annyira kívánatosnak tart. Ha a tudós szellemiségének természetrajzát vizsgáljuk, kutatásának primer indító okát feltétlenül abban a ható erőben kell látnunk, mely az embert ellenállhatatlanul az ismeretlen felé vonzza. Ez a nagy kíváncsiság minden emberi tudomány kútforrása. De hogy a kutatás tárgyának megválasztásában, a kutató kitartásában és az alkalmazásnak mint végcélnak kialakításában társadami eszmék döntő befolyást gyakorolhatnak, egészen kétségtelen. Ezt Thomson példája világosan mutatja.

Tisztán tudományos szempontból mint fémjelzett időálló alkotások elsősorban hőtani és elektrodinamikai dolgozatai értékelendők. Munkamódszere lassú és megfontolt volt. Először a benne felmerülő kételyek és ellenvetések tömegét kellett legyőznie. Igen szívósan ragaszkodott régi nézeteihez. Csak nagyon nehezen szakadt el Carnot hiányos elméletétől és tele kétkedéssel szemlélte Joule energetikai méréseit. Viszont mikor elfogadta Joule álláspontját, tudományos egyéniségének egy másik tulajdonsága lépett előtérbe. Rendkívül tág látóköre arra képesítette, hogy távoleső jelenségek egész tömegével igazolhassa új álláspontját. A gondolatgazdagsága alapozza meg legszilárdabban tudós nagyságát. Gondolatai felölelik az egész mindenséget, ott keringenek a parányi atomok és a csillagvilág óriásai között. A mindenség gondolati áthatása az ő univerzális szellemének legnagyobb teljesítménye. Egyik életrajzírója mondja: Descartes idejében az univerzum hatalmas gép volt, Thomson műve, hogy mindinkább hatalmas gondolattá váljék.

Novobátzky Károly

Eötvös Loránd Tudományegyetem
Elméleti Fizikai Intézete

A legnagyobb energiájú magkölcsönhatások

A kozmikus sugárzásban pontosan húsz évvel ezelőtt fedezték fel az ún. kiterjedt légizáporokat [1]. Nagy, több száz négyzetméteres területre gyakran több millió nagyenergiájú elektron, foton és μ mezon érkezik egyidejűleg. Teljesen valószínűtlennek látszott, hogy ezek véletlenül a világűrből egyszerre beérkező részecskék legyenek, ezért már igen korán arra gondoltak, hogy a „záport" egy, igen nagy energiájú primer részecske hozza létre, amely az atmoszférában található atomokkal kölcsönhatásba lép s így kelt szekundéreket. Az észlelt nagyszámú részecske úgy jönne létre, hogy a szekunderek további részecskéket tudnak kelteni, ezek ismét újakat, s így tovább. Természetesen arra gondoltak, hogy a primer részecske hasonló természetű, mint a földön észlelt „utolsó generáció" részecskéi, tehát pl. elektron vagy μ mezon és a sokszorozódás elektromágneses, vagy a β-bomláshoz hasonló Fermikölcsönhatások útján megy végbe [2, 3]. Ez a feltevés — egyéb gyengeségei mellett — akkor vált tarthatatlanná, amikor kiderült, hogy az atmoszféra tetejére beeső, primer kozmikus sugárzás elenyészően kevés elektront vagy μ mezont tartalmaz, tehát ezekkel nem lehet megmagyarázni a viszonylag nagy gyakorisággal észlelt kiterjedt záporokat. Ez az eredmény főleg Freier, Lofgren, Bradt és Peters munkásságának köszönhető [4—6], akik magemulzióval felszerelt ballonokat küldtek fel a sztratoszféra felső rétegeibe. A magemulziókat tartalmazó csomagot megfelelő berendezés néhány óra múlva leoldotta, s az ejtőernyővel ért földet. A lemezeket előhívták, s a talált nyomokból meghatározták, hogy milyen részecske hozta létre őket. Az eredmény az volt, hogy a primer kozmikus sugárzásban elektronokat gyakorlatilag nem lehet találni; a sugárzásnak kb. 79%-át protonok, 20%-át α-részecskék, a többit nehezebb atommagok alkotják.

Egy töltött részecskét magemulzióban pl. a következőképpen lehet azonosítani. Leszámláljuk, hogy a részecske hosszegységenként hány AgBr szemcsét tett előhívhatóvá (előhívás után a részecske pályája mentén hány szemcsét látunk). Ha a részecske töltése Ze, sebessége β (fénysebesség egységekben mérve), akkor a számítások szerint a hosszegységre eső szemcseszám

$$g = Z^2 f_1(\beta)$$

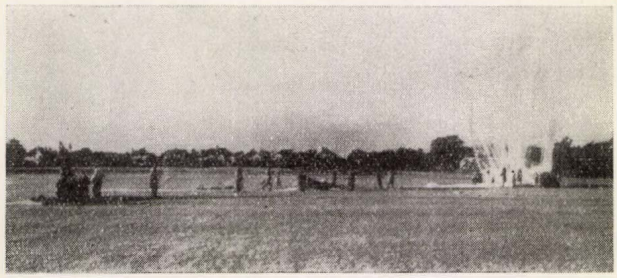
ahol $f_1(\beta)$ függvény egy meghatározott emulziófajtára csak a részecske sebességétől függ; alakját pontosan meg lehet határozni. Ha $Z > 3$, akkor a szemcsék igen sűrűn helyezkednek el, s nem lehet őket egymástól megkülönböztetni. Ilyenkor a részecske által az emulzió atomjaiból kilökött lassú elektronok számát határozzuk meg („δ-sugarak"), amikre hasonló összefüggés érvényes. Ezenkívül a részecske az atomokon a Coulomb-kölcsönhatás következtében sokszor egymás után szóródik. Az eredeti iránytól való átlagos négyzetes eltérést hosszúságú út megtétele után

$$\sqrt{\langle \alpha^2 \rangle} = \frac{Z \cdot K}{p\beta} t^{1/2}$$

képlet adja, ahol a K az emulzió adataitól függő állandó, p a részecske impulzusa. A sokszoros szóródás és a

szemcsesűrűség, ill. δ-sugár-sűrűség lemérésével a részecske azonosítható. A méréseket mikroszkóp alatt, 1000—2000-szeres nagyítással végzik.

A fotoemulziós technika az elmúlt másfél évtized alatt az elemi részek regisztrálásának egyik legfontosabb eszközévé vált. A lemezeket egymás mellé fektetve, speciális sztratoszféra-ballonok segítségével (1. ábra) bocsátják fel 27—30 km magasságba, ahol néhány órát tartózkodnak. Ezután egy óramű az emulziós csomagot leoldja, s az ejtőernyővel ér földet.



1. ábra. Fotoemulziós lemezek exponálására szolgáló ballon felszállás előtt

Egy expedíció során több liter térfogatú emulziót exponálnak, aminek az előhívása és kiértékelése igen nagy feladat. Többnyire több ország fotoemulziós laboratóriuma közösen szervez egy expedíciót, s a lemezeket kiértékelésre egymás közt szétosztják. A KFKI Kozmikus Sugárzási Osztályán működő fotoemulziós csoport is tagja egy ilyen nemzetközi együttműködésnek. A Po völgyében exponált lemezeken a következő érdekelt laboratóriumok dolgoznak (a lemez-csomagok egymásutánjának sorrendjében): Bristol, Varsó, Krakkó, Prága, Berlin (NDK), Budapest, Dubna, (Egyesült Atomkutató Intézet), Moszkva, Leningrád. Ezek a laboratóriumok a mérések során is állandó szoros kapcsolatot tartanak fenn egymással.

A fotoemulziós módszer segítségével a kiterjedt légizáporok kérdése is — legalább kvalitative — megoldódott. 1952 óta egyre többen találnak fotoemulzióban olyan eseményeket, amelyeken egy igen nagy energiájú részecske ütközik a fotoemulzió egy atommagjával; az atommag többnyire széthasad, s közben nagyszámú szekunder részecske keletkezik, amik egy szűk kúpban haladnak tovább. Ma már tudjuk — s a későbbiekben erről részletesen szó lesz —, hogy a kiterjedt légizáporok mindig ilyenfajta kölcsönhatásokból erednek. Most ezekkel akarunk részletesebben foglalkozni.

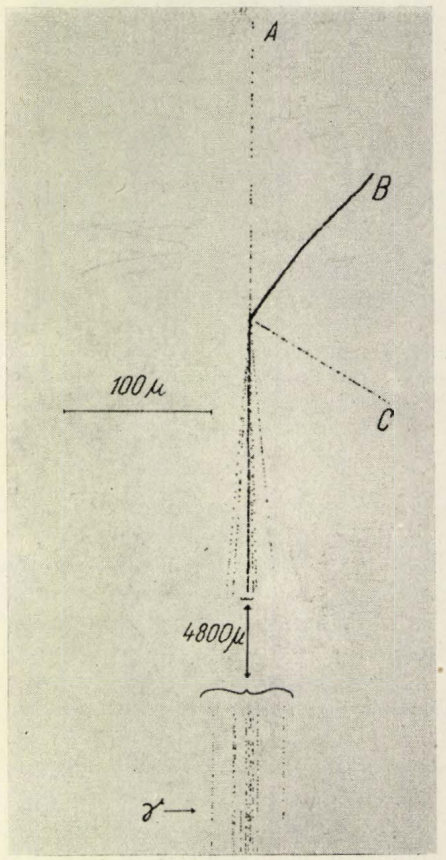
Az alapvető kísérleti tények

Néhány tipikus nagyenergiájú magkölcsönhatás fotoemulziós „képét" a 2, 3, 4, 5 ábrán látjuk. Rögtön megállapíthatjuk, hogy ezek — esetleg a 2. ábra kivételével — nem nukleon-nukleon kölcsönhatások. Ez abból látszik, hogy a képen látható „csillagból" sok erősen ionizáló, fekete nyom indul ki. Méréssel megállapítható, hogy ezek elég magas, hármas, négyes vagy még magasabb rendszámú elemek nyomai. Azt kell tehát következtetnünk, hogy itt a beérkező részecske egy nehéz atommagot, pl. ezüstöt vagy brómot talált el. Energiájának egy aránylag kis része — néhány száz MeV — az eltalált magot gerjesztette, s az, a körülményektől függően, hasadás vagy párolgás útján elbomlott. Ennek a folyamatnak eredményeképpen látjuk az aránylag lassú és nehéz nyomokat a csillagban. A 2. ábrán látható esemény aránylag ritka. A csillagnak csak *egy* lassú, egyszeresen töltött ága van, a 3—4. ábrán látható sok nehéz párolgási vagy hasadási termék teljesen hiányzik.

Egyszerű geometriai megfontolások mutatják, hogy a fotoemulzióban nehéz magokkal való ütközés a gyakoribb esemény. A szereplő energiáknál (l. később) a reakció-hatáskeresztmetszet gyakorlatilag megegyezik a geometriai keresztmetszettel. Ha az emulzióban található magok keresztmetszetét az ismert $\sigma = \pi r_0^2 A^{2/3}$ képlettel számítjuk, s figyelembe vesszük az emulzió kémiai összetételét, akkor a következő eredményre jutunk.

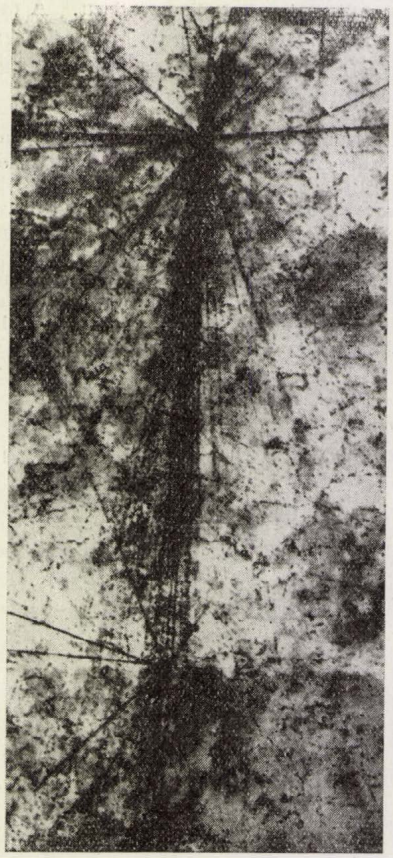
Egy beérkező gyors nukleon a táblázatban feltüntetett valószínűséggel ütközik a különböző magokkal:

Z	J	Ag	Br	S	O	N	C	H
p%	0,8	32,2	30,6	0,3	10,4	2,7	11,6	5,4



2. ábra. M. Schein és munkatársai által talált nagyenergiájú magkölcsönhatás. A kölcsönhatást az A-val jelzett proton hozza létre, B és C alacsonyabb energiájú protonnyom. (Phys. Rev. *80*, 970, 1950)

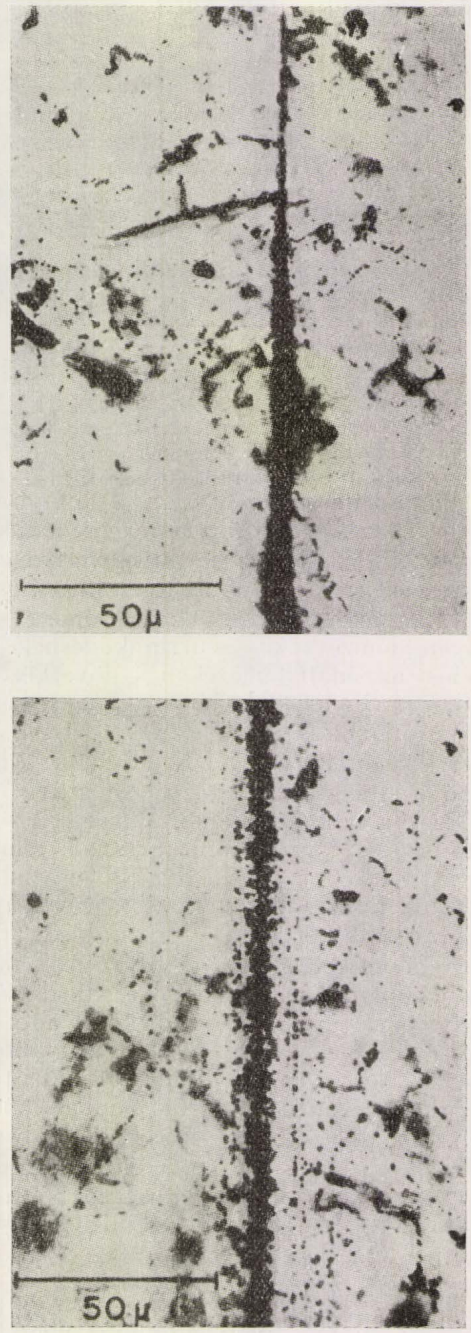
Látjuk, hogy a mind kísérleti mérhetőség, mind elméleti értelmezhetőség szempontjából legegyszerűbb és legfontosabb nukleon-nukleon-ütközés elég ritka. Ezért gyakran — bár nem teljesen jogosan — tiszta nukleon-nukleon ütközésként kezelik azokat az eseményeket is, ahol egy beérkező proton egy nehezebb magnak egyik felületi nukleonjával lép kölcsönhatásba. Ebben az esetben a fotoemulzióban kevés és lassú párolgási nyomot látunk, mert a mag többi részének átadott energia aránylag kicsi. Ilyenfajta esemény lehet a 2. ábrán látható is.



3. ábra. M. Teucher által talált, több mint 200 részecskét tartalmazó kölcsönhatás. A kép alsó részén a záporrészek egyike által létrehozott szekunder kölcsönhatás látszik. (Nuovo Cim. Supp. *12*, 361, 1954)

Fordítsuk most figyelmünket a bennünket tulajdonképpen érdeklő kölcsönhatásra. A csillagból, aránylag kis szögben sok, egyszeresen töltött részecske távozik. Ha a beeső primer töltött, tehát nyoma az emulzióban látható, akkor rögtön megállapíthatjuk (s ezt pontosabb szögmérés is igazolja), hogy a szekunder részek által alkotott kúp szimmetriatengelye egybeesik a primer irányával. A részecskék energiáját (kedvező esetben a primerét is) szóródásméréssel meg lehet határozni. Ha még szemcseszámlálást is végzünk, akkor a részecskéket azonosíthatjuk.

Eredményül nagyjából a következőket kapjuk. A primer energiák általában igen magasak, 10^{11}—10^{14} eV körüliek. A szekunderek túlnyomó része, 70—80%-a π mezon, 20—30%-a nehéz instabil részecske (K mezon és hyperon) és nukleon-antinukleon-pár. Semleges π mezonok keletkezését is észlelhetjük, a $\pi^\circ \to 2\gamma \to 2(e^+ + e^-)$ reakció alapján, ha a keletkező elektronpárokat megfigyeljük. A szekunderek energiáját kimérve és összeadva (a π° mezonok energiáját az elektronpárok mért energiájából becsüljük) gyakran a primerenergiának csak 10—30%-át kapjuk, vagy a szekunderek közt egy feltűnően nagy energiájú



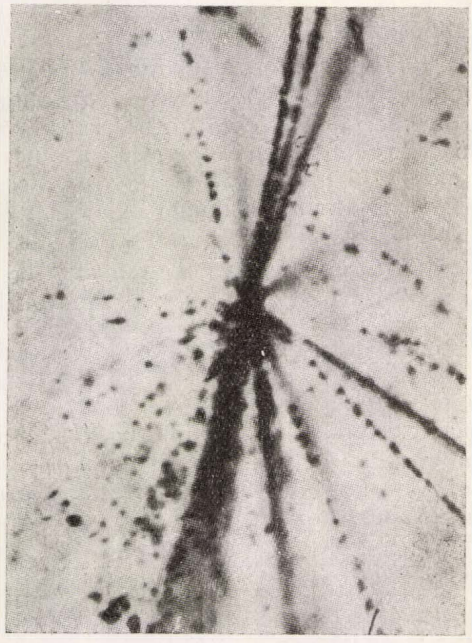
4. ábra. J. E. Naugle és P. S. Freier által talált kölcsönhatás. Egy kb. 10^{15} eV energiájú N-mag hozta létre; a záporrészek száma kb. 110. Ez az egyik legnagyobb energiájú jet, amit eddig találtak.

a) A kölcsönhatás helye.

b) A záporrészek kúpja a kölcsönhatástól 4 mm-re.

(Phys. Rev. *104*, 804 1956)

protont találunk.* Ez azt mutatja, hogy a beérkező primér részecske energiáját többnyire nem adja át teljesen a szekundereknek, hanem azt egy gyors nukleon viszi tovább (előbbi esetben egy neutron, utóbbiban egy proton).



5. ábra. A KFKI Kozmikus Sugárzási Osztályán talált kölcsönhatás. A beérkező semleges primer (valószínűleg n) energiájának elég jelentős részét adta át a maradékmagnak; erre mutat a záporrészek mellett fellépő, jelentős számú és energiájú hasadási termék

A szekunderek szögeloszlását vizsgálva, a legtöbb esetben két, egymástól jól megkülönböztethető tartományt találunk. Egészen szűk szögben emittálódik a szekundereknek körülbelül a fele, a többi lényegesen diffúzabban, néhány (sokszor néhány tíz) fok nyílásszögű kúpban. A külső „tág" kúpban a részecskék energiája lényegesen kisebb, mint a középső „szűkben".

Elemi meggondolások. Az ütközés kinematikája

Hogyan értelmezzük az itt vázolt kísérleti adatokat?

Foglalkozzunk egyszerűség kedvéért két nukleon ütközésével. (Láttuk, hogy legalább közelítőleg találhatunk ilyeneket.)

A probléma lényegesen egyszerűbb lesz, ha a két nukleont tömegközépponti rendszerében vizsgáljuk. Ebben a két nukleon egyenlő sebességgel szalad egymás felé. Miután tudjuk, hogy a nukleonok közti erők rövid hatótávolságúak, a két nukleon nyilvánvalóan csak akkor lép számottevő mértékben kölcsönhatásba, amikor egymást π mezon Compton-hullámhossznyira megközelíti. Pontosabban, miután a tömegközépponti rendszerben a nukleonok mozgásban vannak, a Lorentz-kontrakció következtében a nukleon „belapul".

Jelöljük a tömegközépponti (T) rendszerbeli mennyiségeket felülvonással, a laboratóriumi (L) rendszerbelieket felülvonás nélkül.

Akkor, ha a beeső nukleon energiája

$$E_N = \frac{m_N c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} = m_N c^2 \gamma^2 ,$$

a T-rendszer Γ Lorentz-faktorára a következő összefüggés áll:

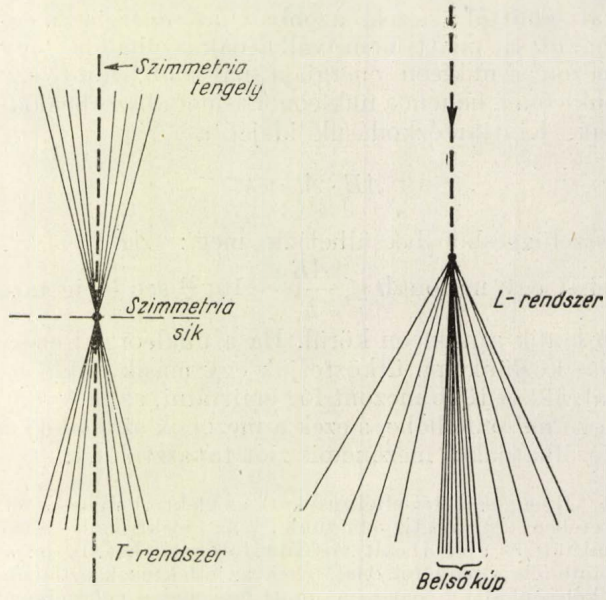
$$\gamma = 2\Gamma^2 - 1$$

és

$$\bar{\gamma} = \Gamma ; \quad \Gamma = 1/\sqrt{1-B^2}$$

Eszerint a sajátrendszerében $\sim \frac{\hbar}{m\pi c}$ nagyságú nukleon mozgásirányú mérete a T-rendszerben $\sim \frac{\hbar}{m_\pi c} \cdot \Gamma^{-1}$ lesz.

Körülbelül ennyire kell a két nukleonnak egymást megközelítenie ahhoz, hogy számottevő kölcsönhatásba lépjen.



6. ábra. Az emittált záporrészek vázlatos képe a T és L rendszerben

A szekunder részek átlagos szögeloszlásának a T rendszerben nyilvánvalóan szimmetria tengelye egy, a két ütköző nukleon mozgásirányával párhuzamos egyenes; ezenkívül az eloszlás előrehátra tükörszimmetriát is mutat (6a ábra). Az L-rendszerbeli szögeloszlást a jól ismert aberrációs formula [7] segítségével kapjuk meg:

$$\operatorname{tg} \bar{\vartheta}_i = \bar{\gamma}^{-1} \frac{\sin \vartheta_i}{\cos \vartheta_i - \bar{\beta}/\beta_i}$$

ahol ϑ_i a $c\beta_i$ sebességgel kilépő i-edik szekundernek a primer irányával alkotott kilépési szöge. Ebből az egyenletből kifejezhetjük az L-rendszerbeli szögeket, s az eloszlás szimmetriájából rögtön megkapjuk, hogy az L-rendszerbeli eloszlás két

* Ezt a hiányzó energiát nem vihetik el a céltárgymag töredékei, mert azok energiája több nagyságrenddel kisebb, néhány 10 MeV.

kúpból áll: a T-rendszerben „előre" menő részek egy igen szűk tartományban koncentrálódnak, míg a hátrafelé menők nagyobb szögeket zárnak be a primer irányával (6b ábra). A részecskeenergiákat transzformálva, azt is látjuk, hogy a T-rendszerben előre menő részecske L-energiája nagyobb lesz, mint az azonos energiájú, hátrafelé menőé. (Ez különben szemléletesen is nyilvánvaló.)

A mezonemisszió dinamikája

Hogyan képzeljük el a mezonok emisszióját két gyors nukleon ütközésekor? Első pillanatban azt gondolnánk, hogy a jelenség teljesen hasonló az elektromágneses fékezési sugárzáshoz, s az arra vonatkozó képleteket egyszerűen „le kell fordítani" a mezonfizika nyelvére. Ez azonban nincs így. Az eltérés oka az, hogy a mezonok és nukleonok közti csatolás sokkal erősebb, mint a töltött részeké az elektromágneses térrel. A nukleonokat állandóan egy „mezonruha" veszi körül: a „meztelen" nukleon állandóan mezonokat emittál; ezek azonban az energia megmaradása miatt nem válhatnak szabaddá (egy mezon + nukleon energiája nagyobb, mint egy nukleoné), hanem a nukleonon ismét abszorbeálódnak. Kinttartózkodásuk idejét a

$$\Delta E \cdot \Delta t \sim \hbar$$

összefüggésből becsülhetjük meg: $\Delta E \geqq m_\pi c^2$, tehát egy mezon $\Delta t \leq \frac{\Delta E}{\hbar} \sim 10^{-23}$ sec ideig tartózkodik a nukleon körül. Ha a nukleonnal energiát közlünk, pl. ütköztetjük egy másik nukleonnal, akkor több mezont fog emittálni, az őt körülvevő mezonfelhőbe, s ezek a mezonok szabadokká is válhatnak: mezonemissziót tapasztalunk.

Ilyen „sajáttér-effektusokat" az elektromágneses tér esetében is megfigyelhetünk: az elektronok által emittált és abszorbeált virtuális fotonok okozzák pl. a Lamb-féle vonaleltolódást. Ezek az effektusok azonban a kölcsönhatás gyengesége miatt lényegesen nehezebben figyelhetők meg.

Egy ilyen erősen gerjesztett nukleon sajáttere bizonyos tekintetben hasonlít a fekete üregbe zárt elektromágneses sugárzás jól ismert esetéhez. Igen gyors egymásutánban bekövetkező emisszió és abszorpció következtében itt is — legalább durva közelítésben — egy „termodinamikai egyensúly" alakul ki. Lényeges különbség azonban a fekete test sugárzással szemben, hogy itt a mezontér nincs bezárva egy üregbe, tehát igen nagy sebességgel (közel fénysebességgel) tágul. Másik lényeges különbség, hogy a sajáttérben levő mezonok és esetleg keletkező nukleonpárok egymással erős kölcsönhatásban állnak, tehát az egész rendszer inkább egy forró folyadékcsepphez, mint gázhoz hasonlít.

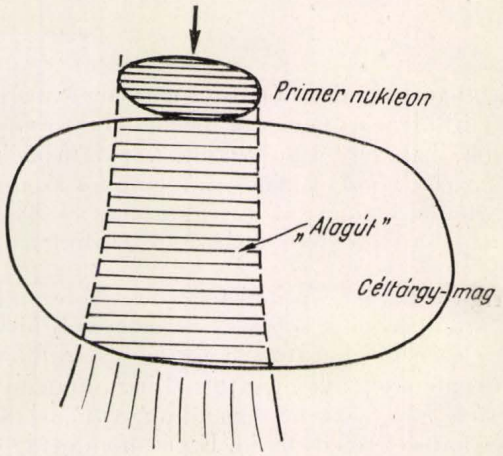
A mérsékelt energiájú mezonszórás adataiból Z. Koba [8] megbecsülte a π mezon π mezon-kölcsönhatás hatáskeresztmetszetét, s azt találta, hogy $\sigma_{\pi\pi} \sim \pi \left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2$ nagyságrendű. Másrészt, az előbbiekben láttuk, hogy a mezonfelhő méretei $\sim \frac{\hbar}{m_\pi c}$ nagyságrendűek. (Az egyensúly szempontjából a nem kontrahált méret a fontos!) Tágulás közben a „forró folyadékcsepp" persze hűlni fog. Egyszer eljutunk egy olyan állapotba, amikor a mezonok szabad úthossza körülbelül egyenlő lesz a rendszer méreteivel. Ez a statisztikus mechanikából jól ismert *kritikus állapot*. Becsüljük meg a rendszer kritikus hőmérsékletét! A mezonok energiasűrűsége (v.ö. Stefan—Boltzmann törvény!) $\varepsilon \sim T^4$. Egy mezon átlagos energiája $\sim kT$; tehát a mezonsűrűség: $n \sim T^3$; a szabad úthossz: $l \sim \frac{1}{n\sigma}$. A kritikus állapot akkor következik be, amikor $l \sim \hbar/m_\pi c$, innen $kT_{kr} \sim m_\pi c^2$, pontosabb számítás szerint $kT_{kr} = 0{,}95 m_\pi c^2$ (k a Boltzmann-állandó). A kirepülő részecskék számát nyilván úgy kapjuk, ha a kritikus részecskesűrűséget megszorozzuk a rendszer kritikus térfogatával. Egyszerű számítás szerint ez a primer energia negyedik gyökével arányos:

$$N \sim 2 \cdot \left(\frac{E_N}{m_N c^2}\right)^{1/4}.$$

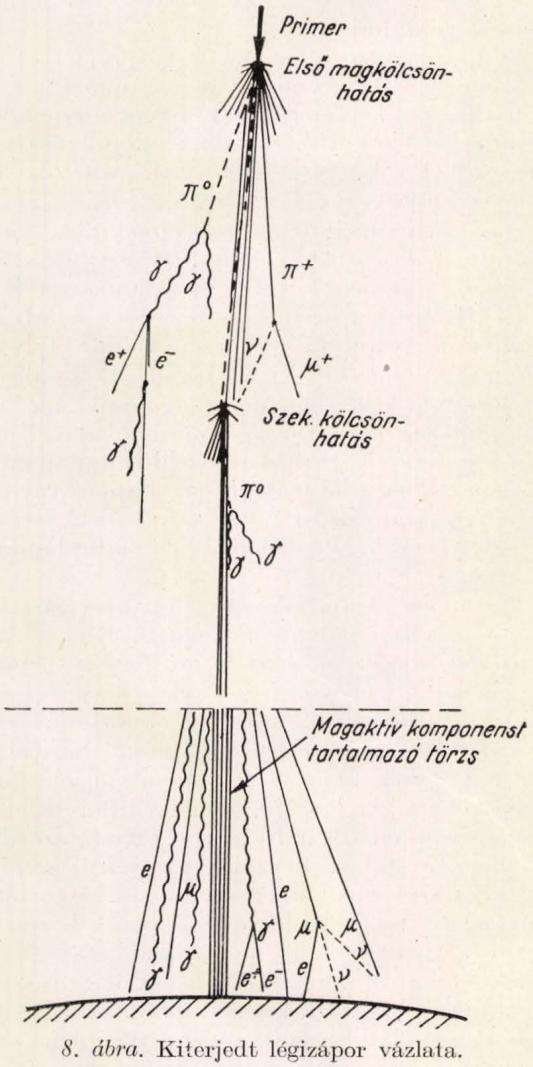
Ez a fenti, Fermitől [9] és Landautól [10] származó elmélet egyik alapvető összefüggése. A fenti statisztikus meggondolások továbbfejlesztésével kiszámíthatjuk a különböző részecskefajták (π mezonok, K mezonok, nukleonok stb.) keletkezési arányát is; az eredmény nem összeegyeztethetetlen a mérési adatokkal. Látjuk, hogy a fenti meggondolásokban ki kellett használnunk a nukleonok bizonyos lényeges tulajdonságait (sajáttér eloszlása stb.). Fordítva: a magkölcsönhatásokon végzett mérések felvilágosításokkal szolgálnak a nukleonok struktúrájáról.

Ütközés összetett magokkal. Kiterjedt légizáporok

Beszéljük meg röviden azt az esetet, amikor egy beérkező nukleon egy összetett maggal ütközik. Mai elképzelésünk szerint egy ilyen ütközés úgy megy végbe, hogy a beérkező nukleon a céltárgy-magban egy „alagutat" vág (7. ábra); ebben az alagutban levő „maganyagnak" az egészével körülbelül egy időben lép kölcsönhatásba. A folyamat nagyjából hasonlóan játszódik le, mint két nukleon ütközésekor, de az összes mérhető mennyiség (részecskeszám, szögeloszlás, részecskeenergiák stb.) függeni fog az alagutban talált maganyag mennyiségétől. Ez a kép — mint látjuk — az atommag folyadékcsepp-modelljét veszi alapul és szintén Landautól származik. Korábbi, más modellek — így pl. a Heitler és Jánossy által kidolgozott [11] — az atommag



7. ábra. Nukleon-mag ütközés vázlata a folyadékcsepp-elképzelés szerint



8. ábra. Kiterjedt légizápor vázlata.

Fermi-gáz-modelljét használják fel. Sajnos, a számítások bármilyen modellel elég bonyolultak és nehezen ellenőrizhetők kísérletileg.

Így pl. a folyadékcsepp-modellel végzett számítások szerint, ha egy nukleon A atomszámú maggal ütközik, akkor a keletkező részecskeszám és a két-nukleon-ütközésben keletkező részecskeszám viszonya : $N_{AN}/N_{NN} \approx A^{0,19}$. Ilyen gyenge atomszámtól való függés kimérése majdnem reménytelen feladat. Ezenkívül minden eddigi eredmény átlagmennyiségekre vonatkozik, tehát sok esemény által adott középértékkel lehet összehasonlítani. Ez rendkívül nagy mérési munkát követel meg. Egyes kölcsönhatásoknál viszont statisztikus ingadozások lényeges eltéréseket okozhatnak.

Mindenesetre azonban, legalább kvalitatíve meg tudunk már magyarázni egy fontos jelenséget : a kiterjedt légizáporokat. Az atmoszféra tetejére érkező primer kozmikus sugárzás magkölcsönhatásokat hoz létre. Ezekben sok π mezon keletkezik. A π^0 mezonok bomlásából fotonok, a $\pi^{\pm}$ mezonokéból $\mu^{\pm}$ mezonok keletkeznek. Ezek elektromágneses kölcsönhatások útján egy elektron-foton kaszkádzáport hoznak létre. Ezt a kaszkádzáport azonban állandóan táplálják a szekunder, tercier stb. mag kölcsönhatásokban keletkező π mezonok (8. ábra). Eszerint a kép szerint itt a földön is meg kell találni minden kiterjedt légizápor „magaktív" részeket (π mezonok, nukleonok stb.) tartalmazó törzsét. Errevonatkozó méréseket többhelyütt végeztek, így a Szovjetunióban főleg Dobrotyin és Vernov, az Egyesült Államokban Rossi és Greisen laboratóriumaiban, nálunk a KFKI Kozmikus Sugárzási Osztályán Jánossy Lajos professzor vezetésével. A záporok magaktív törzsét valóban megtalálták.

Domokos Gábor
Központi Fizikai Kutató Intézet
Kozmikus Sugárzási Osztály

IRODALOM

1. *P. Auger, R. Maze,* Comptes Rendus *207,* 228 (1938)
2. *L. pl. W. Heitler,* Proc. Roy Soc. A *161,* 26 (1937)
3. *W. Heisenberg,* Z. Phys. *101,* 533 (1936)
4. *P. Freier, E. Lofgren, E. Ney, F. Oppenheimer, H. Bradt, B. Peters,* Phys. Rev. *74,* 1818 (1948)
5. *H. Bradt, B. Peters,* Phys. Rev. *74,* 1828 (1948)
6. *L. pl. B. Rossi,* High Energy Particles, Prentice Hall, New York 1952, Ch. 8.
7. *L. pl. Novobátzky Károly,* A relativitás elmélete, Tankönyvkiadó, Budapest, 1952, 24 /
8. *Z. Koba,* Prog. Theor. Phys. *15.* 461 (1956)
9. *E. Fermi,* Prog. Theor, Phys. *5.* 570 (1950)
10. *L. D.-Landau,* Izv. A. N. SzSzSzR *17.* 51 (1953)
11. *W. Heitler,* L. Jánossy, Proc. Phys. Soc. *A. 62.* 364, 669 (1950)

A turbulencia

A turbulens áramlás tulajdonságai

Hagen vette észre először 1839-ben, hogy ha a hengeres csőben áramló folyadék sebessége meghatározott értéknél nagyobbá válik, akkor az áramlás jellege hirtelen megváltozik. Kis áramlási sebesség esetén a folyadékrészecskék szabályos alakú pályán mozognak, az áramlási vonalak merev pálcáknak látszanak. Ha azonban az áramlás sebessége a kritikus értéknél nagyobbá válik, a folyadékcsíkok alakjukat gyorsan megváltoztatják, szabálytalan alakúakká válnak, és végül teljesen elmosódnak. Hagen azt is észrevette, hogy az áramlási kép megváltozása úgy is előidézhető, hogy a folyadék belső súrlódási (viszkozitási) együtthatóját vagy a cső sugarát megváltoztatjuk. Nem sikerült azonban megállapítania, milyen kapcsolatban vannak ezek a mennyiségek az áramlási kép megváltozásával. Reynolds mutatta ki, hogy az áramlás jellege szempontjából az

$$R = \frac{\bar{v} r \varrho}{\eta}$$

dimenzió nélküli számnak, az ún. Reynolds-számnak van döntő szerepe. A Reynolds-szám kifejezésében $\bar{v}$ a csőben áramló folyadék átlagos sebessége, r a cső sugara, ϱ a folyadék sűrűsége, η pedig a viszkozitási együtthatója. Reynolds megállapította, hogy az áramlási kép akkor válik rendezetlenné, ha az R Reynolds-szám meghatározott R_k kritikus értéknél nagyobbá válik. W. Thomson később a rendezetlen, kaotikusnak látszó áramlást turbulens (gomolygó) áramlásnak nevezte el, míg a szabályos jelleget mutató áramlást lamináris-nak (rétegesnek) nevezzük.

A kísérleti vizsgálatok szerint a Reynolds-szám kritikus értéke, amelynél a lamináris áramlás turbulenssé válik, a különböző kísérletekben különböző lehet. Így pl. még R = 50 000 érték mellett is sikerült lamináris áramlást megfigyelni. Ez azt jelenti, hogy elég gondos kísérleti viszonyok esetén (pl. ha a cső fala elég sima, mechanikai rezgések, hőmérsékletingadozások az áramlási térben nincsenek), a nagy sebességű áramlás is lamináris lehet. Kétségtelenül megállapították azt is, hogy ha a Reynolds-szám értéke elég kicsi, akkor az áramlás mindig lamináris; vagyis a kritikus Reynolds-számnak alsó határa van. Más szóval: Ha az áramlás sebessége elég kicsi (vagy a surlódási együttható elég nagy), a rövid ideig tartó külső zavarok (perturbációk) megszűnte után ismét visszaáll a szabályos lamináris áramlás. A tapasztalat szerint körkeresztmetszetű csövekben a kritikus Reynolds-szám kb. 2000. Ez azt jelenti, hogy ha pl. a víz 10 cm sugarú csőben 2 $cm \cdot sec^{-1}$-nál kisebb sebességgel áramlik, akkor az áramlás biztosan lamináris ($\eta = 0{,}01$ gcm^{-1} sec^{-1}).

Turbulens áramlás természetesen nemcsak csövekben, hanem a folyadékot határoló falaktól nagy távolságban is létrejöhet. Az ilyen turbulenciát szabad turbulenciának szokás nevezni. Ezenkívül turbulenciát nemcsak mechanikai természetű zavarok, hanem termodinamikai perturbációk is okozhatnak. Gyakorlati és tudományos szempontból különösen fontosak a légkörben, az óceánokban és a csillagokban lejátszódó turbulens mozgások.

Míg csövekben áramló folyadék esetén a lamináris áramlás (pl. a sebesség növelésével) hirtelen, tehát élesen meghatározott Reynolds-számnál válik turbulenssé, nyílt csatornákban, tengerekben a kétféle áramlási kép kialakulása nem mindig választható el ilyen élesen. Ezért mondotta Oseen, a hidrodinamika egyik kiváló művelője 1930-ban, a harmadik nemzetközi alkalmazott mechanikai kongresszuson, hogy „a turbulencia szónak mindezideig nem sikerült határozott, jól definiált jelentést tulajdonítani".

Az áramlást turbulensnek mondjuk, ha a folyadék sebessége és nyomása az áramlási tér egy meghatározott helyén rendkívül gyorsan ingadozik egy középérték körül, és adott időpillanatban a sebesség helyről helyre is gyorsan változik. Turbulens áramláskor a gázok és folyadékok keveredése sokkal gyorsabb, mint a molekulák hőmozgása által okozott keveredés. (Ezért szokták a turbulens áramlást keveredési árlamásnak is nevezni.) Ha körkeresztmetszetű csőben a folyadék turbulensen áramlik, akkor a kiömlő folyadék mennyisége nem követi a Hagen—Poiseuille-féle kiömlési törvényt, hanem az ugyanakkora nyomáskülönbség mellett ugyanannyi idő alatt kiömlő folyadék mennyisége sokkal kisebb, mint amennyit a Hagen—Poiseuille-féle törvény alapján várnánk. Turbulens áramláskor tehát a folyadék viszkozitási együtthatója *látszólag* nagyobb, mint lamináris áramláskor.

Turbulens áramláskor a folyadékrészecskék bonyolult alakú pályán mozognak. Ezért vetette fel Richardson azt a gondolatot, hogy a turbulens mozgásban résztvevő részecskék sebessége esetleg nem is állítható elő, mint az elmozdulás és az elmozduláshoz szükséges időtartam hányadosának határértéke, mert turbulens mozgáskor a részecskék pályája talán nem is differenciálható függvénnyel előállítható görbe. Ezek szerint a turbulens áramlást nem lehetne leírni a hidrodinamika szokásos alapegyenleteivel. A turbulens áramlásban résztvevő folyadékrészecskék mozgása inkább a gázmolekulák mozgásához lenne hasonlítható, tehát a mozgás leírására a statisztikus mechanika módszereit kellene alkalmazni. Az ilyen irányú vizsgálatok segítségével a turbulens áramlás sok tulajdonságát sikerült értelmezni, a kutatások azonban eddig nem vezettek minden tekintetben kielégítő eredményre.

A másik — de az előbbivel rokon — felfogás szerint a legbonyolultabb turbulens mozgás is a hidrodinamika szokásos alapegyenleteinek (a Navier—Stokes-féle differenciálegyen-

leteknek) megfelelően játszódik le. Az áramlási kép bonyolultságát, állandó változását az okozza, hogy az áramlási térben statisztikus eloszlásban különféle perturbációk (mechanikai rezgések, lokális hőmérsékletkülönbségek, a folyadékot határoló falak durvaságai) vannak jelen és ezek eloszlása állandóan változik. Ha ezeket a perturbációkat figyelembe tudnánk venni, akkor a folyadékmozgást a hidrodinamika alapegyenleteivel részleteiben is pontosan le tudnánk írni. A turbulens áramlás szerkezete azonban annyira bonyolult, a folyadékrészecskék pályája oly komplikált, hogy pontos meghatározásuk éppoly reménytelen próbálkozás lenne, mint a gáztérben mozgó molekulák nyomonkövetése pályájuk mentén. Meg kell elégednünk tehát a turbulens áramlás statisztikus jellegű leírásával.

A turbulencia kialakulása

A turbulens áramlással kapcsolatban kísérleti és elméleti szempontból két kérdés merül fel: 1. Hogyan alakul ki a turbulencia? 2. Hogyan írhatók le turbulens áramláskor a folyadékáramlást jellemző mennyiségek, elsősorban a sebesség és a nyomás eloszlása?

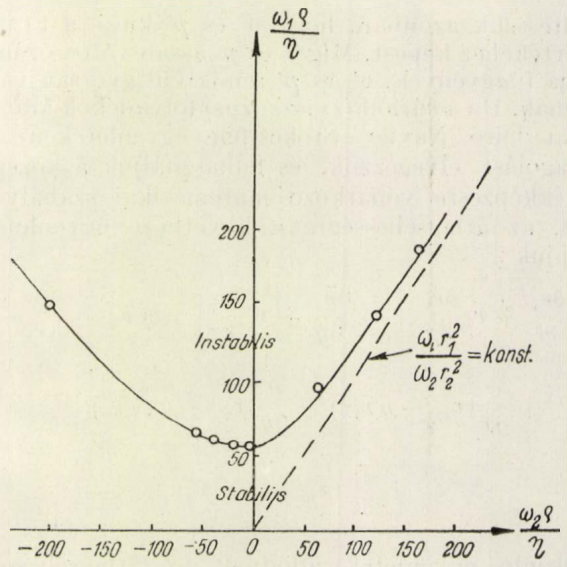
Az első kérdéssel szorosan összefügg a stacionárius (időben nem változó) áramlások stabilitásának problémája. Egy áramlást akkor mondunk stabilisnak, ha a perturbációk okozta sebesség- és nyomásváltozások nagysága az idővel csökken, míg instabilis áramláskor ezek a változások nőnek. Az áramlás stabilitásának elméleti vizsgálata tehát úgy történhet, hogy a vizsgálandó stacionárius alapáramlásra nem-stacionárius áramlást szuperponálunk és megvizsgáljuk, hogy a nem-stacionárius áramlás sebessége milyen függvénye az időnek. A Navier—Stokes-féle differenciálegyenleteket természetesen az alapáramlás és a szuperponált áramlás sebességének egyaránt ki kell elégítenie. Konkrét esetekben a stabilitás eldöntése nagyon bonyolult matematikai feladat, és mindeddig csak néhány egyszerű esetben sikerült megoldani.

Első ízben G. Taylornak sikerült egy lamináris áramlás instabilitásának feltételét megállapítania. Két, koaxiális forgó henger közt az áramlás stabilitásának feltételét úgy vizsgálta, hogy a lamináris alapáramlásra folyadékrezgéseket szuperponált és meghatározta, hogy a rezgések amplitúdója milyen feltételek mellett csökken ill. nő. Azt találta, hogy ha a két henger egyenlő irányban forog, akkor az áramlás mindig stabilis, feltéve, hogy teljesül a következő feltétel:

$$\omega_1 r_1^2 < \omega_2 r_2^2 \qquad (1)$$

(ω_1 a belső, ω_2 a külső henger forgásának szögsebessége, r_1 és r_2 a hengerek sugara). Ha a hengerek ellenkező irányban forognak, vagy a forgási irányuk megegyező, de nem teljesül az (1) feltétel, akkor az áramlás instabilissá válhat. Vizsgálatának eredményét az ábra tünteti föl. Az ábrán látható kis körök mérési eredményeket jelentenek. A hengerek sugara: $r_1 = 3{,}55$ cm, $r_2 = 4{,}035$ cm. Az elméleti és kísérleti eredmények egyezése kiváló.

Hasonló részletes vizsgálatokat végeztek sík, párhuzamos falak között, továbbá körkeresztmetszetű csőben történő áramlás stabilitására is.



1. ábra

Az első esetben pl. elméleti úton arra az eredményre jutottak, hogy

$$R = \frac{U_m h \varrho}{\eta} < 420$$

esetén a párhuzamos falak közti lamináris áramlás stabilis (U_m a sík falak közti áramlás sebességének legnagyobb értéke, h a falak közti távolság fele, ϱ a folyadék sűrűsége, η a belső súrlódási együttható). A kísérleti eredmények szerint az áramlás mindig lamináris, ha $R < 950$.

A turbulens áramlás leírása

Egy folyadékáramlást tehát akkor nevezünk turbulensnek, ha a sebesség az áramlási tér minden egyes pontjában gyorsan és rendszertelenül változik, ingadozik egy középérték körül. Az ingadozás mértéke azonban kicsi a sebesség középértékéhez képest. Ugyanilyen szabálytalanul, statisztikusan változik a sebesség adott időpillanatban helyről helyre is. A folyadékrészecskék pályája a turbulens áramlásban rendkívül bonyolult, és ez okozza a folyadék gyors keveredését. Ezért nem remélhetjük, hogy sikerül pontos matematikai leírását adni annak, hogyan változik az áramlás sebessége és a folyadék nyomása az áramlási térben. Ehelyett a $\bar{v}$ átlagos sebesség és a $\bar{p}$ átlagos nyomás meghatározását tűzzük ki célul. A $\bar{v}$ átlagsebességet a következőképpen értelmezzük:

$$\bar{v} = \frac{1}{V\tau} \int\int\int\int v(x, y, z, t)\, dx\, dy\, dz\, dt,$$

ahol V és τ a középértékképzés alapjául választott térfogat, ill. időtartam. Hasonlóképpen értelmezzük a $\bar{p}$ átlagos nyomást is. A mindenkori $\mathfrak{v}\,(x,y,z,t)$ sebesség és p nyomás általában különbözik a középértékétől:

$$\mathfrak{v} = \bar{\mathfrak{v}} + \mathfrak{v}'; \quad p = \bar{p} + p'.$$

Feltesszük azonban, hogy $\mathfrak{v}'$ és p' kicsi a $\mathfrak{v}$, ill. p értékéhez képest. Míg $\bar{\mathfrak{v}}$ és $\bar{p}$ lassan változó, ún. sima függvények, $\mathfrak{v}'$ és p' rendkívül gyorsan változnak. Ha a súrlódó (viszkózus) folyadékok áramlását leíró Navier—Stokes-féle egyenleteken az átlagolást elvégezzük, és felhasználjuk a középértékképzésre vonatkozó matematikai szabályokat, az átlagsebességre a következő egyenletet kapjuk:

$$\varrho\left(\frac{\partial \bar{v}_x}{\partial t} + \bar{v}_x\frac{\partial \bar{v}_x}{\partial x} + \bar{v}_y\frac{\partial \bar{v}_x}{\partial y} + \bar{v}_z\frac{\partial \bar{v}_x}{\partial z}\right) = \varrho F_x - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} +$$

$$+ \frac{\partial}{\partial x}(\bar{\tau}_{xx} - \varrho\,\overline{v_x'^2}) + \frac{\partial}{\partial y}(\bar{\tau}_{xy} - \varrho\,\overline{v_x' v_y'}) + \qquad (2)$$

$$+ \frac{\partial}{\partial z}(\bar{\tau}_{xz} - \varrho\,\overline{v_x' v_z'}).$$

Hasonló egyenletek adódnak az átlagsebesség másik két komponensére is. A (2) egyenletben szereplő betűk jelentése a következő: ϱ a folyadék (állandónak feltételezett) sűrűsége, $\bar{v}_x$ $\bar{v}_y$ és $\bar{v}_z$ a $\bar{\mathfrak{v}}$ átlagos sebesség három derékszögű összetevője, F_x a folyadék egységnyi tömegére ható ún. tömegerő x-irányú komponense, $\bar{p}$ az átlagos nyomás, v_x', v_y' és v_z' a $\mathfrak{v}'$ sebességingadozás három komponense, végül

$$\tau_{xx} = 2\eta\frac{\partial v_x}{\partial x}; \quad \tau_{xy} = \eta\left(\frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x}\right);$$

$$\tau_{xz} = \eta\left(\frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x}\right);$$

ahol η a folyadék viszkozitási együtthatója. τ_{xx}, τ_{xy} és τ_{xz} fizikai jelentése egyszerűen megadható. Tekintsünk a folyadékban olyan egységnyi felületet, amelynek normálisa párhuzamos az x-tengellyel. Ha ennek a felületnek a két oldalán az érintkező folyadékrészek különböző sebességgel áramlanak, akkor egymásra erőt fejtenek ki. τ_{xx}, τ_{xy} és τ_{xz} ennek a felületegységre ható erőnek három komponense (súrlódási feszültségek).

Összehasonlításként jegyezzük fel a Navier—Stokes-féle egyenletek első komponensét is:

$$\varrho\left(\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x\frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y\frac{\partial v_x}{\partial y} + v_z\frac{\partial v_x}{\partial z}\right) =$$

$$= \varrho F_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z}. \qquad (3)$$

Az átlagos sebességre vonatkozó (2) egyenlet a (3) Navier—Stokes-egyenlettől formailag csak abban különbözik, hogy a súrlódási feszültségekhez új tagok járultak. Ezeket a tagokat járulékos vagy látszólagos turbulens feszültségeknek nevezzük. Ezt az eredményt úgy is kifejezhetjük, hogy ha a hidrodinamika egyenleteiben a valódi, pillanatnyi sebességek helyére az átlagértéküket helyettesítjük, akkor új felületi erőket kell bevezetnünk, tehát a súrlódási együttható látszólag megnő. Ezzel máris magyarázni lehet azt a tapasztalatot, hogy turbulens áramláskor ugyanakkora nyomáskülönbség mellett ugyanannyi idő alatt a csövön átáramló folyadékmennyiség kisebb, mint lamináris áramláskor.

A vizsgálatok azt mutatják, hogy a járulékos feszültségek a légkör felső részében több ezerszer, a Nap légkörében pedig több milliószor akkorák lehetnek, mint a közönséges súrlódási feszültségek.

Megemlítjük a járulékos feszültségek fellépésének egy másik érdekes következményét is. A Nap légkörének gázai csaknem teljesen ionizált állapotban vannak, jó elektromos vezetők. Ellenállásuk a fémekével hasonlítható össze. Nagy távolságra azonban a töltéstranszport igen csekély, mert a turbulencia következtében a töltések hosszú ideig egy hely környezetében kénytelenek maradni (pl. azáltal, hogy örvénylő mozgást végeznek), és innen a külső elektromos tér csak kis mértékben tudja őket kimozdítani. A nagy távolságra számított ún. turbulens ellenállás emiatt a szigetelőkével egyenlő nagyságrendű.

A turbulencia elméletének egyik legfontosabb problémája a járulékos feszültségek meghatározása. Ehhez vagy további egyenleteket kell találnunk, vagy valamilyen kapcsolatot kell keresnünk a járulékos feszültségek és a sebesség átlagértéke között. A magyar Kármán Tódornak sikerült a járulékos feszültségekre egyenleteket találnia; az egyenletek azonban matematikai szempontból annyira bonyolultak, hogy megoldásuk csak egészen speciális esetekben sikerült.

Más kutatók arra törekedtek, hogy valamilyen ésszerű feltevések alapján kapcsolatot találjanak a járulékos feszültségek és az áltagsebesség komponensei között. Ilyen, félig kísérleti, félig elméleti úton Prandtl arra a következtetésre jutott, hogy ha az átlagos áramlási sebességnek csak x-irányú összetevője van és $\bar{v}_x$ csak az y-tengely irányában változik, akkor

$$\varrho\,\overline{v_x' v_y'} = -\varrho\, l^2\left(\frac{\partial \bar{v}_x}{\partial y}\right)^2.$$

Itt l az ún. átlagos keveredési úthossz: azoknak az l' távolságoknak az átlagértéke, ahonnan a folyadékrészecskék az átlagolás alapjául szolgáló időtartam alatt abba a pontba eljutnak, ahol a $\overline{v_x' v_y'}$ értékét vizsgáljuk. Az l keveredési úthossz tehát hasonló szerepet játszik a turbulens áramlások elméletében, mint a kinetikus gázelméletben a molekulák átlagos szabad úthossza.

Prandtl eredményeinek továbbfejlesztésével Kármánnak sikerült a párhuzamos, sík falak közti turbulens áramlást elméletileg leírnia. Nikuradze és Schiller mérési eredményei jól egyeznek Kármán

elméleti eredményeivel, ha az l átlagos keveredési hosszúságot a következőképpen választjuk meg:

$$l = 0{,}88\, d\left[\sqrt{1-\frac{y}{d}} - \left(1-\frac{y}{d}\right)\right].$$

Itt $2d$ a párhuzamos falak távolsága, y pedig a vizsgált pontnak az egyik faltól mért merőleges távolsága.

A turbulens áramlások kísérleti vizsgálata

Az 1920-as évek elején Taylor és Kármán kezdeményezésére a turbulencia elméletét statisztikus módszerekkel igyekeztek kidolgozni. E kutatási irány megalapozásához a sebességingadozás kísérleti meghatározása volt szükséges. Igen fontos a sebességingadozás mérése azért is, hogy a járulékos feszültségeket meghatározhassuk. A sebesség gyors változásai miatt azonban olyan műszerre, ill. mérési módszerre van szükség, amellyel a gyors változásokat regisztrálni lehet. Ezeknek a követelményeknek legjobban a hődrótos anemométer felel meg.

A hődrótos anemométerrel történő mérés elve rendkívül egyszerű. A v sebességgel áramló, t_0 hőmérsékletű folyadékba vagy gázba elektromosan fűtött fémszálat (pl. platinaszálat) helyezünk, amelynek hőmérséklete az áram hőhatására t C°-ra emelkedik. A fémszál a folyadék áramlási sebességétől függően több vagy kevesebb hőt ad át a folyadéknak, tehát állandó áramerősség mellett az áramlási sebességgel együtt változni fog a szál hőmérséklete és ellenállása. Az ellenállás ingadozása Thomson-féle hídkapcsolásban mérhető, ill. a hídba kapcsolt kis tehetetlenségű galvanométeren leolvasható az ellenállás ingadozása miatt fellépő áramerősség-ingadozás.

A fémszál által a folyadéknak átadott hőmennyiség természetesen lényegesen függ attól, milyen szöget zár be a szál iránya a sebességgel. Megfelelően kalibrált anemométerrel tehát a sebesség irányeloszlása is kimérhető. Ha továbbá az áramlási tér különböző pontjaiba egy-egy mérőszálat helyezünk el, a sebességingadozások kapcsolatát is meghatározhatjuk.

A hődrótos anemométerek előnye, hogy egyszerűen kezelhetők, kis kiterjedésük miatt az áramlást lényegesen nem zavarják és a gyors sebességváltozásokat is regisztrálni tudják, mert kicsi a tehetetlenségük.

A hődrótos anemométerrel viszonylag nagy pontossággal megmérhetjük az áramlás sebességét, de a mérési adatokból nehéz összeállítani az egész áramlási térben az áramlás lefolyásának összefüggő képét. Ezért az anemométerrel nyert eredményeket jól kiegészítik a közvetlen vizuális vagy fotografikus megfigyelési módszerek.

Mivel azonban az áramló folyadék vagy gáz összetétele általában homogén, az áramlás csak közvetve, idegen anyagokon kiváltott hatásai révén figyelhető meg. Ezért az áramló gázba vagy folyadékba olyan részecskéket kell juttatni, amelyek bizonyos tulajdonságukban (pl. színükben) a folyadékrészecskéktől különböznek, de az áramlást észrevehető mértékben nem befolyásolják.

Az áramlási kép — főleg turbulens áramláskor — rendkívül bonyolult és igen gyorsan változik. Ezért a közvetlen vizuális megfigyelés az áramlásról csak tökéletlen képet ad. Az ilyen áramlás kísérleti vizsgálatának igen fontos módszere az, hogy az áramlási képet filmre veszik fel, majd a filmet lassított ütemben pergetik le, hogy az áramlás részletei is megfigyelhetők legyenek. (Az is előfordulhat, hogy az áramlás oly lassú, hogy a közvetlen megfigyelés révén a részletek ugyan felismerhetők, az áramlás lefolyásának egésze azonban nem tekinthető át. Gondoljunk pl. a felhők kialakulására. Ilyenkor fordítva járnak el: A filmet gyorsított ütemben pergetik, hogy az áramló mozgás egészéről átfogó képet kapjanak.)

Ezeknek a vizsgálatoknak a segítségével a turbulens áramlás sok lényeges tulajdonságát sikerült megismerni és magyarázni. A turbulenciával kapcsolatos problémák végleges megoldása azonban még a jövő kutatás feladata.

Szabó János
Eötvös Loránd Tudományegyetem
Elméleti Fizikai Intézete

Félvezető anyagok tulajdonságai III.

III. Elektromos és termikus jelenségek félvezetőkben

A félvezető anyagok különleges elektromos termikus és mágneses tulajdonságai tették lehetővé a gyakorlati életben oly sokrétű alkalmazásukat. Nem célunk a gyakorlati alkalmazásokat és a félvezető anyagok különböző célokra való előállításának módszereit ismertetni, hanem inkább a félvezetőkben lejátszódó fizikai jelenségeket akarjuk tárgyalni. Ezen fejezetben meg fogunk ismerkedni az elektromos áram és hőáram elméleti levezetésével és az elektromos- és hővezetőképesség kifejezéseivel a klasszikus elmélet alapján.

Az elektromos áram általában elektromos tér hatására bekövetkező töltések áramlása. A hőáram azaz a hőenergia áramlása, az egyes részecskék által vitt energiamennyiségek összessége. Természetesen szilárd anyagban az áramot vivő részecskék nem mozoghatnak szabadon, mert a kristály-rács ionjai mozgásukat gátolják. Az elektromos tér hatására az elektron egy ideig gyorsul, energiát vesz fel az elektromos térből, majd a rács egy ionjával ütközve, a felvett energiá-

ját leadja a rácsnak. Az ütközés után ismét gyorsulni kezd és a folyamat kezdődik előlről.

Az olyan folyamatokat, amelyeknél részecskék valamilyen mennyiséget szállítanak a *transzport egyenlet* írja le. Az említett mennyiség lehet elektromos töltés, energia vagy bármi más. A transzport jelenségeket leíró egyenletet először Boltzmann vezette le gázokban lejátszódó folyamatokra, ezért Boltzmann-féle egyenletnek is szokás nevezni.

Az elektromos és termikus tulajdonságok tárgyalása a Boltzmann egyenlet segítségével történhet, ezért vizsgálatainkat a transzport egyenlet levezetésével kezdjük.

1. A Boltzmann egyenlet levezetése

A transzport problémák pontos vizsgálatánál ritkán lehet csupán közepes mennyiségekkel, mint közepes sebesség és közepes energia számolni. Szükséges a részecskék eloszlásának ismerete helyük és sebességük szerint. Ez az eloszlás függ a részecskékre ható tértől és a részecskék és a terek közötti kölcsönhatás mechanizmusától. Ezért ezt az eloszlást nem lehet általánosan egyszer s mindenkorra meghatározni. Az eloszlási függvényre integro-differenciál egyenletet fogunk kapni. Megoldása általában elemi úton nem számítható ki, de egyes egyszerűbb esetekben a megoldást zárt alakban is fel lehet írni.

Legyen egy elektron sebessége (u, v, w) és t időpillanatban legyen

$$f(u,\ v,\ w;\quad x, y, z;\quad t)\, d\tau\, d\lambda \qquad \text{(III. 1)}$$

azon elektronok száma, amelyek a $d\tau = dx\, dy\, dz$ térfogatelemben vannak és sebességük a $d\lambda = du\, dv\, dw$ tartományba esik. (Ez utóbbi azt jelenti, hogy a sebesség u kompenense u és $u + du$ között van; hasonlóan a többi komponensre.) Legyen egy elektron gyorsulása (X, Y, Z) két ütközés között, melyet időben állandónak tételezünk fel. Akkor egy elektron, amely a t időpillanatban az (x, y, z) pontban van és sebessége az (u, v, w) tartományban, a $t + dt$ időpillanatban, ha közben ütközés nem történt az

$$(x + u\, dt,\ y + v\, dt,\ z + w\, dt) \qquad \text{(III. 2)}$$

pontban lesz és sebessége

$$(u + X\, dt,\ v + Y\, dt,\ w + Z\, dt) \qquad \text{(III. 3)}$$

lesz. A gyorsulás miatt azok az elektronok, amelyek a tér egy $d\tau$ térfogatelemében voltak és sebességeik egy $d\lambda$ tartományban voltak, most egy $d\tau'$ térfogatelemet fognak megtölteni és sebességeik egy $d\lambda'$ tartományba fognak esni. De mivel ezen összes elektronok sebességei és gyorsulásai közelítőleg azonosak, első közelítésben nyerjük, hogy

$$d\tau = d\tau' \quad \text{és} \quad d\lambda = d\lambda',$$

holott természetesen ezek a térfogatelemek a fázis-tér különböző pontjai körül értendők. Fázistérnek nevezzük az x, y, z ; u, v, w hatdimenziós teret, amelyet a közönséges hely és a sebesség komponensei határoznak meg. A fázistér egy pontja jelenti az elektron helyét és sebességét is, az utóbbit irány és nagyság szerint.

Most legyen

$$(b - a)\, dt\, d\tau\, d\lambda \qquad \text{(III. 4)}$$

azon elektronok összes száma, amelyek ütközés miatt kerültek dt idő alatt a $d\tau\, d\lambda$ térfogatelembe. Akkor az eloszlás megváltozása dt idő alatt

$$f(u + X\, dt,\ v + Y\, dt,\ w + Z\, dt;\ x + u\, dt,\ y + v\, dt, \qquad \text{(III. 5)}$$

$$+ w\, dt;\ t + dt) - f(u,\ v,\ w;\ x, y, z;\ t) = (b - a)\, dt,$$

Ezt sorfejtéssel az elsőrendű tagnál megállva, vagy helyesebben az intergál középérték tétel szerint a következő alakba lehet írni

$$\frac{\partial f}{\partial t} + X\frac{\partial f}{\partial u} + Y\frac{\partial f}{\partial v} + Z\frac{\partial f}{\partial w} + u\frac{\partial f}{\partial x} + v\frac{\partial f}{\partial y} + w\frac{\partial f}{\partial z} = b - a. \qquad \text{(III. 6)}$$

Stacionáris állapotban, azaz olyan esetben, amikor részecske nem keletkezik vagy tűnik el az idő folyamán, azaz $\frac{\partial f}{\partial t} = 0$, az előbbi egyenletet

$$X\frac{\partial f}{\partial u} + Y\frac{\partial f}{\partial v} + Z\frac{\partial f}{\partial w} + u\frac{\partial f}{\partial x} + v\frac{\partial f}{\partial y} + w\frac{\partial f}{\partial z} = b - a \qquad \text{(III. 7)}$$

alakba lehet írni. Ez a Boltzmann-féle egyenlet az eloszlás függvényekre. Vagy a vektor írásmóddal sokkal rövidebb alakban

$$\mathbf{a}\,\mathrm{grad}_{\mathbf{v}}\, f + \mathbf{v}\,\mathrm{grad}_{\mathbf{r}}\, f = b - a\,, \qquad \text{(III. 8)}$$

ahol **a** a gyorsulás vektor, **v** a sebesség-vektor és $\mathrm{grad}_{\mathbf{v}}$ a sebességvektor, $\mathrm{grad}_{\mathbf{r}}$ a helyzetvektor szerinti gradiens képzést jelent.

2. Az ütközési valószínűség és a relaxációs idő

Az anyagban az elektronok egymás közötti ütközéseit elhanyagolva *azon elektronok száma*, amelyeknek sebessége a $d\lambda$ tartományban volt és az ütközés során dt idő alatt megváltozott a $d\lambda'$ tartományban levő sebességre, arányosnak kell lennie az eloszlásfüggvénnyel, $f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t)$-vel és az elektron és a szilárd anyag ionjai közötti kölcsönhatást figyelembevevő átmeneti valószínűséggel. Ezt képletben kifejezve nyerjük

$$f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t)\, d\lambda\, W(\mathbf{v}, \mathbf{v}', \mathbf{r})\, d\lambda'\, dt\,, \qquad \text{(III. 9)}$$

ahol a W független f-től és csak az elektron és ion kölcsönhatástól függ. Hasonlóan a $d\lambda'$ tartományból ütközés révén $d\lambda$-ba jutó elektronok száma dt idő alatt

$$f(\mathbf{v}', \mathbf{r}, t)\, d\lambda'\, W(\mathbf{v}', \mathbf{v}, r)\, d\lambda\, dt. \qquad \text{(III. 10)}$$

A fenti két mennyiséget $d\lambda'$ szerint integrálva kapjuk a (III. 10)-ből a $d\lambda$ tartományba beszóródott összes elektronok számát, amit b-vel jelöltünk és (III. 9)-ből a $d\lambda$ tartományból kiszóródott elektronok számát, amelyet a-val jelöltünk, azaz

$$b - a = \iiint \{f(\mathbf{v}', \mathbf{r}, t)\, W(\mathbf{v}', \mathbf{v}, \mathbf{r}) - f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t)\, W(\mathbf{v}, \mathbf{v}', \mathbf{r})\}\, du'\, dv'\, dw'. \qquad \text{(III. 11)}$$

Egyensúlyi esetben, amikor a beszóródott elektronok száma megegyezik a kiszóródottakéval a $b - a$ különbség eltűnik. Egyensúlyi eloszlás csak akkor léphet fel, ha valamilyen tér nem változtatja meg az elektronok sebességét és helyét. Ebben az esetben az integrál csak akkor tűnhet el a változóktól függetlenül, ha az integrandus zérus, amiből a két átmeneti valószínűség hányadosa

$$\frac{W(\mathbf{v}, \mathbf{v}', \mathbf{r})}{W(\mathbf{v}', \mathbf{v}, \mathbf{r})} = \frac{f_0(\mathbf{v}', \mathbf{r})}{f_0(\mathbf{v}, \mathbf{r})}\,, \qquad \text{(III. 12)}$$

ahol f_0 jelöli az egyensúlyi eloszlás függvényt. A (III. 11) kifejezés már nem egyszerűsíthető tovább általánosan. Tetszőleges tér jelenléte esetén mindig tartalmaz egy integrált, még a legegyszerűbb elektron ion kölcsönhatások esetén is. Bizonyos egyszerű külső terek esetén, azonban feltételezhető, hogy $b - a$ a következő alakú

$$b - a = -\frac{f(\mathbf{v}, \mathbf{r}) - f_0(\mathbf{v}, \mathbf{r})}{\tau(\mathbf{v}, \mathbf{r})}\,, \qquad \text{(III. 13)}$$

ahol a τ a *relaxációs idő*. Ennek fizikai jelentése az, hogy ha egy rendszerben a külső tér hatására az elektronok eloszlása f lesz és az eloszlás kialakulása után a teret kikapcsoljuk, akkor az f eloszlásból az eredeti eloszlás időben a következő módon fog visszaállni

$$b - a = \frac{\partial}{\partial t}(f - f_0) = -\frac{f - f_0}{\tau}, \qquad \text{(III. 14)}$$

amely differenciálegyenletnek megoldása

$$(f - f_0)_t = (f - f_0)_{t=0}\, e^{-\frac{t}{\tau}}, \qquad \text{(III. 15)}$$

ami azt mutatja, hogy az eredeti eloszlás exponenciálisan fog visszaállni, τ időállandóval.

3. *A Boltzman egyenlet megoldása relaxációs idő feltételezésével*

Egyelőre csak az elektromos és hővezetőképességet számítjuk ki. Ebben az esetben az általánosság megszorítása nélkül feltételezhető, hogy az elektromos térerősség vektora x irányú, amit E jelöl a következőkben és az anyagban a hőmérséklet gradiens is csak x irányú, azaz csak dT/dx van. Ekkor a Boltzmann-egyenlet (III. 7) alakja (III. 14) segítségével a következő alakú lesz

$$-\frac{eE}{m}\frac{\partial f}{\partial u} + u\frac{\partial f}{\partial x} = -\frac{f - f_0}{\tau}, \qquad \text{(III. 16)}$$

ahol a baloldal első tagjában a parciális differenciál hányados együtthatója az elektron gyorsulása E elektromos térben. Ha itt a τ relaxációs idő állandó, ami elég jó közelítés fémekre, akkor ez az egyenlet egzakt megoldható. A megoldás kiszámítása elég bonyolult, azért a következő közelítéssel fogunk dolgozni, amely félvezetőkre szintén elég jó eredményeket ad. A (III. 16) egyenlet baloldalán f helyett f_0-át írunk és a jobboldalon a különbségben az f-et megtartjuk. Ez a közelítés azért megengedhető, mert a szilárd anyagokban elérhető elektromos térerősség és hőmérsékleti gradiens olyan kicsi, hogy a hőmozgáshoz képest jelentéktelen sebességtöbbletet ad. (Lorentz alkalmazta ezt a közelítést először az elektromos- és hővezetőképesség kiszámítására.) A közelítés beírása után a transzport egyenlet alakja a következő

$$-\frac{eE}{m}\frac{\partial f_0}{\partial u} + u\frac{\partial f_0}{\partial x} = -\frac{f - f_0}{\tau}, \qquad \text{(III. 17)}$$

amelyből az f eloszlási függvény

$$f = f_0 - \tau\left(-\frac{eE}{m}\frac{\partial f_0}{\partial u} + u\frac{\partial f_0}{\partial x}\right). \qquad \text{(III. 18)}$$

Ezt a megoldást használjuk az elektromos és hőáram kiszámítására. Mint ismeretes egy elektron által szállított elektromos áram és hőáram

$$\boldsymbol{i} = -e \cdot \boldsymbol{c}, \quad \boldsymbol{h} = \frac{1}{2} mc^2 \cdot \boldsymbol{c} = W \cdot \boldsymbol{c}, \qquad \text{(III. 19)}$$

ahol $\boldsymbol{i}$ az elektromos-, $\boldsymbol{h}$ a hőáram-vektor, $\boldsymbol{c}$ az elektron sebessége és W az energiája, m a tömege. Az x irányú teljes áramsűrűséget és hőáramsűrűséget úgy kapjuk, hogy a (III. 19)-ben a jobboldalon álló kifejezés x komponensét véve, azt megszorozzuk az f eloszlási függvénnyel és a sebességtérben integrálunk, azaz

$$I_x = -e\int_{-\infty}^{\infty}\!\!\iiint u f \, du\, dv\, dw, \qquad \text{(III. 20)}$$

$$H_x = \int_{-\infty}^{\infty}\!\!\iiint W u f \, du\, dv\, dw. \qquad \text{(III. 21)}$$

Az áram y és z komponensében a $v \cdot f$, illetőleg a $w \cdot f$ szorzat szerepel. Mivel az f (III. 18) alakjában f_0-nak csak u és x szerinti parciális differenciál hányadosa szerepel (feltevésünk értelmében), azért a $v \cdot f$ és w. f szorzat v, ill. w-ben páratlan függvény, aminek integrálja páros. A szimmetrikus határokon az integrál értékei egyenlőek, azért az integrál zérus, amiből $I_y = I_z = H_y = H_z = 0$.

Az előbbi egyenletekbe az f eloszlási függvény (III. 18) alakját beírva

$$I_x = \int_{-\infty}^{\infty}\!\!\iiint \tau\left(-\frac{e^2E}{m} u \frac{\partial f_0}{\partial u} + e u^2 \frac{\partial f_0}{\partial x}\right) du\, dv\, dw, \qquad \text{(III. 22)}$$

$$H_x = \int_{-\infty}^{\infty}\!\!\iiint W \tau\left(\frac{eE}{m} u \frac{\partial f_0}{\partial u} - e u^2 \frac{\partial f_0}{\partial x}\right) du\, dv\, dw, \qquad \text{(III 23)}$$

ahol az f_0 csak a hőmérsékleti gradiensen keresztül függ x-től. A (III. 18)-ban szereplő f_0 tagot tartalmazó integrál páros függvény, az $u \cdot f_0$ szorzat páratlan, integrálja az előbbi megjegyzés szerint eltűnik.

Elektronok esetére a Fermi-féle eloszlási függvényt kell használni (II. 54). Félvezető anyagoknál a Fermi nívó helyzetének tárgyalásánál használt (II. 9) feltétel miatt a Maxwell eloszlási függvény használható. Ezt a következő módon lehet belátni. Az I_x és H_x kifejezésben szerepel az f_0, u és x szerinti parciális differenciál hányadosa. Az f_0 Fermi eloszlási függvény esetén az u szerinti parciális differenciál hányadosa a következő

$$\frac{\partial f_0}{\partial u} = \frac{\partial f_0}{\partial W}\frac{\partial W}{\partial u} = \frac{\partial}{\partial W}\frac{1}{e^{\frac{W-\zeta}{kT}} + 1} \cdot \frac{\partial W}{\partial u} = -\frac{um}{kT}\frac{f_0}{1 + e^{-\frac{W-\zeta}{kT}}} \qquad \text{(III. 24)}$$

$W = \frac{m}{2}(u^2 + v^2 + w^2)$ miatt. Viszont a (II. 9) feltétel szerint a jobboldalon a nevezőben levő negatív exponens igen nagy, ami miatt az exponenciális tag az 1 mellett elhanyagolható, azért jó közelítéssel félvezetőkre

$$\frac{\partial f_0}{du} = -\frac{um}{kT} f_0. \qquad \text{(III 25)}$$

A Maxwell-féle eloszlási függvény

$$f_0 = Ae^{-\frac{W}{kT}}, \quad \text{ahol} \quad A = u\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2}, \qquad \text{(III 26.)}$$

ahol n az elektron koncentráció. Ennek u szerinti parciális differenciál hányadosa

$$\frac{\partial f_0}{\partial u} = -\frac{um}{kT} f_0 \qquad \text{(III. 27)}$$

megegyezik az előbbi (III. 25) kifejezéssel. A félvezetők tárgyalásánál tehát a Maxwell-féle eloszlási függvény jó közelítéssel használható. Ezek szerint a Maxwell eloszlási függvény (III. 26) alakját fogjuk használni.

A (III. 22) és (III. 23) kifejezésekben szükségünk van $\frac{\partial f_0}{\partial x}$ értékére[8]

$$\frac{\partial f_0}{\partial x} = \frac{\partial f_0}{\partial T}\frac{dT}{dx} = n\left(\frac{m}{2\pi k}\right)^{3/2}\frac{\partial}{\partial T}\left[T^{-3/2}e^{-\frac{W}{kT}}\right]\frac{dT}{dx} = \left(-\frac{3}{2T} + \frac{W}{kT^2}\right)\frac{dT}{dx} f_0. \qquad \text{(III. 28)}$$

[8] Feltételezve azt, hogy f_0 x-től csak a hőmérsékleten keresztül függ.

Ezt és (III. 27)-et felhasználva az elektromos- és hőáramsűrűség átrendezés után

$$I_x = \frac{1}{kT} \iiint_{-\infty}^{\infty} u^2 \left\{ \tau \left[e^2 E + e \left(-\frac{3k}{2} + \frac{W}{T} \right) \frac{dT}{dx} \right] f_0 \right\} du\, dv\, dw\,, \tag{III. 29}$$

$$H_x = \frac{1}{kT} \iiint_{-\infty}^{\infty} u^2 \left\{ \tau\, W \left[-eE - \left(-\frac{3k}{2} + \frac{W}{T} \right) \frac{dT}{dx} \right] f_0 \right\} du\, dv\, dw\,. \tag{III. 30}$$

Ha τ csak a sebesség abszolút értékétől függ, akkor a fenti integrálok térbeli polár koordináták bevezetése után a következő általános alakban írhatók[9]:

$$\iiint_{-\infty}^{\infty} u^2 F(c)\, du\, dv\, dw = \frac{4\pi}{3} \int_0^{\infty} c^4 F(c)\, dc\,. \tag{III. 31}$$

Ezen transzformáció segítségével I_x és H_x kiszámítható.

Eddigi eredményeink fémekre és félvezetőkre egyaránt igazak. A fémek elméletével nem akarunk itt részletesebben foglalkozni, csak azt említjük meg, hogy fémekre ez a közelítő elmélet elég jó eredményeket szolgáltat $\tau = \text{konst}$ feltétel bevezetésével.[10] Félvezető anyagokra azonban a

$$\tau = \frac{l}{c} \tag{III. 32}$$

feltétel közelíti meg legjobban a valóságot, ahol l az elektronok közepes szabad úthossza két ütközés között.

Az elektromos vezetőképességet úgy szokás mérni, hogy az egész anyagot azonos hőmérsékleten tartjuk, ami azt jelenti, hogy $\frac{dT}{dx} = 0$. A relaxációs idő a feltétel szerint annak felel meg, hogy mennyi ideig mozog az elektron szabadon a rácsban ütközés nélkül. Az elektromos áram tehát a (III. 26) eloszlás függvény beírásával, megjegyezve azt, hogy az elektron effektív tömegét kell használni, amit az I. rész (80) képlete mutat

$$I_x = \frac{4\pi}{3kT} e^2 \text{n.}\, 1\, E \left(\frac{m_n}{2\pi kT} \right)^{3/2} \int_0^{\infty} c^3 e^{-\frac{m_n c^2}{2kT}} dc\,. \tag{III. 33}$$

Az integrálást elvégezve és rendezve

$$I_x = ne \frac{4el}{3(2\pi kT\, m_n)^{1/2}} E\,. \tag{III. 34}$$

Megjegyezve azt, hogy általában [V. ö. (II. 12)]

$$\int_0^{\infty} x^n e^{-x} dx = n!\,, \tag{III. 35}$$

Az elektromos vezetőképesség definíciószerűen

$$\sigma = \frac{I_x}{E} = ne \frac{4el}{3(2\pi kT\, m_n)^{1/2}} = ne\, \mu_n\,, \tag{III. 36}$$

ahol μ_n az elektron mozgékonysága

$$\mu_n = \frac{4el}{3(2\pi kT\, m_n)^{1/2}} \tag{III. 37}$$

jelenti az elektron egységnyi feszültség hatására bekövetkezett sebességnövekedését. Ennek megfelelően dimenziója cm²/Vsec. A mozgékonyság ismeretében az l szabad úthossz kiszámítható. Erre a μ mérési módszereinek ismertetésénél még visszatérünk.

[9] A gömb-koordinátákat bevezetve, a sebesség komponensek $u = c \sin\vartheta \cos\varphi$, $v = c \sin\vartheta \sin\varphi$, $w = c\cos\vartheta$; $du\, dv\, dw = c^2 \sin\vartheta\, dc\, d\vartheta\, d\varphi$, ahol az integrálást $0 - \infty$, $0 - \pi$, $0 - 2\pi$ kell végezni.

[10] A fémekre vonatkozó elmélet rövid összefoglalása a függelékben szerepel.

A fémek elméleti vizsgálata megmutatta,[11] hogy a szabad úthossz a hőmérséklettel fordítva arányos, azaz

$$l = \frac{\hbar^4 \pi c_{ll}}{e E_1^2 m_n^2 kT}\,, \tag{III. 38}$$

amivel a mozgékonyság

$$\mu = \frac{\sqrt{8\pi}\, \hbar^4 c_{ll}}{3 E_1^2 m_n^{5/2} (kT)^{3/2}}\,. \tag{III. 39}$$

Itt a c_{ll} a félvezető longitudinális rugalmas állandója és E_1 a deformáció miatt a vezetési sáv alsó szélének elmozdulása. Feltételezhető, hogy c_{ll} és E_1 független a hőmérséklettől és az effektív tömegtől, akkor

$$\mu \sim m_n^{-5/2} T^{-3/2}\,. \tag{III. 40}$$

A mozgékonyság ezen függése más levezetésekből is nyerhető.

Az elektromos vezetőképesség (III.36) kifejezésében szerepel az n elektron koncentráció. Félvezető anyagokban azonban nemcsak a vezetési sávban levő elektronok vihetnek áramot, hanem a betöltött sávban levő lyukak is. A vezetőképesség ezért kétféle töltéshordozó jelenléte esetén az elektronoktól és lyukaktól származó vezetőképesség összege

$$\sigma = ne\, \mu_n + pe\, \mu_p\,, \tag{III. 41}$$

ahol $n = n_i$ és $p = p_i$ előző jelöléseink szerint.

A vezetőképesség hőmérsékleti függését μ és n hőmérsékleti függése szabja meg. Mint a töltéshordozó koncentrációk tárgyalásánál láttuk ezek a hőmérséklettel exponenciálisan arányosak. A szobahőmérséklet közelében jó közelítéssel

$$\sigma \sim e^{-\frac{A}{T}}\,, \tag{III. 42}$$

ahol az A állandó tiszta és szennyezett félvezetőknél a (II. 29) és (II. 40)-ből számítható ki.

A különböző mérési módszerek és a kísérleti eredmények ismertetésére egy későbbi cikkben visszatérünk.

Függelék

A fémek elméletének elemeiből röviden összefoglaljuk Lorentz elméletét. A (III. 31) és (III. 32) egyenletek a (III. 32) helyettesítéssel a következő alakra hozhatók:

$$I_x = \left[e^2 E - \frac{3ek}{2} \frac{dT}{dx} \right] I_1 + \frac{e}{T} \frac{dT}{dx} I_2\,, \tag{III. 43}$$

$$H_x = \left[-eE + \frac{3k}{2} \frac{dT}{dx} \right] I_2 - \frac{1}{T} \frac{dT}{dx} I_3\,, \tag{III. 44}$$

ahol

$$I_s = \frac{4\pi\tau}{3kT} \left(\frac{m}{2} \right)^{s-1} \int_0^{\infty} c^{2s+2} f_0\, dc\,. \tag{III. 45}$$

[11] Lásd *S. Flügge:* Handbuch der Physik. XX. kötet 64. o. (1957).

Vagy az integrálás elvégzése után, figyelembe véve (III. 35)-öt

$$I_s = \frac{4\tau (kT)^{s-1} n}{3\pi^{1/2} m} \left(s + \frac{1}{2}\right)! . \qquad \text{(III. 46)}$$

Ezek szerint $dT/dx = 0$ esetén az elektromos vezetőképesség

$$\sigma = \frac{I_x}{E} = e^2 I_1 = ne \frac{e\tau}{m} = ne\mu , \qquad \text{(III. 47)}$$

ahol a mozgékonyság

$$\mu = \frac{e\tau}{m} . \qquad \text{(III. 48)}$$

A hővezetőképesség definíciója szerint

$$\varkappa = \frac{H_x}{\frac{dT}{d_x}} = \frac{I_1 I_3 - I_2^2}{I_1 T} = \frac{5}{2} \frac{n\tau k^2 T}{m} . \qquad \text{(III. 49)}$$

Ezt az eredményt úgy lehet nyerni, mint már említettük, hogy (III. 43)-ból $I_x = 0$ helyettesítéssel meghatározzuk E-t és azt (III. 44)-be behelyettesítjük.

A félvezetőkben levő kis elektron koncentráció miatt a hővezetőképesség elsősorban a rácsrezgéseken való hővezetésből adódik. Erre azonban itt nem térünk ki részletesebben.

Kedves Ferenc
Eötvös Loránd Tudományegyetem
Kísérleti Fizikai Intézete
Budapest

FIZIKA TANÍTÁSA

Az egyetemi felvételi vizsgákról

Az egyetemi felvételi vizsgák az utóbbi évek során felsőfokú oktatásunkban fontos szerephez jutottak. Jogosságukhoz és szükségességükhöz, különösen műszaki és természettudományos életpályáknál, ahová a fizikus és a matematika-fizika szakos tanári pálya is tartozik, alig férhet kétség. Az Eötvös Loránd Tudományegyetemen a fizikus- és a matematika-fizika szakos tanárjelöltek felvételi vizsgáit több éven át vezettük. Az alábbiakban néhány tapasztalatunkról számolunk be. Beszámolónkkal némi tájékoztatást szeretnénk nyújtani a középiskolában tanító kollégáinknak, és segíteni azok felkészülését, akik ezeknek a pályáknak valamelyikét választják életük hivatásául.

A jelöltek mind a matematika-fizika, mind a fizikus szakon matematikából és fizikából tettek felvételi vizsgát.* Ez a vizsga két részből állt: írásbeli és az ezt követő szóbeli részből. A vizsgáztató bizottság külön bírálta el az írásbeli dolgozatot és a szóbeli feleletet. Ezek alapján alakult ki a felvehető jelöltek végső rangsora. Az utóbbi években az érettségi átlagos eredménye alapján kapott „prémiumpontok" is befolyásolták a sorrendet.

A vizsga írásbeli része fizikából rendszerint öt, a középiskolai tananyagon alapuló példa megoldását kívánja meg. Ezen a tananyagon természetesen a gimnázium reáltagozatának fizika-anyaga értendő. A példák kidolgozására két óra áll a jelöltek rendelkezésére. Az öt példa közül az első négy kiválogatásánál az a fő szempont, hogy a középiskolai anyag biztos ismeretéről és az alkalmazási készségről tájékoztassanak. Ezek a középiskolai tankönyvek példáinak ismeretében kis intuicióval megoldhatók. Íme néhány példa az elmúlt években kiadott feladatok közül:

Mennyi idő alatt melegít fel egy 500 W-os elektromos melegítő 10 liter vizet 18 C°-ról 38 C°-ra, ha 30%-os veszteséggel számolunk?

Mekkora ellenállást kell az 50 ohm belső ellenállású 2 mA végkitérésű alapműszerrel párhuzamosan kapcsolni, ha 0,5 ampert akarunk vele mérni?

Mekkora a nehézségi gyorsulás értéke a Föld felszínétől számított 1000 km magasságban? (A Földet 6370 km sugarú homogén gömbnek tekintjük.)

Az ötödik feladat megoldásához egy kis ügyességre, találékonyságra van szükség, de ehhez sem szükséges a középiskolai anyagnál több előismeret. Álljon ezek közül is itt néhány:

Nagyobb vagy kisebb-e a nehézségi gyorsulás értéke a Föld felszíne alatt 100 km mélységben, mint a Föld felszínén? (A Földet homogén gömbnek tekintjük.)

Egy kétkarú mérleg egyik serpenyőjében 2 kg-os vasdarab, a másikban ugyanekkora tömegű burkolatkő van. Mi történik, ha a mérleget óvatosan a víz alá merítjük?

Két, 20 cm sugarú vezető gömb középpontja egymástól 60 cm távolságra van. A gömböknek egyenként Q elektromos töltést adunk. Melyik esetben nagyobb a gömbök közt ható erő: ha töltésük előjele megegyező, vagy ha különböző?

Milyen sebességgel kellene az űrhajónak haladnia a jelzőlámpához képest, hogy vezetője a jelzőlámpa piros fényét zöldnek lássa? (A zöld fény hullámhossza levegőben 0,53 μ, a vörösé 0,76 μ.)

Minthogy a felvételi vizsgák gyakran tíz, sőt több napon át is tartanak, ezekhez elég nagyszámú különböző feladatot kell összeállítani. Nyilvánvaló, hogy nem mindig sikerült elérni, hogy a különböző napokon kiadott példák teljesen egyenértékűek, egyenlő színvonalúak legyenek. Ennek ellenére az írásbeli feladatok a szelektáló művelet első részét mindig sikeresen oldották meg, a jelöltek felkészültségéről, példamegoldási készségéről elég tiszta képet adtak.

A szóbeli vizsga feladata az, hogy a jelölt a középiskolában tanult anyagról kötetlen beszélgetés formájában tudjon számot adni. Nem tételek merev rendszeréről van szó. Olvasmányok, tankönyvrészek megbeszélése alapján kialakult beszélgetésből győződik meg a felvételi vizsgát vezető arról, hogy a jelölt milyen mértékben és milyen alaposan sajátította el a középiskolai anyagot. A felvételi vizsgát vezető tanár minden egyes kérdését az a szempont vezeti, hogy a jelölt egyetemi tanulmányai alatt különösebb nehézség nélkül megállhatja-e a helyét. A szóbeli vizsga tantárgyanként kb. ½ óráig tart. Nem abból áll ez, hogy összevissza, rendszertelenül belekérdeznek a tananyagba; képletek mechanikus felsorolásának semmi értelme sem lenne. Általában a vizsga ilyen kérdéssel kezdődik: A fizika melyik részét szerette a legjobban? Hallott-e Eötvös Lorándról? Tudja-e mi a negatív visszacsatolás? Volt-e már a kezében elektroncső? Látott-e már mikroszkópot? Ilyen kérdésekből kiindulva a vizsgáztatónak van módja arra, hogy tájékozódjék a vizsgázó tárgyi ismereteiről és képességeiről. Minthogy a jelentkezők száma az elmúlt hat év alatt mindig négy-ötszörösen, néha egyes szakokon tízszeresen is felülmúlta a felvehetők számát, a vizsga alapján kialakult rangsor képezhette a felvételi bizottság munkájának alapját.

Talán nem érdektelen, ha az elmúlt hat év jelentkezései alapján néhány tájékoztató adatot közlünk a jelöltekről. Míg a fizikus-szakra jelentkezettek döntő többsége fiú volt, a matematika-fizika szakosoknál kb. 55% volt a fiúk és 45% a lányok száma. Ez az arány az utóbbi években kissé a lányok felé tolódott el. Rangsorban az első tíz közé alig került leány, a megfeleltek számaránya azonban általában megegyezett a jelentkezési arányszámmal.

* Újabb rendelkezés szerint a jelölteknek kémiából is felvételi vizsgát kell tenniük.

Az előképzettség szerinti megoszlás a következő képet mutatja: Általános gimnáziumból jelentkezett a jelöltek 70%-a, tanítóképzőből jött 10%, különböző technikumokból (főleg vegyipari, gépipari és közgazdasági technikumból) pedig 20%. A felvételi vizsgák eredménye évenként hullámzott. A megfeleltek száma 50% körül ingadozik. A meg nem feleltek közül 40% a gimnáziumból jöttek és 60% az egyéb előképzettségűek közül kerül ki. Szembetűnőbb a különbség, ha a rangsort tekintjük. Az első húsz közé nem-gimnáziumi előképzettségű diák alig kerül. Ez nem jelenti azt, hogy a gimnáziumok feltétlenül képzettebb ifjakat küldenek az életbe, csupán azt, hogy az egyéb középfokú iskolák természetszerűleg más típusú előképzettséget adnak. Nem hallgathatjuk azonban el azt sem, hogy tapasztalataink szerint a vegyipari technikumokból jött jelöltek majdnem kivétel nélkül fizikából is igen jó előképzettséggel rendelkeznek. A tanulmányi eredmények alapján is érdekes az eloszlás. A meg nem felelteknek kb. 10—15%-át teszik ki a gimnáziumokból jött kitűnő és jeles tanulók. Ez még akkor is megszívlelendő, ha a mérleg másik oldalát is tekintjük és megállapítjuk, hogy a megfeleltek 60%-a gimnáziumból jött kitűnő és jeles bizonyítványú diák. Jó rendű gimnáziumi érettségivel szerepel a megfeleltek 25—30%-a. Ez valójában nem mond semmit, mert ezek olyan jó rendűek, akiknek matematikából és fizikából majdnem kivétel nélkül jelesük volt. A megfeleltek 10—15%-a kerül ki a többi iskolatípus jeles és kitűnő rendű tanulói közül, valamint a gimnáziumok közepes rendű diákjai közül. Az utóbbiak fizika jegye szintén jeles vagy ritkábban jó.

Ha a felvételi vizsgákon adott szóbeli feleleteket és írásbeli feladatmegoldásokat általánosságban értékeljük ki, azt kell mondanunk, hogy a jelöltek nagy többsége nem készül tudatosan a választott pályára. Egy-egy sikertelen feleletnél nem ritkán halljuk azt a választ, hogy a felvételi vizsgáról az értesítést csak pár nappal a vizsga előtt kapták kézbe, nem volt idejük felkészülni. Nemegyszer az előző nap lezajlott érettségi bankett ki nem pihent fáradalmaival indokolják a sikertelenséget. Mi biztosak vagyunk abban, hogy középiskoláink döntő többsége nemcsak a kellő tájékoztatást nem mulasztja el, hanem a felvételi vizsgákról kiadott tájékoztatót is kellő időben a tanulók kezébe adja. Ifjúságunk egy része véleményünk szerint nem tudja azt, hogy életpályájának helyes megválasztása nemcsak kereseti lehetőség megragadása, nemcsak meghatározott minőségű anyagi bázis megteremtése, hanem életének, boldogságának alapja, sőt egyéniségének döntő tényezője lehet. Be kell azt is vallanunk, hogy ezen a téren a múltban nem ritka erőszakos átirányítás sok kárt okozott. Gyakran kaptunk olyan jelölteket, akik egészen más jellegű pályára készültek, vagy olyanokat, akik a fizika iránt semmiféle képességgel nem rendelkeztek, sőt tanárok egyáltalán nem akartak lenni. Ilyenkor a vizsgáztató bizottság pályaválasztási tanácsadóvá alakult át és igyekezett a jelöltet képességeinek, hajlamának megfelelő életpálya felé irányítani. Ugyanakkor megnyugtatásul megjegyezzük, hogy aki tartósan és tervszerűen készült a felvételi vizsgára, továbbá nemcsak kedve, hanem érzéke is volt a választott szaktárgyakhoz, az sikeres vizsgával zárta a felvételhez vezető utat, és az esetek majdnem száz százalékában bejutott egyetemünkre.

A szakmai előképzettséggel kapcsolatos hibák között általános és gyakran visszatérő az, hogy a jelöltnek a tanultakról nincs áttekintése. Ha konkrétan kapja azt a feladatot, hogy pl. a hang keletkezéséről beszéljen, erre hibátlanul megfelel. De nem tudja összefoglalni egységes szempont szerint pl. a rugalmas hullámokról tanultakat. Tanultak mechanikát, hőtant, hangtant, ismernek nagyszámú képletet, de gyakran a feladatokat is csak úgy tudják megoldani, ha tudják, hogy melyik anyagrész gyakorlásához tartozik, melyik tétellel van kapcsolatban. Egy-egy középiskolai kísérlet leírása és értelmezése általában igen nehéz feladatot jelent a vizsgázóknak. Nem azokról van itt szó, akik jeles eredménnyel úgy jönnek felvételi vizsgát tenni, hogy az ampermérő működésének elvét nem ismerik, ellenállást mérni nem tudnak, akik szerint a Wheatstone-hídban a műszer mutatója jobbra tér ki, ha a jobboldali és balra tér ki, ha a baloldali ágban folyik áram. El tudjuk képzelni, hogy dicséretes szorgalommal, becsületes munkával jeles tanulmányi eredményt kap valaki fizikából a középiskolában különösebb érzék nélkül is. Ilyenkor azonban a fizika tanár feladata a felvilágosítás. Bátran és őszintén kell — éppen a tanuló érdekében — feltárni, hogy a fizika tanár vagy a fizikus életpályáján milyen feladatokkal és nehézségekkel találkozik és megadni az életpálya helyes megválasztásához szükséges helyes instrukciókat.

A felvételi vizsga bizottsága nem lehet tekintettel arra, hogy valahol akár tanárhiány, akár mulasztás miatt, vagy éppen az iskolatípus következtében (tanítóképző, közgazdasági technikum) az előírt vizsgaanyagnak csak egy részét végezték el. A hiányt a jelöltnek kell pótolnia, hogy a „vizsgaversenyen" le ne maradjon. Nem célunk az, hogy kollégákat pellengérre állítsunk, hiszen a mulasztásoknak objektív okai is lehetnek. Meg kell azonban mondanunk, hogy attól, akinek fizikából jelest adnak, meg kell követelni, hogy a tankönyvben szereplő feladatok bármelyikét meg tudja oldani. Kirchhoff törvényeit nemcsak elmondania kell annak, aki fizikából jelest kapott, hanem alkalmazni is kell tudnia. A villamos csengő elvi elrendezésének nem-ismerete a felvételi vizsgánál kizárási okként szerepelhet. Természetesen akadtak véletlen kivételek is. Egyik közgazdasági technikumi hallgató a felvételi vizsgán fizikából gyengén szerepelt, holott a rokon tárgyból országos tanulmányi versenyt nyert. A bizottság úgy találta, hogy a hiányokért a jelölt nem felelős, nem akarta igazságtalanul elmarasztalni, így hosszabb huzavona után sikerült a felvétel. Egyetemi tanulmányai során — ha a legjobbak közé nem került is — vasszorgalmával jelesig sikerült feltornásznia magát.

Különösen jobb tanulmányi eredményű diákoknál gyakran fordul elő, hogy fellengzős szavakkal számolnak be szakkönyvek címéről, mintha azokat olvasták, tanulmányozták volna. A vizsgázó által említett könyv tárgyköréből kapott egyszerűbb kérdésekre azután homályos, kétes értékű válaszokat adnak. Fogalmaik gyakran tévesek, rosszak. Fel kell hívnia a tanárnak növendékei figyelmét arra, hogy először az előírt tananyagot tanulják meg becsületesen, abban szerezzenek jártasságot. Olvasmányaikban kérjék szaktanáraik véleményét és a napilapokból, népszerű cikkekből szerzett ismereteiket szakköri tanáraik irányításával helyesen szűrjék meg. A felvételi vizsgának ugyanis nem az a feladata, hogy a felvételre jelentkezőtől azt kérje számon, amit majd tanulnia kell. A felvételi vizsga feladata főként az, hogy a jelölt azon előismereteinek biztosságáról és alaposságáról tájékozódjék, amelyekre egyetemi tanulmányai megkezdéséhez feltétlenül szüksége van és van-e annyi készsége és képessége, hogy egyetemi tanulmányait nehézségek nélkül el tudja végezni, nehogy éppen ezen képességek hiánya miatt csalódás érje választott pályáján.

Természetesen a felvételi vizsgával nem fejeződik be a jelölt munkája. Tudjuk, hogy komoly munkát kell végeznie, hogy az egyes tantárgyakból eredményesen letehesse vizsgáit. Előfordul, hogy még azok is, akik a felvételi vizsgán szépen megállották a helyüket, az egyetemi tanulmányok során nehézségekbe ütköznek. Szorgalom, kötelességtudás, munkaszeretet nem tárgyai a felvételi vizsgának. Ez pedig — ha nem pótol is mindent — az egyetemi eredményeknél döntő tényezőként jöhet számításba. A felvett hallgatók eredményeit félévenként összevetjük a felvételi vizsgán elért eredményeikkel és bár a nagy többség beváltja a hozzá fűzött reményeket, akadnak mindkét irányban kiugrások. Jellemző egyik hallgatónk esete. Tanító özvegyének hatodik gyermeke. Jelesen érett. Vidékről került a fővárosba. A felvételi vizsgán kitűnően szerepelt. Az első félévet alig tudta elégségesekkel abszolválni. A nagyváros külső fénye, csillogó, zajló élete elvakította. Komoly nevelőmunkával lehetett visszafordítani. Ma már felsőbb éves, de közepesnél jobbra nem sikerült jutnia. Az ilyen

eset általános elemzése érdekes pedagógiai tanulmány tárgyát képezhetné. A kiugró eredmények, a kivételes esetek semmiképpen sem jelentik azt, hogy a felvételi vizsgák feleslegesek. Különösen mutatják ezt a negatív irányú példák. Volt ugyanis arra példa, hogy a bizottságok megállapították valakiről, hogy nem való a választott szakon egyetemi tanulmányokra. Ha az ilyenek valamilyen oknál fogva mégis felvételt nyertek, legtöbbször az első félévi vizsgákon sem tudtak túljutni.

Összefoglalva tapasztalatainkat: Véleményünk szerint a felvételi vizsgák gondos és lelkiismeretes előkészítéssel és kivitelezéssel, némi változtatással (gondolunk pl. a kitűnő bizonyítványért juttatott „prémiumpontok" eltörlésére vagy csökkentésére) a főiskolai és egyetemi oktatás hasznos segítői. A felvételi vizsgák teljes sikeréhez azonban a középiskolában tanító kartársak segítsége szükséges: 1. a helyes irányításban, 2. a jelentkezettek gondos tájékoztatással történő előkészítésében. Ha ezek megtörténnek, a felvételi vizsga mint verseny is teljesen reálissá válik. Azoknak a tanároknak a növendékei ugyanis, akik ezt eddig is megtették, a múltban a felvételi vizsgákon szinte kivétel nélkül megállták a helyüket. A zárt szám következtében — amely népgazdasági érdek — előfordulhat, hogy valaki e nemes versenyben lemarad, hátrább kerül, mint a felvehetők száma. Ez azonban nem gátolja, hanem elősegíti azt, amit mindnyájan óhajtunk, hogy hazánkban mindenütt a legmegfelelőbbek kerüljenek az őket megillető helyre.

Gémesi József
Eötvös Loránd Tudományegyetem
Kísérleti Fizikai Intézete

Szabó János
Eötvös Loránd Tudományegyetem
Elméleti Fizikai Intézete

Spirálrugóra függesztett gömb rezgőmozgása, ha eséssel indul

Az egyszerűség okáért a függőleges irányú rezgést vizsgáljuk. Legyen a rugó terheletlen hossza l_0, m tömegű golyóval terhelve a nyugalmi hossz r_0 (mindig 0-tól számítva). Ha g a nehézségi gyorsulás és τ az az erő, amely a rugót egységnyi hosszúsággal nyújtja meg, akkor

$$d = r_0 - l_0 = \frac{mg}{\tau} \tag{1}$$

m tartalmazza a rugótömegkorrekciót is. A rugó hosszát általában jelöljük r-rel. A rugóban fellépő és felfelé irányuló rugalmas erő $\tau\,(r - l_0)$. Így a rugómozgás egyenlete, ha az energia veszteségtől eltekintünk:

$$m\frac{d^2 r}{dt^2} = mg - \tau\,(r - l_0)\,. \tag{2}$$

a) Vizsgáljuk először röviden azt az esetet, ha az amplitudó $A < d$. ($A = r_0 - r_{\min}$. Hasonlóan legyen $B = r_{\max} - r_0$).
Jelöljük:

$$r = r_0 + \varrho \tag{3}$$

$$m\frac{d^2\varrho}{dt^2} = mg - \tau\,(r_0 + \varrho - l_0)$$

és (1)-re tekintettel

$$m\frac{d^2_\varrho}{dt^2} + \tau\varrho = 0 \tag{2a}$$

(2a) megoldása

$$\varrho = A\cos(\omega t + \varepsilon) \tag{4}$$

tehát:

$$r = r_0 + A\cos(\omega t + \varepsilon) \tag{4a}$$

ε a kezdőfázist jelzi. Azonnal látható, hogy ha: $A \leq d$ és energia veszteség nincs, $A = B$.

A tárgyalást végezhetjük az energiatétel alapján is:

$$\frac{1}{2}mv^2 + \frac{1}{2}\tau\,(r - l_0)^2 - mgr = E\,. \tag{5}$$

hol az első tag a kinetikai, a második a rugalmas potenciális, és a harmadik tag a gravitációs helyzeti energia. (A — előjel azért szükséges, mert ha magasabban van a gömb, r kisebb, viszont a gravitációs energia nagyobb). E az energiaállandó.

A két szélső helyzetben $v = 0$. A felső helyzetben $r = r_0 - A$, az alsóban $r = r_0 + B$. Az energiatétel alapján

$$\frac{1}{2}\tau\,(r_0 - A - l_0)^2 - mg\,(r_0 - A) =$$

$$= \frac{1}{2}\tau\,(r_0 + B - l_0)^2 - mg\,(r_0 + B)$$

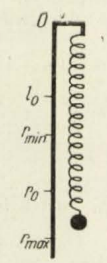
A műveletek elvégzése, az egyező tagok elhagyása után (1) figyelembevételével

$$A = B$$

b) Emeljük most már a gömböt $r_0 - A$ pontba, ahol $A > d$

$$A = d + a \tag{6}$$

Ekkor a felsőpontban rugalmas erő nem hat.



1. ábra.

Jó közelítéssel feltehetjük, hogy a rezgő test a távolságon esést végez és a $r_0 - d$ koordinátájú pontba v_0 sebességgel érkezik:

$$v_0^2 = 2\,ga \tag{7}$$

Innen kezdve rezeg az *a)* pont szerint. Alkalmazva tehát a (4a) megoldást

$$r = r_0 + B\,\cos\,(\omega t + \varepsilon)$$

hol B az amplitudó (általában $B \neq A$), $\omega^2 = \frac{\tau}{m}$, ε a kezdőfázis és

$$B = d + b \tag{6a}$$

Számítsuk az időt az $r = r_0 - d$ pontba való érkezéstől ($t = 0$). Ekkor a kezdeti feltételek: $r = r_0 - d, v = v_0$

$$r_0 - d = r_0 + B\cos\varepsilon\text{-ból } B = -\frac{d}{\cos\varepsilon}$$
$$\tag{8}$$
$$v = v_0 = \frac{dr}{dt} = -B\,\omega\sin\varepsilon\text{-ból } v_0 = -B\,\omega\sin\varepsilon$$

Küszöböljük ki ε-t

$$1 = \frac{d^2}{B^2} + \frac{v_0^2}{B^3\omega^3}$$

(7) helyettesítésével

$$B^2 = d^2 + \frac{2\,ga}{\omega^2} = \frac{2\,gma}{\tau} + d^2$$

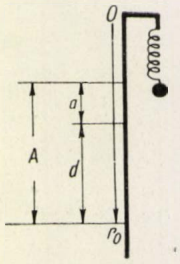
Végül (1) és (6) figyelembevételével

$$B^2 = 2\,d\,(A - d) + d^2 = d\,(2\,A - d) \qquad (9)$$

Végezzük el a megfontolást az energiatétel alapján is. A legmagasabb $r_0 - A$ és a legalacsonyabb $r_0 + B$ pontban a sebesség 0. Tehát:

$$-mg\,(r_\varepsilon - A) = \frac{\tau}{2}\,(r_\varepsilon + B - l_0)^2 - mg\,(r_0 + B)$$

$$mg\,(B + A) = \frac{\tau}{2}\,(r_0 + B - l_0)^2$$



2. ábra.

Beírva $r_0 - l_0$ értékét,

$$B^2 = \frac{2\,mg}{\tau}\,A - \frac{m^2 g^2}{\tau^2} = d\,(2\,A - d)$$

megegyezésben a (9)-cel.

A és B összehasonlítását egészen általánosan végezhetjük. Tegyük fel, hogy $A = nd$. (9) alapján

$$B = d\sqrt{2\,n - 1} \qquad (9a)$$

Az A és B közti különbség

$$A - B = nd - d\sqrt{2\,n - 1} = d(n - \sqrt{2\,n - 1}) \qquad (10)$$

és a relatív különbség %-ban kifejezve:

$$100\,\frac{A - B}{A} = 100\,\frac{n - \sqrt{2\,n - 1}}{n} = \Delta\,\% \qquad (10a)$$

Elért eredményünket az 1. táblázat foglalja össze:

1. *táblázat*

$n = \frac{A}{d}$	Δ %
3	25,5
2	13,4
1,5	5,73
1,2	1,41
1,1	0,45
1	0

A számított táblázat azt mutatja, hogy B annál inkább eltér A-tól, (miközben $B < A$), minél jobban felemeljük a rugót (minél nagyobb A). Ez azonnal érthetővé válik, ha B^2 kifejezését (9) kissé átalakítjuk.

$$B^2 + (A - d)^2 = A^2 \qquad (11)$$

B, $A - d$ és A derékszögű háromszög oldalainak tekinthetők és a B befogó mindig kisebb az A átfogónál. A (6) és (6a) alapján ugyancsak:

$$b < a \qquad (12)$$

Természetesen az alsó szélső helyzetből rugalmas rezgés történik visszafelé, a végén egy kis felugrással, mindaddig, míg a veszteségek a felugráshoz szükséges energiatöbbletet fel nem emésztik.

c) Az elméleti megállapítások kísérleti vizsgálata.

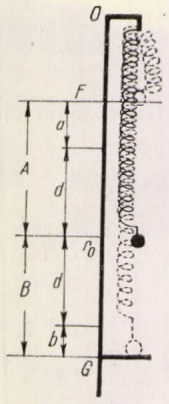
Egyszerű kísérleti berendezésünk részei: egy nagy masszív állvány, az arra ráerősített mm beosztás (150 cm hosszan), rugó és az arra függesztett gömb.

A gömb alsó kitérését a skála előtt elmozdítható ütköző asztalkával (G) határoztuk meg. Az indítást hasonlóan elmozdítható indító berendezéssel (F) végeztük. Így kb. ½ mm pontossággal lehetett a gömb kezdő és véghelyzetét meghatározni.

A 2. táblázat mutatja a végzett mérések eredményét: A táblázatban alkalmazott jelölések szerint a második oszlop tartalmazza a rezgés folyamán csökkenő OA távolságokat, amelyekből kiszámítjuk az A amplitudó értékeket. A harmadik oszlopban megadjuk A értékeit d egységben és cm-ben. A negyedik oszlopban találjuk az alsó amplitudók számított értékeit (B) d-egységben és cm-ben. Az ötödik oszlopban összefoglaljuk a mért amplitudók B' végpontjainak helyét (OB'), a hatodikban az alsó mért amplitudók B' értékeit tüntetjük fel d egységben és cm-ben. A hetedik oszlopokban megadjuk a felső és alsó amplitudóknak a felsőamplitudókra vonatkoztatott relatív eltérését %-ban Δ a számított, Δ' a mért értékekre vonatkozóan:

$$\Delta = 100\,\frac{A - B}{A}\,\% \quad \text{és} \quad \Delta' = 100\,\frac{A - B'}{A}\,\%$$

és a $\Delta - \Delta'$ eltérését.



3. ábra.

A nyolcadik oszlopok a számított és mért amplitudók hányadosait tartalmazzák

$$C = \frac{A}{B} \quad \text{és} \quad C' = \frac{A}{B'}$$

A felhasznált rugó adatai:

$$r_0 = 74{,}3 \text{ cm}\,; \quad d = 34{,}2 \text{ cm}$$

A d nagyságát az $Od = 40{,}1$ cm alapadat alapján számítottuk.

Bár a számítások csak az n = 1 esetig vannak elvégezve, a méréseket kiterjesztettük $A = 0{,}4\ d$-ig, hiszen a ki nem küszöbölhető energiaveszteség következtében A és B közt itt is találunk eltéréseket.

A mérések alapján megállapíthatjuk, hogy a $B < A$ mindig fennáll. De míg $d \geq A \geq 0{,}4\,d$ intervallumban legfeljebb 1 % eltéréssel $C = 1{,}01$, innen — felfelé haladva — a hányados 1,3-ig nő (1. sor).

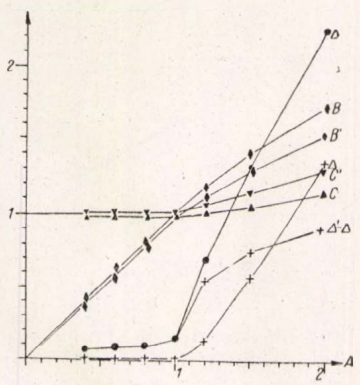
A %-oszlopok azt mutatják, hogy A és B mérési adatai nagyobb mértékben különböznek mint a számítások szerint. Ennek az a magyarázata, hogy fejtegetéseinkben nem vettük figyelembe az energiaveszteséget, holott kiküszöbölni természetszerűen nem tudjuk. A veszteségek okai a surlódás és még inkább a közegellenállás, továbbá a rugó megnyújtásakor az alakváltozással kap-

2. táblázat

1	2	3		4		5	6		7			8	
Sor-szám	OA	A		B		OB'	B'		Δ	Δ'	Δ'-Δ	C	C'
	cm	d	cm	d	cm	cm	d	cm	%	%	%		
1	5,9	2	68,4	1,732	59,237	127,2	1,546	52,9	13,4	22,6	9,2	1,1546	1,2949
2	23	1,5	51,3	1,414	48,36	118,8	1,3	44,5	5,734	13,26	7,53	1,0605	1,1538
3	33,26	1,2	41,04	1,183	40,46	112,5	1,117	38,2	1,415	6,93	5,51	1,014	1,0743
4	40,1	1	34,2	1	34,2	108	0,985	33,7	0	1,463	1,463	1	1,01523
5	46,94	0,8	27,36	0,8	27,36	101,4	0,792	27,1	0	0,954	0,954	1	1,0101
6	53,78	0,6	20,52	0,6	20,52	94,6	0,593	20,3	0	0,88	0,88	1	1,011
7	60,62	0,4	13,68	0,4	13,68	87,87	0,393	13,57	0	0,73	0,73	1	1,0178

csolatos hőveszteség. A két utóbbi arányos a sebességgel, tehát ha A-t növeljük, e veszteségek rohamosan nőnek. Ezek mellett a veszteségek mellett megemlíthetjük a rugó megnyúlásakor fellépő forgó mozgást is.

A 4. sortól lefelé $C = 1{,}01$ arra mutat, hogy a sebesség erős csökkenése miatt már sokkal kevesebb az energiaveszteség és a mozgás kis csillapítású rezgésnek tekinthető.



1. grafikon.

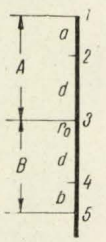
A mérési eredményeket az 1. grafikon szemléletesen foglalja össze. Mindkét koordináta tengelyen d egységben mértük fel az adatokat és pedig a vízszintes tengelyen az A amplitudókat, a függőleges tengelyen az 1. táblázat szerinti jelölésekkel a számított és mért alsóamplitudókat (B és B') a felső és alsó amplitudók százalékos relatív különbségét (Δ és Δ') 0,1 d = 1% léptékben, továbbá ezek különbségét ($\Delta' - \Delta$), végül feltüntettük a C és C' menetét is d léptékben.

Az $A > B$ reláció fennállása könnyen megmagyarázható. Ha a gömb a 2. pontból ($A = d$) veszteségmentesen kezdősebesség nélkül indulna el, a 4. pontba 0 sebességgel érkeznék (l. a pontot) és közben a 2;4 úton a gravitációs potenciális energiakülönbség teljes egészében rugalmas energiává alakulna át.

Ha a 2. pontban v_0 volna a kezdősebesség, a fenti okból a 4.-be v_0 sebességgel érkeznék. A jelen esetben a gömb az 1. pontból kezdősebesség nélkül indul el és eséssel érkezik a 2.-ba v_0 sebességgel, következőleg a 4. ponton is v_0 sebességgel haladva át, mozgását az 5. pontban fejezi be. Az előző fejtegetések alapján elegendő az a és b szakaszt vizsgálni.

Az energiatétel alapján a 4. és 5. pontban

$$\frac{1}{2} m v_0^2 + E_{r_4} - m g r_4 = E_{r_5} - m g r_5$$



4. ábra.

Er a rugalmas energia a jelzett pontokban,

$$mg\ (a + b) = Er_5 - Er_4 = \Delta Er \qquad (13)$$

Itt

$$r_4 = r_0 + d\,; \quad r_5 = r_0 + d + b\,; \quad l_0 = r_0 - d\,.$$

$$\Delta E_r = \frac{\tau}{2}\,(4\,d^2 + 4\,ab + b^2 - 4\,d^2)\,.$$

Beírva

$$2\,d\,(a + b) = 4\,bd + b^2$$

$$b^2 + 2\,bd = 2\,ad \qquad (14)$$

Ha b^2-t elhagyjuk, máris $b < d$ adódik (14)-et nyerjük (11)-ből is (6) és (6a) helyettesítésével.

(13) arra mutat, hogy a ΔEr az $a + b$ úton bekövetkező gravitációs potenciális energiaesés árán adódik. Azonban az a úton nincs rugalmas energia, a b-n van, mégpedig a rugó legjobban megnyúlt helyzetében. Minthogy a rugalmas energia a megnyúlás négyzetével nő, a gravitációs potenciális energia pedig az első hatvány szerint fogy, érthető, hogy ez az energiaátalakulás a-nál kisebb úton következik be.

dr. Tóth Lajos—Benkő Károly
Orvosi Fizikai Intézet,
Debrecen

Mérési feladatok a III. éves fizikus hallgatók laboratóriumában I.

A III. éves laboratóriumba lépő hallgatók az előző év gyakorlatai során az alapvető fizikai mérésekkel és a méréstechnika elemeivel ismerkedtek meg. Az alapvető gyakorlatok mérési utasítása részletekbe menő. A III. éven már nagyobb önállóságot követelünk meg. A feladatok nagyobb lélegzetűek: a mérési utasítás nem terjed ki az apró részletekre.

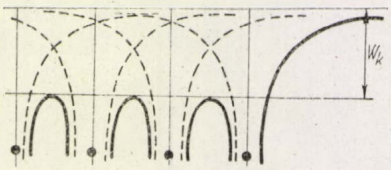
A feladatok klasszikus, jól kidolgozott, az irodalomban pontosan leírt mérésekből állnak.

A mérések kiválasztásánál igyekeztünk lehetőleg minél szélesebb területet átfogni, mert így mód nyílik az előző években tanult kísérleti fizikai anyag elmélyítésére is. Sajnos, a válogatást erősen korlátozták anyagi lehetőségeink.

A hallgatóknak a mérés megtervezésétől eltekintve — mely a következő évek feladata — mindazt el kell végezniök, amit egy szisztematikusan dolgozó kísérleti fizikustól munkája során megkövetelünk.

Elektronfizikai mérések

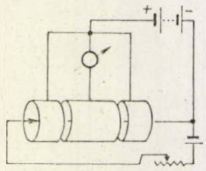
Minden elektronfizikai problémánál alapvető feladat szabad elektronok előállítása. A fémekből történő elektronkilépés különböző formáival külön méréscsoport foglalkozik. A kilépési jelenségek egyszerű fémmodellel szemléletesen magyarázhatók: a fémekben az ionok térrácsot alkotnak. A Ze magtöltésű ion környezetében a potenciál a magtól mért r távolsággal a $-\frac{Ze}{r}$ függvény szerint változik. A rács terében a potenciál ilyen ion-



1. ábra.

potenciálok szuperpozíciójaként tekinthető. Így, mint az 1. ábrából látható, a fém belsejében a potenciál periodikusan változik, a szélén pedig egy „potenciál fal" képződik.

Az ionrács elektronjainak egy része az ionokhoz kötött, másrészük, a vezetési elektronok, a periodikus potenciálcsúcsok fölött szabadon mozoghat. Szabad elektronokat akkor nyerünk, ha ezek a vezetési elektronok valamiképpen átjutnak a W_K magasságú potenciálfalon. (W_K az illető anyag kilépési munkája.)



2. ábra.

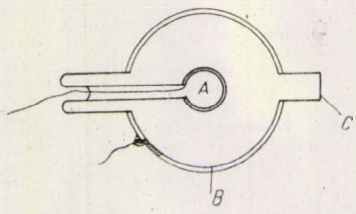
Ez bekövetkezhet akkor, ha a vezetési elektronok *hőenergia* közlése révén megfelelő nagyságú kinetikus energiával rendelkeznek. Az így nyerhető áramsűrűség hőmérsékletfüggését az

$$i_T = AT^2 \varepsilon^{-\frac{W_k}{kT}}$$

Richardson formula [1] adja meg. (T az abszolút hőmérséklet, k a Boltzmann-állandó, ε a természetes logaritmus alapszáma.)

A mérési feladat a formula igazolása, valamint az A konstans és a W_k kilépési munka meghatározása.

A mérést a 2. ábrán látható Wolfram-szálas diódával végezzük. A három azonos feszültségű részre osztott anód hengerszimmetriája biztosítja, hogy a középső anódon mért áram csak az ezzel szemben lévő, végig azonos hőmérsékletűnek tekinthető katódfelületről származik.



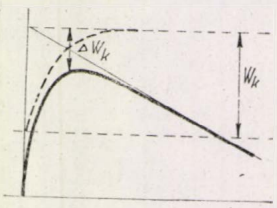
3. ábra.

A katód hőmérsékletének mérése külön problémát jelent. Esetünkben a Langnuir [2] által kidolgozott mérésmódszer a legalkalmasabb. Az általa megadott grafikon segítségével a szál méreteinek ismeretében a betáplált teljesítményből a hőmérséklet meghatározható.

Az elektron kilépéshez szükséges energia származhat fotonok energiájából is. *A fényelektromos-emisszióná*l az elektronkiváltás alatt lejátszódó energiafolyamatot a jól ismert

$$h\nu = \frac{1}{2} m v^2_{\max} + W_k$$

Einstein-egyenlet [3] írja le (h a Planck-állandó, ν a fény rezgésszáma, m az elektron tömege, $v_{\max}$ a kilépő legnagyobb energiájú elektron sebessége).



4. ábra.

Ha egy fotocella katódja és anódja közé változtatható ellenteret kapcsolunk, megmérhető a kiváltott fotoelektronok energia eloszlása, és a lezárófeszültség ismeretében meghatározható az Einstein-egyenletben szereplő legnagyobb kinetikus energia is. A különböző hullámhosszakon mért maximális kinetikus energiát a rezgésszám függvényében ábrázolva, egyenest kapunk. Ennek iránytangense, az Einstein egyenlet alapján a h-t, tengelymetszete a W_k-t adja. Ezt a mérést az irodalomban — preciziós kivitelben — a Planck-állandó mérésére az egyik legpontosabb módszernek ismerik [4].

A mérésnél használt fotocella (3. ábra) a gyakorlatban használatosaktól eltér. A fotokatód egy kb. 5 mm átmérőjű gömb (A). Ezt veszi körül egy ugyancsak gömb alakú anód (B). A fény a C ablakon keresztül jut a fotokatódra. A gömbszimmetrikus elrendezéssel biztosítani lehet, hogy a katódból kilépő összes elektron azonos viszonyok között mozog.

A különböző hullámhosszúságú fényt monokromátorral állítjuk elő. A fénysugarat forgószektorral szaggatjuk, így a fotocella árama váltóáramú erősítővel és csővoltmérővel kényelmesen mérhető.

A hőközléssel és fényelektromos úton létrehozott emisszió mellett az elektronok kiváltásához szükséges energia származhat a fémbe becsapódó töltött részecskék

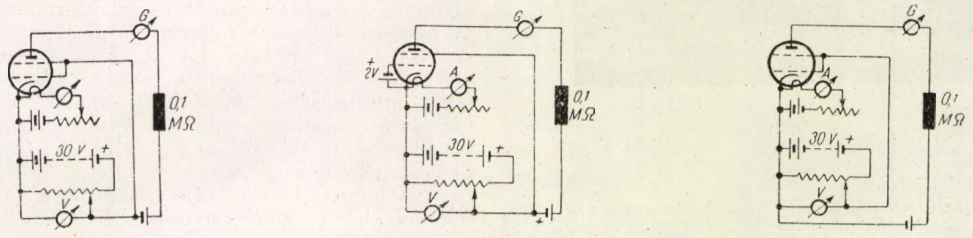
(elektronok, ionok) kinetikus energiájából is. Az elektronkiváltásnak ezt a módját *szekundér-emissziónak* nevezik [5]. A szekundéremissziónak azt az esetét, melynél egy becsapódó elektron több szekundért vált ki, elektron sokszorozókban használják fel. Több elektródát helyezve egymás után, egyetlen kiinduló elektront az utolsó elektródán már áramlökésként észlelhetünk. Kis fényintenzitások mérésére (fotonok számlálása), elektronok s elektronokat kiváltó elemi részecskék számlálására egyaránt alkamazzák. Ezért hasznos a hallgatóknak az elektronsokszorozó jellemző tulajdonságaival megismerkedni.

A gyakorlaton fotokatódos elektronsokszorozót vizsgálnak. Megmérik a cső erősítését a gyorsító feszültség függvényében. Ebből az egyes lemezek átlag-sokszorozását nyerhetik. Az utolsó két lemez sokszorozását azok áramának méréséből közvetlenül is meghatározzák.

meghatározott értéknél az elektronok már nem érik el az anódot, az anódáram megszűnik. A lezáráshoz tartozó mágneses tér értéke az elektromos térerősségen és a geometriai adatokon kívül az elektron fajlagos töltésétől függ.

Héj-fizikai és rokon mérések

Az elektronhéj szerkezetére vonatkozó klasszikus elméletet, a Bohr-elméletet, *Franck—Hertz* [11] *kísérlete* igazolta. A méréshez speciális felépítésű, Hg-al vagy A-nal töltött hengeres tetródát használunk, melynek első rácsa a katódhoz igen közel, második pedig ettől távol, közvetlenül az anód előtt helyezkedik el. A gőz, illetve gáz nyomása a csőben olyan, hogy a legtöbb ütközés elektronok és gázatomok között a két rács közötti térben



5. a, b, c ábra.

Elektronfizikai méréseink másik csoportja az elektron jellemzőinek mérésével foglalkozik.

Az elektron *töltése* a Schottky-effektus [6] kihasználásával nagy pontossággal mérhető [7]. Ugyanolyan hőmérsékleten izzó katódból több elektron lép ki, ha a potenciálfalat egy külső térrel lenyomjuk. (4. ábra). A fellépő áramsűrűség az elektron e töltésétől és a szál felületén uralkodó E térerősségtől függ:

$$i_S = i_T \, e^{\frac{e^{3/2} E^{1/2}}{kT}}.$$

Az elektron töltése i_S, i_T, E és T méréséből meghatározható.

A mérést a már említett három részes anódú diódával végezzük. Hogy a katód felületén nagy térerősséget kapjunk, viszonylag vékony (0,05 mm ∅) Wolframszálat használunk katódként. A szükséges nagyfeszültség (5—10 KV) miatt átütések és kuszóáramok léphetnek fel, melyek a mérést zavarják. Ezért a bevezetéseket különös gonddal kellett elkészíteni.

A klasszikus *Millikan*-féle kísérlet [8] elvégzése is kívánatos. Nemcsak azért, mert jó módszer az elektron töltésének mérésére, hanem mert ez a mérés az elektromosság atomos szerkezetének első kísérleti bizonyítéka, a tudomány haladásának egyik kilométerköve. A mérőberendezés elkészítése most van folyamatban.

Az *elektron fajlagos töltését* hallgatóink az irodalomban található számos lehetőség közül a Busch [9] és a Hull [10] által adott módszerekkel mérik.

Homogén mágneses térbe a tengelytől kis szöggel eltérő irányban belépő elektronokat a mágneses tér jól fókuszálja. A fókusztávolság függ az elektronok fajlagos töltésétől, a tér irányába eső sebességkomponenstől és a mágneses térerősségtől. A mérést egy szolenoid középső részébe helyezett kis katódsugárcsővel végezzük. A térre merőleges kis sebességkomponenst az eltérítő lemezekre adott kis váltófeszültség hozza létre. A mágneses teret változtatva elérhetjük, hogy a fókuszpont éppen a katódsugárcső ernyőjére esik.

Hull módszerénél az elektronok egy hengeres diódában mozognak. A sugárirányú elektromos térre merőleges mágneses tér az elektronokat kardioid pályára kényszeríti. Adott elektromos tér mellett növelve a mágneses teret, a kordioid pálya zsugorodik, és így egy következzék be. Az első rács-katód távolság kisebb az elektronok szabadúthosszánál.

Az 5. ábra [a] kapcsolását használva a felgyorsított elektronok a két rács közötti erőmentes térben ütköznek az atomokkal. Az ütközés általában rugalmas, az elektronok energiája az ütközés után is elegendő az anód előtti kis ellentér legyőzésére. Ha a gyorsító feszültség az atom valamelyik gerjesztési potenciáljának felel meg, az ütközés rugalmatlan, tehát az elektron elveszti kinetikus energiáját és nem tud áthaladni az ellentéren. Az anódáram ezeknél a feszültségértékeknél hirtelen leesik. Ugyanakkor az atom az elnyelt energiát foton formájában kisugározza. Az első kritikus potenciál pontosabb kimérésére szolgál a [b] kapcsolás. Itt az elektronok az ütközés után ismét felgyorsulnak, energiájuk azonban soha nem lépheti túl az első kritikus értéket. Az anódáram az első gerjesztési potenciál többszörözéseinek megfelelő gyorsítófeszültség értékeknél fog lecsökkenni. A [c] kapcsolással ionizációs potenciált mérhetünk. Az anód itt a katódnál negatívabb, így az anódáram csak akkor indul meg, ha a csőben az ütközés következtében pozitív ionok keletkeznek.

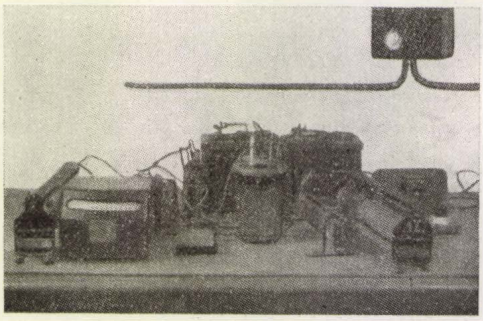
A 6. ábrán egy *Hg* töltésű csővel összeállított mérés fényképe látható. A cső a legmegfelelőbb gőznyomás biztosításához a középen lévő thermosztátban helyezkedik el.

A modern alkalmazott fizika egyik legfontosabb problémaköre a szilárd testek *lumineszkálásának* kérdése. A jelenség pontos értelmezését a kvantummechanika adja.

A mérés folyamán hallgatóink a gyakorlatban egy gyakran használt és hazai kutatók által is alapos vizsgálat tárgyává tett anyag, a willemit fényemissziós tulajdonságait mérik ultraviola gerjesztéssel. A lumineszkáló anyag utánvilágítását foszforoszkóppal [12] mérjük. A vizsgálandó anyagot egy jól határolt ultraviola nyalábra (H) merőleges síkban forgó korongra (D) visszük fel. A korong előtt egy (B) karon elforgatható fényelem van (P) (7. ábra). A fényelem helyzetéből és a korong fordulatszámából meg lehet határozni a gerjesztés óta eltelt időt. A fényelem szolgáltatta rövidzárási áram arányos az adott időpontban kibocsátott fényintenzitással.

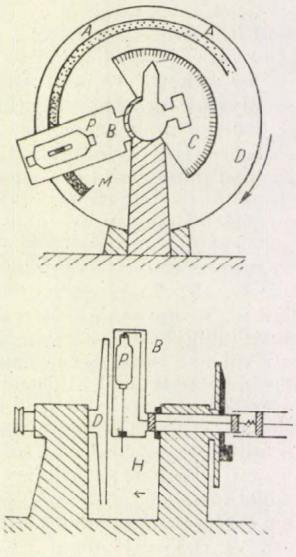
A lumineszkáló anyag másik jellemzője a kibocsátott fény spektrális eloszlása. Ezt egy spektroszkóp segítségével mérjük. A spektroszkóp résének felső felét a vizsgálandó fénnyel, az alsó felét pedig egy, a gyártó cég

által megadott spektrális eloszlást szolgáltató normál lámpával világítjuk meg. A lámpából a résre eső fény intenzitását egy blendével szabályozzuk. A blende nyílásának változtatásával elérhető, hogy a spektroszkóp látómezejének mindkét része azonos megvilágítású. A blendenyílásokból és a normállámpa által kibocsátott fény intenzitásából a vizsgálandó fény spektrális eloszlása meghatározható.



6. ábra.

A paramágneses atomok mágneses momentuma, mint jól ismeretes, a héj elektronjainak köráramától és az elektron-spintől származik. A ferromágneses anyagoknál az elemi atomcsoportokon belül ezek a mágneses momentumok azonos állásúak. Ha a ferromágneses anyagokat hevítjük, úgy egy jól meghatározott hőmérsékleten — a *Curie-ponton* [13] — a hőmozgás következtében ezek az elemi atomcsoportok szétesnek, az anyag paramágnesessé válik. Ez a mágneses permeábilitás hirtelen lecsökkenését vonja maga után. Hallgatóink egyik gyakorlatuk során ezt a jellemző hőmérsékletet mérik.



7. a, b ábra.

Ha nagy anyagminta áll rendelkezésre, a mérés magnetonméterrel könnyen elvégezhető. Az anyagmintát ilyenkor egy áram által átfolyt tekercs belsejében elektromos kályhába helyezzük el. A permeábilitás változását az anyagmintával szemben elhelyezett, torziós szálon függő mágnestű kitérése mutatja.

A permeábilitás változásával megváltozik az anyagokban a skin-mélység, s ezzel a nagyfrekvenciás ellenállás. Így ennek mérésével is meghatározható az anyagok Curie-pontja [14]. A módszer az előzővel szemben sokkal nagyobb méréstechnikai felkészültséget igényel, így csak akkor alkalmazzák, ha kis anyagminta áll rendelkezésre. A gyakorlaton az anyagmintából készült huzalt egy 6 Mc/sec frekvenciájú oszcillátorhoz csatolt rezgőkörben helyezzük el, melyben ezenkívül egy árammérő és egy változtatható ellenállás van. Az anyagminta ellenállásának változását ezzel kompenzáljuk. Így a nagyfrekvenciás hídmérések problémái nem nehezítik a mérést.

A *gázkisülésekben* lejátszódó folyamatok igen bonyolultak, de azért szükségesnek tartjuk, hogy egyes alapvető tulajdonságokkal a hallgatók megismerkedjenek. Hidegkatódos kisülésekre jellemző a gyújtási és oltási feszültség, valamint a két elektróda közötti potenciáleloszlás. Egyik feladat a gyújtási és oltási feszültség nyomásfüggőségének vizsgálata. Ezt a nyomásfüggést a Paschen-törvény adja meg.

A potenciáleloszlást a kisülési csőbe beforrasztott szondákon sztatikus voltmérővel mérjük [15]. Az elektronok a szondát, kinetikus energiájuk lévén, feltöltik s így annak sztatikus potenciálja nem egyezik meg a gáztér valódi potenciáljával. A szondára adott külső potenciál — szondaáram karakterisztikából azonban már pontosabban meghatározható a valódi potenciál. A szondakarakterisztikából felvilágosítást kapunk a kisülés ezen tartományában az elektronok és ionok sebességeloszlására is.

A mérés alkalmával a hallgatók a vákuumtechnika elemeivel is megismerkednek.

Barna Péter—Groma Géza—Kurucz István
Eötvös Loránd Tudományegyetem
II. sz. Kísérleti Fizikai Intézete

IRODALOM

1. *O. W. Richardson :* On the negative radiation from hot platinum. Camb. Phil. Soc. Proc. 11. 286. 1901.
2. *H. A. Jones—I. Langmuir :* Characteristics of tungsten filaments as functions of temperature. Gen. El. Rev. 30. 354. 1927.
3. *A. Einstein :* Über einen die Erzeugung und Verwandlung des lichtes betreffender heuristischen Gesichtspunkt. Ann. Phys. 17. 132. 1905.
4. *P. Lukirsky—S. Prileżaev :* Über den normalen Photoeffekt. Zts. Phys. 49. 236. 1928.
5. *L. Austin—H. Starke :* Über die Reflexion der Katodenstrahlen und eine damit verbundene neue Erscheinung sekundärer Emission. Ann. Phys. 9. 271. 1902.
6. *W. Schottky :* Über den Einfluss von Strukturwirkungen besonders der Thomsonschen Bildkraft auf die Elektronenemission der Metalle. Phys. Zts. 15. 872. 1914.
7. *N. A. de Bruyne :* The action of strong electric fields on the current from a thermonic cathode. Proc. Roy. Soc. 120. 423. 1928.
8. *R. A. Millikan :* Das Isolieren eines Ions, eine genaue Messung der daran gebundenen Elektrizitätsmenge und die Korrektion des Stokkesschen Gesetzes. Phys. Zts. 11. 1097. 1910.
9. *H. Busch :* Eine neue Methode zur e/m Bestimmung. Phys. Zts. 23. 439. 1922.
10. *A. W. Hull :* The effect of a uniform magnetic field on the motion of electrons between koaxial cylinders. Phys. Rev. 18. 31. 1921.
11. *J. Franck—G. Hertz :* Über Kinetik von Elektronen und Ionen in Gasen. Phys. Zts. 17. 409. 1916.
12. *J. T. Randal—M. H. F. Witkens :* The phosporescence of various solids. Proc. Roy. Soc. A. 184. 347. 1945.
13. *P. Curie :* Propriétés magnetiques des corps à diverses températures. C. R. 115. 805. 1892.
14. *J. M. Briant—J. S. Webb :* The determination of the Curie point temperature by the high frequenc resistance methode. Rev. Sci. Instr. 10. 47. 1939.
15. *I. Langmuir—H. Mott—Schmidt :* Studies of electric discharges in gases at low pressures. Gen. El. Rev. 27. 449, 538, 616, 762, 810, 1924.

EGYESÜLETI ÉLET — HÍREK

Dr. DEÉZSI IRÉN

Január 25-én kísértük utolsó útjára dr. Deézsi Irén tagtársunkat. Korai távozása súlyos veszteség a hazai spektroszkópiai kutatás számára.

Deézsi Irén 1917 január 2-án született Budapesten. A matematika és fizika szakokból gazdasági szaktanári, majd középiskolai tanári képesítést szerzett. A Közgazdasági Egyetemen Schmid Rezső és Gerő Lóránd fizikai előadásait hallgatta. Ez a két kiváló tudós honosította meg hazánkban a molekulák spektroszkópiai módszerrel történő tanulmányozását. Ők ébresztették fel a fiatal egyetemi hallgató lelkesedését e tudományág iránt. Az ő laboratóriumukba bejárva ismerte meg Deézsi Irén a spektroszkópiai kutatómunkát. Élete végéig a molekulaspektroszkópia művelését tekintette hivatásának.

Schmid és Gerő korai halála miatt a műegyetemi spektroszkópiai laboratórium munkája megszakad. Deézsi Irén néhány évig vidéken (Ózdon, majd Pápán) tanít. Ebben az időben készíti el a C_2-molekula disszociációs energiájával foglalkozó disszertációját és teszi le a doktorátust. 1950-ben a veszprémi egyetemen tanársegéd. Ekkortájt indul meg újra a kísérleti munka a budapesti Műszaki Egyetem spektroszkópiai laboratóriumában. Deézsi Irén hetenként vállalja az utazás fáradalmait és bekapcsolódik a kutatásba, itt tölti nyári szabadságának nagy részét is. 1951-ben megalakul a Központi Fizikai Kutató Intézet. Ennek közbenjárására lehetővé válik, hogy Deézsi Irén ez év tavaszán Veszprémből tudományos munkatársnak a molekulaspektroszkópiai kutatócsoportba jöjjön. Itt dolgozik 1958 január 20-án bekövetkezett haláláig.

Az ismét feléledő laboratórium kutatóinak legsürgősebb feladata a műszerek újonnan való bepontosítása volt. Ezután Deézsi Irén bekapcsolódik a SrO rotációs színképének vizsgálatába, majd az NO-molekula felé fordul figyelme. E molekula meglehetősen bonyolult színképével évtizedek óta sok kutató, köztük több magyar is foglalkozik. Deézsi Irén a szerteágazó vizsgálatokról kritikai összefoglalót ír, majd a nyílt problémák megoldásába fog. Pontosabb értéket ad a disszociációs energiára, sávokat fedez fel, ezzel vitatott kérdés eldöntését teszi lehetővé. Eredményeiről vándorgyűléseinken is előadások számolnak be.

Deézsi Irén Schmid Rezsőt vallotta tanítómesterének. Kegyelettel fejezte be, rendezte sajtó alá, majd vitte tovább Schmidnek az NO-színképpel foglalkozó munkáit. Lapunk részére ő írta meg Schmid első tudományos életrajzát és méltatását.

Páratlan szorgalommal, odaadással dolgozott. Munkaszeretete és tudománya lelkiismerete példamutató volt munkatársai előtt. Ha először nem juthatott el a maga elé tűzött feladat megoldásához, mindig volt energiája az újrakezdéshez. Ilyenkor szokta mondani: „Talán előbb nem elég szeretettel fogtam hozzá." Akik csupán futólag ismerték Deézsi Irént, talán csak szerény, visszahúzódó egyéniséget láttak benne. Akik azonban vele együtt dolgozhattak, megcsodálták feltétlenül következetes jellemét, tudománytiszteletét, önzetlen segíteniakarását. Sok szenvedéssel teli, nehéz élete volt, de saját érdekeit soha nem tekintette. Legutóbb súlyos betegségében így sóhajtott fel: „Nem élet ez így, már kedves sem tudok lenni az emberekhez."

Deézsi Irén tudományos dolgozatai:

1. *Deézsi Irén:* Az O_2, CO, N_2 és NO molekulák spektroszkópiailag meghatározható disszociációs energiáinak és az elektronütköztetési kísérletek eredményeinek összehasonlító vizsgálata. (Doktori értekezés.) Bp. 1947.

2. *Deézsi Irén—Koczkás Edit—Mátrai Tibor:* Újabb vizsgálatok a stronciumoxid kék sávjain. Fizikai Szemle 1952. 4—5—6. szám 1. oldal.

3. *I. Deézsi, E. Koczkás und T. Mátrai:* Rotationsanalyse einiger blauen Banden des SrO Moleküls. Acta Physica Hung. *3*, 95. (1953) és Magyar Fizikai Folyóirat *2*, 189 (1954)

4. *Deézsi Irén:* Schmid Rezső tudományos munkássága. Fizikai Szemle 1955. 6. szám 1. oldal.

5. *Deézsi Irén:* A nitrogénoxid molekula ún. γ-, ε-, β- és δ-sávjairól. Magyar Fizikai Folyóirat *4*, 489 (1956)

6. *I. Deézsi and T. Mátrai:* Further bands in the γ, ε and β band systems of the molecular spectrum of nitric oxide. Acta Phys. Hung. *7*, 111 (1957)

7. *I. Deézsi:* Further rotational analysis of γ-Bands of nitric oxide. Acta Phys. Hung. sajtó alatt.

8. *Deézsi Irén:* A NO-molekula színképében $v' = 7$-es β-sávok észlelése. 1958. jan. hóban befejezett, az Acta Phys. Hung.-nak szánt új dolgozat.

A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA MŰSZAKI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZETE

1958. január 1-ével megkezdte működését az Akadémia Műszaki Tudományok Osztályának kutató intézete, a Műszaki Fizikai Kutató Intézet. Az Intézet célja, hogy az ország számára műszaki szempontból igen fontos egyes iparágak, így különösen a vákuumtechnikai és híradástechnikai ipar területén az ipari kutatás hátterét szolgáló távlati alapkutatást végezzen.

Természetszerűleg merül fel az Intézet alapításával kapcsolatban két kérdés. Miért van arra szükség, hogy a már meglevő ipari kutatóintézeti hálózatunk mellé egy újabb műszaki kutatóintézetet létesítsünk. A másik kérdés, amely legalább annyira indokolt, mint az első, hogy miért van szükség az Akadémia nagy Központi Fizikai Kutató Intézete mellett külön intézetre, amely a „műszaki" fizikát fogja művelni és hogy tulajdonképpen mi is az a műszaki fizika, miben különbözik a „közönséges" fizikától.

Mindkét kérdésre csak akkor tudunk feleletet adni, ha egy kissé közelebbről megvizsgáljuk, mik is azok a témák, amelyekkel az új Intézet foglalkozni kíván és megnézzük előnyös volna-e ezen témákat akár valamelyik ipari kutatóintézet, akár az Akadémia Központi Fizikai Kutató Intézetének tervébe beilleszteni.

Az új Intézet főleg bizonyos szilárd halmazállapotú anyagok szerkezetére vonatkozó kutatásokkal kíván foglalkozni. Kutatásait elsősorban arra kívánja összpontosítani, hogy néhány olyan anyagot vegyen alaposabb vizsgálat alá, amelyek ma úgy látszik a híradástechnikai és vákuumtechnikai ipar jövő fejlődésének kulcsát képezik. Ezek az anyagok pl. a wolfram, a molibden és más, magas olvadáspontú fémek, a szilicium és germánium kristályok, a lumineszkáló anyagok, a katódok emittáló rétegét képező oxidok stb. Mindezen anyagokra jellemző, hogy tulajdonságaikat egész döntő módon befolyásolják olyan kis mennyiségű szennyezések, amelyeket általában egyéb ipari anyagoknál vagy egyéb alkalmazási területeken még csak ki sem szoktak mutatni. Így pl. ha alumíniumról beszélünk, az ún. „négy kilences" alumíniumot általában már igen tisztának szokták mondani. (Ez olyan anyag, amelynek tisztasága 99,99%-ot ér el, vagyis a szennyezések mennyisége 0,01% alatt van.) Ezzel szemben már évtizedek óta tudjuk, hogy az izzólámpák izzótestét alkotó wolframfém tulajdonságait 1/10 000%-nyi vagy már ennél is kisebb mennyiségű idegen anyagok döntően befolyásolják. A magyar izzólámpaipar által jelenleg használt nagykristályos wolframanyag világszerte elismert kitűnő tulajdonságait az adja, hogy a magyar kutatók rájöttek arra, hogy a szennyezéseket 1/100 000%-ig eltávolítva a wolframfémhez káliumot, alumíniumot, sziliciumot kell adagolni, amelyekből a kész huzalban kb. 1/100—

1/10 000%-nyi mennyiség marad vissza. Ez a kevés idegen anyag már lehetővé teszi azt, hogy nagyságrendben 10 mikron átmérőjű drótból elkészíthessük a kryptonlámpák kettős csavarvonal alakú izzótestét, amely kb. 1000 órán keresztül alakját nem változtatva bírja a 2500 C° hőmérsékletet. Ugyanebből az anyagból készülnek az autólámpák izzótestei is, amelyek hasonló vagy még magasabb hőfokon a legdurvább rázást és ütéseket is kibírják.

A félvezető anyagból készült egyenirányítók és erősítő kristályok jellegzetes tulajdonságait ugyancsak az alapanyagban levő idegen atomok szabják meg. Itt sem közömbös, hogy milyen jellegű és milyen mennyiségű szennyezés fordul elő a kristályban. Itt is az anyagot először a régebbi technikával elképzelhetetlen mértékig meg kell tisztítanunk, így pl. a sziliciumot addig, hogy kb. 10^{10}, sőt némely esetben 10^{13} sziliciumatomra juthat csak egy szennyező atom. Utána kell mesterségesen elszennyezni az anyagot, hogy a kívánt tulajdonságokat megkapjuk. Az utólag bevitt szennyező anyag mennyisége is az 1/10 000% nagyságrendjében mozoghat.

Hasonló a helyzet pl. a televíziós képcsövek ernyőjét alkotó cinkszulfid kristályoknál is. Itt is az igen gondosan megtisztított cinkszulfidban a kívánt világító effektust 1/100% nagyságrendű ezüst vagy réz szennyezés idézi elő és ennél már jóval kisebb mennyiségű vas jelenléte pl. a fényhatást már teljesen tönkre teheti, vagy ha pl. az ezüsttel aktivált cinkszulfidban réznyomok vannak jelen, úgy a réz jellegzetes zöld színe teljesen elnyomja az ezüst által előidézni kívánt kék világítást.

Látjuk tehát, hogy ezeknél az összetételükben, alkalmazási céljukban rendkívül különböző anyagoknál az egyik közös vonás, hogy a minimális szennyezéseknek az anyag használhatósága szempontjából döntő jelentősége van. Ezenfelül azonban még számos közös vonást fedezhetünk fel. Így pl. a hőkezelés, a megmunkálás során fellépő mechanikai igénybevételek és még számos más külső hatásra mindezen anyagok rendkívül érzékenyek és esetleg tulajdonságaikat ezek a tényezők teljesen megváltoztathatják.

A Műszaki Fizikai Kutató Intézet célja, hogy ezen jelenségek hatásmechanizmusát tisztázza és a felismert összefüggéseket alkalmazás céljából tovább adja az ipari kutató intézeteknek. Működésének területe jellegzetesen a fizika körébe esik. Ugyanakkor azonban éppen a vizsgálni kívánt anyagok előállítása céljából nagymértékben igénybe kell majd vennie kémikusok munkáját is. A kutatások célja fizikai törvényszerűségek és összefüggések megismerése. Eszközei azonban már a kémia, a metallurgia, a mérések területén pedig az elektronika területére esnek. Az Intézetnek szüksége lesz olyan kutató gárdára, amely mindezen szakterületek művelőiből rekrutálódik.

Látjuk tehát, hogy az Intézet feladatait, az összefüggések megismerését, azok alkalmazhatóságának tisztázását és végül az alkalmazás irányvonalait nagyon nehezen tudnák kezelni a jelenlegi felépítésű ipari kutató intézetek, amelyek feladatát az ipar közvetlen kiszolgálása képezi. Ipari kutató intézettől megbízóik általában már konkrét technológia kidolgozását, konkrét prototípusokat, sőt nullszériákat követelnek. Nehezen volt eddig beilleszthető az ipari kutató intézet tématervébe a fent vázolt összefüggések kutatására irányuló távlati tematika. Az ipar nagyon szívesen vette az új produktumokat, de ha azok már kész voltak, nehezen áldozott arra, hogy elvontnak látszó összefüggések keresésével egy-egy kutató esetleg éveket töltsön el. Helyes és szükséges is, hogy az ilyen jellegű kutatást a Tudományos Akadémia vegye kézbe.

Másrészről azonban az Akadémia meglevő nagy fizikai kutató intézetét, a Központi Fizikai Kutató Intézetet, jelenlegi profilja főleg az atomfizika szolgálatába állítja. Ez az Intézet felépítésénél, az ott dolgozók adottságainál fogva már kevésbé hajlandó érdeklődni olyan problémák iránt, amelyek végső fokon mégis csak egy bizonyos iparág fejlődését szolgálják. Helyesnek látszott, ha egy ilyen Intézet gazdája az Akadémiának a műszaki osztálya lesz.

Ezek az érvek támasztották alá az Akadémia Műszaki Osztályának keretében a híradástechnikai területen működő akadémikusok javaslatát, amelyet kormányzatunk el is fogadott és amelynek alapján a Műszaki Fizikai Kutató Intézet létesült.

Az új Intézet megszervezésénél nagyon fontosnak tartjuk azt, hogy az Intézet szervezése erősítse és ne gyengítse a már működő iparági vagy más kutató intézeteket és ne vonja el a szakembereket az ipar területén annyira fontos és nélkülözhetetlen fejlesztési munkától. Így tehát az Intézet új munkatársai főleg az egyetemekről most kikerülő fiatal fizikusok, kémikusok és elektronikus mérnökök lesznek. Az Intézet egyelőre az újonnan felvett fiatal embereket a meglevő kutató intézetek keretében működteti, hogy a szükséges szakmai gyakorlatot és kutatói rutint elsajátítsák. Ezek a fiatalemberek, mialatt ők maguk tanulnak, munkájukkal már hasznos segítséget tudnak nyújtani a működő intézeteknek. A hároméves terv végére számítunk arra, hogy az Intézet új épülete elkészül. Erre az időre már az említett módon gyakorlott törzsgárdát kívánunk kinevelni. Ezzel egyidejűleg lehetőség nyílt arra is, hogy tanulás és továbbképzés céljából aspiránsokat küldjünk ki a Szovjetunióba is, ahol a témakör itthon eddig még nem művelt részeire is kiképzünk kiváló szovjet tudósok vezetésével megfelelő szakembereket. Az új épület megépültekor mindezeket össze fogjuk vonni és megfelelő segédszemélyzettel kiegészítve akkor kívánjuk talpraállítani az új intézetet.

Az utolsó kérdés, amivel e helyen még foglalkozni kívánok az, hogy vajon érdemes-e hazánkban olyan területen elvi, távlati · kutatással foglalkozni, amely területen a Szovjetunióban, az Amerikai Egyesült Államokban, Angliában, Németországban stb. már ma is a kutatók ezrei dolgoznak.

A kérdésre a választ azonnal igenlőleg megadhatjuk, ha figyelembe vesszük, hogy ezen a szakterületen a hazai iparnak és ipari kutatásnak már igen nagy múltja van, az elvi távlati kutatásnak tehát kellő bázisa adott. Ugyanakkor, bár számos területen folyik külföldön is a kutatás, a témák egy része annyira új, hogy remélhető, hogy kevés kutató aránylag egyszerű eszközökkel is elérhet alapjában véve új és fontos eredményeket. Különösen akkor, ha a kutatást — mint ahogy ezt jelen esetben szándékozunk is tenni — a baráti országokban, főleg pedig a Szovjetunióban folyó kutatással a legnagyobb mértékben összehangoljuk.

Mindezek alapján reméljük, hogy az a hathatós támogatás és nagy beruházás, amellyel népköztársaságunk az Akadémia útján az újonnan létesült Intézetet segíti, nem lesz hiábavaló.

Szigeti György

A KÜLFÖLD HIREI

Az elmúlt esztendő végén adtak hírt elsőízben ausztriai uránelőfordulásról. A felsőausztriai Trimmelkamban bányászott szén 25 tonnánként 1 kg uránt tartalmaz. — Nemzetközi tudományos körökben feltűnést keltett prof. Hecht — számunkra, magyarok számára különösen érdekes — eredménye, aki a bécsi egyetem analitikai — kémiai laboratóriumában végzett precíziós analízis során megállapította, hogy egy liter dunavíz 1,7 mikrogramm *uránt tartalmaz.* (Atomes 1957. dec.)

*

1958 első felében kezdi meg működését Kína első reaktora. Teljesítménye 7000 kW. (Atomes 1957. dec.)

*

Az atommagfizika úttörőjéről, Lord Rutherfordról nevezik el az angliai „National Institute of Research" új nagyenergiájú laboratóriumát, amely Harwellben épül. Az angol pénzügyi hatóságok nemrég hagyták jóvá

az intézet 7 GeV-os protonszinkrotron építésére vonatkozó tervét. A hatalmas gyorsítóberendezés kb. hétmillió fontsterlingbe fog kerülni. Mágnes-gyűrűjének átmérője 120 láb, súlya több, mint 6000 tonna lesz. (Atomnaja Enyergija 1957. dec.)

*

1958 március 17. és 21. között Chicagoban nukleáris kongresszust és „Atomvásárt" tartanak. A kongresszus keretei között magfizikai és magtechnikai, a magenergiával és atomiparral, valamint a forró laboratóriumokkal foglalkozó konferencia kerül megrendezésre. A kongresszus és kiállítás előkészületeivel kapcsolatban közölték, hogy az Egyesült Államok 1958-ban 500 millió dollárnál többet fog költeni magreaktorok építésére, műszerek előállítására, uránbányászatra és kutatásra.

*

Az olasz kormány és a Nemzetközi Bank elhatározta a tudományos előkészítő munka megindítását egy 150 megawattos atomvillanytelep Délolaszországban való felépítésére. (Atomnaja Enyergija 1957. dec.)

*

Üzembe helyezték a genfi Európai Atommagkutató Központ 600 MeV-os szinkrociklotronját. A berendezés első próbái 1957. augusztus elsején indultak meg. Ez a gyorsítóberendezés egyike a világ négy legnagyobb szinkrociklotronjának. — Az intézet 25 GeV-os protonszinkrotronjának üzembehelyezését 1960-ra tervezik. (Atomnaja Enyergija. 1957. dec.)

*

A kaliforniai egyetem „Radiation Laboratory"-jában egy kutatócsoportnak sikerült előállítani a plutónium 13-ik izotópját, a Pu^{233}-at. (Atomnaja Enyergija. 1957. dec.)

*

A floridai egyetemen 10 MeV-os tandem típusú elektrosztatikus generátor felállítását tervezik. A nagynyomású gyorsító acélköpenyének átmérője 2,4 m, hossza 10,2 m. A berendezés teljes súlya 35 t. (Atomnaja Enyergija. 1957. dec.)

*

A Rómában 1957. júniusában tartott nemzetközi magfizikai és elektronikai kongresszuson Amaldi professzor közölte, hogy Frascatti-ban 1 GeV-os szinkrociklotront fognak építeni. A berendezést olasz tervek alapján olasz cégek építik fel. — Martinoli ugyane kongresszuson közölte, hogy Olaszország atomerőművei — melyek közül az első 1957-ben kezdett épülni — 1962-ben 320 megawattot, 1965-ben 1950 megawattot, 1975-ben 12 000 megawattot fognak termelni. (Atomnaja Enyergija. 1957. dec.)

*

Az Európai Atommagkutató Központ (CERN) elnökévé Francois de Rose-t, a francia Atomenergiabizottság tagját választották meg. Elődje Sir Ben Lockspeiser volt, aki három éven át, a megszervezés időszakában vezette a tizenkét nyugat-európai ország magkutatási centrumát és most hivatali idejének letelte folytán vonul vissza. Alelnökké W. Heisenberg professzort (Németország) és J. Willems-et (Belgium) választották. A tudománypolitikai bizottság élére E. Amaldi professzor (Olaszország) került. A pénzügyi bizottság elnöke pedig J. H. Bannier (Hollandia) lett. — 1957 folyamán a CERN egész állománya beköltözött a Genf melletti Meyrinben épült végleges épületekbe. A dolgozók összlétszáma jelenleg 598 ; ennek mintegy kétharmada a tudományos és műszaki személyzet. (Nature, 1958. jan. 11.)

*

Dr. K. Mendelssohn, az oxfordi egyetem tanára a múlt év decemberében előadást tartott a BBC harmadik programmjának keretében „Milyen a helyes állásfoglalás a tudománnyal szemben ?" címmel. Az előadás megjelent a „Listener" c. folyóirat január 2-i számában. Mendelssohn előadásában kifejtette, hogy a tudományt és a technikát, amelynek a Nyugat magas életszínvonalát köszönheti, ma már annyira természetes dolognak tekintik, hogy a nevelési rendszerben a második helyre szorult. „Ha nem is bocsátkozunk katonai meggondolásokba, — írja Mendelssohn — az orosz technikai fölény kilátása folytán a Nyugat e beállítottságának felülvizsgálata gazdasági szükségszerűséggé válhat. A szovjet közgazdaságnak dogmája, hogy a jólét alapja a technikai haladás. Ennek megfelelően a Szovjetunióban a tudósok és mérnökök bére magas és nagyfokú társadalmi megbecsülést élveznek. Igen figyelemre méltó azon körülmény, hogy az SzSzKSz-ben a tudomány ügyeinek legfőbb intézője a Szovjet Tudományos Akadémia és nem politikusok vagy tábornokok. Ez majdnem pontos ellentéte az USA-beli helyzetnek, ahol a tudományos erőfeszítések irányítása főként nem-tudósok kezében van. Ez nemcsak azzal jár, hogy hibás döntések születnek, hanem azzal is, hogy a tudósok alárendelt helyzetbe kényszerülnek. Az oroszok eredményeiket nagymértékben annak köszönhetik, hogy mindig, még a Szovjetunió gazdasági nehézségeinek idején is nagy összegeket fordítottak tudományos kutatásra és képzésre."

*

A Nature 1957. december 21-i számában olvashatjuk Dr. J. H. Bhabhanak, a világhírű indiai fizikusnak Dublinban tartott előadását a magenergia szerepéről India jövőjében és az indiai atomenergia-programról. Ebből megtudjuk, hogy India egy főre eső szénkészlete kb. 100 t, ami kevesebb, mint a kínai készlet 1/20, az angol készlet 1/35 vagy az amerikai 1/150 része. Ha a szénfogyasztásnak az Egyesült Államokban jelenleg meglevő mértékét vesszük alapul (9 tonna per év, per fő), úgy e készlet kb. egy évtized alatt kimerülne. India uránkészlete — ha csak a 0,1%-nál nagyobb urántartalmú ismert érclelőhelyeket vesszük figyelembe — 30 000 t, a tóriumkészlet pedig félmillió tonnára rúg. E készlet kb. három évszázadra fedezi az energiaszükségletet, ha sikerül megoldani a tórium gazdaságos felhasználását „breeder" reaktorokban.

*

Bombay közelében, Trombay-ban 1954 óta india tudósok és mérnökök tervezte urán- és tóriumfeldolgozó üzem működik. Építés alatt áll egy nehézvíz-üzem, melynek kapacitását évi 10—20 t-ra tervezik. — 1957 januárjában kezdte meg működését Trombayban az „Atomic Energy Establishment", amelynek célja a kutatómunkán kívül a más országokban tisztázott problémákkal kapcsolatos tapasztalatszerzés. Az egyetemről kilépő fiatal mérnökök és tudósok közül évente 250-et vonnak be az atomenergia-programba. — India első reaktorának építését 1955-ben határozták el. A kritikus állapotot ez 1956. augusztus 4-én érte el először. E „swimming pool" típusú reaktort indiai tudósok és mérnökök tervezték és az indiai ipar gyártotta, kivéve a hasadó anyagokat, amelyeket az angol Atomic Energy Authority bocsátott rendelkezésre. Építése 1 évig tartott. 1958-ban két további reaktor üzembehelyezését tervezik. — Az atommagenergia-termelés terén 20—50 megawattos állomások építésével kívánják megkezdeni a munkát az ország több részében. Ezek berilliumoxid-lassítással, gázhűtéssel és kissé dúsított uránnal fognak működni. Jelenleg az előkészítő kutatómunka folyik. Az atomenergia felhasználására irányuló fokozódó tevékenységre jellemző, hogy India atomenergia-költségvetése három év alatt megtizenháromszorozódott.

Bhabha professzor előadásának befejezéseként idézte Nehru miniszterelnök szavait: „*Bármi történjék is, akármilyen körülmények álljanak is elő, mi sohasem fogjuk bűnös célokra használni az atomenergiát.*"

*

Az Egyesült Államok Atomenergiabizottsága jóváhagyta az Argonne National Laboratory-nak egy 12,5 GeV-os protonszinkrotron építésére vonatkozó tervét. (A. I. 1958. jan.)

Sir John Cockroft az európai tudományos együttműködésről írt nagy cikket az Atom Industry 1958. januári számában. Ebben a következő sorokat olvashatjuk: „Ha Nyugat-Európában nem támogatjuk erőteljesebben a fundamentális kutatásokat, úgy fiatal tudósgárdánk legjava Észak-Amerikába fog kivándorolni. Ma már ott tartunk, hogy az USA-ba küldött brit ösztöndíjasok 25%-a nem tér vissza hazájába. Ha nem tudjuk vonzóbbá tenni számukra az itthoni munkát, úgy tudóstermelésünk krémjének ez a lecsapolása még tovább fog fokozódni. Az ifjú kutatókat elsősorban a jó munkalehetőségek és az inventiózus tudományos vezetés vonzza, de a bérszínvonal sem közömbös számukra. Ezért meg kell javítanunk a kutatómunka feltételeit, elsősorban kiemelkedő vezető tudósaink számára. Több ösztöndíjalapítványra van szükségünk Európában végzendő kutatásokra és fel kell emelnünk fiatal tudósaink bérszínvonalát annyira, hogy anyagi meggondolások ne késztessék őket arra, hogy elhagyjanak bennünket."

*

Niels Bohr a magfizika terén kifejtett kutatómunkássága elismeréseképpen megkapta a New York University Medal-t.

*

A Szovjetunió az UNESCO közvetítésével 50 ösztöndíjat ajánlott fel az atomenergiának az SzSzKSz-ban való tanulmányozására. (A. I. 1958. jan.)

*

Dr. Ernest O. Lawrence, a ciklotron egyik megalkotója kapta meg az Enrico Fermi díjat a magfizika terén végzett kimagasló szolgálataiért.

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

Nehézvíz fagyasztás útján. A nehézvíz fagypontja 3,82 C fokkal magasabban van, mint a közönséges vízé. Ezen különbséget használta fel Hilton A. Smith a tennesse-i egyetemen a nehézvíznek közönséges vízben való dúsítására. Egy nagy, hűtőberendezéssel ellátott medencében közönséges vizet állandó keverés közben 48 óra alatt igen lassan hűtött. A víz felszínén keletkező jégben a nehéz víz, mely a közönséges vízben csak mintegy 0,15 ezreléket tett ki, 2%-ig feldúsult. (Physikalische Blätter *8.* 1957) *L. S.*

Ionhajtású rakéta lesz-e az ürhajózást megvalósító közlekedési eszköz? Az Egyesült Államok Asztronautikai Tanácsadó Testülete előtt 1957. október 7-én bemutatták az ionhajtású űrhajó modelljét. Minthogy a vegyi üzemanyagú rakéták nem elég jó hatásfokúak, úgy vélik, hogy az ionhajtású motorok alkalmasabbak az űrhajózás céljaira. A kísérleti ionmotorok hatásfoka 98%. Valószínű, hogy egy atomreaktor által termelt elektromos energiával működő ionrakétát a mai technikai felkészültséggel elő lehet állítani és útjára lehet bocsátani. Az amerikai rakétakutatás nagy része állami szubvencióval átállt az ionhajtás alkalmazási lehetőségeinek vizsgálatára. A részletekről még természetesen nem nyilatkoznak, azonban az ionrakéta működésére vonatkozóan a következőket olvashatjuk. A rakétába beépített reaktor — megfelelő hőkicserélő-, turbina-, és áramfejlesztő berendezések segítségével — árammal lát el egy ionágyút és egy elektronágyút. Az ionágyúhoz rubidium- vagy ceziumgőz folyik wolfram vagy platina lapok között. Itt ionizálódik, majd egy elektromos erőtéren áthaladva felgyorsul, miközben előrelöki a rakétát. A felgyorsított ionok a rakétából kilépve vonzanák a rakétát, ezt a káros effektust az elektronágyú által kilövelt elektronok küszöbölik ki. A motor kb. 600 C fokon működne, a rakéta által elérhető legnagyobb sebesség 40 000 km/óra. Ernst Stuhlinger, a Redstone Arsenal kutatója szerint a motor egy 730 tonnás rakétát 400 nap alatt vinne a Marsba. Minthogy a gyorsulás 0,0001 G, ezért az iónrakétát vegyi hajtóanyagú rakétafokozattal kell elindítani, hogy a Földtől elszabadulhasson. A rakéta súlyának kb. a fele hasznos műszer-terhelés lehet. A végső, tán elérhetetlen megoldás a fotonrakéta lenne. Ez az üzemanyagát fénykvantumokká alakítva lövellné ki, hatásfoka kb. százbilliószorosa lehetne a vegyianyagú rakétának. Minthogy kb. 100—200 ezer C fokon működne, összetartása, hőszigetelése és energiaellátása igen nagy, ma még távolról sem megoldhatónak látszó problémát jelent. (Electronics, Business Edition *30.* 1957.) *A. I.*

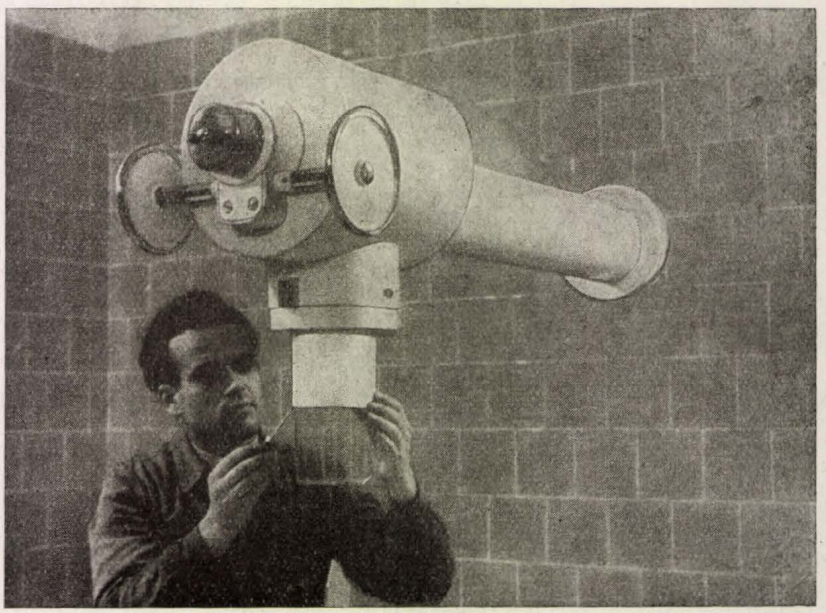
Vajon a Dirac-féle linearizáció az egyetlen lehetséges? A Dirac-egyenlet levezetésénél azzal a nehézséggel találkozunk, hogy az energia irracionális kifejezés, $E = \pm c\sqrt{\mathfrak{p}^2 + m_0^2 c^2}$. Az energiaoperátort az impulzusoperátorból csak gyökvonás útján kaphatjuk meg. Ez azonban csak akkor vezet egyértelműen meghatározott eredményre, ha pozitív definit operátorból vonunk gyököt. Dirac nyomán[1,2] úgy járunk el, hogy a $\mathfrak{p}^2 + m_0^2 c^2 - \frac{1}{c^2} E^2 = 0$ relativisztikus energiaképletet alkalmasan választott a_i operátorokkal két különböző tényező szorzatára bontjuk: $(a_1 p_1 + a_2 p_2 + a_3 p_3 + a_4 m_0 c \pm \frac{E}{c})(a_1 p_1 + a_2 p_2 + a_3 p_3 + a_4 m_0 c \mp \frac{E}{c}) = 0$. Ez az előbbivel egyenértékű, ha az a_i-k kielégítik az $a_i a_k + a_k a_i = 2\delta_{ik}$ és $a_i^2 = 1$ egyenleteket, vagyis antikommutáló hermitikus operátorok. Ebből a Dirac-egyenletet úgy nyerjük, hogy az egyik tényezőt mint operátort alkalmazzuk a ψ hullámfüggvényre, az eredményt nullával tesszük egyenlővé. Nem okoz problémát, hogy melyik tényezőt választjuk. Az így nyert egyenletnek ugyanis különböző megoldásai adódnak pozitív és negatív energiák esetén. Az egyik tényező alkalmazása esetén a pozitív energiához tartozó megoldás ugyanaz, mint a másik tényező alkalmazása esetén a negatív energiához tartozó, mert a két egyenlet csak az energia előjelében különbözik egymástól. Kérdés, hogy nem lehet-e a $\mathfrak{p}_2 + m_0^2 c_2 - \frac{1}{c^2} E^2 = 0$ kifejezést másképpen tényezőkre bontani, például két egyenlő tényező szorzatára. Egyrészt ez lenne a tulajdonképpeni gyökvonás, másrészt nem kell megindokolni, hogy miért csak az egyik tényezővel folytatjuk a további számítást. Vladimir Vrkljan[3] $\left(a_1 p_1 + a_2 p_2 + a_3 p_3 + a_4 m_0 c \pm \xi \frac{E}{c}\right)\left(a_1 p_1 + a_2 p_2 + a_3 p_3 + a_4 m_0 c \pm \xi \frac{E}{c}\right) = 0$ alakban bontotta fel két egyenlő tényező szorzatára, ahol az a_i-k a fenti hermitikus, a ξ pedig antihermitikus $\xi^2 = -1$ operátor, mely antikommutál az a_i-kkel. Az így meghatározott Dirac-egyenlet a konkrét problémákra alkalmazva ugyanazokat az eredményeket adja, mint a szokásos linearizációval nyert egyenlet. Minthogy a $\mathfrak{p}^2 + m_0^2 c^2 - \frac{1}{c^2} E^2$ operátor nem pozitív definit, hanem szemidefinit, várható, hogy a többféle ξ operátor is tartozhat ugyanazon a_i-khez, tehát többféle gyök létezik. Tehát a Dirac-féle linearizáció nem az egyetlen lehetséges, hanem „csak" a legegyszerűbb. *A. I.*

[1] *Marx György:* Kvantummechanika. Műszaki Könyvkiadó, 1957.

[2] *Szabó János:* Az antiproton. Fizikai Szemle 1956.

FIZIKAI SZEMLE

VIII. ÉVFOLYAM
1958



4.

EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT

AKADÉMIAI KIADÓ BUDAPEST

Főszerkesztő: **Marx György**

Szerkesztőbizottság:

Bodó Zalán, Csekő Árpád, Györgyi Géza, Keszthelyi Lajos, Marx György, Somogyi Antal, Szabó János, Szalkai Ferenc, Szigeti György, Tarján Imre, Túriné Frank Zsuzsa, Vermes Miklós

Felelős szerkesztő: **Túriné Frank Zsuzsa**

Szerkesztőség: Budapest, V., Reáltanoda utca 13—15. Eötvös Loránd Fizikai Társulat
Távbeszélő: 187-423

Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó, Budapest, V., Alkotmány utca 21.
Távbeszélő: 111-010*

Terjeszti a Posta Központi Hírlapiroda Vállalat
Budapest, V., József nádor tér 1. Telefon: 180-850
Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat: József nádor tér 1., üzlethelyiség. Telefon: 183-022
Csekkszámlaszám: 61257

Előfizetés egy évre 40,— Ft: egyes szám ára 6,— Ft
Megjelenik évente tízszer

TARTALOMJEGYZÉK

Erő János: Statikus gyorsító berendezések
J. Bardeen: A tranzisztorhatás felfedezése
W. Brattain: A félvezetők felületi tulajdonságai
Fényes Imre: A termodinamika főtételei I.
G. Gamow: A relativisztikus város

A FIZIKA TANÍTÁSA

Groma G.—Keszthelyi L.-né: Mérési feladatok a III. éves fizikus hallgatók laboratoriumában II.

HIREK—EGYESÜLETI ÉLET
KÖNYVSZEMLE
A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

СОДЕРЖАНИЕ

Я. Эрё: Ускорители
Й. Бардин: Открытие транзисторного эффекта
В. Бреттен: Поверхностные свойства полупроводников
И. Феньеш: Главные теоремы термодинамики I.
Г. Гамов: Релативистский город

ПРЕПОДАВАНИЕ ФИЗИКИ

Г. Грома — Ш. Кестхейи: Упражнения в лаборатории для студентов-физиков третьего курса Ч. II.

ИЗВЕСТИЯ ИЗ ЖИЗНИ ОБЩЕСТВА ФИЗИКОВ
ОБЗОР КНИГ
ИЗ УСПЕХОВ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

INHALT

J. Erő: Beschleunigungseinrichtungen
J. Bardeen: Die Entdeckung des Transistoreffekts
W. Brattain: Die Oberflächeneigenschaften der Halbleiter
I. Fényes: Die Hauptsätze der Thermodynamik I.
G. Gamow: Die relativistische Stadt

UNTERRICHT DER PHYSIK

G. Groma — Frau L. Keszthelyi: Messungsaufgaben im physikalischen Laboratorium für Studenten des dritten Jahrganges II.

NACHRICHTEN — AUS DEM VEREINSLEBEN
BUCHBESPRECHUNG
FORTSCHRITTE DER PHYSIK

Címképünk: Elkészült az Országos Onkologiai Intézet kobaltágyuja dr. Bozóky László tervei szerint

A kiadásért felelős: az Akadémiai Kiadó igazgatója — Műszaki felelős: Szöllősy Károly
A kézirat beérkezett 1958. II. 21. Terjedelem: 4.5 (A5) ív

Akadémiai Nyomda, Budapest, V., Gerlóczy-utca 2. — 45020/58 — Felelős vezető: Bernát György

FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

VIII. évfolyam 4. szám 1958. április

Statikus gyorsító-berendezések

Bevezetés

Atommagreakciók kísérleti vizsgálata általában egy anyagmintának meghatározott energiájú részecskenyalábbal való bombázása útján történik. A részecskék energiája a legkülönbözőbb lehet, a vizsgálandó jelenség természetének megfelelően ezred *eV*-tól több milliárd *eV*-ig terjedhet. A kisenergiájú tartományban — néhány *keV* alatt — természetesen nem jöhetnek számításba olyan magreakciók amelyekben a bombázó részek elektromos töltéssel rendelkeznek (proton, deuteron, α-rész) mert az atommagok azonos töltése miatt a Coulomb-taszítás megakadályozza a kölcsönhatást. Ebben az energia-tartományban ezért kizárólag neutronokkal hozhatunk létre magreakciót. A *keV*-os nagyságrend felett az alagút effektus már elég nagy ahhoz, hogy — főleg könnyű magoknál — töltött részecskék is megközelítsék az atommagot és számottevő valószínűséggel hozzanak létre magreakciót még akkor is, ha energiájuk nem éri el a néhány *MeV*-os Coulomb-gát magasságát. Töltött részekkel létrehozott magreakciók a *MeV* tartományban bírnak legnagyobb jelentőséggel. Itt az energia még elég kicsi ahhoz, hogy az atommag teljes egészében kölcsönhatásba lépjen a bombázó résszel és a reakció eredményeként mindössze egy-két könnyű rész hagyja el a magot. Ezt tekinthetjük a klasszikus magreakciók tartományának, ahol különösen az atommag energianívórendszerének tanulmányozása tart számot érdeklődésre, akár a nívók egyedi, akár pedig statisztikus jellegű vizsgálatával. 50—100 MeV felett már sok nukleon emittálására van lehetőség, hiszen a nukleonok átlagos kötési energiája az atommagban mindössze 8 MeV. Itt már az atommag „felrobbanása" következik be és ezekből a folyamatokból a mag szerkezetére vonatkozóan nem sokat tudhatunk meg. Annál nagyobb szerepük van az ilyen nagyenergiájú reakcióknak az elemi részek kutatása szempontjából, hiszen ebben a tartományban már nagy valószínűséggel következik be mezonképződés.

Az α bomlással a természet maga szolgáltat olyan részecskéket, amelyek elegendő energiával rendelkeznek magreakciók létrehozásához. A rádióaktív források több MeV α-részeivel létrehozott átalakulások tanulmányozása igen nagy jelentőséggel bírt a magfizika kezdeti időszakában. Ilyen módszerrel sikerült először magreakciót megfigyelni 1919-ben. Az ezt követő években a kísérleti technika kifejlődésével lehetőség nyílt az α részekkel létrehozott reakciók részletes tanulmányozására is. Az α-részek ugyanis jól definiált energiával lépnek ki a magból és vékony anyagrétegen áthaladva a rétegvastagságtól függő meghatározott energiát veszítenek. Így meg van a lehetőség a bomlási energiánál kisebb bármilyen energiájú α-rész előállítására és ezzel a magreakciók energiafüggésének vizsgálására.

Sajnos a rádióaktív bomlás csak igen korlátozott lehetőséget nyújt a magreakciókkal foglalkozó kutatók számára. Korlátozva van a bombázó részecske típusa hiszen a csak elvétve felhasználható γ sugárzáson kívül egyedül az α-részecske tanulmányozására ad lehetőséget (a β-részek az atommaggal nem lépnek kölcsönhatásba). Limitálva van ezenkívül az energia-tartomány és az időegység alatt kibocsátott részecskék száma is. A természetben előforduló maximális energia 10 MeV körül van, egy Curie aktivitású preparátum pedig mindössze $3{,}7.10^{10}$ részecskét bocsát ki másodpercenként. Ezért volt indokolt a törekvés, hogy az elektromos töltéssel rendelkező protonokat, deuteronokat, vagy akár az α-részeket is mesterséges úton, nagyfeszültség segítségével gyorsítsuk fel a kellő energiára. Az első ilyen kísérletet Cockroft és Walton végezte el 1930-ban. 600 kV-os feszültséget állítottak elő az általuk kidolgozott kaszkádkapcsolás segítségével, és ezt protonok gyorsítására alkalmazták. A nagyenergiájú protonok lithiumba ütközve a

$$Li^7 + H^1 = 2\,He^4$$

magreakciót hozták létre.

A gyorsítás általános elvei

Elektromos térbe helyezett e töltésű részecskére

$$P = eE$$

erő hat, ahol E az elektromos térerősség vektora. Ha biztosítani tudjuk azt, hogy az erő hatására szabadon elmozdulhasson, akkor felgyorsul és kinetikus energiája megnő a kezdő (1) és a végpont (2) közti potenciálkülönbségnek megfelelően

$$E = e(V_1 - V_2)$$

értékkel. Nagyenergiájú atommagok előállításához tehát, szükség van mindenekelőtt egy ionforrásra, amely a kisenergiájú és lehetőség szerint teljesen ionizált atomokat szolgáltatja, majd egy olyan térrészre, amelyben a nyomást kis értékre csökkentettük le, hogy az ionok ütközés nélkül vagy legalábbis minimális számú ütközéssel tudják befutni pályájukat. Végül elő kell állítani egy megfelelően kialakított elektromos teret, amely a most már szabadon mozgó ionokat felgyorsítja és az ionforrástól a céltárgyhoz irányítja.

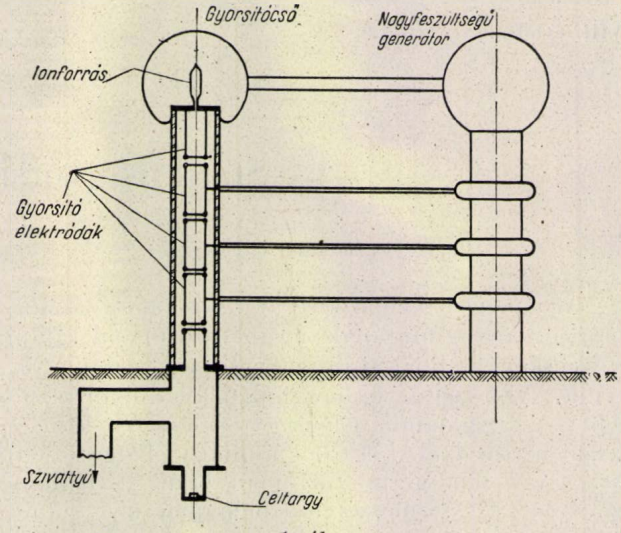
A gyorsítóberendezéseket két nagy csoportba oszthatjuk. Az első, elvileg egyszerűbb megoldásnál a vakuumrendszer, az úgynevezett gyorsítócső két végpontja között azt a teljes feszültségkülönbséget hozzuk létre, amelynek megfelelő energiát el akarunk érni. A gyorsítócső egyik végén elhelyezett ionforrásból kilépő kisenergiájú ionok a csövön való egyszeri végigfutás alatt végső energiájukat érik el. Ezt a típust nevezzük *statikus* gyorsítóknak. A másik típus, — amelyet célszerűen *periodikus* gyorsítóknak nevezhetünk — jellemzője, hogy a végenergiának megfelelő feszültségnek csak tört részét állítja elő, és ezen az aránylag kis feszültségkülönbségen többször futtatja át a gyorsítandó részecskét. Ennek energiája minden átfutásnál a feszültségkülönbségnek megfelelően megnő.

Bármelyik típusú gyorsításról legyen is szó, a kívánt nagyságú gyorsítófeszültség előállításával a feladatnak csak egy részét oldottuk meg. Az ionforrás és a céltárgy között az ionok ugyanis néhány métertől sok ezer km-ig terjedhető utat tesznek meg, ami a céltárgy néhány cm²-es felületével rendkívül kis térszöget definiál. Ezért gondoskodni kell arról, hogy ne csak azok az ionok jussanak a céltárgyra, amelyek az annak megfelelő térszögben indultak el, hanem azok is amelyek akár a kezdeti helytelen irányítás, akár később bekövetkező irányváltozás miatt a helyes iránytól eltértek. Ezt az *irányfokuszálást* elektromos és mágneses terek kialakításával tudjuk elérni.

A periodikus gyorsítók egyes típusainál a gyorsítás feltétele az, hogy az ionok a gyorsítási periódus meghatározott pillanatában, fázisában fussanak át a gyorsító résen. Itt tehát az irányfokuszálás mellett a *fázisfokuszálás* szükségessége is fellép, azaz gondoskodni kell arról, hogy a helyes fázishoz képest sietve, vagy késve érkező ionok se essenek ki a további gyorsításból. Ezt általában a gyorsító tér időbeli változásának helyes megválasztásával lehet elérni.

Statikus gyorsítók

Az 1. ábrán látható a statikus gyorsítók elvi felépítése. A kívánt potenciálkülönbség előállításáról a nagyfeszültségű berendezés gondoskodik, amely manapság általában kaszkád generátor vagy nagynyomású szalaggenerátor. Az előállított nagyfeszültséget a gyorsítócső elektrodáihoz vezetjük, amelyek egyrészt a gyorsítás, másrészt az irányfokuszálás feladatát látják el. A gyorsítás menete természetesen független attól, hogy milyen berendezés állította elő a feszültséget és kizárólag a gyorsítóelektródák kialakításától függ.



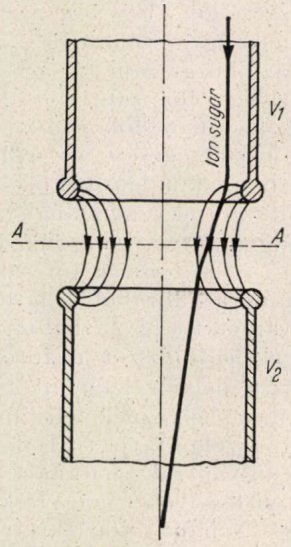
1. ábra

A gyorsítócső. A gyorsítócső egy 20—30 cm átmérőjű, néhány méter hosszú szigetelőanyagból készült cső, amelyben diffúziós szivattyúk 10^{-5}—10^{-6} Hgmm nyomású vákuumot tartanak fenn. Ezáltal biztosítva van benne az ionok szabad mozgása. Az ionok a felső, nagyfeszültségű elektródában elhelyezett ionforrásból indulnak ki. Ez lényegében egy gázkisülési cső, amelynek katódjában nyílás van, hogy a feléje tartó ionok a kisülési térből a gyorsítócsőbe juthassanak. Itt a kívánt elektromos teret fém elektródák segítségével alakítjuk ki, melyek potenciálja fokozatosan csökken a nagyfeszültségű elektróda potenciáljától egészen földpotenciálig.

Kétféle elektróda elrendezés használatos. A *szakaszos* felépítésnél — amilyen az 1. ábrán is látható — az elektromos tér kevésszámú gyorsító rés közvetlen környezetében van koncentrálva, ami egyenetlen, lépcsős potenciál eloszlást jelent az ionok útja mentén. A *homogénterű* gyorsítócsőben — mint neve is mutatja — egyenletes potenciáleloszlást, homogén elektromos teret hozunk létre.

A 2. ábrán egy szakaszos gyorsítócső két hengeralakú elektródája között kialakuló elektromos teret láthatjuk. Jól végig tudjuk követni ennek az elektromos lencsének gyorsító és fokuszáló hatását. Az első, V_1 potenciálon levő gyorsítóhenger belsejében az ionsugár energiája $E_{k1} = e(V_0 - V_1)$, ha V_0 a nagyfeszültségű elektróda potenciálja, ahonnan az ionok $E_{k0} = 0$ energiával indultak el. A második henger potenciálja $V_2 < V_1$, a köztük kialakuló elektromos tér axiális komponense $E_{k2} = e(V_0 - V_2)$ energiára gyorsítja fel az ionokat. Ha most egy olyan ion mozgását vizsgáljuk, amely az ábra szerint a szimmetriatengellyel párhuzamosan, attól bizonyos

távolságra halad az első henger belsejében, akkor láthatjuk, hogy erre a gyorsító résben radiális irányú erők is hatnak mégpedig az $A - A$ szimmetriasík felett a tengely felé, alatta attól elmutató iránnyal. A szimmetria következtében ugyanakkora erőhatás irányítja az ionokat a



2. ábra

tengely felé, mint amekkora az $A - A$ sík után ellenkező irányba. Az első szakaszban azonban még kicsi a részecskék energiája, lassan haladnak s így soká tartózkodnak a tengely felé mutató erő hatása alatt. Az $A - A$ sík alatti szakaszt már felgyorsulva nagy sebességgel futják át, ezért a kifelé mutató erők hatása kevésbé tud érvényesülni. Az összegezett hatás végülis az eredetileg tengellyel párhuzamos nyalábnak tengely felé való irányítása, fokuszálása lesz.

A homogénterű gyorsítócsőben nagyszámú elektróda alkalmazása biztosítja az egyenletes potenciáleloszlást, és a tengely mentén állandó elektromos tér kialakulását (3. ábra). Ennek a homogén térnek fokuszáló hatása kicsi, feladata elsősorban a gyorsítás. A fokuszáló hatást a homogén tér elején és végén kialakuló inhomogén terek fejtik ki.

A gyorsítócső alsó, földpotenciálon levő végén, ahol a céltárgy és a megfigyelőberendezések helyezkednek el $E_k = eV_0$ energiával, megfelelő fokuszálás esetén néhány milliméter átmérőjű sugárnyaláb formájában jelennek meg a felgyorsított ionok. Mielőtt a céltárgyba ütköznének többnyire egy mágneses elhajlítón futnak át, amely elkülöníti a meg nem felelő ion-fajtákat. Ez a mágneses eltérítés — amelynek mértéke az ionsugár energiájától függ — felhasználható megfelelő szervomechanizmus közbeiktatásával a feszültségforrás feszültségének és ezzel az ionsugár energiájának stabilizálására is.

A nagyfeszültségű generátor. Ha egy szigetelten elhelyezett fémelektródát elektromos töltéssel látunk el, akkor annak a földhöz képest

$$V = Q/C$$

lesz a potenciálja, ahol Q az elektródára vitt töltést, C pedig az elektróda és a föld közötti kapacitást jelenti. Ennek következtében az elektróda felületén E térerősség lép fel, melynek nagysága a feszültségtől és az elektróda alakjától függ. A feszültséget addig lehet növelni, amíg a felület valamelyik pontján a térerősség túl nem lépi a levegő $E_ü$ átütési szilárdságát és átütés nem következik be. Normálállapotú levegőre $E_ü = 3$ millió Volt/m. R sugarú, önmagában álló gömbön a feszültség és a térerősség közötti összefüggés

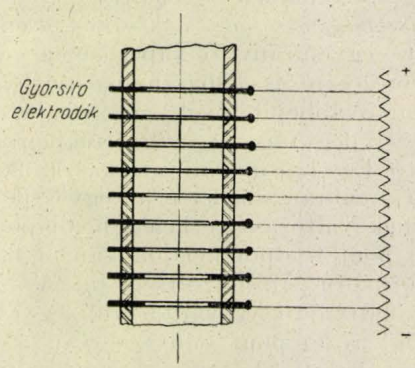
$$E = V/R$$

Ha ezt összevetjük az átütési szilárdságra megadott fenti adattal, láthatjuk, hogy egy 2 m átmérőjű gömbön maximum

$$V_{max} = E_ü \cdot R = 3\,MV/m \cdot 1m = 3\,MV$$

érhető el. Ezt természetesen a felületi egyenetlenségek és a földpotenciálon levő felületek (falak, mennyezet) közelsége még csökkenti.

A levegő szigetelőképességének letörése a feszültségnövelés szempontjából csak az egyik korlátozó tényező. Az elektródát tartó szigetelőoszlopok és a gyorsítócső mentén ugyanis átívelés következhet be, esetleg még az átütésre vezető feszültség elérése előtt. Az átívelés ellen az oszlopok hosszának elegendő nagyra való választásával lehet védekezni.



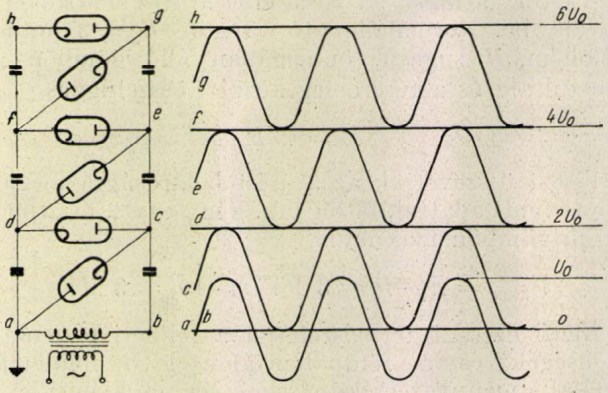
3. ábra

Mindebből következik, hogy egy-két millió Volt feszültségnél nagyobb feszültség eléréséhez rendkívül nagy méretekre van szükség ezért a feszültségnövelés a geometriai méretek növelése útján ezen a határon túl gyakorlatilag nem valósítható meg. Van azonban egy másik lehetőség is a feszültség növelésére, mégpedig a környező gáz szigetelőképességének, átütési szilárdságának növelése. Ez a gáznyomás megemelésével egyszerűen valósítható meg. Fennáll ugyanis az alábbi összefüggés :

$$E_ü(p) = E_ü(1) \cdot p$$

vagyis pl. 10 at nyomás esetén a levegő eredeti $E_ü(1) = 3MV/m$ átütési szilárdsága $E_ü(10) = 30$ MV/m-re nő meg s így azonos geometriai elrendezés mellett 10-szeres feszültséget lehet elérni. Gyakorlati kivitelnél a nagyfeszültségű elektróda-

rendszert egy nagynyomású tartályban helyezik el, amelyet valamilyen indifferens gázzal — legtöbbször nitrogénnel — töltenek meg. Ezeknél az úgynevezett tankgenerátoroknál egy feszültségosztó ellenállásláne megfelelő potenciálú pontjaihoz kötött segédelektródákkal szokás gondoskodni



4. ábra

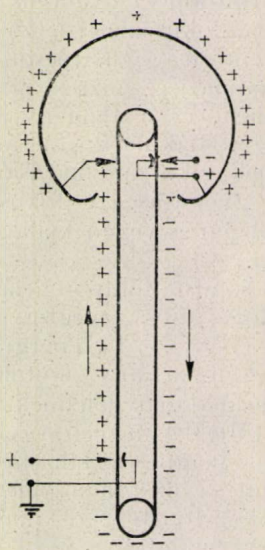
arról, hogy minél egyenletesebb potenciáleloszlás, minél homogénebb tér alakuljon ki a nagyfeszültségű elektróda és a földelt felületek között. Így a nagyfeszültségű elektróda közelében a gyors potenciálesés mérsékelhető, ami egyben a felületi térerősség csökkenését is jelenti.

A kaszkád-generátor. A közönségesen ismert vetilcsöves egyenirányító kapcsolás a feszültség megkétszerezésére is felhasználható és az alapkapcsolás továbbépítésével az első fokozat feszültsége elvileg tetszőleges mértékben megsokszorozható. Egy három fokozatú kaszkádkapcsolás látható a 4. ábrán, mellette az egyes pontok feszültségének változása terheletlen állapotban.

Az a) pont földpotenciálon van, a b) pontra a transzformátor váltófeszültsége jut. A $b - c$ kondenzátor feltöltődik a váltófeszültség csúcsértékére és így a c) pont ennyivel van a b) pont feszültsége felett. Az $a - c$ ventilcsövön levő feszültség — mint látható — a 0 és a kétszeres csúcsfeszültség között mozog. A $c - d$ ventilcsövön nyitott állapotban átfolyó áram feltölti az $a - d$ kondenzátort a c) pont maximális feszültségére, vagyis a kétszeres csúcsfeszültségre. Ez a kondenzátor a $c - d$ ventil szelephatása miatt nem tud kisülni és így a d) ponton a transzformátor kétszeres csúcsfeszültségének megfelelő egyenfeszültség jelenik meg. A $c - d$ ventilen ugyancsak 0 és a kétszeres csúcsfeszültség között változik a feszültség. Ezt egyenirányítja hasonló módon a következő kaszkádegység és így a $d - f$ kondenzátor ismét a kétszeres csúcsfeszültségnek megfelelő egyenfeszültségre töltődik fel. Ugyanez a helyzet a harmadik fokozat $f - h$ kondenzátorán. Az $a - h$ pontok között tehát az első fokozat feszültségének háromszorosa azaz a transzformátor csúcsfeszültségének hatszorosa jelenik meg. További fokozatok hozzáadásával a feszültség az eddigiek szerint tovább nő.

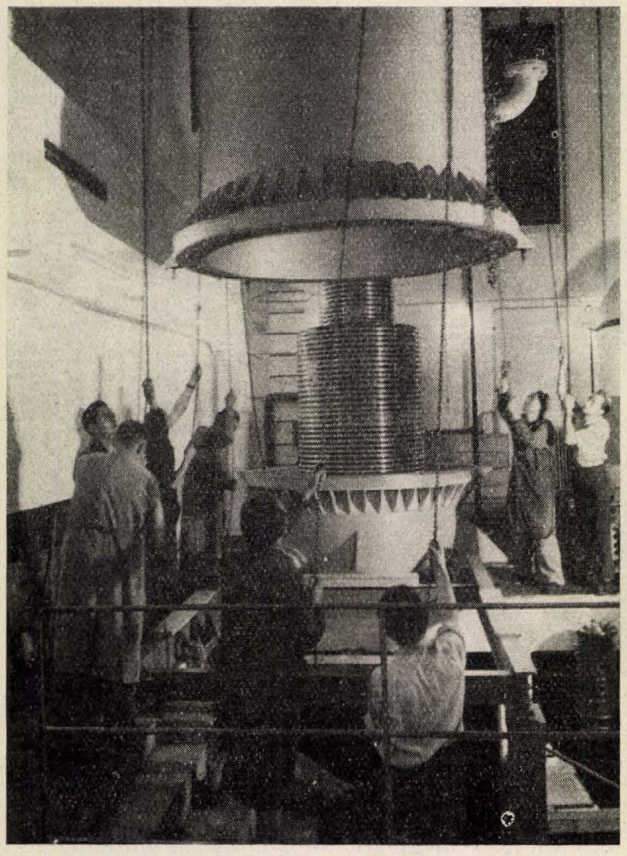
A fenti egyszerű feszültségviszonyok terheletlen állapotra vonatkoznak. Ha a $a - h$ pontok közé terhelést iktatunk be, akkor az a záróperiódusokban kisüti a kondenzátorokat s így hullámosságot okoz. Ezenkívül a h) pont feszültségének maximális értéke sem éri el a terheletlen állapotnak megfelelő feszültséget. Úgy ez a feszültségesés, mint a hullámosság a fokozatok számával rohamosan nő és a fokozatszám túlságos megnövelése esetén elérheti egy fokozat teljes feszültségének értékét is. Ezen túl a fokozatok számát hiába növeljük. A feszültségesést és a hullámosságot csökkenteni lehet a kondenzátorok kapacitásának és a tápfeszültség frekvenciájának növelésével.

A kaszkádgenerátor konstrukciójának egyik fő problémája a ventilcsövek fűtése. A fűtőszálak ugyanis — mint az ábrából is látható — nagyfeszültségen vannak, s így a hálózatról nem táplálhatók. Ezért legtöbbször a fűtőszálnak megfelelő potenciálú helyen szigetelt tengellyel hajtott fűtődinamót helyeznek el, amely a szükséges energiát szolgáltatja. Elvileg különbözik ettől az az ugyancsak használatos megoldás, amelynél a ventilcsöveket nagyfrekvenciás energiával fűtjük. Néhány száz kc váltófeszültség számára ugyanis a nagyfeszültségű kondenzátorok igen kis impedanciát jelentenek, ami lehetővé teszi, hogy a fűtőszálakhoz rajtuk keresztül juttassunk nagyfrekvenciájú energiát. A legkorszerűbb kaszkádgenerátorokban radikálisan oldják meg a ventilcsövek problémáját: ventilcsövek helyett megfelelő nagy zárófeszültséggel rendelkező száraz egyenirányítókat alkalmaznak. Ez nagymértékű egyszerűsítést jelent a kaszkádgenerátor felépítésében és üzemében is.

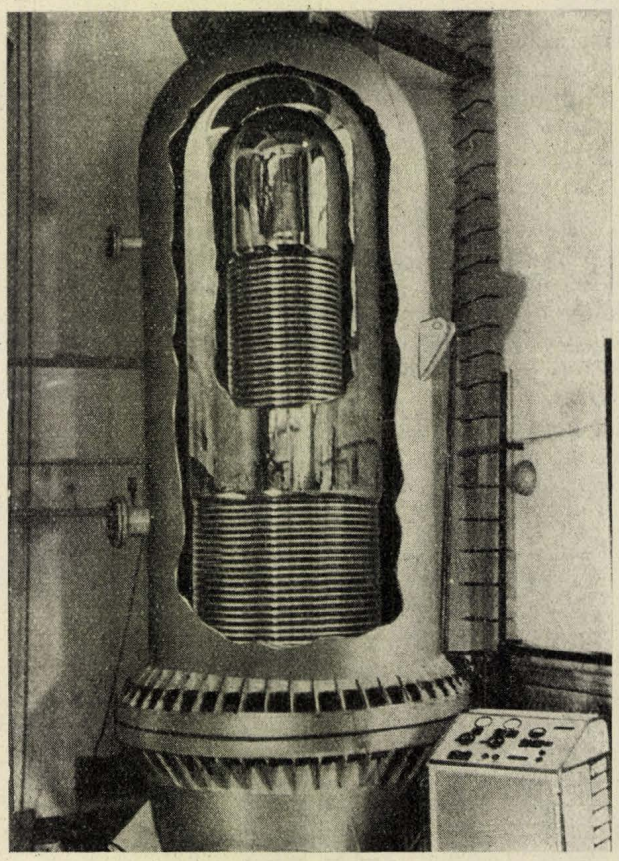


5. ábra

A szalaggenerátor. Elvi felépítése az 5. ábrán látható. A nagyfeszültségű elektróda és a föld között szigetelőanyagból készült szalag fut a nyilak irányában nagy sebességgel. E közben elhalad az alsó meghajtó henger közelében elhe-



A K. F. K. I. Atomfizikai Osztályának 4,5 MV-os tankgenerátora szerelés közben



A K. F. K. I. Atomfizikai Osztályának 4,5 MV-os tankgenerátoráról készült fotomontázs

lyezett tűsor és egy elektróda között. E két utóbbira néhány kV-os nagyfeszültség van kapcsolva, aminek hatására a tűk hegyénél a levegő ionizálódik és a pozitív ionok a szalagra vándorolnak. Az így feltöltött szalagfelület a nagyfeszültségű elektróda belsejében elhelyezett tűsor előtt fut el, a megosztás következtében kialakuló elektromos tér itt is ionizálja a levegőt és a tűről a szalagra vándorló negatív töltés semlegesíti a szalag pozitív töltését. A tűsor a pozitív töltést mintegy „leszedi" a szalagról. A lefelé haladó szalagág ugyancsak kihasználható töltőáram szállításra, ha azt a nagyfeszültségű elektróda belsejében negatív töltéssel látjuk el, a fentiek során ismertetett módon.

A szalag által szállított töltőáram nagysága a szalag sebességének, szélességének és a felületi töltéssűrűségnek szorzata.

$$I = vd\,\sigma$$

Technikai okokból v és d nagysága korlátozva van, a töltéssűrűség maximális értékét pedig az szabja meg, hogy a töltések hatására fellépő elektromos térerősség nem haladhatja meg a levegő átütési szilárdságát. A felületi töltéssűrűség és a térerősség között fennálló összefüggés :

$$\sigma = \varepsilon_0 E = 8{,}85 \cdot 10^{-12} \cdot E\ Cb/m^2$$

$E_{ü} = 3$ MV/m átütési szilárdság mellett a szalaggal felvihető áram maximális értéke :

$$I_{max} = 2{,}65 \cdot vd \cdot 10^{-5}\ A$$

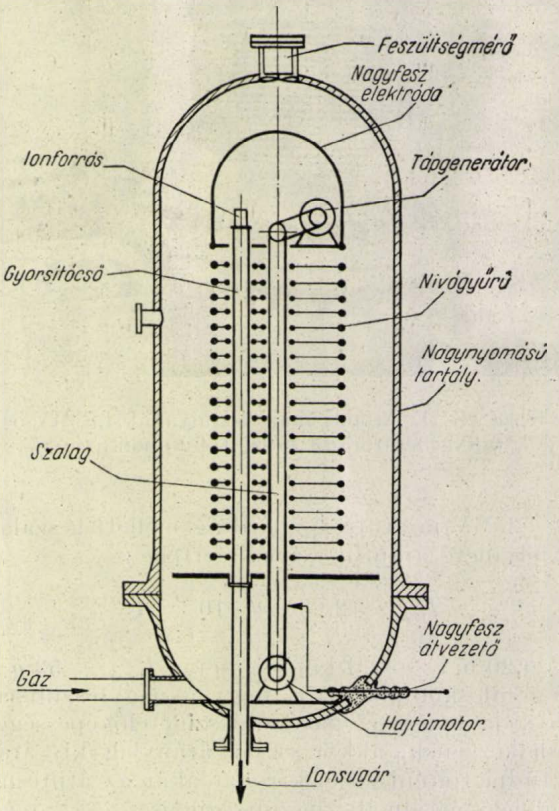
$d = 0{,}20$ m és $v = 10$ m/sec esetén $I_{max} = 53\ \mu A$. Ha gondoskodunk arról, hogy a nagyfeszültségű elektróda tartóoszlopai kellő szigetelőképességgel rendelkezzenek, akkor ez az aránylag kis áram fel tudja tölteni az elektródát akár az átütésnek megfelelő maximális feszültségig is.

A szalaggenerátort egyszerű felépítése rendkívül alkalmassá teszi arra, hogy nagynyomású tartályba helyezve tankgenerátorként működjék. (l. 6. ábra). Ilyenkor feltétlenül szükség van az elektromos tér egyenletessé tételére szolgáló nívólemezekre, ezen kívül a nagyfeszültségű elektróda valamint a tank közé gyakran még egy segédelektródát is helyeznek, amint az a Központi Fizikai Kutató Intézet Atomfizikai Osztályán épült 4,5 MeV tankgenerátor fényképén is látható. A nívólemezek potenciálját egy ellenállás-lánc segítségével csökkentjük földpotenciálra úgy, hogy két-két lemez között mindenütt azonos feszültségkülönbség van. Ily módon csaknem teljesen homogén potenciál eloszlást lehet biztosítani, ami a gyorsítócső, a szalag és a tartószigetelő elektromos igénybevételét nagymértékben csökkenti. A szalaggenerátornak nagynyomású tartályba való helye-

zése a feszültség növelésén kívül azzal az előnnyel is jár, hogy az átütési szilárdság megnövekedése következtében a szalag nagyobb töltőáramot tud szállítani.

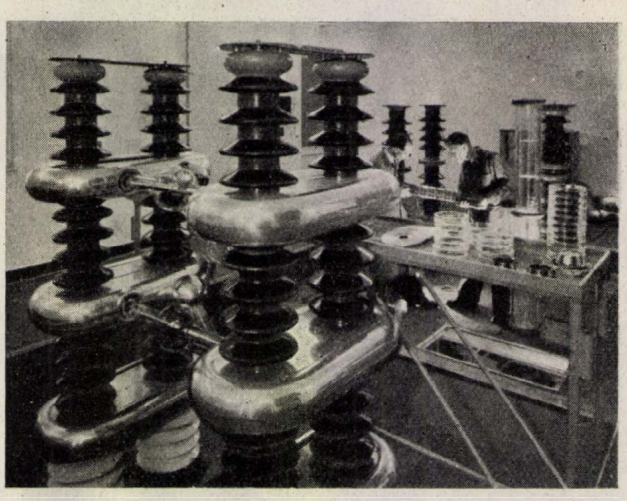
A statikus gyorsítók felhasználása

Említettük már, hogy a gyorsítócsőben bekövetkező gyorsítás szempontjából elvileg közömbös a nagyfeszültség előállításának módja. A kaszkádgenerátor és a szalaggenerátor azonban egymástól annyira eltérő tulajdonságokkal rendelkezik, hogy ezt a gyorsításnál is figyelembe kell venni. Ennek az eltérésnek a következménye az is, hogy alkalmazási területük egymástól meglehetősen elhatárolt. A kaszkádgenerátor ventilcsövei aránylag nagy áramerősséget képesek átengedni, s így a kaszkádgenerátorok általában több mA terhelő árammal dolgozhatnak, vagyis nagyintenzitású ionsugár gyorsítására alkalmasak. Nagy hátrányuk ezzel szemben a terheléskor fellépő feszültségingadozás, ami több kV-ot is kitehet. A szalaggenerátornál épp fordított a helyzet. A szalagra aránylag kis áramot lehet csak felvinni s így 100 μA nagyságrendű ionáram gyorsítására van csak lehetőség. A generátor feszültsége ezzel szemben igen jól stabilizálható, úgyhogy ma ez a típus — főleg tankgenerátorként használva — a magfizikai kutatások egyik legprecízebb berendezésének tekinthető.



6. ábra

A két generátornál a gyorsítócső felépítése is különböző. A kaszkádgenerátor, mint láttuk, szakaszosan állítja elő a nagyfeszültséget, s így szinte megkívánja a szakaszos gyorsítást. Ezért a kaszkádgenerátorokhoz szinte kivétel nélkül szakaszos gyorsítócső csatlakozik, míg a tankgenerátorban a már amúgyis meglevő potenciálosztás a homogénterű gyorsítócső alkalmazását teszi lehetővé.



A K. F. K. I. Atomfizikai Osztályának 600 kV-os nagyfrekvenciás fűtésű kaszkádgenerátora szerelés közben. Előtérben a generátor, hátul az épülő gyorsító rész látható.

A kaszkádgenerátort, minthogy bonyolult szerkezeti felépítése miatt tankban való elhelyezésre általában nem alkalmas, 1—1,5 MV-nál nagyobb feszültségre nem szokták építeni. Az 1 MeV alatti energiatartományban azonban nagy áramerőssége következtében igen sokoldalúan használható, akár a gyorsított részekkel létrehozott magreakciók közvetlen tanulmányozására, akár olyan részecskék forrásaként, amelyek a direkt nyalábbal keltett magreakciók során jönnek létre (neutronok, γ kvantumok). Különösen elterjedt a kisfeszültségű (néhány száz kV) generátorok neutron forrásként való alkalmazása, mert aránylag egyszerű felépítésük mellett $D-D$ vagy $D-T$ reakciókból igen nagy neutron fluxust képesek szolgáltatni.

A magreakciók tanulmányozása során legtöbbet használt készülék a tankgenerátor. Többnyire 3—4 MV feszültségre készül, de néhány nagy generátor 10—12 MeV energia előállítására is alkalmas. Néhány tized ezrelékre stabilizált energiájú ionsugarával különösen alkalmas a magreakciók rezonancia tulajdonságainak vizsgálatára, nagy energiája pedig lehetővé teszi, a magreakciók tanulmányozását nehéz atommagokon is. Igen elterjedt felhasználása éppen avval magyarázható, hogy a magreakciók szempontjából legfontosabb néhány millió eV-os energiatartományban tud kellő energiahomogenitással aránylag nagy ionáramot szolgáltatni.

Erő János
Központi Fizikai Kutató Intézet
Atomfizikai Osztálya

A félvezetők felületi tulajdonságai

Dr. Walter Houser Brattainnak a Nobel-díj átvétele alkalmával tartott előadása, 1956.

Rendkívüli örömmel tölt el, hogy a fizikai Nobel-díjra méltónak találtattam, ugyanakkor teljes mértékben tudatában vagyok annak, hogy nagy számú tudományos dolgozó képviseletében állok itt, akiknek munkája és fáradozása nélkül ma nem állhatnék ezen a helyen. Mindenekelőtt tisztelettel adózom tanáraimnak, elsősorban az elhúnyt *Benjamin Brown* professzornak, a Whitman College tanárának, aki a fizika iránti érdeklődésemet felkeltette és aki szüleimnek is tanára volt. Meg kell emlékeznem mindazokról a kutatókról, akik a félvezetők vizsgálatával foglalkoznak; kutatásaink eredményességéhez az ő munkájuk sokban hozzájárult. Végül köszönettel tartozunk a Bell-Telephone-Laboratóriumban dolgozó munkatársainknak, akiknek hathatós segítsége munkánkat nagyon megkönnyítette. Mindenekelőtt *R. S. Ohl, J. H. Schaff* és *H. C. Theuerer* kollégáinkat említem, akik a sziliciumkutatás területén úttörő munkát végeztek és akiknek új félvezetőfajtát sikerült kikísérletezniük. Kísérleteinkhez a sziliciumot és germániumot *Scaff* és *Theuerer* bocsátotta rendelkezésünkre, a *p*—*n*-átmenetet pedig elsőnek *Ohl* fedezte fel. Most, a Nobel-díj átvételekor meg kell mondanom: teljes mértékben tudatában vagyok annak, milyen szerencsés körülmények segítették munkánkat: éppen a megfelelő időben megfelelő munkatársak közé és környezetbe kerültünk, és sikerült az előző kutatások eredményeit hasznosítanunk. Mindazok, akik munkánk eredményességét elősegítették, fogadják erről a helyről is hálás köszönetemet.

Azzal szeretném kezdeni, hogy hangsúlyozom a szilárd anyag felületének fontosságát. Sok érdekes és fontos jelenség játszódik le felületen. Felületen történik a kémiai reakciók katalízise. A napfény hatására lényegében a növények felületén keletkezik a cukor. A biológia tekintélyes része felületi reakciókkal foglalkozik.

Mit tudunk ma a testek felületéről? Mi tulajdonképpen egy test felülete? Milyen mérhető tulajdonságai vannak? Az anyag három halmazállapota közül lényegében a gázok viselkedését és tulajdonságait sikerült leghamarabb tisztázni; a kvantummechanika segítségével pedig figyelemre méltó eredmények születtek a homogén szilárd testek tulajdonságainak értelmezése területén.

A felület első modelljét a *Nobel*-díjas *Irvin Langmuir* készítette: nagy vákuumban tiszta wolfrámot vizsgált és tanulmányozta a felületén lejátszódó egyszerű adszorpciós jelenségeket[1]. A felületet jellemző legfontosabb mérési eredményének a kilépési munkát kell tekintenünk, vagyis az elektron potenciális energiájának ugrásszerű megváltozását a wolfrám területén; azt is észrevette, hogy ez a potenciál megváltozik, ha a wolfrám felületére idegen atomok vagy molekulák adszorbeálódnak. Sikerült meghatároznia ezeknek a részecskéknek az elpárolgásához szükséges hőmennyiséget. Vizsgálatai alapján egy felületnek a következő lényeges tulajdonságaira lehet következtetni: 1. A testek felülete olyan határfelület, ahol az anyag egyik vagy több komponensének koncentrációja erősen megváltozik. 2. A felületen potenciálugrás vagy energiaváltozás lép föl. Fém esetén ezek a változások néhány Å vastagságú szakaszra esnek, ezért a felület vizsgálata rendkívül nehéz. A wolfrám felületének viselkedése hosszú időn át alapját képezte a felületi jelenségek értelmezésének. Ha azonban szennyezett felületeket vizsgálunk — és legtöbbször ezeknek a tanulmányozása a fontosabb —, azt találjuk, hogy az ilyen felületek tulajdonságai lényegesen eltérnek a wolfrám felületi tulajdonságaitól.

Rendkívül fontos eredmény, hogy a félvezetőkutatás eredményeként új felületmodellhez jutottunk: ez a modell a *p*—*n*-átmenet a szilicium- vagy germánium-egykristályban. Ez a modell bizonyos értelemben éppen ellentéte a tiszta wolfrámmodellnek. Azt lehetne mondani, hogy a reális felületek legnagyobb része e két modell közé sorolható és a felületek egyes tulajdonságainak értelmezésére az egyik, más tulajdonságaik magyarázatára a másik modell a megfelelőbb.

Germánium és gáz határfelületének tulajdonságait — legalábbis kvalitatíve — a *p*—*n*-átmenet modellje segítségével lehet értelmezni. Beszéljük meg e modell tulajdonságait. A *p*—*n*-átmenet a legegyszerűbb és legtisztább szilárd testekben fordul elő. Ilyen anyag pl. a germánium-egykristály, amelynek atomjait kovalens kötés tartja össze; ebben a kristályban elektronok és lyukak egyensúlyban lehetnek. Ezeknek a részecskéknek létezését a vegyértékkötés termikus disszociációja határozza meg:

$$\textit{vegyértékkötés} \rightleftarrows n + p.$$

A reakcióra fennáll továbbá az

$$np = K \qquad (1)$$

tömeghatás törvénye, ahol n és p a (negatív) elektronok, ill. a (pozitív) lyukak koncentrációját jelenti egyensúlyi állapotban adott hőmérsékleten. A K állandó elsősorban a T hőmérsékletnek a függvénye; függ ezenkívül attól is, mekkora ΔE energia szükséges ahhoz, hogy az elektron a vegyértékkötésből kiszakadjon és elektron-lyuk-pár keletkezzék:

$$K \sim e^{-\frac{\Delta E}{kT}}. \qquad (2)$$

Itt k a Boltzmann-állandót jelenti. A (2) egyenletben az arányossági tényező alapvető fizikai állandókból és a kristály sűrűségéből határozható meg. Az elektron-lyuk-pár ΔE disszociációs energiája a

[1] Tudományos tevékenységemet a Bell-Telephone-Laboratóriumban kezdtem *J. A. Becker* irányítása alatt, aki elsőnek ismerte fel a fémek felületi tulajdonságainak fontosságát és ma is ezen a területen dolgozik.

félvezető jellemző adata, értéke germániumban közelítőleg $^3/_4$ eV, sziliciumban 1 eV, a többi félvezetőben néhány tized és néhány eV között változik.

A leglényegesebb az a tapasztalat, hogy míg adott hőmérsékleten az egyensúlyi koncentrációk szorzata állandó, külön-külön azonban mindkét koncentráció tág határok között változik, ha a félvezetőbe szennyező atomok kerülnek. Ha a szilicium vagy a germánium kristályrácsába a periódusos rendszer ötödik oszlopában álló elem atomjai épülnek be, n értéke nagy lesz, p értéke pedig megfelelően lecsökken, szorzatuk azonban állandó marad. Ha a kristályrácsba a harmadik oszlop valamelyik elemének atomjai épülnek be, akkor p értéke lesz nagy és n kicsi.

Tekintsünk most a germániumkristályban egy p—n-átmenetet, amelynek az egyik oldala n-típusú ($n_1 > p_1$), a másik pedig p-típusú ($p_2 > n_2$). A két tartomány érintkezési felületén fenn kell állnia az $n_1 > n_2$ és $p_2 > p_1$ egyenlőtlenségnek, hiszen $n_1 p_1 = n_2 p_2 = K$. A koncentráció-ugrás azt eredményezi, hogy az 1 tartományból elektronok diffundálnak a 2 tartományba, a 2 tartományból pedig defektelektronok vándorolnak az 1 tartományba. Ezáltal az 1 tartomány pozitív, a 2 tartomány pedig negatív töltésre tesz szert; a feltöltődés addig tart, míg a töltések elektromos tere és a koncentrációkülönbség által keltett, ellentétes irányú áramlás egymást éppen kompenzálja. Ekkor a kristály stacionárius egyensúlyi állapotba kerül. A két tartomány közti potenciálkülönbség ebben az állapotban:

$$V = \frac{kT}{e} \log \frac{n_2}{n_1} = \frac{kT}{e} \log \frac{p_1}{p_2}. \qquad (3)$$

A két tartomány határfelületén tértöltési kettősréteg alakul ki. A ϱ töltéssűrűség és a V potenciál kapcsolatát a

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = \frac{4\pi}{\varepsilon} \varrho \qquad (4)$$

Poisson-egyenlet írja le, ahol ε a közeg dielektromos állandója. A kettősréteg vastagsága a fémek felületén kialakuló kettős réteg vastagságához képest nagy. Germánium esetén pl. kb. 10^{-4} cm.

Felület-modellünk tehát fázis-határréteg, ahol a komponensek koncentrációja erősen megváltozik és ahol a potenciál ugrásszerűen megváltozik és kettősréteg alakul ki. A modell tulajdonságait célszerűen úgy tanulmányozzuk, hogy a felület két oldalán a komponensek koncentrációját megváltoztatjuk és ezzel az egyensúlyi állapotot megzavarjuk. Ennek hatására a határfelületre merőleges irányú potenciálkülönbség a (3) egyenletnek megfelelően megváltozik. Ezt a potenciálváltozást meg lehet mérni. Ha p_1' és p_2' jelenti a lyukak koncentrációját az 1 és 2 tartományban az egyensúly beállta előtt, akkor a potenciálváltozást a következő egyenlet írja le:

$$\Delta V = \frac{kT}{e} \log \frac{p_1'}{p_1} = \frac{kT}{e} \log \frac{n_2'}{n_2}. \qquad (5)$$

Vegyük észre, hogy az (5) egyenletben a döntő tényező a kisebbségi töltéshordozók koncentrációjának változásától függ. Ugyanúgy meg lehet határozni, mekkora töltésáramlás lép fel, illetve mennyivel változik meg a kettősréteg töltése akkor, ha az egyensúlyi állapotot megzavarjuk. Az áramerősségre a következő egyenlet írható fel:

$$I = I_s \left(\frac{p_1'}{p_1} - 1 \right) \qquad (6)$$

ahol I_s az ún. telítési áram; értéke attól függ, milyen sebességű az elektronok és a lyukak termikus keltése és rekombinációja a felület két oldalán. Az egyensúlyi állapotot úgy lehet megzavarni, hogy a felületre merőlegesen elektromos áramot bocsátunk át. Ebben az esetben az áramerősséget a (6) egyenlet írja le. Az egyensúlyi állapotot úgy is megszüntethetjük, hogy az érintkezési felület közelében — pl. megvilágítással — elektron-lyuk-párokat keltünk. Ebben az esetben az I értékét úgy kapjuk meg, hogy a párkeltés sebességét megszorozzuk az e elemi töltéssel. Ha az egyensúly megbontására egyidejűleg mindkét lehetőséget használjuk, akkor I az előbb említett két áramerősség összegét jelenti. Megjegyezzük, hogy az (5) és a (6) egyenletekből a p_1'/p_1 kiküszöbölhető és ezáltal az ismert egyenirányító-egyenlethez jutunk.

Ennek a felületnek a mérhető fizikai tulajdonságai tehát a következők: potenciálváltozás, koncentrációváltozás és az egyensúlyi állapot visszaállásának sebessége. Általában minden felületnek ezek a mérhető jellemzői.

Tekintsük most olyan germánium felületét, amelyet gázalakú közeg vesz körül. Közte és egy vonatkoztatási elektróda között a *Kelvin*-módszerrel kontaktpotenciálkülönbség mérhető. Ha a felületen a potenciálugrás valamilyen oknál fogva megváltozik, ennek eredményeként megváltozik a kontaktpotenciál is. Ha a felület egyensúlyi állapotát megvilágítással megzavarjuk, az eredő potenciálváltozást meg lehet mérni. Ez a felületi fényelektromos effektus. Ha a germánium alakját alkalmas módon vékonynak és hosszúnak választjuk, megmérhetjük a fotovezetőképességet is és ennek segítségével kiszámíthatjuk, mennyivel változott meg a kisebbségi töltéshordozók koncentrációja. Vastag germániumkristály alkalmazása esetén meg lehet mérni, mennyi az elektronok és lyukak átlagos élettartama a kristály belsejében, majd a vékony germánium esetén észlelt tranziens jelenségek alapján meghatározhatjuk a lyukak és elektronok rekombinációjának sebességét a felületen. E vizsgálatok eredményeként kétségtelenné vált, hogy a germánium felületén mindig tértöltési kettősréteg alakul ki. Ez a réteg a germánium felületétől függően vagy p- vagy n-típusú. Ez egyébként függ a környező gáz természetétől; a germánium belsejének ugyanis a felületével egyensúlyban kell lennie. A germánium és a gáz határfelületén mindazok a jelenségek megtalálhatók, amelyek kvalitative jellemzőek egy olyan p—n-

átmenetre, amelynek 1 oldalán adott n-típusú állapot van, a 2 oldalát pedig p^+-típusból n^+-típusúvá[2] változtatjuk. Egy $n-(p^+)$-átmenet esetén pl. a fotoelektromótoros erő olyan irányú, hogy az n-típusú tartomány még erősebben negatívvá válik. Ha a p^+-tartomány negativitása egyenlővé válik az 1 tartományéval, a fotoelektromótoros erő zérussá válik ; ha pedig a 2 tartományt n^+-típusúvá tesszük, megváltozik a fotoelektromótoros erő előjele. Az elektromótoros erő abszolút értéke $n-(p^+)$ átmenet esetén a legnagyobb. Ha az 1 tartomány p-típusú lenne, hasonló változások lépnének föl mint akkor, ha a 2 tartományt p^+-típusból n^+-típusúvá változtatjuk. Most viszont $p-(n^+)$ átmenet esetén a legnagyobb a fotoelektromótoros erő abszolút értéke. Hasonlóak a viszonyok a germánium és a gáz határfelületén is. Ezenkívül extrém esetekben előre meg lehet mondani a fotoelektromótoros erő nagyságát és irányát, ha ismerjük a lyukak és elektronok sűrűségét és élettartamát a kristály belsejében, továbbá ismerjük az illető kristálydarab felületén a rekombináció sebességét. Az erre vonatkozó kísérleti és elméleti eredmények megnyugtatóan egyeznek.

Minthogy a gáznemű környezetben lévő germániumkristály felülete más típusú lehet, mint a kristály belseje, a fenti eredményekből az a következtetés vonható, hogy a felület elektromos vezetőképessége különbözik a kristály belsejének vezetőképességétől, ha a felület vezetési típusa megváltozik. Elég vékony rétegben ezek a változások mérhetők. A felület típusának megváltozásakor meg kell változnia a kettősrétegnek is. A kettősréteg töltésváltozását természetesen indukálhatjuk úgy, hogy a felületre merőleges elektromos teret hozunk létre és azután megmérjük, hogyan változott meg a vezetőképesség a tér hatására. Ez a *Shockley* által megjósolt téreffektus, amelyet azonban eleinte nem sikerült kimutatni.

Elektromos térben tehát megváltozik a félvezető vezetőképessége, a környező gáz természetének változásakor pedig változnak felületi tulajdonságai. Az ezekkel a jelenségekkel kapcsolatos kísérletek arra az eredményre vezettek, hogy a felület változásai lehetnek lassúak vagy gyorsak. Ha pl. a germánium felületét megvilágítjuk, a kontaktpotenciál értéke hirtelen megváltozik, majd lassan ismét leesik az eredeti értékre. Hasonlóan viselkedik a felületi vezetőképesség is, ha a kristályra hirtelen elektromos teret kapcsolunk. A felületi fotoeffektus és a felületi vezetőképesség megváltozásakor természetesen megváltozik a felület közelében lévő kettősréteg töltése is. Ezeknek a tapasztalatoknak az alapján vezették be a „lassú" és a „gyors" felületi állapotok fogalmát ; a kettősréteg töltései ezekben az állapotokban tartózkodhatnak. A „gyors" állapotok „jó összeköttetésben" állnak a germánium-tömbbel és rendkívül gyorsan — 1 μsec-on belül — egyensúlyba vagy stacionárius állapotba kerülhetnek vele. A „lassú" állapotok azonban csak gyenge kapcsolatban állnak a kristály belsejével. Másodpercek, esetleg percek telhetnek el addig, míg követni tudják a megvilágítás vagy a tér által előidézett változásokat. Esetleg nem is állapotok ezek, hanem az abszorpciós egyensúly megváltozásáról vagy a környező gázzal való stacionárius egyensúlyi állapot megváltozásáról van szó.

A germánium tulajdonságainak ismeretében ki lehet számítani, hogyan változik a potenciál, amint a tértöltés-rétegre merőlegesen a felület felől a kristály belseje felé haladunk. Kiszámítható továbbá, hogyan változik a töltés a tértöltési rétegben. Ha a germánium felületét p^+-típusból n^+-állapotúvá változtatjuk, a vezetőképességnek minimumon kell átmennie. Ha ezt a minimumot kísérletileg sikerül meghatározni, akkor megállapíthatjuk a tértöltési rétegen lévő potenciálkülönbséget és a vezetőképesség változásából következtetni lehet a potenciál változására. A téreffektus segítségével pedig meg lehet határozni a felületi töltés teljes megváltozását és a vezetőképesség változásából következtetni lehet arra, hogy a töltésváltozásnak hányadrésze esik a tértöltési tartományra. A felületi töltések összegének természetesen zérusnak kell lennie, ha a felületen a térerősség zérus. Ha Σ_z, Σ_{gy} és Σ_l jelöli a záróréteg, a gyors és a lassú állapotok töltését, akkor

$$\Sigma_z + \Sigma_{gy} + \Sigma_l = 0 .$$

Ha a kristály elektromos térben van, akkor a jobboldalon zérus helyett a tér által indukált töltés mennyisége áll. Minthogy a Σ_z értékét ki lehet számítani, továbbá meg lehet mérni a teljes töltésváltozást lassú és gyors változások esetén, ezért a Σ_{gy} és a Σ_l értéke meghatározható. Meghatározható továbbá a tértöltés-réteg potenciálváltozása és a felület teljes potenciálváltozása. A felület ugyanis több részre osztható és az egyes összetevőkre vonatkozó adatok külön-külön mérhetők. Már csak az marad hátra, hogy a kémiai változásokat is egyidejűleg meghatározzuk és hogy megállapítsuk a felület fizikai és kémiai változásainak kapcsolatát. Ma még ez a probléma megoldatlan, de meggyőződésem, hogy ezek a kérdések is hamarosan tisztázódnak.

Az eddig elért eredményekre szeretnék egy példát említeni. Ha ugyanazon felületen és ugyanazon időben megmérünk bizonyos mennyiségeket, mint a környező gáz függvényét, akkor meg lehet állapítani a gyors állapotok vagy csapdák energiaeloszlását és annak valószínűségét, hogy az elektronok és a lyukak ezekbe az állapotokba befogódnak. Az említett mérendő mennyiségek : a fotovezetőképesség, az élettartam, a vezetőképesség megváltozása elektromos térben és a felületi fényelektromos effektus. E mérések alapján és a germánium-darab alaptulajdonságainak ismeretében megállapítható : 1. hogyan függ a gyors állapotok töltésének megváltozása a felületi tértöltés-réteg potenciálkülönbségétől ; 2. hogyan függ a gyors állapotok töltésének megváltozása a töltéshordozók koncentrációjától és 3. a felületi rekombináció

[2] A +-jel arra utal, hogy az illető tartomány extrém p- ill. n-típusú.

sebessége. Ezek a mennyiségek a környező gáz vagy a felületi potenciál függvényei, függenek továbbá a gyors részecskecsapdák energiaspektrumától. A 2. pont alatt említett mennyiség függ ezenkívül az elektronok és a lyukak befogódási hatáskeresztmetszetének hányadosától, a rekombináció sebessége pedig a befogódási hatáskeresztmetszetek szorzatától. Az elméletileg nyert matematikai összefüggések integrálegyenletek és általában nehezen oldhatók meg. Lényeges kérdés, hogy a csapdák energiaspektruma diszkrét vagy folytonos-e. A vizsgálatok azt mutatják, hogy a vegyérték- és a vezetési sáv közepének közelében a csapdák energiaspektruma folytonos, és meghatározott felületi kezelés esetén az energiaspektrum független a környező gáz adataitól és a germánium típusától. A lyukak és az elektronok befogódásának hatáskeresztmetszetére a következő közelítő kifejezés érvényes :

$$\frac{\sigma_p}{\sigma_n} \approx 150 .$$

Hasonlóképpen meghatározható a hatáskeresztmetszetek szorzata is :

$$\sigma_p \sigma_n \approx 2{,}4 \cdot 10^{-31}\ \mathrm{cm}^4 .$$

A két összefüggés alapján kiszámíthatók a befogódási hatáskeresztmetszetek :

$$\sigma_p \approx 6 \cdot 10^{-15}\ \mathrm{cm}^2 ; \quad \sigma_n \approx 4 \cdot 10^{-17}\ \mathrm{cm}^2 .$$

Ezek az értékek teljesen elfogadhatók ; azt is mutatják, hogy a gyors csapdák akceptorjellegűek, vagyis negatív töltésük van, ha elektronnal vannak betöltve, betöltetlen állapotban pedig semlegesek. A pozitív lyuk és a negatív csapda vonzása alapján tehát érthető, hogy a lyuk befogásának hatáskeresztmetszete nagyobb.

Összefoglalóan tehát azt mondhatjuk, hogy a gáz környezetben lévő germánium felületének fizikai természete elsősorban a felület kezelésétől és a gáz természetétől függ, de független az alapanyag vezetési típusától. A felület és a környező gáz között lejátszódó reakció, speciálisan a *Bardeen-Brattain*-féle oxigén-vízgőzciklus, a gyenge katalitikus reakciók egyik példája. Az ilyen egyszerű felület tulajdonságainak tisztázása döntő jelentőségű más felületi jelenségek, különösen a katalízis megértése szempontjából. A felületi jelenségek vizsgálatára szolgáló első kísérletek vezettek a tranzisztorhatás felfedezésére. Azóta sok más kutató is, pl. *Bardeen, Henisch, Aigrain, Dugas, Many* és *Garrett* hasonló eredményre jutott. Nem kevésbé fontosak *L. Brown*nak a téreffektusra és a „Channel conduction"-ra vonatkozó vizsgálatai, valamint *Statz*nak és munkatársainak hasonló irányú kutatásai.

Fordította : *Szabó János*

A tranzisztor-hatás felfedezése

Prof. John Bardeennek a Nobel-díj átvétele alkalmával tartott előadása 1956.

1. *Bevezetés*

Az előadás keretében vázolni szeretnénk azokat a kísérleteket és alapvető meggondolásokat, amelyek a tranzisztor-hatás felfedezéséhez vezettek. Azokról a kutatásokról, amelyek a tranzisztorhatás felfedezése nyomán indultak meg, *W. Shockley* és *W. H. Brattain* előadásában lesz szó. Mint a továbbiakban látni fogjuk, ez a felfedezés csak egy lépés volt a félvezető-kutatások útján és e kutatások eredményeihez a legkülönbözőbb országok tudósai hozzájárultak. Az említett felfedezés azáltal vált lehetővé, hogy a harmincas években a félvezetők elméletét részletesebben kidolgozták és hogy a negyvenes években sikerült a szilárd anyagokat, elsősorban a germániumot és a sziliciumot jóval tisztábban előállítani. Az előadás első részében vázolni kívánom, mit tudtunk a félvezetők elektromos vezetéséről és a fém-félvezető-kontaktusok egyenirányító hatásáról kutatásaink megindulása idején.

A tranzisztort-hatást azoknak a kutatásoknak a során sikerült felfedezni, amelyeknek célja a félvezetők alapvető tulajdonságainak a tisztázása volt. Ezek a vizsgálatok a Bell-Telephone-Laboratóriumban indultak meg 1946 elején. A félvezető-kutatás egy részét képezte annak a nagyobbszabású tudományos programnak, amely *O. Morgan* és *W. Shockley* irányításával a szilárd testek vizsgálatát tűzte ki célul. A félvezetők kutatásával foglalkozó csoport munkáját *Shockley* irányította. Ebben a csoportban dolgozott *W. H. Brattain*, aki főleg a felületi tulajdonságok és az egyenirányítás problémájával foglalkozott, *G. L. Pearson*, aki a szilárd testek belső tulajdonságait tanulmányozta, továbbá a szerző, aki e két kutatási terület elméleti kérdései iránt érdeklődött. Később a fiziko-kémikus *G. L. Gibney* és az elektrotechnikus *H. M. Moore* is bekapcsolódott a csoport munkájába és nagy segítségünkre voltak a kémiai, ill. technikai problémák megoldásában.

Talán érdemes megjegyezni, hogy a háború alatt egyikünk sem foglalkozott félvezetőkkel, bár *Brattain* és *Pearson* a háború előtt széleskörű tapasztalatra tett szert ezen a területen. Ezért a szilicium- és germánium-detektorok fejlesztése területén a háború alatt elért eredményeket kutatásainkban felhasználhattuk, s ugyanakkor elfogulatlanul nyúlhattunk a problémákhoz. Sok segítséget kaptunk a laboratórium többi osztályától, ahol közvetlenül katonai célú kutatások folytak. Különös hálával tartozunk *J. H. Schaff*, *H. C. Theuerer* és *R. S. Ohl* kollégáinknak.

Programunk elsődleges célja az volt, hogy a félvezető-jelenségeket az atomelmélet alapján minél mélyrehatóbban értelmezzük. A harmincas évek-

ből a következő elméleti alapgondolatokat örököltük :

1. *Wilson* (1) a kvantummechanika segítségével olyan elméletet dolgozott ki, mely az energiasávmodellen alapszik és amely a félvezetők elektronvezetését a felesleg-elektronok, röviden elektronok és hiányelektronok, röviden lyukak segítségével írja le. Ennek az elméletnek a félvezetőkutatás további fejlődése szempontjából alapvető jelentősége van. Segítségével meg lehet határozni, hogyan függ a töltéshordozók koncentrációja a hőmérséklettől és a szennyeződésektől.

2. *Frenkel* (2) elmélete segítségével értelmezni lehetett bizonyos fotovezetési jelenségeket. (A kontaktpotenciál megváltozása megvilágításkor, fotomagnetoelektromos effektus.) Frenkelnek sikerült olyan általános egyenleteket találnia, amelyek helyesen írják le, hogyan függ az áram erőssége nemegyensúlyi állapotban a lyukak és az elektronok koncentrációjától. Frenkel felismerte, hogy elektromos áramot nemcsak elektromos tér hozhat létre, hanem a töltéshordozóknak a koncentrációváltozás-okozta diffúziója is.

3. A kontaktegyenirányításra egymástól függetlenül *Mott* (3), *Schottky* (4) és *Davidov* (5) dolgozott ki elméletet. Schottky és munkatársa, *Spenke* elmélete tekinthető matematikai szempontból is a legteljesebbnek.

Kutatásaink szempontjából igen nagy jelentősége volt annak, hogy a háború alatt és után megoldották a germánium és szilicium tiszta előállításának, valamint elektromos tulajdonságaik szabályozásának problémáját. Kutatásainkban főleg ezeket az anyagokat használtuk, mert az alapvető kutatások szempontjából ezek a legalkalmasabbak, hiszen ezen a területen különösen fontos az elméleti és kísérleti munka összehangolása. A szennyezések kémiai természetétől függően elektronvezetőkké vagy lyukvezetőkké tehetők.

A harmincas években — elsősorban egyenirányító hatásuk gazdasági jelentősége miatt — a kísérleti kutatásokban főleg rézoxidul (Cu_2O) és szelént használtak. Mindkét anyag komplex szerkezetű és elektromos vezetőképességük nehezen szabályozható. Noha az elméletek segítségével sok félvezetőjelenséget kvalitatíve helyesen lehetett értelmezni, az elméletek meggyőző kvantitatív ellenőrzése még hiányzott. Néhány esetben viszont, főleg az egyenirányító hatás területén, a kísérleti és elméleti vizsgálatok lényegesen eltérő eredményekre vezettek. Nem lehetett azonban megállapítani, hogy a nehézségeket az elmélet hiányossága okozta-e, vagy abból adódtak, hogy az elmélet ellenőrzésére használt anyagok nagyon messze voltak az ideális állapottól.

A háború alatt az Egyesült Államok több egyetemén, állami és ipari kutatóintézetében foglalkoztak a germánium és a szilicium vizsgálatával. E vizsgálatok célja elsősorban az volt, hogy a radarkészülékek számára megfelelő tűs érintkezésű detektorokat („cats whisker") kísérletezzenek ki. Elsősorban a Purdue Egyetemen folyó germániumvizsgálatokat és a Bell-Telephone Laboratóriumban folyó szilicium-kutatásokat kell megemlíteni. Az előbbi vizsgálatokat *K. Lark-Horovitz* irányította, az utóbbiakat pedig *S. Ohl* indította meg még a háború előtt, majd később ugyanő, illetve a *J. H. Scaff* irányításával dolgozó kutatócsoport folytatta. 1946 óta viszonylag tiszta polikristályos anyagokat tudunk előállítani, elektromos tulajdonságaikat pedig megfelelő mennyiségű donor- és akceptor-szennyezés hozzáadásával befolyásolhatjuk. A germánium és a szilicium elektromos tulajdonságaira vonatkozó első munkák közül igen jelentősek *C. Benedicks* vizsgálatai (1915, Svédország).

A félvezetőkutatás nemcsak tudományos szempontból látszott jelentősnek, hanem azért is, mert a félvezetők az elektronikus berendezésekben egyre szélesebbkörű alkalmazásra találtak ; közülük 1945-ben a diódákat, varisztorokat és termisztorokat ismertük. A szakemberek azonban remélték, hogy a félvezetők segítségével triódát vagy erősítőt is lehet készíteni. Erre vonatkozólag két javaslat is elhangzott. Az egyik a fém-félvezető-kontaktus és a vákuumdióda analógiáján alapult. Ha a kontaktus mentén kialakuló tértöltés-rétegbe valahogyan sikerülne rácsot juttatni, akkor a kontaktuson átfolyó áram erősségét szabályozni lehetne. A gyakorlati nehézséget az okozza, hogy normális körülmények között a tértöltés-réteg vastagsága csupán kb. 10^{-4} cm. *Hilsch* és *Pohl* (6) kísérletei azonban azt mutatták, hogy az alapgondolat helyes. Az említett szerzők alkálihalogenid kristályban, amelyben a tértöltés-tartomány vastagsága 1 cm volt, triódát képeztek ki. Minthogy azonban ezzel a triódával csak 1 Hz-nél kisebb frekvenciájú rezgéseket lehetett erősíteni, elektrotechnikai alkalmazásaira nem lehetett gondolni.

A másik elképzelés azon a gondolaton alapult, hogy egy vékony félvezetőréteg vezetőképességét tranzverzális tér segítségével szabályozni lehet (Téreffektus). Egyszerű kivitelben a félvezetőkorong egy lemezes kondenzátor egyik elektródáját alkotja, a másik lemez pedig a vezérlő elektróda. Ha a kondenzátorra feszültséget kapcsolunk, akkor a korongban töltések indukálódnak. Ha ezek a töltések mozoghatnak, akkor a vezérlő elektróda feszültségének változásakor a vezetőképességnek is változnia kell. Ezt az elrendezést első ízben Shockley javasolta ; számításai alapján azt lehetett várni, hogy megfelelő geometria és alkalmas anyag esetén az effektus segítségével a váltóáramú jelek megfelelő módon erősíthetők (7).

A kutatások megindulásakor még nem lehetett látni, hogy a tűs- és rétegtranzisztorok az előbbi elgondolásoktól különböző elv szerint működnek. A tranzisztorok elvét, amelyben az elektronok és a pozitív lyukak egyaránt szerepet játszanak, a felületi tulajdonságok részletesebb tanulmányozása során sikerült csak felfedezni.

Shockleynak a téreffektusra vonatkozó gondolata a kutatók figyelmét a felületi jelenségek és a felületi állapotok tanulmányozására fordította. *Shockley, J. R. Haynes, H. J. McScimin, W. Yager* és *R. S. Ohl* kezdeti kísérletei azonban, amelyek-

ben felgőzölögtetett germánium- és sziliciumrétegeket használtak, teljesen negatív eredményre vezettek. A további vizsgálatok azután azt mutatták, hogy az előző kísérletek negatív eredményének az az oka, hogy a felületen lokalizált elektronok olyan állapotokkal rendelkeznek, amelyekben az indukált töltések nagy része helyhez kötött (8). A felületi állapotokkal lehet magyarázni azokat a jelenségeket is, amelyeket a germániumból és sziliciumból készült tűs diódákban észleltek és amelyeknek a magyarázatát addig nem ismerték.

A felületi jelenségek vizsgálata nemcsak a gyakorlati alkalmazások, hanem az alapkutatások szempontjából is igen jelentősnek bizonyult. Noha elméletileg előre várni lehetett, hogy a belső állapotoktól különböző felületi állapotok léteznek, kísérleti vizsgálatuk szinte teljesen hiányzott. Elhatároztuk tehát, hogy az ilyenirányú vizsgálatokra különös súlyt fektetünk. A felületi tulajdonságokra vonatkozó vizsgálatokat, amelyek a Bell-Laboratóriumban indultak meg (1946), továbbfolytattuk s ma már sok kutatócsoport foglalkozik ezzel a problémakörrel (9).

Érdekes, hogy a téreffektus, amelyet eredetileg praktikus szempontból tartottak jelentősnek, éppen a felületi jelenségek alapkutatásában játszott fontos szerepet. Ugyanakkor a félvezetőtechnika fejlődésével sikerült olyan hatásos elektronikus erősítőt készíteni, amelynek működése a téreffektuson alapszik.

Mielőtt a kutatási program részleteire rátérnénk, röviden meg kell ismerkednünk a félvezetők és a fém-félvezető-kontaktusok vezetési mechanizmusának alapjaival.

2. *A félvezetők elektromos vezetésének természete*

Egy elektronfélvezető olyan vegyértékkristály, amelynek vezetőképessége erősen függ a hőmérséklettől és a kis koncentrációban jelenlevő idegen atomoktól. Az ideális kristály az abszolút zérusponton szigetelő. Ha a valenciakötések teljesen betöltöttek és nincsenek a kristályban további elektronok, akkor a kristályban elektromos áram nem jöhet létre. Töltésszállítás csak akkor lehetséges, ha az elektron-elrendeződés nem tökéletesen szabályos ; ezek a tökéletlenségek kétfélék lehetnek : *feleslegelektronok*, amelyek nem illenek már a vegyértékkötésekbe, és amelyek a kristályban mozoghatnak, továbbá *pozitív lyukak* (defektelektronok), vagyis olyan helyek, ahol a kötésrendszerben elektronok hiányoznak és amelyek szintén úgy viselkednek, mint mozgékony töltéshordozók. Míg az elektronok normális, $-e$ negatív töltéssel rendelkeznek, a lyukak töltése $+e$. A „mínusszor mínusz egyenlő plusz"-nak megfelelő esettel állunk szemben : az elektronkonfigurációban hiányzó negatív töltés pozitív töltésnek felel meg.

Egészében a félvezető elektromosan semleges : egyenlő számú pozitív és negatív töltésegységet tartalmaz. *Sajátfélvezető*ben (tiszta félvezetőben), amelyben termikus gerjesztéssel jönnek létre mozgékony töltéshordozók, kb. egyenlő számú elektron és lyuk van. Az *idegen-félvezető* (szennyezési félvezető) elektromos vezetését a kristályrácsban levő ionizált idegen atomok okozzák. Az *n*-típusú anyagban a feleslegelektronok *negatív* töltését az idegen iónok pozitív tértöltése kompenzálja. A *p*-típusú félvezetőben pedig a lyukak *pozitív* töltését a negatív töltésű szennyezések semlegesítik. Az olyan idegen atomokat, amelyek a kristályrácsba való beépüléskor pozitív töltésűekké lehetnek, *donorok*nak nevezzük. Az *akceptorok* viszont azok az atomok, amelyek a kristályrácsban negatív iónokká lesznek. A donorok tehát a félvezetőt *n*-vezetővé, az akceptorok pedig *p*-vezetővé teszik. Ha a kristályrácsban donorok is és akceptorok is vannak, akkor a kristály vezetési típusa attól függ, milyen atomok vannak többségben. A mozgékony töltéshordozók ebben az esetben az idegen atomok által keltett *nettó*-tértöltést kompenzálják. A most vázoltakat az I. táblázatban foglaltuk össze.

I. Táblázat : A félvezetők osztályozása

A vezetési típus elnevezése	Többségben levő töltéshordozók	Többségben levő idegen atomok
n-típus (felesleg elektronvezető)	elektronok	donorok
p-típus (hiányelektronvezető)	lyukak	akceptorok

Az előbbiekben modottakat a szilicium és a germánium esetében egész könnyen szemléltethetjük. A szilicium és a germánium a periódusos rendszerben a szén alatt áll, mindkét elem négyvegyértékű és gyémánt-rendszerben kristályosodik. Ebben a rendszerben minden atomot tetraéder-szerűen négy másik atom vesz körül, amelyekkel az illető atom kötést képez. A szén gyémántmódosulata normális esetben szigetelő ; a kötésrendszer teljesen telítve van, tehát többletelektronok nincsenek. Ultraibolya fény hatására (fényelektromos hatás) a gyémánt elektronjai kiszakadhatnak a kötéshelyekről és az így keletkező elektronok és lyukak a kristályt elektromos vezetővé tehetik : a kristály fotovezetőképességre tesz szert.

Ahhoz, hogy a kötésrendszerből egy elektront kiszabadíthassunk, a sziliciumban és a germániumban sokkal kevesebb energiára van szükség, mint a gyémántban. Magas hőmérsékleten a termikus gerjesztés hatására az elektronok tekintélyes része már szabaddá válik ; ilyenkor sajátvezetésről beszélünk.

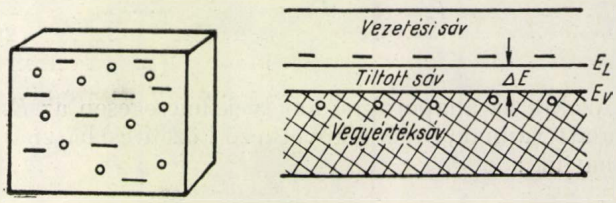
A négynél több vegyértékű atomok a germániumban és a sziliciumban rendszerint donorokká lesznek, a kevesebb vegyértékű atomok pedig akceptorokként viselkednek. Így pl. a periódusos rendszer ötödik oszlopának elemei donorok, a harmadik oszlopban állók pedig akceptorok. Ha az

ötödik oszlopban álló arzén egy atomja a germániumkristályban egy germániumatom helyére lép, akkor a kristályrács kötésében az arzénatomnak csak négy vegyértékelektronja vesz részt, az ötödik elektront csak a gyenge Coulomb-erő tartja kötve. Ezt a Coulomb-erőt a kristály nagy dielektromos állandója lényegesen gyengíti. A fölösleges elektron kötése annyira gyenge, hogy az arzénatomok már szobahőmérsékleten teljesen ionizálódnak. A periódusos rendszer harmadik oszlopában álló gallium, amelynek csak három vegyértékelektronja van, tipikus akceptor. Hogy a négy kötés létrejöhessen, a gallium egy másik elektront vesz fel és ezáltal a kristályban negatív iónként viselkedik. Töltését egy szabad pozitív lyuk semlegesíti.

Az elektronokra és lyukakra, a donorokra és akceptorokra vonatkozó általános fogalmakat már régebben ismerték, a megfelelő matematikai elmélet kidolgozása azonban csak *Wilson*nak sikerült (1) a szilárd testek sávmodellje alapján. A szilárd testek energia-sávmodellje, amelyet először a fémekre dolgoztak ki, úgy nyerhető, hogy a kvantummechanika módszereit alkalmazzuk egy kristályrács periódikus potenciálterében mozgó elektron viselkedésének a leírására. A különálló atomban az elektronok energiaszintjei diszkrétek. Ha azonban az atomok kristállyá épülnek össze, akkor a megengedett nívók folytonos sávot alkotnak. Ha egy energiasáv teljesen be van töltve, akkor az összes elektronok elektromos árama ebben a sávban zérus. A fémekben olyan energiasávok vannak, amelyek nincsenek teljesen betöltve. Szigetelőkben és félvezetőkben a legfelső betöltött energiasávot és a legközelebbi megengedett sávot — amely normális körülmények között teljesen üres — tiltott zóna választja el egymástól.

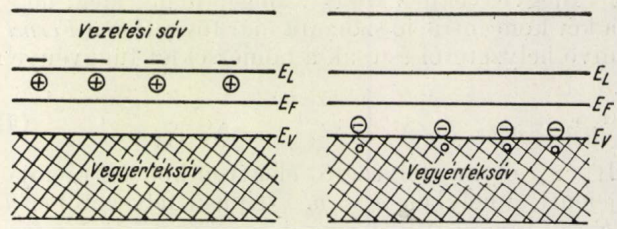
Ezeket a viszonyokat a legegyszerűbben az energiasávok diagramján szemléltethetjük. Az 1. ábrán egy sajátfélvezető sematikus energianívó-diagramja látható. A kémiai kötésben résztvevő elektronok folytonos energiasávot szolgáltatnak; ezt a sávot vegyértéksávnak (vagy valenciasávnak) nevezzük. E fölött a sáv fölött egy tiltott zóna helyezkedik el; a tiltott zóna ideális kristályban megengedett energianívókat nem tartalmaz. A tiltott zóna felett levő megengedett energiasávot vezetési sávnak nevezzük. Ahhoz, hogy egy elektron a vegyértéksávból a vezetési sávba kerüljön, ΔE energiára van szükség. A többlet- vagy vezetési elektronok energiája a vezetési sáv alsó szélére esik. A vezetési sáv alsó széle (E_l) egy nyugalomban levő elektron energiájának felel meg; a magasabb nívók olyan elektronokhoz tartoznak, amelyek meghatározott kinetikus energiával is rendelkeznek. A lyukak a vegyértéksávnak azok az állapotai, ahonnan elektronok hiányoznak. Egy sajátfélvezetőben az elektronok és a lyukak úgy jönnek létre, hogy termikus gerjesztés révén elektronok kerülnek a vegyértéksávból a vezetési sávba. Az így keletkező elektronok és lyukak száma megegyezik és ezek a kristályban statisztikusan oszlanak el.

Az n-típusú félvezetőben nagy számú elektron van a vezetési sávban és csak egészen kevés lyuk tartózkodik a vegyértéksávban. A periódusos rendszer ötödik oszlopából származó idegen donoratomok körül lokalizált elektronok energianívói általában a tiltott energiasávba esnek, éspedig



1. ábra. Egy sajátfélvezető (tiszta félvezető) energianívódiagramja. Az elektronok és a lyukak, amelyeknek a száma megegyezik, statisztikusan oszlanak el a kristályban

valamivel a vezetési sáv alsó széle alá. Ez azt jelenti, hogy csak kevés energia szükséges ahhoz, hogy a donoratom ionizálódjék és a leszakadt elektron a vezetési sávba kerüljön. A vezetési sávban levő elektronok negatív töltését a donorionok pozitív tértöltése semlegesíti. A periódusos rendszer harmadik oszlopában álló elemek atomjai akceptorok; ezeknek az atomoknak a nívói



2. ábra. n-típusú és p-típusú félvezető energianívódiagramja

(2 ábra) közvetlenül a vegyértéksáv fölött vannak. Ha termikus gerjesztés révén a vegyértéksávból elektronok mennek át ezekbe az energiaállapotokba, akkor az akceptorok negatív töltést nyernek. Az így keletkezett pozitív lyukak tértöltését a negatív akceptorok töltése kompenzálja.

Az energianívók betöltöttsége az E_F Fermi-nívók helyzetétől függ. Annak valószínűségét (f), hogy egy E energiájú állapotban elektront találjunk, a *Fermi—Dirac*-féle eloszlásfüggvény határozza meg:

$$f = \frac{1}{1 + e^{\frac{E-E_F}{kT}}} \qquad (1)$$

Egy félvezetőben a tiltott zóna ΔE szélessége általában nagy a kT termikus energiához képest (kT értéke szobahőmérsékleten kb. 0,025 eV); ezért azokra az energiaállapotokra, amelyek jóval az E_F fölött vannak, az f függvényt a következő függvénnyel közelíthetjük:

$$f \approx e^{-\frac{E-E_F}{kT}} \qquad (1a)$$

Az E_F alatt levő energiaállapotokra kényelmesebb annak a valószínűségét megadni, hogy az illető energianívó betöltetlen, vagyis hogy az illető állapot „egy lyukkal van betöltve". Ennek valószínűségét nyilvánvalóan a következő függvény írja le :

$$f_p = 1 - f = \frac{1}{1 + e^{\frac{E_F - E}{kT}}} \tag{2}$$

Azokra az állapotokra, amelyek lényegesen az E_F alatt vannak, ismét a következő közelítést használhatjuk :

$$f_p \approx e^{-\frac{E_F - E}{kT}} \tag{2a}$$

Jelöljük n-nel és p-vel az elektronok, ill. a lyukak koncentrációját (a térfogategységben foglalt elektronok, ill. lyukak számát) ; ezeket a mennyiségeket a következő függvények állítják elő :

$$\left.\begin{aligned} n &= N_L e^{-\frac{E_L - E_F}{kT}}, \\ p &= N_V e^{-\frac{E_F - E_V}{kT}} \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

N_L és N_V már csak jelentéktelen mértékben függ a hőmérséklettől, a mellettük álló exponenciális függvényekhez képest. Megemlítjük még, hogy a két koncentráció szorzata már független a *Fermi*-nívó helyzetétől és csak a hőmérséklet függvénye :

$$np = n_i^2 = N_L N_L e^{-\frac{E_L - E_V}{kT}} = N_L N_V e^{-\frac{\Delta E}{kT}} \tag{4}$$

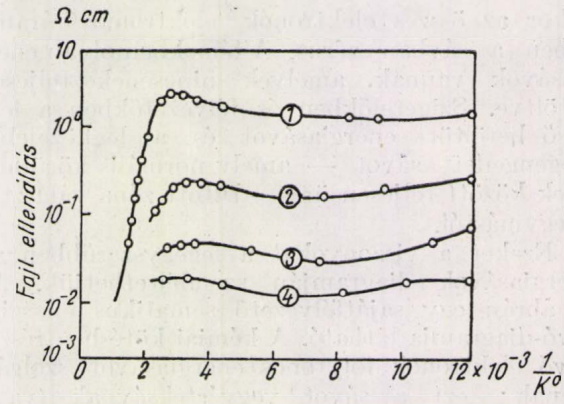
Itt n_i olyan félvezető elektron-koncentrációját jelenti, amelyben $n = p$. n-típusú félvezetőben a *Fermi*-nívó a tiltott energiasáv közepe fölött fekszik, ezért ilyen félvezetőben n lényegesen nagyobb, mint p. Az n értékét a donoriónok N_D^+ koncentrációja határozza meg, hiszen a kristály elektromosan semleges :

$$n - p = N_D^+ \tag{5}$$

A kisebb számban levő pozitív töltéshordozók p koncentrációja gyorsan nő a hőmérséklettel. Meghatározott körülmények között előfordul, hogy bizonyos hőmérséklet fölött az n és a p értéke oly naggyá válik az N_D^+ értékéhez képest, hogy a kristály sajátfélvezetővé válik. Az akceptoriónokat tartalmazó p-típusú félvezetőben viszont a p értéke nagyobb, mint n ; a *Fermi*-nívó most a tiltott energiasáv közepe alatt fekszik.

A *Fermi*-nívó az elektronok kémiai potenciáljával ekvivalens. Ha két vezetőt érintkezésbe hozunk és az egyik vezetőből elektronok léphetnek át a másikba, akkor a két vezető elektromos potenciálja úgy változik meg, hogy a *Fermi*-nívójuk egyenlő magasra kerül. Ha a 2. ábrán látható n- és p-típusú félvezető között létesítünk kontaktust, akkor az n-típusú anyagból kis számú elektron átmegy a p-típusú félvezetőbe. A p-típusú félvezető tehát az n-típusúhoz képest negatív töltésre tesz szert és elektronjainak elektrosztatikus potenciálja megnő. Az elektronok vándorlása mindaddig tart, míg a p-típusú anyag energianívói az n-típusú anyag nívóihoz képest annyira fel nem emelkedtek, hogy a *Fermi*-nívók egyenlő magasra kerülnek.

Ahhoz, hogy a germánium vagy a szilicium vezetőképességét lényegesen megváltoztassuk, nagyon kis mennyiségű idegen anyagra van szükség. A 3. ábrán logaritmikus léptékben felrajzoltuk, hogyan függ a különböző mennyiségű donor-antimónt tartalmazó germánium-kristályok elektromos ellenállása a hőmérséklettől. Ezeket a méréseket néhány évvel ezelőtt *Pearson* végezte. Az akkor rendelkezésre álló legtisztább mintadarabok fajlagos ellenállása szobahőmérsékleten kb. 10—20 Ohm cm ; ez azt jelenti, hogy kb. 10^8 germániumatomra jut egy donoratom. A magas zárófeszültségű (*H*igh *B*ack *V*oltage) germániumdiódák, továbbá az első tranzisztorok készítésére ilyen anyagot (H. B. V.) használtak. A ma előállítható legtisztább germániumban kb. 10^{10} Geatomra esik egy donor- vagy akceptoratom. A fajlagos ellenállás, mint a 3. ábráról leolvasható, az antimón koncentrációjának növekedésekor csökken ; az ellenállást már 10%-os koncentrációváltozás is lényegesen megváltoztatja. A hőmérséklet növelésével mindegyik mintadarab ellenállásgörbéje a tiszta germánium sajátvezetésének megfelelő görbéhez tart.



3. ábra. A különböző antimóntartalmú germániumkristályok vezetőképességének függése az $^1/T$ reciprok hőmérséklettől

Az elektronok és lyukak a kristályban könnyen mozoghatnak, többszáz vagy ezer atomtávolságot befuthatnak anélkül, hogy termikus mozgás, szennyezés vagy a kristályrács más perturbációi által szóródnának. Ez a körülmény az elektron hullámtermészetével magyarázható. Egy teljesen periódikus struktúrán ugyanis egy hullám gyengülés nélkül áthaladhat. Amikor az elektronokat elektromos vagy mágneses térben gyorsítjuk, hullámtermészetüket figyelmen kívül hagyhatjuk, az elektronokat és a lyukakat klasszikus részecskéknek tekinthetjük, amelyek a közönséges elektrontömeggel egyenlő nagyságrendű, de attól kissé eltérő effektív tömeggel rendelkeznek. Az effektív tömeg gyakran anizotróp, vagyis függ attól, hogy a részecske milyen irányban mozog a kris-

tályban. Az effektív tömeg fogalmát arra is felhasználhatjuk, hogy az elektronokból és lyukakból álló gáz hőmozgását megbecsüljük. Szobahőmérsékleten pl. a részecskék átlagos termikus sebessége nagyságrendileg 10^7 cm/sec.

A szórást az elektronok és a lyukak átlagos szabad úthossza segítségével írhatjuk le. Viszonylag tiszta kristályban normális hőmérsékleten a szórást főleg a kristályatomok termikus rezgéseivel való kölcsönhatás okozza. Kevésbé tiszta kristályokban, vagy alacsony hőmérsékletű viszonylag tiszta kristályokban az átlagos szabad úthosszt az idegen atomokon történő szórás határozza meg. A szórás következtében a töltéshordozókat az elektromos tér nem egyenletesen gyorsítja, hanem a részecskék a térerősséggel arányos áramlási sebességre tesznek szert. Az áramlási sebességet az elektronok és a pozitív lyukak μ_n, ill. μ_p mozgékonyságával fejezhetjük ki.

E erősségű elektromos térben az áramlási sebességet a következőképpen fejezhetjük ki :

$$V_n = -\mu_n E\,; \qquad V_p = \mu_p E\,. \tag{7}$$

Minthogy az elektronok töltése negatív, áramlási sebességük a tér irányával ellentétes irányú. Tiszta germániumban szobahőmérsékleten $\mu_n = 3800$ cm²/Vsec, $\mu_p = 1800$ cm²/Vsec. Ez azt jelenti, hogy a lyukak 1 V/cm erősségű elektromos térben 1800 cm/sec áramlási sebességre tesznek szert.

A vezetőképességet a következő formulákkal fejezhetjük ki :

$$\left.\begin{aligned} &n\text{-tipusú vezetés}: && \sigma_n = ne\mu_n\,; \\ &p\text{-tipusú vezetés}: && \sigma_p = pe\mu_p\,; \\ &\text{saját vezetés}\,; && \sigma = ne\mu_n + pe\mu_p \end{aligned}\right\} \tag{8}$$

Az n és a μ_n értékét a vezetőképesség mérése alapján még nem lehet meghatározni, a mozgékonyság meghatározásához további mérés szükséges. Leggyakrabban úgy járnak el, hogy a vezetőképességen kívül a *Hall*-állandót is megmérik. A Bell-Laboratórium kutatóprogramjának egyik részeként *Pearson* széles hőmérsékleti tartományban meghatározta a szilicium *Hall*-állandóját és ellenállását. Az egyes szilicium-kristályok különböző koncentrációban tartalmaztak bórt (a periódusos rendszer harmadik oszlopában álló akceptor) és foszfort (az ötödik oszlopban álló donor). A mérési eredmények kiértékelése (11) igazolta a fenti elméleti következtetések helyességét. Körülbelül ugyanebben az időben hasonló méréseket végeztek germániumon *K. Lark-Horovitz* és munkatársai. Azóta mindkét anyagon más kutatócsoportok még pontosabb méréseket végeztek. Ezek a széleskörű elméleti és kísérleti vizsgálatok a *Wilson*-féle modell helyességét kvantitatíve is igazolták.

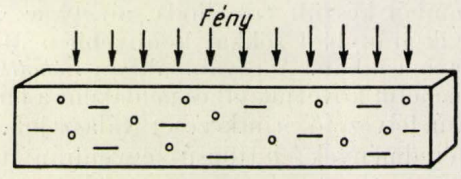
A töltéshordozók nemcsak elektromos tér hatására, hanem diffúzió következtében is mozognak ; a diffúziós áram sűrűsége arányos a koncentráció gradiensével. A lyukak, ill. az elektronok által szállított áram sűrűségét a következő formulákkal írhatjuk le :

$$\left.\begin{aligned} j_p &= p\mu_p E - D_p \operatorname{grad} p \\ j_n &= -n\mu_n E - D_n \operatorname{grad} n \end{aligned}\right\} \tag{9}$$

Einstein megmutatta, hogy a mozgékonyság és a diffúziós együttható a következő kapcsolatban áll egymással :

$$\mu = \frac{e}{kT} D\,, \tag{10}$$

ahol k a *Boltzmann*-állandó. A tranzisztorban a diffúziós és a vezetési áram egyaránt fontos szerepet játszik.



4. ábra: Az elektronok és defektelektronok diffuziójának vázlatos szemléltetése. A részecskék a felület közelében a fényabszorpció hatására keletkeztek

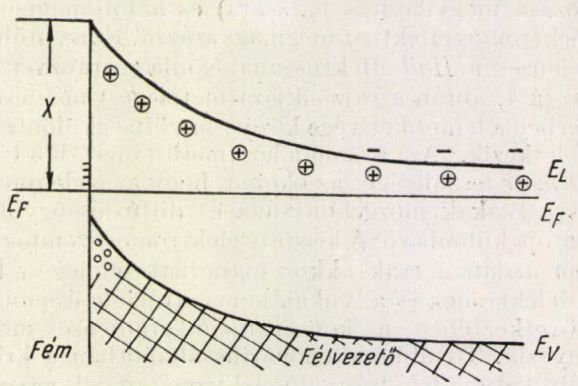
A diffúzió fogalmát először *Wagner* használta fel a fémek oxidációjának elméletében. A megfelelő egyenleteket azután *Frenkel* általánosította, amikor azt vizsgálta, milyen diffúziós áram keletkezik egy lemez felületének közelében a fényabszorpció hatására (l. a 4. ábrát). A fotonok az elektronokat a vegyértéksávból a vezetési sávba emelik és ezáltal egyenlő számú vezetési elektront és pozitív lyukat hoznak létre. Ezek a töltéshordozók bediffundálnak a lemez belsejébe. Az elektronok és a lyukak rekombinációja miatt a koncentráció a diffúzió előrehaladtával csökken. Arra az esetre, ha elektronok és pozitív lyukak vannak jelen, az áramlást leíró általános egyenleteket *Frenkel* állította fel ; az volt a célja, hogy a *Dember*-effektust (a kontaktpotenciál megváltozása megvilágítás hatására) és a fotomagnetoelektromos effektust megmagyarázza. Ez az utóbbi jelenség a *Hall*-effektus analogonja : tranzverzális (a 4. ábrán a rajz síkjára merőleges) mágneses térben a lemez két vége között feszültségkülönbség keletkezik. Az a gondolat merült fel, hogy a *Dember*-feszültséget az okozza, hogy az elektronok és a lyukak mozgékonysága és diffúziós együtthatója különböző. A kristály elektromos szempontból azonban csak akkor maradhat semleges, ha az elektronok és a lyukak koncentrációja és ennek következtében a koncentráció gradiense megegyezik. Továbbá stacionárius állapotban a kristály belseje felé irányuló elektronáramnak egyenlőnek kell lennie a lyukak áramával, vagyis makroszkópikusan tekintve elektromos áramnak nem szabad fellépnie. Ha azonban D_n nagyobb mint D_p, akkor az elektronok diffúziós áramának nagyobbnak kell lennie a lyukak áramánál. Valójában egy E erősségű elektromos tér keletkezik, amely a lyukakat gyorsítja, az elektronokat pedig fékezi és ezáltal az áramerősségeket

kiegyenlíteni igyekszik. Az E térerősség integrálja megadja a felület és a kristály belseje közti feszültségkülönbséget, tehát a kontaktpotenciál megváltozását. Mint a továbbiakban látni fogjuk, megvilágításkor a felületi záróréteg sokkal nagyobb mértékben megváltoztathatják a kontaktpotenciált.

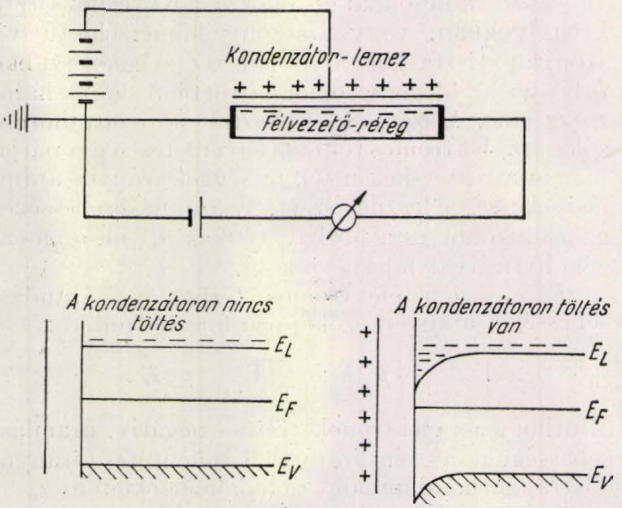
3. *Kontaktegyenirányító*

Hogy a tűstranzisztor működését megérthessük, először röviden meg kell beszélnünk a fém és a félvezető érintkezésekor fellépő egyenirányító hatást. Ismert példa a rézoxidul- és a szelén-egyenirányító, továbbá a germániumból vagy a sziliciumból készült tűs dióda, amely az áramot az egyik irányban sokkal könnyebben átengedi, mint a másikban. A továbbiakban *Schottky* gondolatmenetét követjük (4) és példaként a fém és az n-típusú félvezető érintkezését választjuk. A kapott eredmények p-típusú egyenirányítóra is alkalmazhatók, csupán a potenciálok és a töltések előjelét kell megváltoztatni. A legkényelmesebben úgy járhatunk el, hogy olyan energianívó-diagramot használunk, amelyen az energiasávok helyzetét az elektrosztatikus potenciálok megváltozása után az érintkezési felületre merőleges vonal mentén ábrázoljuk (5. ábra). A határfelületen kialakuló potenciálfal megakadályozza az elektronok áramlását a kontaktuson át és ezzel egyenirányító hatást hoz létre.

A fém *Fermi*-nívója a vezetési sávnak normális körülmények között betöltött, legfelső nívói fölött fekszik. A fém és a félvezető érintkezési felülete mentén kialakuló réteg sajátságai következtében viszonylag nagy (esetleg 0,5 eV) χ energia szükséges ahhoz, hogy egy elektron a fém *Fermi*-nívójából a félvezető vezetési sávjába kerüljön. A félvezető elektromosan semleges belsejében a *Fermi*-nívóknak az energianívókhoz viszonyított helyzetét a vezetési elektronok koncentrációja, tehát a donoratomok koncentrációja határozza meg. Egyensúlyi állapotban, ha a kontaktusra elektromos feszültséget nem kapcsolunk, a fém és a félvezető *Fermi*-nívójának egyenlő magasan kell feküdnie. Az érintkezési felület közelében tértöltés alakul ki. Ebben a tartományban az elektrosztatikus potenciálnak, vagyis az elektron potenciális energiájának a menetét az 5. ábra tünteti fel.



5. ábra: Egy fém-félvezető-egyenirányító kontaktus energianívódiagramja egyensúlyi állapotban, a határoló felületre merőleges vonal mentén. A félvezető energiasávjainak elgörbülését a kompenzálatlan tértöltés-réteg által keltett elektrosztatikus potenciál okozza. A potenciál menete a felülettől a félvezető belseje felé olyan, hogy a félvezető belsejében a *Fermi*-nívó egybeesik a fém *Fermi*-nívójával. Ebben az esetben a félvezető belseje n-típusú vezetőképességgel rendelkezik, e felület közelében pedig a vezetőképesség p-típusú



6. ábra: A téreffektus-kísérlet vázlatos ábrázolása n-típusú félvezető esetén, a felületi állapotok figyelembe vétele nélkül

A félvezető belsejében a vezetési elektronok és a pozitív donorok elektromos töltése kölcsönösen semlegesíti egymást. A zárórétegben, ahol az elektronok potenciális energiája nagy, csak kevés elektron található a vezetési sávban. A donorok kompenzálatlan tértöltését a fém felületén összetorlódó negatív töltés semlegesíti. Ezek a töltések alakítják ki a potenciálfalat. A tértöltési tartomány karakterisztikus szélessége kb. 10^{-5}—10^{-4} cm.

Ha a kontaktusra elektromos feszültséget kapcsolunk, a feszültségesés legnagyobb része a zárórétegre esik. A kontaktus ellenállása abban az irányban kisebb, amelyik irányban a félvezető a fémhez képest negatív. A feszültség hatására az energiasávok feljebb emelkednek, a záróréteg összeszűkül, és az elektronok könnyebben átmehetnek a félvezetőből a fémbe. A nagy ellenállás irányában a félvezető pozitív; ilyen feszültségkülönbség esetén az energiasávok a fémhez képest lesüllyednek, a záróréteg kiszélesedik. A fém felől a félvezető felé tartó elektronáramot a χ energialépcső gátolja és ezt az energialépcsőt hőmozgásból adódó energiával kell az elektronoknak legyőzniük.

Ha χ értéke elég nagy, akkor a határfelületen a *Fermi*-nívó a vegyértéksáv közvetlen közelébe kerülhet; ennek következtében az n-típusú vezetés az érintkezési felület közelében p-típusú vezetésbe mehet át. A lyukvezetés tartományát *Schottky* inverziós rétegnek nevezte el. A kontaktus felé áramló töltéshordozók tekintélyes része

lehet ebben az esetben a kisebbségben levő töltéshordozó, vagyis a mi esetünkben lyuk. A háború óta a Bell-laboratóriumban elért eredmények közül az egyik legfontosabb éppen az, hogy felismerték a kisebbségben levő ún. kisebbségi töltéshordozók áramának jelentőségét.

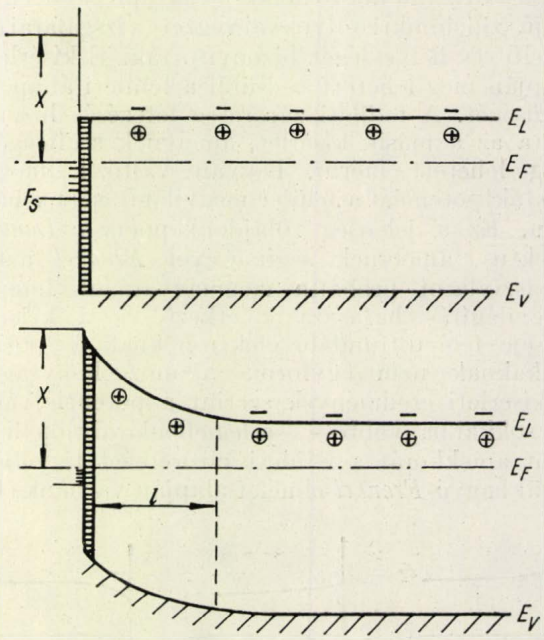
4. A felületi állapotok kísérleti vizsgálata

Már a bevezetésben említettük, hogy főleg a téreffektus kimutatására irányuló kísérletek negatív eredményei alapján arra lehetett következtetni, hogy a germániumnak és a sziliciumnak speciális felületi állapotaik vannak ; hamarosan megindult ezeknek a felületi állapotoknak a vizsgálata. A kísérlet lényege a 6. ábrának megfelelően abban állott, hogy egy vékony félvezetőréteget egy lemezes kondenzátor egyik elektródájává kellett kiképezni és meg kellett határozni, hogyan függ a rétegben a vezetőképesség a kondenzátor feszültségétől. A 6. ábra *n*-típusú félvezetőre vonatkozik ; felületi állapotok nélkül. Ha a kondenzátorlemez pozitív, akkor a félvezetőn indukált töltést a vezetési sávban levő járulékos elektronok alkotják. Az indukált töltés mennyisége a rendszer feszültségéből és kapacitásából határozható meg. Ha az elektronok mozgékonyságát ismerjük, a vezetőképesség változását azonnal kiszámíthatjuk.

Azok a kísérletek, amelyeket felgőzölögtetett germánium és sziliciumrétegekkel végeztek, negatív eredményre vezettek ; egyes esetekben a várt effektus többezerszerese volt a kísérlet érzékenységi határának. A közelebbi vizsgálatok azt mutatták, hogy az eltérés lényeges részét az okozza, hogy a nagyon vékony rétegekben az elektronok mozgékonysága rendkívül kicsi. További eltérést okoz az, hogy a felület közvetlen közelében az elektronállapotok mások, mint az anyag belsejében.

Felmerült az a gondolat, hogy — ha felületi állapotok léteznek —, akkor a félvezető szabad felületén ugyanolyan típusú záróréteget kell találni, mint amilyen a fém és a félvezető érintkezésénél kialakul. Az ilyen réteg kialakulását ábrázolja vázlatosan a 7. ábra. A felületi nívók betöltését az határozza meg, milyen a *Fermi*-nívók helyzete a felületen. Az ábrán a felületi állapotok eloszlását olyannak tételeztük föl, hogy az állapotok maguk elektromosan semlegesek akkor, ha a *Fermi*-nívó az F_s-nek megfelelő magasságban van. Ha nincs felületi záróréteg és a *Fermi*-nívó az F fölött fekszik, akkor feleslegelektronok vannak és végeredményképpen a test a felületi állapotokban negatív töltéssel van feltöltve. Hogy a felület végeredményben semleges legyen, záróréteg kell hogy kialakuljon ; pozitív töltését a felületi állapotok negatív töltése semlegesíti. Ha ugyanis a felületi állapotok sűrűsége nagyon nagy, negatív töltés akkor is kialakul, ha a *Fermi*-nívó kissé az F_s felett fekszik.

A 8. ábrán olyan zárórétegek láthatók, amelyek *n*-típusú félvezető felületén alakulhatnak ki. Baloldalt (*a*) a felület közvetlen közelében az energiasávok felemelkedtek, a vegyértéksáv a *Fermi*-nívó közelébe került. Ellentétes típusú vezetőképességgel rendelkező inverziós réteg alakul ki, a vezetés nagyobb része lyukaktól származik. A felület közelében levő negatív töltést a pozitív lyukak és a záróréteg lokalizált donorionjai semlegesítik. A (*b*) esetben a felület közelében



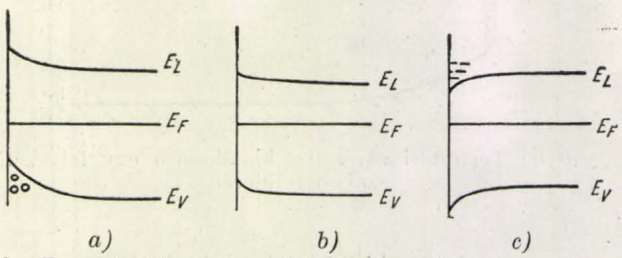
7. ábra: Tértöltési záróréteg kialakulása egy félvezető szabad felületén

az energiasávok szintén felemelkednek, de ez az emelkedés nem elegendő ahhoz, hogy záróréteg kialakulhasson. A felületi ellenállás közelítőleg maximális. A (*c*) esetben az energiaszintek lesülylyednek ; a felület közelében akkumulációs réteg alakul ki, amelyben többletelektronok vannak és ezek okozzák a vezetőképességet. A felületen a töltés most pozitív és ezt a töltést a rétegben levő többletelektronok negatív töltése semlegesíti.

A felületi állapotok létezésével, valamint a germánium és a szilicium szabad felületén kialakuló zárórétegekkel ezeknek a félvezetőknek sok olyan tulajdonságát (8) lehet megmagyarázni, amelyet addig teljesen érthetetlennek tartottak. Ilyen tulajdonság pl., hogy (1) az egyenirányítójelleg független a félvezetővel érintkező fém kilépési munkájától ; továbbá (2) csak a felületi állapotok figyelembevételével sikerült megmagyarázni a két germániumdarabkából álló kontaktus áram-feszültség-karakterisztikáját és (3) azt a tapasztalatot, hogy az *n*- és *p*-típusú germánium, valamint az *n*- és *p*-típusú szilicium között csak nagyon kicsi, esetleg zérus kontaktpotenciált találtak.

Noha ezek a körülmények eléggé meggyőzően utaltak a felületi állapotok létezésére, de létezésük közvetlen bizonyítékát még nem ismertük. Továbbá egyik effektus alapján sem lehetett meg-

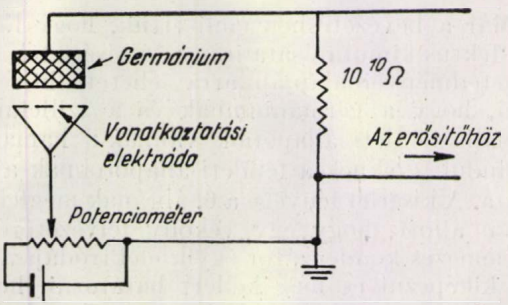
állapítani a felületi potenciálfal magasságát és a felületi állapotok eloszlását. *Shockley*, *Brattain* és e dolgozat szerzője számos olyan további kísérlet elvégzését javasolta, amelyek a felületi állapotok létezésére meggyőző bizonyítékot szolgáltathattak. *Shockley* megjósolta, hogy az erősen szennyezett *n*- és *p*-típusú kristályok közt kontaktpotenciálkülönbségnek kell fellépnie. *Brattain* és *Shockley* különböző donor- és akceptorkoncentrációjú sziliciumkristályokkal végzett vizsgálatai (12) a feltevés helyességét bizonyították. E kísérletek alapján meg lehetett becsülni a felületi állapotok sűrűségét. A felületi záróréteg létezését bizonyította az a másik kísérlet, amelynek segítségével meg lehetett mérni, hogyan változik meg a kontaktpotenciál a felület megvilágításának hatására. Ez a jelenség tulajdonképpen a *Dember*-effektus, amelynek segítségével *Frenkel* azt a tapasztalatot próbálta megmagyarázni, hogy a megvilágítás hatására keletkező és a kristály belseje felé diffundáló elektronoknak és pozitív lyukaknak nem egyforma a mozgékonyságuk. A kísérleti eredmények szerint a potenciálváltozás sokkal nagyobb — esetleg ellenkező előjelű —, mint amekkorát a felületi záróréteget figyelmen kívül hagyó *Frenkel*-elmélet alapján várnánk (13).



8. ábra: A lehetséges záróréteg típusok egy *n*-típusú félvezető szabad felületén: (*a*) a vezetőképesség döntő mértékben a *p*-típusú inverziós rétegtől származik; (*b*) a felületi vezetőképesség csaknem zérus; (*c*) a vezetőképességet főleg az okozza, hogy a felület közelében levő rétegben elektronok halmozódnak föl

Több olyan kísérletet, amelyek eredetileg negatív eredményre vezettek, javított módszerrel megismételtünk és pozitív eredményre jutottunk. Ezekről a kérdésekről *W. H. Brattain* fog beszámolni.

A 9. ábrán látható annak a kísérleti berendezésnek a vázlata, amelyet *Brattain* a kontaktpotenciál mérésére, ill. annak mérésére használt, hogyan változik meg a kontaktpotenciál a megvilágítás hatására. A vonatkoztatási elektróda, amely általában platinából készült, szita alakú, tehát a fény rajta áthaladhat. Ha az elektróda rezeg, a kontaktpotenciált a *Kelvin*-féle eljárással megmérhetjük. Ha megfelelő frekvenciával szaggatott fény esik a felületre és az elektróda rögzítve van, akkor a megvilágítás hatására előálló feszültségváltozást a lemezes kondenzátoron keletkező váltófeszültség segítségével meg lehet határozni. A vizsgálatokat *Brattain* különböző nyomáson és hőmérsékleten végezte el. Igen erős effektust figyelt meg, ha az elektróda és a félvezető felülete közti térrészt folyékony szigetelővel töltötte meg. *Brattain* és *Gibney* ezután a szigetelő helyére elektrolitot tettek és olyan effektusokat figyeltek meg, amelyeket azzal lehetett magyarázni, hogy az elektrolitra kapcsolt feszültségkülönbségtől függően a felületi záróréteg lényegesen megváltozott. A felületre rakódó iónok ugyanis erős elektromos teret hoztak létre és ez a tér áthatolt a felületi állapotokon.



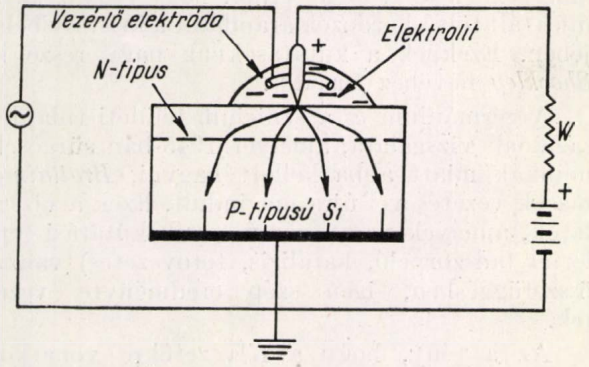
9. ábra: A *Brattain*-féle berendezés vázlata. Kísérleti elrendezés a kontaktpotenciál és a megvilágítás hatására bekövetkező kontaktpotenciál-változás mérésére

5. Az inverziós rétegekre vonatkozó kísérletek

Elektrolit alkalmazásával olyan módszerhez jutottunk, amelynek segítségével a felületi potenciálfalat meg lehet változtatni, tehát alkalmas berendezés segítségével téreffektust lehet megfigyelni. Ennek kimutatására nem használhattunk felgőzölögtetett rétegeket, mert ezek más kristályszerkezettel rendelkeznek és kicsi bennük az elektronok mozgékonysága. Az akkori eszközökkel viszont igen nehéz lett volna olyan lemezt készíteni, amely elegendő vékony lett volna a várt effektus kimutatására. Közelfekvő volt az a gondolat, hogy a vastag anyag felületén levő vékony réteg effektusát vizsgáljuk meg, hogy a felület közelében az ellentétes vezetési típusú inverziós rétegben a töltéshordozók áramlása közvetlenül megfigyelhető legyen. *Ohl* és *Scaff* régebbi dolgozatai arra utaltak, hogy a *p*-sziliciumon *n*-típusú inverziós réteget lehet létrehozni, ha a felületet megfelelő módon oxidáljuk. Ha ezután olyan tű érintkezőt alkalmazunk, amely a *p*-típusú bázis felé egyenirányít, akkor azt kell várnunk, hogy ez a kontaktus az inverziós réteggel szemben kisebb ellenállással rendelkezik.

A 10. ábrán látható az az elrendezés, amelyet az első kísérletekben *Brattain*nal használtunk. A tű szigetelt érintkezőt elektrolitcsepp vette körül. Az elektrolitban levő elektróda azt a célt szolgálta, hogy a kontaktus közelében a félvezető felületén erős elektromos teret hozzunk létre. A (nagy ellenállású) záróirány az, amikor a tűérintkező a sziliciumtömbhöz képest pozitív. Az ellenáram részben elektronokból áll, amelyek az *n*-típusú inverziós rétegen át áramlanak a kontaktushoz. Azt találtuk, hogy az áramerősség az elektrolitra kapcsolt feszültséggel megváltoztatható; tehát ez a feszültség azt eredményezi, hogy az inverziós rétegben a téreffektus következtében megváltozik a vezetőképesség. Minthogy az elektroliton át

folyó áram erőssége rendkívül kicsi, az elrendezést erősítőként lehet használni. Az első kísérletekben csak áram- és teljesítményerősítést figyeltünk meg, de feszültségerősítést nem. Mint ahogy az inverziós rétegben az elektronok számának lecsökkenésével várható volt, azt találtuk, hogy szondára kapcsolt negatív feszültség a záróirányban folyó áram erősségét csökkentette.



10. ábra: Kísérleti elrendezés annak az elektronáramnak a kimutatására, amely egy p-típusú sziliciumtömb felületén levő inverziós rétegben kialakul. A réteg vezetőképessége a vezérlő elektróda feszültségének változtatásával változtatható. Ez a vezérlő elektróda egy elektrolitcseppben van elhelyezve, amely szigetelten veszi körül a tű érintkezőt. Ilyen módon alacsony frekvenciák erősíthetők is

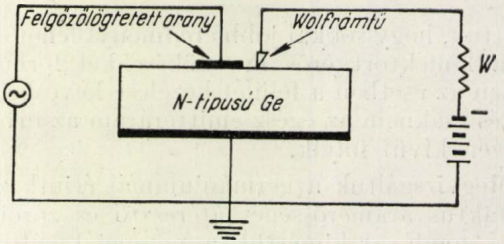
Következő lépésként elhatároztuk, hogy ugyanezt a kísérletet *n*-típusú germániummal is elvégezzük. Noha a felület mentén kialakuló *p*-típusú inverziós rétegre vonatkozólag még semmiféle ismereteink nem voltak, a kísérletek egyértelműen azt mutatták, hogy az ellenáram legnagyobb része lyukakból áll, amelyek a felület közelében levő inverziós rétegben mozognak. Ha a szonda feszültségét pozitívabbra változtattuk, az ellenáram lecsökkent. Az áram és teljesítményerősítésen kívül tekintélyes feszültségerősítést is megfigyeltünk.

A használt elektrolit tehetetlensége következtében erősítést csak nagyon alacsony frekvencián sikerült elérni. Következő lépésként az volt a célunk, hogy az elektrolitot fémből készült vezérlő elektródával helyettesítsük. A fémelektródát a kristály felületétől egyenirányító kontaktussal vagy vékony oxidréteggel szándékoztuk elszigetelni. *Gibney* a kísérlet céljaira olyan felületet preparált, amelyet megfelelően oxidált, majd több aranyfoltot gőzölögtetett rá. Noha egyik kontaktusnak sem volt meg a kívánt nagy ellenállása, mégis elvégeztük a kísérletet, hogy lássuk, milyen effektusok várhatók. Az egyik aranyfolt közvetlen közelébe tűérintkezőt helyeztünk el és záróirányú feszültséget kapcsoltunk rá (11. ábra). Azt találtuk, hogy ha az aranyfoltra pozitív feszültséget kapcsolunk, a záróirányú áram kissé megváltozik, de a változás iránya éppen *ellenkező* annak, amilyent elektrolit alkalmazásakor kaptunk. Az aranyfolt pozitív feszültségének növekedésekor a záróirányú áram erőssége nem csökkent, hanem *növekedett*. Az effektus elég nagy volt ahhoz, hogy kis feszültségerősítést adjon, de teljesítményerősítés nem volt megfigyelhető. E kísérlet alapján az a gondolat merült fel, hogy az aranyfoltból lyukak mennek át a germánium felületére és az így injektált lyukak áramlanak a tűkontaktushoz és erősítik az áramot. Ez volt az első jele a tranzisztorhatásnak.

Azt találtuk, hogy teljesítményerősítést is hozhatunk létre, ha a fémkontaktusokat egymástól kb. 0,005 cm távolságra helyezzük el. Az első sikeres kísérletnél úgy állítottunk elő kontaktusokat, hogy egy ékre aranyréteget párologtattunk, majd egy borotvapengével a réteget kettéválasztottuk és így két, egymáshoz közel eső kontaktust hoztunk létre. Később azt találtuk, hogy legegyszerűbben úgy járhatunk el, ha megfelelő alakú tűérintkezőket helyezünk egymáshoz nagyon közel. Már az első kísérletek sikerre vezettek; megszületetett a tűs tranzisztor.

A kísérletek eredménye világosan mutatta, hogy a tűs germánium dióda mindkét irányú árama főképpen kisebbségi töltéshordozók, a jelen esetben lyukak áramlásából áll. Ha ezt a körülményt előbb felismerték volna, a tranzisztort már jóval előbb sikerült volna felfedezni.

A tűs tranzisztor működési elvét a 12. ábra tünteti fel. Ha a tranzisztor erősítőként működik, akkor az emitternek nevezett kontaktus az áteresztő irányban, a másik kontaktus pedig, amelyet kollektornak nevezünk, a nagy ellenállású záróirányban kap előfeszültséget. A harmadik kontaktus, a báziselektróda és a germániumtömb

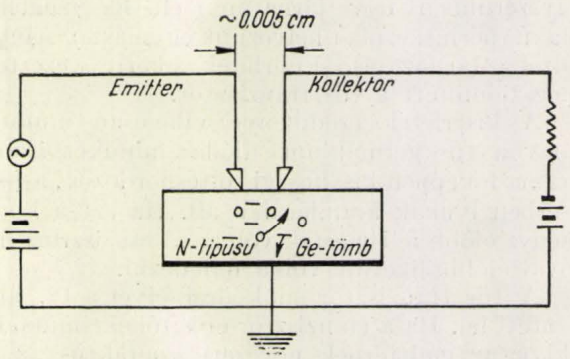


11. ábra: Annak a kísérletnek vázlatos képe, amelynek alapján először lehetett a tranzisztorhatásra következtetni. Azt találtuk, hogy ha a felgőzölögtetett aranyfoltra pozitív feszültséget kapcsolunk, a záróirányban a wolframtűhöz folyó áram erőssége növekszik

között az ellenállás kicsi. Az emitter áteresztő irányú árama főleg lyukakból áll, melyek beáramlanak a germániumtömbbe. A kollektoráram részben elektronokból áll, amelyek a kontaktustól eláramlanak, részben pedig pozitív lyukakból, amelyek a kontaktushoz áramlanak. A kollektoráram a germániumban negatív tértöltést és ezáltal olyan elektromos teret hoz létre, hogy az emitternél belépő lyukakra vonzó hatást gyakorol. A kis ellenállással belépő emitteráram nagy része a kollektorkörbe folyik. A kollektor feszültsége záróirányú, ebben az irányban nagy az ellenállása és a körbe sorosan terhelő ellenállás iktatható. Ezáltal a bemenő jel feszültsége nagymértékben felerősíthető. Kiadódott, hogy bizonyos áramerősítés is fellép és így 20, esetleg több decibel

teljesítményerősítést kaptunk. (14) A kollektor lyukáramának növekedése ugyanis az ott levő záróréteg re olyan hatással van, hogy a kontaktusból kilépő elektronáram erősödik.

A kollektoráramnak elég nagynak kell lennie, hogy olyan erős elektromos teret hozzon létre, hogy a lyukakat az emittertől elszívhassa. A kollektor optimális ellenállása lényegesen kisebb, mint egy jó germánium-dióda ellenállása a záróirányban. Az első kísérleteknél a felület megfelelő kezelésével igyekeztünk elérni, hogy a felületen *p*-vezetőképességű erős inverziós réteget hozzunk létre. Ebben az esetben a lyukak tekintélyes része folyhat az inverziós rétegben. Később megállapítottuk, hogy sokkal jobb eredményt lehet elérni, ha a kollektort erős áramlökésekkel formáljuk. Ebben az esetben a felület kezelése kevésbé kritikus és csaknem az egész emitteráram az inverziós rétegen kívül folyik.



12. ábra: A tűstranzisztor működésének vázlatos ábrázolása. Az emitternél injektált pozitív lyukak a kollektorhoz vándorolnak. Az utóbbinak az n-típusú germániumtömbhöz képest záróirányú előfeszültsége van

Megvizsgáltuk a germániummal érintkező tűkontaktus áramerősségét áteresztő és záróirányban, szondával kimértük a potenciál változását a kontaktus környezetében. (15). Ezek a mérések arra az eredményre vezettek, hogy a vezetőképesség tetemesen megnövekedett, ha a kontaktus az áteresztő irányban előfeszültséget kapott ; néhány esetben sikerült kimutatni a felület közelében a vezető inverziós réteget akkor is, ha a kontaktusra a záróirányú előfeszültséget adtunk.

Mielőtt sikerült volna megállapítani, hogy a hasznos emitteráram az inverziós rétegre korlátozódik-e, vagy az egész germániumban folyik, *Shockley* egészen másfajta tranzisztorfajtát javasolt, amelynek alapját az utóbbi lehetőség képezi. (16). Ez a tranzisztor a rétegtranzisztor, amelyben az emitterből injektált kisebbségi töltéshordozók ellentétes vezetéstípusú bázisrétegen át a kollektorhoz diffundálnak. Ettől a gondolattól függetlenül *Shive* olyan tűs tranzisztort állított elő, amelynél az emitter és a kollektor vékony germánium-lemez két ellentétes oldalán volt elhelyezve(17). *Shive* kétségtelenül kimutatta, hogy az injektált kisebbségi töltéshordozók kis távolságokig az anyag belsejében is folyhatnak. Miután mindkétfajta tranzisztort előállították, meg lehetett állapítani, hogy azok a tranzisztorok a legmegfelelőbbek, melyekben az áram a kristály belsején át folyik.

A tranzisztorhatás felfedezése után a Bell-Laboratóriumban olyan vizsgálatok indultak meg, amelyeknek az volt a céljuk, hogy tisztázzák az injektált töltéshordozók áramlását a kristály belsejében. Ezeknek a kutatásoknak nagy része *W. Shockley* nevéhez fűződik.

A germánium és a szilicium felületi tulajdonságainak vizsgálata, amelyet 1948-ban sürgősebb munkák miatt abba kellett hagyni, *Brattain* és mások vezetésével újra megindult. Ezek a vizsgálatok, amelyek nagy számú egyéb kutatási területtel (adszorpció, katalizis, fotovezetés) vannak összefüggésben, igen szép eredményre vezettek.

Az a tény, hogy a félvezetőkre vonatkozó ismereteink oly nagy mértékben kibővültek, sok kutató hosszú évekig tartó vizsgálatainak köszönhető. Mi magunk oly szerencsés helyzetbe kerültünk, hogy a legalkalmasabb időben kezdtünk ezzel a kérdéssel foglalkozni. Örülünk, ha sikerült valamivel is elősegítenünk annak a célnak a megvalósulását, hogy a természet erőit az emberiség jólétének érdekében felhasználjuk. Kollégáinkon és az előbbiekben említett tudósokon kívül hálával tartozunk *M. J. Kelly* és *Ralph Brown* doktoroknak, akik a Laboratórium kifogástalan irányításával nagyban hozzájárultak munkánk eredményességéhez.

Fordította: *Szabó János*

IRODALOM

1. *A. H. Wilson*, Proc. Roy. Soc. (London) A 133, 458 (1931) ; A 134, 277 (1931) ; A 136, 487 (1932).
2. *J. Frenkel*, Phys. Z. USSR. 8, 185 (1939).
3. *N. F. Mott*, Proc. Roy. Soc. (London) A 171, 27(1939).
4. *W. Schottky*, Z. Phys. 113, 367 (1939); 118,539 (1942).
5. *B. Davydov*, J. Techn. Phys. USSR. 5, 87 (1938).
6. *R. Hilsch und R. W. Pohl*, Z. Phys. 111, 399 (1938).
7. A téreffektuson alapuló erősítő gondolatát már régebben felvetették (pl. R. Lillienfeld), de a kísérletek — úgy látszik — nem vezettek eredményre. Első ízben *Shockley* bizonyította be, hogy a félvezetők elmélete szerint ilyen eszköznek építhetőnek kell lennie. A legmeggyőzőbb kísérletet először *W. Shockley* és *G. L. Pearson* végezte ; Phys. Rev. 74, 232 (1948).
8. *J. Bardeen*, Phys. Rev. 71,717 (1947).
9. Erre vonatkozólag l. *W. H. Brattain* előadását.
10. *K. Lark-Horovitz*, Electr. Engng. 68, 1047 (1949).
11. *G. L. Pearson und J. Bardeen*, Phys. Rev. 75, 865 (1948)
12. *W. H. Brattain und W. Shockley*, Phys. Rev. 72, 345 (1947).
13. *W. H. Brattain*, Phys. Rev. 17, 345 (1947).
14. *J. Bardeen und W. H. Brattain*, Phys. Rev. 74, 230 (1948) ; 75, 1208 (1949).
15. *W. H. Brattain und J. Bardeen*, Phys. Rev. 74, 231 (1948).
16. *W. Shockley*, Electrons and Holes in Semiconductors, Van Nostrand, New York (1950).
17. *John N. Shive*, Phys. Rev. 75, 689 (1949).

A termodinamika főtételei I.

Az entrópia és a termodinamikai idő fogalma

1. Bevezetés. A termodinamikának Clausius és Thomson által történt megalapozása óta az elmélet két szempontból nézve fejlődött. Az egyik szempont : az alapfogalmak és alaptételek tisztázása, a másik : a termodinamikai folyamatok időbeli lefolyásának jellemzése volt. E két irányú kutatás sok szép eredményen keresztül lényegesen továbbfejlesztette az eredeti „mechanikai hőelmélet"-et. Mivel eddig sem az alapokra, sem az időbeli lefolyásra vonatkozó vizsgálatok nem mentek át eléggé a köztudatba, úgy gondoljuk : hasznos lesz rendszeres áttekintést nyújtani az említett két problémakörről.

Az alapkutatások mindenekelőtt az entrópiafogalom exakt értelmezésére irányultak (Farkas Gyula, C. Carathéodory, T. Ehrenfest-Afanassjeva). Ennek sikeres megoldása lehetővé tette a II. főtételnek az előzőeknél exaktabb megfogalmazását, miközben kiderült, hogy a „II. főtétel" elnevezés mögött nem egyetlen, hanem több alapvető tétel van. Ezzel egyidejűleg Carathéodory az I. főtétel exakt megalapozását is megadja, megtisztítva a termodinamikát a hőanyagelméletből még fennmaradt elemektől és a hő és munka mechanikai egyenértékűségét új megvilágításba helyezve. Ekkor már az is látszott, hogy a termodinamikai elmélet teljessé tételére szükség van még egy III. főtételre, sőt mint bebizonyosodott, negyedikre is. Mivel azonban a negyedikként igényelt főtétel logikailag megelőzi az I—III. főtételeket, ezt Guggenheim javaslatára nulladik főtételnek nevezik.

A termodinamikai folyamatok időbeli lefolyására vonatkozó vizsgálatok igen régi keletűek, hiszen ide tartoznak olyan régen ismert törvények, mint pl. a Newton-féle hűlési törvény. Fourier tétele a hővezetésre vonatkozóan, Joule törvénye az áram hőhatására vonatkozóan stb. Az egyes részleteredményekből azonban átfogó elmélet csak az 1930-as évek elején alakult ki. L. Onsager kezdeményezését követően.

Ismertetésünk célja : bevezető jellegű tájékoztatás, ezért a problémakörnek csak a legfőbb kérdésével foglalkozunk. Még itt sem törekedve teljesen általános tárgyalásra. Mindez azonban nem jár az exaktság csorbításával.

2. A nulladik főtétel problémaköre. Ide a termodinamikai egyensúly alapvető törvényei taroznak. Az egyensúly és az állapot általános fogalma ismert, de konkrét tartalmat a termodinamikán belül csak úgy kaphatnak, ha tudjuk, hogy az állapotot milyen állapothatározók határozzák meg. Nyilvánvaló az is, hogy logikailag csak úgy járhatunk el helyesen, ha a termodinamikai állapot egyértelmű jellemzéséhez nem használunk előzetesen olyan fogalmakat, amelyek speciálisan termodinamikai jelentésűek. Ezeket éppen a termodinamikai állapot és egyensúly már tartalommal megtöltött fogalmából és alapvető megfigyelésekből nyert alaptörvényekből kiindulva kell értelmeznünk. Nem helyes tehát, ha a hőmérsékletet kezdettől fogva mint ismert állapothatározót használjuk. Hogy ma már ismeretes „a hőmérő" és így a hőmérsékletméréssel együtt a hőmérséklet fogalma is értelmezve van, nem jelent elfogadható ellenvetést két okból. Egyrészt „a hőmérő" ma sem ismeretes, csupán bizonyos hőmérsékleti intervallumokban működő hőmérők. (Gondoljunk pl. az igen alacsony hőfokok mérésére, mely kellő elméleti megalapozottság nélkül nem valósítható meg. Erre a kérdésre később még visszatérünk.) Az univerzális hőmérő hiányának jelenleg nem csak gyakorlati, hanem elvi oka is van, ti. maga a hőmérséklet-fogalom sincs minden vonatkozásban kielégítően értelmezve. (Erre a kérdésre később szintén visszatérünk.) Másik ok : a hőmérő nem természeti tárgy, tehát a fizikusnak kell megkonstruálnia. A konstrukció pedig nyilván csak a hőmérséklet fogalmának többé-kevésbé pontos ismerete alapján lehetséges. Egy esetleges újabb ellenvetés a szubjektív hőérzetre való hivatkozással szintén alaptalan, hiszen a szubjektív hőérzetre való hivatkozás nem helyettesítheti az exakt értelmezést.

Szerencsés és az exakt tárgyalási módot lényegesen egyszerűsítő körülmény a következő alapvető tény : *A termodinamikai test állapotát nyomása térfogata és kémiai komponenseinek tömege egyértelműen meghatározza. Ezek mind olyan adatok, amelyek már a mechanikából ismertek.* Az előbbi adatokhoz esetleg elektromágneses tulajdonságok is járulhatnak, pl. elektromos töltés és feszültség, mágneses momentum stb., amelyek viszont az elektrodinamikából ismeretesek. Látni fogjuk, hogy a mechanikára (esetleg elektrodinamikára) építve, néhány alapvető megfigyelés tanulságainak felhasználásával a speciális termodinamikai fogalmaknak eléggé általános értelmezését tudjuk adni. („Eléggé általános" azt jelenti, hogy mai ismereteinket teljesen magábanfoglaló értelmezés.)

A fenomenologikus termodinamika a fizikának egyetlen ága, mely az impulzus fogalmát mellőzni tudja. Itt a kölcsönhatásoknak kizárólag csak energetikai alapon való leírása szerepel. Egyébként a termodinamika konzekvensen kizárólag csak közelhatásokkal tud számolni, a távolhatás fikciója már eleve kizárt. Amennyiben a vizsgált problémán valamely erőtér jelenléte lényeges szerepet játszik, úgy az erőteret külön termodinamikai testként kell kezelni. (l. pl. az elektromágneses tér termodinamikáját). A mondottak értelmében a továbbiakban az energetikailag egyértelműen jellemezhető kölcsönhatásokkal foglalkozunk. Ezzel kapcsolatban egy másik alapvető felismerést kell megfogalmaznunk: *olyan hatás is van, amelyikkel kapcsolatos energiaátalakulás nem azonosítható munkavégzéssel.*

Az ilyen hatást nem-mechanikai, ill. hőhatásnak nevezzük. Látni fogjuk, hogy a hő fogalma a mun-

kával és nem a különböző energiafajtákkal analóg jelentésű.

A kölcsönhatások és e hatások elszigetelésének módjai a következők: *mechanikai kölcsönhatás* (adiabatikus fal a mechanikai hatást kivéve mindent szigetel);

nem-mechanikai hatás (hőhatás) (diatermikus fal a mechanikai és a hőhatást nem szigeteli, de anyagot nem enged át; a merev diatermikus fal csak a hőhatást engedi át);

fázishatás = anyag átmenetele egyik fázisból a másikba (félig áteresztő fal: bizonyos anyagok áthatolása ellen szigetel);

elektromos kölcsönhatás (elektromos szigetelés);

mágnesezés.

Tegyük fel, hogy két vagy több test bizonyos fajta közelhatásban áll egymással. (Nincsenek minden hatás szempontjából elszigetelve egymástól.) *Ha a kölcsönhatás ellenére a testek egymással egyensúlyban vannak, ez csak úgy lehetséges, hogy állapothatározóik közt (két-két testre vonatkozóan) annyi függvénykapcsolat áll fenn, ahányféle kölcsönhatást a szigetelés megenged.* Pl. ha két test közt csak hőhatás lehetséges, a két test állapothatározói közt egyetlen

$$F(x_1, x_2, \ldots x_n, \bar{x}_1, \bar{x}_2 \ldots \bar{x}_n) = 0 \qquad (1)$$

függvénykapcsolat áll fenn. Felhasználva az egyensúlyi vonatkozás szimmetrikus és tranzitív voltát az (1) létezéséből az is következik, hogy a kapcsolat mindig a következő formára hozható:

$$\vartheta(x_1, x_2, \ldots, x_n) = \bar{\vartheta}(\bar{x}_1 \bar{x}_2, \ldots \bar{x}_n) \qquad (2)$$

Itt $x_1, x_2, \ldots x_n$ az egyik, $\bar{x}_1, \bar{x}_2, \ldots \bar{x}_n$ a másik test állapothatározói. Mint látjuk: az (1)-ből (és a tranzitivitásból) következő (2) reláció a testeknek olyan tulajdonságát értelmezi, mely tulajdonságok akkor és csakis akkor bírnak egyenlő számértékkel, ha a két test egymással egyensúlyban van. Termikus egyensúly esetén a (2)-beli tulajdonság éppen a hőmérséklet.

A tapasztalás tehát azt mutatja, hogy *minden egyes termodinamikai kölcsönhatáshoz tartozik egy-egy tulajdonság, melyeknek a két testre vonatkozó egyenlősége szükséges és elegendő feltétele az egyensúlynak.* (Az ilyen tulajdonságokat empirikus intenzitásparaméternek nevezzük.) Ez a nulladik főtétel. A különböző közelhatásokhoz tartozó intenzitásparaméterek a következők:

Közelhatás	Intenzitásparaméter
mechanikai	feszültség (negatív nyomás)
fázishatás	az egyes komponensek kémiai potenciálja
elektromos	elektrosztatikus potenciál
mágneses	mágnesezés vektora
hőhatás	hőmérséklet

(Fentiek mellett a közelhatásnak egy látszólag újabb formája is felléphet, amit a Fermi-nívó kiegyenlítődésének szoktak nevezni. Itt arról van szó, hogy a szabad elektronok külön kémiai komponensként viselkednek és így a Fermi-nívó az elektronok kémiai potenciáljával áll kapcsolatban.)

Az empirikus intenzitásparaméter elnevezésében az empirikus jelző arra utal, hogy a

$$\vartheta = \vartheta(x_1, x_2, \ldots, x_n)$$

intenzitásparaméter skáláját empirikusan kell meg határozni. Az empirikus skálameghatározás az eddigiek alapján elvileg mindig lehetséges. Tekintsük pl. az empirikus hőmérsékleti skála meghatározását. Legyen $\bar{\vartheta}$ egy próbatest (hőmérő) hőmérséklete. Ha az $\bar{x}_1, \bar{x}_2, \ldots \bar{x}_n$ állapothatározókat rögzítjük, úgy

$$\bar{\vartheta} = \bar{\vartheta}(\bar{x}^1, \bar{x}_2, \ldots \bar{x}_n)$$

miatt bizonyára $\bar{\vartheta}$ is állandó. Változtassuk most már a vizsgált test $x_1, x_2 \ldots x_n$ állapothatározóit oly módon, hogy a két test között az egyensúly fennmaradjon. Ekkor (2) szerint $\vartheta = \bar{\vartheta}$ = állandó és így az $(x_1, x_2, \ldots, x_n)$ állapotok olyan összegét nyerjük, melyek mindegyikéhez azonos hőmérséklet (ill. általában intenzitásparaméter) tartozik (izoterma). Így folytatva az eljárást, kellő pontossággal tabellázni tudjuk a különböző hőmérsékletekhez tartozó állapotokat. Mindez azonban nem szolgáltat ϑ-ra számszerű értéket. A határozatlanság (2)-ből közvetlenül látszik, ugyanis a (2) akkor is fennáll, ha ϑ és $\bar{\vartheta}$-nek valamely (monoton növekvő) θ függvényét vesszük;

$$\theta(\vartheta) = \theta(\bar{\vartheta}), \quad \text{ha} \quad \vartheta = \bar{\vartheta}$$
$$\theta(\vartheta) > \theta(\bar{\vartheta}), \quad \text{ha} \quad \vartheta > \bar{\vartheta}.$$

Tehát, hogy két különböző izotermához milyen különböző hőmérséklet értéket rendelünk, az önkényes megállapodás dolga. Az empirikus jelző erre utal és teljesen hasonló helyzet a valamennyi intenzitás paraméterrel kapcsolatban. Pl. az m tömegű, M molekulasúlyi p nyomású és V térfogatú ideális gáz izotermái

$$pV\frac{M}{m} = \text{áll.} \qquad (3)$$

alakúak. A fentiek szerint maga a baloldali kifejezés (a dimenziót figyelembe vevő alkalmas állandó szorzóval) már hőmérsékletként tekinthető de ugyanúgy jogos hőmérsékleti skála lehet a következő is:

$$a \log\left(1 + pV\frac{M}{m}\right)$$

(a log alatti kifejezést természetesen puszta számokban mérve és az a együtthatót megfelelő dimenzióval ellátva). Az ideális gázhőmérséklet ismert alakja

$$T = \frac{1}{R} pV \frac{M}{m}.$$

Hogy a hőmérséklet számszerű jellemzésére ezt választjuk, az nem azon múlik, hogy az empirikus skálák közül ez a legegyszerűbb, hanem

annak mélyebb fizikai okai vannak. A II. főtétellel kapcsolatban bebizonyítjuk, hogy az empirikus skálák közül kiválasztható egy, amit abszolút skálának (abszolút intenzitásparaméter) nevezünk. Másik példaként az abszolút fekete test sugárzásával kapcsolatban fontos szerepet játszó fontongázt említjük. Érdekes, hogy ennek izobárjai és izotermái egybeesnek, tehát a „legegyszerűbb" empirikus hőmérsékleti skálát a

$$\vartheta = \alpha p$$

kifejezés adná. Az abszolút skálák közt mégsem ez a kapcsolat áll fenn. Végül nézzük meg egy paramágneses anyag izotermáinak egyenletét. Az izotermák igen alacsony hőmérsékleten is

$$\frac{\beta}{\mu - a} = \text{áll.} \qquad \beta, a = \text{áll.}$$

alakúak, ahol μ a mágneses permeabilitás. A legegyszerűbb láthatóan a Curie-törvénynek megfelelő választás, azonban igen alacsony hőmérsékleten mégsem a Curie-törvény áll fenn a μ és az abszolút hőmérséklet között.

A fenti tárgyalás kizárólag fenomenologikus volt. Felmerül a kérdés : hogyan lehet az intenzitásparamétereket statikusan értelmezni. A mechanikai feszültség univerzális statisztikus kifejezése ismert. Legyen f a molekulák fázistérbeli eloszlásának valószínűségi sűrűség-függvénye (egyre normálva) és az impulzus két komponense p_i, p_k, akkor a feszültségi tenzor statisztikus kifejezése univerzális érvénnyel a következő (Ω a fázistér) ;

$$P_{ik} = \int p_i p_k f \, d\Omega.$$

A hőmérsékletnek ilyen univerzális statisztikus értelmezése ezidőszerint még nem ismert. A hőmérséklet fogalmát minden eddigi statisztikus elmélet a fenomenologikus elméletből készen veszi át. Véleményem szerint ez a körülmény képezi az egyik jelentős nehézségét az igen alacsony hőmérsékleten végbemenő jelenségek elmélete kiépítésének. Ugyanis e jelenségek (pl. szupravezetés és szuperfolyékonyság) mélyebb oka nyilván a molekuláris szerkezetben rejlik, viszont a hőmérséklet csak fenomenologikus fogalomként ismert. A statisztikus elmélet szempontjából igen fontos és érdekes volna annak kiderítése, hogy a molekuláris rendszer milyen mechanizmussal valósítja meg a dinamikus egyensúlyt az intenzitásparaméterek egyenlősége esetén és hogy mi az intenzitásparaméterek kiegyenlítődésének mechanizmusa. Az abszolút skálák vizsgálatával kapcsolatban e kérdésekre még szintén vissza kell térnünk.

A nulladik főtétel igen szép alkalmazását szemlélhetjük a Gibbs-féle fázisszabály alábbi levezetésében. Tekintsünk egy N fázisú termodinamikai rendszert, mely K számú független kémiai komponensből áll. Külön-külön az egyes fázisok állapotát a következő adatok határozzák meg :

p és V	2 adat
m_i $(i = 1, 2, \ldots K)$ a kémiai komponensek tömege	K „
$x_1, x_2, \ldots, x_r$ (további esetleg fellépő közelhatásokból származó adatok, pl. elektromos tölt, mágneses momentum stb.)	r adat
adatok száma összesen	$I = K + 2 + r$

Érdekes, hogy ez éppen a jelenlevő kölcsönhatások számával egyenlő, ti. a mechanikai és a termikus (2 adat), a K számú komponens ugyanilyen számú fázishatása (K adat), továbbá a többi r számú közelhatás mindegyike egy-egy újabb állapothatározó felvételét kívánja meg. Az I számú közelhatásnak megfelel ugyanannyiféle intenzitásparaméter. Mivel egyensúly esetén a megfelelő intenzitásparaméterek minden fázisban azonos értékűek, a N fázisra vonatkozó NI számú adat közt $(N-1)\,I$ számú összefüggés áll fenn. Így a független adatok száma

$$f' = NI - (N-1)\,I = I$$

volna. Figyelembe véve még azt is, hogy a termodinamikai viselkedés szempontjából az egyes fázisoknak nem az abszolút, hanem relatív tömege (koncentráció) számít csupán, további N adat elesik és így a termodinamikai rendszer szabadsági foka (független adatok száma)

$$f = I - N, \quad (f + N = I = K + 2 + r).$$

Ez a Gibbs-féle fázisszabály.

3. Az I. főtétel. Úgy véljük, fölösleges volna az amúgyis nagyon jól ismert tények ismétlése. Ezért az I. főtétellel kapcsolatban csak néhány olyan körülményt említek, amelyek nem szerepelnek a köztudatban. Az első főtételre a belső energia és a hő fogalmának értelmezése hárul. A belső energia Gibbs és Carathéodory nyomán a következő alaptételből értelmezhető : *A termodinamikai rendszereken végzett tiszta mechanikai (adiabatikus) munka mindig potenciálos.* Ez azt jelenti, hogy az elemi munka Pfaff-féle kifejezését DA-val jelölve

$$\overset{(ad)}{\int_1^2} DA = E_2 - E_1, \tag{1}$$

ahol 1 és 2 a kezdő és a végállapotot jelenti és az integrált olyan állapotnak megfelelő görbén végezzük, amely állapotok tisztán mechanikai munkavégzéssel elérhetők. E-t adiabatikus potenciálnak (Gibbs), vagy belső energiának nevezzük. A tapasztálás szerint nem adiabatikus munkavégzés esetén (1) már nem áll fenn

$$E_2 - E_1 - \int_1^2 DA \neq 0. \tag{2}$$

Feltéve, hogy az energiatételt helyesnek fogadjuk el, a (2)-beli energiadefektust éppen a hőhatásnak tulajdonítjuk ;

$$\int_1^2 DQ = E_2 - E_1 - \int_1^2 DA. \tag{3}$$

Itt DQ-val jelöltük a hő Pfaff-féle kifejezését. E szemlélet szerint a Joule-féle kísérlet úgy értelmezendő, hogy az adiabatikus munkavégzés csakis a kezdő és a végállapottól függ. (Részletesebben l. pl. Papalekszi tankönyvének megfelelő részeit.)

Kérdés, hogy a gyakorlatnak nem megfelelőbb-e a hőnek kalorimetriás mérések alapján való értelmezése? Egyszerűen belátható, hogy nem. A hő kalorimetriás értelmezése már a hőkapacitás fogalmára épít, a hőkapacitást viszont a hő fogalmából származtatja. Ez pedig igen rövidre zárt circulus vitiosus. (Pohl nálunk is jól ismert tankönyvének újabb kiadása éppen ezért teljesen mellőzi a hő explicit értelmezését, azt kész fogalomként alkalmazza.)

A hő nem tekinthető energiafajtának, hanem a munkával rokon fogalom. Ez közvetlenül következik az első főtétel (3) alakjából. Megjegyzendő, hogy DQ nem teljes differenciál, vagyis $\int DQ$ értéke lényegesen függ az integrációs úttól is. Ez utóbbi ténynek igen egyszerű és frappáns bizonyítása adható. Felhasználva a térfogatmunka ismert kifejezését, (3)-ból

$$DQ = dE + pdV$$

Fejezzük ki E — t a p és V függvényeként:

$$E = E(p, V),$$

ekkor a hő Pfaff-féle formája

$$DQ = \left\{\left(\frac{\partial E}{\partial V}\right)_p + p\right\} dV + \left(\frac{\partial E}{\partial p}\right)_V dp.$$

Közbevetőleg megemlítjük, hogy pl. az

$$\left(\frac{\partial E}{\partial V}\right)_p = \frac{\partial E(p, V)}{\partial V}$$

kifejezést helyesen így olvassuk: E mint p és V függvénye, V szerint differenciálandó (hiszen az körülmény, hogy itt $p =$ áll, már benne van a parciális differenciálhányados fogalmában). A p-t azért kell kiírni, mert jeleznünk kell, hogy mi a másik független változó.

Tegyük most fel, hogy a $Q = Q(p, v)$ „hőenergia", mint az állapot által meghatározott függvény létezik. Ekkor

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_p = \left(\frac{\partial E}{\partial V}\right)_p + p, \left(\frac{\partial Q}{\partial p}\right)_V = \left(\frac{\partial E}{\partial p}\right)_V$$

ahonnan a

$$\frac{\partial^2 Q}{\partial V \partial p} = \frac{\partial^2 Q}{\partial p \partial V}$$

reláció felhasználásával

$$\frac{\partial^2 E}{\partial p \partial V} + \frac{\partial p}{\partial p} = \frac{\partial^2 E}{\partial V \partial p},$$

azaz

$$\frac{\partial p}{\partial p} = 0,$$

ami ellentmondás. Ez azt jelenti, hogy a $Q = Q(p, v)$ függvény létezésének feltevése helytelen, azaz Q nem létezik.

A C_x hőkapacitás formailag is helyes értelmezése a következő: A hőhatás Pfaff-féle formája (két szabadsági fokú rendszerben) mindig így írható:

$$DQ = C_x dT + l_x dx,$$

ahol T a hőmérséklet és x egy másik állapothatározó.

A

$$C_x = \left(\frac{dQ}{dT}\right)_x$$

jelölés pongyola és így félrevezető, hiszen az előbb láttuk, hogy csupán a DQ Pfaff-féle forma létezik, de $Q = Q(x, T)$ függvény nem.

A mondottak figyelembevételével belátható, hogy a hőnek a kalorimetriára alapozott konvekvens értelmezése akkor volna lehetséges, ha különböző x állapothatározókhoz tartozó C_x-ek ismerete alapján meg lehetne konstruálni a DQ Pfaff-féle formát. Ez azonban jelenleg nyitott kérdés. Mivel pedig a termodinamika jelenlegi állapotában egyébként a kevésbé fontos nyitott kérdések közé tartozik, megoldását még meg sem kísérelték.

Az I. főtétel egyik része, ti. a belső energia értelmezése a statisztikus elmélet szerint igen világos. A belső energia ugyanis a molekulák kinetikus és potenciális energiájának összege. (A molekulák elektronjainak kinetikus és kölcsönhatási energiája már nem tartozik hozzá. A kémiai átalakulásokkal járó belső energiaváltozás, ill. entalpia — átalakulási hő — éppen onnan származik, hogy az elektronszerkezethez tartozó energia belső energiává alakul, vagy viszont.) A hő statisztikus értelmezése már sokkal komplikáltabb és általánosságban megoldatlan probléma. (Ha a hő direkt statisztikus értelmezése ismert volna, úgy ezáltal már a hőmérséklet statisztikus értelmezése is kiadódnék és viszont, mivel az entrópiára nézve a megoldás ismert.) A kérdés ez idő szerinti legjobb megközelítése a következő: A molekuláris rendszer Hamilton-függvényét a molekulák q_i általános hely- és p_i általános impulzuskoordinátáin kivül még bizonyos a_j makroszkópikus paraméterek függvényének (pl. térfogat, elektromos töltés stb.) is tekintjük:

$$H = H(q_i, p_i, a_j).$$

Így a belső energia megváltozása

$$dE = dH = \sum_{(i)} \left(\frac{\partial H}{\partial q_i} dq_i + \frac{\partial H}{\partial p_i} dp_i\right) + \sum \frac{\partial H}{\partial a_j} daj,$$

ahol a jobboldali első tag a hővel, a második tag a külső munkavégzéssel azonosítható. Statisztikai szempontból akkor lenne teljes értékű az értelmezés, ha a makroszkópikus paraméterek explicit felhasználása mellőzhető lenne.

Ezzel az I. főtétel tárgyalását befejeztük.

Fényes Imre
Eötvös Loránd Tudományegyetem
Elméleti Fizikai Intézete, Budapest

(Folytatása következik)

A relativisztikus város

A bank nagy előcsarnoka ezen a reggelen majdnem teljesen üres volt. Mr. Tompkins a kicsiny pénztárablak mögé bújva fellapozta a vastag kéziratköteget és megpróbálta átrágni magát a képletek és bonyolult mértani ábrák áthatolhatatlan tömegén, amely a professzor relativitáselméleti előadását illusztrálta. Az egészből csak ennyit értett : az előadás lényeges pontja, hogy van a természetben egy maximális sebesség, a fény sebessége, amelynél gyorsabban anyagi testek nem mozoghatnak és hogy ez igen különös és szokatlan következményekre vezet. Azt állította azonban a professzor, hogy mivel a fénysebesség 168 000 mérföld másodpercenként, a relativitáselmélet következményei a mindennapi életben aligha figyelhetők meg. E szokatlan jelenségek természetének megértése már sokkal nehezebb volt és Mr. Tompkins úgy érezte, hogy mindez ellentmond a józan észnek. Megpróbálta elképzelni a mérőrudak megrövidülését és az órák furcsa viselkedését — amely akkor várható, ha a fény sebességét megközelítő sebességgel mozognak — s eközben álmos feje lassan-lassan ráborult a gépírásos oldalakra.

*

Amikor szemét ismét felnyitotta, egy utcasarkon találta magát, egy szép régi városban. Gyanította, hogy álmodik, de meglepetésére semmilyen szokatlan dolgot nem tapasztalt, még a szemközti utcasarkon álló rendőrön sem fedezett fel semmi rendkívülit. Az utca végén álló torony óramutatói majdnem delet mutattak és az utcák néptelenek voltak. Egyetlen kerékpáros haladt lassan az úton; amint közeledett, Mr. Tompkins szemei tágra nyíltak a bámulattól. Ugyanis a kerékpár és utasa — egy fiatalember — hihetetlenül be volt lapulva a mozgás irányában. Olyannak látszott, mintha hengerlencsén át szemlélte volna. A toronyóra tizenkettőt ütött, mire a kerékpáros, akinek nyilván sietős volt az útja, erősebben kezdte taposni a pedált. Mr. Tompkinsnak úgy tetszett, hogy sebessége alig növekedett, erőlködése eredményeként viszont egyre laposabb lett s amint végighaladt az úton, pontosan olyannak látszott, mint egy kartonból kivágott kép. Ekkor Mr. Tompkinst a büszkeség érzése töltötte el : megértette, hogy mi történik a kerékpárossal. Amit látott, az egyszerűen a mozgó testek összehúzódása volt, amelyről éppen most olvasott. „Nyilvánvaló — okoskodott Mr. Tompkins — hogy itt kisebb a természet határsebessége. Ezért volt hát a biztos úr olyan bámészkodó : a gyorshajtásra itt nem kell ügyelnie." Valóban : akármilyen éktelen zajt csapott is a taxi, amely e percben utasra vadászva végighaladt az úton, képtelen volt gyorsabban haladni a kerékpárosnál. Mr. Tompkins ekkor elhatározta, hogy utoléri a kerékpárost, aki derék fickónak látszott és kikérdezi ezekről a dolgokról. Miután meggyőződött róla, hogy a rendőr éppen másfelé néz, kölcsönvett egy a járda mellett hagyott kerékpárt és végighajtott az úton. Azt várta, hogy nyomban laposabbá válik és ennek nagyon örült, minthogy terebélyesedő alakja az utóbbi időben aggodalommal töltötte el. Nagy megdöbbenésére azonban sem vele, sem kerékpárjával nem történt semmi, viszont körülötte teljesen megváltozott a kép. Az utcák rövidebbek lettek, a kirakatok keskeny résekhez váltak hasonlóvá, a sarki rendőr meg úgy megvékonyodott, hogy annál vékonyabb embert Mr. Tompkins életében még sose látott.

„Jupiterre !" — kiáltott Mr. Tompkins fellelkesülve — most már értem ! Ez hát a relativitás! *Minden, ami hozzám képest relatív mozgásban van, megrövidül, akárki tapossa is a pedált." Jó kerékpáros volt, minden erejét megfeszítette, hogy utolérje a fiatalembert. Úgy érezte azonban, hogy egyáltalán nem könnyű dolog fokozni a kerékpár sebességét. Noha olyan erősen hajtotta a pedált, ahogy csak bírta, sebessége csak alig észrevehetően növekedett. Már fájt a lába, de mégsem tudta elérni, hogy gyorsabban haladjon el a sarki jelzőlámpa előtt, mint ahogy elindult. Úgy látszott : minden erőfeszítése hiábavaló. Most végre jól megértette, hogy miért nem tudott gyorsabban haladni a kerékpáros és az autó, amelyekkel az imént találkozott, és visszaemlékezett a professzor szavaira, amelyek szerint a határsebességet : a fény sebességét lehetetlen túlszárnyalni. Ekkor azonban észrevette, hogy a város háztömbjei még rövidebbek lettek és az előtte haladó kerékpáros már nem látszik olyan távolinak. A második kanyarnál utolérte a kerékpárost. Meglepődve látta, hogy amikor egy pillanatig éppen egymás mellett haladtak, a kerékpáros egészen normális, kisportolt fiatalembernek látszott. „Aha, ennek nyilván az az oka, hogy mi egymáshoz képest nyugalomban vagyunk" — okoskodott Mr. Tompkins és megszólította a fiatalembert.*

„Bocsásson meg, uram — szólt — nem találja kényelmetlennek az életet ebben a városban, ahol ilyen kicsiny a határsebesség ?"

„Határsebesség ? ? — fordult feléje meglepetten a fiatalember. — Nincs itt semmiféle hartársebesség. Amilyen gyorsan csak akarok, akárhova eljuthatok, vagy legalábbis : eljuthatnék, ha ehelyett a semmitérő bicikli helyett motorkerékpárom volna."

„De hiszen maga nagyon lassan mozgott, amikor az imént elhaladt előttem — szólt Mr. Tompkins. — Ezt külön megfigyeltem."

„Igazán ? — szólt a fiatalember szemmelláthatóan megbántódva. — Úgy hiszem, nem vette észre, hogy azóta, hogy először megszólított, öt háztömb mentén haladtunk el. Ez nem elég magának ?"

„De hiszen az utcák annyira megrövidültek" — ellenkezett Mr. Tompkins.

„Nem mindegy, hogy mi haladunk gyorsabban, vagy az utca lesz rövidebb ? A postahivatalig tíz háztömbnyi utat kell megtennem, és ha erősebben taposom a pedált, a háztömbök megrövidülnek és gyorsabban érek oda. Meg is érkeztünk" — mondotta a fiatalember és leszállt a kerékpárról.

Mr. Tompkins a postahivatal órájára pillantott s látta, hogy az fél egyet mutat. „Na látja — mondta diadalmasan —, fél órába került, hogy ezt a tíz háztömbnyi utat megtegyük. Amikor először megláttam magát, éppen dél volt."

„És maga ezt fél órának érezte ?" — kérdezte társa. Mr. Tompkinsnak el kellett ismernie, hogy ez valóban csupán néhány percnek tűnt fel. Sőt, amikor megnézte karóráját, az tizenkét óra öt percet mutatott. „Siet a postahivatal órája ?" — kérdezte. „ Természetesen siet, vagy a maga órája késik, hiszen túlgyorsan kerékpározott. De mi ütött magába ? Talán a Holdból pottyant közénk ?" szólt a fiatalember és bement a postahivatalba.

E beszélgetés után Mr. Tompkins megállapította : nagy kár, hogy öreg barátja, a professzor nincs kéznél, hogy megmagyarázza neki ezeket a különös dolgokat. A fiatalember nyilvánvalóan bennszülött és a dolgoknak ezt a rendjét megszokta már, még mielőtt járni tudott volna. Mr. Tompkins kénytelen volt tehát egymaga kikutatni e különös világot. Óráját a postahivatal órájához igazította és mert meg akart győződni arról, hogy jól jár-e, várt tíz percet. Órája nem késett. Ezután folytatta sétáját végig az utcán, míg végül a vasútállomáshoz ért. Elhatározta, hogy ismét megnézi az óráját. Meglepetésére az ismét kicsit késett. „Nos, ennek is valamilyen relativisztikus hatásnak kell lennie" — okoskodott Mr. Tompkins és elhatározta, hogy megkérdez valakit, aki értelmesebb, mint a fiatal kerékpáros.

Mindjárt kínálkozott is erre alkalom. Egy szemmelláthatóan negyven körüli úriember szállt ki a vonatból s a kijárat felé indult. Egy igen idős hölgy várta, és Mr. Tompkins nagy meglepetésére „kedves Nagypapá"-nak szólította az urat.

Ez már sok volt Mr. Tompkinsnak. Azzal az ürüggyel, hogy segít a csomagot vinni, beszélgetésbe elegyedett az úriemberrel.

„Elnézést kérek, hogy családi ügyei felől érdeklődöm — szólt. Ön valóban e kedves idős hölgy nagyatyja ? Tudja kérem, én itt idegen vagyok és még sohasem . . ." „Ó, már értem — szólt az úriember, bajusza alatt mosolyogva — úgy hiszem, Ön azt gondolja, hogy én a bolygó zsidó vagyok, vagy valami ahhoz hasonló. Ez azonban valóban igen egyszerű dolog. Üzleti ügyeim megkívánják, hogy sokat utazzam, és minthogy életem legnagyobb részét vonaton töltöm, természetesen sokkal lassabban öregszem meg, mint a városban élő rokonaim. Rendkívül örülök, hogy még jókor érkeztem és kedves unokámat életben találtam. De bocsásson

meg, vár rám a taxiban" szólt és sietve otthagyta Mr. Tompkinst a problémáival.

Miután ez észbeli képességeit az állomás büfféjében néhány szendvics elfogyasztásával némileg megerősítette, a következtetéseivel odáig jutott, hogy úgy vélte : ellentmondást fedezett fel a híres relativitás-elvben.

„Igen, ez világos — gondolta kávéját szürcsölve — ha minden relatív, úgy az utazó úrnak rokonai szemében igen öregnek kell látszania ; azok meg az ő számára látszanak öregnek, holott valójában bizonyára mindkét fél fiatal marad. De amit mondok, az nyilván értelmetlenség : az embernek nem lehet relatív a szakálla!" Ezzel elhatározta: utolsó kísérletet tesz, hogy kiderítse, miképpen is áll a dolog valójában. Egy a büffében üldögélő magányos, vasutas-egyenruhás emberhez fordult.

„Nem volna olyan kedves, uram — kezdte — nem volna olyan jó, hogy megmondaná : ki felelős azért, hogy a vonaton utazók sokkal lassabban öregszenek meg, mint az egyhelyben élő emberek ?"

„Ezért én vagyok a felelős" — szólt az ember egyszerűen.

„Ó — kiáltott Mr. Tompkins —, eszerint Ön megtalálta a Bölcsek Kövét, amit a régi alkimisták hiába kerestek ! Önnek igen híres embernek kell lennie az orvosi világban. Ön itt az orvostudomány professzora ?"

„Nem — mondta az ember meglepetten —. Én csak vasúti fékező vagyok."

„Fékező ? Ön fékezőt mondott ? . . . — kiáltott Mr. Tompkins, elvesztve lába alól a talajt. — Ön tehát azt mondja, hogy Ön fékezi le a vonatot, amikor az befut az állomásra ?"

„Igen, ez az én munkám ; és valahányszor a vonat lelassul, az utasok időt nyernek a többi emberhez képest. Természetesen — tette hozzá szerényen — a mozdonyvezető, aki gyorsítja a vonatot, ugyancsak kiveszi részét a dologból."

„De hogy függ ez össze azzal, hogy az utasok fiatalok maradnak ?" — kérdezte Mr. Tompkins tele meglepetéssel.

„Hm, ezt pontosan nem tudom — mondta a fékező —, de a dolog így van. Egyszer megkérdeztem egy egyetemi tanárt, aki a vonaton utazott, hogy ez miképpen történik. Erre igen hosszú és érthetetlen előadásba kezdett, és végül azt mondta, hogy ez ugyanaz, mint a Nap „vöröseltolódása" — azt hiszem így nevezte. Hallott Ön már valamit a vörös eltolódásokról ?"

„Nem" — szólt Mr. Tompkins kissé kételkedve ; a fékező pedig távozott, fejét rázva. Egy hatalmas, sötétkinézésű pincér jött asztalához a számlával és Mr. Tompkins aprópénz után kezdett keresgélni a zsebében. Mivel semmit sem talált, megkérdezte a borús pincértől, hogy fizethet-e csekkel ?

„Nem — szólt a pincér —, készpénz kell."

„De nekem nincs pénzem" — mondta Mr. Tompkins kissé megijedve.

„Készpénzt !" kiáltott a pincér. „Készpénzt ! . . . Készpénzt, kérem !" mondta ismét a bosszankodó hang és Mr. Tompkins felemelte fejét az asztalról. Az asztal túloldalán a borús pincér helyett öreg barátja, a professzor állt s egy csekket nyújtott felé.

„Ó, nagyon örülök, hogy látom Önt — kiáltott Mr. Tompkins ; — éppen meg akartam kérdezni, hogyha az ember állandóan rohan, úgy örökké fog élni ?"

„Sajnos, nem értem, mit mond — mondta a professzor — legyen szíves, váltsa be ezt a csekket. Egy ülésre sietek."

Igen, a való életben a professzor nem volt olyan barátságos, mint az álomvilágban. Mr. Tompkins sóhajtott és elkezdte számolni a bankjegyeket.

A fent közölt részletet G. Gamownak „Mr. Tompkins in Wonderland" című könyvéből fordítottuk. Mr. Tompkins egy nyárspolgár (civilben az egyik nagybank pénztárosa), aki üres óráinak unalmát egy fizika-professzor népszerűsítő előadásainak hallgatásával, ill. a professzor írásainak tanulmányozásával kívánja elűzni. A modern fizika újszerű eredményeinek hatására olyan álmokat él át, ahol ezek a „furcsa" jelenségek megnőnek és beleszólnak a mindennapi életbe. „Relativisztikus" álmában olyan városba téved, ahol a fénysebesség 10 mérföld/óra.

Fordította: *Györgyi Géza*

FIZIKA TANÍTÁSA

Mérési feladatok a III. éves fizikushallgatók laboratóriumában II.

Optikai mérések

Az előzőekben beszámoltunk a III. éves fizikusok laboratóriumi gyakorlatának elektronfzikai és héjfizikai méréseiről, most a fizikai-optika körébe tartozókat fogjuk ismertetni.

Az első idetartozó feladat a fény hullámhosszának mérése. Klasszikus mérés a hullámhossz biprizmával történő meghatározása. Elavultsága ellenére nagyon alkalmas az optikai mérések egyik legnagyobb kísérleti problémájának, a jusztirozásnak a begyakorlására. A hallgatók a nátrium D vonalának a hullámhosszát határozzák meg.

Optikai ráccsal kisülési csövek spektrumvonalainak hullámhosszát mérik. Mivel rácsállandót mikroszkóppal már mértek a hallgatók II. éves korukban, itt most a NaD vonalának már ismert hullámhosszából határozzák meg a rácsállandót.

A következő méréscsoportban az abszorbeáló anyagokon létrejövő reflexiós jelenségeket vizsgálják poláros fény segítségével.

Gyengén abszorbeáló anyagként üvegtükröt használnak. Először természetes fénnyel a tükör P polarizáció szögének, és ebből az

$$n = \operatorname{tg} P$$

összefüggés alapján a törésmutatónak a meghatározását végzik el.

Ha lineárisan poláros fényt ejtünk a tükörre, visszaverődéskor megváltozik a fény rezgési síkja és a beesési sík által meghatározott szög, az azimut is. A beeső és visszavert fény azimútja, valamint a beesési és törési szög közötti összefüggést — mint ismeretes — a Fresnel-formulák adják meg. A hallgatók feladata ezeknek az igazolása.

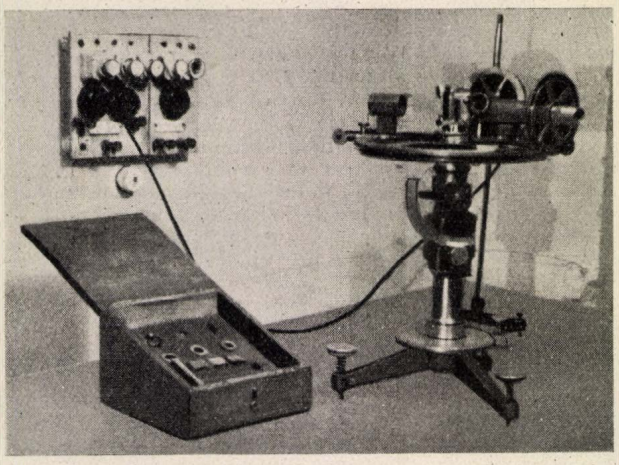
Erősen abszorbeáló anyagoknál (esetünkben fémtükrök) a visszavert fény nem lesz lineárisan poláros. A visszavert fénynek a beesési síkra merőleges, illetve azzal párhuzamos komponense között a beesési szögtől függően fáziskülönbség jön létre. Az a beesési szög, amelynél a fáziskülönbség éppen 90°, a fő-beesési-szög. Ha ezzel történő beesésnél a 90°-os fáziskülönbséget két kvarcékkel (Babinet-kompenzátor) kompenzáljuk, lineárisan poláros fényt kapunk. Ennek az azimutja a fő-azimut. A fő-azimut és a fő-beesési szög ismeretében kiszámítható a fémtükör törésmutatója és abszorpciós indexe, a fémtükör két optikai állandója. Ezeknek a meghatározása a hallgatók feladata.

Mindkét mérés egy háromkaros goniométeren végezhető el. A karok közül az egyik a polarizátor-, a másik az analizátor-nikol elhelyezésére szolgál, a harmadikkal a középpontban levő tükörtartó asztalkát lehet forgatni. A polarizátor-, illetve analizátor-nikol helyzete egy-egy körosztáson leolvasható (1. ábra).

Egy további méréscsoportban a kettőstörés jelenségével foglalkozunk. Az egyik feladat egy termé-

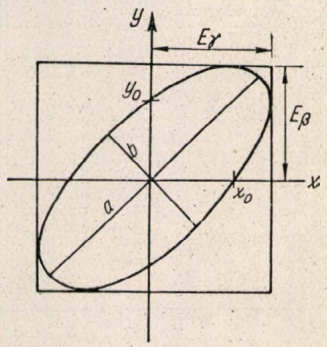
szetesen kettőstörő anyag, a csillám optikai tulajdonságainak vizsgálata.

Mint ismeretes, a hasadási síkra merőlegesen beeső lineárisan poláris fény a kilépés után általában eliptikusan poláros lesz. Van azonban két egymásra merőleges kitüntetett irány. Ha ez a rezgés síkja, akkor az áthaladó

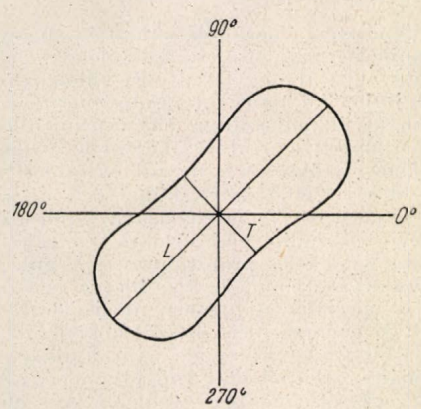


1. ábra. Háromkaros goniometer

poláros fény tulajdonsága nem változik (β, γ tengely). A beeséskor ugyanis a fény két egymásra merőleges komponensre bontható. A kettőstörés miatt a két komponens sebessége különböző, így közöttük a vastagsággal arányos fáziskülönbség jön létre. A hallgatók feladata a fáziskülönbség, és ebből a csillám vastagságának a meghatározása.



2. ábra



3. ábra

A mérés menete a következő : a csillámot keresztezett nikolok közé helyezik és a beeső fénysugár mint tengely körül elforgatják. Egy teljes körülforgatás közben négy, egymástól 90°-ra levő helyen minimumot fognak észlelni. Ilyenkor ugyanis a β, illetve γ irányok a polarizátor, illetve analizátor által megszabott rezgési irányokkal egybeesnek. A közbenső maximum helyeken a csillámra eső fény rezgési síkja mind a β mind a γ iránynyal 45°-ot zár be. Ebben az esetben tehát a két egymásra merőleges komponens amplitudója egyenlő, így a csillámból kilépő elliptikusan poláros fény ellipszise egy négyzetbe írható be. Az ellipszis tengelyei a négyzet átlóival esnek egybe (2. ábra).

A kioltási helyek megállapítása után az analizátort forgatva megmérik a kilépő fény intenzitását. Ekkor a 3. ,ábrán látható lemniszkáta görbét kapják. Mivel fény intenzitása az amplitudó négyzetével arányos, a rezgési ellipszis főtengelyeinek aránya

$$a/b = \sqrt{L/T}$$

a és b ismeretében már megszerkeszthető a 2. ábrán látható ellipszis. Ebből a fáziseltolás a

$$\sin \delta = \frac{x_0}{E\gamma} = \frac{y_0}{E_\beta}$$

ismert összefüggés alapján határozható meg.

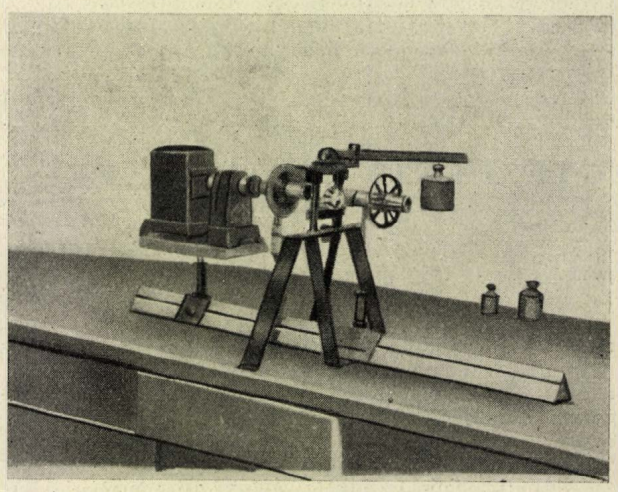
A δ fáziseltolás, továbbá a β és γ irányban a törésmutatók ismeretében a vastagságot a

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda}(n_\gamma - n_\beta)\, d$$

összefüggés alapján számítják ki.

A tárgykörbe tartozó további mérések a mesterséges kettőstöréssel foglalkoznak.

A mechanikus feszültség következtében fellépő kettőstörést a 4. ábrán látható berendezéssel tanulmányozzák hallgatóink. Az anyagminta plexi, vagy celluloid, amelyet két szorítólemezpárral feszítenek ki. Az alsó lemezpár az állványhoz, a felső egy terhelhető karhoz csatlakozik. Így az anyagban csak egyirányú feszültség jön létre. A feszítés irányára merőlegesen



4. ábra. Berendezés a mechanikus feszültség hatására fellépő kettőstörés mérésére

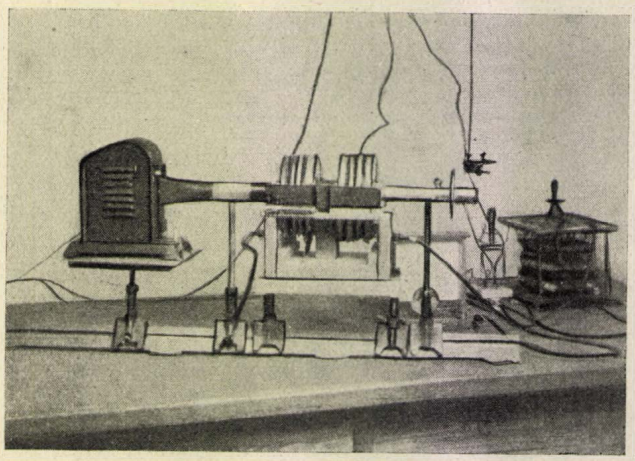
belépő lineárisan poláros fény két komponensre bontható : a feszültség irányába eső és az arra merőleges komponensekre. A két komponens terjedési sebessége a feszültség hatására különböző lesz, így a kilépéskor létrejövő fáziseltolás a feszültségtől függ :

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} C p d\,,$$

ahol δ fáziseltolás, λ a használt fény hullámhossza, p a feszültség, d az anyagminta vastagsága, C pedig az

anyagra jellemző állandó. C a fáziseltolás ismeretében meghatározható. Ezt a hallgatók Babinet-kompenzátorral mérik.

Mesterségesen kettősentörővé tehetők egyes anyagok olymódon is, ha elektromos térbe helyezzük őket. Méréseink egyike ezzel az un. Kerr-effektussal foglalkozik.



5. ábra. Berendezés a Faraday effektus mérésére

Az E térerősségű elektromos tér hatására egyes anyagokban a beeső fény vektorának a térerősség irányába eső és az arra merőleges komponense között fáziskülönbség jön létre. Ennek nagysága a kilépéskor:

$$\delta = 2\pi B \cdot d \cdot E,$$

ahol d az anyag vastagsága, B pedig az anyagra jellemző Kerr-állandó.

A vizsgálandó anyag nitrobenzol. Ezt egy küvettában két egymástól néhány tized miliméterre levő lemez közé töltik. A küvettát a hallgatók keresztezett nikolok közé helyezik olymódon, hogy a cellára eső lineárisan poláros fény rezgési síkja a térerősséggel 45°-ot zárjon be. A mérés során az analizátor-nikolból kilépő fény intenzitását mérik a lemezek közti térerősség függvényében. A fény intenzitása a térerősséggel az $1 - \cos\delta$ függvény szerint változik, tehát az első maximumát a $\delta = \pi$ helyen veszi fel. Ehhez a maximumhoz tartozó E_m érték segítségével a Kerr-állandó a fenti kifejezésből meghatározható.

További méréscsoportot alkotnak az optikai forgatóképességre vonatkozó mérések.

A természetben előforduló optikailag aktív anyagok közül a legismertebbek a cukorfajták. Hallgatóink is különböző cukrok fajlagos forgatóképességét mérik, majd pedig ennek ismeretében koncentráció meghatározásokat végeznek az ismert sacharimeterrel.

Mágneses tér segítségével mesterségesen is optikailag aktívvá tehetők egyes anyagok (Faraday-effektus). Ha a H mágneses térerősség irányában haladó lineárisan poláros fény egy d vastagságú anyagmintán halad át, rezgési síkja

$$\alpha = A \cdot d \cdot H$$

szöggel fordul el. A itt az anyagra jellemző Verdet-állandó. A mérési feladat ennek a meghatározása.

Az anyagmintát ehhez egy 2000—2500 Gauss térerősséget előállító középen átfúrt elektromágnes pofái közé helyezzük, és keresztezett nikolok között vizsgáljuk (5. ábra). A tér hatására az áthaladó fény rezgési síkja elfordul, és az analizátor látótere kivilágosodik. Újabb minimum beállításával az anyagminta által létrehozott elforgatás α szöge leolvasható.

A gyakorlatokról szóló fenti beszámolóinkban természetesen nem térhettünk ki részletkérdésekre, sőt még teljességre sem törekedtünk. Egyáltalán nem ismertettük pl. a II. félév anyagát képező gyengeáramú feladatokat, mert ezek a gyengeáramú technika jól ismert elemi méréseit foglalják magukba. Ezzel kapcsolatban csak azt említjük meg, hogy a tanév utolsó negyedében a hallgatók mindegyike egy-egy elektronikus műszert épít, és azt beméri, hogy ezáltal gyengeáramú technikai készsége is fejlődjön.

Groma Géza—Keszthelyiné Lándori Sára
Eötvös Loránd Tudományegyetem
II. Kísérleti Fizikai Intézete

EGYESÜLETI ÉLET — HÍREK

A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZETÉNEK RADIOLÓGIAI OSZTÁLYA

A Magyar Tudományos Akadémia Központi Fizikai Kutató Intézetének Radiológiai Osztálya az 1952. év nyarán létesült a KFKI csillebérci telepének III. épületében, kb. 25 főnyi létszámmal. Az osztály azóta dr. Bozóky László vezetése alatt működik, létszáma kb. 40 főre gyarapodott.

A Radiológiai Osztály fejlődésében és munkájában három, meglehetősen jól körülhatárolható korszakot lehet megkülönböztetni.

A Radiológiai Osztály megalakulását követő első időszakban az osztály célkitűzéseit szolgáló munka szellemi és anyagi feltételeit kellett megteremteni. Mivel a fizikai radiológia problémái ionizáló sugárzások mérésével és e sugárzások hatásával kapcsolatosak és mivel abban az időben a sugárforrásokat elsősorban a röntgen készülékek és radioaktív izotópok képviselték, nyilvánvaló volt, hogy az anyagi munkafeltételek biztosítását egyrészt alkalmasan felszerelt röntgen és izotóp laboratórium létesítése, másrészt a sugárzások mérésére alkalmas műszerek kidolgozása képezte. Tekintetbe kellett venni azt is, hogy a szóban forgó időben a radiológiai kérdésekben jártas szakemberek száma igen csekély volt.

A Radiológiai Osztály első korszakában végzett munkájának főbb eredményei:

A) Kifejlesztésre kerültek különféle sugárdetektorok és komplett sugárzásmérő készülékek. A Haiman Ottó vezetése alatt álló egyik csoport kidolgozta számos különféle fajtájú GM csőnek a prototípusát és ezekkel az intézeten kívül nagyszámú más intézményt is ellátott. Kikísérletezett továbbá különféle szcintillációs számlálásokhoz szükséges sugárdetektorokat. Ember György vezetésével elkészültek különböző új szabadalmaztatott eljárások felhasználásával hordozható és hálózati kivitelű radiológiai célokra szolgáló elektronikus mérőkészülékek prototípusai. Végül Bozóky László vezetésével különféle kis, illetve egészen nagy méréshatárú speciális új típusú dózismérők nyertek kidolgozást. E sugárzásmérő készülékekből, illetve GM csövekből több típust különféle gyárak részére szériagyártás céljaira is átadtunk, mivel ebben az időben ionizáló sugárzások mérésére szolgáló készülékekhez, illetve detektorokhoz külföldről egyáltalában nem lehetett hozzájutni.

B) Elkészült az osztály röntgen-dozimetriai laboratóriuma.

C) Befejezést nyert az ország első nagymennyiségű nyitott radioizotópokkal való munkákra alkalmas izotóp

laboratóriuma, illetve annak speciális felszerelési tárgyakkal való ellátása. A felszerelés nagy részét az osztály szintén maga tervezte meg, illetve dolgozta ki.

D) A fenti munkák során kiképzést nyert és tapasztalatokra tett szert a szakembereknek egy olyan csoportja, amely különböző tanfolyamok rendezésén keresztül radiológiai kérdésekben való jártasságát orvosok, vegyészek, mérnökök stb. részére is tovább tudta adni és ezáltal, valamint a legfontosabb sugárzásmérő készülékeknek az elkészítésével, illetve más intézeteknek, egyetemeknek stb. a rendelkezésre bocsátásával a radioizotópok hazai felhasználása terén úttörő munkát végzett.

A fejlődés második szakaszában az osztály egyes csoportjai, amelyek a radiológia heterogén természetéből kifolyólag meglehetősen különböző szakterületeken mozogtak, kevésbé erőltetett ütemű, azonban elmélyültebb munkával a saját profiljaiknak megfelelő aktuális problémákon dolgoztak. Ez azzal a céllal történt, hogy az egyes témákkal foglalkozó csoportok — mindegyik a maga lehetőségeihez képest — a hazai elmaradottságot minél teljesebben felszámolva, a nemzetközi szintet elérjék és tudományos folyóiratokban megjelentethető eredményeket produkáljanak. Ezen korszak eredményei közé tartozik több belföldi és külföldi lapban publikált dolgozat, amely egyes részterületeken (pl. a sugárzásdetektálás módszereinek és berendezéseinek területén, valamint speciális izotópalkalmazások területén) elért új eredményekről számol be, továbbá több szabadalom, amely az iparnak átadott eljárásokban is gyümölcsözteti az Intézetben végzett munka eredményeit, valamint számos kooperációs akció az országban egyebütt működő kutatórészlegekkel, izotóp laboratóriumokkal, egyetemekkel és főiskolákkal, ipari szervekkel.

A KFKI Kísérleti Atomreaktorának létesítésével kezdődik a harmadik korszak. A reaktor a sugárzásmérés és a sugárzások hatásának terén új kérdéseket vet fel, régi kérdések pedig új világításba kerülnek. Az Intézeten belül megindult következetesebb profilírozással alkalom nyílt arra, hogy a Radiológia keresztmetszetét és célkitűzéseit egyszerűsítsük. A jelenlegi adottságok és lehetőségek figyelembe vételével a Radiológiai Osztály profilja a következő: *a)* A különböző sugárzások dozimetriája, *b)* a dozimetrálásra és sugárzásmérésre alkalmas berendezések és módszerek egyes fizikai problémáinak vizsgálata. A Radiológiai Osztály kooperációs partnerei ennek megfelelően elsősorban a Kísérleti Atomreaktor és általában a KFKI különböző részlegei, majd bizonyára orvosi és biológiai intézetek lesznek. Az osztályon kidolgozott módszerek és berendezések átadása érdeklődő szerveknek nyilván ezután is a munka egyik részét fogja képezni. Az osztály szakemberei úgy mint eddig, ezentúl is egyetemeken és egyéb helyeken előadások és gyakorlatok tartásával terjeszteni fogják a radiológiai ismereteket, amelyek talán kevesebb figyelemben részesülnek, mint a fizika ezidőszerint vajudó alapvető kérdései, azonban az atomenergia kezdődő korszakában minden bizonnyal nélkülözhetetlenek.

H. O.

A KÖZÉPISKOLAI FIZIKATANÁROK ANKÉTJA

Hogy az Eötvös Loránd Fizikai Társulat vezetősége időszerű sőt kezdeményező volt a fizikatanárok 1957. dec. 27—28-án rendezett ankétjával, azt a természettudományos és technikai nevelésről a világsajtóban mind sűrűbben felbukkanó cikkek igazolják. Ha egyesületeink ilyen módon támogatják a szakminisztériumot a nevelőmunka körének megállapításában és a végzés követelményeinek előírásában, akkor Magyarországon nem lesz szükség illetékesek felelősségrevonására, mert nincs elég technikai érdeklődésű tanuló. A fizika-tanítás korszerű szinten való tartására és a fizika középiskolai tanterve kereteinek megvitatására nagyon alkalmas volt a téli találkozó.

A továbbképzésnek fizikai szakmai részét hazánk legkorszerűbben felszerelt fizikai intézetében, a csillebérci Központi Fizikai Kutató Intézetben kapták meg a fizikatanárok. *Jánossy Lajos* megnyitó előadása után *Pál Lénárd* az épülő magyar atomreaktorról, *Simonyi Károly* a magreakciók végzésének módozatairól, *Fenyves Ervin* a kozmikus sugárzások vizsgálati módszereiről, *Marx György* az elemi részekkel kapcsolatos legújabb elméleti fizikai eredményekről és azok kísérleti igazolási lehetőségeiről tartottak előadást. A kísérletezéshez kedvet érző kartársak jó indítást is kaptak. Az atomreaktor építésének megtekintése jó támpont az óriási befektetés megítélésére. A kutatóosztályok munkájába való bepillantás nemcsak a tanárok egyéni szempontjából fontos. Igazán akkor gyümölcsözik, amikor a tanítás során a tanár élményszerű ismertetésével a tanulók ezreinek lelkében a hatás sokszorosan maradandóbb lesz.

Dec. 28-án a Reáltanoda-utcai nagy előadótermet teljesen betöltötte az érdeklődő fizikatanárok serege. *Makai Lajos* megnyitójában az idő jó kihasználása érdekében elhatárolta a tanácskozás anyagát. A fizika tanításának tárgyi és formális célkitűzését igazán nem szaktárgyi sovinizmussal adta meg. A középiskolai tanári munkát egyetemi szemszögből bíráló pedagógus reális értékeléseként vesszük: „...az érettségis nem tud annyit, amennyit a mai élet igen sok pályán megkíván tőle." Reméljük foganatja lesz a társulatban való tömörülésre irányuló felhívásnak. A tanítási kérdéseknek megoldására a sajtó felhasználását, egy-egy problémakörre munkabizottságok alakítását javasolta. Sok kartársnak eszébe fognak jutni az egységesebb fizikatanítási és tanári közvélemény szükségességéről mondott szavai.

Aczél Istvánné A hazai középiskolai fizikatanítás és az új tanterv alapkérdései címmel tartott előadása maradéktalanul tartalmazta a jelenlegi tanítási helyzet felmérését, értékelését és az új tanterv készítésének legfontosabb problémáit. Biztos sikerre számíthatunk abból a vállalkozásból, amelyben a minisztériumi vezető fel akarja deríteni a fizikatanítás hiányos eredményeinek tantervi okokból eredő részét, és azt mindvégig a tanárság egészének bevonásával óhajtja megoldani. Az előadásból álljanak e helyütt a következők. A szocialista pedagógia alapelve, hogy iskolában a tudomány alapjait kell rendszeresen kifejteni. Ma egyáltalában nem építünk középiskolai fizikatanításban az általános iskolában tanítottakra. Jó lenne a jövőben ennek lehetőségét megteremteni, tehát az eddigi koncentrikus felépítés helyett tanterveinket lineárisabbá tenni. Az egyetemre való előkészítés és a tanulók termelésben való részvételének kérdései, a középiskolákban létesíthető tagozatok problémája a fizika fejezeteinek tanítási sorrendje, a használandó, egységrendszer kérdése, a matematika és a fizika tanítási anyagának koordinálása, a fizikai gyakorlatok megoldásának felvetése felélénkítették a hallgatókat és a született csendes elhatározások bizonyára élénk vitákat, majd pedig kielégítő eredményt hoznak.

Csekő Árpád adta elő a külföldi középiskolai fizikatanításról 7 tanár és 8 külföldi munkatárs fáradozásából 16 államra összeállított képet. *Makai Lajos* a szovjet és cseh, *dr Huszka Ernőné* az angol, *Kunfalvy Rezső* a svéd, *Bayer István* a francia, *Hanák Tibor* a német, *Szabó Balázs* az amerikai fizikatanításról állítottak össze tanulmányokat. Érdeklődésre tarthatnak számot a következő adatok. Négy állam kivételével a hatéves kortól kezdődő és a 17—19 éves korig tartó, tehát összesen 10—14 éves iskolás időben az utolsó 6—4 évre esik a fizika tanítása, mégpedig két fokozatban, ismétlődve. Három állam kivételével az egyetemi oktatás előtti iskolázás nem egységes, hanem első és második iskolára oszlik. Két államban három iskolára tagozódik. A fizikaoktatás folytonosságára való törekvés általában felismerhető, de van több példa a nálunk meglevő egyéves szakadásra. A fizika óraszámok a legmagasabbak Szovjetunióban, Csehszlovákiában, Angliában, Német Demokratikus Köztársaságban, nálunk és Svédországban. Egy-két állam kivételével reál és humán tagozatok

vannak, mely utóbbiakban jóval alacsonyabb óraszámban és nem is az utolsó évekig tanítják a fizikát.

Megérte a fáradságot Aczél Istvánnénak a következő megállapítással — ...ma az általános műveltség és ennek megfelelően az általános képzés fogalma átalakulóban van, az általános műveltség egyre inkább magában foglalja a természettudományos, sőt a technikai műveltség fogalmát is. — kapcsolatban végzett vizsgálat eredménye. Sok nyugati államban a fizikaórák száma rendkívül magas a reálérdeklődésű osztályokban, de ezek benépesedése csak a Német Szövetségi Köztársaságban jelentős. Viszont a Szovjetúnió 10 osztályos iskoláiban minden tanuló azonosan tanulja a fizikát, tehát ott az általános műveltségnek valóban ható tényezője lesz a természettudományos és a technikai alkotóelem.

Az előadó táblázattal is a hallgatóság elé tárta a külföldi megoldásokat, az egyetemre való előkészítést, a gimnáziumok tagozódását, a fizika fejezeteinek tanítási sorrendjét, a fizikai gyakorlatok óraszámát, a beiskolázottak életkoronkénti százalékszámát. Pár példán összehasonlítást tett az elhagyható anyagrészekre és az aránytalan időbeosztásra. A matematikának a középiskolai fizikatanításban való alkalmazásáról sok bemutatott külföldi tankönyvből győződhettek meg a hallgatók.

Az elnöklő *dr Szigeti György* bíztatására számos hozzászóló tett javaslatokat, szaporította a megoldandó problémákat. Elsőrendűeknek tekinthetjük a következőket.

Madas László két felszólalásában a rövid, tömör tankönyvek mellett foglalt állást és azt a nézetét adta elő, hogy a newtoni erőtörvény tanításának a vegyesen haladó és forgó mozgásokra való kiterjesztése a politechnikai oktatás szerves része. *Dukáti Ferenc* a használandó mértékrendszerekkel kapcsolatban a magyar szabványra hívta fel a figyelmet. *Milhoffer Hugóné* a Tanácsköztársaság 1919-ben alkotott tantervének tanulmányozását tartja szükségesnek. *Párkányi László* többek között arra mutatott rá, hogy fogalmat sohasem egy fokozatban szerez meg valaki, tehát nem volna helyes a koncentrikus tanítás kiküszöbölése. Tapasztalatait közölte a fizika és matematika tananyagának összehangolatlanságára és a tankönyvi anyag helytelen tömörítésére. *Bolly Imre* kéri a Fizikai Szemlében a külföldi hírek és a középiskolai rovat bővítését. *Dr Szalay K.* a fizikai anyagnak a matematikai anyaggal való szoros kapcsolatáról, a korszerű anyagrészek tanításának szükségességéről, valamint arról beszélt, hogy az új tantervre írjon ki a M. M. pályázatot. *Dér Zoltán* az osztályonkénti óraszám egyenlítésére, rövidebb tankönyv írására, a munkáltató tanítás valamint a gyakorlati egységrendszerrel való tanítás előnyeire mutatott rá. *Diószegi Lehel* az ipari technikumokban folyó fizikatanítás általánosan ismert nehézségeit tette szóvá. *Ecsedi Zoltán* kérte a magyar és külföldi iskolákról előadottak írásbeli közzétételét. Az óraszámok egyenlítésével kapcsolatban arra hívja fel a figyelmet, hogy a III. osztályos anyag kisebb óraszámban való tanítása lehetetlen. *Gémesi József* úgy látja, hogy a fizikatanításban a technika felé van eltolódás. A hibák felszámolásához részben a jobb tanárképzés is szükséges. Sürgeti a középiskolai fizika lapok megjelenését, amelyik a feladatmegoldási statisztikán mindenesetre javítani fog. Ezután a jó fizikatanár adottságairól és teendőiről szólt. *Arató István* a tantervbe nem a fogalmak, hanem a jelenségek felvételét javasolja. Helyteleníti azt, hogy majdnem egyformán tanítják a mágneses alapjelenségeket az általános, a középiskolás tankönyvek, sőt még az egyetemi jegyzetek is. *Czirjákné* helyteleníti az anyag megnyirbálását, viszont a technikai részekkel való bővítését is. A fizikatanításban meglevő szakadást azzal tüntetné el, hogy az I—II. osztályban általános iskolás módon tanítana fizikát. Javasol gyakorlatokat a humán osztályokban is, valamint az infinitézimális számítás tanítását és alkalmazását. *Dr Huszka Ernőné* az egyetemi előkészítő osztályok létesítésében látja a túlterhelés és a jobb felvételi vizsgázás megoldását. Szólt ezután az NDK-ban szerzett és a műhelyoktatásra vonatkozó tapasztalatairól. *Bayer István* azt világította meg, hogy a fizikatanterv a többi tárgy tantervével összhangban oldható meg. Taglalta még a fizikai anyagrészek súlyozását, az olvasókönyv szükségességét, az egyenletes óraszámelosztást. A differenciálszámítás tanítási lehetőségével és annak várható hasznával foglalkozva azt a nézetét fejezte ki, hogy az inkább csak a továbbtanulók érdekét szolgálná. Arra az ellentétre hívta még fel a figyelmet, hogy az értelmesebb tanulók a humán tagozatot választják, viszont ott károsodás éri őket a természettudományok mellőzött tanítása miatt. A reáltagozatosak pedig gyengébb előképzettségük és adottságaik miatt nehezen fejleszthetők az egyetemek kívánalmáig.

Dr Gyulai Zoltán külön előadásnak beillő hozzászólásában az elhangzottakat fejlődéslélektani párhuzammal világította meg. Az új tanterv készítése során a tervezőknek bizonyára bő tárház lesz idézett kézirata. A tudományos rendszer iránti érzék kifejlesztésének szükségessége a gimnáziumi fizikatanításban a klasszikus beosztást követeli meg és az igazi megtanulás laboratóriumi foglalkozás alatt következik be. A tankönyv rövidítésében addig lehet menni, hogy a tanuló azért hosszabb utánjárás nélkül megértse. A felvételi vizsgákon a matematikai nyilván azért eredményesebb, mert a tanuló bárhol elvégezhető számolásával reális matematikát űz, viszont reális fizikát csak laboratóriumban űzhetünk. A Fizikai Szemlének tudományosnak kell lennie, de kétségtelen, hogy szükség van mat.—fiz., vagy kémiai—fizikai középiskolai didaktikai lapra. *Pócza Jenő* rövid hozzászólásában egy kirívó egységhasználaton szemléltetve követendő gyakorlatul azt tanácsolta, hogy választás két egységrendszerre eshetik, a CGS-re és a Giorgi-rendszerre. A többi kevésbé kiépítettet ki kell fokozatosan küszöbölni.

Aczél Istvánné zárószavaiban közli, hogy a középiskolai fizikai lap kérdésének megoldása a következő tanévre várható. Kérte a jelenlevőket, hogy további gondolataikat írásban közöljék. Jó volna, ha egy-egy kérdéscsoportról vita alakulhatna ki. A linearitás szükségességét példával bizonyítja. A tankönyvek jobb kiállításának hangoztatása mellett megfontolandónak ítéli olvasókönyv kiadását. Befejezésül az Eötvös Loránd Fizikai Társulatnak és a résztvevőknek mondott köszönetet az értékes ankétért.

Szigeti György elnök a határozat megfogalmazására a szervezőbizottságot kéri fel és annak a Fizikai Szemlében való közlésére tesz ígéretet. Megállapította, hogy az ankét sikeres volt, továbbá azt, hogy az egyesület életében e két napra sikerült a legtöbb fizikust egybegyűjteni.

Csekő Árpád

Petőfi Sándor gimnázium

„AZ ATOMENERGIA A BÉKÉÉRT" CÍMŰ SZOVJET TUDOMÁNYOS-MŰSZAKI KIÁLLÍTÁS BUDAPESTEN

1957 novemberében a Technika Házában megnyílt az atomenergia békés felhasználását bemutató szovjet tudományos-műszaki kiállítás.

A kiállítás célja az volt, hogy magyarok széles körét megismertesse azokkal az eredményekkel, amelyeket a Szovjetunió az atomenergia békés felhasználásának területén elért. Szovjet kiállításokat rendeztek már Genfben, Pekingben, Delhiben, Prágában, Varsóban, Belgrádban, Bécsben hasonló témával.

A kiállítás nyolc főrészből állt, amelyek mindegyike az atomfizika legújabb vívmányainak alkalmazásával foglalkozott a tudomány, a technika, az orvostudomány és más népgazdasági ágak meghatározott területein.

Az első rész — a bevezetés. Célja, hogy a látogatókat megismertette a magfizika alaptörvényeivel és alapfogalmaival: az atomok és az atommagok szerke-

zetével, a radióaktív izotópokkal és a magfolyamatok kutatási módszereivel. A kiállítás működésben mutatta be a számlálószerkezeteket, különféle diszkriminátorokat, egy gyorsítóberendezés makettjét, valamint az atommagokban végbemenő különböző fizikai folyamatok sémáit.

Ugyanebben a részben mutatták be a tipikus magreakciókat: a nehéz magok hasítását, amely — a modern atomreaktorok alapja, — köztük azokét, amelyeket az atomvillanyerőművekben alkalmaznak; ez mint ismeretes az alapja a termonukleáris reakcióknak. A szabályozható termonukleáris reakciók megvalósítása, amelyek során egymillió fokot meghaladó hő keletkezik, az atomtudomány egyik legfontosabb feladata, megoldásán sok szovjet tudós fáradozik. A kiállítás bemutatta az utóbbi időben végzett ilyen irányu munka egyes eredményeit.

A második rész, „A geológia és az ásványkincsek kutatása" címet viselte. A Szovjetunióban bányászott urántartalmú ásványok és ércek gyűjteményét tárta a látogatók elé, valamint urán- és tóriumlelőhelyek felkutatására használatos, működésben levő berendezést.

„A kémia és a kohászat" című rész bemutatta az atomreaktorokban széleskörben alkalmazott tiszta uránból, berilliumból és cirkoniumból előállított készítményeket, továbbá az izotópok hasítási módszereit és ipari létesítmények makettjait.

Az UNESCO által szervezett nemzetközi értekezleten Párisban 1957. őszén, a szovjet tudósok beszámoltak a radioaktív izotópok legkülönbözőbb területeken való felhasználásának igen széles távlatairól. Pl. Vinogradov akadémikus beszámolt a meteoritok izotóp állományának a meghatározásáról. Mindeddig azt tartották, hogy a meteoritok — elpusztult bolygók szilánkjai. Kiderült azonban, hogy a meteoritok és a hasonló földi kőzetek izotóp-állományai között lényeges különbségek állnak fenn. Ez amellett a feltevés mellett szól, amely a kőmeteoritok „hideg úton végbemenő" képződését vallja. Topcsijev akadémikus ismertette azokat az építkezéseket, amelyek a Szovjetunióban izotópokat előállító új üzemek létesítésével kapcsolatban folynak. 1957-ben és a legközelebbi években új központot adnak át rendeltetésének, amelyben radióaktív izotópokat tartalmazó különféle vegyületeket fognak előállítani. Nagyszerű távlatok nyílnak: a meteorológia területén is például az a lehetőség, hogy légáramlatokat ártalmatlan radióaktív anyagokkal „jelöljenek meg", hogy azután a „jelzett" atomok módszerét felhasználva megfigyelhessék a radióaktív gáz helyváltozását a légkörben, illetve telítettségi fokának csökkenését. Természetesen valamely radióaktív anyag kiválasztása erre a célra nehéz feladatot jelent. Az ilyen anyag felezési időszakának néhány évvel kell egyenlőnek lennie és ezt az anyagot a légköri csapadékoknak nem szabad feloldaniok.

Az atomenergetikai részben két atomvillanyerőmű makettjét mutatták be: az 1954 óta sikeresen működő 5000 kilowatt kapacitású szovjet atomvillanyerőművét, amely az első volt a világon, továbbá a jelenleg épülő 420 000 kilowatt kapacitású új erőmű makettjét. Ez az erőmű két blokkból fog állni, amelyek mindegyikéhez egy magreaktor és három egyenként 70 000 kilowattos gőzturbina tartozik. A reaktoron óránként 30 000 m^3 275°-ra hevített víz fog áthaladni. Ezt a hőt a gőzgenerátorokban átadják a szekunderkörben keringő víznek. Itt gőz keletkezik, amely működésbe hozza a turbinákat. Az erőmű működésének irányítását automatikával és távirányítással valósítják meg. Ez biztosítja, hogy a kitűzött kapacitást egy százalékos pontossággal szilárdan tarthassák. Kidolgozták az óvintézkedések rendszerét, amely teljes mértékben biztosítja a kiszolgáló személyzet biztonságát. Az atomerőmű felépítésével kapcsolatos óriási beruházások ellenére az itt előállított energia költsége körülbelül ugyanazon a színvonalon fog mozogni, mint az azonos kapacitású hőerőműveknél. Ennek az erőműnek 1960-ban kell működésbe lépnie.

Megjegyzendő, hogy az atomreaktor működéséhez viszonylag kis mennyiségű radióaktív „fűtőanyagra" van szükség. Így például a nemzetközi atomerőügynökség nemrégiben Bécsben tartott konferenciáján, Jemeljanov professzor, a Szovjetunió képviselője bejelentette, hogy a Szovjetunió ezen atomerőközpont alapjához 50 kg dúsított uránnal járul hozzá. Ez a mennyiség 8—10 közepes kapacitású reaktor működéséhez elegendő.

Az atomenergetika nemcsak a helyhez kötött atomhajtóerőművek előtt nyit óriási távlatokat, hanem legalább ugyanilyen jövőt tár fel a közlekedésben alkalmazható atomhajtóerőművek előtt is. Pl. a világ első atomjégtörő hajója, amely a Lenin nevet viseli, s amelynek építése most áll befejezés előtt Leningrádban, több mint egy esztendeig (400 napig) hajózhat a tengeren anélkül, hogy kikötne. E jégtörő hajó kapacitása eléri a 44 000 lóerőt, vagyis kétszerese a „Glacier" nevű legnagyobb (nem atomenergia meghajtású) amerikai jégtörő hajóénak. A „Lenin" jégtörő hossza 134 méter, legnagyobb szélessége 27,6 méter, vízkiszorítása 16 000 tonna, sebessége pedig 18 csomó. Az új szovjet jégtörőhajó 24 óra alatt 45 grammnyi magtüzelőanyagot fogyaszt majd, 70 tonna szén helyett, amennyi a rendes jégtörőhajók fogyasztása ugyanennyi idő alatt.

Az ipari fejlődés és különösen a termelési folyamatok automatizálása, a mérési módszerek érzékenységének, gyorsaságának és pontosságának jelentős növelését követeli meg, sok esetben pedig azt, hogy áttérjenek a távolsági és érintkezés nélküli mérési módszerekre. A magsugárzások felhasználása lehetővé teszi az ellenőrzési eszközök alkalmazási területének jelentős kiszélesítését és a termelés automatizálása során felmerülő új feladatok megoldását.

A műszaki részben bemutatott különböző műszerek, a radióaktív sugárzás anyagra gyakorolt kölcsönhatásának különböző alkalmazott fajtái már széles körben elterjedtek a termelés különböző területein (radióaktív szintmérők és sűrűségmérők, fémek gamma-repedésvizsgálatára, hideg és meleg hengereltáruk vastagságának folyamatos mérésére, föld szívókotró berendezéseknél az iszap sűrűségének mérésére szolgáló műszerek).

„A biológia és a mezőgazdaság" című részben számos példa mutatta a „jelzett" atomokkal dolgozó módszer alkalmazásának eredményességét a növényekben és az állati szervezetekben végbemenő anyagcsere tanulmányozásában, a kártevők ellen a mezőgazdaságban folytatott harcban. A radióaktív besugárzás sok esetben hasznosnak mutatkozik az élelmiszerek konzerválására.

A kiállításon jelentős helyet foglalt el az „Orvostudomány" című rész, amelynek keretében gammaterápiás berendezéseket, klinikai-diagnosztikai felszerelést és mérőműszereket, preparátumokat az izotópokkal végzett munkához szükséges eszközöket és védőberendezéseket mutattak be. Látható volt a radióaktív preparátumok segítségével végzett kezelések eredménye is.

A Szovjetunióban igen nagy figyelmet szentelnek azon kérdésekre, amelyek a radioaktív izotópokkal való munka biztonságának biztosításával kapcsolatosak. A „Védelmi technika és dozimetrikus berendezések" című rész bemutatta, az ilyen berendezések korszerű mintáit, a védő- és szűrőanyagokat, a magas aktivitású izotópokkal végzett munkához szolgáló kezelő szerkezetet. A „mechanikai kéz" (manipulátor) segítségével a kísérletező, aki figyelőablakkal ellátott vastag betonfal mögött tartózkodik, elvégezheti a legbonyolultabb és legpontosabb kísérleteket a radióaktív izotópokkal: folyadékokat tölthet egyik edényből a másikba, preparátumokat keverhet össze, ollóval vághat, kupakokat csavarhat rá az edényekre és még sok mást végezhet. A kiállításon egy nagy kezelőszerkezet működésben is látható volt.

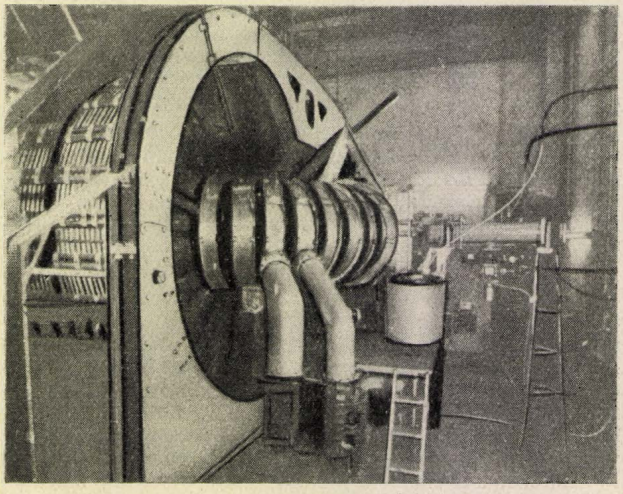
A nagy áthatolási képességgel rendelkező gammasugárzás mértékének ellenőrzésére különböző dozimétereket alkalmaznak: hordozhatóakat és helyhez kötötteket.

Ja. B. Fridman—V. N. Usakov
Moszkva

A KÜLFÖLD HIREI

A napilapokban is olvashattunk a harwelli angol atommagkutatási központ tudósainak a szabályozható magfúzió megvalósítása felé tett újabb lépéséről. A következőkben a párizsi Liberation c. lap tudósítása nyomán idézünk Sir John Cockroftnak, a harwelli Atomic Energy Research Establishment igazgatójának január 23-án 280 újságíró előtt tett, errevonatkozó nyilatkozatából.

„A Zeta (Zero Energy Thermonuclear Assembly) segítségével dr. Thonemann és munkatársai elérték első céljukat: néhány ezred másodperc tartamára sikerült deutérium gázt 5 millió fokos hőmérsékletre felmelegíteniök. Ezt a folyamatot többezerszer megismételték. Azt, hogy sikerült elérni a Nap középpontjában uralkodó hőmérséklet harmadrészét, igen figyelemreméltó tudományos eredménynek tartom. Bizonyosra veszem, hogy a Zeta bizonyos módosítások után lehetővé fogja tenni, hogy egy éven belül a Napénál is nagyobb hőmérsékletet érjünk el." Sir John a továbbiakban elmondotta, hogy midőn a kétmillió fokot elérték, megfigyelték néhány neutron keletkezését. A neutronok megjelenése arra mutat, hogy deuteronok egyesülése ment végbe. Jelenleg azonban még nem rendelkeznek megdönthetetlen bizonyítékokkal arra vonatkozóan, hogy a neutronok mind fúziós reakciókból származnak. Ha sikerül elérni a 25 millió fokot, úgy a neutronok száma várhatóan több, mint tízszeresére fog növekedni. A Zeta által termelt energia azonban még ekkor is igen kicsi lesz a fuzió útján felszabadítható teljes energiához képest. Ahhoz, hogy az energiatermelés rentábilis legyen, a deutérium gázt kb 300 millió fokra kell melegíteni, de deutérium és tricium keverékének alkalmazása esetén már 40 millió fok elegendő. Sir John véleménye szerint a magfuzió ipari felhasználására húsz évnél hamarább valószínűleg még nem kerül sor. Előadásának végén közölte, hogy az angol tudósok egy másik csoportja Aldermastonban ugyancsak a fuzió kérdésével foglalkozik, hangsúlyozta az angol és amerikai tudósok közötti együttműködést, végül utalt az e területen folyó szovjet kutatásokra, melyekről két évvel ezelőtt éppen Harwellben tartott nagy feltünést keltett beszámolót Kurcsatov professzor.



A Libération tudósítója a következőképpen írja le a Zeta fuziós reaktort: A berendezés két emelet magasságú, vízszintesen elhelyezett hatalmas tórusz-alakú test. Ennek alumínium borítása takarja el szemünk előtt azokat a hatalmas elektromágneseket, amelyeknek mágneses tere „elektromágneses fal"-ként összetartja a többmillió fokos deutérium gázt.

*

Szibériában, Novoszibirszk körzetében nagy tudományos központ épül: „A tudomány városa". Itt 20 000 professzor és diák fog dolgozni a természettudományok és technika területén. A kutatások fel fogják ölelni az atomenergia felhasználása, az automatizálás, és a rakétahajtóművek területét. A város három év alatt épül fel. (Atomkern-Energie, 1958. 1)

*

A *Nautilus* az USA első magenergiával hajtott tengeralattjárója öt és fél nap alatt 1600 kilométer hosszú utat tett meg az északi sarkvidék jégpáncélja alatt. Az út célja az volt, hogy tanulmányozzák a jég alatti áramlási viszonyokat, valamint a hidegnek a berendezésekre való hatását. — A Nautilus 1957 áprilisában vett fel üzembehelyezése óta először üzemanyagot 96 000 km megtétele után. (Atomkern-Energie, 1958 1)

*

Az amerikai Atomenergiabizottság 150-re emelte a magfizikatanulmányok céljára szolgáló ösztöndíjak számát. Az ösztöndíjak összege 1600 és 2000 dollár között van. (Atomkern-Energie, 1958. 1)

*

1957 november közepén megérkeztek Egyiptomba a Szovjetunió szállította reaktor első alkatrészei. A reaktor szovjet szakemberek vezetése mellett épül majd fel. A hozzátartozó magfizikai laboratórium már elkészült, a reaktor épülete jelenleg építés alatt áll.(Atomkern-Energie, 1958. 1)

*

D. Dwight Eisenhower, az Egyesült Államok elnöke 1957 végén Oklahoma City-ben beszédet mondott, amelyet az összes amerikai televíziós- és rádiótársaságok közvetítettek. E beszédből idézünk: „A Szovjetuniónak jelenleg több a tudományos és technikai szakembere, mint az Egyesült Államoknak. Ezeken a területeken a Szovjetunióban gyorsabb ütemben adják meg a lezárt kiképzést, mint nálunk. A képzettség színvonalára vonatkozó legújabb vizsgálatok azt mutatják, hogy nem szabad azt hinnünk, mintha e mennyiségi növekedés értékét a minőség hiányosságai kérdésessé tennék.Ez a tendencia nyugtalanító. Tudományos tanácsadóim nézete szerint ez mindenekelőtt az amerikai nép kritikus problémája." (Atomkern-Energie, 1958. 1)

*

A Frankfurter Allgemeine Zeitunk amerikai becslést közöl, amely szerint a Szovjetunióban jelenleg összesen másfélmillió tudós dolgozik szemben az USA 1,3 millió tudósával.

*

Ezév április 23-án ünnepeli a tudományos világ Max Planck-nak, a kvantumelmélet megalapítójának, a *h* hatáskvantum felfedezőjének századik születésnapját. Ebből az alkalomból — elsőízben — kiadásra kerül Planck fizikai előadásainak és cikkeinek gyűjteménye, három kötetben. A berlini Fizikai Társaság és a göttingai Max Planck társaság kiadásában megjelenő mű előszavát Max von Laue professzor írta. (Phys. Bl. 1958. 1)

*

Robert Oppenheimer professzornak, a princetoni „Institute of Advanced Studies" igazgatójának a newyorki francia nagykövetség fogadásán átnyújtották a Becsületrend lovagi jelvényeit. (Phys. Bl. 1958. 1)

*

1958. január 4-én, 75 éves korában elhunyt Alexander Meissner. Ő alkalmazta először a visszacsatolást, amely nélkül a modern rádiótechnika és elektronika elképzelhetetlen. (Phys. Bl. 1958. 1)

*

A Tiszta és Alkalmazott Fizika Nemzetközi Uniója (IUPAP) 1957. szeptember 17. és 20. között Rómában megtartotta 9. közgyűlését. Ezen elhatározták a SzSzKSz, Ausztria és Bulgária nemzeti bizottságainak felvételét. Jelenleg az Unióhoz 30 tagállam tartozik. Az 1957—60 közötti időszakra a IUPAP végrehajtóbizottságának tagjai a következők:

Elnök: E. Amaldi (Róma).

Előző elnökök: N. F. Mott (Cambridge), M. Siegbahn (Stockholm).

Helyettes elnökök: J. de Boer (Amsterdam), R. B. Brode (Berkeley), M. Kotani (Tokio), J. H. Van Vleck (Cambridge, Mass.), G. Herzberg (Ottawa), A. Joffe (Leningrad), E. Rasmussen (Koppenhága), H. Staub (Zürich), F. C. A. Trendelenburg (Erlangen), J. Weyssenhof (Krakkó).

Főtitkár: P. Fleury (Párizs).

A nemzetközi együttműködés előmozdítására nyolc bizottságot szerveztek. Ezek a következő területeket ölelik fel: Jelölések, egységek és nomenklatura; termodinamika és statisztikus mechanika; kozmikus sugárzás; mély hőmérsékletek; publikációs kérdések; akusztika; szilárd testek fizikája; nagyenergiájú fizika. Még megfontolás tárgyává teszik egy elektronikai és egy kisenergiájú magfizikai bizottság szervezését. A IUPAP közleményeit a következő folyóiratokban fogják közzétenni: Physikalische Blätter (Németország), Journal de Physique (Franciaország), Advances in Physics (Nagybritannia), Il Nuovo Cimento (Olaszország), Physics in Canada (Kanada), Physicalia (Spanyolország), Physics Today (USA). A IUPAP működéséről további felvilágosítást a főtitkár nyújt (3 Boulevard Pasteur, Paris XVe). (Phys. Bl. 1958. 1)

*

A szovjet Atomerőhatóság helyettes vezetője, Nyikolajev közlése szerint a következő években 2—2,5 millió kW összteljesítményű atomerőművet építenek a Szovjetunióban. Ezek között lesznek 400 és 600 MW-os erőművek is. (Atomkern-Energie, 1958. 1)

KÖNYVSZEMLE

KARL F. NOVOBÁTZKY—THEOBALD NEUGEBAUER: THEORETISCHE ELEKTRIZITÄTSLEHRE UND WELLENOPTIK.

(Deutscher Verlag der Wissenschaften. 1957)

Az Eötvös Loránd Tudományegyetem elméleti fizika professzorainak tankönyve, amely már sok éve megbízható útmutatója az elektrodinamikát tanuló magyar egyetemi ifjúságnak, most a Német Demokratikus Köztársaságban jelent meg a „Hochschulbücher für Physik" c. sorozat 26. köteteként, javított kiadásban, a szerzők fordításában, szemet gyönyörködtető kiállításban, 419 oldalon.

A Novobátzky által írott első rész 178 oldalon a Maxwell-féle fenomenológikus elektrodinamikát mutatja be. E rész vezető elve: a legegyszerűbb tapasztalatokból kiindulva induktív úton felépíteni a makroszkópikus elektromágneses jelenségek összességéről számotadó Maxwell-egyenletek rendszerét. E módszer előnye: az elektrodinamikát tanuló részletenként, fokozatosan ismerkedik meg a Maxwell-egyenletek sokrétű fizikai tartalmával, s ezen ismeretek biztos birtokában jut el arra a fokra, ahol az elmélet egész apparátusát kell alkalmaznia. Hála a klasszikusan tiszta, szigorúan rendszeres tárgyalásmódnak, az elmélet induktív felépítése közben az olvasó nem vész el a bemutatott részletproblémák között. Ezek mögött mély benyomást hagyva bontakozik ki az elektrodinamika páratlanul tömör, nagy teljesítőképességű axiomarendszere, a Maxwell-féle egyenletrendszer. A könyv 61. §-a különben vázlatosan bemutatja az elektrodinamika axiomatikus tárgyalásmódját is. Eszerint Maxwell egyenleteit axiomának fogadjuk el, melynek eredetét nem kutatjuk, s amelyből deduktív úton jutunk el az egyszerű tapasztalati tények elméleti leírásához.

Az elektrosztatika fejezete az elektrosztatikus térrel kapcsolatos egyszerű tapasztalatokból az erővonalak segítségével megalkotott fizikai kép vázolása után az általános töltéseloszlás keltette potenciáltér meghatározásának matematikai módszereit ismerteti. A vezető gömb, a kondenzátor, a kettősréteg, a dipól diszkussziójával foglalkozó §-ok közé bekerült a magyar kiadásban nem szereplő „Influencia" c. §, amelyben egy ponttöltés által egy vezető gömbön kiváltott megosztás problémájáról van szó. Ezenkívül helyet kapott a német nyelvű változatban a dipólusra ható forgatónyomaték és transzlációs erő is. A dielektrikumok fejezetében az alaptörvények és annak alkalmazásai mellett a Maxwell-elmélet jellegzetes fogalmai: a térenergia és a Maxwell-féle feszültségek kerülnek bemutatásra. A mágnesség és a stacionárius áramok törvényszerűségei után az „Általános áramok" c. fejezetben megismerjük az elmélet szempontjából döntő jelentőségű eltolódási áramot. A kvázistacionárius áramok technikai szempontból fontos fejezetét követi az elektromágneses hullámokkal foglalkozó fejezet, mely a Maxwell-elmélet legnagyobb teljesítményeit tárgyalja. Az elvi szempontból nagyfontosságú sugárnyomás, a fémekben haladó és fémeken visszaverődő hullámok, a szkineffektus, a dróthullámok, a Lecher-hullámok, a Hertz-féle dipól, a rádióhullámok töltik ki e fejezetet, amelynek kiemelkedő pontja a Maxwell-egyenletek általános megoldását megadó retardált potenciálok leszármaztatása. A fejezet bővült a hullámvezetőknek a magyar kiadásban nem szereplő §-ával. A Hertz-féle dipólus tárgyalása igen egyszerűvé és áttekinthetővé vált a tömör vektor-jelölésmód és a Hertz-féle vektor alkalmazása folytán. A mozgó testek elektrodinamikájának szentelt négyoldalas fejezet rövid terjedelménél fogva nem nyújthat mély fizikai ismereteket. Arra mindenesetre alkalmas, hogy felkeltse az érdeklődést e fontos tárgykör iránt, mely a relativitáselmélet tankönyvében kerül részletes bemutatásra. Az „Elektrodinamika" c. rész az elektromágneses mértékegységek áttekintésével zárul.

A tankönyv hátralevő részében, melynek szerzője Neugebauer, az elektronelmélet alapjai, alkalmazásai és az optika kerülnek bemutatásra 229 oldalon. A szerző célja az volt, hogy a tárgyalt anyag természettudományos oldalát domborítsa ki. Felfogása szerint ugyanis sok tankönyv foglalkozott már a téma szigorú matematikai tárgyalásával, ezért kívánatosnak tartotta egy olyan munka megírását, amely a fizika szóbanforgó fejezeteit tisztán a természettudományos oldalról tekinti és felöleli azok kapcsolatát a természettudomány más ágaival és a technikával. A feldolgozott anyag valóban olyan kiterjedt, hogy a végig szigorú matematikai tárgyalás megsokszorozná a kötet terjedelmét. A tárgyalt jelenségek fizikai alapjairól mindig beható magyarázatot kap az olvasó, s ha a kvantumelmélet a szóbanforgó jelenségről a klasszikus elméleten túlmenő kijelentéseket tesz, úgy ezekre mindig megtaláljuk az utalást.

Az elektronelmélet alapjairól szóló részben az elektron klasszikus elméletéről kap képet az olvasó: az elektron belső szerkezetére vonatkozó elgondolásokról, az elektronelmélet alapjául szolgáló Maxwell—Lorentz-féle egyenletrendszerről, a mozgó elektron teréről. Az elektronelmélet alkalmazásairól írott rész a következő fejezeteket foglalja magában: ismerteti a kvázielasztikusan kötött elektron modelljével értelmezhető jelenségeket (a színképvonalak természetes szélessége, Zeeman-effektus, indukált mágneses momentum), a külső elektromágneses tér hatása alatt álló anyag viselkedését (polarizálhatóság, diszperzióelmélet, Faraday-, Kerr-, Cotton-Mouton effektus), a testek mágneses viselkedését (dia-, para-, ferro-, antiferromágnesség, magnetostrikció, földmágnesség), a fémek klasszikus elektronelméletének alapjait, (a vezetés Drude- és Lorentz-féle elmélete, termoemisszió, Hall-effektus), végül rövid áttekintést ad a szupravezetésről. Ez utóbbi fejezet tartalmaz egy a könyv magyar kiadásában nem szereplő §-t a jelenség elméleti értelmezésére vonatkozó újabb elméleti próbálkozásokról.

Az optikai rész behatóan ismerteti a fény természetére vonatkozó nézeteink fejlődését, majd a fényjelenségek matematikai leírásával foglalkozó fejezet következik. A fénytörés, interferencia, visszaverődés, polarizáció, a diffrakció és a fényszórás jelenségeivel foglalkozó hullámoptikai fejezetek mellett röviden szó esik a sugároptikának az anyag hullámtulajdonságai felismerésénél oly fontos szerepet játszott variációs elvéről is.

Sajnálatos szépséghiba, hogy az Elektrodinamika c. rész elejére — kiemelt szedéssel — az „Elektrostatik" cím került.

Igen örvendetes, hogy a könyv hét oldalas tárgymutatót tartalmaz, amely használatát rendkívül megkönnyíti. A tankönyvet kiválóan egészíti ki a négy oldalas irodalmi útmutató, amely nemcsak az elméleti és technikai monográfia- és tankönyvirodalomról, hanem a kutatókat ma is foglalkoztató témáknak szentelt eredeti és összefoglaló folyóiratcikkekről is tájékoztatást ad. Javasoljuk a Tankönyvkiadónak, hogy a könyv újabb magyar kiadása esetén szívlelje meg a német példát: egészítse ki a művet tárgy- és irodalommutatóval. Ez minden tankönyv értékét jelentősen megnöveli. *Gy. G.*

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

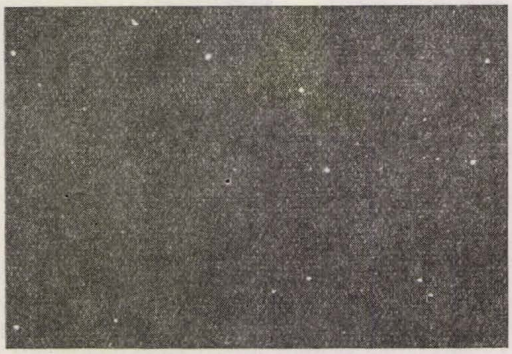
A CH molekula $^2\Delta$—$^2\Pi$ sávrendszeréből a (0,1) és (1,2) sávok rotációs analizise. A CH molekulának legkönnyebben gerjeszthető sávrendszere a $^2\Delta$—$^2\Pi$ elektronátmenethez tartozik. Ennek legintenzívebb sávjai — (0,0), (1,1) és (2,2) sávok — a 4315 Å körüli hullámhossztartományban vannak és a következő fényforrásokban figyelték meg: égő szénhidrogénekben, olyan elektromos kisülésekben, amelyekben szén és hidrogén van jelen és bizonyos asztrofizikai forrásokban. A 4315 Å közelében levő CH sávok rotációs szerkezetét Fagerholm (1940) és Gerő (1941—42) analizálták.

Egy gyenge sáv 4890 Å-nél már 1916 óta ismeretes (Raffety 1916). Ez a sáv néhány ugyanolyan fényforrásban van jelen, mint amelyben a CH $^2\Delta$—$^2\Pi$ rendszere. Vaidya (1941) megmutatta, hogy ez a sáv is beilleszthető a CH molekula fentemlített sávrendszerébe, ha ezt a (0,1) sávnak fogadjuk el. A kicsiny intenzitás miatt rotációs analízis még nem volt, így ezt a feltevést jobban alátámasztani nem lehetett. — Kiess és Broida olyan fényforrást dolgozott ki, amely 4890 Å körüli tartományban levő CH sávokat intenzíven emittálja, ezenkívül kettőnek a rotációs analízisét is megadja.

A fényforrás: oxigénben égő különböző szénhidrogének színképeit összehasonlítva azt találták, hogy a 4890 Å-ös sávot a legnagyobb intenzitással és kontraszttal adó fényforrás az acetilén-oxigén láng, 1 rész acetilénnel és 8 rész oxigénnel. Több acetilén a C_2 molekula sáv-rendszerének emisszióját adja, miközben elnyomódik a CH 4890 Å-ös sávja; kevesebb acetilén növeli a expozíciós időt. Elegendő intenzitású fényforrást tudtak előállítani ahhoz, hogy egy 30 000 vonal/inch rácsos spektrográfon 2 órai expozícióval megkapják a kérdéses sávokat.

A felvételek alapján meghatározták a vibrációs és rotációs molekuláris állandókat és a termfelbontást. Általában az eredmények jobban egyeznek Gerő eredményeivel, mint Fagerholm (1940) eredményeivel. — A $^2\Pi$ állapot $v = o$ nivójára vonatkozó konstansokat Gerő (1941—42) adataiból határozták meg. Elvégezték a (0,1) sáv és (1,2) sáv rotációs analízisét. (Astrophys. Journ. *123* 166 (1956)) *D. I.*

Az első mesterséges hold angliai megfigyelése. A cambredge-i Mullard Rádiócsillagászati Obszervatóriumban az első mesterséges hold kilövését követő napon, 1957. október 5-én megkezdték az új égitest által kisugárzott rádiójelek vételét. A méréseket először egy közönséges rádióteleszkóppal végezték, másnap azonban már két különleges észlelőberendezést is üzembe helyeztek. Az egyik egy interferometrikus antennarendszer volt, amelylyel a műholdnak a cambridge-i meridiánon való áthaladásának időpontját mérték, a másik felvevő a kibocsátott jeleken fellépő Doppler-effektus mérésére szolgált. Mindkét készüléket a 40 MHz-es jel vételére hangolták be, minthogy ezen a frekvencián kevésbé érvényesülnek az ionoszféra zavaró hatásai. E hatások további csökkentése érdekében a méréseket később a 80 MHz-es felharmonikusra is elvégezték, majd a 20 MHz-es és a 40 MHz-es jelek összehasonlítása alapján értékes felvilágosításokat kaptak az ionoszféra szerkezetére vonatkozólag. Az interferometrikus mérésnél két dipólantennát helyeztek el egy kelet-nyugat irányú egyenes mentén egymástól 4 λ távolságban. Az antennákat $\lambda/2$ magasságban szerelték fel és így az antennákhoz kapcsolt fáziskioltó vevő minden esetben kimutatta a műhold áthaladását, ha az a horizont felett történt. Ilyen módon lehetővé vált a pálya legészakibb szélességének, továbbá a pálya és az egyenlítő hajlásszögének (az inklinációnak) megállapítása. A Doppler-módszernél a 40 MHz-es vett jelet egy 40 MHz-es helyi oszcillátor rezgéseivel keverték és megfigyelték a lebegést. A legnagyobb effektus akkor jelentkezett, amikor a műhold a legjobban megközelítette a berendezést.



A Gönczöl-szekér mellett elhaladó szputnyikról Angliában készült felvétel

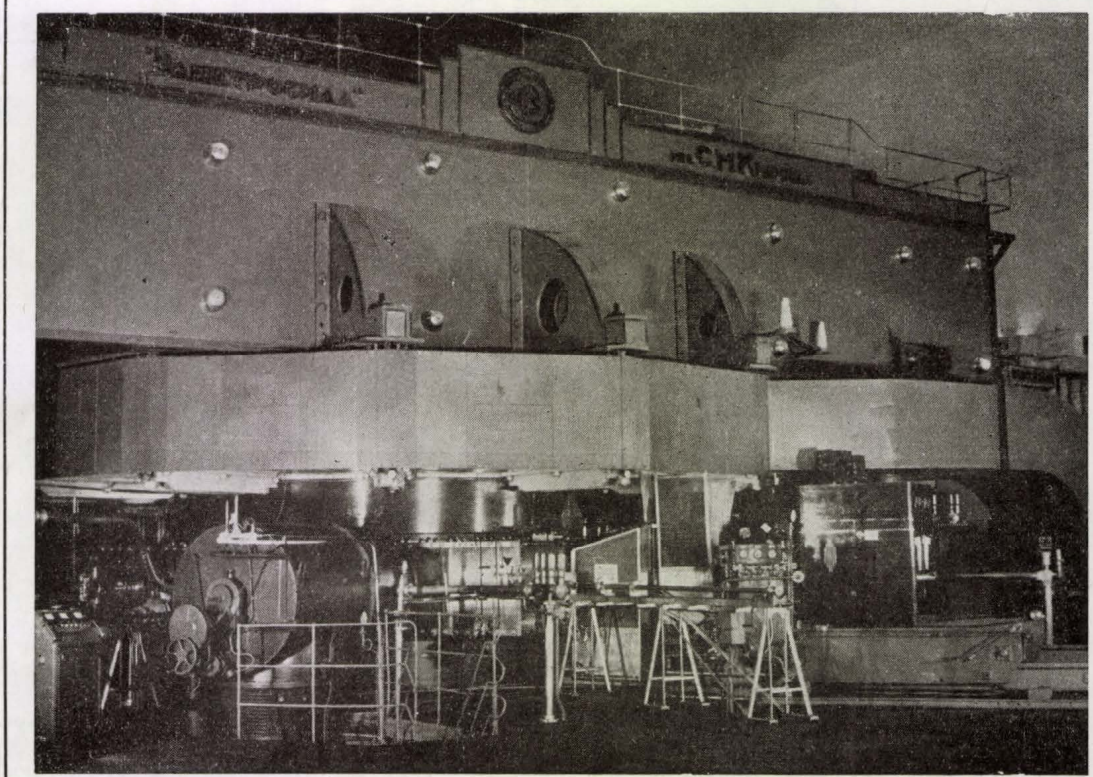
Az október 6 és 20 közötti mérések alapján többek között a következő pályaadatokat állapították meg:

Inklináció	64°40′ ± 10′
Két egymást követő északi irányú áthaladás közötti idő az 52°12′ északi szélességen	5750,0 ± 0,3 sec
A keringési idő csökkenése	2,2 ± 0,1 sec naponként
Magasság északi irányú áthaladáskor 52°12′ északi szélességen (október 15-én)	223 ± 10 km
Magasság déli irányú áthaladáskor 52°12′ északi szélességen	470 ± 15 km
A pálya félnagytengelye	6937 km
Excentricitás	0,053 ± 0,001
Földtávolság (perigeumban)	197 ± 10 km
Földtávolság (apogeumban)	934 ± 10 km

A vett jel intenzitása periódikusan változott, a periódus 0,5—10 sec volt. Ezt a jelenséget — az angliai megfigyelők szerint — a műhold tengely körüli forgása és a Föld mágneses tere okozza. Méréseik szerint a műhold percenként kétszer fordul meg tengelye körül, a tengely helyzetét azonban nem sikerült egyértelműen meghatározniuk. A mérések alapján következtetést lehetett levonni az ionoszféra elektronsűrűségére vonatkozólag, a keringési idő csökkenéséből pedig a levegő ellenállására, illetve sűrűségére lehetett következtetni. Az angol kutatók ilyen módon arra az eredményre jutottak, hogy 200 km magasságban a levegő sűrűsége 4.10^{-13} g cm^{-3}. (Nature, *180*. 879. 1957.) *J. F.*

FIZIKAI SZEMLE

VIII. ÉVFOLYAM
1958.



5.

EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT

AKADÉMIAI KIADÓ BUDAPEST

Főszerkesztő: **Marx György**

Szerkesztőbizottság:

Bodó Zalán, Csekő Árpád, Györgyi Géza, Keszthelyi Lajos, Marx György, Somogyi Antal, Szabó János, Szalkai Ferenc, Szigeti György, Tarján Imre, Túriné Frank Zsuzsa, Vermes Miklós

Felelős szerkesztő: **Túriné Frank Zsuzsa**

Szerkesztőség: Budapest, V., Reáltanoda utca 13—15. Eötvös Loránd Fizikai Társulat
Távbeszélő: 187-423

Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó, Budapest, V., Alkotmány utca 21.
Távbeszélő: 111-010*

Terjeszti a Posta Központi Hírlapiroda Vállalat
Budapest, V., József nádor tér 1. Telefon: 180-850
Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat: József nádor tér 1., üzlethelyiség. Telefon: 183-022
Csekkszámlaszám: 61257

Előfizetés egy évre 40,— Ft; egyes szám ára 6,— Ft
Megjelenik évente tízszer

TARTALOMJEGYZÉK

Györgyi Géza: A magerők töltésfüggetlensége és a könnyű atommagok energianívói

Nagy Tibor: Egyesített Atommagkutató Intézet (Dubna)

Fényes Imre: A termodinamika főtételei II.

A FIZIKA TANÍTÁSA

Lengyel Sándor: Kettős ingakészülék harmonikus rezgőmozgások összetevésének bemutatására

HIREK—EGYESÜLETI ÉLET

СОДЕРЖАНИЕ

Г. Дьёрдьи: Зарядовая независимость ядерных сил и энергетические уровни легчих ядер атома

Т. Надь: Обьединенный институт ядерных исследований (г. Дубна)

И. Фенэ ш: Главные теоремы термодинамики II.

ПРЕПОДАВАНИЕ ФИЗИКИ

Ш. Лендьел: Двойной маятник для демонштрации сложения гармонических колебательных движений

ИЗВЕСТИЯ ИЗ ЖИЗНИ ОБЩЕСТВА ФИЗИКОВ

INHALT

G. Györgyi: Ladungsunabhängigkeit der Kernkräfte und die Energieniveaus der leichten Atomkerne

T. Nagy: Vereinigtes Institut für Kernforschung (Dubna)

I. Fényes: Die Hauptsätze der Thermodynamik II.

UNTERRICHT DER PHYSIK

S. Lengyel: Doppelpendelapparat zur Demonstration der Zusammenlegung von harmonischen Schwingungsbewegungen

NACHRICHTEN — AUS DEM VEREINSLEBEN

Címképünk: 680 MeV-os szinkrociklotron a dubnai Egyesített Atommagkutató Intézetben

A kiadásért felelős: az Akadémiai Kiadó igazgatója Műszaki felelős: Szöllősy Károly
A kézirat beérkezett 1958. IV. 3. Terjedelem: 4 (A5) ív

Akadémiai Nyomda, Budapest, V., Gerlóczy utca 2. — 45444/58 — Felelős vezető: Bernát György

FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

VIII. évfolyam 5. szám 1958. május

A magerők töltésfüggetlensége és a könnyű atommagok energianívói

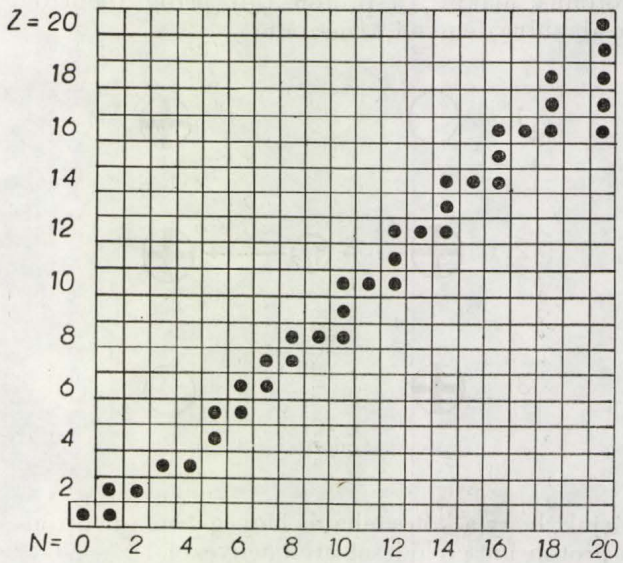
Az atommag alkotórészeit összetartó erőtérnek alapvető szerepe van a bennünket körülvevő anyagi világ felépítésében. Ennek az erőtérnek köszönhető, hogy a Mengyelejev-féle periódusos rendszer hidrogénnél nehezebb elemeinek összetett atommagjai kialakulhattak. A Nap belsejében végbemenő atommagegyesülést (fúziót) is a magerőtér vonzó hatása teszi lehetővé. E folyamat közben a magerők terében felhalmozott energia egy része szabaddá válik és ez fedezi a Nap által kibocsátott, a földi életet fenntartó elektromágneses sugárzás energiáját is.

Mai tudásunk szerint a naprendszereket és galaktikákat összetartó gravitációs tér és az atomburok elektronjait a maghoz, a kritályrács ionjait, atomjait egymáshoz kapcsoló elektromágneses erőtér mellett a magerőtér a harmadik kölcsönhatás-típus, amelynek az anyagi világ felépítésében alapvető szerepe van.* Ez az oka annak a beható érdeklődésnek, amellyel a kutató fizikus a magerőtér problémái felé fordul. A magerőtér elméletének első életképes csírái negyedszázada, a neutron felfedezése (Chadwick, 1932) és a mag proton-neutron-modelljének felállítása (Ivanenko, 1932) nyomában keletkeztek. Még ma is távol vagyunk azonban attól, hogy az atommagok erőteréről olyan tisztázott ismereteink legyenek, mint amilyenek az eletromágneses jelenségek legfinomabb részleteiről számotadó kvantumelektrodinamikai törvények, vagy az égitestek mozgását leíró gravitációs egyenletek. Ezért az elméleti magfizikus minden, az atommagok szerkezetére vonatkozó kisérleti eredményt gondos elemzésnek vet alá, hogy azokból következtetve gyarapítsa ismereteinket a magerőtér tulajdonságairól. A következőkben a magerőknek a modern elemirészfizikában fontos szerephez jutott sajátságáról, a magerők töltésfüggetlenségéről szeretnénk áttekintést adni és arról, hogy miképpen szereztük erre vonatkozó ismereteinket a kétnukleon-szóráskísérletek, a könnyű magok spektruma és a könnyűmag-reakciók tanulmányozásából.

* Az ún. gyenge kölcsönhatásoknak az anyag felépítésében nincs számottevő szerepük. Ezek legtöbbször elemi részecskék bomlásfolyamatainál nyilatkoznak meg (β-bomlás, mezon- és hyperonbomlás). E bomlási folyamatokra jellemző, hogy számos, a fizika más területein érvényesnek megismert megmaradási tételt megsértenek (a paritás, a ritkaság, a izotóp-spin megmaradási tételét).

A magerő-elmélet kezdetei. Yukawa mezonelmélete

Ha szemügyre vesszük a természetben előforduló stabil könnyű atommagok táblázatát (1. ábra) azonnal szembeötlik a neutronok és

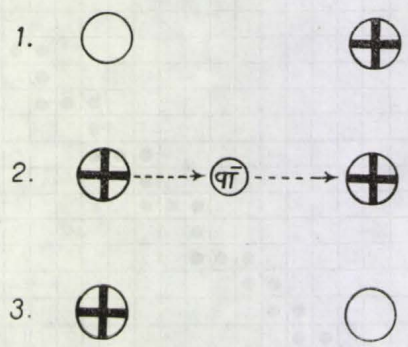


1. ábra

protonok szimmetrikus szerepe a mag felépítésében: a neutronok N száma közelítőleg egyenlő a protonok Z számával. Ha az $A(=N+Z)$ tömegszám kisebb 40-nél, úgy a páratlan tömegszámú magokra — az egyetlen ${}_{17}Cl^{37}_{20}$ mag kivételével — teljesül az $|N-Z| \leq 1$ egyenlőtlenség, a páros tömegszámú magokra pedig — ${}_{16}S^{36}_{20}$-ot kivéve — $|N-Z| \leq 2$ érvényes. A nehezebb magokban a protonok (Z^2-tel arányosan változó) Coulomb-energiájának szerepe megnő, ezért a stabil magok N neutronszáma gyorsabban növekszik, mint a Z rendszám. A neutronok és protonok egyenrangúsága a mag felépítésében azonban továbbra is kifejezésre jut abban, hogy a mag K kötési energiája a neutronok és protonok együttes számával, az $A=N+Z$ tömegszámmal arányos közelítőleg: $K = aA$ ($a \sim 7-9$ *MeV*).

Annak magyarázatára, hogy a stabil atommagok közelítőleg egyenlőszámú neutront és protont tartalmaznak, *Heisenberg* feltételezte (1932), hogy a magot összetartó vonzóerők csak a neutron és proton között hatnak; azonos részecskékből álló párok (*nn*, *pp*) tagjai között *Heisenberg* e feltevése szerint nincs számottevő magerőkölcsönhatás. Nyilvánvaló, hogy ha a magerők ilyen tulajdonságúak, úgy a legstabilabb magokra valóban $N \approx Z$ kell, hogy legyen, hiszen ebben az esetben alakulhatnak ki a lehető legnagyobb számban a magot összetartó neutron—proton kötések.

Heisenberg magerőfeltevésének mélyebb megértésére törekedve *Yukawa* a neutron—proton kölcsönhatás leírására a következő szemléletes modellt javasolta (1935). Feltételezte, hogy a neutron és a proton közötti vonzóerő, ill. az általa közvetített impulzus és energiaátadás úgy jön létre, hogy a kölcsönhatásban álló magrészecskék elektromos töltésű elemi részeket *mezonokat:* cserélnek ki egymással. Például a neutron (○) negatív töltésű mezont (π^-) bocsát ki (miközben maga protonná alakul), a proton (⊕) pedig (neutronná alakulva) elnyeli a mezont:



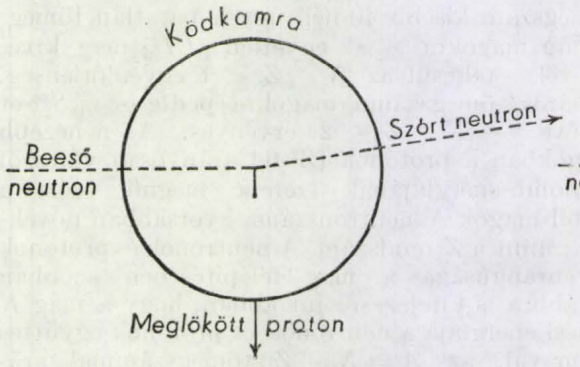
2. ábra

Látjuk, hogy a kölcsönhatás lényegében a neutron és proton kicserélődését eredményezte.

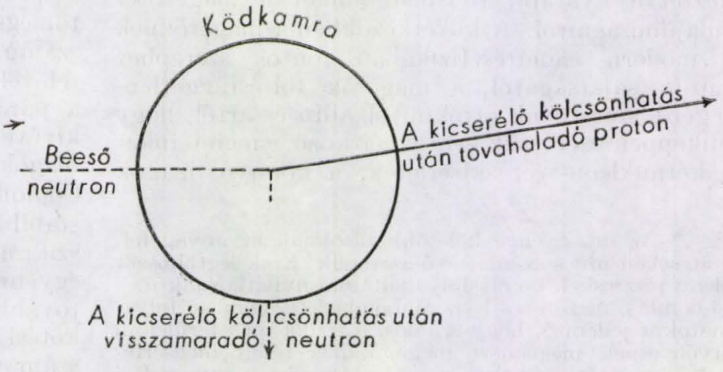
Nagysebességű neutronoknak hidrogénen való szóródását vizsgálva megállapították, hogy a *Yukawa* által feltételezett kicserélő kölcsönhatás valóban létezik a természetben. Ha egy Wilson-kamrába zárt hidrogéngáz egyik atommagjának, egy protonnak nekiütközik egy nagysebességű neutron, úgy azt várnánk, hogy az ütközés a neutront (annak nagy sebessége miatt) csak kevéssé téríti el, a proton pedig — az impulzusmegmaradás tételéből következően — a neutron pályájára közel merőlegesen lökődik meg egy kissé (3*a*. ábra). A kb. 100 *MeV*-os neutronokkal végzett megfigyelések ezzel szemben azt mutatták, hogy — sok esetben — az ütközés után a proton folytatja a neutron útját: az ütközés pillanatában *a neutron és a proton kicserélődik:* (3*b*. ábra). Ez a kísérlet azt mutatja, hogy az *ütközés pillanatában a 2. ábrán ábrázolt mezonátadás következett be.* — Azonos részecskék között (*nn*, *pp*) a magerők Yukawa-féle modellje, amely töltött mezonok (π^+, π^-) feltételezésén alapult, nem teszi lehetővé a 2. ábrán bemutatott mezonátadással járó kölcsönhatást, hiszen ebben a neutron protonná, a proton neutronná alakul át.

A magerők töltésfüggetlenségének feltevése. Kemmer szimmetrikus mezonelmélete

A magerők megismeréséért folytatott kutatómunka jelentős állomásához érkezett 1936-ban, amikor *Tuve*, *Heydenburg* és *Hafstadt* megvizsgálták a washingtoni Carneggie Institution 1,2 *MeV*-os elektrosztatikus generátorával gyorsított protonok hidrogéngázban való szóródását. Kísérletük azt mutatta, hogy azok a protonok, amelyek ütközéskor 10^{-13} cm-nél lényegesen nagyobb távolságra haladtak el egymás mellett, pontosan úgy szóródtak, amint azt a protonok között ható Coulomb-féle taszítóerő figyelembevételével várni lehetett. Az egymást 10^{-13} cm-nél jobban megközelítő protonok szögeloszlása azonban azt mutatta, hogy ilyen kis távolságokon a Coulomb-taszítás mellett egy annál *lényegesen intenzívebb vonzóerő működik* (4. ábra). *Breit, Condon* és *Present* a szóráskísérlet eredményeit elemezve arra az eredményre jutott, hogy a centrálisan ütköző, ellentétes spinű (^1S állapotú) protonok között ható nem elektromágneses természetű rövidhatótávolságú vonzó potenciál jó közelítéssel egyenlő az ugyanazon állapotú neutron—proton pár tagjai között működő potenciállal, amelyet *Wigner Jenő* határozott meg *Fermi*, *Amaldi* és

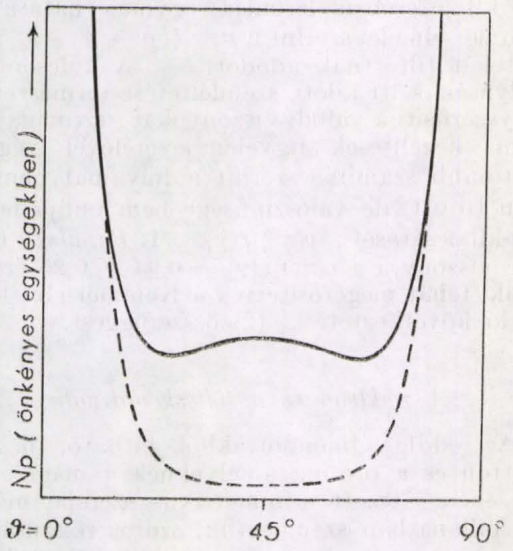


3a. ábra



3b. ábra

mások szóráskísérletei alapján.* A legpontosabb szóráskísérletek alapján megállapították, hogy — ha eltekintünk a protonok között ható Coulomb-erőtől, úgy — a proton-proton potenciál csupán egy százalékkal különbözik a neutron—proton-potenciáltól. *Schwinger* (1950) hívta fel a figyelmet arra,



4. ábra

hogy még ez a kis különbség is eltűnik, ha tekintetbe vesszük a részecskék mágneses momentumának kölcsönhatását. — Neutron—neutron szóráskísérleteket eddig (megfelelő céltárgy hiányában) nem végeztek, de felvilágosítást nyerhetünk a neutron—neutron-kölcsönhatásról negatív mezon deuteronon való sugárzásos abszorpciójának vizsgálatából (*Aamodt, Panofsky, Philipp*, 1951):

$$\pi^- + d \rightarrow n + n + \gamma \qquad (1)$$

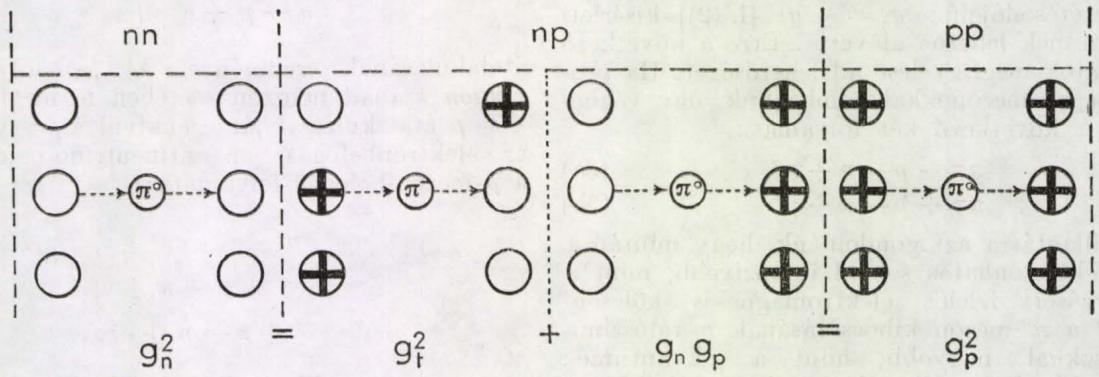
A kibocsátott γ-sugárzás spektrumából megállapították, hogy a neutron—neutron kölcsönhatás a kísérleti hibahatáron belül egyenlő a szóráskísérletekből meghatározott nem elektromágneses természetű proton—proton-kölcsönhatással.**

A pp szóráskísérletekből adódó, fent ismertetett következtetések alapján *Breit* és *Feenberg* 1936-ban kimondták *a magerők töltésfüggetlenségének feltevését*. Eszerint

a magerőtér azonos kvantumállapotban levő két neutron, egy neutron és egy proton, ill. két proton között egyenlő erősségű kötést hoz létre.

*

Az előbbiekben láttuk, hogy a magerők Yukawa-féle mezonelmélete csak az *np* erők értelmezésére alkalmas, az nn és pp pár tagjai között a töltött mezon átadásával járó, 2. ábrán látható kölcsönhatás nem lehetséges. 1938-ban *Fröchlich, Heitler* és *Kemmer* mutattak rá arra, hogy azonos részecskék között semleges mezon átadása útján jöhet létre kölcsönhatás. Olyan mezonelmélet megalkotását, amely azonos részecskék között is erőhatásra vezet és *töltésfüggetlen magerőket szolgáltat*, *Kemmer* tűzte ki célul. Elméletében *Yukawa* által feltételezett π^+, π^- töltött mezonok mellett egy π° semleges mezon létezését is posztulálta. Vegyük szemügyre a *Kemmer* szerint lehetséges, mezonátadás útján létrejövő kölcsönhatásokat:



5. ábra

Látható, hogy míg az azonos részecskék közötti kölcsönhatás csak a semleges π°-mezon átadásával lehetséges, a neutron és proton között ható erőt töltött és semleges mezonok egyaránt közvetítik. (π^+ az ellenkező irányú mezonátadásnál jut szerephez.) A neutronnak és protonnak a mezonokkal való kölcsönhatása erősségét *Kemmer* elméletében három paraméter jellemzi, g_n ill. g_p a neutron ill. a proton általi π°-kibocsátás ill.

* A nem centrális ütközés (*P*, *D*, ... állapot) esetén ható potenciál meghatározása az ilyen kis energiájú szóráskísérletből nem lehetséges: 10 *MeV* alatt gyakorlatilag csak az *S* állapotban ütköző részecskékre hat a magerőtér. A párhuzamos spinbeállást — a triplett állapotot — két proton számára megtiltja a Pauli-elv.

** Azt, hogy az (1) reakcióban megfigyelt γ-spektrumból a neutronok kölcsönhatására következtethetünk, a következő meggondolás mutatja. Ha a neutronok kötött állapotban keletkeznének, úgy — monoenergikus π^--nyaláb alkalmazása esetén — a keletkezett γ-sugarak monoenergikusak volnának: a γ-spektrum egyetlen éles vonalból állna. Ha viszont a végállapotban keletkező neutronok között nem volna kölcsönhatás, úgy a γ-spektrumot a szabad neutronállapotok statisztikus súlya által megszabott folytonos görbe írná le. A valóságos spektrumalak e két szélső eset között van és jellemző az nn kölcsönhatásra.

elnyelés valószínűségének mértéke, a g_t kölcsönhatási állandó pedig az $n \leftrightarrow p$ átalakulással kísért π^+- ill. π^--mezonkibocsátás vagy elnyelés valószínűségét határozza meg. A g kölcsönhatási állandók jelentéséből következik, hogy az nn. illy a pp. kölcsönhatás erőssége g_n^2-tel ill. g_p^2-tel arányos, a töltött és semleges mezonok közvetítésével végbemenő np-kölcsönhatás erősségének mértéke pedig $g_t^2 + g_n g_p$. *Kemmer* elmélete akkor fog töltésfüggetlen magerőket szolgáltatni, ha e három kifejezés egyenlő: $g_n^2 = g_t^2 + g_n g_p = g_p^2$. Ezen egyenletrendszernek két megoldása van. Vagy $g_n = g_p$, $g_t = 0$ vagy pedig $g_n = -g_p$, $g_t^2 = 2g_n^2 = 2g_p^2$. Ezek közül az első nem jöhet szóba, mert $g_t = 0$ esetén nem volna lehetséges a neutron és a proton töltött mezon átadásával járó kicserélő kölcsönhatása, amelynek létezését pedig — mint a Yukawa-elmélet megbeszélésével kapcsolatban láttuk — az np-szóráskísérletek megerősítik. Az egyetlen lehetőség tehát:

$$g_n = -g_p, \quad g_t^2 = 2g_n^2 = 2g_p^2. \tag{2}$$

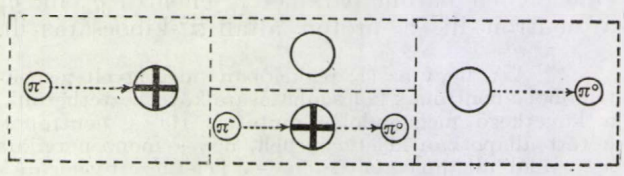
A legutóbbi tíz eszendőben *Kemmer* elmélete a kísérleti fizikai kutatás részéről több igen erős támaszt kapott. Az első ilyen eredmény *Bjorklund* nevéhez fűződik (1949), akinek a töltött π-mezonoknak a kozmikus sugárzásban való felfedezése (*Powell*, 1947) után két évvel sikerült mesterségesen előállítania azok semleges testvérét, a *Kemmer* által feltételezett π°-mezont.

Néhány éve az USA-ban *Marshak*, a SZU-ban pedig *Markov* felvetette a gondolatot, hogy a Kemmer-elmélet azon következményét, amely szerint a π°-mezonoknak a neutronokkal, ill. protonokkal való kölcsönhatást jellemző g_n ill. g_p ellentétes előjelű: $g_n = -g_p$ [l. (2)] kísérleti ellenőrzésnek lehetne alávetni. Erre a következő folyamatok megfigyelése ad lehetőséget. Ha protonokat π^--mezonokkal bombázunk, úgy végbemehet a következő két folyamat:

$$\pi^- + p \rightarrow n + \pi^\circ, \tag{3a}$$

$$\pi^- + p \rightarrow n + \gamma. \tag{3b}$$

Első pillantásra azt gondolnánk, hogy miután a magerő-kölcsönhatás sokkal intenzívebb, mint a γ-sugárzásért felelős elektromágneses kölcsönhatás,* a π°-mezon kibocsátásának v valószínűsége sokkal nagyobb, mint a γ-kvantumé: $v(\pi^\circ)/v(\gamma) \gg 1$. — Vegyük egy kicsit részletesen szemügyre a (3a) folyamatot. Ez kétféle közbenső folyamaton át mehet végbe:



6. ábra

* A természetes egységrendszerben ($\hbar = c = 1$) az elektromágneses folyamatok csatolási állandója, az e elemi töltés $e = 1/137$, a g magerő-csatolási állandó pedig $g \approx 15$; $g \gg e$.

Amint látjuk, a reakcióban megjelenő π°-mezont kibocsáthatja a végállapotban keletkező neutron, de a kezdetben jelenlevő proton is. Az első folyamat kölcsönhatási állandója g_n, a másodiké g_p. Ha *Kemmer* elmélete helyes, úgy (2) szerint $g_n = -g_p$ és így a 6. ábrán feltüntetett kétféle közbenső állapot járuléka az átmeneti valószínűség kifejezésében lerontja egymás hatását. A Kemmer-elmélet szerint a $\pi^- + p \rightarrow n + \pi^\circ$ reakció tehát tiltottnak adódott. — A kölcsönhatás lefolyásának itt adott szemléltetése természetesen leegyszerűsíti a valódi viszonyokat: a (magasabbrendű közelítések figyelembevételével végzett) pontosabb számítás szerint a folyamat nem teljesen tiltott, de valószínűsége nem múlja felül a (3b)-kibocsátását: $v(\pi^\circ)/v(\gamma) \leq 1$. *Panofsky* mérései e viszonyra a $v(\pi^\circ)/v(\gamma) = 0{,}94 \pm 0{,}20$ értéket adták, tehát megerősítették a Kemmer-elméletből adódó következtetést: (2) összefüggést.

A nukleon és a töltéskoordináta

Az eddig elmondottakból látható, hogy a neutron és a proton, amelyeknek a magok felépítésében játszott szimmetrikus szerepe már az első pillanatban szembeötlik, szoros rokonságban vannak egymással. Az nn és pp kölcsönhatási potenciál egyenlőségéből arra következtethetünk, hogy a neutron és a proton egyenlő erősségű magerőteret keltenek. A két fundamentális magrészecskének szoros rokonságát még jobban kiemeli egymásba való átalakulási készségük. A századforduló óta ismert β^--sugárzás a magban kötött neutronok

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{} \tag{4a}$$

átalakulásának eredménye. A (7a) folyamatot *Robson* szabad neutron esetében is megfigyelte. $n \leftrightarrow p$ átalakulással jár ezenkívül a β^+-sugárzás, az elektronbefogás, az antineutrinó-befogás és a μ-mezon-befogás folyamata:*

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu, \tag{4b}$$

$$e^- + p \rightarrow n + \nu, \tag{4c}$$

$$\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+, \tag{4d}$$

$$\mu^- + p \rightarrow n + \nu. \tag{4e}$$

Ezen átalakulások létezése ma már kivétel nélkül kísérletileg igazolt tény. A legutóbbi évtizedben újabb $n \leftrightarrow p$ átalakulásokat figyeltek meg: a (3) típusú és hasonló π-mezonos folyamatokban.

Ezek alapján közelfekvő a gondolat, hogy a neutront és a protont ne két önálló részecskének, hanem egyetlen részecske: a *nukleon* két különböző töltésállapotának tekintsük. A nukleonnak eszerint a pályamenti mozgás és a tengely körüli forgás (spin) szabadsági fokai mellett még egy szabadsági foka van: az, hogy „tud neutron vagy

* $e+$ a pozitron, $e-$ az elektron, ν a neutrino, $\bar{\nu}$ az antineutrino, $\mu-$ pedig a negatív μ-mezon jele.,

proton lenni". Az új szabadsági fok jellemzésére bevezetjük a t töltéskoordinátát. A neutron-állapotot jellemezze $t = \frac{1}{2}$, a proton állapotot pedig $t = -\frac{1}{2}$.

Hasonló kétértékű változó szerepel az atomfizikában is : a spinkoordináta, amely pl. megadja az atom valamely elektronjának egy kitüntetett irányra, pl. a pályaimpulzusmomentum irányára vetett spinvetületét. $s = \frac{1}{2}$ azt jelenti, hogy az $\frac{1}{2}$ abszolútértékű spinvektor pl. az atomban uralkodó mágneses térrel párhuzamos, $s = -\frac{1}{2}$ pedig az ellentett beállásnak felel meg.

A következőkben látni fogjuk, hogy a nukleonok két töltésállapota és a spin két beállási lehetősége közötti analógia igen termékeny. A nukleonok töltésállapotaival kapcsolatos megfontolásaink során gyakran segítségünkre lesz, ha párhuzamot állítunk fel a szemléletes spinvektor és a töltéskoordináta között.

Példaként megemlítünk néhány ilyen párhuzamot.

Ha egy atomot mágneses térbe helyezünk, úgy az elektronok energiája függ attól, hogy a spinek a tér irányára vetett vetületét megadó s kvantumszám az $s = \frac{1}{2}$ (spin a térirányba mutat) vagy az $s = -\frac{1}{2}$ (ellentett állás) értékét veszi-e fel?

Hasonlóan : ha egy nukleont elektromos térbe helyezünk, úgy energiája függni fog attól, hogy milyen a töltésállapota : $t = \frac{1}{2}$ (neutron) vagy $t = -\frac{1}{2}$ (proton) állapotban van-e?

Vagy :

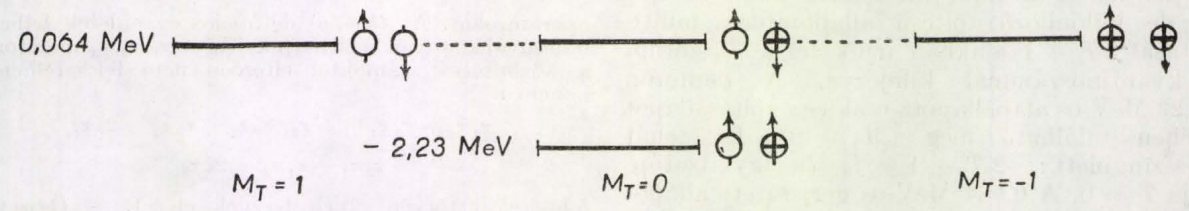
Ha az elektron (időben változó) elektromágneses térrel kerül kölcsönhatásba, úgy lehetséges, az $s = \frac{1}{2} \leftrightarrow s = -\frac{1}{2}$ kvantumátmenet (a spin megfordul) miközben egy foton kisugárzódik vagy elnyelődik.

Hasonlóképpen a nukleon esetében is lehetségesek $t = \frac{1}{2} \leftrightarrow t = -\frac{1}{2}$ típusú kvantumátmenetek. Pl. az atomburok elektronteréből egy elektront abszorbeálva a mag egy protonja neutronná alakulhat át [l. (4c)]. Vagy lehetséges a $n \leftrightarrow p$ átalakulás elektron vagy a $p \leftrightarrow n$ átalakulás pozitronsugárzás kíséretében [l. (4a—b)].

Az izotóp-spin

A nukleon töltésállapotai és a spinállapotok közötti analógiát tovább mélyíthetjük a kétnukleon-rendszer különböző töltésállapotainak pl. két ($\frac{1}{2}$ spinű) elektron energiaszintjeivel való összehasonlítása útján.

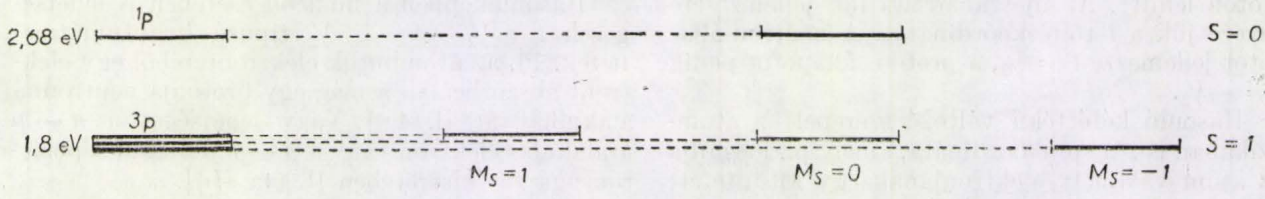
A kötött neutron—proton-rendszert, a deuteront jól ismerjük. Ennek energiája az alapállapotban — 2,23 *MeV*. Nem ismeretes azonban két neutronból vagy két protonból álló kötött rendszer. Nem szabad azt hinnünk, hogy ez ellentmond a töltésfüggetlenség elvének. A deuteronban kötött proton és neutron spinje párhuzamosan áll. Párhuzamos spinű protonpár ill. neutronpár számára azonban a Pauli-elv nem engedi meg, hogy olyan közel jussanak egymáshoz, (vagyis S állapotba kerüljenek), hogy a kötés kialakulhasson. A deutronnak azonban van egy ellentett spinű, ^1S (nem kötött, ún. virtuális) állapota. A pp-szóráskísérletek azt mutatják, hogy ha levonjuk a protonok Coulomb-energiáját a pp-rendszer energiájából, úgy éppen a deutron ellentett spinű (^1S) állapotával analóg állapotra jutunk. — A (1) alatti reakció tanulmányozása alapján megállapították, hogy ugyanez az állapot a nn-rendszernél is megtalálható. Ábrázoljuk most a kétnukleon-rendszer megbeszélt állapotait (a pp-esetben levonva a Coulomb-energiát) :



7. ábra

(Az egyes állapotok alá írt M_T értékek a megfelelő t töltéskoordináta-értékek összegét adja.).

Hasonlítsuk össze a kétnukleon-rendszernek a 7. ábrán ábrázolt energiaszintjeit két elektron rendszerének energiaspektrumával. Válasszuk példaként a $_{38}Sr$ atom esetét, amelyben a $_{36}Kr$ atom nemesgáz-szerű zárt elektronburka körül két elektron kering. A spektroszkópiai megfigyelések szerint a Sr atom alapállapota felett 1,8 eV-tal egy három igen közeleső szintre felhasadt (triplett) állapotot találunk. A 2,68 eV gerjesztési energiánál pedig egy egyszeres (szingulett) állapotot találunk. (Ezen állapotok spektroszkópiai jele ^3P ill. ^1P.) — Az 1,8 eV-os állapot azért hasad fel három szintre, mert ebben az állapotban a két elektron $\frac{1}{2}$ spinje párhuzamosan áll, eredőül $S = 1$-et ad, s ez az egységnyi eredő a kvantumfeltételek szerint az elektronok pályamomentumára az $M_s = 1{,}0$ és -1 vetületet vetheti. A három beálláshoz tartozó mágneses kölcsönhatási energia (spin-pálya—kölcsönhatás) különbözik, s így az $M_s = 1{,}0.—1$ szintek kissé eltolódnak egymáshoz viszonyítva. A 2,68 eV-os állapotban az elektronspinek ellentetten állnak, eredőjük $S = 0$, s így itt csak egyféle beállás lehetséges :



8. ábra

Ábránk baloldalán a szokás szerint ábrázoltuk a *Sr* szóbanforgó kételektronállapotait, feltüntetve az egyes szintek multiplicitását, a jobboldalon pedig a szintrendszert felbontottuk az M_s spinvetület különböző értékeinek megfelelő csoportokra.

Hasonlítsuk most össze a 8. ábrán látható kételektron-szintrendszert a kétnukleon-töltésállapotok 7. ábrán bemutatott rendszerével. Megfigyelhetjük, hogy a *Sr* kételektron-állapotai között van olyan, amely csak a spinvetületet megadó M_s kvantumszám zérus értékével fordul elő ($S = 0$), és olyan is, amely az $M_s = 1{,}0, -1$ értékek mindegyikénél megtalálható. — Hasonlóképpen a 7. ábrán látható kétnukleon-állapotok között is van olyan, amely csak a (töltéskoordináták összegeként definiált) M_T kvantumszám 0 értékénél fordul elő (— 2,23 MeV), de olyan is, amely az $M_T = 1{,}0, -1$ értékeknél egyaránt előfordul (0,064 MeV). — A 7. és 8. ábra szintrendszerének hasonló vonásai alapján vezessük be a kételektronrenszer S spinkvantumszámának megfelelőjét a kétnukleon-rendszernél. Ezt T-vel jelöljük és *Wigner Jenő* nyomán izotóp-spinkvantumszámnak nevezzük.* — Ugyanúgy ahogy a kételektron-rendszer energiaszintjeinek multiplicitását (vagyis a felhasadás útján keletkezett al-szintek) számát az S kvantumszámmal a $2S + 1$ alakban írhatjuk fel, a kétnukleonrendszer adott energiájú, de különböző töltésű állapotainak multiplicitását $2T + 1$ alakban írjuk fel a T izotópspin-kvantumszámmal kifejezve. A deuteron — 2,23 MeV-os alapállapota csak egy töltésállapot esetében található meg ($M_T = 0$). Ez tehát töltésszingulett: $2T + 1 = 1$, és így izotópspinje $T = 0$. A 0,064 MeV-os gerjesztett állapot viszont három különböző töltésállapot esetében fordul elő: $M_T = 1{,}0, -1$, ez tehát töltéstriplett: $2T + 1 = 3$ és így az izotóp-spin $T = 1$. — Maga a nukleon két töltésállapotú, töltésdublett részecske: $2T + 1 = 2$, így izotóp-spinje $T = \frac{1}{2}$.

* Az izotóp-spin elnevezésben a „spin" szó a közönséges spinnel való *formális* analógiára utal. (Az izotópspinnek természetesen tengelykörüli forgáshoz semmi köze, tisztán a töltésállapotok multiplicitására jellemző.) Az „izotóp" szó pedig azt fejezi ki, hogy egy töltésmultiplett $2T + 1$ komponense különböző elemek izotópja. (A 7. ábrán látható kétnukleon-rendszerek közül a pprendszer a héliumnak, az np a hidrogénnek az nn a neutronnak izotópja.) — Egyes szerzők véleménye szerint az „izobár-spin" elnevezés megfelelőbb, mert egy töltésmultiplett komponensei izobár-magok. Rövidítésként (és kompromisszumként) az „izospin" név is előfordul az irodalomban.

Az izotóp-spin fogalmához a közönséges spinnel való formális analógiára való hivatkozás nélkül is eljuthatunk, kevés matematika felhasználásával.

Vezessük be a nukleon különböző töltésállapotainak leírására a neutront és protont jellemző $\omega_n(t)$ és $\omega_p(t)$ függvényeket. A kvantumelmélet törvényei szerint $|\omega_n(t)|^2$ ill. $|\omega_p(t)|^2$ annak valószínűségét kell, hogy megadja, hogy a neutron ill. a protont éppen a t töltéskoordinátájú állapotban találjuk meg. Ez a követelmény kielégül, ha ω_p-t és ω_n-t mint a kétértékűt t változó függvényét a következőképpen definiáljuk:

$$\omega_n\left(\frac{1}{2}\right) = 1, \qquad \omega_n\left(-\frac{1}{2}\right) = 0,$$
$$\omega_p\left(\frac{1}{2}\right) = 0, \qquad \omega_p\left(-\frac{1}{2}\right) = 1.$$

Vezessük be most a τ_+, τ_-, τ_0, operátorokat, amelyek az ω függvényeket a következőképpen változtatják meg:

$$\tau_+ \omega_n = 0, \quad \tau_- \omega_n = \omega_p, \quad \tau_0 \omega_n = \omega_n,$$
$$\tau_+ \omega_p = \omega_n, \quad \tau_- \omega_p = 0, \quad \tau_0 \omega_p = -\omega_p. \qquad (5)$$

(Látjuk, hogy τ_+ a $p \to n$ átalakulást (pl. a β+-sugárzást) τ_- az $n \to p$ átalakulást (pl. a β^--sugárzást, írja le, τ_0 pedig a π^0-mezonos folyamatoknak a Kemmer-elméletben való leírásánál célszerű, hiszen — amint korábban láttuk — a neutronnak ill. a protonnak a π^0-mezonokkal való kölcsönhatására jellemző állandó ellentétes előjelű és így felírható $g\tau_0$ alakban). Vezessük be most a szemléletes jelentésű τ_+, τ_-, τ_0 operátorok helyett a kevésbé szemléletes, de formális szempontból előnyösebb

$$\tau_1 = \frac{1}{2}(\tau_+ + \tau_-), \quad \tau_2 = \frac{1}{2i}(\tau_+ - \tau_-), \quad \tau_3 = \tau_0 \qquad (5a)$$

operátorokat. Az (5—5a) definíciós egyenletek felhasználásával könnyen beláthatjuk, hogy a τ_1, τ_2, τ_3 operátorok a közönséges számoktól eltérően nem felcserélhetők, hanem a

$$\tau_1\tau_2 - \tau_2\tau_1 = 2i\tau_3, \quad \tau_2\tau_3 - \tau_3\tau_2 = 2i\tau_1,$$
$$\tau_3\tau_1 - \tau_1\tau_3 = 2i\tau_2 \qquad (6)$$

felcserélési törvényeknek tesznek eleget. — Összetett atommag esetében a mag minden nukleonjához tartozik három $\tau_i^{(\alpha)}$ ($i = 1, 2, 3,$) operátor ($\alpha = 1, \ldots, A$). Képezzük ezekből a

$$T_i = \frac{1}{2}\sum_{\alpha=1}^{A} \tau_i^{(\alpha)} \qquad (7)$$

operátort. T_1-et, T_2-t, T_3-at — tisztán formálisan, az egyszerűbb beszédmód kedvéért — egy $\vec{T}$ vektor komponenseinek fogjuk nevezni. $\vec{T}$ neve: az atommag izotóp-spin-operátora. (6) és (7) alapján felírhatjuk az izotóp-spin-operátor komponenseinek felcserélési törvényeit:

$$T_1T_2 - T_2T_1 = iT_3, \quad T_2T_3 - T_3T_2 = iT_1,$$
$$T_3T_1 - T_1T_3 = iT_2. \qquad (8)$$

[(8) levezetésénél felhasználtuk, hogy $\tau_i^{(\alpha)}$ és $\tau_k^{(\beta)}$ $\alpha \neq \beta$ esetén felcserélhetők, hiszen különböző nukleonok t-változóira hatnak].

Nézzük meg, mi a T_3 operátor hatása egy N neutronból és Z protonból álló atommagot leíró Ω függvényre? (5—5a)-ból láthatjuk, hogy τ_3 neutron esetén 1-gyel, proton esetében -1-gyel szorozza meg a mag függvényét. A $T_3 = \frac{1}{2}\sum_{\alpha=1}^{A} \tau_3^{(\alpha)}$ operátor ennek megfelelően $\frac{N-Z}{2}$-vel való szorzást jelent:

$$T_3 \Omega = \frac{N-Z}{2} \Omega .$$

Ha egy operátor alkalmazása egy függvényre adott számmal való szorzással egyenértékű, úgy azt mondjuk, hogy a szóbanforgó függvény az operátornak *sajátfüggvénye*, a számot pedig az operátor *sajátértékének* nevezzük. Ezzel a kifejezésmóddal élve azt mondhatjuk, hogy az N neutronból, Z protonból álló magot leíró Ω függvény a T_3 operátor $M_T = \frac{N-Z}{2}$ sajátértékhez tartozó sajátfüggvénye. — Tegyük fel, hogy ugyanakkor Ω a

$$\vec{T}^2 = T_1^2 + T_2^2 + T_3^2$$

operátornak is sajátfüggvénye; a megfelelő sajátértéket jelöljük Θ_T^2-tel:

$$\vec{T}^2 \Omega_{TM_T} = \Theta_T^2 \Omega_{TM_T} , \tag{9a}$$

$$T_3 \Omega_{TM_T} = M_T \Omega_{TM_T} \quad \left(M_T = \frac{N-Z}{2}\right). \tag{9b}$$

Megmutatjuk, hogy az Ω_{TM_T} függvényre a $T_1 \pm iT_2$ operátort alkalmazva olyan függvényt kapunk, amely a T_3 operátor $M_T \pm 1$ sajátértékhez tartozó sajátfüggvénye:

$$\begin{aligned} T_3 [(T_1 \pm i T_2) \Omega_{TM_T}] = \\ = (M_T \pm 1) [(T_1 \pm i T_2) \Omega_{TM_T}]. \end{aligned} \tag{10}$$

Ennek bizonyításához a (9b) sajátérték-egyenleten kívül csak a (8) felcserélési törvényeket kell felhasználnunk:

$$\begin{aligned} T_3 (T_1 \pm i T_2) \Omega_{TM_T} = \\ = (T_1 T_3 + i T_2 \pm i T_2 T_3 \pm T_1) \Omega_{TM_T} = \\ = (T_1 \pm i T_2)(T_3 + 1) \Omega_{TM_T} = (M_T \pm 1)(T_1 \pm i T_2) \Omega_{TM_T}. \end{aligned}$$

Ezzel állításunkat bebizonyítottuk. — (9b) szerint az M_T sajátérték az atommag neutron- és protonszáma közötti különbség felével egyenlő. A $T_1 \pm iT_2$ operátor, amelynek hatása abban áll, hogy M_T értékét eggyel növeli ill. csökkenti, eszerint a mag protonját neutronná, ill. egyik neutronját protonná alakítja át. — A (10) eredményünk azt mutatja, hogy ha ismerjük a T_3 operátornak egy M_T sajátértékhez tartozó sajátfüggvényét, úgy a $T_1 \pm iT_2$ operátor ismételt alkalmazásával újabb és újabb sajátfüggvényekhez jutunk; a megfelelő sajátértékek $M_T \pm 1$, $M_T \pm 2$, ... Belátható, hogy a T_3 operátor sajátértékeinek így kapott

$$\ldots, M_T + 2, M_T + 1, M_T, M_T - 1, M_T - 2, \ldots \tag{11}$$

sorozata alulról is, felülről is korlátos. — Ahhoz, hogy ezt belássuk, mindenekelőtt tudnunk kell, hogy a sajátértékek (11) sorozatához tartozó sajátfüggvények mindegyike a $\vec{T}^2$ operátor *ugyanazon* Θ_T^2 sajátértékéhez tartozó sajátfüggvénye. Ez következik abból, hogy — a (8) felcserélési törvényekből folyóan — $\vec{T}^2$ felcserélhető a (11) sajátértékéhez tartozó sajátfüggvények előállítására használt $T_1 \pm iT_2$ operátorral.

Alkalmazzuk most a T_3 operátort a (9b) összefüggésre. Ekkor a $T_3^2 \Omega_{TM_T} = M_T^2 \Omega_{TM_T}$ egyenletre jutunk. Vonjuk ki ezt (9a)-ból. Eredményünk:

$$\left(\vec{T}^2 - T_3^2\right) \Omega_{TM_T} = (T_1^2 + T_2^2) \Omega_{TM_T} = (\Theta_T^2 - M_T^2) \Omega_{TM_T} .$$

A $T_1^2 + T_2^2$ operátor, az első és második izotóp-spin-komponens négyzetösszege valamely Ω függvényre alkalmazva csak nemnegatív sajátértéket adhat. Így a következő egyenlőtlenség adódik:

$$\Theta_T^2 - M_T^2 \geq 0 , \quad \Theta_T \geq M_T \geq -\Theta_T ,$$

vagyis T_3 sajátértékeinek (11) sorozata valóban felülről és alulról egyaránt korlátos. Jelöljük az M_T sajátértékek közül a legnagyobbat T-vel, a legkisebbet T'-vel. Az ezekhez tartozó Ω_{TT} ill. $\Omega_{TT'}$ függvényekre teljesülnie kell a

$$(T_1 + iT_2) \Omega_{TT} = 0 , \tag{12a}$$

$$(T_1 - iT_2) \Omega_{TT'} = 0 \tag{12b}$$

egyenlőtlenségnek. Ha ugyanis $(T_1 + iT_2) \Omega_{TT} \neq 0$ volna, úgy ez T_3-nak a $T + 1$ sajátértékhez tartozó sajátfüggvénye volna, ami azonban lehetetlen, hiszen feltettük, hogy T a T_3 operátor sajátértékei közül a legnagyobb. Hasonlóképpen látható be (12b) fennállása, ami abból következik, hogy feltevésünk szerint T' a T_3 operátor sajátértékei közül a legkisebb. Alkalmazzuk most (12a)-ra a $(T_1 - iT_2)$, (12b)-re a $(T_1 + iT_2)$ operátort. A (8) felcserélési törvények és a (9) sajátérték-egyenletek felhasználásával a következő eredményt kapjuk:

$$[\Theta_T^2 - T(T+1)] \Omega_{TT} = 0 , \tag{13a}$$

$$[\Theta_T^2 - T'(T'-1) \Omega_{TT'} = 0 . \tag{13b}$$

Ezekből az egyenletekből azt kapjuk, hogy $\Theta_T^2 = T(T+1)$ és [(13a) és (13b) különbségét képezve] $(T' = -T$. Minthogy T és T' (11) szerint egész számban különbözik egymástól, $2T$ egész, vagyis T számára a 0, $\frac{1}{2}$, 1, ... félegész értékek lehetségesek.

Foglaljuk össze eredményeinket. Számításainkból az adódott, hogy az izotóp-spin-operátor $\vec{T}^2$ négyzetének és T_3 komponensének sajátértékei a következők:

$$\vec{T}^2 \Omega_{TM_T} = T(T+1) \Omega_{TM_T} \quad \left(T = 0, \frac{1}{2}, 1, \ldots\right), \tag{14a}$$

$$T_3 \Omega_{TM_T} = M_T \Omega_{TM_T} \qquad (T \geq M_T \geq -T) . \tag{14b}$$

Az izotóp-spin-operátor $\vec{T}^2$ négyzetének adott $T(T+1)$ sajátértékéhez T_3-nak $2T + 1$ számú sajátértéke tartozik: $M_T = T, T-1, \ldots, -T$. — Minthogy (9b) szerint $M_T = \frac{N-Z}{2}$, azt atommag $Q = Ze$ töltését a következőképpen fejezhetjük ki M_T-vel és az $A = N + Z$ tömegszámmal:

$$Q = e\left(\frac{A}{2} - M_T\right).$$

Az $M_T = T, T-1, \ldots, -T$ értékekhez tartozó Ω_{MT} függvények szerint $2T + 1$ különböző töltésű atommag állapotait írják le. A Q töltés ezen atommagokra a $Q = e\left(\frac{A}{2} - T\right), e\left(\frac{A}{2} - T + 1\right), \ldots, e\left(\frac{A}{2} + T\right)$ értéket veszi fel. Ezért a T adott értékéhez tartozó $2T + 1$ számú Ω_{TM_T} függvény által leírt megállapotokat egy *töltésmultiplett* komponenseinek nevezzük.

Tegyük fel most, hogy az Ω_{TM_T} függvény által leírt magállapot energiája E, vagyis Ω_{TM_T} az atommag H energiaoperátorának E sajátértékhez tartozó sajátfüggvénye:

$$H \Omega_{TM_T} = E \Omega_{TM_T} . \tag{15}$$

A (10) képlethez fűzött magyarázatban megállapítottuk, hogy a $T_1 \pm iT_2$ operátor hatása egyszerűen abban áll, hogy az atommag egy protonját neutronná ill. egy neutront protonná alakítja át. Ha a mag H energiaoperátorában a neutronok és a protonok teljesen szimmetrikusan szerepelnének, úgy az Ω_{TM_T}-től csak egy $p \to n$ ill. $n \to p$ átalakításban különböző $(T_1 \pm iT_2) \Omega_{TM_T}$ függvénynek ugyancsak E energiájú magállapotot kellene leírnia:

$$H [(T_1 \pm iT_2) \Omega_{TM_T}] = E [(T_1 \pm iT_2) \Omega_{TM_T}] . \tag{15a}$$

A mag valódi energiaoperátorában a töltésfüggetlen magerőknek a neutronokban és protonokban valóban szimmetrikus energiája mellett szerepelnek nem szimmetrikus tagok is. Ilyen a Coulomb-féle energia kifejezése, amely kizárólag a protonok koordinátájától függ és a nukleonok nyugalmi energiája, amely a neutronokra nézve $M_n c^2 = 939{,}5$ MeV, a protonokra nézve pedig $M_p c^2 = 938{,}2$ MeV. A valóságban tehát (15)-ből (15a) csak abban az esetben következik, ha H az atommag teljes energiaoperátorából magában foglalja a töltésfüggetlen magerők energiáját, de a Coulomb-energiát és a neutronok ill. protonok nyugalmi energiájának kicsiny különbségét nem.

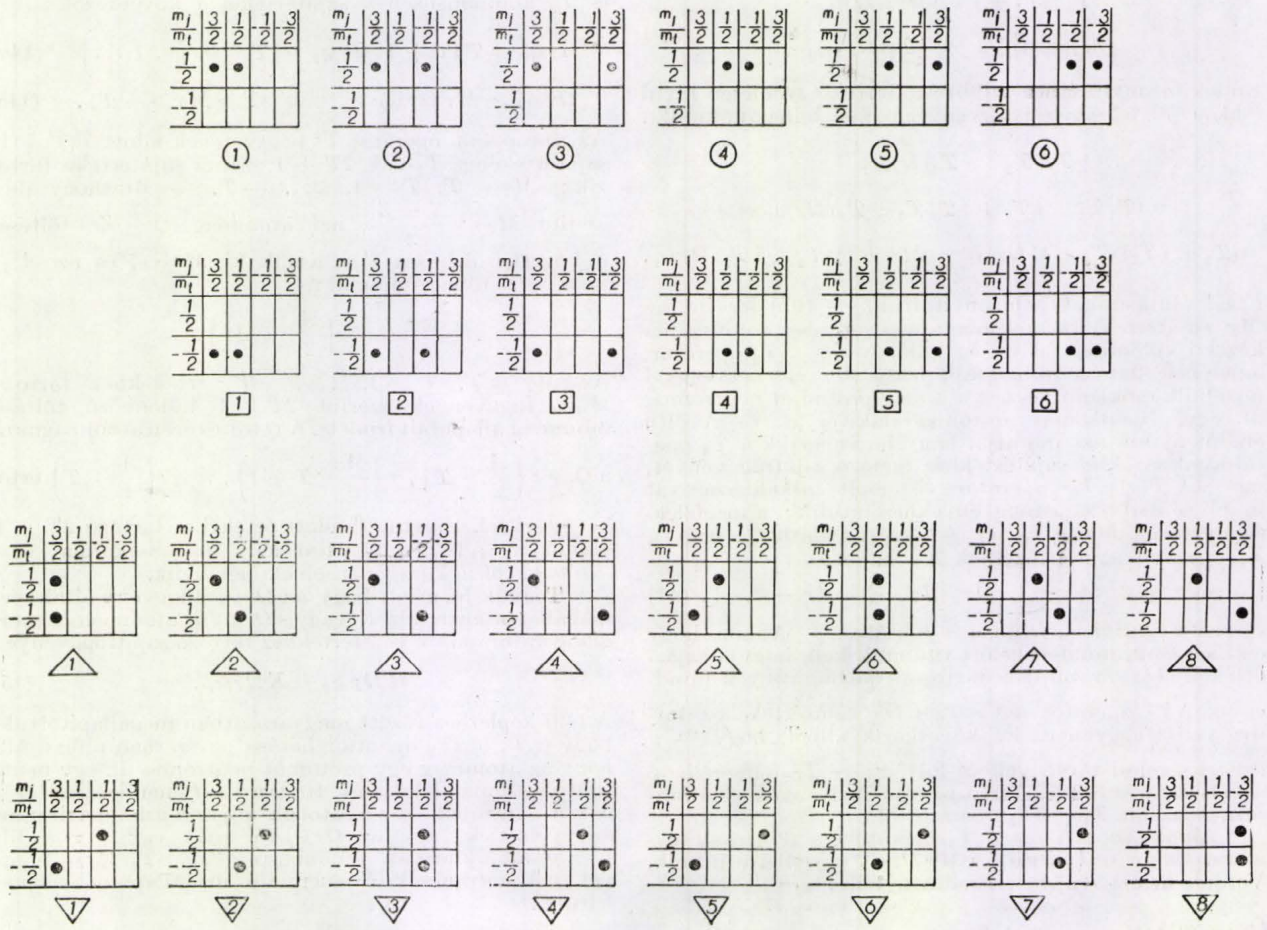
A mondottak alapján megállapíthatjuk: abban a közelítésben, amelyben elhanyagoljuk a protonok Coulomb-energiáját és a neutronok ill, protonok nyugalmi energiájának különbségét, az adódik, hogy egy töltésmultiplettet alkotó $2T + 1$ magállapot sajátfüggvényeihez (amelyek egymásból a $T_1 \pm iT_2$ operátorok ismételt alkalmazásával kaphatók) azonos E energiaérték tartozik. A szokásos kifejezéssel élve: a töltésmultiplett komponensei ebben a közelítésben elfajultak. — Ha azonban tekintetbe vesszük a Coulomb-energiát és a neutron-proton nyugalmi-energia-különbséget, úgy a töltésmultiplett komponenseinek energiája — a valóságos viszonyoknak megfelelően — nem marad tovább egyenlő: „az elfajulás feloldódik".

A most levont következtetéseinket a következő pontban a könnyű atommagok energiaállapotaira vonatkozó kísérleti vizsgálatok eredményeivel illusztráljuk.

A könnyű magok töltésmultiplettjei

A legegyszerűbb összetett magról, a deuteronról az előző pontban megállapítottuk, hogy izotóp-spinje az alapállapotban $T = 0$. Az α-részecske, a He^4 mag izotóp-spinje ugyancsak $T = 0$. Ha ugyanis He^4 izotóp-spinje zérustól különbözne, úgy kellene léteznie H^4 és Li^4 magoknak is, amelyek He^4-gyel együtt egy töltésmultiplettet alkotnának. Míg He^4 kötési energiája kb. 28 MeV, a H^4 és Li^4 magok létezéséről a tapasztalat mit sem tud. Ebből arra következtetünk, hogy az α-részecske töltésszingulett: $T = 0$.

Következő példaként vizsgáljuk meg az egy α-részből és két további nukleonból álló magokat. Az atommagok héjmodellje szerint az α-rész potenciálterében keringő nukleonok egységnyi pályaimpulzusmomentumu kvantumpályán végzik mozgásukat. A spin és a pályamomentum közötti erős kölcsönhatás következtében a nukleonok $1/2$ spinje az 1 pályamomentummal párhuzamosan áll, így az α-rész körül keringő nukleonok mindegyikének $j = 3/2$ a teljes impulzusmomentuma. A $j = 3/2$ impulzusmomentumú ($p\,^3/_2$ pályán keringő) nukleonok számára a következő kvantumállapotok lehetségesek: a $j = 3/2$ impulzusmomentum vetülete az $m_j = 3/2,\ 1/2,\ -1/2,\ -3/2$ értékeket veheti fel, a nukleonok izotóp-spinje pedig két lehetőséget ad: lehet $m_t = 1/2$ (a nukleon: neutron) és $m_t = -1/2$ (proton). Bemutatjuk az m_j impulzusmomentumvetület és az m_t izotóp-spin-komponens különböző értékeivel jellemzett kvantumcellák különböző betöltési lehetőségeit:



A $p^3/_2$ pályán keringő két nukleon ($(p^3/_2)^2$ konfiguráció) lehetséges állapotainak ábrázolásánál kihagytuk azokat az eseteket, amelyekben a két nukleon ugyanazon kvantumcellában helyezkedik el, mert ezt a Pauli-elv megtiltja. A részecskék azonosságának kvantummechanikai elvét pedig azáltal vettük figyelembe, hogy a két nukleon felcserélésével adódó állapotokat nem vettük külön tekintetbe (a nukleonokat nem számoztuk meg). — Készítsünk most egy táblázatot, amelyben feltüntetjük, hogy a két nukleon eredő impulzusmomentumának M_J vetülete és eredő izotópspinjének M_T komponense milyen értéket vesz fel a fenti két nukleon-állapotokban :

M_T \ M_J	3	2	1	0	−1	−2	−3
1		①	②	③④	⑤	⑥	
0	△1	△2 △5	△3 △6 ▽1	△4 △7 ▽2 ▽5	△8 ▽3 ▽6	▽4 ▽7	▽8
−1		□1	□2	□3 □4	□5	□6	

Melyek a vizsgált $(p^3/_2)^2$ konfiguráció J eredő impulzusmomentumának és teljes izotóp-spinjének lehetséges értékei? Tudjuk, hogy a J impulzusmomentum különböző beállásaihoz az M_J vetület $M_J = J, J-1, \ldots, -J$ értékei tartoznak, a T izotóp-spinnel jellemzett töltésmultiplett komponenseit pedig $M_T = T, T-1, \ldots, -T$ értékei jellemzik.

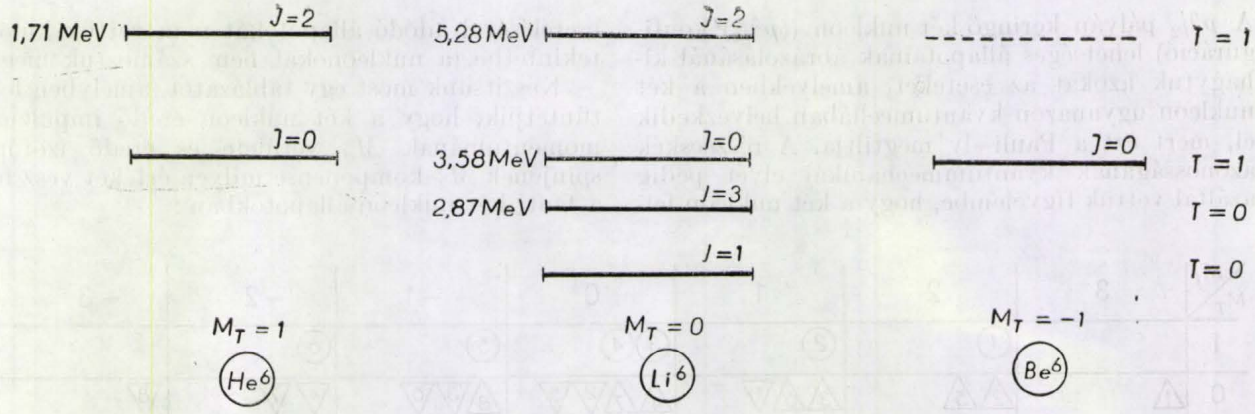
Látható, hogy a (16) táblázatból ki lehet választani egy $M_J = 2, 1, 0, -1, -2$, sorozatot, amely $M_T = 1, 0, -1$ mindegyikénél megtalálható. Ezek az eredő impulzusmomentum $J = 2$ és a teljes izotóp-spin $T = 1$ értékéhez tartoznak. Ezenkívül még van egy $M_T = 1, 0, -1$ sorozat, amely csak $M_J = 0$-nál lép fel. Itt tehát $T = 1$, $J = 0$. A visszamaradó lehetőségek mind $M_T = 0$-hoz tartoznak ; ezek közül ki tudunk választani egy $M_J = 3, 2, 1, 0, -1, -2, -3$ és egy $M_J = 1, 0, -1$ sorozatot. Ezek $T = 0$, $J = 3$-nak és $T = 0$, $J = 1$-nek felelnek meg. Következő táblázatunk összefoglalóan mutatja a $(p^3/_2)^2$ nukleonkonfiguráció J eredő impulzusmomentumának és T teljes izotóp-spinjének összetartozó értékeit* :

J	T
2	1
0	1
3	0
1	0

(17)

Az α-részből és két nukleonból álló magok közül a Li^6 az egyetlen, amely stabilis alakban megtalálható a természetben. Li^6-ban az α-rész, mint törzs körül egy neutron és egy proton kering ; e magra nézve tehát $M_T = 0$. Li^6 alapállapotának impulzusmomentuma a kísérletek szerint $J = 1$. A (17) táblázat szerint ezen állapot töltésszingulett, izotóp-spinje $T = 0$, ennélfogva nem várható, hogy Li^6 $M_T = 1$-hez (He^6) és $M_T = -1$-hez (Be^6) tartozó szomszédaiban a Li^6 alapállapotával analóg $J = 1$ impulzusmomentumú nívó fellép. — A He^6 alapállapotának impulzusmomentuma $J = 0$; ez 3,6 MeV maximális energiájú β^--részecske kibocsátásával, 0,8 sec felezési idővel alapállapotú Li^6-tá alakul át. He^6 alapállapotának izotóp-spinje csak $T = 1$ lehet. ($T \geqslant 2$ nem lehet, mert ebben az esetben az analóg állapotnak a H^6 magban is elő kellene fordulnia ; erről a magról azonban a tapasztalat mit sem tud.) A $T = 1$ izotópspinű He^6 alapállapot egy töltéstriplett $M_T = 1$-hez tartozó komponense ; várható, hogy a Li^6 és Be^6 magoknál megtaláljuk e triplett $M_T = 0, -1$ kvantumszámokkal jellemzett komponenseit. — A He^6 alapállapotában egy neutront protonnal helyettesítve megkapjuk Li^6 analóg állapotát. Az $n \leftrightarrow p$ csere révén a mag energiája a neutron és proton nyugalmi energiájának különbségével, 1,3 MeV-tal csökken ; ugyanakkor azonban a proton bevitelekor be kell fektetnünk a hélium két protonjával való Coulomb-kölcsönhatás energiáját. Ez könnyű magokban protonpáronként kb. 0,4 MeV, összesen tehát 0,8 MeV. A He^6 alapállapotából $n \leftrightarrow p$ cserével kapható Li^6 állapot energiája tehát várhatóan kb. 1,3 — 0,8 = 0,5 MeV-tal mélyebben fekszik, mint a He^6 alapállapota. — a He^6 és Li^6 alapállapota közötti energiakülönbséget megkaphatjuk, ha a $He^6 \rightarrow Li^6$ átalakuláskor keletkező β^--részecske maximális kinetikus energiájához, 3,6 MeV-hoz hozzáadjuk annak 0,5 MeV nyugalmi energiáját : 3,6 + 0,5 = 4,1 MeV. He^6 alapállapota tehát 4,1 MeV-tal fekszik magasabban, mint a Li^6 alapállapota. A Li^6-nak a He^6 alapállapottal analóg állapota a fentiek szerint 0,5 MeV-tal lejjebb várható, tehát kb. 3,6 MeV-nál. — A kísérletek ezt a következtetést megerősítik : a Li^6-nak vagy egy 3,58 MeV-os állapota, amely a He^6 alapállapotához hasonlóan $J = 0$ impulzusmomentumú. A következőkben bemutatjuk a He^6, Li^6, Be^6 „α-rész + 2 nukleon"-típusú magok energiaszintjeinek rendszerét :

* Azt, hogy az eredő impulzusmomentum lehetséges értékei J = 0, 1, 2, 3, a vektormodell segítségével is mgállapíthatjuk. Két $^3/_2$ abszolutértékű impulzusmomentum-vektor lehetséges eredőinek abszolutértéke valóban a 0, 1, 2, 3, egészszámú értékeket veheti fel. Hasonló módon a vektormodell a két $^1/_2$ izotóp-színű részecske eredő izotóp-spinjére a T = 0, 1 lehetséges értékeket szolgáltatja. A Pauli-elvet és a részecskék azonosságának elvét azért kellett tekintetbe vennünk, hogy megállapíthassuk : J-nek éé T-nek mely értékei tartoznak össze ?

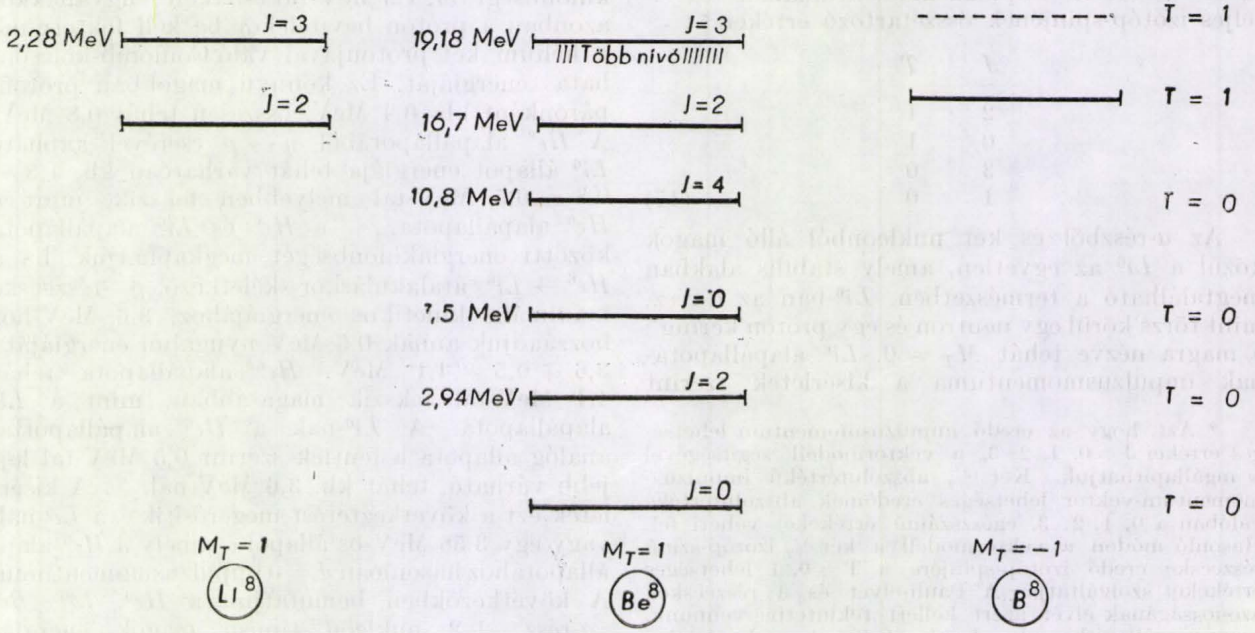


9. ábra

Itt a He^6 alapállapotát és a Li^6 ezzel analóg 3,58 MeV-os gerjesztett állapotát egyenlő magasságban tüntettük fel. — Ez a fent mondottak szerint úgy érhető el, hogy a He^6 energiájából levonjuk a neutron és proton nyugalmi energiájának különbségét, a Li^6 3,58 MeV-os állapotának energiájáról pedig az α-részecske-törzs körül keringő proton Coulomb-energiáját. Ugyanebben a magasságban ábrázoltuk a Be^6 mag alapállapotát is, amely az előbbi két állapottal töltéstripplettet alkot. (A Be^6 mag az α-részecsketörzset körülkeringő két proton Coulomb-taszítása miatt rendkívül instabil α-részre és két protonra való bomlással szemben, ezért erről csak közvetett úton szerezhetünk ismereteket.) — Látható, hogy a 9. ábra valóságos viszonyokat ábrázoló energiaszintrendszerében fellép a $(p^3/_2)^2$ konfiguráció (17) alatt felsorolt összes állapota. — A 9. ábra energiaszint-rendszerének némely vonása határozottan alátámasztja a magerők töltés-függetlenségére vonatkozó feltevést: Az egyik ilyen sajátosság az, hogy az egymástól $n \leftrightarrow p$ felcseréléssel adódó Li^6 és He^6 magok $J = 0$ impulzusmomentumú analóg energiaszintjei a neutron-proton nyugalmi-energia-különbség és a Coulomb-energia korrekcióbavétele után egy magasságba kerültek. Egy másik ilyen vonás az, hogy a He^6 és Li^6 (egy-egy töltésmultiplettbe tartozó) $J = 2$ és $J = 0$ szintjeinek energiakülönbsége közelítőleg egyenlő: $5{,}28 - 3{,}68 \approx 1{,}71$ MeV. (Megjegyezzük, hogy a $J = 2$ impulzusmomentumú töltéstriplett $M_T = -1$-es komponensét, a Be^6 mag (pontozott vonallal jelzett) $J = 2$ állapotát a mag nagyfokú instabilitása folytán nem sikerült megfigyelni.)

A következőkben bemutatjuk még néhány szomszédos könnyű atommag energiaszintjeinek rendszerét. A neutron—proton—nyugalmienergiakülönbség és a Conlomb-energia korrekcióbavételével mindegyik esetben elérhetjük, hogy a szomszédos magok analóg állapotai egymás mellé kerüljenek.

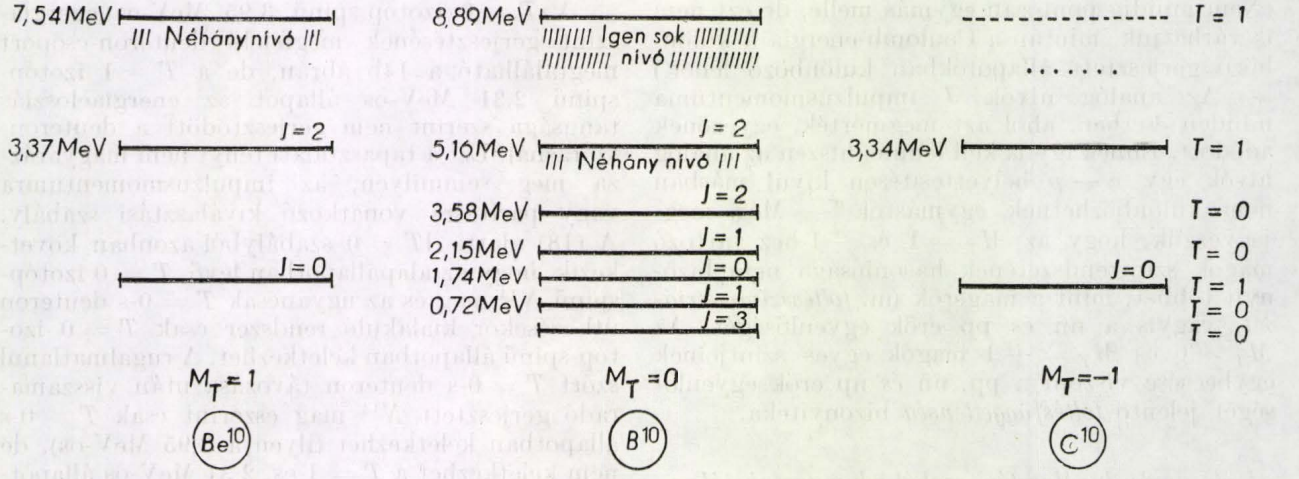
Az $A = 8$ tömegszámú izobárok energiaszintjeinek rendszerét a magsugárzások és magreakciók megfigyelése alapján a következőnek találták:



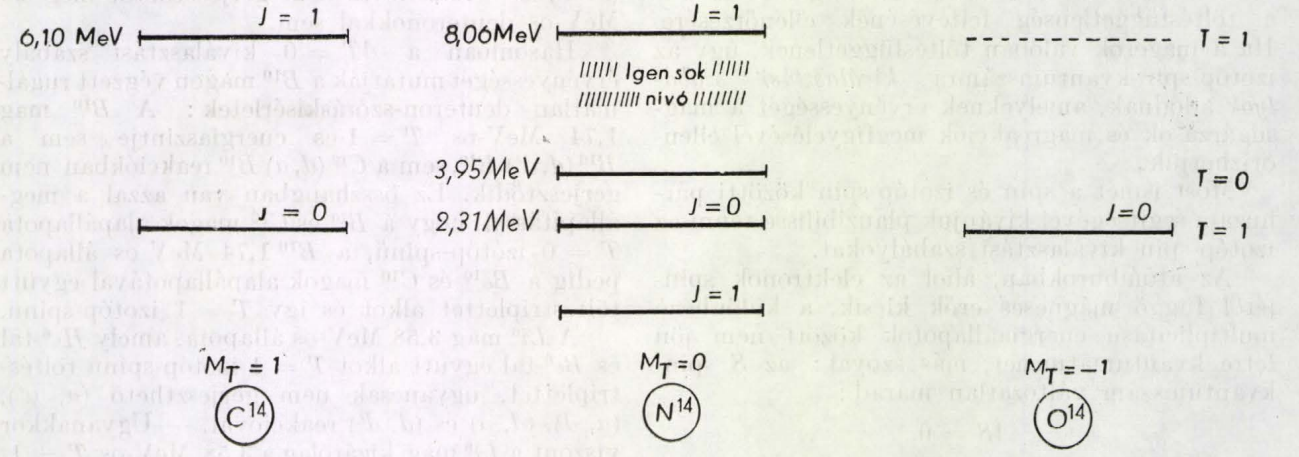
10. ábra

Az energiaszintek töltésmultiplettjeihez itt is hozzárendeltük a T izotóp-spin-kvantumszám $T = 0$ vagy 1 értékét aszerint, hogy valamely nivó csak $M_T = 0$ mellett (Be^8-nál), vagy annak $M_T = \pm 1$ szomszédainál is megtalálható-e?

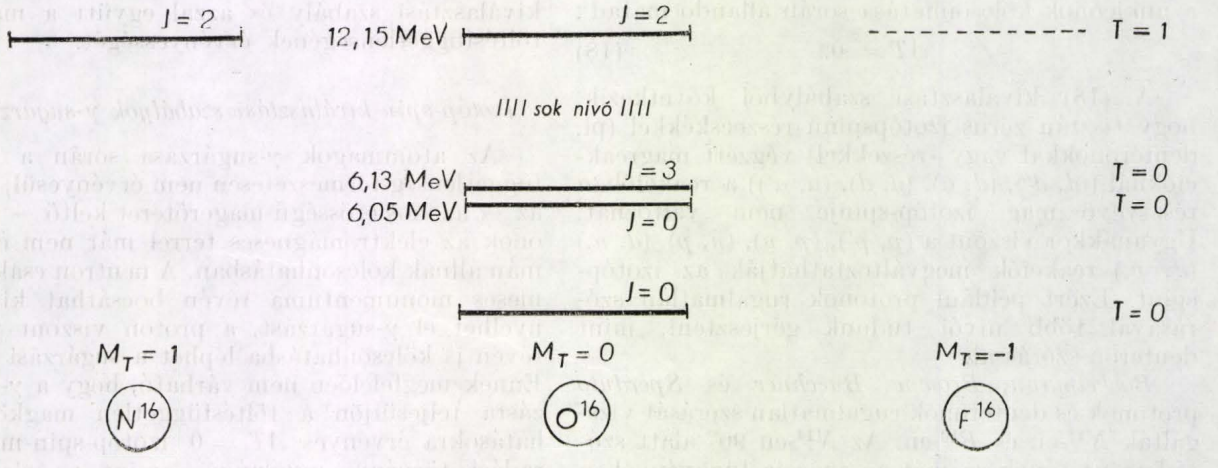
Bemutatjuk még az $A = 10{,}14$ és 16 tömegszámú izobárok szintrendszerét is. A megfelelő korrekciók alkalmazása esetén az analóg energiaszintek itt is egymás mellé kerülnek; a multiplicitás jelzésére itt is feltüntettük az egyes szintek multiplicitását.



11. ábra



12. ábra



13. ábra

A bemutatott energiaszint-rendszerek meggyőzően támasztják alá a magerők töltésfüggetlenségére vonatkozó feltevést: az izobár magok analóg energiaszintjei csak a neutron-proton nyugalmienergia-különbség és a Coulomb-energia folytán különböznek. Ezek korrekcióba vétele után az analóg nivók egy magasságba kerülnek. (Nem mindig pontosan egymás mellé, de ezt nem is várhatjuk, miután a Coulomb-energia a különböző gerjesztett állapotokban különböző lehet.) — Az analóg nivók J impulzusmomentuma minden esetben, ahol azt megmérték, egyezőnek adódott. Ennek így is kell lennie, hiszen az analóg nivók egy $n \leftrightarrow p$ helyettesítésen kívül másban nem különbözhetnek egymástól. — Még megjegyezzük, hogy az $M_T = 1$ és -1-hez tartozó magok szintrendszerének hasonlósága nem bizonyít többet, mint a magerők ún. *töltésszimmetriáját*, vagyis a nn és pp erők egyenlőségét. Az $M_T = 0$ és $M_T = \pm 1$ magok egyes szintjeinek egybeesése viszont a pp, nn *és* np erők egyenlőségét jelentő *töltésfüggetlenség* bizonyítéka.

Izotóp-spin-kiválasztási szabályok magreakciókra

Az izobár atommagok energiaszintrendszerének összehasonlításán kívül van még más mód is a töltésfüggetlenség feltevésének ellenőrzésére. Ha a magerők valóban töltésfüggetlenek, úgy az izotóp-spin-kvantumszámra *kiválasztási szabályok* adódnak, amelyeknek érvényességét a magsugárzások és magreakciók megfigyelésével ellenőrizhetjük.

Most ismét a spin és izotóp-spin közötti párhuzam segítségével kívánjuk plauzibilissé tenni az izotóp-spin kiválasztási szabályokat.

Az atomburokban, ahol az elektronok spinjétől függő mágneses erők kicsik, a különböző multiplicitású energiaállapotok között nem jön létre kvantumátmenet, más szóval: az S spinkvantumszám változatlan marad:

$$\Delta S = 0.$$

Hasonlóképpen ha a magerők töltésfüggetlenek, úgy a nukleonokra ható, izotóp-spinjüktől függő (pl. Coulomb) erők kicsik, és így a T izotóp-spin a nukleonok kölcsönhatása során állandó marad:

$$\Delta T = 0. \qquad (18)$$

A (18) kiválasztási szabályból következik, hogy tisztán zérus izotópspinű részecskékkel (pl. deuteronokkal vagy -részekkel) végzett magreakcióknál ((d, d'), (d, α), (α, d), (α, α')) a reakcióban résztvevő mag izotóp-spinje nem változhat. Ugyanakkor viszont a (p, p'), (p, n), (n, p), $(d, n,)$ $(d, p,)$ reakciók megváltoztathatják az izotóp-spint. Ezért például protonok rugalmatlan szórásával több nivót tudunk gerjeszteni, mint deuteron-szórással.

Bockelmann, *Browne*, *Buechner* és *Sperduto* protonok és deuteronok rugalmatlan szórását vizsgálták N^{14}-en és B^{10}-en. Az N^{14}-en 90° alatt szóródott protonok számát az energia függvényében a 14a ábrán láthatjuk. Az ábrán látható protoncsoport egyike az N^{14} $T = 0$ izotóp-spinű 3,95 MeV-os állapotát, a másik pedig a $T = 1$ izotóp-spinű 2,31 MeV-os állapotát gerjesztette. A 14b ábra a protonokkal közel egyenlő energiájú 90° alatt rugalmatlanul szórt deuteronok energiaeloszlását mutatja.

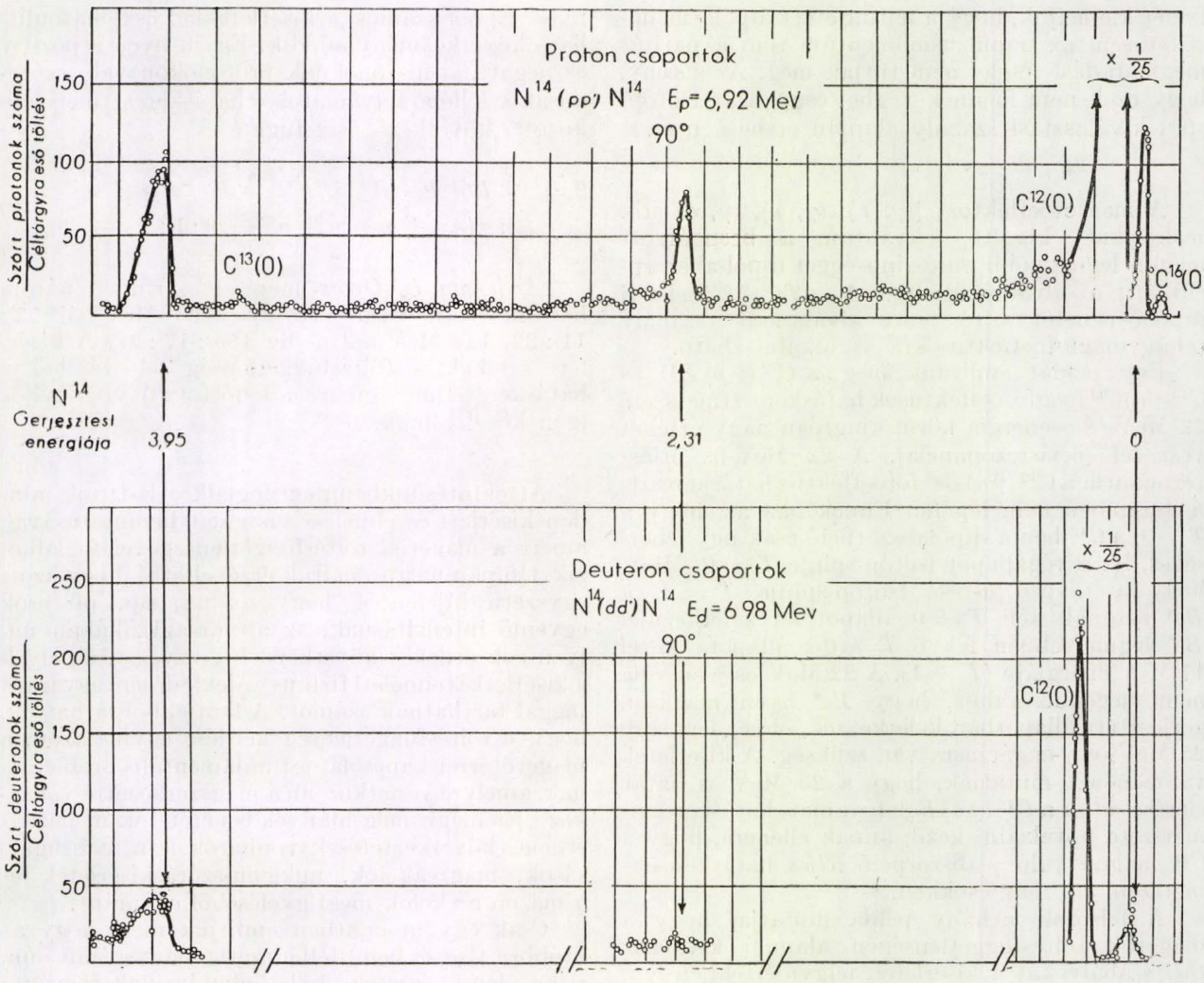
A $T = 0$ izotóp-spinű 3,95 MeV-os energiaszint gerjesztésének megfelelő deuteron-csoport megtalálható a 14b ábrán, de a $T = 1$ izotóp-spinű 2,31 MeV-os állapot az energiaeloszlás tanusága szerint nem gerjesztődött a deuteronszórásnál. Ezt a tapasztalati tényt nem magyarázza meg semmilyen, az impulzusmomentumra vagy paritásra vonatkozó kiválasztási szabály. A (18) alatti $\Delta T = 0$ szabályból azonban következik, hogy az alapállapotban levő, $T = 0$ izotóp-spinű N^{14} mag és az ugyancsak $T = 0$-s deuteron ütközésekor kialakuló rendszer csak $T = 0$ izotóp-spinű állapotban keletkezhet. A rugalmatlanul szórt $T = 0$-s deuteron távozása után visszamaradó gerjesztett N^{14} mag eszerint csak $T = 0$-s állapotban keletkezhet (ilyen a 3,95 MeV-os), de nem keletkezhet a $T = 1$-es, 2,31 MeV-os állapotban. — *Freemantle*, *Prowse* és *Rotblat* kísérletei szerint az N^{14} 2,31 MeV-os energiaszintje az O^{16} (d, α) N^{14} reakcióval sem gerjeszthető, még 20 MeV-os deuteronokkal sem.

Hasonlóan a $\Delta T = 0$ kiválasztási szabály érvényességét mutatják a B^{10} magon végzett rugalmatlan deuteron-szóráskísérletek: A B^{10} mag 1,74 MeV-os $T = 1$-es energiaszintje sem a $B^{10}(d, d')B^{10}$, sem a $C^{12}(d, \alpha)B^{10}$ reakciókban nem gerjesztődik. Ez összhangban van azzal a megállapítással, hogy a B^{10} és C^{12} magok alapállapota $T = 0$ izotóp-spinű, a B^{10} 1,74 MeV-os állapota pedig a Be^{10} és C^{10} magok alapállapotával együtt töltéstriplettet alkot és így $T = 1$ izotóp-spinű.

A Li^6 mag 3,58 MeV-os állapota, amely He^6-tal és Be^6-tal együtt alkot $T = 1$ izotóp-spinű töltéstriplettet, ugyancsak nem gerjeszthető (α, α'), (α, d), (d, α) és (d, d') reakcióval. — Ugyanakkor viszont a Li^6 mag kizárólag a 3,58 MeV-os $T = 1$-es állapotban keletkezik a B^{10} mag 8,89 MeV-os $T = 1$-es állapotának α-bomlásakor. Ezek a tapasztalati tények meggyőzően bizonyítják a (18) kiválasztási szabály és azzal együtt a magerők töltésfüggetlenségének érvényességét.

Izotóp-spin-kiválasztási szabályok γ-sugárzásra

Az atommagok γ-sugárzása során a töltésfüggetlenség természetesen nem érvényesül, hiszen az — azonos erősségű magerőteret keltő — nukleonok az elektromágneses térrel már nem egyformán állnak kölcsönhatásban. A neutron csak mágmeses monumentuma révén bocsáthat ki vagy nyelhet el γ-sugárzást, a proton viszont töltése révén is kölcsönhatásba léphet a sugárzási térrel. Ennek megfelelően nem várható, hogy a γ-sugárzásra teljesüljön a töltésfüggetlen magkölcsönhatásokra érvényes $\Delta T = 0$ izotóp-spin-megmaradási törvény, ugyanúgy, amint az elektron-



14. ábra

burkolatban sem marad változatlanul az elektronok eredő S spinje, ha (pontosabb közelítésre törekedve) figyelembe vesszük az elektronok spinjére ható mágneses erőket. Az ismert kiválasztási szabály szerint a spinfüggő mágneses erők egységnyi spinváltozást okozhatnak: a spinfüggő erők elhanyagolása esetén érvényes $\Delta S = 0$ spinmegmaradási törvény helyére a $\Delta S = \pm 1{,}0$ kiválasztási szabály lép.

Az atommagok γ-sugárzásánál ennek megfelelően a (18) alatti kiválasztási szabály helyett

$$\Delta T = \pm 1{,}0 \qquad (19)$$

lesz érvényes. Jelenleg nem ismerünk a könnyű magszintek között olyanokat, amelyeknek izotóp-spin-különbsége $|\Delta T| \geq 2$ volna, ezért a (19) kiválasztási szabály érvényességét még eddig nem sikerült igazolni. Van azonban egy igen fontos izotóp-spin kiválasztási szabály, amelyet számos kísérlet igazol. Ez azt mondja ki, hogy *egyenlőszámú neutront és protont tartalmazó magban* ($M_T = 0$) *dipólátmenet nem lehetséges izotóp-spinváltozás nélkül.* (E szabály bizonyos mértékig analóg az atomspektroszkópia zérus impulzusmomentumú szintek közötti átmenetet — $0 \to 0$ átmenetet — tiltó kiválasztási szabályával.)

A következőkben felsorolunk néhány $M_T = 0$-s (ún. töltésszimmetrikus maghoz tartozó) energiaszint-párt, amelyek között a kísérletek tanusága szerint nem lehetséges γ-fotonok dipólsugárzása. Amint összeállításunkból látható, e szint-párok tagjainak izotópspinje egyenlő. A dipólátmenet hiánya tehát igazolja azt a kiválasztási szabályt, amely szerint zérus izotóp-spinváltozás esetén a dipólsugárzás tiltott.

A magspektroszkópiai megfigyelések szerint a következő töltésszimmetrikus magokhoz tartozó energiaszintpárok tagjai közötti dipólátmenet nem megy végbe:

B^{10} (5,11 MeV, $J = 2$, $T = 0$) $\to$ (alapállapot, $J = 3$, $T = 0$)
$\to$ (0,72 MeV, $J = 1$, $T = 0$)
$\to$ (2,15 MeV, $J = 1$, $T = 0$)

N^{14} (8,06 MeV, $J = 1$, $T = 1$)
$\to$ (2,31 MeV, $J = 0$, $T = 1$)

O^{16} (6,91 MeV, $J = 2$, $T = 0$)
$\to$ (6,14 MeV, $J = 3$, $T = 0$)

Ne^{20} (13,70 MeV, $J = 2$, $T = 0$)
$\to$ (1,63 MeV, $J = 2$, $T = 0$)

Ismét kiemeljük, hogy a feltüntetett dipólátmeneteket sem az impulzusmomentum sem a paritás megmaradási tételei nem tiltják meg. Az a tény, hogy ezek nem mennek végbe, csupán az izotópspin kiválasztási szabály alapján érthető meg.

*

A magfotoeffektust [(γ, n), (γ, p), (γ, α) stb. reakciókat] kiváltó γ-kvantum a besugárzott magon legnagyobb valószínűséggel dipól-abszorpció útján abszorbeálódik. A $\Delta T = 0$ melletti dipólátmenetet tiltó fenti kiválasztási szabály tehát magfotoeffektusokra is alkalmazható.

Egy példát említünk meg : a $C^{12}(\gamma p) B^{11}$ és $C^{12}(\gamma n) C^{11}$ magfotoeffektusok hatáskeresztmetszete 22 MeV-os γ-energia körül kiugróan nagy értéket vesz fel (óriásrezonancia). A 22 MeV-os óriásrezonancia a $C^{12}(\gamma \alpha) Be^{8}$ fotoeffektus hatáskeresztmetszetében nem lép fel. Ennek oka az, hogy a $T = 0$-s C^{12}-ben a dipólabszorpció csak úgy lehetséges, ha a végállapot izotóp-spinje $T \neq 0$. Minthogy a távozó α-rész izotóp-spinje $T = 0$, a Be^{8} magnak kell $T \neq 0$ állapotban keletkeznie. Be^{8} legmélyebben fekvő $T \neq 0$-s állapota közel 17 MeV energiájú ($T = 1$). A 22 MeV-os γ-energia nem elegendő ahhoz, hogy Be^{8} ilyen magasan gerjesztett állapotban keletkezzék, ehhez legalább 25 MeV-os γ-sugárzásra van szükség. A kísérletek valóban azt mutatják, hogy a 25 MeV-os határ elérése után a $C^{12}(\gamma \alpha) Be^{8}$ foyamat hatáskeresztmetszete növekedni kezd, annak ellenére, hogy a C^{12} magon való γ-abszorpció *teljes* hatáskeresztmetszete itt már csökken.

A felsorolt néhány példa mutatja, hogy a magerők töltésfüggetlenségén alapuló kiválasztási szabályokat a kísérletek nagymértékben igazolják. — Megemlítjük, hogy amint az atomspektroszkópiában a tiltott átmenetek igen kicsiny valószínűséggel mégis végbemennek és ennek megfelelően az atomszínképekben igen kis intenzitású tiltott színképvonalakat találunk, ugyanúgy az izotóp-spin kiválasztási szabályok által tiltott átmenetek is kis valószínűséggel végbemehetnek. Ezek megfigyeléséből a magszerkezet finomabb részleteire vonhatunk le következtetéseket.

Az izotóp-spin és a π-mezonok

A π-mezonok — amelyek a cikkünk elején mondottak szerint a töltésfüggetlen magerőket közvetítik — ugyancsak hálás alkalmazási területet gyújtanak az izotóp-spin elmélete számára. A π-mezon-nukleon-kölcsönhatások és a töltésfüggetlenség kapcsolatának teljes tárgyalását ezen ismertetés szűk keretei nem engedik meg. Röviden csak ennyit : a három π-mezon : π^{+}, π^{0}, π^{-} töltéstriplettet alkot. Ennek megfelelően a π-mezon izotóp-spinje $T = 1$. A töltésfüggetlenség feltevése a π-mezon-nukleon-kölcsönhatások esetében arra az eredményre vezet, hogy a kölcsönhatási folyamatok során a π-mezonok és nukleonok izotóp-spinjének összegére megmaradási tétel érvényes. Ebből számos, a kísérletekkel összehasonlítható következmény adódik. Egyik ilyen a pozitív és negatív π-mezonoknak protonokon való szóródásakor fellépő folyamatok σ hatáskeresztmetszete közötti következő összefüggés :

$$\sigma(\pi^{+} + p \rightarrow p + \pi^{+}) : \sigma(\pi^{-} + p \rightarrow p + \pi^{-}) : \\ : \sigma(\pi^{-} + p \rightarrow n + \pi^{0}) = 9 : 1 : 2. \qquad (20)$$

Anderson és *Orear* mérései szerint e három hatáskeresztmetszet viszonya 120 MeV-nál 93 : 11 : 22, 144 MeV-nál pedig 158 : 17 : 31. A kísérleti értékek a töltésfüggetlenség feltevéséből a hatáskeresztmetszetekre adódott (20) viszonyhoz igen közel állnak.

*

Áttekintésünkben nem foglalkozthattunk minden kísérleti és elméleti vizsgálat bemutatásával, amely a magerők töltésfüggetlenségével foglalkozik. Csupán megpróbáltuk érzékeltetni, hogy az az egyszerű kijelentés, hogy az nn, np, pp erők egyenlő intenzitásúak, az atommagfizikában milyen sok érdekes következményre vezet, amelyek a kísérleti és elméleti fizikus érdeklődésére egyaránt joggal tarthatnak számot. A fentiekből láthatjuk, hogy e töltésfüggetlenség kérdése egyike azon, a magerőtérrel kapcsolatos fundamentális problémának, amelyre vonatkozóan a magszerkezetre vonatkozó jelenlegi, még hiányos ismereteink mellett is érdekes következtetések vonhatók le a magsugárzások, magreakciók, nukleon-szóráskísérletek és π-mezon-reakciók megfigyeléséből egyaránt.

Csak egy mondatban említjük meg, hogy az utóbbi tíz évben felfedezett nagyszámú ún. ritka elemi részecske kölcsönhatásainak törvényszerűségeit éppen a töltésfüggetlenség feltevése alapján sikerült megérteni, az izotóp-spin elméletének alkalmazásával. Erről már más helyen részletesen beszámoltunk.[10]

Györgyi Géza
Központi Fizikai Kutató Intézet
Atomfizikai Osztály

IRODALOM

A következő összeállítás a töltésfüggetlenség kérdésével foglalkozó összefoglaló munkákat tartalmaz. Az érdeklődő e munkákban részletes irodalomjegyzéket talál :

1. H. A. Bethe, F. de Hoffmann, Mesons and Fields II. 35. o. Row, Peterson and Co. New York. 1955.
2. J. M. Blatt, V. F. Weisskopf, Theoretical Nuclear Physics. 220. o. Wiley, New York. 1952.
3. A. Baz, Ja. Szmorogyinszkij, Uszpehi Fizicseszkih Nauk, *55* (1955) 215.
4. W. E. Burcham, Progress in Nuclear Physics, *4* (1955) 171.
5. I. Sz. Sapiro, Uszpehi Fizicseszkih Nauk, *53* (1954).
6. L. Rosenfeld, Nuclear Forces, 158. o. North-Holland Publishing Company Amsterdam. 1948.
7. E. P. Wigner, E. Feenberg, Reports on Progress in Physics, *8* (1941) 274.
8. D. H. Wilkinson, Nature, *172* (1953) 576.
9. G. I. Zelcer, Uszpehi Fizicseszkih Nauk, *53* (1954) 455.
10. Györgyi Géza, Az elemi részek családfájának megismerése felé, Fizikai Szemle, *7* (1957) 110.

Egyesített Atommagkutató Intézet

(DUBNA)

I.

Az Egyesített Atommagkutató Intézet (EAKI) 1956-ban létesült. Feladata, hogy a magfizika és a nagyenergiájú folyamatok vizsgálata terén olyan országok tudósai számára is lehetővé tegye a kutató munkát, amelyek korlátozott anyagi lehetőségeik folytán nem tudják a szükséges berendezéseket megépíteni. Az egyezmény értelmében a tagállamok kutatókat küldhetnek az intézetbe és ezek, mint rendes munkatársak vesznek részt az itt folyó tudományos vizsgálatokban. A tagállamok vezető tudósai alkotják az intézet igazgatóságát és tudományos tanácsát, továbbá az egyes osztályok tudományos tanácsát. A tudományos tanácsok fogadják el az intézet, illetőleg az egyes osztályok kutatási tervét és az osztályok beszámolóját a kitűzött tudományos feladatok megvalósításáról. Ugyancsak a tudományos tanácsok határozzák meg a tagállamok fizikai intézetei és az EAKI kapcsolatának módozatait. Ilymódon minden résztvevő ország biztosítani tudja az együttműködésnek számára legmegfelelőbb formáját.

Az Intézet igazgatója D. J. Blohincev professzor. Igazgatóhelyettesek jelenleg: V. Votruba professzor (Csehszlovákia) és M. Danysz professzor (Lengyelország). Votruba professzor intézi a tagállamok ügyeit, Danysz professzor pedig a külföldi kapcsolatokra vonatkozó kérdésekkel foglalkozik. Az intézet tudományos tanácsának magyar tagjai: Jánossy Lajos akadémikus, Novobátzky Károly akadémikus és Szalay Sándor az MTA levelező tagja. Az Elméleti Osztály tudományos tanácsának tagja Marx György, a fizikai tudományok doktora.

Az EAKI tagállamai jelenleg Albánia, Bulgária, Csehszlovákia, Kína, Korea, Lengyelország, Magyarország, Mongólia, Német Demokratikus Köztársaság, Románia, Szovjetunió és Vietnam.

Az egyezmény megkötése óta az intézet rohamos fejlődésen ment keresztül.

A Volga partján Moszkvától 125 kilométerre északra fekvő falu helyén modern kis város épült, amely fenyőfák és nyárfák között szép házaival egy üdülőtelephez hasonlít. Rövid félórai sétával elérhető a Kalinini vizierőmű és a duzzasztó által létesített Moszkvai-tenger. Az egész várost egy központból fűtik, a látogatók és a tudományos konferenciákra érkező vendégek számára kényelmes szállodákat építettek. A környezet teljes mértékben biztosítja az intézet dolgozói számára a tudományos munka lehetőségeit.

II.

Az intézetben jelenleg öt osztály működik: a Nagyenergiájú Laboratórium V. I. Vekszler professzor vezetésével, a Magproblémák Laboratóriuma V. P. Dzseljepov professzor vezetésével, az Elméleti Fizikai Osztály N. N. Bogoljubov akadémikus vezetésével, a Neutronfizikai Laboratórium I. M. Frank professzor vezetésével és a többszörösen töltött ionokkal létrehozott magreakciókat vizsgáló laboratórium, amelynek vezetője G. N. Florov professzor. Az utóbbi két laboratórium munkája még kezdeti stádiumban van.

Az Elméleti Fizikai Osztályon az atommagokkal és főleg az elemi részekkel kapcsolatos legmodernebb fizikai elméletek és eredmények továbbfejlesztésével, a mérésekhez szükséges elméleti feladatokkal, a különböző elméletek szempontjából érdekes mérési eredmények interpretálásával foglalkoznak. Külön csoport van a nagy munkát igénylő numerikus számítások elvégzésére.

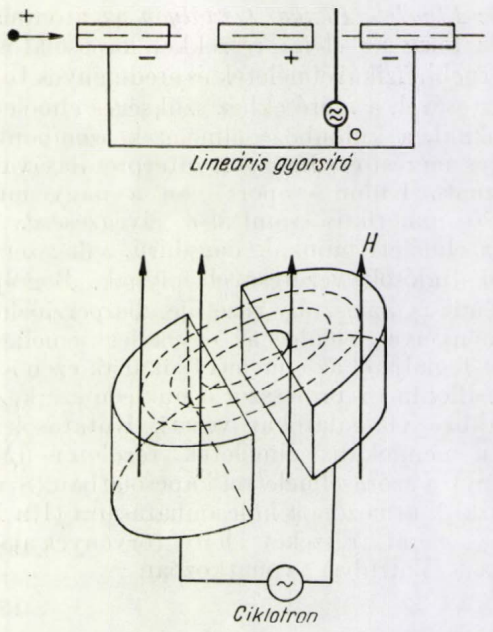
Az elméleti munkák nagyhírű, világszerte elismert tudósok vezetésével folynak. Bogoljubov akadémikus, az osztály vezetője, diszperzióelméleti eredményeivel jelenleg az egyik legkiemelkedőbb helyet foglalja el az elméleti fizikának ezen a területén. Blohincev professzor a nukleon szerkezetére vonatkozó vizsgálatokat vezeti. Kutatások folynak a nemlokális elméletek területén (M. A. Markov), a szóráselmélettel kapcsolatban (Szmorogyinszkij), a mezonok kölcsönhatásaira (Hu Nyin) és az elemi részeket leíró törvények alakjára (Vaclav Votruba) vonatkozóan

III.

A Nagyenergiájú Laboratóriumban és a Magproblémák Laboratóriumában folyó kutatások az intézet két nagyenergiájú gyorsítójával kapcsolatosak. Mivel hasonló jellegű kutatásokat hazai viszonylatban nem lehet végezni, érdemes a két osztály munkáját részletesebben áttekinteni. Előzőleg azonban talán nem árt egész röviden végignézni azokat a körülményeket, amelyek szükségessé tették ilyen és ezekhez hasonló nagy, költséges gyorsítók megépítését.

Az atommagokat összetartó hatalmas erők fő sajátságainak felismerése után nyilvánvalóvá vált, hogy az újonnan felfedezett kölcsönhatásokat csak igen nagy energiájú részecskék segítségével lehet tanulmányozni. A mag Coulomb-terének legyőzésére, a mag gerjesztésére, bizonyos magreakciók létrehozására sok millió elektronvolt nagyságrendű energiák szükségesek. A természetes radióaktivitásból származó részek energiája legfeljebb néhány millió elektronvolt. Intenzív vizsgálatokhoz mesterségesen kellett a részecskéket felgyorsítani. A legtermészetesebb megoldás a töltött részecskéknek elektromos térben való végigfuttatása volt. Ebben az esetben a részecske a potenciálkülönbségnek megfelelő energiára tesz szert, tehát az energia növelése a gyorsítóelektródára adott feszültség növelésével érhető el.

A probléma így a szükséges nagyfeszültség előállítása. Ezt a problémát oldja meg a Van de Graaff generátor és a kaszkád- vagy Cockroft-Walton féle generátor. A Van de Graaff generátor egy szigetelő anyagból készült szalaggal viszi be a töltéseket egy fémgömb belsejébe, amely ennek folytán egyre nagyobb feszültségre töltődik. A kaszkádgenerátor egyszerű elektronikus kapcsolás segítségével egyenirányítja és sokszorozza egy magasfeszültségű, váltóáramu generátor feszültségét.



1. ábra

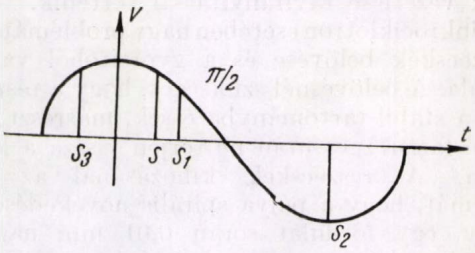
A feszültség növelésének határt szabnak a szigetelési nehézségek, az átütési veszély miatt szükséges nagy méretek. Nagynyomású gáztér alkalmazásával (tankgenerátor) is csak néhány MeV-ig építhetők gazdaságosan ilyen berendezések. A probléma megoldását a rezonanciagyorsítók jelentették, amelyek a részecskével ugyanazt a potenciálkülönbséget többször átfuttatják, így feleslegessé válik a túlságosan nagyfeszültség alkalmazása. Ezt a folyamatot valósítja meg a lineáris gyorsító és a Lawrencetől származó ciklotron (1. ábra). A lineáris gyorsítóban a részecske hengeres elektroódarendszeren fut keresztül. Az elektróda belsejében a részecske erőmentes térben halad, a gyorsítás két elektróda között történik. Természetesen ahhoz, hogy a részecske mindig gyorsítóteret találjon, az elektródafeszültségek polaritását igen gyors (nagyfrekvenciás) ütemben változtatni kell és az elektródák hosszát is megfelelően kell beállítani. A ciklotronnál a váltófeszültség egy duánspárra kerül és egy gyorsítás után a részecskét mágneses tér téríti vissza a gyorsítórészhez. Így a részecske egyre nagyobb sugarú pályán fut körül az elektródák belsejében és a duánsok között való áthaladásnál mindig energiát vesz fel.

A rezonanciaelv alkalmazása erősen megnövelte az energiahatárt. Ekkor azonban már olyan problémák merültek fel, amelyek a magfolyamatoknál szereplő energiáknál jóval nagyobb energiákkal kapcsolatosak. 1935-ben Yukawa elméleti megfontolásokkal arra az eredményre jutott, hogy a nukleonok kölcsönhatását az elektrontömegnél jóval nagyobb tömegű részecskék közvetítik. Ezeket a hipotetikus részecskéket 1947-ben Lattes, Occhialini és Powell fel is fedezték a kozmikus sugárzásban a π-mezonok képében. A π-mezonok nyugalmi tömegének megfelelő energia 140 MeV, tehát a π-mezonok mesterséges előállításához, tulajdonságaik vizsgálatához száz MeV nagyságrendű energiák szükségesek. Az említett két rezonanciagyorsító segítségével ezek a kutatások már nem valósíthatók meg. A lineáris gyorsítónál még igen nehéz mikrohullámú feladatok megoldása után is egyre nehezebben állíthatók be jó működési és fókuszolási viszonyok. A ciklotronnál pedig, mint ismeretes, a relativisztikus tömegnövekedés szab a gyorsításnak határt. A ciklotron egyszerű működését az teszi lehetővé, hogy a keringési frekvencia nem függ az energiától, tehát állandó frekvencia alkalmazásával a részecskék mindig helyes fázisban érnek a gyorsító részhez. Ez a megállapítás azonban csak eddig érvényes, amíg a részecske kinetikus energiája elhanyagolható a nyugalmi tömegnek megfelelő energia mellett. Ha már a kinetikus energia számottevővé válik, a részecske kisebb frekvenciát igényelne, a frekvencia viszont változatlan, tehát a részecske késik, egyre kisebb gyorsítóteret talál, sőt végül ellentérbe jut. Ilymódon a gyorsítás folyamata megakad. Elektronok esetében ez a jelenség már aránylag alacsony energiákon fellép, protonok esetében 30 MeV fölött válik kritikussá.

Kézenfekvő gondolat, hogy a mágneses teret vagy a frekvenciát úgy változtassuk, hogy a részecske mindig megfelelő fázisban érjen a gyorsítóréshez. A dolog azonban nem ilyen egyszerű. Ugyanis ez az eljárás csak egy meghatározott fázisú részecskére végezhető el, ami az intenzitás szempontjából nem kielégítő. A kivezető utat akkor találjuk meg, ha megnézzük, mi történik a részecskével, amikor a gyorsítás megakad. Tegyük fel, hogy amíg a részecske állandóan helyes frekvenciával fut, S fázisban érkezik a gyorsítóréshez. (2. ábra)

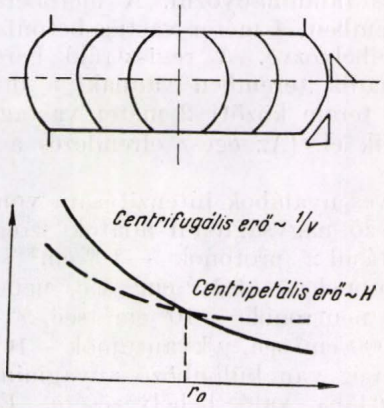
Amint a kinetikus energia számottevő mértékben megnő, a részecske késik, S_1 fázisban érkezik a réshez. Mivel még mindig gyorsítóteret talál, egyre jobban késik. Így végül ellenteret talál, a késés növekedése megszűnik, mindazonáltal még mindig késik. Mivel most már a részecske lassul, kisebb pályára kerül, a késés egyre csökken, míg az S_2 fázisnál a részecske sietni kezd. A folytonos ellentér hatására egyre jobban siet, a fázisa visszafelé vándorol, végül pozitív fázisba kerül, gyorsul a sietés mértéke csökken, a részecske túljut a helyes fázison és S_3-nál ismét késni kezd. Ekkor megkezdődik a fáziseltolódás jobbfelé. Így a részecske fázisa állandóan vándorol S_2 és S_3

között, hol gyorsul, hol lassul, így középértékben nem vesz fel energiát. A részecske fázisrezgéseket végez a π fázis körül. Ugyanakkor a pálya sugara is állandóan változik egy közepes sugár körül. Ha már most el lehetne érni, hogy a részecske ne a π fázis, hanem egy gyorsítófázis körül végezzen rezgéseket, a részecske középértékben energiát venne fel. 1944-ben V. J. Vekszler (1)



2. ábra

és egy évvel később tőle függetlenül E. M. McMillan (2) kimutatta, hogyha a frekvencia vagy a mágneses tér változása lassú a fázisrezgések periódusához képest, elérhető a fenti célkitűzés. Ez az automatikus fázisfókuszálás elve. Eszerint széles (de nem tetszőleges!) fázistartományba eső



3. ábra

részecske csoport számára megvalósítható, hogy középértékben energiát nyerjen, mivel két fázishatáron belül a részecske tetszőleges rezgést végezhet. Hangsúlyozni kell, hogy a fázisrezgésekkel együtt a részecske radiális rezgéseket is végez.

Igen lényeges szempont a ciklikus rezonanciagyorsítóknál az egyensúlyi pálya stabilitása. Olyan teret kell kialakítani, hogy a részecskére visszatérítő erő hasson, ha valamilyen perturbáció folytán letér az egyensúlyi pályáról. Ilyen hatású a „hordóalakú" mágneses tér (3a ábra), ahol a mágneses térerősség növekvő sugárral csökken. Itt a mágneses térnek r irányú komponense is van, amely a pályasík két oldalán ellentétes irányú, ennek következtében akár lefelé, akár felfelé lép ki a részecske a síkból, mindig visszatérítő erő lép fel. A radiális stabilitás szempontjából szükséges, hogy a tér r-nél lassabban csökkenjen, ekkor r_0-nál kisebb sugár esetén a centrifugális, r_0-nál nagyobb sugár esetén a centripetális erő nagyobb (3b ábra), ez pedig könnyen belátható módon radiális stabilitáshoz vezet. Ilymódon kialakítva a teret, perturbáció esetén a részecske a visszatérítő erők hatásaira rezgéseket végez az egyensúlyi pálya körül — ezek az ún. betatron-rezgések. Mint könnyen kimutatható, ha a mágneses tér $1/r^n$-vel arányosan csökken, a radiális, illetve a vertikális rezgések frekvenciája $\omega_0\sqrt{1-n}$ ill. $\omega_0\sqrt{n}$ ahol ω_0 a stabil keringési frekvencia. Amennyiben a gyorsítás folyamán a pályasugár növekszik és konstans mágneses tér szükséges, n értékét igen kicsinyre kell választani.

A mágneses tér növelése a gyorsítás során csak elektronok esetében előnyös. Az elektronok sebessége gyakorlatilag nem növekszik a relativisztikus tartományban, mágneses térrel konstans pályán tarthatók és a körülfutási frekvencia is állandó marad. Ilyenkor csak az állandó pályának kell mágneses térben lennie, a mágnes könnyebben és olcsóbban elkészíthető. (Szinkrotron). Persze, ilyenkor megfelelő energiával kell a részecskéket a konstans pályára belőni.

Nehéz részeknél a sebesség is változik az energia növelésekor, tehát csak a mágneses tér változtatásával nem lehet őket konstans pályán tartani. Ezért nagy, tömör vasmagban kellene változó teret létesíteni, ami amellett, hogy költséges, nagy nehézségekkel is jár. Nehéz részek esetén így előnyösebb a frekvencia változtatása. A frekvencia csökkentésével működő rezonanciagyorsítókat nevezik fazotronnak vagy szinkrociklotronnak.

A fazotronok megjelenése lehetővé tette, a nagyenergiájú nukleonfolyamatok vizsgálatát, a π mezonok tulajdonságainak tanulmányozását. Az energia emelésével szemben támasztott követelmények azonban továbbra is növekedtek. A ritka elemi részek (K-mezonok, hyperonok) felfedezése kívánatossá tette ezeknek a részeknek a laboratóriumi előállítását és tulajdonságaik tüzetes vizsgálatát. Ilyen irányú vizsgálatok szinkrociklotronnal is végezhetők, de nagyon sok reakció küszöbenergiája milliárd-elektronvoltos tartományba esik. Hasonló nagyságrendű energia szükséges a nukleon-antinukleonpárok előállításához is. A szinkrociklotron észszerű energiahatára pedig kb. 1000 MeV = 1 gigaelektronvolt (SeV). Ennek az az oka, hogy a tömör mágnes miatt a mágnes súlya, méretei, az építés költségei rohamosan, csaknem az energia köbével arányosan emelkednek.

Nagy egyszerűsítést és megtakarítást jelent a vasmag szempontjából a szinkrotron-szerű megoldás, amikor is csak a konstans pályának megfelelő kerületen van mágneses tér. Nehéz részek esetében a mágneses tér és a frekvencia együttes változtatásával lehet állandó pályán folyamatos gyorsítást biztosítani. Az ilyen típusú gyorsítók a szinkrofazotronok vagy más néven protonszinkrotronok. Jelenleg négy gyorsító állít elő

GeV tartományba eső részeket : a birminghami szinkrofazotron (Birminghami Egyetem, Anglia, a maximális energia 1 GeV), a brookhaveni kozmotron (Nemzeti Laboratórium, USA, 3 GeV) a berkeley-i bevatron (Berkeley-i Egyetem, USA, 6,2 GeV) és az EAKI 10 GeV-os szinkrofazotronja.

A hyperonok és az antinukleonok előállítása után még számos, döntő jelentőségű feladat megoldása vár az elemi részekkel foglalkozó kísérleti fizikára. Mindezideig nem sikerült megfigyelni a hyperonok antirészecskéit. Nem sikerült laboratóriumban előállítani a kozmikus sugárzásban már felfedezett Ξ^- kaszkádhyperont. A Gell Mann-féle részecskemodell alapján Ξ^- hyperon egy izotópspin-dublett egyik tagja. A feltételezett dublett másik tagját, a Ξ° kaszkádhyperont eddig még egyáltalán nem sikerült megfigyelni, pedig az elmélet értelmében végbemehet pld. a $\pi + p \rightarrow \Xi^\circ + 2K^+$ reakció, amelynek küszöbenergiája csak 2,19 GeV. Lehetséges, hogy valamilyen, eddig ismeretlen kiválasztási szabály tiltja a fenti és hozzá hasonló reakciók végbemenetelét és a kaszkádhiperonok jóval nagyobb küszöbenergiával jönnek létre. Lehetséges újabb, még nagyobb tömegű részecskék megjelenése. Érdekes reakciók várnak megvizsgálásra a Gell-Mann-Nishijama-féle részecskemodell és a legújabb Heisenberg elmélet ellenőrzésével kapcsolatban. Nem csoda, hogy nagy érdeklődés kíséri a 10 GeV-os gyorsító megindulását és a legújabb nagyenergiájú gyorsítók építését.

IV.

Az EAKI Magproblémák Osztályán működő szinkrociklotron 1949-ban készült el D. V. Jefremov, M. G. Mescserjakov és A. L. Minc vezetésével. A mágnes átmérője 5 méter volt, protonokat 500 MeV-ra, α-részeket 560 MeV-ra lehetett gyorsítani. 1953-ban átalakították a gyorsítót. Az új mágnesátmérő 6 méter. A protonok számára az energiahatár 680 MeV, a külső pályákon az ionáram 0,3 μ A. A gyorsítót 1956-ban adták át az intézetnek.

Az elektromágnes súlya kb. 7000 tonna, a mágneses tér a centrumban 16 000 oersted. A mágnest egyenáramú generátor táplálja, a szükséges teljesítmény kb. 1000 kilowatt. Az elektromágnes árama 0,1%-os pontossággal van stabilizálva. A megfelelő teret hosszu, gondos munkával kellett kialakítani. A pólusok közti rés 600 mm.

A pólusok maguk alkotják a vákuumkamra alsó és felső falát. A vákuumtér 35 m^3, ebben kell 10^{-6} Hgmm nagyságrendű vákuumot fenntartani. Ezt a feladatot két olajdiffuziós szivattyú végzi, teljesítményük külön-külön 10 000 l/sec 10^{-5} Hgmm nyomáson. A hasábalakú vákuumkamrában foglal helyet a duáns, amely a kamra oldalfalával együtt kihúzható. A duánsra adott nagyfrekvenciás feszültség 15 kV, a frekvencia a gyorsítás folyamán 26,6 és 13,6 MHz között változik. Az ionokat izzókatódos ívkisüléssel vagy a duáns nagyfrekvenciás tere által gerjesztett hidegkatódos kisüléssel állítják. elő. A gyorsító magától értetődően impulzusüzemben működik, a ciklusok száma másodpercenként 100. A működés igen stabil, többezer órás üzem érhető el javítás nélkül. A szinkrociklotron hetenként általában 140 órát dolgozik. A különböző folyamatok vezérlése távirányítással történik.

Szinkrociklotron esetében nagy problémát jelent a részecskék belövése és a gyorsítóból való kihozatala. A belövésnél szükséges, hogy a részecske fázisa a stabil tartományba essék, másrészt, hogy az első fázisrezgés után ne térjen vissza a középpontba. A részecskék kihozásánál az jelent problémát, hogy a pálya spirális növekedése igen kicsiny, egy fordulat során 0,01 mm nagyságrendű. A szokásos módszerek (szórótarget, elektrosztatikus eltérítő, stb.) igen kis hatásfokot adnak. 1951-ben J. L. Tuck és L. C. Teng kidolgozták a regenerativ eltérítőt, amely a külső pályák mentén két helyen létrehozott, azimutálisan igen keskeny mágneses inhomogenitás révén meggyorsítja a spirális növekedését. Az intézetben működő fazotron 5—6%-os kihozási hatásfokot ér el ezzel a módszerrel.

A gyorsítóból 17 különböző nyalábot lehet kihozni és tanulmányozni. A mérőberendezések külön teremben, 4 méter vastag betonfal mögött vannak elhelyezve. A regisztráló berendezések egy harmadik teremben vannak, a második és harmadik terem között 2 méter vastag betonfal helyezkedik el. (Az egész elrendezés a 4. ábrán látható.).

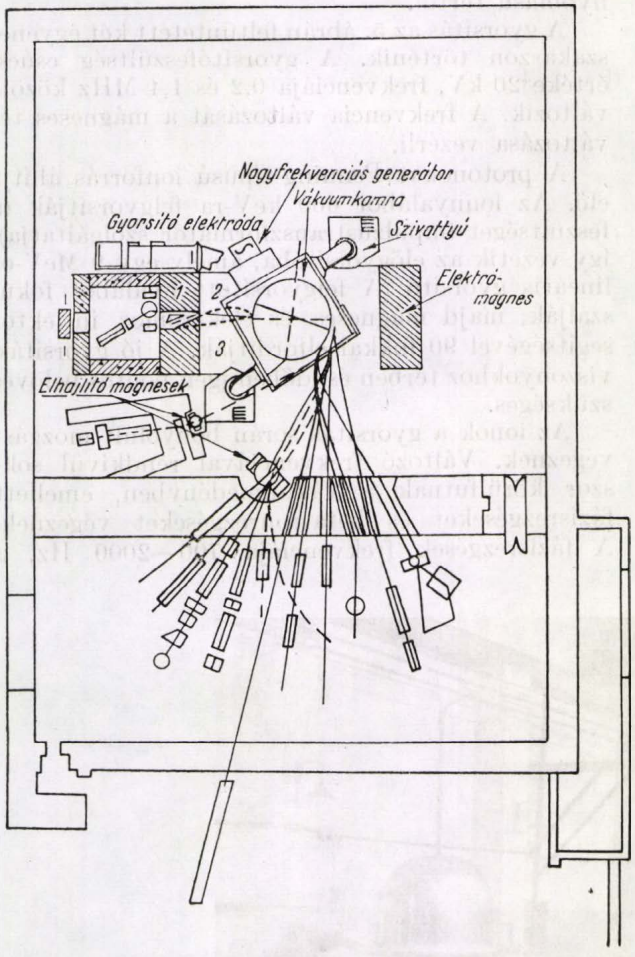
Az egyes nyalábok intenzitására vonatkozóan a következő nagyságrendi adatok szolgálhatnak tájékoztatásul : protonok —10^9/cm^2 sec, polarizált protonok — 5.10^5/cm^2 sec, neutronok és polarizált neutronok —10^6/cm^2 sec, π^--mezonok —100—1000/cm^2 sec, γ-kvantumok —10^3/cm^2 sec.

Lehetőség van különböző anyagmintáknak a nyaláb útjába való behelyezésére. Ezekkel a mintákkal intenzív radiokémiai és magspektroszkópiai vizsgálatok folynak, amelyek máris sok érdekes eredményre vezettek.

A nagyenergiájú nukleon-nukleon és mezon-nukleon kölcsönhatások területén végzett kutatásokról (3)-ban található összefoglaló. Az eredmények summázása szerint a nukleonok között a spintből bonyolult módon függő, nagyintenzitású töltésfüggetlen centrális, tenzor és kicserélődési erők hatnak, amelyek összemérhető arányban vesznek részt a nukleon-nukleon kölcsönhatásban. A mezon-nukleon kölcsönhatás szintén töltésfüggetlennek adódott és a mérések szerint ez a kölcsönhatás erős a $T = 3/2$ izotópspin és a $J = 3/2$ spinállapotban. Érdemes megemlíteni Pontecorvonak a Λ° hiperonok keletkezésére vonatkozó mérését. Amennyiben az anti — K° részecske megegyezik a K° részecskével, lehetséges a következő reakció :

$$N + N \rightarrow N + \Lambda^\circ + K^\circ \rightarrow \Lambda^\circ + \Lambda^\circ$$

azaz, a K° mezon a keletkezésben eltünő részecskeként is szerepelhet. Pontecorvo mérései szerint ez a folyamat számottevő hatáskeresztmetszettel nem lép fel, tehát a K° mezon nem azonos az antirészecskéjével. (A reakció a Gell-Mann-modell szerint sem lehet gyors folyamat, mivel a ritkaság 0-ról —2-re változik.)

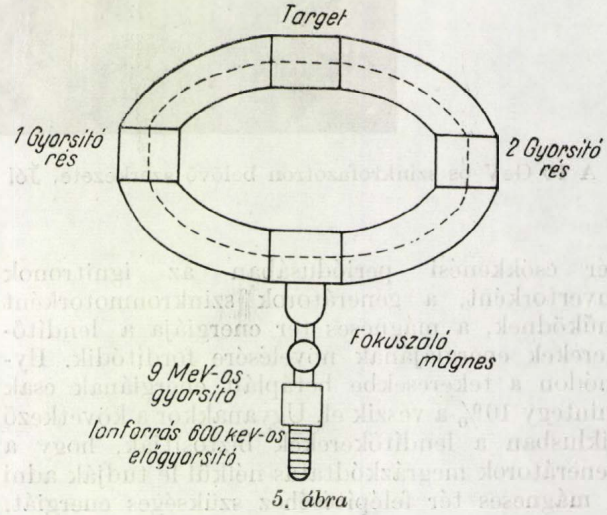


4. ábra

	Birminghami szinkro-fazotron	Brookhaveni kozmotron	Berkeley-i bevatron	EAKI szinkro-fazotron
Maximális energia (GeV)	1	3	6,2	10
Pályasugár (m)	4,5	9	15	28
Maximális mágneses tér (oersted)	12 500	14 000	14 500	13 000
Egyenes közök hossza (m)	nincs	3,3	6	8
Mágnespólusok közötti tér (cm)	21×50	23,8×91,5	30×120	40×200
Kerület (m)	28	70	115	207
Előenergia (MeV)	0,46	3,6	10	9
Injektio típusa	kaszkád	Van de Graaff	lineáris gyorsító	lineáris gyorsító
Egy körre eső közepes energia növekedés (eV)	20	800	1300	2200
A gyorsítás ideje (sec)	1	1	1,8	3,3
Gyorsító ciklus (perc)	6	12	10	5
A gyorsítófeszültség frekvenciatartománya (MHz)	0,33—9,3	0,33—4,18	0,36—2,5	0,18—1,5
A mágnes súlya (tonna)	810	2000	10 000	30 000

V.

A dubnai intézetben a Nagyenergiájú Laboratóriumban épült fel V. J. Vekszler, D. V. Jefremov és A. L. Minc vezetésével a világ jelenleg legnagyobb gyorsítója, a 10 GeV-os szinkrofazotron. A berendezést óriási méretek jellemzik, a pálya kerülete 207 méter, a mágnes súlya 30 000 tonna. (A gyorsító adatait, összehasonlítva a jelenleg működő gyorsítók adataival, l. az I. táblázatban). A pálya négy 28 m sugarú szektorra van osztva, a szektorokat egyenes szakaszok kötik össze (5. ábra). A gerjesztő tekercsek egy-egy szektort fognak körül, a gerjesztő áramot négy generátor adja. A mágneses tér a gyorsító ciklus folyamán 150 gauszról 13 000 gauszra növekszik, a maximális áram 12 800 A, a maximális teljesítmény 140 000 kwatt. A megfelelő mágneses tér előállítása egyszerűen úgy történik, hogy a gyorsítási ciklus elején rákapcsolják a generátorok egyenirányított feszültségét a mágnes tekercseire a tekercsek által képviselt önindukción az áram exponenciálisan



5. ábra

növekszik. A gyorsítás ideje 3,3 sec, a ciklusok száma percenként 5. Nagy problémát jelentett a mágneses tér felépítéséhez szükséges hatalmas teljesítmény impulzusszerű előállítása. A kondenzátor segítségével történő megoldás óriási méretű berendezést kívánt volna. A problémát nagytömegű lendítőkerekekkel oldották meg. Mindegyik generátorban két háromfázisú rendszer van, az egyenirányító ignitronok után így 12 félhullám szuperpozíciója jelenik meg. A mágneses tér csökkenési periódusában az ignitronok invertorként, a generátorok szinkronmotorként működnek, a mágneses tér energiája a lendítőkerekek energiájának növelésére fordítódik. Ilymódon a tekercsekbe betáplált energiának csak mintegy 10%-a veszik el. Ugyanakkor a következő ciklusban a lendítőkerekek biztosítják, hogy a generátorok megrázkódtatás nélkül le tudják adni a mágneses tér felépítéséhez szükséges energiát.

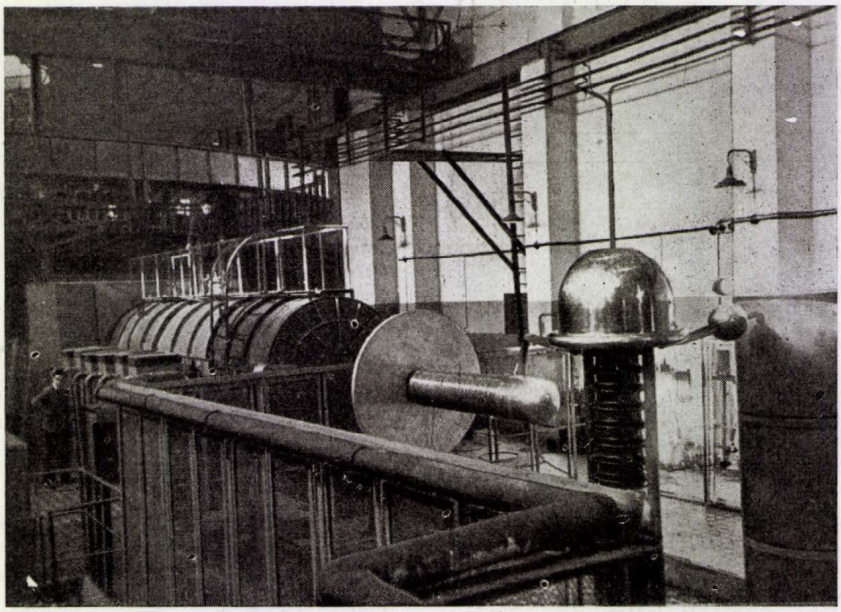
A 10 GeV-os szinkrofazotron épülete

A vákuumedény 2 m széles, 36 cm magas, teljes térfogata 160 m^3. A szükséges nagy vákuumot 56, egyenként 5000 l/sec teljesítményű diffúziós szivattyú állítja elő. A vákuumteret felülről és alulról a mágnespólusok határolják, kétoldalt 10^{-2} Hgm nyomású vákuumedények választják el a nagyvákuumot a külső, nagynyomású tértől.

A gyorsítás az 5. ábrán feltüntetett két egyenes szakaszon történik. A gyorsítófeszültség csúcsértéke 20 kV, frekvenciája 0,2 és 1,4 MHz között változik. A frekvencia változását a mágneses tér változása vezérli.

A protonokat Penning-típusú ionforrás állítja elő. Az ionnyalábot 600 keV-ra felgyorsítják (a feszültséget impulzustranszformátor szolgáltatja), így vezetik az előgyorsítóba, amely egy 9 MeV-os lineáris gyorsító. A felgyorsított nyalábot fokuszálják, majd mágneses és elektromos inflektor segítségével 90 fokkal elfordítják. A jó gyorsítási viszonyokhoz térben és időben igen pontos belövés szükséges.

Az ionok a gyorsítás során bonyolult mozgást végeznek. Változó frekvenciával rendkívül sokszor körülfutnak a vákuumedényben, emellett fázisrezgéseket és betatronrezgéseket végeznek. A fázisrezgések frekvenciája 700—2000 Hz, a betatronrezgéseké 140—500 KHz. A fázisrezgésekkel járó radiális rezgések amplitudója kezdetben elég nagy (50 cm). Ilyen viszonyok mellett a nyaláb körbefuttatása 3,3 sec-on keresztül nagy pontosságot kíván mind a mágneses tér kialakítása, mind a gyorsítófeszültség frekvenciájának beállítása tekintetében. 0,2%-os frekvenciaeltérés a vákuumtér kihasználását radiális irányban 22 cm-el csökkenti. Ha a mágneses tér függőleges



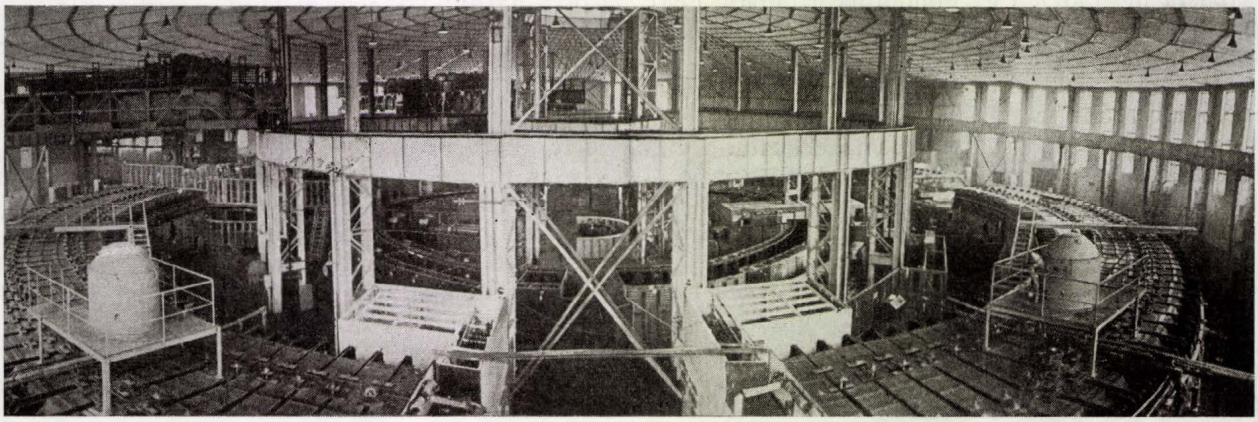
A 10 GeV-os szinkrofazotron belövő szerkezete. Jól látható az impulzus transzformátor és a lineáris gyorsító

komponensét az azimut szerint sorbafejtjük, az első térbeli harmonikus 0,5%-os amplitudóval való megjelenése esetén 50 cm-el csökken a munkaterület kihasználása. A nehézségeket növelik a különböző rezonanciajelenségek. A mágnesező áram fluktuációjának alapharmonikusa 600 Hz, a felharmonikusok a fázisrezgések frekvenciatartományba esnek és igen káros rezonanciafolyamatokat okozhatnak. A betatronrezgéseknél különösen veszélyesek az ún. paraméteres rezonanciajelenségek. Említés történt arról, hogy a radiális és a vertikális rezgések frekvenciája $\omega_0\sqrt{1-n}$ illetőleg $\omega_0\sqrt{n}$. Ha $n = 0{,}75$ vagy 0,25, egyik vagy másik rezgés periódusa a körülfutási periódus kétszerese lesz. $n = 0{,}5$ esetében a két frekvencia megegyezik. $n = 0{,}2$ és $n = 0{,}8$ esetén a frekvenciák egymásnak első harmonikusai. Minden egyes esetben a rezonancia a stabilitás megszűnéséhez vezethet.

A gyorsítót 1957 áprilisában helyezték üzembe. 10 GeV-ra sikerült protonokat gyorsítani. A nyaláb útjába helyezett emulziós lemezekkel méréseket is végeztek. A fotoemulziós kutatások terén dolgozik M. Danysz professzor igazgatóhelyettes is. Megállapították többek közt, hogy a protonok szabad úthossza a mérési hibákon belül 1 és 10 GeV közt nem változik. Megfigyelték π mezonoknak, K mezonoknak és hyperonoknak egy folyamatban való sokszoros keletkezését. Jelenleg a kihozható protonintenzitás növelése folyik. Ugyanakkor a mérőberendezések egész sorait készítik elő a mérésekhez. Az új részecskék kutatására buborékkamrák, Wilson kamrák, diffúziós-kamrák, szcintillációs számlálókkal és Cserenkov számlálókkal dolgozó nagyfelbontású koincidencia berendezések épültek és épülnek. A Cserenkov számlálók különösen jól használhatók meghatározott részecskékből álló nyaláb kiválasztására. Azonos impulzus, de különböző tömegű részecskék különböző szögben keltenek Cserenkov sugárzást, és a sugárzó közeget ki lehet úgy alakítani, hogy csak az egyik sugárzás jusson el a fotoelektronsokszorozóra.

A modern elemi részecske kutatás egyik legújabb és legtöbbet igérő eszköze a buborékkamra, amely bizonyos tekintetben a Wilson kamrához hasonlóan dolgozik. A kamrában azonban nem gáz, hanem folyadék van. A folyadék az expanzió hatására túlhevített állapotba kerül és a kamrában levő ionokon buborékképződés indul meg. A buborékkamra előnye, hogy a Wilson kamrához hasonló nagy térfogatban az emulzióanyag sűrűségével összemérhető sűrűségű közegben figyelhetők meg a részecskék. Mivel a folyadékban nagy a rekombináció, az expanziót a részecske áthaladása előtt kell végezni. Az expanzió előtt keletkezett ionok gyorsan rekombinálódnak, így kicsi a háttér. A nagyobb sűrűség miatt a nyomok eltorzulása is kisebb, mint a Wilson kamrában. Az intézetben már több propántöltésű kamra működik, a legnagyobb kb. ½ m méretűt Van Gan Csan építette.

A vizsgálni kívánt folyamatok igen kis hatáskeresztmetszettel mennek végbe, ezért a felvételeknek tíz, sőt százezreit kell előkészíteni. Ennyi felvétel kiértékelése rendkívül sok időt vesz igénybe és csak a tagállamok együttműködésével oldható meg. A felvételeket szétküldik az egyes kutatóintézeteknek, ezek önálló kiértékelő munkát végeznek és a kapott eredményeket maguk közlik. Így valamennyi intézet belekapcsolódhat abba a nagy munkába, amely a modern fizika egyik legérdekesebb problémájának tisztázására irányul.



A 10 GeV-os szinkrofazotron felülről fényképezve. Két oldalt látható a két mágnesszektor

Nagy Tibor
EAKI Nagyenergiájú Laboratórium
Dubna

IRODALOM

1. *V. J. Vekszler*, DAN Sz. Sz. Sz. R. *43* 346 (1944)
2. *E. M. Mc Millan*, Phys. Rev. *68* 143 (1945
3. Atomnaja Énergija *11* (1957)

A termodinamika főtételei II.

Az entrópia és a termodinamikai idő fogalma

4. *Az entrópia fenomenologikus értelmezése*

Általánosan elterjedt és úgy látszik némileg helytálló nézet, hogy az entrópiafogalom és a vele kapcsolatos tételek megértése nehezebb az átlagosnál. Természetesen mi sem tudunk olyan varázsszert ajánlani, amely a nehézségeket egycsapásra megoldja. Úgy gondoljuk azonban, hogy megkeresve a nehézségek okát, lényegesen megkönnyíthetjük a kívánt cél elérését.

Hasonlattal kezdjük, és a sűrűség fogalmával analógiába állítva vizsgáljuk meg az entrópia jelentését. Sűrűség sokféle lehet, de mindegyiknek közös formai vonása, hogy két mennyiséget állít egymással viszonyba. Így a sűrűségfogalom formai megértéséhez csupán osztani kell tudnunk, hogy a kívánt viszonyszámot kiszámíthassuk. A fogalom formai része mellett a tartalmi vonatkozások megértése mindenekelőtt annak a valaminek az ismertetét kívánja, aminek a sűrűségét vizsgáljuk. Anyagsűrűség, népsűrűség, ilyen konkrét tartalommal megtöltött fogalmak. Az entrópia szintén viszonyszám, azonban formai szempontból sokkal komplikáltabb, mint az előbbi, mivel itt egy differenciális formának, az elemi hőhatás Pfaff-féle kifejezésének és egy másik függvénynek a viszonyáról van szó. Ismernünk kell tehát a viszonyított matematikai formák természetét és a viszonyítás speciális módját, másrészt a viszonyba állított mennyiségek fizikai értelmét is tudnunk kell. Külön komplikációt jelent, hogy az elemi hővel viszonyba állított mennyiség fizikai értelme csak később és csak fokozatosan derül ki. Egy fiatal tudomány, az információelmélet, kiderítette, hogy az entrópiafogalom értelme, túlnő a termodinamika keretein. Ez a körülmény világosan mutatja, hogy a fogalom kimerítő értelmezését magában a termodinamikában nem is adhatjuk meg. Az előrebocsátott szempontok figyelembevételével, igyekezni fogunk kitűzött célunk minél jobb megközelítésére.

Mindenekelőtt felhasználjuk, a munka (DA) és a (DQ) hő bizonyos formai hasonlóságait. Láttuk, hogy az elemi térfogatmunka

$$DA = -pdV, \qquad p \neq 0 \tag{1}$$

Ez összefüggés közvetlen felírására és jelentésének megértésére az ad lehetőséget, hogy külön-külön, mind a munka, mind a nyomás, mind pedig a térfogat fogalma ismert. Bizonnyára nehezebben értenénk meg az (1) jelentését, ha dV-ről nem tudnánk, hogy micsoda, és éppen az (1) közvetítésével akarnánk erre fényt deríteni, sőt innen akarnánk a térfogat lényegét is megismerni. Míg itt a nehézség csak elképzelt, a hő- és az entrópiával kapcsolatban ez a valóságos helyzet. Mind a DA elemi munka, mind pedig a DQ elemi hő az energia átalakulásait jellemző mennyiségek és sem az A, sem a Q nem állapothatározók. Láttuk, hogy emiatt a munka, és hő lényegesen függ attól a módtól, ahogyan a munkavégzés, ill. a hőhatás történik. E hiányosságért, ami a DA-t illeti, mégis némileg kárpótol az (1) összefüggés, mely szerint a folyamatnak minden olyan elemi szakaszán, amelyikben $DA = 0$, szükségszerűen $dV = 0$, vagyis V nem változik. Az is közvetlenül leolvasható, hogy a megállapítás fordítva is érvényes, ti. $V =$ állandó, az $dV = 0$ voltából $DA = 0$. Ha pedig akár DA, akár dV különbözik zérustól, a másik is különbözni fog. Mondjuk ki a tanulságot: a térfogat a testeknek olyan tulajdonsága, mely akkor és csakis akkor változik, ha munkavégzés történik. Gondoljuk mostmár el, az előbb is említett esetet, ti. azt, hogy a térfogatról csupán ennyit tudunk. Összehasonlítva ezt az értelmezést a térfogatra vonatkozó ismereteinkkel, valóban szegényesnek látjuk. Persze, ha a V értelmezésére csak az (1) állna rendelkezésre, úgy ennyivel is meg kellene elégednünk.

Felmerül a kérdés, hogy az előbbi esettel analóg módon, van-e a testeknek olyan állapothatározója, mely a nem-állapothatározó hővel olyan viszonyban van, mint amilyenben a térfogat és a munka állnak egymással. Szerencsés körülmény, hogy a kérdésre igennel válaszolhatunk. Pontos fogalmazásban az előbb még arra a nem mellőzhető körülményre is rá kellett volna mutatni, hogy DA és V előbbi viszonya csupán olyan testekre vonatkozóan áll fenn, amelyek bárikusan homogének (tehát amelyekben a nyomás mindenütt azonos értékű) Nevezzük a térfogathoz analóg fogalmat entrópiának, és jelöljük σ-val, ekkor a két fogalomkör között a következő megfelelés áll fenn

munka DA	feszültség (negativ nyomás): $-p$	térfogat: V
hő DQ	hőmérséklet: ϑ	entrópia: σ

A közölt táblázat még csak tisztán spekulatíve veti fel a lehetőségeket, de nem egészen alaptalanul. Láttuk ugyanis, hogy ahogyan a mechanikai hatáshoz tartozó intenzitásparaméter a feszültség, ugyanúgy a hőhatás intenzitásparamétere a hőmérséklet.

A spekulatíve felfedett lehetőség megjárása, illetve kipróbálása célszerűnek látszik. Fel kell tételeznünk DQ-ra is az (1)-el analóg összefüggést és meg kell vizsgálnunk, hogy a belőle levont következtetéseket a tapasztalás igazolja-e? Előrebocsátjuk, hogy az „ötlet" jónak fog bizonyulni, azonban eredményes kiaknázásához még bizonyos további komplikációkat ki kell küszöbölni. Írjuk az (1)-et a következő formában:

$$\frac{DA}{-p} = dV, \qquad p \neq 0 \tag{2}$$

Matematikai szempontból ez azt jelenti, hogy a nem teljes differenciál DA teljes differenciállá válik, ha alkalmas integráló osztóval ($-p$-vel) elosztjuk. Ismeretes azonban, hogy amennyiben egy nem teljes differenciálnak van integráló osztója, úgy egyúttal végtelen sok van. Míg a (2)-ben ez a körülmény nem okoz bajt, addig a DQ-val kapcsolatban újabb nehézséget vet fel. Felírva DQ-ra a (2)-vel analóg kifejezést

$$\frac{DQ}{\tau} = d\sigma, \quad \tau \neq 0 \tag{3}$$

végtelen sok τ integráló osztónak kell létezni és ennek megfelelően végtelen sokféle σ entrópiának is. Ez a dolog matematikai oldala, más oldalról viszont az integráló osztónak egyúttal hőmérsékletnek is kell lennie. Az empirikus hőmérséklettel már megismerkedtünk és láttuk, hogy ennek is végtelen sokféle skálája lehetséges. Kérdés, hogyan viszonylik egymáshoz a matematikai szempontból megkívánt végtelen sokféle integráló osztó és a végtelen sokféle empirikus hőmérséklet? A döntés viszonylag egyszerű számítással meghozható és fontossága miatt az alábbiakban be is mutatjuk hogyan és milyen eredménnyel. Ezt megelőzően a σ entrópiáról csupán annyit említünk meg, hogy ennek skálája is, (miként az empirikus hőmérsékleté) szintén empirikusan határozandó meg. A $DQ = 0$, azaz $\sigma =$ állandóhoz tartozó állapotok összességét adiabatának nevezzük. Matematikai értelmezéséből következik, hogy a különböző adiabaták nem metszhetik egymást. Az empirikus skála meghatározási módja formailag azonos az empirikus hőmérsékleti skála meghatározási módjával. A σ-t empirikus entrópiának szoktuk nevezni. Példaként megemlítjük, hogy az ideális gáz adiabatáinak egyenlete

$$pV^{\varkappa} = \text{állandó}, \quad \varkappa = \text{állandó} \tag{4}$$

Így empirikus entrópiaskálaként pl.:

$$\sigma = pV^{\varkappa}$$

de természetesen ennek bármely monoton

$$\Phi(pV^{\varkappa})$$

függvénye is használható Az abszolút fekete test sugárzásának adiabatáit abból az empirikus tényből határozhatjuk meg, hogy a sugárnyomás az energiasűrűség egyharmadával arányos:

$$p = \frac{1}{3}\frac{E}{V} \tag{5}$$

Így, mivel

$$DQ = dE + pdV = 3Vdp + 4pdV$$

az adiabata differenciálegyenlete

$$3Vdp + 4pdV = 0$$

ahonnan a

$$p^3 V^4 = \text{állandó}$$

illetve

$$pV^{4/3} = \text{állandó} \tag{6}$$

egyenletű görbéket kapjuk adiabatákként.

Térjünk át mostmár a DQ integráló osztói és az empirikus hőmérsékleti skálák kapcsolatainak megvizsgálására. Eredményeinket előrebocsátva a következőket állítjuk:

1. Van olyan integráló osztó, amely csakis az empirikus hőmérséklet (egyértelmű) függvénye,

$$\tau = T(\vartheta)$$

és van olyan ehhez tartozó teljes differenciál, amely csakis az eredeti empirikus entrópiától függ (szintén egyértelmű módon).

$$S = S(\sigma)$$

Az ilyen T és S tehát szintén empirikus hőmérsékletnek, ill. empirikus entrópiának tekinthető.

2. Megadható olyan általános eljárás, amelynek segítségével bármely empirikus hőmérsékleti és empirikus entrópia-skála ismerete alapján T és S meghatározható.

3. T és S invariáns a ϑ és σ önkényes megválasztásával szemben, ami azt jelenti, hogy egy és csakis egy olyan $\tau = T(\vartheta)$ függvény létezik, amely egyszerre integráló osztó és empirikus hőmérséklet is; továbbá az egyértelműen meghatározott T-hez egyértelműen meghatározott S tartozik. Ezt az empirikus hőmérsékletet, amely független ϑ és σ önkényes megválasztásától, méltán nevezhetjük abszolút hőmérsékletnek és a hozzája tartozó empirikus entrópiát abszolút entrópiának.

Vegyük sorra fenti állításainkat és igazoljuk őket.

1. Az $n-1$ számú testből álló termikusan homogén rendszer állapotát jellemezzük az egyes testek empirikus entrópiáival, σ_j-vel, a közös ϑ hőmérséklettel, továbbá a még szükséges $x_1, x_2, \ldots, x_k$ egyébként tetszésszerinti állapothatározókkal. A rendszer elemi hőhatása

$$DQ = \sum_{j=1}^{n-1} DQ_j = \tau\, d\sigma$$

$$DQ_j = \tau_j\, d\sigma_j,$$

tehát

$$d\sigma = \sum_{j=1}^{n-1} \frac{\tau_j}{\tau}\, d\sigma_j. \tag{7}$$

A rendszer empirikus entrópiája általában a rendszer összes független állapothatározójának függvénye.

$$\sigma = \sigma(\sigma_1, \sigma_2 \ldots, \sigma_{n-1}, \vartheta, x_1, x_2, \ldots, x_K),$$

ahonnan

$$d\sigma = \sum_{j=1}^{n-1} \frac{\partial\sigma}{\partial\sigma_j}\, d\sigma_j + \frac{\partial\sigma}{\partial\vartheta}\, d\vartheta + \sum_{i=1}^{n} \frac{\partial\sigma}{\partial x_i}. \tag{8}$$

A (7) és a (8) megfelelő együtthatóit összehasonlítva

$$\frac{\partial\sigma}{\partial\sigma_j} = \frac{\tau_j}{\tau} \qquad (j = 1, 2, \ldots, n-1) \tag{9}$$

továbbá

$$\frac{\partial\sigma}{\partial\vartheta} = 0, \quad \frac{\partial\sigma}{\sigma x_i} = 0 \,(i = 1, 2, \ldots, k) \tag{10}$$

A (10) egyenlet szerint σ a σ_i-ken kívül más változóktól nem függ, így független a ϑ-tól és az x_i-ktől is,

$$\sigma = \sigma(\sigma_1, \sigma_2, \ldots, \sigma_{n-1}),$$

tehát a ϑ és az x_i-k a (9) egyenletben sem szerepelhetnek. Ez akkor lehetséges, ha

$$\tau_j = g(\vartheta, x_1, x_2, \ldots, x_k)\, \Phi_j(\sigma_j),$$

$$\tau = g(\vartheta, x_1, x_2, \ldots, x_k)\, \Phi(\sigma_1, \sigma_2, \ldots, \sigma_{n-1}),$$

ekkor ugyanis

$$\frac{\tau_j}{\tau} = \frac{\Phi_j}{\Phi},$$

ami valóban nem tartalmazza sem ϑ-t sem az x_i-ket. Ez a körülmény olyan egyetemes

$$g = g(\vartheta, x_1, x_2, \ldots, x_k)$$

függvény létezését állítja, amely bármilyen τ_j-re, ill. bármilyen testre nézve ugyanolyan értékű. Mivel azonban az x_i-k különböző testek állapothatározói lehetnek, g csak azoktól az x_i-ktől függhet, amelyek a feltételek értelmében valamennyi testre nézve közös állapothatározók. (Közös állapothatározó nemcsak azt jelenti, hogy ugyanarról a tulajdonságról van szó, hanem, hogy azonos értékűek is. Pl. ha V_1 és V_2 nem szükségszerűen egyenlő, már nem számít közös állapothatározónak, mert a két adat két különböző test egymástól független tulajdonságát jellemzi.) Feltételként csak a termikus homogenitás szerepel, tehát g csak a ϑ-tól függhet:

$$g = g(\vartheta)$$

Ezt figyelembe véve

$$\tau_j = g(\vartheta)\, \Phi(\sigma_j) \quad \text{ill.} \quad \tau = g(\vartheta)\, \Phi(\sigma_1, \sigma_2 \ldots, \sigma_{n-1}).$$

Mivel ezek szerint a (3) egyenletekben sem az x_i-k, sem pedig a ϑ nem szerepelnek:

$$\frac{\partial}{\partial \vartheta}\left(\frac{\tau_j}{\tau}\right) = 0.$$

A differenciálást elvégezve és az egyenleteket rendezve

$$\frac{\partial \tau_j}{\partial \vartheta} = \frac{\tau_j}{\tau}\,\frac{\partial \tau}{\partial \vartheta},$$

vagy

$$\frac{\partial \log \tau_j}{\partial \vartheta} = \frac{\partial \log \tau}{\partial \vartheta} \cdot (j = 1, 2, \ldots, n-1) \quad (11)$$

Figyelembe véve azt, hogy az előbbiek szerint $\tau = g(\vartheta)\, \Phi$, következik, hogy

$$\frac{\partial \log \tau_j}{\partial \vartheta} = \frac{\partial \log \tau}{\partial \vartheta} = \frac{\partial \log g(\vartheta)}{\partial \vartheta} = \text{áll.},$$

amiből, az integrálást elvégezve

$$T(\vartheta) = C g(\vartheta) = \exp \int \frac{\partial \log \tau}{\partial \vartheta}\, d\vartheta \quad (12)$$

Az így nyert $T(\vartheta)$ függvény egyszerre integráló osztó és empirikus hőmérséklet is. A T-hez tartozó entrópia a következőkép számítható ki

$$DQ_j = \tau_j\, d\sigma_j = \frac{T}{C}\, \Phi_j(\sigma_j)\, d\sigma_j$$

$$DQ = \Sigma \tau_j\, d\sigma_j = \frac{T}{C} \sum_{j=1}^{n-1} \Phi_j\, d\sigma_j = \frac{T}{C}\, \Phi\, d\sigma = T\, dS, \quad (13)$$

ahol

$$dS = \frac{1}{C}\, \Phi\, d\sigma$$

Így tehát

$$DQ = T \sum_{j=1}^{n-1} dS_j = T dS \quad (14)$$

összefüggés alapján

$$dS = \sum_{j=1}^{n-1} dS_j = d\left(\sum_{j=1}^{n-1} S_j\right),$$

vagyis egy tetszésszerinti additív állandó megfelelő választása által

$$S = \Sigma S_j. \quad (15)$$

Eszerint a termikusan homogén rendszer entrópiája az egyes testek entrópiáiból additíve tevődik össze. (Tehát az entrópia additívitása a termikus homogenitás következménye.) Különböző hőmérsékletű testeknél az entrópia additívitását semmi sem követeli meg, ilyenkor a rendszer entrópiáját célszerű éppígy értelmezni.

2. A továbbiakban azzal foglalkozunk, hogy ez a különleges hőmérséklet és entrópia miként határozható meg az izotermák és adiabaták empirikus ismerete alapján. Az egyszerűség kedvéért csak a kétváltozós esettel foglalkozunk, azonban ez nem jelent elvi megszorítást. Induljunk tehát ki valamely tetszésszerinti empirikus hőmérsékleti és entrópia-skálából:

$$\sigma = \sigma(p, V),$$
$$\vartheta = \vartheta(p, V), \quad (16)$$

Az I. főtétel szerint

$$dE = DQ - p dV.$$

Helyettesítsük be ide

$$DQ = T dS = T\, \frac{dS}{d\sigma}\, d\sigma$$

és

$$dV = \frac{\partial V}{\partial \sigma}\, d\sigma + \frac{\partial V}{\partial \vartheta}\, d\vartheta$$

értékét, akkor

$$dE = \left(T \frac{dS}{d\sigma} - p \frac{\partial V}{\partial \vartheta}\right) d\sigma - p \frac{\partial V}{\partial \vartheta}\, d\vartheta. \quad (17)$$

Másrészt $E = E(\sigma, \vartheta)$ lévén,

$$dE = \frac{\partial E}{\partial \sigma}\, d\sigma + \frac{\partial E}{\partial \vartheta}\, d\vartheta. \quad (18)$$

A dE (17) és (18)-beli kifejezésében a megfelelő együtthatók egyenlőek :

$$\frac{\partial E}{\partial \sigma} = T\frac{dS}{d\sigma} - p\frac{\partial V}{\partial \sigma},$$

$$\frac{\partial E}{\partial \vartheta} = -p\frac{\partial V}{\partial \vartheta}.$$

Az első egyenletet ϑ szerint, a másodikat σ szerint differenciálva, és a baloldali közös tagot kiküszöbölve nyerjük, hogy

$$\frac{\partial}{\partial \vartheta}\left(T\frac{dS}{d\sigma} - p\frac{\partial V}{\partial \sigma}\right) = \frac{\partial}{\partial \sigma}\left(-p\frac{\partial V}{\partial \vartheta}\right),$$

ahonnan

$$\frac{dT}{d\vartheta}\cdot\frac{dS}{d\sigma} = \frac{\partial p}{\partial \vartheta}\cdot\frac{\partial V}{\partial \sigma} - \frac{\partial p}{\partial \sigma}\cdot\frac{\partial V}{\partial \vartheta}.$$

Itt a baloldali tényezők közül az egyik csak ϑ-tól, a másik csak σ-tól függ, tehát a jobboldal is $\alpha(\sigma)\,\beta(\vartheta)$ alakban írható, ahol a

$$\frac{\partial(V,p)}{\partial(\sigma,\vartheta)} = \frac{\partial p}{\partial \vartheta}\cdot\frac{\partial V}{\partial \sigma} - \frac{\partial V}{\partial \vartheta}\cdot\frac{\partial p}{\partial \sigma} \tag{19}$$

függvénydeterminánsáll. Tehát

$$\frac{dS}{d\sigma}\cdot\frac{dT}{d\vartheta} = \frac{\partial(V,p)}{\partial(\sigma,\vartheta)} = \alpha(\sigma)\beta(\vartheta), \tag{20}$$

ahol

$$\frac{1}{C}\alpha(\sigma) = \frac{dS}{d\sigma}, \quad \text{illetve} \quad C\beta(\vartheta) = \frac{dT}{d\vartheta}. \tag{21}$$

A függvénydeterminánsminden eleme előállítható az empirikusan adott (13) egyenletből és így a (20) szerinti szorzatra való bomlást megkeresve, az $\alpha(\sigma)$ és $\beta(\vartheta)$ függvényeket szintén megkaphatjuk. Ezek ismeretében a (21) egyenletekből

$$\left.\begin{aligned} S(\sigma) &= \frac{1}{C}\int \alpha(\sigma)\,d\sigma + S_0, \\ T(\vartheta) &= C\int \beta(\vartheta)\,d\vartheta + T_0, \end{aligned}\right\} \tag{22}$$

valamint (17) és (21)-ből

$$E = \int\left\{T(\vartheta)\frac{\alpha(\sigma)}{C} - p\frac{\partial V}{\partial \sigma}\right\}d\sigma - \int p\frac{\partial V}{\partial \vartheta}\,d\vartheta = f(\sigma,\vartheta) + E. \tag{23}$$

A (22) és a (23) egyenletekben még határozatlan állandók is szerepelnek : C, E_0, T_0, S_0. Ezek közül C és E_0 önkényesen választhatók meg : C-t a hőmérsékleti skála egységének, E_0-t az energiaskála nullpontjának megadásával rögzíthetjük. A másik két integrációs állandó értéke nem önkényes, hanem fizikailag megszabott ; meghatározásukkal később foglalkozunk.

3. A kitüntetett entrópia és hőmérséklet, valamint az energia meghatározásával kapcsolatban még egy kérdés maradt hátra : hogyan változik T, S és E, ha egyik σ, ϑ skáláról másik σ^*, ϑ^* skálára térünk át. Kimutatjuk, hogy E, S, T függetlenek az empirikus skála önkényes megválasztásától, ezért jogosan lehet T-t abszolút hőmérsékletnek és S-t abszolút entrópiának nevezni.

Bizonyítás : Nyilván fennáll, hogy

$$\sigma = \sigma(\sigma^*), \quad \vartheta = \vartheta(\vartheta^*),$$

tehát a (20)-nak megfelelő

$$\frac{\partial(V,p)}{\partial(\sigma^*,\vartheta^*)} = \alpha(\sigma^*)\,\beta(\vartheta^*) \tag{24}$$

relációban

$$\frac{\partial(V,p)}{\partial(\sigma^*,\vartheta^*)} = \frac{\partial(V,p)}{\partial(\sigma,\vartheta)}\,\frac{d\sigma}{d\sigma^*}\,\frac{d\vartheta}{d\vartheta^*} \tag{25}$$

és

$$\alpha(\sigma^*) = C\frac{dS}{d\sigma^*} = C\frac{dS^*}{d\sigma}\cdot\frac{d\sigma}{d\sigma^*},$$

$$\beta(\vartheta^*) = \frac{1}{C}\cdot\frac{dT^*}{d\vartheta^*} = \frac{1}{C}\,\frac{dT^*}{d\vartheta}\cdot\frac{d\vartheta}{d\vartheta^*} \tag{26}$$

Helyettesítsük be a (25) és a (26) egyenleteket a (24)-be, akkor

$$\frac{\partial(V,p)}{\partial(\sigma,\vartheta)} = \frac{dT^*}{d\vartheta}\cdot\frac{dS^*}{d\sigma}. \tag{27}$$

A (24) és a (27) összehasonlításából azonnal látjuk, hogy

$$\frac{dT^*}{d\vartheta} = \frac{dT}{d}, \quad \frac{dS^*}{d\sigma} = \frac{dS}{d\sigma},$$

ahonnan az integráció elvégzésével és az additív állandók alkalmas megválasztásával

$$T^* = T, \quad S^* = S.$$

Később látni fogjuk, hogy az integrációs állandóknak ettől függetlenül meg kell egyezniök. Ezzel állításunk harmadik részét is bebizonyítottuk.

5. Példák

A fentiek megvilágítására foglalkozzunk néhány speciális esettel. Elsőként vizsgáljuk az ideális gáz izotermáinak és adiabatáinak empirikus egyenleteit. Amint az előbbiekben láttuk :

$$pV = \text{állandó (izoterma)}$$

$$pV^{\varkappa} = \text{állandó (adiabata)}$$

Legyenek az önkényesen választott skálák

$$\vartheta = pV$$

$$\vartheta = pV^{\varkappa}$$

Célszerű itt a reciprok függvénydeterminánsból kiindulni, amelyik a keresettel a következő kapcsolatban van

$$\frac{\partial(\sigma,\vartheta)}{\partial(V,p)} = \frac{1}{\dfrac{\partial(V,p)}{\partial(\sigma,\vartheta)}}.$$

Mivel a jelen esetben

$$\frac{\partial\sigma}{\partial V} = p\,V^{\varkappa-1}; \quad \frac{\partial\vartheta}{\partial p} = V$$

$$\frac{\partial\sigma}{\partial p} = V^{\varkappa}; \quad \frac{\partial\vartheta}{\partial p} = p,$$

azért

$$\frac{\partial(\sigma,\vartheta)}{\partial(\vartheta,p)} = (\varkappa-1)\,pV^{\varkappa}.$$

A $\sigma = pV^{\varkappa}$ helyettesítést elvégezve

$$\frac{\partial(V,p)}{\partial(\sigma,\vartheta)} = \frac{1}{\varkappa-1}\cdot\frac{1}{\sigma}.$$

Látjuk, hogy

$$\alpha(\sigma) = \frac{1}{\sigma}; \quad \beta(\vartheta) = \frac{1}{\varkappa-1},$$

tehát

$$T = C\int\frac{d\vartheta}{\varkappa-1} + T_0$$

$$S = \frac{1}{C}\int\frac{d\sigma}{\sigma} + S_0 = .$$

Tehát:

$$T = \frac{C}{\varkappa-1}\,\vartheta + T_0 = \frac{C}{\varkappa-1}\,pV + T_0,$$

tehát T a pV-től lineárisan függ. A tapasztalás szerint

$$\frac{C}{\varkappa-1} = R\frac{m}{M},$$

Másrészt s Joule—Thomson-kísérlet alapján megállapítható, hogy

$$T_0 = 0,$$

így

$$pV = R\frac{m}{M}T.$$

Látjuk, hogy ideális gáz esetében a T abszolút hőmérséklet a pV-vel a lehető legegyszerűbb kapcsolatban áll. Ha tehát az empirikus hőmérsékleti skálát a

$$pV = \text{állandó}$$

egyenletű izotermák ismerete alapján

$$pV = \text{állandó}\cdot\vartheta$$

szerint definiáljuk, akkor éppen „ráhibázunk" az abszolút skálára. Ez a szerencsés véletlen okozta azt, hogy a termodinamika hosszú időn át exisztálni tudott az abszolút-skála pontos értelmezése nélkül is. Ha ez nem így volna, akkor a szükségszerű bonyodalmak miatt, jóval előbb rákényszerültek volna a fizikusok a termodinamika exaktabb alapjainak felkutatására.

Határozzuk meg a fentiek alapján az ideális gáz belső energiájábak kifejezését. Az I. főtétel szerint

$$dE = TdS - pdV$$

Mivel

$$T = \frac{C}{\varkappa-1}\,\vartheta + T_0,\ dS = \frac{1}{C}d\log\sigma =$$

$$= \frac{1}{C}\frac{d\sigma}{\sigma},\ p = \frac{\vartheta}{V},$$

azért

$$dE = \frac{T_0}{C}d\log\sigma + \frac{\vartheta}{K-1}\frac{d\sigma}{\sigma} - \frac{\vartheta}{V}dV$$

Felhasználva

$$\sigma = \vartheta V^{\varkappa-1},\ d\sigma = V^{\varkappa-1}d\vartheta + (K-1)\,\vartheta V^{\varkappa-2}dV$$

összefüggéseket, a dE kifejezésének második és harmadik tagja összevonható:

$$\frac{\vartheta}{\varkappa-1}\frac{d\sigma}{\sigma} - \vartheta\frac{dV}{V} = \frac{d\vartheta}{\varkappa-1},$$

azaz

$$dE = \frac{T_0}{C}d\log\sigma + \frac{d\vartheta}{\varkappa-1}$$

$$E = \frac{\vartheta}{\chi-1} + \frac{T_0}{C}\log\sigma + E_0.$$

Figyelembe véve, hogy a Joule—Thomson-kísérlet szerint

$$\left(\frac{\partial E}{\partial V}\right)\vartheta = 0,$$

azaz

$$\left(\frac{\partial E}{\partial V}\right)\vartheta = \frac{T_0}{C\sigma}\left(\frac{\partial\sigma}{\partial V}\right)\vartheta = \frac{(\varkappa-1)T_0}{CV} = 0,$$

ami csak $T_0 = 0$ esetén állhat fenn. (Innen látszik, hogy miért volt jogos a $T_0 = 0$ választás és az is, hogy az abszolút skála nullpontját nem választhatjuk önkényesen. Ezzel az ideális gáz belső energiáját mehgatároztuk:

$$E = \frac{\vartheta}{K-1} + E_0 = \frac{1}{C}T + E_0.$$

Az állandó térfogathoz tartozó hőkapacitás tehát

$$C_V = \left(\frac{\partial E}{\partial T}\right)_V = \frac{1}{C}.$$

Másrészt mivel az enthalpia

$$H = E + pV = \left(\frac{1}{C} + \frac{C}{\varkappa-1}\right)T + E_0$$

így az állandó nyomáshoz tarozó hőkapacitás:

$$C_p = \left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_p = \frac{1}{C} + \frac{C}{\varkappa-1}$$

Figyelembe véve, hogy

$$\frac{C}{\varkappa - 1} = R\,\frac{m}{M}$$

a kétféle hőkapacitás viszonya:

$$C_p = C_v + R\,\frac{m}{M}$$

$$\frac{Cp}{Cv} = \varkappa .$$

Abszolút fekete test sugárzása esetén, mint láttuk, az izoterma és az adiabata egyenlete

$$p = \text{állandó (izoterma)}$$

$$p^3 V^4 = \text{állandó (adiabata)}$$

Ezeknek megfelelően az empirikus hőmérséklet és az empirikus entrópia

$$\vartheta = p,$$

$$\sigma = p^3 V^4 .$$

Innen az előbbiekhez teljesen hasonló módon

$$\frac{\partial(\sigma, \vartheta)}{\partial(V, p)} = \frac{\partial \sigma}{\partial V}\, 4 p^3 V^3 = 4 (\vartheta\, \vartheta\sigma)^{3/4}$$

ugyanis

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial V} = 0 , \qquad \frac{\partial \vartheta}{\partial p} = 0 .$$

Tehát

$$\alpha(\sigma) = \sigma^{-\frac{3}{4}} \beta = (\vartheta) = \frac{1}{4}\, \vartheta^{-\frac{3}{4}} ,$$

és így

$$S = \frac{1}{C} \int \sigma^{-\frac{3}{4}}\, d\sigma + S_0 = \frac{4}{C}\, \sigma^{\frac{1}{4}} = \frac{4}{C}\, p^{\frac{3}{4}}\, V$$

$$T = \frac{C}{4} \int \vartheta^{-\frac{3}{4}}\, d\vartheta = C \vartheta^{\frac{1}{4}}\; C p^{\frac{1}{4}} .$$

Mivel az energiasűrűség

$$\frac{E}{V} = \tfrac{1}{3}\, P ,$$

azért

$$\frac{E}{V} = \frac{1}{3C^4}\, T^4 ,$$

ami az ismert Stefan—Boltzmann-törvény.

Látjuk, hogy a most vizsgált esetben már nehezebb volna „ráhibázni" az abszolút skála, és a $\vartheta = p$ empirikus skála viszonyára. A T és ϑ kapcsolata itt már nem olyan egyszerű, mint ideális gáz esetében.

Végül olyan példát tárgyalunk, amely önmagában is fontos. Ismert dolog, hogy igen alacsony hőmérsékletek (1K° = 1 Kelvin fok körüli hőmérsékletekre gondolunk; 1K° = —272,16 C°) előállítása adiabatikus mágnestelenítéssel történik. Nyilvánvaló, hogy ilyen alacsony hőmérsékleten minden eddig használt hőmérő felmondja a szolgálatot és egyedüli lehetőségként az a hőmérsékletmeghatározási mód áll fenn, amit az előbbiekben vázoltunk. Meg kell tehát határozni az empirikus izotermákat és adiabatókat és ezek ismerete alapján kiszámítani az abszolút hőmérsékletet. Enélkül egyáltalán nem tudhatnánk, hogy az elért abszolút hőmérséklet abszolút skálában mérve mekkora. A (19)—(23) formulák most természetesen más mennyiségekre vonatkoznak, mivel a térfogatmunka szerepét a mágnesezés

$$DW = H dM$$

munkája veszi át, ahol H a mágneses térerősség, homogén teret tételezve fel, M az eredő mégneses momentumnak a H irányára való vetülete. Az I. főtétel tehát így írható

$$DQ = dE - H dM,$$

tehát

$$dS = \frac{dE}{T} - \frac{H}{T}\, dM$$

Innen látjuk, hogy p szerepét H és V szerepét M veszi át. A (19)—(23) formulák ezzel a módosítással érvényesek itt is. Ha a Curie-törvény

$$M = \text{áll.}\, \frac{H}{T}$$

egészen az abszolút nulla pontig érvényes lenne, úgy a számítások egyszerűen elvégezhetők volnának. Azonban akkor is, csak úgy győződhetnénk meg arról, hogy valóban abszolút skálában fejeztük ki a hőmérsékletet, ha mind az adiabaták, mind az izotermák ismeretesek. Sajnos a Curie-törvény az abszolút nullapont közelében már nem érvényes, amint arról éppen a mondott eljárással történő mérés és számítás alapján győződtek meg. Az adiabaták és izotermák alapja esetenként más-más és sokkal komplikáltabb is annál, mint ami a Curie-törvénynek megfelelt. Egyszerűbb speciális esetet, pl. a paramágneses gázokat tekintve (feltéve, hogy a paramágneses szuszceptibilitás csak a hőmérséklettől függ explicite) a következő empirikus adatokból indulhatunk ki. A belső energia csak a hőmérséklettől függ

$$E = E(\vartheta),$$

az izotermák pedig

$$C\,\frac{H}{M} = \text{állandó}$$

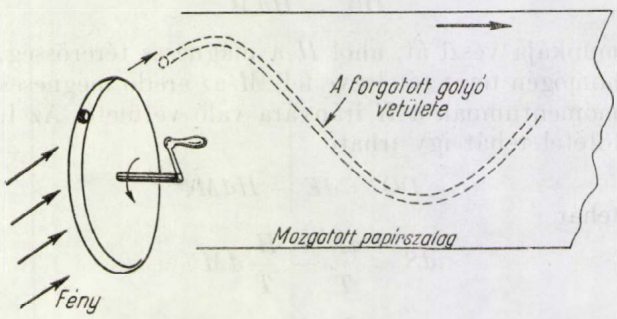
alakúak. Meghatározva ezek alapján az adiabata egyenletét, a (19)—(23) egyenletek itt érvényes formájából kiindulva megkapjuk a Curie-törvényt. A számítások mechanikusan, az előbbiekkel analóg módon történnek, így elvégzésüket mellőzhetjük.

Fényes Imre
(Eötvös Loránd Tudományegyetem
Elméleti Fizikai Intézete)

(Folytatása következik)

Kettős ingakészülék harmónikus rezgőmozgások összetevésének bemutatására

A rezgőmozgások tanítását, alapos ismeretét indokolttá teszi az a körülmény, hogy a tudományban, technikában mind gyakoribbak az olyan berendezések, amelyek elektromos vagy más természetű (hang, ultrahang, fény stb.) rezgés segítségével szolgálnak a kutatás, mérés céljaira. (Radar, rádióteleszkóp, ultrahangos vizsgáló berendezések, elsősorban maga a rádió, geológiai kutató berendezések stb.). Gyakori jelenség ezeknél az interferencia, s ennek egyik faja, a lebegés is.

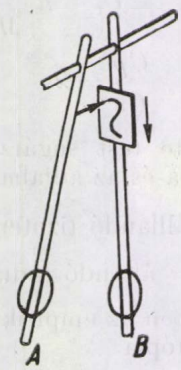


1. ábra

Két ilyen, egy irányban haladó harmonikus rezgőmozgás összetevődésének bemutatásához, alaposabb megértetéséhez, az eredő megszerkesztésének bemutatására szolgál a készülék.

Egy harmonikus rezgőmozgást végző pont mozgásának grafikonját megszerkeszthetjük, ha a pont mozgó papírszalag előtt végzi a rezgését. A pálya nyoma a jól ismert sinus-görbe.

Ha most magát a mozgó papírszalagot is harmonikus rezgőmozgásba hozzuk, a rajta hagyott pályanyom a két mozgás eredője lesz.

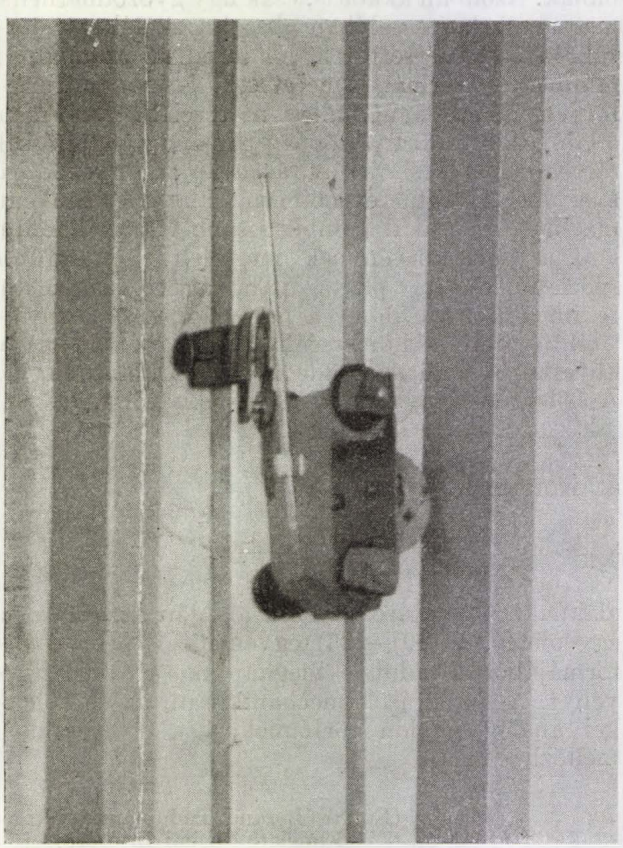


2. ábra

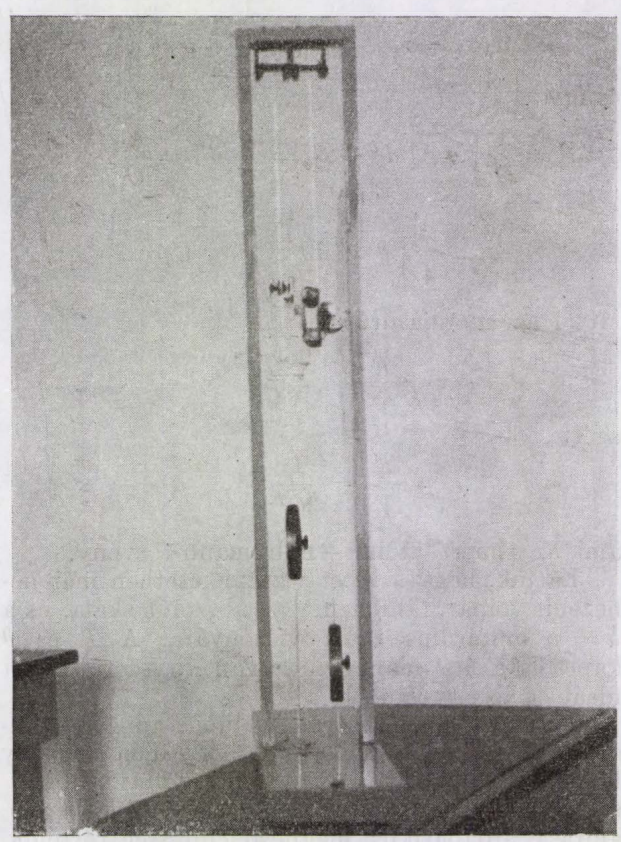
Ez a készülék alapgondolata. Technikai megoldása a következő:

Két, kb. 1 m hosszú fizikai inga függ közös állványon, ezekkel létesítjük a harmonikus rezgőmozgást. Ismeretes ugyanis, hogy kis tágasság mellett az ingamozgás harmonikus rezgőmozgásnak tekinthető.

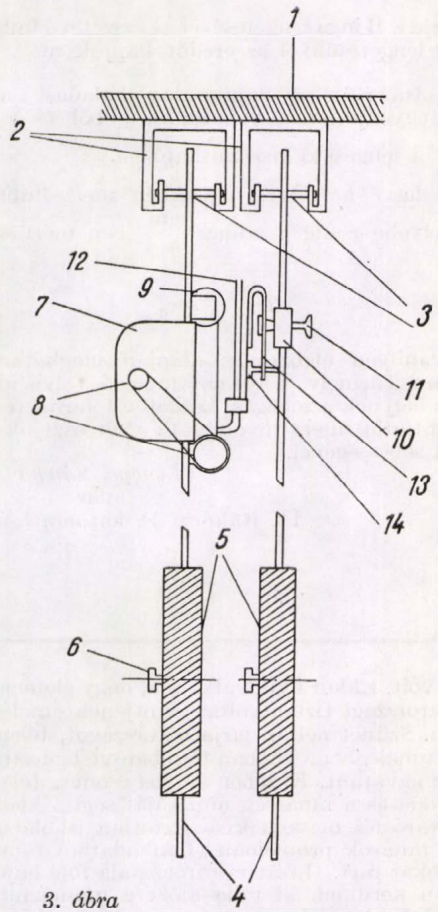
Az ingák lengéseiket egymástól függetlenül végezhetik. Az egyik ingára íróeszköz van szerelve, a másikra óraszerkezet által továbbított papírszalag (l.: 2. sz. rajz, ill. 1. sz. fénykép). Akár az A, akárcsak a B-inga leng, s a papírszalagot a nyíl irányában húzó óraszerkezetet megindítjuk, a készülék egyszerű sinus-görbét rajzol, ha



1. fénykép



2. fénykép

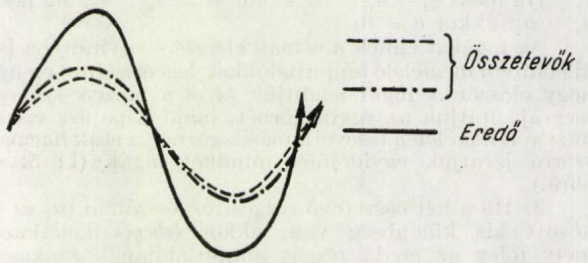


3. ábra

Jelmagyarázat

1. Állvány
2. Felfüggesztő készülék
3. Ék alakú tengely
4. Az ingák rúdja
5. Ólomlencsék
6. A lencse szorítócsavarja
7. Az óraszerkezet háza
8. Áttételi kerekek az óraszerkezettől, a papírtekercs mozgatásához
9. A papírtekercs orsója
10. Az íróeszköz felfüggesztő készüléke
11. A 10. állítócsavarja
12. Íróeszköz (elvékonyított üvegcső tintával)
13. Az íróeszköz felfüggesztő kengyele
14. A 12. állítócsavarja

azonban mindkét ingát lengetjük, a papírszalagra rajzolt diagram a két rezgés eredője lesz; ezáltal azt az eredőt, amelynek megszerkesztését eddig az amplitudók körzővel való algebrai összegezése útján csak igen körülményesen, nehézkesen végezhetjük, közvetlenül megkaphatjuk.

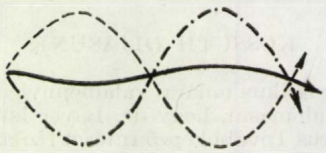


4. ábra

Az ingák lengésideje változtatható a súlyoknak fel-, illetve lefelé való eltolása által. (Lásd 2. sz. fénykép.)

A rezgések különböző fázisát az ingák különböző időpillanatokban való indításával érhetjük el.

A készülék mintapéldányán az ingarúd hossza kb. 1 m, az állítható lencsék súlya mintegy 3 kg. (Lásd 3. sz. rajz, s Jelmagyarázat.)



5. ábra

A készülékkel a következő rezgéstani tételek igazolhatók:

1. Ha két egyenlő rezgésidejű rezgést összeteszünk úgy, hogy nincs köztük fáziskülönbség, akkor az amplitudók összegeződnek.

Legyen ui. $x_1 = a_1 \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{T}t - \delta_1\right)$

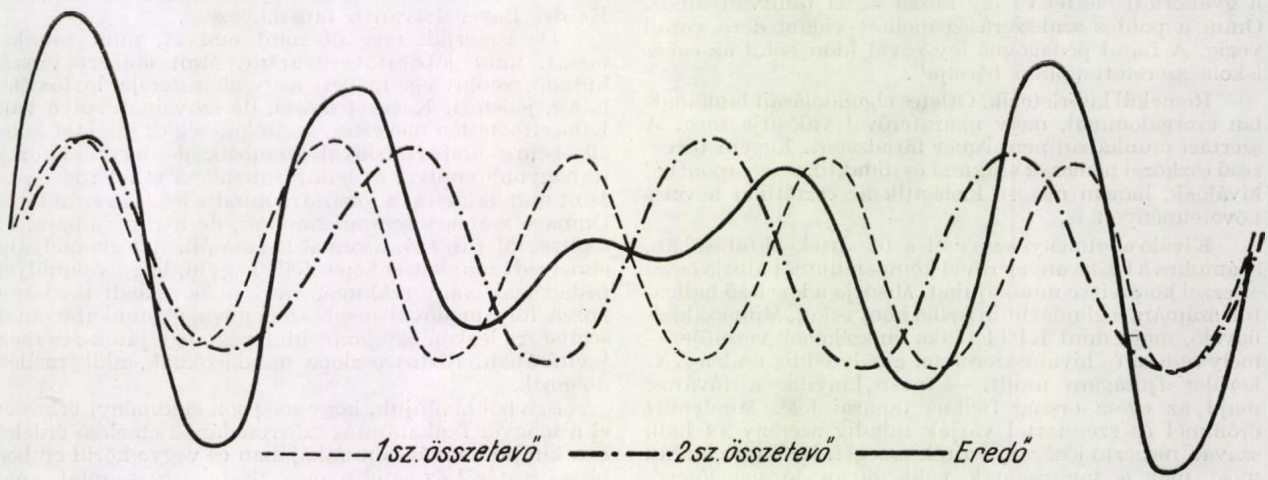
$$x_2 = a_2 \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{T}t - \delta_2\right)$$

A két rezgés összetevődéséből:

$$x = a \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{T}t - \delta\right) \quad \text{rezgés keletkezik,}$$

ahol $a = a_1 + a_2$ ha $\delta_2 - \delta_1 = 0$

Ennek bemutatásához az ingákat ellentétes irányban kell lendíteni, úgy kapunk a készülék szerkezetéből kifolyólag egyenlő fázisban levő rezgéseket.



6. ábra

Az eredő rezgés ugyancsak sinusos marad, rezgésideje az összetevőkével egyezik.

2. Ha két egyenlő rezgésidejű rezgést ellentétes fázisban teszünk össze, akkor az amplitudók kivonódnak egymásból, de az eredő rezgés szintén sinusos lesz.

Ha tehát $\delta_2 - \delta_1 = \pi$, akkor $a = a_1 - a_2$, ha pedig $a_1 = a_2$, akkor $a = 0$.

Az ingákat ennek a célnak elérésére egyirányba kell kilendíteni megfelelő amplitudókkal, legcélszerűbben úgy, hogy először A ingát lendítjük ki, s a mozgó szalagra megrajzoltatjuk az egyik görbét, majd a papírt visszahúzva, B inga lengetésével a másik görbét, s csak harmadszorra járatjuk egyidejűleg mindkét ingát. (l.: 5. sz. ábra.)

3. Ha a két összetevő rezgés rezgésszámai (n_1 és n_2, között kis különbség van, akkor *lebegés* keletkezik) mely főleg az eredő rezgés amplitudójának szakaszos erősödésében, gyengülésében nyilvánul meg. A lebegések száma másodpercenkint

$$n_1 - n_2.$$

Ebből a célból a készülék egyik ingáját „elhangoljuk" a súly elállításával, s a 2. alatt leírt módon először az A, majd a B inga lengetésével az összetevő hullámokat, együttes lengetésükkel az eredőt kapjuk meg. (l.: 6. sz. ábra.)

Ha ismerjük a papírszalag haladási sebességét (melyet egyenletesnek vehetünk), ebből és a hullámhosszból a lengésidő kiszámítható: $t = \frac{s}{c}$ összefüggés alapján, ha s helyett a cm-ekben mért hullámhosszt λ-t, c helyébe pedig a szalag $\frac{\text{cm}}{\text{sec}}$-ben mért sebességét írjuk

$$T = \frac{\lambda}{c} \text{ sec.}$$

Ugyanilyen elgondolás alapján meghatározhatjuk a diagram bármely helyéhez tartozó folyó időt, ha a kérdéses helynek a mozgás kezdetétől (azaz a diagram kezdőpontjától) mért távolságát: s^1-et osztjuk a szalag haladási sebességével.

Lengyel Sándor
tanár
II. Rákóczi F. katonai középiskola

EGYESÜLETI ÉLET — HÍREK

KOSSUTH DÍJASUNK

Az ország fizikus tanárai valamennyien lelkes örömmel vettük tudomásul, hogy dr. Bayer Istvánt, a Központi Pedagógus Továbbképző Intézet fizika tanszékének vezetőjét kormányunk Kossuth-díjjal tüntette ki. A magas kitüntetést a magyar fizikatanítás szintjének emelése érdekében kifejtett munkásságáért és a munkához mindnyájunk számára mindenkor példaadó viszonyáért kapta.

Dr. Bayer István a magyar iskola problémáit a szülői házban, a matyóföldön ismerte meg. Édesapja szintén pedagógus volt és a matematika-fizika szakon működött. Ez a kizárólag a munkájáért, az iskoláért és tanítványaiért élő édesapa oltotta be az akkor még kis Istvánba a magyar gyermek, a magyar vidék és a fizika szak iránti szeretetet. És ezek az érzések csak növekedtek, izmosodtak a serdülő fiatal lélekben.

Az érettségi vizsga után a kiváló képességű fiatalember a szerény pedagógus pályát és édesapja nyomdokain a matematika-fizika szakot választja. Pár év múlva mint fiatal tanárt a budapesti Kossuth Lajos gimnáziumban a XX. kerület munkásgyermekei között találjuk. Óráin nem akad figyelmetlen tanuló. Minden tanuló felé megtalálja azt a logikai gondolatsort, amely legjobban világítja meg a megtanítandó anyagot. A legelvontabb fogalmakat is természetes egyszerűséggel kapcsolja össze a gyakorlati élettel és így hozza közel tanítványaihoz. Óráin a pontos szakszerűség mellett vidám derű vonul végig. A fiatal pedagógus így rövid időn belül az egész iskola szeretett „Maxi bácsija".

Remekül kisérletezik. Ötletes elgondolásait lankadatlan szorgalommal, nagy akaraterővel valósítja meg. A szertári munkában nem ismer fáradságot. Egyéni tervezésű eszközei nemcsak szakmai és didaktikai szempontból kiválóak, hanem messze kielégítik az esztétikai nevelés követelményeit is.

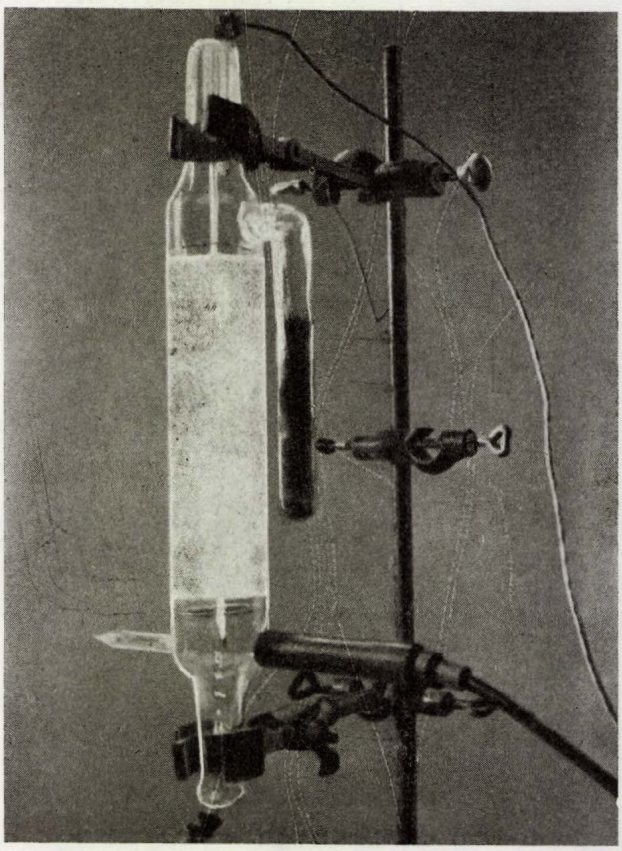
Kiváló eredményeket ér el a felnőttek oktatásában. Számukra a fizika anyag rövid kompendiumát állítja össze — ezzel könnyítve munkájukat. Megírja a levelező hallgatók számára a gimnáziumi fizika könyveket. Mint szakfelügyelő, majd mint KPTI fizika tanszékének vezetője, — mély tudása és hivatásszeretete, amely eddig csak a XX. kerület ifjúságára áradt, — most kinyilik a főváros, majd az egész ország fizikus tanárai felé. Mindenütt örömmel és szeretettel várják mindig szerény és halk szavát, megértő jóságát, segítőkészségét. Dr Bayer István most már a tanárságnak válik olyan jó nevelőjévé, mint amilyen hosszú időn keresztül a XX. kerületi ifjúságé volt. Ekkor nyílik alkalma, hogy életének célját: a magyarországi fizikatanítás szintjének emelését megvalósítsa. Szünet nélkül járja az országot, télen-nyáron, hidegben-melegben, hóban-fagyban-vízben-sárban-napsütésben egyaránt. Kezében súlyos csomag tele kisérleti eszközökkel és a tanárság munkáját segítő kiadványokkal. A várostól messzefekvő osztatlan iskolába is eljut. Látja a tanárok problémáit. Lankadatlan tanítja őket. Előadásokat tart. Hazatérve íróasztala fölé hajolva egymás után kerülnek ki tolla alól: a gimnáziumi fizika tankönyvek. Az elektromosság tanítása, A gyakorlati élettel való szorosabb kapcsolat megvalósításának jelenlegi lehetőségei, Gondolkodtató feladatok gyűjteménye, A hő mint energia, A fizikai mennyiségeknek jelekkel való feltüntetése az ált. iskolai fizikai feladatmegoldások során, stb. és a Tájékoztatók sokasága, amelyek mindegyike 1—1 témakör feldolgozására ad a pedagógusnak sok-sok hasznos tanácsot. Szerkeszti A természettudományok tanítása című lap fizikával foglalkozó részét. Az ország sok kiváló pedagógusát, tudományos kutatóját nyeri meg a nevelő-oktató munkát segítő kiadványok és cikkek megírására. Közben egymásután szervezi és tartja az ált. és középiskolai szakfelügyelők és tanárok számára a tanfolyamokat. Nem egyszer a napi 8 órás foglalkozást teljesen maga tölti ki. Felméréseket végez a fizikatanítás eredményesebbé tétele érdekében. Mindezt a sok, egy ember munkabírását messze felülmúló munkát egymaga végzi. Hajnaltól késő estig erejet meghaladva dolgozik. Ez dr. Bayer István a tanszékvezető.

De ismerjük meg őt mint embert, mint munkatársat, mint jóbarátot egyaránt. Mint embert visszahúzódó szerénysége mellett nagy akaratereje, biztos éles látása jellemzi. Keveset beszél, de szavainak súlya van. Kimeríthetetlen megértés, segítőkészség és szeretet lakozik benne embertársaival szemben, de ugyanakkor a legnagyobb eréllyel és határozottsággal is fel tud lépni. Mint munkatársra és jóbarátra mindig lehet rá számítani. Önmaga számára semmit sem kér, de bárki számára, ha segítségről van szó, azonnal készen áll. A legkomolyabb elmélyedt munkát is képes félbehagyni, hogy valamilyen pedagógiai, vagy szakmai, vagy akár családi kérdést a hozzá folyamodóval megbeszéljen vagy munkatársának segítségre legyen egy konnektor vagy egy játékszer megjavításában. Biztos oszlopa mindazoknak, akik mellett dolgozik.

Szívből kívánjuk, hogy még sok eredményt érhessen el a magyar fizikatanítás színvonalának emelése érdekében kifejtett további munkájában és vegye körül embertársai részéről az az elismerés, tisztelet és szeretet, amelyet mélyen szocialista egyénisége megérdemel.

FIZIKAI SZEMLE

VIII. ÉVFOLYAM
1958



6.

EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT

AKADÉMIAI KIADÓ BUDAPEST

Főszerkesztő: **Marx György**

Szerkesztőbizottság:

Bodó Zalán, Csekő Árpád, Györgyi Géza, Keszthelyi Lajos, Marx György, Somogyi Antal, Szalkai Ferenc, Szigeti György, Szabó János, Tarján Imre, Túriné Frank Zsuzsa, Vermes Miklós

Felelős szerkesztő: **Túriné Frank Zsuzsa**

Szerkesztőség: Budapest, V., Szabadság tér 17. Eötvös Loránd Fizikai Társulat
Távbeszélő: 313-388

Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó, Budapest, V., Alkotmány utca 21.
Távbeszélő: 111-010 *

Terjeszti a Posta Központi Hírlapiroda Vállalat
Budapest, V., József nádor tér 1. Telefon: 180-850
Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat: József nádor tér 1., üzlethelyiség. Telefon: 183-022.
Csekkszámlaszám: 61257.

Előfizetés egy évre 40,— Ft; egyes szám ára 6,— Ft

Megjelenik évente tízszer

TARTALOMJEGYZÉK

Max Planck: A fizika szerepe a világnézet kialakításában

A harmadik szovjet mesterséges hold

Fényes Imre: A termodinamika főtételei III.

A FIZIKA TANÍTÁSA

Madas László: Az összetett mozgások és a newtoni erőtörvény

HÍREK – EGYESÜLETI ÉLET

KÖNYVSZEMLE

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

СОДЕРЖАНИЕ

М. Планк: Борьба физики за мировоззрение

Третий советский искусственний спутник Земли

И. Феньеш: Главные теоремы термодинамики III.

ПРЕПОДАВАНИЕ ФИЗИКИ

Л. Мадаш: Сложные движения и Ньютонов закон сил

ИЗВЕСТИЯ ИЗ ЖИЗНИ ОБЩЕСТВА ФИЗИКОВ

ОБЗОР КНИГ

ИЗ УСПЕХОВ ФИЗИИЧЕСКИХ НАУК

INHALT

M. Planck: Die Physik im Kampf um die Weltanschauung

Der dritte künstliche Erdtrabant der Sowjetunion

I. Fényes: Die Hauptsätze der Thermodynamik III.

UNTERRICHT DER PHYSIK

L. Madas: Die zusammengesetzten Bewegungen und das Newtonsche Kraftgesetz

NACHRICHTEN — AUS DEM VEREINSLEBEN

BUCHBESPRECHUNG

FORTSCHRITTE DER PHYSIK

Címképünk: Termikus emisszión alapuló leképezési módszer a wolframdrótok rekrisztallizációjának kvantitativ vizsgálatára

A kiadásért felelős: az Akadémiai Kiadó igazgatója — Műszaki felelős: Szöllősy Károly

A kézirat beérkezett 1958. IV. 15. Példányszám: 1900. Terjedelem: 4 (A/5) ív

Akadémiai Nyomda, Budapest, V., Gerlóczy utca 2. — 45816/58 — Felelős vezető: Bernát György

FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

VIII. évfolyam 6. szám 1958. június

A fizika szerepe a világnézet kialakításában

Száz évvel ezelőtt, 1858. április 23-án, Kielben született Max Planck, a modern fizika úttörője. Tudományos munkásságának kezdete arra az időre esett, amikor úgy látszott, hogy a fizika alapjainak kidolgozása befejeződött, csupán az alkalmazások és részletkérdések megoldása maradt hátra. Max Planck első dolgozataiban a termodinamika második főtételének értelmezésével és alkalmazásaival foglalkozik. A hőmérsékleti sugárzás termodinamikai vizsgálata során, 1900-ban jutott arra a következményeiben óriási jelentőségű felfedezésre, hogy a sugárzás energiája nem folytonos, hanem kvantált. Ez a hipotézis vezetett a helyes sugárzási törvény levezetéséhez, az elemi hatáskvantum felfedezéséhez, amelyért Max Planckot 1918-ban Nobel-díjjal tüntették ki. Planck forradalmi jelentőségű hipotézise nyomán fejlődött ki a modern kvantumelmélet, ez a hipotézis képezi a modern fizika épületének alapkövét. Ennek a grandiózus épületnek homlokzatán örök időkre ott ragyog Max Planck neve.

Max Planck

Születésének századik évfordulója alkalmából közöljük Max Plancknak 1935-ben a Harnack-Hausban tartott előadását, amellyel kapcsolatban megemlítjük, hogy a kvantumelméletnek az előadásban érintett, de jóval átfogóbb jelentőségű, elvi kérdései körül az utóbbi években igen élénk vita alakult ki. Ez a vita még nem tekinthető teljesen lezártnak. A fordítás a Német Demokratikus Köztársaságban, a lipcsei J. A. Barth kiadónál 1955-ben megjelent 8. kiadás alapján készült.

Szabó János

Mélyen tisztelt Hölgyeim és Uraim!

Mi köze van a fizikának a világnézethez? — kérdezhetné valaki az előadás tárgyával kapcsolatban. — Hiszen a fizika az élettelen természettel, az élettelen természetben lejátszódó folyamatokkal foglalkozik, a világnézetnek pedig magában kell foglalnia az egész testi és szellemi életet, a lélektan összes kérdéseit, állást kell foglalnia az etika végső problémáiban is.

Noha az említett ellenvetés első pillanatra jogosnak látszik, könnyen belátható, hogy nem egészen ez a helyzet. Mindenekelőtt azt kell megjegyezni, hogy az élettelen természet is a környező világhoz tartozik. Ha tehát a világnézet átfogó érvényesség igényével lép föl, semmiesetre sem hagyhatja figyelmen kívül az élettelen természet törvényeit, sőt azonnal tarthatatlanná válik, mihelyt ellentétbe kerül ezekkel a törvényekkel. Ezzel kapcsolatban elég megemlíteni, hogy milyen nagyszámú vallási dogma lehetetlenségét mutatta ki a természettudomány.

A fizika azonban nemcsak ilyen negatív, romboló hatást gyakorol a világnézetre. Éppen ellenkezőleg, sokkal lényegesebben járul hozzá pozitív értelemben a világnézet kialakításához. Általánosan ismert dolog, hogy a természettudományok módszerei egzaktságuk következtében különlegesen gyümölcsözőeknek bizonyultak és ennek folytán bizonyos fokig a szellemtudományok számára mintaképül szolgálnak. Ez azonban nemcsak a módszerre igaz. Amint minden tudomány az életből indul ki, úgy a fizika sem szakítható el teljesen azoktól a kutatóktól, akik vele foglalkoznak; végső soron minden kutató külön egyéniség, intellektuális és etikai tulajdonságaitól elválaszthatatlan. Ennélfogva a kutató világnézete mindig döntő befolyást gyakorol tudományos munkájának irányára; magától értetődik, hogy megfordítva: kutatási eredményei alakítólag hatnak világnézetére. Mai előadásom elsődleges feladata, hogy ezt a kölcsönhatást a fizika esetén részletesebben megvilágítsam. Remélem tehát, hogyha Önök nem minden-

ben osztják is véleményemet, nem talál ellenvetésre az a kijelentésem, hogy a fizika is fegyver, éspedig nagyon éles fegyver lehet a világnézet kialakításáért vívott harcban.

Kezdjük talán egy általános jellegű meggondolással. Minden tudományos vizsgálat azzal kezdődik, hogy bizonyos *rendezettséget* tételez fel abban az anyagban, amelyet tárgyalni kíván. Nyilvánvaló ugyanis, hogy csak ilyen rendező és összehasonlító tevékenység révén nyerhetünk áttekintést az egyre inkább növekvő mennyiségű anyagról és hogy ilyen rendező tevékenység nélkül lehetetlen a felmerülő problémákat matematikai köntösbe öltöztetni és részleteiben követni. A rendezés azonban beosztást jelent és ezért minden tudomány első feladata az, hogy a vizsgálandó anyagot valamilyen szempont szerint felossza. Milyen szempontok alapján történjék ez a felosztás? Ennek eldöntése nemcsak az első, de egyben gyakran a legdöntőbb lépés is az egész tudomány fejlődése szempontjából.

Rendkívül fontos az a megállapítás, hogy nincs olyan, eleve meghatározott szempont, amelynek alapján végleges, minden esetre megfelelő felosztást lehetne találni. Ez a megállapítás minden tudományra érvényes. Ennélfogva ilyen vonatkozásban nem beszélhetünk egyetlen tudomány olyan felépítéséről sem, amely a dolog természetéből szükségszerűen adódnék, tehát önkényes feltevésektől mentes volna. Ezt a körülményt kell mindenekelőtt tisztáznunk. Az előbbiekből következik az az alapvető fontosságú megállapítás, hogy minden tudományos megismerés kezdetén a szemléletmódot illetően döntenünk kell. Ehhez azonban a tárgyi ismereteken kívül értékítéletre is szükség van.

Vegyünk egy egyszerű példát a legfejlettebb és legegzaktabb természettudomány, a matematika területéről. Tárgyát képezi a számok birodalma. Hogy a számok összességéről áttekintést nyerjünk, nagyság szerinti rendezésük látszik célszerűnek. Akkor két szám annál közelebb van egymáshoz, minél kisebb nagyságuk különbsége. Vegyünk pl. két számot, amelyeknek a nagysága csaknem pontosan megegyezik. Az egyik legyen a 2 négyzetgyöke, a másik pedig a következő tizenkétjegyű tizedestört: 1,41421356237. Az első szám csak néhány billiomoddal nagyobb a másodiknál. Ezért a fizikában és az asztronómiában minden numerikus számolásnál egyenlőknek tekinthetők. Ha azonban a számokat nem a nagyságuk, hanem a keletkezésük szerint rendezzük, akkor az előbb említett két szám kiáltóan különbözik egymástól. A tizedestört ugyanis racionális szám, tehát két egész szám hányadosaként állítható elő, míg a 2 négyzetgyöke irracionális szám, amely nem rendelkezik az előbbi tulajdonsággal.

Mármost ez a két szám közel van vagy nincs közel egymáshoz? A vita ebben a kérdésben körülbelül olyan értelmes dolog lenne, mint mikor két, egymással szemben álló személy arról vitatkozik, melyik a jobb és melyik a bal oldal.

Az előbbi egyszerű példát nem ok nélkül említettem. Meggyőződésem ugyanis, hogy a tudományos ellentéteknek és általában éppen azoknak, amelyek körül a leghevesebben vitatkoznak, az az eredendő okuk, hogy az ellenfelek — anélkül, hogy ezt világosan kimondanák, — gondolatmenetükben eleve különböző beosztási elvet használtak. Viszont minden felosztás eleve bizonyos önkénnyel és egyoldalúsággal jár együtt.

A rendezési elv magválasztásának a természettudományokban még nagyobb a jelentősége, mint a matematikában. Gondoljunk pl. a szisztematikus botanikára. Már a nomenklatura elkészítéséhez nélkülözhetetlen, hogy a növényeket fajtákra, családokra sit. osszák fel. A felosztás elvének megválasztása szerint különböző rendszerek adódnak. Ezeket a rendszereket a botanika fejlődése folyamán sokszor hevesen támadták, azonban egyik sem tekinthető véglegesnek, hiszen egyik sem mentes az egyoldalúságtól. A növények ún. természetes rendszere, amelyet ma általánosan használnak, és amely a korábbi mesterséges rendszereknél sokkal megfelelőbb, minden részletében szintén nem tekinthető jól meghatározott, végleges beosztásnak. Ezt bizonyítja az is, hogy a rendszer részleteiben a különböző kutatók különböző álláspontot foglalnak el annak megfelelően, hogy mit tartanak a legcélszerűbb beosztási elvnek.

A rendező elv szükségessége és egyidejű önkényessége a legfeltűnőbb és legfontosabb a szellemtudományokban, különösen a történettudományban. Az emberiség történelmét akár hosszanti, akár keresztmetszetében rendszerezzük, politikai, etnográfiai, nyelvi, szociális, gazdasági szempontok szerint osztjuk fel, mindig elkerülhetetlen, hogy határvonalakat húzzunk, hogy a különböző korokat megkülönböztessük. Részletesebb vizsgálat esetén azonban ezek a határvonalak nagyon is elmosódnak, minthogy nem is létezhet olyan felosztás, amely rokonjellegű dolgokat el ne választana, összefüggő jelenségeket el ne szakítana egymástól. Ugyanígy minden tudomány felépítésében megtalálható ez az önkényes vonás. Ez azonban nem is lehet másként, minthogy a dolog természetéből folyik.

Ami speciálisan a fizikát illeti, a tudományos kutatás kezdetén itt is az az első feladat, hogy a vizsgálat tárgyát képező jelenségeket csoportosítsuk. Minthogy azonban minden fizikai tapasztalat elválaszthatatlan az érzékszerveinktől, a rendszerezésre először nagyon megfelelőnek mutatkozott, hogy a fizikai jelenségeket érzékszerveinknek megfelelően csoportosítsuk. Ennek alapján osztották fel a fizikát mechanikára, hangtanra, fénytanra, hőtanra, amelyeket egymástól elkülönítve tárgyaltak. A fizika fejlődése során azonban világossá vált, hogy a fizika különböző részei között benső kapcsolat áll fenn és hogy sokkal pontosabb fizikai törvények állíthatók fel akkor, ha az emberi érzékszervek szerepét először figyelmen kívül hagyjuk és figyelmünket az érzékszervektől elvonatkoztatott jelenségekre

összpontosítjuk. Vagyis célszerűbbnek látszik a rezgéseket végző testből kiinduló hanghullámokat a fülünktől, az izzó test által emittált fénysugarakat a szemünktől függetlenül tárgyalni. Ilyen módon a fizika új felosztásához jutunk, amelyben az érzékszervek szerepe háttérbe szorul. Ebben az új felosztásban pl. a cserépkályhából kilépő hősugarak elmélete a hőtanból a fénytanba kerül át és a fénysugarakkal együtt, a fénysugarakhoz hasonlóan tárgyaljuk tulajdonságaikat. Természetes, hogy ez a felosztás, amely az érzékszervek szerepét teljesen ignorálja, szintén egyoldalú. Az olyan emberek, mint pl. Goethe, akik számára az érzéklés szerepe elsődleges fontosságú, iszonyattal utasították vissza ezt a felfogást. Goethe, aki mindig a jelenség egészére irányította figyelmét, a közvetlen érzéklést tartotta elsődlegesnek és sohasem tudott beleegyezni olyan felosztásba, amely a látószervet elválasztja a fényforrástól.

Hogyan látnók a napsugárt,
Ha szemünk nem lenne kicsi Nap?

Egy évszázaddal később azonban bizonyára Goethe is örömmel látta volna, hogy íróasztalát izzólámpa világítja meg, noha előállítása éppen annak az elméletnek a segítségével sikerült, amely ellen Goethe oly sok kifogást emelt.

Természetesen sem Goethe, sem nagy tudományos ellenfele, Newton nem sejthette, hogy ennek az eredményekben gazdag elméletnek néhány évtized mulva, következetes továbbfejlesztése során az ellenkező értelmű egyoldalúsága válik fékjévé. Térjünk azonban vissza a fizikai tudomány további fejlődésének vázolásához.

Amint az érzékszervek szerepe a fizika alapfogalmaiban háttérbe szorult, helyüket alkalmas mérőeszközök foglalták el. Az emberi szemet a fényképező lemez, a fület a rezgő lemez helyettesítette, a hőmérsékletre érzékeny bőr szerepét a termométer vette át. Önműködően regisztráló berendezések segítségével a szubjektív hibaforrásokat is csökkenteni lehetett. A fejlődés lényeges jellemzője azonban nem az, hogy egyre érzékenyebb és pontosabb mérőberendezéseket sikerült konstruálni. Sokkal lényegesebb volt a feltevés, amely az egész elmélet alapját képezte, hogy a mérés folyamán a fizikai jelenség lényegén semmiféle változás nem történik, vagyis hogy a jelenségek függetlenek azoktól az eszközöktől, amelyekkel a mérés történik. Minden fizikai méréskor különbséget kell tenni az objektív vagy reális folyamat és a mérési folyamat között ; az előbbi teljesen önállóan játszódik le, az utóbbi viszont a reális folyamatnak szülötte és hírnöke. A fizikai tudomány a reális folyamatokkal foglalkozik. Feladata azoknak a törvényeknek a meghatározása, amelyeknek ezek a folyamatok engedelmeskednek.

Ennek a felfogásnak a helyességét mi sem bizonyíthatja jobban, mint azok a pompás eredmények, amelyek ennek a felfogásnak alapján a klasszikus fizika segítségével adódtak, és amelyek a technika közvetítésével a gyakorlati életre és a rokontudományokra is rendkívül gyümölcsöző befolyást gyakoroltak. Ezek az eredmények annyira közismertek, hogy részletezésük itt felesleges lenne.

Ezeknek az eredményeknek hatására a kutatás a már megszabott irányban haladt tovább ; a kutatók igyekeztek mindenben követni a divide et impera alapelvet. Előbb a reális folyamatokat sikerült függetleníteni a mérőeszközöktől, majd ezt követőleg a testeket molekulákra, a molekulákat atomokra, végül az atomokat atommagokra és elektronokra sikerült bontani. Ezzel párhuzamosan az időt és a teret végtelen kis intervallumokra osztották. Mindenütt az volt a cél, hogy szigorúan érvényes törvényszerűségeket állapítsanak meg. Valóban, mindig azt találták, hogy minden fizikai jelenség szigorú törvények szerint játszódik le és ezeknek a törvényeknek az alakja annál egyszerűbb, minél messzebb megyünk a felosztásban. Úgy látszott, nem helytelen az a felfogás, hogy a makrokozmosz fizikai törvényei a mikrokozmosz tulajdonságait leíró differenciálegyenletekre vezethetők vissza. Ezeknek a differenciálegyenleteknek a segítségével tetszőleges időpontbeli állapotból kiindulva meg lehetett határozni a természet állapotváltozásait, vagyis integrálással a természet jövőbeli állapotait. Ez az átfogó leírásmód, márcsak tökéletes harmóniája miatt is, teljes mértékben megnyugtató képet adott a természetben lejátszódó jelenségekről.

Annál meglepőbb és kiábrándítóbb hatást váltott ki a századfordulón az a felismerés, hogy a klasszikus fizika érvényességének áthághatatlan határai vannak. A mérési módszerek fejlődése és finomítása során ugyanis előbb a hőmérsékleti sugárzás, majd a fénysugárzás és az elektronmechanika területén olyan jelenségekre bukkantak, amelyeknek klasszikus fizikai leírása teljesen helytelennek bizonyult Egy példa rögtön világossá teszi a problémát. Egy elektron mozgásának klasszikus fizikai leírásához ismernünk kell az elektron helyét és sebességét. Kiadódott azonban, hogy ha valamilyen módszerrel pontosan megmérjük az elektron helyét, ugyanez a módszer kizárja annak lehetőségét, hogy az elektron sebességét pontosan meghatározzuk, és a sebességmérés bizonytalansága annál nagyobb, minél pontosabban mérjük meg az elektron helykoordinátáit. A két mennyiség — a hely és a sebesség — ismeretének bizonytalanságát az elemi hatáskvantum kapcsolja össze. Ha az elektron helyét pontosan ismerjük, a sebessége teljesen bizonytalanná válik és viszont.

Magától értetődik, hogy ilyen körülmények között a klasszikus fizika differenciálegyenletei elvesztik alapvető jelentőségüket és — legalábbis egyelőre — megoldhatatlannak látszik az a feladat, hogy a reális fizikai folyamatok törvényszerűségeit teljes mértékben megismerjük. Természetesen elhamarkodott dolog lenne ebből arra következtetni, hogy ilyen törvényszerűségek nem

is léteznek. Sokkal inkább reális az a következtetés, hogy a nehézséget a probléma hiányos megfogalmazása, a kérdésfeltevés helytelensége okozza. Honnan ered tehát a nehézség? Hogyan lehet a hibát kijavítani?

Mindenekelőtt hangsúlyozni szeretném, hogy szó sincs az elméleti fizika kríziséről olyan értelemben, mintha az eddig elért eredményeket helytelenségük miatt el kellene vetnünk. Ennek a felfogásnak a helytelenségét a klasszikus fizika ragyogó eredményei bizonyítják a legékesebben. Nem arról van szó, hogy egy lerombolt elméletet kell újjáépíteni, hanem arról, hogy a mikrofizikai jelenségek leírására az elméletet ki kell bővíteni, a makrofizika területén pedig — vagyis a hétköznapi méretű testek és időtartamok birodalmában — a klasszikus fizika eredményei minden további nélkül érvényesek maradnak. A hiba tehát nem az elmélet alapjaiban keresendő, hanem abban, hogy az elmélet kidolgozásánál használt feltevések között az egyik helytelen és az vezetett helytelen következtetésekre. E hibás feltevés törlése azután lehetőséget adhat az elmélet továbbfejlesztésére.

Vizsgáljuk meg kissé részletesebben a problémát. Az elméleti fizika egyik alapfeltevése az, hogy léteznek az érzékléstől független, reális folyamatok. Ezt a feltevést minden körülmények között meg kell tartanunk ; valójában még a pozitivista beállítottságú fizikusok is használják ezt a feltevést. Noha ezek a fizikusok az érzéklést tartják a fizika egyetlen alapjának, értelmetlen szollipszizmus elkerülése végett kénytelenek elfogadni, hogy csalódások, hallucinációk lehetségesek, amelyeket csak azzal a követelménnyel tudnak a fizikai megfigyelésektől elkülöníteni, hogy ezek az utóbbiak mindig reprodukálhatók. Ezzel azonban éppen azt az egyáltalán nem magától értetődő tényt szögeztük le, hogy az érzékléssel szerzett tapasztalatok funkcionális kapcsolatai olyan valamit tartalmaznak, amely független a megfigyelőtől, továbbá a megfigyelés helyétől és idejétől. Éppen ez a valami az, amit a fizikai folyamatok realitásának nevezünk, és a fizika feladata éppen az, hogy ezeknek a folyamatoknak a törvényszerűségeit felkutassa.

Ahhoz a feltevéshez azonban, hogy reális folyamatok léteznek, a klasszikus fizika egy másik feltevést is elfogadott ; nevezetesen azt, hogy a reális folyamatok törvényszerűségeihez eljuthatunk úgy, hogy a teret és az időt végtelen kis intervallumokra osztjuk. Ez a feltevés azonban — mint az mélyebb vizsgálatok révén kiadódott — erős korlátozásoknak van alávetve. Ez a feltevés pl. arra a következtetésre vezet, hogy egy reális folyamat törvényei teljes mértékben megérthetők, ha a reális folyamatot a mérési folyamattól különválasztjuk. Kézenfekvő már most a következő meggondolás : A mérés csak akkor adhat felvilágosítást a reális folyamatról, ha kauzális kapcsolatban állnak egymással ; ha viszont a mérés és a reális folyamat közt kauzális kapcsolat van, akkor a mérés általában többé vagy kevésbé befolyásolja, megzavarja a vizsgálat tárgyát képező folyamatot és ezáltal a mérési eredményt meghamisítja. Ez a perturbáció és az általa okozott hiba annál jelentősebb, minél szorosabb és finomabb a reális objektum és a mérőberendezés közti kauzális kapcsolat ; a perturbáció kisebbé válik, ha a kauzális kapcsolat erősségét csökkentjük, vagy — mint mondani szokás — ha a mérendő objektum és a mérőeszköz kauzális távolságát megnöveljük. A perturbáció azonban teljes mértékben nem szüntethető meg. Ha ugyanis a kauzális távolságot végtelen nagynak választjuk, vagyis az objektumot teljesen függetlenítjük a mérőeszköztől, akkor a reális folyamatról a mérés semmiféle felvilágosítást sem adhat.

Minthogy az egyes atomokon és elektronokon végzett mérések csak rendkívül fínom és érzékeny módszerekkel lehetségesek, vagyis ilyen mérésekben a kauzális távolság igen kicsi, érthető, hogy egy elektron helyének pontos meghatározásakor viszonylag erősen megzavarjuk az elektron mozgásállapotát és viszont : egy elektron sebességének pontos méréséhez viszonylag hosszú idő szükséges. Az első esetben az elektron sebességét zavarjuk meg, a második esetben pedig az elektron helyéről csak a térben elmosódott képet kaphatunk. Ez az előbbiekben említett határozatlansági összefüggés kauzális magyarázata.

Noha ez a meggondolás nagyon világosnak tűnik, problémánknak a magjához nem jutottunk el. Azt a körülményt ugyanis, hogy a mérés megzavarja a fizikai jelenségek lefolyását, a klasszikus fizika is jól ismeri és nagyon is elképzelhető lenne, hogy a mérési módszerek finomításával sikerülni fog a méréssel okozott perturbációt előre kiszámítani. Mélyebbre kell tehát nyúlnunk, ha alapjaiban meg akarjuk érteni, miért alkalmatlan a klasszikus fizika a mikrofizikai jelenségek leírására.

Fontos előrehaladást jelentett ebben a kérdésben a kvantummechanika vagy hullámmechanika kidolgozása. Mint ismeretes, ez az elmélet a tapasztalattal tökéletes összhangban írja le a megfigyelhető atomi jelenségeket. A klasszikus fizikai szemlélettel ellentétben azonban a kvantummechanika nem tudja megmondani egy kiszemelt elektron helyét valamilyen pillanatban, hanem csak annak a megadására képes, milyen valószínűséggel tartózkodik az elektron a tér valamelyik helyén. Mint mondani szokás : a kvantummechanika azt mondja meg, hogy a nagy számú elektron hányadrésze tartózkodik adott időben valamilyen tartományban.

Ez kimondottan statisztikus jellegű törvény. Helyességét azonban egyrészt a mérések, másrészt a határozatlansági összefüggés teljes mértékben igazolták. Ennek eredményeként a fizikusok egy része arra a meggyőződésre jutott, hogy minden törvényszerű összefüggésnek — elsősorban az atomfizika területén — statisztikus törvényszerűségek képezik az alapját és hogy az egyes események kauzális kapcsolatának keresése fizikailag értelmetlen.

És itt olyan kérdéshez jutottunk, amelynek részletesebb megvilágítása alapvető fontosságú, minthogy szorosan összefügg a fizika feladatával és eredményeivel. Ha a fizika feladatának a természetben lejátszódó folyamatok törvényszerű összefüggéseinek felkutatását tekintjük, akkor a kauzalitás a fizika lényegéhez tartozik, kiiktatása nagyon is meggondolandó.

Mindenekelőtt megjegyzendő, hogy a statisztikus törvényszerűségek nagyon is összeférnek a szigorú kauzalitási elvvel. Erre már a klasszikus fizika területéről is számos példát említhetünk. Amikor pl. a gáz nyomását úgy értelmezzük, mint a kaotikus összevisszaságban ide-oda röpködő molekulák és az edény fala közti szabálytalan ütközések eredményét, ez teljes mértékben összefér azzal a felfogással, hogy egy kiszemelt molekula mozgása és ütközése pontosan meghatározott törvények szerint játszódik le, tehát kauzálisan teljesen determinálva van. Ellenvetésként megjegyezhetné valaki, hogy egy folyamatban a szigorú kauzalitást csak abban az esetben tekinthetjük teljes mértékben bizonyítottnak, ha előre meg tudjuk mondani a jelenség lefolyását; viszont a molekulasokaság egy kiszemelt tagjának mozgását senki sem ellenőrizheti. Erre az ellenvetésre azt lehet válaszolni, hogy egy kiszemelt jelenség pontos megjósolása egyetlen esetben sem lehetséges, tehát a kauzalitás törvényének közvetlen, egzakt kísérleti ellenőrzése sohasem lehetséges. Kísérleti hibák még a legpontosabb mérésben is elkerülhetetlenek. Viszont mind a mérési eredmény, mind a kísérleti hiba kauzális feltételekre vezethető vissza. Ha a tengerparton állva a tajtékzó hullámok játékát figyeljük, meg vagyunk győződve arról, hogy minden egyes vízcseppecske mozgását szigorú kauzális törvények kormányozzák, noha eszünkbe sem jut, hogy a hullámzást részleteiben kövessük, még kevésbé, hogy keletkezését és lefolyását előre kiszámítsuk.

Itt azonban szerephez jut a bizonytalansági reláció. Amíg a klasszikus fizika korlátairól nem tudtunk, addig remélhető volt, hogy a mérési pontosság fokozásával a mindenképpen elkerülhetetlen mérési hibák minden határon túl csökkenthetők. Ez a lehetőség azonban az elemi hatáskvantum felfedezésével semmivé vált. A hatáskvantum ugyanis az elérhető mérési pontosságnak jól meghatározott, objektív határt szab és ezen a határon belül nincs többé kauzalitás, hanem csak bizonytalanság és véletlen.

Erre az ellenvetésre a feleletet már előkészítettük. Az atomfizikában a mérés pontatlanságának szükségességét nem okvetlenül az okozza, hogy a kauzalitás elve érvényét veszti, hanem a helytelen fogalomalkotás és a nem megfelelő kérdésfeltevés.

Éppen a reális folyamat és a mérési folyamat kölcsönhatása az, amelynek segítségével a határozatlansági összefüggést legalábbis bizonyos fokig kauzálisan értelmezni tudtuk. E szerint egy elektron mozgását éppúgy nem lehet részleteiben követni, ahogyan pl. egy színes kép már nem látható, ha mérete kisebb a megfelelő színű fény hullámhosszánál.

Tehát: Azt a gondolatot, hogy idővel a fizikai mérések bizonytalanságát a mérőeszközök tökéletesítésével tetszőleges mértékben csökkenthetjük, mint értelmetlent el kell vetnünk. Az elemi hatáskvantummal kapcsolatos objektív korlát létezését inkább úgy kell felfognunk, mint újfajta törvényszerűség megnyilvánulását és ez a törvényszerűség nem vezethető vissza a statisztikára. Továbbá, az elemi hatáskvantumhoz hasonlóan minden más elemi állandót, — pl. az elektron töltését vagy tömegét — abszolút, reális mennyiségnek kell tekintenünk. Véleményem szerint teljesen tévúton járnak azok, akik úgy vélik, hogy ezekkel az univerzális állandókkal bizonyos elvi pontatlanságnak kell összefüggésben lennie. Ezt vallják pl. következetesen azok, akik mindenféle kauzalitás létezését tagadják.

Hogy az atomfizikában a mérési pontosságnak elvi határa van, ez annak a meggondolásnak az alapján is érthető, hogy maguk a mérőeszközök is atomokból állanak és hogy minden mérőeszköz mérési pontosságát az érzékenysége szabja meg. Egy hídmérleggel milligrammos pontossággal hiába akarnánk mérni.

És mi a teendő akkor, ha csak hídmérlegek állnak rendelkezésünkre és semmi kilátás sincs arra, hogy finomabb mérlegek is készíthetők? Nem megfelelőbb akkor az, hogy lemondunk a pontosabb mérés lehetőségéről és minden olyan kérdést, amely milligrammokra vonatkozik, értelmetlennek nyilvánítunk és nem foglalkozunk olyan feladatokkal, amelyek közvetlen méréssel nem oldhatók meg? Aki így gondolkodik, az lebecsüli az elmélet jelentőségét. Az elmélet ugyanis, előre még nem látható módon, ún. gondolatkísérletek leírásával túlvezet a közvetlen méréseken, és ez az elméletet nagy mértékben függetleníti a valóságos mérőeszközök hiányosságától.

Teljes mértékben elhibázott az a felfogás, hogy a gondolatkísérleteknek csak akkor van jelentőségük, ha méréssel bármikor realizálhatók. Ha ez a felfogás helytálló lenne, akkor pl. nem beszélhetnénk egzakt geometriai bizonyításról. Mert hiszen a papírra húzott vonal geometriai értelemben sohasem valódi vonal, hanem többé vagy kevésbé keskeny csík, a papírra rajzolt pont kisebb vagy nagyobb folt. Ennek ellenére senki sem kételkedik a geometriai szerkesztések szigorú bizonyító erejében.

A gondolatkísérletek segítségével a kutató szellemileg a valóságos mérőeszközök világa fölé emelkedik. Ezek a kísérletek segítségére vannak hipotézisek felállításában, olyan kérdések megfogalmazásában, amelyek valóságos kísérletekkel megvizsgálhatók és így új törvényszerű összefüggések megállapítására nyílik lehetőség. De ugyanakkor a gondolatkísérletek segítségével olyan összefüggések megismerésére is lehetőség nyílik, amelyek a közvetlen mérés számára hozzáférhetetlenek. A gondolatkísérletek pontosságát semmi

sem korlátozza ; a gondolatok ugyanis finomabbak az atomoknál és az elektronoknál ; az a veszedelem sem fenyeget, hogy a mérőeszközzel befolyásoljuk a mérendő folyamatot. Egy gondolatkísérlet helyessége egyetlen feltételnek van alávetve : a figyelembe vett jelenségek között fennálló ellentmondásmentes, törvényszerű összefüggéseknek a gondolatkísérletben érvényeseknek kell maradniok. Amiről azonban feltételeztük, hogy nem szerepel a gondolatkísérletben, arról nem is remélhetjük, hogy megtaláljuk.

Kétségtelen, hogy a gondolatkísérlet absztrakció. Ez az absztrakció azonban a fizikus számára, éspedig a kísérleti fizikus számára ugyanúgy, mint az elméleti fizikuséra, éppenúgy nélkülözhetetlen, mint a reális külvilág létezésének feltételezése. Minden folyamatban ugyanis, amit a természetben megfigyelünk, fel kell tételeznünk valamit, ami tőlünk függetlenül játszódik le. Ugyanúgy másrészt arra kell törekednünk, hogy érzékszerveink és mérőmódszereink hiányosságaitól a lehető legnagyobb mértékben függetlenítsük magunkat, és mintegy magaslatról tekintsük át a folyamat részleteit. Ez a két absztrakció bizonyos mértékben szemben áll egymással. A reális külvilággal, mint objektummal a vizsgáló, ideális szellem, mint szubjektum állítható szembe. Logikusan egyik sem dedukálható, ezért azoknak a gondolatmenetét, akik létezésüket tagadják, nem lehet ad abszurdum vinni. Tagadhatatlan azonban, hogy a fizikai tudomány fejlődésében mindkét tényezőnek döntő szerepe van ; a történelem minden lapja fényes bizonyítékát adja ennek. Éppen a fizika legnagyobb szellemei és úttörői — Kepler, Newton, Leibniz, Faraday — voltak azok, akik hitük sugallta meggyőződésüket követve jutottak arra a gondolatra, hogy reális külvilág létezik és hogy a természetben vagy a természet fölött magasabb értelem uralkodik.

Sohasem szabad elfeledkeznünk arról, hogy a fizikai eszmék ebből a kétféle forrásból erednek ; megfogalmazásuk többé vagy kevésbé provizórikus, a kutató fantáziájának sajátosságától függ, majd idővel jobban meghatározott, önálló alakot ölt. Kétségtelen, hogy a fizikában mindig vannak helytelen gondolatok, amelyek sok haszontalan munkát emésztenek fel. Másrészt viszont akadtak olyan problémák, amelyeket a szigorú kritikusok értelmetlennek minősítettek, később azonban nagyon is fontosaknak bizonyultak. Ötven évvel ezelőtt még minden pozitivista beállítottságú fizikus értelmetlen kérdésnek tartotta egy atom súlyának a meghatározását, minthogy mint látszatproblémát a tudományos kutatás számára hozzáférhetetlennek minősítették. Ma egy atom súlyát tízezredrésznyi pontossággal megadhatjuk, noha a közvetlen mérésre legfinomabb mérlegeink ugyanúgy alkalmatlanok, mint a milligrammok mérésére a hídmérleg. Nagyonis óvakodni kell tehát attól, hogy egy problémát, amelynek megoldására egyelőre semmiféle lehetőség nem kínálkozik, eleve látszatproblémának minősítsünk. Van azonban egy kritérium, amelynek segítségével a priori eldönthetjük, hogy egy probléma fizikailag értelmes-e vagy sem. Ez az a pont, amely felett a pozitivisták gyakran elsiklanak. Egy probléma helyes értékelésének egyetlen lehetősége, hogy megvizsgáljuk, milyen következtetésekre vezet. Hasonlóképpen kell eljárnunk azzal a feltevéssel is, hogy a fizikai világban szigorúan érvényes törvények uralkodnak és nem szabad elhamarkodottan értelmetlennek minősíteni azt a felfogást, hogy ez a feltevés az atomfizikában is érvényes marad. Sokkal inkább mindent meg kell kísérelnünk, hogy ezen a területen a törvényszerűség problémájának megoldásához jussunk.

Miben rejlik a mélyebb oka annak, hogy a kauzalitás kérdésében a klasszikus fizika elégtelennek bizonyult? Láttuk, hogy ez az elégtelenség kielégítő módon sem a mérőeszközök zavaró hatásával, sem pontatlanságukkal nem magyarázható. Nyilvánvalóan nem marad más hátra, mint az a közelfekvő radikális feltevés, hogy a klasszikus fizika elemi fogalmai az atomfizikában nem kielégítőek.

A klasszikus fizika felépítésében ugyanis abból az alapfeltevésből indulunk ki, hogy a fizikai törvények a legtökéletesebben a végtelen kis tartományokban jutnak kifejeződésre. A klasszikus fizika szerint ugyanis a világ valamelyik helyén a fizikai történés lefolyását teljesen meghatározza az a fizikai állapot, amely a kiszemelt helyen és közvetlen környezetében uralkodik. Ennek megfelelően az összes fizikai mennyiség : hely, sebesség, elektromos és mágneses térerősség sit., teljesen lokális jellegűek és a köztük fennálló törvényszerűségek tökéletesen előállíthatók tér-időbeli differenciálegyenletekkel. Ez az eljárás azonban az atomfizikában nem megfelelő ; a fenti fogalmak tehát kiegészítésre, ill. általánosításra szorulnak. Milyen irányban történjék ez az általánosítás? Véleményem szerint bizonyos támpontot nyújt erre vonatkozólag az az egyre inkább általánossá váló felismerés, hogy a tér-időbeli differenciálegyenletek — beleértve a hullámmechanika differenciálegyenletét is — önmagukban nem ölelik fel egy fizikai rendszerben lejátszódó folyamatok törvényszerűségeinek teljes tartalmát, hanem mindig figyelembe kell venni a rendszerre vonatkozó határfeltételeket is. A rendszer határa azonban mindig véges kiterjedésű és közvetlen szerepe van a kauzális összefüggésben. Ez a körülmény a klasszikus fizika szempontjából idegen elemet jelent a kauzalitás elvében.

Hogy ezen az úton messzebbre lehet-e jutni és milyen mértékben, azt csak a jövő kutatás fogja eldönteni. Bármilyen lesz is azonban a fejlődés menete, akármilyen eredmények kerülnek is napvilágra, egyet mindenesetre biztosan állíthatunk : a reális világ maradéktalan megismeréséről éppenúgy sohasem fogunk beszélhetni, minahogyan az emberi értelem sem emelkedhet sohat sem az ideális szellem magasságaiba. Ezek csupán absztrakciók, amelyek a valóság határain kívül esnek. Nagyon jogos azonban az a feltevés, hogy

ehhez az elérhetetlen célhoz folytonosan, minden határon túl közelebb juthatunk. Ebben tevékenyen közreműködni, a helyesnek felismert irányban előrehaladni: éppen ez a szüntelenül vizsgálódó, önmagát újra meg újra korrigáló, egyre finomodó tudományos kutatás feladata. Hogy valódi előrehaladásról és nem céltalan hintázásról van szó, azt mi sem bizonyítja jobban, mint az, hogy az új eredmények magaslatáról a tudomány első fokozatai tökéletesen áttekinthetők, a jövő fejlődésének útja azonban rejtve van szemünk előtt. A tudomány munkása ebből a szempontból a felfelé igyekvő hegyi vándorhoz hasonlítható, aki a magasból áttekinti azokat a csúcsokat, amelyeken már túljutott s az eléje táruló pompás panoráma újabb bércek megmászására ösztökéli. A kutató kielégültsége nem a birtokos nyugalma, élvezetet az nyújt számára, ha ismereteit szakadatlanul bővítheti.

Tisztelt Hallgatóim! Az eddigiekben csak a fizikáról beszéltünk. Önök azonban joggal hihetik, hogy az elmondottak jóval általánosabb jelentőségüek, jelentőségük messze túlnyúlik a fizikai tudomány határain. A tudományok, a természet és a szellemi tudományok ugyanis egyetlen vonatkozásban sem választhatók el élesen egymástól, hanem egységes, szorosan összefüggő szövetet képeznek. Ha csak egyetlen kis részt eltávolítunk ebből a szövődményből, a keletkező feszültség szükségszerűen, minden irányban tovaterjed és az egész szövődmény mozgásba jön. Ugyanez mondható a kauzalitásról is. Semmi értelme sem lenne annak, ha a fizikában szigorú, áthághatatlan törvények uralmát fogadnók el, ugyanakkor a biológiában és a pszichológiában ilyen törvények létezését kétségbe vonnánk.

Mi a helyzet azonban a szabad akarat kérdésében, amelynek létezéséért öntudatunk, tehát ismereteink legközvetlenebb forrása határozottan kezeskedik? Érvényesek-e az emberi akaratra a kauzalitás törvényei, vagy nem? Az így felvetett kérdés, mint arra már többször igyekeztem rámutatni, mintapéldája az előbbiekben említett látszatproblémáknak, minthogy pontosabban véve a kérdésnek semmiféle értelme sincs. Ebben az esetben a vélt nehézség csupán a kérdés tökéletlen megfogalmazásából ered. Egy ideális, mindent áttekintő szellem szemszögéből az emberi akarat, mint minden anyagi és szellemi történés, szigorú, kauzális törvényeknek van alávetve. Saját énem szempontjából tekintve azonban a jövőre irányított akarat nincs kauzálisan kötve, minthogy az akarat megismerése kauzálisan befolyásolja magát az akaratot s ezért itt egy szoros kauzális összefüggés végleges megismeréséről nem beszélhetünk. Röviden kifejezve azt mondhatnánk: objektive, kívülről tekintve az akarat kauzálisan kötve van; szubjektíve, belülről tekintve az akarat szabad. Ez a két mondat éppoly kevéssé mond ellent egymásnak, mint a jobb és a bal oldal egymással ellentétes meghatározása, amelyről az előbbiekben beszéltünk. Aki ebben ellenkező véleményem van, az elfeledkezik arról, hogy az akarat a megismerésnek sohasincs maradéktalanul alávetve, hanem mindig az akaraté az utolsó szó.

Le kell tehát mondanunk arról, hogy akarati tevékenységünk motivumait a kauzalitás törvénye alapján, vagyis a tudományos megismerés útján előre meghatározhassuk. Ez pedig azt jelenti, hogy semmiféle értelem, semmiféle tudomány nem képes választ adni a legfontosabb kérdésre, amellyel személyes életünkben lépten-nyomon találkozunk: hogyan kell cselekednem?

Azt jelenti ez, hogy mihelyst etikai problémákkal kerülünk szembe, a tudomány felmondja a szolgálatot? Egyszerű megfontolás révén meggyőződhetünk az ellenkezőjéről. Megbeszélésünk elején láttuk, hogy minden tudomány kezdeti felépítésénél, a célszerű felosztás kérdésénél szembetalálkozunk az ismeret- és értékítéletek feloldhatatlan, kölcsönös összefüggésével és hogy egy tudomány sohasem választható el teljesen a kutató személyiségétől. És éppen a modern fizikában találkozunk olyan jelekkel, amelyek világosan ebbe az irányba mutatnak. A modern fizika megtanított bennünket arra, hogy egy képződmény lényegét nem úgy lehet alaposan megérteni, ha alkatrészeire bontjuk, és minden alkatrészt külön tanulmányozunk, mert ebben az esetben gyakran rejtve maradnak a rendszer lényeges tulajdonságai. Sokkal inkább az egészre kell fordítani figyelmünket és az egyes alkatrészek összefüggéseit felkutatni.

Ugyanez vonatkozik a szellemi élet jelenségeire is. Tudomány, vallás, művészet sohasem választható el teljesen egymástól. Az egész mindig más, több valamivel, mint az egyes részek összege. Végül ugyanezt mondhatjuk az egész emberiségre is. Csak balga együgyűség vezethet valakit arra a gondolatra, hogy sok különálló ember tanulmányozása révén akarjon fogalmat alkotni az emberi közösség sajátságairól. Minden egyes ember ugyanis közösségbe tartozik: tagja egy családnak, egy rokoni körnek, egy népnek, egy közösségnek, amelybe be kell illeszkednie, amelynek alá kell vetnie magát és amelyből büntetlenül sohasem szakíthatja ki magát. Éppen ezért minden tudomány is, amint minden művészet és minden vallás, nemzeti talajon nőtt fel. Népünk elég keserű tapasztalatokat szerezhetett arról, mit jelent az, ha erről elfeledkezünk.

Önök azonban mondhatnák: Mindez jól ismert dolog s belátásához nincs szükség a fizikán át vezető kerülő útra. Valóban így van. Csak arra szerettem volna rámutatni, hogy a fizika sem foglal el valamilyen különleges helyet, hanem ugyanarra a felfogásra vezet, mint minden más tudomány, noha kiindulópontjuk nagyon különböző. A fizika különleges szerepe akkor nyilatkozik meg, ha gondolatmenetünkben továbbmegyünk. A fizikában ismerhető fel ugyanis a legvilágosabban és a legegyértelműbben az a törekvés, hogy speciális eredetéből kiindulva minden irányban kibővüljön és terjeszkedjék. Ez a tendencia egy egészséges fejlődésben levő fához hasonlítható, amely koronáját egyre magasabbra növeli, ágaival pedig

minden irányban igyekszik kiterjeszkedni, gyökerei viszont szilárdan a földbe kapaszkodnak. Ha egy tudomány képtelen arra, vagy nincs meg benne az a törekvés, hogy saját népén túl gyümölcsözőleg hasson, az ilyen tudomány méltatlanná válik a tudomány névre. Ebből a szempontból a fizika helyzete könnyebb, mint a többi tudományé. Senki sem vonhatja ugyanis kétségbe, hogy a természet törvényei minden országban azonosak. Éppen ezért a fizikának nem kell harcolnia a nemzetközi jelentőségéért, ahogyan pl. a történettudományban vita tárgyát képezi, hogy egyáltalán lehet-e objektív történetírásról beszélni. Amint a tudomány, ugyanígy az etika is túlnyúlik az egyes népek határain. Hogyan lenne egyébként lehetséges a különböző népek hozzátartozói közt a megfelelő kapcsolat? A fizika helyzete ezen a területen is erős és határozott. Tudományos ellentmondás-mentessége közvetlen kapcsolatban van az igazságosság és becsület etikai követelményével, amelyet szintén minden kultúrnép minden időben tiszteletben tart; ezért az első és legnemesebb erény rangjára joggal tart igényt. Azt hiszem, jól ismert és elfogadott véleményt hangoztatok, amikor azt mondom, hogy ennek az erkölcsi törvénynek megsértése egyetlen tudományban sem világlik ki hamarább, és sehol sem bélyegzik meg olyan élesen, mint a fizikában.

Szöges ellentétben áll ezzel az a meggondolatlan és kényelmes felfogás, amely mindennapi életünkben ilyen bűnöket eredményez. Nem az ún. konvencionális csalásokra gondolok. Ezek alapjában veszélytelenek és a mindennapi életben bizonyos fokig nélkülözhetetlenek. A konvencionális csalással ugyanis senkit sem vezetünk félre, éppen mert ez a csalás konvencionális. Az erkölcstelenség ott kezdődik, amikor valakit tudatosan rászednek, hazug felfogásra nevelnek. Ezen a területen a felelős poszton állók kötelessége a szigorú tisztogatás és elsősorban a jó példamutatás.

Az igazságosságtól elválaszthatatlan a törvényesség, amely tulajdonképpen nem jelent mást, mint az erkölcsi meggyőződés megítélésének ellentmondásmentes gyakorlati megvalósítását. Amint a természettörvények mindig következetesek, nagyban és kicsiben egyaránt érvényesek, ugyanúgy az emberi együttélés mindenki számára, akár gazdag, akár szegény, előkelő vagy egyszerű az illető, egyenlő jogokat követel. Jaj annak a közösségnek, amelyben meginog az embereknek a törvényességbe vetett hite, ahol a törvénykezés tekintettel van az állásra és származásra, ahol a védtelen nem érzi az állam védelmét a hatalmas szomszéddal szemben, ahol a nyilvánvaló törvénysértés a hasznosság köntösébe burkolózik! A jogbiztonság tekintetében a legegyszerűbb ember is kifinomult érzékkel rendelkezik. Nagy Frigyes király semmi népszerűbbet nem tehetett volna, mint amit a sanssouci-i molnár meséjében olvashatunk. Ebben a szellemben nőtt naggyá Poroszország és Németország. Vigyázzunk mindnyájan, nehogy ez a szellem veszendőbe menjen. Mindenki, aki szereti hazáját, tekintse szent kötelességének, hogy megőrzésén és elmélyítésén munkálkodjék.

Egy dologban azonban világosan kell látnunk. Véglegesen megnyugtató állapot sohasem lehetséges. A legjobb és legtisztább etikai világnézet sem vezethet el az ideálisan tökéleteshez, csak az irányt tudja megmutatni, amelyben a megvalósítandó célt keresnünk kell. Aki erről elfeledkezik, könnyen abba a veszedelembe kerül, hogy elveszti bátorságát vagy az etika értékébe vetett hitét és ezáltal — ha becsületes akar maradni önmagával szemben — az etika támadóinak sorába kerül. Az etika filozófiái közt találhatunk erre néhány példát. Az etikában ugyanaz a helyzet, mint a fizikában. A lényeges nem a biztos birtoklás, hanem az állandó, a célratörő küzdelem, az élet napról-napra, óráról-órára történő megújítása, a szüntelen küzdelem azért, hogy életünket megjavítsuk, tökéletesítsük.

Végezetül kérdezhetjük: Kielégítő, megnyugtató lehet az ilyen állandó, alapjában kilátástalan törekvés és fáradozás? Nincs a világnézetnek más értéke is, amely azoknak, akik ezt a világnézetet a magukénak vallják, valamilyen biztos támpontot ad, folytonos küzdelmükben közvetlen segítséget nyújt életük problémáiban?

Szerencséseknek mondhatjuk magunkat azért, hogy erre a kérdésre igennel válaszolhatunk. Valóban, van ilyen szilárd pont, ilyen biztos tulajdon, amelyet mindenki, a legelhagyottabb is minden pillanatban a sajátjának mondhat. Létezik ilyen kincs, amely a gondolkodó és érző embernek benső békét biztosít, tehát a legnagyobb boldogsággal töltheti el s ezért értéke örök. Ez a kincs, ez a felmérhetetlen vagyon: a tiszta becsület és a jóakarat. Ez a két tulajdonság szilárd alapot nyújt az élet viharában, ez a két dolog az irányító helyes magatartásában és hatásos védőpajzs az élet keserűségeivel szemben. Amint ez a két fogalom elválaszthatatlanul hozzátartozik minden tudományos tevékenységhez, ugyanúgy minden ember értékének csalhatatlan mértékéül is szolgál.

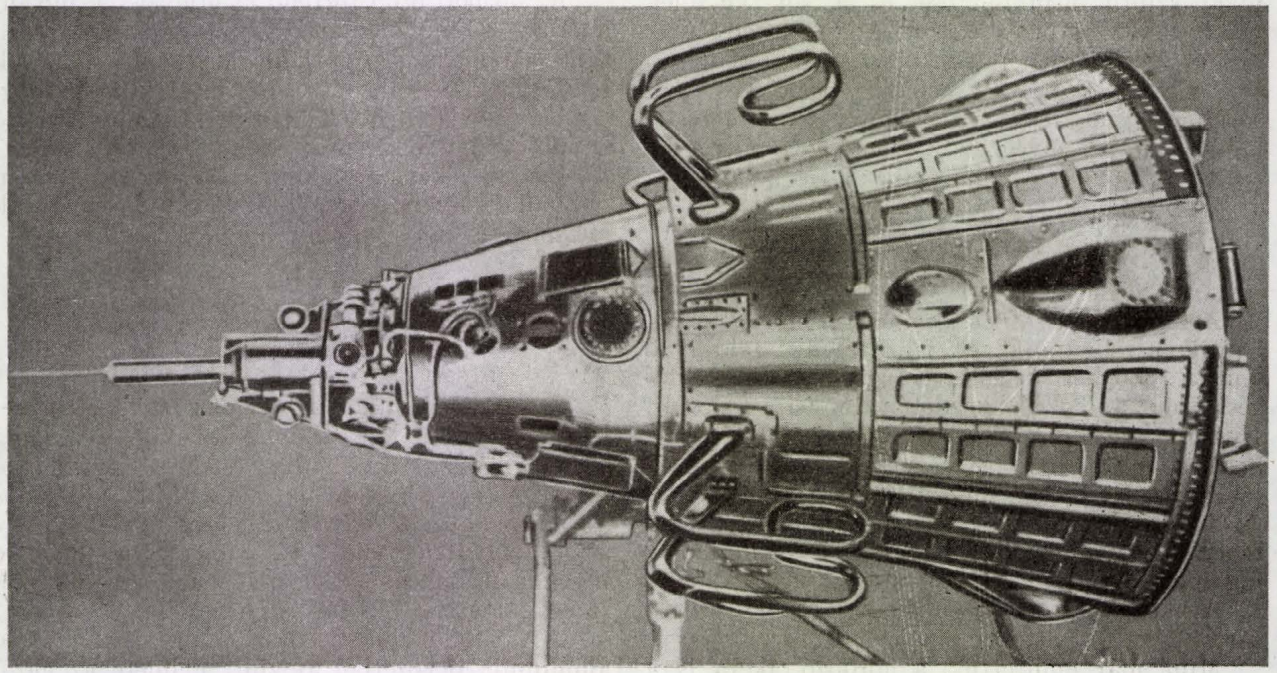
Ki mindig küzdve fáradoz',
Az nem fog elmerülni.

Fordította: *Szabó János*

A harmadik szovjet mesterséges hold

A Pravda 1958. május 18-i számában hosszú cikk jelent meg a harmadik szovjet mesterséges holdról. A cikk részletesen ismerteti a műhold adatait, valamint a rajta elhelyezett tudományos célokat szolgáló berendezéseket és a velük automatikusan végzendő kísérleteket. A közlemény hosszú terjedelme miatt nem áll módunkban a teljes cikket közölni, hanem annak a fizikus számára érdekes rövidített fordítását közöljük az alábbiakban.

A harmadik szovjet mesterséges holdat 1958. május 15-én lőtték fel. Nagyteljesítményű hordozó-rakétával juttatták el pályájára. Miután a hordozórakéta előírt röppályáján a műholddal együtt elérte a másodpercenkénti 8000 méteren felüli sebességeket, a mesterséges hold speciális szerkezetek segítségével levált a hordozórakétától és megkezdte a földkörüli elliptikus pályán történő mozgását. A leválással egyidejűleg leváltak a sek eredményeit, azokat mintegy emlékezetben tartja és a Szovjetunió területén elhelyezett speciális megfigyelőállomások feletti áthaladáskor leadja a Földre. A tudományos és mérőberendezések automatikus működését bizonyos „programmozó"-berendezés biztosítja. Utóbbi teljesen félvezetőkből készült. Általában igen sok félvezető-elemet használtak fel a mérő-, tudományos és rádiótechnikai készülékek megépítésénél. A műhold



A harmadik szovjet mesterséges hold

mesterséges holdról a védőlemezek és a védőkup is. Ezek, valamint a hordozórakéta is a műhold pályájához közeli pályákon mozognak.

Jellemző adatait tekintve, a harmadik szovjet mesterséges hold felülmúlja az előző műholdakat. Súlya 1327 kg. A rajta elhelyezett tudományos célt szolgáló mérőberendezések és áramforrások súlya ebből 968 kg-ot tesz ki. Alakja kúpszerű. Hossza 3,57 méter; legnagyobb átmérője — a kiálló antennák nélkül — 1,73 m.

A tudományos megfigyelések céljából a műholdon számos berendezést és műszert helyeztek el. Ezek a megfigyelések általában a felső légrétegekben lejátszódó jelenségeknek és a kozmikus tényezők rájuk gyakorolt hatásának tanulmányozására irányulnak. A holdra szerelt tökéletes rádiótechnikai mérőműszerek lehetővé teszik mozgásának pontos megfigyelését. Rádiótelemetrikus készülék folyamatosan rögzíti a tudományos mérővázára néhány ezer félvezető elemet szereltek fel. A berendezések energiafogyasztását a legtökéletesebb elektrokémiai áramforrások és a napsugarak energiáját elektromos energiává átalakító telepek biztosítják.

A harmadik szovjet mesterséges hold nagy súlya arról tanúskodik, hogy az azt pályájára eljuttató rakéta igen nagy teljesítményű. A szovjet műholdak súlyának folyamatos növekedése a szovjet rakétatechnika további lehetőségeit mutatja. Már most megvan annak lehetősége, hogy olyan rakétát lőjjenek a világűrbe, amely túlmegy a Föld vonzásának határán.

A műholdon elhelyezett tudományos berendezések széleskörű geofizikai és fizikai problémák tanulmányozását teszik lehetővé. Tanulmányozzák az ionoszféra szerkezetét, a műhold által átszelt légrétegben az elektrosztatikus teret, a felső atmoszférában uralkodó nyomást és sűrűséget.

A mesterséges holdra tömegspektrográfot is szereltek a légréteg kémiai összetételére jellemző ionok spektrumának meghatározására. Történnek mérések a Föld mágneses terével kapcsolatban nagy magasságokban. Számos berendezés és mérőműszer szolgál a Földre hulló különféle sugárzások tanulmányozására. Igen nagyjelentőségűek a kozmikus sugárzás fotonjainak számlálására vonatkozó kísérletek. Ezek alapján új ismeretek szerezhetők a Világegyetem rövidhullámú elektromágneses sugárzásáról. Több megfigyelés irányul a kozmikus térbeli repülés feltételeinek tanulmányozására.

A harmadik szovjet mesterséges holdon történő sok tudományos megfigyelés folytán az egy jól felszerelt kozmikus laboratóriumnak tekinthető. Ilyen tudományos állomásnak magas technikai szintű megteremtését és a sok készülék elhelyezését az tette lehetővé, hogy a mesterséges holdat igen nagyméretűre készítették.

Minthogy pályája a Föld északi- és déli sarkköre között fekvő valamennyi pont fölött áthalad a rajta elvégzett tudományos megfigyelések értéke még jelentősebb.

A mesterséges hold pályája és a mozgására vonatkozó megfigyelések

A harmadik szovjet mesterséges holdat olyan elliptikus pályára lőtték fel, melynek földtávoli pontja 1880 km magasan van. Földkörüli keringési ideje a mozgás kezdetén 105,95 perc volt. Huszonnégy óra alatt mintegy tizennégyszer kerülte meg a Földet. Később a keringési idő és a földtávoli pont magassága fokozatosan csökken a felső légrétegekben történő lefékeződés következtében. Előzetes becslések szerint hosszabb ideig fog mozogni, mint az első két szovjet műhold.

A pálya síkja az egyenlítő síkjával 65° szöget zárt be.

Mint már említettük, a hordozó-rakéta is a Föld körül kering, a műhold pályájához közeli pályán, tőle nem nagy távolságban. Ez a távolság idővel növekszik, mivel különböző mértékben fékeződnek le a légrétegben.

Az előző szovjet mesterséges holdak felbocsátása során szerzett ismeretek felhasználásával a harmadik műhold pályájára vonatkozó első mérési eredmények feldolgozása után rövidesen elég pontosan meg lehet előre mondani annak élettartamát.

A műhold mozgásának megfigyelésére rádiótechnikai és optikai módszereket használnak. A holdra szerelt rádióberendezések lehetővé teszik a hold koordinátáinak mérését a mozgás folyamán. Ezek a mérések rádiótechnikai berendezésekkel jól felszerelt, speciális tudományos megfigyelő állomásokon történnek.

A műhold koordinátáiról rádiólokációs mérésekkel nyert adatok automatikusan egységes csillagászati időre vonatkoznak. A felvett adatokat közlik egy központtal, ahol azokat gyorsan működő elektronikus számológépek segítségével feldolgozzák és kiszámítják a pálya alap-paramétereit.

A műhold rádiómegfigyeléseiben ezenkívül résztvesznek különféle rádiósklubok tagjai is. A mesterséges holdon elhelyezett 20 005 MHz frekvencián működő rádióadók folyamatosan adnak rádiójeleket. Az adók sugárzásának erőssége biztosítja a jelek közönséges amatőr-készülékekkel történő vételét nagy távolságokban. E rádiójelek rögzítésének — különösen magnetofon szalagra való vételének — nagy tudományos értéke lesz. Igen figyelemreméltóak a Doppler-jelenség felhasználásán alapuló rádiómegfigyelések. Az első szovjet mesterséges holdakkal végzett megfigyelések azt mutatták, hogy ez a módszer igen hatásos és kedvező feltételek mellett pontos adatok nyerhetők így a műhold mozgásáról.

Az optikai úton történő megfigyelések ugyancsak az első műholdaknál szerzett tapasztalatokra támaszkodnak. Az optikai megfigyelőállomások hálózatát kiszélesítették és bevontak külföldi megfigyelő helyeket is. Különösen figyelemreméltó a műhold lefényképezése szempontjából az elektronoptikai leképezés alkalmazása. Az ilyen elven működő fényképezőgép jól bevált a második mesterséges hold megfigyelésénél.

A harmadik szovjet mesterséges hold berendezései

A harmadik műhold berendezései jóval tökéletesebbek, mint az elsőké. Szerkesztésénél egész sor speciális követelményt kellett figyelembe venni. Az egyes tudományos készülékek kölcsönös egymásra hatásának lehetősége megkövetelte, hogy a műhold alkatrészeit, valamint a tudományos berendezések érzékeny elemeit gondosan készítsék el és helyezzék el.

A műhold hermetikus kúp alakú törzse alumínium ötvözetből készült. Felülete az előző műholdakéhoz hasonlóan fényesre csiszolt azért, hogy így a kisugárzási és abszorpciós együtthatók értéke a legmegfelelőbb legyen. Fellövés előtt nitrogén gázzal töltötték meg.

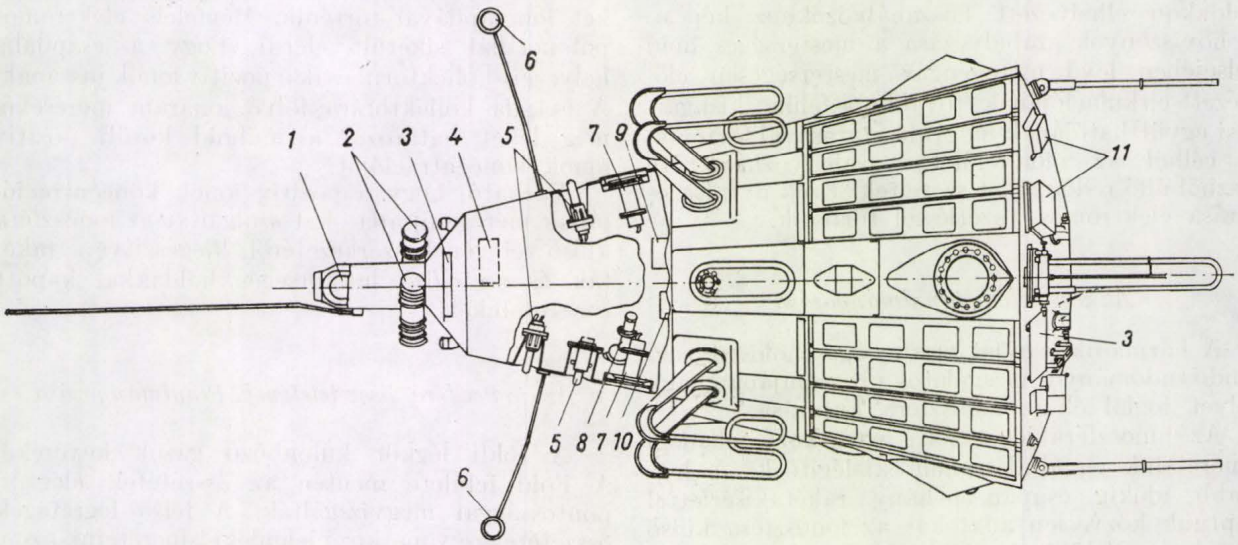
A mesterséges hold törzsén belül, a hátsó részben lévő kereten a következő készülékeket helyezték el: rádiótelemertikus berendezés; a műhold koordinátáinak mérésére szolgáló rádiókészülék; „programozó"-berendezés; a hőmérséklet mérésére és hőszabályozásra szolgáló berendezés; a műszerek be- és kikapcsolását végző automatika; kémiai energiaforrás; a kozmikus sugárzás intenzitásának és összetételének mérésére szolgáló berendezés és a mikrometeorok beütődését számláló készülék.

A tudományos vizsgálatokra szolgáló készülékek többsége az áramforrásokkal együtt szintén a műhold belsejében nyert elhelyezést egy másik kereten. Ezen, a hold első részében levő kereten az alábbi berendezések vannak: a légréteg nyomásának, ionösszetételének mérésére szolgáló berendezések; a pozitív ionok koncentrá-

ciójának, az elektrosztatikus és mágneses tér erősségének, a Nap korpuszkuláris intenzitásának mérésére szolgáló berendezések és készülékek. Itt is helyeztek el rádióadót is.

A tudományos készülékek érzékeny elemeinek (adóknak) az elhelyezését rendeltetésük határozza meg. A magnetométert a többi berendezéstől a lehető legtávolabbra helyezték el a műhold első részében A kozmikus sugárzás vizsgálatára szánt számlálók is a hold belsejében nyertek elhelyezést. A Nap korpuszkuláris sugárzásának észlelésére rászerelt készülékeket a hő- és aerodinamikai behatásoktól, amíg a hordozórakéta a sűrű légrétegeken haladt keresztül. A védőkúp két félkúpból állt, amely a leváláskor szétvált. A mesterséges hold felületének jelentős részét a védőkúpon kívül négy különleges védőlemez borítja a fellövés során. Ezek csuklószerűen csatlakoztak a hordozó-rakétához és a leváláskor a hordozórakétán maradtak.

A műhold külső felületére egész sor antennarendszert szereltek.



A harmadik szovjet mesterséges holdra szerelt tudományos berendezés elhelyezése: 1. Magnetometer. 2. A Nap korpuszkuláris sugárzásának észlelésére szolgáló fotonsokszorozó. 3. Napfény-telepek. 4. A kozmikus sugárzás fotonjainak észlelésére szolgáló készülék. 5. Mágneses fluxméterek. 6. Ioncsapdák. 7. Elektrosztatikus fluxméterek. 8. Tömegspektográf. 9. A kozmikus sugárzás nehéz magjainak észlelésére szolgáló készülék. 10. A primér kozmikus sugárzás intenzitását mérő készülék. 11. A mikrometeorokat számláló berendezés

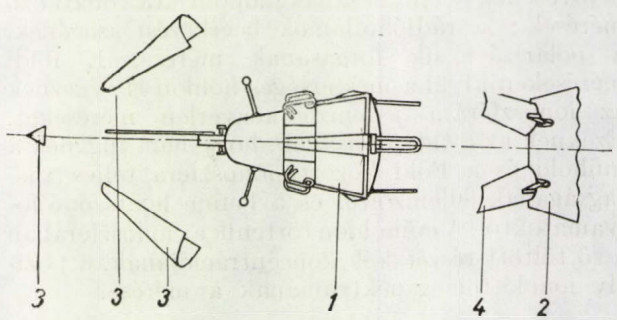
szolgáló fotonsokszorozók a törzs első részére vannak erősítve. Ugyancsak az első részen hengerszerű edényben helyezték el a magas légrétegek nyomását mérő manométereket. Hozzájuk közel van két elektrosztatikus fluxusmérő, mely az elektrosztatikus tér feszültségének mérésére szolgál és a rádiófrekvenciás tömegspektrográf a nagy magasságban előforduló ionok összetételének meghatározására.

A törzs burkolatához csuklószerűen felerősített két csőszerű fémmagra vannak felszerelve a gömbszerű hálós ioncsapdák, amelyekkel a pozitív ionok koncentrációját mérik. A fellövéskor a fémmagok és a csapdák a törzs felületéhez simultak. Miután a műhold felérkezett pályájára, a fémmagok elfordultak a csuklón és az oldalfelületre merőleges helyzetet foglaltak el.

A félvezetős napfény-telepeket a törzs felületén részletekben helyezték el; négy az első, négy az oldalsó, négy a hátsó felületen. Az ilyen elrendezés a naphoz viszonyított helyzettől függetlenül biztosítja azok normális működését.

A műhold első része speciális védőkúppal volt befedve, amely a pályára való felérkezés után automatikusan levált. Ez a védőkúp védte meg a mesterséges hold első részét és a kívül

A felszerelt sokcsatornás rádiótelemetrikus rendszernek igen nagy a felbontóképessége. Rendkívül nagymennyiségű tudományos észlelést tud továbbítani a Földre a műholdon végzett mérések-



A mesterséges hold hordozórakétától való elválásának vázlata: 1. Műhold, 2. Hordozórakéta 3. A leváló védő kúp. 4. A műholdról levált védőlemezek

ről. Ez a rádiótelemetrikus rendszer sok berendezést foglal magában, melyek folyamatosan rögzítik, emlékezetben tartják a műhold repülése során szerzett tudományos mérési eredmények adatait. Amikor földi megfigyelőállomások felett repül el,

az „emlékezetben tartott" adatokat igen gyorsan leadja.

A műholdon elhelyezett hőmérsékletmérő-berendezés folyamatosan rögzíti a felületen és a hold belsejének különböző pontjaiban uralkodó hőmérsékletet.

A tudományos és mérőkészülékek munkájának automatikus vezénylése, a periodikus be- és kikapcsolás, elektronikus programozó berendezéssel történik. A műhold hőmérsékletének stabilizálását hőszabályozó szerkezet biztosítja, amelyet jelentős mértékben tökéletesítettek az előző műholdakon elhelyezett hőszabályozókhoz képest. A hőviszonyok szabályozása a mesterséges hold belsejében levő nitrogéngáz mesterségesen előidézett cirkulációjának, továbbá a felület kisugárzási együtthatójának megváltoztatásával történik. E célból az oldalfelületre szabályozható, 16 részből álló redőnyöket szereltek. Ezek nyitása és zárása elektromos vezérléssel történik.

Az ionoszféra tanulmányozása

A harmadik szovjet mesterséges holddal végzendő tudományos vizsgálatok programjában nagy helyet foglal el az ionoszféra kutatása.

Az ionoszféra jellemzőire vonatkozó jelenlegi ismereteink egyáltalán nem kielégítőek. A legújabb időkig csupán néhány rakétakísérlettel kaptunk közvetlen adatokat az ionoszféra külső (300 km-en felüli) rétegeiben levő szabad elektronok koncentrációjának magasság szerinti eloszlásáról. Az ionok koncentrációjáról, azok kémiai összetételéről még kevesebbet tudunk.

Az ionoszféra szerkezetének részletes vizsgálata és alapvető jellemzőinek tanulmányozása egyike a legfontosabb geofizikai problémáknak. A harmadik műhold segítségével a következő fontosabb idevonatkozó vizsgálatokat végzik: a mesterséges hold által kisugárzott rádióhullámok Doppler-frekvenciáinak mérése; a rádiójelek bejövésének és elmúlásának időpontjára vonatkozó mérések; a rádióhullámok beérkezési szögének, a polarizáció-sík forgásának mérése. E földi méréseken kívül a mesterséges holdon is végeznek az ionoszférára jellemző közvetlen méréseket. Ezeknek az a tulajdonságuk, hogy nem függnek a műhold és a Föld közötti ionoszféra teljes vastagságának jellemzőitől és a benne lejátszódó folyamatoktól. A műholdon történik az ionoszférában levő töltött részecskék koncentrációjának, a pozitív ionok tömegspektrumának a mérése.

Töltött részecskék koncentrációjának mérése

Az ionoszférában háromféle szabad töltött részecske van: pozitív és negatív ionok, valamint elektronok. A negatív ionok és elektronok koncentrációjának összege egyenlő a pozitív ionok koncentrációjával. Ezért a pozitív ionok koncentrációjának méréséből meg lehet határozni a szabad töltött részecskék teljes koncentrációját.

Az ionoszférán visszaverődött vagy áthaladt rádióhullámok tanulmányozásával az elektronkoncentrációról szerezhetünk adatokat, mivel a nehéz töltött részecskéknek — ionoknak — a rádióhullámokra gyakorolt hatása több mint ezerszer gyengébb a könnyebb elektronok hatásánál. Mivel eddig a rádióhullámok voltak az ionoszféra kutatás fő eszközei, ismereteink az elektronokra vonatkoznak. Az ionok eloszlásáról gyakorlatilag semmit sem tudunk.

A mesterséges hold pályája mentén a pozitív ionok koncentrációjának mérése a felületre szerelt két ioncsapdával történik. Megfelelő elektromos potenciállal sikerült elérni, hogy a csapdába helyezett kollektorra csak a pozitív ionok jussanak. A csapda kollektorára folyó ionáram méréséből meg lehet határozni a műhold körüli pozitív ionok koncentrációját.

Várható, hogy a pozitív ionok koncentrációjának mérése új adatokat szolgáltat az ionoszféra külső rétegének szerkezetéről, kiegészítve a rakéták és az előző mesterséges holdakkal kapott ismereteinket.

Az ionoszféra összetételének tanulmányozása

A földi légkör különböző gázok keveréke. A Föld felülete mentén az összetételt elég jó pontossággal megvizsgálták. A felső légrétegek összetételére vonatkozó jelenlegi ismereteink azonban igen ellentmondóak. Különféle vegyületek és keverékek molekula- és atomsúlyát analizálva, következtetni lehet annak kémiai összetételére. Az elemek, vegyületeik vagy keverékeik atom- és molekulasúlyának meghatározása a tömegspektrográffal történik.

A harmadik műholdra felszerelt tömegspektrográf az ionoszférában levő pozitív ionok tömegspektrumának megállapítását szolgálja. Az ionok tömegszámának ismeretében a kémiai összetételre lehet következtetni. A tömegspektrográf csövének belsejében több vékony drót-háló (rács) elektróda van elhelyezve egymástól meghatározott rögzített távolságban. Ezeken belül van a csőbe beérkező és valamennyi rácson átment ionok összegyűjtését szolgáló kollektor. Az elektródákra megfelelően választott különböző állandó és változó feszültséget adva, a kollektort csak azok az ionok tudják elérni, melyek a csövet bizonyos optimális sebességgel járják át. Az optimálisnál nagyobb, vagy kisebb sebességgel haladó ionok nem jutnak el a kollektorra. Azt a sebességet, mellyel az ionok a tömegspektrográf csövét átjárják, egyrészt tömegük, másrészt az egyes elektródákra kapcsolt, az ionokat gyorsító feszültség határozza meg.

A gyorsító feszültség periodikusan változik. Ennek következtében az optimális sebesség egymásután különböző tömegszámú ionokkal van kapcsolatban. Amikor az ionok elérik a kollektort, az áramkörben áramimpulzus keletkezik, amelyet felerősítve a rádiótelemetrikus rendszer útján átadódik a Földre. Ha az ionoszférában csak egy-

féle ionok vannak, akkor a felvevő állomás egy ionáramimpulzust észlel mindegyik gyorsítófeszültségváltozási ciklus után. Ha az ionoszféra összetettebb, akkor kettő vagy több impulzust észlelnek mindegyik ciklus után. Ebből a megfelelő tömegszámot már meg lehet határozni.

Az elektrosztatikus tér vizsgálata

A bolygók közti térben, valamint a légrétegben lejátszódó folyamatok eredményeként a Föld légrétegével együtt bizonyos elektromos töltésre tesz szert. E töltések által keltett elektromos tér hatással van a bolygók közötti térben repülő részecskék mozgására, továbbá számos geofizikai jelenségre (sarki fény, stb.). A felső légrétegek elektromos terére vonatkozó adatok jelentős segítséget nyújtanak annak tisztázásában, hogy mi okozza a Föld negatív és a légkör pozitív töltését, mely a Föld és az ionoszféra között néhány százezer volt potenciálkülönbséget eredményez.

Bár különféle elméletekben feltételezik az elektrosztatikus tér létezését felső légrétegekben, de közvetlen mérést erre vonatkozóan még nem végeztek. Úgy áll a dolog, hogy a jól vezető ionoszféra-réteg megakadályozza az elektrosztatikus térnek az alsóbban fekvő rétegekbe való behatolását, miként ezt egy az ionoszféra helyére elhelyezett fémernyő tenné. Ugyanilyen ok miatt nem lehet megmérni a bolygók közötti tér elektrosztatikus terét olyan készülékkel, amely az ionoszféra alatt helyezkedik el.

Az elektromos térnek mesterséges holddal történő mérését bonyolítja az a körülmény, hogy bármely, a felső légrétegbe kerülő test — így a műhold is — elektromosan töltött lesz és ennek tere elrontja a mérési eredményeket. Ez a töltés a mesterséges hold felületére ütődő pozitív ionok és elektronok sebességének különböző volta miatt, valamint olyan jelenségek (mint pl. a fényelektromos jelenség) következtében lép fel, amelyek a műhold felületén elektronokat váltanak ki. A műholdon végzendő kísérletek szempontjából kívánatos a műhold elektromos töltésének a megmérése. A rajta elhelyezett két fluxméterből álló berendezés lehetővé teszi a mesterséges hold saját töltésének és a külső elektrosztatikus térnek a meghatározását.

A Föld mágneses terének mérése

A Föld mágneses terének nagyság és irány szerinti eloszlását csupán a kontinensek fölött, a földfelület közvetlen közelségében tanulmányozták elég részletesen. Megállapítást nyert, hogy a tér erőssége időben változik. A mágneses tér igen intenzív változásait mágneses viharnak nevezzük.

A megfigyelések analízise azt mutatta, hogy a földi mágneses tér alapvető részének, valamint évszázados változásainak forrásai a Föld belsejében vannak. Ezzel szemben a rövid periódusú változások és a mágneses perturbációk fő okai a Földön kívül, a felső légrétegekben vannak.

Ha a mágneses tér felszín menti eloszlása ismert, akkor matematikai módszerek segítségével kiszámítható a tér nagy magasságokban. Másrészt viszont a Föld mágneses terének nagy magasságokbeli szerkezetéről határozott felvilágosítást adnak a különböző szélességeken elvégzett, a kozmikus sugárzás intenzitására vonatkozó megfigyelések. A legtitokzatosabb az, hogy a nagy magasságbeli téreloszlásra kapott eredmények az említett magnetometrikus adatok és a kozmikus sugárzással kapcsolatos mérések alapján nem egyeznek. A műholdra szerelt magnetométer segítségével végzendő közvetlen mérések lehetővé teszik az eltérés okának kiderítését. Ily módon kivételes lehetőség kínálkozik a mágneses tér változó részének tanulmányozására.

A modern elképzelés szerint a mágneses perturbációkat a légkör ionizált rétegein átfolyó erős áramok okozzák. Eddig csupán egy olyan rakétára szerelt magnetométerrel végzett kísérlet ismert, amely ilyen áramok tényleges létezéséről tanúskodik. Minthogy a mesterséges hold sokszor átszeli mozgása során az atmoszféra ionizált rétegeit, a mágneses térerősség esetleges ugrásáról észre lehet venni az ilyen áramrendszerek létezését.

A harmadik műholdon végbemenő kísérletek fő feladata az „állandó" mágneses tér térbeli eloszlásának a tanulmányozása és a mágneses tér, valamint a kozmikus sugárzás egyenlő intenzitású vonalainak az összehasonlítása.

A kozmikus sugárzás vizsgálata

A kozmikus sugárzás tanulmányozása lehetővé teszi, hogy a Világmindenség mélyében keletkező igen nagy energiájú részecskék folyamatairól értékes ismereteket szerezzünk. A kozmikus sugárzás részecskéinek mozgását jelentősen befolyásolják a bolygók közötti térben uralkodó elektromos és mágneses terek. Ezek hatására megváltozik a sugárzás intenzitása. A Földet körülvevő közeg állapotának megváltozása ugyancsak befolyásolja a kozmikus sugárzás jellemzőit. A Napon néha végbemenő erőteljes robbanások során is keletkezik kozmikus sugárzás. Ezeket még igen kevesen tanulmányozták.

A mesterséges hold lehetővé teszi a sugárzás intenzitásváltozásának és energiaspektrumának vizsgálatát.

Különös jelentősége van a nagy energiájú gamma-sugarak tanulmányozásának. Mivel ezek gyakorlatilag egyenes vonalban mozognak, a mozgásirány megfigyeléséből következtetni lehet forrásukra. A mesterséges holdon elhelyezett készülékek segítségével először nyílik alkalom arra, hogy a gamma-fotonoknak a primér sugárzás összetételében való részvételét megállapítsuk.

Mint ismeretes, a magas légrétegekbe bekerülő primér kozmikus sugárzás kb. 70%-ban protonokból áll, de ezen kívül tartalmazza más elemek magjait is. α-részek 20%-nál kisebb mennyiségben vannak jelen. A nehezebb elemek magjai együtt kb. 1%-ot tesznek ki. Bár e részecskék száma

nem nagy, de az általuk szállított energia jelentős, kb. 10%-a a teljes áramlás energiájának. A nehéz magoknak a kozmikus sugárzás összetételében való részvételéről igen hiányos ismeretekkel rendelkezünk. Eddig nem ismeretes, hogy a kozmikus sugárzás tartalmaz-e jelentős számú, vasnál nehezebb atommagot. A műholdon végbemenő észlelések hozzásegítenek e fontos kérdésre adandó válaszhoz.

A mesterséges holdon elhelyezett készülék alapeleme az ún. Cserenkov-részecskeszámláló. A számláló működése a Cserenkov-sugárzás felhasználásán alapszik. E sugárzás akkor keletkezik, ha a töltött részecske valamilyen anyagban az illető közeg fénysebességénél nagyobb sebességgel mozog. Igen fontos tulajdonsága e sugárzásnak, hogy a részecske áthaladása során keletkező fényvillanás intenzitása arányos a részecske töltésének négyzetével. Mivel a fénysebességnél kisebb sebességgel mozgó részecskék nem sugároznak, a Cserenkov-sugárzásnak ez a tulajdonsága alkalmassá teszi arra, hogy felhasználásával töltött részecskéket észleljünk, töltésüket meghatározzuk és a teljes részecske-áramból kiválaszszuk azokat a részecskéket, amelyek elég nagy sebességgel rendelkeznek. A Cserenkov-számláló plexiüvegből készült, hengerszerű detektorból áll, amely foton-elektronsokszorozóhoz csatlakozik. Amikor közel 300 000 km/sec sebességű részecskék repülnek keresztül a detektoron, benne Cserenkov-sugárzás keletkezik. A plexiüvegbeli fénysebesség 200 000 km/sec körül van. Ennélfogva a Cserenkov-sugárzás keltésének feltétele ismert. A detektorban keletkezett fényt a fotonsokszorozó felfogja és átalakítja elektromos jellé és megfelelő módon felerősítik. A készülék e jeleket két csoportba osztályozza a detektoron átrepülő részecskéknek megfelelően; éspedig 30-nál nagyobb és 17-nél nagyobb töltésű részecskékre. Minden esetben, amikor részecske repül keresztül a számlálón, elektromos jel adatik le arról, hogy melyik csoportba tartozó mag jutott a készülékbe.

A Nap korpuszkuláris sugárzásának vizsgálata

A Nap elektromágneses sugárzása infravörös, látható, ultraibolya és röntgen sugárzásból tevődik össze. Néha a Napból ionizált gázok törnek ki, melyek elektronokból és ionokból állnak. Ezeket a részecskéket szokás a Nap korpuszkuláris sugárzásának nevezni. E részecskék áramlásával együtt terjed mágneses terük is. Különféle becslések szerint e korpuszkulák sebessége a Földhöz közel néhány ezer km/sec. nagyságrendű. Az ilyen Föld közelében elvonuló korpuszkulaáramlás mágneses perturbációkat eredményez. A légtérbe történő behatolásukkor megnövekszik annak ionizációja.

A Nap korpuszkuláris sugárzására vonatkozó ismereteink túlságosan szegények. A közeli időkig e sugárzás természetét a sarki fény megfigyeléséből merítették. A mesterséges holdak igen hatásos eszközei az ilyen vizsgálatoknak. A fokozott naptevékenység miatt jelenleg különösen kedvező e korpuszkuláris sugárzás tanulmányozása.

A műholdra két, fluoreszkáló ernyővel rendelkező korpuszkula-indikátort szereltek. A fluoreszkáló ernyők előtt diafragmmákat helyeztek el a részecske-áramlás térszögének szűkítésére. A korpuszkulák hatására az ernyő világít, melyet fotoelektron-sokszorozó fog fel. Ennek jeleit speciális berendezés „emlékezetben tartja" és ezután rádiótelemetrikus szerkezettel jutnak el a Földre. A készülékkel számos adatot szerezhetünk a korpuszkulák földrajzi, magassági és napi eloszlására vonatkozóan.

A korpuszkuláris sugárzás észlelése mellett a készülék felhasználható a röntgen-sugárzás tanulmányozására is.

A légréteg nyomásának és sűrűségének tanulmányozása

A felső légrétegek legfontosabb geofizikai vizsgálatai közé tartozik a nyomás és sűrűség magassággal való változásának tanulmányozása. E két paraméter ismeretében a légkör nagy magasságú rétegeiben uralkodó hőmérséklet is meghatározható.

Ilyen vizsgálatokat eddig rakéták segítségével végeztek. Ezekből megállapítást nyert, hogy 100 km magasságban a nyomás és sűrűség tíz milliószor kisebb, mint a Földön. 100 km-en felül néhány rakéta-kísérlet történt, ezek eredményei azonban nem egyeznek a közvetett adatokkal. A rakéta-kísérletek elégtelensége abból fakad, hogy rövid ideig tartózkodnak fenn, valamint a földfelszín meghatározott pontjai felett végeznek csak méréseket. A műhold segítségével lehetőség nyílott arra, hogy az eddigi ismereteket ellenőrizzük és a nagy magasságok adataival kiegészítsük.

A mesterséges hold külső oldalára felszerelt manométerek összeköttetésben vannak a belsejében elhelyezett mérőberendezésekkel. A 10^{-5}—10^{-7} Hgmm intervallumban mágneses manométerrel, 10^{-6}—10^{-9} Hgmm között pedig ionizációs manométerrel történik a nyomás mérése.

Mikrometeorok tanulmányozása

Mint ismeretes, a bolygók között kis szilárd részecskék, az ún. mikrometeorok mozognak, melyek a Föld légkörébe érve, abban elégnek. Ezeket nemcsak optikai, hanem semmilyen földi megfigyelő eszközzel nem lehet megfigyelni.

Rádiótelemetrikus megfigyelésekkel megállapították, hogy a földi légkörbe igen nagy sebességgel (mintegy 70 km/sec) beérkező mikrometeorok mozgásuk során ionizálják a levegő molekuláit. A repülő részecskék mentén töltött részecskék — ionok és elektronok — nyoma képződik, amely rádiólokátorral észlelhető. Ennek ellenére ez a módszer mégsem alkalmas egész kicsi mikrometeorok tanulmányozására. Jelenleg ezeket a részecskéket csupán rakétákra, különösképpen mesterséges holdakra felszerelt készülékek segítségével lehet tanulmányozni.

A rakéta vagy mesterséges hold falával összeütköző mikrometeorok beütődéseinek regisztrálására számos eszköz használható. Egyik igen egyszerű, ugyanakkor érzékeny módszer a piezoelemek alkalmazása, melyek a beütődő részecskék mechanikai energiáját elektromos energiává alakítják át. Az így keletkezett elektromos impulzus nagysága a beütődő részecske sebességétől és tömegétől függ, de az impulzusok száma egyenlő a készülékkel összeütköző részecskék számával. Az impulzusokat kell tehát számlálni és nagyságukat rögzíteni.

A készülékek működését biztosító áramforrások és telepek

A mesterséges holdon elhelyezett tudományos és mérőberendezéseket tápláló áramforrásokat ezüst-cink akkumulátorok és higanyoxid-elemek alkalmazásával teremtették meg. A kémiai áramforrásokon kívül a harmadik szovjet mesterséges holdra felszereltek nap-telepeket is, melyek a napsugarak energiáját elektromos energiává alakítják át.

*

A harmadik szovjet mesterséges hold fellövése új bizonyítéka a szovjet rakéta-technika sikereinek. A műholdon folyó széleskörű vizsgálatok nagy lépést tesznek előre a tudomány fejlesztésében. A harmadik szovjet műhold fellövése a Nemzetközi Geofizikai Év egyik jelentős eseménye. A műhold nagy mérete és automatizálásának magas foka közelebb hozza a szovjet tudományt és technikát az űrhajózás megteremtéséhez.

Fordította és lerövidítette: *Nagy Károly*

A termodinamika főtételei III.

6. *Reverzibilis és irreverzibilis folyamatok*. Visszatekintve eddigi megállapításainkra, az előzőekben mondottakat a következőképp foglalhatjuk össze: a nulladik főtétel szerint a termodinamikai közelhatások mindegyikéhez tartozik egy-egy tulajdonság (a megfelelő intenzitásmennyiség), amelyek a rendszerek egyensúlyi állapotát jellemzik. Két vagy több test egyensúlyának szükséges és elegendő feltétele: a megfelelő intenzitásparaméterek egyenlősége. (Minden testen azonos hőmérséklet, nyomás, kémiai potenciálok, elektrosztatikus potenciál stb.) Az első főtétel egy újfajta energia, a belső energia létezését mondja ki, valamint azt, hogy az energiaátadás- és átalakulás nem csak munkavégzés, hanem hőhatás formájában is végbemehet. Mivel az energiaváltozás már időbeli folyamatot jelent, a munka és a hő fogalmának meghatározása feltételezi bizonyos folyamatok létezését. E „bizonyos" folyamatokat reverzibiliseknek nevezzük. Előre bocsátjuk, hogy a reverzibilis és irreverzibilis folyamatok szigorú fogalmi megkülönböztetése igen hosszadalmas okfejtést igényel, ezért a részletes tárgyalást mellőznünk kell. A dolog lényegét mélyebben feltáró genetikus tárgyalásmód helyett, már adottnak tekintünk minden olyan fogalmat, amelyik a reverzibilitás és irreverzibilitás kérdéseinek megértéséhez szükséges; értelmüket éppen azok a kapcsolatok szabják meg, amelyek közöttük fennállnak. (Konstruktív axiomatika.) Hogy ez mit jelent, azt rögtön látni fogjuk.

Tekintsünk egy olyan termodinamikai testet, amelyik n-féle termodinamikai közelhatásra képes. Ekkor a test állapotát egyértelműen meghatározza az n-féle közelhatáshoz tartozó n-féle intenzitásparaméter. Pl. egy H és Na gőz keverékéből álló test állapotát egyértelműen meghatározza a gáz nyomása, hőmérséklete, a H kémiai potenciálja és a Na kémiai potenciálja. Jelen esetben $n = 4$. Minden intenzitásparaméterhez tartozik egy-egy extenzitás paraméter, amelyek együttesen ugyancsak egyértelműen meghatározzák a rendszer állapotát. Jelöljük ezeket $x_1, x_2, \ldots, x_n$-el és a megfelelő intenzitás mennyiségeket $y_1, y_2, \ldots, y_n$-el és tekintsük az E belső energiát az extenzitás mennyiségek függvényeként:

$$E = E(x_1, x_2, \ldots, x_n).$$

Mármost az egyes közelhatásokhoz tartozó extenzív és intenzív mennyiségek között a következő egyszerű kapcsolat áll fenn:

$$y_i = \frac{\partial E}{\partial x_i} \qquad i = 1, 2, \ldots, n$$

Konkrétan a gyakoribb közelhatásokat, valamint a megfelelő extenzív és intenzív mennyiségeket a következő táblázat tünteti fel, ha

$$E = E(V, e, S, m_1, m_2, \ldots, m_k).$$

Ezt figyelembe véve az energiatétel így írható:

$$dE = \sum_{(i)} y_i\, dx_i = -p dV + T d S + \varphi\, de + \sum_{(j)} \xi_j\, dm_j$$

ahol rendre $-p\mathrm{d}V$ a mechanikai, φde az elektromos munka, $T\mathrm{d}S$ a hő, $\xi_i \mathrm{d}m_i$ pedig a $\mathrm{d}m_i$, tömeggel szállított energia. Itt látszólag a dE energiaváltózást előidéző folyamatról van szó, valójában azonban csupán két különböző egyensúlyi állapot kapcsolatát (ti. az $x_1, x_2, \ldots, x_n$ és az $x_1 + \mathrm{d}x_1$,

közelhatás	x_i extenzív mennyiség	y_i intenzív mennyiség	$y_i = \frac{\partial E}{\partial x_i}$
mechanikai	térfogat: V	feszültség nyomás $-p$	$\frac{\partial E}{\partial V} = -p$
elektromos	elektromos töltés: e	elektrosztatikai potenciál: φ	$\frac{\partial E}{\partial e} = \varphi$
termikus	entrópia: S	hőmérséklet: T	$\frac{\partial E}{\partial S} = T$
az i-edik kémiai komponensre vonatkozó fázishatás	a komponens tömege: m_i	kémiai potenciál: ξ_i	$\frac{\partial E}{\partial m_i} = \xi_i$
⋮	⋮	⋮	⋮

$x_2 + dx_2, \ldots, x_n + dx_n$ állapotokét) írtuk fel. A két egyensúlyi állapot közti különbséget képletesen úgy is felfoghatjuk, hogy az átmenethez közelhatásonként $DL_i = y_i dx_i$ nagyságú energiaátalakulás szükséges. Az ilyen fiktív átmenetet létrehozó „folyamat"-ot reverzibilisnek nevezzük. A reverzibilis folyamat azért fiktív, mert valóságos folyamatot csak az intenzitás paraméterek kiegyenlítődése (pl. nyomás, hőmérséklet stb. kiegyenlítődés) hozhat létre, amikor azonban az egyes közelhatásokhoz tartozó energiaátalakulások értéke már más:

$$DL_i \neq y_i\, dx_i .$$

A valóságos folyamatokat irreverzibilis folyamatoknak nevezzük.

Mint látjuk, ebben a kérdésben az első és a második főtétel egymásbafonódik. Az idézett

$$y_i = \frac{\partial E}{\partial x_i} \qquad i = 1, 2, \ldots, n$$

kapcsolatok az első és második főtételnek reverzibilis folyamatokra vonatkozó együttes kifejezései.

A reverzibilitás és irreverzibilitás még plasztikusabb összevetését adja a következő gondolatmenet. Az

$$E = E\,(x_1, x_2, \ldots, x_n)$$

függvénykapcsolatban egyik x_i éppen az entrópia. Legyen pl. $S = x_i$ és állítsuk elő az E megfelelő inverzét

$$S = S\,(E, x_2, x_3, \ldots, x_n)\,,$$

Egységes és praktikus (és amellett a konvenciónak megfelelő) jelöléssel: α_i jelentse rendre E-nek, x_i-nek stb. az egyensúlyi állapotra vonatkozó értéktől való eltérését, amikor

$$S = S\ (\alpha,\ \alpha_2 \ldots,\ \alpha_n)$$

(Tehát itt $\alpha_1 = 0$, az E_0 egyensúlyi energiának, általában $\alpha_i = 0$ az x_i extenzív mennyiség x_{i0} egyensúlyi értékének felel meg.) Fejtsük sorba S-et az $\alpha_i = 0$ egyensúlyi helyzet környezetében. Az egyensúlyi állapottól való eltérést kicsinynek véve, megelégedhetünk a második közelítéssel:

$$S = S(0) + \sum_{i=1}^{n} \left(\frac{\partial S}{\partial \alpha_i}\right)_0 \alpha_i +$$

$$+ \frac{1}{2} \sum_{i,\,k=1}^{n} \left(\frac{\partial^2 S}{\partial \alpha_i\, \partial \alpha_k}\right)_0 \alpha_i\, \alpha_k + 0\,(\alpha_i, \alpha_k),$$

A differenciálhányadosok melletti o index az egyensúlyi állapotban felvett értéket jelzi. Az $y_i = \frac{\partial E}{\partial x_i}$ kapcsolatokból és az értelmezésből következik, hogy

$$\left(\frac{\partial S}{\partial \alpha_1}\right)_0 = \frac{1}{y_{10}} = \frac{1}{T_0}, \left(\frac{\partial S}{\partial \alpha_i}\right)_0 = -\frac{y_i}{y_{10}}, \; i = 2, 3 \ldots, n$$

és

$$\frac{\partial^2 S}{\partial \alpha_i\, \partial \alpha_k} = -\left(\frac{\partial}{\partial \alpha_i} \cdot \frac{y_{ko}}{y_{10}}\right)_0 \text{ stb.}$$

Ez utóbbi differenciálhányadosok egy n-edrendű négyzetes szimmetrikus mátrixot képeznek a

$$g_{ik} = -\frac{\partial^2 S}{\partial \alpha_i\, \partial \alpha_k} = -\frac{\partial^2 S}{\partial \alpha_k \partial \alpha_i} = g_{ki}$$

általános elemmel. (Ez a g matrix az irreverzibilis folyamatok termodinamikájában igen fontos szerepet játszik.) Mivel a $\left(\frac{\partial S}{\partial \alpha_i}\right)_0$ kifejezések egyértelműen meg vannak határozva, az y_{i0} egyensúlyi intenzitásparaméter értékekkel és mivel második közelítésben

$$\frac{\partial S}{\partial \alpha_1} = \frac{1}{y_1} = \frac{1}{y_{10}} - \sum_{k=1}^{n} g_{ik}\, \alpha_k$$

$$\frac{\partial S}{\partial \alpha_i} = -\frac{y_i}{y_1} = -\frac{y_{i0}}{y_{10}} - \sum_{k=1}^{n} g_{ik}\, \alpha_k, \quad i = 2, 3, \ldots n$$

az

$$X_1 = \frac{1}{y_1} - \frac{1}{y_{10}} = -\sum_{k=1}^{n} g_{1k}\,\alpha_k$$

$$X_i = -\left(\frac{y_i}{y_1} - \frac{y_{i0}}{y_{10}}\right) = -\sum_{k=1}^{n} g_{ik}\alpha_k,\ i=2,3,\ldots,n$$

mennyiségek egyensúlyi állapotban zérusok. Az X_i-knek az intenzív mennyiségekkel való kapcsolata mutatja, hogy nagyságuk, az egyensúlyi állapottól távolodva növekszik. Ezért ezeket a mennyiségeket termodinamikai erőknek szokták nevezni. A termodinamikai folyamatok irreverzibilitását az a tény fejezi ki, hogy

$$X_i \to 0\,.$$

Valóságos folyamat oly módon jöhet létre hogy legalább két test érintkezik egymással és ezek megfelelő intenzitásparaméterei nem egyenlők. A két test adatait felső indexszel különböztetjük meg egymástól: S^j, x_i^j, α_i^j, $(j = 1,2)$
Az alkalmazott jelölésekkel az egyes testek entrópiájának az egyensúlyi értéktől való eltérése:

$$S^1 - S^1(0) = \sum_{(i)} \left(\frac{\partial S^1}{\partial \alpha_i^1}\right)_0 \alpha_i^1 - \frac{1}{2}\sum_{(i,k)} g_{ik}^1 \alpha_i^1 \alpha_k^1$$

$$S^2 - S^2(0) = \sum_{(i)} \left(\frac{\partial S^2}{\partial \alpha_i^2}\right)_0 \alpha_i^2 - \frac{1}{2}\sum_{(t,k)} g_{ik}^2 \alpha_i^2 \alpha_k^2$$

A két testből álló rendszerre egyértelmű kijelentést csak úgy tehetünk, ha a rendszer zárt, vagyis összenergiája, össztérfogata, össztöltése, az egyes komponensek össztömege rögzített. Másként

$$E^1 + E^2 = \text{áll.};\ x_i^1 + x_i^2 = \text{áll.},\ i = 2, 3, \ldots n,$$

azaz

$$\alpha_i^1 + \alpha_i^2 = 0\ \ \alpha_i^1 = -\alpha_i^2 = \alpha_i\ \ i=1, 2, \ldots, n.$$

Mivel egyensúlyi állapotban $y_{i0}^1 = y_{i0}^2$, ezért

$$\left(\frac{\partial S^1}{\partial \alpha_i^1}\right)_0 = \left(\frac{\partial S^2}{\partial \alpha_i^2}\right)_0$$

és így a két test összentrópiájának kifejezéséből zárt rendszer esetén (ti. $\alpha_i^1 = -\alpha_i^2 = \alpha_i$) az α_i-kben lineáris tagok kiesnek, a párosrendű tagok viszont megmaradnak.

$$[S^1 - S^1(0)] + [S^2 - S^2(0)] =$$

$$= -\frac{1}{2}\sum_{(i,k)} (g_{ik}^1 + g_{ik}^2)\,\alpha_i \alpha_k = -\sum_{(i,k)} g_{ik}\,\alpha_i \alpha_k$$

$$g_{ik} = \frac{1}{2}(g_{ik}^1 + g_{ik}^2))$$

Másként ez azt jelenti, hogy az $\alpha_i^1 = \alpha_i$ változásnál az *1* test

$$\left(\frac{\partial S^1}{\partial \alpha_i^1}\right) \alpha_i$$

entrópiát lead (ha $\alpha_i^1 = \alpha_i > 0$ és felvesz, ha $\alpha_i < 0$), ugyanezt a mennyiséget a 2. test felveszi (ill. leadja). A folyamatnak ez a része nem idéz elő entrópiaváltozást. Mivel a $[g_{ik}]$ matrix, ill. a $\sum_{(i,k)} g_{ik}\,\alpha_i\,\alpha_k$ kvadratikus forma pozitív definit, a

$$-\sum_{(i,k)} g_{ik}\,\alpha_i\,\alpha_k$$

negatív definit, egyensúlyi állapotban pedig zérus: tehát

$$S^1(0) + S^2(0) > S^1 + S^2$$

Az utóbbi egyenlőtlenség azt bizonyítja, hogy az egyensúlyi állapotban a zárt rendszer összentrópiája maximális.

Az entrópianövekedés törvényeinek ez az egyedül konzekvens levezetése világosan mutatja az intenzív mennyiségek kiegyenlítődési tendenciájával való kapcsolatot. Látjuk ugyanis, hogy az entrópianövekedés és a kiegyenlítődés miatt fellépő erőcsökkenés ($X_i \to 0$) együtt és csakis együtt léphet fel, hiszen

$$X_1 = X_1^1 + X_1^2 = -\sum_{(i,k)} g_{ik}\,\alpha_k$$

Ez a tárgyalásmód előkészíti az utat a termodinamikai folyamatok időbeli lefolyásainak jellemzéséhez.

7. *A termodinamikai folyamatok időbeli lefolyása az egyensúlyi állapot közelében.* Az ún. klasszikus termodinamika felderítette az egyensúlyi állapot tulajdonságait és e tulajdonságok kvantitatív jellemzését is megadta. A klasszikus termodinamika azonban nemcsak a termosztatikát foglalja magában, hanem bizonyos „dinamikai" törvényeket is ismer, más szóval: fontos megállapításokat tesz a termodinamikai folyamatokról is. E dinamikai jellegű törvények közül különösképpen kettőt kell kiemelni:

a) Az intenzitás-paraméterek kiegyenlítődési tendenciája. (A termodinamikai folyamatok mindig kiegyenlítődési folyamatok, pl.: hőmérséklet, nyomás, potenciál, elektrosztatikus potenciál stb. kiegyenlítődése.)

b) Zárt rendszer entrópia növekedésének tétele:

$$\frac{dS}{dt} > 0\,.$$

Az említett dinamikai törvények teljesen általános érvényűek, azonban az időbeli változás jellemzése szempontjából kvalitatívak. Ez általános, de kvalitatív törvények mellett, már régen ismertek egyes speciális termodinamikai folyamatok dinamizmusát jellemző kvantitatív törvények is. Ide tartoznak pl. a speciális transzportjelenségbeli áramintenzitások kifejezései, amelyek közül felsorolunk néhányat:

A Newton-féle lehűlési törvény szerint a „hőáram" (valójában: a belső energia áramlása) intenzitása

$$\frac{dE}{dt} = I_E = C(T_1 - T_2), \quad C = \text{hővezetőképesség.}$$

Ohm törvénye szerint az elektromos áramlás intenzitása (a elektrosztatikus potenciál)

$$\frac{de}{dt} = I_e = L(\varphi_1 - \varphi_2) \qquad L = \text{elektromos vezetőképesség}$$

Fick törvénye speciálisan két különböző kémiai potenciálú test közti diffúziós áramlásra (ξ a szóbanforgó kémiai komponens kémiai potenciálja)

$$\frac{dm}{dt} = I_m = D(\xi_1 - \xi_2), \quad D = \text{Diffuziós együttható}$$

Az említett törvényekben könnyű felismerni az általános törvényszerűségeket. Valamely x_i extenzív mennyiség áramlásának erőssége arányos a szóbanforgó közelhatás intenzív mennyisége (y_i) inhomogenitásával ($y_i^1 - y_i^2$).

$$\frac{dx_i}{dt} = I_i = \lambda_i (y_i^1 - y_i^2) \quad i = 1, 2, \ldots, n.$$

Ez utóbbi kifejezéscsoportban a belső energia az alapmennyiség, ti. itt az intenzív mennyiségek az

$$y_i = \frac{\partial E}{\partial x_i}$$

relációval vannak származtatva. Célszerű azonban az y_i-ket S-ből származtatni a már ismert módon:

$$\frac{\partial S}{\partial \alpha_1} = \frac{\partial S}{\partial E} = \frac{1}{y_1} = \frac{1}{T}, \quad \frac{\partial S}{\partial \alpha_i} = -\frac{y_i}{y_1}$$

és bevezetni az általános erőket (X_i). Így kifejezve az előbbi áramok a következőképp írhatók (második közelítésben):

$$\dot{\alpha}_i = \frac{d\alpha_i}{dt} = L_i X_i \quad i = 1, 2 \ldots, n.$$

Bár a Newton-, Ohm-, Fick- stb. törvényeknek ilyen közös formára való hozása kézenfekvő, a triviális lépés megtétele mégis sokáig váratott magára. L. Onsager volt az első, aki az általános érvényű tételt kimondta (1931). Onsager tételének az előbbiek, azonban csak speciális közelítései, amennyiben a termodiffúzió, termoelektromosság stb. jelenségek kapcsán tapasztalt „kereszteffektus"-okat is figyelembe vette. Ez oly módon volt lehetséges, hogy $\dot{\alpha}_i$-nak az X_i-től való függésén kívül a többi erőktől való függését is feltételezte, amikor is

$$\dot{\alpha}_i = \sum_{(k)}^{n} L_{ik} X_k \quad i = 1, 2 \ldots, n$$

Ezek az irreverzibilis termodinamika tulajdonképpeni „dinamikai" egyenletei.

Matrix-írásmódot használva különösen egyszerűekké válnak a kapcsolatok. $g[g_{ik}]$, $L[L_{ik}]$ szimmetrikus pozitív definit matrixok. X az X_1, $X_2, \ldots, X_n$ erőkből alkotott, α pedig az α_1, $\alpha_2, \ldots$, α_n extenzív mennyiségekből alkotott oszlopmatrixok. $\sim$-gal jelölve a transzponálást, $\tilde{X}$ és $\tilde{\alpha}$ sormatrixokat jelentenek és a szimmetria folytán

$$\tilde{g} = g, \quad \tilde{L} = L.$$

Ez utóbbi szimmetriarelációt Onsager-féle reciprocitási relációnak nevezik. Az alkalmazott jelölésekkel az irreverzibilis termodinamika egyenletei a következők:

$$X = -g\alpha, \qquad \tilde{X} = -\tilde{\alpha} g,$$
$$\dot{\alpha} = LX, \qquad \tilde{\alpha} = \tilde{X} L.$$

E matrix-differenciál egyenletek integrálása elvben igen egyszerű. Ti. az X eliminálásával

$$\tilde{\alpha} = -Lg\alpha = -\tilde{A}\alpha$$

és mivel $X = -g\alpha$-ból differenciálással $\dot{X} = -g\dot{\alpha}$ adódik, behelyettesítve $\dot{\alpha} = LX$ kifejezését

$$\dot{X} = -gLX = -AX,$$

ahol

$$A = gL \qquad \tilde{A} = Lg$$

Mivel általában g és L nem felcserélhetők, az A matrix nem szimmetrikus. Az

$$\dot{X} = -AX$$

mozgásegyenlet integrálása a következőképpen történik: Mivel g és L pozitív definit az A is az, így λ_i sajátértékei is mind pozitívak. Jelöljük az A jobb, illetőleg baloldali saját-vektorait u_i, ill. v_i-vel, ekkor az A megfelelő didadikus felbontása:

$$A = \sum_i \lambda_i u_i \tilde{v}_i$$

ti. oszlopmatrixnak sormatrixszal való szorzata-diadikus szorzatot jelent. Ezzel szemben sormatrix és oszlopmatrix szorzata a két vektor skaláris szorzatát

$$u_i v_i = (u_i, v_i)$$

Mivel a jobb és baloldali saját-vektorok biortogonális rendszert képeznek:

$$\tilde{v}_i u_j = \tilde{u}_i v_j = \delta_{ij}$$

tehát a sajátérték egyenletek

$$A u_i = \lambda_i u_i \qquad \tilde{v}_i A = \lambda_i \tilde{v}_i$$

A saját-vektorok szerinti diadikus felbontás ismeretében az $\dot{X} = -AX$ egyenlet megoldása

$$X = e^{-At} X_0$$

(X_0 itt nem az egyensúlyi, hanem a kezdeti állapotra vonatkozik) már könnyen nyerhető. Ugyanis az e^{-At} matrix így írható:

$$e^{-At} = \sum_i e^{-\lambda_i t} u_i \tilde{v}_i$$

és a megoldás:

$$X = \left(\sum_i e^{-\lambda_i t} u_i \tilde{v}_i \right) X_0$$

Erről az egyenletbe való behelyettesítéssel közvetlenül meggyőződhetünk. Egyrészt

$$\dot{X} = - \left(\sum_i \lambda_i e^{-\lambda_i t} u_i \tilde{v}_i \right) X_0$$

Másrészt, mivel az $u_i \tilde{v}_i$ projektorok idempotensek és egymásra ortogonálisak, azaz

$$u_i \tilde{v}_i v_j \tilde{v}_j = u_i (v_i u_j) \tilde{v}_j = \delta_{ij} u_i v_j$$

$$\text{ezért} \quad - AX = - \left(\sum_i \lambda_i u_i \tilde{v}_i \right) \left(\sum_j e^{-\lambda_j \cdot u_j} \tilde{v}_j \right) X_0 =$$

$$= - \left(\sum_{ij} \lambda_i e^{-\lambda_j t} u_i \tilde{v}_i u_j \tilde{v}_j \right) X_0 = -$$

$$- \left(\sum_{ij} \lambda_0 e^{-\lambda_j t} \delta_{ij} u_i \tilde{v}_j \right) X_0 =$$

$$= - \left(\sum_i \lambda_i e^{-\lambda_i t} u_i \tilde{v}_i \right) X_0$$

tehát a felírt X megoldásra az $\dot{X} = - AX$ egyenlet valóban teljesül.

Az egyenletek szerkezetéből látszik, hogy a probléma analóg egy anizotróp súrlódású merev test pontkörüli forgásával. Jelöljük a_i-vel a következő skaláris szorzatokat

$$a_i = \tilde{v}_i X_0 = (v_i X_0)$$

ekkor

$$X = - \sum a_i e^{-\lambda_j t} u_i$$

ahol az a_i és λ_i skalárok, valamint az u_i vektorok állandók. Mint mondottuk, a pozitív definitivitás miatt, $\lambda_i > 0$, $i = 1, 2, \ldots, n$, tehát az időtől függő faktorok exponenciálisan csökkenve zérushoz tartanak és

$$t \to + \infty, X \to 0,$$

Végül röviden vázolva megmutatjuk, hogy az X-re nyert fenti integrál tartalmazza az ún. Le Chatelier—Braun-elvet. Az elv szerint a rendszerbe vitt „zavarás" igyekszik eloszlani valamennyi szabadsági fokra, ami már automatikusan csökkenti az eredeti „zavart". Ugyanis egyensúlyi állapotban $X = 0$, a rendszer megzavarása viszont azt jelenti, hogy pl. az i-edik közelhatáshoz tartozó intenzitásparaméter egyensúlyi értékét megváltoztatva $X_{i0} \neq 0$ kezdeti erőt indukáltunk. Ha a zavarás csak ezen a közelhatáson keresztül történt, úgy a többi X_j erők kezdeti értéke zérus, $X_j = 0$, $j \neq i$. Azonban az

$$\dot{X} = - AX, \quad \dot{X}_i = - \sum_{k=1}^{n} a_{ik} X_k$$

mozgásegyenlet szerint a kezdeti időpontban

$$\dot{X}_{j0} = - \sum_{i=1}^{n} a_{ji} X_{i0}$$

tehát az eredeti $X_{j0} = 0$ érték megváltozik. Vagyis pusztán az $X_{i0} \neq 0$ kezdeti erő fellépése további $X_j(t) \neq 0$ erőket indukál, ami viszont $X_{i0} \neq 0$ rohamos csökkenését idézi elő.

Ezzel a második főtétel fenomenologikus tárgyalását befejeztük. Utolsó közleményünkben e főtétel statisztikus tárgyalásával foglalkozunk.

Fényes Imre
Eötvös Loránd Tudományegyetem
Elméleti Fizikai Intézete

(Folytatása következik)

A FIZIKA TANÍTÁSA

Az összetett mozgások és a newtoni erőtörvény

A következőkben az erőtörvénynek az összetett mozgásokra történő általánosításával foglalkozunk. Lényeges és didaktikailag igen időszerű megjegyezni, hogy a technikában alig fordul elő haladó mozgás forgó mozgás nélkül. Két fontos esetet különböztetünk meg:

1. Vannak több testből összetett rendszerek, amelyeknél az egyik test haladó mozgásával együtt jár a másik test forgó mozgása. (Fizikai típusa: az Atwood gép). Az $a = \frac{P}{m}$ alakú erőtörvény szempontjából ez azt jelenti, hogy az összetett mozgásokkal kapcsolatosan szükséges általánosabban is értelmezni a mozgatott test tömegének a fogalmát és ezzel együtt a newtoni erőtörvényt is, mint ahogy azt a középiskolában közönségesen tesszük.

2. Előfordul, hogy a test haladva forog, vagyis ugyanaz a test egyidejűleg haladó és forgó mozgást végez. (Maxwell kerék.) Mind a két esetben közös az, hogy kétféle tehetetlenséget kell figyelembe venni: a haladó testnek a tömege által képviselt tehetetlensége mellett számításba kell venni a forgó testnek a tehetetlenségi nyomatékával (inercianyomatékával) jellemzett tehetetlenségét is.

Az említett két esetnek megfelelően a tárgyalandó példákban arról lesz szó, hogy :

1*a*. Mit kell érteni az $a = \frac{P}{m}$ összefüggés szempontjából a mozgatott test tömegén?

Vagy pedig arról, hogy :

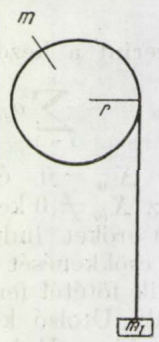
2*a*. Milyen alakot ölt az energiatétel a szóban forgó esetben?

Megjegyezzük még, hogy a meglehetősen elhanyagolt összetett mozgások tárgyalása — igen gyakori technikai valóságok lévén — megfelel a politechnikai oktatás szellemének is.

Legcélszerűbb e mozgásokat jól kiválasztott példákon a haladó és forgómozgás összefoglalásakor tárgyalni. Bizonyos, hogy a newtoni erőtörvényt teljesen megérteni csak a forgómozgások ismeretében, a kombinált haladó és forgómozgásokra történő alkalmazások révén lehet.

Első példaként tárgyaljuk a következőt :

1. Tömör m tömegű és r sugarú korongra (súlytalannak tekintett) fonalat tekerünk és azt m_1 tömeggel terheljük (1. ábra).



1. ábra

a) Mekkora az m_1 tömegű test gyorsulása?
b) A fonalat feszítő F erő?
c) A korong β szöggyorsulása?

1*a*. Az m_1 tömegű test gyorsulásának számításánál összetett mozgásról van szó ; sor kerül tehát az erőtörvény helyes értelmezésére. Mit értsünk itt tehetetlenségen? Nyilván azt a tömeget, amelynek minden tömegpontja a gyorsulással mozog. Ez ugyan triviális, azonban didaktikailag mégis ezen a kiemelésen fordul meg minden. A korongnak ugyanis csak a kerületi pontjai mozognak az m_1 tömeg a gyorsulásával ; a többi nem. Az erőtörvény nevezőjébe tehát nem kerülhet $m + m_1$ mint mozgatott tömeg. A korong m tömegét olyan tömeggel kell eszerint helyettesíteni, melynek egyrészt minden pontja a gyorsulással mozog, másrészt pedig tehetetlensége azaz inercianyomatéka is egyenlő a korong inercianyomatékával. Ilyen tömeg nyilván az r távolságban pontszerűen koncentrált m_e tömeg, vagy az olyan közepes r sugarú abroncs m_e tömege, amelynek inercianyomatéka a korong inercianyomatékával egyenlő.

Mivel a korong inercianyomatéka: $I = \frac{1}{2} mr^2$ és az r közepes sugarú m_e tömegű abroncsé : $I = m_e \cdot r^2$ következik, hogy : $m_e \cdot r^2 = \frac{1}{2} mr^2$ vagyis : $m_e = \frac{1}{2} m$ . . . 1. Annak az abroncsnak a tömege tehát, amelynek minden pontja az m_1 tömeg a gyorsulásával mozog, és ugyanakkor az F erő forgatónyomatékával szemben is a tömör korongéval egyenlő ellenállást tanúsít, éppen a korong féltömegével egyenlő. Az erőtörvény nevezőjében tehát a tehetetlenséget képviselő egész tömeg : $m_1 + \frac{1}{2} m$. Eszerint az m_1 tömeg a gyorsulása : $a = \frac{m_1 g}{m_1 + \frac{1}{2} m}$ . . . 3.

Általában is : ha összetett mozgás esetén egy J inercianyomatékú testet gyorsulás szempontjából helyettesíteni akarunk egy r sugarú kör kerületén abroncsszerűen elhelyezkedő m_e tömeggel, akkor : $m_e \cdot r^2 = J$ és innen : $m_e = \frac{J}{r^2}$ . . . 2.

1*b*. Megfelel a politechnikai gondolkozásmódnak, ha mindjárt kiszámítjuk a fonalat feszítő F erőt is, amely $m_1 a$-val *kisebb* $m_1 g$-*nél*. A fonalat feszítő erő ugyanis csak nyugalmi állapotban egyenlő $m_1 g$-vel. Lefelé mozgás esetén a feszítő erő $m_1 a$-val kisebb, mert az $m_1 a$ erő gyorsít és nem húz.

Eszerint a fonalat feszítő erő :

$$F = m_1 g - m_1 a = \frac{\frac{1}{2} m_1 mg}{m_1 + \frac{1}{2} m}$$

1*c*. A korong szöggyorsulása a forgómozgás nyomatéki törvényéből :

$$\beta = \frac{M}{I} = \frac{F \cdot r}{\frac{1}{2} mr^2} = \frac{m_1 g}{r\left(m_1 + \frac{1}{2} m\right)}$$

vagy egyszerűbben :

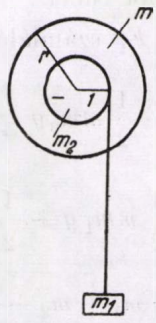
$$\beta = \frac{a}{r} = \frac{m_1 g}{r\left(m_1 + \frac{1}{2} m\right)}$$

Vegyük észre, hogy a forgató nyomaték nem $m_1 \cdot r$, hanem csak : $F \cdot r$. A korongot ugyanis csak az a húzóerő mozgatja, amelyet a fonál visz át a korong kerületére. Ez pedig a fonalat feszítő erő, amely kisebb $m_1 g$-nél.

2. Legyen az m tömegű r sugarú tömör alumíniumkorongon (2. ábra) egy m_2 tömegű 1 cm sugarú korongocska is. Az egységsugarú tárcsára csavart fonál végén legyen m_1 tömeg.

a) Mekkora az m_1 tömeg a gyorsulása?
b) A fonalat feszítő erő?
c) A korong szöggyorsulása?

2a. Az erőtörvény szempontjából az a gyorsulással mozgatott tömeg most három részből áll:



2. ábra

1. Az m_1 tömegből.
2. Az egységsugarú tömör korongéval egyenlő inercianyomatékú és ugyancsak egységsugarú abroncs tömegéből.
3. Az r sugarú korongéval egyenlő inercianyomatékú, de egységsugarú abroncs tömegéből. (Mert csak az egységsugarú abroncsnak mozog minden pontja az m_1 tömeg gyorsulásával.)
Mivel a 2.-re nézve:

$$m_e = \frac{I}{r^2} = \frac{\frac{1}{2} m_2 \cdot 1^2}{1^2} = \frac{1}{2} m_2 \ldots (6.)$$

a 3.-a nézve:

$$m_e = \frac{\frac{1}{2} mr^2}{1^2} = \frac{1}{2} mr^2 \ldots (7,)$$

következik, hogy:

$$a = \frac{m_1 g}{m_1 + \frac{1}{2} m_2 + \frac{1}{2} mr^2} \ldots (8,)$$

2b. A fonalat feszítő erő:

$$F = m_1 g - m_1 a = m_1 g - m_1 \frac{m_1 g}{m_1 + \frac{1}{2} m_2 + \frac{1}{2} mr^2} =$$

$$= m_1 g \frac{\frac{1}{2} m_2 + \frac{1}{2} mr^2}{m_1 + \frac{1}{2} m_2 + \frac{1}{2} mr^2} \qquad (9)$$

2c. A szöggyorsulás:

$$\beta = \frac{M}{I} = m_1 g \frac{\frac{1}{2} m_2 + \frac{1}{2} mr^2}{m_1 + \frac{1}{2} m_2 + \frac{1}{2} mr^2} : \left(\frac{1}{2} m_2 \cdot 1^2 + \frac{1}{2} mr^2 \right). \qquad (10)$$

$$\beta = \frac{m_1 g}{m_1 + \frac{1}{2} m_2 + \frac{1}{2} mr^2} = \frac{a}{1} \qquad (11)$$

Vagyis az m_1 tömeg a gyorsulása (= az egységsugarú tárcsa kerületi gyorsulása) az egész tárcsa szöggyorsulásának számértékével egyenlő. (Dimenziók nem azonosak.) Ez igen fontos körülmény, mert lehetővé teszi, hogy a szöggyorsulás (és általában az elfordulási szög) mérését kerületi gyorsulás mérésével, tehát hosszúságméréssel helyettesíthessük.

Ne feledjük azonban, hogy lépcsős tárcsánk m_2 és m tömegét nem tudjuk közvetlenül mérni, mert az egészet egy darabból szokták kiesztergálni.

Megtudjuk azonban az m_2 és m adatokat mérőkísérlet alapján határozni. Mérjük meg a t időt, amely alatt az m_1 tömeg megteszi az s utat az alapdeszkáig. Mivel:

$$s = \frac{a}{2} t^2 \text{ ahonnan: } a = 1 \cdot \beta = 2s : t^2 \qquad (12)$$

$$\text{és } I = \frac{M}{\beta} = \frac{m_1 g t^2}{2s} \cdot \frac{\frac{1}{2} m_2 + \frac{1}{2} mr^2}{m_1 + \frac{1}{2} m_2 + \frac{1}{2} mr^2} =$$

$$= \frac{1}{2} m_2 + \frac{1}{2} mr^2$$

ahonnan:

$$\frac{m_1 g t^2}{2s \left(m_1 + \frac{1}{2} m_2 + \frac{1}{2} mr^2 \right)} = 1 \qquad (13)$$

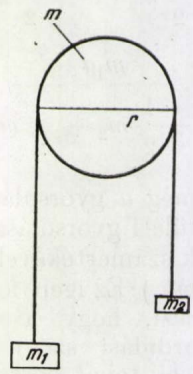
legyen továbbá $m_2 + m = c \ldots\ldots\ldots\ldots 14)$ akkor 13. és 14.-ből az $m_1, t, s, r,$ és c ismeretesek lévén m_2 és m kiszámítható.

3. Az r sugarú m tömegű tömör korongon $m_1 > m_2$ tömegekkel terhelt fonalat vetünk át (3. ábra).

a) Mekkora az m_1 és m_2 tömegeknek gyorsulása?
b) A fonalágakban fellépő F_1 és F_2 feszítőerők?
c) A korong szöggyorsulása?
d) Igazoljuk számítással az akció-reakció elvét: a m_2 ugyanakkora erővel húzza az m_1-et mint megfordítva.

3a. A gyorsító erő: $(m_1 - m_2)\,g$ tehát az 1. példa alapján az a gyorsulás, amellyel az m_1 tömeg lefelé, az m_2 pedig felfelé mozog:

$$a = \frac{(m_1 - m_2)\,g}{m_1 + m_2 + \frac{1}{2}m} \tag{15}$$



3. ábra

3b. A fonalágakban fellépő húzóerő csak egyenlő, vagyis nyugvó tömegek esetén volna egyenlő a *tömeg* súlyával. Így azonban az m_1 ágban a húzóerő annyival kisebb $m_1 g$-nél, mint amennyi erő kell az m_1 tömeg a gyorsulással történő lefelé mozgatáshoz; az m_2 ágban pedig annyival nagyobb a húzóerő $m_2 g$-nél, mint amennyi erő kell az m_2-nek a gyorsulással történő felfelé mozgatásához:

$$F_1 = m_1 g - m_1 a = m_1 g - \frac{m_1 (m_1 - m_2)\,g}{m_1 + m_2 + \frac{1}{2}m} =$$

$$= \frac{m_1 g\left(2\,m_2 + \frac{1}{2}m\right)}{m_1 + m_2 + \frac{1}{2}m} \tag{16}$$

$$F_2 = m_2 g + m_2 a = m_2 g + \frac{m_2 (m_1 - m_2)\,g}{m_1 + m_2 + \frac{1}{2}m} =$$

$$= \frac{m_2 g\left(2\,m_1 + \frac{1}{2}m\right)}{m_1 + m_2 + \frac{1}{2}m} \tag{17}$$

A számlálókban beszorozva látható, hogy $F_1 > F_2$. Nyilvánvaló továbbá, hogy F_2 az az erő, amelyet a felfelé haladó m_2 tömeg fejt ki a fonál közvetítésével az m_1 tömegre.

3c. A korongot mozgató erő a két fonalág húzóerőinek a különbsége. (Nem pedig: $m_1 g - m_2 g$) A szöggyorsulás tehát:

$$\beta = \frac{M}{I} = \frac{(F_1 - F_2)\,r}{\frac{1}{2}mr^2} = \frac{(m_1 - m_2)\,g}{\left(m_1 + m_2 + \frac{1}{2}m\right)r} \tag{18}$$

A 15.-ből és 18.-ból ismét: $\beta = a : r$.

3d. Adjuk az F_1 számlálójához a

$$\frac{1}{2}mm_2 g - \frac{1}{2}mm_2 g \quad \text{kifejezést.}$$

$$F_1 = \frac{2m_1 m_2 g + \frac{1}{2}mm_1 g + \frac{1}{2}mm_2 g - \frac{1}{2}mm_2 g}{m_1 + m_2 + \frac{1}{2}m}$$

ahonnan:

$$F_1 = \frac{m_2 g\left(2\,m_1 + \frac{1}{2}m\right)}{m_1 + m_2 + \frac{1}{2}m} +$$

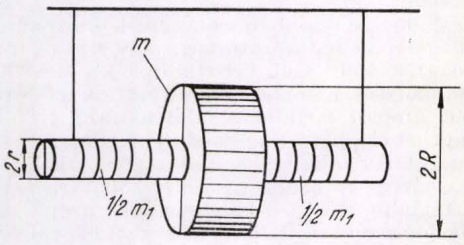
$$+ \frac{1}{2}m\,\frac{(m_1 - m_2)\,g}{m_1 + m_2 + \frac{1}{2}m}. \tag{19}$$

Az F_1 erő eszerint két részből áll:

A második tag az az erő, amely az r távolságban pontszerűen koncentrált $\frac{1}{2}$ m tömeggel vagy $\frac{1}{2}$ m tömegű abroncscsal helyettesített m tömegű tömör korong $a = \frac{(m_1 - m_2)\,g}{m_1 + m_2 + \frac{1}{2}m}$ gyorsulással történő mozgatásához szükséges. De akkor az első tag nem lehet más, mint az m_1 tömeg által az m_2-re kifejtett húzóerő, mert hiszen az F_1 erőnek egy része a korong forgatásához kell, másik része pedig az az erő, amely felfelé húzza az m_2 tömeget. Ez az erő pedig csak az m_1-től eredhet. Vegyük azonban észre, hogy az első tag a 19. szerint egyben F_2-vel, vagyis azzal a húzóerővel egyenlő, amelyet az m_2 fejt ki m_1-re. Ezzel bebizonyítottuk, hogy az m_1 és m_2 egymásra egyenlő nagyságú húzóerőket fejtenek ki, amelyek ellenkező irányúak.

A 19. formula fizikai tartalma a 17-el egybevetve nem más, mint az akció-reakció elve. De akkor a 3-*ik példa kapcsán fel kell vetni a harmadik axióma függetlenségének kérdését.* Nyert eredményeinkből ugyanis úgy tűnik, hogy a harmadik axióma nem független a másodiktól, mert a feladat praemisszáiban: a 15—16—17-es formulákban mindenütt az erőtörvényt vagyis a második axiómát használtuk fel. Példánkban a harmdik axióma a másodikból leszármaztatható.

A teljesség kedvéért : Mivel $m_1 g > F_1$ következik, hogy az $m_1 g$ erő nemcsak a korongot és az m_2 tömeget mozgatja. Valóban úgy is van, mert az $m_1 g$ erő három dolgot művel : Egyrészt lefelé gyorsítja az m_1 tömeget, másrészt forgatja a korongot, végül felfelé gyorsítja az m_2-őt.



4. ábra

4. A Maxwell kerék (4. ábra). Legyen a kerék tömege M sugara R a tengely egész tömege m sugara r.

a) A tengelyre feltekert fonálról mekkora gyorsulással ereszkedik le a kerék?

b) Mekkora a fonalat feszítő erő?

Szép példája az energiatétel alkalmazásának. A tételt abban az alakjában alkalmazzuk, hogy a végzett munka a keletkező energiával, illetőleg az energia megváltozásával egyenlő.

$$\text{Haladó mozgásnál}: P.s = \frac{m \cdot v_2^2}{2} - \frac{m \cdot v_1^2}{2} \quad (20)$$

$$\text{Forgó mozgásnál}: M.\alpha = \frac{I \cdot \omega_2^2}{2} - \frac{I \cdot \omega_1^2}{2} \quad (21)$$

Ebben és csak ebben az alakban alkalmasak energiatételeink a gyakorlati feladatok megoldására.

Ha pedig, mint ahogy az a legtöbb technikai esetben lenni szokott, kombinált haladó és forgómozgásról van szó, az energiatétel zérus kezdősebességre :

$$P.s = \frac{mv^2}{2} + \frac{I\omega^2}{2} \quad (22)$$

4a. Jelen esetben a nehézségi erő munkájáról van szó. Ha a fonalhosszúság h, akkor :

$$(m + m_1)\, gh = \frac{1}{2}\,(m + m_1)\, v^2 + \frac{1}{2}\,\omega^2 \left(\frac{1}{2}\, m R^2 + \frac{1}{2}\, m_1 r^2\right).$$

A kerék súlypontja az r sugarú tengely a kerületi gyorsulásával ereszkedik alá. Mivel : $h = \frac{a}{2} \cdot t^2$ és a súlypont v sebessége szintén a tengely kerületi sebességével azonos, fennáll, hogy :

$$v^2 = a^2 t^2 \text{ továbbá } \omega^2 = \beta^2 \cdot t^2 = \frac{a^2}{r^2} t^2$$

és így

$$(m + m_1)\, g \frac{a}{2} t^2 = \frac{1}{2}\,(m + m_1)\, a^2 t^2 + \frac{1}{2} \frac{a^2 t^2}{r^2} \left(\frac{1}{2}\, m R^2 + \frac{1}{2}\, m_1 r^2\right),$$

ahonnan :

$$(m + m_1)\, g = (m + m_1)\, a + \frac{a}{r^2} \left(\frac{1}{2}\, m R^2 + \frac{1}{2}\, m_1 r^2\right)$$

tehát a Maxwell kerék súlypontjának gyorsulása :

$$a = \frac{2\,(m + m_1)\, gr^2}{2\,(m + m_1)\, r^2 + m R^2 + m_1 r^2} \quad (23)$$

A kerék szöggyorsulása a 23-ból adódik ha r-rel osztunk.

4b. A fonalat feszítő erő :

$$F = (m + m_1)g - (m + m_1)\mathrm{a},$$

ahonnan a 23-beli a érték helyettesítése után :

$$F = \frac{(m + m_1) \cdot (m R^2 + m_1 r^2)}{2\,(m + m_1)\, r^2 + m R^2 + m_1 r^2} \cdot g \quad (24)$$

Végezzük el az erre vonatkozó mérőkísérleteket is. A Maxwell kereket feltekerve függesszük fel a demonstrációs mérleg egyik karjára (4. ábra) vagy pedig alkalmas módon tálasmérlegre. Egyensúlyba hozva, mérjük meg a súlyát, majd hagyjuk lefutni a kereket. Az egyensúly felborul : a kerék könnyebb lesz a lefutás alatt. Már most :

1. Mérjük meg a kerék súlyát a lefutás alatt. Ez a 24. alatti F fonálfeszítőerővel elég jól fog egyezni.

2. Mérjük a lefutás útját és az időt, majd számítsuk ki a gyorsulást. Ez is elég jól egyezik a 23.-beli a gyorsulás értékével.

3. A mérlegen mért súlykülönbségnek pedig egyezni kell az $(m + m_1)$ a szorzattal, ahová az előbbi mérésből származó gyorsulás értékét helyettesítjük.

Végül megjegyezzük, hogy az Atwood-gép didaktikai lehetőségeit a 3-ik példával kapcsolatban lehet legjobban kiaknázni.

Madas László
Bánki Donát Gépipari Technikum

BESZÁMOLÓ A KRISTÁLYFIZIKA ELŐADÁSSOROZATRÓL

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 1957. december 18—19-én két napos előadássorozatot rendezett Budapesten a Társulat előadótermében a kristályfizika, a félvezetők témaköréből.

Az előadássorozaton 18 előadás hangzott el, közöttük 4 külföldi vendégelőadó előadása.

Az előadássorozatot december 18-án reggel Szigeti György főtitkár nyitotta meg. Megnyítójában üdvözölte a Társulat 70. születésnapját ünneplő elnökét, Gyulai Zoltán akadémikust. Az előadások résztvevői melegen ünnepelték a jubiláns elnököt. Majd üdvözölte az előadássorozaton megjelent külföldi vendégeket: D. A. Petrov professzort, a Szovjetunió Tudományos Akadémiája Kohászati Intézetének vezetőjét, O. Stasiw professzort az NDK Tudományos Akadémiája berlini Institut für Kristallphysik igazgatóját, László Tihamér professzort a kolozsvári Bolyai Egyetem Fizikai Intézetének vezetőjét, valamint H. Lorenz fizikust a berlini Akademie für Socialhygienie Fizikai Osztályának vezetőjét.

Az első előadást *Tarján Imre* (Orvosi Fizikai Intézet, Budapest) tartotta. Összefoglaló előadásának címe: *Mesterséges egykristályok előállítása terén végzett hazai kutatások*. A különböző tudományos és gyakorlati célokra szolgáló berendezésekben sokféle egykristály szerepel. A természetben előforduló kristályok erre sok esetben nem megfelelőek. Különösen a II. világháború után egész műkristály-ipar fejlődött ki, amely a kristályok gyártását és megmunkálását célozza. Hazánkban több intézetben foglalkoztak és foglalkoznak egykristályok előállításával. Így Gyulai Zoltán intézetében kvarc és alkálihaloid kristályokkal, Lányi Béla vezetésével rubin kristályokat állítottak elő, etilendiamintartarát kristályokat Schay Géza vezetése alatt álló intézetben, a budapesti Tudományegyetem Fizikai Intézetében seignette-só egykristályokat növesztettek, a budapesti Orvosi Fizikai Intézet optikai, scintillációs és más célokra szolgáló kristályokat állított elő.

A kvarckristályok hidrotermális eljárással való növesztését pár évvel ezelőtt Gyulai kezdeményezte eredményesen, az utolsó években az Orvosi Fizikai Intézetben folytatódtak a vizsgálatok. A mesterséges kvarckristályok előállítása jelenleg még előzetes jellegű, a költségek miatt és még előnyben részesítik a természetes kvarckristályokat. Az optikai és szcintillációs célokra szolgáló kristályokat olvadékból növesztik. Itt három fontosabb eljárás van:

A Bridgman-módszer vagy a tégely-süllyesztés módszere, a Stöber-módszer vagy állótégely módszer és a Nacker-Kyropoulos-módszer.

Az elsőnél az anyag tégelybe kerül, amely alul csúcsban vagy kapillárisban végződik, amelyet melegebb térből lassan hidegebb térbe eresztenek le. A kristályosodás alul, a kapillárisban indul meg, majd lassan felfele halad. Az alsó csúcs biztosítja az egykristályos növekedést. A Stöber-módszernél a tégely nyugalomban van, s a melegítő tér hőmérséklet eloszlása olyan, hogy a kristálynövekedés alulról kiindulva lassan halad fölfelé. A Nacker-Kyropoulos-eljárásnál hűtött tartóba kerül az egykristály, amelyre lassan kristályosodik az olvadék. E módszer nagyon alkalmas nagyméretű alkalihalogenid egykristályok növesztésére. A Ströber-eljárás antracén és naftalin kristályok növesztésére igen jól használható.

Hermann Lorenz (Akademie für Socialhygienie, Berlin) *Beiträge der Festkörperphysik zu Problemen der Staublunge* címen tartotta meg előadását. A különböző porok tüdőbe szívása következtében fellépő betegségek biokémiai és biológiai folyamatai olyan fizikai folyamatokra engednek következtetni, amelyek kulcsát a szilárd testek fizikája adja. Volkenstein elméleti meggondolásai mellett az új kisérleti eredmények azt mutatják, hogy a megbetegedést előidéző porrészecskék kristályos szerkezetűek (A. Bohun, L. Holzapfel és K. Watanabe eredményei). O. W. Flörkenek SiO_2 porokkal végzett kisérletei is megerősitik ezt a felfogást.

Hoffmann Tibor (Távközlési Kutató Intézet, Budapest) előadása: *Néhány megjegyzés a kristálynövekedés problémájához.*

Az előadó egy régebbi olvadáselméletében maximális krisztallit méretet határozott meg, mely szerint a mikrokristályokat felépítő szub krisztallitok kb. 6—9000 atomot tartalmaznak. Kisebb szubkrisztallitok is létezhetnek az 5—800 atomot tartalmazó alsó határig. Ez alatt az érték alatt nem léphet fel ugrásszerű olvadás. A krisztallizációs magoknak tehát e két határ között kell lenniök. Jelen előadás megprobálja az izotermális kristályosodás menetét taglalni. Ha a rendszer energia-entrópia görbéjét tekintjük, ez a szubkrisztallitok nagyságának változásával a következő viselkedést mutatja. Olyan hőmérsékleten, amely magasabban van, mint egy az olvadáspont felett lévő határhőmérsékleten, nem állhatnak elő magok. Olyan hőmérsékleten, mely az olvadáspont és a fentemlített határhőmérséklet között van, magok képződnek, amelyeknek a nagysága függ a hőmérséklettől. Ezek a magok azonban (állandó hőmérsékleten) egy meghatározott nagyság fölött instabillá válnak és ismét folyékony fázisúvá alakulnak vissza. Az instabilitási méret csökkenő hőmérséklettel a fent megadott stabil szubkrisztallit mérethez közeledik és ezt az olvadás x-ponton éri el. A kristályosodás tehát a következőképpen történik: magas de nem túlmagas hőmérsékleten magok kezdenek nőni, de amint ezek egy bizonyos méretet elértek, újból a folyadékfázisba térnek vissza. Csak az olvadásponton, vagy az olvadáspont alatt stabilizálódnak ezek a magok. Ha a hőmérsékletet magasabb értékről az idő meghatározott függése szerint csökkentjük, amely éppen a magok növekedésének felel meg, a kristályosodási körülmények egészen mások lehetnek, mint izotermális kristályosodásnál, mégpedig ebben az esetben valószínűleg nagyobb valószínűséggel lépnek fel „púpos" növekedésű helyek és más szabálytalanságok. Természetesen itt mindenütt a kristály megfelelő részének a környezetében vett mikrohőmérsékletek értendők. A magok képződésének és újra felbomlásának jelensége hasonlatosságot mutat Gyulai professzor átmeneti határréteg elméletének néhány pontjával.

Jeszenszky Béla (Építőipari és Közlekedési Műszaki Egyetem Kisérleti Fizikai Intézete, Budapest): *Adalékok az NaCl kristálynövekedés mechanizmusához.* Az előadás az NaCl kristályok növekedése közben megfigyelt bizonyos növekedési alakzatokról számol be. Másrészt egy maratási eljárással új maratási ábrákat kap NaCl egykristályokon. Ezekből a megfigyelésekből arra következtet, hogy a csavardiszlokáció útján való növekedés (spirálnövekedés) a NaCl olvadékból való kristályosodásnál fontos szerepet játszik. Érdekesnek látszó maratási kisérleti eredményei a megfigyelések kezdetét képezik s a további megfigyelések folyamatban vannak.

Bukovszky Ferenc (Építőipari és Közlekedési Műszaki Egyetem Kisérleti Fizikai Intézet, Budapest): *A Madelung-konstans kiszámítása elemi úton NaCl-ra és CsCl-ra.* Az előadás azokat az eredményeket ismerteti, amelyek folytatását képezik annak a munkának, amelyet az előadó Fáthy Ferenccel közösen végzett és amelyik az Acta Physicában jelenik meg. Az ott ismertetett módszert más kristályszerkezetekre is alkalmazza. A feladat, meghatározni a Madelung-konstans értékét lapcentrált köbös NaCl és tércentrált CsCl esetén olymódon, hogy az egyes ionok kötési energiáit egyenlő távolságú és ellentétes töltésű ionokból álló láncokra összegezik. Ilyen ionláncok mindkét kristályban vannak. NaCl-ban az elemi cella (kocka) élével, CsCl-ben a testátlóval párhuzamosak. Az utóbbi esetben a geometriai viszonyok bonyolultabbak. Az összegezés hengerhéjak szerint történik. Az azonos sugarú hengereken lévő láncok egy-egy hengerhéjat képeznek, a hengerhéjak szolgáltatta energiaértékek összege igen jól konvergáló sort ad.

D. A. Petrov: (A Szovjetunió Tudományos Akadémiájának Kohászati Intézete, Moszkva): *A félvezető egykristályok növesztésével, szerkezetével és tulajdonságaival foglalkozó néhány kérdés.* Ma már a germánium és szilicium egykristályokat üzemszerűen nagy mértékben állítják elő. Ezeket az egykristályokat a rádió, az elektrotechnikai ipar igényli. Ezen anygok egykristályainak növesztésére a legelterjedtebb módszer a Czohralski-féle módszer. E módszer az egykristályokat olvadékból való növesztéssel nyeri. A kristályok mineműségét megszabja az olvadék szerkezete és tulajdonságai. Ennek megismerése tehát igen lényeges. Az olvadékok vizsgálata azonban nemcsak ezeknél nagyon fontos, de a félvezető vegyületeknél, a félvezető ötvözeteknél is. Fontos ilyen szempontból ismerni az olvadékok viszkozitását. A vegyületek sok esetben az olvadáspont felett jelentős mértékben disszociálnak. A tökéletes egykristályok termodinamikailag a legstabilabb szerkezetek. Ezek növesztésének megvannak a feltételei. Tökéletes kristály csak lassan növeszthető, a gyors növekedés szerkezeti tökéletlenségeket, diszlokációkat eredményez. A legtökéletesebb egykristályokat gőzfázisból lehet növeszteni, szálak, tűk formájában. Ilyen szálak mechanikai szilárdsága megközelíti az elméleti határt. A kristály szerkezete lényegesen befolyásolja a struktúraérzékeny tulajdonságokat. Ilyen struktúra érzékeny tulajdonság például a kristály elektromos vezetése. A félvezető kristályok diszlokációi megfigyelésének egy módja pl. az ultravörös fénnyel való átvilágítás. W. C. Dash végzett ilyen vizsgálatokat. A diszlokációk megfigyelésének más módja a maratás.

Az előbb ismertetett hat előadással az első nap délelőtti előadásai lezáródtak. A 18-án dálután tartott előadások sorát *Lányi Béla és Csordás István* (Műszaki Egyetem Kémiai Technológiai Intézete, Budapest): *A mikroszemcsés műkorund készítése, magatartása, különböző fizikai igénybevételekkel szemben* című előadása nyitotta meg. Az előadók a zsugorított korund szilárdsági viszonyait tanulmányozva arra a következtetésre jutottak, hogy a mechanikai igénybevételekkel szembeni állékonyság az eddig ismertnél jelentősen növelhető. E célból az alfa-korund kristályokat olymódon kell egymáshoz kapcsolni, hogy a szemcsék közé üvegesedő anyag vagy kisebb szilárdságú idegen szemcse ne kerülhessen. A készítés menete: 99,99%-os aluminiumot korodeálva $Al_2O_3.3H_2O$-t készítenek, majd ebből hőkezeléssel gammakorundot, ezt további hőkezeléssel alfa-korunddá alakítják át. Ezt az anyagot vizes közegben gyurmává örlik. E gyurmából alakított tárgyak 1480 C°-on 3,9 gramm/cm³ sűrűségű anyagra zsugorodnak be. Nagy mechanikai teljesítményekre alakalmas formadarabok készítése öntéssel vagy préseléssel történt. Öntés esetén ammoniás közegű keveréket készítettek. Ilymódon készültek acél megmunkálásához alakalmas esztergakés lapkák, drótházó gyűrűk, gyémántnak megfelelő teljesítmény számára.

Koncz István — Koncznė Déry Márta (Műszaki Egyetem Mechanikai Technológiai Intézete, Kémiai Technológiai Intézet, Budapest): *Fémkristályok növekedése van Arkel-tipusú reakciókban.* Termikus dekompozición alapuló eljárások a van Arkel-féle eljárás tiszta fémek előállítására. Az eljárás metodikája és kritikája szennyezők átvitele szempontjából. A kristályosodást befolyásoló tényezők a mérési eredmények szórása. A kristályképződés sebességét megszabó elemi folyamat, annak mérhetősége. A mérési adatok alapján feltételezhető, hogy a reakciós térben plazma állapot alakul ki. A plazma állapot jellemzői, termikus emisszió figyelembevétele. A plazma-jellemzőkből számítható adatok, és a kristálynövekedés sebessége közötti összefüggések.

Náray-Szabó István (MTA Központi Kémiai Kutató Intézete, Budapest): *A kristályszerkezet meghatározások terén végzett vizsgálataink 1945—57.* Az előadás összefoglalja a háború befejezése óta végzett fontosabb kristályszerkezet meghatározásokat. Náray-Szabó és Neugebauer a nátriumjodát szerkezetét határozták meg, amelyben piramidális JO_3 csoportok vannak jelen. Náray-Szabó a Perowszkit-tipusú szerkezeteket vizsgálta részletesen. Náray-Szabó és Horváth János kidolgozta az elegy kristályok egy elméletét, ezekre levezethető a Vegard-féle törvény. Náray-Szabó és Tóbiás BBr_3 gőzből izzó W, ill. Mo drótokra lecsapott bórrétegek röntgen diagrammját vizsgálták és azt találták, hogy a rétegekben jelen van egy tetragonális és egy hexagonális modifikáció. Sasvári és Papp módszert dolgoztak ki, amelynél elektronsokszorozó segélyével röntgensugár intenzitásokat lehet mérni és ezt a mérést alkalmazni lehet kristályszerkezet meghatározására. Az elektronsokszorozóval még kimutatható legkisebb intenzitás 270 foton pro secundum.

Sasvári eljárást dolgozott ki, amelynek segélyével röntgenreflexiókból nagy pontossággal határozhatók meg a belső feszültségek. Sasvári meghatározta az alfa-Bayerit: $Al(OH)_3$ szerkezetét. Ez monoklin rendszerű — szemben Montoronak régebbi más megállapításával. Millner, Hegedűs, Sasvári, Neugebauer a bétawolfram szerkezetére megállapította, hogy annak szerkezeti tipusa A 15. Sasvári és Zalai az aluminiumhydrátok szerkezetét vizsgálta. Sasvári az uranilnitrát hexahidrátról kimutatta, hogy annak tércsoportja C_{2v}^3. Sasvári az AX struktúra tipusra azt nyerte, hogy ez a legsűrűbben elhelyezett ionsikokból épithető fel, ahol az anionok és kationok felcserélhető elhelyezésekben kell legyenek.

Sasvári Kálmán (Magyar Tutományos Akadémia Központi Kémiai Kutató Intézete, Budapest): *A staurolit kristályszerkezete.* A staurolit: $HFe_2Si_4Al_9O_{14}$ szerkezetét 1929-ben Náray-Szabó határozta meg. Juurinen 1956-ban megállapította pontosan a kémiai szerkezetét s ezután vált végképpen lehetővé a kristályszerkezet meghatározása. Eszerint a rácsban két aluminium ionnal több van, mint a Náray-Szabó által megadott szerkezetben. Hurst kimutatta, hogy az eredetileg feltételezett Ccmm szimmetria helyett a szimmetria C 2/m. E vizsgálat célja megállapítani a két további aluminium ion helyét. Az előadó az ionok elhelyezését oly módon végzi, hogy a Pauling-féle koordinációs elv minden anion körül tökéletesen teljesített legyen.

Turchányi György (Orvosi Fizikai Intézet, Budapest): *A NaCl hasadásának kérdéséről.* A kristályoknak egy sajátságos tulajdonsága a hasíthatóság. Manapság azonban nincs még olyan elmélet, amellyel a hasíthatóság értelmezhető lenne. Az sem tisztázott még, hogy pl. a NaCl-nél mely felület szerint hasítható a kristály a legkönnyebben. A NaCl-nél feltesszük, hogy a legjobb hasítási felület az (100), a csúszási felület az (110). Kusnezow rámutatott arra, hogy az (100) felületektől különböző előállított felületek (100) felületekből álló lépcsőkből állíthatók elő. Ebből azután az következik, hogy a (110) (111) felületek esetében a tényleges felület a lépcsözet miatt nagyobb. Ebből azután még tovább az következik hogy az (100) felületektől különböző felületek megmunkálása nagyobb munkát igényel és pl. a csiszolásnál több anyag távozik el. Ezt kisérletileg pontosan ki is lehet mutatni. Ilyen vizsgálatokat végzett az előadó Tarján Imrével közösen, s az eredmények az Acta Physica VIII. kötetében jelennek meg.

Zimonyi Gyula (Építőipari és Közlekedési Műszaki Egyetem Kisérleti Fizikai Intézete, Budapest): *Vizsgálatok mesterséges kvarckristályokon.* Mesterséges kvarckristályokon olyan vizsgálatok is elvégezhetők, amelyek természetes kristályokon nem vihetők keresztül. Így megfelelő körülmények között kvarcból is növeszthetők tűkristályok. Így létrejöhetnek 1 mm vastag, 1—2 mm hosszú, azután 0,1—0,2 mm vastag 5—6 mm hosszú tűk. A legvékonyabb megfigyelt kristály 0,004 mm vastagságú volt. A kvarc-tűkön végzett szakítási mérések a szakító szilárdságra azt az értéket adták, ami adódik SiO_2 szálakon való méréseknél. A Gyulai, majd Zimonyi által közölt növekedési formák jól értelmezhetők a diszlokációs elmélettel. Óriási csavardiszlokációk figyelhetők meg a rhomboéder és a prizma felületeken egyaránt. Maratási kisérletekkel megállapítható, hogy a rhomboéder lapokon észlelhető apró kúpos képződmények is mind egy-egy diszlokációs hellyel kapcsolatosak. A maratási ábrák mutatják, hogy sok olyan jelenség, ami egyéb kristályokon megfigyelhető, a kvarckristályokon is észlelhető.

A december 19-i délelőtti előadások sorát *O. Stasiw* (Institut für Krystallphysik der Deutschen Akademie der Wissenschaften, Berlin) *Die Lage der Absortionsbanden von Störstellen Elektronen im Ionengittern.* c. előadása nyitotta meg. O^{--}, S^{--}, Se^{--} és Te^{--} idegen ion adalékot tartalmazó ezüsthaloid kristályok hosszú hullámú absorptios sávjainak helye és a színcentrumok absorptios sávjai közötti kapcsolat megadható egy kísérletileg talált összefüggéssel. Az összefüggés arra enged következtetni, hogy az elektronoknak a kötése az idegen ionokhoz és a színcentrumoknál hasonlatos. Kimutatható tovább, hogy a besugárzás után keletkezett fotokémiai reakció produktumainak abszorpciójánál az idegen ionok polarizálhatósága fontos szerepet játszik.

Neugebauer Tibor (Eötvös Loránd Tudományegyetem Fizikai Intézete, Budapest) : *A félvezető tulajdonságokkal rendelkező intermetallikus anyagok felépítéséhez.* Welker és munkatársai kimutatták, hogy a periódusos rendszer harmadik és ötödik oszlopának mellékcsoportjaiban álló elemek intermetallikus vegyületei félvezető tulajdonságúak. Így pl. InAs, InP, GaAs, InSb, stb. Ezek ZnS vagy wurcit rácsban kristályosodnak. A Ge és a Si tipikus gyémánt rácsot alkot, e rács homöopoláros rács. Az intermetallikus vegyületeknek viszont — legalábbis elemi meggondolásokkal — ionvegyületeknek kellene lennie. A kvantummechanikai számítások a polarizációs jelenségekre azt az eredményt szolgálják, hogy már a három vegyértékű ionoknál nem tekinthetők az elektronok az ionokhoz tartozóknak. Ez az oka annak, hogy pl. a GaAs már félvezető tulajdonságú. A félvezető tulajdonságú intermetallikus vegyületeknél az erős polarizáció elkeni az ion karaktert.

Tomka Pál (Építőipari és Közlekedési Műszaki Egyetem Kisérleti Fizikai Intézete, Budapest): *Felületegyenirányítás alkalihalogenid kristályoknál.* Az előadó egy előbbi dolgozatában közölte, hogy olvadékból növesztett tiszta alkálihalogenid kristályoknál két lapelektróda között is fellép egyenirányító hatás. Ez a hatás olyan kristályoknál lép fel, amelyeknél az Ohm törvényétől való eltérés észlelhető. A két jelenség értelmezésénél szükséges feltételezni, hogy a kristályok saját vezetésénél elektronok is résztvesznek. A vezetésben résztvevő elektron-részt a kristályon előzetesen átfolyó elektromos áram idézi elő. Az elektromos áram mintegy szenzibilizálja a kristályt az elektron vezetésre. A vizsgálatok szerint az egyenirányító hatás a hőmérséklettől ugyanúgy függ, mint az Ohm törvényétől való eltérés. Magasabb hőmérsékletektől lefelé haladva az egyenirányító hatás növekszik. A jelenség tiszta ion áramokkal nem értelmezhető. A jelenség az N-P-N germánium felületi egyenirányító mintájára egy modellel értelmezhető.

László Tihamér (Kisérleti Fizikai Intézet, Kolozsvár): *Morfológiai megfigyelések a heteropoláros kristályok növekedésére vonatkozóan.* Párolgó oldatcseppben növekvő vagy kondenzációval gyors növekedésre bírt ionkristályok növekedése arra mutat, hogy :

1. Az ionkristályok növekedése azonos séma szerint történik, csúcsból kezdődő és lapborítással folytatódó formákat mutatnak.
2. Nem szabályos rendszerű kristályoknál a hegyesebb csúcsok a molekuláris elméletnek megfelelő csúcshatást mutatnak.
3. Néhány kristálynál egyes csúcsok lapjai nem ugyanazt a növekedési hajlandóságot mutatják.
4. Nem szabályos rendszerű kristályoknál a leghegyesebb csúcsok növekednek leggyorsabban.
5. Sík felületeken növekvő kristályok alatti üregek keletkezése az elmélettel értelmezhető.
6. Gyorsan nőtt kristályok optikai kettős törést mutatnak.
7. Az egy aktusban növekvő rétegek az oldat belső rendezettségével kapcsolatosak (Gyulai-féle határréteg).

Császár Sándor (Építőipari és Közlekedési Műszaki Egyetem Kisérleti Fizikai Intézete, Budapest) : *Egyenirányító hatás NaCl kristályokon.* NaCl kristályokon a vezetőképesség adott hőmérsékleten függ a térerősség irányától. Lap és csúcs elektróda elrendezés esetén az áram-feszültség karakterisztika lefutása függ a csúcs érintkezési pont múltjától. Adott feszültség mellett a kristály folyó, illetve záró irányú ellenállása között 10—15-szörös eltérés léphet fel. Általában azonban az eltérés kisebb.

Gergely György—Hangos István (Távközlési Kutató Intézet, Budapest) : *Katódsugarak energiaveszteségei szilikát filmeken.* Az előadók beszámolnak a szilikát filmeken áthaladó katódsugarak energia veszteségével kapcsolatos méréseikről. A szilikát filmek ZnS-Ag mikrokristályokat burkoltak és a fénypor-réteg kolloidális kötőrétegét alkották. Az előadásban ismertetik a filmek előállítási módját, összetételét, vastagságát. Vastagságuk 100—300 Å nagyságú, túlnyomó részt SiO_2-t tartalmaznak. Az elektronok sebesség veszteségét és abszorpcióját a fénypor-réteg fényemissziójából határozták meg. A sugarak energia veszteségei a Stincfield, vagy a Dowling—Sewell formulák segítségével írhatók le. Néhány adatot ismertetnek a katódsugarakkal való filmvastagság mérésre is.

Boros János

A KÜLFÖLD HÍREI

A június 30. és július 5. között tartandó genfi „Nagyenergiájú Fizika" kongresszus eltér az eddigi, hasonló tárgyú konferenciáktól. A nagyszámú, részleteredményeket ismertető eredeti közlemények helyett a hallgatóság az egyes területek egy-egy kiváló vezető kutatójának áttekintő ismertetéséből fog képet kapni a nagyenergiájú fizika legfrissebb eredményeiről. A következőkben a Nuclear Physics c. folyóirat nyomán ismertetjük a konferencián megvitatásra kerülő egyes témákat és azok meghívott referenseinek nevét : A nukleonok szerkezetének kísérleti vizsgálata (W. K. H. Panofsky) ; A nukleonok szerkezetének elméleti vizsgálata (L. L. Foldy) ; A nukleonok kölcsönhatása pionokkal, fotonokkal, nukleonokkal és antinukleonokkal — kísérletek (G. Puppi és O. Piccioni) ; A nukleonok kölcsönhatása pionokkal, fotonokkal, nukleonokkal és antinukleonokkal — elméleti vizsgálatok (K. F. Chew) ; Alapvető elméleti elgondolások (F. Dyson, W. Heisenberg) ; Ritka részek keletkezése — kísérletek (J. Steinberger) ; A ritka részek elméleti vizsgálata (M. Gell—Mann) ; A ritka részek kölcsönhatásainak kísérleti vizsgálata (M. F. Kaplon) ; A ritka részek kölcsönhatásainak elméleti vizsgálata (R. H. Dalitz) ; Invariancia-törvények és kiválasztási szabályok (C. N. Yang, L. D. Landau) ; Leptonok keletkezésével járó gyenge bomlási folyamatok kísérleti vizsgálata (M. Goldhaber) ; Leptonok keletkezésével járó bomlási folyamatok elméleti vizsgálata (A. Salam) ; Egyéb gyenge bomlási folyamatok kísérleti vizsgálata (D. A. Glaser) ; Egyéb gyenge bomlási folyamatok elmélete (S. B. Treiman). A magyarok közül Szalay Sándor és Fenyves Ervin vesz részt és küld be előadást.

*

India kormányának meghívására lengyel küldöttség látogatott Indiába Wilhelm Billing, a lengyel atomenergiatanács elnöke vezetésével. Billing Madrasban kijelentette, hogy India a magenergia fizikája terén fejlettebb, mint Lengyelország, ezért a lengyel kormány szívesen küldene diákokat Indiába felsőfokú magfizikai tanulmányok céljából. — Marian Miesowicz, a krakkói egyetem tanára, aki tagja volt a küldöttségnek, nyilatkozatában azt mondotta, hogy Indiában mind a gyakorlati magfizika, mind a magkutatás terén hatalmas munkát végeztek, különösen a magok mágneses nyomatéka és a kozmikus sugárzás területén. (Atom Industry, 1958. IV.)

*

A Science 1958. március 14-i számában olvashattuk O. T. Benfey nyílt levelét „Atombombakísérletek és etika" címmel. A levélíró szerint a genetikai és orvosi vizsgálatok ma már kétségtelenné tették, hogy az atomfegyver-kísérletek nem csupán *kockázatot* jelentenek, hanem *bizonyosságnak* tekinthetjük, hogy minden atombombakísérlet meghatározott számú embert megöl."

A levélíró ezután Harrison Brown kaliforniai geokémikus kijelentését idézi: „Sohasem jutnánk arra a gondolatra, hogy az emberek ezreit fal mellé sorakoztatva agyonlőjük, csak azért, hogy egy új gépfegyvert kipróbáljunk. Pedig a nagyhatalmak a valóságban ezt teszik, ha ezekkel a fantasztikus fegyverekkel kísérleteznek. Nem tudjuk, *kik* az áldozatok, de kevés a kétség afelől, hogy e kísérletek sok ember halálát okozzák." Benfey az atombomba-kísérleteket a náci koncentrációs táborokban végzett orvosi kísérletekkel állítja párhuzamba, majd utal arra, hogy a Nürnbergi Törvényszék ítélete az áldozataikkal kísérletező orvosok felett egyben az emberéletet áldozatul követelő tudományos kísérleteket elítélő elv kimondásának tekinthető. Az atomkísérletekre ugyanezt az elvet kell alkalmazni. — Levele további részében Benfey ezeket írja: „Azt mondják, hogy a sugárveszély „kockázatával" szemben a latba kell vetnünk a kommunizmus terjedésének kockázatát. Ha valóban ez a választás áll előttünk, úgy ez a nyugat erkölcsi halálos ítéletét jelenti. Ha a demokrácia magasztos eszméi csak a leukémia gáttalan terjesztése útján védhetők meg, úgy fel kell vetnünk a kérdést: megéri-e a demokrácia ezt az árat?"

*

A Physikalische Blätter 1958. áprilisi száma közli a heidelbergi egyetem 35 professzorának és 45 docensének dr. Konrad Adenauer szövetségi kancellárhoz intézett táviratát. Ebből való az alábbi részlet: „Véleményünk szerint a német politikának mindent meg kell tennie, hogy megakadályozza atomfegyverek német földről való kilövésének lehetőségét, egyszersmind fel kell szólítania az atomfegyverekkel felfegyverzett világhatalmakat, hogy jussanak megegyezésre az egyenletes, ellenőrzött leszerelésre vonatkozóan és akadályozzák meg az atomfegyverkezés kiterjedését más államokra. Ezzel kapcsolatban kifejezést kívánunk adni aggodalmunknak afelett, hogy Európa két része, a kelet és a nyugat között a hasadék egyre mélyül és hogy Németország újra-egyesítése egyre távolabbra halasztódik."

*

A szupravezetés elméletének kidolgozásáért Lenin-díjat kapott Nyikoláj Bogoljubov, a moszkvai Lomonoszov-egyetem elméleti fizika professzora, a dubnai EAKI elméleti osztályának igazgatója. Bogoljubov az elmúlt évben Sirkovval „Bevezetés a kvantált terek elméletébe" címmel könyvet jelentetett meg, amely a kvantumtérelmélet alapjainak a legújabb eredmények figyelembevételével történő szisztematikus kifejtését adja. A nemzetközi tudományos közvélemény előtt Bogoljubov kiemelkedő tudományos tekintélyét főképpen a diszperziós relációkra vonatkozó kutatásaival szerezte.

*

„Nagyhőmérsékletű plazma előállítása céljából végzett nagyteljesítményű gázkisülések vizsgálatáért" Lenin-díjat kaptak a következő, a termonukleáris reakciók tanulmányozásán dolgozó szovjet tudósok: L. A. Arcimovics, A. M. Andrianov, O. A. Bazilevszkaja, Sz. I. Braginszkij, I. N. Golovin, M. A. Leontovics, Sz. Ju. Lukjánov, Sz. M. Oszovec, I. M. Podgornij, V. I. Szinicin, N. V. Filippov, N. A. Javlinszkij. — Lenin-díjat kaptak a 10 milliárd elektronvoltos szinkrofazotron tervezői és építői is: V. I. Vekszler, V. A. Petuhov, M. Sz. Rabinovics, L. P. Zinovjev, D. V. Jefremov E. G. Komer, N. A. Monosszon, A. M. Sztolov, A. L. Minc, Sz. M. Rubcsinszkij, G. M. Drabkin és F. A. Vodopjanov.

*

A Szovjetunió Tudományos Akadémiájának urali filiálja számára kísérleti megraaktort építenek Szverdlovszkban.

*

A princetoni egyetemen L. Spitzer vezetésével hatalmas termonukleáris berendezést építenek. Ennek neve Stellarator lesz. Költségei 25 millió $-t fognak kitenni. A berendezés segítségével 50 millió K° hőmérsékletet kívánnak előállítani.

Norvégiában E. Jansen és S. Rozzeland vezetésével megindul a szabályozott termonukleáris folyamatok tanulmányozása. Egy Zeta típusú berendezés építését tervezik.

*

A Szovjetunió Tudományos Akadémiájának urali filiálja bányászati és geológiai intézetében kidolgoztak egy módszert szénelőfordulások felkutatására. A módszer a radioaktív kobalt gamma-sugárzása szóródásának megfigyelésén alapszik.

*

A moszkvai Timirjazev mezőgazdasági akadémián megnyílt a legújabb berendezésekkel felszerelt izotóplaboratórium. Itt az izotópok mezőgazdasági és biológiai alkalmazásával fognak foglalkozni. Az intézet munkájában csehszlovák és jugoszláv tudósok is részt vesznek.

*

Edinburghban 2 MeV-os Van de Graaff-generátor építését tervezik. E gyorsítót rákos megbetegedések kórházi kezelésére fogják használni.

*

Brazília első (5 MW-os, swimming pool-típusú) reaktora elérte a kritikus állapotot. A reaktor a sao paolo-i egyetemen működik, a Babcock és Wilcoks cég szállította.

A HÍRADÁSTECHNIKAI IPARI KUTATÓ INTÉZET

Mintegy 35 évvel ezelőtt kezdte meg működését Magyarország első és sokáig egyedülálló ipari kutató intézménye, az Egyesült Izzólámpa és Villamossági Rt. kutatólaboratóriuma. A laboratórium megszervezésével a vállalat Pfeifer Ignác műegyetemi tanárt, kiváló vegyészt bízta meg, aki viszonylag kis számú, de igen lelkes gárdát gyűjtött maga köré. Az intézmény elhelyezése kezdetben nem volt valami díszes: az Egyesült Izzó vezetősége egy volt istállóépületet bocsájtott Pfeifer professzor rendelkezésére és csak 7 évvel később költözhetett át a laboratórium a célnak megfelelőbb, új épületbe. A laboratóriumban kezdettől fogva olyan kiváló kutatók tevékenykedtek, mint Bródy Imre és Selényi Pál fizikusok, Tury Pál metallográfus. Az Egyesült Izzólámpagyár felvilágosodott tőkései számára jó befektetésnek bizonyult a rendszeres ipari kutatómunkának hazánk területén való meghonosítása, mert a kutatók munkája nyomán korszerű termékeket és kiváló minőséget hozhatott a piacra és a Tungsram-márka csakhamar világszerte megbecsültté vált.

A Horthy-korszak alatt a hazai tudományos kutatás eléggé mostoha bánásmódban részesült. Különösen a fizika területén mondható ez el. Az Egyesült Izzólámpagyár kutató laboratóriuma volt a hely, ahol ez alatt az idő alatt is komoly tudományos munka folyt. A laboratórium munkáját elsősorban az jellemezte, hogy számos gyakorlati eredménye ellenére sem szűk látókörű praktikista módon fogta fel feladatát. Bródy Imre és Selényi Pál munkásságában kezdettől fogva jelen volt az a gondolat, hogy az ipari kutatás akkor válik legeredményesebbé, ha a kutatók tevékenysége a közvetlen célkitűzések figyelemmel tartása mellett is a természettudományi igazságok felderítésére irányul. Bródy Imre munkásságát elsősorban a termodinamika területén fejtette ki. Különös figyelmet szentelt a termikus diffuzió jelenségének és ezen keresztül jutott el a kryptonlámpa felfedezéséig. Selényi Pál életében mintegy 100 dolgozatot jelentetett meg a legkülönbözőbb területekről, foglalkozott a vákuumtechnikával, termionikus emisszióval, fotoelektromos effektussal, fotometriával, elektrográfiával stb.

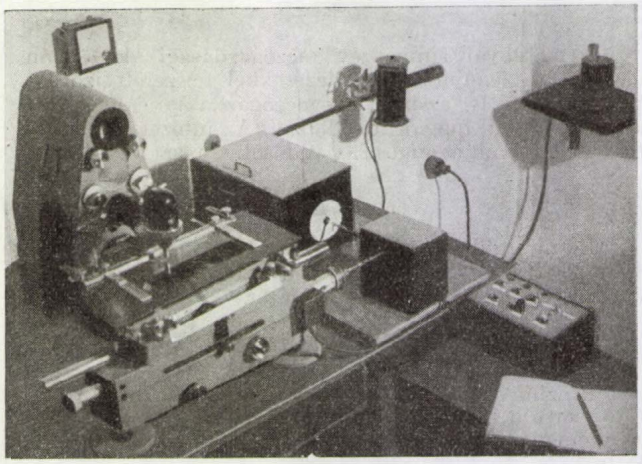
A Híradástechnikai Ipari Kutató Intézet 1953-ban alakult meg mai formájában. Magvát ma is az a laboratórium képezi, melyet egykor az Egyesült Izzó állított fel és ma az Intézet „Bródy Imre"-laboratóriuma néven ismeretes. A nagynevű elődök hagyományai erősen érezhetők ma is és szilárd alapját képezik az Intézet szellemének.

Az 5 évvel ezelőtt alapított intézmény azonban már sokkal szélesebb feladatkörrel rendelkezik, mint az egykori Izzó-laboratórium. Kutatási tevékenysége kiterjed a híradástechnikai ipar más területeire is és elsősorban alapanyag- és alkatrész kérdéseket érintő tudományos kérdésekkel foglalkozik.

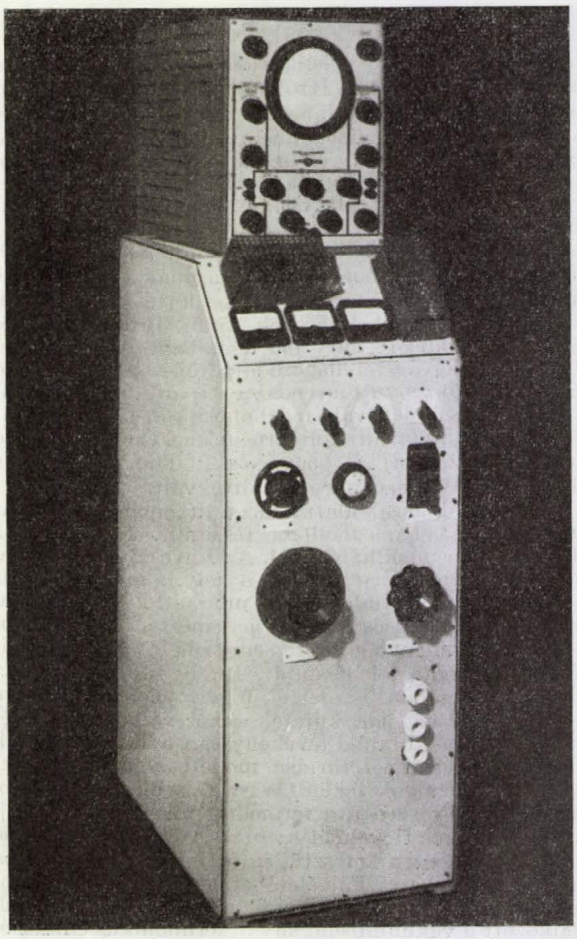
Jelenleg az Intézet 4 laboratóriumában folytatnak kutatótevékenységet: a „Bródy Imre"-laboratóriumban, az Elektronikus laboratóriumban, az Adócső-laboratóriumban, az Alkatrész-laboratóriumban.

Az Intézet laboratóriumaihoz kémiai analitikai, spektroszkópiai és röntgen-anyagvizsgálati csoportok csatlakoznak.

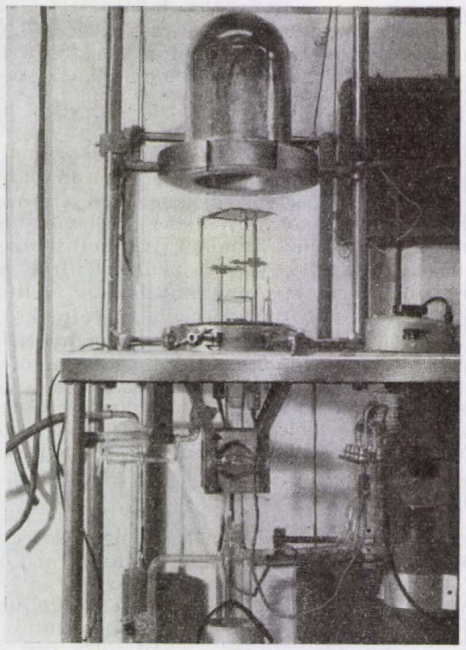
Az Intézet megalapítása óta eltelt idő alatt fenti laboratóriumok számos eredményes kutatást végeztek, amelyek nemcsak az ipar technológiai színvonalát, hanem az alaptudományok és köztük elsősorban a fizika területét is gyarapították.



1. ábra. Regisztráló feltét vonalfotométerhez



2. ábra. Rácsemisszió mérésére szolgáló berendezés



3. ábra. Vákuumpárologtató készülék. Elektrolumineszcens cellák vezető bevonatának készítésére

A *„Bródy Imre"-laboratórium* területén különös figyelmet érdemelnek a lumineszcenciával foglalkozó elméleti és kísérleti munkák (Bodó Zalán, Szigeti György, Nagy Elemér, Szabó János), továbbá az elektrolumineszcencia jelenségével foglalkozó kísérleti és gyakorlati eredmények (Bodó Zalán, Szigeti György, Szabó János és Nagy Elemér), a félvezetőkkel és azok gyakorlati felhasználásával: germánium-tranzisztorokkal és germánium-diódákkal foglalkozó vizsgálatok és gyakorlati eredmények (Bodó Zalán, Szép Iván, Szigeti György).

Jelentős munka folyt a wolframfém kristályszerkezeti tulajdonságainak feltárása területén (Millner Tivadar). Nagy gyakorlati haszonnal jártak a fénycsövek gyújtási viszonyainak vizsgálatai (Lakatos György, Szemző Imre). Az alumíniumoxid félvezető tulajdonságainak vizsgálata rádiócsöveink minőségének jelentős megjavítását teszi lehetővé (Millner Tivadar, Hegedüs András, Sasvári Kálmán).

Az *Elektronikus laboratórium* munkái közül meg kell említeni azokat a vizsgálatokat, amelyek az elektroncsövekben végbemenő fizikai folyamatokra, elsősorban pedig a különféle zajok méréstechnikájára és eredetének feltárására, továbbá a mikrofóniára irányulnak (Valkó Iván Péter, Kemény Ádám). A katód emissziós állapotának tanulmányozása szintén eredményes volt (Fischer Ferenc, Solt György). A laboratórium működése kiterjedt továbbá a tranzisztorok és elektroncsövek egyéb méréstechnikájára és alkalmazási kérdéseire.

Az *Adócső-laboratórium* az ipar számára nagyjelentőségű technológiai munkái mellett említésre méltóak a gázkisülések fizikája területén folytatott vizsgálatok (Koncz István, Ereky Vilmos), a rácsemisszióval kapcsolatos vizsgálati módszerek (Ereky Vilmos), a titánfém getterhatásának tanulmányozása (Koncz István, Tomaschek Zoltán) és a spektroszkópiai módszereknek számos területen való finomítása (Vorsatz Brunó).

Az *Alkatrész-laboratóriumban* először nyúltak Magyarországon tudományos módszerekkel a rádióellenállások és kondenzátorok kérdéseihez. Messzemenően tisztáztak egyes alapvető fiziko-kémiai folyamatokat az elektrolitikus kondenzátorok működésével kapcsolatban. Az MTA Matematikai Intézetének bevonásával elméleti és méréstechnikai vizsgálatok folytak tömörellenállások vezetési mechanizmusának feltárására és számos technológiai eredmény született meg (Katona János).

A Híradástechnikai Ipari Kutató Intézet 5 éves működése a híradástechnikai ipar számára jól látható eredményeket hozott: a wolframtechnológia terén Magyarország továbbra is vezető helyen maradt, lényegesen megjavult fénycsöveink minősége és gazdaságossága, hazai iparunk megindulhatott a tranzisztorok gyártásával (itt meg kell azonban emlékeznünk arról a hatalmas segítségről, amelyet a Szovjetunió ipara és tudományos intézményei nyujtottak), úgyszintén fejlődött elektroncsöveink minősége és választéka, adócsőgyártásunk új technológiákkal, korszerű típusokkal gazdagodott, a híradástechnikai alkatrészgyártásunk pedig képes ma már a híradástechnikai és műszeripar megbízható, korszerű alkatrészekkel való ellátására. Mindezen eredmények mellett új felismerések is születtek, különösképpen a szilárd testek fizikája területéhez tartozó részterületeken. Nem utolsósorban pedig fiatal kutatók egész sorát sikerült felnevelni.

Kőműves Frigyes

KÖNYVSZEMLE

MARX GYÖRGY: KVANTUMMECHANIKA

(Műszaki Könyvkiadó)

Felesleges lenne a kvantummechanikai módszereknek, a kvantummechanikai fogalomalkotásnak a modern fizika legkülönbözőbb ágaiban játszott szerepét itt részletesen elemezni és méltatni. A Fizikai Szemle olvasói előtt ismert dolog, hogy az anyagról és elemi alkotórészeiről való egész jelenlegi tudásunk olyan épülethez hasonlítható, melynek a kvantummechanika jelenti alapozását. Nagyon fontos feladatot teljesít tehát a szerző, amikor gazdag pedagógiai tapasztalatainak felhasználásával megírt könyve segítségével az érdeklődők eddiginél szélesebb rétegei számára teszi lehetővé a tárgy tanulmányozását. (A magyar nyelven eddig egyedül hozzáférhető kvantummechanikai tankönyvet, Blohincev könyvét, nagy terjedelme, nehézkes fordítása, szokatlan fogalomalkotása alkalmatlanná teszi arra, hogy a nem-specialista szakembert e tudományágba eredményesen bevezesse.)

A könyv először azokat a kísérleti eredményeket ismerteti, amelyek a klasszikus fizika keretein belül értelmezhetetlenek voltak, s amelyek végülis a kvantummechanika kimunkálásához vezettek. A második és harmadik fejezet lényegében deduktív. Az alapelv kimondása után a fogalmi és matematikai következményeket, majd ezek konkrét fizikai interpretációit és alkalmazásait vizsgálja. Elsőnek, az operátorok általános tulajdonságainak rövid ismertetése után, azt az alaptételt mondja ki, hogy a fizikai mennyiségeknek operátorok, ezek lehetséges értékeinek az operátorok sajátértékei felelnek meg. Ezek után kiszámítja a harmonikus oszcillátor, a derékszögű potenciálvölgybe, ill. dobozba zárt elektron, a hidrogénatom energiasajátértékeit, valamint egy rendszer impulzusmomentumának lehetséges értékeit. A második alaptétel az állapotfüggvényre vonatkozik: Az állapotfüggvény a vizsgált rendszerre vonatkozó minden információt magábanfoglal, s változását az állapotegyenlet írja le. (Előbb már mondottuk, hogy a tárgyalás csak *lényegében* deduktív, — a szerző az alaptételek kimondásakor néhány bevezető gondolattal eléri, hogy ezek többé-kevésbé kézenfekvőek legyenek. Ugyanakkor azonban kihangsúlyozza, hogy e tételeket levezetni sehonnan sem lehet, helyzetük az axiómákkal egyenértékű.)

Az állapotfüggvényre vonatkozó alaptétel kimondása után a könyv a kontinuitási egyenletet és Ehrenfest tételeit ismerteti, majd az állapotfüggvény néhány jellegzetes megoldásával (stacionárius állapot, erőmentes állapot, hullámcsomag) foglalkozik. Felhívja a figyelmet a szuperpozíció fontos elvének teljesülésére, majd arra a tényre, hogy az állapotfüggvény az *anyag* hullámmozgását írja le. Az eredmények illusztrálására mindenütt bőségesen közöl kísérleteket, gyakorlati érdekességű számításokat.

A valóságnak a kvantummechanikai módszerekkel való leírása olyan új fogalmak bevezetését követeli, amelyek igen távol állnak köznapi, a makroszkópikus tapasztalatok világában kialakult szemléletünktől. Ezekkel az új fogalmakkal, s a matematikai apparátussal való szoros kapcsolatukkal (az állapotfüggvény valószínűségi értelmezése, a mérés kvantummechanikai elmélete, s a Heisenberg-féle határozatlansági reláció alapvető fontosságú kérdéseivel) foglalkozik a következő néhány pont. Itt talán meg kellett volna említeni, hogy éppen a fogalmi nehézségek (pl. a kvantummechanika jelenlegi apparátusából kiküszöbölhetetlen akauzalitás, melyre a könyv éppen csak utal) indított napjainkban néhány kutatót arra, hogy ezt az apparátust ne tekintsék a tudomány e kérdésben kimondott utolsó szavának.

Az állapotfüggvényről szóló fejezetben foglalkozik még a szerző a Dirac-féle (időtől függő) perturbációszámítással, s a kiválasztási szabályokkal, majd a következő fejezetet teljes egészében az atommagfizikai kutatások számára oly fontos kérdésnek, a szóráselméletnek szenteli. A potenciálfalon és lépcsőn való áthaladás vizsgálata (ide tartozik az alagúteffektus ismertetése) után a szórási hatáskeresztmetszet definiciója, majd a nagy, ill. kisenergiájú részek szórásának elmélete következik.

A könyv utolsó fejezete a többtestprobléma kvantummechanikai tárgyalását, majd annak alkalmazásait tartalmazza. Megismerkedünk a spin fogalmával, a részecskék megkülönböztethetetlenségének elvével, a Pauli-elvvel, s az időtől független perturbációszámítás módszerével. Az eredmények legfontosabb alkalmazásaként az elemek periódusos rendszerének, valamint vegyértékeinek eredetére nézve kapunk felvilágosítást.

A függelék előbb a klasszikus mechanikának a kvantummechanika kiépítése számára alapvetően fontos kanonikus formalizmusát mutatja be, majd a relativisztikus kvantummechanikát, Dirac egyenletét és annak következményeit ismerteti. Végül rámutat néhány olyan problémára, mely a kvantummechanika keretein belül már nem, csak a terek kvantumelmélete segítségével oldható meg.

A könyv stílusa világos, élvezetes. Szerencsésen vegyíti az új fogalmak bevezetését, az egzakt matematikai számításokat, és a szemléletes, meggyőző erejű fizikai példákat és alkalmazásokat. A magyarnyelvű fizikai szakirodalom hasznos és értékes darabbal gazdagodott.

G. Gy.

Ára: 6,— Ft *Előfizetés 1 évre: 40,— Ft*

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

A Nap korpuszkuláris sugárzásának vizsgálata a mesterséges holdak segítségével. Még a múlt században észrevették, hogy a Nap aktivitásának erőssége befolyásolja a Föld mágneses terének változásait, továbbá a sarki fény erősségének és kiterjedésének nagyságát. A század elején *Birkeland* és *Störmer* a sarki fény keletkezését a Napról a Földre érkező töltött részecskék (pl. elektronok és protonok) ionizáló hatásával magyarázta. A Föld mágneses tere ezeket a töltéssel rendelkező részecskéket eltéríti és energiájuktól függően a sarkok körül kisebb vagy nagyobb kúpszögben jutnak csak el a Föld felszínére. A sarki fény alsó szélének magasságából hozzávetőlegesen megállapítható, hogy a Föld légkörének határára érkező ionizáló részecskéknek milyen határok közt van az energiájuk. A későbbiek során világossá vált, hogy a Birkeland—Strömer-féle elmélet több tekintetben problematikus. Az utóbbi években részletesen tanulmányozták a sarki fény spektrumát, a mesterséges holdak segítségével pedig jobban megismertük a magas légkör összetételét. Ennek ellenére a Nap korpuszkuláris sugárzásával kapcsolatban még sok kérdés tisztázatlan. Nyilvánvaló, hogy az egyik legfontosabb feladat a sugárzás összetételének megállapítása. A szovjet fizikusok azt tervezik, hogy a mesterséges holdakba speciális tömegspektrográfot helyeznek el, amely automatikusan regisztrálja a Nap korpuszkuláris sugárzásának tömegspektumát. Azt is tervbe vették, hogy megmérik a sugárzás intenzitásának és összetételének változását a hosszúsági és a szélességi körök mentén. (Uszp. Fiz. Nauk. *64*, 425, 1958.)

Sz. J.

Anti-anyagból álló meteorok hipotézise. Előfordul. hogy a Földre hulló nagyobb meteor mély krátert alakít ki. Általában meg szokták találni a kráter közelében a meteor darabjait. Vannak azonban olyan esetek, hogy a meteornak a Földben keletkező kráteren kívül semmi nyomát nem lehet megtalálni. Így pl. 1908-ban megfigyeltek egy valószínűleg nagyméretű meteort Oroszország felett, amely azután a szibériai pusztákon nagy robbanással földet is ért. A meteor földbe ütközését többszáz mérföldes körzetben észlelték, szeizmográfokkal kimutatták és pontos helyét meghatározták. Az összeütközés hatását mai mértékekkel mérve egy termonukleáris bomba robbanásával tarthatjuk összemérhetőnek. Sajnos, 1927-ig nem került sor arra, hogy expedíció keresse fel a meteor földre érésének helyét. Akkor azonban elképzelhetetlenül nagy pusztítás nyomát lehetett megfigyelni kb. 40 mérföldes körzetben, viszont meteordarabokat nem találtak.

Elfogadható tudományos magyarázat még nem alakult ki erre az esetre vonatkozóan. Most *P. J. Wyatt* felvetette azt az ötletet, hogy a kérdéses meteor esetleg anti-anyagból (olyan anyagból, melynek atommagja antiprotonokból és antineutronokból áll, e körül pedig pozitronok keringenek) volt. Ez a feltevés azonnal magyarázná a robbanást, a nagy pusztítást és a meteortörmelék hiányát. A földi, „rendes" anyag a meteor anti-anyagával találkozva igen rövid idő alatt és teljesen szétsugárzik, miközben a teljes nyugalmi tömeg energiává alakul át. Ezt a kissé fantasztikusnak látszó elképzelést természetesen még kísérleti ellenőrzésnek kell alávetni. Ha az elképzelés helyes, akkor a szétsugárzásnál keletkező intenzív γ-sugárzás rövid élettartamú rádióaktív izotópokat (Al^{39},Mn^{53},Ar^{39},Ti^{44}) hozhatott létre, amelyeket egy újabb expedíció ki tudna mutatni. (Nature *180*. 1194. 1958.)

A. I.

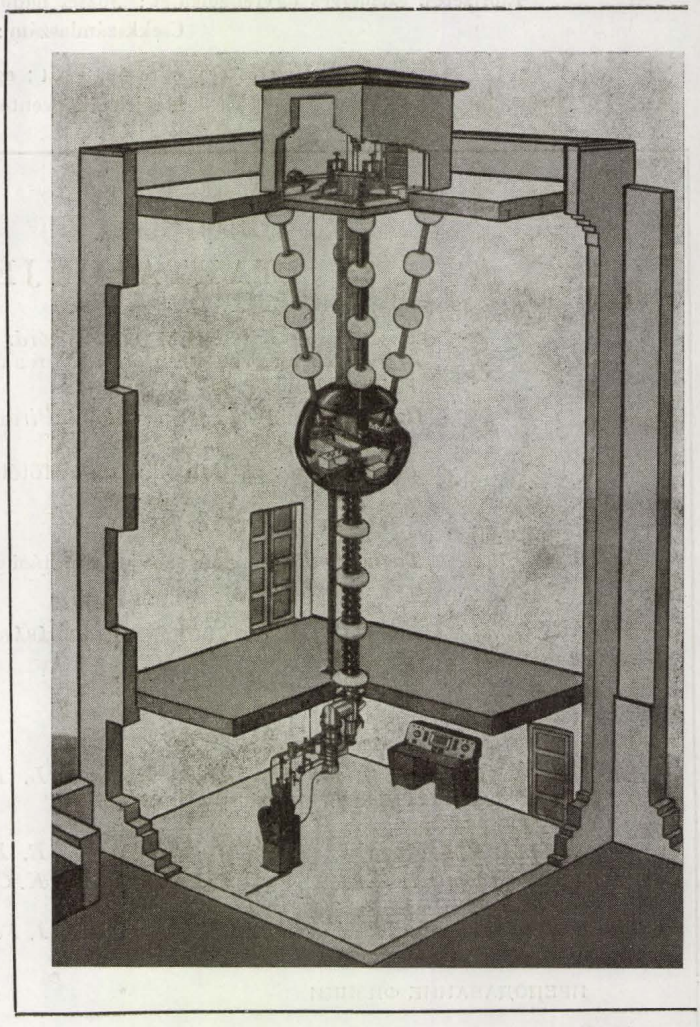
Az atomi tömegegységről. Az atomok tömegét háromféle egységekben szokás megadni: grammokban, fizikai és kémiai tömegskálában (Az utóbbi két esetben — nem éppen szerencsés szóhasználattal — atomsúlyról beszélünk.) A fizikai atomi tömegegység az O^{16} atom tömegének 16-od része, a kémiai tömegskálát pedig úgy kapjuk, hogy a természetes oxigén tömegének 16-od részét választjuk tömegegységnek. Minthogy a természetes oxigénben a 16-os izotóp 99,76% relatív gyakorisággal fordul elő, a 17-es és a 18-as izotóp relatív gyakorisága pedig 0,04% ill. 0,20%, ezért a kémiai atomsúlyok mindössze 0,0278%-kal kisebbek, mint a fizikai skálában megadott atomsúlyok. Mindenesetre az eltérés nagyobb a mérési hibánál. A természetes oxigénben azonban a különböző izotópok relatív gyakorisága ingadozik, s emiatt a kémiai tömegegység kissé bizonytalan. Ennek a bizonytalanságnak a megszüntetésére, valamint a kétféle tömegskála egyesítésére az utóbbi években többen is javaslatot tettek. A diszkussziók három kérdéssel foglalkoztak: 1. Hogyan lehetne a kémiai tömegegység definícióját pontossá tenni? 2. Nem lehetne-e a fizikai és a kémiai tömegskálát egyetlen skálával helyettesíteni? 3. Nem lehetne-e a fizikai skála definícióját is javítani?

Természetesen ha új kémiai skála bevezetésével megszünnék is a jelenlegi kémiai skála bizonytalansága, még mindig kétféle atomi tömegegység léteznék és ennek megfelelően különböznének a fizikai és a kémiai atomsúlyok. Ez pedig különbséget okoz a Loschmidt-szám, a Faraday-állandó, az általános gázállandó értékében is. Azt kérdezhetné valaki: Miért nem vezetik be a kémiában is az egzaktabb fizikai tömegskálát? A kémikusok ettől azért idegenkednek, mert a kémiai táblázatokban megadott értékek ma már sokkal pontosabbak, mint a fizikai és a kémiai skálában megadott értékek eltérése, s ezért az új egységre való áttérés a kémiai táblázatok használatát nagyon megnehezítené. Olyan közös tömegegység bevezetése látszik tehát célszerűnek, hogy az atomsúlyok új és jelenlegi kémiai mérőszámának eltérése lehetőleg kisebb legyen a mérési hibánál, és az új egység definíciója ugyanolyan egzakt legyen, mint a jelenlegi fizikai atomi tömegegység definíciója. *T. P. Kohman*, *J. Mattauch* és *A. H. Wapstra* olyan új tömegskála bevezetését javasolják, amely véleményük szerint a fizikusok és a kémikusok igényeit egyaránt kielégíti. Ebben a skálában a C^{12} szénizotóp tömegének 12-ed része lenne a tömegegység. Ez 318 milliomod résszel nagyobb a jelenlegi fizikai tömegegységnél és 43 milliomod résszel nanyobb, mint a kémiai tömegegység. Az új skálában tehát az atomsúlyt a jelenlegi kémiai atomsúlyból 1,000 043-mal való osztással kapjuk. Az új egység bevezetése az 1957-ben kiadott internacionális atomsúly-táblázat adatainak csak az utolsó jegyében okozna változást. A szerzők tervbe vették, hogy elkészítik az új skálában az atomsúlyok táblázatát. (Naturwissenschaften, *45*, 174, 1958.)

Sz. J.

FIZIKAI SZEMLE

VIII. ÉVFOLYAM
1958.



7.

EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT

AKADÉMIAI KIADÓ
BUDAPEST

Főszerkesztő: **Marx György**

Szerkesztőbizottság:

Bodó Zalán, Csekő Árpád, Györgyi Géza, Keszthelyi Lajos, Marx György, Somogyi Antal, Szabó János, Szalkai Ferenc, Szigeti György, Tarján Imre, Túriné Frank Zsuzsa, Vermes Miklós

Felelős szerkesztő: **Túriné Frank Zsuzsa**

Szerkesztőség: Budapest, V., Szabadság tér 17. Eötvös Loránd Fizikai Társulat
Távbeszélő: 313-388

Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó, Budapest, V., Alkotmány utca 21.
Távbeszélő: 111-010*

Terjeszti a Posta Központi Hírlapiroda Vállalat
Budapest, V., József nádor tér 1. Telefon: 180-850
Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat: József nádor tér 1., üzlethelyiség. Telefon: 183-022
Csekkszámlaszám: 61257

Előfizetés egy évre 40,— Ft; egyes szám ára 6,— Ft
Megjelenik évente tízszer

TARTALOMJEGYZÉK

Kiss Dezső—Kiss István—Pál Lénárd: Tudományos felkészülés az első magyar kísérleti atomreaktor felhasználására

Flórián Endre: Az ionoszféra

Ozike Kálmán—Fodorné Csányi Piroska: A deutérium eloszlása a természetben

Fényes Imre: A termodinamika főtételei IV.

A FIZIKA TANÍTÁSA

Tarnóczy Tamás: A szovjet oktatásügy helyzetéről

HIREK—EGYESÜLETI ÉLET

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

СОДЕРЖАНИЕ

Л. Пал—Д. Киш—И. Киш: Научное приготовление для пользования первого венгерского ядерногореактора

Э. Флориян: Ионосфера

К. Цике—Фодорнэ П. Чаньи: Распределение дейтерия в природе

И. Феньеш: Главные теоремы термодинамики IV.

ПРЕПОДАВАНИЕ ФИЗИКИ

Т. Тарноци: О положении дела образования в СССР

ИЗВЕСТИЯ ИЗ ЖИЗНИ ОБЩЕСТВА ФИЗИКОВ

ИЗ УСПЕХОВ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

INHALT

L. Pál—D. Kiss—I. Kiss: Wissenschaftliche Vorbereitungen zur Anwendung des ersten ungarischen Atomreaktors

E. Flórián: Die Ionosphäre

K. Czike—P. Csányi Frau Fodor: Die Verteilung des Deuteriums in der Natur

I. Fényes: Die Hauptsätze der Thermodynamik IV.

UNTERRICHT DER PHYSIK

T. Tarnóczy: Über die Lage des sowjetischen Unterichtswesen

NACHRICHTEN — AUS DEM VEREINSLEBEN

FORTSCHRITTE DER PHYSIK

Címképünk: 2.10^6 Voltos elektrosztatikus lineáris gyorsító berendezés a Kossuth Lajos Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Intézetében Debrecenben

A kiadásért felelős: az Akadémiai Kiadó igazgatója — Műszaki felelős: Szöllősy Károly
A kézirat beérkezett 1958. VI. 18. Terjedelem: 4 (A5) ív

Akadémiai Nyomda, Budapest, V., Gerlóczy utca 2. — 46127/58 — Felelős vezető: Bernát György

FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

VIII. évfolyam 7. szám 1958. szeptember

Tudományos felkészülés az első magyar kisérleti atomreaktor felhasználására*

Bevezetés

A következőkben elsősorban nem magáról a kísérleti atomreaktorról, annak szerkezeti felépítéséről szeretnénk beszámolni, hanem azokról a tudományos előkészületekről, amelyek a kísérleti atomreaktor hazai viszonyok közötti optimális felhasználását lehetővé teszik. Hangsúlyozni kell az előkészület szót, mivel a reaktor körül működő tudományos csoportok gyakorlatilag csak 1957 tavaszán kezdték meg működésüket és így kifejezetten tudományos eredményekről még korai volna beszélni.

Azt hiszem nem szükséges ezen a helyen indokolni, hogy miért kell hazánkban kísérleti atomreaktort létesíteni és arról sem szükséges részletesebben beszélni, hogy milyen szerepet kell, hogy betöltsön ez a reaktor hazánk atomenergia programmjában. A Magyarország energiahelyzetéről és energiagondjai leküzdésének módjairól folytatott vitákból kiderült, hogy meghatározható időn belül Magyarországon atomerőműveket kell építeni. Az atomerőművek építése, üzemeltetése egy egészen új technikai kultúrának a megteremtését teszi szükségessé. A felmerülő feladatoknak egy részét a kísérleti atomreaktor tudományos gárdája van hivatva megoldani, de hangsúlyozni kell, hogy feltétlenül szükség van sokkal szélesebb körben a korszerű tudományos kutatás kifejlesztésére.

Az alábbiakban egész röviden szeretnénk ismertetni a magyar kísérleti atomreaktor néhány fontosabb fizikai és műszaki adatát.

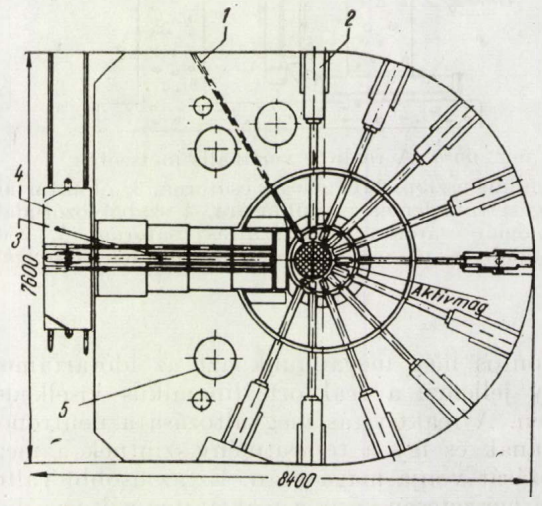
A kisérleti atomreaktor építésével kapcsolatos kérdések.

Amint ismeretes, 1955. júniusában a Szovjetunió és Magyarország között egyezmény jött létre, melynek értelmében a Szovjetunió kb. 6 millió rubelért kísérleti atomreaktort szállít hazánknak. Ez az ár valamivel alatta van a hasonló méretű és komplettségű reaktor világpiaci árának.

1956 áprilisában kezdődtek el a földmunkák; jelenleg a reaktortest szerelése folyik. Nem túl optimista becslések szerint várható, hogy a reaktor ez évben megkezdi próbaüzemét.

A reaktor üzemanyaga U^{235}-ben 10%-ra dúsított urán. Az üzemanyagot 500 mm hosszú és 10 mm külső átmérőjű alumíniumhengerek tartalmazzák. Ezek a pálcák kosarakban összefogva alkotják a reaktor aktív zónáját, amelynek átmérője 645 mm, magassága pedig 500 mm. Az 1. ábrán láthatjuk a reaktor metszetét az aktív zóna magasságában.

A reaktor lassító és egyben hűtőközege kétszer desztillált víz. A rendszer két vízkörös, azaz a fűtőelemeket közvetlenül hűtő víz zárt kört alkotva a felvett hőt egy hőkicserélőn át egy második körnek adja át. Míg az első körben a víz a reaktor működésekor erősen radioaktivvá válik, addig a második kör gyakorlatilag inaktív.



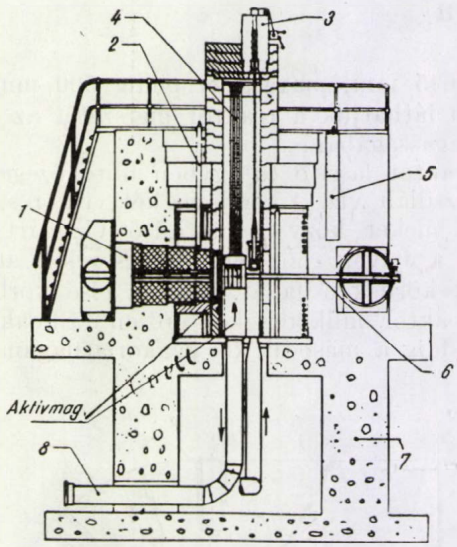
1. ábra. A reaktor horizontális metszete
1 speciális görbevonalú csatorna, 2 vízszintes kísérleti csatorna, 3 termikus oszlop, 4 védőfalak a termikus oszlophoz, 5 rádioaktív anyagok tárolási helye

A reaktor minimális kritikus tömege 3 kg U^{235}. Ahhoz azonban, hogy a reaktorral kísérleteket lehessen végezni és radioaktiv izotópokat lehessen előállítani, a minimális kritikus mennyiségnél több üzemanyagot kell az aktiv zónába behelyezni. A ténylegesen behelyezett üzemanyagban 4,5 kg U^{235} van. Ez 0,05 reaktivitási tartalékot jelent. Üzemközben ebből a reaktivitási tartalékból a hőmérsékleti effektus kompenzálására 0,001, a Xe^{135} mérgező hatásának kompenzálására 0,025 fordítódik. A kísérleti munkára fennmaradó reaktivitási tartalék durván 0,02.

* Elhangzott az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 1958. II. 17-én tartott előadásán.

A le nem kötött többletreaktivitást neutron abszorbeáló anyagból készült szabályozó rudak kompenzálják. A 9 szabályozórúd közül 8 bórkarbidból, 1 pedig rozsdamentes acélból készült. A szabályozó rudak hatásfokát reaktivitási tartalékban szokás megadni. Egy bórkarbid szabályozó rúd hatásfoka 0,01, a rozsdamentes acélrúdé pedig 0,005. Ez utóbbi rúd végzi az automatikus szabályozást.

Üzemzavar esetén a reaktor gyors leállításáról három biztonsági rúd gondoskodik. Egy-egy biztonsági rúd hatásfoka reaktivitási tartalékban mérve 0,013.



2. ábra. A reaktor vertikális metszete:
1 termikus oszlop, 2 függőleges csatorna, 3, ólomtartály a kiégett fűtőelemek elszállítására, 4 szabályozórudak, 5 biológiai csatorna, 6 vízszintes csatorna, 7 védő betonfalak, 8 az első vízkör cirkulációjára szolgáló csövek

Fontos még megadnunk azt az időtartamot, amely jellemzi a reaktort dinamikus viselkedés közben. A reaktivitás megváltozása a neutronok számának és így a teljesítmény-szintnek a megváltozását vonja maga után. Ez az utóbbi változás természetesen késik a reaktivitás változásához képest. A késést a rendszer időállandójával jellemezhetjük; ez a mi esetünkben 0,5 sec. A reaktor teljesítményének ellenőrzésére 7 ionizációs-kamra szolgál. 1 ionizációs-kamra az indítási művelet ellenőrzését, 1 kamra a teljesítmény automatikus regisztrálását, 2 pedig az automatikus szabályozást végzi, míg a fennmaradó 3 ionizációs-kamra a védelmi berendezéseket vezérli.

A reaktor víz-reflektorral, öntöttvas és nehézbeton védelemmel van ellátva. Az aktiv zóna felett 3,5 m vízréteg biztosítja a védelmet. A 2. ábrán látható a reaktor vertikális metszete.

A kísérleti fizikusok számára nagyjelentőségű a neutronfluxus értéke. Reaktorunk aktív zónájának közepén ez az érték $2 \cdot 10^{13}$ neutron/cm^2 sec. Az aktiv zóna középső részén horizontálisan kilenc kísérleti csatorna biztosítja a kísérletekhez szükséges neutronnyalábot. A kísérleti csatornákban a termikus neutronfluxus $0{,}2—0{,}5 \cdot 10^9$ neutron/cm^2 sec. A csatornákat speciális szervomotorral meghajtott tolózárral lehet lezárni. Az aktív zónához csatlakozik még egy mozgatható grafit-prizma is, az ún. termikus oszlop, melynek segítségével termikus neutronokkal végezhetünk kísérleteket.

A reaktort kiszolgáló egyéb berendezésekről e helyen úgy hiszem felesleges lenne részletesebben beszélni. A méretek szemléltetése végett azonban megemlítjük, hogy maga a reaktor egy 15 000 m^3-nyi nagy csarnokban foglal helyet. A reaktor egész épülete 35 000 m^3, melynek legnagyobb részét a reaktor kiszolgálásához szükséges segédberendezések foglalják el. Ez a viszonylag nagy épület a tényleges fizikai, kémiai és műszaki kutató munkához alig tartalmaz laboratóriumi helyiségeket.

Az előkészítő munka általános jellemzése

A reaktor létesítésével kapcsolatban a következő feladatok merültek fel:

1. meg kell szervezni a reaktor üzembiztos kezelését;

2. ki kell választani azokat a legfőbb kutatási irányokat, amelyekben hazai viszonyaink mellett — aránylag nem túl hosszú idő alatt — eredményes munkát folytathatunk;

3. létre kell hozni az ezekhez a kutatásokhoz szükséges laboratóriumokat, műszereket és végül

4. ki kell alakítani azt a tudományos gárdát, amely a kitűzött programmot végrehajtja.

Most pedig lássuk részleteiben mit tettünk a felsorolt feladatok megvalósítása érdekében.

A reaktor szakszerű üzemvitelét egy kutatással nem foglalkozó gárda, a reaktor-üzem látja el. A reaktor-üzem vezetői a Szovjetunióban nyertek kiképzést reaktorok kezelésével kapcsolatos kérdésekben 1956 tavaszán. Az üzem jelenleg a reaktor szerelési munkálatainak szakszerű ellenőrzése mellett, azoknak az üzemviteli szabályoknak és tanfolyam anyagoknak az elkészítésével foglalkozik, melyek nélkül a tényleges üzemvitelt nem lehet megnyugtató módon elképzelni.

Rövidesen alkalom nyílik arra, hogy tanfolyamok keretében reaktorok üzemviteléből elméleti és gyakorlati kiképzést is adjunk. Ilymódon a reaktor-üzem gárdája hathatós segítséget nyújt majd a népgazdaságnak atomreaktor üzemeltetésben járatos szakemberek kiképzésével.

A fő kiutatási irányok kiválasztásánál figyelembe vettük hazánk gazdasági és ipari adottságait, tanulmányoztuk az irodalmat és személyes tapasztalatokat igyekeztünk szerezni a Szovjetunió és más országok hasonló intézményeinél.

A reaktor mint intenzív neutronforrás elsősorban neutronfizikai kísérletek elvégzését biztosítja. Itt csupán az a gond, hogy nagyon nehéz a reaktorok nyújtotta lehetőségeken belül valóban alapvetően új kutatási lehetőségeket találni, mivel

az elmúlt évek során a fejlett ipari országokban nagy erőket mozgósítottak hasonló kutatások elvégzésére. Természetesen súlyos hiba volna azt állítani, hogy ilyen lehetőségek nincsenek.

A reaktor nemcsak a neutronfizikai vizsgálatok bázisául kell, hogy szolgáljon, hanem kiinduló pontja kell, hogy legyen a reaktorfizikai és reaktortechnikai kutatásoknak is. Magától értetődő, hogy hazánk gazdasági viszonyaira való tekintettel e kutatások szűk mederben, jól kiválasztott irányban kell, hogy folyjanak, mivel igen költségesek. Meg kell jegyezni, hogy itt elsősorban nem a fizika alapvető kérdéseinek tisztázását szolgáló kutatásokról van szó, hanem olyan vizsgálatokról, amelyek — bár az említett diszciplinákon belül alapvető kutatásoknak számítanak — jelentősége erősen gyakorlati.

A reaktorok körül az egész világon egy nem túl hosszú múltra visszatekintő diszciplína, a magkémia alakult ki. A magkémiai kutatások szintén igen költségesek, ezért itt is gondos elemzésre van szükség, hogy milyen irányban haladjunk.

A következőkben részletesebben szeretnénk beszámolni a fundamentális és az alkalmazott neutronfizikai, a reaktor-fizikai és a reaktortechnikai kutatásokról, illetve azokról az elképzelésekről, amelyeket ezeken a területeken kialakítottunk.

A tudományos célkitűzések és az eddig elért eredmények ismertetése

1. Fundamentális neutronfizikai kutatások

A fundamentális neutronfizika egyrészt a neutronok fizikai tulajdonságaival foglalkozik, másrészt — és döntő mértékben — azokat a magreakciókat vizsgálja, amelyeket különböző energiájú és esetleg polarizáltságú neutronokkal végezhetünk. Az általunk választott témák erre a második területre esnek. Két főtémánk az (n,γ)-reakciók vizsgálata és a hasadási jelenségek tanulmányozása. Mindkét témát már sokan és részletesen tanulmányozták, ennek ellenére több kérdés még részletes vizsgálatra szorul. Ezeken a még meglévő „fehér", illetve „szürke" foltokon kívül sok fontos és érdekes probléma megoldására várunk választ polarizált neutronokkal, majd a távolabbi jövőben polarizált neutronokkal és polarizált magokkal végzett mérésektől. Ezt a várakozásunkat megerősíti az Egyesített Atomkutató Intézet (Dubna) most épülő neutronfizikai laboratóriumának múlt év decemberében tartott programm-megbeszélő értekezlete. Itt is az a vélemény alakult ki, hogy a polarizált neutronokkal kiváltott magreakciók tanulmányozása jelentős, újszerű megállapításokat hozhat.

a) (n,γ)-reakciók vizsgálata.

A magok tulajdonságairól (energianívók helyzete, spin, paritás stb.) sok értékes ismeretet szerezhetünk olymódon, hogy a kérdéses magot neutronokkal bombázzuk és tanulmányozzuk a neutronok befogását követő gamma-sugarak tulajdonságait (energia, polarizáltság, időkorreláció stb.).

Első lépésként a gamma-sugárzás energiaspektrumának mérésére szolgáló technikai berendezéseket és mérési módszereket kívánjuk kifejleszteni. Ezideig megépítettünk és behitelesítettünk egy folyamatosan regisztráló szcintillációs gamma-spektrométert, amelynek műszaki adatai (9,5%-os felbontás a Cs^{137} 661 KeV-os vonalára vonatkozóan ; 1%-nál kisebb non-linearitás) elérik azt a nívót, amely már világviszonylatban is jónak tekinthető. A spektrométer két előnyös tulajdonsággal rendelkezik : az egyik, hogy közvetlenül milliméter papírra rajzolja a spektrumot és így kezelése kényelmes, a másik, hogy egy teljes spektrum automatikus felvételéhez mindössze 5—10 percre van szükség.

Az automatikusan regisztráló spektrométer kis beütésszám esetében nem használható, ezért kis intenzitások mérésére készül egy 20 csatornás, nem automatikus amplitudó analizátor.

A szcintillációs készülékkel felvett többvonalas spektrumok kiértékelését általában megnehezíti az a tény, hogy a különböző vonalak fotocsúcsára rászuperponálódik a nála nagyobb energiájú gamma sugarak Compton-szórásból származó része, amelynek a figyelembe vétele meglehetősen bonyolult, nehézkes és csak pontatlanul lehetséges. Ezen szeretnénk segíteni a spektrométer oly módosításával, hogy a spektrum kialakításában csak azok a gamma-sugarak vegyenek részt, amelyek teljes energiájukat elvesztették a szcintillációs kristályon belül. Kézenfekvő gondolat, és ezt az irodalomban is felvetették, bár ilyen típusú mérőkészülékről kevés szó esik, hogy a tényleges mérőkristályt egy másik, nagyobb méretű szilárd vagy folyadék foszforral vegyük körül és egy antikoincidencia kapcsolás gondoskodjon arról, hogy a berendezés csak azokat az eseményeket regisztrálja, amelyeknél a mérőkristályra irányított gamma-sugárzás teljes egészében elnyelődik, és nem szóródik ki az őt körülvevő szilárd foszforba. Egy ilyen típusú úgynevezett anti-Compton spektrométer építése folyamatban van és ettől a Compton szórásból származó komponens erős csökkenését várjuk, amely ha sikeresen megoldódik, a leningrádi magspektroszkópiai konferencián szerzett tapasztalataink szerint érdeklődésre tarthat számot.

Kézenfekvőnek látszik a mérések első lépéseként olyan magokban bekövetkező neutronbefogásból származó gamma-sugarak energia-spektrumát tanulmányozni, amelyeknek befogási hatáskeresztmetszete nagy és így a mérést még a reaktor elkészülte előtt Po-Be neutronforrás segítségével is elvégezhetjük. Ilyen minta lehet például a Cd. Természetes, ez a mérés elsősorban reprodukciós jellegű lesz és részint a mérőkészülék hitelesítését, részint a tapasztalatszerzés célját szolgálja.

A polarizált neutronok befogását követően várható, hogy a keletkezett gamma-sugárzás cirkulárisan polarizált lesz és a polarizáció fokából következtethetünk a paritás viszonyokra. Az ilyen típusú mérésekre való előkészületképpen építettünk egy olyan készüléket, amellyel a gammasugarak mágneses szórásának segítségével ki tudjuk mutatni a polarizáltságot.

A neutronok befogását követően gyakran keletkeznek izomér magok, melyek közepes élettartamának ismeretéből következtetéseket vonhatunk le a megszerkezetre vonatkozóan. Ennek megfelelően vizsgálataink harmadik irányát metastabil állapotok élettartamának meghatározása képezi és ennek érdekében még ez évben hozzákezdünk a millimikroszekundumos időmérési technika kifejlesztéséhez.

b) Hasadási jelenségek tanulmányozása

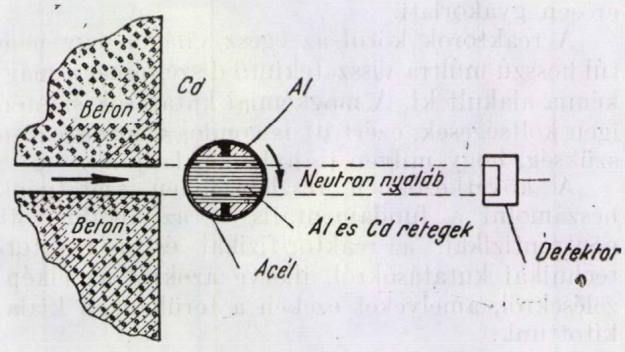
A neutronfizikai mérések másik csoportját a hasadás mechanizmusának kísérleti vizsgálata képezi. Az egyik alapvető probléma a gerjesztett hasadási termékek által kibocsájtott gammasugárzás energia spektrumának felvétele a hasadási termékek energiájának függvényében. Ebből egyrészt következtetéseket lehet levonni a hasadási termékek energia nívóinak tulajdonságaira, másrészt a mérés kis módosításával választ lehet kapni arra a kérdésre, hogy a gamma-sugárzás hány százaléka keletkezik — ha egyáltalán keletkezik — közvetlenül a bomlás aktusában és hány százaléka bocsátódik ki a későbbi időpontban a keletkezett bomlási termékek által. Ezeknek a kérdéseknek vizsgálatával már többen foglalkoztak, azonban rendszeres, körültekintő mérés még nem ismeretes.

Mivel a gamma-sugárzás energiaspektrumát a hasadási termékek energiájának függvényében kívánjuk tanulmányozni, a tényleges kísérleti munka első lépését — a már más célokra megépített gamma-spektrométeren kívül — hasadási kamra megépítése kell, hogy képezze. A hasadási termékek energiájának mérésére alkalmas hasadási kamra tervei elkészültek, a kamra megépítése folyamatban van. Az első mérések természetszerűen technikai jellegűek lesznek és a kamra különböző tulajdonságait vannak hivatva meghatározni. Így pl. az optimális üzemi viszonyok meghatározása érdekében (és egyébként a kérdés külön érdekessége szempontjából is) tanulmányozni fogjuk az elektronok adott irányban mért sebességét (drift velocity), mint a töltőgáz minőségének, nyomásának és az alkalmazott térerősségnek a függvényét.

A hasadási kamra által szolgáltatott impulzusok mérésére készült egy 20 csatornás amplitudó analizátor. Az analizátor elektronikus megoldása lehetővé teszi, hogy két analizátor egységet csatornánként koincidenciába kapcsolva alkalmazzunk és így különböző energiájú részek között koincidenciát tudjunk mérni.

A hasadás tanulmányozásával kapcsolatban a másik problémakör a hasadási termékek energia eloszlásának vizsgálata a hasadást kiváltó neutronok energiájának függvényében. Ez azért tekinthető érdekes kérdésnek, mert a gerjesztett mag spin-állapota különböző rezonanciahelyeken feltehetően más és más, és várható, hogy a spinállapot a hasadási termékek energiaeloszlását befolyásolja.

A mérés kiviteléhez szükséges egy olyan berendezés, amely lehetővé teszi, hogy a reaktor által szolgáltatott folytonos energia-spektrummal rendelkező neutronok közül bizonyos meghatározott energiájú neutronokat kiválasszunk. Ezért tervbevettük egy mechanikus sebesség szelektornak és egy repülési időmérő készüléknek az elkészítését. A sebesség szelektor (3. ábra) egy forgó



3. ábra. Mechanikus sebességszelektor elvi elrendezése

henger, amelyen egy vagy több, a neutronok számára átlátszó rés van és így a neutronok a reaktorból a rotornak csak meghatározott helyzetében tudnak a detektáló berendezéshez eljutni. A rotor és a detektáló berendezés között kb. 20 m hosszú vákuumcső van elhelyezve, ebben haladnak a neutronok. A nagyobb energiájú, tehát gyorsabb neutronok hamarabb elérkeznek a detektorhoz, mint a lassúak. A detektorból kapott impulzus — a rotor átengedési helyzete által megszabott 0 időponthoz képest — attól függő késéssel érik el tehát az időmérő berendezést, hogy mekkora energiával rendelkezett az impulzust kiváltó neutron. A detektorhoz kapcsolódó időmérő berendezés 100 csatornás, és kb. 1200 elektroncsövet tartalmaz. A készülék áramköreit már bemértük, sőt jelenleg a végleges szerelés folyik. Annak a megállapítása, hogy milyen energiájú neutron okozott beütést, hármas koincidencia berendezéssel történik. A neutrondetektor szolgáltatja a koincidenciához szükséges egyik jelet, amely a 10×10-es mátrix sémában elhelyezett 100 db koincidencia keverőfokozat mindegyikébe egyidejűleg eljut. A rotor által megszabott 0 időpillanatban megkezdi működését egy elektromos „óra", amely meghatározott időközökben lead egy impulzust a mátrix elrendezés soronkövetkező oszlopára. Ugyanígy minden tizedik, huszadik stb. impulzus eljut időbeli sorrendben a mátrix első, második stb. sorára. A mátrix valamelyik pontjában hármas koincidencia akkor

létesül, ha a detektor jele időben egybeesik a kérdéses ponthoz tartozó sorra és oszlopra leadott elektromos időjelzéssel. Így minden neutron energiának más és más pont felel meg a mátrix elrendezésben.

Mivel a repülési időmérő berendezésnél lényeges ismerni a neutronnak a detektáló rendszerbe való beérkezése és a detektor által szolgáltatott jel közti időkülönbséget, jelenleg elkezdődött a BF_3 neutronszámlálók időkésésének mérése.

E tudományos előkészületeken kívül az elmúlt év második felében kidolgoztunk egy gyors és pontos módszert kőzetek urán, tórium és rádiumtartalmának radiológiai módszerrel való meghatározására. A porrátört kőzetminta analizisét előzetes kémiai feldolgozás nélkül közvetlenül végezhetjük el: a mérés a kőzet által kibocsájtott beta- és gammasugarak számlálásán alapszik. A betasugarak mérésére GM-cső szolgál, a gammasugarakat pedig szcintillációs számláló számolja és egy hozzákapcsolódó elektronikus berendezés lehetővé teszi bizonyos gamma-energiák külön mérését. A mért beütésszámokból az urán, tórium és rádiumtartalom egyidejűleg, egymástól függetlenül meghatározható. A készülék a brüsszeli világkiállításon kerül bemutatásra.

2. Alkalmazott neutronfizikai kutatások

Az alkalmazott neutronfizikának külön elhatárolt területe nincs. Azokat a vizsgálatokat szokás az alkalmazott neutronfizikai vizsgálatok tárgykörébe sorolni, amelyekben neutronok segítségével tájékozódunk különböző fizikai folyamatokról. Különösen a szilárd testek fizikájában hozott sok újat a neutronfizikai vizsgálati módszerek bevezetése. Mivel hazánkban a szilárd test fizikai kutatásoknak bizonyos területeken szép tradíciói vannak, érthető, hogy az alkalmasott neutronfizikai kutatásokat a szilárd testek fizikájának területén kívánjuk végezni.

a) A neutronok kölcsönhatásba kerülve a szilárd testekkel egyrészt előidézhetnek változásokat magában a szilárd testben, másrészt felvilágosítást adhatnak a szilárd test szerkezetéről. A vizsgálatok egyik részének tehát arra kell irányulnia, hogy tisztázza a neutronbesugárzásnak kitett szilárd testek szerkezeti elváltozásainak mechanizmusát és ezen elváltozásoknak a fizikai tulajdonságokra gyakorolt befolyását. Célkitűzéseink között szerepel, hogy bizonyos ötvözetek besugárzásának a rendeződési jelenségekre gyakorolt hatását tanulmányozzuk. A sugárhatásfizikai vizsgálatoknak egy másik ága lenne, hogy a gyors neutronok hatására előálló rácssérülések a tiszta fémek és ötvözetek mechanikai, elektromos és mágneses tulajdonságait miként befolyásolják. Anélkül, hogy részletesebben kitérnénk az ilyen jellegű vizsgálatok alapvető jelentőségére, megemlítjük, hogy az utóbbi években egyre növekszik az ilyen jellegű kutatásokról közzétett u dományos publikációk száma.

Ezeket a vizsgálatokat természetesen csak a reaktor beindulása után kezdhetjük el. A tényleges munka megkezdéséig azonban számos olyan feladat van, amellyel már most kell foglalkoznunk. A rendeződési jelenségek vizsgálatát előkészítettük. Ni_3Mn és Cu_3Au ötvözeteken kívánjuk először besugárzás hatása nélkül a rendeződés kinetikáját vizsgálni. Az eddigi vizsgálatoknak egyik legnagyobb hátránya az, hogy a rendparamétertől érzékenyen függő fizikai mennyiséget, pl. elektromos ellenállást, a rendeződés tartama alatt nem folyamatos mérési eljárással regisztrálják, hanem a rendeződést befagyasztva szakaszosan mérik a fizikai mennyiség változását. Az ilyen mérési eljárásnál semmi biztosíték nincs arra, hogy az egyes befagyasztások után mindig az az állapot rögzítődik, ami a befagyasztás előtt még megvolt. Ezért egy folyamatosan regisztráló berendezést dolgoztunk ki a rendeződési folyamatok kinetikájának vizsgálatára. Különösen érdekes kérdés, hogy az egyes fizikai mennyiségek (elektromos ellenállás, mágneses szuszceptibilitás, Hall-koefficiens, Young-modulus) az ötvözet rendezettségét, illetve rendezetlenségét kifejező — nagyon sokféle elv alapján választható — rendparaméterek közül melyikkel állnak kapcsolatban. Ugyancsak nagyon érdekes kérdés, hogy a viszonylag nem magas hőmérsékleten megszűnő rendezettség milyen mechanizmus szerint szűnik meg. Ilyen vonatkozásban a besugárzási kísérletek majd sok érdekes adatot adhatnak.

A rendeződési jelenségek vizsgálatához a neutronok nemcsak arról az oldalról segítenek hozzá, hogy pl. rácshibákat képezhetünk segítségükkel az ötvözetekben, hanem arról az oldalról is, hogy röntgen-módszerrel nehezen megkülönböztethető komponensekből álló ötvözetekben lassú neutronok diffrakciójával mérhetünk valamilyen rendparamétert.

Ezzel a gondolattal már meg is említettük a neutronokkal végezhető szilárd test fizikai vizsgálatoknak egy másik lehetőségét. Lassú neutronok kristályokban bekövetkező szóródása felvilágosítást nyújt a kristályszerkezetről. A neutrondiffrakciós módszer igen fontos eszköz a szerkezetvizsgálatokban. Még egy körülményre szeretnék utalni: a lassú neutronok mágneses szóródása értékes felvilágosítást nyújt különböző ferromágneses anti, ferromágneses és ferrimágneses anyagok tulajdonságaira vonatkozóan. Polarizált neutronnyalábnak mágneses anyagokon történő áthaladása közben előálló depolarizációjából pedig a mágneses inhomogenitásra, domen-fal szerkezetre kaphatunk értékes felvilágosítást.

Ezeknek a kísérleteknek az elvégzéséhez igen komplikált berendezésre, neutron-diffraktográfra és neutron-spektrométerre van szükség. E berendezés tervezése elkezdődött.

b) Hideg neutronok szilárd testekben bekövetkező rugalmatlan szóródása értékes felvilágosítást nyújt a szilárd test fonon energianívóinak szerkezetéről. Az utóbbi idők egyik leg-

szebb teljesítményének lehet tekinteni, hogy hideg neutronok rugalmatlan szóródásának energia analízise alapján sikerült pl. a fonon gáz energiaspektrumát meghatározni. A hideg és szuperhideg neutronok szilárd testekben bekövetkező rugalmatlan szóródásának tanulmányozása egyik legreményteljesebb, legtöbbet ígérő kutatási iránya az alkalmazott neutronfizikai kutatási programnak.

3. Reaktorfizikai kutatások

Ezekután szeretnénk megemlékezni arról, milyen irányban indultunk el a reaktorfizikai kutatások terén. Itt primér programként azt a feladatot tűztük ki, hogy a reaktorok tervezéséhez szükséges neutronfizikai makroparamétereket korszerű, pontos módszerrel meghatározhassuk. Ilyen makroparaméterek: diffuziós hossz, lelassulási hossz, neutronok átlagos élettartama, sokszorozási tényező stb. Régóta ismeretesek azok a módszerek, amelyekkel ezeket a mennyiségeket többkevesebb pontossággal mérik. Ezeket a módszereket két csoportba oszthatjuk: stacionárius és nem-stacionárius módszerek. Az előbbiek jellemzője, hogy a vizsgálandó közegbe neutronforrást helyezünk és megfelelő detektorral mérjük a neutronsűrűség eloszlását, lehetőség szerint különböző energiákon. Az eloszlási görbékből a kérdéses paraméterek kiszámíthatók. A nemstacionárius módszernek a lényege az, hogy adott időpontban neutron impulzust injektálunk a vizsgálandó rendszerbe, majd megfelelő berendezéssel regisztráljuk a neutron impulzus szétfolyásának időbeli lefutását. Ez utóbbi módszer előnye, hogy gyorsabb és kisebb anyagmintákon lehet a vizsgálatot elvégezni. Mindössze néhány éve kezdték el e módszer alkalmazását, azonban még ma is elég kevés helyen vezették be. Programmunkban mind a stacionárius, mind a nem-stacionárius módszer kidolgozása szerepel.

Első lépésként meg kellett oldanunk a neutronfluxus abszolút mérését. Kidolgoztunk egy az irodalomban jól ismert berendezést, amely lehetővé teszi a neutronfluxus — bizonyos értelemben — abszolút mérését. A mérés elve a következő: a neutronok olyan anyagból készült fóliát aktiválnak, amelynek atommagjai a neutron befogása után egy elektront és valamivel később egy gammarészecskét emittálnak. Megszámolva a beta-gamma koincidenciák számát, valamint külön a beta- és külön a gamma-részecskék számát, kiszámítható a fólia abszolút aktivítása és ebből, bizonyos értelemben használva a kifejezést, a neutronfluxus abszolút értéke. A berendezést megépítettük, a hitelesítést elvégeztük és jelenleg rendelkezésre áll a neutronfluxus abszolút mérésére egy jól bevált készülék. A neutronok számlálásának egy másik módját is meg kellett oldani. Bórtrifluorid gázzal töltött számlálócsöveket kellett készítenünk. A számlálócsövek hatásfokának növelése érdekében kívánatos megnövelni a bortrifluorid gázban a B^{10} izotóp arányát. A magkémiai osztály ennek az igénynek a kielégítésére foglalkozik a B^{10} izotóp bedusításával.

Miután a szükséges mérőberendezés rendelkezésünkre állt, elsőnek egy egyszerű méréssel kezdtük munkánkat: nagy pontossággal meghatároztuk természetes vízben a lelassulási és a diffuziós hosszt. Egyben elméletileg is megvizsgáltuk a hidrogéntartalmú lassító közegek paramétereinek meghatározásával összefüggő kérdéseket. Az irodalmat olvasva sok, nem egészen világos körülmény között végrehajtott mérésről és interpretációról értesülhetünk. Tisztáztuk, hogy hidrogéntartalmú lassító közegekben általában milyen mérési módszert kell választanunk a diffuziós és a lelassulási hossz pontos meghatározására.

Nemrég kezdődtek el azok a vizsgálatok, amelyek már újszerűek. Mintegy 2 évvel ezelőtt értesültünk arról, hogy különböző organikus anyagok előnyösen használhatók lassító és hűtőközegként. Ezekről az anyagokról az irodalomban megjelent ugyan néhány közlemény, de ezek csak a besugárzással szembeni stabilitást vizsgálták. Kiderült, hogy különösen a ciklikus organikus anyagok, közöttük a difenil és néhány származéka, pl. az izopropil-difenil kedvező tulajdonságokat mutat. A reaktorok-adta viszonyok között ezek az anyagok szenvednek ugyan bizonyos bomlást a sugárzás hatására, azonban egész sor más előnyös tulajdonságuk van. Aránylag magas hőmérsékletre felhevíthetők anélkül, hogy forrásnak indulnának (pl. a difenil 256 C°-on forr), ennek következtében kisnyomású primér hűtőkört lehet szerkeszteni difenil alkalmazásával. Lassítási paramétere is jobb, mint a természetes vízé, mivel az 1 cm^3-ben levő hidrogénatomok száma valamivel kisebb, mint a természetes vízben, tehát a hidrogén viszonylag erős neutron abszorbciója százalékosan aránylag kisebb. Hátránya, hogy hőkapacitása és hővezető képessége a természetes vízénél kisebb.

Elhatároztuk, hogy rendszeres vizsgálat alá vesszük a difenil — pontosabban a difenil és difeniloxid keverékéből álló difil — neutronfizikai makroparamétereit. Ezek a vizsgálatok éppen most indultak meg. A nehézségek szemléltetésére a következőket említjük meg: a difenil átható szagú, mérgező anyag, amelyből a stacionárius módszerekkel való mérésekhez m^3 nagyságrendű mennyiségekre van szükség. A hőmérsékletfüggés tanulmányozása érdekében ezt az egész mennyiséget magas hőmérsékletre kell hevíteni. A difeniles közegben el kell helyezni a neutrondetektort, a neutronforrást és egy kadmium-ernyőt. Pontosan mérnünk kell a lezárt rendszeren belül a detektorként használt fólia síkjának a neutronforrástól, illetve a kadmium-ernyőtől való távolságát. Az aktivitás meghatározása érdekében minden aktiválási periódus után ki kell emelnünk a fóliát anélkül, hogy a rendszerben levő difenilgázok jelentősen kitörnének. Ezeket a nehézségeket sikeresen leküzdöttük és reméljük, hogy a II. genfi nemzetközi atomenergia értekezletre elsők között tudjuk nyilvánosságra hozni a difenilre vonatkozó

neutronfizikai makroparaméterek hőmérsékleti függését, amelyre difenil moderátorú és hűtőközegű reaktorok tervezésénél feltétlenül szükség van.

A nem-stacionárius módszer kidolgozása ugyancsak folyamatban van. Szerelés alatt áll egy 200 kV-os, impulzus üzemű neutron-generátor, amely neutron impulzusokat injektál a vizsgálandó közegbe. Szerelés alatt áll egy 20 csatornás időanalizátor is, amely a neutrongenerátor indulási impulzusával vezérelve a neutroncsomagok időbeli szétfolyását méri.

A reaktor beindulása után a reaktor-fizikai kutatások további programjában szerepelni fog különböző heterogén rendszerekre vonatkozó rezonancia befogás elkerülési valószínűségek meghatározása. Kívánatosnak tartjuk egy szubkritikus, majd egy zéró teljesítményű homogén, előbb víz moderátorú, később szerves moderátorú reaktor megépítését.

Tervbe vettük, hogy megvizsgáljuk szubkritikus sokszorozó rendszerek sokszorozási fluktuációit. Sikeresen kidolgoztunk olyan módszert, amellyel szubkritikus és kritikus rendszerek sokszorozásának ingadozásai kiszámíthatók. Meghatároztuk az ingadozást jellemző szemi-invariánsokat. A mérési adatok statisztikus elemzése alapján kiszámítható az egy hasadási aktusban keletkező promt- és késő-neutronok számának szórásnégyzete.

4. Reaktortechnikai kutatások

A reaktor-fizikai kutatások a legszorosabb kapcsolatban lesznek a meginduló reaktor-technikai kutatásokkal. Ezekről korai volna még beszélni, de az már most is valószínűnek látszik, hogy a következő területeken alakul majd ki kutatási munka :

a) fűtőelemek hőátadási mechanizmusának tanulmányozása,

b) hazai nyersanyagokból készíthető sugárvédelmi anyagok kutatása.

A reaktor-technikai kutatásokkal kapcsolatban egy érdekes munkáról szeretnék még megemlékezni. A reaktor ventillációját biztosító berendezéshez egy 80 m magas kémény csatlakozik, amelyen keresztül a reaktorról leszívott rádioaktív gázokkal és aeoroszolokkal fertőzött levegő a szabadba jut ki. Műszakilag érdekes kérdés, hogy adott szélviszonyok mellett, hogyan kell meghatározni a kémény magasságát, hogy a belőle kikerülő rádioaktív gázokkal szennyezett levegő — diffúzió révén — lehetőleg annyira felhíguljon, hogy mire a föld felületére leér, ott már semmiféle veszélyt ne jelentsen. Ezek a számítások igen érdekes adatokat szolgáltattak reaktorkémények méretezéséhez.

5. Magkémiai kutatások

A reaktorhoz kapcsolódó kémiai program négy főtéma köré csoportosul :

a) reaktor üzemanyagok, ill. azok nyersanyagainak kémiája ;

b) magtechnikai fontosságú anyagok analitikai kémiája ;

c) rádioaktív izotópok előállítása és stabil izotópok szétválasztása ;

d) sugárhatáskémiai vizsgálatok.

a.) Ismeretes, hogy Pécs környékén néhány évvel ezelőtt olyan urántartalmú kőzeteket fedeztek fel, amelyeket mind urántartalmuk, mind pedig mennyiségük érdemessé tesz a feldolgozásra. Az ércek üledékes homokkövek, a kvarc és földpátszemek meszes kötőanyagában tartalmazzák az uránt finoman elszórt szurokérc és fekete porhoz hasonló uránkorom formájában.

Körülbelül másfél évvel ezelőtt kezdtünk hozzá a hazai uránércek kémiai vizsgálatához. A fém kinyerésére irányuló kísérleteink az ércfeldolgozás három fázisa szerint a következőképpen csoportosíthatók :

I. az érc feltárása, vagy másként az urán kioldása az ércből ;

II. az urán kinyerése a híg feltárási oldatokból ;

III. reaktor tisztaságú uránvegyületek előállítása a technikai uránkoncentrátumokból.

Az érc feltárására vonatkozó vizsgálatok célja azoknak a körülményeknek meghatározása, amelyek mellett a legkisebb vegyszer- és energiafelhasználással az urán közel 100%-a kilúgozható. Az ércek feltáródásának vizsgálatára egyszerű készüléket állítottunk össze. A 20—30 g-os ércminta a kilúgozó anyaggal, az esetleges katalizátorral, vagy oxidáló anyaggal együtt henger alakú üvegedénybe kerül. Mivel az urán oxidált, hatértékű formájában könnyebben oldatba megy, célszerű a keverést levegőátfúvással végezni. A levegő oxigénje egyben mint a legolcsóbb oxidálóanyag is szerepel. Ebben egyidejűleg a minta vizsgálata folyik. E készülék segítségével megvizsgáltuk az urán kioldódásának mértékét és sebességét különböző paraméterek függvényében (pl. a kilúgozó oldat összetétele, szilárd-folyadék fázisarány, levegőmennyiség, hőmérséklet, stb.). Mérési eredményeink egyrészt felvilágosítást adnak az ércek természetére vonatkozóan, másrészt alapul szolgálhatnak a technológiai méretű kísérletekhez és egy ércfeldolgozó üzem megtervezéséhez.

Az uránércek feldolgozásának másik fázisa a fémnek a feltárási oldatokból való kinyerése. Erre a modern kémiai technológiában két módszert alkalmaznak : az ioncserélő gyantán való koncentrálást, vagy a vízzel nem elegyedő szerves oldószerrel való extrakciót. Ezzel kapcsolatban igen széleskörű vizsgálatokat folytatunk ioncserélő műgyantákkal. Vizsgáljuk a Műanyagipari Kutatóintézetben kidolgozott magyar gyantatípusok alkalmazhatóságát az urán kinyerésére, de összehasonlítás céljából külföldi gyártmányú gyanták-

kal is végzünk kísérleteket. Meghatározzuk a gyanta kapacitását, a kicserélődés sebességét és más fizikai-kémiai tulajdonságait.

Az ioncserélő gyantákkal végzett kutatásaink nemcsak az uránkinyerés technológiájának kidolgozásához szolgálhatnak alapul, hanem a nagymennyiségű kísérleti adat lehetőséget ad az ioncserés folyamatok mechanizmusára és kinetikájára vonatkozó elméleti megállapításokra is.

Bár laboratóriumunkban csak az uránérc feldolgozás tudományos vonatkozású alapkérdéseivel foglalkozunk, ezek nem választhatók el élesen a technológiai jellegű vizsgálatoktól. Így néha felmerül a szükségessége félig már technológiai méretű kísérletek beállításának is. Készítettünk pl. egy 2 m hosszú feltárócsövet. A vele folytatott kísérletek újszerűsége abban van, hogy a feltáró oldatot és az ioncserélő gyantát egyidejűleg adjuk az érchez. Ez kettős előnnyel jár: egyrészt az uránnak a gyantán való adszorpciója az egyensúlyt a kioldódás irányába tolja el, másrészt a feltárás és a feltáró oldatból való kinyerés egy lépésben valósul meg. A feltárási maradék és a gyanta szétválasztása azok különböző szemcsemérete alapján lehetséges.

A közelmúltban kezdtünk hozzá a reaktortisztaságú uránvegyületek előállítása céljából az oldószeres extrakciós folyamatok tanulmányozásához.

Az ioncserélő gyantákkal folytatott, valamint extrakciós vizsgálataink egyben előtanulmányként szolgálnak a reaktor kiégett fűtőelemeinek feldolgozásával kapcsolatos kutatásokhoz. Ismeretes, hogy erőmű reaktorok üzemeltetése csak akkor gazdaságos, ha a kiégett fűtőelemeket kémiailag feldolgozzák. Ugyanis, különösen a dúsított hasadóanyagból készült fűtőelemek, kiégésük után még jelentős mennyiségben tartalmaznak elhasználatlan hasadó atommagokat. Ezenkívül bennük újabb hasadó anyag képződik (Pu^{239}) és egy sor hasznosítható hasadási termék keletkezik. Ezek egymástól való szétválasztása elvileg nem különbözik azoktól a problémáktól, amelyek az uránnak ércbeli kísérőitől való szétválasztásánál merülnek fel. A különbség csak a technikai kivitelezés nehézségeiben van. Míg az urán sugárzása külsőleg nem veszélyes, addig az erősen sugárzó hasadási termékeket tartalmazó fűtőelemek feldolgozása csak megfelelő sugárvédelem mellett, távmanipulátorokkal történhet. Távmanipulátorokkal ellátott négy vastag nehéz betonfalú meleg cella épül a reaktor épület alagsorában és hasonlók felszerelését tervezzük a megépítendő új laboratóriumokban is.

A másik módszer, amely lehetőséget ad az erősen sugárzó anyagok vizsgálatára, az ultramikrotechnika. Az ultramikrokémiai módszereket akkor szokás alkalmazni, amikor a vizsgálandó anyagból csak mikro-mennyiségek állanak rendelkezésre, vagy amikor a mikronál nagyobb mennyiségek a megengedhetőnél nagyobb sugárveszélyt jelentenek. Az ultramikrokémia éppen a transzurán elemek vizsgálata során fejlődött ki. E különleges technika bevezetése terén már megtettük az első lépéseket. A mikrogrammnyi mennyiségekkel és milliomod milliliter nagyságrendű oldattérfogatokkal való műveleteket csak mikromanipulátor segítségével végezhetjük, a kémiai változások pedig csak mikroszkóp alatt követhetők. A biztonságosabb kezelés szempontjából célszerű sztereomikroszkóp használata, 10—50-szeres nagyítás mellett. A tárgyasztalon helyezkedik el a műveletek lefolytatására szolgáló ún. nedves kamra. Ebben állandóan vízgőzzel telített atmoszférát kell biztosítani, mert különben a kis oldattérfogatok igen gyorsan elpárolognának.

b.) Az urán és általában a reaktorüzemanyagok kémiájának egyik legfontosabb területe azok analitikai kémiája. Pontos és gyors analitikai módszerek nélkül nem lehetne sem az uránércek kémiai feldolgozásának folyamatait, sem a kiégett fűtőelemek komponenseinek szétválasztását követni. Ezért kezdettől fogva igen nagy súlyt fektettünk az analitikai kémiára, elsősorban az urán és tórium analitikájára. Analitikai csoportunk végezte el először a hazai uránércek és tóriumásványok teljes kémiai analízisét. Módosítottunk egy sor kémiai analitikai eljárást, pontosabban kidolgoztuk azok alkalmazását hazai urán és tóriumércek analízisére, valamint az ércfeldolgozás során az urán és más elemek nyomonkövetésére.

Programunkban szerepelnek a reaktor adta lehetőségek analitikai kémiai kihasználásai is, így elsősorban a spektroszkópiai módszereknél is érzékenyebb neutronaktivációs analitikai módszerek bevezetése.

c.) A rövidesen elkészülő kísérleti reaktorunknak közvetlen népgazdasági hasznosítása a rádioaktív izotópok előállítása lesz. Ma már minden elemnek ismeretes egy, vagy több mesterségesen előállított rádioaktív izotópja. Körülbelül 80-ra tehető ezek közül azoknak a száma, amelyeket eddig a tudományos kutatásban, a gyógyászatban, vagy más területen a gyakorlatban alkalmaznak.

Hazánkban jelenleg mintegy 50 helyen használnak rádioaktív izotópokat és az OAB (az Országos Atomenergia Bizottságnak rövidítése) által összegyűjtött igények szerint a felhasználók a legutóbbi esztendőben mintegy 50-féle izotópot kértek kereken 500 Curie összmennyiségben. Mi a reaktorunkat nem csupán izotóp termelésre akarjuk használni, hanem mint láttuk, neutronfizikai kísérletekre és mint később szó lesz róla, sugárhatáskémiai kutatásokra is. Ha csupán a reaktor 8 vertikális kísérleti csatornáját használjuk izotóp termelésre, akkor főként rövid felezési idejű izotópokból átlagolt felezési idővel és hatáskeresztmetszettel számolva, évi 300 Curiere tehető az előállítható izotópmennyiség. Ez tehát nem fedezi a hazai igényeket, amelyeknek további rohamos növekedésére is számíthatunk. Nem volna helyes azonban más fontos kutatások rovására a szükséglet teljes kielégítésére törekednünk, annál is inkább, mert a több nagy reaktorral rendelkező országokból, elsősorban a Szovjetunióból az izotópok elég könnyen beszerezhetők.

Mi azt tűztük ki célul, hogy elsősorban a rövid felezési idejű izotópokból állítsuk elő a hazai szükségletet. Éppen a leggyakrabban használatos izotópok között sok az egészen rövid felezési idejű. Hogy csak néhány példát említsünk: az orvosi gyakorlatban ma már szinte nélkülözhetetlen J^{131} (felezési ideje 8 nap), Au^{198} (felezési ideje 2 nap), a Br használatos izotópja körülbelül másfél napos felezési idejű. Felmelíthetünk néhány fontos olyan rövid életű izotópot is, amelyek felhasználását csak a reaktor közelsége teszi lehetővé. Ilyenek pl. a Cl^{38} 38 perc, a Si^{31} 2,6 óra, a Na^{24} 15 óra, a K^{42} 12 óra felezési idővel.

A másik szempont, amit izotópelőállítási programunkban követni szeretnénk, a következő. A kereskedelmi forgalomban jelenleg kapható izotópok általában mindig tartalmaznak szennyezést és fajlagos aktivitásuk is kicsi. Ezért bizonyos finomabb, tudományos mérésekhez, sok esetben a gyógyászatban, de néha még az iparban sem alkalmazhatók. Akik pl. használtak már Fe^{59} izotópot, azok tudják, hogy az ilyen preparátumok mindig tartalmaznak hosszú felezési idejű Fe^{55} és néha Co^{60} szennyezést is. Terveink szerint az általunk előállított izotópok a legkülönlegesebb követelményeket is kielégítő, teljesen tiszta, hordozómentes, vagy igen nagy fajlagos aktivitású készítmények lesznek. Ilyen preparátumok készítése igen gondos, több lépésből álló kémiai műveletek útján lehetséges. Eddig három, az országban legnagyobb mennyiségben igényelt rövid felezési idejű izotóp, a P^{32}, S^{35} és Fe^{59} előállítására dolgoztunk ki az említett minőséget biztosító eljárást.

Több, gyakorlatban használatos izotóp eddig még csak mint uránhasadási termék ismeretes, vagy pedig könnyebb a hasadási termékek közül való kinyerése, mint neutron besugárzás útján történő előállítása. Utóbbira példának hozhatjuk fel a J^{131}-et. Ez megfelelő minőségben csak a 130-as izotópjában feldúsított tellur besugárzása útján állítható elő. Ugyanakkor az U^{235} hasadási termékei között mintegy 3—4%-ban jelenlevő J^{131} viszonylag egyszerűbben kinyerhető. A hasadási termékek közül eddig a Ba^{140} és La^{140} hordozómentes formában való kinyerésének módszerét dolgoztuk ki.

Ez évben kidolgozzuk további 10—12 rádioizotóp előállításának technológiáját. Az új eljárások kidolgozása részben modellkísérletek útján, részben pedig 10 Curie-s Po-Be neutronforrás felhasználásával történik. Jelenlegi izotóplaboratóriumunkban rendelkezésre álló manipulációs fülkék csak maximum 10 mC aktivitással való műveleteket engednek meg (erősebb γ sugárzó izotópokból még ennél is jóval kevesebbet). Most folyik nagyobb védelmet biztosító fülkék tervezése, de a nagyobb mennyiségekben való izotóptermelés csak az új kémiai épület elkészülte után indulhat meg.

A rádioizotóptermelés előkészítésén kívül foglalkozunk stabil izotópok szétválasztásával is, elsőként a bórizotópokéval. A természetes bórban 18%-ban jelenlevő B^{10} izotóp atommagtechnikai jelentőségéről már megemlékeztünk. Talán nem érdektelen megjegyezni, hogy ez az izotóp a modern orvosi terápiában is fontos szerepet játszik. Az agydaganatban a véráramba kerülő bóratomok koncentrálódnak. Ha tehát a beteg véráramába 10-es izotópban dúsított bórvegyületet juttatunk és ezután a daganatra termikus neutronnyalábot irányítunk, akkor a B^{10} (n, α) Li^7 reakció során keletkező kis hatótávolságú, de nagy ionizálóképességű He és Li ionok a daganat sejtekre korlátozódó roncsolást visznek végbe.

Az izotópszétválasztásra az ún. kémiai kicserélődés elvét kívánjuk felhasználni. Ez, alkalmazva egyben az adott példára, röviden a következőkben foglalható össze: a bórnak egyik, közönséges hőmérsékleten gázhalmazállapotú vegyülete, a BF_3, a szerves és szervetlen molekulák egész sorával folyékony halmazállapotú addiciós vegyületet képez. Ha a természetes izotópösszetételű addiciós vegyületet, mint folyadékot és a BF_3 gázt bensőségesen összekeverjük, akkor az eredeti izotóp-arány alig észlelhető mértékben megváltozik. A B^{10} a folyadékfázisban, a B^{11} pedig a gázfázisban feldúsul. E hatást megsokszorozva, a folyamatot többszázszor, vagy ezerszer megismételve, a B^{10}-et a folyadékfázisban jelentős mértékben feldúsíthatjuk, sőt gyakorlatilag teljesen szétválaszthatjuk a B^{10} és B^{11} izotópelegyet. A folyamat megsokszorozására fémspirálokkal töltött hosszú oszlop szolgál, amelyben a folyadék és a gáz ellenáramban haladnak.

A B^{10} tartalom meghatározására neutronabszorpción alapuló módszert dolgoztunk ki. A 10 Curie-s neutronforrásból származó kollimált termikus neutronnyaláb a vizsgálandó anyagot tartalmazó, mindig ugyanolyan geometriában elhelyezett küvettán keresztül jut a neutrondetektorba. A neutron áteresztőképesség a B^{10} tartalom függvénye. Az analízist ismert koncentrációjú oldatokkal készített kolibrációs görbe alapján végezhetjük. A módszer pontosságban elmarad a tömegspektrometriás analízis mögött (bár elvileg a pontosság növelésének nincs akadálya). Igen értékes azonban abból a szempontból, hogy lehetőséget ad egy izotópdúsító kaszkádban a koncentráció viszonyok folyamatos ellenőrzésére.

d.) Sugárhatáskémiai programunk van még leginkább az előkészítés stádiumában. A sugárhatáskémia bár egészen fiatal, de máris igen széles, szerteágazó területe a magkémiának. Igen alapos megfontolást igénylő feladat tehát annak megállapítása, hogy milyen irányban kezdjük kutatásainkat. Elsősorban a nagy sugárdózisok kémiai hatásával kívánunk foglalkozni, ezen belül is a neutronsugárzás és egyéb sugárzással kombinált neutronsugárzás hatásaival. Kutatásaink egyik főirányául az említett sugárzások fémek oldódására gyakorolt hatásának vizsgálatát választottuk. Ez elméleti szempontból érdekes és a reaktor szerkezeti anyagok sugárkémiai korroziója szempontjából igen fontos problémakör. A szakirodalomban eddig alig foglalkoztak vele.

A reaktor-fizikai program ismertetése során említett szerves lassító anyagvizsgálatokhoz hozzátartozik ezen anyagok sugárstabilitásának tanulmányozása is. E munkát már megkezdtük. Egyelőre mérjük a lassítóközegként számításba jöhető, már említett szerves anyagok fizikai, kémiai állandóinak hőmérsékleti függését. Ezen adatok ismerete a fizikai számításokhoz is szükséges és azok egyben a reaktor megindulása után vizsgálható sugárhatáskémiai változások követésére is alkalmazhatók.

Sugárhatáskémiai vizsgálatokat megbízható kémiai dozimetriai módszerek nélkül végezni nem lehet. A közepes dózisok mérésére igen alkalmas Fricke-féle dozimeterhez, a ferro-ferri redox rendszerhez hasonló pontosságú nagy dózisok és neutron sugárdózis mérésére is alkalmas módszer az irodalomban nem ismeretes. Bár a világon e kérdéssel sok helyen foglalkoznak, mi is megkezdtünk ilyen irányú kutatásokat is.

Befejezés

Az előzőkben vázolt kutatási programmnak kibontásához és megvalósításához viszonylag sok időre, szellemi és anyagi kapacitásra lesz szükség. Úgy gondoljuk hogy kormányunk által e kutatásokra fordított összegek legmegnyugtatóbb felhasználását úgy valósíthatjuk meg, ha kutatási programmunkat az előzőekben vázolt módon néhány, jól kiválasztott irányban építjük ki, figyelembevéve a hazai anyagi lehetőségeket és gazdasági igényeket.

Reméljük, hogy az ismertetett programm végrehajtása meghozza azokat az eredményeket, amelyeket népünk és kormányunk joggal elvár tőlünk.

Kiss Dezső—Kiss István—Pál Lénárd
Központi Fizikai Kutató Intézet

Az ionoszféra

A múlt század második felében, amikor a földmágnességi kutatások eredményei már megengedték, hogy a kutatók menetekről és zavarokról vitatkozzanak, *Gauss* és *Schuster* úgy vélekedtek, hogy a magnetogramm egyes, öbölalakú zavarai a *magas légkörben* folyó *villamos áram* következményei lehetnek. Hasonló, újabb utalás már csak e század elején történt. 1901 december 12-én az amerikai *Neufundland*-ból a délangliai *Poldhu*-ba jutott el *Marconi* rádióhullámokkal küldött „*S*" jele. Ennek nyomán jelent meg az *Encyclopedia Britannica* 33-ik kötetében, 1902-ben *Kennelly* és *Heaviside* cikke, melyben feltételezik (tehát nem felfedezik!), hogy a „felső légkörben egy eléggé vezető réteg van az Oceán és a föld felett és ez közvetíthette a jeleket, hasonlóan a Lecher-féle kettős vezetékhez".

Ebben az időben igen hosszú (10—20 ezer méteres) hullámokkal és igen sok kilowatt energiával dolgoztak a rádióállomások. A hullámterjedési vizsgálatok csak a talajt és a közvetlen felette levő légréteget vették figyelembe. Nagyobb távolság áthidalásához mind nagyobb és nagyobb energiára volt szükség.

Éppen ezért volt érdekes, amikor a huszas években az amerikai „Amatőrliga" tagjai (akik már elektroncsöves oszcillátorokkal működtek az amatőrök számára kiutalt „hasznavehetetlen" 200 m alatti hullámsávban)— igen csekély energiával hidalták át az Atlanti Oceánt. Sőt, 1924-ben egy londoni diákamatőr újzélandi társával tudott összeköttetést létesíteni gyenge rádióadójával— de rövid hullámokon.

Ezek az eredmények biztatták *E. Appletont* és *F. Barnettet* (Angliában) arra, hogy megkeressék a régebben emlegetett vezető réteget. 1924-ben frekvenciamodulációs, majd egy év mulva *Breit* és *Tuve* (Amerikában) impulzusvisszhang módszerrel meg is találták 90—100 km magasan. A fentiek miatt látjuk a régi szakkönyvekben, hogy az ionoszféra egyes rétegeit *Kennelly- Heaviside-* és *Appleton-* rétegnek nevezik.

Ezidőtől kezdve ezt az elektromos, vezető-légréteget, melyet gazdag iontartalma miatt később *ionoszféra*nak neveztek el, mind több és több helyen vették vizsgálat alá. A második világháború nagy rádióhasználata még jobban kifejlesztette az ionoszféra-vizsgálat technikáját is és több szakembert nevelt. Közöttük ma is az első helyet foglalja el *Sir Appleton*, akit e téren végzett munkájáért 1957-ben Nobel díjjal is kitüntettek.

Napjainkban az ionoszféra kutatása újabb fejlődés előtt áll. A Geofizikai Év problémáinak megoldása és az irányítható rakéták kifejlesztése miatt fontossága is erősen növekszik, a távolsági hírközés pedig szinte szolgálatszerűen használja adatait.

Ionizáció a magas légkörben

Az ionoszféra abban különbözik a többi levegőrétegtől, hogy sok benne a töltésthordozó, a pozitív vagy negatív ion, továbbá az elektron. A légkör gázainak atomjaiból leginkább a napsugárzás ibolyántúli tartománya állítja elő a töltéshordozókat és elektronokat. Az ionizáció lezajlását az ismert összefüggés adja :

$$X + h\nu \rightarrow X^+ + e^-,$$

mely szerint, ha egy foton találkozik egy atommal, az leválaszthat erről egy elektront és marad a pozitív ion. A magas légkörben számottevő atomok és molekulák (főleg pl. az O, O_2 és N_2) ionizációjához a 0,06—0,2 mikron közti hosszúságú ibolyántúli sugarak energiája szükséges, illetve elegendő. Néhány ionizációs folyamat, mely a magas légkörben szokott előfordulni a következőkben látható :

$$N_2 + h\nu \rightarrow N_2^+ + e^- \quad \lambda \leq \begin{matrix} 0{,}0661\,\mu \\ 0{,}0715\,\mu \end{matrix}$$

$$O + h\nu \rightarrow O^+ + e^- \quad \begin{matrix} 0{,}0667\,\mu \\ 0{,}0732\,\mu \end{matrix}$$

$$O_2 + h\nu \rightarrow O_2^+ + e^- \quad \begin{matrix} 0{,}0765\,\mu \\ 0{,}1010\,\mu \end{matrix}$$

A λ, melyet mikronokban adunk meg, a szükséges maximális hullámhosszat jelenti.

Már régen probléma, hogy a magas légkörben egyes magasságokban mekkora hosszúságú fényhullámok végzik a különböző atomok ionizálását. Az első ábrán látjuk *D. Stranz* elképzelését. *K. Rawer* szerint főleg a rövidebb hullámok felé lehetne még a hullámsávot kiszélesíteni.

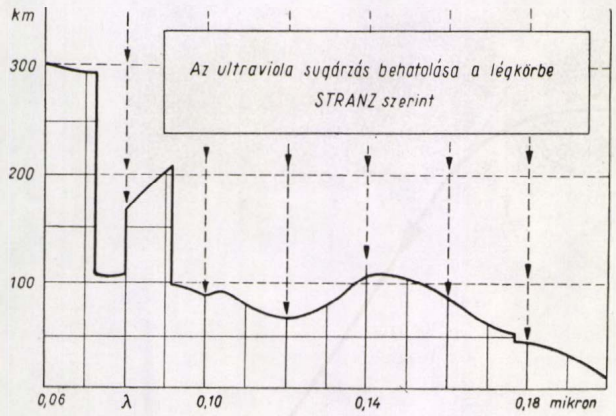
Bár sokkal kisebb számban, de lehetséges ionizáció még a légkörbe jutó és nagy sebességű korpuszkulák miatt is. Egy korpuszkula mindaddig ionizálhat, amíg az esetleg többszörös ütközése

után mozgási energiája annyira lecsökken, hogy elektront már nem tud leválasztani. Bár a foton csak egyszer ionizálhat a légkör ionizációjában, mégis a fotonok viszik a vezetőszerepet óriási számuk, miatt. *Nicolet* szerint egy közepes napkitörés alkalmával $7{,}10^9 - 9{,}7 \cdot 10^{12}$ foton juthat a légkör külső határának négyzetcentiméternyi területére, másodpercenként.

Hulbert szerint elektron leválasztása úgy is történhetik, hogy egy negatív oxigén ion és egy semleges oxigén atom O_2-vé egyesül:

$$O^- + O \rightarrow O_2 + e^-$$

Ezt az elektront egy hosszabb hullámú ibolyántúli sugár is leszakíthatja.



1. ábra

Újabban az izzó meteorok ultraviola sugárzása okozta és a kozmikus por kinetikus energiája által létrejött ionizációt, mint az ionoszféra egy állandóan fennálló részletét, morzetáviratok rádióval történő továbbítására, állandó üzemben használják (Canadában).

A légkör ionizációja több okból kifolyólag, — aminő pl. a légkörnek a talaj felé mutató sűrűsödése, a 100 km-nél magasabb rétegekben az egyes gázok egyenetlen eloszlása, a sugárzások különböző energiája, a lehatolási mélységük, stb. — nem egyenletesen, hanem rétegekben történik. Amellett a napsugár beesési szögének változása miatt időben is változik.

Ionizált réteg egyáltalában csak akkor jöhet létre, ha valahol (bármilyen ionizációs eljárás segítségével) több ion keletkezik, mint amennyi újraegyesül.

A légkörben a töltéshordozók, az elektronok és a semleges atomok, molekulák is hőmozgást végeznek. E mozgás következtében számos ütközés következik be. Ion és elektron találkozása alkalmával az elektron belép hiányzó elődje helyére. Ekkor az ion semlegessé válik. Ez a folyamat az *újraegyesülés* (rekombináció). Ez az oka annak, hogy az ionoszféra egyes rétegei időnként teljesen feloszlanak.

Rádióhullámok az ionoszférában

A rádióhullám, mint (mozgó- és változó-) elektromágneses tér, elmozdítja, illetve rezgésbehozza a téren belül levő elektromos töltést, az ionoszférában az ionokat és az elektronokat. Egy kilowatt teljesítményű adóállomás az alanti frekvenciákon 100 km magasan a következő rezgésamplitudókat hozza létre *Rawer* szerint:

Frekvencia	0,1	0,3	1	3	MHz
Elektron	1,5	1,17	0,015	0,0017	mm
Ion	$5{,}2.10^{-5}$	$5{,}9.10^{-6}$	$5{,}2.10^{-7}$	$5{,}9.10^{-8}$	mm

Minél szaporább a frekvencia, annál kevesebb idő marad a megmozdított töltés gyorsítására, annál kisebb marad az amplitudó. Az ionok nagyobb tömegük miatt mozognak kisebb amplitudóval.

A rádióhullám által mozgatott, gerjesztett elektronok és ionok mind-mind kis antennaként szerepelnek és ugyanakkora frekvenciájú rádióhullámot bocsátanak ki, amekkora a gerjesztő hullám frekvenciája, fázisuk azonban nem egyezik.

Amikor tehát a rádióhullám ionizált térben terjed, bizonyos körülmények között nem is a kiindult, hanem az általa gerjesztett másodlagos hullám érkezik meg a célba.

De vajon elvégezheti-e minden töltött részecske. mely a hullám útjába akad, a gerjesztő hullám által rárótt rezgése közben a teljes rezgését, végighaladhat-e a kiszabott amplitudó egész hosszán? — Többnyire nem, mert útja közben annál többször találkozik egy-egy részecske vele nem mozgó semleges atomokkal, molekulákkal, minél sűrűbb azon a helyen a légkör. A találkozás miatt megrövidül az úthossz, kisebb lesz az „antenna" leadott hullámteljesítménye, mert a kapott energia egy része az ütközéskor hővé alakult. Ilyenkor mondjuk, hogy a hullám részben (vagy egészben . . .) elnyelődött, abszorbeálódott.

A kis antennákból kiinduló rádióhullámok találkoznak a gerjesztő hullámmal is. A fáziskülönbségek miatt gyengülés, esetleg teljes kioltás, másutt ennek az ellenkezője, felerősödés történik. Végeredményben a rádióhullám abban az irányban terjed tovább, amelyben az erősödés történik vagy legalább is egyáltalában megmarad. Az ionizált közeg tehát gyengíti is a benne terjedő rádióhullámot és az irányát is megváltoztatja. Az irányváltozás úgy történik, hogy a sűrűsödő közegbe behatoló hullám a merőlegestől törik. A rádióhullámok tehát a felfelé sűrűsödő ionoszférába (nem merőlegesen) behatolva addig törnek a beesési merőlegestől, amíg vízszintes irányba jutnak. Ha a további útjukban az ionoszféra pontosan ugyanakkora sűrűségű lenne (mindig a töltéshordozók sűrűségéről beszélünk és nem a gázsűrűségről), mindaddig haladnának abban az irányban, amíg teljesen el nem nyelődnének. Az egyenetlen ioneloszlás miatt azonban hamar találkoznak olyan térrel, melyben a nagyobb ionsűrűség miatt ismét a merőlegestől törve a talaj felé vehetik

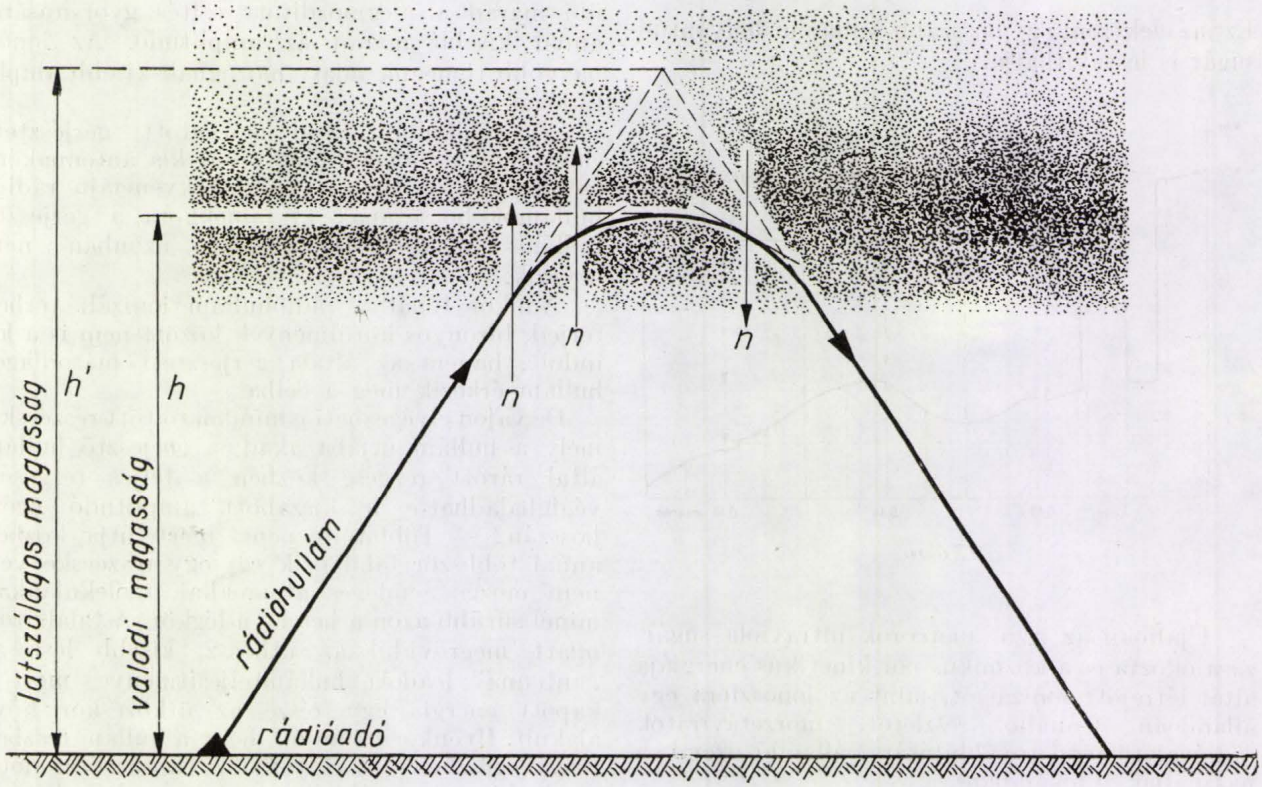
útjukat. A továbbiakban az általában csökkenő ionsűrűség miatt a merőlegeshez törnek mindaddig, amíg el nem hagyják az ionoszférát. A légkör alsóbb részeiben már irányváltoztatás nélkül haladnak tovább (2. ábra).

A fent leírt jelenséget alaposabban megvizsgálva a következő törésmutatót állapították meg :

$$n^2 = 1 - \frac{4\pi \cdot N \cdot e^2}{(2\pi \cdot f)^2 \cdot m}$$

ahol N a töltéshordozók térfogategységenkénti mutató zérus. Ez annyit jelent, hogy a hullám nem halad át az ionoszférán, hanem teljes visszaverődést szenved, mely ez esetben (szög nem szerepel az összefüggésben), függőlegesen is lehetséges. Ez a körülmény igen fontos az ionoszféra vizsgálatánál.

Ha a törésmutató képletében a tört értéke nulla és a törtben szereplő frekvencia valamely réteg kritikus frekvenciája, akkor csak egy N érték tartozik hozzá és ez az N jelenti az illető réteg legsűrűbb részében a töltéshordozók köbcentiméterenkénti számát. *Rawer* szerint függő-



2. ábra. A rádióhullám a légkörben csak az ionoszférában változtatja lényegesen az irányát. Felfelé menet a töltéshordozók szempontjából sűrűsödő ionizált rétegbe a beesési normális (n)-től törik, kifelé, a ritkuló rétegből jövet a normálishoz törve irányul ismét a talaj felé. Az a magasság, ahol a visszafordulása történt a valódi visszaverődési magasság (h), a hullám kisebb sebessége miatt számítható visszaverődési pont magasságát látszólagos visszaverődési magasságnak nevezzük (h').

száma, e az elemi töltés, m a töltéshordozó tömege, f a hullám frekvenciája.

Ha n éppen eggyel egyenlő, nincsen törés, a hullám változatlan irányban halad tova az ionoszférában. Ez az eset akkor lehetséges, ha a tört értéke nulla, mely az N és az f bizonyos értékeinél következhetik be (gyenge ionizáció, szapora frekvencia).

Azt a *legkisebb frekvenciát*, melynél adott N esetében a rádióhullám már áttöri az ionoszféra bizonyos rétegét, az illető réteg *kritikus frekvenciájának* nevezzük (jele : *fc*). Az a *legnagyobb frekvencia* pedig, amely még éppen visszaverődik valamely rétegről, az illető réteg *határfrekvenciája* (jele : *fo*) (3. ábra). Ha a tört értéke egy, a törésleges beesés esetén az elektronok száma köbcentiméterenként :

$$N_e = 0{,}0124 \cdot fo^2,$$

ahol fo-át, vagyis a réteg határfrekvenciáját kilohertzekben kell behelyettesíteni. A gyakorlatban a kritikus- és a határfrekvencia között alig tudunk különbséget tenni, mérni ellenben a legtöbb esetben csak a határfrekvenciát tudjuk.

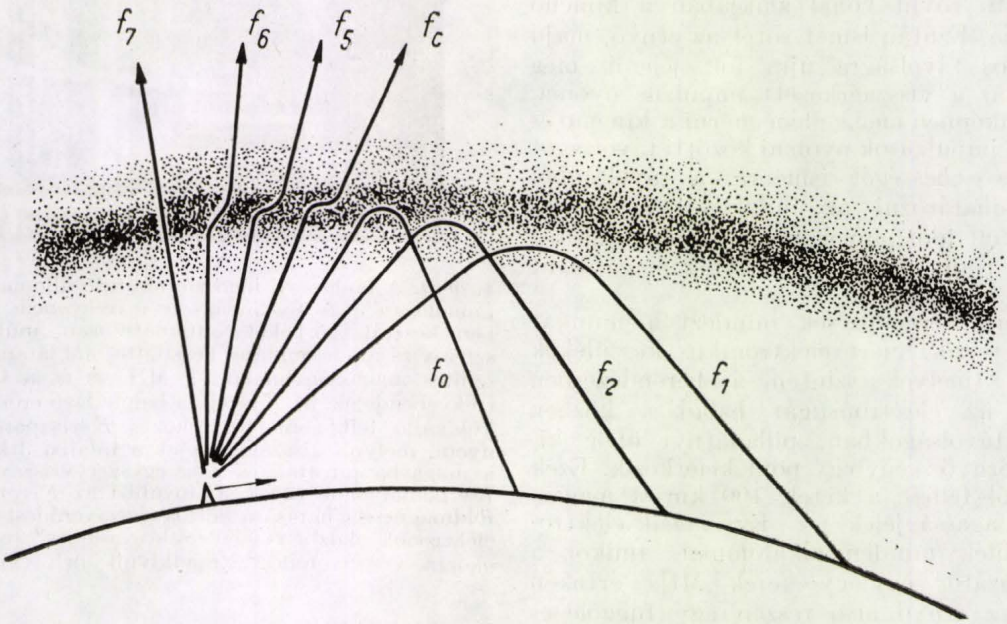
A rádióhullám sebessége csökken az ionizált térben. Ezt a csökkenést csak számítani tudjuk, mérni nem. Amikor tehát rétegmagasság-méréseket végzünk és megmérjük valamely rádióhullám indulása és a visszaverő rétegről történt meg-

érkezése közötti időtartamot, a hullám sebességét fénysebességgel számolva úgy tűnik, mintha az magasabbról jött volna vissza, (*h'*) mint amekkora magasságban van a valódi visszaverődési helye (*h*). Rakétákkal történt magasságmérési kísérleteknél kitűnt, hogy ez a különbség a hullámterjedési gyakorlati számításoknál jelentéktelen

A fentiekben láttuk, hogy a rádióhullámok tovaterjedése az ionoszférában tulajdonképpen az elektronok és ionok mozgatása árán gerjesztett másodlagos hullámmal történik. Amikor azonban egy töltés mozgásáról van szó, figyelemmel kell

dörejt és a tenger fenekéről hosszabb idő múlva érkező visszhangot. A mikrofonnal kapcsolatban levő írószerkezet gyorsan futó papírszalagra jegyezte a hangimpulzusokat. A hang (tengervízre számított) sebességének ismeretében, adott szalagsebesség mellett, az impulzusok távolsága bizonyos léptékben mindjárt megadta a mélység számát.

Breit és *Tuve* természetesen rádióhullám-impulzusokat állítottak elő, a magasba irányították őket és az adótól kb. 50 km távolságban levő vevőkészülékkel felfogva a talaj mentén és az iono-



3. ábra. Ha folyton szaporodó frekvenciájú rádióhullámot küldünk az ionoszférába, akkor az alacsonyabb frekvenciájú hullámok fenn megtörve visszajönnek, majd tovább emelve a frekvenciát olyan hullámot találunk, amelynél már egy kevéssé több frekvenciájú nem tér vissza. A még visszajövő frekvenciát az illető réteg határfrekvenciájának (fo), az éppen átmenőt a kritikus frekvenciájának (fc) nevezzük. Az ettől szaporább frekvenciák mind átmennek a rétegen.

lennünk az illető helyen uralkodó mágneses mezőre is. A Földnek, mint nagy mágnesnek a talaj felett pár száz km-es magasságban még jelentékeny erősségű mágneses mezeje van. A mágneses térben más irányú mozgást végeznek az elektronok, mint a pozitív ionok. Más lesz tehát a két féle töltés mozgásából keletkező másodlagos hullám tulajdonsága is. Úgy is mondhatjuk, hogy kétféle másodlagos hullám keletkezik : egyik az elektronok mozgásából, másik az ionokéból. Megállapodás szerint az elektronok mozgásából eredőt „rendes", az ionok mozgásából keletkezőt pedig „rendkívüli" hullámnak nevezzük és azt mondjuk, hogy az ionoszférában feljutott rádióhullám a földi mágneses tér miatt két hullámra „hasad".

Mérések impulzus-visszhang módszerrel

Ez a módszer tulajdonképpen a régi (tenger-) mélységmérésből eredt. A mérőhajó egyik oldalán a víz szinén ágyút sütöttek el, a másik oldalán egy mikrofon felvette az azonnal odaérkező ágyú-

szférából odaérkező jeleket, megmérték az indulásuk és érkezésük közötti időtartamot. Ebből számították a visszaverő réteg magasságát.

A mai ionoszféravizsgáló berendezések három főrészből állanak : adó-, vevőkészülék- és indikátorból, melyeket teljesen egybeépítenek. Különleges kapcsolással lehetővé teszik, hogy ugyanazzal a forgókondenzátorral mind az adó-, mind a vevőkészülékben folyamatosan végighangolhassák az 1 MHz-től 20 MHz-ig terjedő hullámsávot. A hangolás történhetik kézzel, amikor bármelyik frekvencia beállítható, vagy automatikusan, amikor egy motor forgatja folyamatosan a kondenzátor tengelyét. Az adókészülékben másodpercenként 50-szer 0,0001 mp időtartamú hullám-impulzusok keletkeznek, melyeket egy torzított rombusz-alakú, függőleges síkban épített adóantenna irányít függőlegesen a magasba. A kimenő impulzusok energiája 5—10 kW.

Az 1—2 μV érzékenységű, szélessávú vevőkészülék a szintén függőleges síkban épített, az adóéhoz hasonló és arra merőlegesen állított

antennából kapott jeleket kellő erősítés után az indikátorra adja.

Az indikátorban leglényegesebb alkatrész az oszcilloszkópcső, melynek ernyőjén az elektronsugár szintén 50-szer söpör végig másodpercenként, de mindig néhány μsec-al előbb indul, mint az adóimpulzus. Látni azonban nem látható, mert az elektronsugárcső rácsa akkora negatív előfeszültséget kap, hogy folt már nem jelentkezhetik az ernyőn. Ugyanerre a rácsra adja azonban a vevőkészülék is a maga (pozitív) jeleit, ha vannak. Így végeredményben a vevőkészülék gyújtja ki az ernyőn a jeleket. A söprés indulása után hamarosan látható rövid vonal alakjában a kimenő impulzus jele. Ezután ismét sötét az ernyő, majd egy bizonyos távolságra újra folt jelenik meg rajta, ez már a visszaérkezett impulzus nyoma.

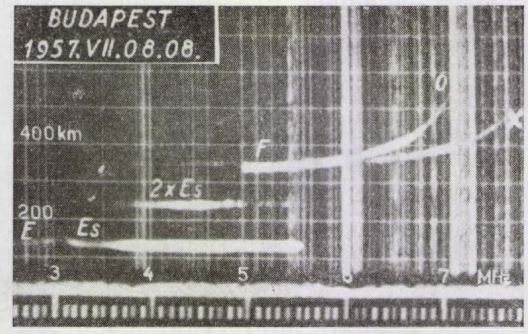
Tulajdonképpen meg kellene mérni a kimenő és a visszajövő impulzusok nyomai közötti távolságot és a söprés sebességét ismerve, a távolságból kellene meghatározni az indulástól a visszaérkezésig eltelt időt, ennek feléből a fénysebesség segítségével pedig a visszaverő réteg magasságát (távolságát).

A modern berendezések mindezt a munkát feleslegessé teszik, mert elektronikus készülékek segítségével (melyek szintén a berendezésben találhatók) az elektronsugár haladása közben egyenletes távolságokban, pillanatnyi ideig kigyullad az ernyő: egy-egy pont keletkezik. Ezek jelzik alulról felfelé a kerek 100 km-es magasságokat („magasságjelek") — Egy másik elektronikus készülék minden alkalommal, amikor a forgókondenzátor egy-egy kerek MHz értéken halad át, az ernyő alsó részén egy függőleges vonalkát rajzoltat (harmadik készülék esetleg hasonló, de rövidebb jeleket ád 0,1 MHz-es közökben). Ezeket nevezzük „frekvencia-jeleknek".

Az indikátor ernyőjén tehát nyomvonal jelzi a kimenő, a visszaérkező impulzust (már amennyiben az éppen beállított frekvencián abban az időben van visszaverődés), pontok adják meg a magasságközöket, alul frekvenciajelek tűnnek elő. Tehát csak azt kell megmérni, hogy egy visszavert jel mekkora távolságban van a legközelebbi magasságjelző ponttól. Ezt pedig élesen rajzoló képcsövön pár km-es pontossággal tudjuk már megállapítani.

Mindamellett magán az ernyőn kényelmetlen és pontatlan lenne a mérés. Ezért a vizsgálat rendszerint úgy folyik le hogy motor forgatja a hangoló kondenzátort, ezáltal az adó- és vevőkészülék adja — illetve veszi az 1 MHz-től 20 MHz-ig terjedő sávban a folyamatosan kiadott és a különböző magasságokból visszaérkező jeleket, ezek a képcső ernyőjén megjelennek a magasságjelek között. Időközben egy egyszerűbb filmezőgép futó filmszalagra fényképezi az ernyőt.

Az apró vonalakból álló kimenő és visszavert jelek egyenes, illetve valaminő görbe nyomvonallá sűrűsödnek, a magasságjelző pontok vékony magasságvonalakat húznak és alul látjuk az időnként megjelenő frekvenciajeleket. A filmen látható kép tehát olykor nem folytonos görbét ábrázol olyan koordinátarendszerben, melynek abszcisszája a frekvencia, ordinátája pedig a rétegek látszólagos magassága. Eddig nem említettük, hogy sajnálatosan nem lehet kiküszöbölni a különböző műsor- és morzeadók jeleit, melyek pillanatnyi modulációjuk szerint szaggatott vagy egyenletes, függőleges vonalakat rajzolnak az ernyőre (4. ábra).



4. ábra. A budapesti ionoszférakutató állomáson készült „ionogram". A magasság- és a frekvencia függvényében készült görbéket automatikusan működő ionoszféravizsgáló berendezés készítette. Jól látszanak a vízszintes magasságvonalak, a MHz-es és a 0,1 MHz-es frekvenciajelek, az *E* réteg, a benne levő erősen ionizált, különálló felhőgomolyok okozta *Es* (szporadikus *E*)-nyom, melyről visszavert jelek a talajba ütközve ismét a magasba jutottak és még egyszer visszaverődtek az *E*s gomolyokon (2×*E*s), továbbá az *F* réteg, mely a földmágnesség hatására kettős visszaverődést mutat. Az elektronok okozta visszaverődés „rendes" (o), az ionok okozta visszaverődést „rendkívüli"-nek (x) nevezzük.

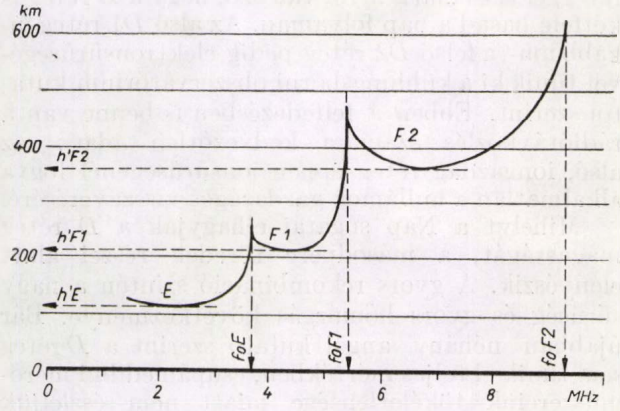
A visszavert impulzusok jeleiből összetevődött, olykor nem egészen folytonos görbe vonalat a fent említett koordinátarendszerben „ionogramm"-nak nevezzük.

Az ionogramm szépen mutatja az ionoszféra rétegeinek magassági elhelyezkedését és sűrűségi viszonyait is, ha már jól beleéltük magunkat a koordinátarendszer által megkövetelt szemléletbe.

Az ionogram kiértékelése árán adják meg azokat az adatokat, melyek az ionoszféra rétegek jellemzőiként tekinthetők: az egyes rétegek minimális látszólagos magasságát (*h'*) és határfrekvenciáját (*fo*). A minimális látszólagos magasságot úgy kapjuk meg, hogy a görbék legalacsonyabb pontjait kivetítjük a magassági koordinátára, a határfrekvenciát pedig az abszcisszára. Az előbbiekből tudjuk, hogy a rádióhullám az ionizált térben meglassul. Ez a jelenség fokozottabban áll fenn a réteg legsűrűbb részénél, amelyet már csak a kritikus frekvencia tud áttörni. Ennél a sűrű tartománynál a nagyobb lassulás miatt később érkező jeleket (miután a magasságot tulajdonképpen idővel mérjük) magasabbról jötteknek látjuk, vagyis az ionogramm görbéje felfelé ível. Ezt a felfutást használjuk fel a határfrekvencia felismerésére (5. ábra).

A néhány évtizede folytatott mérésekből már jól kialakult az ionoszféra rétegmagassági és

sűrűségi képe, ismerjük a napi-, évi- és egyéb meneteit. Ezeket az adatokat a rakétakísérletek meglepő pontossággal igazolták.



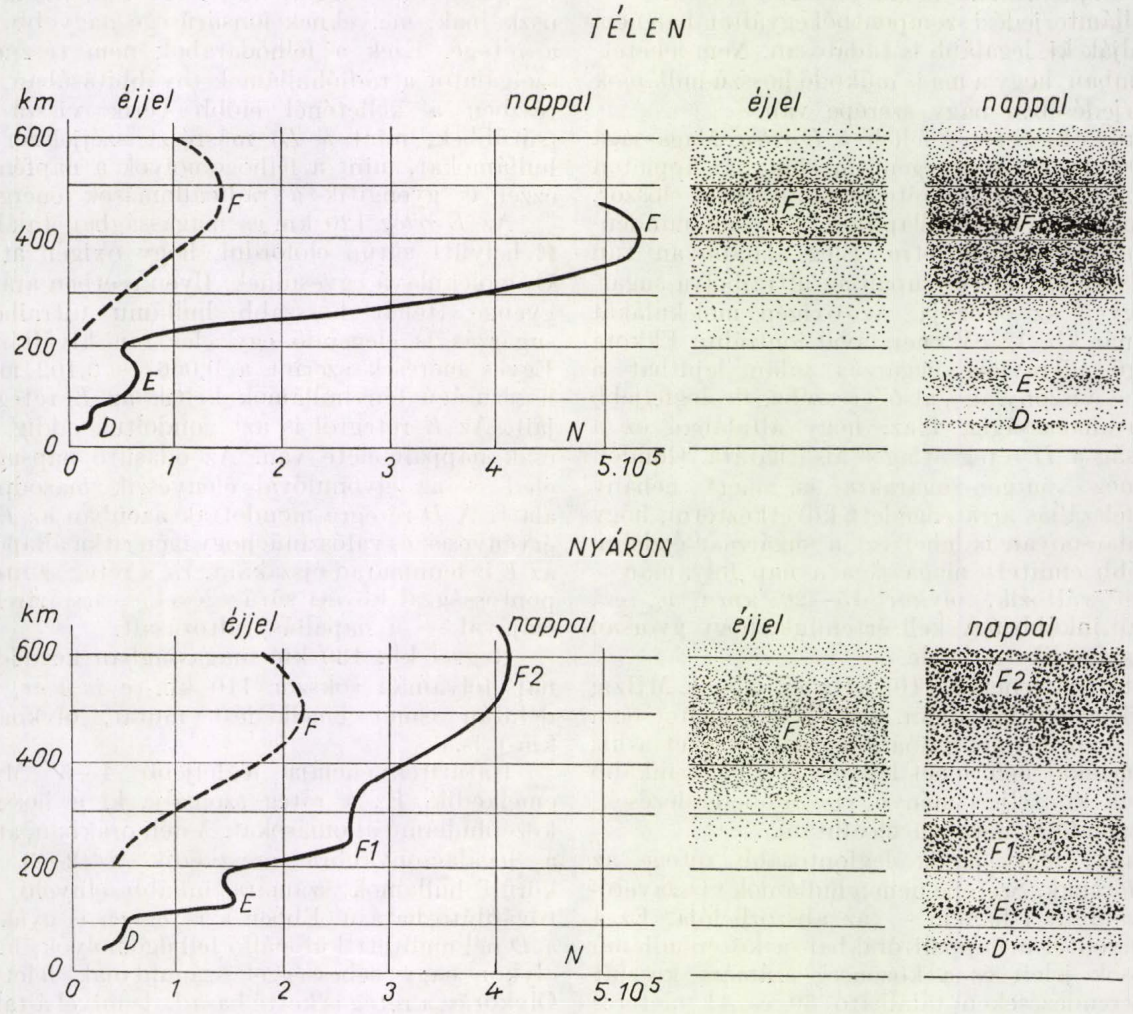
5. ábra. Az ionogram kiértékelése. Az egyes rétegek legkisebb látszólagos magasságát (a réteg legalsó pontját) a magassági skálára vetítjük ki, a határfrekvenciát pedig a „felfutások"-ból a frekvencia-skálára és onnan olvassuk le az értékeket (a filmfelvételről kb. 6—8-szoros nagyítással végzik az adatok kiértékelését).

Az ionoszféra rétegei

Megállapodás szerint akkor mondjuk ki valamely ionokban vagy elektronokban gazdag légrétegre, hogy ionoszféraréteg, ha alatta is és felette is találunk kisebb ion-, illetve elektronsűrűségű légréteget.

A legújabb beosztás szerint öt ionoszféraréteget ismerünk, melyeket az ABC nagy betűivel jelölünk. Ezeknek a rétegeknek egy része bizonyos időnként még több, olykor elég vékony rétegre „hasad" szét. Ilyenkor az egy csoporthoz tartozó rétegeket az eredeti betűvel jelöljük továbbra is, de számot is teszünk melléje.

Az ionoszférarétegek látszólagos magassága is és határfrekvenciája is — mint azt az előbbiekből tudjuk — a nap folyamán is, az év, sőt a napfoltperiódus folyamán is erősen változik. Ezért az ismertetésnél megadjuk a nappali és éjszakai adatokat esetleg nyári és téli időszakra is, továbbá minden adatot a közepes szélességi fokokra gondoljunk. Egészen mások a sarki és az egyenlítői ionoszféra jellemzői (6. ábra).



6. ábra. Az ionoszféra töltéshordozóinak *(N)* eloszlása magasság szerint télen és nyáron, éjjel és nappal. Az itt közölt adatok a napfoltminimum idejéből valók. A jobboldalon látjuk a rétegek elhelyezkedését a különböző időszakokban.

Legalacsonyabban fekszik a *C réteg*. Magassága csak 20—40 km. Nemrégen fedezték fel és így meg kevés adat áll róla rendelkezésre. Bár valószínű, hogy létezését az ily alacsonyra is lejutó ultraibolya sugárzás okozza, mégis kétségessé teszi ezt az a körülmény, hogy éjszaka is megtalálható. Ebben a rendkívül csekély magasságban a levegő még igen sűrű, a rekombináció tehát rendkívül gyors. Egyelőre tehát felderítendő a réteg éjszakai fennmaradásának oka. Valószínű, hogy magassága se egyenletes és földrészenként, sőt talán kisebb távolságokon belül is nagyon változatos. Néhány angol kutató egészen alacsonyan, 6—15 km között találta meg állítólag, mások, hosszabb idejű észlelés alatt 30—40 km magasságban ; nappali átlagos magassága, 32, éjszakai pedig 36 km-re tehető. Határfrekvenciája se ismeretes biztosan. Igen valószínű, hogy a hangfrekvenciák tartományába esik.

Ennek a rétegnek tulajdonítják a villámok okozta légköri zörejek nagy távolságra történő továbbítását az egyenlítő vidékéről Európába. (Az ilyen, zörejekből álló hullámokat láttuk már „J" sugárzás néven is szerepelni és nagy jelentőséget tulajdonítanak nekik biológiai téren).

Hullámterjedési szempontból egyáltalában nem használják ki, legalább is tudatosan. Nem lehetetlen azonban, hogy a ma is működő hosszú hullámok tovaterjedésében nagy szerepe van.

A következő réteg felfelé a *D réteg*. Magassága 90—100 km. Ezt sem régen ismerjük, bár Appleton tulajdonképpen ezt a réteget találta meg először.

Nem könnyű megállapítani, higy mi mindenféle sugárzás hozza létre. Elég alacsonyan van ugyanis ahhoz, hogy csupán az ultraibolya sugárzás legyen az okozója. Az oxigén molekulákat lehet már kb. 12 eV energiával ionizálni. Ekkora erősségű ultraviola sugárzás talán lejuthat a légkör e viszonylag „alsó" részébe, de legfeljebb 70 km magasságig. Igaz, hogy általában ez a magasság a *D* réteg átlagos alsó határa. Gondolnak még röntgen-sugarakra is, mert néhány rakétafelszállás arra engedett következtetni, hogy ilyen alacsonyan is lehet ezt a sugárzást észlelni.

Előbb említett magassága a nap folyamán is gyorsan változik, olykor 15—20 km-t is, ezt azonban inkább úgy kell értenünk, hogy gyorsan megvastagodik — lefelé.

Határfrekvenciája 10 kHz-től kb. 1 MHzig változik a nap folyamán. Szabályos menetet nem vettek észre benne. Sajnálatos, hogy ezeket a kis frekvenciákat nem lehet közönséges, vagy inkább mondjuk kis teljesítményű vizsgálóberendezésekkel elegendő erősségben előállítani.

Sajnos, mert egyik legfontosabb rétege az ionoszférának. Szerepe nem a hullámok visszaverése, továbbítása hanem — az abszorbciója. Ez a réteg nyeli el a nappali órákban a középhullámú állomások jeleit és a közönség számára készült rádióberendezéseken található 50 és 41 méteres sáv állomásainak hullámait. Az abszorbció főoka abban található, hogy ebben a magasságban még igen sűrű a levegő, tehát kicsiny az elektronok és ionok szabad úthossza : a szükséges hosszúságú amplitudók nem fejlődhetnek ki benne.

Néhány éve bővebben foglalkoznak ezzel a réteggel is és máris arról van szó, hogy a *D* réteg is kétfelé hasad a nap folyamán. Az alsó *D*1 réteg inkább ion-, a felső *D*2 réteg pedig elektronsűrűségével tűnik ki a kühlungsborni obszervatórium kutatói szerint. Ebben a felfedezésben is benne van a rádiótávközlés számára kedvezőtlen adat : az alsó, iongazdag réteg éppen ionsűrűségénél fogva alkalmatlan a hullámok gazdaságos visszaverésére.

Mihelyt a Nap sugarai elhagyják a *D* réteg magasságát, a másodperc töredék részei alatt elenyészik. A gyors rekombináció szintén a nagy sűrűség és gyors hőmozgás következménye. Bár újabban néhány angol kutató szerint a *D* réteg sem tűnik el teljes mértékben, csupán eddigi mérőműszereink tökéletlensége miatt nem észleljük tovább. Szerintük igen kis sűrűségben továbbra is fennmarad és résztvesz a hosszú hullámok éjszakai továbbításában. Reggel az első napsugarak életrekeltik.

Ugyancsak a kühlungsborni obszervatórium hozta nyilvánosságra azt a felfedezést, hogy a *D* rétegben, tőle függetlenül, nagy ionfelhődarabok uszkálnak, melyeknek ionsűrűsége nagyobb, mint a rétegé. Ezek a felhődarabok nem tesznek jó szolgálatot a rádióhullámok továbbításában, mert részben a kelleténél előbb verik vissza őket (sűrűbbek, mint a *D*) másrészt széjjelszórják a hullámokat, mint a felhőgomolyok a napfényt és ezzel is gyengítik a rádióállomások energiáját.

Az *E réteg* 120 km-es magasságban található. E helyütt sűrűn előfordul, hogy oxigén atomok O_2 molekulává egyesülnek. Ilyen esetben aránylag gyenge (tehát hosszabb hullámú ultraibolya-) sugárzás is elegendő egy elektron kiváltásához. Egyes mérések szerint a 0,066 és 0,102 mikron hosszúságú fényhullámok keltik az *E* réteg ionjait. Az *E* rétegről is azt gondoltuk eddig, hogy csak nappali élete van. Az odasütő napsugárral éled és az elvonulóval elenyészik másodpercek alatt. A *D* rétegre mondottak azonban az *E*-re is érvényesek és valószínű, hogy igen ritka állapotban az *E* is fennmarad éjszakára. Ez a réteg szinte órapontossággal követi sűrűségével — határfrekvenciájával — a napállás változásait.

Reggel kb. 130 km magasságban kezdődik, a nap folyamán sokszor 110 km-re is leér, majd délután ismét emelkedést mutat, olykor 140 km-t is.

Határfrekvenciája legfeljebb 4—5 MHz-ig emelkedik. Ez a réteg szolgálja ki a hosszú és középhullámú állomásokat. A déli órákban, amikor a legalacsonyabbra ereszkedik a 2—3 MHz körüli hullámok számára inkább elnyelő, mint továbbító hatású. Ebben a rétegben is gyakoriak a *D*-nél említett különálló felhőgomolyok, melyek olykor nagy sebességgel száguldanak felettünk. Olykor ez a réteg is ketté hasad, de mivel általában a felső része ritkább, adatai nem mérhetők.

A következő, *F réteg*et a 0,06 és 0,09 mikron hosszúságú napsugarak ionizálják. Magassága

2—400 km között váltakozik. Erősen eltérő a téli és nyári menete. Éjszaka egész esztendőben 300 km körüli magasságon kezdődik. Télen hajnalban elkezd süllyedni és 200 km-re is lehatol, hogy estefelé ismét éjszakai magasságába emelkedjék. Nyáron hajnalban kétfelé hasad, lesz egy alacsony rétege (az $F1$), mely körülbelül megfelel a szokásos téli F-nek és lesz 3—400 km magasan egy $F2$ réteg, mely sokkal sűrűbb, mint az $F1$.

Az $F2$ réteg határfrekvenciája igen határozott napi menetet mutat, melyben a nappali részen jól látszik a napállás szögének változása. A nappali rész meredeken indul, a déli órákban éri el csúcspontját (mely lehet kb. 5—15 MHz között). Minimuma a hajnali időszakra esik, 2—5 MHz-es értékekkel.

Gyakorlati szempontból ez az ionoszféra legfontosabb rétege, mert állandóan rendelkezésre áll a rádióhullámok továbbítása számára, legfeljebb a napszak és távolság szerint változtatni kell a hullámhosszakat. A rövidhullámú távközlés céljaira csak ez a réteg alkalmas. Igen vastag, több száz km-es ionizált rétegében levő rengeteg ion és elektron a nagy magasságokban is előforduló szelek miatt mozgásba jön és mint óriási légköri áram szerepel, mely mágneses mezejével befolyásolja a földmágnesség napi menetét. Gauss feltételezése tehát helyes volt.

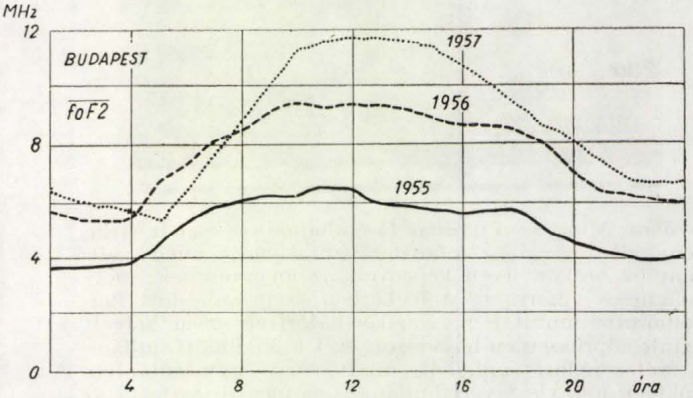
Az F réteg felett olykor előtűnik (de inkább az egyenlítő feletti ionoszférában) még egy, az F-nél is sűrűbb réteg, a G jelzésű eddig ismert legfelső ionoszféraréteg. Adatok még alig vannak róla.

Összefüggések a naptevékenységgel, földmágnességgel

A Nap sugarai által létrehozott ionoszféra nyilván híven tükrözi a sugárzási rendellenességeket is. A foltokkal pettyezett Nap sugárzása csak gyengébb lehet, ha az átlagos sugárzási energiát tekintjük. A napfoltmaximumok idején azonban az ultraviola kitörések is megszaporodnak és olykor óriási erősséget érnek el. *Nicolet* méréseiből kitűnik, hogy a kitörések az ultraviola spektrum csak egészen kis sávjaiba esnek, de ezek a sávok alkalmasak a légkör ionizációjára. Végeredményben tehát a napfoltmaximumok idején az ionoszféra többletsugárzást kap. A nagyobb kitörések alkalmával mértek már olyan sugárzáserősséget is, mely a légkör határán kb. $8{,}6 \cdot 10^{13}$ fotont jelent cm^2-ként és sec-ként. Így érthető, hogy pl. *Budapest* felett is az 1955—56 és 57-ben mért határfrekvencia adatok állandóan emelkedtek, amint azt az évi görbék mutatják (7. ábra).

Amennyiben egy igen erős napkitörés olyan hullámhosszakat tartalmaz, melyek alkalmasak a D réteg aljának erős ionizációjára, e helyütt igen nagy mértékben megnövekszik az *abszorbció*. A továbbításra felküldött hullámok már 60—70 km magasban teljesen elenyésznek. A jelenséget az utóbbi években elég gyakran tapasztaltuk. A A rádiós szakemberek teljes vagy *general fedingnek* nevezik a jelenséget, tudományosan, felfedezőikről, illetve magyarázóikról *Mögel—Dellinger-effektus* a neve.

Az ionoszférában az állandóan nagy sebességeket mutató szelek a naptevékenység maximuma idején még növekvő sebességeket és változékonyabb irányokat vesznek fel. Ezek a nagy tömegben mozgó töltések rendkívüli változatosságot visznek bele a földmágnesség napi meneteibe.



7. ábra. Az ionoszféra adatainak mérése állandóan folyik, minden órában egy-egy mérés történik egész éven át. Az óraadatok évi középértékét mutatja a fenti ábra, az $F2$ réteg határfrekvenciáinak három évi menetében folytonos emelkedést látunk. Ez a naptevékenység következménye.

Normális körülmények között az $F2$ rétegben mozgó töltések kb. 50 ezer Amper erősségű áramot jelentenek, mely áram ilyen esetekben többszörösére is növekedhetik.

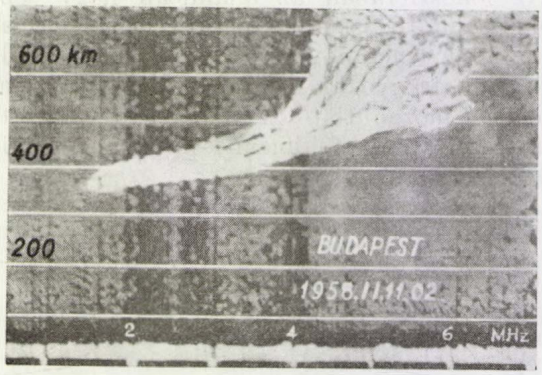
A napkitörések alkalmával korpuszkulákat is lök ki a Nap magából, ezek a fénynél kisebb sebességgel haladva jutnak a bolygóközti térbe. Ha Föld belekerül ilyen porfelhőbe, az nagy sebességű porszemekkel árasztja el a légkört. Mivel a korpuszkulák rendszerint töltöttek, a Föld mágneses mezeje a sarkokra irányítja őket. A korpuszkulák az ottani légkörben fényre gerjesztik a nagy magasságban levő ritka légrétegeket és így jön létre a sarki fény.

Ha a porszemeknek elég nagy a sebességük és igen nagy mennyiségben közelítik meg a Földet, nemcsak a sarkokra, hanem az alacsonyabb szélességi övekre is jut belőlük (mint febr. 11-én hajnalban).

Az ionoszférában ilyenkor a semleges korpuszkulák érvényesülnek leginkább, katalizáló hatásukkal növelik a rekombinációt. Ezért a rétegek csak nagyobb magasságban maradnak életben és kicsiny a határfrekvenciájuk. A febr. 11-i sarkifény okozta változásokat láthatjuk a mellékelt képsorozaton (8—11. ábrák).

A légkörbe jutó korpuszkulák a sarkok tájékán kisebb-nagyobb magasságokban összesűrűsödnek, padokat alkotnak. Majd, eddig ismeretlen okból, 100—200 km-es sebességgel a D és E rétegben, mint különálló, olykor igen sűrű felhőgomolyok széjjelszóródnak az alacsonyabb szélességi fokok

felett. Az ilyen széjjelszórt felhőgomolyokat nevezzük „*szporadikus D* vagy *E rétegnek*". Hatásuk van a rádióhullámokra is, amennyiben igen sűrű elektron- és iontartalmuk miatt még a méteres



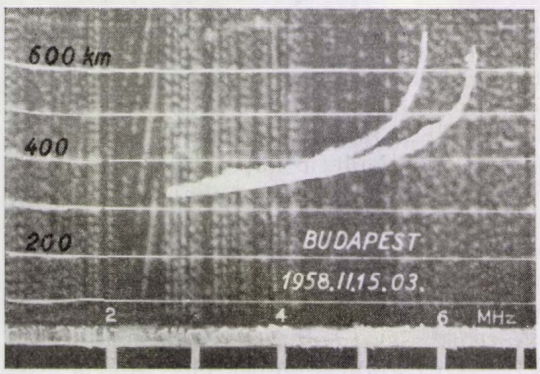
8. ábra. A folyó évi február 11-én hajnalban észlelt sarki fény alkalmával az ionoszférában is nagy vihar volt. Már 02 órakor olyan képe volt az ionogramnak, mely mágneses viharra és a légkörben széjjelszóródott ionfelhőzetre mutat (egy vonalas határfrekvencia helyett szinte söprüszerűen hasadozott szét a felküldött hullám, a szétszóródott ionfelhők miatt sűrű egymásutánban sokfelől jött visszavert hullám és ez megvastagította az ionogramot).

9. ábra. A sarkifény következtében a visszaverődés teljesen elmosódik, gyenge kétszeres visszaverődés is látszik 600 km felett.

10. ábra. A légkörbe behatoló korpuszkulák gyors rekombinációt idéztek elő, az *F* réteg alja (ahol sűrűbb) teljesen rekombinálódott, csak igen magasan, 800 km-ről kapunk még visszavert, gyenge jelet. — A továbbiakban olyan gyenge volt a visszaverődés, hogy amíg a sarkifény el nem múlt, észlelni sem lehetett.

hullámokat (televízió, ultrarövid műsor) is visszaverik és így lehetővé teszik azok távolsági vételét. A sarkok tájékán az ilyen felhőpadok annyira sűrűek lehetnek, hogy még a deciméteres radarhullámokat is több ezer km-re továbbítják.

A légkörben kavargó töltéssel bíró korpuszkulák is emelik a magas légköri áramot, illetve rendszertelenebbé teszik. A hirtelen változó áramerősségek mágneses mezeje nagy feszültségeket indukálhat a hosszabb földi vezetékekben (pl. kábelekben). Ha a szigetelés méretezésénél erre nem gondoltak, az „ionoszféra" — és ebből követ-



11. ábra. Összehasonlításképpen egy nyugodt nap ugyanabból az órájából való ionogramot látunk. Itt a magasság is a határfrekvencia is jól leolvasható (a jel alja éles, az ionogram vége szépen „felfut").

kező „*mágneses viharok*" nagy károkat okozhatnak. — Ionoszféraviharnak nevezzük valamely rétegben azt a jelenséget, melynél a réteg adatai az eddigi átlagértéktől legalább 25—30%-al eltérnek. Az ok minden esetben a magassági szelekre, illetve a naptevékenységre vezethető vissza.

Ionoszféramérések hazánkban és a Geofizikai Évvel kapcsolatban

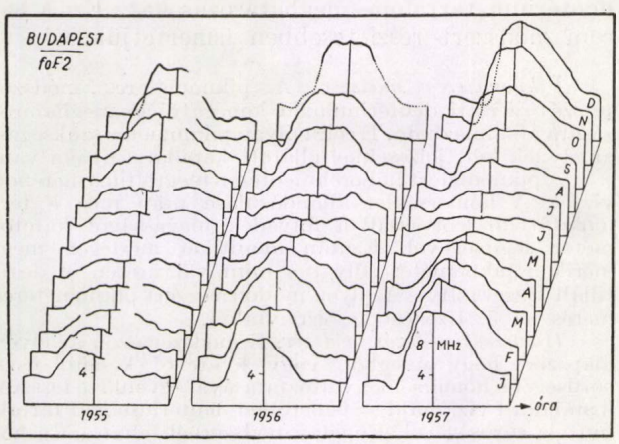
Hazánkban 1954 óta folynak rendszeres ionoszféramérések, jelenleg a *Marczell György Obszervatóriumban* a légköri elektromos osztályon. A vizsgáló állomás már beletartozik az egész világot behálózó ionoszférakutató szervezetbe. Havi kiadványokban ismertetjük az *E* és *F* rétegek adatait, amellett napi táviratokban közöljük az előző nap adatait a szovjet *NIZMIR* obszervatóriummal (mely a Geofizikai Év céljaira továbbítja) és *Párissal*, ahonnan rádióállomások az egész világgal közlik. Havi kiadványainkat minden világrészbe elküldjük és sok vizsgálóállomással vagyunk adatcsereviszonyban.

A Budapest feletti *F*2 réteg határfrekvenciáinak adatai az utolsó három évben jól mutatják a napi-, az évszakos-, a naptevékenység miatt növekvő értékű meneteket (12. ábra).

A vizsgáló állomás magyar gyártmányú berendezéssel dolgozik. Ilyen berendezéseket a magyar elektronikus ipar már külföldre is szállít,

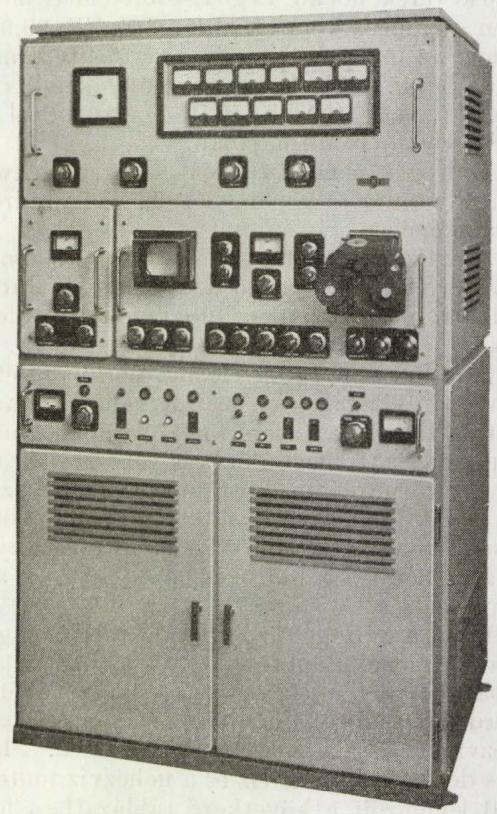
A brüsszeli világkiállításon bemutatandó berendezés már a modernebb igényeket is kielégíti (13. ábra).

A Geofizikai Év kutatási programjában az ionoszférakutatás is szerepel. Határozottabb összefüggéseket kívánnak megállapítani az ionoszféra változása és a naptevékenység között, szeretnék megismerni a légkör legmagasabb, 1000 km körüli tájain az ionizáció okait és az ionsűrűséget, továbbá rádióhullámterjedési vizsgálatokat végeznek napkitörések idején. A vizsgálatokban kb. 140 olyan állomás vesz részt, aminő Budapesten működik és még több száz, melyeknek különféle speciális feladata van. Rakétakísérletek már nyújtottak eddig is felvilágosítást a magasléghör ionizációjáról, újabban azonban a mesterséges holdaknak jutna ez a feladat. Sajnos erre csak talán, sokára kerül sor, mert a nemrégen fellőtt amerikai mesterséges hold is még csak a további kísérletekhez szükséges adatokat méri, amint ezt a különböző közleményekből ismerjük.



12. ábra. A *F*2 réteg határfrekvenciáinak havi óraközepei ún. hegység-ábrázolásban. Így a három év képén jól látszanak a napi, az évszakos, sőt a naptevékenységből következő emelkedő menet is.

Igazság szerint az „ionoszférát" nem lehetett volna ismertetni. Az 1951-évi Nemzetközi Geodéziai és Geofizikai Unió meteorológiai szakosztálya a legutolsó időkben szerzett ismeretek számításbavételével a légkört több rétegre osztotta. A felosztás azonban a hőmérsékleten alapult, az ionizációt nem vették figyelembe. Az ionoszféra elnevezés tehát — meteorológiai szempontból —



13. ábra. Magyar gyártmányú ionoszféravizsgáló berendezés.

megszűnt. Mégsem volt talán nagy merészség ezt az elnevezést nálunk is megtartani, mert geofizikai és rádióhullámterjedési szempontból nemcsak fontossága, de terjedelme is növekedett. Amíg t. i. a régi felosztásban csak a 100 km-nél magasabb légréteget nevezték ionoszférának, addig ma már a különböző ionizált rétegek összefogó neveként alkalmazva, úgyszólván az egész légkör beletartozik.

dr. Flórián Endre

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

Kísérleti lehetőség a fononok közvetlen észlelésére. Landau elmélete szerint a szuperfolyékony héliumot olyan kontinuumnak kell tekintenünk, amelyben részecsketulajdonságokkal rendelkező gerjesztési kvantumok: fononok és rotonok mozognak. A fononok és rotonok létezését csak nagyon közvetve lehet kimutatni; termodinamikai és hidrodinamikai mérések alapján lehet viselkedésükre következtetni. *N. L. Balázs* nemrégiben olyan mérési eljárás lehetőségére mutatott rá, amelynek segítségével a fononok és rotonok közvetlenebb módszerrel is észlelhetők. Minthogy Landau elmélete szerint a He II szuperfolyékony része teljesen súrlódásmentesen mozog, a normális súrlódó komponenst pedig a fononok és rotonok alkotják, a vékony torziós szálon a folyékony héliumba lógó piciny tükör Brown-mozgásából a fononok és rotonok mozgására lehet következtetni. *Balázs* elméleti úton levezeti a várható eredményt. A javasolt kísérlet a Brown-mozgásra vonatkozó klasszikus kísérletekkel állítható párhuzamba, amelyekkel az atomok létezését annak idején szemléletesen sikerült kimutatni. (Phys. Rev. *109*. 232. 1958.)

Sz. J.

A deutérium eloszlása a természetben

A legegyszerűbb elem, a hidrogén háromféle izotóp keverékéből áll. Legnagyobb relatív mennyiségben szerepel a könnyű hidrogén (H_1^1), 99,984%-kal, míg az ún. nehézhidrogén, a deutérium (D_1^2, vagy H_1^2) kb. 0,016%-kal, a radioaktív tritium pedig (T_1^3, vagy H_1^3) kb. 10^{-10} %-kal fordul elő a természetben víz formájában.

A hidrogén nehéz izotópját Urey, Brickwedde és Murphy mutatta ki először 1932-ben a hidrogéngáz színképében.

A magfizikai kutatások rohamos fejlődése folytán a nagy szerepet játszó deutérium előállítására nagyipari méretekben számos módszert dolgoztak ki.

A Földön előforduló elemek izotópösszetétele különböző vizsgálatok szerint állandó arányt mutat. Azoknál az elemeknél azonban, melyek izotópjainál a tömegkülönbség viszonylag nagy, jól mérhető eltolódás következhet be az izotóparányban, különböző fizikai, kémiai, vagy biológiai hatások következtében. Ilyen izotóparány eltolódás ismeretes a hidrogén, az oxigén és a kén izotópjainál.

Miután a hidrogén izotópjai között legnagyobb a relatív tömegkülönbség, ezen elem izotópjainak sajátságai térnek el legjobban egymástól. Különösen érdekes a közönséges víz és a deutériumoxid (nehézvíz) sajátságainak összehasonlítása. A hidrogén és deutérium ill. a víz és a nehézvíz fontosabb fizikai jellemzőit a következő táblázatban foglaltuk össze:

I. táblázat

	Olvadáspont C°	Forráspont C°	Párolgáshő kal/mól	Sűrűség 20 C°	Sűrűségmaximum C°
H_2	—259,21	—252,78	183		
D_2	—254,51	—249,57	276		
H_2O	0,00	+100,00	9700	0,9982	4
D_2O	+ 3,82	+101,42	9960	1,1059	11,6

A könnyű hidrogén hővezetőképessége 0 C°-on és 1 atm nyomáson kb. 30%-kal nagyobb, mint a deutériumé.

Az izotópok közötti relatív tömegkülönbség elsősorban a fizikai sajátságok eltérésében jelentkezik, nagy relatív tömegkülönbségek esetében, mint pl. a hidrogén izotópjánál ez az eltérés a kémiai tulajdonságokban is megmutatkozik. Így ha hidrogén tartalmú vegyületekben a könnyű hidrogént nehéz hidrogénnel helyettesítjük, és a két vegyülettel azonos reakciókat hajtunk végre, a deutérium tartalmú vegyület reakcióképessége általában kisebb, mint a hidrogén tartalmué.

A nehézvíznek az élőszervezetre gyakorolt hatását is tanulmányozták. Igen kis koncentrációban alkalmazva a deutériumoxidot, bizonyos életfunkció serkentő hatást észleltek, míg nagyobb töménységben használva azt figyelték meg, hogy pl. dohánymagvak ilyen vízben nem csíráztak ki, ebihalak elpusztultak, egereken végzett kísérletek pedig azt mutatták, hogy nagyobb töménységű nehézvíz beoltása halálos volt. Ennek magyarázatára feltételezik, hogy a szervezet a nehézvizet nem tudja vízháztartásában felhasználni, éppen az eltérő reakcióképessége miatt.

A deutérium meghatározására szolgáló módszerek a hidrogén és deutérium fizikai sajátságainak különbözőségén alapulnak. A deutérium meghatározása leggyakrabban deutériumoxid alakban történik. A meghatározásra használt számos módszer (tömegspektrométer, hővezetőképesség, sűrűségmérés piknométerrel, úszóval, és cseppejtéssel, fagyáspontmérés, spektroszkópia) közül a Központi Fizikai Kutató Intézet Atomfizikai Osztályán három módszerrel, a piknométeres, úszós és fagyáspontméréses módszerrel végeztünk deutérium tartalom meghatározásokat. Ezt a három módszert részletesebben ismertetjük.

Piknométeres módszer. A piknométeres módszer tetszés szerinti deutériumoxid koncentráció meghatározására alkalmazható. E célra olyan piknométer szükséges, amelynek két, jelzésekkel ellátott kapilláris nyaka van.

A piknométert buborékmentesen megtöltik a mérendő vízzel. A hőmérséklet állandósulása után még a termosztátban leolvassák a folyadék magasságot katetométer segítségével. Ezután analitikai mérlegen megmérik a piknométer súlyát a mintával, üresen és desztillált vízzel töltve. Az ilyen módon végzett piknométeres mérés az 5. tizedesben bizonytalan.

Hőmérséklet-úszós módszer. E módszer azon az elven alapszik, hogy üvegből, vagy kvarcból készült úszó sűrűségét a hőmérséklet változtatásával egyenlővé tesszük a standard víz, majd az ismeretlen deutériumoxid tartalmú víz sűrűségével. Ennél a módszernél tehát azt a hőmérsékletet kell megállapítani, amelynél az úszó a standard vízben és a mintában lebeg, azaz se nem emelkedik, se nem süllyed. Ehhez a két hőmérséklethez tartozó sűrűségértéket hasonlítjuk össze.

Az általunk használt úszó lényegesen kisebb volt, mint az irodalomban ismertetett úszók, hogy igen kis anyagmennyiségeket is elemezni tudjunk vele.

Méréseinkhez kb. 10 ml minta volt szükséges. Ha a hőmérséklet leolvasás pontossága 0,005 C°, akkor a mérés pontossága $1 \cdot 10^{-6}$ sűrűségegység. Az $1 \cdot 10^{-6}$-on sűrűségegység jelölésére a γ-t használják.

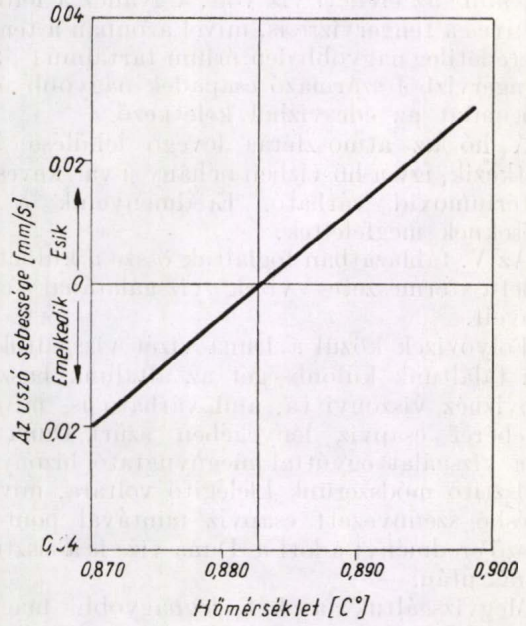
A mérés pontosságát azáltal növeltük, hogy az úszó lebegési hőmérsékletét grafikusan állapítottuk meg, így a mérés pontossága $\pm 0{,}4$ γ. Ilyenkor beosztott mérőedény segítségével mértük az egyenlő jelek közötti esési időket stopperóra segítségével. Az esési idők függvényében ábrázolva a hőmérsékletet, 0 sebességre extrapolálva, a lebegési hőmérséklet meghatározható.

Fagyáspontkülönbség mérése. Az irodalomban előforduló adatok szerint W. K. La Mer vizsgálta a deutériumoxid-könnyűvíz elegy fagyáspontjának a koncentrációtól való függését, azonban csak néhány mérési adatot közöl 1—39,9% között. Ez a vizsgálat adta azt az ötletet, hogy amennyiben a folyadékelegy fagyáspontja lineárisan változik az elegy deutériumoxid tartalmával, a fagyáspont mérését fel lehet használni a deutériumoxid meghatározására. Lényeges követelmény, hogy a hibahatáron belül az elegy összetételével lineárisan változzék a fagyáspont, mert különben igen sűrű kalibrációs görbét kell felvenni.

Méréseink azt mutatták, hogy a H_2O—D_2O elegy fagyáspontja lineárisan változik az összetétellel, (2. ábra). Az eredmények függetlenek a túlhűtés fokától. A mérés

abszolút pontossága ±0,13% deutériumoxid, ezért a módszert csak nagyobb deutériumoxid, koncentrációknál lehet alkalmazni.

A módszer gyors, kényelmes és tetszésszerinti számban megismételhető az elegy felolvasztásával és megfagyasztásával. A mérési eredmények kiszámítása



1. ábra

úgy történik, hogy irodalmi adatok alapján a 99,99% deutériumoxid fagyáspontját 3,80 C°-nak vettük. Az ismertetett mérési módszerek pontosságát és alkalmazhatósági területét az alábbi táblázat segítségével hasonlíthatjuk össze :

II. táblázat

Módszer	Elért pontosság	Irodalmi pontosság	Alkalmazási határ D_2O %
Hőmérséklet-úszós	$0{,}4 \cdot 10^{-6}$	$0{,}1 \cdot 10^{-6}$	0— 10
Piknométeres	$4 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-5}$	0—100
Differenciál-piknométeres	—	$1 \cdot 10^{-6}$	0—100
Fagyáspont mérése	$13 \cdot 10^{-5}$	—	10—100

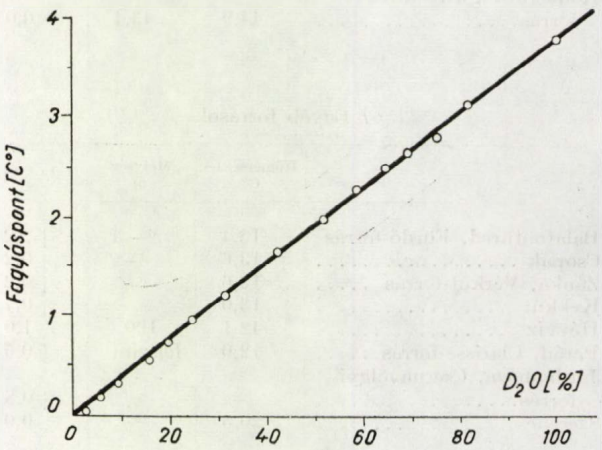
Az ismertetett pontos sűrűségmérési módszerek birtokában, többirányú nehézvíz meghatározási kísérletet végeztünk. Vizsgáltuk : 1. Különböző növények sejtnedveit, 2. Légköri nedvességet, 3. Hazai természetes vizeket 4. Olajkutakból származó vízmintákat.

A természetes vízminták kiválasztásakor az a cél vezetett bennünket, hogy Magyarország területéről, lehetőleg különböző geológiai viszonyoknak megfelelő vízmintákat vizsgáljunk meg. Eddig ugyanis csak néhány budapesti forrás vizének vizsgálata állt rendelkezésre (Lányi és Arató).

A kőolajkutak vizeire vonatkozó vizsgálatok azért is érdekesek, mert az olaj előfordulása általában bizonyos rétegekhez van kötve, és az olajjal felszínre kerülő víz deutériumoxid tartalma esetleg támpontot adhat az olaj eredetére, vagy migrációjára is. A vízminták kémiai adatait ismerve, megpróbáltunk összefüggést megállapítani, az összetétel, a mélység és a deutériumoxid tartalom között.

A minták tisztítása és mérése. A sűrűségméréssel és a fagyáspontméréssel elemzett mintáknak igen tisztáknak kell lenniök, mert a mintában maradó szennyezés a sűrűség értékét erősen befolyásolja vagy fagyáspontmérés esetében fagyáspontcsökkenést okoz.

A tisztítás során a legfontosabb az, hogy az izotóparány ne változzék. Ennek érdekében az edényeket gondosan kiszárítottuk, ezzel elkerüljük a felhígulás veszélyét. A desztillációkat úgy végeztük, hogy kiindulási anyag ne maradjon vissza (szárazradesztillálás). A legtöbb tisztítási eljárás igen hosszadalmas. Desztillációval csak a nem illó szennyeződésektől lehet megszabadítani a folyadékot. Az oldott gázok, salétromsav, széndioxid, ammónia eltávozik a gőzzel együtt.



2. ábra

Mérés után a mintákat újra desztilláltuk és mértük. Ha a hibahatáron belül egyező eredményt kaptunk, a mérést helyesnek ismertük el. Standardként desztillált vizet használtunk, amelyet ugyanolyan tisztítási eljárásnak vetettünk alá, mint a vele összehasonlított mintákat.

III. táblázat

Standard víz a budapesti csapvíz, melynek sűrűségnövekedése 15,5 ± 0,4 γ a deutériumoxid mentes vízhez képest. A táblázatokban szereplő adatok erre a standard vízre vonatkoztatott sűrűségnövekedést, vagy csökkenést adják meg, γ-ban.

Növényi nedvek

a	$\Delta\gamma \pm 0{,}4$	b	$\Delta\gamma \pm 0{,}4$	c	$\Delta\gamma \pm 0{,}4$
Paradicsom	+4,1	Gomba	+,08	Burgonya	+0,2
Szőlő	+3,0	Uborka	+1,0	Retek	+0,2
Alma	+2,4			Hagyma ..	+0,7
Paraj	+2,2				

IV. táblázat

Légköri nedvesség

($\Delta\gamma = \pm 0{,}4$)

eső	—1,4
hó	—1,3

V. táblázat

Különböző eredetű természetes vizek

a) Folyók, tavak, tengerek

($\Delta\gamma = \pm 0{,}4$)

Duna	0,0
Balaton	0,0
Fertő	+3,0
Fekete-tenger, Várna	+2,7

b) Budapesti forrásvizek

	Hőmérséklet C°	Mélység m	$\Delta\gamma \pm 0{,}4$
Császárfürdő, Török-forrás	26,0	—	+0,2
Császárfürdő, Mária-forrás	52,0	6,6	0,0
Margitsziget, I. számú	39,5	114	+0,2
Margitsziget, Magda-forrás	65,0	320	0,0
Gellértfürdő, gyűjtőforrás	45,8	—	+0,4
Rudasfürdő, Juventus-forrás	44,9	43,4	0,0

c) Egyéb források

	Hőmérséklet C°	Mélység m	$\Delta\gamma \pm 0{,}4$
Balatonfüred, Fürdő-forrás	13,4	2—3	+2,2
Csopak	13,6	—	+0,2
Zánka, Vérkút-forrás	13,6	—	+0,2
Kékkút	13,0	—	+0,7
Hévvíz	42,1	120	—1,0
Parád, Clarisse-forrás	12,0	felszíni	+0,5
Járdánháza, Csernavölgyi-forrás	—	—	+0,8
Szerencs	20,5	—	0,0

d) Alföldi mélyfúrások

	Hőmérséklet C°	Mélység m	$\Delta\gamma \pm 0{,}4$
Debrecen	65	1611	+3,0
Hajdúszoboszló	73	1090	+2,6
Békés, artézi kút Búzapiac téri	—	703	+2,1
Békés, artézi kút Asztalos utcai	40,4	730	+1,8

A növényi sejtnedvekben észlelt deutérium dúsulást 3 csoportba oszthatjuk a növényi részek elhelyezkedése szerint. Azoknak a növényi részeknek a sejtnedve, amelyek nagy felületen párologtatnak, (III. táblázat, *a)* csoport) 2,2—4,1 γ sűrűségnövekedésnek megfelelő dúsulást mutat.

A föld alatt levő növényi részek sejtnedve a hibahatáron belül nem, vagy csak alig mutatott eltérést. (III. táblázat, *c)* csoport).

A közvetlenül a föld felszínén levő növényi részek sejtnedve kis eltérést mutatott, mely 0,8—1,0 γ között volt. (III. táblázat, *b)* csoport).

A IV. táblázatban tüntettük fel az eső és hó deutériumoxid tartalmára vonatkozó vizsgálatok eredményét.

Minthogy az atmoszféra nedvessége feltehetőleg a földfelület vizeinek elpárolgásával keletkezik, könnyebbnek várható, mint a standardnak használt csapvíz. Ideális esetben, ha a párolgás izotermikusan történik, az édesvíz frakciói könnyebbek, mint az eredeti víz volt. Ugyanez a feltevés érvényes a tengervízre is, mivel azonban a tengervíz eredetileg nagyobb deutérium tartalmú (+3 γ), a tengervízből származó csapadék nagyobb sűrűségű, mint az édesvízből keletkező.

A hó az atmoszférás levegő lehűlése által keletkezik, így a hó-vízben néhány γ-val kevesebb deutériumoxid várható. Eredményeink a feltevéseknek megfeleltek.

Az V. táblázatban foglaltuk össze a különböző eredetű természetes vizek vizsgálatának eredményeit.

Folyóvizek közül a Duna vizét vizsgáltuk, és nem találtunk különbséget az általunk használt csapvízhez viszonyítva, ami várható is, mivel a csillebérci csapvíz lényegében szűrt Duna víz. Ez a vizsgálat egyúttal megnyugtató bizonyíték víztisztító módszerünk kielégítő voltára, mivel a kevésbé szennyezett csapvíz mintával pontosan egyező eredményt adott a Duna vize is a tisztítási eljárás után.

Megvizsgáltuk a két legnagyobb magyarországi tó vizét is, a Balatonét és a Fertő tóét. A Balaton vize eltérést nem mutatott, míg a Fertő tó vizében érdekes módon viszonylag jelentős, 3,0 γ sűrűségnövekedést találtunk. Az észlelt sűrűségnövekedésnek két oka lehet:

a) A kis mélységű, nagy felületen párolgó Fertő tónál erősebben érvényesül az elpárolgás következtében mutatkozó izotóp-frakciónálódás. A Fertő tónak meglehetősen zárt jelleget ad az, hogy források kevéssé táplálják, és a Lajta, vagy Duna vizével sincs közvetlen összeköttetésben, ami az izotóp-arány kiegyenlítődését okozhatná.

b) A Fertő tó vize igen nagy mennyiségű szerves anyagot tartalmaz, amelynek egy része már 100 C° alatt elbomlik. Mivel a szerves anyagok deutérium tartalma nagyobb, mint a standard vizé, a belőlük keletkezett deutériumoxid belekerül a vízmintába.

Annak eldöntésére, hogy a két ok közül, melyik okozza a sűrűségnövekedést, a vízmintát vákuumban átdesztilláltuk. Ebből kiderült, hogy a sűrűségnövekedést az *a)* alatt elmondottak okozzák.

Igaz ugyan, hogy a Fertő tó vízszintje az idők folyamán erősen ingadozott (kb. 100 évvel ezelőtt majdnem teljesen kiszáradt, patakokból és csapadékból töltődött fel), úgy látszik azonban, hogy a sekély vízmélység következtében az elpárolgás mégis az izotóparány eltolódását eredményezte.

Vizsgáltuk a budapesti forrásvizeket is. E források geológiailag egységes rendszert alkotnak. Az alkálikus melegvizek a Gellérthegy alatt elhúzódó (Tétényi úti kórházi kerttől Pünkösdfürdőig tartó (ún. termavonal mentén törnek fel. Ezzel magyarázható, hogy egymás között eltérést nem mutatnak. Egyik feltevés szerint ezek a for-

rások a Duna vizével is érintkezésben vannak. (Pl. a Rudas-fürdő Juventus forrásának víznívója a Duna vízállásával változik). E szerint érthető, hogy a Duna vizétől nem különbözik deutérium tartalmuk.

Ugyancsak megvizsgáltuk a Balaton környéki gyógyforrások vizét. Ezek a gyógyforrások szintén nagy törésvonal mentén helyezkednek el. A szénsavas források szénsava feltehetően posztvulkáni exhalációkból származik. Ezeknek a forrásoknak a vize a hibahatáron felül kis sűrűségnövekedést mutatott. Kivétel a balatonfüredi, amelynél az eltérés $+2{,}2\ \gamma$. Ennek magyarázata valószínűleg az, hogy a balatonfüredi szénsavas forrásvíz, ellentétben a többi Balaton melletti szénsavas forrásokkal, nagy mennyiségű szerves anyagot tartalmaz, amely már a vízben elbomolva, belekerül a forrásvízbe és nagyobb sűrűségnövekedést okoz.

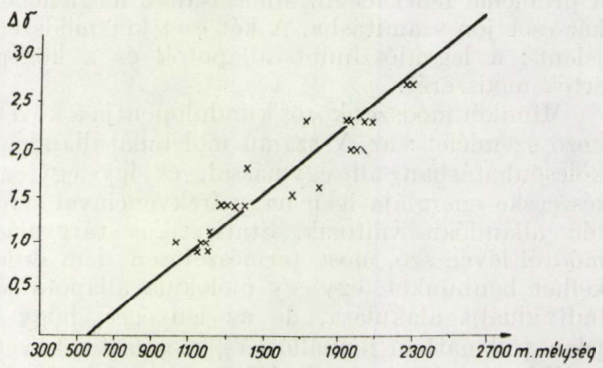
A debreceni, hajdúszoboszlói és a békési két mélyfúrás vize 3,0, 2,6 2,1 és 1,8 γ sűrűségnövekedést mutatott. Mivel általában a tengervíz deutérium tartalma nagyobb, mint az édesvizé, az általunk kapott értékek esetleg arra mutatnak, hogy e mélyfúrások vize ősi tengervíz eredetű.

A Fekete-tengerből, Várna mellől kapott vízminta $+2{,}7\ \gamma$ sűrűségnövekedést mutatott. Több helyen utaltunk már arra, hogy a tengerek vize az édesvíznél nagyobb deutériumoxid tartalmú. Ezt szintén a frakcionált párolgással lehet magyarázni, és az elméletileg számított értékek a találtakkal jó egyezést mutatnak.

A kőolajlelőhelyekről származó vizek vizsgálata érdekes eredményeket adott. A felszíni eredetű minták nem mutattak deutériumoxid növekedést. Arra a megállapításra jutottunk, hogy a vízminták deutériumoxid tartalma arányos a mélységgel. A 3. ábra mutatja a deutériumoxid tartalom növekedését a mélység függvényében A mintákat három csoportba oszthatjuk :

1. Kis szárazmaradékú, kis relatív klorid és nagy hidrokarbonát tartalmú vizek (felszíni vizek), kis deutériumoxid tartalommal.

2. Közepes szárazmaradékú, közepes klorid és hidrokarbonát tartalmú, keverék vizek.



3. ábra

3. Nagy szárazmaradékú, nagy relatív klorid és kis hidrokarbonát tartalmú vizek, nagy deutériumoxid tartalommal. (Szárazmaradéknak nevezzük egy liter vízminta szárazra párolása után mért összes sók mennyiségét. A klorid és hidrokarbonát tartalmat pedig a szárazmaradék tartalom %-ban adtuk meg.).

Eredményeink megegyeznek Szádeczky Kardoss Elemér professzor egészen más úton felállított osztályozásával. Szádeczky professzor a nagyalföldi mélyfúrások mintáit konyhasó tartalmuk szerint csoportosította, és vont le következtetést a tengeri, vagy brackvízi eredetre.

Czike Kálmán—Fodorné, Csányi Piroska
Központi Fizikai Kutató Intézet

A termodinamika főtételei IV.

8. *Az állapot statisztikus jellemzése.* A statisztikus mechanika alapproblémája a következő. A V térfogatba zárt N számú molekula rendelkezésére E mennyiségű energia áll. Kérdés, hogy E, N, V rögzített értéke mellett hogyan oszlik szét az energia a részecskék között? Egyszerűség hedvéért (és a szokásnak is megfelelően) a (o, E) energiaintervallumot z számú tartományra osztjuk, a tartományokat oly kicsinyekre választjuk, hogy az $(\varepsilon_{i-1}, \varepsilon_i)$ intervallumbeli értékek bármelyikét jó közelítéssel közös ε_i-nek tekinthetjük. Ha az i-edik intervallumban (cellában) N_i számú részecske van, úgy N és E rögzített értéke miatt fenn kell állnia a következő két összefüggésnek :

$$\left.\begin{aligned} \Sigma N_i &= N \\ \Sigma N_i \varepsilon_i &= E \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

Alkalmas ε_0 egység megválasztásával az ε_i-k és az E valamennyien jó közelítéssel az ε_0 egészszámú többszörösei és így az (1) olyan Diofantikus egyenlet, melynek nem negatív

$$N_i \geq 0 \qquad (1')$$

megoldásai jönnek tekintetbe.

A mondottakkal kapcsolatban meg kell említeni, hogy a három makroszkópikus adat : E, N,V a fenomenológikus termodinamika szempontjából egyértelműen meghatározza az állapotot. Az így jellemzett állapotot *makróállapot*nak nevezzük. Nyilvánvaló azonban, hogy az (1) egyenletnek sokféle megoldása lehet, és mindegyik

$$\{N_i^j\} \quad j = 1, 2, \ldots, K \qquad (2)$$

megoldáskészlet más-más energiaeloszlást reprezentál. (A j-index a különböző eloszlások megjelölésére szolgál, az összes különböző megoldásrendszerek száma : K.) A (2) szerinti állapotjellemzést *statisztikus mikroállapot*nak nevezhetjük. A mon-

dottakból kitűnik, hogy adott makróállapot igen sok statisztikus mikroállapottal valósítható meg; a kétféle állapotjellemzés közötti kapcsolat nem kölcsönösen egyértelmű. Kérdés: milyen fizikailag is elfogadható kompromisszummal tehető a kapcsolat kölcsönösen egyértelművé? Ilyen,fizikailag elfogadható kompromisszum igen sokféle van, a probléma fenti megfogalmazásának megfelelően két eset jön számításba. A két eset két módszert jelent: a legvalószínűbb állapotok és a középérték módszerét.

Mindkét módszer közös kiindulópontja a következő szemlélet: az N számú molekula állandóan kölcsönhatásban áll egymással, és így egy-egy részecske energiája igen nagy frekvenciával szintén állandóan változik. Statisztikus tárgyalásmódról lévén szó, most természetesen nem érdekelhet bennünket, egy-egy molekula állapotának individuális alakulása, de az lényeges, hogy a jelen pillanatban fennálló $\{N_i^j\}$ eloszlást a következőkben milyen másik $\{N_i^{j'}\}$ váltja fel. Ha az individuális állapotváltozások olyanok, hogy ezáltal az $\{N_i^j\}$ számok nem változnak, akkor a statisztikus mikroállapotot is változatlannak tekintjük, hiszen az állapothatározó adatok nem változtak. A mondottakra építve két racionális feltételezés kínálkozik:

1. A legvalószínűbb állapot módszere szerint létezik egy olyan $\{N_i\}_{\max}$ eloszlás, melynek gyakorisága mellett a többi eloszlás gyakorisága elhanyagolható. Az ilyen állapot valószínűsége maximális és mivel a maximális valószínűség állapotához tartozó $\{N_i\}_{\max}$ *betöltési számok* E, N, V által kölcsönösen egyértelműen meg vannak határozva, ezért a makro és a statisztikus állapot kapcsolata is kölcsönösen egyértelmű.

2. A középérték-módszer abból indul ki, hogy a különböző eloszlások igen nagy frekvenciával váltogatva egymást, egy-egy makroszkópikus mérés időtartama alatt praktikusan valamennyi többször is előfordul. Ennek megfelelően makroszkópikus mérései érzéketlenek a statisztikus mikróállapottal szemben és az eredmény csupán a különböző elsozlásokból számítható közepes eloszlást befolyásolja. Amennyiben a j-edik eloszlás bekövetkezésének valószínűsége w^j, úgy az átlagos betöltési számok értéke

$$\overline{N}_i = \sum_{j=1}^{K} w^j N_i^j$$

Itt megint attól függ a módszer alkalmazhatósága, hogy az N_i az ε_i, E, N, V által kölcsönösen egyértelműen meg van-e határozva? A válasz természetesen szintén pozitív.

Az említett két módszer alkalmazhatósága megkívánja, a w^j valószínűség ismeretét. Mivel a klasszikus valószínűségi mezőben az események valószínűségét a kedvező és a lehetséges esetek számának viszonya határozza meg, célszerű olymódon definiált eseményekkel számolnunk, amelyek egyenlő statisztikai súllyal bírnak. (a priori valószínűségük egyenlő). Az események akkor lesznek ilyenek, ha az energiaegyenest olyan $(\varepsilon_{i-1}, \varepsilon_i)$ intervallumokra osztjuk, melyek bármelyikében egy-egy kiszemelt molekula azonos valószínűséggel kerülhet. Ilyen felosztás mellett az energiacellák a priori valószínűsége azonos és az $\{N_i^j\}$ eloszlást megvalósító esetek száma, aszerint, hogy a részecskék a klasszikus mechanika illetve a kvantummechanika törvényeinek vannak alávetve, a következő módokon adható meg. Mind a klasszikus mechanikai, mind pedig a szimmetriasajátságokat elhanyagoló kvantummechanikai állapotjellemzés esetén az $\{N_i^j\}$ eloszlást megvalósító esetek száma

$$W^j = \frac{N!}{\prod_{(i)} N_i^j!} \tag{4}$$

A klasszikus mechanika következményeként az egyenlő nagyságú fáziscellák (a koordináta-impulzustér cellái) rendelkeznek egyenlő statisztikai súllyal, az energiaintervallumok tehát úgy választandók, hogy ne ők maguk, hanem a nekik megfelelő fáziscellák legyenek azonos térfogatúak. (klasszikus statisztika). Ezzel szemben a kvantummechanika esetén maguknak a kvantumállapotoknak tulajdonítunk egyenlő statisztikai súlyt. (Teljes vagy klasszikus kvantumstatisztika.) Ez utóbbi megállapítás érvényes a tulajdonképpeni kvantummechanikai tárgyalásmódra is, azzal a további kiegészítéssel, hogy vagy csak a szimmetrikus megoldásoknak megfelelő (Bose statisztika), vagy csak az antiszimmetrikus megoldásoknak meg felelő (Fermi statisztika) állapotokat vesszük figyelembe.

Nem célunk az egyébként jól ismert megállapítások részletes taglalása, így azzal sem foglalkozunk, hogy a különböző statisztikák szerint miképper lehet a maximális valószínűségű, illetve az átlagos eloszlást meghatározni. Ezek többé-kevésbé minden tankönyvben megtalálhatók. Ezúttal csupán a középérték-módszer alapformuláit idézzük a különböző statisztikákra vonatkozóan.

1. Klasszikus statisztika. (Az egyenlő nagyságú fáziscellák bírnak egyenlő statisztikai súllyal). A j-edik eloszlást megvalósító kedvező esetek száma (4) által van adva. Az összes lehetséges esetek száma

$$W(N, E, V) = \Sigma W^j$$

és így a w^j valószínűség

$$w^j = \frac{W^j}{W},$$

amit figyelembe véve az átlagos betöltési szám

$$\overline{N}_i = \frac{1}{W} \sum_{j=1}^{K} N_i^j W^j = \frac{N W(N-1, E-\varepsilon_i, V)}{W(N, E, V)} \tag{5}$$

2. A teljes kvantumstatisztika (vagy klasszikus kvantumstatisztika) formailag az 1.-beli esettel azonos képleteket szolgáltatja. Itt azonban ε_i

nem az egyenlő nagyságú fáziscellákhoz tartozó energiaintervallumok „súlyponti" értékét jelenti, hanem az energia i-edik kvantumállapotát.

3. Szimmetrikus (Bose-statisztika) esetében

$$W = \Sigma W^j$$

az (1) egyenletrendszer megoldáskészletének számával, tehát K-val azonos. Az átlagos betöltési szám ennek megfelelően

$$\overline{N}_i = \frac{\Sigma W(N-k, E-k\varepsilon_i; V)}{W(N, E, V)}$$

4. Az antiszimmetrikus (Fermi-statisztika) szerint a (6) a következőképpen módosul:

$$\overline{N}_i = \frac{\Sigma(-1)^{k-1} W(N-k, E-k\varepsilon_i, V).}{W(N, E, V)} \qquad (7)$$

Az (5)—(7) formulákat nem önmagukért írtuk fel, hanem azért, hogy velük kapcsolatban a statisztikus mechanikának egy fontos problémájára rámutathassunk. Már a j-edik elosztást megvalósító kedvező esetek száma, a W^j, is igen bonyolult függvénye ε_i, N, E, V-nek, azonban ehhez képest is sokkal bonyolultabb a $W = \Sigma W^j$ formája (bármelyik statisztikát tekintve). Ily módon a

$$w^j = \frac{W^j}{W}$$

valószínűség meghatározása, alkalmas közelítő módszerek felhasználása nélkül gyakorlatilag teljességgel keresztülvihetetlen. Ezek után még nehezebb maguknak az átlagos betöltési számoknak meghatározása. Éppen ezért a statisztikus mechanika formulái gyakorlatilag csak akkor alkalmazhatók, ha az (5)—(7)-beli betöltési számokat előállító rendkívül komplikált

$$\overline{N}_i = \overline{N}_i(\varepsilon_i, N, E, V)$$

függvények könnyen kezelhető asszimptotikus formával rendelkeznek. (A legvalószínűbb állapot módszere esetében W^j-re a kívánt asszimptotikus kifejezést a Stirling-formula szolgáltatja.) Darwin és Fowler-nek különböző heurisztikus meggondolások segítségével sikerült asszimptotikus formulákat találni, azonban módszerük nem általános érvényű és hibabecslésre nem ad módot.

Hincsin szovjet matematikus mutatott rá az általános érvényű és exakt kivezető útra. Hincsin ugyanis kimutatta, hogy az (5)—(7) formulák a valószínűségszámítás határértéktételeinek segítségével minden külön feltevés nélkül kiszámíthatók

Végül, a statisztikus állapotjellemzés természetébe való mélyebb bepillantás kedvéért felsoroljuk a molekuláris rendszer állapotmeghatározásainak különböző fokozatait, a determinisztikus szkémáktól a fenomenológikusig.

1. Megadjuk minden egyes molekula általános hely- és impulzuskoordinátáit: q_k, p_k, $k = 1, 2, \ldots, fN$ (Ha a molekulák szabadsági fokszáma: f). Ilyenkor tehát az állapothatározók száma $2fN$. (Teljes makróállapot.)

2. Mivel a termodinamikában az impulzustétel nem játszik explicit szerepet eltekeinthetünk a mikroállapot pontos megadásától és csak energetikailag jellemezzük a molekulákat természetesen szabadsági fokonként: ε_k $k = 1, 2, \ldots, fN$. Ezáltal az állapotjellemzők száma felére csökkent (*f. N.* Hiányosan jellemzett mikróállapot.)

3. A statisztikus tárgyalásmódra való áttérés fölöslegessé teszi a (hiányos energetikai) individuális állapotjellemzést és megelégszünk annak az ismeretével, hogy az i-edik energiacellában hány molekula van? (Hogy melyek ezek a molekulák, az sem a klasszikus, sem a kvantumstatisztikában nem számít). Az $\{N_i^j\}$ betöltési számok és a makróállapot közti kapcsolat, azonban még mindig nem kölcsönösen egyértelmű.

4. Ezért további egyszerűsítésként az átlagos betöltési számokat vezetjük be: $\overline{N}_i$, $i = 1, 2, \ldots, z$. Az átlagos betöltési számok egy keverékeloszlást jellemeznek és annak valószínűsége, hogy egy kiszemelt molekula az i-edik energiacellába kerül:

$$p_i = \frac{\overline{N}_i}{N}$$

5. A fenomenológikus adatokat ezen p_i valószínűségek szerinti közepeléssel nyerjük. E középértékek már csak E, N, V-től függenek (egykomponensű rendszer esetén).

9. *Az entrópia statisztikus értelmezése.* Elöljáróban néhány megjegyzést fűzünk az entrópia Boltzmann-féle statisztikus értelmezéséhez. A közkeletű megfogalmazás szerint az entrópia az állapotvalószínűség logaritmusával arányos. A valószínűségszámításban konvencionálissá vált, hogy a valószínűségeket a (0, 1) intervallumba eső számértékkel jelölik, azonban nincs elvi akadálya annak, hogy az így nyert valószínűségeket valamilyen fix a számmal átszorozzuk, miáltal a bizonyosságnak nem 1, hanem az a szám felel meg. Ezen az alapon, klasszikus valószínűségi mezőt tekintve, nemcsak a kedvező és lehetséges esetek számának viszonyát, hanem a kedvező esetek számát magát is tekinthetjük valószínűségi mértéknek. Az említett lehetőséget figyelembevéve $w^j = \frac{W^j}{W}$ helyett W^j-t is valószínűségi mértéknek tekintik. Ilyenkor tehát $a = W$. Mindezt figyelembevéve könnyen és joggal zavarba jöhetünk, ha dönteni kell, hogy felírjuk az entrópia és az állapotvalószínűség kapcsolatát. Különösen problematikussá teszi a kérdést a legvalószínűbb állapot módszerének indokolása. Eszerint ugyanis létezik olyan j, hogy $W^j = W_{\max}$, sőt ez a $W_{\max}$ jóval nagyobb minden más W_j-nél. E módszer alapfeltevése szerint tehát $W_{\max}$ lényegében a ΣW^j-vel azonos, azaz

$$w_{\max} = \frac{W_{\max}}{W} \simeq 1$$

Ez természetesen semmitmondó és éppen ezért elvi szükségszerűségnek látszik az az önkényesség,

hogy magát a W^j-t tekintjük állapotvalószínűségnek, tudniillik különben az entrópia mindig zérus lenne. Hogy a szokásos értelmezés eme pontatlansága ellenére az

$$S = k \log W_{\max} + s_0$$

mégis jónak bizonyul, annak bizonyára vannak mélyebben fekvő indokai is. A magyarázatot ezúttal az információelméleti entrópiafogalommal való összehasonlítás alapján adjuk meg. Bizonyos diszkrét eloszlású valószínűségi változó az i-edik értéket p_i valószínűséggel veheti fel, ahol

$$\Sigma p_i = 1$$

Mint ismeretes, az információelméleti entrópia

$$\sigma = - K \Sigma p_i \log p_i$$

ahol K tetszőlegesen választható állandó. Milyen kapcsolat áll fenn a kétféle entrópia között? Vizsgáljuk a V térfogatú edénybe zárt E energiával rendelkező N számú molekulából álló rendszert. Adott pillanatban megvizsgálunk egy kiszemelt molekulát. Annak valószínűsége, hogy a j-edik eloszlás megvalósulása mellett a molekula az i-edik energiacellában van, legyen p_i^j,

$$\sum_{i,j} p_i^j = 1.$$

Ez az eset semmiben sem különbözik az előbbitől, csupán az egyetlen index helyet kettővel jelöljük az állapotot. Az entrópia tehát

$$\sigma = - k \sum p_i^j \log p_i^j$$

Az itt szereplő p_i^j kifejezhető a másik két eloszlás valószínűségével. A megvalósult j-edik eloszlás mellett az i-edik cellában való találat valószínűsége (mely a j feltételre vonatkozó feltételes valószínűség):

$$p_{i/j} = \frac{N_i^j}{N}$$

a j-edik eloszlás bekövetkezésének valószínűsége pedig w^j így

$$p_{i/j} = \frac{p_i^j}{w^j}$$

$$p_i^j = w^j p_{i/j} = w^j \frac{N_i^j}{N}$$

Tehát

$$\sigma = - \sum w^j \frac{N_i^j}{N} \log w^j \frac{N_i^j}{N} .$$

Amennyiben a különböző j-khez tartozó $\{N_i^j\}$ eloszlások bekövetkezését makroszkópikusan érzékelhetni lehetne, úgy σ-t kellene termodinamikai entrópiaként választani. Láttuk, azonban, hogy nem az N_i^j-k, hanem ezeknek a különböző w^j-k szerint képzett $\overline{N}_i$ középértékei határozzák meg a rendszer makroszkópikus viselkedését, így a termodinamikai entrópiát is:

$$s = - kN \sum p_i \log p_i \qquad K = kN$$

ahol

$$p_i = \sum w^j p_{i/j} = \sum w^j \frac{N_i^j}{N} = \frac{\bar{N}_i}{N_i}$$

(Véletlen körülmény folytán az $\overline{N}_i$ átlagos, és a w^j maximumához tartozó betöltési számok igen jól egyeznek egymással, ezért a két módszer praktikusan egyenértékű. A továbbiakban nem teszünk különbséget köztük és egyaránt N_i-vel jelöljük mind az átlagos, mind pedig a maximális valószínűségű állapothoz tartozó betöltési számokat: $p_i = \frac{N_i}{N}$). Tehát

$$\sigma = - kN \sum \frac{N_i}{N} \log \frac{N_i}{N} =$$

$$= kN \log N - k \sum N_i \log N_i = k \log \frac{N^N}{\sigma N^{Ni}} ,$$

ahonnan a Stirling-formula szerint közelítéssel

$$\sigma = k \log \frac{N!}{\sigma N_i} = k \log W_{\max}.$$

Az eredeti Boltzmann-féle indokolást tehát az a véletlen körülmény szentesíti, hogy

$$W_{\max} = \prod_{(i)} p_i^{-Npi}$$

$$W^j = \prod_{(i)} p_{i/j}^{-Npi/j}$$

$$\sigma = (N + 1) \sum w^j s^j + k \log W$$

Ezen az alapon

$$\sigma^j = k \log W^j = - kN \sum_{(i)} p_{i/j} \log p_{i/j}$$

a j-edik eloszláshoz tartozó entrópiának tekinthető. Az entrópia-ingadozás úgy fogható fel, mint a $P_{i/j}$ ingadozása a P_i körül, vagyis, mint a különböző $\{N_i^j\}$ eloszlásoknak az $\{\overline{N}_i\}$körüli ingadozása következtében fellépő entrópiaváltozás.

Az entrópia statisztikus értelmezése módot ad arra, hogy az

$$S = S(E, N, V)$$

függvénykapcsolatot statisztikus módszerekkel határozhassuk meg. Megjegyezzük azonban, hogy a statisztikus mechanika ennél többet nem ad a termodinamika statisztikus értelmezéséhez. Így pl. a hőmérséklet fogalma csupán a fenomenologikus

$$\frac{\partial S(E, N, V)}{\partial E} = \frac{1}{T}$$

reláció felhasználásával vihető be a statisztikus összefüggésekbe. A hőmérséklet univerzális statisztikus értelmezése ezidőszerint még megoldatlan probléma.

10. *Mikroszkópikus reverzibilitás. Onsager-féle szimmetria-relációk.* Az előzőekben már foglalkoztunk az egyensúlyi állapot környezetében végbemenő termodinamikai folyamatok időbeli lefutásának jellemzésével. Az alapegyenletek a következők voltak:

$$X = -g \cdot a \tag{1}$$

$$I = \dot{a} = LX \tag{2}$$

ahol a az extenzív mennyiségek állapothatározó vektora, X pedig a termodinamikai erő vektorát jelenti. g és L definit (konstans elemekből álló) mátrixok. g már per definitionem szimmetrikus:

$$g = g^+ \tag{3}$$

az L vezetési mátrix szimmetriatulajdonságáról azonban semmit sem tudtunk mondani. Az irreverzibilis folyamatok termodinamikájának egyik fontos megállapítása, hogy az L is szimmetrikus:

$$L = L^+ \tag{4}$$

Ez az ún. Onsager-féle szimmetriareláció. A (4) érvényét statisztikus jellegű alaptörvényekre szokták visszavezetni, melyek közül legfontosabb szerepe a mikroszkópikus reverzibilitás tételének van. A mikroszkópikus reverzibilitás megfogalmazásához meg kell ismerkednünk az alkalmazott statisztikus szkémával. A továbbiakban először ezt ismertetjük röviden.

Az a vektort valószínűségi változónak tekintjük. Ebben az esetben az a differenciálhányadosnak nincs közvetlen értelme, ezért helyette a t időpontbeli állapottól való τ idő alatti átlagos eltávolodás és a τ időtartam hányadosát használjuk:

$$I = \overline{\dot{a}} = \overline{\left\{\frac{a(t+\tau) - a(t)}{\tau}\right\}_{(t)}} = LX \tag{5}$$

Az itt feltüntetett feltételes várható érték azon feltételt kielégítő rendszerekre vonatkozik, melyek a vektora a t időpontban $a(t)$ volt. (Az $a(t)$ tehát nem a t-től való függvénykapcsolatot, hanem a t időpontban aktuálisan talált a értéket jelenti.) Ezen kívül szerepel egy másik közepelés is, ti. valamennyi t időpontbeli $a(t)$ állapot fölött való közepelés. Az előbbi jele $\overline{\{\ldots\}}_{(t)}$ volt, az utóbbié: —— Az értelmezett fogalmak segítségével kvantitative megfogalmazhatjuk a mikroszkópilkus reverzibilitás tételét. E tétel szerint a t és $t+\tau$ időpontban felvett állapothatározó értékek korrelációban állnak egymással éspedig szimmetrikus módon:

$$\overline{a_{(t)}\,\overline{\{a^+(t+\tau)\}}_{(t)}} = \overline{\overline{\{a(t+\tau)\}}_{(t)}\,a^+(t)} \tag{6}$$

A kapcsolat, mivel bizonyos időbeli szimmetriát fejez ki, a mikroszkópikus reverzibilitás nevet viseli.

A mondottak birtokában hozzáfoghatunk az Onsager-féle szimmetriareláció bizonyításához. A (6)-ot a következő formában is írhatjuk:

$$\overline{a_{(t)}\,\overline{\{a^+(t+\tau) - a^+(t)\}}_{(t)}} = \overline{\overline{\{a(t+\sigma) - a(t)\}}_{(t)}\,a^+(t)}$$

amit τ-val osztva, valamennyi állapotra közepelve, a következő összefüggést nyerjük:

$$\overline{a(t)\,\dot{a}^+(t)} = \overline{\dot{a}(t)\,a^+(t)}$$

Innen az (5) figyelembevételével

$$\overline{a\,X^+}\,L^+ = L\,\overline{X\,a^+} \tag{7}$$

Az itt szereplő középértékek kiszámítása a következő módon történik:

$$\overline{Xa^+}\,a = -\,\overline{g\,a\,a^+} = -\,g\int a\,a^+ P\,da = -\,gM$$

$$\overline{a\,X^+} = -\int a\,a^+ P\,da \cdot g^+ = -\,Mg$$

ahol az a eloszlásának valószínűségi sűrűsége

$$P = c.\exp \Delta s/k$$

$$\Delta S = -\frac{1}{2}\,a^+ g\,a = -\frac{1}{2}\,a^+ g^+ a \tag{8}$$

és

$$M^+ = M\int a\,a^+ P\,da$$

Ezek alapján (7) így alakul:

$$M g^+ L^+ = L g M \tag{9}$$

ahol, a (8) felhasználásával (parciális integrálással)

$$M g^+ = 2k\delta - Mg$$

$$gM = 2k\delta - g^+ M$$

Itt δ az egységmátrixot jelenti.
Innen

$$M = 2k(g + g^+)^{-1} \tag{10}$$

ami azért fontos számunkra, mert látjuk belőle, hogy M nem szinguláris mátrix, minthogy g sem az és nem is antiszimmetrikus. Szorozzuk (9)-et balról $g^{+-1}\,M^{-1}$-el és jobbról $M^{-1}g^{-1}$-el, úgy

$$L^+ M^{-1} g^{-1} = g^{+-1} M^{-1} L,$$

majd a (10) felhasználásával

$$L^+(\delta + g + g^{-1}) = (\delta + g^+ + g^{+-1})\,L$$

Végül felhasználva g szimmetrikus voltát, az Onsager-féle szimmetria-relációt nyerjük:

$$L^+ = L.$$

Az itt adott bizonyítás egy a sok közül, és valamennyivel együtt szintén nem teljesen exakt. Éppen ezért született oly sokféle megalapozás. A fő és máig is megoldatlan nehézséget a $\overline{\{\ldots\}}\,(t)$ közepelési eljárás és ennek a másik közepeléssel való kapcsolata jelenti. A kétféle közepelési eljárás kapcsolatának megállapítása azért fontos, mert nem minden stochasztikus szkéma ad módot a (6) szerinti mikroszkópikus reverzibilitás fennállására.

11. *A termodinamika harmadik főtétele:* a szabadenergia

$$F = E - TS$$

és a szabad hőtartalom (Gibbs-féle potenciál)

$$G = H - TS$$

kifejezésbe az

$$S = -\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_v$$

illetve az

$$S = -\left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_p$$

kifejezéseket téve az F és G mennyiségek meghatározására szolgáló

$$F = E + T\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_v \qquad G = H + T\left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_p \tag{8}$$

differenciálegyenleteket nyerjük. A III. főtétel bevezetését ezeknek az egyenleteknek integrációi tették szükségessé. Ha $E(V, T)$, illetve $H(P, T)$ adott, úgy az egyenlet integrációja elvégezhető. Mivel a két egyenlet azonos struktúrájú, így ele-

gendő csak az egyikkel foglalkoznunk. Vegyük figyelembe a következő identitást:

$$\frac{\partial}{\partial T}\left(\frac{F}{T}\right)=\frac{1}{T}\frac{\partial F}{\partial T}-\frac{F}{T^2},$$

tobábbá az E_0 nullaponti energia bevezetésével a másik identitást:

$$E=E_0+(E-E_0).$$

Ezek felhasználásával a (8) egyenlet így írható:

$$\frac{F}{T^2}-\frac{1}{T}\frac{\partial F}{\partial T}=\frac{E}{T^2}$$

$$\frac{\partial}{\partial T}\left(\frac{F}{T}\right)=-\frac{E_0}{T^2}-\frac{E-E_0}{T^2}$$

Integráljunk T szerint ε-tól T-ig.

$$\frac{F}{T}\Big|_{\varepsilon}^{T}=-E_0\int_{\varepsilon}^{T}\frac{dT}{T^2}-\int_{\varepsilon}^{T}\frac{E-E_0}{T^2}\,dT$$

$$\frac{F}{T}\Big|_{T}-\frac{F}{T}\Big|_{\varepsilon}=\frac{E}{T}-\frac{E}{T}\Big|_{\varepsilon}-\int_{\varepsilon}^{T}\frac{E-E_0}{T}\,dT$$

Feltéve, hogy az $\varepsilon\to 0$ határátmenet exisztál, az utóbb egyenlet így írható

$$F=E_0-T\int_{0}^{T}\frac{E-E_0}{T^2}\,dT+T\left(\frac{F-E}{T}\right)_{T=0}$$

az utolsó tagban a T együtthatójának az

$$I=\left(\frac{F-E}{T}\right)_{T=0}=S_{T=0}$$

állandónak értékét nem ismerjük, mivel a hőmérsékletet csak a $T\neq 0$ esetekre értelmeztük. (Az integráló osztó nem lehet zérus.) Az eddig megismert főtételek tehát nem adnak módot az $S_{T=0}$ meghatározására. A tapasztalat azt mutatja, hogy tiszta kondenzált rendszerekre vonatkozóan úgy kapunk helyes eredményt, ha

$$S_{T=0}=0$$

ami a III. főtétel Planck által adott megfogalmazása. Ezt figyelembevéve

$$F=E_0-T\int_{0}^{T}\frac{E-E_0}{T}\,dT$$

A L'Hospital szabály alkalmazásával az is kimutatható, hogy

$$\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_v\Big|_{T=0}=\left(\frac{\partial E}{\partial T}\right)_v\Big|_{T=0}=C_v=0$$

és hasonlókép

$$\left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_p\Big|_{T=0}=\left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_p\Big|_{T=0}=C_p=0$$

Tehát a III. főtétel azt a megállapítást is tartalmazza, hogy a kondenzált rendszerek hőkapacitása az abszolút nullapont közelében zérussá válik.

Fényes Imre
Eötvös Loránd Tudományegyetem
Elméleti Fizikai Intézete

A FIZIKA TANÍTÁSA

A szovjet oktatásügy helyzetéről

A Szovjetunióban az oktatás 7 éves korban kezdődik és három szakaszra tagozódik. Az első 7 év kötelező, egyetemes és általános az ország egész területén. Az általános oktatás a 7. év végén befejeződik, ezután szakoktatási és középiskolai vonalon folyik tovább a képzés. Az utóbbi szerepe az egyetemi és főiskolai tanulmányokra való előkészítés. Ilyen iskolatípus a városokban és ipari központokban működik, terv szerint 1960-ra a Szovjetunió minden részében hozzáférhető lesz.

A középfokú oktatás 3 évig tart, úgy hogy a szovjet diák 10 évet jár iskolába a mi 12 évünkkel szemben, ezalatt az idő alatt mind óraszám, mind elvégzett anyag tekintetében kb. a mienkkel azonos oktatásban részesül. Az 1955/56-os tanévben több mint 28 millió 7—17 éves diákja volt a Szovjetuniónak.

A harmadik fázis, a felsőfokú oktatás 4—6 éves kurzusokon történik különféle intézményekben. Az 1955/56 tanévben a Szovjetunióban 33 egyetem és 732 más főiskolai rangú intézet működött és összesen 1,8 millió diáknak nyújtott felsőfokú képzést. A hallgatóknak mintegy harmadrésze rendkívüli, (pl. esti tagozatos, levelező stb.) volt

Az általános és középfokú oktatási anyagnak majdnem a fele természettudományi tárgyú elsősorban azért, mert a szovjet szakmai továbbképzésben és felsőoktatásban is elsősorban a természettudományra és a technikára fektetik a fősúlyt. Az elnyert diplomákat tekintve 70% a természettudomány és technika területére esik. Ehhez az alsó- és középfokú oktatásban a megfelelő alapot kellett megteremteni. Középiskolai oklevéllel rendelkező szovjet diák 5 évig hallgatott fizikát, 1 évig csillagászatot, 4 évig kémiát, 5 évig biológiát és 10 évig matematikát. A részletes óraszámelosztás a teljes 10 évre %-osan az alábbi táblázat mutatja:

Humán tárgyak		46,9%
ebből orosz nyelv és irodalom	28,3	
történelem és politika	7,0	
földrajz	4,9	
idegen nyelvek	6,7	
Természettudományi és technikai tárgyak		42,4%
ebből matematika	20,1	
biológiai	4,1	
fizika, csillagászat	5,9	
kémia	3,5	
pszichológia	0,3	
tervkészítés	1,3	
laboratóriumi munka	2,0	
üzemlátogatás	1,9	
üzemi gyakorlat	3,4	
Egyéb		10,7%
ebből testnevelés és katonai gyakorlatok	6,7	
rajz és ének	4,0	

Az utolsó 5 évben a technikai irányba való eltolódás az átlagosnál is erősebben mutatkozik. Ezekben az években a szovjet diákok iskolai idejüknek több mint a negyedrészét matematikával és fizikával töltik, ami összesen 1534 órát tesz ki. Évenkint 198 óra jut a matematikára, a fizika pedig a következőképpen alakul az utolsó 5 évben: évi 66, 99, 99, 132 és 148 óra. A 6. évfolyamban kezdődik az algebra és a geometria, a 9. és 10. évben pedig a trigonometriát és felső mennyiségtani bevezetést tanulnak. Az utolsó három évben nagy súlyt kap a matematika alkalmazása fizikai, csillagászati és egyéb problémák megoldására.

A 6. évfolyamban kezdődő fizika mechanikai bevezetéssel és hidrodinamikával indul. A 7. évben elemi hő-, fény- és elektromosságtan következik. Ugyanezek részletesebb és rendszeres tanulmánya folytatódik a következő iskolatípusban, azaz a 8. évfolyamban. A 9. évben molekulafizika és hőelmélet, a 10-ben pedig elektromosság, optika, akusztika és aerodinamika következik. A tantervben bő demonstrációs kísérleti anyag is van, s az utolsó években a laboratóriumi munka is megfelelően növekszik. A tantervi utasítás többször utal arra, hogy a példákat a mezőgazdasági és ipari gyakorlati alkalmazások köréből kell meríteni. Szorosan a fizikai órákkal párosul a városi és vidéki iskoláknak megfelelően a praktikumok gépszerkesztésre, elektrotechnikára vagy mezőgazdasági problémákra való beállítása. A praktikumokban tanulják meg a járművezetést, a mechanikus folyamatok módszertanát, az elektromos mérőműszerek használatát és az egyéb gyakorlati hasznú ismereteket.

Felsőfokú oktatásban éppen a 10 éves általános és középfokú oktatás rendkívül gyors kiterjesztése után a középiskolai oklevéllel rendelkezők 30%-a részesül. Bár a fennmaradó 70% részére fennáll a következő években is otthoni előkészülés után a felvétel lehetősége, mivel azonban a középiskolát végzett ifjak nem rendelkeznek népgazdasági gyakorlattal, a szovjet oktatásügy igyekszik ezeket a fiatalokat a szakoktatás felé irányítani.

Az egyetemek az általános elméleti tudományok centrumai 5 éves tantervvel. A fakultások: matematika-fizika, kémia, biológia, történelem és nyelvtudományok. A többi felsőfokú oktatás a különféle szakminisztériumok alá tartozik. Ezek a területek a mezőgazdaság, nevelésügy, közgazdaság, jog, egészségügy, technika és az alkalmazott természettudományok. Az oktatás ideje a szakterülettől függően 4—6 év.

Középiskolai oklevéllel rendelkező egyének részére 35 éves korig nyitva áll az út felsőoktatásban való részvételre. A jelöltek felvételi vizsgát tesznek. Ez a szakterülettől függően változó, pl. egy természettudományi fakultásra, vagy mérnökképző intézetbe való felvétel matematika, fizika, kémia, orosz nyelv és irodalom és idegen nyelv (angol, francia vagy német) felvételi vizsgával jár. Egyetemekre és magasabb képzést nyújtó mérnöki intézetekbe általában nehezebb bejutni, mint a pedagógiai főiskolákra és az üzemmérnöki szintű képzést adó intézetekbe.

A diákoknak bizonyos szabadságuk van a területükön belül specializálódni. Ezt azonban korlátozzák bizonyos helyi, gyakorlati és gazdasági feltételek A diákok anyagi helyzetüktől függően ösztöndíjat kapnak. A kiemelkedő tanulmányi eredmény azonban 3—4- szer nagyobb ösztöndíjjal járhat, mint amit az átlagos diák kap.

Az anyagbeosztás az egyes intézmények között természetesen össze van hangolva. Általában az első 2—3 évben a hasonló fakultásra járó diákok azonos oktatást kapnak, az ezután következő években következik a specializálódás. Napi 6 órai oktatás mellett a héten hat tanulónap van. Az órák 45 percesek. Az oktatási hetek száma egy évben 32, az 5 évi oktatási program a politikai órákkal együtt összesen 5—6000 óra.

Az oktatási személyzet a tanszékek köré tömörül, ahol rendszerint egy tanszékvezető, több professzor, docens, oktató, tanársegéd, doktoráló diák és kutató specialista található. Az oktató gárda tagjai átlagban napi 3 órát fordítanak kutatásra, ezenkívül konzultálnak és kapcsolatban vannak ipari intézményekkel.

A középfokú iskolai tanárok általában pedagógiai intézetekben nyernek kiképzést. Ők a tanítani kívánt tantárgyaik mellett oktatást kapnak a marxizmus-leninizmus alapjaiból, idegen nyelvből, egészségtanból és tanítási módszertanból is. A 4 év alatt összesen 3640 órát hallgatnak, amelyhez 866 óra gyakorló tanítás és egyéb gyakorlati munka járul.

A fizikatanárok képzése a következő. Az első 2 évben általános és kísérleti fizika, valamint matematikai alapok, a második 2 évben elméleti fizika. Első év: mechanika és hőtan, második év: elektromosság, optika, atomfizika. Az elméleti fizikai tárgyak: termodinamika, az anyag kinetikus elmélete, elektromágneses tér, az anyag elektronelmélete, relativitáselmélet, atomelmélet és alkalmazott atomfizika. Ezeket a főtárgyakat kíséri kisebb óraszámmal a mechanika, akusztika és molekulafizika. A tanítási órákon általában 75-ös csoportok, a laboratóriumi munkában 12-tes csoportok vesznek részt. Az utolsó évben a tanárjelöltek speciális tárgyakat és szemináriumokat választhatnak, amely intézetenkint változik az oktatógárda érdeklődésének megfelelően. Az oktatásban nagyon fontos szerepet foglal el a demonstrációs kísérletek és a laboratóriumi készülékekkel való bánásmód megtanítása. A következő területeken végeznek laboratóriumi munkát: a mechanika, hőtan, légszivattyúk, vetítés, elektrosztatika, áramló elektromosság, rádió, váltóáram, motor és dinamó, akusztika, alkalmazott optika, fényképezés, molekulafizika, folyadékok és gázok fizikája. Közben megtanulnak a készülékeken apróbb javításokat végezni és a kezük ügyébe eső műszerekkel improvizált kísérleteket összeállítani.

T. T.

EGYESÜLETI ÉLET — HÍREK

A DEBRECENI KOSSUTH LAJOS TUDOMÁNYEGYETEM KÍSÉRLETI FIZIKAI INTÉZETE

Az intézet 1950 óta tartozik az egyetem természettudományi karához. Azelőtt, az első világháborút követő években történt alapítása óta, mint orvoskari intézet működött és a tanárképzést mellékfeladatként látta el Tanárjelöltek részére a fizika-előadások 1924-ben kezdődtek meg, amikor *Wodetzky József* volt az intézet igazgatója.

1935-ben *Gyulai Zoltán* professzor vette át az intézet vezetését, amelynek személyi létszáma, felszerelése akkor egyaránt igen szerény volt. A kutatási munka tárgyát elsősorban a szilárd testek fizikája képezte és e területen az intézet igazgatóján kívül *Tarján Imre, Tomka Pál* és *Boros János* értek el nemzetközi irodalomban is közölt eredményt. *Szalay Sándor*, aki az intézet egyetlen tanársegéde volt ebben az időben, 1936-ban Cambridgeből ösztöndíjas tanulmányútjáról visszatérve, atommagfizikai kutatásokkal foglalkozott. Könnyű magokon létrehozott reakciókat kísérő sugárzásokon végzett vizsgálatai nemcsak hazánkban voltak úttörők, hanem a kidolgozott precíziós metodika igen pontos, jelentős eredmények elérését is lehetővé tette.

Gyulai professzor 1940 őszén Kolozsvárra történt távozása után a megüresedő egyetemi tanári állásra *Szalay Sándor* nyert kinevezést. Az intézet — a rengeteg nehézség ellenére is — rövidesen sokat fejlődött. Néhány helyiséget korszerű kutatói laboratóriummá építenek át, de modernizálják a hallgatói helyiségek nagy részét is. Felszerelésben és létszámban azonban már kisebb a fejlődés.

A második világháború során az épület elég súlyosan sérült, de a fokozatosan történő helyreállítás még be sem fejeződik, amikor 1948-ban egy kb. 2 millió Voltos szabadtéri Van de Graaff generátor és gyorsító berendezés elhelyezésére szolgáló szárny építését kezdik meg. Az eredetileg árvaház céljaira készült épület azonban a fejlődés lehetőségeit igen korlátozza.

Jelenleg az intézet keretében 28 fő dolgozik. Ebből 9 fő a tanszemélyzet az igazgató professzorral együtt. (Az összlétszámba beszámítottuk az intézetben dolgozó aspiránst is.) Az oktatási munkában előadóként részt vesz még a műhelyt vezető főmérnök is. Az intézet most tanárjelöltek és fizikus hallgatók számára látja el a kísérleti fizika előadását és gyakorlati oktatását, ami az elmult tanévben heti 22 óra előadás és 103 óra laboratóriumi, műhely- és egyéb gyakorlat tartását jelenti öt évfolyamon és 4 szakcsoportba tartozó összesen 472 fő hallgató részére. A hallgatóság munkáját segítik az intézet munkatársai által készített jegyzetek is, amelyek közül sokszorosítva 8 jelent meg, némelyik már többszöri kiadásban. *Szalay Sándor* professzor az intézet kutatási munkáját majdnem kizárólag magfizikai irányba specializálta. Ennek megfelelően a fizikus hallgatók is magfizikai irányban specializált képzést kapnak. Szakdolgozataikat is főként ebben a témakörben készítik, részben vendégként a Magyar Tudományos Akadémia Atommag Kutató Intézetében.

Mint említettük, amióta az intézetet *Szalay* professzor vezeti, a kutatási munka teljesen magfizikai irányú lett és olyan eredményeket ért el, ami egy külön kutató intézet (ATOMKI) létesítéséhez nyújtott alapot. Az ATOMKI-ban vizsgált témakörök jeentős részét 1954 előtt a Kísérleti Fizikai Intézet művelte 1956 tavaszáig, amikor a kutató intézet első épülete használhatóvá vált, az indulóban lévő ATOMKI-nak is az egyetemi intézet adott otthont. Ezért a debreceni Kísérleti Fizikai Intézet tudományos jelentőségéről helytelen képet alkotnánk, ha csak a jelenlegi, most folyó kutató munkát ismertetnénk.

A fundamentális atommagfizikai kutatások közül első helyen azokat kell megemlíteni, amelyek polonium alfa sugarával könnyű elemeken létrehozott magfolyamatokra vonatkoznak. E vizsgálatokat *Szalay Sándor* még a harmincas években indította meg. Később több munkatársa (*Zimonyi Gyula, Kovács Magdolna, Csongor Éva, Medveczky László, Nagy János*) kapcsolódott be a munkába. A megjelent 20-nál több közlemény zöme gerjesztési függvények felvételével foglalkozik, nevezetesen a *Szalay* professzor által előállított intenzív, pontszerű Po^{210} forrás alfa-sugaraival bombázva könnyű atommagokat (Li, Be, B, Na, Mg, Al) vizsgálják a keletkezett szekundér sugárzás intenzitását az alfa-sugarak energiájának függvényében.

Ugyanilyen jellegű kutató munkához épült (*Szalay Sándor, Puskás Emil, Koltay Ede*) a 2 millió V-os Van de Graaff generátor. Ez utóbbival a vizsgálatok még most vannak indulóban.

A fundamentális kutatások körébe tartoznak a magspektroszkópiai vizsgálatok is, amelyeknek keretében atommagnívók és bomlási törvényszerűségek vizsgálatára gondolunk. Jelenleg egy elektromágneses spektrométerrel alfa-sugár spektrumok finom szerkezetének vizsgálata folyik (*Fényes Tibor*), de ebben az intézetben indultak a jelenleg az ATOMKI-ban folyó betaspektrometriai, vagy az automatizált Wilson-kamrával és a fotoemulziós technikával történő kutatások is.

A kőzetradiológiai vizsgálatok az intézetben 1946-ban kezdődtek az atomenergia gazdálkodás legfontosabb nyersanyagainak — elsősorban az uránnak — hazai előfordulási helyeinek felkutatására.

Annak ellenére, hogy a munka rendkívül szerény anyagi támogatással folyt, a vizsgálatok két igen fontos eredményre vezettek. Kiderült, hogy egyes dunántúli széntelepeken urán található a hasznos kinyerés határán járó koncentrációban, továbbá sikerült az U szerves anyagokban való geokémiai feldúsulásának törvényszerűségeit felismerni (*Szalay*). Intenzív munka folyt az uránnak a szenekből való kinyerése és feldúsítása legmegfelelőbb módszerének megkeresésére. *Szalay Sándor, Földvári Aladár, Makranczi Béla, Csongor Éva, Szabó Ilona*, valamint kémiai vonatkozásban *Almássy Gyula* és *Straub János* tollából mintegy 24 dolgozat dokumentálja az elért eredményeket. A közlemények zömmel 1954-ig jelentek meg, azóta a problémával inkább az ATOMKI foglalkozik.

Az intézet még mint orvoskari intézet elindította a radioizotópok orvosbiológiai nyomjelző alkalmazását (1948) természetes radioaktív ólom és bizmut izotópokkal.

E témakörben elért egyik legfontosabb eredmény a foszfátáze meghatározásánál a histokémiai eljárásnak kvantitatívvá tétele radioaktív izotóppal (*Törő Imre* munkatársaival közösen *Szalay Sándor* és *Kertész László*). Másik fontos eredmény az élőszervezetbe behatoló részecskék elleni védekező mechanizmus működésének vizsgálata radioaktív izotópokkal nyomjelzett kolloid szemcsékkel. Nyomjelző kutatásait az intézet a debreceni Orvostudományi Egyetem több intézetével és klinikájával közösen végezte és ennek eredményeképpen 16 dolgozat jelent meg az intézetből.

Csak röviden említünk meg az intézetben folyó kutatások, illetve elért eredmények közül még néhányat.

A Debrecenben leesett légköri csapadék radioaktivitását az intézetben (*Szalay Sándor*) az egyetem Meteorológiai Intézetével közösen (*id. Berényi Dénes*) 1952 óta rendszeresen figyeli és ezzel regisztrálja az atmoszférának az atombomba robbantások következtében fellépő radioaktív szennyeződését. A kutatások már gyakorlati stádiumba léptek, amennyiben *Szalay* professzor tudományos tanácsadása alapján hatóságilag intézményes megfigyelő hálózat épült ki az országban.

A krypton gyári előállításánál rádium-emanáció is feldúsul. E radioaktivitást megvizsgálta az intézet (*Szalay Sándor, Dézsi Zoltán*), a miskolci krypton gyár akkori főmérnökével (*Horváth Márton*) együtt és ennek eredményeképpen a vállalat dolgozóinak érdekében néhány egészségvédelmi intézkedést kellett foganatosítani.

Sok segítséget nyújtott az intézet különböző iparvállalatoknak (pl. a bertenei erőmű építésénél) fémek radioaktív Co^{60} izotóppal történő roncsolásmentes anyagvizsgálata területén is.

Jelentős az a tevékenység, amit az intézet műszerépítés terén eddig elért. A kutatásban, de részben az oktatáshoz is sok műszert nem lehetett beszerezni, ezért elkerülhetetlen volt több fontos műszer házi kifejlesztése és előállítása. Ezek közül csak a következőket említjük meg: elektromágneses impulzusszámláló, Geiger—Müller számlálócső típusok, hordozható Geiger—Müller számlálócsöves berendezések, elektronikus aláosztókörök, neutronszámláló, koronastabilizátor csövek, kobaltágyú-ólomház ipari radiográfiás vizsgálatokhoz, elektrondiffraktográf stb. stb.

Az intézet az utóbbi tíz évben sokat fejlődött. Ahhoz azonban hogy a kor követelményeinek megfelelő színvonalú oktató és kutató munkát tudjon kifejteni még jelentős anyagi támogatásra van szükség, amit biztosan meg is kap. Csak úgy kaphat a népgazdaság a debreceni egyetemről a jelenleginél több és még színvonalasabban képzett atomfizikust.

M. L.

FIZIKAI SZEMLE

VIII. ÉVFOLYAM
1958.

8.

EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT

AKADÉMIAI KIADÓ BUDAPEST

Főszerkesztő: **Marx György**

Szerkesztőbizottság:

Bodó Zalán, Csekő Árpád, Györgyi Géza, Keszthelyi Lajos, Marx György, Somogyi Antal, Szabó János, Szalkai Ferenc, Szigeti György, Tarján Imre, Túriné Frank Zsuzsa, Vermes Miklós

Felelős szerkesztő: **Túriné Frank Zsuzsa**

Szerkesztőség: Budapest, V., Szabadság tér 17. Eötvös Loránd Fizikai Társulat
Távbeszélő: 313-388

Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó, Budapest, V., Alkotmány utca 21.
Távbeszélő: 111-010*

Terjeszti a Posta Központi Hírlapiroda Vállalat
Budapest, V., József nádor tér 1. Telefon: 180-850
Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat: József nádor tér 1., üzlethelyiség. Telefon: 183-022
Csekkszámlaszám: 61257

Előfizetés egy évre 40,— Ft; egyes szám ára 6,— Ft
Megjelenik évente tízszer

TARTALOMJEGYZÉK

Horváth Árpád: Petzval József

Marx György: Uj irányok az elemi részek kutatásában

Pócza Jenő—Sass Elemér: Kettősen törő kristálygömb

Jeszenszky Ferenc: Negatív abszolut hőmérsékletek

Németh Judit: Magreakciók elmélete I.

A FIZIKA TANÍTÁSA

Bódi Sándor: Négyszögjel generátor alkalmazása kondenzátor-tekercs-áramkör ki és bekapcsolásánál fellépő jelenségek demonstrálására.

EGYESÜLETI ÉLET—HIREK
KÖNYVSZEMLE
A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

СОДЕРЖАНИЕ

А. Хорват: Ю. Пецвал

Дь. Маркс: Новые направления в области исследования элементарных частиц

Е. Поца—Е. Шашш: Двоякопреломляющий шар

Ф. Есенски: Отрицательные абсолютные температуры

Ю. Немет: Теория ядерных реакций I.

ПРЕПОДАВАНИЕ ФИЗИКИ

Ш. Боди: Применение генератора четырехугольных импульсов для демонстрации явлений при выключении и включении схемы из конденсатора и катушки

ИЗВЕСТИЯ ИЗ ЖИЗНИ ОБЩЕСТВА ФИЗИКОВ
ОБЗОР КНИГ
ИЗ УСПЕХОВ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

INHALT

Á. Horváth: J. Petzval

Gy. Marx: Neue Richtungen auf dem Gebiete der Erforschung der Elementarteilchen

J. Pócza—E. Sass: Doppelbrechende Kristallkugel

F. Jeszenszky: Negative absolute Temperaturen

J. Németh: Theorie der Kernreaktionen I.

UNTERRICHT DER PHYSIK

S. Bódi: Anwendung eines Generators mit rechteckiger Impulsform zur Demonstrierung der Erscheinungen die bei Ein und Ausschaltung der Kondensatorspule eines aus Kondensator und Spule bestehenden Stromkreises auftreten

NACHRICHTEN — AUS DEM VEREINSLEBEN
BUCHBESPRECHUNG
FORTSCHRITTE DER PHYSIK

Címképünk: A Nemzetközi Geofizikai Év magyarországi munkáiból: 2×120 Geiger Müller csőből álló kettős teleszkóp a kozmikus sugárzás mezon komponensének vizsgálatára, 20 m. mélyen a föld alatt (K. F. K. I. Kozmikus Sugárzási Osztály)

A kiadásért felelős: az Akadémiai Kiadó igazgatója — Műszaki felelős: Szöllősy Károly
A kézirat beérkezett 1958. VIII. 7. Terjedelem: 4 (A5) ív

Akadémiai Nyomda, Budapest, V., Gerlóczy utca 2. — 46639/58 — Felelős vezető: Bernát György

FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

VIII. évfolyam 8. szám 1958. október

PETZVAL JÓZSEF

1957-ben ünnepeltük Petzval József születésének százötvenedik évfordulóját. Ebből az alkalomból idézzük fel vázlatosan Petzval életét és munkásságának eredményeit.

1807. január 6-án született a felvidéken, Szepesbélán. Édesatyja orgonista volt, fúrtfaragott, találmányok és tudományos kérdések iránt élénken érdeklődött és gyermekét gondosan nevelte. Petzval Késmárkon, majd az akkori határon fekvő Podolinban, később Lőcsén és Kassán járt iskolába. Általában jól tanult, de neki is voltak összeütközései a pedagógiával. Valószínüleg tudománytörténeti anekdota — amelyen talán ő mulatott legjobban — hogy édesapja cipésznek akarta egyszer adni, gyenge matematikai eredményei miatt. Bizonyosra vehetjük, hogy apja jobban ismerte fiát, semhogy komolyan gondolta volna a fenyegetést, de a régibb nemzedékeknél általában „suszterinasnak adlak" volt a jelszó a rosszul tanuló diákokkal szemben. (Az inaskodás akkoriban egészen másként festett, mint ma az ipari tanulóképzés, ezért ijesztegették a gyerekeket a cipészi pályával.)

Ugyanazon a nyáron, amikor az inaskodás fenyegette, apja könyvtárából elolvasott egy matematikai könyvet, melyet a bécsi mérnök-akadémia hallgatói számára írt Hauser Mátyás főhadnagy. A tankönyvet oly mohó érdeklődéssel olvasta el a fiú, hogy hamarosan az iskola legjobb matematikusává vált. Matematikai érdeklődése vonzotta azután a mérnöki pályára. Középiskolai tanárai közül Barlai professzort emlegette leginkább, akitől természettudományokat tanult és szeretettel gondolt mindig történelemtanárára — Magyarra — aki latinul tanított s bizonyára neki tulajdonítható része volt abban, hogy Petzval tökéletesen írt és beszélt latinul.

1826-ban iratkozott be az egyetemre a Mérnöki Intézetbe, de előbb egy esztendőt töltött Zsadányban az Almásy grófoknál, mint nevelő. Ebben az időben naplót írt, amelyik Dyarium Zsadanearum 1824 címen a Magyar Tud. Akad. Levéltárában ma is megvan.

A Mérnöki Intézetet akkoriban Institutum Geometricum-nak nevezték. Wolfstein professzor Laplace, Lagrange és a többi nagy haladó francia tudós követője volt s maradandó benyomásokat hagyott a fiatalemberben. 1828-ban mérnökké avatták, majd a bölcsészeti karra iratkozott be.

Pest ekkoriban kezdett kiépülni, mérnöki munkák tehát bőven adódtak. Petzval is a város szolgálatába lépett és városrendezési, csatornázási feladatokkal foglalkozott, sokat rajzolt stb. A fiatal mérnök Pest árvédelmét úgy látta biztosítva, ha nem körtöltésekkel védekeznek, hanem az egész várost felemelik az árvízszint fölé. 1830-ban és 1832-ben jegesárvíz fenyegetett s őt bízták meg a védelem megszervezésével. A veszély elmultával dorgatóriumot kapott, mert túllépte az engedélyezett „hitelkeret"-et.

Terveket készített a Rákos-patak szabályozására és egy nagy emésztőcsatorna építésére. Tervezett azután egy nagy övcsatornát is, az árvizek levezetésére. Ezt a tervét ma már nagyon megfontolnák, de akkor sem fogadták el.

Meg kell említeni testvérét P. Ottót is. Ő is Szepesbélán született, 1809-ben. Kiváló matematikus. Később a József Ipartanodában az erőműtan és géptan tanára volt, 1858-tól pedig a tudományegyetemen felsőbb matematikát tanított. Kitűnő tankönyveket írt. Kortársa, pályatársa volt Jedlik Ányosnak és tudunk róla, hogy több területen együttműködtek.

Mérnöki tevékenysége mellett az egyetemmel is fenntartotta a kapcsolatot. 1832-ben doktorált és mint adjunktus működött. 1833-ban pályázat alapján akarták betölteni az egyetemen megüresedett felső matematikai tanszéket. 1835-ig tartott a huzavona s végre kinevezték a Pesti Királyi Egyetemre rendes tanárnak. 1836. november 19-én pedig Ferdinánd császár a bécsi egyetemre nevezte ki tanárnak. Petzval tökéletesen beszélt németül, könnyű volt belátnia, hogy Bécsben más lehetőségei lesznek, mint Pesten, azért ment át szívesen Bécsbe. Lelkében azonban mindig magyar maradt.

Bécsben a Kahlenbergen egy villában lakott. Innét lóháton járt be az egyetemre. Kitűnő lovas volt s ez volt a mindennapi sportja. Lakásán laboratóriumot, műhelyt rendezett be, ahol kedvére, zavartalanul dolgozhatott. Még lencséket is készített sajátkezűleg, pedig az nem mindennapi türelmet, kézügyességet kíván. Készített zongorát, hangtani, fizikai eszközöket stb. és esténkint belemerült végtelen számításaiba. Ha elfáradt a szellemi munkában, az udvaron — fát vágott. Tanítványai szerették, de „felfelé" nem kedvelték.

Negyven évet töltött a császárvárosban. Ez a körülmény magával hozta azt is, hogy

Petzval József életének, működésének, műveinek részletes feldolgozása csak töredékekben történt meg. Az elmúlt magyar nemzedék ezt elmulasztotta, most pedig jóval nehezebb körülmények között lehetne a kutatómunkát elvégezni, bár nem kétséges, hogy meg kell találni ennek is a módját. Az egyik legnagyobb magyar feltaláló és fizikus életművét megismernünk magyar kötelességünk.

Petzval József önarcképe

Petzval a fényképezést valószínűleg az első magyar fotoamatőrtől Jedlik Ányostól tanulta meg. Sajnos, hogy ezekből a korai időkből felvétel egyikőjüktől sem maradt meg — tudtunkkal. Amikor Petzval Bécsbe került, ott már nagy fotografálási láz volt. Kirakatokban kínálták a „fejtámasz"-okat, rögzítő bilincseket és egyéb „kellékek"-et. Nyilván ő is azonnal azt kérdezte : nem lehetne-e valamiképpen a kibírhatatlan hosszú expozíciós időt rövidíteni.

Erre két út kínálkozott. A fényképezés kémiájának tökéletesítése, kidolgozása, másrészt a fényerő növelése. Petzval nem kémikus volt, hanem matematikus és fizikus, ezért a lencsék tökéletesítését tűzte ki célul. Világosan látta, hogy a lencsének, amivel fotografálni akar, úgy növelheti a fényerejét, ha gyújtótávolságát csökkenti, vagy átmérőjét növeli. A nagy lencsék készítése nehézkes, drágák, a gömbi eltérés javítása körülményes stb. Ezért határozta el magát Petzval arra, hogy többtagú lencséket készít.

Hogyan, miként jutott el Petzval híres optikájához, nem tudjuk. Munkájáról, a megtett lépésekről nem beszélt, feljegyzések nem maradtak, vagy legalábbis ez ideig nem ismeretesek.

A Petzval-féle portréobjektív két lencse párból áll. Az első lencse koronaüvegből készült bikonvex lencse, ennek hátsó oldalához illeszkedik ragasztással egy flintüvegből készült bikonkáv lencse, amelynek hátsó oldala majdnem sík felület. A második lencsepár nagyon messze van az elsőtől. Első lencséje flintüvegből készült konvex-konkáv meniszkuszlencse, második lencséje koronaüvegből csiszolt bikonvex lencse. E két lencse egymás felé eső felületei különböző görbületűek, ezek nincsenek összeragasztva. A lencserendszer 1 : 3,6 fényerejű volt és 20°-os látómezőig volt használható. Az első objektív Bécsben a Technikai Múzeum féltett kincse. Petzval lencserendszerének második részét olyan alakban is megtervezte, hogy objektívje tájképek készítésére legyen alkalmas. Ez a lencserendszer nem vált be.

A Petzval-féle portréobjektívet ma néha vetítőgépekben használják, ha nincs nagy látószögre szükség, például hosszú gyújtótávolságú lencsével való vetítésnél. A Petzval által összeállított fényképezőgép kéregpapírból készült, csonkagúla alakú doboz volt.

Petzval találmányának értékesítése körül alighanem sok mendemonda és helytelen megítélés van forgalomban. A tények annyira ellentmondanak egymásnak, hogy a jövőbeni kutatásnak kell eldöndeni, mi történt tulajdonképpen. Feltéve persze, ha ennek megállapítása egyáltalán lehetséges.

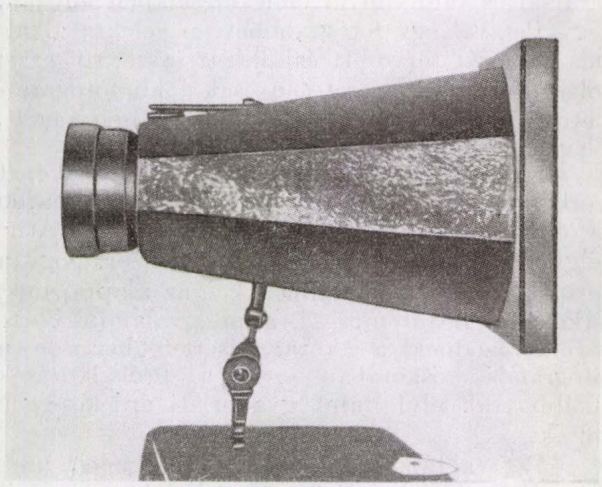
Az első Petzval optikát Voigtländer bécsi optikus készítette. Petzvalnak valószínűleg eszébe sem jutott, hogy írásbeli szerződést kössenek, mert képtelen volt feltételezni, hogy valaki egyszerűen túlteszi magát az íratlan erkölcsi szabályokon. Amikor Voigtländer látta, milyen óriási hatása van a Petzval-féle objektívnek, hogy az expozíciós idő 16-od részére csökkent, a kereslet óriási, elhatározta, hogy az üzletet kihasználja, természetesen egyedül.

1840-ben jelent meg az objektív. Az uralkodó köröknek is annyira feltűnt a siker, hogy Lajos főherceg több tüzértisztet küldött Petzval mellé, hogy neki számításaiban segétkezzenek. Ekkor kezdett Petzval a távcsővel, mikroszkóppal és egyéb optikákkal foglalkozni s ebben nagy segítséget kapott a katona-matematikusoktól. Érdemes megemlíteni, hogy a lencserendszer olyan jól sikerült, hogy még ma is „Petzval-Lenses" néven mozifelvevő készülékekben használják.

Voigtländer hamarosan óriási üzleteket csinált, Petzval szerepéről azonban hallgatott. Hamarosan nagy pörök keletkeztek közöttük, franciák jelentkeztek, áldatlan, csúnya ügyek kavarogtak a találmány körül.

Voigtländer szerepe a fényképezés fellendítésében nem vitatható. Ő szerkesztette 1841-ben

az első fémkamarát s ezzel messzi jövőbe mutatott utat. Voigtländer sem beszélt soha arról, mi volt közte és Petzval között, de az ügy nagyon elkeserítette Petzvalt.



Petzval első kamarája

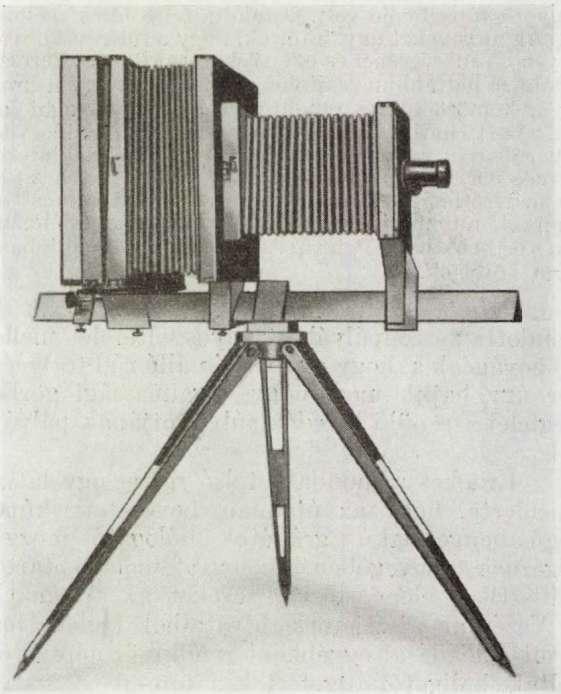
A Monarchia hadseregének fejlesztése során különféle katonai műszerek tökéletesítése, fejlesztése is szükségessé vált. Elsősorban a messzelátókkal foglalkozott. A Galilei-féle távcsövet úgy alakította át, hogy színházi és tábori használatra egyaránt alkalmazható legyen. Addig hosszú, kihúzható tubusokat használtak tábori messzelátóként. Petzval rövid, zsebben hordható, használatra azonnal kész távcsövet akart készíteni. Távcsöve különösen színházi használatra vált be, mert az erős nagyítású, prizmás tábori látcsövekkel szemlélve az előadást a „kulisszahatás" bántó, ezért jobb Petzval távcsöve. Rendszerét a tengerészeti távcsöveknél ma is használják.

A nyilvánosság úgy tudta, a pörök miatt Petzval felhagyott a fotoobjektívek szerkesztésével. Halála után azonban találtak hagyatékában egy tervet és számítást, sőt optikát is, amely két és háromtagú rendszerből állott. A Zeiss gyárban megvizsgálták és megállapították, hogy ez a lencse tökéletesen megfelel annak, amit ma „anasztigmát" néven ismerünk.

Próbálkozott tájképobjektívekkel is, de első kísérletei nem nagyon sikerültek. Később a bécsi katonai földrajzi intézet megbízásából reprodukciós célokra és tájfelvételekre alkalmas lencse szerkesztésével foglalkozott. Petzval a „photodyalit" néven ismert lencsét elkészítette, de eredeti elnevezésétől eltérve Orthoszkóp-néven hozta forgalomba. Ez megint bajt okozott, mert Voigtländer már hasonló rendszert árusított és üzleti veszélyt szimatolt. Csúnya per kerekedett belőle. Petzval ekkor a nem egészen szerencsés kezű Dietzler optikussal dolgoztatott, akinek munkája sem volt egészen megfelelő, üzleti érzéke pedig hiányzott.

Ezt a Petzval-féle objektívet 1858-ban vezették be. A Petzval-féle „Orthoskop" hatalmas fényképezőgép. Ezen jelenik meg első ízben a jól ismert harmonikaszerű *bőrkihuzat*, amelyet ma is alkalmaznak a fényképezőgépekben.

Sokat foglalkozott a vetítőgép, régi nevén „ködkép-készülék" szerkesztésével; elsősorban a fényforrás érdekelte. Érdekes megemlíteni, hogy később fotográfiai lencserendszerét vetítőgépekben alkalmazták. Fényforrásként a Drummond-féle mészfény volt akkoriban a legtökéletesebb. Ismerték ugyan az ívfényt, de erős áramot termelő generátorok még alig voltak, az acélmágneses gépek roppant nehezek, drágák és nehezen beszerezhetők voltak. A Drummond-féle mészfény izzó egy finom, tiszta mészből való henger, amelyre durranógáz lángot fújnak s a mész izzásba jőve vakító fényt bocsát ki. Petzval bonyolult tükör és lencserendszert készített, amit sokáig „Petzval-lámpának" neveztek. 1847-ben 12 000 gyertyafényű lámpát mutatott be. Kísérletei során megállapította, hogy *az izzó testek által kibocsátott fény nagyobb, mint a lánggal égő gázoké.*



Petzval bőrkihuzatos kamarája

A hadvezetőség megbízta közben a tábori fényszórok megszerkesztésével is. Akkoriban az ostrom-mozsarak mellé fényszórokat kívántak rendszeresíteni, a célterület megvilágítására. A közel három kilométerre tüzelő mozsarak tüzének vezetéséhez megkonstruálta a fényszórót de a készüléket gyártási nehézségek miatt nem vezették be. Hajók részére is készített erősfényű lámpákat. A katonai fényszórókat elektromos ívfénnyel akarták működtetni, valószínűleg kis gőzgéppel

hajtott acélmágneses géppel. Lehetséges, hogy a hadvezetőség a költségektől riadt vissza.

Közben az egyetemen folytatta matematikai előadásait. Az ötvenes években adta ki az „Integration der linearen Differenzialrechnungen mit constanten und veränderlichen Coefficienten. Wien 1853—1859." című kétkötetes munkáját. Optikai kutatásairól 1843-ban egy kis németnyelvű munkában számolt be „Bericht über die Ergebnisse einiger dioptrischen Untersuchungen" címen.

Optikai munkáiról hatalmas, háromkötetes művet tervezett. 1857-ben erről jelentést tett a Bécsi Tudományos Akadémiának. Ismertette a mű felépítését, tartalmát, részleteit. A kiadást az akadémia vállalta. Sajnos a szép és nagy munka nem készült el. Lakásába betörtek és kéziratait széthányták, jórészt megsemmisítették. Nem lehetetlen, hogy a betörés célja éppen ez volt; erre persze ma már nehéz lenne fényt deríteni. Sajnos, az eset annyira letörte, hogy a munkát abbahagyta. Barátai biztatására ígérte, hogy elkészíti, de sohasem írta meg.

Sokat foglalkozott ballisztikával, amely iránt az érdeklődését valószínű, hogy a híres Uchatius tüzértábornok barátsága váltotta ki. Uchatius korának egyik legnagyobb lángelméje volt. Ő találta fel a híres acélbronzot. Ágyúcsöveket úgy öntötték, hogy a furat vékonyabb legyen a szükségesnél és egy tüskét szorítottak keresztül hatalmas hidraulikus sajtolók segítségével. Így a bronzanyag tömörödött és rendkívül szívós csőanyagot kaptak. Az Uchatius bronzcsövek még a második világháborúban is szerepeltek, tulajdonságuk sok tekintetben — még ma is — jobb az acélnál. Uchatius nevéhez fűződik az első légibombázás. Velencére dobott bombát léggömbről, automatikus kioldással. Sok más találmánya van s érthető, hogy Petzval és a zseniális katona jóbarátságot kötöttek.

Petzval ballisztikai vizsgálatai során kimondotta: a röppályák bizonyos feltételek mellett egybevágóak s, hogy egy ferdén álló rúd terhelésekor úgy hajlik meg, hogy rugalmassági görbéje megfelel a repülő lövedék súlypontjának pályájával.

Érdekes a mondat utolsó része, úgy látszik felismerte, hogy az újonnan bevezetett kúposvégű hengeralakú gránátok bólogató mozgást végeznek a levegőben. Az egyetemen is tartott ballisztikai előadásokat s ezeket az Arzenál és a Vezérkar tisztjeinek hivatalból kellett hallgatni. Előadásai egyébként rendkívül népszerűek voltak, hallgatói alig fértek a terembe.

Sokoldalúságát mutatja, hogy hányféle kérdéshez szólt hozzá. A várépítészettel kapcsolatban foglalkozott a boltozatok elméletével. Amikor 1868-ban a budapesti lipótvárosi bazilikát építették, a nagy kupola építés közben összeomlott. A korabeli műszaki folyóiratok sokat tárgyalták a kérdést, így a rendkívül szép kiállítású Magyar Mérnök és Építész-egylet Közlönye is. Petzval kimutatta, hogy nem az építésvezetőség volt hibás, hanem a statikai számításokat hibázták el. Ezt nyugodtan kimondotta, pedig tudta, hogy testvére Otto végezte a számításokat. Ez a körülmény is érdekesen jellemzi szókimondó, az igazsághoz ragaszkodó természetét.

Érdekes Petzval tevékenysége a fotogrammetria területén. A fotogrammetria fényképészeti úton készít geodéziai felvételeket s ezzel óriási munkamegtakarítást ér el, mert irodai munkává alakítja a fáradságos terepfelvételt. Petzval munkatársai és tanítványai emlékezéseikben állítják, hogy Petzval egy fotogrammetriai célokra alkalmas kamarát tervezett és állított össze, sőt ezzel dolgozott is. Természetesen csak földi fotogrammetriáról lehetett szó, elsősorban erősen tagolt, főleg hegyvidéki terepen.

Egy táj perspektívikus képéből térképet szerkeszteni már nagyon régi gondolat. Leonardo da Vinci is készített ilyen térképet az Arno völgyéről. Lambert mutatta ki először, hogy a perspektívikus rajz alapja lehet az alaprajznak, térképnek. Beautemps—Beaupré, valamint Porro nevei fűződnek a korai kísérletekhez, de a fotografálás őskorában ezek a próbálkozások inkább csak elvi, mint gyakorlati érdekességek voltak.

Petzval tájképobjektívet is szerkesztett, amivel már hozzá lehetett fogni a feladat megoldásához. 1858-ban Laussedal francia geodéta ugyan már készített fotogrammetrikus térképet — őt tartják az első úttörőnek — de Petzval saját módján kísérelte meg a képmérést. A csillagászatban is már készítettek felvételeket, sőt mértek is fényképeken. Petzval 1856-ban bemutatta tájképobjektívjét — és ezzel egy csoportképet is készített, ami ma is megvan — s életrajzírói úgy gondolják, hogy 1857-ben már térszíni felvételeket is végzett.

Akik látták Petzval fotogrammetriai kamaráját, azt mondták, rendkívül primitív kivitelű volt, tehát nem szakértő műszerész készítette.

1860-ban Bécsben a Wien folyó szabályozásának terveivel foglalkoztak és a tervezésben Petzval is részt vett. Kortársai úgy mondják, a szükséges terepfelvételeket Petzval kamarája segítségével készítette s az így kapott fényképek alapján rajzolta meg a szükséges térképeket. Tervét később kivitelezték, bár más mérnökök részlettervei alapján.

Amikor a bécsi akadémián ismertette nagy — sajnos elveszett — optikai munkájának tervezetét, annak egyik része „Spezielle Theorie der optischen Instrumente mint Bildern" volt, tehát olyan fényképezőgépről volt benne szó, melynek képei mérésekre alkalmasak.

Mindenesetre a ma oly óriási jelentőségű fotogrammetriának egyik úttörője volt. Kár, hogy munkásságának részleteit nem ismerjük.

Az „Analitikai Mechanika" című előadásaiban az építészet, hídépítés stb. területén szükséges gyakorlati alkalmazásokat kiemelte s így előadásai mentesek voltak a száraz, élettől elvonatkoztatott fejtegetésektől.

Szenvedélyes, vitatkozó, ellentmondást nem tűrő természete sok kellemetlenséget okozott neki. A nagy Helmholtz-ot hangtani elméletéért meglehetősen nyersen bírálta, így történt azután, hogy amikor Helmholtz 300 oldalas nagy biblio-

gráfiája (Handbuch der physiologischen Optik, 1896) megjelent, Petzval neve kimaradt a 9000 adat közül.

Hangtani tanulmányai során a húrok rezgésével foglalkozott. Tervezte egy kézikönyv megírását, ami az összes hangszerek elméletét tárgyalta volna. A könyv előkészületei során előadásokat tartott az egyetemen ebből a tárgyból. Sajnos azonban a könyv nem készült el.

Készített különleges zongorát, majd egy olyan hangszert, ami a gitárhoz és a hárfához is hasonlított, „githárfá"-nak „Guitharfe"-nek nevezte. Persze sohasem terjedt el, csak ő játszott rajta baráti körben.

Öregkorára keserű, visszavonult emberré vált. Sokan felkeresték, akik optikai és egyéb munkáiról szerettek volna vele beszélni, de nem volt hajlandó nyilatkozni.

62 éves korában nősült meg, házvezetőnőjét vette el, aki pár évre meghalt (1873-ban). 1877-ben vonult jól megérdemelt nyugalomba s 1891-ben halt meg. Bécsben a Zentralfriedhof-ban a híres emberek számára fenntartott díszsírhelyen temették el. Sírját szép emlékmű jelzi, rajta domborművű képe. A dombormű a sajátmaga által készített portréról készült. Az 1906-ban leleplezett emlékműnél mondotta Carl Lueger — magyarbarátnak egyáltalán nem mondható — polgármester a következőket.

„Nagy ember volt Petzval József, fényt és dicsőséget hozott Bécsre, az Egyetemre és az Akadémiára. Ő tette meg Bécset a fényképezés központjává. Bécs városa nem maradt hálátlan, síremléket emelt neki, utcát nevezett el róla, pedig Petzval, aki negyven évet töltött Bécsben, nem akart, nem tudott bécsivé lenni, hű maradt hazájához, megmaradt magyarnak ..."

*

Igen sok írása megjelent, de sok maradt íróasztalában is. Ezek jórésze sajnos nem áll rendelkezésre, az őt élete utolsó éveiben gondozó házaspár hagyta elveszni, elkallódni.

Erményi L. Petzval tanítványa vizsgálta át hagyatékát. Pár kéziratot, az említett anasztigmátot, a Zsadányban írt „Physica" c. kéziratot, egy orthoszkópot megtalált. Volt még a hagyatékában egy általa szerkesztett puska. Megtalált Erményi egy csomó fényképet és rengeteg könyvet. Ez utóbbiakat Schmidt Ferenc budapesti építész vette meg. Volt még egy kézirat a „Támvonalak Zavarási Elméleté"-ről, amely megjelent egy matematikai folyóiratban s a hídveréssel kapcsolatos kutatásokról szól. A „Hangrendszerek elmélete" c. kézirat összhangzattani tanulmányokat tartalmaz és hangszerek billentyűzetével foglalkozik.

Természetesen sok cikk, tanulmány jelent meg róla nemcsak Bécsben, hanem nálunk is. Népszerű folyóiratcikkeket is sokat írtak róla. Legrészletesebb életrajza a Budapesti Műszaki Egyetem Központi Könyvtára Műszaki Tudománytörténeti Kiadványok sorozatban jelent meg Seress Jánostól, a Tankönyvkiadó kiadásában 1954-ben. A 61 oldalas munka igen részletes bibliográfiát is közöl és alapja lehet a Petzval kutatásnak, amit elvégezni, életének részleteit felderíteni a magyar tudománytörténet kutatóinak megtisztelő feladata.

dr. Horváth Árpád

Rakétaüzemanyag bórvegyületekből. Az amerikai Michigan Egyetem vegyészei 1952 óta dolgoznak a bórvegyületek rakétaüzemanyagként való felhasználásának problémáján. A kutatások egyik vezetőjének, Robert Parrynak a nyilatkozata szerint behatóan tanulmányozták a bór és hidrogén vegyületeit. Úgy látják, hogy az Egyesült Államok legfontosabb jelenlegi rakétahajtóanyagát ezekben a vegyületekben találták meg. Az amerikai légierők rendeltek is már egy „kémiai bombázógépe", amely ilyen hajtóanyagot használ és a maximális sebessége 2000 mérföld (kb. 3220 km) óránként. A bórvegyületek viszonylag könnyű elemekből állanak, elégésükkor sokkal több energia szabadul fel és másfél-kétszer akkora torlónyomás észlelhető, mint a szokásos petróleum üzemanyagoknál. Legtöbbjük igen instabilis és víz vagy levegő jelenlétében igen hevesen bomlik. Tanulmányozásuk ezért csak igen kis mennyiségekben (kb. 0,005 gr.) és különleges vákuumberendezésben történhetett. Némelyik vegyület csak −140 C° hőmérsékleten raktározható. Parry és munkatársai a lehetséges bórvegyületek minden fontos tulajdonságát egyekeznek megvizsgálni. Fontos a rakéta fémszerkezetének tanulmányozása is az igen magas üzemi hőmérsékleten. (Journal of the Franklin Institute, 1958 május.)

A. I.

A Holdról visszavert elektromágneses impulzusok. Már több évvel ezelőtt sikerült felfogni a Földön a Hold felé kisugárzott és onnan visszavert elektromágneses hullámokat. Annakidején a Föld—Hold távolság értékét is ellenőrizték ezen a módon az elektromágneses jelek futási idejéből. Újabban a bonni csillagvizsgáló intézetben fogtak fel olyan elektromágneses jeleket, amelyeket New Jerseyben sugároztak ki a Holdra. A kísérletekkel kapcsolatban Becker, a bonni obszervatórium vezetője a következőket mondotta: „Az Egyesült Államokban folyamatban vannak olyan kísérletek, amelyeknek a célja a Föld ionoszférájában a Faraday-effektus vizsgálata. (Faraday-effektusnak nevezzük azt a jelenséget, hogy mágneses térben a lineárisan polarizált elektromágneses hullámok polarizációs síkja elfordul). A vizsgálatok elsődleges célja az, hogy meghatározzák a Föld légkörében az elektronkoncentrációt. A New Jerseyben kisugárzott és a Holdról visszavert elektromágneses impulzusok frekvenciája 108 megahertz. A hullámok lebegési periódusa 5 másodperc." Ezt a kísérletsorozatot a Nemzetközi Geofizikai Év keretei közt végzik. Az első vizsgálatok eredményei szerint a magas légkörben a töltéskoncentráció lényegesen más, mint azt eddig hitték. (Phys. Blätter, *14*, 237, 1958.

Sz. J.

Új irányok az elemi részek kutatásában

„*Panta rhei*"
(Herakleitos)

Elemek, atomok, elemi részek

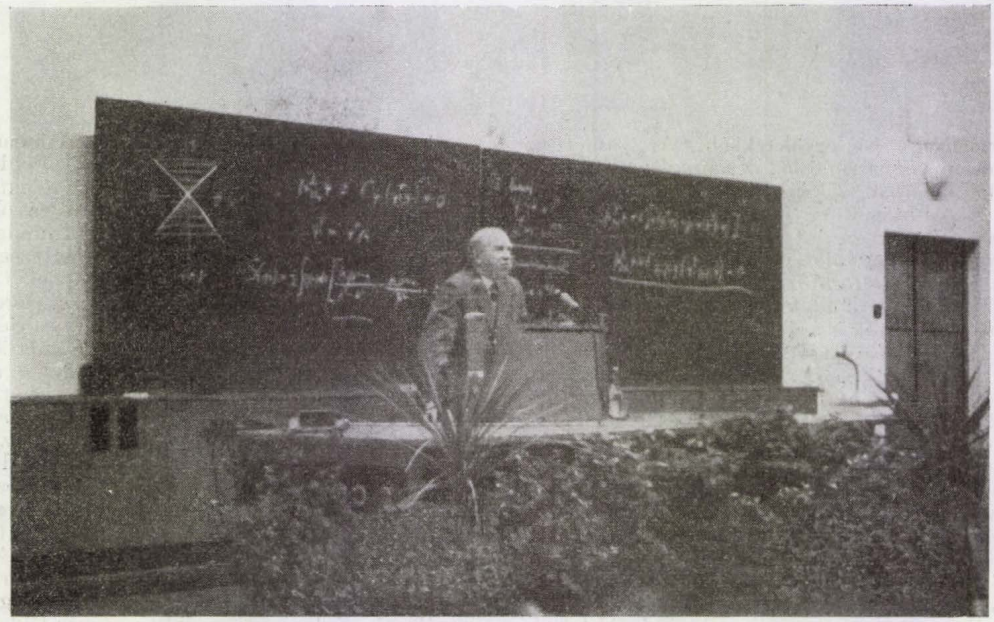
A bennünket körülölelő anyagi világ felszínén a jelenségek, tárgyak gazdag sokasága tárul érzékszerveink elé. Az élőlények, virágok, a Föld ásványi kincsei, a csillagos ég, a villámló zivatar és a napsütés tarka változatosságban teszi élénkké megfigyeléseink anyagát.

Már az emberi kultúra kialakulásának első időszakában, az ókorban megjelent az az igény, hogy a természeti jelenségek látszólag szabálytalan felszíne mögé pillantsanak, megismerjék az anyag szerkezetét, azokat a természeti törvényeket, amelyek a világ jelenségeit kormányozzák. A görög természetfilozófusok írásaiban jelentkezett az a célkitűzés, hogy az anyagot egyszerű építőkövekre bontsák, a jelenségeket egyszerű törvényekre vezessék vissza. *Thales* szerint az egész világ egyetlen anyagból, vízből, *Anaximenes* szerint levegőből épül fel. *Anaximandros* is az anyagi világ egységét tanította, szerinte azonban mindenek forrása az önmagában határtalan és alaktalan ősanyag az aperion. A korai bölcselők sztatikus, mozgásmentes felfogásával szakított *Herakleitos*, akinek hatása éppen ezért a legmaradandóbb volt. Szerinte mindenek alkotórésze és létrehozója, egységes alapanyaga a tűz. A tűzben ő a szüntelen mozgás megszemélyesítését látja és így a herakleitosi ősrend lényeges vonása lesz a változás. Későbbi és fejlettebb *Demokritos*, valamint *Platon* és *Aristoteles* természetfilozofiája. A négy őselem (tűz, levegő, víz, föld), és az atomok hipotézise szintén e célkitűzés jegyében született meg.

Az újkorban újraéledő természetkutatás a *kémiai elem* fogalmában találja meg először azt a százféle *elemi*, tehát tovább nem bontható alapanyagot, amely minden testet (a Föld mélyétől a csillagokig) felépít. Ennek a felismerésnek már az ad fokozott valóságtartalmat, hogy nemcsak egyszerű megfigyeléseken, hanem rendszeres kísérletezésen alapul: minden anyagot *elemeire* bontanak fel, de a tiszta kémiai elem további felbontása, átalakítása (a laboratóriumi lehetőségek akkori fokán) lehetetlennek bizonyult. Ime, a középkor aranycsináló alkimistáinak negatív eredménye, mint az újkori kémia alapja.

A XIX. században a kémiai elem fogalma az *atomelmélet* térhódításával nyer alátámasztást a fizika oldaláról. *Atomos-oszthatatlan*, ez az anyag építőköveinek leglényegesebb, névadó tulajdonsága. A XIX. század közepén a kinetikus gázelmélet és statisztikus termodinamika sikere a legtöbb természettudóst meggyőzi az atomok realitásáról és ezáltal az anyagi világ egyszerű, elemi alkotórészeinek megismerését célzó kutatási irány helyességéről.

A századforduló táján közvetlen kísérletek teszik „kézzel foghatóvá" az atomokat, mérik meg egyre pontosabban egyedi sajátságaikat. Létezésükben nem kételkedhetünk többé. De egyidejűleg éppen az atomok változatlansága, foszthatatlansága nyer cáfolatot: a radioaktivitás énelektromosság, az α-részek szóródása bebizo-



Heisenberg előad elméletéről az NDK Fizikus Egyesületének áprilisi Kongresszusán Lipcsében
(Hoffmann Tibor felvétele)

nyítja, hogy az atomok elég bonyolult szerkezettel rendelkező *összetett* képződmények. Az atommagok önkéntes átalakulása (radioaktivitás) és átalakítása a fizikus laboratóriumának mindennapi jelensége lett.

Az egy-két évtizedig bonyolódottnak tűnő kép azután csakhamar mégis kitisztult. Megtudtuk hogy minden atom háromfajta részecskéből: elektronból, protonból és neutronból épül fel. Az eredmény tehát mégis az anyag építőköveiről alkotott képünk egyszerűsödése: a százféle atom helyett három részecske elegendő. Nevezzük ezeket *elemi részeknek*. A laboratóriumban rendelkezésre álló energiák növekedtével az alkimista elemátalakítás gyakori művelet lett. Fizikai intézeteinkben dolgoznak olyan radioaktív aranyizotóppal, melyet szürke elemekből mesterségesen állítottak elő.

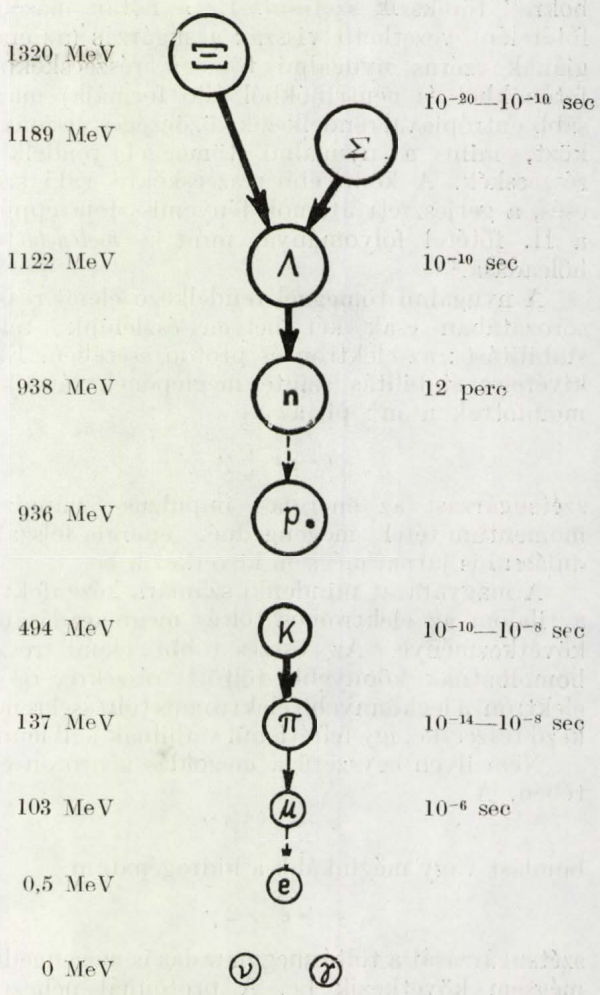
Az atom szerkezetének megismerése forradalmi változást hozott az anyag *mozgástörvényeire* vonatkozó ismereteinkben is. A mechanisztikusan determinista klasszikus fizika törvényeinek helyébe a kvantummechanika lépett. A görögök atomjai szabályos soklapok voltak, a XIX. század fizikusai pedig az atomban rugalmas golyókat táttak, amelyek a Newton-féle axiómák által előírt pályán, gondolatbeli mikroszkóppal billiárdgolyókká felnagyítható módon szaladnak ütközéstől ütközésig. A kvantummechanika elvette az egyidejű hely- és sebesség-képet, a mozgás leírását pályán való végigfutás helyett a makroszkópikus méretekhez szabott ember számára kevésbé szemléletes állapotfüggvénnyel pótolja, a makroszkópikus eszközeinkkel végzett méréseink eredményére valószínűségi (elvi szórást tartalmazó) leírást ad.

1930 táján nagyjából lezárult az atomburok szerkezetének feltárása és a kutatók érdeklődése elsősorban az *atommag* és *elemi részek* még pontosabb megismerése felé fordult. Ez egyre nagyobb energiájú folyamatok előidézését, megfigyelését teszi szükségessé. A kozmikus sugárzás felfedezése éppúgy új utat tör a még nagyobb energiák felé, mint néhány évtizeddel előbb a rádióaktivitás tette. Ezt lassan követi a gyorsító-berendezések fejlődése is.

A nagyobb, millió, százmillió, majd milliárd elektronvoltos folyamatok fizikai tanulmányozása igen nevezetes eredményeket hozott: egymás után új, többnyire instabil részeket fedeztek fel, amelyek nem tekinthetők az elektron, proton és neutron olyan ötvözetének, mint az atomok. Így a más részekből fel nem építhető elemi részek sora egymás után bővült ki többek között a mezonokkal, hyperonokkal. Ma már 20 fölött van az ismert elemi részek száma.

Az elemi részek sajátságai

Az elemi részek túlnyomó nagyrésze instabil, élettartamuk átlagosan 10^{-8}—10^{-10} sec. De még néhány stabil részecske (elektron, proton) sem feltétlenül örökéletű, pl. az elektron protonnal *K*-befogás révén neutronná alakulhat át (ez rádioaktív izotópok egyik átalakulási formája). Azt kell mondanunk, hogy minden elemi résznek más részekből való keletkezését és más részekké, való átalakulását megfigyelték a természetben, még hozzá igen különféle módokon. *Az instabilitás, erős átalakulási készség az elemi részek leglényegesebb sajátságának bizonyult.* A kozmikus sugárzás-



1. ábra. Az elemi részek áttekintése, a sajátenergia és élettartam feltüntetésével

ban közvetlenül megfigyelt legnagyobb energiájú folyamat 10^{15} eV ($\geqslant$ 1 erg!) energiájú proton-proton ütközés. Ebben a folyamatban pl. kb. 10^{-22} sec alatt mezonok, hyperonok, protonok, neutronok, antiprotonok és antineutronok tucatjával keletkeztek a 10^{-13} cm átmérőjű ütközési térfogatban.[1] Azt kell mondanunk, hogy az elemi részek világában mindig megfigyelhető új elemi részek születése, ha valamilyen módon elegendő energiakoncentráció alakul ki. Az elemi részek nem azokhoz a gránitkocka-jellegű romolhatatlan építőkövekhez hasonlítanak, aminek a század elején gondoltuk őket,

[1] Lásd ezzel kapcsolatban Domokos Gábor beszámolóját, lapunk ezévi 3. számában.

hanem legtöbbjükben az anyag legmulandóbb, legváltozékonyabb megjelenési formáit ismertük meg. A nagy átalakulási kedv eredménye, hogy minden olyan átalakulási lehetőség, amelyet valamilyen általános törvény (pl. impulzus, töltés megmaradása) meg nem tilt, be is következik.

A mellékelt ábra képet ad az elemi részek spontán bomlásairól. Fetűnő, hogy a bomlások milyen gyorsak : az anyag minél kisebb, „darabokra" törekszik szétesni. Ez a hőtan második főtételére vezethető vissza : a sugárzás (az energiának zérus nyugalmi tömegű részecskékből, fotonokból és neutrinókból álló formája) magasabb entrópiával rendelkezik közönséges viszonyok közt, mint a nyugalmi tömeggel rendelkező részecskék. A könnyebb részecskékre való szétesés, a gerjesztett atomok fényemissziója éppúgy a II. főtétel folyománya, mint a *melegebb* test hőleadása.[2]

A nyugalmi tömeggel rendelkező elemi részek sorozatában csak két helyen észlelünk teljes stabilitást : az elektron és proton esetében. Ez a kivételes stabilitás szinte meglepőnek látszik a mondottak után : pl. az

$$e \rightarrow \nu + \gamma$$

szétsugárzást az energia-, impulzus-, impulzusmomentum-tétel megengedné, energia-felszabadulással is járna, mégsem következik be.

A magyarázat mindenki számára kézenfekvő : a tilalom az elektromos töltés megmaradásának következménye. Az összes többi elemi részek bomolhatnak könnyebb töltött részekre, de az elektron a legkönnyebb elektromos töltéssel rendekező részecske, így feltétlenül stabilnak kell lennie.

Nem ilyen egyszerű a megoldás a proton esetében. A

$$p \rightarrow e^+ + \gamma$$

bomlást vagy méginkább a hidrogénatom

$$p + e \rightarrow 2\gamma$$

szétsugárzását a töltésmegmaradás is megengedné, mégsem következik be. A protonnál nehezebb részecskék mindelbomlanak, végső soron protonná, de a bomlási lánc itt megáll : a proton nem bomlik tovább. (Pontos mérésekkel megállapították, hogy ilyen bomlással szemben az átlagos élettartam nagyobb 10^{23} évnél. (Összehasonlításul : a Föld legöregebb szikláinak életkora $4 \cdot 10^9$ év.) Ez a körülmény igen lényeges : végső soron *ez biztosítja az univerzum atomokba tömörült anyagának stabilitását a II. főtétel által kívánt szétsugárzás ellen.* A tapasztalat szerint az univerzum anyaga átlagosan semleges, tehát a klasszikus fizika egy tétele sem tiltaná meg az ilyen folyamatot.

A megoldást Wigner Jenő adta meg 1951-ben. Rámutatott arra, hogy a protonok és nála nehezebb részecskék (az ún. baryonok) száma minden megfigyelt folyamatban állandó marad. Feltételezte ezért, hogy ezek a részecskék egy olyan töltésjellegű mennyiségnek (a baryontöltésnek) a hordozói, amelyre az elektromos töltéshez hasonló megmaradási tétel érvényes. Minden atomokat tartalmazó anyag baryontöltése határozottan pozitív (arányos a benne levő protonok és neutronok együttes számával), a fotonokat tartalmazó sugárzásé zérus lenne, ezért az anyag teljes szétsugárzása (amit az energiatétel megengedne) soha nem következhet be.[3]

Időközben más pontos és közelítő megmaradási törvényeket is felismertek, amelyek az elemi részek sokféle lehetséges átalakulásai közül bizonyosakat megtiltanak. Egy ilyen pl. az összes ½ spinű részek együttes számának megmaradását kimondó fermiontöltés megmaradás (1953). (Két ½ spinű rész ellentett spinnel való szétsugárzását vagy keletkezését más tételek megengednék.) Ez teszi érthetővé, hogy nem sikerült megfigyelni pl. a Ca^{48} izotópnál és (más izotópoknál sem) a kettős β-bomlást :

$$Ca^{48} \rightarrow Ti^{48} + 2\,e-,$$

noha ez energia felszabadulással járna. (Az egyszerű β-bomlás energetikailag tiltott.) Ilyen bomlással szemben az átlagos élettartam nagyobb 10^{18} évnél.[4]

Egy másik közelítő szigorúságú megmaradási tételre mutatott rá Pais és Gell-Mann 1952-ben. Említettük, hogy igen nagy energiájú (10^{10} eV) magfolyamatokban nagy valószínűséggel, 10^{-22} sec-on belül hyperonok, neutronnál 100—200 MeV-al nehezebb részecskék keletkeznek. Ezek a protonhoz képest magas gerjesztési energiával rendelkeznek és így azt kellene várnunk, hogy igen gyorsan, 10^{-22} sec alatt π-mezon-emisszióval elbomlanak. (Ennyi idő alatt következik be a π-mezon missziója egy ütközés révén néhány 100 MeV-ra felgerjesztett atommagból.) A bomlás valóban meg is figyelhető, de 12 nagyságrenddel lassabban, 10^{-10} sec felezési idővel. A természeti folyamatok megfordíthatóságával ellentétben állónak látszó jelenséget egy új fizikai mennyiségnek, a *ritkaságnak* (S) bevezetésével magyarázzuk. Tételezzük fel, hogy erre közelítő megmaradási tétel érvényes : az olyan folyamatokra, amelyekre e ritkaság megváltozna, igen valószínűtlenek. Legyen a p, n, π, γ ritkasága $S = 0$, a $K+$ mezoné $+1$, a $K-$-mezoné és Λ, Σ hyperoné -1, a Ξ-hyperoné -2. Ekkor pl. a Σ-hyperon keletkezhetik gyorsan, ritkaságmegmaradás mellett :

$$p + n \rightarrow p + \Sigma^- + K+$$

folyamatban, de mivel a ritkaságmegőrző

$$\Sigma^- \rightarrow n + K^-$$

bomláshoz nem áll rendelkezésre elég energia, csak a

$$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$$

folyamat mehet végbe, ez pedig a ritkaság megváltozása

[2] Egyszerű számítás meggyőz arról, hogy még 10^8 $K°$ hőmérséklet is $2{,}6 \cdot 10^{-75}$ gcm^{-3} sűrű héliumgáz tartana egyensúlyt a hőmérsékleti sugárzással, ha a teljes szétsugárzás megengedett volna. A sugárzás tömegsűrűsége ekkor $\varrho_S = ac^{-2}\ T^4 = 8{,}5 \cdot 10^{-4}$ gcm^{-3}.

[3] Sokan (köztük pl. Fock) Wigner baryontöltésmegmaradási tételét tekintik az anyagmegmaradás modern megfelelőjének. Ez azért lehet félrevezető, mert fizikai-filozófiai szempontból a sugárzás is az anyag egyik megjelenési formája és így az energiatétel, vagy méginkább a megfigyelőtől független energia-impulzus négyesvektora jobban megfelel a régiek anyagmegmaradási tételének. Wigner tétele ez utóbbi mellett *külön* szavatolja a nehéz anyag (atomokba tömörült anyag) megmaradását.

[4] Mivel egy antirészecske egy részecske hiányának (lyuknak) felel meg, a részecske-antirészecske szétsugárzás (pl. elektron-pozitron-párnál) mindenképpen megengedett és be is következik.

miatt lassú : 10^{-22} sec helyett 10^{-10} sec felezési idejű. Egyedül a Σ°-hyperon

$$\Sigma^\circ \rightarrow \Lambda^\circ + \gamma$$

bomlás mehet gyorsan az ismert hyperonok körében, ennek élettartama valóban igen rövid. (Az elektromágneses kölcsönhatás gyengébb volta miatt kb. 10^{-20} sec élettartamú. A gyors $\Sigma^\circ \rightarrow \Lambda^\circ + \pi^\circ$ bomlás energetikailag tiltott.)

Valóban elemiek-e az elemi részek?

A XX. század ötvenes éveiig az anyagi világ megismerésének alapfeladata a következőnek látszott : fel kell fedezni az összes természetben előforduló elemi részt, meg kell ismerni sajátságaikat, kölcsönhatásuk törvényeit. *Mivel minden anyag elemi részekből tevődik össze, minden jelenség elemi részek kölcsönhatásaira vezethető vissza, így minden fizikai törvény (elvben vagy gyakorlatban) az elemi részek kölcsönhatási törvényeiből dedukálható.*

A kitűzött feladat helyes voltát illetően a legutóbbi időben (még annak megvalósulása előtt) komoly aggályok merültek fel. Először is a kezdetben szükségesnek tartott egy-két „elemi" rész helyett ma egy-két tucattal kell számolnunk. Az anyag szerkezetéről egyszerűnek ígérkező képünk ismét összebonyolódott, akárcsak a radioaktivitás felfedezésekor. És az sem könnyen dönthető el, hogy hány elemi résszel kell, mint „végső építőkővel" számolnunk.

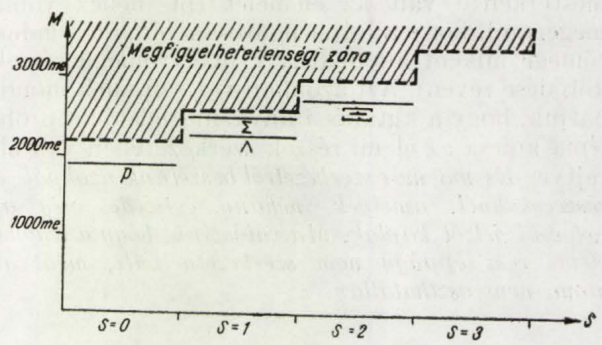
Dalitz a következő példával világítja meg a problémát : A Σ^--hyperon tömege 158 elektrontömeggel nagyobb az azonos ritkaságú Λ°-énál, ezért csak a ritkaságmegmaradás miatt tiltott lassú $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$ átalakulás mehet végbe. Hogy miért éppen 158 elektrontömeg a két hyperon tömegkülönbsége, nem tudjuk. Képzeljük azonban el, mi volna, ha a Σ^--hyperon nyugalmi energiája és tömege történetesen 5%-kal nehezebb lenne a valódinál? Ekkor a $\Sigma - \Lambda^\circ$ tömegkülönbség elegendő volna π^--emisszióra, így a

$$\Sigma^= \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$$

bomlás megengedetté válna, a Σ^--átlagos élettartama megegyezne a nagyenergiájú magfolyamatok „természetes" reakcióidejével, $\tau = 10^{-22}$ sec-mal. A határozatlansági összefüggés miatt a Σ^-nyugalmi energiája e miatt $\Delta E \approx \hbar/\tau = 5$—$50$ MeV mértékben határozatlanná válna (a tényleges elvi határozatlanság 10^{-5} eV), ami a tömegben 10—100 elektrontömegnek megfelelő szórást eredményezne. Ilyen részecskék gyakorlatilag lehetetlen volna kimutatni, az közel fénysebességgel haladva sem mozdulna ki a keltését előidéző reakciótérfogatból (10^{-13} cm) észrevehető módon, energiája is elmosódott. Csak a π^--mezon Λ°-hyperonon való szóródásakor jelentkezne, mint igen széles rezonanciasáv, de ilyen szóráskísérlet gyakolatilag elvégezhetetlen.

A Σ^--hyperon élettartam a valóságban kisebb, de nincs semmi biztosíték arra vonatkozólag, hogy a nagyobb tömegű zónában nincsenek-e további egyes ritkaságú hyperonok, amelyek kísérleti felfedezése eleve kilátástalan. Hasonló „megfigyelhetetlenségi zóna" van a kettes ritkaságú hyperonokra és valószínű, hogy a „megfigyelhetetlenségi zóna" alacsonyan fekvő határa miatt nem fedeztek fel hármas ritkaságú hyperont.

A helyzet tehát az, hogy egyáltalán nem lehetünk biztosak, hány elemi résszel kell számolnunk az elmélet kiépítésében. Az pedig nyilvánvaló, hogy az egyes részecskék tömegének eredetét, a köztük ható erő létrejöttét csak az összes rész



2. ábra A baryonok ritkaság-tömeg diagramja és a „megfigyelhetetlenségi zóna"

ismeretében tudjuk véglegesen megoldani. (Kivételes esetektől eltekintve) csak a 10^{-10} sec-nél hosszabb életű elemi részek figyelhetők meg, az elemi részek karakterisztikus ideje pedig 10^{-22} sec. Ez azt jelenti, hogy legtöbbször valamilyen tilalomnak kell közreműködnie ahhoz, hogy egy részecske hosszú élettartamú legyen és így megfigyelhetővé váljék. A helyzet olyan, mintha egy spektrumból csak a tiltott színképvonalakat észlelné a spektroszkópus.

Az ismert és még ismeretlen elemi részek nagy száma sokakban felébresztette a gondolatot : talán nem is minden elemi rész valóban elemi, lehet, hogy egyesek közülük összetettek. Természetesen az elemi részek közül a valóban elemiek kiválasztása nem könnyű probléma, még kevésbé annak bizonyítása, hogy a többi ezekből éppúgy összerakható, mint protonból és elektronból a hidrogénatom.

Több próbálkozás történt régebben és napainkban a valóban elemi részek számának csökkentésére.

Láttuk, hogy a hyperonok erős instabilitása komoly problémákat támaszt. Ezért Goldhaber és Györgyi megpróbálták a hyperonokat mint proton vagy neutron és K^- vagy K° mezon kötött rendszerét leírni. Például a Σ^--hyperon $(n + K^-)$ rendszer, de a kötési energia miatt nem eshet szét $n + K^-$-ra. A kötött K^- azonban 10^{-8}—10^{-10} sec alatt elbomlik π-mezonra, ez kiszabadul és ezt vesszük észre hyperonbomlásként.[5]

[5] Lásd ezzel kapcsolatban Györgyi Géza dolgozatát lapunk 1957. évi 4. számában.

Volt olyan elképzelés is, hogy (az atomhoz hasonlóan) minden részecske felépíthető kizárólag ½ spinű építőkövekből. Pascual Jordan szerint a foton neutrinó-antineutrinó párból, Fermi szerint a π-mezon proton-antiprotonból, Markov szerint a K-mezon hyperon-antiprotonból vagy proton-antihyperonból összetett alakzat. Igazi „elemi" tulajdonsággal ezek szerint csak a ½ spinű elemi részek, a fermionok rendelkeznének.

A megemlített kutatások még nem jártak végleges eredménnyel. Vannak figyelemreméltó kezdeti sikerek e téren, de vagy még mindig nagyszámú „igazán elemi" részecske maradt vissza (és így csak félút megtételét jelentik), vagy ha erősen le kívánták csökkenteni a részecskék számát, mesterkéltté vált az elémélet (pl. nehéz volna megérteni, hogy a foton pontosan zérus nyugalmi tömege miként adódhatna ki nagytömegű részek kötődése révén). Azt azonban valószínűnek mondhatjuk, hogy a kutatás iránya megfelelő : a probléma kulcsa az elemi részek szerkezetében van elrejtve. *És ma már szerkezetről beszélünk azoknál a részecskéknél, amelyek néhány évtizede még az „elemi" jelzőt kapták. Ma valószínű, hogy a legtöbb elemi rész éppúgy nem szerkezetnélküli, mint az atom nem oszthatatlan.*

Heisenberg programja

Minden próbálkozás alapgondolata az volt, hogy kiválaszt bizonyos *eleminek* tekintett (szerkezetnélküli) részecskét és a többi részecskét, így az atommagokat ezekből kívánja felépíteni. Heisenberg hívta fel a figyelmet arra, hogy éles minőségi különbség elemi és összetett részecskék közt nem tehető : nem találhatunk ehhez megfelelő kritériumot. Általában a protont tipikus elemi részecskének, s deuteront (a nehéz hidrogén magját) tipikus összetett részecskének tekintik. 100 MeV energia alatt a proton valóban elemi részként viselkedik, de 1000 MeV energiájú ütközésekben a $p \rightarrow \Lambda^\circ + K^+$ átalakulás megfigyelhető. Ezért a protont ($\Lambda^\circ K^+$) kötött állapotnak is felfoghatjuk, többszáz MeV kötésű energiával. A kvalitatív viselkedése teljesen a deuteronhoz hasonló. A deuteron is 1 MeV alatt elemi, de 3—5 MeV-os ütközéseknél bekövetkezik a $d \rightarrow p + n$ szétesedés. Általában deuteront (pn) kötött állapotnak tekintik, 2 MeV kötési energiával. Hogy a kötési energiákban 2 MeV és 500 MeV közt valahol határt húznak és az alatt összetett, a felett elemi részekről beszélnek, az lehet konvenció vagy szokás dolga, de semmiesetre sem kötelező minőségi kritérium. 2 MeV egy röntgenológus számára magas és 500 MeV egy kozmikus magfolyamatokkal foglalkozó fizikus számára alacsony energia.

Heisenberg ezzel a példával azt kívánta megmutatni, hogy az „eleve adott" elemi részekre és belőlük leszármaztatandó „összetett részekre" való felbontás nem feltétlenül előnyös az anyag szerkezete megértésénél. Sőt vannak olyan példák is, amikor az anyag olyan állapotbanvan, hogy nincs is komoly értelme elemi részekről beszélni. Ha két proton 10^{10}—10^{20} eV energiával összeütközik, kb. 10^{-13} cm átmérőjű tartományban kb. 10^{-22} sec ideig egy olyan erősen gerjesztett energiájú anyagállapot alakul ki, amelyben az elemi részek száma teljesen határozatlan : kialakulás előtt két proton volt, de szétesés után esetleg száz mezon, proton, neutron, hyperon és antirészecskéik repülnek szét. Közben a kölcsönhatási energia magasan az egyes részecskék nyugalmi és mozgási energiája felett van, ezért egymással kölcsönható önálló részekre való felbontásról természetes módon nem lehet szó.

A korábbi elméletek elszigetelten próbálták az elemi részek egyes csoportjainak problémáit megoldani (kvantumelektrodinamika, magerők, β-bomlás, hyperonok szerkezete). Heisenberg ezt is kritika tárgyává teszi : ez olyan erőltetett kísérlet, mintha a színképek magyarázatát egyes elszigetelten tárgyalt színképvonalak külön-külön való értelmezésével hirdetné.

Heisenberg célkitűzése a következő : az anyagot nem kiválasztott kémiai elemek, fizikai atomok, vagy elemi részek kapcsolódásaként lehet leírni, hanem egy egységes alapanyagot (Urmaterie) kell elképzelni, amelynek különböző állapotai a foton és a hyperon, a deuteron a vízmolekula, a kősókristály és a billiárdgolyó, a Föld és a Tejút-rendszer. Ez az alapanyag önmagában, *amorf* alakban nem azonosítandó egyik ismert elemi részecskével sem, de azok mind ennek speciális megjelenési formái.

Az alapanyag legalapvetőbb sajátságát éppen az elemi részek tanulmányozása árulja el : az alapanyag egyes részei igen erős kölcsönhatásban vannak egymással, másszóval *az alapanyag igen erősen visszahat önmagára.* Ez az erős visszahatás azt eredményezi, hogy az alapanyagból meghatározott nagyságú és tulajdonságú alakzatok, az anyag *sajátállapotai* alakulnak ki, adott sajátenergiával, impulzusmomentummal stb. Ezek az ismert részecskék. Két ilyen részecske találkozása az erős kölcsönhatás révén az alapanyag amorf egybeolvadását, majd más, különböző jellegű cseppekre való szétugrását eredményezi, így megy végbe pl. az előbb említett sokszoros mezonkeltés proton-proton ütközéskor. (Hasonló a helyzet erős felületi feszültség hatására gömbalakot felvevő biganycseppeknél. Ezek is nagysebességű összeütközéskor egyetlen nagy rezgő cseppé olvadnak össze, amely rövidesen újra az előbbiektől különböző cseppekre eshet szét.)

Az alapanyag legkisebb darabjának, a legegyszerűbb elemi résznek a neutrinó tekinthető. (Jordan megmutatta, hogy a foton két neutrinó kombinációjaként előállítható.) Ezért feltételezhető, hogy az alapanyag mozgásegyenlete emlékeztet a neutrinó egyenletére :

$$\sum_{i=1}^{4} \gamma_i \frac{\partial \psi}{\partial x_i} = 0 . \qquad (1)$$

Itt γ_i-k a Dirac által bevezetett mátrixok, x_i a három térkoordinátát és az időt jelenti, ψ pedig a neutrinóteret leíró komplex hullámfüggvény. Ugyanilyen ψ-vel írja le Heisenberg az alapanyagot is (Weltspinor). Az (1) egyenlet azonban nem ad számot az erős kölcsönhatásról : ha ψ_1 és ψ_2 egy-egy megoldás (pl. egy neutrinó és egy antineutrinó), akkor az egyszerű $\psi_1 + \psi_2$ összeg is megoldás

lesz, tehát a második részecske jelenléte egyáltalában nem befolyásolja (1) szerint az első mozgását. Ez a lineáris egyenletek általános sajátsága.

Egy m tömegű, tehát $E = mc^2$ sajátenergiájú elektron (vagy proton) Dirac-egyenlete a neutrinó egyenletétől a sajátenergiát tartalmazó tagban különbözik:

$$\sum_{i=1}^{4} \gamma_i \frac{\partial \psi}{\partial x_i} + \frac{2\pi}{hc} E \psi = 0. \qquad (2)$$

A Heisenberg-féle alapanyag elektron (ill. proton) állapotában azonban a tömeget és a sajátenergiát nem eleve adott állandónak tekintjük, hanem az erős kölcsönhatás és visszahatás eredményének. Ezért az $E = \frac{1}{2}$ MeV (ill. 1000 MeV) állandót egy változó V potenciális energia kifejezéssel helyettesítjük. V ott lesz erős, ahol az alapanyag sűrűsége nagy, ezért V-t valahogy így vette fel Heisenberg:

$$V = k\, \bar{\psi}\psi. \qquad (3)$$

k egy állandó, $\bar{\psi}$ pedig (lényegében) ψ konjugáltja. Az alapanyag egyenlete tehát Heisenbergnél egy nemlineárissá tett neutrinó-egyenlet, egy nemlineáris Dirac-egyenlet:

$$\sum_{i=1}^{4} \gamma_i \frac{\partial \psi}{\partial x_i} + [l_0^2\, \bar{\psi}\psi]\, \psi = 0. \qquad (4)$$

Itt már egy ψ_1 és egy ψ_2 megoldás összege nem elégíti ki az egyenletet: a másik részecske jelenléte befolyásolja az első mozgását. (Ha egy fénytani elméletben az optikai törésmutatót a térerősség négyzetétől függő kifejezésnek tételeznék fel, formailag a Maxwell-egyenlet nemlineárissá válna, fizikailag az egyik fénysugáron, mint egytől különböző törésmutatójú közegen szóródnék a másik fénysugár.) Az $l_0 = \sqrt{2\pi\, \mathrm{k}/hc}$ hosszúságjellegű állandó értéke a kölcsönhatás erősségét fejezi ki.

Elképzelhető, hogy bizonyos $\psi_e(x, y, z, t)$ megoldásokra $V = \frac{hc}{2\pi} l_0^2 \bar{\Psi}_e \Psi_e$ egy $E(l_0)$ állandóval pótolható az egyenletben. Az alapanyag ilyen állapota egy véges $m(l_0) = c^{-2} E(l_0)$ tömegű részecskének, pl. elektronnak felel meg. Ha $m(l_0)$-t az elektrontömeggel akarjuk azonosítani, az l_0 kölcsönhatásállandót 10^{-13} cm nagyságrendű kifejezésnek kell venni. Egy másik $\psi_\gamma(x, y, z, t)$ megoldásra az $\bar{\psi}_\gamma [\gamma_i\gamma_k - \gamma_k\gamma_i]\, \psi_\gamma$ kifejezés ugyanolyan Maxwell-egyenletnek tesz eleget, mint az F_{ik} elektromágneses térerősség, ez az állapot tehát a fotont írja le. A $\psi_e(x, y, z, t)$ és $\psi_\gamma(x, y, z, t)$ megoldások összege azonban már nem lesz magoldás, ehhez azokat módosítani kell. Az elektron és foton befolyásolja egymás mozgását, a fény szóródik elektronon. A (4) egyenletben szereplő potenciális energiatag tehát nemcsak az alapanyag elektronná és fotonná való csomósodását biztosítja, hanem leírja a Compton-szórást is. l_0-t az elektrontömeg meghatározta, így kiszámítható az egyenletből a fényszórás hatáskeresztmetszete is. Ezt egyenlővé téve a közönséges elektrodinamikából adódó $\frac{8\pi}{3}\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2$ Thomson-féle hatáskeresztmetszettel, az alapanyag elektronállapotának elektromos töltésére a becslésjellegű számításból $e = 3{,}4$ cm$^{3/2}$ g$^{1/2}$ sec^{-1}, a tapasztalt elemi töltést megközelítő érték adódik. Ilyenmódon (ha pontatlanul is) először sikerült egy egységes elméletből levezetni az elemi töltés számértékét.

Természetesen a pontos elmélet nem klasszikus hullámelmélet, hanem kvantált elmélet. A $\psi(x, y, z\ t)$ világspinor nem klasszikus hullámteret, hanem operátorteret ír le, (4) is operátoregyenlet. Ez a matematikai megoldást igen megnehezíti. Jelenleg nem ismerünk olyan módszereket, amellyel a Heisenberg-féle egyenlet pontos megoldásait megkaphatnók. A kvantumelméleti perturbációszámítás lényege a kölcsönhatási energia kicsiny voltának feltételezése (kiindulási közelítésben teljes elhanyagolása) a sajátenergia mellett. Ez természetesen most megengedhetetlen: a Heisenberg-féle alapanyag kölcsönhatása domináns, a sajátenergia ennek a következménye. A kölcsönhatást elhagyva az alapanyag amorffá válik, az elemi részecskék szétfolynak így nincs mihez kezdenünk. Megfelelő számítási módszer hiánya nagyon megnehezíti a Heisenberg-féle egyenlet megoldásainak vizsgálatát, kvantitatív ellenőrzését.

A (4) egyenletet Heisenberg csak első próbálkozásnak tekintette, 1950 és 1957 közt ezen a legegyszerűbb változaton analizálta a javasolt elmélet által nyújtott lehetőségeket. Ezután próbálkozott meg a végleges elmélet felépítésével. A (4) egyenletről kimutatható, hogy számot ad az energia, impulzus és impulzusmomentum megmaradása mellett az elektromos töltés megmaradásáról is. Láttuk azonban, hogy az atomok stabilitásának megértésénél lényeges szerepe van a baryontöltés megmaradási törvényének. Az új megmaradási tétel azonban a (4) egyenletből nem következik. Ezért Heisenberg megpróbálta (4)-nek magasabb szimmetriafokú egyenlettel való helyettesítését. Egy ilyen egyenlet a következő:

$$\sum_{i=1}^{4} \gamma_i \frac{\partial \psi}{\partial x_i} + 2\, l_0^2\, [(\bar{\psi}\psi) - (\bar{\psi}\gamma_5\, \psi)\, \gamma_5]\, \psi = 0. \qquad (5)$$

Ebből már egy újabb, előbbiektől független megmaradási tétel is következik, amely a baryontöltéssel azonosítható, így feltételezhető, hogy (5) már nemcsak modellt, hanem a valóság jobb leírását nyújtja. Egyébként az új (5) egyenlet megszületésének körülményeiről élményszerű hitelességgel tudósít Heisenbergnek Princetonban dolgozó tanítványához, Zimmermannhoz írt levele, amelyet cikkünk után közöl a Fizikai Szemle.

Megjegyezzük még, hogy ha ψ-t ismét nem függvénytérnek, hanem operátortérnek tekintjük, akkor a kívánt szimmetriatulajdonságokkal nem az (5) egyenlet, hanem a

$$\sum_{i=1}^{4} \left[\gamma_i \frac{\partial \psi}{\partial x_i} + 2\, l_0^2\, (\bar{\psi}\gamma_5\, \gamma_i\, \psi)\, \gamma_5\, \gamma_i\, \psi\right] = 0 \qquad (6)$$

egyenlet rendelkezik. Heisenberg jelenleg ezt tekinti az alapanyag mozgástörvényét legjobban kifejező egyenletnek és most ennek az analízisével foglalkozik.

A fizikai világkép új forradalma előtt?

A kvantumelmélet egy kiválasztott fizikai mennyiség (helykoordináta, energia stb.) minden lehetséges k_n mérési eredményéhez egy Φ_n sajátfüggvényt rendel. A vizsgált fizikai rendszer állapotát egy (normált) Ψ állapotfüggvény írja le. Ez az állapotfüggvény sorbafejthető (a nem normált) Φ_n-ek szerint:

$$\Psi = \sum_{n=1}^{\infty} \Phi_n, \qquad (7)$$

Képezzük a Ψ állapotfüggvény önmagával való „skaláris szorzatát". Ez fizikai állapotokban mindig $+1$. Tekintettel arra, hogy a Φ_n sajátállapotok egymásra „ortogonálisak", $(\Phi_n, \Phi_m) = 0$, (7)-ből következik

$$(\Psi, \Psi) = \sum_{n=1}^{\infty} (\Phi_n, \Phi_n) = 1. \qquad (8)$$

A mérések kvantumelmélete szerint a Ψ állapotban elvégzett mérés eredménye a k_n lehetséges értékek valamelyike. Hogy melyik, azt teljes pontossággal nem tudjuk mindig megmondani, hanem csak valószínűségi kijelentéseket tehetünk erre vonatkozólag. Legyen a k_n mérési eredményre adódó kvantumelméleti valószínűség $W(k_n)$. A valószínűségek összege természetesen egy:

$$\sum_{n-1}^{\infty} W(k_n) = 1. \qquad (9)$$

(9)-et (8)-cal egybevetve, kínálkozik a

$$W(k_n) = (\Phi_n, \Phi_n) \qquad (10)$$

azonosítás. Ez a kvantumelmélet mérésére vonatkozó alapaxiómája.

A közönséges kvantummechanikában a skaláris szorzat így értelmezhető:

$$(\Phi, \Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi^{+}(x, y, z)\, \Omega(x, y, z)\, dx\, dy\, dz,$$

tehát egy függvénynek önmagával való skaláris szorzata feltétlenül pozitív:

$$(\Phi, \Phi) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |\Phi(x, y, z)|^2\, dx\, dy\, dz \geq 0.$$

Ez teszi lehetővé (10)-nek valószínűségként való értelmezését: a valószínűség értelmezés szerint pozitív, 0 és 1 közé eső szám.

A terek kvantumelméletében a skaláris szorzatnak ez az értelmezése nem mindig tartható fenn. Vannak olyan Φ_n sajátállapotok, amelyekre $(\Phi_n, \Phi_n) > 0$ (ezek összessége alkotja az I. Hilbert-teret) és vannak olyanok, amelyekre $(\Phi_n, \Phi_n) \leqq$ (ezek összessége alkotja a II. Hilbert-teret). A Ψ állapotfüggvények és Φ_n sajátfüggvények által együttesen képezett Hilbert-tér pozitív definit metrikájúnak mondhatjuk, ha minden $(\Phi_n, \Phi_n) > 0$, indefinit metrikájúnak, ha $(\Phi_n, \Phi_n) > 0$ és $\leqq 0$ egyaránt lehet. (Hasonló a helyzet a relativitáselmélet négydimenziós terében az időkoordinátával.)

Nyilvánvaló, hogy a (Φ_n, Φ_n) kifejezés valószínűségként való értelmezése csak pozitív definit metrika esetén tartható fenn. Csak ilyen terekben használható a kvantumelmélet következetes valószínűségi értelmezése, amely ugyan nem ad olyan pontos képet a jelenségek lefolyásáról, mint a klasszikus értelemben determinista Newton-féle mechanika pályafogalma stb., de mégis a tartózkodási valószínűség, valószínűségi hullámok interferenciája révén lehetővé teszi a fizikai folyamatok statisztikus értelemben szemléletes leírását.

Indefinit metrika esetén ilyen valószínűségi értelmezés nem tartható fenn. Ha pl. egy Ψ állapotfüggvény egy I. Hilbert-térbe eső Φ_1 és egy II. Hilbert-térbe eső Φ_2 összege,

$$\Psi = \Phi_1 + \Phi_2,$$

akkor

$$(\Psi, \Psi) = (\Phi_1, \Phi_1) + (\Phi_2, \Phi_2) = 1$$

azaz

$$\alpha^2 - \beta^2 = 1,$$

Most tehát $(\Phi_1\, \Phi_2)$ egynél nagyobb, (Φ_2, Φ_2) zárusnál kisebb, egyik sem tekinthető úgy, mint egy k_1, illetve k_2 mérési eredmény nyerésére vonatkozó valószínűség.

Az elektromágneses tér és a többi terek szokásos kvantumelméleti tárgyalásáról Lee, Pauli, Källen és Umezawa kimutatták, hogy benne feltétlenül fellépnek a II. Hilbert-térbe tartozó *kísértetállapotok*, amelyek formálisan értelmezve bizonyos reális fizikai mérési eredményekre *negatív valószínűségeket* szolgáltatnak, valójában azonban *lehetetlenné teszik a kvantumelmélet szokásos valószínűségi értelmezését*, amely pedig mégis képet adott a matematikai formalizmus fizikai tartalmáról. Ez a legutóbbi években kimutatott körülmény az elemirész-folyamatok szokásos tárgyalásának súlyos belső ellentmondását tárta fel, amelynek megszüntetése a kvantumelmélet keretei közt nem látszott reményteljesnek.[7]

A kísértetállapotok Heisenbergnél is fellépnek, ezért teljes valószínűségi interpretáció itt sem alkalmazható. Bizonyos gondolatkísérletben elvégzett méréseknél negatív valószínűségek adódnak. Heisenberg azonban mesteri analízissel kimutatta, hogy ha egy elemirész-folyamat fizikailag elvégezhető méréséről van szó (pl. a beeső részek számlálása és a szórt részek detektálása a reakció helyétől makroszkópikus távolságban), ilyen nehézség soha nem merül fel. Negatív valószínűségekre csak akkor jutnánk, ha a reakció lefolyása során $l_0 \cong 10^{-13}$ cm-nél kisebb távolságokban elvégzett mérésekkel akarnánk képet kapni a kölcsönhatás mikrofizikai tér- és időméretekben való lefolyásának részleteiről. Ilyen mérésekre gyakorlatilag úgy sincs lehetőség.

A Heisenberg-féle eredmény (amelyről 1957 őszén a velencei elemi rész kongresszuson számolt be) a klasszikus fizika fogalmi köréből átvett szemléletmód további korlátozásáról ad számot. A valószínűségi fogalmakat használó leírás is csak addig használható, amíg az l_0-nál finomabb távolságokig nem akarjuk a folyamatokat nyomon követni. Idézzük Heisenberg szavait: „*A kicsinyben való tér-időbeli leírás csak az indefinit metrika alkalmazásával érhető el, amely pedig nem értelmezhető egyszerűen a fizikai valószínűség segítségével. Ezért a valószínűségfogalom valamilyen módon komplementernek tekinthető a kicsinyben való tér-idő-leírással.*"

Az a gondolat, hogy egy bizonyos l_0 „*elemi hossz*" alatt a nagyobb méretekben megszokott fogalmak, így a közelhatás, oksági felfogás és véges hatásterjedési sebesség kapcsolata, a hely- és időmérés elmélete, átértékelendő, nem új. A magyar fizikusok az elmúlt évek során hallhatták Markov, Ivanenko, Rayski és Horváth budapesti és balatonvilágosi előadásait. Ők is ebben az irányban keresték a kvantumelmélet nehézségeinek megoldását.[8] Ez természetesen ismeretelméleti szempontból is olyan jelentős változást jelentett volna, amilyent a határozatlansági összefüggés felismerése jelentett.

Ma még nem tudjuk, hogy Heisenberg kidolgozás alatt levő elmélete beváltja-e alkotója reményeit. Nem tudjuk, hogy a (6) egyenlet valóban számot ad az anyag számtalan megjelenési formájáról, az anyagi világ tüneményeinek gazdagságáról. Nem tudjuk, hogy sikerül-e minden fizikai állandót, az elemi részek tömegét, töltését stb. az új univerzális állandóból leszármaztatni. És nem tudjuk, hogy valóban a Hilbert-tér indefinit metrikájának alkalmazása, a kicsiben való tér-időbeli valószínűség leírás korlátozása lesz-e az az ár, amellyel fizetnünk kell a mikrovilág jelenségeibe való mélyebb bepillantásért. Lehet, hogy Heisenberg a kvantummechanika legkövetkezetesebb megalkotója másodszor is forradalmi átalakulást hoz fizikai világképünkbe. Ez olyan nagy tudományos tett volna, amilyenre példát még csak Einstein mutatott.

A kérdés eldöntéséhez még nagyon sok matematikai nehézség elhárítása, nagyon sok ellenőrző

[7] Lásd ezzel kapcsolatban G. Heber (Jena) előadását az 1956. évi veszprémi vándorgyűlésen. (M. Fiz. Folyóirat, *5*. 73. 1957).

[8] Lásd ezen kívül G. Heber dolgozatát lapunk 1957. évi 5. számában.

számítás elvégzése, a Heisenberg-egyenlet megoldásainak tapasztalattal való összehasonlítása szükséges. Sokan (így Ivanenko, Landau, Rosenfeld, Weisskopf) lelkesen bíznak a nagy kísérlet sikerében. Mások, köztük Pauli, fenntartással várakoznak, ismét mások, így Dirac nem helyeslik a Heisenberg-féle célkitűzést.

A közeljövő dönt az elmélet helyessége felől. Ha az ellenőrző számítások és kísérletek pozitív eredménnyel járnak, az anyagi világ olyan egységes leírását kapjuk, amelyre még az atomelmélet hívei sem gondoltak. A makroszkópikus, antropomorfisztikus szemléleten alapuló elképzelések korlátainak felismerése pedig csak előítéleteinktől való szabadulást és így szintén sikert jelent. A természet megismerésében a döntő szó sohasem elménk előítéleteié, hanem az anyagi világ tapasztalt sajátságaié.

Ha pedig helytelennek bizonyul Heisenberg elmélete, a tudomány története akkor is besorolja azok közé a nagyszabású bátor próbálkozások közé, amelyek a világ mélyenrejtett egységes törvényeinek feltásárását célozzák és amelyek sorozata végül mindig sikerrel jár. Einstein néhány évtizede geometriailag próbálta leírni az anyag minden megjelenési formáját, Heisenberg most egyetlen világspinorba kívánja egybefogni az összes atomot és elemi részecskét. Ez is feltétlenül olyan gondolat, amely új utat és távlatot nyit a természetkutatás előtt. Hadd idézzük Heisenberg szavait, amelyekkel ez év februárjában Göttingában befejezte az új eredményekről beszámoló előadást: *„Leibnitz azt mondta, hogy a mi világunk a legjobb a lehetséges világok közül. Én ebben nem vagyok feltétlenül biztos. Azt azonban meggyőződéssel vallom, hogy a mi világunk a lehető legegyszerűbb."*

Marx György

Egyetemi Elméleti Fizikai Intézet,
KFKI Atomfizikai Osztály

Heisenberg levele Zimmermannhoz

(Rövidítve)

Köszönöm levelét és a híradást a kötött állapotokkal kapcsolatos munkájáról. Az elemi részek elméletében itt időközben egészen döntő lépéseket sikerült megtenni, talán ez a göttingaiak csoportját Princetonban érdekelni fogja, ezért röviden beszámolok róla.

A meggondolások kiinduló pontja az a körülmény volt, hogy az elemi részek elméletében két szigorú megmaradási tétel van, amelyet sem az elektromos, sem a gyenge kölcsönhatások nem sértenek meg. Ezek a baryontöltés és az elektromos töltés megmaradása. Mivel a megfelelő operátorok — ∞ és ∞ közt minden egészszámú értéket felvehetnek, a végleges elméletben két felcserélhető $\Psi \to e^{i\alpha}\Psi$ típusú ciklikus transzformációcsoportnak kell léteznie. Ezért megpróbáltam Lagrange-függvényemet olyan módon megváltoztatni, hogy ez a két csoport benne legyen. Így az

$$L = \bar{\psi}\gamma_\nu \frac{\partial \psi}{\partial x_\nu} + l_0^2 [(\bar{\psi}\psi)(\bar{\psi}\psi) - (\bar{\psi}\gamma_5\psi)(\bar{\psi}\gamma_5\psi)] \quad (1)$$

képletre jutottam. Rögtön látható, hogy a Lagrange-függvény invariáns a két

$$\psi \to e^{i\alpha}\psi \quad \text{és} \quad \psi \to e^{i\alpha\gamma_5}\psi \quad (2)$$

transzformávcióval szemben, következésképp a klasszikus elméletben két kontinuitási egyenlet áll fenn:

$$\frac{\partial}{\partial x_\nu}(\bar{\psi}\gamma_\nu\psi) = 0, \qquad \frac{\partial}{\partial x_\nu}(\bar{\psi}\gamma_\nu\gamma_5\psi) = 0, \quad (3)$$

és két megmaradási tétel:

$$\int \psi^+\psi\, dV = \text{const}, \qquad \int \psi^+\gamma_5\psi\, dV = \text{const}. \quad (4)$$

Karácsony előtt egyszer Genfben adtam elő az egyenletekről és ez alkalommal észrevettem, hogy a Hilbert-tér vektorainak megkettőzésével (a spin bevezetésének mintájára) valószínűleg elérhető, hogy az izotóp spin operátora is bennfoglaltatik az elméletben. Ezután ismerte fel Pauli, akivel ott ezt a Langrange-függvényt megbeszéltem, hogy az az általa nemrégen a Nuovo Cimentoban tanulmányozott

$$\psi \to a\psi + b\gamma_5\psi^c \qquad (|a|^2 + |b|^2 = 1) \quad (5)$$

transzformációval szemben invariáns. A Pauli-transzformáció csoportja a háromdimenziós elforgatásokéval izomorf. Ez úgy fogható fel, hogy az izotópspin-csoport bizonyos értelemben már a kvantálatlan Lagrange-függvényből következik. Pontos leírást azonban csak a kvantált elmélet ad a vákuum megkettőzése révén, amiről már beszéltem.

A felcserélési törvények felírása megmutatja, hogy az izotópspin-csoporttal szemben való invarianciát éppen egy olyan tag rontja el, amely az elektromos erőkért felelős, amint annak lennie is kell. Ennél érdekes következményként az adódott ki, hogy az izotóp spin harmadik komponense sem marad állandó, hanem elektromos erők hatására kettővel megváltozhatik. (Négy Λ°-hyperon elektromos erők hatására négy protonná alakulhat át.)

A Hilbert-tér vektorainak megkettőzése azt eredményezi, hogy az izotópspin a közönséges spintől teljesen függetlenné válik: feles spinű részek egész és feles izotópspinnel egyaránt rendelkezhetnek és viszont. Ez az elemi részek olyan osztályozását teszi lehetővé, amely nagyon jól illeszkedik a tapasztalt tömegspektrum hoz, és azt Mitter és Kortel számításából is tudjuk, hogy a π-mezon kb. 5—10-szerte könnyebbnek adódik a nukleonnál. Végül az elmélet biztosan számot ad a neutrinóról is. Már a kvantálatlan Lagrange-függvényben eltűnik a tömegtag minden $\psi = \gamma_5\psi$ típusú megoldásnál, tehát neutrinóhullámokról van szó. A kvantált elméletben bonyolultabb a helyzet, de Paulival azt hisszük, hogy már látjuk, miként adódik ki a (valószínűleg kétkomponensű) neutrinó és az elektron az elméletből. Másszóval: Pauli és én lényegében meg vagyunk arról győződve, hogy (1) már az elemi részek teljes elméletét tartalmazza. Itt nem is a Lagrange-függvény speciális alakja a lényeges, hanem az a két invariáns, amelyből az összetevődik. Mindenesetre az indefinit metrika és annak döntő szerepe az elektromos erők magyarázatánál az elmélet lényeges alkotórészének tekintendő.

Mindezeket a problémákat most Paulival együtt tanulmányozom és mivel Pauli 14 nap múlva Amerikába utazik, talán mesélhet Önöknek a részletekről. Ha Niels Bohr még Princetonban van, legyen szíves mutassa meg neki levelemet, mert ő érdeklődött a térelméletnek ilyen irányú fejlődéséről.

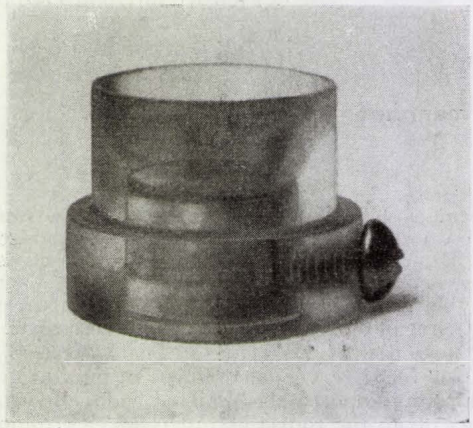
1958. február.

Kettősen törő kristálygömb

Közismert tény, hogy a mészpátba lépő fénysugár hacsak nem a kristály optikai tengelyével párhuzamosan lépett be, két egymásra merőlegesen poláros, ún. ordinárius és extraordinárius sugárra bomlik. Adott esetben az extraordinárius sugár terjedési sebessége (v_e) a kristályban nagyobb mint az ordinárius sugáré (v_o), továbbá v_e függ a beesés irányától. Maximális akkor, ha a beeső fénysugár az optikai tengelyre merőleges. Mivel pedig a törésmutató:

$$n = \frac{c}{v},$$

$v_e \geqslant v_o$, lévén $n_e \leqslant n_o$. Az ilyen viselkedésű kristályok az egytengelyű negatív kristályok.



1. ábra

A következőkben ismertetett optikai kísérletek azon alapulnak, hogy megfelelő kristályból csiszolt gömb egyrészt gömblencseként viselkedik, másrészt kettősentörő tulajdonsággal rendelkezik.

Ha az optikai tengelyre merőlegesen, párhuzamos fénynyalábot bocsátunk a mészpátgömbre, természetesen a kilépő fénysugár összetartó lesz, de nem egy pontban fokuszálódik, hanem kettőben. A gömbhöz közelebb eső gyújtóponton az ordinárius sugár halad át, mert e sugárra a mészpát levegőre vonatkozó törésmutatója (1,6584)* nagyobb, mint az extraordinárius sugáré (1,4864). A sugármenet cigarettafüsttel jól láthatóvá tehető.

A nagy törésmutatóknak és a kristály teljes gömb alakjának kényelmetlen következménye, hogy a fókuszok egymáshoz és a gömbhöz túlságosan közel kerülnek, ezt elkerülendő, a gömböt vízbe ($n = 1{,}3330$) merítjük. Ha a vizet fluoreszceinnel megfestjük, a fénynyaláb útja látható lesz. A kísérlet aquáriumban, vagy más síkfalú edényben végezhető. Az edényben levő gömbre kívülről ejtve a párhuzamos sugárnyalábot, — a fókuszok már jóval távolabb esnek. Ha a gömböt, az optikai tengelyre merőleges tengely körül elforgatjuk, az extraordinárius sugarak alkotta fókusz egyre közelebb kerül az ordinárius sugarak fókuszához, melynek helyzete nem változik. Végül, mikor a fénysugár az optikai tengellyel párhuzamos, a két fókusz egybe esik. Ennek oka, hogy az optikai tengely és fénysugár alkotta szög (φ) függvényében az extraordinárius sugárra vonatkozó törésmutató úgy változik, hogy $\varphi = 0°$-nál maximális, $\varphi = 90°$-nál minimális értékű.

Nagyon tanulságos a következő kísérlet. Olyan folyadékot készítünk, melynek törésmutatója a minimális extraordinárius és ordinárius törésmutató közé esik. Ebbe merítjük a gömböt. Ekkor az ordinárius sugárra gyűjtőlencseként, az extraordinárius sugárra szórólencseként fog viselkedni.

Folyadékul szénkéneg ($n = 1{,}6275$) és benzol ($n = 1{,}501$) 1 : 1 térfogatarányú keverékét használjuk. (Erősen gyulékony!!) Ennek levegőre vonatkoztatott törésmutatója 1,5 és 1,6 közé esik. A keveréket síkfalú edénybe öntjük és belehelyezzük a gömböt. Ezután kivetítjük úgy, hogy a kristály optikai tengelye vízszintes síkban a vetítés tengelyére merőleges legyen.

A vetítéshez ívlámpát, esetleg 300—500 W-os vetítőizzót célszerű használni. — A centrálások optikai padon könnyebbek. Az ernyőn a gömb képe jelenik meg. A kép közepén kicsit világosabb, ami onnan ered, hogy a kép közepét mind a két sugár megvilágítja, míg a többi részét csak az extraordinárius. Ha most a vetítőlencse mögé polárszűrőt teszünk, a szűrő bizonyos állásánál a kép külső része körgyűrű alakban sötét lesz, középen kör alakú világos folttal. A polárszűrőt 90°-kal elforgatva az egész kép homogén megvilágítású lesz.

Talán nem célszerűtlen itt annak kiemelése, hogy egy lencse gyűjtő, vagy szóró tulajdonságát, alakja és környezetére vonatkozó törésmutatója együttesen határozza meg. Erre egyszerű kísérlet a következő. Szénkéneget tartalmazó síkfalú edénybe homorú lencsét merítünk. Párhuzamos fénynyalábot bocsátva a lencsére, az a sugarakat egy pontban összegyűjti. Ugyanúgy megmutatható, hogy a domború lencse a sugárnyalábot széttartóvá teszi. Célszerűen 20 dioptriás bikonvex, illetve —20 dioptriás bikonkáv lencsét használhatunk. Ha a lencse nehéz flintüvegből készült, akkor csak a gyújtótávolság nyúlik meg, mert törésmutatója (1,7515) nagyobb a szénkénegénél.

Csak érdekesség képpen említünk még egy kísérletet a kettősen törő gömbre. Ezúttal mészpátgömbünknek azt a tulajdonságát használjuk ki, hogy két fókusszal, pontosabban egy fix és egy változtatható fókusszal rendelkezik. Hogy a fókuszok minél távolabbra kerüljenek, a gömböt glycerinnel ($n = 1{,}471$) töltött síkfalú küvettába tesszük.

* Az összes, közölt törésmutatók — Na fény használata mellett — levegőre vonatkoztatottak.

Diapozitív vetítést állítunk össze, úgy hogy vetítőlencseként a glycerinbe tett gömböt használjuk. Az ordinárius sugár segítségével élesre állítjuk ernyőnkön a képet, majd egy másik, kisebb diapozitívet helyezünk el — az elsőtől 8—12 cm távolságra — úgy, hogy ennek képét az extraordinárius sugár állítsa elő ugyanazon az ernyőn. Ha a vetítés útjába polárszűrőt teszünk, a szűrő bizonyos állásánál az egyik, 90°-kal elfordítva, a másik kép jelenik meg.

Ezt a kísérletet úgy is bemutathatjuk, hogy csak az extraordinárius sugarakat használjuk fel leképezésre, tekintve, hogy a rendellenes sugarakra vonatkozó fókusztávolság a gömb függőleges tengely körüli elforgatásával változtatható.

E kísérleteknél is — alaphelyzetben — az optikai tengely vízszintes síkban, a vetítés tengelyére merőleges.

Mészpátkristályból csiszolt gömb helyett célszerű más, könnyebben elérhető kettősen törő anyagot keresni. Ilyen például az ún. E. D. T. (Ethylendiamintartarát) kristály. Számos előnyös tulajdonsága folytán több helyen foglalkoznak vele és így beszerzése is könnyebb. A rendelkezésre álló kristály gömbalakúra csiszolható. A mechanikus igénybevételt a kristály elég jó bírja, de hőmérsékletváltozásokra érzékenyen reagál.

Először a kristályból kb. kocka alakút vágunk. Az E. D. T. vízben jól oldódik, így a kristályt nedves zsinórral fűrészelhetjük. A felhasznált víz szobahőmérsékletű legyen — úgyszintén a kristály — ellenkező esetben vékony repedések keletkeznek, melyek a további kezelésnél gyorsan növekednek.

A kocka alakú E. D. T.-t asztalra fektetett csiszoló vásznon szemmérték szerint gömb alakúra csiszolgatjuk. E műveletnél ügyeljünk arra, hogy nem szabad hosszú ideig egy oldalon dörzsölni a kristályt, mert felmelegedés következtében fellépnek a már említett repedések. Mikor a gömbformát már a lehetőség szerint kialakítottuk, keressünk egy néhány cm hosszú fémcsövet, melynek átmérője valamivel nagyobb a kívánt gömb méreténél. A csövet átmérője mentén hosszirányban elfűrészeljük. Az így nyert félhengerpalástok egyikébe annyi réteg csiszolóvásznat ragasztunk, amennyi megfelel a készítendő gömb méretének.

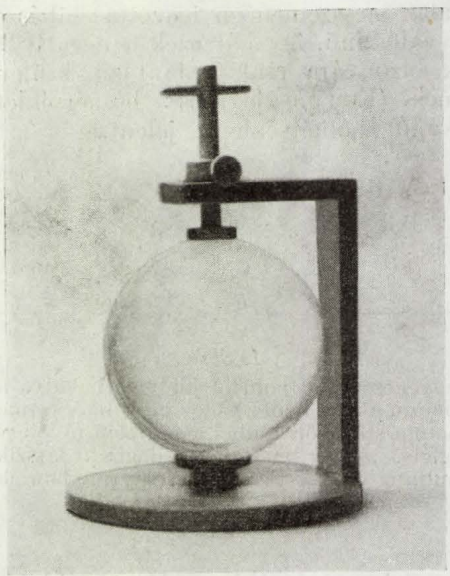
Ezután a gömböt felerősítjük egy elektromotor (pl. gramofonmotor) függőlegesen álló tengelyére.

(Ezt úgy végeztük el, hogy az ábrán látható plexiből készült testet kiöntöttük méhviasz és gyanta 50—50%-os elegyéből álló kittel. A kristályt meleg levegő ráfúvatásával *lassan* felmelegítettük, majd a kitt felületét megolvasztva a gömböt belenyomtuk.)

A csészét tengelyre szerelve forgásba hozzuk és a gömbölyítőt gyengén a kristályra szorítjuk. Ezt a műveletet fokozatosan finomabb csiszolóvásznat használva folytatjuk, majd a gömböt átfordítva megismételjük. Most sem szabad persze huzamos időn keresztül egyfolytában csiszolni a kristályt. A plexi csészéből a gömb kivétele felmelegített csavarhúzó segítségével történik.

A kész gömb felületét puha posztóval lassan fényesre dörzsöljük.

Gyakori eset, hogy minden elővigyázat ellenére is tartalmaz néhány kisebb repedést a kristály, továbbá az, hogy a gömb alakot sem sikerül az óhajtott pontossággal elérni, tapasztalat szerint ennek ellenére e leglényegesebb kísérlet (mikor a lencse ordináriust gyűjt, extraordináriust szór) elvégezhető. E kísérletnél az E. D. T.-t glycerinbe merítjük. Az effektus kisebb, mint a mészpát esetében volt. (Törésmutató: 1,509—1,593.)



2. ábra

Kettősen törő gömbünkkel óvatosan kell bánni, mert a legtöbb folyadék oldja, sokáig kézben tartani nem tanácsos, mert az ujjlenyomatok plasztikusan jelennek meg felszínén. Glycerinben, szénkénegben és széntetrakloridban az E. D. T. nem oldódik. Ezekkel nyugodtan kísérletezhetünk.

Kristályunkat nagyon jól megóvhatjuk és a kísérletek végzésére alkalmasabbá tehetjük, ha kloroformban oldott plexivel vonjuk be, ami történhet akár leöntéssel, akár bemártással. Ez az eljárás, ha helyesen végezzük, a gömb optikai sajátságait nem rontja, viszont lehetővé teszi, hogy a legalkalmasabb törésmutatójú folyadékot választhassuk törőközegül.

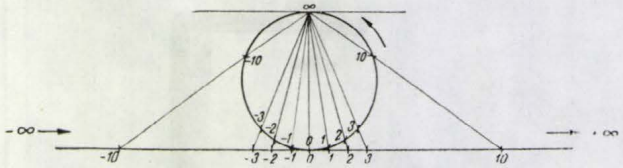
A fenti kísérletek kényelmes bemutatására, célszerű gömbünkhöz a következő tartót elkészíteni.

3—4 mm vastag, kerek fémlemezhez fordított „L" alakú jármot forrasztunk. A körlemez közepére csúcson forgható asztalkát szerelünk. Vele szemben a jármon lyukat fúrunk és egy ezen keresztül dugott fémpálcára hasonló asztalkát rögzítünk, melyet rugó szorít a befogók közé helyezett gömbre.

Dr. Pócza Jenő—Sas Elemér
Eötvös Loránd Tudományegyetem
II. sz. Kísérleti Fizikai Intézete, Budapest

Negatív abszolút hőmérsékletek

Meglepő cím, amelyet a termodinamika minden ismerője megütközéssel fogad. A megütközés logikus gondolatmenet eredménye: negatív abszolút hőmérsékletek az abszolút zérusfoknak nemcsak elérését, hanem egyenesen túlhaladását jelentenék, szöges ellentétben a termodinamika harmadik főtételével. Ez a főtétel ugyanis határozottan kimondja az abszolút zérusfok elérhetetlenségét. A termodinamika főtételeit pedig a tapasztalat messzemenően igazolta, hibás voltuk kevéssé valószínű, így hát ezek a negatív hőmérsékletek bizonyára csak a fantázia szüleményei lehetnének. (Egy megjegyzés: hőmérséklet mindig abszolút hőmérsékletet jelent.)



1. ábra

A számegyenesen a 0 ponttól jobbfelé haladva a $+\infty$ túllépése után a $-\infty$ felől a 0-hoz jutunk. A számegyenes leképezhető a számkörre, ahol a végtelen távoli pontnak a kör legfelső pontja felel meg. Világosan látszik, hogy az óramutató járásával ellentétes irányban haladva megkapjuk a fenti sorrendet.

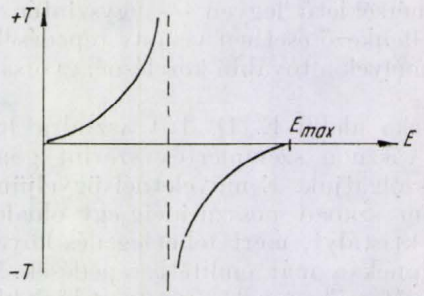
A gondolatmenet helyes. Mégis, aki így gondolkodik nem vesz figyelembe minden körülményt. Igaz: az abszolút zérusfok nem érhető el, de negatív hőmérsékletek lehetségesek. Sőt, nemcsak lehetségesek, hanem valóságosan létezők is: negatív (abszolút) hőmérsékleteket sikerült kísérleti úton előállítani. Hogyan? Nem úgy, mint előbb gondoltuk. Nem úgy, hogy a rendszer minden belső energiáját elvesszük, sőt még valamivel többet — hiszen a hűtés a belső energia elvételét jelenti, és éppen zérus foknál fogy el minden energia —, hanem ellenkezőleg úgy, hogy a rendszernek energiát adunk. Ez meghökkentő, mégis igaz.

Azért meghökkentő, mert ellentmond a megszokott szemléletnek. Azoknak a termodinamikai rendszereknek, amelyek a természetben leggyakrabban előfordulnak, amelyekkel a mindennapi életben kizárólag találkozunk, van egy érdekes közös tulajdonságuk: hőmérsékletük a belső energiával együtt nő, illetve csökken, feltéve, hogy közben a többi intenzitásparaméter állandó marad. Ezt az érdekes tulajdonságot annyira megszoktuk, hogy lassan már el sem tudjuk képzelni, hogy nem mindig áll fenn.

A természet azonban gyakran létrehoz olyan jelenségeket, amelyek nem törődnek a mi szemléletünkkel. Bizonyos rendszerek hőmérsékletét minden határon túl növelve az energia nem válik minden határnál nagyobbá, hanem véges értékhez tart. Ám fordítsuk meg a kérdést: mi történik, ha a rendszerbe nem a hőmérséklet növelésével, hanem valamilyen más úton juttatunk energiát? Így nyilván elérhetjük a belső energia küszöbértékét. Ennek az energiának már végtelen hőmérséklet felel meg. Ha az energiát még tovább növeljük, a hőmérséklet valamilyen „végtelenen túli" értéket vesz fel.

De itt közbeszól a matematikus, és arra hívja fel a figyelmünket, hogy általában a számegyeneshez egy végtelen távoli pontot szoktak hozzárendelni, oly módon, hogy ezen túlhaladva a negatív oldalon a végtelen felől megint a zérus felé közeledünk. (1. ábra)

Most is célszerű a végtelen távoli pontot így megválasztani. Ekkor a „végtelenen túli" számok, tehát a „végtelenen túli" hőmérsékletek: negatív hőmérsékletek. Látjuk, a negatív hőmérséklet valóban nem azt jelenti, hogy hidegebb a zérusfoknál, hanem azt, hogy melegebb a végtelennél: energiája nagyobb, mint a végtelen hőmérsékletű rendszeré. Ezek után hogyan kell elképzelnünk a hőmérsékleti skálát? A növekvő energiatartalom sorrendjében az egyes hőmérsékleti értékek nyilván így következnek: $+0°$ K, ..., $+300°$ K, ..., $+1000°$ K..., $-1000°$ K, ..., $-300°$ K, ..., $-0°$ K. (2. ábra) A $-0°$ K éppenúgy nem érhető el, mint a $+0°$ K.



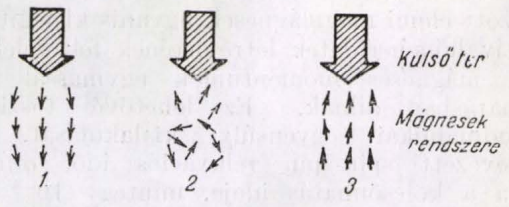
2. ábra

A hőmérséklet energiafüggése

Egy negatív abszolút hőmérsékletű rendszer

Ha apró mágneseket erős külső mágneses térbe helyezünk, akkor azok beállnak a tér irányába. Így áll be az iránytű is a Föld mágneses terének irányába. (Ezért iránytű!) Ez a jelenség azért következik be, mert ekkor a tű energiája a térhez képest a legkisebb, egyensúlyi állapota stabilis. Ha azonban a tűt kissé meglökjük — vagyis a tűnek mozgási energiát adunk —, nem marad többé egyensúlyi helyzetben, hanem a tér iránya körül rezeg. Ha erős külső térben sok kis mágnes van, akkor a mágnesek rendszerének belső energiája, az egyes mágnesek és a tér közötti kölcsönhatás energiája, akkor legkisebb, amikor minden mágnes a külső tér irányában áll. (Részletesebb vizsgálatoknál figyelembe kell venni az egyes mágnesek kölcsönhatásának energiáját is.)

Ha rendszerünknek, az erős külső térbe helyezett mágnesek rendszerének energiát adunk, a mágnesek nem maradnak többé a tér irányában. Minél több energiát kap a rendszer, az egyes mágnesek annál rendezetlenebbül helyezkednek el. Bekövetkezik végül egy olyan állapot, amikor a rendetlenség már teljessé válik. De ennél még tovább is mehetünk. További energiabetáplálással azt is elérhetjük, hogy mágneseink ne csak össze-vissza helyezkedjenek el, hanem egyenesen szembeforduljanak a térrel (3. ábra).



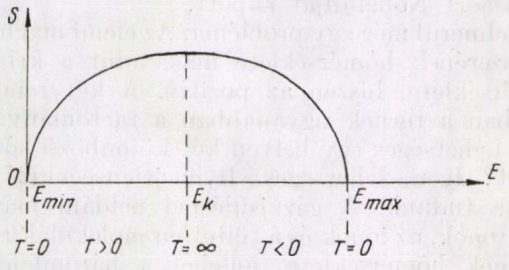
3. ábra

Apró mágnesek erős külső térben

1. Kis belső energia: a mágnesek a külső tér irányába mutatnak
2. Közepes belső energia: a mágnesek rendezetlenek
3. Nagy belső energia: a mágnesek a külső térrel szemben helyezkednek el

A legalacsonyabb energiaállapotban a mágnesek mind a tér irányába mutatnak. A belső energia zérus, és a rendszer teljesen rendezett. De van egy legmagasabb energiaállapot is, amelyben az összes mágnesek a térrel szemben állnak. Ennél nagyobb belső energia már nem lehetséges. A rendezettség ebben az álapotban is tökéletes. A közbülső állapotokban a rendezetlenség sokkal nagyobb.

Rendezettség-rendezetlenség. Szemléletes fogalmak. Nem lehetne-e mennyiségileg jellemezni őket? De igen. Van egy olyan fizikai mennyiség, amely jellemzi egy rendszer rendezettségét. Ez a fizikai mennyiség az entrópia. Az entrópia tulajdonképpen a rendezetlenség mértéke. Tökéletesen rendezett rendszer entrópiája zérus, és minél nagyobb a rendezetlenség, annál nagyobb az entrópia. Mágnes-rendszerünk minimális és maximális energiaállapotában a rendezettség teljes, tehát az entrópia zérus, a középső állapotban (2) nagyon rendezetlen, tehát az entrópia maximális. (4. ábra)



4. ábra

A külső térbe helyezett mágnesek rendszerének entrópiája (S) a rendszer belső energiájának (E) függvényében. A hőmérsékletet (T) minden pontban a differenciálhányados reciproka adja meg

Miután tudjuk, hogyan függ az entrópia a belső energiától, könnyen kiszámíthatjuk bármely energiaállapot hőmérsékletét. A hőmérséklet (T), a belső energia (E) és az entrópia (S) között ugyanis a következő összefüggés áll fenn:

$$T = \left(\frac{\partial S}{\partial E}\right)_x^{-1}.$$

Az x azt a fizikai mennyiséget jelenti, amely az energiadifferenciál

$$dE = TdS + ydx$$

felbontásában az ydx munkavégzési tagban differenciálként fellép.

A 4. ábráról azonnal leolvashatjuk, hogy a 0 energiától a legrendezetlenebb állapot energiájáig (E_k) a hőmérséklet pozitív, ettől az E_k energiától a maximális energiáig pedig negatív.

Ezzel a modellel sikerül szemléletes képet nyernünk negatív hőmérsékletű rendszerekről.

Negatív hőmérsékletek statisztikus mechanikája

Mikor lehet egy rendszer hőmérséklete negatív? Mik ennek az általános feltételei? Három ilyen feltétel van.

1. A rendszer elemeinek egymás között lényegében termodinamikai egyensúlyban kell lenniük.
2. A rendszer elemeinek olyanoknak kell lenniük, hogy minden egyes elemnek legyen legmagasabb lehetséges energiaállapota.

Mit jelentenek ezek a kikötések? Az első nagyon általános kikötés. Nemcsak a negatív, hanem bármilyen hőmérséklet létezésének feltétele. Ha egy rendszer elemei nincsenek lényegében termodinamikai egyensúlyban, a rendszernek nincs hőmérséklete. (Hőmérséklet akkor van, ha a rendszer elég közel van az egyensúlyi állapothoz. A légkörnek akkor is van hőmérséklete, ha a szél fúj. De ha az állapot már túl messze van az egyensúlytól, nincs hőmérséklet.)

A harmadik feltétel is eléggé általános. Tulajdonképpen azt jelenti, hogy az egyensúly kialakulásának ideje sokkal rövidebb kell, hogy legyen, mint az az idő, amely alatt a rendszer energiája más rendszerekkel való kölcsönhatás következtében lényegesen megváltozik.

Sokkal érdekesebb a második feltétel. A statisztikus mechanika szerint termodinamikai egyensúly esetén a rendszer W energiájú elemeinek száma arányos az úgynevezett Boltzmann-faktorral:

$$e^{-\frac{W}{kT}},$$

ahol k a Boltzmann-állandó. Negatív hőmérséklet esetén minél nagyobb az egyes elemek energiája (W), annál nagyobb a Boltzmann-faktor, azaz a W energiájú elemek száma. Ha W bármilyen nagy értéket felvehet, akkor végtelen sok elemnek kel-

lene végtelen nagy energiával rendelkeznie, ami nyilván képtelenség. Ezzel szemben ha W legnagyobb értéke véges, negatív hőmérséklet feltételezése mellett sem jutunk semmilyen ellentmondásra.

Negatív hőmérsékletek termodinamikája

Noha negatív hőmérsékleteket csak a közelmúltban sikerült előállítani, a negatív hőmérsékletek termodinamikája érdekes módon az elméleti fizikának már régen kidolgozott fejezete. A modern termodinamika egyik megalapozója, T. Ehrenfest-Afanassjewa, ennek a tudományágnak olyan általános megfogalmazását adta, amely egyaránt lehetővé teszi pozitív és negatív hőmérsékletek bevezetését. A hőmérséklet előjelére vonatkozó axiómája ugyanis így hangzik : „Az abszolút hőmérséklet előjele minden hőállapotban ugyanaz." Tehát a termodinamikai folyamatok leírásánál a hőmérséklet előjelét szabadon választhatjuk meg. Természetesen első elhatározásunkhoz azután következetesen ragaszkodnunk kell.

Negatív hőmérsékleteknél a termodinamika első és harmadik főtétele nem változik meg. Ezért nem érhető el a —0 K sem. A második főtételt jelentő Clausius—Afanassjewa-tételek azonban módosulnak. Új alakjuk a következő :

1. Melegebb testről hidegebb testre hő csak akkor mehet át, ha egyidejűleg a rendszeren munkát végzünk. (Melegebben a nagyobb energiatartalmú testet értjük. Láthatjuk, hogy itt általánosítunk. A közönséges esetekben, amikor a hőmérséklet és az energia együtt változnak, fel sem merül a kérdés, hogy vajon a magasabb hőmérsékletű vagy a nagyobb belső energiájú test melegebb-e?)

2. Hidegebb testről melegebbre hő csak akkor mehet át, ha egyidejűleg a rendszer munkát végez.

3. Egy rendszeren munkát csak úgy végezhetünk, ha egyidejűleg egy melegebb testről egy hidegebbre hő megy át.

4. Egy rendszer csak akkor végezhet munkát, ha ugyanakkor egy hidegebb testről egy melegebbre hő megy át.

Ezek a tételek eléggé furcsán hangzanak. Mindenesetre előre vetik annak az árnyékát, hogy a negatív hőmérsékletek világa kissé fordított világ.

Egy kényes kérdésről kell még beszélnünk, amely felett az előbb elsiklottunk. Ez a kérdés a különböző előjelű hőmérsékleti állapotok közötti átmenet kérdése. Itt úgy tűnik mintha ellentmondásba kerülnénk az előjel-axiómával. Az ellentmondás azonban könnyen feloldható. Az átmenet pillanatában ugyanis sohasem teljesül a negatív hőmérséklet létezésének első feltétele. Az átmenet annyira „felkavarja" a rendszert, hogy ekkor a termodinamikai egyensúly teljesen lehetetlen, a rendszernek egyáltalán nincs hőmérséklete. Ez megmagyarázza azt a tényt is, hogy negatív hőmérsékletű rendszereken a Carnot-féle körfolyamat éppúgy elvégezhető, mint pozitív hőmérsékletűeken, ámde különböző előjelű hőmérsékleti állapotok között nem lehetséges Carnot-ciklus.

Gyakorlati megvalósítás

Sok atommagnak mágneses momentuma van. Ezek az atommagok elemi mágnesekként viselkednek. Az ilyen atommagok — elemi mágnesek — rendszere negatív hőmérsékleti állapotba kerülhet. Bizonyos kristályokba — a kísérletek során litiumfluorid (LiF) kristályokat használtak — ágyazott elemi magmágnesek ugyanis kielégítik a negatív hőmérsékletek létrejöttének feltételeit.

A mágneses momentumok egymással kölcsönhatásban állnak. Ez lehetővé teszi a termodinamikai egyensúly kialakulását. Az úgynevezett spin-spin relaxációs idő, durván szólva a kölcsönhatás ideje, mintegy 10^{-5} sec. A termodinamikai egyensúly kialakulásához szükséges idő körülbelül 10^{-1} sec. Ezzel szemben a kristály relaxációs ideje, vagyis az az idő, amely alatt a kristály a mágnesek rendszerétől számottevő energiát szív el, 5 perc körül mozog. Ez viszonylag nagyon hosszú idő. Így az első és a harmadik feltétel teljesül. De teljesül a második kikötés is. Az egyes elemi mágnesek mágneses momentumai és egy külső mágneses tér kölcsönhatási energiája nem lehet egy véges értéknél nagyobb.

A negatív hőmérséklet előállítása elvileg ugyanúgy történik, mint azt az apró mágnesek modelljénél már láttuk. Az energia betáplálása egy nagyon érdekes ötlet segítségével végezhető el. A kristályt alacsony hőmérsékleten erős külső mágneses térbe (kb. 6—7000 gauss) helyezik. Ekkor a magmágnesek beállnak a tér irányába. Ezután a teret hirtelen megfordítják, úgyhogy a mágnesek most már szembe kerülnek a térrel, és így a rendszer hőmérséklete ismert módon negatív lesz. Természetesen ennek az elvi kísérletnek gyakorlati keresztülvitele sok nehézségbe ütközött. Ezek közül a legnagyobbat az erős külső mágneses tér nagy tehetetlensége jelentette : a tér megfordítása nagyon hosszú ideig tartott. A kérdést az úgynevezett magindukció jelenségének felhasználásával és óriási elektronikus apparátus alkalmazásával oldották végül meg. Purcell amerikai fizikus a negatív abszolút hőmérséklet előállításáért Nobel-díjat kapott.

Felmerül még egy probléma. Az elemi mágnesek rendszerének hőmérséklete más, mint a kristály hőmérséklete, hiszen az pozitív. A két rendszer azonban a térnek ugyanabban a tartományában van. Lehetséges egy helyen két különböző hőmérséklet? Igen, lehetséges. Ilyen jelenségekről már régóta tudunk. A gázkisülésnél például más az elektronok, az ionok és a töltetlen molekulák rendszerének hőmérséklete, jóllehet a háromféle részecske ugyanabban a térrészben helyezkedik el. Ezt szemléletesen úgy kell elképzelnünk, hogy egy edény hőmérséklete más lehet, mint a benne levő folyadéké. A gázkisülésnél az elektronok játsszák

a „folyadék" szerepét, az iónok és a molekulák az „edényét". A mágnesek rendszerénél a mágnesek alkotják a „folyadékot" és a kristály az „edény".

A negatív hőmérsékletek világa: fordított világ, ahol különös dolgok történnek. Jól tudjuk, hogy az elektromos ellenállás általában függ a hőmérséklettől. Ez azt eredményezi, hogy negatív hőmérsékleteken egy ellenállásrendszer erősítőként működik. Negatív hőmérsékleteken az adiabatikus demagnetizáció folyamata nem hűt, hanem fűt. A ferromágneses jelenségek még érdekesebben változnak meg. A negatív Curie-pont számértéke megegyezik a pozitívval, de itt a melegebb testek válnak ferromágnesessé. Sőt, nem is ferromágnesessé, mert azok az anyagok, amelyek pozitív hőmérsékleteken ferromágnesesek, negatív hőmérsékleteken antiferromágnesessé válnak, a pozitív hőmérsékleten antiferromágnesesek pedig ferromágnesessé.

Ilyen érdekességekkel szolgál a negatív abszolút hőmérsékletek birodalma. De azt soha sem szabad elfelejtenünk, hogy mit jelent a negatív abszolút hőmérséklet. Nem az abszolút zérus fok túlhaladását jelenti, hanem a hőmérséklet fogalmának kiterjesztését a jelenségeknek egy új területére. Az abszolút zérus fok elérését továbbra is lehetetlennek tekintjük, a negatív hőmérsékletekről viszont tudjuk, hogy bizonyos rendszerek különleges állapotait jellemzik.

A negatív abszolút hőmérsékletek jelenségköre inkább csak különlegesség, jelentősége korántsem akkora, mint a termodinamika más, jól ismert területeié. De mindemellett rendkívül érdekes jelenségkör, mint a fizikának minden újonnan feltárt területe. Nem tudhatjuk, egyszer nem válik-e nagyjelentőségűvé.

IRODALOM

1. *P. Grassmann*, Physikalische Blätter *13*, 391 (1957)
2. *N. F. Ramsey*, Physical Review, *103*, 20 (1956)
3. *E. M. Purcell* & *R. V. Pound*, Physical Review *81*, 279 (1951)

Jeszenszky Ferenc

Eötvös Loránd Tudományegyetem
Elméleti Fizikai Intézete

A magreakciók elmélete I.

A XIX. század kutatásai oda vezettek, hogy a fizikusok az atomot tekintették az anyag legkisebb építőkövének. Azt gondolták, hogy az atom oszthatatlan egész. A XX. századi kutatások eredményei azonban gyökeresen megváltoztatták ezt a régi elképzelést. Először is kiderült, főleg Rutherford α-szórás kísérletei révén, hogy az atom két részből áll: egy pozitív töltésű, nagy sűrűségű atommagból és egy körülötte elhelyezkedő negatív töltésű elektronfelhőből, vagy ahogy mondani szokás: elektronburokból. Hamarosan nyilvánvalóvá vált az is, hogy ez a pozitív atommag sem egy oszthatatlan egész: egy adott atommag átalakulhat valamilyen más atommaggá, miközben részecskéket vagy γ-sugárzást bocsát ki vagy nyel el. Az atommag átalakulása történhet önmagától (rádioaktív atommagok α-, β- vagy γ-sugárzást kibocsátva más magokká alakulnak át) vagy mesterséges módon. Az ilyen mesterséges atommag-átalakulásokkor lejátszódó folyamatokat nevezzük magreakcióknak. Egy magreakció a következő módon megy végbe: Meghatározott energiájú részecskékkel (neutron, proton, α-rész) vagy γ-sugárral bombázunk egy atommagot. Az atommag a bombázó részecske hatására valamilyen más maggá alakul át, miközben egy vagy több különböző részecskét vagy γ-sugárzást bocsát ki.

Atommagot mesterségesen először Rutherford alakított át 1919-ben. Nagy energiájú α-részekkel bombázott nitrogént. A nitrogén az α-részek hatására oxigénné alakult át, miközben protont bocsátott ki. Lényegileg tehát a következő folyamat zajlott le:

$$^{14}_{7}\mathrm{N} + \alpha \rightarrow {}^{17}_{8}\mathrm{O} + p.$$

Természetesen, ha az atommagok egymásba ilyen módon átalakulhatnak, akkor nem lehetnek az anyag legkisebb oszthatatlan részei, további alkotó részekből kell hogy álljanak. A 20-as évek végén és a 30-as évek folyamán a kutatók figyelme elsősorban az atommag felé fordult. Azt vizsgálták, milyen részekből állnak az atommagok. Ennek megismeréséhez jelentős lépés volt 1932-ben a neutron felfedezése. A neutront Chadwick fedezte fel. Be^9-t bombázott α-részekkel. A Be^9 C^{12}-vé alakult át, miközben egy semleges, a protonnal közel azonos tömegű részecskét bocsátott ki. Ezt a részecskét nevezték el neutronnak. Hamarosan megállapították, hogy az újonnan felfedezett részecske az atommag egy nélkülözhetetlen alkotórésze: az atommagok ugyanis neutronokból és protonokból állanak.

A neutron felfedezése után a mesterséges magátalakításokra vonatkozó kísérleti kutatás, valamint a magreakciók elmélete hatalmas fejlődésnek indult. Vizsgáljuk meg először, hogy mit mutattak a kísérletek, azután pedig, hogy milyen módon próbálták a kísérletek eredményeit elméletileg megmagyarázni.

Mesterséges magátalakítási kísérletek és a „rezonancia" jelenség

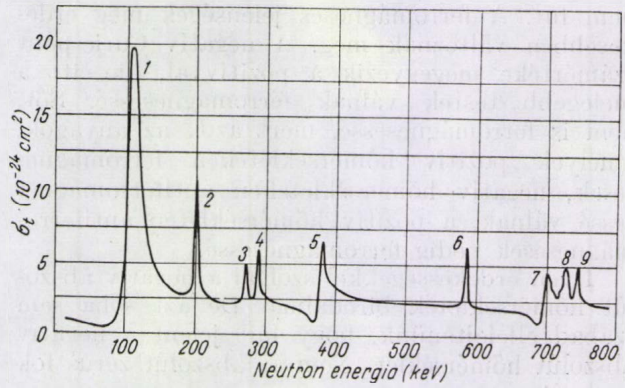
Mint már említettük, az első mesterséges magátalakítást Rutherford végezte el 1919-ben, olyan módon, hogy nitrogént bombázott α-részekkel. Rutherford nyomán azután más elemeket is bombáztak α-részekkel és megnézték, hogy a bombázás után milyen mag keletkezik, milyen a kijövő részecske és mekkora a folyamat hatáskeresztmetszete. A neutron felfedezéséig azonban volt egy nagy probléma. A magokat csak töltött részecskékkel tudták bombázni, márpedig azokat taszította a mag Coulomb-tere. Mivel akkoriban még nem tudtak nagyon nagy energiájú részeket előállítani, elég kicsi volt annak a valószínűsége, hogy a bombázó részecske kölcsönhatásba lép a maggal. A neutron felfedezése után azonban egy csapásra megoldódott ez a probléma. A neutron ugyanis semleges részecske és így, ha az atommagot neutronokkal bombázzuk, nem lép fel a Coulomb-taszítás. Ettől kezdve a mesterséges magátalakítási kísérleteknél bombázó részecskeként elsősorban neutront használtak.

Neutronokkal az első pontosabb méréseket Fermi és munkatársai [1] végezték 1934—35-ben. Különböző atommagokat meghatározott energiájú neutronokkal bombáztak és az így kiváltott folyamatokat vizsgálták. Eredményül a következőket kapták: a beeső neutronok bizonyos valószínűséggel rugalmasan szóródnak az atommagon, bizonyos valószínűséggel pedig behatolnak abba, a mag befogja őket. A befogás után egy kis idő múlva a mag elbomlik, miközben vagy részecskéket, vagy γ-sugárzást bocsát ki (1938-ban felfedezték, hogy egyes nehéz magok még hasadás révén is bomolhatnak). A magreakció teljes határkeresztmetszetét tehát két részre bonthatjuk: a rugalmas szórás hatáskeresztmetszetére és a reakció hatáskeresztmetszetére. Reakciónak tekintünk minden olyan folyamatot, amelyik nem rugalmas szórás. A teljes hatáskeresztmetszet tehát:

$$\sigma_t = \sigma_{sz} + \sigma_r ,$$

ahol σ_{sz} a rugalmas szórás, σ_r a reakció hatáskeresztmetszete.

Fermi-ék a rugalmas szórás, valamint a reakció hatáskeresztmetszetét mérték, miközben a bemenő neutron energiáját változtatták. Az eredmény igen meglepő volt. Rendkívül kis beesési energiák esetén a hatáskeresztmetszetek $1/v$-vel arányosan változtak (v itt a beeső neutron sebessége). Ha azonban tovább növelték a beeső neutron energiáját, a hatáskeresztmetszetek nem követték tovább az $1/v$ törvényt, hanem igen szabálytalanul változtak. Egyes beesési energiáknál rendkívül nagy értéket vettek fel, másutt viszont igen kicsinynak adódtak. Ha a hatáskeresztmetszeteket felrajzolták a beesési energia függvényében, olyan görbéket kaptak, melyeknek néhány 10—100 elektronvolt szélességű és rendkívül magas csúcsai voltak. (A csúcs szélessége alatt azt a távolságot értjük, amely alatt a függvény a maximális csúcsérték felére csökken le.) A kísérletek szerint ezek a csúcsok igen sűrűn helyezkednek el egy bizonyos beesési energia



1. ábra. Teljes neutron hatáskeresztmetszet ($\sigma_t = \sigma_r = \sigma_{sz}$) kénre; a méréseket Adair, illetve Peterson végezték

tartományig, nagyobb energiáknál azonban (E > néhány MeV) már nem lépnek fel, a görbék ott már az energia sima függvényei. A rugalmas szórás és a reakció-hatáskeresztmetszet ugyanazon beesési energiáknál veszi fel maximális értékét. A jelenséget „rezonancia" jelenségnek nevezték el. Az 1. és 2. ábrán két ilyen rezonancia-szerkezetet láthatunk. A rezonancia-szerkezet felléptének oka nyilván valamilyen kvantummechanikai effektus, vagyis a neutron hullámtermészetével van összefüggésben.

A hatáskeresztmetszetek meghatározása

Mielőtt rátérünk arra, hogy a fenti jelenségeket milyen módon próbálták megmagyarázni, vizsgáljuk meg előbb, hogy általában hogyan határozhatjuk meg kvantummechanikailag a rugalmas szórás, valamint a reakció hatáskeresztmetszetét. A probléma tehát a következő: Adva van egy beeső részecskehullám és egy szóró centrum (a mag). A részecske hullám részben szóródik e szóró centrumon (rugalmas szórás), részben abszorbeálódik (reakció).* Meg akarjuk határozni a rugalmas szórás, illetve reakció hatáskeresztmetszetét. Mielőtt a probléma matematikai tárgyalására térnénk, fel szeretnénk hívni a figyelmet arra, hogy a jelenség nagyon hasonlít a fény anyagon való szóródásához, illetve elnyelődéséhez. A beeső fényhullám, ha anyaghoz ér,

* A kilépő részecskék lehetnek neutronok, protonok, deuteronok, α-részek stb. Mivel Fermi-ék kis energiájú neutronokkal bombázták a magokat, energetikai okok miatt csak neutronok léphettek ki. Töltött részek ugyanis a Coulomb-gát miatt csak nagyobb energiánál fordulnak elő nagy valószínűséggel. Erről a későbbiekben még részletesebben szó lesz.

* A beeső részecskehullám szempontjából a reakció abszorpciónak felel meg, ugyanis reakció esetén részecske nyelődik el a magban.

azon részben visszaverődik (tükrözés), részben pedig elnyelődik benne (abszorpció). A különbség csak az, hogy itt nem fényhullámok, hanem anyaghullámok (részecskehullám) szóródását vizsgáljuk.

Ezek után térjünk rá a probléma matematikai tárgyalására. Mi is a hatáskeresztmetszet definíciója? Egy folyamat hatáskeresztmetszetét megkapjuk, ha az egységnyi idő alatt lezajlott egy magra eső adott típusú események számát elosztjuk az egységnyi idő alatt egységnyi területre beeső részek számával. Ha tehát meg akarjuk határozni a rugalmas szórás, illetve az abszorpció hatáskeresztmetszetét, meg kell határozni az egységnyi idő alatt szóródott, illetve abszorbeálódott részek számát, illetve az egységnyi idő alatt egységnyi területre beeső részek számát. Ehhez ismerni kell a beeső, illetve a szórt hullám hullámfüggvényét.

A beeső, illetve a szórt hullámfüggvényt úgy kapjuk meg, ha megoldjuk a megfelelő Schrödinger-egyenletet. Egyszerűség kedvéért tegyük fel, hogy a mag tere egy négyszögpotenciállal írható le, vagyis

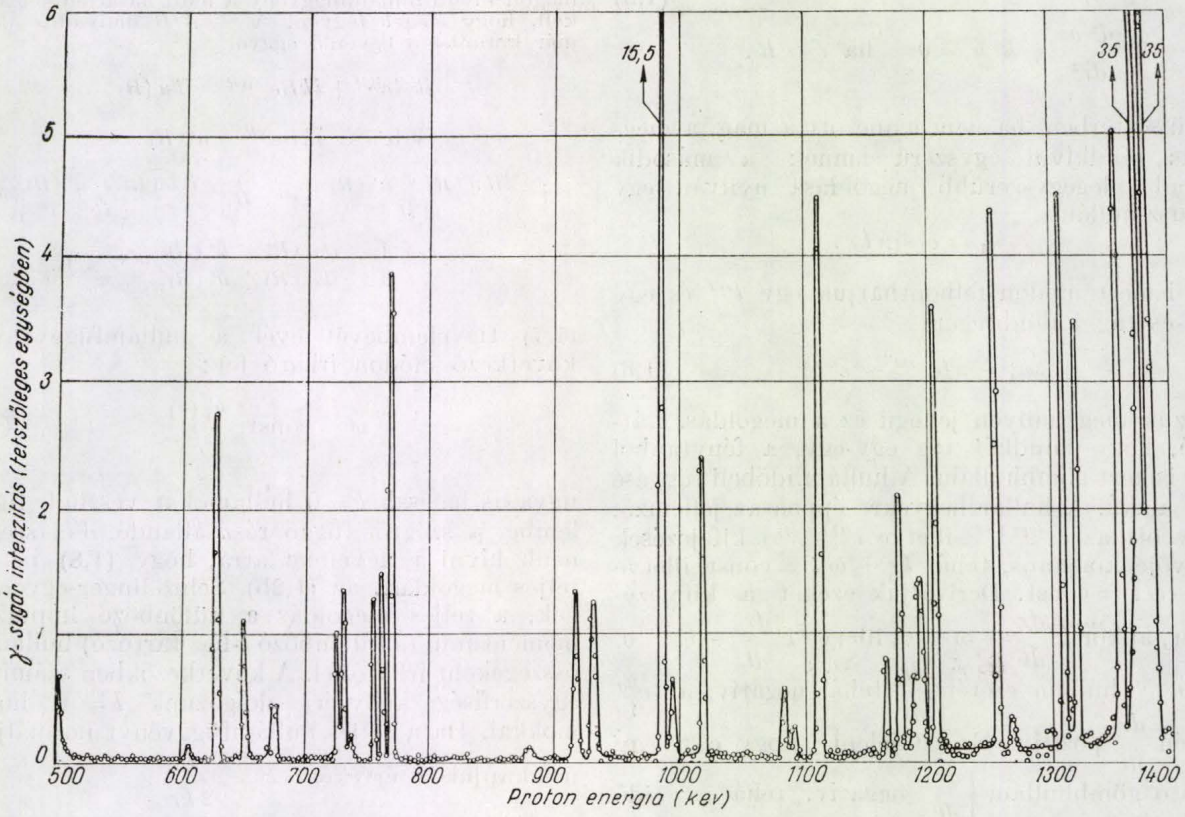
$$V(r) = -V_0 \text{ ha } r < R,$$
$$V(r) = 0 \qquad \text{ha } r > R, \tag{1,1}$$

és a beeső részek legyenek neutronok, tehát a mag Coulomb-terét figyelmen kívül hagyhatjuk.

A megoldandó Schrödinger-egyenlet ekkor

$$\frac{\hbar^2}{2M} \Delta\psi + (E + V_0)\psi = 0 \text{ ha } r < R,$$
$$\frac{\hbar^2}{2M} \Delta\psi + E\psi = 0 \qquad \text{ha } r > R. \tag{1,2}$$

E itt a beeső neutron energiája, M a redukált tömeg, $\hbar$ a Planck-állandó. A hullámfüggvényt



2. ábra. A (p, γ) reakció hatáskeresztmetszete, alumínium céltárgy esetén, a beeső proton energiája függvényében (Broström mérése)

ismeretes módon egy radiális és egy szögtől függő rész szorzatára bonthatjuk fel. Legyen a radiális rész $R(r) = \frac{u(r)}{r}$, akkor a radiális egyenlet:

$$\frac{d^2u}{dr^2} + \frac{2M}{\hbar^2}(E + V_0)u - \frac{l(l+1)}{r^2}u = 0$$
$$\text{ha } r < R, \tag{1,3}$$
$$\frac{d^2u}{dr^2} + \frac{2M}{\hbar^2}Eu - \frac{l(l+1)}{r^2}u = 0 \quad \text{ha } r > R.$$

l a beeső részecske impulzusmomentuma. További egyszerűsítés végett tegyük még fel, hogy $l = 0$, vagyis hogy a neutron hullámok s-hullámok. Kis energiáknál ha $E < 5$—10 MeV, ez a közelítés

elég jogos. Vezessük be továbbá a következő jelöléseket

$$\frac{2M}{\hbar^2}(E + V_0) = K^2.$$

$$\frac{2M}{\hbar^2} E = k^2. \tag{1,4}$$

A megoldandó Schrödinger-egyenlet ekkor:

$$\frac{d^2u}{dr^2} + K^2 u = 0 \quad \text{ha } r < R,$$

$$\frac{d^2u}{dr^2} + k^2 u = 0 \quad \text{ha } r > R. \tag{1,5}$$

A külső térben, ha nem lenne ott a mag, a megoldás rendkívül egyszerű lenne: a második egyenlet legegyszerűbb megoldása nyilván egy szinusz-hullám

$$u_1 = c' \sin kr.$$

Ezt ismert módon felbonthatjuk egy e^{ikr} és egy e^{-ikr}-es tag különbségére

$$u_1 = c\,(e^{-ikr} - e^{ikr}). \tag{1,6}$$

Nézzük meg, milyen jellegű ez a megoldás. Látható, hogy mindkét tag egy-egy, a fénytanból már ismert gömbhullám. A hullám időbeli függése $e^{-i\omega t}$ alakú. A hullámhegyekre éppen az jellemző, hogy ott az $e^{-i(kr+\omega t)}$ illetve $e^{i(kr+\omega t)}$ kifejezések kitevője konstans, tehát $kr + \omega t = \text{const}$ illetve $kr - \omega t = \text{const}$. Deriváljuk ezeket a kifejezéseket, akkor $k\frac{dr}{dt} + \omega = 0$, illetve $k\frac{dr}{dt} - \omega = 0$. Az e^{-ikr} hullám esetén $\frac{dr}{dt}$ tehát negatív, az e^{ikr} esetén $\frac{dr}{dt}$ pozitív. Ez azt jelenti, hogy e^{-ikr} egy befutó gömbhullám $\left(\frac{dr}{dt}\right.$ negatív, tehát az idő növekedésével r csökken, vagyis a hullám a középpont felé tart) e^{ikr} pedig kifutó.

Kérdés, milyen módon változik meg ez a hullám, ha figyelembe vesszük azt is, hogy az origóban a neutron kölcsönhatásba lép a maggal? Mivel a neutron-hullámra csak az origó környezetében hat a mag, a befutó hullámok nem változnak, mert azok még nem érezték a mag hatását. Nem mondhatjuk el azonban ugyanezt a kifutó hullámokról: az origóban történő kölcsönhatás után a kifutó hullám megváltozik valamilyen módon. Ha tehát figyelembe vesszük a kölcsönhatást, a magon kívül a neutronhullám alakja:

$$u_1' = c\,(e^{-ikr} - \eta\, e^{ikr}). \tag{1,7}$$

Itt η a kifutó hullám megváltozásának mértéke, vagyis a magon belüli hullámfüggvénytől függ.

A fent elmondott kvalitatív elgondolásokat könnyű matematikailag is igazolni. A Schrödinger egyenlet általános megoldása:

$$u_1 = Ae^{ikr} + Be^{-ikr} \quad \text{ha } r > R,$$

$$u_2 = u(r) \quad \text{ha } r < R,$$

ahol $u(R)$ a magon belüli hullám függvény. Természetesen a hullámfüggvény folytonos kell hogy legyen a mag felületén, úgyszintén a deriváltja is. Ez azt jelenti, hogy

$$Ae^{ikR} + Be^{-ikR} = u(R),$$

$$ikAe^{ikR} - ikBe^{-ikR} = \left[\frac{du}{dr}\right]_{r=R}.$$

A és B természetesen két tetszőleges állandó, amely csak a határfeltételektől függ. Ha nem lenne a mag, a kifutó hullám ugyanolyan lenne, mint a befutó, vagyis $A = -B$ lenne. A mag jelenléte miatt azonban a magon kívüli hullámfüggvény a fenti határfeltételeknek kell, hogy eleget tegyen. A $-A/B$ hányados akkor már korántsem egyenlő eggyel.

$$ikAe^{ikR} + ikBe^{-ikR} = iku(R),$$

$$ikAe^{ikR} - ikBe^{ikR} = u'(R).$$

$$A = \frac{iku(R) - u'(R)}{2ik} e^{-ikR}, \quad B = \frac{iku(R) + u'(R)}{2ik} e^{ikR},$$

$$\eta = -\frac{A}{B} = \frac{iku(R) - u'(R)}{iku(R) + u'(R)} e^{2ikR} \neq 1.$$

(1,7) figyelembevételével a hullámfüggvény a következő módon írható fel:

$$\psi = \text{const.}\frac{u_1'(r)}{r}, \tag{1,8}$$

ugyanis ha csak $l = 0$ hullámokat veszünk figyelembe, a szögtől függő rész állandó. Fel szeretnénk hívni a figyelmet arra, hogy (1,8) nem a teljes megoldása az (1,2b) Schrödinger-egyenletnek, a teljes megoldás a különböző impulzusmementumú (a különböző l-hez tartozó) hullámok összegeként írható fel. A következőkben számítási egyszerűség kedvéért dolgozunk $l = 0$ hullámokkal. Ha a teljes hullámfüggvényt normáljuk, megkapjuk c értékét: $c = \frac{i}{2kr}$.

Nézzük meg, az ilyen módon meghatározott hullámfüggvény milyen részekre bontható fel. A térben eredetileg csak a bombázó neutronhullám és a mag volt. Ha a mag és a neutronhullám kölcsönhatásba lép, a neutronhullám szóródik a magon, tehát megjelenik a szórt hullám is. A teljes hullámfüggvény ezen két hullám összege:

$$\psi = \psi_{\text{beeső}} + \psi_{\text{szórt}}.$$

Innen a szórt hullám hullámfüggvénye:

$$\psi_{sz} = \psi - \psi_{\text{beeső}} = \frac{i}{2kr}(e^{-ikr} - \eta\, e^{ikr}) -$$

$$- \frac{i}{2kr}(e^{-ikr} - e^{ikr}) = \frac{i}{2kr}(1 - \eta)\, e^{ikr}. \tag{1,9}$$

A szórt hullámfüggvény segítségével már meghatározhatjuk a rugalmas szórás hatáskeresztmetszetét. Ez az 1 másodperc alatt szórt részek száma, osztva az egy másodperc alatt 1 cm²-re, beeső részek számával.

A szórt részek számának meghatározásához vegyük körül a magot egy r_0 sugarú gömbbel és keressük az ezen egy másodperc alatt áthaladó szórt részek számát. Egy cm² területen $\psi^*_{sz}\,\psi_{sz}$ szórt részecske tartózkodik ($\varrho_{sz} = \psi^*_{sz}\,\psi_{sz}$ a szórt részecskék sűrűsége), melyeknek sebessége $v = \frac{\hbar k}{m}$. Akkor a teljes felületen egy másodperc alatt szóródott részek száma:

$$N_{sz} = \int \psi^*_{sz}\,\psi_{sz}\,v\,r_0^2\,d\Omega = \int \frac{v}{4k^2}\,|1-\eta|^2\,d\Omega =$$

$$= \frac{v\pi}{k^2}\,|1-\eta|^2. \qquad (1{,}10)$$

Hátra van még a bombázó részek számának meghatározása. Ehhez egyszerűség végett induljunk ki az eredeti (1,2b) Schrödinger-egyenletből

$$\Delta\psi + k^2\psi = 0 \qquad (1{,}11)$$

Az eredeti beeső hullám hullámfüggvénye ennek az egyenletnek a megoldása. Mivel a hullámfüggvényeknek nem kell határfeltételeket kielégíteni, a megoldás egyszerűen egy sík hullám:

$$\psi^{\text{beeső}} = e^{ikz} \qquad (1{,}12)$$

((1,12) megegyezik (1,6)-tal, ha (1,3) megoldásánál a magasabb impulzusmomentumú hullámokat is figyelembe vennénk.) Az egy cm² felületre egy sec. alatt beeső részek száma tehát

$$N^{\text{beeső}} = \frac{\int \psi^*_{\text{beeső}}\,\psi_{\text{beeső}}\,v\cdot r_0\,d\Omega}{4\pi r_0^2} = v. \qquad (1{,}13)$$

(1,10) és (1,13) figyelembevételével a rugalmas szórás hatáskeresztmetszete:

$$\sigma_e = \frac{\pi}{k^2}\,|1-\eta|^2 = \pi\lambda^2\,|1-\eta|^2. \qquad (1{,}14)$$

Hasonló módon határozhatjuk meg a reakció hatáskeresztmetszetét is, csak ott a szórt részek helyett az abszorbeált részek számára van szükség. A ψ hullámfüggvény befutó és kifutó tagból áll. Ha meghatározzuk a befutó és kifutó részek számának a különbségét, megkapjuk az abszorbeált részek számát. Az abszorbeált részek száma

$$N_a = \int [\psi^*_{be}\,\psi_{be}\cdot v - \psi^*_{ki}\,\psi_{ki}\,\vartheta]\,r_0^2\,d\Omega\,, \qquad (1{,}15)$$

ahol

$$\psi = \psi_{be} + \psi_{ki} = \frac{i}{2kr}\,e^{-ikr} - \frac{i}{2kr}\,\eta\,e^{ikr}.$$

$$N_a = \pi\lambda^2\,v\,(1-|\eta|^2),$$

$$\sigma_r = \frac{N_a}{N} = \pi\lambda^2\,(1-|\eta^2|). \qquad (1{,}16)$$

Összefoglalva tehát a hatáskeresztmetszetekre a következő kifejezések adódnak:

$$\sigma_{sz} = \pi\lambda^2\,|1-\eta|^2,$$

$$\sigma_r = \pi\lambda^2\,(1-|\eta|^2), \qquad (1{,}17)$$

$$\sigma_t = \sigma_r + \sigma_{sz} = 2\pi\lambda^2\,(1-Re\,\eta).$$

λ a beeső neutron hullámhossza, $Re\,\eta$ η reális részét jelenti. A fentiekből látható, hogy $|\eta| \leq 1$, ugyanis σ_r nem lehet negatív. Ez könnyen belátható, ha meggondoljuk, mi volt η jelentése: η a kijövő hullám megváltozását jellemzi. A kijövő hullámnak változhat a fázisa (ha csak az változik, $|\eta| = 1$) és az amplitudója. Az amplitudója azonban nem nőhet, csak csökkenhet. (Nem jöhet ki nagyobb valószínűséggel a részecske, mint ahogy bement.)

A hatáskeresztmetszet meghatározásához a fentiek szerint η-t kell ismernünk, η viszont a hullámfüggvény magon belüli alakjától függ. A magon belüli viszonyokról nem tudunk semmi határozottat. A különböző próbálkozások lényege éppen az, hogy feltételeznek valamit arra vonatkozóan, hogy milyen a magon belül a tér és hogyan viselkedik a mag belsejében a neutron, ebből kiszámolják η-t és így megkapják a hatáskeresztmetszeteket. Az így kapott elméleti értékeket azután összehasonlítják a tapasztalattal.

A régi optikai modell

Az első komolyabb kísérlet, amely magyarázni próbálta a magreakció-kísérletek főbb jellemvonásait, Bethetől származik, aki 1935-ben felállította az ún. régi optikai-modellt [2]. Bethe elgondolása a következő volt: az egyes nukleonok az atomburok elektronjai mintájára első közelítésben a többitől majdnem függetlenül mozognak az atommagban egy, az összes nukleon hatására kialakult átlagos potenciálvölgyben. A beeső neutronhullám tehát egy ideig közel individuálisan mozog a magban; majd egy idő múlva kilép abból. Természetesen a kilépő és a bemenő hullám között fáziseltolódás lehetséges, azonban az amplitudójuk abszolút értéke megegyezik, ami azt jelenti, hogy $|\eta| = 1$. Rögtön látható tehát, hogy a régi optikai-modell szerint nulladik közelítésben nincs abszorpció [$\sigma_r = \pi\lambda^2\,(1-\eta^2) = 0$], a teljes hullám teljes egészében kilép a magból. Fénytanban ennek az felel meg, hogy a beeső fényhullám visszaverődik és elhajlik az útjába tett tárgyon, de nem nyelődik el benne (ideálisan tükröző test). Határozzuk meg a rugalmas szórás hatáskeresztmetszetét.

A magon belül a tér egy átlagos $-V_0$ potenciál segítségével írható le, tehát a Schrödinger egyenlet

$$\frac{d^2u}{dr^2} + K^2u = 0,$$

ahol $K^2 = \frac{2M}{\hbar^2}(E+V_0)$. A fenti feltevések mellett ennek a megoldása:

$$u = A\,(e^{ikr} + e^{-ikr}).$$

A magon kívüli hullámfüggvényhez illesztve ezt (a mag felületén fellépő határfeltételeket kell kielégíteni: ui. a hullámfüggvény és deriváltja folytonos kell hogy legyen a magfelületen) meg-

kapjuk η értékét és innen a rugalmas szórás hatáskeresztmetszetét

$$\sigma_{sz} = 4\pi R^2 \frac{\left(\frac{\operatorname{ctg} KR}{RK} + 1\right)^2}{1 + \frac{k^2}{K^2} \operatorname{ctg}^2 KR}.$$

Mivel számításainkban a beeső neutron energiája kicsi, $E \ll V_0$, így $k \ll K$. Ha tehát $\operatorname{ctg} KR \gtrsim 1$, $\sigma_e = 4\pi R^2$, vagyis megegyezik a geometriai hatáskeresztmetszettel. Ha azonban $\operatorname{ctg} KR \gg KR$

$$\sigma_e \simeq \frac{4\pi}{k^2} = 4\pi\lambda^2 \gg 4\pi R^2.$$

Látható tehát, hogy a rugalmas szórási hatáskeresztmetszet nem sima függvénye az energiának: ha $KR \sim n\pi$, úgy rendkívül nagy értéket vehet fel, egyébként azonban csak $4\pi R^2$ nagyságrendjébe esik. A hatáskeresztmetszet tehát csakugyan rezonancia szerkezetű. A rezonancia adott (K, R), vagyis adott (A, E) tömegszám-energia értékek mellett következik be.

Nézzük meg, mi az oka annak, hogy Bethe a régi optikai-modell alapján számolva rezonancia-szerkezetű szórási hatáskeresztmetszetet kapott. A neutronhullám általában csak behatol a magba, egyszer-kétszer ide-oda verődik ott, majd kilép a magból. Előfordul azonban, hogy egyes neutronenergiák esetén a nautron nem halad át a magon, hanem hosszú ideig ide-oda rezeg benne. A neutron akkor tartózkodhat sokáig a magban és akkor verődik vissza nagy valószínűséggel a mag felületéről, ha a hullámfüggvényének éppen maximuma van a mag felületén. Azoknál az energia-tömegszám értékeknél van tehát maximuma a hatáskeresztmetszetnek, ahol cos $KR \sim 1$, tehát $KR \sim n\pi$. Ezek a rezonanciaenergiák. Ezeknél az energiáknál azt mondjuk, hogy a magnak egy ilyen energiájú virtuális nivója van.

Mivel $|\eta| = 1$, az optikai-modell szerint nulladik közelítésban nincs reakció. Bethe azonban azt tételezte fel, hogy előfordulhat, hogy van a magban betöltetlen kötött neutron állapot. Ekkor a bejövő neutron leeshet erre az állapotra, vagyis befogódhat a magba. A folyamat hatáskeresztmetszetét perturbációszámítással határozta meg. A reakcióhatáskeresztmetszet szintén rezonancia jellegűnek mutatkozott. A rezonanciaenergiák megegyeztek a szóráshatáskeresztmetszet rezonanciaenergiáival, maximumai azonban kisebbek az utóbbi maximumainál.

Optikai modellel számolva tehát tényleg kapunk rezonanciákat. Hamarosan kiderült azonban, hogy az elméleti és kísérleti adatok között három lényeges pontban eltérés van.

a) A maximumok szélessége a tapasztalat szerint néhány 10 ev, míg az elmélet szerint ~ 1 MeV.

b) Tapasztalat szerint nehéz magoknál előfordul, hogy maximumok esetén a reakcióhatáskeresztmetszet a szóráshatáskeresztmetszet néhány ezerszerese, az elmélet szerint viszont legfeljebb a fele lehet.

c) Sokkal több rezonanciát kaptak, mint ahogy az elmélet alapján várni lehetne.

Az eltérések arra mutatnak, hogy a régi optikai modellel nem lehet magyarázni a rezonancia-szerkezetet. Valamilyen más elmélet szükséges tehát. Általában a magmodelleknél kétféle közelítést alkalmazunk. Az egyik szerint a mag alkotórészei között olyan gyenge a kölcsönhatás, hogy a részecskék egymástól közel függetlenül mozoghatnak a mag átlagos terében, míg a másik közelítés szerint annyira erős a mag nukleonjai között a kölcsönhatás, hogy a nukleonok teljesen elveszítik individualitásukat a magban. A régi optikai-modell nem vezetett sikerhez, ami azt bizonyította, hogy a mag nukleonjai között a kölcsönhatás erősebb, mint ahogy a Bethe-modell feltételezi. Ezek a meggondolások vezették Bohrt arra, hogy 1936-ban felállítsa az erős kölcsönhatást feltételező közbenső-mag-modelljét.

Németh Judit
Központi Fizikai Kutató Intézet

(Folytatása következik)

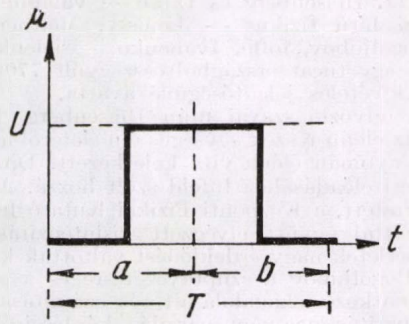
IRODALOM

J. M. Blatt – V. F. Weisskopf: Theoretical Nuclear Physics, New York, 1952.
F. M. Medina – A. Sussmann: Fortschr. der Physik 4, 297, 1956.
F. L. Friedmann – V. F. Weisskopf: The Compound Nucleus (Niels Bohr and the development of Physics, London, 1955).
1. Amaldi, O. D. Agostini, F. Fermi, B. Pontecorvo, F. Rasetti és E. Segré: Proc. Roy. Soc.London/ *A 146* 483 (1934). A *149* 522 (1935)
2. H. A. Bethe: Phys. Rev, *47*, 747, 1935.

Építési anyagok nedvességtartalmának meghatározása fotonszámlálóval. Építkezési anyagok nedvességtartalmának meghatározása gyorsan történhet úgy, hogy megmérik a γ-sugárzás intenzitásának csökkenését az anyagon való áthaladáskor. A módszer alapját az a feltevés képezi, hogy a nedves anyag által okozott intenzitáscsökkenés a víz és a száraz anyag által okozott abszorpció összege. A nedvesség meghatározása a következő egyszerű képlet segítségével történik: $\log \frac{I_1}{I_0} - \log \frac{I_2}{I_0} = \mu d$, ahol I_0 a fotonszámláló által percenként jelzett impulzusok száma próbatest nélkül, I_1 az impulzusok száma száraz próbatest esetén, I_2 az impulzusok száma nedves próbatest esetén, μ a víz abszorpciós együtthatója, d pedig a vízréteg vastagsága. Beton esetén pl. a nedvességtartalomra ezzel a módszerrel nyert értékek 2%-os pontossággal egyeznek a más módon nyert értékekkel. (Atomnaja Énergija II/5, 476, 1957.) *Sz. J.*

Négyszögjel-generátor alkalmazása kondenzátor tekercs-áramkör ki- és bekapcsolásánál fellépő jelenségek demonstrálására

A Fizikai Szemle egy-egy számában [1, 2] cikket közölt a négyszögjel-generátor demonstrációs alkalmazására, illetve elektromágnes nyitási és zárási áramerősségének mérésére. E két probléma összevetése arra késztetett, hogy jelen cikk keretében ismertessem a tanszékünkön néhány év óta alkalmazott, a címben kitűzött feladatot megoldó módszert.



1. ábra

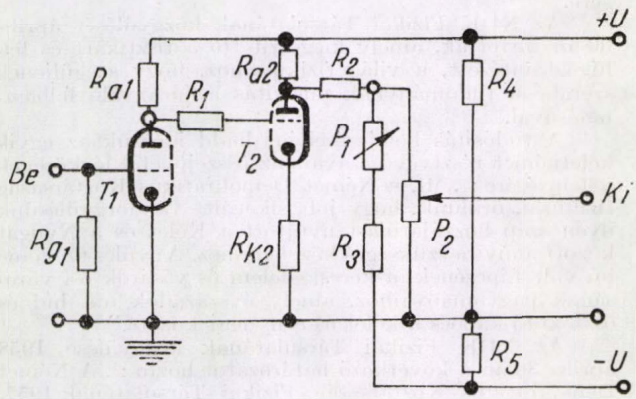
RC-tag egyenáramkörben való bekapcsolásakor

$$i = I_0 e^{\frac{-t}{\tau}}, \qquad u_c = U\left(1 - e^{\frac{-t}{\tau}}\right)$$

kikapcsoláskor

$$i = -I_0 e^{\frac{-t}{\tau}}, \qquad u_c = U e^{\frac{-t}{\tau}}$$

összefüggések írják le a C tag áramerősségének és feszültségének változását ($\tau = RC$, U az áramforrás feszültsége).



2. ábra

RL-tag esetében az összefüggések a következők: bekapcsoláskor

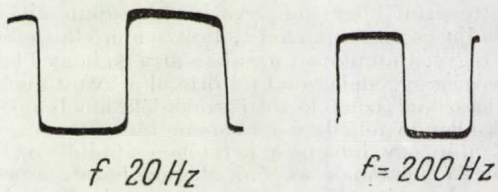
$$i = I_0\left(1 - e^{\frac{-t}{\tau}}\right), \qquad u_L = U e^{\frac{-t}{\tau}},$$

kikapcsoláskor

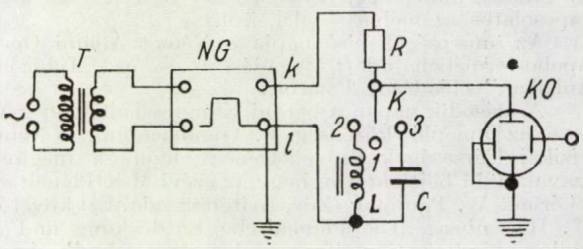
$$i = I_0 e^{\frac{-t}{\tau}}, \qquad u_L = -U e^{\frac{-t}{\tau}} \qquad \left(\text{ahol } \tau = \frac{L}{R}\right).$$

A fenti 8 egyenlettel leírt változásokat bemutathatjuk oszcillográf segítségével is. Jól megfigyelhető kép eléréséhez periódikusan ismétlődő be- és kikapcsolás szükséges. A mechanikai vagy elektromechanikai megoldásnál előnyösebb elektronikus négyszögjel-generátor alkalmazása.

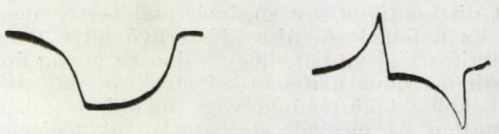
Négyszögjel-generátor készítése nem nehéz [1]; elektroncső hiányában ködfénylámpából is készíthetjük [3]. Az általam készített határolásos elvű típus kapcsolási rajza a 2. ábrán látható. Ezen megoldás előnyei a következők: kis bemenőfeszültséget (4—20 V) igényel, ipari frekvencián is kielégítően dolgozik (betáplálásához elegendő egy csengőtranszformátor), a kimenő feszültségegyenkomponense szabályozható (P_1-el), 0, 2 V-nál kisebb jelek esetében erősítőként alkalmazható a 0—5000 Hz frekvenciaintervallumban. A kimenő jel alakja a 3. ábrán látható.



3. ábra



4. ábra



5. ábra

A csengőtranszformátor (T) a négyszögjelgenerátor (NG) bemenetére kapcsolva, annak kimenő jelét a 4. ábrán vázolt körre juttatjuk. A vizsgálandó feszültséget az oszcillográf (KO) függőlegesen eltérítő lemezpárjához vezetjük. A K kapcsoló *1.* helyzetében a négyszögjel, *2.* és *3.* helyzetében a tekercsen, illetve a kondenzátoron fellépő feszültség görbéje jelenik meg az ernyőn (5. ábra). A k és l huzalokat felcserélve az áramerősségnek megfelelő görbéket kapjuk.

Megjegyzendő, hogy szigorúan véve a lejátszódó folyamatok nem exponenciális jellegűek [4].

Bódi Sándor
Bolyai Tudományegyetem Kolozsvár,
Elektromosságtan-Optika Tanszék

IRODALOM

1. *Huszka, E.* : Fizikai Szemle, V, 4 (1955) 114—116. o.
2. *Csekő, Á.* : Fizikai Szemle, VII, 1 (1957) 29. o.
3. *Sőreg, I.* : Rádiótechnika, V, 6 (1955) 137—138. oi
4. *Hippauf, E., Stein, R.* : Phys. Zeitschrift 39 (1) (1938) 91—98. o.

A KÜLFÖLD HÍREI

A Német Tudományos Akadémia, a Német Fizikai Társaságok Szövetsége és az NDK-beli Fizikai Társulat 1958 április 24-25-én együtt ünnepelte Max Planck születésének 100. évfordulóját.

A megnyitó ünnepséget az Unter den Linden-en lévő Német Állami Operában tarották. Az 1400 férőhelyes Opera a világ minden részéből összegyűlt érdeklődőknek mintegy felét tudta csak befogadni. Az elnöki asztal helyet mellett foglalt Lise Meitner, Otto Hahn és Max von Laue. Fejük felett a Planck-féle sugárzási törvény képlete emlékeztetett Planck nagy tudományos teljesítményére. Az ünnepséget M. Volmer, az akadémia elnöke nyitotta meg, majd H. Frühauf alelnök méltatta Plancknak, mint a Porosz Akadémia titkárának 1912 és 1938 között kifejtett működését. Max von Laue ünnepi beszédében kiemelte: Planckot igazságszeretete kényszerítette arra, hogy konzervatív, klasszikus álláspontját feladja és az atomizmust, Boltzmann elméletét magáévá tegye. Rámutatott azonban arra is, hogy Planckot élete végéig aggodalommal töltötte el a kvantumelmélet és a klasszikus fizika közötti szakadék, amely épen a $\hbar$ Planck-állandó felfedezése nyomán támadt.

Ezután egy ünnepség keretében átadták az NDK Fizikai Társulatának az ún. Magnus-házat, amelyben száz évvel ezelőtt Gustav Magnus az első „Fizikai Intézetet" berendezte. Itt helyezték el Max Plancknak a Szovjetunióból most visszahozott magánkönyvtárát. Az átadási ünnepségen Lise Meitner beszélt Planck-kal kapcsolatos személyes emlékeiről.

Az ünnepségek első napja a Német Állami Opera Apollo-termében adott fogadással és az „Iphigénia Aulisban" előadásával zárult.

A második napon a berlini Kongresshalle-ban gyűlt össze az ünneplő közönség. F. Trendelenburg, a Német Fizikai Társaságok Szövetségének elnöke a megnyitó szavak után bejelentette, hogy az ezévi Max Planck emlékérmet W. Paulinak (Zürich) ítélték oda. Ezt követően W. Heisenberg „Die Planck'sche Entdeckung und die philosophischen Grundfragen der Atomlehre" címmel tartott előadást. Rámutatott arra, hogy Planck felfedezése megmutatta: az atomok körében korábban megismert diszkontinuitás a sugárzás esetében is megtalálható. Ez a felfedezés újra időszerűvé tette Platon és Deimokritos régi vitáját, hogy vajon az anyag építőkövei szimmetrikus matematikai struktura következményének kell-e tekintenünk, vagy inkább végső, adott, oszthatatlan és megváltoztathatatlan alkotóelemeknek. Heisenberg előadásában foglalkozott a természet három, természetes mértékegységnek tekinthető alapvető állandójával: ezek közül az első Planck $\hbar$ hatásállandója, a második a c fénysebesség, amelynek jelentőségét Einstein relativitáselmélete fedte fel előttünk, a harmadik pedig a hosszúság l természetes egysége. Heisenberg szerint az elméleti fizika célja, hogy olyan egyenletet állítson fel, amely a természetes egységeken kívül más állandókat nem tartalmaz, s amely az anyag állapotegyenletének szerepét tölti be. Ezután Heisenberg ilyenirányú vizsgálatairól számolt be.

G. Hertz Planck kvantumelméletének kísérleti fizikai vonatkozású jelentőségéről beszélt. Rámutatott arra, hogy a Planck-törvény lehetőséget adott a k Boltzmann-állandó és ezen keresztül a Loschmidt-szám pontos meghatározására, majd a Planck kvantumelméletének diadalútját jelző Franck-Hertz-kísérletet, a Bohr-féle atommodellt és a Compton- effektust említette meg. Végül W. Westphal Planck emberi nagyságát méltatta.

Az ünnepi ülést Mozart c-moll adagio és fuga c. műve vezette be, befejezésül pedig Bach III. brandenburgi versenyműve hangzott el, amelyet Planck mindenek felett kedvelt.

A Kongresshalle éttermében tartott estebéden résztvett a Planck-család összes élő tagja és az ünnepi ülések számos nagytekintélyű fizikus résztvevője; ezzel zárult a II. világháború óta megrendezett legnagyobb tudományos összejövetel, a nyugat- és keletnémet fizikusok közös Planck-ünnepsége.

*

Az NDK Fizikai Társulata 1958 április 26 és 30 között rendezte meg évi vándorgyülését a lipcsei Karl Marx egyetemen. Az összejövetelt 4 Nobel-díjas — Laue, Hertz, Heisenberg és Dirac — valamint számos nemzetközi hírű fizikus — Jánossy, Meitner, Infeld, Vigier, Bogoljubov, Joffe, Ivanenko — jelenléte és a több mint egy tucat országból összegyűlt 770-nál több résztvevő kivételes jelentőségűvé avatta.

Hertz üdvözlő szavai után Heisenberg, Ivanenko és Vigier az elemi részek egységes elméletéről adott elő; előadásuk nyomán élénk vita keletkezett. Dirac gravitációelméleti előadásához Infeld szólt hozzá. A Jánossy által ismertetett, a Központi Fizikai Kutató Intézetben Náray Zsolttal együtt elvégzett kisintenzitású *inter*ferenciakísérletek nagy érdeklődést váltottak ki Heisenbergben. Bogoljubov a szupravezetésre és a szuperfluditásra vonatkozó elgondolásait és számításait ismertette. A paritás-meg-nem-maradás kérdéseiről Kockel számolt be. — A további — számszerint mintegy 60 — előadás legtöbbször 3 párhuzamos szekcióban *ha*ngzott el a következő tárgykörökből: ion- és neutron*spekt*roszkópia, izotópok szétválasztása és alkalma*z*ása, reaktortechnika, ködkamrák és számlálócsövek, ferritek, magindukció, félvezetők, röntgen — *mikr*oszkópia, kristályszerkezet, elemi részecskék és térelmélet, kölcsönhatások, elektromos és hővezető képesség, Faraday-effektus. Az előadások kivonata a Physikalische Verhandlungen hasábjain fog megjelenni.

A résztvevőket az NDK magkutatási hivatala meghívta a Drezda melletti Rossendorfba a Szovjetunióból importált 2000 kW-os kutatási reaktor és a majdnem működésre kész 25 MeV-os ciklotron megtekintésére.

Az NDK Fizikai Társulatának közgyűlését április 30-án tartották, amely kiegészítette a tisztikart és felhívást intézett, a világ fizikusaihoz, hogy següljenek szembe a tudománynak pusztítás céljára való felhasználásával.

A tudósítás befejezéseként hadd idézzük az egyik keletnémet résztvevő szavait az összejövetel légkörének jellemzésére: „Mi, a Német Demokratikus Köztársaság fizikusai, örülünk, hogy jól sikerült vándorgyülésünk ilyen szép hozzájárulást nyújtott a Kelet és a Nyugat között annyira szükséges közeledéshez. A gyűlés szelleme hű volt Lipcsének, a kereskedelem és vásárok ősi városának hagyományaihoz, amely évszázadok óta híd és összekötő kapocs a kelet és a nyugat között."

Az NDK Fizikai Társulatának közgyülése 1958 április 30-án a következő határozatot hozta: „A Német Demokratikus Köztársaság Fizikai Társulatának 1957. évi közgyűlése elhatározta, hogy felszólítja minden ország fizikusát, bírják rá kormányukat az atomfegyverkísérletek beszüntetésére. E határozattal az NDK fizikusai beálltak annak az egész világot átfogó mozgalomnak a sorába, amelynek célja az atomenergia kizárólag békés célokra való felhasználásának biztosítása és tiltakozás a tömegpusztításra való alkalmazása ellen.

Megelégedettséggel állapítjuk meg a mai napon, hogy azóta a Szovjetunió a magfegyver-kísérletek egyoldalú beszüntetésével megtette az első lépést. Ismételten felhívjuk kartársainkat a többi országokban is: tegyenek meg mindent annak érdekében, hogy kormányuk kövesse a Szovjetunió példáját.

Ezenkívül elkerülhetetlen szükségességnek tartjuk a középeurópai atomfegyvermentes övezet megteremtését, amely az első lépés lenne az európai béke biztosítása felé."

Az UNESCO statisztikája szerint a főiskolák műszaki fakultásainak hallgatói között a Szovjetunióban 32%, az Egyesült Államokban pedig 1% a nő. A Szovjetunióban jelenleg 480 000 mérnöknő dolgozik. A technikai szakemberek 53%-a nő. (Phys. Bl.)

*

Lewis Strauss admirális, az amerikai atomenergiabizottság elnöke közölte, hogy az USA-ban 1954 óta folyik a munka magenergiával hajtott világűr-rakéta kidolgozása céljából. Egyes szakemberek véleménye szerint a rakéta két-három éven belül elindulhat útjára. — Egy televíziós nyilatkozatban Strauss kijelentette, hoy a magenergiával hajtott rakéták élettartama, hosszabb az eddig felhasznált „hagyományos" rakétákénál, ezenkívül nagyobb hasznos terhet tudnak magukkal vinni. Strauss lehetségesnek tartja, hogy a Szovjetunió az Egyesült Államok előtt jár az atommagrakéták terén. (UPI)

*

Az USA-beli Montefiore-kórház orvosai megállapították, hogy a perorálisan (pl. táplálékkal) szervezetünkbe került stroncium 20%-át nyeli el a vér, a szövetek, a csontok. Ennek fele azoban csak átmenetileg abszorbeálódik, így négy-öt nap múltán az eredetileg felvett stronciumnak csupán 10%-a található meg a szervezetben. — Az említett orvoscsoport kutatásainak további fontos eredménye, hogy a testünkből rövid időn belül kiváló stroncium mennyisége kalciumglukonát és ammoniumklorid alkalmazásával jelentősen megnövelhető. (New-York Times)

*

1953 és 1956 között 60 000 főiskolai képesítésű szakember vándorolt be az USA-ba. Ebből 1956-ra 20 000 esik. A bevándoroltak 43%-a Európából érkezett, a második helyen álló „szállító" Kanada 27%-kal. Németországból 7000 szakember érkezett ezen időszakban az Egyesült Államokba. Ezek legnagyobb része természettudományi és műszaki szakember. Angliában különösen nagy aggodalommal szemlélik a szakemberek áramlását az USA felé. (Phys. Bl.)

A FŐVÁROSI PEDAGÓGIAI SZEMINÁRIUM

A Fővárosi Pedagógiai Szeminárium fizika-tanszékének munkája az általános és középiskolai fizika tanárok munkájának minden területén segítséget kíván nyújtani. Megszervezi a tanárok továbbképzésének különböző formáit, segíti a tanárok szakmai látókörének szélesülését, ismereteiket elmélyíti, ezáltal segíti a fizika-tanítás színvonalának emelését.

A továbbképzés egyik legszervezettebb formája a szeminárium, mely eddig csak általános iskolai vonalon működött, a folyó iskolai évben már indul a középiskolai tanárok szemináriuma is. Egy szemináriumi csoport létszáma 20—25 fő. A mult évben két csoportot vezettünk. A résztvevők nagyobbrészt a még kevés tanítási tapasztalattal rendelkező, fiatal tanárok soráből kerültek ki, sok közülük ebben az iskolaévben kezdett tanítani, de nem egy idősebb tanár is kérte felvételét és igen nagy érdeklődéssel vett részt a munkában.

A szemináriumi hallgatók hetenként egyszer az iskolai munka alól teljes felmentést kaptak, ennek ellenében hetenként 5 órát a szemináriumban töltöttek. A foglalkozások tartalma: kitűnő tanár vezetésével meghallgattak egy VII. és egy VIII. osztályos tanítási órát, ezután a látott órák módszertani elemzése következett, a még hátra lévő két órában a hallgatók a következő héten esedékes kötelező kísérletek összeállítását és levezetését gyakorolták. A kísérletekhez természetesen megkapták a módszertani utasításokat is arra vonatkozólag, hogy miképpen illesszék be a kísérleteket eredményesen a tanítas menetébe. Havonta egyszer a hallgatók pedagógiai, vagy világnézeti előadást hallgattak, hogy e téren is kellő segítségben részesüljenek. Ez előadások alkalmával a bemutató tanítás elmaradt.

Az évi munka eredményesen zárult. Sokan a hallgatók közül azt kérik, hogy jövőre újra felvételt nyerjenek a szemináriumba. Ennek a kívánságnak nem lehet eleget tenni, mert a pedagógiai szeminárium a tanárok minél szélesebb rétegeinek kíván segítséget nyújtani.

Hasonló struktúrájú a középiskolai tanárok szemináriuma is.

Azok számára, akik nem a szemináriumok szervezett továbbképzésében vettek részt, nyitva álltak a legváltozatosabb formájú szabad foglalkozások. Ezek között első helyen áll a szabadegyetem. A szabadegyetem a fizika valamely fejezetéből választja előadásainak anyagát, az előadók az illető tudományág legkiválóbb képviselői. Az idei szabadegyetemi előadások mechanikai problémákkal foglalkoztak, az előadók Muttnyánszki Ádám professzor és tanszékének dolgozói voltak. Havonként egyszer, az évben összesn 8 alkalommal voltak szabadegyetemi előadás.

Az elhangzott előadások:

1. Sztatikai problémák (egyensúly-feltételek), erőátadás különböző esetei. A sztatikai feladatok megoldásának módszerei. Sztatikailag határozott, vagy határozatlan szerkezetek.
2. Mechanikai (sztatikai) feladatmegoldások.
3. Erőfogalom. Dinamikai és sztatikai erőfelfogás. Egyenesvonalú gyorsuló renszerek, tehetetlenségi erők. Erőjáték. Forgórendszerek. Centrifugális és Korjolis erők.
4. Feladatmegoldás: ugyanazon feladatok megoldása inercia és gyorsuló rendszerben.
5. Forgatónyomaték, szögsebesség, mint vektor, Impulzus-nyomaték, forgó test energiája, precessziós mozgások, Foucault inga. Pörgettyű.
6. Feladatmegoldások a forgómozgások köréből.
7. Súrlódás.
8. Egyszerű gépek mérnöki szemmel.

A téma-választást az indokolta, hogy a mechanika a középiskolai tanítási anyag egyik legnehezebb fejezete. Különösen a tehetetlenségi erők tanításával kapcsolatban igen sok a tisztázatlan kérdés.

A kitűnő szabadegyetemi előadások teljes mértékben megfeleltek a várakozásnak: részben elvi alapon, részben konkrét feladatokon mutatták meg párhuzamosan a problémák tárgyalását inercia-, illetve gyorsuló rendszerben. A példákat a mérnöki gyakorlat területéről választották, így a középiskolai tanárok szemléletét a gyakorlati élet feladataira irányítva, segítséget adtak arra nézve, hogy a tanárok munkája a politechnikai oktatásban valóság-tartalmú legyen. Különös szépségük volt az előadásoknak, hogy nehézkes és nehezen kísérhető számítások helyett általában elegáns szerkesztéssel oldották meg a feladatokat. Az előadások magas színvonala mellett is olyan anyagot kaptak a hallgatók és olyan módszereket láttak, hogy saját tanításukat a hallottak szerint formálhatják és emelhetik az eddiginél lényegesen magasabb szintre.

A szabadegyetem hallgatói részvételre önként jelentkeztek, létszámuk mintegy 120 fő volt.

Az ezévi szabadegyetemi előadások az elektronika területéről lesznek.

Havonta egyszer az Eötvös Loránd Fizikai Társulattal közösen a tanárok továbbképzését szolgáló előadást szervezünk. Ezekben az előadásokban a modern fizikai kutatások eredményei kerülnek ismertetésre.

Ugyancsak havonta egyszer film-délutánokat tartottunk. Ezeken bemutattuk és ismertettük a soron következő tanítási anyag szemléltetésére alkalmas oktatófilmeket. A filmeknek rendesen nem egy részlete bővebb magyarázatra szorul. Ezeket a részleteket a bemutatást megelőző előadás megvilágította. Módszertani szempontból is fontos volt útmutatást adni arra nézve, hogy a film egészben vagy a film egyes részletei hogyan illeszthetők be a tanítási órákba.

A filmoktatás elméleti és gyakorlati kérdéseinek irányítására egyébként az intézetnek külön előadója van.

Ezen előadásokon kívül évente legfeljebb még csak egy vagy két előadás, vagy ankét szerepelt az évi munkatervben, mert kerülni akartuk a túlterhelést.

Igen lényeges munkatervi feladata a tanszéknek a tanárok kísérletező készségének fejlesztése. Havonta egyszer általános és egyszer középiskolai kísérletező délutánt tartottunk. Ezeken a résztvevők elsősorban a kötelező kísérletek összeállítását és levezetését gyakorolták, de szerepeltek továbbképző jellegű kísérletek is.

Az idén a középiskolai foglalkozásokon előtérbe kerül a gyakorlati órák anyaga. A tanárok arra kapnak majd mintát, hogyan vezessék a tanulók kísérletezését a gyakorlati órákon.

Általában nagy érdeklődés mutatkozott a bemutató tanítások iránt. Ilyeneket is havonta szerveztünk mind az általános, mind a középiskolai tanárok számára. A bemutatókat természetesen a kiváló tanárok tartották. Az órákat megbeszélés követte. A hallgatók száma rendesen 20—25 fő körül mozgott.

Ugyancsak kedvelt továbbképzési forma a kirándulás. Kirándulásokra is havonta került sor. Céljuk a tanárok szakmai műveltségének szélesítése és a politechnikai szemlélet gazdagítása. A kirándulások nem voltak ötletszerűek, hanem lehetőleg kapcsolatban álltak az előadások anyagával. Néhányat említek közülük: Központi Fizikai Kutató Intézet, Hunnia Filmgyár, Dokumentum Filmgyár, Magyar Optikai Művek, Uránia csillagvizsgáló, (optikai eszközök készítése), Ferihegyi repülőtér, Onkológiai intézet.

Érdemes megemlíteni, hogy az Uránia csillagvizsgálóban egy alkalommal a tanárok kézimikroszkópot készítettek. Ezen a foglalkozáson 98 tanár vett részt.

A tanszék eddig évente két politechnikai tanfolyamot vezetett, ez évben a tanfolyamok száma háromra nőtt. A tanfolyamok időtartama két hét. Kettő közülük a téli szünetre esett, egy a tanítást megelőző, kora őszi időre.

Témájuk: 1. erősáramú elektrotechnika,
2. belső égésű motorok,
3. fa és fémtechnika.

Mindhárom tanfolyamon az elméleti előadások mellett túlsúlyban vannak a műhelyfoglalkozások; ezeken a tanárok az illető terület gépi berendezésének kezelésében elemi ismereteket és némi jártasságot szereznek.

Mind az általános, mind a középiskolai szakfelügyelők havonta egy napot a tanszéken töltenek, hozzák a közvetlen iskolai tapasztalatokat és igényeket, hogy a továbbképzés programjaiban ezekre támaszkodni lehessen.

A tanszék dolgozói számára a továbbképzés szakmai vonalon az egyetemmel való szoros kapcsolatot jelenti. Ez évben résztvettünk Baitner Géza és Vermes Miklós tanárok módszertani előadásain, hoy azon módszereket, melyeket az egyetem a tanárjelöltek képzésében alkalmaz, átültethessük a mi foglalkozásainkba is.

A tanszék dolgozói tagjai az Iskolai Szemléltető Eszközök Intézete specifikációs bizottságának, hogy a gyártásra kerülő kísérleti eszközök kiválasztásában is segítséget tudjanak nyújtani.

E rövid áttekintés képet akart adni arról a sokoldalú munkáról, amellyel a Fővárosi Pedagógiai Szeminárium fizika-tanszéke a fizika tanításának színvonalát emelni törekszik.

G. H

KÖNYVSZEMLE

DR BOZÓKY LÁSZLÓ: VÉDEKEZÉS ATOMMAGSUGÁRZÁS ELLEN

(*Műszaki Kiadó*, 1958.)

1958. év február hónapjában a Műszaki Könyvkiadó kiadásában jelent meg dr. Bozóky László: „Védekezés atommagsugárzások ellen" című könyve. Hazánkban egyre szélesebb területen alkalmazzák a radioaktív izotópokat, ennek ellenére még elég kevés magyar nyelvű szakkönyv van, amely ezel a témakörrel foglalkozik. Bozóky László könyve, amely a sugárvédelem átfogó ismertetését adja, jelentős mértékben gazdagította szakirodalmunkat. A könyv az atommagsugárzásokkal kapcsolatos általános tudnivalókkal, és ezek mérésére szolgáló műszerekkel foglalkozik, ismerteti a védekezés módszereit, a sugárvédelmi előírásokat.

A könyv tíz fejezetre tagozódik. Az I. fejezet általános áttekintést ad a magfizika alapismereteiről. Tárgyalja az atommagok kötési energiáit, a természetes és mesterséges magátalakulásokat.

A II. fejezet az atommagsugárzások és anyag kölcsönhatása. Itt megtaláljuk az anyag és az alfa, beta, gamma és neutronsugárzások kölcsönhatási formáit, a szóródási és abszorpciós jelenségeket.

A III. fejezet az atommagsugárzások biológiai hatása. A fontosabb sugárbiológiai alapfogalmak után a szerző ismerteti az egyes szervek sugárzás hatására történő megbetegedéseit és azok tüneteit.

A IV. fejezet tárgyalja a dózis fogalmát és egységeit, valamint az *r* egység abszolút mérését. Ehhez kapcsolódik az V. fejezet, amely külső és belső besugárzásoknál megengedhető maximális dózisszinteket közli, valamint táblázatba foglalja a gyakrabban használt radióizotópok megengedhető koncentrációit vízben és levegőben, inkorporáció esetére az egész testben maximálisan megengedhető mennyiségeket, mely szervben halmozódnak fe és mennyi az effektív felezési idejük.

A VI. fejezet címe: Az atommagsugárzások mérése. A sugárdetektorok rövid áttekintése után részletesen ismerteti a sugárvédelmi mérőeszközöket, ezen belül a dózisteljesítménymérőket, szennyezettségvizsgálókat, valamint folyadékok és levegő aktivitásának mérésére szolgáló berendezéseket.

A VII. és VIII. fejezet, amelyek a külső és belső besugárzások elleni védekezés módjait tárgyalják, a könyv legrészletesebben megírt fejezetei. A külső sugárzások elleni védelem általános elveinek ismertetése után külön-külön foglalkozik a nehéz töltött részecskék, a beta, gamma és neutron sugárzások elleni védekezés módszereivel. Megtaláljuk a védőpajzsok méretezési eljárásait a hasznos és káros, valamint a szórt sugárzások ellen, és a zárt sugárforrásokra vonatkozó védelmi előírásokat.

A VIII. fejezetben a szerző a laboratórium beosztásával és építészeti követelményeivel, majd a belső berendezéssel és felszereléssel foglalkozik. A nyitott radioaktív készítmények kezelésére vonatkozó sugárvédelmi előírásokban a védőruházattól kezdve a légelszívásón keresztül laboratóriumi műveletek minden egyes fázisára igen részletes előírásokat ad. A fertőtlenítő eljárásoknál a laboratóriumban található acél, ólom, alumínim és egyéb anyagból készült tárgyak, valamint a bőr felületének tisztítási, dekontaminálási módszereit tárgyalja. Külön foglalkozik a radioizotópokat használó kórházi osztályokkal és azok sugárvédelmi előírásaival.

A IX. és X. fejezet a radioaktív hulladékok kezeléséről és a radioaktív anyagok szállításáról szól.

Bozóky László könyve fontos és nélkülözhetetlen útmutatásokat nyújt az ipar és tudományos élet minden területén a radioizotópokkal foglalkozó kutatóknak és a beosztott személyzetnek egyaránt. Világos és szép ábrái,

valamint a gyakorlatban előforduló számításoknál kiválóan alkalmazható diagramjai a könyv értékét nagymértékben emelik. *B. E.*

H. ZEMANEK: INFORMÁCIÓELMÉLET II.

(Műszaki Kiadó 1958)

Az utóbbi években hazánkban is lényegesen megélénkült az érdeklődés az információelmélet kérdései iránt. Az Akadémia keretében tudományos kutatócsoport foglalkozik kibernetikai kérdésekkel, az információelmélet hazai alkalmazási lehetőségeinek vizsgálatával. Kalmár László, a szegedi tudományegyetem matematika professzora nyilvánosság előtt ismertette az első magyar matematikai logikai gépet. Nemrégen pedig megjelent Tarján Rezső: Gondolkodó gépek c. könyve, amelyet e számban ismertetünk.

A megnövekedett érdeklődés és a fokozottabb igények kielégítését szolgálja Zemanek: Információelmélet című könyve is, amelynek második kötete 1957 decemberében látott napvilágot. Az első kötet az információelmélet alapvető elvi kérdéseit tárgyalta (Fizikai Szemle 1, 1957.), a második kötet az információelmélet tudományos és gazdasági alkalmazásainak lehetőségeivel foglalkozik. Az alkalmazási lehetőségek nagy száma miatt a szerző természetesen nem törekedhetett teljességre. Viszont ügyesen választotta ki a fontosabb és az általános érdeklődésre számottartó alkalmazási lehetőségeket. A könyv egyes részei rendkívül érdekesek és szinte kivétel nélkül érthetők azok számára is, akik nem foglalkoztak az információelmélettel. A könyvnek egyetlen fogyatékossága, hogy néhány kérdés tárgyalása lakonikus rövidségű. Vonatkozik az főleg a második fejezetre. (Ez valószínűleg azzal magyarázható, hogy a könyv a bécsi Radiotechnik c. folyóiratban megjelent cikksorozat fordítása, a folyóirat megszabta korlátok miatt nem volt lehetőség az érintett kérdések részleteseb kifejtésére.)

Ettől eltekintve a könyv érdekes és tanulságos olvasmány, tartalma rendkívül változatos. Ennek illusztrálására elég az egyes fejezetcímeket felsorolni: Elektronikus számológépek alkalmazása a gazdasági életben. Az információelméletben használt új fogalmak számszerű értékei. A gondolkodó gépek és a társadalom. Automatikus autóvezetés. A fordítógép. Az automatizálás. Kapcsolás-algebra. *Sz. J.*

TARJÁN REZSŐ: GONDOLKODÓ GÉPEK

(Bibliotheca, 1958)

A kibernetika és információelmélet 20 éves fejlődése során bámulatos eredményeket ért el és illő volt már, hogy ezekről az eredményekről magyar szerző tollából is értesüljön a magyar közönség.

Tarján Rezső könyve a nagyközönségnek szóló népszerűsítő munka és ennek a feladatnak kitűnően meg is felel. Célja, helyesen megválasztott, módszere jól átgondolt, mondanivalója jól felépített. Tárgyát igyekszik kimeríteni. Könyve elején történelmi bevezetést, végén perspektivát ad. Közben világosan megmagyarázza az elveket és megoldásokat, tárgyilagosan és megfelelő részletességgel ismerteti az elért eredményeket. Az előbbit kellő pedagógiai érzékkel, ügyes példákkal, mindig induktív módszerrel hajtja végre, az utóbbit tudományos ökonomiával, de mégis a leíró jellegnek megfelelő szinte csevegő stílusban teszi.

Nem teljes mértékben értünk egyet a minden matematika nélkül, tehát sokszor kerülő úton és így nehézkesebben megoldott magyarázatokkal. Ilyen pl. a X. fejezet, ahol a programozásról van szó. Viszont nagyon szépnek tartjuk a hasonló módszerrel végigvitt számrendszer tárgyalást a VI. fejezetben. A szerzőnek az egységes stílus és tárgyalásmenet szempontjából igaza van, de többet nyújtott volna a műszakilag műveltebb elvasórétegnek, ha néhol szakított volna a teljes leegyszerűsítés követelményével.

Két dolgot szeretnénk kiemelni, amely a könyv olvasása során mély benyomást keltett bennünk. Minden szakember kicsit rabja a saját szakmájának és ezért nem mindig kapunk világos képet egy ismertető műből a tárgy objektív szerepéről és fontosságáról. A könyv szerzője, úgy érezzük, mentes ettől a ballaszttól és a könyv második felében, különösen a XI. és XII. fejezetben objektív világossággal rajzolja meg a gondolkodó gépek szerepét a jelenben és közeljövőben. A másik megjegyzésünk és egyben elismerésünk a szerző szilárd erkölcsi álláspontjának szól, amely a gondolkodó gépekkel kapcsolatos fantsztikus-kabalisztikus találgatásokkal szemben való állásfoglalását jellemzi. Nem a gép gondolkozik, hanem az ember, aki a gépet tervezte.

A könyvet a magyar fizikusoknak is figyelmébe ajánljuk. *T. T.*

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

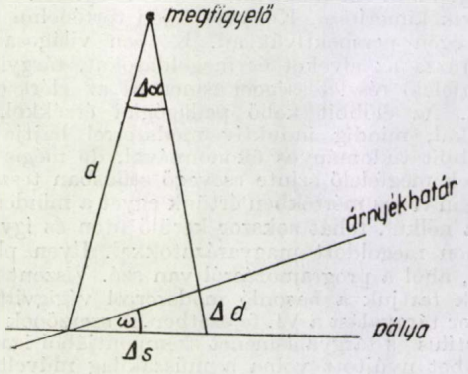
Vizuális megfigyelési módszer egy szputnyik helyzetének egyszerű meghatározására. Egy mesterséges hold pályája életének végső szakaszában értékes felvilágosítást nyujthat a 150—200 km közötti légkör sűrűség- és nyomásviszonyairól. A pályaszámítás ekkor már szinte kizárólag azokon a vizuális rutinmegfigyeléseken alapszik, melyeket a távcsöves holdkövető állomások hajtanak végre. Egy-egy ilyen megfigyelés azonban — többnyire meridiánátvonulás formájában — csak a hold pillanatnyi *látszólagos* pozícióját adja meg, s több állomás egyidejű jelentése szükséges ahhoz, hogy a *valódi* térbeli pályát — a magasságadatokkal együtt — kiszámíthassuk. Amikor a hold már rohamosan fékeződni kezd, mind pontatlanabbak lesznek az előrejelzések is és ennek következtében egyre csökkenni fog a sikeresen végrehajtott megfigyelések száma. Ebben az időszakban tehát a pályaszámítást végző központoknak már néhány megbízható adat is jelentős segítséget nyújthat.

A *Nature* 1958 január 25-i száma olyan módszert ismertet, mely — bizonyos átalakításokkal — alkalmas arra, hogy egyetlen vizuális megfigyelésből az egész pályát meghatározzuk. A Warner and Swasey obszervatórium (Cleveland, Ohio) 1957 december 15-én fényképen rögzítette azt a pillanatot, amikor a második szputnyik (1957 β) kilépett a Föld árnyékából. Ismerve az árnyékkúp térbeli helyzetét, a feltűnés helyének irányából kiszámították a hold pillanatnyi derékszögű koordinátáit, s ezzel magasságát is a Föld felszíne fölött.

Hasonló eljárás alkalmazható, de lényegesen kedvezőbb észlelési viszonyok között, ha nem a feltűnést, hanem az árnyékba lépést kívánjuk megfigyelni. Ez történhet egyszerűen olymódon, hogy koordináta beosztással ellátott, könnyen forgatható távcsővel követjük a holdat az eltűnés pillanatáig. A vizuális módszer előnye a fotografikussal szemben, hogy akkor is alkalmazható, amikor a valódi pálya a számítottól erősen eltér. Az MTA Csillagvizsgáló Intézetében a 111-es holdkövető állomás rendes munkája mellett, március elején felkészült az ilyen „holdfogyatkozások" megfigyelésére is. Egy 15 cm-es asztrográfra vezető távcsőként a Szovjetuniótól kapott nagy látómezejű AT-I távcsövek egyikét szereltük. A távirati előrejelzések alapján várható volt, hogy március 18-án vagy 19-én az árnyékbalépés látóhatárunk felett következik be, s 19-én a megfigyelést valóban végrehajtottuk.

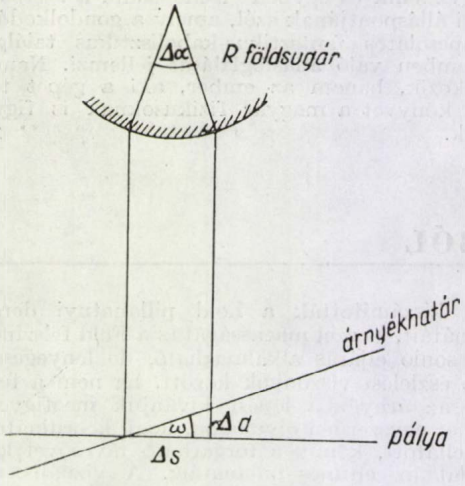
A szputnyikot egészen az eltűnési pontig sikerült nyomonkövetni annak ellenére, hogy feltűnése nem a várt hely közelében történt. Az árnyékbalépés $19^h\ 10^m\ 12^s$-kor fejeződött be, a hold csak mintegy 30 fokkal a látóhatár felett, de még csillagok között tűnt el. A nagyobbik távcső osztott köreiről leolvastuk az eltűnés helyének égi koordinátáit (deklináció és óraszög). Ezek ismeretében

ben a hold irányát megadó egyenes egyenlete egy önkényesen felvett derékszögű koordinátarendszerben kiszámítható volt. Gömbalakú Földet és ugyanakkora sugarú árnyékhengert tételezve fel, meghatároztuk az árnyékhatár egyenletét is. A döféspont távolsága a 6370 km sugarúnak vett Föld felszínétől kereken 300 km; tőlünk a hold az eltűnés pillanatában 534 km-re volt.



1. ábra

Megkereshetjük azt a helyet is, ahol a szputnyik eltűnése éppen a zenitben történt. Ez a $\varphi = +45° 44'$ és $\lambda = 24° 36'$. E földrajzi koordinátákkal rendelkező pont Erdélyben van, Nagyszebentől keletre néhány kilométerrel. E pont fölött 300 kilométerrel metszette tehát a pálya $\omega = 36{,}8°$ szög alatt a pillanatnyi árnyék határt. Az ω szöget annak feltételezésével számítottuk ki, hogy a szputnyik II pályahajlása $i = 65{,}3°$.



2. ábra

Egyszerűen meghatározható az is, hogy a hold mozgása során hol és mikor haladt el legközelebb az gyenlítő felett (feltéve, hogy a pálya már körnek vehető). A számításhoz ismernünk kell a keringési időt, mely saját megfigyeléseinkből ezekre a napokra 94,6 percnek adódott. Eredményünk szerint a metszés a $\lambda = 52° 50'$E földrajzi hosszúságon $19^h\ 24^m$-kor történt.

E módszer legjelentősebb előnye a váratlanul nagy pontosság. Számítsuk ki a tőlünk mért d távolság hibáját 1 fok pozicióhiba esetén! Az első ábráról leolvasható, hogy

$$\Delta d \approx \Delta s \operatorname{tg} \omega$$

$$\Delta s \approx \frac{2\pi d}{360} \Delta \alpha$$

Beírva a $d = 534$ km és $\omega = 36°{,}8$ értékeket

$$\frac{\Delta d}{\Delta \alpha} \approx 7{,}0 \frac{\text{km}}{\text{fok}}$$

Közelítőleg igaz, hogy $h \approx d \sin m$, $\Delta h \approx d \sin m$, ahol $m = 30°$ az eltűnés magassága a látóhatár felett. Vagyis végül egy fok pozicióhibának mintegy 3,5 km magassághiba felel meg.

Másrészt gondolni kell arra is, hogy Földünk 4 perc alatt 1 fokot fordulván el, a pontatlan időmérés is magassághibát okoz. A földfelszín pontjai Δt idő alatt

$$\Delta s \approx \frac{2R\pi}{360} \cos\varphi \, \Delta\alpha = \frac{2R\pi}{360} \frac{\Delta t}{4}$$

kilométerrel mozdulnak el, ahol φ a megfigyelőhely földrajzi szélessége. Innen

$$\frac{\Delta d}{\Delta t} \approx \frac{\Delta d}{\Delta s} \cdot \frac{\Delta s}{\Delta t} \approx \operatorname{tg}\omega \frac{2\pi R \cos\varphi}{4.360} = 9{,}8 \frac{\text{km}}{\text{perc}}$$

Az előbbihez hasonlóan, a magassághiba ennek csak körülbelül a fele lesz, mintegy 4,9 km egy perces időhiba esetén. Mivel pozicióban 1 fok, időben 0,5 perc vehető a megfigyelésben ténylegesen elkövetett hiba felső korlátának, a második mesterséges hold magassága az adott időpontban $h = 300 \pm 6$ km volt.

Almár Iván

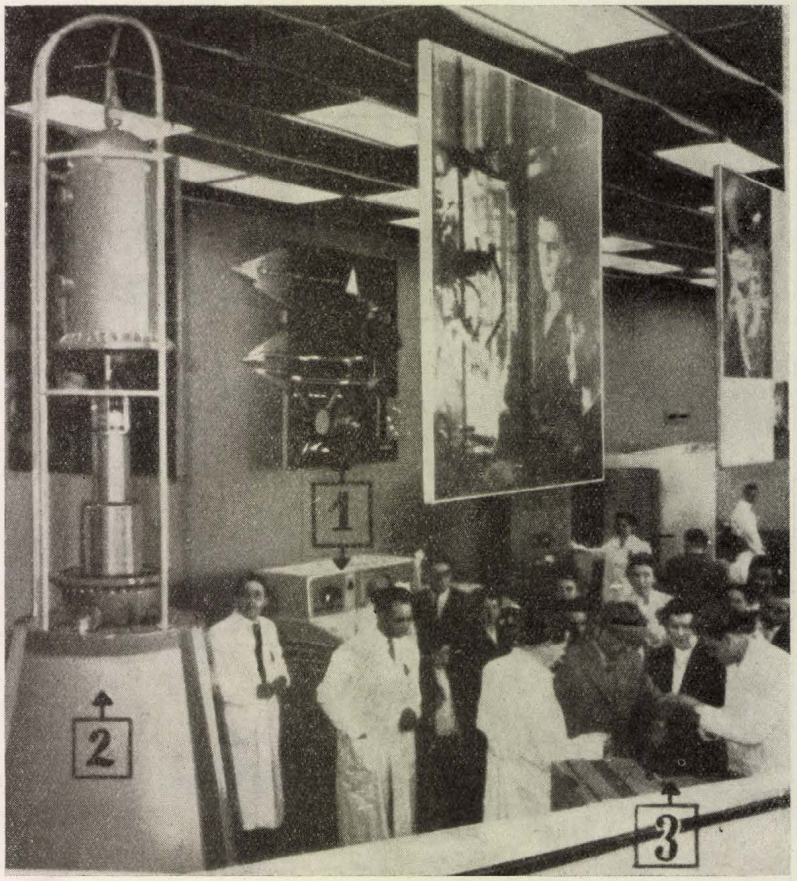
Az atombomba-kísérletek és az archeológia. Az atomfizika új módszert szolgáltatott a régészeti kormeghatározásra. (C^{14}-módszer, Fiz. Szemle 7. 1957.) A módszer alapját az a feltevés képezi, hogy a kozmikus sugárzás hatására a légkör nitrogénje állandó arányban alakul át rádióaktív szénné. Ez a rádióaktív szén azután a növényi asszimiláció révén az élő szervezetekbe jut. A szervezet maradványainak rádióaktív sugárzásából lehet következtetni arra, hogy az illető anyag milyen korból származik.

A normális, stabilis szén és a rádióaktív szén arányának megváltozása a C^{14}-gyel történő kormeghatározás eredményét meghamisíthatja, ha a módszer alkalmazásánál nem vagyunk elég körültekintőek. Hibalehetőséget jelent pl. az, hogy az újkorban az ipari fejlődés nagy mennyiségű olaj és szén elégetését tette szükségessé (és lehetővé), s ezáltal a légkörben megváltozott a stabilis és a rádióaktív szén mennyiségének aránya. Sokkal lényegesebb azonban az a körülmény, hogy az atomrobbantási kísérletek alkalmával a neutronbesugárzás hatására a légkör nitrogénjének számottevő része alakul át rádióaktív szénné, amely azután szétoszlik a légkörben. W. F. Libby, a C^{14}-es kormeghatározás felfedezője úgy véli, hogy az eddigi atomrobbantások a sztratoszférában megkétszerezték a rádióaktív szén mennyiségét. Hasonló eredményre vezettek a szovjet fizikusok vizsgálatai is. A rádióaktív szén ugyan csak viszonylag hosszú idő alatt jut le a légkör alsó rétegeibe, azonban a legújabb mérések szerint az élőlények C^{14}-tartalma évente kb. három százalékkal nő. Sugárzási veszélytől ugyan még nem kell tartanunk, de a levegő C^{14}-tartalmának megnövekedését a rádióaktív kormeghatározásnál egyre inkább figyelembe kell venni. A jövő archeológusa, ha olyan maradványok alapján végez rádióaktív kormeghatározást, amelyek a huszadik század második felében éltek, csak akkor jut helyes eredményre, ha ismeri korunk magrobbantásainak „menetrendjét". O. Haxel szerint a jövő — nem eléggé körültekintő — archeológusa arra a furcsa eredményre juthat, hogy 1930 és 1957 között 800 esztendő telt el; ily nagy mértékben nőtt a légkör rádióaktív szén-tartalma ebben az időközben. (Phys. Blätter, 14, 337. 1958)

Sz. J.

FIZIKAI SZEMLE

VIII. ÉVFOLYAM
1958.



9.

EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT

AKADÉMIAI KIADÓ
BUDAPEST

Főszerkesztő: **Marx György**

Szerkesztőbizottság:

Bodó Zalán, Csekő Árpád, Györgyi Géza, Keszthelyi Lajos, Marx György, Somogyi Antal, Szabó János, Szalkai Ferenc, Szigeti György, Tarján Imre, Túriné Frank Zsuzsa, Vermes Miklós

Felelős szerkesztő: **Túriné Frank Zsuzsa**

Szerkesztőség: Budapest, V., Szabadság tér 17. Eötvös Loránd Fizikai Társulat
Távbeszélő: 313-388

Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó, Budapest, V., Alkotmány utca 21.
Távbeszélő: 111-010*

Terjeszti a Posta Központi Hírlapiroda Vállalat
Budapest, V., József nádor tér 1. Telefon: 180-850
Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat: József nádor tér 1., üzlethelyiség. Telefon: 183-022
Csekkszámlaszám: 61257

Előfizetés egy évre 40,— Ft; egyes szám ára 6,— Ft
Megjelenik évente tízszer

TARTALOMJEGYZÉK

Frederic Joliot Curie

W. Shockley: Tranzisztor-fizika

Németh Judit: Magreakciók elmélete II.

EGYESÜLETI ÉLET—HIREK

СОДЕРЖАНИЕ

Фредерик Жолио Кюри

В. Шокли: Физика полипроводниковых триодов

Й. Немет: Теориа ядерных реакций II.

ИЗВЕСТИЯ ИЗ ЖИЗНИ ОБЩЕСТВА ФИЗИКОВ

INHALT

Frédéric Joliot Curie

W. Shockley: Physik der Transistoren

J. Németh: Theorie der Kernreaktionen II.

NACHRICHTEN — AUS DEM VEREINSLEBEN

Címképünk: Fizikai eszközök a brüsszeli világkiállítás magyar pavillonjában. 1) Fotonszámláló. 2) 4 MeV-os Van de Graaff generátor modellje. 3) P.P.M. scaler. A műszerek a KFKI-ban készültek.

A kiadásért felelős: az Akadémiai Kiadó igazgatója — Műszaki felelős: Szöllősy Károly
A kézirat beérkezett 1958. IX. 17. — Példányszám: 1900 — Terjedelem: 4 (A5) ív

Akadémiai Nyomda, Budapest, V., Gerlóczy utca 2. — 46967/58 — Felelős vezető: Bernát György

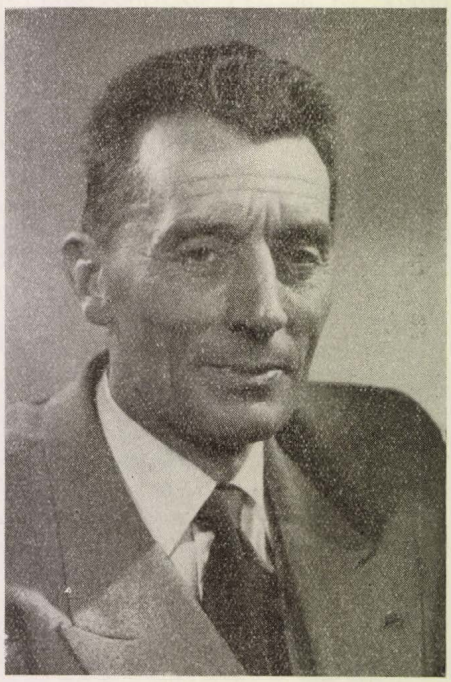
FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

VIII. évfolyam 9. szám 1958. november

FREDERIC JOLIOT-CURIE

Szomorú szívvel, mégis felemelő érzésekkel eltelve tisztelgett a tudományos világ, köztük gondolatban és személyesen is képviseltetve a magyar fizikus társadalom a nagy tudós ravatalánál. Nagy tudós, nagy humanista, az emberiség kiemelkedő alakja távozott el közülünk. Mindnyájan ismertük nevét, amely összeforrott a legendás francia ellenállási mozgalommal, az atomháború ellen folyó világméretű harc megszervezésével, az atomenergia megszelídítését célzó és eredményező tényleges munkával. Sokan emlékezünk még arra a személyes budapesti találkozásra, amikor a Tudományos Munkások Világszövetségének közgyűlésén, öt évvel ezelőtt látnoki szavakkal, mégis biztos fizikai ismeretekre támaszkodva tárta elénk az emberiség szép jövőjét.



Frederic Joliot a XX. század gyermeke. 1900-ban született, 1923-ban fejezte be egyetemi tanulmányait. Paul Langevin tanította fizikára, ezenkívül alkalmazott kémiát tanult. 1925-ben belépett Mme Maria Curie laboratóriumába, ahol a radioaktív anyagok vizsgálatával foglalkoztak. 1926-ban vette feleségül Iréne Curiet és ez alkalomból vette fel a Joliot Curie nevet.

A fiatal házasok az első években még egymástól függetlenül dolgoztak. A fiatal Joliot-Curie tudományos munkássága többirányú volt. Foglalkozott elektrokémiai problémákkal, a radioaktív anyagok elektrokémiai lecsapatásával, feleségével és másokkal együtt vizsgálta az α-sugarak ionizálóképességét különböző gázokban, sok dolgozata jelent meg igen vékony anyagrétegek (pl. fémrétegek) tulajdonságairól. A vékony rétegeket részint vákuumpárologtatással, részint katódporlasztással állította elő. Többek között kimutatta, hogy a különböző módszerekkel létrehozott rétegek fizikai sajátságaiban nincs eltérés. Megállapította, hogy a vékony rétegek fajlagos ellenállása nagyobb, mint a vastag rétegeké. A vékony anyagrétegek fizikájának részletes tanulmányozásával foglalkozott 1930-ban megvédett doktori disszertációjában is.

Ez az idő, az 1930-as év fordulópont a fizika történetében. Ekkorra lezárul a kvantummechanika kiépítése, az atomburok alapvető sajátságainak megismerése, ekkor fordul a fizikusok fő érdeklődése az atommag felé. A rendszeresen és széles fronton meginduló magfizikai kutatás három év alatt három rendkívül fontos felfedezésre vezet: felfedezik a neutront, a pozitront és a mesterséges radioaktivitást. Mindhárom felfedezésben döntő fontosságú volt a Joliot-Curie házaspár munkájának.

Rutherford 1919-ben kimutatta, hogy a nitrogén-atommagokat α-sugarakkal bombázva protonok lépnek ki és a nitrogén magok feltehetőleg oxigén-magokká alakulnak át. A felfedezést természetesen a további vizsgálatok hosszú sora követte, amelyek során elsősorban azt tanulmányozták, hogy α-részecskék hatására mely elem atommagjaiból lépnek ki protonok. 1930-ban Bothe és Becker német fizikusok azt tapasztalták, hogy Be-ot α-részekkel bombázva γ-sugarak lépnek ki az atommagból. A Joliot-Curie házaspár ebbe a témakörbe kapcsolódott bele, Po^{210} α-sugaraival bombáztak különböző elemeket, mérték a keletkező γ-sugárzás intenzitását és a γ-sugarak abszorpcióját. A γ-sugarak abszorpciója volt a leglényegesebb probléma, mert e kérdésben Bothe és Joliot-Curie mérései között ellentmondás mutatkozott. A Be-ből α-sugarak hatására kilépő γ-sugarak energiáját az abszorpció alapján igyekeztek meghatározni. A sugárzás abszorpciója igen nagy energiájú γ-sugárzásra vallott (20—50 MeV). A Joliot-Curie házaspár a sugárzást ionizációs kamrával mérte. Azt tapasztalta, ha a kamra falát parafinnal

vonják be, az ionizáló hatás lényegesen nagyobb. Wilson-féle ködkamrával dolgozva megállapították, hogy a sugárzás hidrogéntartalmú anyagból protonokat vált ki. Ettől a felismeréstől egy lépés volt csak a neutron felfedezése. A protonokat a neutronok lökik meg, amelyek a Be-ból α-sugarak hatására a γ-sugarakkal együtt lépnek ki. Ez a felismerés azonban már Chadwick angol fizikus nevéhez fűződik.

1932-ben a kozmikus sugárzás tanulmányozása során Anderson amerikai fizikus felfedezte a pozitront. A Joliot-Curie házaspár kimutatta, hogy a Be-ból α-részecskék hatására kilépő γ-sugarak (külön igazolták, hogy nem a neutronok) ólomból és más elemekből is pozitronokat váltanak ki. Kimutatták, hogy a kiváltás hatáskeresztmetszete az elemek rendszámával nő. Wilson-kamra felvétel alapján világossá vált, hogy a γ-sugarak pozitron—elektron-párt keltenek, ahogy azt a Dirac-féle elmélet követelte. Joliot-Curie kísérletei során kimutatta, hogy a pozitronok anyagba jutva intenzív γ-sugárzást keltenek. A sugárzás energiáját és az egy pozitronra eső γ-kvantumok számát megmérve igazolta az elmélet által követelt tényt, hogy a pozitronok az anyagba lefékeződve egy elektronnal egyesülnek és a két részecske tömeg két γ-kvantum energiájává alakul át. A jelenséget szétsugárzásnak nevezzük.

A mesterséges radioaktivitás felfedezése teljes egészében a Joliot-Curie házaspár érdeme. Al-ot és B-t Po α-részecskékkel besugározva azt tapasztalták, hogy a kilépő sugárzás nem szűnik meg a besugárzás megszünte után, hanem intenzitása exponenciálisan csökken. A felezési idő Al-nál 3,25 perc, B-nál 14 perc volt. Wilson-kamra segítségével kimutatták, hogy a késve kilépő sugárzás pozitron-sugárzás. Ezzel egyszerre fedezték fel azt, hogy különböző elemek mesterségesen radioaktívvá tehetők, és azt, hogy a radioaktivitás pozitron-emisszióval is bekövetkezhet. Ma már minden egyes elem radioaktív izotópját elő tudjuk állítani különböző módszerekkel.

A mesterséges radioaktivitás felfedezése lehetőséget nyújtott a magreakció-egyenletek igazolására is. Ismeretes módon az alumínium α-sugarak hatására bekövetkező átalakulását a következő módon írhatjuk fel:

$$_{13}Al^{27} + {}_{2}He^{4} \rightarrow {}_{15}P^{30*} + {}_{0}n^{1}$$

$$_{15}P^{30*} \rightarrow {}_{14}Si^{30} + e+$$

Az atommagreakció során a bombázott anyagból elenyészően kis mennyiség alakul át új elemmé. A reakcióegyenletekben a bombázott atommag, a belőtt és kijövő részecske alapján következtetnek arra, hogy pl. a fenti egyenletben a $_{15}P^{30}$ izotópnak kell a jobboldalon állni. Semmiféle módszer nem volt ismeretes a termék magok milyenségének a kimutatására. Joliot-Curie és felesége a mesterséges radioaktivitást használta fel arra, hogy k é m i a i módszerrel is közvetlenül bebizonyítsa, hogy pl. a fenti reakcióban valóban foszfor keletkezik. A bombázott Al-ot sósavban feloldották. Eközben hidrogén szabadul fel. Amennyiben az Al-ban foszfor atomok is vannak, akkor gázhalmazállapotú PH_3-nak kell keletkeznie. Azt találták, hogy az eltávozó gáz radioaktív, a visszamaradó rész nem. Az oldattól tehát a várakozásnak megfelelően foszfor vált szabaddá, a rendkívül kis mennyiséget a foszfor radioaktivitása segítségével mutatták ki.

A mesterséges radioaktivitás felfedezéséért Joliot-Curie és felesége 1935-ben kémiai Nobel-díjat kapott.

Joliot-Curie a megfeszített munkát igénylő nagy felfedezések után sem pihent meg. 1937-ben a College de France magkémiai tanszékének lett a professzora, ahol megépítette Európa első ciklotronját.

A következő években a történelmi események drámai gyorsasággal követik egymást. 1939-ben, pár hónappal a II. világháború kitörése előtt fedezi fel Hahn és Strassmann kémiai módszerekkel, hogy az uránatommag neutronok hatására két könnyebb részre hasad szét. Joliot-Curie azonnal bekapcsolódik a munkába. Elsőnek sikerül a hasadást Wilson-kamrában lefényképeznie. Halban és Kowarski munkatársaival együtt mérésekkel kimutatta, hogy a hasadásnál 2—3 neutron is keletkezik a két hasadási terméken kívül, tehát egy neutron hatására 2—3 további neutront kapunk. Ez azonnal felveti azt a gondolatot, hogy a keletkező neutronok újabb hasadást hoznak létre, a hasadás láncszerűen tovaterjed az uránban, nagyon sok atommag hasad szét, amelynek során rendkívül nagy mennyiségű energiát nyerünk. A láncreakció gyakorlati megvalósításának módszereit Joliot-Curie és munkatársai még 1939-ben kidolgozzák, a megvalósításra — legalábbis Franciaországban — a második világháború miatt nem kerül sor. Joliot-Curie munkatársai Angliába, majd Amerikába mennek és ott bekapcsolódnak az atomenergia-programba, amely csakhamar az első atomreaktor, majd az első atombomba megszületését eredményezi. Joliot-Curie azonban Franciaországban marad és résztvesz az ellenállási mozgalomban.

1943-ban a Francia Tudományos Akadémia tagjává választják. A háború után friss erővel fog ismét hozzá a tudományos munkának. 1946-ban kinevezik a Francia Atomenergia Bizottság vezetőjének. Vezetése alatt elkészül az első francia atommáglya, a ZOE. Ugyanebben az évben a Tudományos Dolgozók Világszövetsége elnökévé, 1947-ben a Szovjet Tudományos Akadémia levelező tagjává és a Francia—Szovjet Társaság elnökévé választja. 1951-ben a Béke Világtanács elnöke lesz.

Mindezen funkciókat a francia államvezetés nem nézi jó szemmel és elmozdítja Joliot-Curiet az Atomenergia Bizottság éléről. Joliot-Curie a College de France kutató laboratóriumát vezeti haláláig. Laboratóriumában nagyon sok tehetséges fiatal kutató dolgozott a radioaktivitás és a magkémia témakörében. Joliot-Curie az ő munkájukat igen nagy aktivitással irányítja.

Az utóbbi egy-két évben az Orsay-ban létesítendő új, nagyszabású magfizikai kutató intézet megszervezésével foglalkozott. Korai halála e tevékenysége közepette ragadta el az élők sorából. Frederic Joliot-Curie ma már nem dolgozik köztünk, de élnek felfedezései, élnek és terjednek az ipari anyagvizsgálat, biológiai kutatás és mindenekelőtt az emberek gyógyításának azon nagyszerű módszerei, amelyek a mesterséges radioaktivitás felfedezőjének emlékét őrzik és teszik nemcsak a Francia Akadémia, hanem az egész emberiség halhatatlanjává.

Tranzisztor — fizika

Dr. William Shockley előadása a Nobel-díj átvétele alkalmával, 1956.

Kutatási terveimet erősen befolyásolta az a törekvés, hogy használható berendezéseket sikerüljön konstruálni. Gyakran hangoztatott vélemény az, hogy a kutatás kvalitása kárát vallja annak, ha a kutató gondolatmenetét többé vagy kevésbé gyakorlati cél irányítja. Szerintem ez a felfogás nem okvetlenül helytálló. Véleményem indokolása végett előadásomban főleg olyan kutatási feladatokkal foglalkozom, amelyek kimondottan gyakorlati célokat szolgáltak.

Az USA ipari vezetőinek jelentős része azon a véleményen van, hogy az alapkutatásoknak gyakorlati szempontból is nagy jelentőségük van. Különösen érvényes ez a Bell Telephone Intézetre, ahol Nobel-díjas kollégámmal és sok munkatársammal együtt foglalkoztam azokkal a problémákkal, amelyekről előadásomban beszámolni kívánok. A Bell Telephone Intézet kutatási programjának kialakításában lényeges szerepet játszott H. D. Arnold, F. B. Jewett, O. E. Buckley és M. J. Kelly, akik az Intézet kutatási részlegének irányítói, majd elnökei voltak. Mindegyikük aktív közéleti tevékenységet is folytatott. Doktorandusz-korukban alaposan elsajátították a tudományos kutatás módszereit. Kettejükkel személyes kontaktusban álltam s ez — mint a továbbiakban látni fogjuk — gyümölcsözően befolyásolta félvezető-kutatásaim programját.

Közvetlenül a doktori cím megszerzése után, 1936-ban határoztam el, hogy a Bell Telephone Intézetben fogok dolgozni. Elhatározásomban erősen befolyásolt az a lehetőség, hogy C. J. Davisson vezetése alatt dolgozhatom. Munkám megkezdésekor Dr. M. J. Kelly azt javasolta, hogy a vákuumcsövek vizsgálatával foglalkozzam. Ennek a kutató munkának során ismertem meg Dr. Kellynek azt a gondolatát, hogy az összes telefonkapcsolást fémkontaktusok helyett elektronikusan kell megoldani. Ebben az időben már abbahagytam a vákuumcsövekre vonatkozó vizsgálataimat s a szilárd anyag alapvető fizikai tulajdonságainak tanulmányozására nyílt lehetőségem. Nem hagyott azonban nyugodni az a gondolat, miként lehetne a szilárd anyag vizsgálatánál nyert eredményeket a távbeszélőkapcsolásokra alkalmazni. Ha sikerült előbbre vinnem az elektronikus telefonkapcsolás problémájának megoldását, akkor ezt jelentős mértékben a Bell Telephone Intézetben eltöltött kezdeti időszakok vizsgálatának köszönhetem.

Még néhány megjegyzést szeretnék tenni az „ipari kutatás" témáról. A fizikai kutatásokat gyakorta osztályozzák; beszélnek pl. tiszta, alkalmazott, általános, alapvető, akadémiai, ipari, gyakorlati stb. kutatásról. Tapasztalataim szerint ezeket az elnevezéseket sokszor lekicsinylő értelemben használják; egyrészt, hogy a gyakorlati célok megvalósítására törekvő kutatások értékét lebecsüljék, másrészt tagadják azoknak a kutatásoknak átfogó jelentőségét, amelyek a fizika új területének tanulmányozását tűzik ki célul, de gyakorlati eredménnyel nem kecsegtetnek. Egy-egy tervezett kísérletemmel kapcsolatban gyakorta megkérdezték tőlem, hogy a kérdéses kísérlet tiszta vagy alkalmazott fizikai kutatáshoz tartozik-e. Számomra mindig az a lényeges, hogy egy kísérlet tud-e valami újat mondani a természeti jelenségek tulajdonságairól. Ha a kísérlet révén ismereteink szaporodnak, akkor véleményem szerint a kísérlet jó értelemben vett alapkutatás. Ez szerintem sokkal fontosabb, mint annak latolgatása, hogy a kísérletezőt tisztán esztétikai szempontok vezetik-e vagy az a gyakorlati célkitűzés, hogy egy nagy teljesítményű tranzisztor stabilitását javítsa. Nobel kívánságának akkor teszünk eleget, „az emberiség javára" akkor munkálkodunk a leghatékonyabban, ha a kutatások mindkét fajtáját szorgalmazzuk.

A legfontosabb öt „hibahely"-típus

Tranzisztor-fizikai kísérleteink ismertetése előtt szeretném kissé kiegészíteni Bardeennek az elektronok, hiányelektronok (lyukak), donorok és akceptorok tulajdonságaira vonatkozó megjegyzéseit. A viszonyok könnyebben megérthetők, ha ezeket a tulajdonságokat párhuzamba állítjuk a savak, bázisok és sók vizes oldatainak a sajátságaival.

A tiszta víz pozitív hidrogéniónokra és negatív hidroxiliónokra disszociálódik. A disszociáció foka eleget tesz a tömeghatás törvényének:

$$[H^+] \cdot [OH^-] = \tau \text{ függvénye}^*$$

Híg oldatokban a H_2O-koncentráció állandónak tekinthető. Félvezetőkre az analóg egyenlet:

$$np = f(\tau),$$

ahol n és p az elektronok, ill. a lyukak koncentrációja. Ez az egyenlet pontosan érvényes, ha sem n, sem p értéke nem olyan nagy, hogy statisztikus eloszlásuk elfajul. A közönséges elektronpár-kötés ebben az esetben a disszociálatlan vízmolekula; megfelelője. Tiszta vízben és tiszta félvezetőben az elektromos neutralitás csak akkor lehetséges, ha a pozitív és a negatív töltések száma egyenlő:

$$[H^+] = [OH^-] \text{ és } p = n.$$

Ha a félvezető annyira tiszta, hogy a szennyezések a szemügyre vett tulajdonságot nem befolyásolják, akkor a félvezetőt ennek a tulajdonságnak a szempontjából *sajátvezető*nek nevezzük. Ha ezt az esetet az i indexszel jellemezzük, akkor

$$p_i = n_i \text{ és } n_i^2 = f(\tau)$$

Az n_i koncentrációt sajátvezetési koncentrációnak mondjuk.**

Az n-típusú félvezető kémiai analogonja a bázis; az elektromos semlegességet kifejező egyenletek:

$$[H^+] + [Na^+] = [OH^-]$$

$$p + N_a = n,$$

ahol N_a a donorok koncentrációja.

A p-típusú félvezetők pedig a savakkal állíthatók párhuzamba:

$$[H^+] = [OH^-] + [Cl^-]$$

$$p = n + N_a,$$

ahol N_a az akceptor-koncentráció.

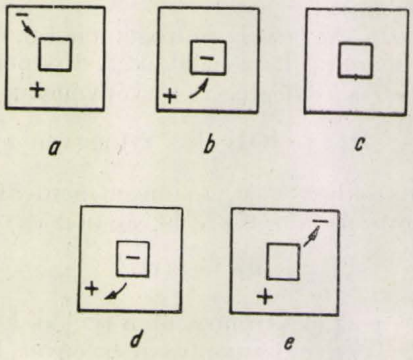
* τ a hőmérsékletet, a szögletes zárójel pedig a megfelelő iónok koncentrációját jelenti (A ford.).

** Az n_i koncentrációt szokás inverziós sűrűségnek is nevezni (A ford.).

Az elektromosan semleges só megfelelője az ún. *kompenzált* félvezető. Ebben az esetben a donorok és az akceptorok koncentrációja egyenlő; az elektromos neutralitást kifejező

$$p + N_a = n + N_a$$

egyenletből tehát következik, hogy n és p értéke megegyezik, vagyis n_i-vel egyenlő. Egy tökéletesen kompenzált szilicium- vagy germánium-kristály elektromos vezetőképessége körülbelül megegyezik egy sajátvezető-kristály vezetőképességével. A kis eltérés oka az, hogy a töltéshordozók



1. ábra. Egy rekombinációs centrum (deathnium) *a)* elektront, *b)* hiányelektront fog be és ezáltal *c)* rekombináció jön létre. *d)* és *e)* A centrum termikus újrakeltése

szóródnak az iónokon és emiatt mozgékonyságuk lecsökken. A tökéletesen kompenzált félvezető és az elektromosan semleges sóoldat előbb említett analogonja ellenére az előbbinek az elektromos vezetőképessége sokkal kisebb az utóbbiénál. Ennek az az oka, hogy a félvezetőben a donorok és akceptorok helyhez kötöttek, ezzel szemben a sóoldat kationjainak és anionjainak mozgékonysága az OH^--iónokéval csaknem egyenlő.

A kompenzálás, de főleg a túlkompenzálás a félvezetőket tartalmazó elektromos berendezésekben fontos szerepet játszik. Így pl. egy n-típusú anyag akceptorok hozzáadásával p-típusúvá alakítható donorok eltávolítása nélkül. Egy n típusú oldatban növesztett kristály ezáltal p-típusúvá tehető, ha megfelelő mennyiségű akceptort juttatunk bele.

A felesleg- és hiány-töltéshordozók elnevezés gyakran szerepel a félvezetők elméletében. Az n-típusú anyagban a többségben levő töltéshordozók elektronok, a kisebbségben levők pedig hiányelektronok.

Hiányelektronok, elektronok, donorok és akceptorok azok a legfontosabb kristály-tökéletlenségek (hibahelyek), amelyeket a félvezető-effektusok értelmezésénél figyelembe kell vennünk. A hibahelyek ötödik fontos fajtáját „deathnium"-nak* nevezték el. A deathnium kémiai megfelelője a katalizátor. A kristály analogonjánál, a víznél — ha jól tudom — nincs megfelelő, fontos katalizátor. A deathnium meggyorsítja a (pozitív) lyukak (hiányelektronok) és az elektronok közt az egyensúly beállását. Ha pl. a tranzisztor-elektronikában a kisebbségben levő töltéshordozók koncentrációja lényegesen megnő, akkor a kétféle töltéshordozók egyesülése közönséges elektronpárképződést eredményez és ezáltal ismét helyreáll az egyensúly. A deathnium ebben a rekombinációs folyamatban katalizátor szerepét tölti be. Az előbbiekben felsorolt öt tökéletlenség (hibahely) jelölése a következő:

1. — (felesleg) elektron
3. + hiányelektron (pozitív lyuk)
3. deathnium
4. + donor
5. — akceptor

A deathnium szerepét a fotovezetés fogalmának segítségével világíthatjuk meg. Ha egy germániumkristályra fény esik, akkor az így keletkező elektron- és hiányelektronpárok a kristályt vezetővé teszik. Ezt a vezetőképességet fotovezetőképességnek mondjuk. Ha a fényforrást eltávolítjuk, az elektronok és a hiányelektronok rekombinációja következtében a kristály elveszti fotovezetőképességét. Ha egy elektron egy telítetlen kötésbe kerül, egy lyuk-elektronpár kiesik a vezetésből.

Ha a hiányelektronok és az elektronok rekombinációja közvetlen folyamat lenne, akkor a töltéshordozók élettartama minden germánium-kristályban ugyanakkora lenne. A tapasztalat szerint azonban az elektronok és a hiányelektronok élettartama két, egyébként teljesen hasonló germániumkristályban nagyon különbözhet egymástól. Így pl. az egyik kristályban a töltéshordozók élettartama 10^{-3} sec, a másikban pedig 10^{-6} sec lehet. Az élettartamoknak ez a különbsége azzal magyarázható, hogy a kristályban olyan hibahelyek vannak jelen, amelyek a lyukak és az elektronok rekombinációját katalitikusan befolyásolják.

Valójában többféle deathnium létezik. Ha pl. egy germánium-kristályra több millió eV energiájú elektronok esnek, ennek hatására a töltéshordozók élettartama lecsökken. A Purdue Egyetemen végzett kutatásokból tudjuk, hogy az ilyen bombázás hatására a germániumatomok rendezettségének mértéke lecsökken. Egy nagy energiájú elektron a germániumatomot kilökheti a kristályszerkezetben elfoglalt normális helyéről. A kristályszerkezetben ezáltal lyuk keletkezik, a kilökött atom pedig vagy extraatommá vagy közbülső atommá (interstitial atom) lesz: a kristályok olyan helyére kerül, amely normális körülmények között üres. A Bell Telephone Intézetben végzett vizsgálatok szerint az ilyen rendezetlenség deathnium szerepét tölti be. Azt is megállapították, hogy a germániumban a réz- és a nikkelszennyeződések lecsökkentik a töltéshordozók élettartamát.

Az 1. ábrán felvázoltuk a deathnium katalitikus hatásának mechanizmusát a rekombinációs folyamatban. Az 1 *b* ábrán egy elektront befog egy deathnium-centrum. A deathnium-centrum ezáltal nyitott csapdává válik, amely hiányelektront foghat be. Ha a deathnium-centrumhoz egy pozitív lyuk közeledik, akkor az elektron a lyukba ugorhat s ezáltal normális kovalens kötés jöhet létre.

* Ezt a hibahely-fajtát gyakran „rekombinációs centrumnak" nevezik. Néhány évvel ezelőtt a rekombinációs centrum elnevezés helyett az angol trap (csapda) szót használták. Újabban trap-nek az olyan hibahelyeket szokás nevezni, amelyek gyakorlatilag vagy csak elektronokkal vagy csak hiányelektronokkal lépnek reakcióba. Ennek az egyoldalúságnak az oka a megfelelő energiaszintek helyzetében ill. a hatáskeresztmetszet feltűnő különbségében keresendő.

A deathnium-centrum elveszti töltését s a folyamat megismétlődhet.

Az összes mikroszkopikus folyamatra jellemző, hogy mindkét irányban lejátszódhat. Így a deathnium-centrum ugyanúgy kelthet elektron-hiányelektron-párokat, mint megszüntetheti őket. A párakeltés folyamatát az 1 *d* és *e* ábra szemlélteti. Az 1 *d* ábrán a deathnium-centrum a hozzá közeledő normális elektronpár-kötésből egy elektront fog be. Ezáltal egy hiányelektron keletkezik, amely keletkezési helyétől eltávolodik. Röviddel ezután a deathnium-centrum kilöki az elektront, tehát ismét üres állapotba kerül, amelyben egy másik lyukelektron-párt rekombinálhat vagy kelthet.

Termikus egyensúlyban a rekombinációs és a regenerációs folyamatok folytonosan játszódnak le. A lyuk-elektronpár keltéséhez szükséges energiát a germánium-kristály atomjainak rezgési energiája szolgáltatja. A termikus egyensúly feltétele csak akkor teljesül, ha a kétféle folyamat egyensúlyban van. Germániumban szobahőmérsékleten ennek eredményeképpen kb. 0,02 Ohm^{-1} cm^{-1} vezetőképesség jön létre.

Minthogy egyensúlyi állapotban a hiányelektronok és az elektronok koncentrációját a tömeghatás törvénye határozza meg, az *np* szorzat értéke független a deathnium-koncentrációtól. Ha pl. a deathnium-koncentrációt megkétszerezzük, a párkeltés és a rekombináció mértéke is megkétszereződik, a hiányelektronok és az elektronok egyensúlyi koncentrációja azonban változatlan marad.

Az 1. ábrán felvázolt deathnium-mechanizmus helyességét kézzelfoghatóan bizonyítják azok a kísérletek, amelyeket azzal a céllal végeztek el, hogy megvizsgálják a rekombináció sebességének függését a hiányelektronok és az elektronok sűrűségétől. A kísérleti eredmények jó összhangban vannak az 1. ábra statisztikus modelljén alapuló elmélettel.

A téreffektus

A Bell Telephone Intézetben, tranzisztor-elektronikai programunk kidolgozásánál rendkívül fontos szerepet játszott az ún. téreffektusra vonatkozó kísérlet. Úgy terveztem, hogy a kísérlet eredményeként különleges bemenő és kimenő körrel félvezető-erősítőt készíthetünk. A félvezetők akkor ismert tulajdonságaiból arra a következtetésre jutottam, hogy egy vékony szilicium- vagy germániumréteg vezetőképessége lényegesen megváltozik, ha a réteget egy kondenzátor-lemezpár egyikére visszük s a kondenzátort erősen feltöltjük. Ha a felületi töltés a mozgékony töltés megváltozásának tekinthető, akkor a réteg vezetőképességének meg kell változnia.

Kezdeti kísérleteinkben felgőzölögtetett rétegeket vagy más vékony rétegeket használtunk. Ezekben a kísérletekben káros hatások zavarták a következtetéseket s nem is jutottunk előbbre mindaddig, míg Bardeen ki nem dolgozta a felületi állapotokra vonatkozó elméletét s ezzel meg nem magyarázta a mérhető hatás hiányát.

A Bardeen-féle modell segítségével más, azelőtt érthetetlen jelenségeket is magyarázni lehetett. A modell alapján úgy látszott, hogy a téreffektus-kísérletet a cseppfolyós levegő hőmérsékletén célszerű elvégezni; ilyen hőmérsékleten ugyanis a felületi állapotok mozgékonysága elhanyagolhatóan kicsi. Így jutottunk az első pozitív eredményre. A további kísérletsorozatról, amely a tűs tranzisztor felfedezéséhez vezetett, Dr. Bardeen már beszámolt [1]. A pozitív effektusról elsőízben 1948-ban adtunk hírt G. L. Pearsonnal közösen írt dolgozatunkban.

A téreffektus-kísérlet fontos szerepet játszik a félvezetők felületi tulajdonságainak mérésében [1]. A téreffektus hatására a tranzisztor-erősítők olyan érdekes tulajdonságokra tesznek szert, amelyek lényegesen eltérnek a réteg-tranzisztorok sajátságaitól.

Az injektálás és a lyukak vándorlása

Amikor Bardeen és Brattain a tűs tranzisztort felfedezték, a jelenség mechanizmusával kapcsolatban még számos kérdés volt megoldatlan. Az eredeti tranzisztor alapján világosan megállapíthattuk, hogy a bemenő vagy emittercsúcs és a kimenő vagy kollektorcsúcs között egy vékony felületi rétegben történő vezetés létesít csatolást. A felületi réteg vezetési típusa az alapanyag vagy bázis vezetési típusával ellentétes.* Később jutottunk arra a gondolatra, hogy az emittercsúcs kisebbségi töltéshordozókat injektál a félvezető tömbbe. Ez a gondolat két, egymástól független felismerés eredményeként jött létre: A szerző felfedezte a rétegtranzisztor szerkezetét (mint alább látni fogjuk, az injektálás a rétegtranzisztornál fontos szerepet játszik) és J. N. Shive észrevette, hogy tranzisztorhatás léphet fel, ha vékony félvezető réteg két oldalához tűs kontaktus érintkezik.

A töltéshordozók injektálását J. R. Haynesszel együtt germániumon tanulmányoztuk. Ez az ismert „Haynes-féle kísérlet". Hogy a kísérlet lényegét megérthessük, meg kell beszélnünk, milyen az áramvezetés mechanizmusa egy fém és egy félvezető érintkezési felületén.

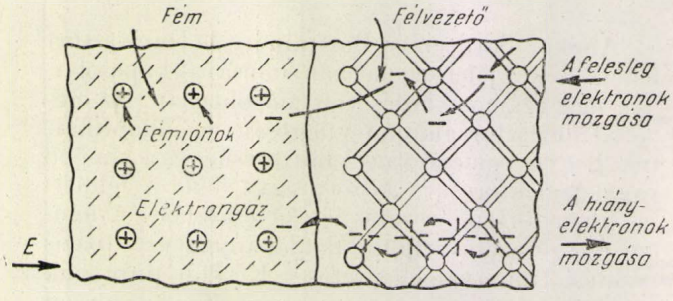
A 2. ábrán a fém szerkezetét lényegesen leegyszerűsített modellel ábrázoltuk. A fém vegyértékelektronjait elektrongáznak tekintjük, amely betölti az egész fémrácsot. Az elektronok nincsenek helyhez kötve a vegyértéksávokban, mint a szigetelő anyagokban. Az elektrongáz szabadon mozoghat a fém rácsos szerkezetében és ezzel magyarázható a fémek nagy vezetőképessége. A 2. ábra felső részén azt a folyamatot vázoltuk fel, amikor a félvezetőből elektronok lépnek ki. Minthogy a félvezető *n*-típusú, felesleg-elektronokat tartalmaz. A felesleg elektronokra a fém pozitív töltései vonzást gyakorolnak, ezért ezek az elektronok belépnek a fémbe, majd ez az elektronáram kilép az emittercsúcsból.

A 2. ábra alsó részén egy másik lehetséges elektronkilépési mechanizmust vázoltunk fel. Ebben az esetben a fém közelébe eső vegyértéksávok egyikéből elektron lép át a fémbe s ezáltal a félvezetőben pozitív lyuk marad vissza. Ezt a lyukat az emitter-kontaktus pozitív töltései taszítják s ezért a félvezető belseje felé vándorol.

Az előbbi két effektusnak a fémes emittercsúcs szempontjából azonos hatása van. Mindkét esetben tiszta elektronáramlás történik a félvezetőből

* Phys. Bl. *13*, 438 (1957).

az emitter felé. Ha tehát azt kívánjuk megmutatni, hogy az elektronkilépésnek *mind a két* fajtája létezik, akkor nem elegendő az emittercsúcshoz folyó áram erősségének egyszerű mérése, hanem valamilyen finomabb kísérletre van szükség. Az ilyen céllal elvégzett kísérletek alapján megállapítottuk, hogy a 2. ábrán vázolt mindkét folyamat lejátszódik. Meghatároztuk azt is, hogy az elektronáram milyen hányada származik az egyes folyamatoktól. Jó emittercsúccsal megmutat-



2. ábra. Az áramátmenet két lehetséges mechanizmusa egy emittercsúcs közelében

ható, hogy az áram sűrűségének több mint 90%-a a hiányelektronok injektálásából származik és 10%-ánál kisebb részét adja az a folyamat, amelynek során elektronok léphetnek ki a félvezetőből.

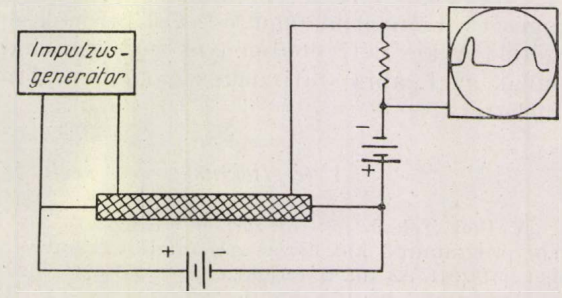
Ideális emittercsúcsban a teljes áramot a hiányelektronokat injektáló folyamat szolgáltatná. Ennek az az oka, hogy az elektronkilépés folyamata a félvezetőben lejátszódó jelenségeket nem zavarja. Ha a félvezetőből az emittercsúcs szomszédságába elektronok mennek át, ezeket olyan elektronok pótolják, amelyek a félvezető távolabbi részéből származnak. Ezeknek az elektronoknak a helyére pedig olyan elektronok lépnek, amelyek az áramkört záró egyéb csatlakozásokból lépnek a félvezetőbe. A hiányelektronok injektálásakor azonban egészen más a helyzet. Normális viszonyok között az *n*-típusú félvezetőben a pozitív lyukak (hiányelektronok) száma a vezetőképesség szempontjából elhanyagolhatóan kicsi. Ha azonban a valenciasávokból elektronok lépnek ki és hiányelektronok injektálódnak, akkor viszonylag nagy lesz a hiányelektronok száma. A félvezető anyag vezetőképessége az emittercsúcs közelében ugyanolyan mértékben nő meg, mintha a félvezetőre fény esett volna és elektron-hiányelektron-párok jöttek volna létre. Az elektronszerkezetnek ez a perturbációja lehetővé teszi, hogy a tranzisztorban erősítő hatás jöjjön létre.

Nem kívánom részletesen ismertetni azt a kísérletet, amelynek segítségével a 2. ábrán vázolt folyamatokat kvantitatíve is ki lehetett mutatni. Ehelyett megbeszéljük, hogyan lehet a pozitív lyukak (hiányelektronok) injektálását az emittercsúcsnál kvalitatíve kimutatni. Ennek a kísérletnek a segítségével kvantitatív következtetéseket lehet levonni a hiányelektronok viselkedésére vonatkozólag és lehetőség nyílik a diffúzió és az áramlás közvetlen mérésére is.

A kísérlet részleteinek kidolgozása J. R. Haynes nevéhez fűződik. A kísérleti elrendezés vázlata a 3. ábrán látható. A germániumkristályt a tűs tranzisztornak megfelelő, hosszukás alakúra képezzük ki. A kristály kb. 25 mm hosszú, 0,8 mm átmérőjű pálcika, amelynek végei közt egy telep segítségével feszültségesést létesítünk („sweeping field"). Az elektromos tér a pálcikában jobbról balfelé vonzza az elektronokat. Ha a pálcikában hiányelektronok lennének, azok balról jobbfelé vándorolnának.

Ha az emittercsúcs baloldali tűs érintkezőjénél az impulzusgenerátort bekapcsoljuk, az emittercsúcs pozitív előfeszültséget kap és áteresztő irányban dolgozik. A 2. ábrán vázolt gondolattal összhangban, ennek hatására hiányelektronok injektálódnak a germániumrudacskába, az elektromos tér pedig beszívja őket a germánium belsejébe. Meghatározott idő múlva a hiányelektronok a negatív töltésű kollektorcsúcs közelébe jutnak. Minthogy a kollektorcsúcs vonzza a hiányelektronokat, néhány közülük a kollektorcsúcsra jut és növeli a kollektorkörben folyó áramot. Ez az áram a körbe kapcsolt ellenálláson feszültségesést hoz létre, amelyet egy katódsugároszcillográffal mérünk.

Üzem közben az impulzusgenerátor elektronikusan dolgozik és az oszcillográffal úgy van hangolva, hogy az oszcillográf ernyőjén az elektronsugár a kapcsoló zárásakor balról jobbfelé kezd mozogni. A t_1 pillanatban rövid időre zárjuk az



3. ábra. Annak a kísérletnek a vázlata, amelynek segítségével az *n*-típusú germániumban a hiányelektronok mozgása szemléltethető

emittercsúcs előtt levő kapcsolót. A zárás pillanatában az oszcillográf ernyőjén hegyes jelet észlelünk. Ezután az ernyőn semmi változás nem történik addig a t_2 pillanatig, amikor néhány hiányelektron megérkezik a kollektorcsúcshoz. A hiányelektronok koncentrációja egy pillanatig nő, majd csökkenni kezd, amikor a t_2 időpillanatban injektált hiányelektronok csoportja elvonul a kollektorcsúcs mentén. Azt a pillanatot, amikor a hiányelektronok a kollektorcsúcshoz jutnak, nem jelzi az ernyőn olyan jel, mint az injektálás időpontját, mert a hiányelektronok összességének injektálása csaknem egyetlen pontban és ugyan-

abban a pillanatban történik, míg az injektálás után a hiányelektronok diffúzió révén szétszóródnak s a kollektor elérésekor a hiányelektronok csoportja már erősen szétterjedt a kristály belsejében.

Látható, hogy ez a kísérlet lehetővé teszi a lyukak diffúziójának, valamint elektromos tér okozta vándorlásának szemléltetését és mérését. A tűs érintkezők távolsága és a tűk közti elektromos tér erőssége mérhető, ha az oszcillográfot kalibráltuk, meghatározhatjuk a lyukak mozgásának időtartamát is. Ennek alapján közvetlenül megmérhető a lyukak vándorlási sebessége. Az emittercsúcsnál lejátszódó perturbáció tehát pontosan olyan hatást vált ki, mintha az emitter kis számú töltéshordozót injektálna a germániumrudacskába. Ha pl. a tűk távolságát megkétszerezzük, akkor az éles jel és az impulzus megérkezése közt eltelt idő is megkétszereződik. Ez az eredmény azt bizonyítja, hogy a germániumban a töltéshordozók állandó sebességgel vándorolnak. Ha az áramlást okozó térerősséget növeljük a kétszeresére, akkor az áramláshoz szükséges idő a felére csökken. Eszerint a töltéshordozók sebessége arányos az elektromos térerősséggel. Ha az elektromos tér irányát megváltoztatjuk, akkor azt várjuk, hogy a töltéshordozókat az elektromos tér a pálcika baloldali részébe hajtja, tehát nem juthatnak el a kollektorhoz. A kísérlet ezt a következtetést teljes mértékben igazolta.

Az előbbiek szerint az az időtartam, amely alatt hiányelektronok áramlanak a kollektorcsúcshoz, a diffúziós állandó mértéke. Megvizsgáltuk, hogyan függ ez az időtartam attól az időtől, amennyi ahhoz szükséges, hogy a töltéshordozók az emittertől a kollektorhoz eljussanak. Azt találtuk, hogy a lyukak eloszlása kielégíti a diffúzió ismert törvényszerűségeit. A D diffúziós állandó értéke tehát meghatározható.

J. R. Haynes és munkatársai nagyszámú ilyen kísérletet végeztek. Megvizsgálták az elektroninjektálást is p-típusú germánium esetén, valamint tanulmányozták sziliciumra is az elektronok és a lyukak injektálását. A töltéshordozók mozgékonyságának és a diffúziós állandónak értéke az 1. táblázatban található.

A táblázatból kiolvasható, hogy a diffúziós állandó és a mozgékonyság hányadosa mindegyik esetben csaknem pontosan 1 : 40; dimenziója Volt. Vagyis D és μ viszonya 25 millivolt. Ennek az értéknek fundamentális jelentése van. A D és μ közti fennálló kapcsolatot általában Einstein-féle összefüggésnek mondjuk. Ezt az összefüggést részleteiben megvizsgáltuk germániumra az előbbiekben vázolt módon. A 25 mV hányados azt jelenti, hogy a statisztikus termikus energiával mozgó elektronok átlagosan 25 mV-os potenciálgáton képesek áthatolni. Másként kifejezve: Egy elektron átlagos termikus energiája 25 mV elektrosztatikus potenciálnak felel meg. Vagyis ha a termikus energiával rendelkező elektron vákuumban elektromos ellentérbe kerül, az elektromos tér hatására az elektron sebessége csökken; az elektron teljes lefékezéséig a tér 25 meV munkát végez. Ezután az elektron ellenkező irányba kezd mozogni. A 25 mV érték alapján megállapítható, hogy a Haynes-féle kísérletekben vándorló és diffundáló töltéshordozók töltése megegyezik az elektron töltésével. Ha a töltésük pl. fele- vagy kétszerakkora lenne, akkor D és μ hányadosára 50, ill. 12,5 mV adódnék.

1. táblázat

A μ mozgékonyság értékei cm²/V sec-ban, és a D diffúziós állandó értékei cm²/sec-ban [10].

	Elektronok		Lyukak	
	μ	D	μ	D
Szilicium	1200	30	250	6,5
Germánium	3600	93	1700	43

Az első Haynes-féle kísérlet után a kísérleti körülményeket többféleképpen módosítottuk. Így pl. a tűs érintkezőket a próbatest szemközti oldalaira helyeztük, különböző szélességű és vastagságú kristályokat használtunk. Ezek a kísérletek azt bizonyították, hogy a csúcsok közt a kölcsönhatást nem a kristály felülete, hanem a belseje közvetíti.

Termikusan gerjesztett elektronok és az Ohm-törvény

Egy másik, alapvető kísérletnek, amelynek segítségével a félvezető elektronjainak és hiányelektronjainak a viselkedéséről akartunk felvilágosítást kapni, gyakorlati célja volt. Miközben kísérleteket végeztem arra vonatkozólag, hogyan lehet a félvezetőket nagyfrekvenciák erősítésére felhasználni, 1948-ban érdekes gondolatra jutottam. Tőlem függetlenül H. A. Krömer is felfedezte a szóban forgó elvet és duzzasztó hatásnak (Stauеffekt) nevezte el. Krömer azonban nem az erősítés szempontjából vizsgálta az effektust, amelynek gyakorlati fontosságáról 1954-ben számoltam be.

A duzzasztó-hatás alapelve a következő: A vegyértéksáv hiányelektronja akkor ad át időegység alatt legtöbb energiát a fononoknak, ha energiája a sáv közepének közelébe esik. E erősségű elektromos térben v_a sebességére a következő egyenlőtlenségnek kell fennállnia:*

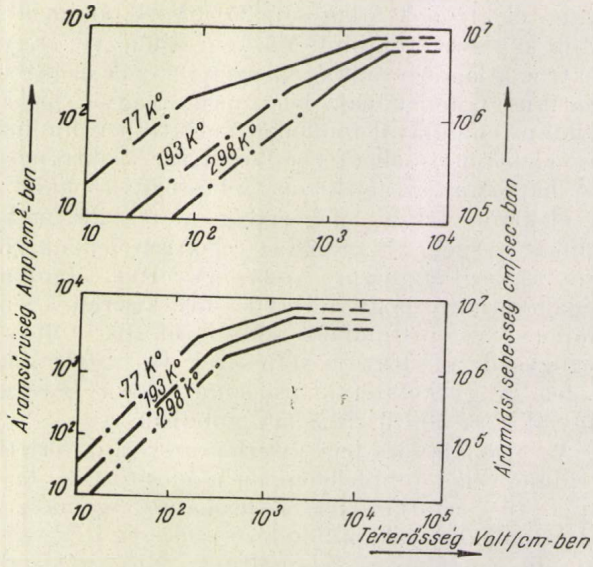
$$q E v_a < P_{\max}$$

A hiányelektron ugyanis nem vehet fel folyamatosan energiát, mert ha sok energiát kap, akkor a vegyértéksáv mélyebben fekvő állapotainak valamelyikébe kerül, ahol effektív tömegének előjele megváltozik, tehát a tér fékező hatást fog rá gyakorolni.

A negatív ellenálláseffektusokat nem vettük figyelembe. E. J. Ryder és W. Shockley azonban

* q a hiányelektronok elektromos töltése, P_{max} pedig az időegység alatt maximálisan átadott energia (A ford.).

olyan kísérleti körülményeket hozott létre, hogy az elektronok és a hiányelektronok statisztikus energiája több ezer fokos ekvivalens hőmérsékletnek felelt meg.



4. ábra. Az áramsűrűség függése az elektromos tér erősségétől *a)* *n*-típusú, *b)* *p*-típusú germániumban —.—.—. gyenge tér; ——— $\sqrt{E}$-vonal; — — — — térerőfüggetlenség.

Ezek az effektusok lényeges eltérést jelentenek az Ohm-törvénytől olyan értelemben, hogy kizárólag az elektromos tér erősségétől függenek, de függetlenek olyan körülményektől, hogy pl. az elektronok és a hiányelektronok száma a hőmérsékletváltozás következtében megváltozik.

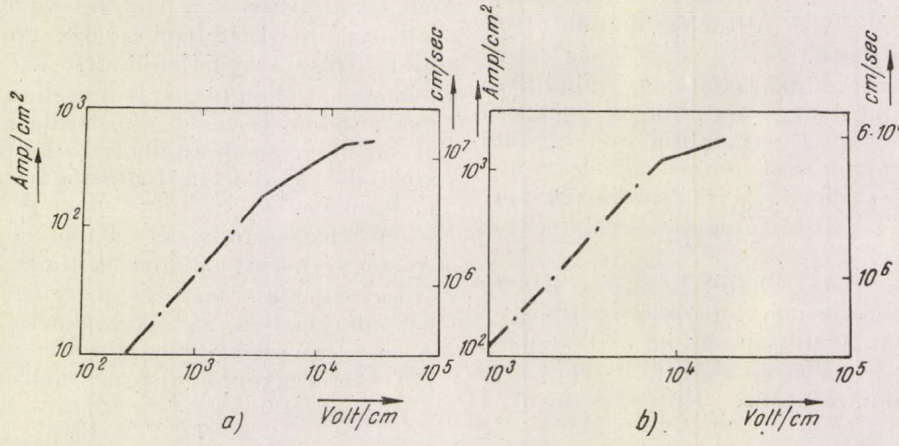
nokra és a hiányelektronokra az energia-felületeknek komplex szerkezetük van, vagyis egyetlen effektív tömeggel nem lehet minden tekintetben kielégítő félvezető-modellt felállítani.

Gyakorlati szempontból, a félvezető-berendezések karakterisztikáinak kiszámítása szempontjából igen fontos, hogy az áramlási sebesség nem lineárisan függ a térerősségtől.

A p—n-átmenet és az egykristályok

A tranzisztorfizika kialakulásának kezdeti időszakában a nagyfontosságú egyenirányító-érintkezőket úgy állították elő, hogy hegyes drótot szorítottak a félvezetőre és azután úgy tették ezt a kontaktust megfelelővé („formálták"), hogy erős áramot bocsátottak rajta keresztül. Ennek az eljárásnak atomelméleti magyarázatát még ma sem ismerjük.

A tranzisztor felfedezése után következő évben azután a vizsgálatok súlypontja a tűs érintkezőkről a *p—n*-átmenetekre tevődött át. Régebbi kutatások eredményeként már tudták, hogy az ilyen inverziós (átmeneti) rétegek egyenirányító hatásúak és fényérzékenyek. Tulajdonságaikat azonban atomisztikus modellek segítségével nem sikerült kielégítően értelmezni. Minthogy az egykristályban a *p—n*-átmenet egyszerűen azáltal létrejöhet, hogy a szennyeződésben a donorok helyett az akceptorok lesznek többségben, ezért az inverziós réteg sokkal egyszerűbb képződmény, mint a fém-félvezető-kontaktus; viselkedése elméletileg is megnyugtatóbb módon értelmezhető. Célszerűnek látszott tehát, hogy előbb a *p—n*-átmenetek vizsgálatával foglalkozzunk s az itt



5. ábra. Az áramsűrűség függése az elektromos térerősségtől. *a)* *n*-típusú, *b)* *p*-típusú szilíciumban. —.—.— gyenge tér; ——— $\sqrt{E}$-vonal; — — — térerőfüggetlenség.

A 4. és 5. ábrán Ryder nyomán felvázoltuk, hogyan függ az elektronok és a hiányelektronok áramlási sebessége az elektromos térerősségtől. Noha a görbék menete kvalitatíve érthető, kvantitatív magyarázatukat még nem ismerjük. Az egyszerű elmélet és a kísérleti eredmények eltérése valószínűleg onnan ered, hogy az elektronokra és a hiányelektronokra az energia-felületeknek komplex szerkezetük van, vagyis egyetlen effektív tömeggel nem lehet minden tekintetben kielégítő félvezető-modellt felállítani.

Elősegítette a *p—n*-átmenetek vizsgálatát az a felismerés is, hogy rétegtranzisztorokat lehet készíteni.

A *p—n*-átmenet a legegyszerűbb, ún. *összetett* struktúra a félvezető-elektronikában. Az össze-

tett struktúra olyan félvezető-monokristály, amelyben az összetétel, vagyis a donorok és akceptorok mennyisége szabályszerűen és ellenőrizhetően változik.

Mielőtt a p — n-átmenet működésének elméletére rátérnék, szeretném röviden vázolni, hogyan sikerült a Bell Telephone Intézetben első ízben olyan p — n-csatolást kapnunk, amelynek elméleti magyarázata is kielégítőnek volt mondható. Kísérleteink során bebizonyosodott, hogy a gyakorlat igényei nagyon jó hatással lehetnek a kutatásra.

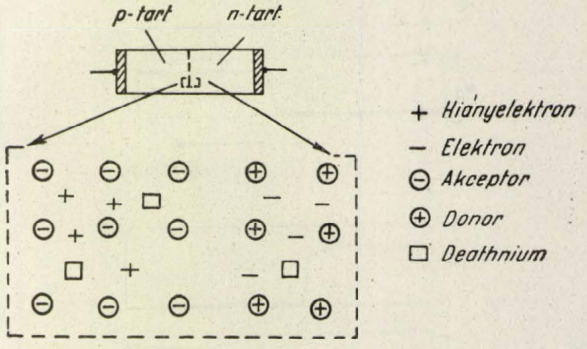
M. Sparks kísérleteivel kezdem. Ezekben a kísérletekben úgy igyekezett p — n-átmenetet létrehozni, hogy olvasztott germániumot cseppentett egy ellenkező vezetési típusú germániumtömbre. Bár ilyen módon valóban p — n-átmenetet kapott, karakterisztikái nagyon eltértek az elméleti következtetésektől. (Valószínűleg nem volt elég tiszta az anyag; a réz szerepét akkor még nem ismertük.)

A munka sürgősségére és fontosságára való tekintettel az az elhatározás született, hogy nagy germánium-egykristályokat kell növeszteni. Hangsúlyozni szeretném, hogy ez a gondolat és a terv gyors megvalósítása a tranzisztor-kutató csoport vezetőjének, J. A. Mortonnak köszönhető; érdemei ezen a területen sokkal nagyobbak más kutatócsoportok érdemeinél. Abban az időben az volt a véleményem, hogy a tudományos kutatás céljainak vékony polikristálydarabkák is megfelelnek. Morton sürgetésére G. K. Teal és J. B. Little épített egy berendezést, amelynek a segítségével a grafittégelyben hevített germániumolvadékból germánium-egykristályokat lehetett „kivonni", ha abba kis egykristály-magot tettek. A tranzisztorfizika és -technológia mai fejlődése jelentős mértékben ezeknek a kristályoknak köszönhető. Ha a kristálynövekedés közben az n-típusú olvadékba akceptorokat juttatunk, a megszilárduló anyag n-típusúból p-típusúvá lesz. Így hozták létre az első jó p — n-inverziós réteget.

Meg kell említenem az anyagpreparálás területén elért fontos eredményeket is, nevezetesen az ún. „zónatisztítás" módszerét, amelyet ugyancsak a Bell Telephone Intézet egyik kutatója, W. G. Pfann fedezett fel. Észrevette, hogy a szennyeződések a megolvasztott germániumban szívesebben oldódnak, mint a szilárd germániumban. Ennek az észrevételnek az alapján olyan eljárást dolgozott ki, amelynek segítségével ismételt kristályosítás révén a szennyeződés mértéke csökkenthető. Hosszúkás grafithajócskát készített, amelyből keresztirányú keskeny sávot hevített ki. Így megolvasztott zónákat futtathatott a germánium egyik végétől a másikig s ezáltal a szennyezések a kristály legnagyobb részéből eltávoztak és az egyik végében sűrűsödtek össze. Az így megtisztított germánium-kristályokban átlagban 10^{10} germániumatomra esett egy szennyező atom. Az ilyen kristályban a szennyeződések sűrűsége egy 10^{-5} Hgmm nyomású gáz molekulasűrűségének felel meg. A zóna-tisztítás módszerét a tranzisztor-elektronika vákuumszivattyújának nevezhetjük.

A 6. ábrán egy p—n-átmenet látható. Elektromos tulajdonságainak megbeszélése az öt hibahely-típus alapján történhet. Mechanikai szempontból a kristály teljesen homogénnek és tökéletesnek tekinthető. A kristályban a szennyezések koncentrációja tipikus esetben 10^{15} cm^{-3}. Ez a sűrűség oly kicsi, hogy ha a kristály két vége közti atomok sorozatán végigmegyünk, kb. tíz hibahelyet találunk. Ezért a hibahelyek a kristályszerkezetet csak kismértékben változtatják meg. Elektromos szempontból azonban a hibahelyek rendkívül fontos szerepet játszanak.

Mint a 6. ábrán látható, az elektronok főleg az n-típusú tartományban tartózkodnak, és ott a donorok tértöltését semlegesítik. A hiányelektronok pedig főleg a p-típusú tartományban találhatók. Ez az állapot csak akkor lehet egyensúlyi állapot, ha a kristályban elektromos tér van jelen. Első pillanatra meglepő, hogy egy vezetőben termikus egyensúlyban elektromos tér lehet. A 6. ábra alapján azonban rögtön belátható, hogy ilyen elektromos térnek okvetlenül léteznie kell. Tegyük fel ugyanis, hogy az érintkezési felületre merőlegesen nincs elektromos tér. A diffúzió következtében a felületen át balról jobbfelé hiányelektronok



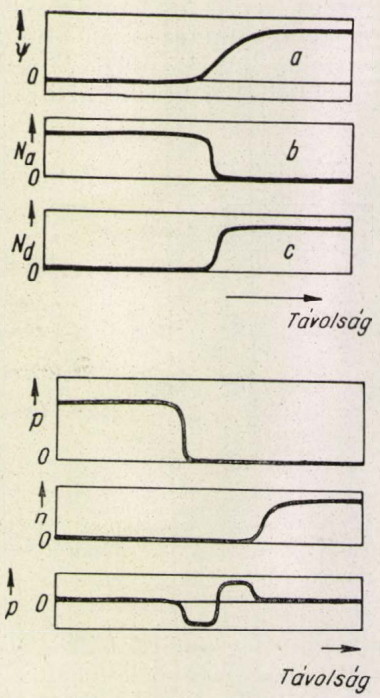
6. ábra. p — n-átmenet és a hibahelyek eloszlása. (Egyszerűség kedvéért kompenzálódó donor- és akceptorpárokat nem tüntettünk fel.)

fognak vándorolni, míg jobbról balfelé elektronok diffundálnak. Végeredményben tehát a felületen át jobbfelé pozitív töltésáramlás történik. Ennek eredményeként olyan elektromos tér alakul ki, amely a további töltésáramlást megakadályozza.

A p—n-átmenetben kialakuló elektromos teret a 7 *a* ábrán elektrosztatikus potenciállal ábrázoltuk. Az ábra többi részén azt tüntettük fel, hogyan alakul ki ez az elektromos tér és ez az elektrosztatikus potenciál a töltések hatására. A kémiai töltéssűrűségek eloszlása 7 *b* és 7 *c* ábrán látható. Mint az N_a és N_a görbék menete mutja, az ábrap éldájában feltételeztük, hogy az n- és p-típus közti átmenet az inverziós felület mentén hirtelen történik, és nem vettük figyelembe, hogy az egyik hibahely-típus kompenzálhatja a másikat. A 7 *a* ábrán vázolt elektrosztatikus potenciál hatására a pozitív lyukak bal felé igyekeznek vándorolni. Ennek következtében sűrűségük az inverziós felület elérése előtt lecsökken. A negatív töltésű elektronok a magasabb potenciálú hely felé igyekeznek s ezért az inverziós s réteg középpontja közelében nem tartózkodnak. Ennek következtében az inverziós felület közvetlen közelében a donorok és akceptorok kémiai töltéssűrűségét az elektronok és lyukak nem közömbösítik. Az inverziós felület szomszédságában ilyen módon elektrosztatikus kettősréteg alakul ki; töltéssűrűségének változása a 7 *f* ábrán látható. Éppen ez a kettősréteg szükséges ahhoz, hogy a 7 *a* ábrán látható elektrosztatikus potenciált létrehozza.

A 7 *a* ábrán látható elektrosztatikus potenciál meghatározásához differenciálegyenletet kell meg-

oldani. Ha az elektrosztatikus potenciált a távolság függvényének tekintjük, a statisztikus mechanika elveinek felhasználásával az elektronok és a lyukak által létrehozott töltéssűrűségre meghatározott kifejezést lehet megadni. Ezeket a töltéssűrűségeket a kémiai hibahelyek töltéssűrűségével



7. ábra. A potenciál és a töltés eloszlása egy inverziós rétegben

kapcsolatba hozhatjuk s ezután az elektrosztatikus potenciál differenciálegyenletét meg lehet határozni. Ez a differenciálegyenlet a Poisson-egyenlet, amely az elektrosztatikus potenciál második differenciálhányadosa és a töltéssűrűség közt állapít meg kapcsolatot. Ha ezt a differenciálegyenletet megoldjuk és termikus egyensúlyi állapotban ábrázoljuk a p—n-átmenet közelében a potenciált és a töltéssűrűségeket, a 7 ábrához jutunk.

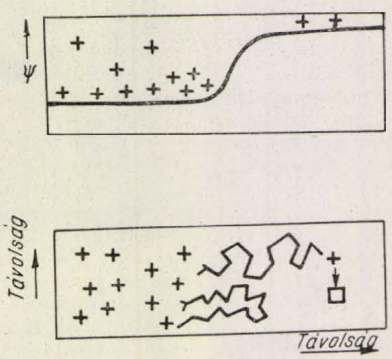
A termikus egyensúly beállta után sem lyukak, sem elektronok nem fognak az inverziós felületen át áramlani. Célszerű azonban feltételezni, hogy ebben az egyensúlyi állapotban egymást kompenzáló elektromos áramok folynak. Illusztrálásképpen tekintsük a lyukak oda- és visszaáramlását az inverziós felületen át. Noha sűrűségük az n-típusú tartományban kicsi, azért még lényeges szerepet játszik a p—n-átmenet tulajdonságainak kialakításában. Kövessük egy hiányelektron útját, amint a 8. ábrának megfelelően áthalad a potenciálgáton és az n-típusú tartományba jut. A pozitív lyuk a potenciálhegy „megmászása" után a konstans potenciálú n-típusú tartományba jut, és ott kaotikus diffúziós mozgást végez. E mozgás következtében nagy valószínűséggel ismét visszakerülhet a p-típusú tartományba. Ezt az esetet azonban hagyjuk most figyelmen kívül. Előfordulhat ugyanis, hogy a hiányelektron egyre mélyebben az n-típusú tartomány belsejébe jut, végül egy deathniumcentrum befogja és ott egy elektronnal rekombinálódik.

A pozitív lyukak élettartamától függ az, hogy átlagban milyen mélyen diffundálnak be az n-típusú tartomány belsejébe. A lyukak a tartományban diffúzió révén oszlanak szét. Ha a folyamat differenciálegyenletét megoldjuk, a hiányelektronok átlagos behatolási mélységére a következő kifejezést kapjuk :

$$L = \sqrt{D\tau},$$

ahol L a diffúziós (behatolási) távolság, D a diffúziós állandó értéke hiányelektronokra, τ pedig a hiányelektronok élettartama az n-típusú tartományban. Egyensúly esetén tehát hiányelektronáram folyik a p-tartományból az n-tartományba és az elektronokkal történő rekombináció előtt átlagban L távolságra hatol be az n-típusú tartományba.

Egyensúlyi állapotban érvényes a statisztikus mechanikának az az elve, hogy egy folyamat és a megfelelő ellentétes irányú folyamat egyenlő valószínűséggel játszódik le. Ebből következik, hogy a hiányelektronoknak az n-típusú tartományba történő áramlását és az ezt követő rekombinációt egzaktul kompenzálja az ellentétes irányú folyamat. Ebben a kompenzáló folyamatban a deathnium-centrumok termikusan hiányelektronokat keltenek, ezek az inverziós felülethez diffundálnak, majd átmennek a p-típusú tartományba.



8. ábra. Hiányelektronok áramlása egy inverziós rétegen át a p-tartományból az n-tartományba

Ha a 6. ábrán látható berendezés két vége közt feszültségkülönbséget létesítünk, akkor az előbbi két áram kompenzálódása megszűnik. A feszültség hatása szempontjából a fémelektródák és a félvezetők érintkezésein levő feszültségesést figyelmen kívül kell hagyni (6. ábra). Ennek a fejezetnek a végén még visszatérünk annak az indokolására, miért nem kell az ilyen feszültségesést figyelembe venni. A 9. ábrán felvázoltuk, milyen hatással van a rákapcsolt feszültség az áramokra. A 9*a* ábrán a termikus egyensúlyi állapot látható. Az előbbiekben említett áramokat i_f-fel, ill. i_g-vel jelöltük ; az előbbi az

n-típusú tartományba belépő és ott rekombinálódó lyukáramot jelenti, az utóbbi pedig az n-típusú tartományban keletkező és az inverziós felület felé folyó áramot jelöli.* Termikus egyensúlyi állapotban ezek az áramok egyenlő intenzitásúak és ellentétes irányban folynak. A 9*b* ábra görbéje akkor adódik, ha erős „zárófeszültséget" alkalmazunk. „Zárófeszültség" esetén a p-tartományra negatív, az n-típusra pedig pozitív feszültséget kapcsolunk, tehát a két tartomány közti elektrosztatikus potenciálkülönbség felerősödik. Ha az elektrosztatikus potenciál — a 9*b* ábrának megfelelően — elég nagy, akkor gyakorlatilag egyetlen hiányelektron sem képes a potenciálemelkedésen áthaladni és i_f értéke majdnem zérusra csökken. Ezt az állapotot úgy jellemezhetjük, hogy az i_f-et nagyon kis hosszúságú vektorral jelöljük, míg i_g értéke alig különbözik a termikus egyensúlyi állapothoz tartozó értékétől. Az L diffúziós behatolási hosszúság általában nagy a kettős-réteg vagy tértöltési tartomány méretéhez képest. Ezért a „zárófeszültség" gyakorlatilag nem változtatja meg azt a tartományt, amelyben az i_g keletkezik, vagyis i_g független a „zárófeszültség"-től. Ezt a körülményt az áram telítettségének mondjuk.

Ha az előbbivel ellentétes irányú pozitív előfeszültséget alkalmazunk, akkor a 9*c* ábrának megfelelő állapot alakul ki és i_f megnő. Ezt a növekedést úgy lehet leírni, hogy figyelembe vesszük a hiányelektronok energiakülönbségét az n- és a p-típusú tartományban. Ezt az energiakülönbséget megkapjuk, ha a két oldalon uralkodó elektrosztatikus potenciál különbségét megszorozzuk az elektron töltésével. A statisztikus mechanika egyik általános tétele segítségével meghatározhatjuk azoknak a hiányelektronoknak a számát, amelyeknek energiája elegendő a potenciálfalon való áthaladáshoz. Eszerint a tétel szerint azoknak a hiányelektronoknak a száma, amelyek a potenciálemelkedésen áthaladni képesek, 1/e-ed részére csökken, valahányszor a potenciál értéke kT-vel nő. Minthogy a potenciálesés már termikus egyensúly esetén is jelen van, nyilvánvaló, hogy ha a potenciálgát kT-vel csökken, az áram erőssége e-szeresére nő.** Ha a rákapcsolt feszültség értéke V, akkor a potenciálemelkedés megváltozása qV, ahol a polaritást úgy választottuk, hogy pozitív értékek a p-típusú tartomány pozitív feszültségű állapotához tartoznak, q pedig az elektron elektromos töltésének abszolút értékét jelenti. Egyensúlyi állapotban $V = 0$; ebben az esetben $i_f = i_g$. Általában tehát a rekombinációs áram sűrűségére a következő kifejezés érvényes:

$$i_f = i_g \exp(qV/kT).$$

* Az f és a g indexek a „forward" (előre) és a „generation" (keltés) szavak kezdőbetűi. Ez a jelölés megfelelőbb az r indexnél, amely akár a „reverse" (ellentétes), akár a „recombination" (rekombináció) szó kezdőbetűjét jelentheti. Ilyen megállapodás mellett a „forward" ekvivalens a „recombination" jelentésével, a „generation" pedig a „reverse" helyett áll.

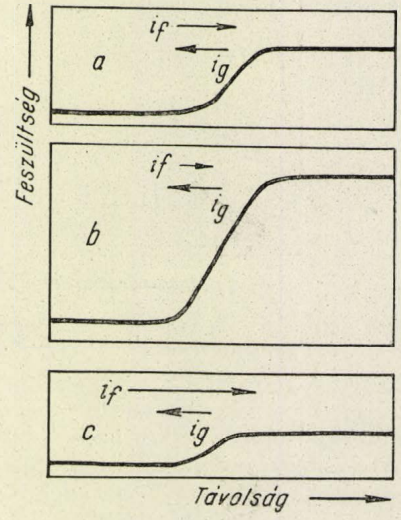
** k a Boltzmann állandó, T az abszolút hőmérséklet, e pedig a természetes logaritmus alapszáma (A ford.).

Végeredményben a p-tartományból az n-típusú tartományba lyuk-áram fog folyni, amelynek sűrűségét a következő kifejezés adja meg:

$$i_f - i_g = i_g [\exp(qV/kT) - 1].$$

Ennek az áramnak az erőssége zérus, ha $V = 0$; pozitív V értékekre az áramsűrűség exponenciálisan nő. Ha V negatív és abszolút értéke lényegesen nagyobb, mint kT/q, akkor az áramsűrűség a $-i_g$ negatív telítési értékre esik.

Az inverziós felületen át folyó elektronáram hasonló gondolatmenettel írható le. Ha a bekapcsolt feszültségkülönbség a hiányelektronok szem-



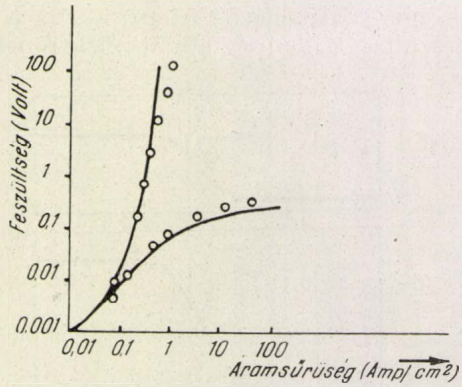
9. ábra. A rekombinációs és a generációs áram függése az előfeszültségtől *a)* termikus egyensúly, *b)* negatív előfeszültség, *c)* pozitív előfeszültség esetén.

pontjából lecsökkenti a potenciállépcső magasságát, nyilvánvalóan ugyanez érvényes az elektronok szempontjából is. Erős elektronáramlás tehát ugyanazon feltételek mellett lehetséges, amelyek nagy lyukáramlást tesznek lehetővé. A nagy áramerősség mindkét esetben a kisebbségi töltéshordozók áramlásának felel meg. Mindkét esetben olyan az áram iránya, hogy pozitív töltést szállít a p-típusú tartományból az n-típusúba. Az egyik esetben a p-típusú tartományból az n-típusúba áramló hiányelektronok végzik a töltésszállítást, a másik esetben pedig azok a negatív hibahelyek, — elektronok —, amelyek ellentétes irányban áramlanak. Negatív előfeszültség esetén a potenciálnövekedés nagyobb, a defektelektronok igyekeznek a p-típusú tartományban, az elektronok pedig az n-típusú tartományban maradni. A keltési folyamat következtében mindkét tartományban telítési áram folyik. Ha a teljes telítési áramot i_s-sel jelöljük, akkor V előfeszültség esetén a teljes áramot a következő formulával írhatjuk le:

$$i = i_s [\exp(qV/kT) - 1]$$

i_s nyilvánvalóan a két újrakeltési áram összege. A tapasztalat szerint a germánium p—n-átmeneteire a fenti formula pontosan kielégül. Az egyenirányító hatásra nyert elméleti és tapasztalati értékeket a 10. ábrán tüntettük fel. Megjegyez-

zük, hogy $kT/q = 25$ millivolt feszültség esetén a két görbeág közti eltérés, az előbbi egyenlettel összhangban, pontosan az e-vel való szorzásnak felel meg. Az elmélet és a tapasztalat egyezése azt bizonyítja, hogy a p—n-átmenetben a töltéshordozó hibahelyek töltése egyezik az elektron elektromos töltésével. Ha a hibahelyek töltése kétszer akkora lenne, 25 mVolt helyett 12,5 mVoltot kapnánk, míg feleakkora töltés esetén 50 mVolt adódnék.



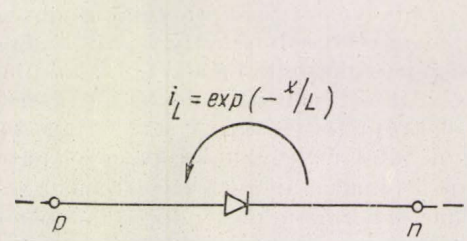
10. ábra. Egy p—n-átmenet egyenirányító-karakterisztikája

Ha a p-típusú tartományra nagy pozitív feszültséget kapcsolunk, akkor az n- és a p-típusú tartományok közti potenciállépcső csaknem teljesen megszűnik. Ebben az esetben a kisebbségi töltéshordozók nagy sűrűségben áramlanak át a potenciálfalon és a felesleg töltéshordozók sűrűsége lényegesen megváltozhat. Ilyen feltételek mellett már nem igaz az, hogy a kisebbségi töltéshordozók erőmentes tartományba diffundálnak, mint egyensúlyi állapotban. Bár ennek az ún. „erős injektálás"-nak (large signal condition) igen nagy jelentősége van, további részletezésére nem térünk ki.

A p—n-átmenet egyenirányító hatására vonatkozó diffúzióelmélet kísérletileg többféleképpen is ellenőrizhető. Az alábbiakban olyan kísérlet ismertetésével foglalkozunk, amely a fényelektromos jelenségen alapszik. Az elég nagy energiájú fotonok abszorpciójuk után a germániumban elektron-lyuk-párt kelthetnek. Ez a párkeltés hozzáadódik a deathnium-centrumokban lejátszódó párkeltéshez. Ha a fényt a germániumtömb kis tartományára fókuszáljuk, lehetővé válik, hogy az inverziós felülettől meghatározott távolságban kisebbségi töltéshordozókat hozzunk létre. A fényabszorpció hatására keletkező áram erősségének csökkennie kell, ha a megvilágítás helye nagyobb távolságra van az inverziós rétegtől. Annak valószínűsége, hogy az inverziós rétegtől x távolságban keletkezett kisebbségi töltéshordozó, rekombinációja előtt az inverziós réteghez jut, egyszerűen $\exp(-x/L)$, ahol L a kisebbségi töltéshordozók diffúziós távolsága abban a tartományban, ahol ez a töltéshordozó keletkezett. Ezt az exponenciális függést Goucher és munkatársai kísérletileg igazolták. Azt is megállapították, hogy az előbbi képletben szereplő L-érték megegyezik az egyenirányítóformula értelmezésében szereplő L-értékkel.

Az elmondottak illusztrálása végett tekintsük a diffúziós hosszúság értékét egy tipikus példában. Egy kisebbségi töltéshordozó tipikus élettartama 10^{-4} sec, a diffúziós állandó értéke pedig elektronokra germániumban 93 cm²/sec. Ezek alapján a diffúziós távolságra kb. 0,1 cm, azaz 1 mm adódik.

Minthogy a fény áramot kelthet, hatását közvetlenül egy inverziós réteggel ekvivalens áramkörben szemléltethetjük. A 11. ábrán i_L a fény hatására keletkező kisebbségi töltéshordozók árama. Az ábrán látható ekvivalens áramkör olyan esetnek felel meg, amelyben a fény az inverziós rétegtől x távolságra esik a kristályra. Ha a fény nincs fókuszálva, akkor az exponenciális függvényben az x helyére a megfelelő középértéket kell írni. Ha mind az n-, mind a p-típusú tartományra fény esik, akkor azt is figyelembe kellene venni, hogy az n-típusú tartományban a hiányelektronok diffúziós távolsága valószínűleg különbözik az elektronok diffúziós távolságától a p-típusú tartományban. A 11. ábra kiemeli a fény áramkeltő hatásának jelentőségét. Ha a 11. ábrán látható ekvivalens áramkör nyitott, akkor benne fényelektromos feszültség keletkezik. Az egyen-



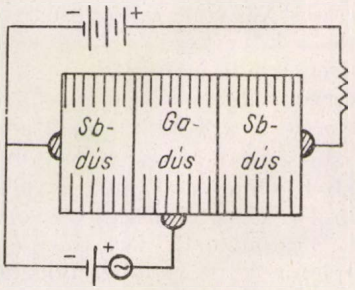
11. ábra. Egy inverziós fotocellával ekvivalens áramkör

irányító karakterisztikája következtében ez a feszültség általában nem lineárisan függ a fény intenzitásától. A 10. ábrán azonban a fotoáram (a „beáramlás") mégis lineárisan változik a fényintenzitással. A fotoáramnak az inverziós rétegre kapcsolt előfeszültségtől való függetlenségét Goucher és munkatársai, valamint Pientenpol különböző kísérleti körülmények között igazolták.

A rétegtranzisztor

A rétegtranzisztor két inverziós rétegből áll, amelyek háttal vannak egymáshoz illesztve. Erősítőberendezésben a rétegtranzisztor működése sokban hasonlít egy trióda, ill. egy elektroncső működéséhez. A 12. ábrán egy n—p—n rétegtranzisztor van egy erősítőkörben. Egy p-típusú germániumréteg két n-típusú germániumréteg közé van helyezve. Mindhárom réteghez nemegyenirányító elektromos érintkezők illeszkednek. Működés közben a „kollektor"-nak nevezett n-típusú tartomány jobboldali irányban pozitív

előfeszültségen van, tehát vonzza az elektronokat. Ennek következtében közte és a bázisnak nevezett középső tartomány között ellentétes polaritású előfeszültség jelentkezik. Ezen a záróirányban polarizált inverziós rétegen át folyó áramot egy elektromos jellel lehet ellenőrizni, amelyet a bázis és az emitternek nevezett n-típusú tartomány bemenetére adunk. Mint alább részletesebben is megbeszéljük, az emitterátmenet előfeszültsége



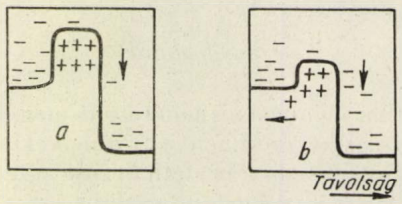
12. ábra. Egy rétegtranzisztor felépítése és előfeszültsége erősítő körben

szabályozza a bázistartományon át folyó elektronáramot. Az emitter-átmenet valóban olyan szerepet tölt be, mint egy vákuumcsőben a katód és a rács közt levő tartomány. A bázisrétegbe belépő elektronok nagy valószínűséggel a kollektorfelületre diffundálnak, következésképpen az emittertől a kollektorhoz folyó elektronáram változtatható, ha az emitter-bázis-felületen a posenciált változtatjuk. Hasonló ez az eljárás ahhoz, mint mikor a katódcsőben szabályozzuk a katód és az anód közti elektronáramot.

Rétegtranzisztorokat sokféleképpen lehet készíteni. Az összetett struktúrát a kristályfejlesztő berendezésben hasonló módon lehet létrehozni, mint az egyszerű inverziós réteget. Ha a kristályt antimóntartalmú olvadékból készítjük, indiumot, majd néhány másodperccel később antimónt tartalmazó labdacsot teszünk az olvadékba. A két labdacs hozzáadása közt növekedő kristályrész indiumot tartalmaz, tehát p-típusú lesz. A második labdacs túlkompenzálja az indium hatását s az azután növekedő kristályrész n-típusú félvezető lesz. Az ilyen egykristályból keskeny csíkot vágnak ki és kontaktusokat illesztenek rá. A sokféle technikai folyamattal, amelyet a stabil tranzisztorok készítésénél alkalmaznak, nem kívánok foglalkozni.

Az összetett struktúra előállításának másik módszerénél vékony germániumkorongból indulunk ki, amely a p-típusú tartomány szerepét játssza. Erre a korongra olyan fémgolyócskát helyeznek, amely donorokat tartalmaz. A korongot és a golyócskát ezután olyan hőmérsékletre hevítik, amelyen a fémgolyó megolvad és egy kevés germániumot felold. Ezután a fémet a germániummal együtt lehűtik, közben a germánium kristályosodik és az alapanyag kristályszerkezetére ránövekszik. Ez a germánium néhány donort tartalmaz, amelyek az előzőleg megolvasztott fémben voltak. Ilyen módon n-típusú germániumot nyernek. A tranzisztorgyártáskor a vékony germániumlemez mindkét oldalára fémgolyócskákat helyeznek, s meghatározott eljárással elérhető, hogy megadott mértékben germániumot oldjanak fel. A jelenlegi tranzisztorok legnagyobb részét ilyen eljárással készítették.

Az üzemben levő tranzisztorban az elektronok viselkedését a 13. ábra tünteti fel. A diagrammról leolvashatjuk az elektron potenciális energiájának a változását, miközben az elektron a tranzisztorban az emittertől a kollektorhoz jut. (Az előfeszültséget a 12. ábra mutatja.) A kollektorátmenetre kapcsolt zárófeszültség a jobboldalon erős potenciálesést hoz létre. Az emitterátmeneten levő, változtatható előfeszültség hatására a potenciálhegy magassága megváltozik és ezzel megváltozik a bázisrétegen át folyó diffúziós elektronáram is. A bázisréteg nagyon vékony és nagyon kevés deathniumot tartalmaz. Ezért sokkal nagyobb annak a valószínűsége, hogy az elektron átdiffundál a bázisrétegen és a kollektorfelülethez jut, mint annak a valószínűsége, hogy az elektron a bázisrétegben egy deathnium-centrum közvetítésével egy hiányelektronnal rekombinálódik. Valóban, egy jól elkészített rétegtranzisztor bázistartományán át a kollektorhoz olyan elektronáram folyik, amely a bázisrétegben keletkező rekombinációs áramnak több mint százszorosa. Ez azt jelenti, hogy a bázisréteghez folyó bemenő áramok szabályozni tudják a kollektorhoz folyó, százszor erősebb kimenő áramot. Noha a folyamat közelítőleg sem olyan ideális, mint egy triódában, amelyben a rácsáram és az anódáram viszonya még kisebb, ennek ellenére a rétegtranzisztor kiválóan alkalmazható erősítésre.



13. ábra. Egy elektron potenciális energiájának változása egy p — n-rétegtranzisztorban két különböző előfeszültségnél. A *b)* esetben az előfeszültség nagyobb, mint *a)*-ban

Feszültségerősítés szempontjából a rétegtranzisztor sokkal előnyösebb a vákuumcsöveknél, mert már 50—100 mVolt feszültséggel jól működik. Ekkora feszültség a 6. ábrán látható potenciálfalat a termikus feszültség (kT/q = 25 mV) többszörösével növeli meg. Ha tehát egy elektron eljut a kollektorfelülethez, biztosan „lecsúszik" a potenciálesésen, alig van valószínűsége annak, hogy az elektron visszafordul jon.

A kollektor-telítés tekintetében a rétegtranzisztornak csaknem ideális pentóda-karakterisztikája van. Ez a körülmény ugyanarra az okra vezethető vissza, mint a tranzisztornak az a tulajdonsága, hogy kis kollektorfeszültségen jól működik. Valóban, néhány rétegtranzisztorban többszázszoros feszültségváltozás esetén, pl. 100 mVolt és 10 V között az áram eltérése elhanyagolható.

A 11. és 12. ábrán látható rétegtranzisztor csak egy a sokféle tranzisztorok közül. A $p—n—i—p$- és az $n—p—i—n$-tranzisztorokban a kollektor és a bázis közt kicsi a kapacitív ellenállás.

Az ún. réteg-tetróda a rétegtranzisztor speciális formája. Ebben a tranzisztorban az áramot úgy lehet szabályozni, mintha ez a szabályozás csak a bázis egy keskeny tartományában történne. Ezeket a rétegtranzisztorokat rezgőkörökben 1000 MHz frekvenciáig lehet alkalmazni.

E fejezet befejezéseként szeretném megemlíteni, hogy az energiaátadásban a rétegtranzisztor kevésbé tehetetlen, mint a vákuumcsövek. Ez a körülmény rendkívül jelentős. Azt jelenti ugyanis, hogy a rétegtranzisztorok olyan esetekben alkalmazhatók hatásosan, amikor a felerősítendő energia sokkal kisebb, mint a legtöbb vákuumcső működéséhez szükséges fűtőáram. Az a körülmény, hogy a rétegtranzisztor nagyon kis teljesítménynyel működni képes, azzal magyarázható, hogy nagyon kis feszültségre van szükség, továbbá kis mérete és nagyfokú tisztasága következtében a deathnium-centrumok által keltett áram erőssége a mikroamper alá csökkenthető. Építhető pl. olyan rétegtranzisztor, amelynek segítségével egy mikrowattnál kisebb bemenő teljesítményt is erősíteni lehet. Ugyanez a tranzisztor még 10 Voltos feszültség és 10 mA áramerősség esetén is működik, tehát hatalmas energiatartományban alkalmazható. Ez a körülmény arra utal, hogy valószínűleg sokkal kevesebb különböző tranzisztortípust fognak kidolgozni, mint ahány vákuumcsőfajtát ismerünk.

Összefoglalás

Egyetlen előadásban lehetetlen még vázolni is a félvezetőfizika eredményeit, amelyeket a kutatók a tranzisztorhatás felfedezése óta elértek. Előadásomban igyekeztem vázolni azt a kutatási programot, amelyet gyakorlati szempontok alapján dolgoztunk ki s amely a félvezetőkben lejátszódó elektromos jelenségek megértéséhez közelebb segített bennünket.

Természetes, hogy munkánk egyes részei bizonyos mértékig függetlenek voltak a gyakorlattól. De a gyakorlati alkalmazás hamar lehetővé vált, amint az alapvető összefüggéseket sikerült megismerni. A felületi állapotokra vonatkozó eredmények az alaptudományokhoz sorolhatók annál is inkább, mert nem lehet előre tudni, hogy az egyes tudományos eredményeket később milyen mértékben lehet a gyakorlatban hasznosítani. Nagyon valószínű azonban, hogy a felületi állapotok tulajdonságait később tökéletesen sikerül megmagyarázni és ennek alapján sikerül jobb berendezéseket készíteni.

Hasonlóan a tiszta tudományhoz sorolható a sziliciumban és a germániumban az energiasávok szerkezetének a meghatározása. Ezeknek a kutatásoknak az alapján a konstans energiájú felületeket részleteiben is sikerült megismerni.

Annak a hatalmas tudományos területnek, amely a tranzisztortechnológia fejlődése nyomán alakult ki, „a szilicium és a germánium szilárd oldatainak elmélete" elnevezést adhatnánk. Részleteiben tanulmányozták a különböző típusú donorok és akceptorok kölcsönhatását. Felismerték, hogy ha a sziliciumba vagy germániumba idegen elemet juttatunk, elektromos tulajdonságai érdekes módon megváltoznak. Ma már tudjuk, hogy ugyanaz az atom más szerepet játszik, mint helyettesítő atom (szubsztitúciós hibahely) vagy mint rácsközi atom. Ismeretes az is, hogy a félvezetőkben egyes atomok nemcsak két töltésállapotban lehetnek, mint az egyszerű donorok vagy akceptorok esetén, hanem négyféle töltésállapotban is. Nagyon valószínű, hogy ez a munkaterület a következő években szoros kapcsolatba kerül a fizikai kémiával.

A gyakorlat szükségletei nyomják rá bélyegüket a lavinaszerű átütés vizsgálatára, amely a diódák feszültséghatára és a védőberendezések szempontjából jelentős. Ennek a jelenségnek a vizsgálatára Dr. O. E. Buckleyvel történt beszélgetés adott impulzust. Dr. Buckley kifejtette hogy a telefonokat védőberendezésekkel kell ellátni azok ellen a nagy feszültségek ellen, amelyek közeli villámcsapások alkalmával keletkeznek a távbeszélővezetékekben. Magam is helyeseltem ezt az elgondolást. Ma már elavultnak látszik az az interpretáció, amely a dielektromos átütés Zener javasolta mechanizmusával van kapcsolatban. (Eszerint az elektromos tér közvetlenül megszakítja az elektronpár-kötéseket és elektron-lyuk-párokat hoz létre.) McKaynek és munkatársainak ilyen irányú vizsgálatai nyomán a félvezetőelektronikának új ága fejlődött ki, amely a félvezetőkben, erős elektromos térben mozgó elektronok és hiányelektronok ütközési ionizációjával foglalkozik. Ez a jelenség és a jelenség elmélete fontos szerepet játszik a tranzisztorok bizonyos fajtájánál.

Befejezésül legyen szabad utalnom 1950-ben írt könyvem egyik fejezetére, amelynek tartalma ma sem elavult, az ott mondottak ma is helytállóak :

Ezen a helyen célszerűnek látszik, hogy a tranzisztorelektronika jövőjéről is beszéljünk. Azok, akik ezen a területen intenzíven dolgoztak, osztják a szerző optimizmusát, amely szerint a tranzisztoroknak nagy alkalmazási területük van. A legtöbb kutatónak az a véleménye, hogy a tranzisztor-elektronika hamarosan egyenrangú társa lesz a vákuum- és gázkisülési csövek elektronikájának. Néhány tranzisztorfajtát már sikerült kidolgozni, néhányról pedig elmondhatjuk, hogy hamarosan sor kerülhet gyakorlati alkalmazásukra. A kutatások során új gondolatok születtek, amelyeknek helyességét azonban a gyakorlatnak kell ellenőriznie. Valószínű, hogy a töltéshordozók injektálására, a téreffektusra, az egyenirányító hatásra vonatkozólag a közeli jövőben ismereteink bővülni fognak. Az is valószínű, hogy más fizikai alaptörvények is komoly hasznára lesznek a gyakorlatnak.

Igyekezni fogok, hogy új munkahelyemen, Californiában hasznos munkása legyek a tudománynak.

Fordította : *Szabó János*

Magreakciók elmélete II.

A közbenső-mag-modell

A Bohr-féle közbenső-mag-modell alapfeltétele az, hogy a mag nukleonjai között a kölcsönhatás rendkívül erős. Nem használhatjuk tehát azt az atomburok fizikában jól bevált közelítést, mely szerint a magba behatoló nukleon egy, a nukleonok együttes hatása által kialakított átlagos potenciálvölgyben mozog, az egyes nukleonoktól közel függetlenül (ez a régi optikai modell alapfeltevése), hanem ellenkezőleg: a mag nukleonjai között olyan erős a kölcsönhatás, hogy a magba behatoló nukleon a magon való áthaladásához szükséges időhöz képest rendkívül kis idő alatt elveszti individualitását, egyesül a maggal. Bohr a mag viselkedését igen szemléletes módon írta le: a mag úgy viselkedik, mint egy folyadékcsepp. A folyadékcsepp alkotórészei (a nukleonok) között olyan erős a kölcsönhatás, hogy egyáltalán nem beszélhetünk az egyes folyadékcsepp-részek (nukleonok) individuális mozgásáról: a folyadékcsepp (mag) csak együttesen tud mozogni. Az ilyen mozgásokat kollektív (együttes) mozgásoknak nevezzük. Kollektív mozgás például a vibráció (a folyadékcsepp külső erők hatására rezegni kezd), vagy a rotáció (a folyadékcsepp örvénylő mozgást végez, forog). A cseppmodell alapján a magban kétféle erő hat: a felületi feszültség, ami a magot összetartani igyekszik és a nukleonok közti erős kölcsönhatás miatt lép fel és a protonok közti Coulomb taszítás.

A cseppmodell alapelveit alkalmazta Bohr a magreakciók tárgyalásánál is és így állította fel az ún. közbenső-mag-modellt. Nézzük meg, milyen eredményeket kapunk, ha a cseppmodell alapfeltevéseit alkalmazzuk. Először is, mint már említettük, a mag nukleonjai között fennálló erős kölcsönhatás miatt a beeső nukleon nem halad át a magon, hanem igen rövid idő alatt egyesül azzal, beleolvad és ilyen módon kialakul egy új mag. Ha az eredeti mag tömegszáma A, rendszáma Z és a bombázó nukleoné a, ill. z, úgy a keletkezett új magé $A + a$, ill. $Z + z$. Ezt az újonnan keletkezett magot nevezte el Bohr közbenső-magnak. A közbenső-mag azután — egy viszonylag hosszú idő alatt — valamilyen módon ismét elbomlik: a magból valamilyen részecske vagy γ-sugárzás lép ki.

Látható, hogy a Bohr-féle gondolatmenet váratlan eredményre vezetett: a magreakció folyamán egy új, ún. közbenső-mag alakul ki. Első pillanatra talán meglepő ez a feltevés, ha azonban alaposan végiggondoljuk a kísérleti eredményeket, láthatjuk, hogy egy hosszú életű közbenső-mag feltételezése azért vált szükségessé, mert csak ilyen módon tudjuk azokat magyarázni. Mit is tapasztaltak a kísérletek során? Ha nagysebességű neutronokkal bombázunk atommagokat, a neutronok vagy szóródnak a magokon, vagy pedig befogódnak a magokba γ-sugárzás vagy valamilyen részecske kibocsátása mellett, miközben egy új, stabilis vagy radioaktív izotóp keletkezik. Megmérték a neutronszórás, valamint az (n, p) reakciók hatáskeresztmetszeteit és azt tapasztalták, hogy azok nagyságrendileg az atommag geometriai hatáskeresztmetszetével egyeznek meg, míg az (n, γ) folyamat hatáskeresztmetszete ennél néhányszor kisebb. Elméleti számítások szerint viszont az (n, γ) folyamat hatáskeresztmetszetének nagy beeső energiájú neutronok esetén nagyságrendekkel kisebbnek kellene lennie, mint pl. a szórásénak. A kísérleti eredményeket csak úgy lehet magyarázni, ha feltesszük, hogy a neutron nemcsak egyszerűen áthalad a magon (a magon való áthaladás ideje 10^{-21} sec nagyságrendű), hanem az áthaladási időhöz képest igen sokáig tartózkodik a magban. Az (n, γ) folyamat valószínűsége ugyanis nagyon kicsi és csak akkor lehet nagy a hatáskeresztmetszete, ha sok idő van a γ-kisugárzásra, vagyis a neutron hosszú ideig van kölcsönhatásban az atommaggal, hosszú ideig tartózkodhatik benne. A gyors neutron és az atommag kölcsönhatása során tehát egy hosszú életű közbenső rendszer keletkezik. Ezt a közbenső rendszert nevezte Bohr közbenső-magnak.

A közbenső-mag feltételezésével már magyarázni tudjuk a fent említett kísérleti eredményeket. Egy magreakció eszerint ugyanis a következő módon zajlik le: Valamilyen meghatározott energiájú részecskével bombázzuk a céltárgyat. A beeső nukleon, amikor kölcsönhatásba kerül a bombázott maggal, energiáját átadja annak, s mivel a mag nukleonjai között erős kölcsönhatás van, a beeső nukleon energiája egyenletesen oszlik el a mag nukleonjai között. A legjobban egy hőtani analógiával világíthatjuk meg a helyzetet: Tekintsünk egy edényben valamilyen gázt, és kezdjük el melegíteni egy helyen. (Ez felel meg annak, hogy egy nukleont belövünk az atommagba.) A gázzal közölt hőenergia nemcsak a hőközlés helye környezetében melegíti fel a gázt, hanem az egész gázmennyiség egyenletesen felmelegszik. Éppen így egy magreakció során is nemcsak egyes nukleonok energiája lesz nagy, hanem a gerjesztési energia egyenletesen eloszlik a mag valamennyi nukleonja között: beáll egy egyensúlyi állapot. Az energiakicserélődés a mag nukleonjai között ütközések során következik be; az egyensúlyi állapot tehát csak akkor alakulhat ki rövid idő alatt, ha a nukleonok magban levő szabadúthossza kicsi a mag sugarához képest. (Szabadúthossz alatt azt a távolságot értjük, amit egy nukleon ütközés nélkül megtehet a magban.) A $\lambda \ll R$ feltétel éppen a Bohr-féle közbenső-mag-modell érvényességének egyik alapvető feltétele. Az újonnan kialakult közbenső-mag gerjesztett állapotban van, tehát egy idő után valamilyen módon elbomlik. A különböző lehetséges bomlásmódok egymással versengő folyamatok. Lehetséges, hogy a mag valamilyen részecskét bocsát ki

vagy hogy sugárzással alapállapotba megy át. Ha nem alakulna ki közbenső-mag, akkor a beeső nukleon hatására valamilyen más részecske lökődne ki egyszerű ütközés révén a magból: természetesen az rendkívül nagy valószínűséggel bekövetkező folyamat, így emellett annak a valószínűsége, hogy a beeső nukleon úgy veszti el gerjesztési energiáját, hogy sugárzást bocsát ki, igen kicsi. Más a helyzet azonban abban az esetben, ha közbenső-mag alakul ki. Ha ugyanis a gerjesztési energia egyenletesen oszlik el a mag nukleonjai között, a mag nem tud egykönnyen elbomlani. Egy nukleon ugyanis csak akkor léphet ki a magból, ha energiája legalább akkora, mint a kilépéshez szükséges energia (ez körülbelül megegyezik a nukleonok átlagos kötési energiájával, tehát 7—8 MeV-tal). Annak viszont kicsi a valószínűsége, hogy statisztikus energiaingadozások révén ilyen nagymennyiségű energia koncentrálódjon egy nukleonra. A közbenső-mag tehát hosszúéletű lesz. Ha viszont hosszúéletű a közbenső-mag, érthető, hogy az (n, γ) reakció hatáskeresztmetszete is viszonylag nagyobb lesz az egyéb folyamatok hatáskeresztmetszetéhez képest.

A fentiekben azt mondtuk, hogy a mag gerjesztési energiája eloszlik a mag nukleonjai között, kialakul egy statisztikus egyensúly és csak ezután bomlik el a mag. Ebből viszont az következik, hogy a mag a keletkezéstől független módon bomlik el. Egy magreakció hatáskeresztmetszete két, egymástól független tényezőre bontható: a közbenső-mag kialakulására és annak elbomlására. A két folyamat egymástól való függetlensége a közbenső-mag-modell második alapvető feltevése. A III. részben még részletesebben szó lesz ezeknek a feltételeknek a teljesüléséről.

Ilyen módon látható, hogy a közbenső-mag-modell segítségével meg tudjuk magyarázni a gyors neutronokkal végzett kísérletek eredményeit. Hátra van még annak a magyarázata, hogy ha lassú neutronokkal bombázzuk a céltárgyat, miért változnak a hatáskeresztmetszetek olyan erősen az energia függvényében. A közbenső-mag-modell alapján ezt is meg lehet érteni. A közbenső-magnak, mint általában minden kvantummechanikai rendszernek, meghatározott energia-sajátértékei vannak: a gerjesztési energia csak ezen energia-sajátértékek valamelyikével egyezhet meg. Ezeket az energia-sajátértékeket nívóknak nevezzük. Természetesen mivel a gerjesztés során minden részecske gerjesztődik, a teljes gerjesztési energia növekedtével a különböző kollektív mozgástípusok sajátfrekvenciáit egyre többféle módon lehet kombinálni, úgy hogy a magasan fekvő energianívók sokkal sűrűbben helyezkednek el, mint az alacsonyan fekvők. Ugyanakkor viszont növekvő gerjesztési energiával nő a nívók energiabizonytalansága, vagyis szélessége is. Ez utóbbit könnyen beláthatjuk, ha arra gondolunk, hogy a szórási hatáskeresztmetszet és a sugárzási hatáskeresztmetszet viszonyából következtethetünk a közbenső-mag élettartamára és abból a $\Delta E \cdot \tau \sim \hbar$ Heisenberger-féle bizonytalansági relációból a rendszer energia-bizonytalanságára, vagyis a mag nívóinak szélességére (ΔE itt a rendszer energia-bizonytalansága és τ az élettartama). A kísérletek szerint pedig a sugárzási és a szórási hatáskeresztmetszet hányadosa az energia növekedtével csökkel, így τ is csökken, tehát ΔE nő, vagyis nő a nívószélesség is. Míg tehát kis gerjesztési energiák esetén a mag nívói keskenyek és egymástól nagy távolságra vannak, az energia növekedtével ezek a korábban élesen elkülönülő nívók egymáshoz egyre közelebb kerülnek és egyúttal egyre jobban kiszélesednek, úgyhogy egyre jobban fedik egymást, míg végül gyakorlatilag összeolvadnak és a rendszer lehetséges energiaértékei folytonossá válnak. Gyors neutronok esetén a gerjesztési energia már a folytonos nívótartományba esik, tehát ott azt várhatjuk, hogy a hatáskeresztmetszetek az energia sima függvényei. Lassú neutronok esetén viszont a neutronok de-Broglie-hullámhossza nagy a mag méreteihez képest, ezért itt már nem alkalmazható a fenti félig-klasszikus tárgyalásmód.

Ezekután a meggondolások után térjünk vissza a kis energiájú neutron-kísérletek eredményeinek magyarázatához.* Fermi és munkatársai azt tapasztalták, hogy ha lassú neutronokkal bombáztak nehéz magokat, a hatáskeresztmetszet energiafüggése rezonancia-szerkezetet mutatott, ami azt jelenti, hogy egyes neutron-energiák esetén rendkívül éles maximumot vett fel. Sikerült megmutatni azt is, hogy a maximumok szélessége mindössze néhány eV, egymástól való távolságuk pedig 10—100—1000 eV körül van. A jelenség oka nyilván kvantummechanikai effektus: kvantummechanikai rezonancia, amely akkor jön létre, ha a céltárgy-mag és a neutron kölcsönhatása után a keletkezett közbenső-mag gerjesztési energiája megegyezik a közbenső-mag szemistabilis állapotának** (nívójának) az energiájával. Ebben az esetben ugyanis nagy valószínűséggel alakul ki közbenső-mag, egyébként viszont közbenső-mag csak igen kis valószínűséggel alakulhat ki (egy bizonyos valószínűséggel azért kialakulhat, mivel a nívók nem egész élesek, hanem véges szélességűek), így a neutron csak áthalad a magon. A közbenső-mag-modellel tehát kvalitatíve magyarázni tudjuk a rezonancia szerkezet felléptét. A rezonancia helyek sűrűn helyezkednek el, ami azt bizonyítja, hogy a mag energianívói is sűrűn vannak. A rezonanciák élessége továbbá arra mutat, hogy az egyes nívók energiabizonytalansága igen kicsi, tehát a rendszer csakugyan hosszú életű.*** A maximumok szélességéből megállapí-

* Lassú neutronokkal való bombázás esetén a közbenső-mag gerjesztési energiája kb. 8 MeV, ugyanis ennyi a beeső nukleon kötési energiája a magban.

** Szemistabilis állapotoknak az olyan állapotokat nevezzük, amelyekben a rendszer hosszú ideig tartózkodhat ugyan, de egy idő után más állapotba megy át. Mivel a közbenső-mag egy idő után elbomlik, így nívói nem stabilisak, csak szemistabilisak.

*** Kis gerjesztési energiák esetén τ nagyobb, mint nagy gerjesztési energiáknál, ugyanis akkor kisebb annak a valószínűsége, hogy a kilépéshez szükséges energiamennyiség egy nukleonra koncentrálódjon.

I. táblázat

	Lassú neutronok $E < 1000$ eV	Közepes neutronok 1 keV $< E <$ 500 keV	Gyors neutronok 0·5 MeV $< E <$ 10 MeV	Nagyon gyors neutronok 10 MeV $< E <$ 50 MeV	Rendkívül gyors neutronok 50 MeV $< E$	
Könnyű magok $A < 25$	$D \simeq 0{,}1 - 1$ MeV rezonancia — szórás		még megkülönböztethető rezonanciák	nincsenek megkülönböztethető rezonanciák	Folytonos energia tartomány	Magpárolgás:
Közepes magok $25 < A < 80$	$D \simeq 1 - 100$ keV $\Gamma_n \sim 10$ keV $\quad \Gamma_r \simeq 10$ eV rezonancia-szórás $\Gamma \approx \Gamma_n \gg \Gamma_r$		$\sigma_{sz} \simeq \sigma_r$ a rezonanciák átfedik egymást	$\sigma_t \simeq 2\pi (R + \lambda)^2$ folytonos energia tartomány	A mag nukleonjai szabadnak tekinthetőek: egy vagy több részecske direkt ütközéssel kimegy a magból. A maradék mag gerjesztési energiája ezután lecsökken és továbbiakban párolgás következik be.	
Nehéz magok $80 < A$	$D \simeq 5$—1000 eV $\Gamma_r \sim 0{,}1$ eV		Folytonos energiatartomány			
	$\Gamma \approx \Gamma_r \gg \Gamma_n$	$\Gamma_r > \Gamma_n$; $\Gamma_n > \Gamma_r$	$\sigma_{sz} \simeq \sigma_r$	$\sigma_t \approx 2\pi (R + \lambda)^2$		

tották, hogy a neutron kb. egymilliószor annyi ideig áll kölcsönhatásban a maggal, mint amennyi a magon való áthaladásához szükséges idő. Ez a körülmény, ti. az, hogy a neutron ilyen sokáig tartózkodik a magban, igen fontos tényező, ugyanis a Bethe-féle régi optikai-modell éppen azért nem tudta megmagyarázni a finom-rezonanciaszerkezetet, mert ott még rezonancia esetén is a neutron sokkal hamarabb kilépett a magból.

A Bohr-féle közbenső-mag-modell tehát két alapvető feltevés mellett magyarázni tudja a kísérleti eredményeket kvalitatíve. A két alapfeltevés a következő:

1. A nukleonok között olyan erős a kölcsönhatás, hogy a beeső nukleon igen rövid idő alatt beolvad a magba. Ez akkor következhet be, ha a szabad-úthossz kicsi a mag sugárhoz képest, vagyis az első feltevés teljesülésének feltétele: $\lambda \ll R$.

2. A közbenső-mag keletkezése és elbomlása egymástól független folyamatnak tekinthető.

Összefoglalóan egy magreakció lefolyásáról a következőket mondhatjuk. A bombázó nukleon behatol az atommagba és egyesül azzal, kialakul egy hosszúéletű közbenső-mag. A közbenső-mag gerjesztett állapotban van, gerjesztési energiája $E = \varepsilon + S_a$, ahol ε a bombázó részecske kinetikus energiája, S_a pedig a kötési energiája a magban. Ez a gerjesztési energia egyenletesen oszlik el a mag nukleonjai között (a mag felmelegszik) és beáll egy egyensúlyi állapot. Egy bizonyos idő múlva aztán a közbenső-mag elbomlik valamilyen módon: részecskék lépnek ki belőle (a hőtani analógiával továbbra is élve, részecskék párologtak el a magból, mint ahogy a felmelegített folyadék is párolog), vagy sugárzással alapállapotba megy át.

Ez a meggondolás csak akkor alkalmazható, ha a közbenső-mag gerjesztési energiája már a folytonos energia-tartományba esik. Ha a beeső neutron energiája olyan kicsi, hogy a keletkezett közbenső-mag nívói még nem folytonosak, nem használhatjuk ezt a képet. Ebben az esetben csak akkor alakul ki nagy valószínűséggel közbenső, mag, ha a gerjesztési energiája megegyezik éppen egy nívójának az energiájával. Ebben az esetben a befogás erősen szelektív jellegű: a hatáskeresztmetszetek éles rezonancia-szerkezetet mutatnak.

Mielőtt a részletesebb matematikai tárgyalásra rátérnénk, ismerkedjünk meg közelebbről néhány, a közbenső-mag-modell elméleténél használatos fogalommal. Mindenekelőtt a gerjesztési energiáról beszéljünk. Mint már említettük, a közbenső-mag gerjesztési energiája a beeső nukleon kinetikus energiájának és a nukleon magban levő kötési energiájának az összege. Aszerint, hogy a közbenső-mag nívói folytonosak-e adott gerjesztési energia esetén, vagy nem, folytonos energia-tartományt és rezonancia-tartományt különböztetünk meg.* Folytonos energia-tartományban a rendszer gerjesztési energiáját E-vel jelöljük, rezonancia-tartományban egy gerjesztett nívó energiáját E^s-sel. A folytonos energia-tartományban is vannak nívók, de ezek olyan sűrűn vannak, hogy nem tudjuk elválasztani őket, tehát ott már klasszikus képet alkalmazhatunk. Nem beszélhetünk ilymódon egy s-nivó E^s energiájáról, hanem csak a sok nívóra áttagolt $E = \overline{E^s}$ energiát ismerjük.

A közbenső-mag kvazistacionárius állapotban van, egy idő után elbomlik. Ebből következik, hogy egy nívójának energiája nem egy meghatározott E^s érték, hanem $E^s \pm \frac{1}{2}\Gamma^s$, ahol Γ^s a nívószélesség, és $\Gamma^s = \hbar/\tau^s$. A folytonos energia-tartományban ismét csak $\Gamma = \overline{\Gamma^s}$-ről beszélhetünk. A nívók egymástól való távolságát D^s-sel jelöljük:

* Az, hogy melyik energia-tartományban vagyunk, nem csak a mag gerjesztési energiájának nagyságától függ, hanem a céltárgy mag nagyságától is (lásd az I. táblázatot).

$D^s = \frac{1}{2}(E^{s+1} - E^s) + \frac{1}{2}(E^s - E^{s-1})$. A rezonancia-tartományban a nívók egymástól még jól elhatárolhatók, vagyis ott $\Gamma^s \leq D^s$, míg a folytonos energia-tartományban $\Gamma \gg D$.

Egy közbenső-mag, ismeretes módon, különböző-féleképpen bomolhat el. Mindegyik bomlási lehetőség meghatározott valószínűséggel következik be, a mag méreteitől és gerjesztési energiájától függően. Legyen egy E^s energiájú mag egyes b, c, d ... stb. bomlásmódjainak bomlási ideje τ_b^s, τ_c^s, τ_d^s ... stb. Ez azt jelenti, hogy pl. egy b-típusú bomlás átlagosan τ_b^s idő alatt következik be, vagyis ha a mag csak ezen a módon bomolhatna el, τ_b^s idő alatt bomlana el. Definiálhatjuk a b-típusú bomláshoz tartozó energia-bizonytalanságot is; jelöljük ezt Γ_b^s-vel. Γ_b^s az E^s energia azon bizonytalansága, ami a b-típusú bomlás miatt lép fel. A teljes nívószélesség ezek szerint

$$\Gamma^s = \sum_b \Gamma_b^s \qquad \text{(II,1a)}$$

ahol $\sum_b$ az összes bomlásmódokra kiterjedő összegezést jelent. Innen meghatározhatjuk a mag élettartamát az egyes folyamatok bomlásidejének segítségével.

$$\tau^s = \frac{\hbar}{\Gamma^s} = \frac{\hbar}{\sum_b \Gamma_b^s} = \frac{\hbar}{\sum_b \frac{\hbar}{\tau_b^s}} = \frac{1}{\sum_b \frac{1}{\tau_b^s}}. \qquad \text{(II,1b)}$$

A Wigner-féle csatornakép

A magreakciókkal kapcsolatos számításoknál célszerű alkalmazni a Wigner-féle csatornaképet. Ennek alapgondolata a következő: A közbenső-magot egy nagy üregnek képzeljük el, amibe csatornák vezetnek be, és amiből csatornák vezetnek ki. A bemenő csatornák a közbenső-mag kialakulása különböző módozatainak felelnek meg, a kijövő csatornák a különböző bomlási lehetőségeknek. Ha tehát egy részecske pl. az α csatornán át halad be az üregbe, ez azt jelenti, hogy a közbenső-mag úgy alakult ki, hogy egy adott energiájú és spinű „a" típusú részecskével bombáztuk a céltárgy-magot. Ha a bemenő részecske energiája megváltozik, akkor azt mondjuk, hogy nem az α, hanem az α' csatornán ment be a részecske. Tehát nemcsak a különböző típusú részecskéknek felelnek meg különböző csatornák, hanem az azonos típusú, de különböző energiával és kvantumszámokkal rendelkező részecskéknek is. Hasonló a helyzet a bomlásnál. A különböző lehetséges bomlásmódokat nyitott csatornák jelképezik; azok a bomlásmódok, amelyek valamilyen ok miatt nem mehetnek végbe (megmaradási törvények tiltják stb.), zárt csatornáknak felelnek meg. Pl. menjen be a magba egy 6MeV energiájú neutron. Akkor a β_1 csatorna, amely annak felel meg, hogy egy 5 MeV-es neutron jön vissza, nyitott. Nyitott a β_2 csatorna is, ami annak felel meg, hogy egy 3 MeV-es neutron lép ki a magból, úgyszintén a β_3 csatorna, amelyen egy 2 MeV-es neutron lép ki. Egész, biztosan zárva van azonban a β_4 csatorna, amely egy 7 MeV-es neutron kilépésének felel meg.

Minden esetben nyitott a bemenő csatorna: az ui. azt jelenti, hogy az eredeti részecske jön vissza, vagyis a részecske rugalmasan szóródott. Ha jól meggondoljuk, belátható, hogy kétféle rugalmas szórás képzelhető el. A bemenő nukleon ugyanis nem jut be teljes egészében a magba, amit a Wigner-féle csatornaképpel úgy szemléltethetünk, hogy a csatorna keresztmetszete elszűkül az üregrezonátor falánál, így a nukleon-hullám egy része visszaverődik. Ennek két oka is van: az egyik az, hogy a nukleon nagy potenciálugrást szenved a mag felületénél, a magon belüli hullámfüggvény hullámszáma sokkal nagyobb, mint a magon kívüli hullámfüggvényé; így ha illeszteni akarjuk a két hullámfüggvényt, a magon belüli hullámfüggvény amplitudója sokkal kisebb lesz, mint a magon kívülié (lásd a 000. ábrát és 000-t). A másik ok az, hogy a nukleon csak akkor juthat be a magba, ha áthatol a Coulomb- plusz centrifugális-potenciál miatt fellépő potenciálkorláton. Ha azután a nukleon egyszer behatolt a magba, akkor a közbenső-mag újra elbomolhat olyan módon, hogy az eredeti nukleon lép ki belőle, vagyis ha a részecske behatolt az üregrezonátorba, újra visszajöhet az eredeti α-csatornán. Azt a rugalmas szórástípust, amely úgy jön létre, hogy a beeső nukleon nem hatolt be a magba, hanem szóródott annak a felületén, külső- vagy potenciál- szórásnak nevezzük; a másik szórás, amikor a nukleon behatol a magba, de ismét kilép abból, az eredetivel megegyező energiával, a közbenső rugalmas szórás. Nyilvánvaló, hogy a közbenső rugalmas szórás csak kis energiáknál jelentős. A közbenső-mag nagy energiáknál ugyanis igen sokféle módon bomolhat el; márpedig minél többféle bomlásmód lehetséges, annál valószínűtlenebb, hogy ezek közül egy meghatározott típus, ti. a közbenső rugalmas szórás valósuljon meg. Kis energiák esetén viszont a közbenső-mag igen kevés módon bomolhat el, így a kevés bomlásmód között egy lehetséges eset nagy valószínűséggel következik be.

Korábbi tárgyalásainkban kétféle hatáskeresztmetszetet különböztettünk meg, rugalmas szórás és reakció hatáskeresztmetszetet. A teljes hatáskeresztmetszet a kettő összege. A csatorna-képnél láttuk, hogy a rugalmas szórásnak az felel meg, ha a részecske a bemenő α csatornán jön vissza. Ebből következik, hogy a reakció hatáskeresztmetszet az összes egyéb, $\beta \neq \alpha$ csatornán át való bomlások összege.

A csatornakép alapján bevezethetjük a $\sigma(\alpha, \beta)$ hatáskeresztmetszeteket. $\sigma(\alpha, \beta)$ azon folyamat hatáskeresztmetszete, melynek során egy meghatározott energiájú és spinű részecskével bombázzuk a magot (ez annak felel meg, hogy a bombázó részecske az α csatornán át ment be), és a közbenső-mag elbomlása után egy adott

energiájú és spinű b részecske lép ki a magból. Ha meghatározott energiájú részecskékkel bombázzuk a magot, akkor a $\sigma(a, b)$ és $\sigma(a, \beta)$ hatáskeresztmetszetek közt az összefüggés:

$$\sigma(a, b) = \sum_{\beta}' \sigma(a, \beta) \qquad \text{(II,2)}$$

ahol $\sum_{\beta}'$ olyan csatornákra való összegezést jelent, amelyeken b részecskék jönnek ki.

Magreakciók hatáskeresztmetszete a közbenső-mag-modell alapján

A közbenső-mag-modell alapján egy magreakció lefolyását a következő módon írhatjuk le. Egy X céltárgy-magot bombázunk valamilyen részecskével. A két mag kölcsönhatásba lép, kialakul egy C közbenső-mag. Ez gerjesztett állapotban van, egy idő után tehát elbomlik egy Y maradék magra és egy b részecskére. Az a és b részecske természetesen foton is lehet.

A fent vázolt folyamatot a következő módon jelöljük:

$$X + a \rightarrow C \rightarrow Y + b$$

Kérdés, mi lesz az $X(a, b)Y$ folyamat $\sigma(a, b)$ hatáskeresztmetszete? A közbenső-mag-modell szerint a bejövő nukleon hatására kialakul egy új, ún. közbenső-mag, melynek gerjesztési energiája eloszlik az egyes nukleonok között, vagyis a közbenső-magon belül kialakul egy egyensúlyi állapot. A bomlás ilyen módon a közbenső-mag kialakulásától függetlenül történik. A közbenső-mag-modell második alapvető feltevése szerint tehát a $\sigma(a, b)$ hatáskeresztmetszet két, egymástól független tényezőre bontható: a közbenső-mag kialakulására és elbontására:

$$\sigma(a, b) = \sigma_c(a)\, G_c(b). \qquad \text{(II,3)}$$

$\sigma_c(a)$ itt az $X + a \rightarrow C$ folyamat, vagyis a közbenső-mag kialakulásának vagy más szóval a befogásnak a hatáskeresztmetszete, $G_c(b)$ pedig a valószínűsége, hogy a C közbenső-mag éppen egy b részecskét kibocsátva bomlik el.

Természetesen nemcsak a $\sigma(a, b)$ hatáskeresztmetszetet határozhatjuk meg, hanem a $\sigma(a, \beta)$-t is, vagyis kereshetjük annak a folyamatnak a hatáskeresztmetszetét is, ahol a bombázó részecske az α csatornán ment be, a közbenső-mag pedig a β csatornán át bomlott el. A fentiekhez analóg módon

$$\sigma(\alpha, \beta) = \sigma_c(\alpha)\, G_c(\beta) \qquad \text{(II,3a)}$$

$\sigma_c(\alpha)$ az olyan $X + a \rightarrow C$ folyamat hatáskeresztmetszete, ahol az a részecske energiája meghatározott nagyságú, $G_c(\beta)$ pedig annak a valószínűsége, hogy a C közbenső-mag egy adott energiájú és spinű b-típusú részecskére bomlik el. Nyilvánvaló, hogy

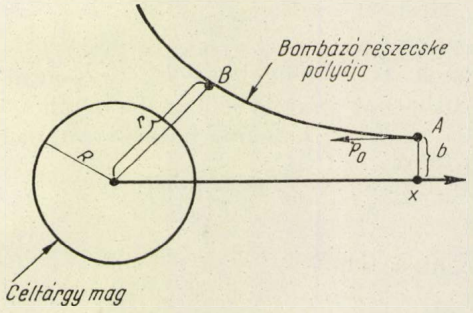
$$G_c(b) = \sum_{\beta}' G_c(\beta) \qquad \text{(II,4)}$$

ahol $\sum_{\beta}'$ az olyan β csatornákra való összegezést jelent, amelyeknél a kijövő részecske b rész.

Vizsgáljuk meg a következőkben külön-külön a közbenső-mag kialakulásának hatáskeresztmetszetét, illetve a bomlási valószínűségeket. A tárgyalás során egyelőre csak a folytonos energiatartománnyal foglalkozunk, a rezonancia-tartományról majd később lesz szó.

A közbenső-mag-kialakulás (befogás) hatáskeresztmetszete a folytonos energiatartományban

A hatáskeresztmetszet fent tárgyalt két összetevője közül foglalkozzunk először a közbenső-mag-alakulás, illetve befogás hatáskeresztmetszetével. Mindenekelőtt megállapíthatjuk, hogy a



3. ábra. Egy p_0 impulzusú proton pályája egy R sugarú mag Coulomb-terében

folytonos energia-tartományban első közelítésben rendkívül egyszerűen megkapjuk a befogási hatáskeresztmetszetet. Ott ugyanis klasszikus megfontolásokat alkalmazhatunk. Klasszikusan pedig a következőket mondhatjuk: A közbenső-mag elmélete szerint, ha a bombázó részecske egyszer bejutott a magba, mindjárt kialakul a közbenső-mag. Ahhoz, hogy a részecske bejusson a magba, először el kell jutnia a mag felületéhez, azután pedig át kell hatolnia a magot körülvevő potenciálfalon. A befogás hatásmeresztmetszetét tehát úgy kapjuk meg, ha a mag felületéhez való eljutás hatáskeresztmetszetét megszorozzuk a potenciálkorláton való átjutás valószínűségével. Ha a bombázó részecske neutron, a bombázó nyalábból minden olyan részecske eljut a mag felületéhez, amelyik egy R-sugarú hengeren belül van (R a mag sugara). A mag felületéhez elérkezett neutron klasszikusan minden esetben behatolhat a magba, vagyis a potenciálfalon való átjutás valószínűsége 1. Innen a neutronbefogás hatáskeresztmetszete klasszikusan:

$$\sigma_c(n) = \pi R^2 \qquad \text{(II,5)}$$

Ha a bombázó részecske proton, úgy az a klaszszikus elmélet szerint csak akkor juthat át a potenciálkorláton, ha energiája nagyobb, mint a Coulomb-potenciál. Ha $E > V$, minden olyan proton bejut a magba, amelyik eljutott a mag felületéhez, ha $E < V$, egy proton sem jut be.

Vizsgáljuk még meg, milyen részecskék jutnak el a mag felületére. Legyen a protonnak az A pontban p_0 impulzusa (lásd a 3. ábrát). A proton eltérül a mag Coulomb terében. Csak akkor juthat el a mag felületére, ha a magtól való legkisebb távolsága $r \leq R$. Írjuk fel az A és a B pontban az energia és az impulzus momentum megmaradását. Ha a részecske impulzusa a B pontban p, a potenciális energiája pedig $V(r)$ (a Coulomb-energia), a két megmaradási egyenlet

$$\frac{p_0^2}{2m} = \frac{p^2}{2m} + V(r),$$

$$p_0 b' = pr.$$

m itt a proton tömege. p-t kifejezve a második egyenletből és figyelembe véve, hogy $p_0^2/2m = E$

$$b'^2 = r^2 \frac{E - V(r)}{E}.$$

Mivel azok az x tengelytől b' távolságra levő részek juthatnak csak el a mag felületéhez, amelyeknél $r \leq R$, a befogás hatáskeresztmetszete πb^2 lesz, ahol

$$b^2 = R^2 \frac{E - V(R)}{E}.$$

Összefoglalva tehát

$$\sigma_c(p) = \begin{cases} \pi R^2 \dfrac{E - V}{E} & \text{ha} \quad E > V \\ 0 & \text{ha} \quad E < V \end{cases} \qquad \text{(II,6)}$$

Természetesen a fentiek klasszikus számítások csupán és így csak akkor tekinthetők jó közelítésnek, ha $E \gg V$. Pontosabb eredményt kapunk, ha klasszikus számítások helyett meghatározzuk a hullámfüggvényt és annak segítségével számítjuk ki a befogás hatáskeresztmetszetét. A korábbiakban megmutattuk, hogyan lehet meghatározni a hullámfüggvény segítségével a rugalmas szórás-, a reakció- és a teljes hatáskeresztmszetetet. Nézzük meg, milyen összefüggésben vannak ezek a befogás hatáskeresztmetszetével.

A teljes hatáskeresztmetszetet két részre bonthatjuk fel: a rugalmas szórásra és a reakció hatáskeresztmetszetére. A rugalmas szórás ismét két részből tevődik össze: potenciálszórásból és közbenső rugalmas szórásból. Mit jelent ez az utóbbi felosztás? A Wigner csatornaképnél már beszéltünk erről. A beeső neutronhullám a mag felületén erős potenciálugrást szenved. Az erős potenciálugrás miatt a hullám egy része szóródik a mag felületén, mielőbb bejutna a magba. Ez a szórás a külső-, vagy potenciálszórás. A neutronhullám másik része behatol a céltárgy-magba, és azzal együtt közbenső-maggá alakul. A keletkezett közbenső-mag azután elbomlik. A lehetséges bomlásmódok közül az egyik az ún. közbenső rugalmas szórás, amikor ismét az eredeti részecske lép ki a magból, a bejövő energiával megegyező energiával. Ebben az esetben közbenső-mag alakul ugyan, de utána mégis az eredeti részecske lép ki, az eredeti energiával, vagyis a jelenséget mint rugalmas szórást észleljük. A rugalmas szórás hatáskeresztmetszetét ezen két folyamat hatáskeresztmetszetének összegére bonthatjuk fel:

$$\sigma_{sz} = \sigma_{psz} + \sigma_{ksz} \qquad \text{(II,7)}$$

σ_{psz} itt a potenciálszórás hatáskeresztmetszete, σ_{ksz} pedig a közbenső rugalmas szórásé.

A teljes hatáskeresztmetszetet a fentiek szerint nemcsak rugalmas szórásra és reakcióra bonthatjuk fel, hanem közbenső-mag alakulásra és potenciálszórásra is. Ha ugyanis a részecske bejut a magba, ott közbenső-mag alakul ki, tehát a közbenső-mag alakulás hatáskeresztmetszetét úgy kapjuk meg, ha a teljes hatáskeresztmetszetből kivonjuk azoknak a folyamatoknak a hatáskeresztmetszetét, amelyeknél nem jut be a részecske a magba. Ilyen folyamat csak egy van, a potenciálszórás. Innen:

$$\sigma_c = \sigma_t - \sigma_{psz} = \sigma_r + \sigma_{sz} - \sigma_{psz} = \sigma_r + \sigma_{ksz} \qquad \text{(II,8)}$$

A közbenső-mag-alakulás hatáskeresztmetszete tehát a reakció és a közbenső rugalmas szórás hatáskeresztmetszetének összege. Ahhoz, hogy a befogás hatáskeresztmetszetét ki tudjuk fejezni a hullámfüggvény segítségével, ismerni kell a közbenső rugalmas szórás hatáskeresztmetszetét mint a hullámfüggvény függvényét.

Rögtön belátható azonban, amint már említettük is, hogy a folytonos energia-tartományban ez utóbbira nincs szükségünk, itt a közbenső rugalmas szórás elhanyagolható a reakció mellett. A közbenső rugalmas szórás ugyanis a gerjesztett közbenső-mag egyféle bomlás módja, míg a reakció alatt az összes többi bomlásmód összegét értjük. Minél nagyobb a közbenső-mag gerjesztési energiája, annál többféle módon bomolhat el, tehát annál kisebb σ_{ksz} σ_r-hez viszonyítva. A folytonos energiatartományban tehát

$$\sigma_r \gg \sigma_{ksz},$$

vagyis jó közelítésben azt mondhatjuk, hogy

$$\sigma_c \sim \sigma_r.$$

A reakció hatáskeresztmetszetet már meg tudjuk határozni a hullámfüggvény ismeretében.

A továbbiakban a hullámfüggvényt kell meghatároznunk. Egyszerűség kedvéért feltesszük most, hogy a beeső részecske zérus impulzusmomentumú neutron. Ha a beeső neutron beolvad a magba és a közbenső rugalmas szórás kicsi, akkor a magon belül a felülethez közel csak befutó hullámot találunk, kifutót nem. Ebben az esetben a magon belül a hullámfüggvény:

$$u_1 = Ce^{-ikr}. \qquad \text{(II,9a)}$$

K itt a magon belüli hullámszám. A magon kívül a hullámfüggvény

$$u_2 = e^{-ikr} - \eta e^{ikr}. \qquad \text{(II,9b)}$$

A hullámfüggvényeket illeszteni kell a mag felületén, vagyis

$$u_1(R) = u_2(R),$$

$$\left(\frac{du_1}{dr}\right)_{r=R} = \left(\frac{du_2}{dr}\right)_{r=R}:$$

Behelyettesítve u_1 illetve u_2 fenti alakját

$$Ce^{-iKR} = e^{-ikR} - \eta e^{ikR},$$

$$KCe^{-iKR} = ke^{-ikR} + \eta e^{ikR}.$$

Az első egyenletet K-val szorozva és az alsóból kivonva

$$0 = (k-K)e^{-ikR} + \eta(k+K)e^{ikR},$$

$$\eta = \frac{K-k}{K+k} e^{-2ikR}$$

A reakció hatáskeresztmetszet $l = 0$-s s-hullámokra

$$\sigma_r = \pi\lambda\!\!\!^{-2}(1 - |\eta|^2) = \pi\lambda\!\!\!^{-2}\frac{(K+k)^2 - (K-k)^2}{(K+k)^2} =$$

$$= \pi\lambda\!\!\!^{-2}\frac{4kK}{(k+K)^2}. \qquad \text{(II,10}$$

Ha itt $k \ll K$, vagyis a beeső neutron energiája kicsi V_0-hoz ($\sim$40 MeV) képest,

$$\sigma_c \sim \sigma_r = \pi\lambda\!\!\!^{-2}\frac{4k}{K}. \qquad \text{(II,11)}$$

Pontos számítások esetén természetesen a magasabb impulzusmomentumú tagokat is figyelembe kell venni, különben egész rossz eredményeket kaphatunk. Itt mi csak a számítási egyszerűség kedvéért hanyagoltuk el azokat.

A bomlási valószínűség meghatározása

A befogás hatáskeresztmetszetének meghatározása után térjünk rá a bomlási valószínűség meghatározására. A kérdést a következő módon tehetjük fel: mi annak a valószínűsége, hogy egy C közbenső-mag éppen a β csatornán át bomoljon el?

Legyen a C közbenső-mag gerjesztési energiája E és bomoljon el α mag átlagosan τ idő alatt. Legyen továbbá τ_β az az idő, ami alatt a közbenső-mag átlagosan elbomolna a β csatornán, ha csak a β csatorna lenne nyitva, vagyis más bomlásmód nem lenne lehetséges. $G_c(\beta)$, vagyis a β csatornán át való bomlás valószínűsége ekkor nyilván a két bomlásmód viszonya. Minél gyorsabban bomlik ugyanis el a mag valamilyen módon, annál nagyobb az adott típusú bomlás valószínűsége. τ idő alatt a mag biztosan elbomlik valamilyen módon, tehát ennyi idő alatt a bomlás valószínűsége egy. A bomlási valószínűség és bomlási idő fordítottan arányos volta miatt

$$1 : G_c(\beta) = \tau_\beta : \tau$$

$$G_c(\beta) = \tau/\tau_\beta$$

Minél nagyobb tehát τ_β τ-hoz képest, annál kisebb annak a valószínűsége, hogy a közbenső-mag el tud bomlani τ idő alatt a β-csatornán át.

A bomlási valószínűséget a nívószélességek segítségével is kifejezhetjük. Ha Γ a teljes nívószélesség, Γ_β pedig a β-csatornán át való bomlás miatt fellépő energiabizonytalanság, akkor $\Gamma = \hbar/\tau$ és $\Gamma_\beta = \hbar/\tau_\beta$ miatt

$$G_c(\beta) = \frac{\Gamma_\beta}{\Gamma} = \frac{\Gamma_\beta}{\sum_\beta \Gamma_\beta}.$$

A fenti képletből is látható, hogy $\sum_\beta G_c(\beta) = 1$, vagyis annak a valószínűsége, hogy a közbenső-mag valamilyen módon elbomlik, egy.

$G_c(\beta)$-t felírhatjuk még más módon is. Lépjen ki összesen N részecske egy magreakció során a céltárgy-magokból, a β csatornán át kilépő részek száma pedig legyen N_β. $Gc(\beta)$ ekkor:

$$G(\beta) = \frac{N_\beta}{N} = \frac{\text{a } \beta \text{ csatornán át kilépett részek száma}}{\text{az összes csatornán át kilépett részek száma}}$$

Ha nem $G_c(\beta)$-t, hanem $G_c(b)$-t keressük, akkor egyszerűen τ_β, Γ_β és N_β helyett τ_b Γ_b és N_b-t kell írni, vagyis

$$G_c(b) = \frac{\tau}{\tau_b} = \frac{\Gamma_b}{\Gamma} = \frac{N_b}{N}, \qquad \text{(II,12)}$$

ahol τ_b a b részre való bomlás átlagos időtartama, Γ_b a b-részre való bomlás miatt fellépő energia bizonytalanság és N_b egy magreakció során a kilépett b részek száma.

A következőkben meg akarjuk határozni a különböző β-csatornákon át kilépett részek számát, illetve azoknak az egymáshoz való viszonyát. Legyen a β csatornán át kijövő részecske egy b-típusú részecske, ε energiával. Annak a valószínűségét kell tehát megkeresnünk, hogy a magreakció során egy ε energiájú b részecske lép ki a közbenső-magból.

Mint már említettük, egy közbenső-mag elbomlását termodinamikai hasonlattal képzelhetjük el: a gerjesztett (felmelegített) mag párologni kezd — részecskék lépnek ki belőle. A meggondolások természetesen statisztikus érvényességűek. A részletes számítások szerint, ha valamilyen nukleonnal bombázunk egy magot, úgy annak a valószínűsége, hogy a közbenső-magból egységnyi idő alatt ε és $\varepsilon + d\varepsilon$ közti energiájú részecske lépjen ki, vagyis, hogy a közbenső-mag a β csatornán át bomoljon el [4]

$$w_\beta = \text{const.}\ \sigma_\beta \cdot \varepsilon\varrho(E') \qquad \text{(II,13)}$$

Itt $\sigma'_\beta = \sigma'_\beta(\varepsilon)$ a fordított folyamat hatáskeresztmetszete, vagyis azé, amelynek során egy ε energiájú b részecskével bombázzuk az E' energiájú Y maradék magot és eközben egy E gerjesztési energiájú C közbenső-mag keletkezik; E' az Y maradék mag energiája: $E' = E - S_b - \varepsilon$, ahol S_b a b részecske kilépéséhez szükséges energia (a b részecske kötési energiája a magban, $\sim$ 7—8 MeV), $\varrho(E')$ pedig az Y maradék- mag nívósűrűsége

A fenti (II,13) összefüggést a következő módon láthatjuk be: A kvantummechanika szerint annak a valószínűsége, hogy egy rendszer valamilyen H_1 kölcsön-

hatási operátor hatására egy A állapotból egy B állapotba menjen át [5]

$$w(A \to B) = \frac{2\pi}{\hbar} |(B|H_1|A)|^2 g_B(E)$$

ahol H_1 a kölcsönhatás Hamilton operátora $(B|H_1|A)$ a kölcsönhatási operátor matrix eleme a keresett állapotban, $g(E)$ pedig a rendszer végállapotainak sűrűsége. Hasonló módon

$$w(B \to A) = \frac{2\pi}{\hbar} |(A|H_1|B)|^2 g_A(E')$$

Ismeretes továbbá az is, hogy

$$|(B|H_1|A)| = |(A|H_1|B)|$$

ugyanis ez a két kifejezés a H_1 kölcsönhatási operátor azonos matrixeleme. Innen

$$w(A \to B) = w(B \to A) \frac{g_B(E)}{g_A(E')}$$

Innen látható, hogy a $C \to Y + b$ bomlási folyamat valószínűségét kifejezhetjük az $Y + b \to C$ befogás valószínűségével, ha ismerjük a befogásnál, illetve a bomlásnál a végállapotok sűrűségét.

A $C \to Y + b$ bomlás esetén a végállapotban egy ε és $\varepsilon + d\varepsilon$ közti energiájú b részecske keletkezik, meg egy E' gerjesztési energiájú Y maradék-mag. Az ε és $\varepsilon + d\varepsilon$ energia, illetve a p és $p + dp$ impulzus közé eső lehetséges állapotok száma a statisztikus mechanika szerint egy dp vastagságú gömbhéj térfogatával, vagyis $4\pi p^2 dp$-vel arányos, az Y maradék mag nívósűrűsége pedig $\varrho_Y(E')$, tehát

$$g_B = \varrho_Y(E') \text{ const } p^2 dp$$

A közbenső-mag keletkezése esetén a végállapotban a C közbenső-mag keletkezik, tehát a lehetséges állapotok száma a közbenső-mag nívósűrűségével egyezik meg

$$g_A(E) = \varrho_C(E).$$

Innen

$$w(A \to B) \equiv \frac{\text{const. } w(B \to A)\, p^2 dp\, \varrho_Y(E')}{\varrho_C(E)}$$

Hátra van még a fordított $w(B \to A)$ folyamat valószínűségének a meghatározása. Legyen az ε energiájú b részecske és az Y maradék-mag egy V térfogatú dobozba bezárva, akkor annak az átlagos valószínűsége, hogy az E' energiájú maradék-mag egységnyi idő alatt befogja az ε energiájú nukleont és egy C közbenső maggá alakul, a hatáskeresztmetszet definíciója szerint

$$w(B \to A) = \frac{\sigma_b'(\varepsilon) \cdot v}{V}$$

A $w(A \to B) = w_\varepsilon d\varepsilon$ valószínűség tehát

$$w_\varepsilon d\varepsilon = \text{const. } \sigma_b'(\varepsilon) \cdot \varrho(E')\,(2m\varepsilon) \sqrt{\frac{m}{2\varepsilon}}\, d\varepsilon \cdot \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}}$$

és

$$w_\varepsilon = w_\beta = \text{const. } \varepsilon \cdot \sigma_\beta'. \varrho(E')$$

A nívósűrűséget kifejezhetjük termodinamikai fogalmak segítségével.

A statisztikus mechanikából és termodinamikából ismeretes, hogy egy E energiájú rendszer entrópiája a rendszer dE energiatartományra eső lehetséges állapotai számának a logaritmusa:

$$S = k \log W \qquad \text{(II,14)}$$

S itt az entrópia, W a lehetséges állapotok száma. k a Boltzmann-állandó. Az E energiájú mag lehetséges állapotainak száma egy dE energia tartományban éppen $\varrho(E)$ tehát

$$S = k \log \varrho(E)$$
$$\varrho(E) \sim e^{S(E)/k}. \qquad \text{(II,15)}$$

Innen következik, hogy

$$\varrho(E') = e^{\frac{S(E')}{k}} = e^{\frac{1}{k} S(E - S_b - \varepsilon)} \qquad \text{(II,15a)}$$

Ha $\varepsilon \ll E - S_b$, akkor S-t sorbafejthetjük ε szerint:

$$S(E - S_b - \varepsilon) = S(E - S_b) - \frac{dS}{dE'} \cdot \varepsilon$$

Termodinamikából ismeretes viszont, hogy

$$\frac{dS}{dE'} = \frac{1}{T(E')} \qquad \text{(II,16)}$$

ahol $T(E')$ a maradék mag hőmérséklete.

$$\text{Innen } S(E') = S(E - S_b) - \frac{1}{T(E')} \varepsilon.$$

Ezt behelyettesítve $\varrho(E')$-be

$$\varrho(E') = e^{\frac{S(E - S_b)}{k}} e^{-\varepsilon/kT(E')}. \qquad \text{(II,17)}$$

$$w_\varepsilon = \text{const} \cdot \varepsilon \cdot \sigma_\beta' e^{-\varepsilon/kT(E')}, \qquad \text{(II,18)}$$

és az ε energiával kilépő részek száma:

$$N_\beta = \text{const } w_\beta = \text{const } \varepsilon \sigma_\beta' e^{-\varepsilon/kT(E')}. \qquad \text{(II,18a)}$$

A kilépő b részek számát is meghatározhatjuk:

$$N_b = \sum_\beta{}' N_\beta = \text{const} \int \varepsilon \sigma_\beta' e^{-\varepsilon/kT(E')} \qquad \text{(II,19)}$$

A fenti meggondolás csak akkor érvényes, ha $E - S_b \gg \varepsilon$. Egyéb esetekben a nívósűrűséget tapasztalati adatokból határozzák meg. Azt találták, hogy kisebb gerjesztési energiáknál fennáll, hogy [1]

$$\varrho(E) \sim e^{2\sqrt{aE}}, \qquad \text{(II,20)}$$

ahol a a tömegszámtól függően változik.

Nézzük meg a következőkben például azt, hogy ha van egy E gerjesztési energiájú C közbenső magunk, mi lesz a kilépő neutronok és protonok száma között az összefüggés. Ha a gerjesztési energia elég nagy, közelítésként azt mondhatjuk, hogy $T(E') = T(E - S_b - \varepsilon) \sim T(E)$ és a $\sigma_p'(\varepsilon)$, ill. $\sigma_n'(\varepsilon)$ fordított folyamatok hatáskeresztmetszete helyébe a klasszikus értékeket írhatjuk:

$$N_n = \int_0^\infty \text{const} \cdot \pi R^2 \varepsilon e^{-\varepsilon/kT}\, d\varepsilon,$$

$$N_p = \int_0^V 0 + \int_V^\infty \varepsilon \text{ const } \pi R^2 \frac{\varepsilon - V}{\varepsilon} e^{-\varepsilon/kT}\, d\varepsilon,$$

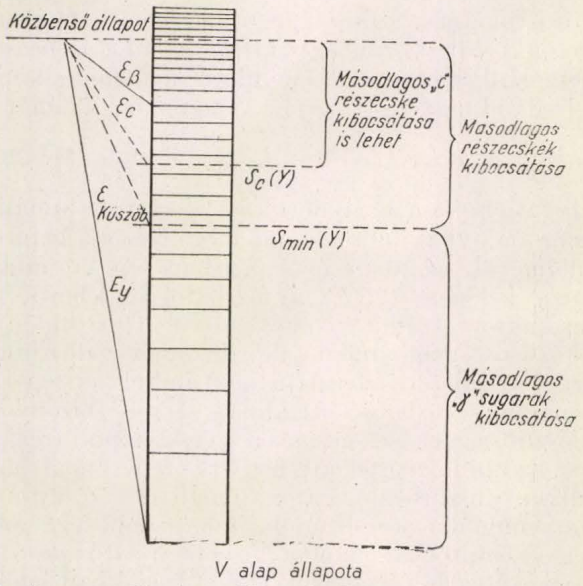
ahol V a Coulomb-potenciál. ($\varepsilon < V$ esetén $\sigma_p(\varepsilon') = 0$.) Az integrálást elvégezve

$$\frac{N_p}{N_n} \sim e^{-V/kT}. \qquad \text{(II,21)}$$

adódik. A protonkilépés tehát főleg nehéz magoknál (ott ui. a V Coulomb korlát nagyobb) kicsi a neutron kilépéshez képest.

Másodlagos magreakciók

Az előzőkben megvizsgáltuk, milyen a közbenső-magból kilépő részek energiaeloszlása. Látható, hogy a kijövő részek energiája általában jóval kisebb, mint a bemenő részek energiája. Ez érthető is: a részecske a kilépéshez szükséges energiát statisztikus ingadozások révén nyeri el, viszont kicsi annak a valószínűsége, hogy statisztikus



4. ábra. Az $X + a = Y^* + b$, $Y^* = Z + c$ másodlagos magreakcióknál fennálló energiaviszonyok sematikus ábrázolása. A feltüntetett nívók az Y mag nívói.

ingadozások révén nagy energiamennyiség koncentrálódjon egy részecskére. Ez viszont azt eredményezi, hogy a közbenső-mag elbomlása után keletkezett maradék-mag még mindig gerjesztett állapotban lehet. Ha a maradék-mag gerjesztési energiája kisebb, mint az egy részecske kibocsátásához szükséges kilépési energia, úgy maradék gerjesztési energiáját sugárzás révén veszti el. Ha azonban a gerjesztési energia nagyobb ennél, akkor egy második részecske is kilép a magból. A lejátszódó folyamat a következő:

$$X + a \rightarrow C \rightarrow Y^* + b \rightarrow Z + b + c$$

$$X + a \rightarrow C \rightarrow Y^* + c \rightarrow Z + c + b$$

Mivel minket csak a kiindulási állapot $(X + a)$ és a folyamat befejezése után kialakult állapot $(Z + b + c)$ érdekel, a fenti két folyamat között nem teszünk különbséget, hatáskeresztmetszetüket együttesen $\sigma(a\,;\,bc)$-vel jelöljük.

Mint már korábban említettük, másodlagos magreakció csak akkor következhet be, ha a maradék-mag energiája nagyobb, mint az egy részecske kilépéséhez szükséges minimális energia, vagyis ha

$$E' > S_c \qquad \text{(II, 22)}$$

(lásd a 4. ábrát). A maradék-mag energiája $E' = E - S_b - \varepsilon_b$, ahol ε_b a b részecske kinetikus energiája és E a közbenső mag gerjesztési energiája. E' nyilván annál nagyobb, minél kisebb ε_b, vagyis minél kisebb a közbenső-magból először kilépett b részecske kinetikus energiája. Jelöljük E' maximális értékét E_Y-nal, ahol $E_Y = E - S_b$, akkor a másodlagos magreakció feltétele:

$$\left.\begin{aligned} E_Y - \varepsilon_b &> S_c \\ \varepsilon_b &< E_Y - S_c \end{aligned}\right\} \qquad \text{(II, 22a)}$$

A fentiek szerint a $\sigma(a, b)$ hatáskeresztmetszet két részből tevődik össze. Egyik része az olyan folyamatokból adódik, melyeknél a kilépő b részecske energiája nagyobb, mint $\varepsilon_{\text{küszöb}} = E_Y - S_c$, tehát amikor másodlagos magreakció nincs. Jelöljük az ilyen folyamatok hatáskeresztmetszetét $\sigma^*(a, b)$-vel. A hatáskeresztmetszet másik része az olyan folyamatokból adódik, amelyeknél másodlagos magreakció is fellép. Innen

$$\sigma(a, b) = \sigma^*(a, b) + \sum_c \sigma(a\,;\,bc) \qquad \text{(II, 23)}$$

Az összegezés kiterjed valamennyi lehetséges másodlagos magreakcióra. $\sigma(a\,;\,bc)$-t a következő módon határozhatjuk meg:

$$\sigma(a\,;\,bc) = \sigma_c(a) \sum_b{}' G_c(b)\, G_Y(c) \qquad \text{(II, 24)}$$

$G_c(b)$ annak a valószínűsége, hogy a C közbenső-mag éppen egy b részecskét kibocsátva bomlik el, $G_Y(c)$ pedig annak, hogy az Y^* gerjesztett maradék-mag éppen egy c részecskét bocsát ki. Az összegezés azokra az állapotokra terjed ki, amelyeknél a kilépő b részecskék energiája $\varepsilon_b < \varepsilon$ küszöb.

A teljes hatáskeresztmetszet

A fentiek alapján meghatározhatjuk egy $\sigma(a, b)$ folyamat teljes hatáskeresztmetszetét:

$$\sigma(a, b) = \sigma_c(a)\, G_c(b) = \sigma_c(a) \frac{\Gamma_b}{\sum_b \Gamma_b} =$$

$$= \sigma_c(a) \frac{\Gamma_b}{\Gamma} = \sigma_c(a) \frac{N_b}{N} \qquad \text{(II, 25)}$$

Nem túl nagy energiáknál (kb. 50—100 MeV beeső energiáig) a bomlásmódok közül az (a, n), (a, p), (a, a), (a, γ), (a, d) lehetőségeket kell figyelembe venni. Ezek közül az (a, n) a legfontosabb, ott ugyanis nem lép fel a Coulomb-gát. 10—30 MeV energiák esetén (a, a) és (a, p) több elemnél kb. egyenlő nagyságrendű, ugyanis a $V_p < V_a$ miatt a proton kilépés valószínűbb, $S_a < S_p$ miatt pedig az a-rész kilépés. 15 MeV-nál nagyobb gerjesztési energiák esetén figyelembe kell már venni a másodlagos magreakciókat is. Ilyenkor

pl. beeső neutronok esetén az $(n, 2n)$, (n, np), (n, pn), (n, an), (n, na), (n, an) reakciók lesznek számottevőek.

A másodlagos magreakciók szerepe jelentős a kilépő részek energiaspektrumánál. Vizsgáljuk pl. a kilépő protonok energiaspektrumát. Ha csak egy részecske jönne ki minden magból, az (n, p) folyamat során az energiaspektrumnak egy maximuma lenne. Most azonban az (n, np) reakció során is jönnek ki protonok. Az a közbenső-mag azonban, amiből kijöttek, már nem a C, hanem az Y^* és gerjesztési energiája sem E, hanem $E' = E - S_n - \varepsilon_n$, ahol ε_n a már előzőleg kilépett neutron kinetikus energiája. Így az (n, pn) és (n, p), ill. az (n, np) reakciók során kilépett protonok energiaspektrumának maximuma más energia értékeknél lesz, így a kilépő protonok energiaspektrumának 2 maximuma lesz.

A folytonos energiatartományban ezzel meghatároztuk a hatáskeresztmetszetet. A tapasztalati adatokkal nagyságrendileg jó egyezést kaptunk. Pontosabb eredményekre nem is nagyon lehet számítani, mert a számítások során durva közelítéseket alkalmaztunk. A probléma annyira komplikált ugyanis, hogy az ekzakt megoldásához szükséges matematikai apparátus rendkívül nehézkes.

A továbbiakban hátra van még az, hogy számot adjunk a hatáskeresztmetszetekről a rezonancia-energia-tartományban. A közbenső-mag-modell klasszikus számítási módszerei itt már nem alkalmazhatóak, itt már újra figyelembe kell venni komolyabb mértékben a részecskék hullámtermészetét.

Rezonancia-szerkezet

Feladatunk tehát a következő: meg akarjuk határozni a hatáskeresztmetszeteket a rezonancia-energia-tartományban. A számítások során egyszerűség kedvéért zérus impulzusmomentumú beeső neutronokra szorítkozunk.

A rezonancia-energia-tartományban a közbenső-mag nívói még nem folytonosak. Ekkor tehát csak meghatározott gerjesztési energiák esetén alakul ki nagy valószínűséggel közbenső-mag: akkor ugyanis, amikor a közbenső-mag gerjesztési energiája éppen megegyezik a közbenső-mag egy nívójának az energiájával. Egyéb energiák esetén csak kis valószínűséggel alakul ki közbenső-mag; a neutron nagy valószínűséggel egyszerűen csak áthalad a magon. Az várható tehát, hogy a hatáskeresztmetszetek egyes energiáknál (amikor közbenső-mag alakul ki) igen nagy értékeket vesznek fel, míg más esetekben az értékük nagyon kicsi. Látni fogjuk, hogy ezeket a meggondolásainkat matematikai számításokkal is igazolhatjuk és eredményeink jó összhangban vannak a tapasztalattal.

Első feladatként meg akarjuk határozni a beeső neutron hullámfüggvényének az alakját. A folytonos energia-tartományban azt mondtuk, hogy a beeső neutron összeolvad a maggal, a bemenő csatornán nem jön ki a magból részecske, a közbenső rugalmas szórás elhanyagolható a potenciál szórás mellett, vagyis a magon belül a beeső neutron hullámfüggvényéről csak a mag felületének közvetlen közelében beszélhetünk (ahol a részecske még nem olvadt be a magba), és ott is csak befutó hullám van, e^{-iKr} alakú, kifutó nincsen (K a magon belüli hullámszám). Rezonancia-tartományban azonban más a helyzet. Kis beeső energiák esetén ugyanis a közbenső-mag csak kevés-féle módon bomolhat el, tehát a bomlások között jelentőssé válik a közbenső rugalmas szórás is. Nem tételezhetjük fel tehát azt, hogy a neutron hullámfüggvényének a magon belül csak befutó része van, kifutó nincs: a közbenső rugalmas szórás éppen azt jelenti, hogy a magon belül is van egy kifelé haladó, a beeső energiával megegyező energiájú neutronhullám. A hullámfüggvény alakja a magon belül tehát:

$$u_1 = A\,(e^{-iKr} + Ce^{iKr+2\zeta(E)} \qquad \text{(II, 26)}$$

A befutó hullám az eredeti e^{-iKr}; a kifutó hullám energiája, tehát hullámszáma megegyezik a befutó hulláméval, azonban más fázisban lép ki, mint ahogy belépett ($2\zeta(E)$ a fáziseltolást jelenti, a 2-es faktort számítási okok miatt írjuk külön). A közbenső-mag elbomlásakor bizonyos valószínűséggel az eredeti energiájú neutronhullám lép ki a magból (közbenső rugalmas szórás) bizonyos valószínűséggel viszont más részecske lép ki (reakció). Ez utóbbi azt jelenti, hogy az eredeti neutronhullám abszorbeálódott a magban. A kifutó neutronhullám amplitúdója tehát nem egyezik meg a befutóéval, hanem kisebb annál: $c < 1$. Egyszerűség kevéért írjuk C-t e^{-2q} alakban, ahol $q \ll 1$.* Ilyen módon a hullámfüggvényt S-hullámok esetén

$$u_1 = a'\,[e^{-i(Kr+\zeta(E)+iq)} + e^{i(Kr+\zeta(E)+iq)}] \qquad \text{(II, 26b)}$$

alakban írhatjuk.

Ezt ismét illeszteni kell a magon kívüli hullámfüggvényhez, hogy η-t megkapjuk. Ha η értéket innen kiszámítjuk és behelyettesítjük a hatáskeresztmetszetbe, a rugalmas szórás hatáskeresztmetszete:

$$\sigma_e = \pi\,\lambda\!\!\!^{-2}\left| 2ikR + 2k\,\frac{\cos z + iq\sin z}{(k+Kq)\cos z - iK\sin z}\right|^2 \qquad \text{(II, 27)}$$

ahol $z = KR + \varrho(E)$. Látható, hogy ha $\sin z \ll 1$, a jobboldalon levő második kifejezés

$$\left|2k\,\frac{\cos z + iq\sin z}{(k+Kq)\cos z - iK\sin z}\right|^2 \sim \frac{4k^2}{(k+Kq)^2} \sim 1 \gg k^2R^2,$$

míg ha $\sin z \leq 1$

$$\left|2k\,\frac{\cos z + iq\sin z}{(Kq+k)\cos z - iK\sin z}\right|^2 \sim \frac{4k^2q^2}{K^2} \ll k^2R^2.$$

Itt felhasználtuk, hogy $kR \ll 1$, vagyis hogy a beeső neutron energiája kicsi és hogy $q \ll 1$, vagyis, hogy van

* Ha $q \to \infty$, a folytonos energia-tartomány hullámfüggvényét kapjuk meg, míg $q \to 0$ esetén a régi optikai modellnél használtat.

közbenső rugalmas szórás. Azt kaptuk tehát, hogy általában a rugalmas szórás hatáskeresztmetszete $\sigma_{sz} = 4\pi R^2$ nagyságrendű, bizonyos energiaértékeknél azonban, amikor $\sin z \sim 0$, a hatáskeresztmetszet $\pi\lambda\!\!\!^{-2} \gg 4\pi R^2$ nagyságrendű lehet. Azokat az energiaértékeket, amelyeknél ez bekövetkezik, rezonancia-energiáknak nevezzük.

Határozzuk meg a hatáskeresztmetszeteket a rezonancia-energiák közelében. Ebből a célból fejtsük sorba $\sin z(E)$-t a $\sin z(E^s)$ hely körül, ahol E^s rezonancia-energia.

$$\sin z(E) = \sin z(E^s) + (E - E^s)\cos z(E^s)\left(\frac{dz}{dE}\right)_{E=E^s} = (E - E^s)\left(\frac{dz}{dE}\right)_{E=E^s} \qquad \text{(II, 28)}$$

Behelyettesítve ezt a hatáskeresztmetszetbe és bevezetve a

$$\frac{2k}{K z(E)_{Es}} = \Gamma n^2, \qquad \frac{2q}{z(E)_{Es}} = \Gamma_r^s \qquad \text{(II, 29)}$$

$$\Gamma_s^r + \Gamma_n^s = \Gamma^s$$

jelöléseket, megkapjuk a hatáskeresztmetszeteket.

A (II, 266) hullámfüggvényből a hatáskeresztmetszetekre a (II, 29) jelölések figyelembevételével

$$\sigma_r = \pi\lambda\!\!\!^{-2}\frac{\Gamma_n^s\Gamma_r^s}{(E - E^s)^2 + \left(\frac{1}{2}\Gamma^s\right)^2} \qquad \text{(II, 30a)}$$

$$\sigma_{sz} = \pi\lambda\!\!\!^{-2}\left|e^{2ikr} - 1 + \frac{i\Gamma_n^s}{(E - E^s) + \frac{1}{2}i\Gamma^s}\right| = \pi\lambda\!\!\!^{-2}\left|A_{pot} + A_{rez}\right|^2 \qquad \text{(II, 30b)}$$

adódik, ahol

$$A_{pot} = e^{2ikr} - 1 \sim 2ikr \qquad \text{(II, 31a)}$$

$$A_{rez} = \frac{i\Gamma_n^s}{E - E^s + i\frac{1}{2}\Gamma^s} \qquad \text{(II, 31b)}$$

A_{pot} a külső- vagy potenciálszórás amplitudója, A_{rez} pedig a közbenső rugalmas szórásé. Γ_n^s, Γ_r^s és Γ^s a rugalmas szórás szélesség, a reakció szélesség a teljes nívószélesség. A fenti (II, 30) képletek az ún. Breit—Wigner formulák.

Vizsgáljuk meg, hogy a most bevezetett mennyiségek mennyiben azonosak a már korábban hasonló módon definiált mennyiségekkel. Először a nívószélességeket tárgyaljuk részletesebben.

Mi is volt a nívószélesség definíciója? A nívószélesség a közbenső-mag egyes nívóinak energiabizonytalansága, vagyis az az energiaérték, amelynél a hatáskeresztmetszetek maximumai feleértékükre csökkennek le. A Breit—Wigner formulákból látható, hogy ha például a reakció hatáskeresztmetszet képletébe E helyébe E^s-t (teljes rezonancia), ill. $E^s \pm \frac{1}{2}\Gamma^s$-t helyettesítünk, a hatáskeresztmetszetek

$$\sigma_r = 4\pi\lambda\!\!\!^{-2}\frac{\Gamma_n^s\Gamma_r^s}{\Gamma^{sz}}, \qquad \text{(II, 32)}$$

ill.

$$\sigma_r = 2\pi\lambda\!\!\!^{-2}\frac{\Gamma_n^s\Gamma_r^s}{\Gamma^{sz}},$$

vagyis csakugyan a hatáskeresztmetszet a felére csökkent: $\frac{\Gamma^s}{2}$ a teljes félérték szélesség. Hasonló módon meghatározhatjuk a rugalmas szórás szélességét is. (II, 30b) és (II, 31b)-ből láthatjuk, hogy a közbenső rugalmas szórás hatáskeresztmetszete (ha elfogadjuk, hogy a rugalmas szórás fenti felosztása helyes, amit még később igazolunk).

$$\sigma_{ksz} = \pi\lambda\!\!\!^{-2}\frac{\Gamma_n^2}{(E - E^s)^2 + \left(\frac{1}{2}\Gamma^s\right)^2} \qquad \text{(II, 33)}$$

A rugalmas szórás szélesség azt jelenti, hogy ha csak rugalmas szórás lenne, $E = E_s + \frac{1}{2}\Gamma_n^s$ energia esetén csökkenne le σ_{ksz} a maximum felére. Ha csak rugalmas szórás van, akkor a Γ_r^s reakció szélesség zérus, így

$$\sigma_{ksz} = \pi\lambda\!\!\!^{-2}\frac{\Gamma_n^2}{(E - E^s)^2 + \left(\frac{1}{2}\Gamma_n^s\right)^2} \qquad \text{(II, 33a)}$$

Ha (II, 33a)-ba $E = E^s$-t, ill. $E = E^s \pm \frac{1}{2}\Gamma_n^s$-t teszünk, a hatáskeresztmetszet tényleg felére csökken. A nívószélességek új definíciója tehát megegyezik a korábbival.

Vizsgáljuk meg még azt is, hogy a rugalmas szórás fenti felosztása helyes-e, A_{pot}, ill. A_{rez} csakugyan a potenciálszórás, illetve a közbenső rugalmas szórás amplitudója-e. A fenti felosztás helyességét a következő módon láthatjuk be: $kR \ll 1$ esetén (II,31a) szerint

$$A_{pot} = e^{2ikR} - 1 = 2ikR$$

és a potenciálszórás hatáskeresztmetszete

$$\sigma_{pot} = \pi\lambda\!\!\!^{-2}\,4k^2R^2 = 4\pi R^2 \qquad \text{(II, 34)}$$

Ez megegyezik a folytonos energia tartományban a rugalmas neutronszórás hatáskeresztmetszetének értékével. Azt viszont tudjuk, hogy a folytonos energia-tartományban a közbenső rugalmas szórás elhanyagolható a potenciálszórás mellett, vagyis ott a rugalmas szórás hatáskeresztmetszete gyakorlatilag a potenciálszórásával azonos. Innen látható, hogy a fenti felosztás helyes volt. A potenciálszórás amplitudója nem függ E^s-től, tehát a közbenső-magtól, csak a neutronhullám külső adatainak a függvénye. Rezonancia-szerkezete ilyen módon csak a közbenső rugalmas szórás hatáskeresztmetszetének van.

Megmutatjuk, hogy most is teljesül a közbenső-mag-modell második alapvető feltevése, vagyis az, hogy a $\sigma(a, b)$ hatáskeresztmetszet $\sigma_c(a)\,G_c(b)$ alakban írható. Először is határozzuk meg, mi lesz a befogás hatáskeresztmetszete? Mivel a

közbenső rugalmas szórás most jelentős, nem igaz, hogy a befogás hatáskeresztmetszet megegyezik a reakcióhatáskeresztmetszettel, hanem a reakció és a közbenső rugalmas szórás hatáskeresztmetszetének az összege. (II, 30a) és (II, 33) szerint tehát

$$\sigma_c = \sigma_{ksz} + \sigma_r = \frac{\pi \lambda^2 \Gamma_n^s \Gamma^s}{(E - E^s)^2 + \left(\frac{1}{2}\Gamma^s\right)^2}. \qquad \text{(II, 35)}$$

A reakció hatáskeresztmetszetére fenn kell akkor állni, hogy

$$\sigma_r = \sigma_c \frac{\Gamma r^s}{\Gamma^s} = \frac{\pi \lambda^2 \Gamma_n^s \Gamma_r^s}{(E - E^s)^2 + \left(\frac{1}{2}\Gamma^s\right)^2},$$

ez pedig éppen a (II, 30a) alatt meghatározott reakcióhatáskeresztmetszet.

A közbenső rugalmas szórás hatáskeresztmetszete pedig

$$\sigma_{ksz} = \sigma_c \frac{\Gamma_n^s}{\Gamma^s} = \frac{\pi \lambda^2 \Gamma_n^{s2}}{(E - E^s)^2 + \left(\frac{1}{2}\Gamma^s\right)^2}$$

Meghatározhatjuk ilyen módon egy tetszés szerinti α, β folyamat hatáskeresztmetszetét is a rezonancia-tartományban.

$$\sigma(\alpha, \beta) = \sigma_c(\alpha) \frac{\Gamma_\beta^s}{\Gamma^s} = \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_\alpha^s \Gamma_\beta^s}{(E - E^s)^2 + \left(\frac{1}{2}\Gamma^s\right)^2} \qquad \text{(II, 36)}$$

Határozzuk meg a hatáskeresztmetszeteket rezonanciahelyeken, illetve a rezonanciahelyektől távol.

Ha $E = E^s$,

$$\sigma_c = 4\pi \lambda^2 \frac{\Gamma_n^s}{\Gamma^s}, \qquad \sigma_r = 4\pi \lambda^2 \frac{\Gamma_r^s \Gamma_n^s}{\Gamma^{sz}}, \qquad \text{(II, 37)}$$

$$\sigma_{Ksz} = 4\pi \lambda^2 \frac{\Gamma_n^{s2}}{\Gamma^{s2}}.$$

A potenciálszórás pedig mindig

$$\sigma_p = \pi \lambda^2 \cdot 4 k^2 R^2 = 4\pi R^2$$

$\Gamma_n^s \Gamma^s$ nagyságrendjébe esik: ha $\Gamma_n^s = \Gamma_r^s$, akkor $\Gamma_n^s = \frac{1}{2}\Gamma^s$ és $\sigma_{ksz} = \pi \lambda^2$. Mivel $2kR \ll 1$, innen következik, hogy rezonancia esetén $\sigma_{ksz} \gg \sigma_{pot}$. Rezonanciahelyektől távol azonban $E - E^s \sim D^s$, és a rezonanciatartományban $\Gamma^s \ll D^s$ így ott

$$\sigma_{ksz} = \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_n^{s2}}{D^{s2}} \ll \sigma_p.$$

A rugalmas szórás tehát rezonancia esetén

$$\sigma_{sz} \sim \sigma_{ksz} = 4\pi \lambda^2 \frac{\Gamma_n^{s2}}{\Gamma^{s2}}, \qquad \text{(II, 38a)}$$

és attól távol

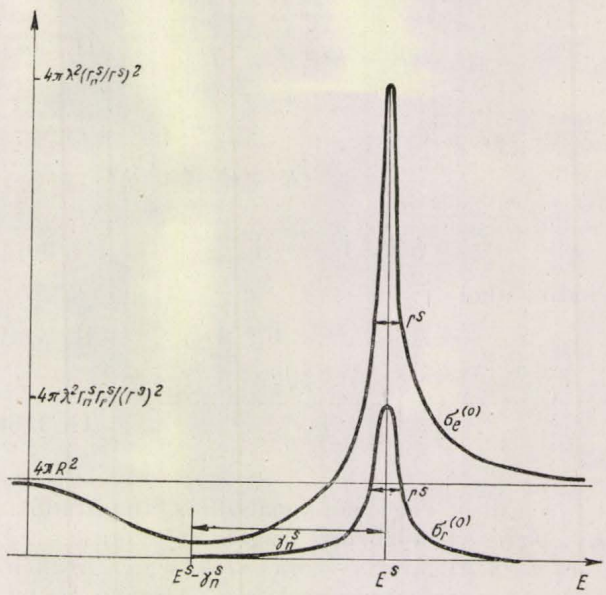
$$\sigma_{sz} \sim \sigma_p = 4\pi R^2. \qquad \text{(II, 38b)}$$

(lásd 5. ábrát.)

A fentiekben láttuk, hogy ott van rezonancia, ahol $\sin z\,(E^s) = \sin\,(K^s R + \zeta(E^s)) = 0$. Mit jelent ez fizikailag? A magon belül, mint már mondtuk, a hullámfüggvény

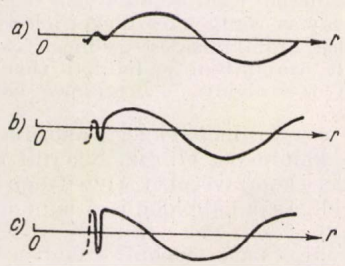
$$u_1 = A\,(e^{-i(z+iq)} + e^{i(z+iq)}) \sim A'\,(\cos z - q \sin z).$$

Ha első közelítésben elhanyagoljuk q-t, $u_1 \sim \cos$, $u_1' \sim \sin z$. Rezonancia akkor következik be, amikor a hullámfüggvény deriváltja a mag felületén zérus, vagyis, amikor a hullámfüggvénynek maximuma van a mag felületén. Ezt szemléletesen is beláthatjuk: A mag felületén fellépő nagy potenciálugrás miatt a magon kívüli hullámfüggvény amplitudója általában sokkal nagyobb, mint a magon belüli hullám függvénye (lásd 6. ábrát). Ha azonban a magon belüli hullámfüggvénynek éppen maximuma van a mag felületénél, amplitudója megegyezik a magon kívüli hullámfüggvényével. Mivel ez az utóbbi adott a normálás miatt, az itt elmondottak azt jelentik, hogy általában a magon belüli hullám-amplitudó kicsi, tehát kis valószínűséggel tartózkodik a részecske a magban, kivéve a rezonancia-energiák esetét, amikor nagyon hosszú életű közbenső-mag alakul és a bombázó részecske nagy valószínűséggel tartózkodik a magban. Amíg az egyes rezonancia-energiák egymástól elég messze vannak ($\Gamma^s \ll D$), addig jól tudjuk mérni a hatáskeresztmetszetek rezonancia-szerkezetét. Nagyobb energiáknál ($\Gamma \simeq D$) a nívók már egymásbaolvadnak és csak a hatáskeresztmetszetek állagát tudjuk mérni,



5. ábra. A σ_0^{sz} rugalmas szórás hatáskeresztmetszet és a σ_0^r reakció hatáskeresztmetszet kvalitatíve s-neutronokra: A jelen esetben $\Gamma_n^s : \Gamma_r^s = 3 : 1$. Nehezebb magoknál $\Gamma_r \gg \Gamma_n$ középnehéz magokra $\Gamma_r < \Gamma_n$

A fenti számítási eredmények jó összhangban vannak a Fermi-kísérletekkel. A hatáskeresztmetszeteknek az $E = E^s$ értékeknél vannak maximumai, vagyis olyankor, mikor a közbenső-mag gerjesztési energiája megegyezik egy nívójának energiájával. Kis beeső neutron energiák esetén a gerjesztési energia $E \sim S_a \sim 7 - 8$ MeV. Ilyen



6. ábra. A neutron hullám-függvény a mag felületénél. A hullámfüggvények a mag középpontjától való r távolság függvényében vannak megadva. $r = R$ a mag felülete. Az *a)* eset két rezonancia energia közti neutron-energiának, a *b)* eset rezonancia energiához közeli neutron-energiának, a *c)* eset rezonancia energiának felel meg. Hullámfüggvényről csak a mag felület közvetlen közelében beszélhetünk, távolabb a neutronhullám már beleolvad a magba

energiák esetén a magnívók már elég sűrűn helyezkednek el, így a hatáskeresztmetszetek maximumai sűrűn vannak. Mivel a közbenső-mag hosszú életű, τ elég nagy és Γ elég kicsi, érthető tehát, hogy miért olyan keskenyek a rezonanciák. A reakció, illetve rugalmas szórás maximumai ugyanazon E^s energiáknál vannak és rezonancia esetén $\frac{\sigma_r}{\sigma_{sz}} \sim \frac{\Gamma_r^s}{\Gamma_n^s}$, ami nehéz magoknál igen nagy értéket vehet fel. Rezonanciáktól távol viszont $\sigma_r \ll \sigma_{sz} = 4\pi R^2$, ami szintén jól egyezik a tapasztalattal.

Ha magasabb impulzusmomentumú hullámokat, töltött beeső részeket, valamint a spint is figyelembe vesszük, a számítások bonyolultabbakká válnak, de az eredmény nem változik lényegesen.

A közbenső-mag-modell sikere igen nagy volt. A magreakció kísérleti jelenségeket kvalitatíve magyarázni tudta, azonkívül a csepp-modell alapján lehet megérteni a maghasadást is. Csak mintegy 15 év múlva, a kísérleti technika fejlődésével kezdtek rájönni a tudósok, hogy a közbenső-mag-modell nem egészen érvényes, az ilyen módon kapott elméleti eredményektől a kísérleti adatok egy része szisztematikus eltérést mutat. Ezekről az eltérésekről és okukról a továbbiakban lesz majd szó.

Németh Judit
Központi Fizikai Kutató Intézet

(Folytatása következik)

IRODALOM

[3.] *N. Bohr*, Nature *137*, 344 1936.
[4.] *V. F. Weisskopf*, Phys. Rev. *52*, 295 1937.
[5.] *H. A. Bethe*, Rev. Mod. Phys. *9*, 71 1937.

EGYESÜLETI ÉLET — HÍREK

ORSZÁGOS RÖNTGEN ÉS SUGÁRFIZIKAI INTÉZET FIZIKAI OSZTÁLYÁRÓL

Az Intézet 1956-ban alakult, s ennek fizikai osztálya lett az 1946 óta működő Országos Sugárfizikai Laboratórium.

A fizikai osztály munkája kettős. Egyrészt a rutinfeladatok elvégzése, másrészt kutató-munka végzése. Az osztály rutin-feladatai a következők :

1. Az országban működő minden kb. 150 orvosi. therápiás röntgenkészülék évenkénti dózismérése és esetleg több alkalommal történő dózismérés, ha csőcsere, transzformátor-csere, kV-mérő és mA-mérő javítás, vagy csere történt.

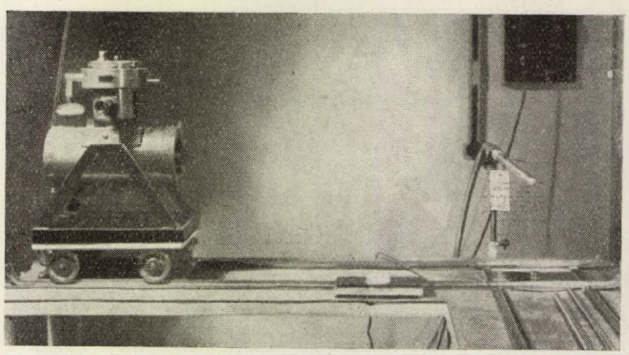
2. A therápiás röntgenkészülékek nagyfeszültségű mérésének elvégzése szikraközös méréssel az előbb felsorolt esetekben.

3. A különböző röntgenosztályokon levő 28 dózismérőnek a Küstner féle nagy ionizációs kamrával való összehasonlítás alapján történő évenkénti hitelesítése és esetleges javítása (l. 1. ábra) A hitelesítésekről az Intézet bizonylatot állít ki.

4. Újonnan létesítenidő röntgen-osztályok létesítési, valamint meglevő röntgen-osztályok átalakítási tervének elbírálása műszaki és sugárvédelmi szempontok alapján ; 1957-ben 62 építési tervelbírálást végzett el az osztály.

5. Új orvosi röngenkészülék-typusokon prototypus vizsgálatok elvégzése (1957-ben 2 ilyen vizsgálat történt).

6. Röntgen és ventilcsövek fókuszának és vacuumának vizsgálata (1957-ben 274 csővizsgálatot végzett az Intézet).



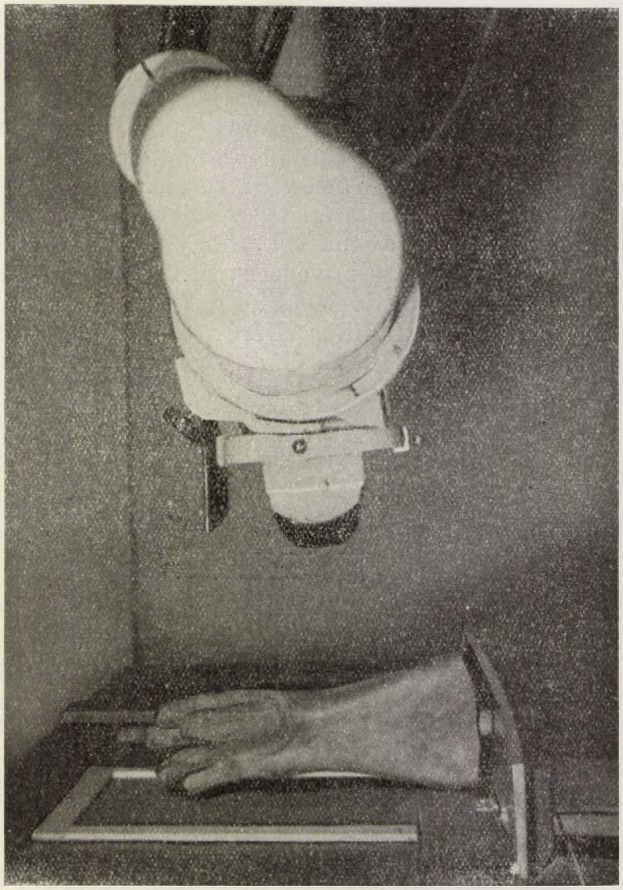
1. ábra. Dózismérő hitelesítése Küstner féle ionizációs kamrával

7. Forgalomba kerülő ólomgumi kesztyűk, kötények, ólomüvegek, létesítendő baryt-vakolatok ólomegyenértékének megállapítása. (l. 2. ábra) (1957-ben 170 kesztyű, 12 ólomüveg és 12 barytvakolat vizsgálatot végzett az Intézet).

8. Forgalomba kerülő therápiás tubusok, rácsok, filterek abszorpciójának vizsgálata (1957-ben 12 tubus, 18 filter és 3 rács vizsgálatot végzett el az Intézet).

9. Forgalomba kerülő orvosi röntgen-kazetták vizsgálata a szükséges szempontok szerint. (1957-ben 2 kazetta-vizsgálat történt az Intézetben).

10. Orvosi therápiás és diagnosztikai helyiségekben valamint a röntgen-készülékeken sugárvédelmi mérések elvégzése (1957-ben 98 intézetben végzett az osztály sugárvédelmi méréseket)



2. ábra. Kesztyű átvilágítás sugárvédett helyről történő kesztyű-forgatással

11. Egyéni sugárvédelmi mérések elvégzése minden orvosi röntgenosztályon működő dolgozón filmes módszerrel.

12. Végül az Országos Röntgen és Sugárfizikai Intézet fizikai osztálya közreműködik sugárvédelmi és egyéb röntgen-szabványok és normák kialakításában és azok módosításában.

Az osztály tudományos létszáma 3 fő, akik megfelelő műhely segítségével végzik el feladataikat. Az osztály kutatómunkájának eredményei 1956 óta a következők:

1. Mérések alapján megállapították, hogyan lehet a diagnosztikai röntgen-gépek ernyő körüli sugárvédelmét fokozni a legkisebb súlymegterheléssel. Javaslataikat, melyek a Magyar Radiológiában tettek közzé, mind több és több röntgenosztály teszi magáévá és fejleszti a sugárvédelmet (Koczkás, Vittay).

2. A mélytherápiás gépeknél is sikerült fokozni a sugárvédelmet néhány gyakorlatilag jól bevált gondolat megvalósításával. Méréseink szerint ugyanis pl. a Stabilivolt mélytherápiás gépeknél — ha a dolgozó az érvényben levő leírásokat be is tartotta — beteg-, tubus-, szűrő-csere esetén átlagosan 0,2 r/h, esetenként 1,0 r/h dózisteljesítményű sugárzást kapott. Ezért az osztály javasolta, hogy a fentebb említett esetekben a feszültségszabályozóval menjenek le a legalacsonyabb feszültségre a fűtés-szabályozó változtatása nélkül. A csere után a készüléket kb. 130 kV-ig egyszerre bekapcsolhatjuk, s csak a magasabb feszültségek beállításánál kell a finomszabályozót igénybevenni. Hogy ezt a javaslatot be is tartsák a dolgozók, a kezelőhelyiség ajtajára ajtóbiztosítót szereltettünk, mely meg nem engedett ajtóhasználat esetén a nagyfeszültséget azonnal kikapcsolja (Bedrossián).

3. A hazánkban legáltalánosabban használt Stabilivolt mélytherápiás röntgenkészüléket a lépcsőstranszformátor megfelelő átalakítása és egy másik cső alkalmazásával sikerült átalakítani a felületi therápia céljaira anélkül, hogy az átalakítás a készülékre hátrányt jelentene (Vittay).

4. A röntgen-dozimeterek leggyakoribb hibája, hogy az ionizációs kamra-vég eltörik. Sikerült előállítanunk levegőekvivalens kamravégeket, s így itthon is megtudjuk javítani az eddig csak külföldön javítható dozimetereket. (Gazsi, Vittay).

5. Az eddig sugárvédelmi szempontból veszélytelennek tartott Chaoul-féle közeltherápiás gép sugárveszélyére felhívtuk a figyelmet, egyúttal a védelemről is gondoskodtunk (Bedrossián, Koczkás).

6. Hazánkban eddig használt mélytherápiás tubusok abszorpciója igen nagy volt. Uj therápiás tubusok gyártását javasoltuk, melyeknek abszorpciója 90 kV-nál 3%-nál nem nagyobb (Bedrossián, Koczkás, Vittay).

7. Egyéni sugárvédelem céljaira egy olyan filmes dozimetert dolgoztunk ki, mely β-, γ-, röntgen- és neutron-sugarak mérésére és sugárqualitás meghatározására is alkalmas. Ugyanaz a kamra, zsebben, karon, bokánál, homlokon is viselhető. Megfelelő előhívókeretet készíttettünk 500 film egyidejű hívására. A denzitometrálás meggyorsítására egy kiértékelő fejet készíttettünk. Így a tömeges sugárvédelmi mérés elvégzése és hosszú időkre történő dokumentálása vált lehetővé (l. a 3., 4. ábrát) (Csapó, Koczkás, Vittay).

8. Sugárzással foglalkozóknál a kézfej is jelentős sugárzásnak van kitéve, ezért — külföldi mintára — szerkesztettünk egy gyűrűt, melybe filmet helyezünk el, s az előbb leírt filmes dozimeterrel történt egyidejű viselés és kiértékelés esetén a kézfejet ért sugárzás mértékéről quantitatív felvilágosítást is kaphatunk (Csapó Gazsi, Koczkás).

8. Több demonstrációs eszköz módosítására is felhívtuk a figyelmet (Crookes-cső, felületi feszültség, iskolai röntgencsövek sugártartalma).

Ezeket a munkáinkat különböző folyóiratokban ismertettük. Továbbiakban nagyobb kutató-kooperációt létesítünk egyetemi és egészségügyi kutató intézetekkel, valamint röntgenosztályokkal. Ezirányú munkáink máris több irányban folyamatban vannak.

Elkészült izotóp-laboratóriumunk is, melyben a munka rövidesen megindul.

Koczkás Gyula

BRÜSSZEL 1958

A Világkiállítás megtekintése elé a tudományos munkaterületen dolgozó látogató kétségkívül különösen nagy várakozással tekint. Ennek oka főként abban keresendő, hogy a tudomány a jelenkor fejlődésére a világ szinte valamennyi országában igen erőteljesen kihatott és így joggal volt várható, hogy az egyes nemzetek pavilonjaiban sok érdekes, tanulságos, sőt éppen meglepő tudományos eredmény bemutatását, ismertetését kapjuk. Ezt annál is inkább fel kellett tételeznünk, mert a kiállítás hangsúlyozott célja a technika és tudomány eredményein alapuló jelen és jövő elénk tárása volt.

Őszintén meg kell azonban mondani, hogy a szó legszorosabb értelmében vett meglepetést a kiállítás sem a fizika, sem a technika területén nem nyújt, eltekintve talán bizonyos építészeti érdekességektől. Sem az egyes nemzetek pavilonjaiban, sem a Tudomány Nemzetközi Pavilonjában nem mutatnak be „soha nem hallott" újdonságokat.

Ilyen jellegű látnivalókra persze nem is igen lehetett számítani; hogy mégis létezett egy túlfűtött várakozás, kétségkívül a kiállítás rendezősége által még jóval a megnyitást megelőző időben indított túlzott propagandának tudható be, mely — és ez nemcsak a technika és a tudomány területére vonatkozóan igaz — a kiállítás sikere érdekében a „csodák" tömegét helyzte kilátásba. Ha azonban ilyen „csodák" nincsenek is, annál több az általában ügyesen, közreérthetően bemutatott tudományos eredmény és technikai újdonság.

Ezek közül kétségkívül kiemelkedik a *Szovjetunió pavilon*jában kiállított két szputnyik-modell. Szerkezetük és alakjuk a sajtóban megjelent fényképek és cikkek alapján mindenki előtt ismeretes; igen nagy érdeklődésre tarthat számot azonban egy ilyen, a mindennapi műszaki tapasztalatokhoz képest hallatlanul erős igénybevételnek kitett szerkezet tényleges megvalósítása, felépítése és technológiája. Mindenek előtt szembetűnő a szerkezeti célszerűsége mellett az egyszerű, áttekinthető felépítés. A szputnyik alakját adó váz könnyű fémrudakból készült, de ezen anyag mechanikailag kiváló tulajdonsággal kell hogy bírjon, hiszen a kb. 10 mm-es átmérőjű rudak a fellövés különböző stádiumaiban hihetetlenül nagy erőhatásnak vannak kitéve. Az elektronikus berendezések szereléséről és a felhasznált alkatrészekről szintén ugyanaz mondható el, mint a héjszerkezetről.

A kiállított két szputnyik-modell már önmagában is jól illusztrálja a bevezetésben említetteket: nem „csodáról" van itt szó, hanem alapos, az összes részletkérdésekre kiterjedő, céltudatos tudományos munkáról, melyben szervesen fonódnak össze a metallurgia és a szilárdságtan legújabb eredményei, a híradástechnika és azon belül is különösen az alkatrész-fejlesztés eredményeivel. Úgy látszik, hogy a szputnyikok elektronikájában a félvezetőknek igen nagy szerep jut, mivel ezen bonyolult vezérlési folyamatokat végző és továbbító elektronikus berendezések hihetetlenül kis helyet foglalnak el.

Nagy érdeklődés kíséri az *angol pavilon*ban a ZETA kicsinyített, egyszerűsített makettjét is. Ez a berendezés inkább szemléltetni és magyarázni akar, mint az eredeti készülék pontos ismertetését adni. A modellel kapcsolatos dokumentációs anyag részletesen ismerteti a fúziós energianyerésre irányuló kísérleti és elméleti törekvéseket, valamint azokat a hihetetlen távlatokat, melyek a fúziós energiatermelés ipari megvalósítása esetén az emberiség anyagi fejlődése elé tárulnak. Az angol pavilon egyébként is a tudományos eredmények ismertetésére helyezi a fő súlyt. Egy az angol alkotmányos intézményeket bemutató képeket és ábrákat tartalmazó előcsarnoktól eltekintve, szinte a teljes angol kiállítás a tudomány legkülönbözőbb területein elért eredményeket ismerteti, igen érdekfeszítő és a laikusok számára is jól érthető formában. A hivatalos angol pavilonhoz egy ipari vásár jellegű kiállítás is csatlakozik, ahol több kisebb-nagyobb, főként az atomerőművekkel, illetve az atomerőmű építéssel és a szükséges speciális fém és egyéb anyagok előállításával foglalkozó cég állítja ki gyártmányait.

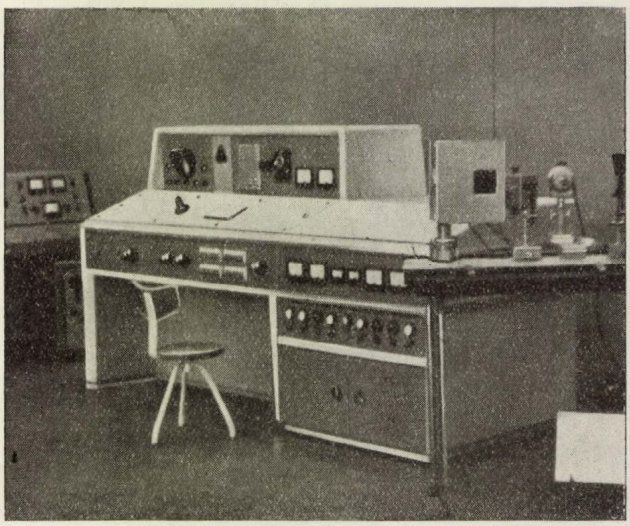
Viszonylag talán kisebb helyet foglal el a tudomány az *Egyesült Államok pavilon*jában. Itt főleg néhány automatikus rendszer vonja magára a figyelmet, melyek közül különösen az igen széles alkalmazási területen használható automatikus adatfeldolgozó és tároló számológép és egy távmanipulator klasszikus kivitelű formája tarthat igényt az érdeklődésre. Sok a látogatója a sztereohangfelvételek reprodukálására szolgáló valóban igen jó akusztikájú teremnek és a színes televíziós studiónak is, ahol a néző a felvételre kerülő szereplőket és a nézőtéren elhelyezett készülékeken az adást egyidejűleg figyelheti. A ténylegesen jó színvisszaadás — mely azonban meglehetősen változó — valóban igen nagymértékben javítja a televíziós adás életszerűségét.

A nemzeti pavilonok közül tudományos szempontból még igen figyelemreméltó a *svájci pavilon* is. Az óragyártás fejlődését bemutató részlet kiállítást jól egészíti ki az „atomóra", mely a rezonanciaabszorpció jelenségét használja fel frekvenciabázisként és így hihetetlen nagy pontosságot (300 évenként 1 másodperc) biztosít az idő és frekvencia mérése számára.

A *cseh pavilon*ban anyagvizsgálati műszerek (anyagvizsgáló betatron) és eljárások, valamint néhány elektromechanikus számológép látható.

Külön figyelmet érdemel a *Tudomány Nemzetközi Palotája*. Az ebben lévő kiállításnak az a célkitűzése, hogy a tudomány szerepét és legújabb eredményeit ismertesse a laikusokkal. Az ilymódon igen szerte ágazó anyagot a kiállítás rendezősége négy főcsoportra osztotta, úgymint Atomok, Kristályok, Molekulák, Sejtek.

Az első csoport legjelentősebb része a mag szerkezetére vonatkozó kutatásokat öleli fel. Ebben a részben néhány alapvető kísérlet — mint például a mesterséges aktivitás mérése — eredeti formájában van felépítve. Ezek mellett jelentős szerepet játszanak a különböző új, korszerű kísérleti technikai irányzatok is. A számlálócsöves, szcintillációs mérőberendezések mellett a különböző (folytonos és expanziós) ködkamrák, a buborékkamra néhány modellje és a fotoemulziós technika eredményei is megtalálhatók. A kozmikus sugárzási mérések külön csoportot képeznek; így különösen jelentős helyet kaptak a kiterjedt és áthatoló záporok vizsgálatára szolgáló berendezések. Ugyancsak külön alcsoportot alkotna, a különböző típusú magfizikai gyorsítók maketjei a kaszkádgenerátortól kezdve a nagyobb gyorsítókig. Emellett az oktatás céljaira készült úgynevezett bébi-máglyák is láthatók, melyeknek a teljesítménye igen kicsi, de egyébként a nagy reaktorhoz teljesen hasonló módon működnek (egy ilyen oktató máglya a vezérlő asztallal együtt kb. 3×4 m-es alapterületen fér el).



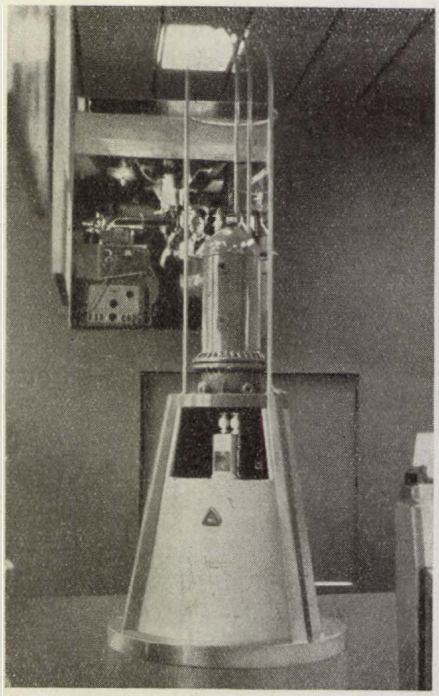
1. ábra. A KFKI Kozmikus Sugárzási Osztályán készült fotonszámláló berendezés.

A pavilonnak egy másik érdekes csoportja a szilárd anyag fizikájával kapcsolatos kutatásokat öleli fel. Ebben a részben számos kísérletet láthatunk, melyek a félvezetők tulajdonságait és gyakorlati alkalmazásuk lehetőségeit vannak hivatva demonstrálni. Ugyancsak jelentős ebben a részben az ultrahangos szerkezetvizsgálatokat bemutató kísérletcsoport. Több berendezést láthattunk itt, melyek a szilárd anyag tulajdonságainak neutronsugárzás hatására fellépő változásait mutatják be.

A Tudomány Nemzetközi Pavilonjában levő kiállításon egyébként számos igen ügyes szemléltető eszköz szerepel az említett csoportokon belül, ilyen pl. egy mechanikus ciklotron modell, melyben a gyorsítandó részeket egy lapba mélyített csiga alakú vályúban haladó golyók jelképezik, a duánsok gyorsító hatását pedig a megfelelő lapfél emelésével és süllyesztésével

helyettesítik. Egy másik igen ügyes szemléltető eszköz a Weiss-féle tartományok kialakulását demonstrálja.

Mindent egybevetve a Tudomány Nemzetközi Palotájában levő kiállításának elsősorban népszerűsítő célkitűzései vannak és azoknak igen jól eleget tesz.

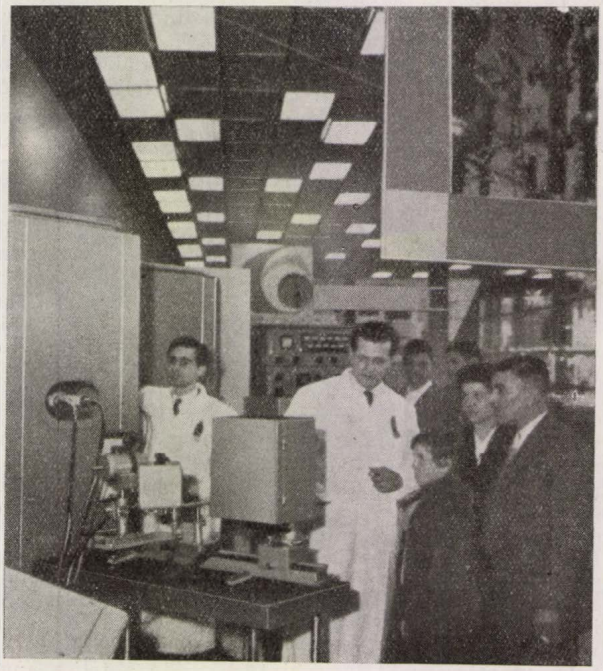


2. ábra. A KFKI Atomfizikai Osztályán épült 4 Mev-os nyomás alatt működő Van de Graaf generator működő kicsinyített mása.

Szándékosan hagytuk beszámolónk végére a *magyar pavilon* tudományos vonatkozásainak ismertetését. Örömmel kell megállapítanunk, hogy a magyar pavilonban a tudomány és az egyes ipari gyártmányokkal kapcsolatos tudományos eredmények igen jelentős szerephez jutottak. A magyar ipari kiállítás szemléletesen mutatja be az egyes ipari termékek előállításának tudományos előzményeit. Itt elsősorban az Eötvös-ingára, az elektromos energia-átvitelre (Déry, Blathy, Zipernowszky), a hírközlésre (Pollák, Virágh) kell utalni. Ezen tudománytörténeti utalások mellett természetesen helyet kaptak a közelmúlt tudományos munkájának eredményei is mint például a Heller-féle légkondenzációs hűtőrendszer. A hazai kísérleti kutatás néhány eredményét a Magyar Tudományos Akadémia Központi Fizikai Kutató Intézetének kiállítása mutatja be. Ez a kiállítás három részre tagozódik.

Az első rész az optika egyes alapvető kérdéseinek felderítésére a látható fény tartományában végzett kutatásokról számol be. Az Intézetben elvégzett ilyen irányú kísérletek közül néhányat egy erre a célra épült berendezésen mutatnak be. (1. ábra). A KFKI kiállításának másik csoportja a hazai atomfizikai kutatás céljaira kidolgozott berendezések két tipikus példáját mutatja be: az intézetben felépített 4,5 MeV-es Van de Graaff-generátor egy kicsinyített mását (2. ábra) és a kőzetek urán tartalmának meghatározására szolgáló berendezést. Mindkét készülék működik: a Van de Graaff-generátor nagyenergiájú sugárzást állít elő, melyet a számlálóberendezés mér, az uránmeghatározó pedig egy minta urán- és tórium-tartalmát határozza meg. A harmadik csoportban elektronikus vezérlésű szikragerjesztők láthatók, melyek időben felbontott színképek révén nagyobb pontosságot biztosítanak a spektroszkópiai analízis céljaira. (3. ábra).

Végezetül elmondhatjuk, hogy a kiállítás magyar részlege a többi pavilon mellett is nagy érdeklődésre tarthat számot, mint ezt igen sok szakember és laikus látogató is hangsúlyozza. Az elismerés annál is inkább jóleső, mivel a kiállításra szánt készülékek építése során többízben volt kissé szorongó érzésük azoknak a szakembereknek, akik a készülékeket tervezték, illetve készítették, arra gondolva, hogy a nagy nemzetközi vetélkedésben, melyben minden ország tudományos felkészültségének legjavát igyekezett nyújtani, a mi berendezéseink vajon „versenyképesek" lesznek-e. Úgy véljük, hogy a kiállítás ezirányban teljes megnyugvást adott. Helyes azonban ezzel kapcsolatban talán rámutatni arra, hogy az említett „szorongás" abból a nem-



3. ábra

szokatlan felfogásból fakad, mely hazai eredményeinket túlságosan lebecsüli. Úgy véljük, hogy az a tanulság, mely saját eredményeink reális értékelésére tanít, egy brüsszeli látogatásnak legalább olyan értékes eredménye, mint az a sok szakmailag érdekes és hasznos látnivaló, amivel a kiállításon találkozhatunk.

Náray Zsolt

A KÜLFÖLD HÍREI

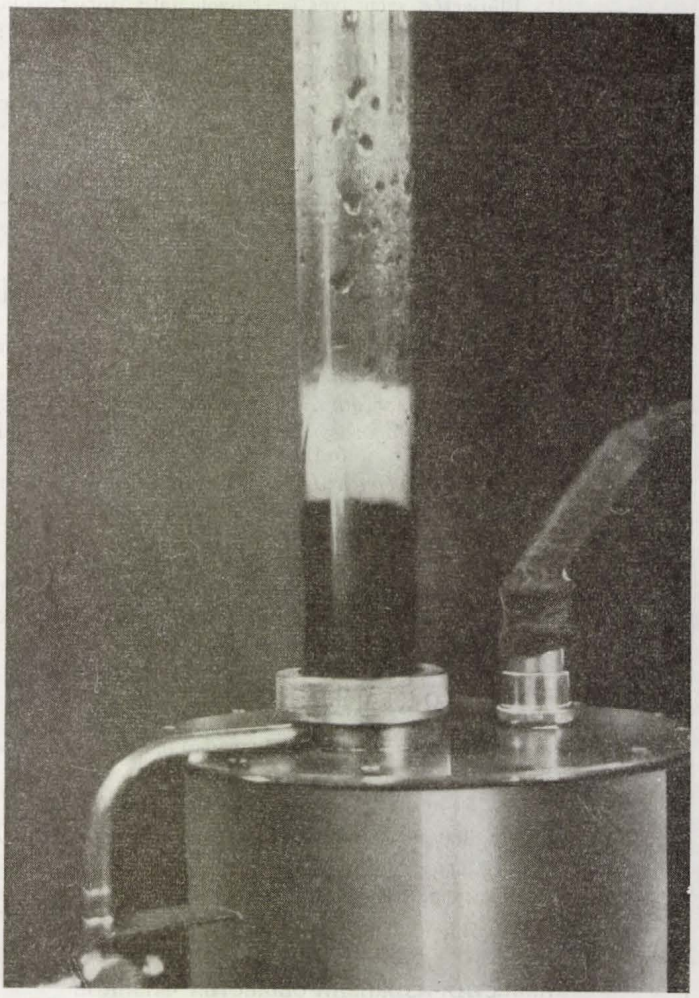
Az Új Kina hírügynökség jelentése szerint Kína első reaktora jún. 16-án megkezdte működését. A reaktor lassítóanyaga nehézvíz, teljesítménye 10 MW, kutatási célokat szolgál. — Ugyancsak működésbe helyeztek egy 25 MeV-os ciklotront. E két magfizikai kutatási eszköz szovjet segítséggel épült. Ezeken kívül kínai fizikusok és mérnökök befejezték egy 2,5 MeV-os nagynyomású elektrosztatikus generátor építését.

*

1957 végén Csehszlovákiában megkezdte működését egy 15 MeV-os ipari betatron. (Jaderne Energie)

FIZIKAI SZEMLE

VIII. ÉVFOLYAM
1958.



10.

EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT

AKADÉMIAI KIADÓ
BUDAPEST

Főszerkesztő: **Marx György**

Szerkesztőbizottság:

Bodó Zalán, Csekő Árpád, Györgyi Géza, Keszthelyi Lajos, Marx György, Somogyi Antal, Szabó János, Szalkai Ferenc, Szigeti György, Tarján Imre, Túriné Frank Zsuzsa, Vermes Miklós

Felelős szerkesztő: **Túriné Frank Zsuzsa**

Szerkesztőség: Budapest, V., Szabadság tér 17. Eötvös Loránd Fizikai Társulat
Távbeszélő: 313-388

Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó, Budapest, V., Alkotmány utca 21.
Távbeszélő: 111-010*

Terjeszti a Posta Központi Hírlapiroda Vállalat
Budapest, V., József nádor tér 1. Telefon: 180-850
Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat: József nádor tér 1., üzlethelyiség. Telefon: 183-022
Csekkszámlaszám: 61257

Előfizetés egy évre 40,— Ft; egyes szám ára 6,— Ft
Megjelenik évente tízszer

TARTALOMJEGYZÉK

A magfizikusok III. Pugwash-konferenciájának határozata
Horváth János: 50 éves a Langevin egyenlet
Horváth Árpád: A háromszázéves ingaóra
Fogarassy Bálint—Pálinkás József: Kvarc, atom- és molekulaórák
Németh Judit: Magreakciók elmélete III.

EGYESÜLETI ÉLET—HIREK
KÖNYVSZEMLE
A FIZIKA TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL
A FIZIKAI SZEMLE VIII. ÉVFOLYAMÁNAK TARTALOMJEGYZÉKE

СОДЕРЖАНИЕ

Решение III. конфереиции (в Пугваше) физиков-ялерников
Я. Хорват: 50-летие уравнения Ланжевена
А. Хорват: 300-летие маятниковцх часов
Б. Фогараши—И. Палинкаш: Кварцевые, атомные и молекуларные часы
Ю. Немет: Ядерные реакции III.

ИЗВЕСТИЯ ИЗ ЖИЗНИ ОБЩЕСТВА ФИЗИКОВ
ОБЗОР КНИГ
ИЗ УСПЕХОВ ФИЗИЧЕСЦИХ НАУК
Содержание VIII. Тома этово журнала

INHALT

Beschluss der III. in Pugwash abgehaltenen Konferenz der Kernphysiker
J. Horváth: Die Langevin'sche Gleichung 50 Jahre alt
Á. Horváth: Die dreihundert Jahre alte Pendeluhr
B. Fogarassy—J. Pálinkás: Quarz-, Atom- und Moleküluhren
J. Németh: Kernreaktionen III.

NACHRICHTEN — AUS DEM VEREINSLEBEN
BUCHBESPRECHUNG
FORTSCHRITTE DER PHYSIK
Inhaltsverzeichnis des VIII. Bandes der Zeitschrift Fizikai Szemle

Címképünk: Ultrahang ködképző hatása: a 300 wattos ultrahanggenerátorból alulról besugározzák az üvegcsőben levő folyadékot. Az ultrahang hatására fehér köd képződik. (A generátort Tari, Tarnóczy, Újvári építette)

A kiadásért felelős: az Akadémiai Kiadó igazgatója — Műszaki felelős: Szöllősy Károly
A kézirat beérkezett 1958. X. 9. — Példányszám: 1900 — Terjedelem: 4 (A5) ív

Akadémiai Nyomda, Budapest, V., Gerlóczy utca 2. — 47091/58 — Felelős vezető: Bernát György

FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

VIII. évfolyam 10. szám 1958. december

A magfizikusok III. Pugwash-konferenciájának állásfoglalása

Kitzbűhel-Bécs, 1958. szeptember 19

1. A háboruk kiküszöbölésének szükségessége

Olyan időben gyűltünk össze Kitzbuhelben és Bécsben, amikor nyilvánvalóvá vált, hogy a nukleáris fegyverek fejlődése lehetővé teszi az emberek számára civilizációjuk és sajátmaguk elpusztítását. A pusztítás módszerei egyre hatékonyabbakká válnak. Azokat a tudósokat, akik ezen a konferencián résztvesznek, már régóta aggasztja ez a tendencia és mindnyájan egyetértünk abban, hogy egy nagyméretű atomháború az egész világra példátlan méretű katasztrófát hozhat.

Véleményünk szerint az atomtámadás ellen való védekezés igen nehéz. Az ilyen védekezés lehetőségébe vetett alaptalan hit még inkább hozzájárulhat a háború kirobbantásához.

A nemzetek megegyezhetnek az atomfegyvereknek és más tömegpusztító fegyvereknek a világ fegyvertáraiból való kiküszöbölésében, de az ilyen fegyverek előállítására vonatkozó ismeretek soha többé nem irthatók ki. Ezen ismeretek felhasználásának lehetősége minden időben fenyegetni fogja az emberiséget. Minden bekövetkező nagyobbarányú háborúban az összes hadviselő állam azt fogja érezni, hogy nemcsak szabad, hanem egyenesen kényszerítően szükséges számára az atomfegyverek gyártásának azonnali megkezdése; hiszen egyetlen hadbalépett állam sem lehet bizonyos affelől, hogy az ellenség nem tette meg ugyanezt a lépést. Meggyőződésünk szerint ilyen helyzetben egy nagyobb ipari hatalom egy éven belül annyira kiépítheti atomfegyver-iparát, hogy megkezdheti az atomfegyverek felhalmozását. Ettől a pillanattól kezdve e fegyverek hadbavetésétől az egyes államokat már csak az a szerződés tartja vissza, amelyet béke idején az atomhadviselés eltiltására kötöttek. Az atomfegyverek döntő ereje azonban szinte ellenállhatatlan ösztönzést jelenthet azok harcbavetésére, különösen azon vezetőknél, akiket a leveretés veszélye fenyeget. Ezért meglehetősen valószínűnek látszik, hogy az elkövetkező nagyobb háborúban az atomfegyverek bevetése be fog következni, annak ijesztő következményeivel együtt.

Néhányszor felvetették annak lehetőségét, hogy korlátolt keretek közé lokalizált háborúk lefolyhatnak ilyen katasztrofális következmények nélkül is. A történelem azonban azt is tanítja, hogy a helyi konfliktus világháborúvá való kifejlődésének kockázata túlságosan nagy, ezért az ilyen érvelés a tömegpusztító fegyverek korszakában elfogadhatatlan. Az emberiség tehát csak azt tűzheti ki célul, hogy kiküszöböljön minden háborút, beleértve a helyi háborúkat is.

2. A fegyverkezési verseny megszüntetésének feltételei

A fegyverkezési verseny oka az államok közt megnyilvánuló bizalmatlanság, a verseny még hozzá is járul e bizalmatlanság fokozásához. Ezért feltétlenül kívánatos bármely lépés, amely enyhíti a fegyverkezési hajszát, amely a fegyverkészletek és hadseregek bármilyen csekély csökkentését eredményezi, egyenlőségi alapon, biztosítva a szükséges ellenőrzést. Üdvözlünk minden ezirányú lépést, különösen üdvözöljük Kelet és Nyugat képviselőinek a kísérleti robbantások észlelhetőségére vonatkozó genfi megállapodását. Számunkra, tudósok számára különös öröm, hogy ez az egyöntetű megegyezés — az első siker a nemzetközi leszerelési tárgyalások sikertelen sorozata után — különböző országok tudósainak kölcsönös megértése, tárgyilagos közeledése folytán született meg. Megelégedéssel vesszük tudomásul, hogy az USA, a Szovjetunió és Anglia kormányai jóváhagyták a határozatot, valamint a technikai szakértők jelentésének következtetéseit. Ez jelentős eredmény. A legkomolyabban bízunk abban, hogy ezt a megerősítést rövidesen követni fogja az atomfegyverkísérletek szüneteltetésére és egy hatékony ellenőrzési rendszerre vonatkozó megállapodás. Így megtennénk az első lépést a nemzetközi feszültség enyhítése és a fegyverkezési verseny megszüntetése felé vezető úton.

Általánosan elfogadott vélemény, hogy bármely lefegyverzési megállapodás, különösen ha az az atomfegyverekre vonatkozik, megkíván bizonyos mértékű ellenőrzést, amely megvédi mindegyik felet a szerződés esetleges megkerülésétől. A tudósok technikai ismereteik alapján tudatában vannak annak, hogy hatásos ellenőrzés megvalósítása bizonyos esetekben viszonylag könnyű, más esetekben pedig nagyon nehéz lehet. Például a szakértők genfi konferenciája megállapodott abban, hogy az atombombakísérletek szünetelése ellenőrizhető megfigyelőállomások alkalmas hálózata segítségével. Másfelől igen súlyos technikai

feladat lesz a létező atomfegyver és más tömegpusztító eszköz készletek számontartása. Az atomfegyverek gyártásának megszüntetését elfogadó megállapodás olyan technikai problémát jelent, amelynek megoldása nehézség szempontjából az említett két szélsőséges példa közé esik.

Elismerjük, hogy a nagy atomfegyver-készletek felhalmozódása a messzemenő nukleáris lefegyverzéssel kapcsolatban teljesen megbízható ellenőrzési rendszer megvalósítását rendkívül megnehezítette, sőt talán lehetetlenné is tette. Hogy ez a lefegyverzés mégis lehetővé váljon, a technikai lehetőségek feltárása mellett jelentős mértékben politikai megállapodások sorozatának, sikeres nemzetközi biztonsági szerződéseknek és a legkülönfélébb területeken folyó gyümölcsöző együttműködésnek kell elősegíteni a nemzetek állásfoglalását. Mindezek együtt megteremthetik a kölcsönös bizalom olyan légkörét, amely ma nem létezik, és elvezethetnek oda, hogy a nemzetek felismerik a gyanakvás megszűnésének kölcsönös politikai előnyeit.

Mi tudósok, a technológiai helyzet nehézségeinek tudatában, kötelességünknek érezzük, hogy népeinket és kormányainkat egy olyan politika szükségességéről törekedjünk meggyőzni, amely bátorítást jelent a nemzetközi bizalom kialakulására és csökkenti a kölcsönös félelmet. A kölcsönös aggodalmat nem oszlathatja el a jószándék kijelentése; ahhoz politikai megállapodásra, aktív együttműködés megvalósítására van szükség.

3. Mit jelentene a háború?

A háború lehetséges következményeiről tett megállapításainkat megerősítették a konferenciánkon tartott előadások, az itt benyújtott dolgozatok. Ezek a bizonyítékok azt mutatják, hogy ha egy jövő háborúban a már elkészült atomfegyverek számottevő hányadát városok ellen vetnék be, a hadviselő országok legtöbb kulturális központja teljesen áldozatul esne, lakosainak legnagyobb része elpusztulna. Ez egyaránt igaz, akár fúziós folyamatok szolgáltatják az alkalmazott bombák robbanási energiájának túlnyomó részét (úgynevezett „tiszta" bombák), akár hasadási folyamatokból eredne az (úgynevezett „szennyes" bombák). A nagy népességű és ipari centrumok szétrombolása mellett ilyen bombák a közlekedés, kereskedelem és hírközlés életereinek elvágásával összeroncsolnák a megtámadott ország gazdasági életét is.

A nagyobb államok már eddig is hatalmas készleteket halmoztak fel a „szennyes" bombákból, és úgy látszik, hogy a felhalmozás jelenleg is folyik. Kizárólagos katonai szempontból a „szennyes" bombák használata bizonyos helyzetekben előnyös lehet, ez valószínűvé teszi bevetésüket egy nagyobb háború kirobbanása esetén.

A széleskörű bevetésre került „szennyes" bombák helyi termékei a megtámadott ország népességének nagy részét meggyilkolnák. A nagyszámú robbantást követően (minden robbanás közönséges kémiai robbanóanyag többmillió tonnájának felrobbantásával ér fel) radioaktív termékek szóródnának szét, nem korlátozódnának arra a területre, amelyre szánták, hanem különböző koncentrációkban szétoszolnának a Föld egész felszínén. A radioaktív sugárzás akut hatása sok millió halálesetet okozna nemcsak a hadviselő, hanem a semleges országokban is.

Fellépne ezenkívül egy jelentős hosszantartó sugárzási veszély, amely az emberi és más élő szervezeteket fenyegetne világszerte egészségi bántalmakkal, így fehérvérűséggel, csontrákkal, az élettartam megrövidülésével és olyan genetikus ártalmakkal, amely a leszármazottakra átöröklődött tulajdonságokat károsítja meg.

Az emberi genetikára vonatkozó ismereteink ma még nem elegendőek annak pontos megállapítására, hogy milyen következményekkel járna a mutációgyakoriságnak korlátlan atomháború által kiváltott felszökkenése. A genetikusok mindazonáltal azt tartják, hogy ennek súlyos következményei lennének a Föld háborút túlélő népessége számára is.

Néha felmerül az a javaslat, hogy egy jövő háborúban az atomfegyverek alkalmazását katonai célpontokra, csapatgyülekezésekre, repülőterekre és más közlekedési csomópontokra kell korlátozni; nagy lakócentrumok megtámadása így elkerülhető.

Ma már a taktikai fegyverek is nagy hatósugárral rendelkeznek; a városok pedig rendszerint az utánpótlási és közlekedési központokkal szoros kapcsolatban vannak. Ezért úgy véljük, hogy még egy „korlátozott" háború is, a céltárgyak számának korlátozására való törekvés ellenére, azon terület messzemenő pusztulásához vezetne, amelyen e háború lefolyt és áldozatul esnének sokan a lakosság köréből is. Ezenfelül egy olyan megállapodás, amely megtiltaná a városok katonai célokra való felhasználást, valószínűleg érvényét vesztené a háború utolsó szakaszában, különösen a vesztes oldalon. Ez az oldal erősen törekedne arra is, hogy atombombázással támadjon az ellenség lakócentrumaira, abban a reményben, hogy ezáltal megtöri ennek a háború folytatására irányuló akaratát.

4. Az atombombakísérletek veszélyei

Első konferenciánkon annak megállapítására jutottunk, hogy az atombombakísérletek biológiai veszélyei valószínűleg csekélyek az emberiséget fenyegető más hasonló veszélyekhez viszonyítva, de ezek a biológiai veszélyek léteznek és ezért szükség van alapos és folyamatos tanulmányozásukra. Időközben az Egyesült Nemzetek által az atomsugárzások hatásának megvizsgálására alakított Tudományos Bizottság kiterjedt kutatásokat folytatott és közzétette hivatalos jelentését. Ez esetben is megvalósult sok különböző ország tudósainak egyöntetű megállapodása. Következtetéseik megerősítik azt a véleményt, hogy az atombombakísérletek meghatározott veszélyt jelentenek, és hogy jelentős áldozatot kívánnak a mai és következő nemzedékek soraiból. Noha ez a genetikus veszély nagysága viszonylag csekélynek tűnik az emberiséget fenyegető ártalmakkal szemben, a fehérvérűség és csontrák atombombakísérletek radioaktív hatása folytán való fellépte, az Egyesült Nemzetek bizottságának becslése szerint, számottevő mértékben hozzájárulhat e betegségek természetes gyakoriságához.

E következtetés azon feltevésen alapul, hogy ilyen betegséget a legkisebb sugázásmennyiség is előidézhet. (Ezt a felfogást nem osztja a problémakör összes szaktekintélye.) A bizonytalanság megszüntetéséhez további hatékony kutatásra van szükség, és amíg a homály el nem oszlik, el kell fogadnunk a legóvatosabb, legborúlátóbb nézetet. Hangsúlyoznunk kell azon általánosan elfogadott álláspontunkat, hogy el kell kerülnünk minden olyan cselekedetet, amely az emberiséget szükségtelen radioaktív sugárzásnak teszi ki.

Nem szükséges külön említenünk, hogy a bombakísérleteknél összehasonlíthatatlanul nagyobbak egy olyan háború biológiai veszélyei, amelyben sok atombombát használtak; ezért az emberiség előtt közvetlenül az a feladat áll, hogy olyan feltételeket teremtsen, amelyek lehetővé teszik a háború teljes kiküszöbölését.

5. *A tudomány és a nemzetközi együttműködés*

Hiszünk abban, hogy nekünk tudósoknak jelentős mértékben hozzá kell járulnunk a nemzetek közt a bizalom és együttműködés kialakításához. A tudomány, ősi hagyomány folytán, nemzetközi vállalkozás. Különböző nemzetiségű tudósok könnyen megtalálják a megértés közös alapját a fennálló filozófiai gazdasági, vagy politikai nézetkülönbségek ellenére is: azonos fogalmakat, azonos módszereket használnak, ugyanazon közös intellektuális cél felé törekednek. Az emberi élet számára a tudomány jelentősége növekvőben van és ez még inkább növeli a közös megértés fontosságát.

A tudósokban az egész világon meg van az a képesség, hogy megértsék egymást és együttműködjenek. Ez kitűnő eszközt nyújt a nemzetek közt tátongó szakadékok áthidalására, a nemzetek közös célok köré való egyesítésére. Meggyőződésünk, hogy a nemzetközi együttműködés minden olyan területen, ahol arra lehetőség nyílik, jelentős hozzájárulást szolgáltat a nemzetek közösségének megvalósulásához. Hozzájárulhat a kölcsönös bizalom légkörének kialakulásához, amely elengedhetetlen a nemzetek közti politikai konfliktusok feloldásához és amely lényeges segítséget nyújthat a hatásos lefegyverzés megvalósításához. Bízunk benne, hogy a tudósok, bárhol éljenek is, átérzik felelősségük súlyát, amellyel az emberiségnek és saját nemzetüknek is tartoznak. Bízunk benne, hogy gondot, időt és energiát fordítanak a nemzetközi együttműködés kifejlesztéséhez.

Több nemzetközi tudományos vállalkozás máris figyelemreméltó sikert aratott. Gondoljunk csak az évszázados, világméretű meteorológiai együttműködésre, a két Nemzetközi Sarki Évre, amely (75, ill. 25 évvel) megelőzte a jelenlegi Nemzetközi Geofizikai évet, vagy az atomenergia békés alkalmazásával foglalkozó konferenciákra. A legkomolyabban reméljük, hogy az erőfeszítések a tudomány más területein is hasonló bensőséges együttműködésre fognak vezetni. Bizonyosak vagyunk benne, hogy ez az egész világ tudósainak lelkes támogatásával fog találkozni.

Állást foglalunk a tudományos információk korlátlan áramlása mellett az egyes nemzetek közt, állást foglalunk a tudósok széleskörű cseréje mellett. Bízunk benne, hogy azok a nemzetek, amelyek nemzeti biztonságunkat a tudományos eredmények titkontartására alapozzák, fel fogják ismerni, hogy a béke és a tudományos haladás ügye fontosabb a pillanatnyi előnyöknél. Valljuk, hogy a tudomány akkor szolgálja legjobban az emberiséget, ha mentes marad minden kívülről ráerőszakolt dogmától, és ha gyakorolja azt a jogát, hogy kételkedjen minden posztulátumban, még sajátjaiban is.

6. *Technika a béke szolgálatában*

Napjainkban a tiszta és alkalmazott tudomány egyre nagyobb mértékben szétválik egymástól. Az alapkutatások, a kísérleti és elméleti tudomány eredményei egyre gyorsabban válnak új technikai fejlődés forrásává. Ez a gyorsuló tendencia egyaránt megnyilvánul a fokozódó pusztító hatással rendelkező fegyverek gyártásában és az emberiség fokozott jólétét szolgáló eszközök kifejlesztésében. Hiszünk abban, hogy a kölcsönös megértés és nemzetközi együttműködés hagyománya, amely oly régóta fennáll az alapvető tudományok területén, kiterjeszthető a technika különböző területeire is. A Nemzetközi Atomenergia Ügynökség célja például nem kizárólag az atomenergiával kapcsolatos kutatások terén az együttműködés megteremtése, hanem az is, hogy segítse a világ nemzeteit az új energiaforrásnak, mint az anyagi jólét előmozdítójának kifejlesztésében. Hiszünk benne, hogy a nemzetközi együttműködés itt és más területeken, pl. a gazdasági fejlesztés és egészségügy megjavítása terén jelentős mértékben meg fog erősödni.

Az iparilag fejletlen államok rendkívül alacsony életszínvonala ma és a jövőben is a nemzetközi feszültség egyik forrása. Égetően sürgős feladatnak látjuk azt, hogy tanulmányokat és terveket dolgozzanak ki ezen országok hatékony iparosítására. Ez nemcsak a világ lakosságának nagy részénél eredményezne életszintvonalemelkedést, hanem segítene abban is, hogy csökkentse a fejlett ipari államok közt a konfliktusok okozóit. Ilyen tanulmányok gyümölcsöző lehetőséget nyújtanak minden nemzet tudósainak további együttműködésére.

Napjainkban hatalmas ütemben fejlődnek a híradások továbbítását megkönnyítő és meggyorsító módszerek, valamint azok az ismereteink, amelyek lehetővé teszik a természet erőinek felhasználását a Föld különböző részein élő nemzetek életfeltételeinek megkönnyítésére. Mindez azt bizonyítja, hogy az egyes nemzetek jóléte korábban soha nem látott módon összefügg az egész emberiség sorsával és a nemzet jóléte ma sokkal inkább, mint máskor, gyors ütemben fokozható közös nemzetközi erőfeszítések révén. Bízunk benne, hogy ilyen együttes erőfeszítés eredményeképpen a különböző szociális és gazdasági szerkezetű nemzetek együttélése nemcsak békés és türelmes, hanem növekvő mértékben kooperatív és ezáltal stabilis lesz.

Mi, mint tudósok, mélyen átérezzük az emberiség életviszonyaiban bekövetkező nagy változást, amelyet a tudomány modern kifejlesztése és alkalmazásai

jelentenek. Ha a béke kiteljesedik, az emberiség egy nagyszerű tudományos korszak kapujában áll. A tudomány lehetővé teszi, hogy az ember egyre jobban megértse a természet erőit és megtanulja annak módját, miként kell irányítani azokat. Ez hatalmas fejlődést fog valóraváltani minden ember anyagi jólétében, egészségében, általános boldogulásában.

7. A tudósok felelőssége

Bízunk benne, hogy minden ország tudósai átérzik azt a felelősségteljes kötelességüket, hogy megtanítsák azt a népet, amelynek soraiban élnek, a tudomány napjainkban végbemenő példátlan fejlődéséből adódó veszélyek és lehetőségek ismeretére. Felhívjuk minden kartársunkat, vállaljanak részt ebben az erőfeszítésben, világosítsák fel a ma élő embereket és neveljék a jövő nemzedékeket. A nevelés mutasson rá az emberi kapcsolatok jelentőségére, küszöbölje ki a háború és erőszak minden dicsőítését.

Különleges képzettségük folytán a tudósok alkalmasak arra, hogy a tudományos felfedezésekben rejlő veszélyeket és ígéreteket egyaránt felismerjék. Innen ered különös illetékességük és különös felelősségük napjaink legégetőbb problémájával kapcsolatban.

A nemzetek közt megnyilvánuló bizalmatlanság és ebből kifolyólag a katonai fennsőbbségre való törekvés folytán a tudomány minden ága, — a fizika, kémia, biológia, lélektan — fokozottan fontos részévé vált a háborús felkészülésnek. Sok ország népe szemében a tudomány szó a fegyverek kifejlesztésével kapcsolódott össze. Vagy csodálják a tudósokat, amiért hozzájárulnak nemzetük biztonságának megőrzéséhez, vagy átkozzák, amiért az emberiséget a tömegpusztító fegyverek kifejlesztésében való részvételükkel veszélyes helyzetbe sodorták. Az a fokozódó anyagi támogatás, amelyel ma a tudomány sok országban élvez, főleg azzal a közvetlen vagy közvetett jelentőséggel függ össze, amellyel a tudomány a nemzet katonai erejével kapcsolatban, a fegyverkezési versenyben elért sikerei révén rendelkezik.

Mi sajnáljuk azokat az előzményeket, amelyek e helyzet kialakulásához vezettek. Felhívunk minden népet és minden kormányt, hogy teremtse meg a tartós és biztos béke feltételeit.

Ezt az állásfoglalást egyhangúan elfogadtuk mi alulírottak:

Ausztrália
L. L. E. Oliphant
Hans Thirring
Kanada
Brock Chrisholm
Sir Robert Watson-Watt
Csehszlovákia
Viktor Knapp
J. Kozesik
Dánia
Morgens Phil
Franciaország
Daniel Du Barle
Bernard Gregory
V. Gueron
Antoine Lacassagne
Német Demokratikus Köztársaság
Gunther Rienacker
Német Szövetségi Köztársaság
Max Born
G. Burkhardt
Helmut Hönl
Werner Kliefoth
Hanfried Lenz
Anglia
Lord Boyd-Orr
Kathleen Lonsdale
C. F. Powel
H. M. Pryce
J. Rotblat
Sir George Thomson
Magyarország
Jánossy Lajos
India
K. S. Krishnan
P. C. Mahalanobis
Olaszország
E. Amaldi
E. Boeri
Japán
Iwao Ogawa
S. Tomonaga
Yasuo Miyake
Schoichi Sakata
Hollandia
B. R. A. Nijboer
Norvégia
Gunnar Randers
Lengyelország
Leopold Infeld
Egyesült Államok
Harrison Brown
Dean David Cavers
Wiliam Davidson
Bernard Feld
Bentley Glass
Morton Grodzins
David Hill
H. J. Muller
Jay Orear
Harry Palevsky
Linus Pauling
Vance L. Sailor
Frederik Seitz
Walter Selove
Szilárd Leó
Eugene Raninowich
Alvin Weinberg
Victor Weisskopf
Wigner Jenő
Szovjetunió
N. N. Bogoljubov
N. A. Dobrotyin
E. K. Fedorov
E. A. Korotin
A. M. Kurzin
V. P. Povlicsenko
D. V. Skobelcin
A. V. Topcsijev
V. S. Vavilov
A. P. Vinogradov
Jugoszlávia
Paul Savic

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat közgyűlésének határozata:

Mi, az Eötvös Loránd Fizikai Társulat tagjai 1958 június 27-iki közgyűlésünkön mélységes aggodalmunknak adunk kifejezést, hogy az atom- és hidrogénfegyverekkel folytatott kísérleteket a Szovjetunió példát mutató kezdeményezésére sem szüntették be a nyugati nagyhatalmak. Mi fizikusok különösen nagyra értékeljük a szovjet kormánynak az atom- és hidrogénfegyverekkel kapcsolatos kísérletek megszüntetésére irányuló elhatározását, de nem nyugodhatunk bele, hogy a nyugati nagyhatalmak kísérleti robbantásai tovább növeljék a bioszféra radioktivitását és ezzel veszélyeztessék az emberiség jövőjét. Hivatásunkból adódó meggyőződésünk alapján követeljük az atom- és hidrogénfegyverekkel folytatott kísérletek teljes megszüntetését és felhívjuk valamennyi ország fizikusait, hogy ebben a harcban tegyenek meg mindent az atomenergia békés, az emberiség boldogulását célzó felhasználásáért. Lelkiismereti kötelességünknek tartjuk, hogy saját munkánkkal az atommagfizika és a fizika többi területén népünk és az egész emberiség békés fejlődését mozdítsuk elő.

50 éves a Langevin-egyenlet, a molekuláris folyamatok dinamikájának alapegyenlete*

A kinetikai gázelmélet kezdeti sikerei után a *kinetikai alapfelfogás*, amelynek értelmében az anyagi testek hőmérséklete szilárd, cseppfolyós és légnemű halmazállapotban egyaránt az atomjaik, ill. molekuláik hőmozgására vezethető vissza, általánosan elfogadottá vált. Napjainkban még kedvezőbb a helyzet, mert a fizikaoktatás minden szintjén tanítjuk ezt a felfogást. Még a népszerűsítő könyvek és előadások is — olykor szellemesebbnél szellemesebb — módot találnak arra, hogy ezt az alapvető anyagszerkezeti elméletet tudatosítsák és az egész tanult közönség közkincsévé tegyék.

Ami az egyetemi előadásokat illeti, bizonyára szívesen emlékezünk vissza a kinetikai gázelméletre, hiszen az egyike a legkönnyebben érthető és teljesen kézenfekvő elméleteknek, amelynek az elsajátítása nagyban hozzásegített bennünket a molekuláris folyamatok elemeinek a szemléletes megértéséhez. Ugyanakkor azonban rá kell mutatnom arra, hogy pusztán a kinetikai felfogás elsajátítása — még legmagasabb fokon is — téves asszociációkra vezethet. Sajnos még az sem segít a helyzeten, ha a statisztikai mechanika módszereivel is megismerkedünk, feltéve, hogy a Gibbs-féle elmélet mélyebb tanulmányozását mellőzzük és csak az ún. legvalószínűbb eloszlás tanulmányozására szorítkozunk. Az a helyzet ugyanis, hogy a kinetikai és az elemi statisztikai módszerek azt a benyomást kelthetik bennünk, hogy a molekuláris folyamatok mikroszkópikus dinamikájával nem kell foglalkoznunk, hiszen — ha pusztán plauzibilis feltevésekkel élünk a molekulák mozgását illetően — ügyes átlagolási módszerek segítségével már akkor is származtatható egyes makroszkopikusan észlelhető folyamatok elmélete, amely a tapasztalattal meglepően jó egyezésben van. Ha azonban visszaemlékezünk arra, hogy a modern fizika hajnalán milyen mértékben fejlődött a fizikai szemlélet, akkor amikor a kinetikai felfogást a dinamika váltotta fel, azonnal nyilvánvalóvá válik, hogy milyen jelentőségű az, ha a molekuláris folyamatok vizsgálatánál is előnyben részesítjük a dinamikai nézőpontot a kinetikaival szemben. A molekuláris folyamatok megértésénél ugyanis az egyes mikroszkopikus folyamatok dinamikájának a tisztázása még a klasszikus elmélet keretében szükséges ahhoz, hogy a kvantummechanikára épülő modern anyagszerkezeti elmélet problematikája világosan álljon előttünk.

Amint ismeretes a kinetikai elmélet egyik legszembetűnőbb bizonyítéka a kolloid részecskék mozgása oldatokban, amelyet Brown angol botanikus fedezett fel még 1827-ben. A továbbiakban tehát kézenfekvő, ha a molekuláris folyamatok dinamikájának az ismertetésénél a Brown-részecskék mozgását tanulmányozzuk. Az elmondandók további egyszerűsítése céljából foglalkozzunk csupán az egy-dimenziós esettel, amikor tehát a Brown-részecske csak egy egyenes mentén mozog.

Ha egy m tömegű részecske η viszkozitási állandójú közegben mozog $K(t)$ erő hatása alatt, akkor a klasszikus mechanika törvényei szerint egy a sebességével arányos fékező erő hat rá, amely gátolja a mozgásában. Így a mozgásegyenlete

$$mv(t) = -\frac{1}{B}v(t) + k(t),$$

ahol

$$B = \frac{1}{6\pi\eta\varrho_0}$$

a részecske *mozgékonysága* (ϱ_0 a részecske sugara).

Ha mármost a Brown-részecske esetében a külső erő hatása elhanyagolható, akkor a részecske gyorsulását előidéző $K(t)$ erő csupán az oldószer molekuláinak teljesen rendezetlen mozgásától származó ütközésekre vezethető vissza. Az ilyen erőhatást — a modern valószínűségszámítás termoninológiájával élve — *sztohasztikus erőhatásnak* nevezzük. Jelentse tehát $K(t)$ a fenti mozgásegyenletünkben ezt a molekuláris ütközésektől származó sztohasztikus erőt, akkor m-mel osztva írhatjuk, hogy

$$\dot{v}(t) = -\beta v(t) + A(t) \qquad (1)$$

ahol $\beta = 1/Bm$ és $A(t) = K(t)/m$ az ún. *sztohasztikus gyorsulás*. A fenti gondolatmenetet Langevin fejtette ki először 1908-ban és az (1) alatti mozgásegyenletet nevezzük Langevin-egyenletnek, amely a molekuláris folyamatok dinamikájának az alapegyenlete.

Ezen a helyen mindenekelőtt kegyelettel kell megemlékeznünk P. Langevinről (1872—1946), a nagy francia fizikusról, akinek az életműve nemcsak mélyenszántó tudományos eredményei miatt állhat előttünk példaképpen, hanem emberi magatartása miatt is. Ő ugyanis nemcsak kiváló tudós volt, hanem küzdött az emberi haladásért is és a hitleri fasizmus idején, mint népéhez hű értelmiségi, a francia ellenállási mozgalom tagjaként harcolt az emberi szellemet és a népek szabadságát gúzsbakötő német imperializmus ellen. Emiatt sok üldöztetésben volt része és végül hajthatatlan magatartása miatt a 70 éves aggastyánnak erejét meghaladó módon kellett menekülnie a határon át. Menekülésében nagy segítségére voltak a francia kommunisták.

1. A Langevin-egyenlet abban különbözik a klasszikus mechanika szokásos differenciálegyenleteitől, hogy a benne szereplő $A(t)$ sztohasztikus gyorsulás nem adható meg a szokásos módon zárt analitikai kifejezés alakjában, sőt explicite nem is ismerjük és csak annyit tudunk róla, hogy időben

* Az Eötvös L. Fiz. Társulat Szegedi Csoportjában 1958 április 23-án tartott előadás.

egészen szabálytalanul változik. Kérdés, hogy ilyen körülmények között hogyan oldhatjuk meg az (1) alatti egyenletet és milyen következtetéseket vonhatunk le a megoldásból?

Csak annyit tudunk az $A(t)$ gyorsulásról, hogy a molekuláris ütközésektől származik. Feltesszük továbbá azt, hogy

a) *független a Brown-részecske sebességétől,*

b) *a Brown-részecske sebességéhez viszonyítva igen gyorsan változik.*

Kérdésfeltevésünknek megfelelően azzal a kérdéssel fogunk foglalkozni, hogy ezen teljesen általános és kézenfekvő feltevések alapján hogyan származtathatjuk a molekuláris mozgás makroszkopikusan is észlelhető törvényszerűségeit. Maga Langevin annak idején a viriáltétel alkalmazásával nyerte az egyenletének a kívánt megoldását. Ilyen megoldás esetén azonban éppen a bennünket most különösképpen érdeklő $A(t)$ stohasztikus gyorsulás kiesik az okoskodásból, ezért mi most a modernebb tárgyalásmódot fogjuk választani, amely mélyebb bepillantást enged a molekuláris folyamatok mechanizmusába.

2. A Langevin-egyenlet megoldása — amint arról közvetlen behelyettesítéssel meggyőződhetünk — a következő alakba írható:

$$v(t) = v_0 e^{-\beta t} + e^{-\beta t} \int_0^t e^{\beta \xi} A(\xi)\, d\xi, \qquad (2)$$

ahol v_0 a sebesség $t = 0$ időpillanatban felvett értéke.

Legyen $f(v)$ a molekulák sebességének Maxwell-féle eloszlási függvénye. A v tetszés szerinti lehet. A sebességnek, ill. a sebesség négyzetének várható értéke

$$\langle v \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} v f(v)\, \mathrm{d}v = 0, \quad \langle v^2 \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} v^2 f(v)\, \mathrm{d}v = \frac{kT}{m},$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(v)\, \mathrm{d}v = 1,$$

ahol k a Boltzmann-féle állandó és T az abszolút hőmérséklet.

Emeljük a (2) alatti egyenlet mindkét oldalát négyzetre és képezzük a várható értékét

$$\langle v^2(t) \rangle = \langle v_0^2 \rangle e^{-2\beta t} + e^{-2\beta t} \int_0^t \int_0^t \langle A(\xi) A(\xi') \rangle e^{+\beta(\xi + \xi')}\, d\xi\, d\xi'. \qquad (3)$$

Vezessük be a

$$\Phi(t' - t) = \langle A(t') A(t) \rangle \qquad (4)$$

függvényt, amelyet a sztohasztikus gyorsulás *korrelációs függvényének* nevezünk. Minthogy a sztohasztikus erőhatásokra éppen az jellemző, hogy a különböző időpillanatokban függetlenek egymástól, nyilvánvaló, hogy $\Phi(t'-t)$ csak akkor különbözik zérótól, ha $t'-t$ elég kicsiny.

Ámde legyen $\xi' - \xi = s$ és $\xi' + \xi = u$, akkor — tekintettel arra, hogy $d\xi' d\xi = \frac{1}{2} du ds$ — kapjuk, hogy

$$\int_0^t \int_0^t \Phi(\xi' - \xi) e^{\beta(\xi' + \xi)}\, d\xi'\, d\xi =$$

$$= \frac{1}{2} \int_0^{2t} du e^{2\beta a} \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(s)\, \mathrm{d}s = \frac{1}{2\beta} (e^{2\beta t} - 1) \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(s) \mathrm{d}s,$$

(ahol az s szerinti integrálásnál a $(-t, t)$ intervallum helyett a $(-\infty, +\infty)$ intervallumra integrálunk, hiszen $\Phi(s)$ csak akkor különbözik zérótól, ha s elég kicsiny), következésképpen

$$\langle v^2(t) \rangle = \langle v_0^2 \rangle e^{-\beta t} + \frac{1}{2\beta} (1 - e^{-2\beta t}) \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(s)\, \mathrm{d}s, \qquad (5)$$

Most bebizonyítjuk, hogy a sztohasztikus gyorsulási korrelációnak az integrálja

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(s)\, \mathrm{d}s = \frac{2kT}{m} \beta. \qquad (6)$$

A $v(t)$ (2) alatti kifejezésben csak a jobboldalon álló második tag függ a molekuláris ütközésektől. Ebből viszont azonnal következik, hogy a $v - v_0 e^{-\beta t}$ kifejezés statisztikai viselkedése megegyezik a második tag statisztikai viselkedésével. Ámde

$$\lim_{t \to \infty} \left\{ v - v_0 e^{-\beta t} \right\} = v, \qquad (7)$$

következésképpen — minthogy v Maxwell-féle eloszlást mutat — a $t \to \infty$ esetben

$$\lim_{t \to \infty} f\left[e^{-\beta t} \int e^{\beta \xi} A(\xi)\, d\xi \right] = f(v) =$$

$$= \left\{ \frac{m}{2\pi kT} \right\}^{1/2} \exp \left\{ -\frac{mv^2}{2kT} \right\}, \qquad (8)$$

Azt kapjuk tehát (5) alapján, hogy

$$\frac{1}{2\beta} \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(s)\, \mathrm{d}s = \lim_{t \to \infty} \langle v^2 \rangle = \frac{kT}{m},$$

amivel az állításunkat igazoltuk.

Ezek alapján most már meghatározhatjuk a Brown-részecske *sebesség-korrelációját* különböző időpontok között. Szorozzuk ugyanis a (2) alatti egyenlet mindkét oldalát v_0-lal és képezzük a $v(t)v_0 \equiv v(t)v(0)$ szorzat várható értékét, akkor minthogy $\langle v_0 \rangle = 0$ kapjuk, hogy

$$\langle v(t)\, v(0) \rangle = \langle v^2(0) \rangle e^{-\beta |t|}.$$

vagy általánosabban

$$\langle v(t')\,v(t)\rangle = \langle v^2\rangle e^{-\beta(t'-t)}, \qquad (9)$$

Minthogy a Brown-részecske eltolódása t idő alatt

$$x = \int_0^t v(\xi)\,d\xi$$

és az eltolódásnak a négyzete

$$x^2 = \int_0^t \int_0^t v(\xi)\,v(\xi')\,d\xi\,d\xi', \qquad (10)$$

kapjuk, hogy

$$\langle x^2(t)\rangle = \int_0^t \int_0^t \langle v(\xi)\,v(\xi')\rangle\,d\xi\,d\xi' =$$

$$= \langle v^2\rangle \int_0^t \int_0^t e^{-\beta(\xi'-\xi)}\,d\xi\,d\xi' =$$

$$= 2D\left[t - \left(\frac{1}{\beta}(1 - e^{-\beta t})\right)\right],$$

ahol $D = Bk$ az ún. diffúziós állandó. Hasonló eredményre jutott annak idején Langevin is. Valahányszor $\beta t \gg 1$, tehát a Brown-részecskék már hosszabb ideje diffundálnak, az eltolódás négyzetének a várható értéke

$$\langle x^2(t)\rangle = 2Dt, \qquad (11)$$

megegyezésben Einstein és Smoluchowski egészen más úton levezetett eredményével.

3. *Határozzuk meg végül annak a* $W(v, t, v_0, 0)$ *valószínűségét, hogy egy Brown-részecske sebessége, amelynek a sebessége* $t = 0$ *időpillanatban* v_0 *volt,* t *időpillanatban a* v *és* $v + \mathrm{d}v$ *sebességértékek közé fog esni.*

Feltevésünk alapján $A(t)$ igen gyorsan változik, tehát bármely t időtartam felbontható olyan egyenlő hosszúságú kis τ időintervallumokra, amelyekben már csak az $A(t)$ függvény változik számottevő mértékben, viszont a többi függvények jó közelítéssel állandóknak tekinthetők. Bevezetve tehát a

$$G_j = \int_j^{(j+1)} A(\xi)\,d\xi$$

jelölést, (2) a következő alakba írható

$$v(t) - v_0 e^{-\beta t} \approx e^{-\beta t} \sum_{j=0}^{t/\tau-1} e^{\beta j\tau} G_j,$$

Ámde a (4) alatti korrelációs függvény definiciója és (6) alapján

$$\langle G_j G_k\rangle = \delta_{jk}\langle G_\tau^2\rangle = \delta_{jk}\int_0^\tau \int_0^\tau \langle A(\xi)\,A(\xi')\rangle\,d\xi\,d\xi' =$$

$$= \frac{1}{2}\,\delta_{jk}\int_0^{2\tau} du \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(s)\,ds = \frac{2kT}{m}\,\beta\tau\,\delta_{jk},$$

következésképpen, ha a $v - v_0\,e^{-\beta t}$ kifejezést négyzetre emeljük és várható értékét képezzük, akkor

$$\langle [v(t) - v_0 e^{-\beta t}]^2\rangle = \langle G_\tau^2\rangle e^{-2\beta t}\sum_j e^{2\beta j\tau} =$$

$$= \frac{2kT\,\beta\tau}{m}\,\frac{e^{-2\beta t} - 1}{1 - e^{2\beta\tau}}\,.$$

Valahányszor $\beta\tau \ll 1$ — minthogy $e^{2\beta\tau} - 1 \approx 2\beta\tau$ — kapjuk, hogy

$$\langle [v(t) - v_0\,e^{-\beta t}]^2\rangle = \frac{kT}{m}\,(1 - e^{-2\beta t}). \qquad (12)$$

Ennek az eredményünknek a fizikai jelentése nyilvánvaló. Minthogy $t \to \infty$ esetben ennek az egyenletnek a jobboldala kT/m-hez tart, megegyezésben a (7) és (2) alatti eredményünkkel, *a sebesség négyzetének a várható értéke mindinkább megközelíti a Maxwell-féle eloszlás alapján számított várható értéket.*

Összehasonlítva végül a (12) és a (8) alatti eredményeinket, azt kapjuk, hogy a sebesség megváltozásának a valószínűsége

$$W(v; t; v_0, 0) = \left\{\frac{m}{2\,tkT(1 - e^{-\beta t})}\right\}^{1/2} \times$$

$$\exp\left\{-\frac{m[v(t) - v_0 e^{-2\beta t}]^2}{2kT(1 - e^{-2\beta t})}\right\}. \qquad (13)$$

Megegyezésben a korábbi eredményünkkel $t \to \infty$ esetben $W(v, t; v_0, 0) \to f(v)$. Ez az eredményünk azt jelenti, hogy *bármekkora volt is a Brown-részecske sebessége* $t = 0$ *időpillanatban, az oldószer molekuláival való ütközése következtében a sebességének eloszlási valószínűsége fokozatosan azonos lesz az oldószer molekuláinak a sebességeloszlásával, tehát az ún. termikus sebességet veszi fel.*

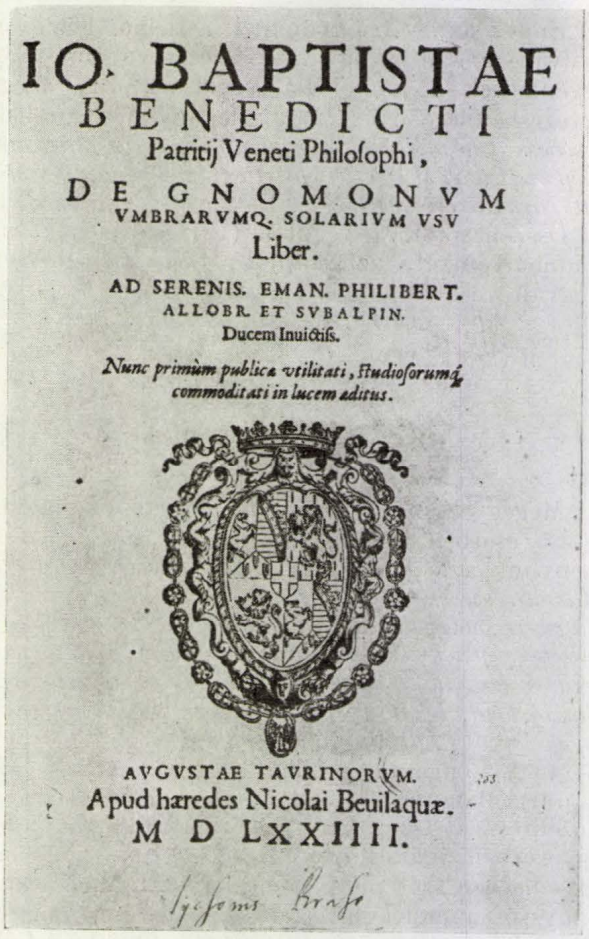
4. A Langevin-egyenlet további analízise azt mutatja, hogy az (1) alatti alapegyenlet csak első közelítésnek tekinthető. A tapasztalattal jobb egyezésben maradunk, ha felteszzük, hogy az egyenletben szereplő β nem állandó, hanem valahányszor a molekuláris ütközések száma másodpercenként nagymértékben növekszik, függ a sztohasztikus gyorsulás változásának a frekvenciájától: $\beta = \beta(\omega)$. Ezzel a problémával azonban most részletesebben nem kívánunk foglalkozni.

A Langevin-egyenlet számos molekuláris vizsgálatnál kiindulásul szolgál. Jelentősége különösen nagy, ha elektronok és ionok mozgását tanulmányozzuk ionizált gázokban, az ún. plazmákban. A gázkisülések modern elméleténél, az elektroncsövekben kialakuló tértöltéssel kapcsolatos jelenségek értelmezésénél, gyors részecskék lefékeződésének az elméleténél és számos asztrofizikai probléma tárgyalásánál nem nélkülözhetjük a felhasználását. Felismerése után 50 évvel megállapíthatjuk, hogy a modern fizika alapvető dinamikai egyenletei közé tartozik.

Horváth János
Szegedi Tudományegyetem
Elméleti Fizikai Intézete

A háromszázéves ingaóra

Az időmérés és az óraművek technikai kultúrhistóriája az emberi szellem fejlődésének egyik érdekes fejezete. Alig van tudomány, amellyel ne érintkezne, művészek foglalkoztak vele és minden időben nagy szellemeket foglalkoztatott az idő és az időmérés problémája. Filozófiai, matematikai, csillagászati és műszaki könyvek légióját írták


IO. BAPTISTAE
BENEDICTI
Patritij Veneti Philoſophi,
DE GNOMONVM
VMBRARVMQ. SOLARIVM VSV
Liber.
AD SERENIS. EMAN. PHILIBERT.
ALLOBR. ET SVBALPIN.
Ducem Inuictiſs.
Nunc primùm publicæ vtilitati, ſtudioſorumq; commoditati in lucem editus.
AVGVSTAE TAVRINORVM.
Apud hæredes Nicolai Beuilaquæ.
M D LXXIIII.

1. ábra. Könyv a napórákról a XIV. századból. Alul Tycho Brahe sajátkezű bejegyzésével.

róla ; ma százezres tömegeket foglalkoztat az óraművek gyártása. A relativitás-elmélettel kapcsolatban pedig új megvilágításban került az idő fogalma.

Legrégibb időmérő műszerünk, a napóra kezdete a legősibb múltban gyökerezik. A napóra, vízióra, tűzóra és illatóra, a homokóra régi időmérő eszközök. A kerekes órák a középkor végén jelentek meg és napjainkig legfőbb időmérő eszközeink.

1957. év június 21-én múlt háromszáz esztendeje, hogy Christian Huyghens holland fizikus-matematikus és csillagász az ingaórát szabadalmaztatta. Az évforduló alkalmából világszerte megemlékeztek a nagy feltalálóról ; munkásságáról számos tanulmány jelent meg s a Holland Tudományos Akadémia a több, mint 20 kötetben kiadta műveit, elkészíttette tervezett óráinak modelljeit. Ezzel is hódolni kívánt nagy fia emlékezetének. A következőkben mi is megemlékezünk az ingaóra feltalálásának körülményeiről, de előbb egy pillantást vetünk az időmérés eszközeinek fejlődésére.

A napóra a Nap látszólagos mozgását felhasználva, egy rúd árnyékának mozgásával méri az időt. A Föld 23 óra és 56 perc alatt fordul meg tengelye körül, de a Nap látszólagos tovamozgása miatt csak 24 óra múlva kerül azonos helyzetbe a Naphoz viszonyítva. Ez az időszak a Nap-nap, ennek törtrészeit mutatja a napóra, ha jól szerkesztették. Napórát szerkeszteni azonban korántsem olyan egyszerű, mint általában hiszik. A szerkesztés elég körülményes ; tekintetbe kell venni a felállítás helyének földrajzi szélességét, függőleges falnál a fal pontos irányát s más a szerkesztés menete vízszintes, függőleges vagy ferde síkon. Készítettek gyűrűalakú zsebnapórákat is. Regiomontanus találta fel a XV. században. Évszázadokig használták, sőt túristák és természetkedvelők részére ma is készítik. Gyűrűalakú fémszalag, egy résen bevilágít a Nap és a parányi fénynyaláb megfelelő osztályzaton jelzi a pontos időt. A földrajzi szélességnek megfelelően kell beállítani és akkor meglepően pontos.

A napórákkal sok kiváló elme foglalkozott, a XVIII. század végéig több, mint 500 könyv és tanulmány jelent meg a „gnomoniká"-ról, vagyis a napórákról. A Soproni Műszaki Egyetem könyvtárában van pl. egy rendkívül szép folián a napórákról. Érdekessége, hogy eredetileg Tycho Brahe könyvtárában volt, innét került Kepler tulajdonába, ahonnét ma már alig kinyomozható úton a selmecbányai bányászati főiskola könyvtárába jutott. A címlap alsó részén Tycho sajátkezű aláírása látható. (1. ábra.)

A tűzórákban olajmécsesben süllyedő olajfelszín mutatta a múló időt, a gyertyaalakúban a gyertyaszál fogyása. Az illatórában a gyertya leégő kanóca helyenként gyantákkal volt átitatva s bizonyos idei égés után az égő füstölőszer illata szétterjedt s jelezte, hány óra van körülbelül.

A víziórákban egy edényből kicsurgó, vagy edényt megtöltő vízsugár volt a tulajdonképeni óramű ; ha jól szerkesztették, rendkívül pontosan működött. Egyes víziórákat kerékművel kapcsolták és mutató jelezte a kicsurgó, becsurgó víz mennyiségét, illetve az eltelt időt. Víziórákat csillagászati mérésekre, fogyatkozások, meridiánátmenetek, kelések és nyugvások idejének meghatározására használták és a mérések egyik-másika meglepően pontos. Egyes régmúltban történt égi jelenségek — pl. fogyatkozások — idejének utólagos kiszámításával korunkban ellenőrizték a feljegyzéseket és igen jó eredményeket kaptak.

A víziórák kolostorokban, uralkodók termeiben, udvari csillagászok megfigyelőhelyiségeiben felállítva nagy helyet elfoglaló drága berendezések voltak, gyakran művészi kivitelben készültek és fejedelmek, kalifák adományozták egymásnak. A középkori órások legfőbb foglalkozása az elfagyott, elszennyeződött vízórák tisztítása, javítása volt.

A homokórában finom szemcsés anyag — kőliszt, homok, fémpor — pergett egyik üvegedényből a másikba. A tengerészetben a log-gal együtt használva századokig a legfontosabb navigációs eszköz volt, sőt vitorlás- és halászhajókon ma is megtalálható. A log háromszögletű deszkadarab, hosszú, csomókkal megjelölt zsinóron leeresztették a hajó mögé és homokórával figyelték, „hány csomó sebességgel" haladt a hajó, tehát milyen hosszú zsinórdarab futott le azalatt, amíg a homokórában a felső edényből a homok lepergett az alsóba. Hadihajókon az őrség idejét, ütközetek időtartamát stb. mérték homokórával még az orosz—japán háború idején is. Fogorvosok a tömés megkötési idejének mérésére, háziasszonyok tojásfőzésnél, vidéki távbeszélőállomásokon az interurbán beszélgetések idejének meghatározására még napjainkban is alkalmazzák a homokórát.

A városi élet fejlődése magával hozta a pontosabb időmérést, a kerekes órák megjelenését.

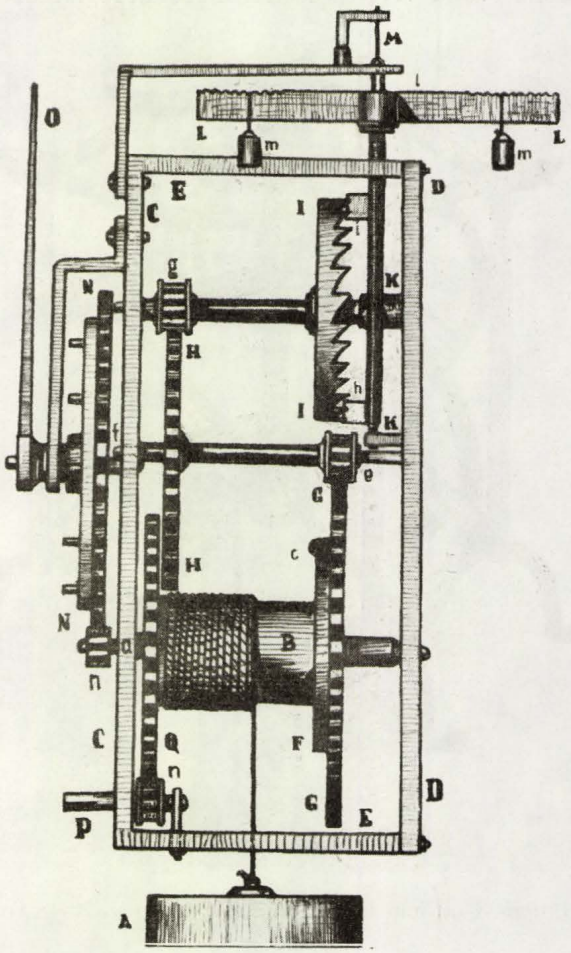
A kerekes órában leereszkedő súly vagy megfeszített rugó kerékáttételeket forgat, ütő- és mutatószerkezetet mozgat. A leereszkedő súly vagy megfeszített rugó erőleadását szabályozni kell, másként az óramű „leszalad", mutatói körbeszáguldanak a számlapon. A nagy probléma — századokon át — a gyors leszaladásnak egyenletes, lassú „lejárás"-sá való átalakítása volt.

A legelső kerekes órákban megfeszített kötél surlódott egy tengelyhez és így a tengelyre csavart kötél a súly hatására egyenletesen bontakozott le. Ilyen szerkezetet első ízben Villard de Honnecourt francia építőmester írt le 1240-ben. Egyes építészettörténészek őt tartják a mai budavári Mátyás-templom első építőjének. A kitűnő építőmester mintegy 33 ív különféle műszaki rajzot hagyott hátra. A rajzokon az örökmozgó, parittyagépek, mérőeszközök stb. tervei mellett egy „angyalóra" rajza is látható. Leereszkedő súly függőleges tengelyt forgat, rajta angyalszobor. Az angyal karja a Nap felé mutat. Ez az inkább látványos, mint pontos szerkezet már kerekes órának számított.

Az óra leszaladását oly módon is próbálták gátolni, hogy higannyal telt dobban lapátkerék forgott és higany fékezte a kerékmű forgását. Ez sem lehetett pontos.

Próbálták gyorsan pergő széllapátos kerékkel szabályozni az órát. Ez a rendszer napjainkig megmaradt. Asztali és toronyórák ütőművében az ütést végző szerkezet gyors futását szélkerék lassítja és teszi egyenletessé. Ahogy az időt-mutató szerkezet bekapcsolja az ütőművet, forgásba jön a szélkerék és pörgésével eléggé egyenletessé teszi az ütőmű mozgását.

Középkori eredetű az orsóval működő foliotjárat. Az órát hajtó súly vízszintes tengelyű „gátkerek"-et forgatna, ha az abba kapaszkodó orsótengely lapjai nem akadályoznák. Az orsótengely végén kétkarú emelő van, — ez a foliot — amelyet a gátkerék és az orsólapok ide-odaforduló mozgása pördít jobbra-balra. Ez az óra már ketyeg. Foliot gátlású torony óramű tudtunkkal csak egy maradt meg, a londoni Dover toronyban működött száza-



2. ábra. Foliot járatú falióra. Ferdinand Berthoud 1802-ben megjelent könyvéből.

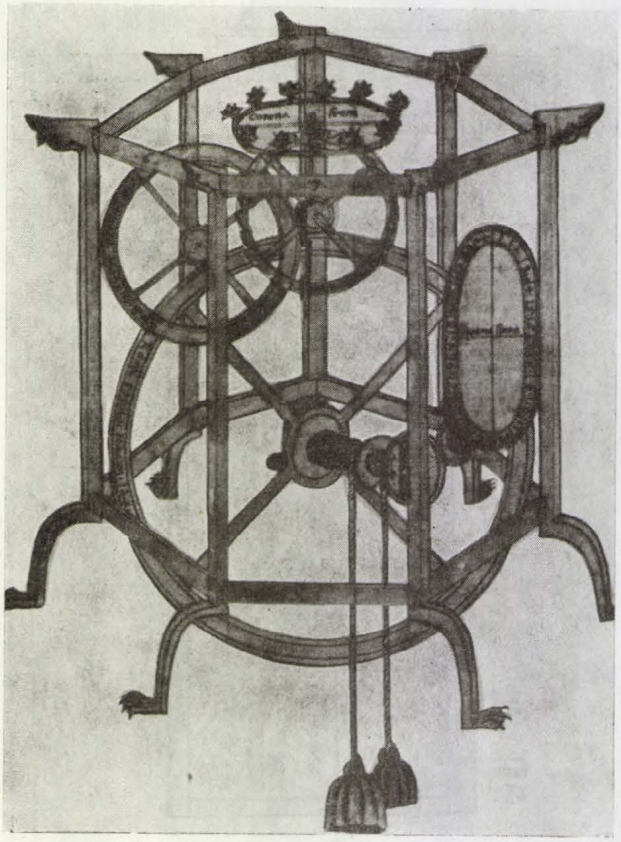
dokig. Ma a délkensingtoni technikai múzeumban látható. Egy foliot-járatú óra szerkezeti rajzát bemutatjuk Ferdinand Berthoud-nak 1802-ben Párizsban megjelent „Histoire de la mesure du temps" c. könyvéből. (2. ábra.)

A foliot helyett vízszintes síkban elforduló kereket is használtak, ez volt a kerékgátlás. Egy ősi, híres kerékgátlású óra eredeti tervrajza megmaradt. Giacomo Dondi padovai órásmester készítette a XIV. században. A rajz valószínűleg a legrégibb géprajz, amit ismerünk. (3. ábra.)

Hele Péter (sajátmagát Petrus Hele-nek nevezi, a németek Peter Heinlein-nek mondják) a XV. században találta fel a zsebórát. Ennek is foliot járata volt, „Löffelgang"-nak nevezték, mert parányi főzőkanálhoz hasonlított a rúdja.

Az apró foliot ide-odaperdülését disznószőrből készített „rugó" tette egyenletessé. Egy szép kivitelű ilyen óra van például a Nemzeti Múzeum óragyűjteményében.

A XVII. században a jó órák utáni kereslet egyre növekedett. Nemcsak a városi élet fejlődése hozta ezt magával, hanem a tengerészet igénye is, amely a földrajzi hosszúság meghatározásához kívánta a jóljáró órával az elindulási kikötő idejét „konzerválni". A fizikusok tehát sokat foglalkoztak



3. ábra. Giacomo Dondi órájának tervrajza 1448-ból.

az óra problémájával. Kielégítő megoldást nem találtak, pedig az órások hihetetlenül bonyolult, látványos csillagászati órákat, planetáriumokat készítettek, de ezek inkább nagyurak drága játékai, mint komoly műszerek voltak. Művészi kivitelű szép órák ezek, de pontos időmérésre nem nagyon voltak alkalmasak. Ennek az iránynak legkiválóbb képviselői Juanelo Torriano és Jost Bürgi voltak. Mindkettő korának híres matematikusa, építésze, mechanikusa volt.

Az első, pontosan járó kerekes óra feltalálásának dicsősége a holland Christian Huyghens nevéhez fűződik. 1629. április 14-én született Hágában. Leydenben és Bredában tanult, korán feltűnt éles eszével, mechanikai és matematikai készségével. Életének jelentékeny részét Párizsban a Napkirály — XIV. Lajos — udvarában töltötte, mint tiszteletbeli könyvtáros és udvari tudós. Colbert francia pénzügyminiszter, a róla elnevezett gazdasági rend kidolgozója tanácsára hívták meg, hogy az ipar, tengerészet, hadsereg műszaki-matematikai problémáinak megoldásában segédkezzék.

Élete, munkássága változatos. (Egyébként az életrajzírói azt állítják, hogy Napóleon után róla írták a legtöbb életrajzot.) Foglalkozott a távcsővel, lencséket csiszolt, felfedezte a Saturnus gyűrűjét, megpróbálkozott — mint oly sokan mások — a kör négyszögesítésével. Papin-nel együtt lőporgépet szerkesztett a királyi díszkertek szökőkútjainak működtetésére és sok más kérdést boncolva, kidolgozta az ingaóra alapelvét. Jó órákat készített. Feltalálta a hajszálrugós billegőt, és igen sok tervet vázolt fel az órák megjavítására.

Az ingaóra feltalálását az ingalengés tanulmányozása előzte meg. A XVII. század elején Galilei vizsgálta először tudományos alapossággal az ingalengést. Munkája nem lehetett könnyű, hiszen a lengésidők mérése jó órát kíván. Galilei kísérleteihez hordozható víziórát használt. Matematikailag a szabadesés és ingalengés kutatásával felismerte a jelenség alaptörvényeinek azonosságát.

Huyghens is tanulmányozta az ingalengést és kimutatta, hogy a lengésidő csak egészen kis kilengés esetén független a lengés tágasságától. Nagy kilengés esetén ez csak akkor igaz, ha az ingasúly nem körpályán, hanem cikloison mozog, tehát olyan görbe vonalon, melyet egy egyenesen gördülő kör kerületének egy pontja ír le.

Miként lenghet egy ingasúly ciklois vonalon? Semmi esetre sem úgy, hogy a súly gumifonálon lóg. Egészen másként.

Huyghens az inga fonalát két, ciklois-alakúra meggörbített fémlemez közé helyezte. Az inga lengése közben a fonal hozzányomódott a meggörbített lemezekhez és ezzel a felfüggesztett inganehezék is cikloison kényszerült mozogni. Érdekes, hogy az angol John Harrison, az első tengerészkronométer megalkotója az általa készített ingaórákban ugyanilyen cikloislemezeket alkalmazott anélkül, hogy elméletével tisztában lett volna. Nála intuitív meglátás, Huyghensnél a született kutató szorgalmas munkájának eredménye volt ez a megoldás.

A szabadon lengő inga hamarosan megáll a levegőellenállás és surlódás következtében. Ha óraszabályozásra akarják használni, valamiképpen tehát mozgásban kell tartani. Huyghens bizonyára sokat töprengett, míg a foliot-járat orsóját és az ingát összekapcsolva megoldotta az inga-szabályozás problémáját.

Közismert, hogy az inga lengésideje függ az inga hosszától, és a nehézségi gyorsulástól. Ingaóráknál tehát a lengésidőt az ingarúd hossza és a felállítás helye befolyásolja. Ezenkívül a gátszerkezet súrlódása, a felfüggesztőszerkezet kivitele stb. mind befolyásolják a lengésidőt. Ezek a tényezők idővel változhatnak. Az alkatrészek fényesrekopásával a súrlódás csökken, az olaj beszáradásával növekedhet. A nehézségerő, a gyorsulás változik a földrajzi szélességgel és a tengerszintfeletti magassággal. Ezért pl. a 30. és 60. szélességi fok között északra vagy délre egy

fokkal elmozdulva, 3,8 másodperc eltérés fog jelentkezni az óra járásában. Egy méter szintkülönbség pedig általában napi 0,011 másodperc eltérést okoz.

Az óra „járás"-ának azt az időtartamot nevezik, amennyivel az óra 24 óránként szabályosan eltér a pontos időtől. Például az az óra, amely naponként 1 percet siet (a második napon tehát 2, a harmadikon 3 perccel lesz a pontos idő előtt), teljesen pontosnak tekintendő, mert „járás"-át ki lehet számítani. Ha azonban egyszer siet, máskor késik, már nem nevezhetjük pontosnak.

Az órák beszabályozása ma a rádió pontosidőjelző szolgálata mellett nem okoz gondot, de régente, ha egy csillagászati órát más, távoli helyre vittek — pl. expedíción —, akkor körülményes számításokkal és észlelésekkel (pl. meridiánátmenetek megfigyelésével) kellett pontosra beállítani. Rugósóráknál a földi helyzetváltozás természetesen semmi járásbeli eltérést nem okoz.

Huyghens idejében ezek a tények még ismeretlenek voltak, Richer francia csillagász 1671-ben délamerikai expedícióján észlelte először, hogy az Egyenlítő közelében órája késik. Helyesen következtette ebből, hogy az Egyenlítőn távolabb van a Föld tömegközéppontjától, mint Párisban, a Földnek tehát nem gömb, hanem ellipszoid alakja van. (Később az ellipszoid feltételezése sem felelt meg; ma úgy mondjuk, a Földnek geoid alakja van.)

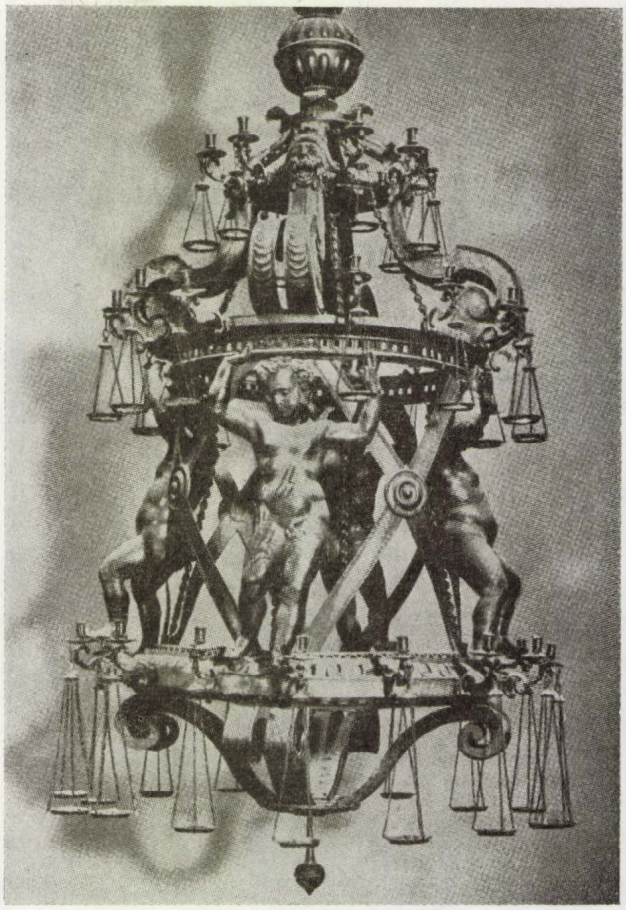
Huyghens órája az antik órákból máig ismeretes, ún. „orsójárat"-ú óra, úgy jelent meg, ahogy még századokig ismerték. Szerkezetét bemutatjuk Huyghens Opera omnia c. munkájából. (5. ábra.)

Az óra szerkezete a régibb foliot-járatú órákból alakult ki; mutatószerkezete, ütőműve, ingafelfüggesztése, felhúzása századokra utat mutatott, sok tekintetben máig változatlanul használatos. A cikloislemezeket később elhagyták, mert merev, hosszú ingarudaknál körülményes felfüggesztést kíván és a pontosságot — hosszú inga esetén — különben sem fokozza lényegesen, tekintve, hogy a hosszú óraingák úgyis csak nagyon szűk kilengéssel járnak.

Az orsójáratú óra működése egyszerű. Leereszkedő súly — vagy kibontakozó rugó — a H. koronakerék és függőleges tengelyű gátkerék útján mozgatja a lapokkal ellátott orsótengelyt. Az orsótengely végén villás kiképzéssel az ingarúd csatlakozik. Az elforgó gátkerék a lapnál fogva meglendíti az orsót, mire az elfordul s vele mozdul a végéhez csatlakozó inga. A gátkerék tovafordulásával visszaleng az inga, ezáltal a másik lapocska akad a gátkerék fogaiba és a játék ismétlődik, az óra egyenletesen járni kezd.

(Érdemes megemlíteni, hogy nálunk Mosonszentmiklóson a templom tornyában egy teljesen ép, kitűnően karbantartott orsójáratú toronyóra működik. Minden részletében megőrizte a XVII—XVIII. századbeli toronyórák jellegzetességeit: többször javították, de eredeti szerkezetén nem változtattak. Ma nyilvántartott, védett technikai emlék. Hasonló szerkezetű, sajnos hiányos óramű van a győri, ún. „ráctemplom"-ban. 1874-ben javította utoljára egy győri mester. Kár, hogy évtizedek óta néma.)

Huyhgens szabadalmát sokan megtámadták. Ennek főleg az volt az oka, hogy az óra problémája akkoriban a levegőben volt, sokan foglalkoztak vele. Az óra feltalálása körüli vitában legérdekesebb Huyghens és Galilei szembenállása. Ez a szembenállás csak elvileg volt meg, hiszen Galilei már 1842-ben meghalt.



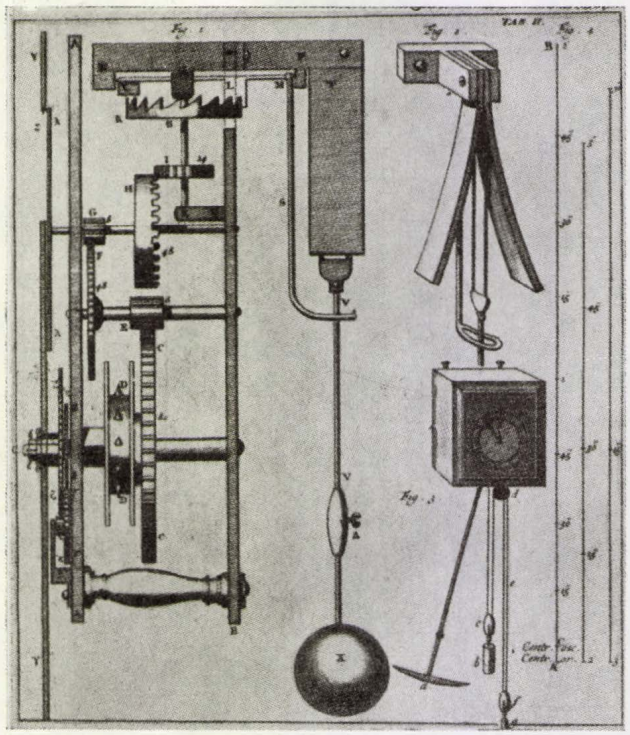
4. ábra. A pisai dóm öröklámpája

Galilei órát csak élete alkonyán szerkesztett. Nem kétséges — jómódú ember lévén — lakásában volt kerekes óra, talán több is, de ezeket tudomásunk szerint nem használta kísérleteihez, nem voltak eléggé pontosak, különösen kicsiny időtartamokat nem lehetett mérni ezekkel a dísz-órákkal.

Galilei halála után, a XIX. század elején több gyűjteményes kiadás jelent meg műveiből s ezek egyikében közöltek egy óra-rajzot, amely a könyv szerkesztője elképzelése alapján mutatta be Galilei óráját, tehát nem Galilei tervei alapján. Úgy tudták a kultúrhistórikusok, hogy Galilei elmondotta tervét tanítványainak, Vivianinak és Toricellinek s ők készítették el az órát a mester magyarázata alapján. Az órában egy inga leng — gondolták — ez hajtja a mutatószerkezetet, majd, amikor az inga elfárad, az óra megáll. Galilei nem tudta

megoldani a folytonosan járó ingaórát — tették hozzá — nyilvánvalóan azért, mert élete végén majdnem teljesen vak volt (állítólag azért, mert a Napot fénytompító nélkül észlelte). Ezt a képzeletbeli rajzot azután az összes azóta megjelent tudománytörténeti könyvek és cikkek átvették.

Azt kell mondanunk, szó sem lehet ilyen gyerekes elképzelésről. Galilei, korának első fizikusa és mechanikusa természetesen tudta, hogy az inga nem lehet egyszerre hajtó és szabályozóműis az órában (csak a villamosórákban), nem tételezhetjük fel róla, hogy olyan órát gondolt volna ki, amelyet nem rugó, vagy súlymotor hajt. Nemrégiben előkerült levelek igazolják ezt az állításunkat.



5. ábra. Huyghens ingaórája. (Felső jobboldalon van a ciklois-lemez)

Viviani, Galilei egyik legkedvesebb tanítványa 1650. augusztus 20-án a következőket írta :

„1641-ben, mialatt Galilei Arcetriben levő villájában laktam, felvetette előttem a gondolatot, hogy az inga szabályos mozgását fel kellene használni órák hajtására, vagy szabályozására. Az órát súly vagy rugó hajtaná . . ."

Ezekből a mondatokból perdöntően kitűnik, hogy Galilei tisztában volt a feladattal, amit a levél következő részei is igazolnak :

„Sajnos Galilei látása olyan rossz volt, hogy a tervet és modellt nem tudta elkészíteni, ezért szóban közölte elképzelését Vincenzó nevű fiával, aki egy alkalommal Firenzéből Arcetribe jött. Több megbeszélésen tárgyalták az elkészítendő óra szerkezetét."

Vincenzo-t nem érdekelte apja műve, csupán anyagi lehetőséget látott benne, Viviani következő soraiból is ezt következtethetjük.

„1649-ben Vincenzo megcsináltatta az órát (tehát nem Galilei tanítványai csinálták mesterük utasításai alapján. Szerző megj.) egy fiatal kovácscsal, aki faliórákat szokott készíteni. Ő állította össze a vázat, a kerekeket, tengelyeket. Vincenzo többször megmutatta nekem — Vivianinak — a készülő órát, súlyokat és ingát."

Nem kétséges tehát, hogy Galilei megoldotta a súlymotorral hajtott, ingával szabályozott óra problémáját. Az óra azonban nem készült el teljesen. Galilei halála után úgy látszik nem igazodtak el a problémában s abbahagyták a vele való foglalkozást. Egyébként a hagyatéki leltárba bejegyeztek egy tételt : „egy darab vasóra, befejezetlen, ingával, Galilei találmánya".

A vasóra azután eltűnt, valószínűleg ócskavasként értékesítették.

Huyghens ismerte Galilei óráját, 1660-ban ugyanis egy Boulliau nevű egyén — többet nem tudunk róla — levelet írt Huyghensnek, s ebben elmondotta, hogy Galilei rokonsága, látva az ingaóra nagy sikerét, mozgolódik a szabadalom megtámadása irányában. A levélre Huyghens részletesen válaszolt és többek között a következőket írta :

„Nagy örömet okozott nekem Galilei órarajzainak elküldésével. Látom, ingája van, akár az enyémnek, amelynek korona- és gátkereke igen egyszerű. Galilei órájában az inga teljes súlyával a gátkerékre támaszkodik, nincs felfüggesztése stb. stb."

Angol óratörténészek a közelmúltban elkészítették Galilei órájának modelljét, rugómotorral, ingával. Az óra jól jár.

Huyghens hajók számára kettős, kardanikus felfüggesztésű, rugómotoros ingaórákat szerkesztett és ezekkel elég tűrhetően tudtak navigálni. Az inga azonban mindenképpen nehézkes szerkezeti elem, azért a régi kerékgátlást megpróbálta hajszálrugóval kapcsolni és így kialakult a hajszálrugós billegő, a zsebórák, karórák, ébresztőórák legjellegzetesebb alkatrésze. Természetesen ezt a találmányt is megtámadták, pl. Hooke angol fizikus is követelte magának a dicsőséget.

Huyghens számos tervet készített, így például „kúpingás" órát is tervezett, körbenjáró ingával. Ma a földrengésjelző készülékek óraművében van kúpingás óramű. Az ilyen gátszerkezet zajtalan és a másodpercmutató nem fokonkint, hanem folyamatosan forog körbe. Maradt még sok kézirata, terve, ezeknek csak egy részét adták ki Huyghens korában, legtöbb csak napjainkban került nyilvánosságra.

Élete erkölcsi és anyagi sikerekben nem szűkölködött, kár, hogy a Nantesi-ediktum visszavonása után elhagyta Franciaországot, ahol munkás, szép esztendőket töltött. 1695. június 8-án halt meg 66 éves korában. Utolsó megjelent műve a Kosmotheoros, az égitestek lakhatóságának örök problémájával foglalkozik.

Huyghens után az órák fejlődése rohamossá vált. Tompion és Graham angol órások tovább finomították a szerkezetet, bevezették a horgony és hengerjáratot, később Le Roy és Earnshaw feltalálták a kronométerjáratot. A párisi Ferdinand Berthoud a XVIII. század végén az órák elméletét és gyakorlatát mai szemmel nézve is nagy tökéletességre fejlesztette, súlymotoros tengerészórái a kézműipar remekei. A gátszerkezetek sok feltalálót foglalkoztattak, a XVIII. század végéig mintegy 200 féle gátszerkezet működött az órákban (mai közhasználatú óráinkban csak horgony vagy hengerjárat működik, csupán a tengerészórákban van kronométerjárat). Az óráknak hatalmas irodalma alakult ki. 1795-ben például Leipzigben egy hatalmas, 10 kötetes munka jelent meg Uhrmacherkunst címen. Máig sincs hasonló terjedelmű órakézikönyv.

Az ingaórák csúcsteljesítménye az a csillagászati óra, melynek nincs is szerkezete. Légritka térben achátéken egy kvarcrúd leng. A rúd végén apró lágyvasdarab, melyet kívülről egy elektromágnes minden lengésnél magához vonz. Az elektromágnesbe az áramot egy olyan vezérlőszerkezet bocsátja, amelyet a kvarcrúdon levő tükörről visszaverődő fénynyaláb irányít. Az inga tehát szabadon leng és a mutatószerkezetet elektromos úton mozgatja a berendezés.

A villamosórákban a hajtóerő és szabályozó erőforrás villamosáram. Számtalan változata van, legegyszerűbb és legismertebb a szinkronóra. Most napjainkban jelenik meg a világpiacon a villamos karóra. Parányi szárazelem egy esztendeig működteti. Van már fényelemmel működő karóra is — egyelőre kísérletképpen.

Csillagászati, tudományos, ballisztikai stb. mérésekre az ismertetett óraszerkezetek már nem eléggé precízek. Korunk nagypontosságú órái a hangvillaóra, kvarcóra, molekula- és atomóra. Ezekről folyóiratunk következő cikke számol be.

Horváth Árpád

Kvarc-, atom- és molekulaórák

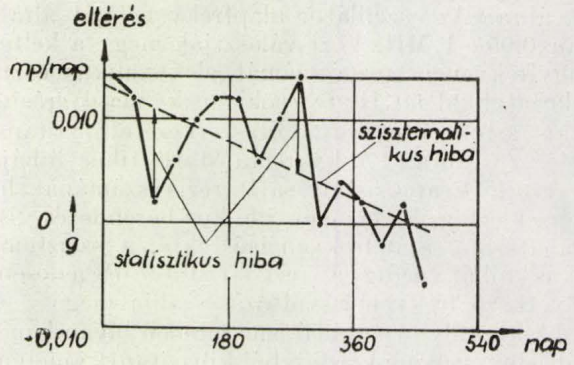
Pontos időmérés problémája először a csillagászatban merült fel, majd a fizika és technika fejlődése egyre szigorúbb követelményeket támasztott az időmérő készülékekkel szemben. Az alábbiakban ismertetjük a korszerű időmérő eszközök, a kvarc- és molekulaórák működését, teljesítőképességüket, valamint rámutatunk néhány elvi és gyakorlati problémára, amelyek megoldásához igen nagy pontosságú időmérés szükséges.

Időmérésekről általában

Időszámításunk alapja ma is éppúgy, mint már az ókorban, a Föld mozgása. A Napnak egy földi délkörön megfigyelt két áthaladása közt eltelt idő 1900-as évben meghatározott átlagos értéke a földi nap időtartama és ennek 1/86 400-ad része a másodperc.[1] A gyakorlatban a mérési hiba csökkentése érdekében általában valamely állócsillagnak a délkörön való áthaladását figyelik meg és megfelelő átszámítások után ebből határozzák meg a földi időegység értékét.

A csillagászati gyakorlatban az idő mérésére már régóta alkalmaznak nagy pontosságú ingaórákat. Az igényeknek megfelelően több típus alakult ki, amelyek közül legjobban bevált a Riefler, Schuler és a Shott óra.[2,3] Nem célunk e klasszikusnak tekinthető órák szerkezeti felépítésének ismertetése, csupán annyit jegyzünk meg, hogy ezeknél különböző módszerekkel csökkentik a hőmérséklet- és a légnyomás-változás, az óra működését szabályozó inga mechanikus felfogó és hajtó elemeinek visszahatását. Órák teljesítménye minőségi szempontból való értékelése előtt néhány szót kell szentelnünk az időmérés pontosságával kapcsolatos problémáknak.

Az időmérésnél, hasonlóan, mint más méréseknél, általában statisztikus és szisztematikus hibák korlátozzák a pontosságot. Ingaóránál statisztikus hibát okoznak például a hőmérséklet, valamint a légnyomás okozta méretváltozások; szisztematikus hibát a különböző mechanikus kopások. A mérőberendezésre és a mérési módszerre együttesen jellemző hibák ismerete szükséges a mérési pontosság, tehát a mérés kielégítő, vagy ki nem elégítő voltának megítéléséhez. A mérési hibák meghatározása sok mérési eredmény összehasonlításának alapján lehetséges. Így például csillagászati ingaóránál a következő jellegű hibafüggvény



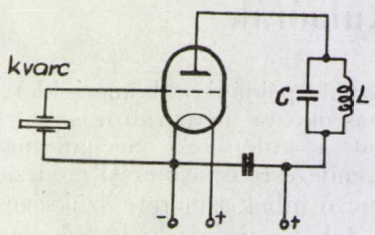
1. ábra.

felvétele szokásos. (1. ábra.) Minden nap összehasonlítják az óra által mutatott időt a csillagászati idővel és az eltérést grafikusan ábrázolják. Ennek középértéke adja a szisztematikus, a középértéktől való eltérése a statisztikus hibát. A hibafüggvény ismeretében a szisztematikus hibát, bár kényelmetlenséget jelent, korrekcióba lehet venni és a mérési pontosságot csupán a statisztikus hiba szabja meg.

A csillagászati ingaórának statisztikus hibája 0,01 mp/nap nagyságrendű, ami körülbelül 10^{-7} relatív pontosságnak felel meg.[3] Igen gondos megmunkálással és bonyolult stabilizálási eljárásokkal el tudtak érni néhányszor 10^{-8} értéket is. A pontosság további fokozása a mechanikus inga spontán és szabálytalan méretváltozásai miatt kilátástalannak tűnik. Célszerűbb a makroszkópikus méretek helyett mikrogeometriai rezgőrendszerekkel vezérelni az óra működését.

Kvarcóra

Egyes szabályos rácsszerkezetű kristályok lapjain mechanikus deformáció hatására elektromos feszültség jelenik meg, és fordítva, feszültség rákapcsolása mechanikus méretváltozást okoz. Ezeket a piezoelektromos kristályokat használják a kvarcórák vezérlésére. Ilyen kristály lapjaira váltófeszültséget kapcsolva úgy viselkedik, mint egy nagy jósági tényezőjű rezgőkör, ha a betáplált frekvencia megegyezik a kritály mechanikus rezonanciafrekvenciájával. Így stabil frekvenciájú rezgéseket lehet kelteni. A kvarcóra tulajdonképpen visszacsatolt elektroncsöves oszcillátor,[4] amelynek frekvenciáját a kvarckristályból, a szerkezeti felépítést figyelembe véve, kihasított lemezke vezérli. (2. ábra.) Az oszcillátor alapfrekvenciáját általában 0,05—1 MHz közt választják meg ; a keltett nagyfrequencia rezgésszámát elektronikus osztófokozatokkal 50 Hz-re csökkentik, majd erősítés után szinkron-motoros óraszerkezetet hajtanak vele.[5] (3. ábra.) A kvarcóra statisztikus hibáját a vezérlő kvarckristály saját rezgésszámának hőmérsékletfüggése, az elektronikus berendezés visszahatása a saját frekvenciaértékre, a szisztematikus hibát pedig a rezgőkristály öregedéséből következő frekvencia-változás szabja meg.



2. ábra.

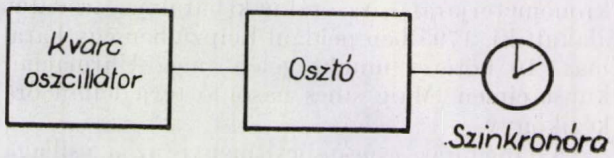
A kristály-orientáció ismeretében olyan lemezkét lehet a nyers kristályból kihasítani, amelynél a gerjesztett frekvencia hőmérsékleti tényezője egy tartományon belül elhanyagolhatóan kicsivé válik ; értéke általában $10^{-7}/C°$. A kristályt erre a hőmérsékletre beállított termosztátban helyezik el.[6] A rezgőkristály felerősítése a rezgő csomópontokban történik selyemzsinórral, vagy fémélekkel. Az elektronikus rész visszahatásait megfelelő kapcsolással és stabilizált tápfeszültségekkel csökkentik.

A tudományos kutató intézetekben működő kvarcórák ingadozásait csillagászati módszerekkel, vagy két óra frekvenciájának összelebegtetésével határozzák meg. A különbségi frekvencia mérése egyszerű, gyors, pontos ellenőrzési lehetőséget nyujt.

Kvarcóra hibája a $h = 86\,400 \frac{f_0 - f}{f_0}$ mp/nap összefüggésből határozható meg. Két óra esetén az eltérés meghatározására a

$$h_2 - h_1 = \frac{86\,400}{f_0} (f_1 - f_2) \text{ mp/nap}$$

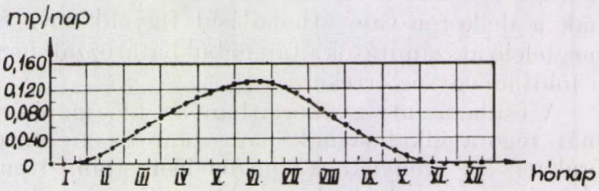
képlet alkalmazható.



3. ábra.

Megállapították, hogy kvarcórák pontatlansága optimális esetben kisebb, mint $\pm 0{,}0001$ mp/nap, ami $\sim 10^{-9}$ hibát jelent. A hónapokon át történő megfigyelés néhányszor 10^{-9} hibát mutat ki.[7] A hibafüggvényt, tehát a kristály öregedése miatt bekövetkező szisztematikus frekvenciaváltozás matematikai kifejezését több éves megfigyelés alapján nagy pontossággal meg lehet határozni ; általában másod-, vagy harmadfokú egyenlet alakjában szokták megadni.[8]

A kvarcóráknak az ingaórákkal való összehasonlítása a statisztikus hiba szempontjából azt mutatja, hogy most már egy nagyságrenddel pontosabb időmérő eszközzel rendelkezünk. Vállalkozhatunk arra, hogy 0,001 mp/nap nagyságrendű periódikus ingadozásokat biztonsággal kimutassunk. Így például több tudományos intézet egybehangzó mérési eredményeiből kitűnik, hogy a csillag-idő periódikusan ingadozik. A föld forgásideje januártól kezdve mintegy 0,001 mp-el nő júniusig, majd decemberig ismét csökken.[6] (4. ábra.)



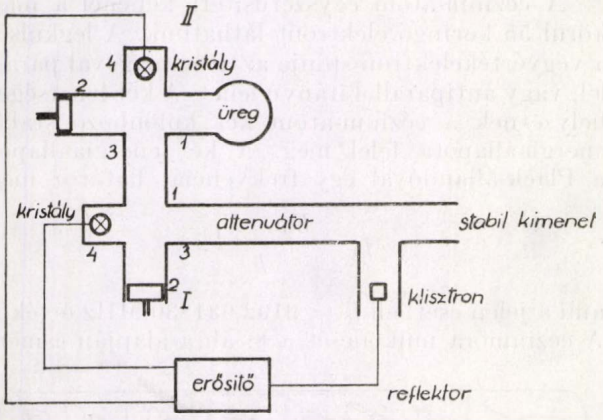
4. ábra.

A kvarcórák statisztikus és szisztematikus hibáinak további csökkentése technikailag nem látszik kivihetőnek, legalábbis nem várható nagyságrendi javulás. A tudósok új utakat kerestek és találtak az atomi, illetve molekuláris rezgések alkalmazásával.

Atom- és molekulaórák

A mikrohullámú technika fejlődése lehetővé tette 10^4 MHz-es váltakozó feszültség, vagy helyesebben elektromágneses hullámok előállítását és

detektálását. Ilyen nagy frekvenciákon üregrezonátorokat használnak, amelyek jósági tényezője lényegesen nagyobb, mint a rádiófrekvenciás tartományban szokásos rezgőköröké, és így az előállított rezgések frekvenciájának relatív hibája, illetve statisztikus ingadozása lényegesen kisebb. Jól definiált frekvenciájú rezgésekkel, mint már eddig is láttuk, pontos időmérés lehetséges. További frekvenciastabilizálás válik lehetségessé az atomi és molekuláris rezgések megfelelő spektrumvonalainak alkalmazásával.



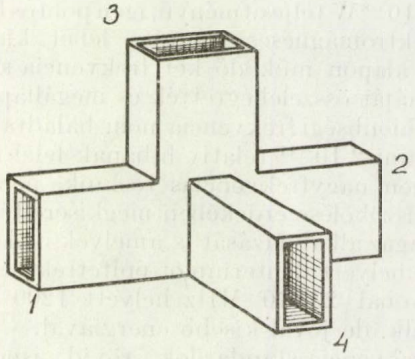
5. ábra.

A rádiófrekvenciás és mikrohullámú frekvenciatartományokba eső atomi, illetve molekuláris eredetű rezgések, a spektrumvonalak, lehetnek atommag, vagy héjelektronok precessziós rezgései, amelyek külső mágneses térben kimutathatók (Larmour-frekvencia), szilárd testek kvadrupól sajátfrekvenciái, gázokban kimutatható molekula rotációs, vagy vibrációs sajátfrekvenciák, valamint atomi és molekuláris hiperfinom struktúra vonalak. E spektrumvonalak kimérésével már régóta foglalkoznak és megfelelő táblázatok tartalmazzák a különböző anyagok spektrumvonalainak frekvenciáját.[9]

Mielőtt rátérnénk a molekulaórák működésének ismertetésére, érdemes röviden foglalkozni a spektrumvonalak segítségével stabilizált nagyfrekvenciás oszcillátorokkal. Ezeket a továbbiakban frekvencia-standardnak nevezzük. A legegyszerűbbek közé tartozik a Pound-féle stabilizátor, amely mikrohullámú elemekkel a következő elven működik.[10, 11] (5. ábra.)

A nagyfrekvenciás energiát hullámvezető rendszerrel egybeépített elektroncső, úgynevezett reflex-klisztron szolgáltatja. A klisztron üzemi frekvenciáját a reflektor elektróda feszültségének változtatása befolyásolja. A stabilizátor legfontosabb része a két egymás után kapcsolt mikrohullámú híd, amely a következő tulajdonsággal rendelkezik.[12] (6. ábra.) A 3 ágból jövő energia csak az 1 és 2-ben halad tovább, a 4-ben nem. Ha az 1 és 2 ág azonos impedanciákkal van lezárva, akkor a visszavert hullámok szimmetrikusak és ismét csak a 3 ágban haladnak vissza. Ha az 1 és 2 ágat lezáró impedanciák nem azonosak, akkor a visszavert hullám antiszimmetrikus komponense a 4 ágban jelenik meg.

Ezek után térjünk vissza a stabilizátorra; mindkét híd 4 ágában egy-egy kristálydióda van, amelyek az illető ágba jutó nagyfrekvenciás feszültséget egyenirányítják, és így azzal arányos egyenfeszültséget szolgáltatnak. A 2 ágakban állítható dugattyúk vannak, amelyekkel tetszés szerinti lezáró impedanciát lehet beállítani. A II. híd 1 ágában van elhelyezve az abszorpciós spektrumvonalat szolgáltató anyag és így annak impedanciája rezonanciafrekvencián valós, nagyobb frekvencián kapacitív, kisebb frekvencián induktív jellegű. A 2 ágban elhelyezett dugattyút úgy állítják be, hogy rezonanciafrekvencián a visszavert hullámok $\pi/2$ fáziskülönbséggel találkoznak, ekkor a 3 és 4 ágba egyformán jut energia. A 3 ágból ily módon visszajutó energia találkozik az I. híd 2 ágából visszaverődött hullámokkal, amelyek fázisa úgy van beállítva a dugattyú segítségével, hogy az I. híd kristályára ugyan-



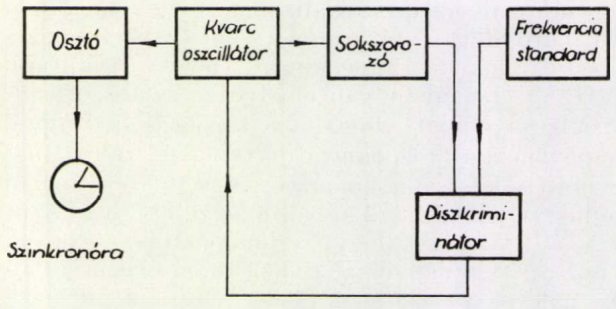
6. ábra.

annyi energia jusson, mint a II. híd kristályára jutott. Ha az energiaforrás frekvenciája megváltozik, akkor az egyensúly felborul, a kristályok különböző egyenfeszültséget szolgáltatnak. A feszültségkülönbséggel erősítés után a reflex-klisztront vezérlik, a cső reflektorfeszültségét és így frekvenciáját addig változtatják, amíg a kristályokon ismét azonos feszültség jelenik meg.

A leírt frekvenciastabilizálási módszer jellemzője az, hogy a frekvencia összehasonlítást, röviden diszkriminációt, a mikrohullámú tartományban oldja meg. Vannak más módszerek is, amelyeknél a diszkrimináció a hangfrekvenciástartományban történik. Ezeknél rendszerint frekvenciamodulált segédoszcillátort alkalmaznak.[13, 14, 15]

Más elven működik az úgynevezett MASER (Microwave amplifier by stimulation of emitted radiation).[16] Ennél a berendezésnél ammóniamolekulákat használnak, amelyek több spektrumvonala esik a mikrohullámú tartományba. Így például az NH_3 (3,3) spektrumvonalnak 23 870 MHz felel meg és igen intenzíven jelentkezik. Ehhez a spektrumvonalhoz tartozó két energia-

szinten természetes állapotban közel azonos számú molekula tartózkodik. Megfelelő alakú sztatikus fókuszáló rendszeren ammónia-sugarat átvezetve az alacsonyabb energiaszinten tartózkodó molekulákat kiválasztja és csak a magasabb energiaállapotú molekulákat fókuszálja egy, a sajátfrekvenciára hangolt üregrezonátorba. Az üregbe jutott, túlnyomórészt magasabb energiaállapotú



7. ábra.

NH_3 molekulák spontán, vagy indukált emisszió útján alacsonyabb energiaszintre kerülnek és közben gerjesztik az üregrezonátort, amelyből mintegy 10^{-8} W teljesítményű, igen pontos frekvenciájú elektromágneses energiát lehet kicsatolni. Ezen az alapon működő két frekvencia-standard frekvenciáját összelebegtették és megállapították, hogy a különbségi frekvencia nem haladta meg az 5 Hz-t, ami 2.10^{-11} relatív hibának felel meg.

Az igen nagyfrekvenciás technika nehézségeinek kiküszöbölése érdekében megkísérelték olyan ammóniagáz alkalmazását is, amelyek molekuláiba hidrogén helyett deuteriumot építettek be ; akkor a (3,3) vonal 23 870 MHz helyett 1200 MHz-en jelentkezik, de jóval kisebb energiával.

A frekvencia-standardok rövid ismertetése után térjünk rá a spektrumvonalakkal stabilizált órák működésére.

Az atom-, illetve molekulaóráknál az időmérő szerkezet általában kvarcóra, és ezt stabilizálják valamilyen spektrumvonal frekvenciájával ; a kvarcóra alapfrekvenciáját ti. néhányszor 10^{-6} relatív értékkel befolyásolni lehet az áramköri elemek változtatásával. Ilyen óra elvi elrendezése a következő. (7. ábra).

A kvarc-oszcillátor frekvenciáját a frekvencia-standardnak megfelelő rezgésszámig sokszorozzák, majd összehasonlítják azzal. A diszkriminátor a frekvencia-különbségnek megfelelő előjeles hibafeszültséget szolgáltat, amellyel a kvarcoszcillátor frekvenciáját befolyásolják. A szinkronóra működtetése a már ismertetett módon, osztó-fokozatok közbeiktatásával történt. A frekvencia-standardban alkalmazott molekulák, vagy atomok anyagát illetően beszélhetünk ammónia, oxigén, stb. órákról. A statisztikus hiba elvi határa az alkalmazott spektrumvonal elméleti félérték-szélessége, ami 10^{-18} relatív érték. Sajnos, szobahőmérsékleten és $\sim 10^{-4}$ Hgmm nyomás esetén a félérték-szélesség 10^{-6} relatív értékre nő, amit elsősorban a Doppler-effektus és az ütközések okoznak. [10, 17]

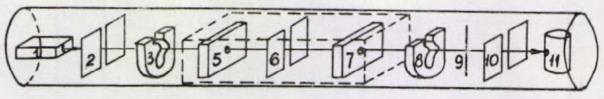
Alacsony hőmérséklet és nyomás, valamint megfelelő diszkriminátor berendezés alkalmazásával 1.10^{-9} pontosságú órát tudtak készíteni a fent ismertetett módszerrel.[18] Így, ha súlyos technikai nehézségek árán is, olyan eszközt készítettek, amey statisztikus hiba szempontjából közel egy nagyságrenddel jobb a kvarcóránál. Sokkal kedvezőbb a helyzet a szisztematikus hiba terén. A tudomány jelenlegi ismeretei szerint ugyanis a spektrumvonalak középfrekvenciája időben nem változik, és így a szisztematikus hiba zérus.

A következőkben a világon több példányban kivitelezett céziumórát ismertetünk.[19]

A cézium-atom egyszerűsített képénél a mag körül 55 keringő elektront láthatunk. A legkülső, a vegyértékelektron spinje az atommagéval párhuzamos, vagy antiparallel irányú lehet. A két lehetséges helyzetnek a cézium-atom két különböző stabil energiaállapota felel meg. A két energiaállapot a Plack-állandóval egy frekvenciát határoz meg

$$f_0 = \frac{E_2 - E_1}{h},$$

ami a jelen esetben $f_0 = 9192{,}631830$ MHz értékű. A céziumóra működését a 8. ábra alapján ismertetjük. Az 1 villamos fűtésű izzító kemencéből céziumatomsugár indul ki kb. 4.10^4 cm/mp termikus sebességgel; a sugár mindkét energiaállapotú atomokat tartalmaz. A 2 diafragma után a 3 inhomogén mágnestérbe kerülnek az atomok, amelyen csak a parallel spinnel rendelkezők jutnak keresztül. A 4 homogén mágneses tér közel egy irányba állítja a parallel spinű atomok mágneses momentumát, amelyek az 5, 7 üregrezonátorokban kialakult mikrohullámú mágneses térrel kölcsönhatásba lépve, ha annak frekvenciája megegyezik az f_0 rezonancia frekvenciával, az atomok egy része, mintegy 10—15%-a, antiparallel irányítású energiaállapotba kerül. A két üregrezonátort azonos fázisban gerjesztik és a köztük levő távolságot úgy állítják be, hogy az atomsugárnak ugyanazon pontjai mindkét üregen azonos fázisban haladjanak át, mert így az antiparallel állapotba való beállítás hatásfoka növekszik. A 6 diafragma a 2 és 10-hez hasonlóan csupán az atomsugár irányítását biztosítja. A 8 inhomogén mágneses tér segítségével most az antiparallel spinű atomokat válogatják ki és ezeket a 9 izzó wolframszálon ionizálják és a 10 sokszorozóval érzékelik. A sokszorozó áramát, amelynek tehát akkor van maximuma, ha a frekvenciák megegyeznek, használják a frekvencia-stabilizáló berendezés vezérlésére.

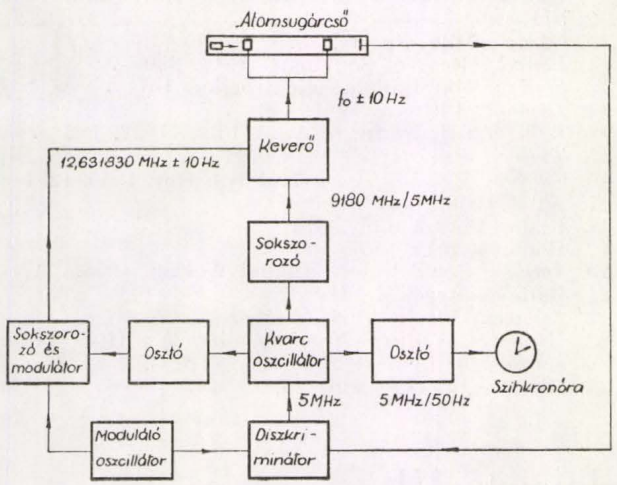


8. ábra.

A céziumóra működése ezek után a következő, (9. ábra).

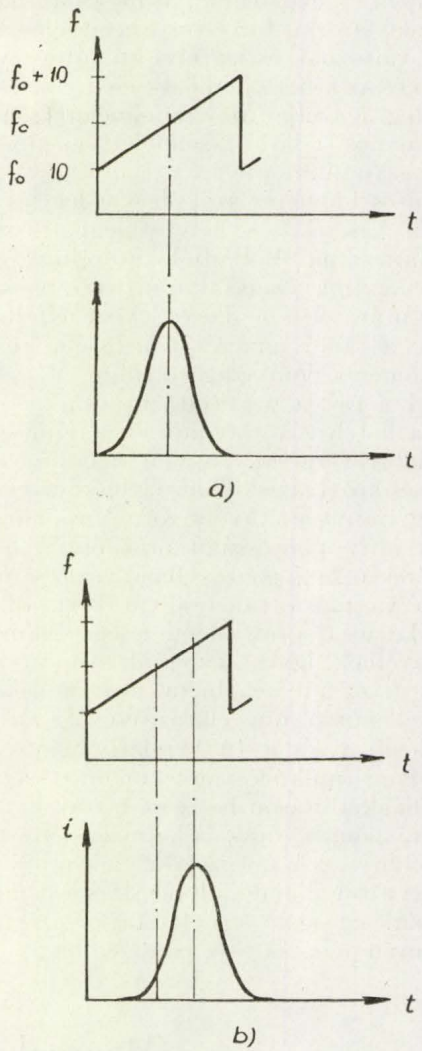
Az üregrezonátorokba vezetett mikrohullámú rezgést szokás szerint kvarcvezérlésű oszcillátor jelének sokszorozásával állítják elő ; a 9180 MHz-es jelhez még frekvenciaosztás és különböző kombinációs frekvenciák összegezése útján előállított 12,631830 MHz-es jelet kevernek, amely utóbbit még ± 10 Hz-el frekvenciamodulálják. Így létrejön egy 10 Hz frekvencia szélességű frekvenciamodulált jel, amelynek középfrekvenciája éppen f_0, ha a kvarcoszcillátor alapfrekvenciája helyes értékű. Ekkor a sokszorozó áramának maximuma a frekvenciamodulációs tartomány közepére esik (10*a*. ábra), amit a diszkriminátor érzékel és nem változtatja a kvarcoszcillátor frekvenciáját. Ha az alapfrekvencia megváltozik, az árammaximum helye a modulációs tartomány közepéhez viszonyítva eltolódik (10b. ábra), ezt a diszkriminátor érzékeli és a kvarcoszcillátor frekvenciáját helyesbíti.

Több céziumórát összehasonlítva, azaz lebegési frekvenciájukat mérve, megállapították, hogy a relatív hiba 5.10^{-10} értékű. Két céziumórát egymáshoz stabilizálva 1.10^{-11} relatív pontosságot



9. ábra.

— üzemüket nehézkessé teszik. A jelenlegi atom- és molekulaórák beállítási pontossága sem lényegesen nagyobb a kvarcórákénál. A két óratípus azonban szinte ideálisan kiegészíti egymást, hiszen a kvarcórák rövid idő meghatározására igen jól használhatók, működésük egyszerű, zajszintjük



10. ábra.

tudtak elérni. Az abszolút pontosság, vagy más szóval a beállítási pontosság azonban függ a diszkriminációs rendszer sávszélességétől, amely jelen esetben 10 Hz. Így a beállítási pontosság $f_0/10 \sim 10^{-9}$ relatív érték. Ez szemléletesen azt jelenti, hogy a mutatós óránál sem lehet a mutató szélességénél kisebb osztásrészeket leolvasni, bár az óra ennél lényegesen pontosabban járhat.

Gyakorlati alkalmazások

Az elmondottakból látható, hogy az atom- és molekulaórák, úgy tűnik, nem fogják a kvarcórákat kiszorítani. Bonyolult szerkezetük, nagy méretük, az üzemanyag állandó elhasználódása, valamint az érzékelés jellege — a széles zajspektrumból kevéssé kiemelkedő rezonanciavonal alacsony. Az öregedési jelenségek, tehát a hibafüggvény pontos meghatározása azonban igen hosszú időn át való megfigyelést és több kvarcóra adatainak együttes kiértékelését teszi szükségessé. Az atom- és molekulaórák szisztematikus hibája viszont zérus, tehát éppen a kvarcórák időnkénti ellenőrzésére és a hibafüggvény meghatározására kiválóan alkalmasak. Az ellenőrzés gyorsan, néhány perc alatt elvégezhető, míg a csillagászati megfigyelésekkel való összehasonlítás hosszú időt vesz igénybe ; pontos érték meghatározása csak hónapok, évek után lehetséges.

Kvarcórákkal sikerült, mint már említettük, a Föld forgásának periódikus egyenetlenségeit kimutatni ; fejlesztésükkel esetleg lehetővé válik az ár-apály jelenségnek, a földrengéseknek a forgássebességre gyakorolt hatásainak mérése.

Relativitáselméleti meggondolások arra mutatnak, hogy a gravitációs tér hatással van az órák járására. A földtől elég távol és elég sokáig keringő mesterséges holdba épített igen pontos óra és egy hasonló földi óra által mutatott idő összehasonlítása lehetőséget ad az elmélet igazolására. Hasonlóképpen érdekes Dirac, Milne és Jordan elképzelése, mely szerint bizonyos gravitációs állandók időben változnak és így elvi különbség van a csillagászati és az atomi idő közt ; igen pontos időmérés esetleg igazolja ezt az elméletet, amely szintén általános relativitáselméleti megfontolásokra támaszkodik.[20]

Igen pontos időmérés szükséges a légi és víziforgalomban használatos helyzetmeghatározó és bemérő eljárásoknál.[21] Rádiólokátoroknál, mint ismeretes, nagyfrekvenciás impulzus kibocsátása és reflexió utáni visszaérkezése közt eltelt időt kell mérni ; a távolságmérés pontossága részben tehát az időmérés pontosságától függ. Más eljárásoknál — pl. a Decca, a gravitációs és a $\varrho\vartheta$ módszernél — a helyhez kötött adó és a repülőgépen levő oszcillátor rezgései, vagy a helyhez kötött adók rezgései közti fáziskülönbség mérésével határoznak meg irányt és távolságot. A repülőgépbe $\pm 1.10^{-9}$ relatív pontosságú órát építve, pl. a távolságmérés 0,22% pontossággal végezhető.[22, 23]

Ma már vannak olyan óragyárak is, amelyek az általuk készített órák ellenőrzéséhez molekulaórákat igényelnek, így pl. az egyik svájci óragyár a neuenburgi egyetemet bízta meg molekuláris rendszerű ellenőrző óra elkészítésével, amit az meg is valósított, és a 10^{-10} relatív pontosságú, MASER elven működő molekulaórát az idei brüsszeli világkiállításon be is mutatták.[24]

Az igen pontos órák alkalmazási területét bővíti az a tény is, hogy ezek az elektronikus készülékek egyúttal állandó, hiteles frekvenciákat is szolgáltatnak. Ez igen sok fizikai és technikai mérést könnyít meg és tesz pontosabbá ; a rádió útján továbbított etalonfrekvenciák pontossága ugyanis nem mindig kielégítő. A felső ionizált légrétegeken való visszaverődéskor a Doppler-effektus hatására általában $\pm 2.10^{-8}$, ionoszféra viharoknál $\pm 1.10^{-6}$ értékű frekvenciaeltolódás következik be.

Látható, hogy a közelmúlt fizikai megismerései alapján az időmérés technikája ugrásszerűen fejlődött. Az időmérő műszerek pontosságának fokozása napjainkban is tart és a gyakorlati szükségleteknek megfelelően egyre újabb és újabb, az eddigieknél pontosabb, egyszerűbb időmérő eszközök kidolgozása várható.

Fogarassy Bállnt—Pálinkás József
Központi Fizikai Kutató Intézet

IRODALOM

1. Phys. Blätter. 1958. 5. 215—.
2. *Riefler, S.* : Präzisions-Pendeluhren und Nickelstab-Kompensationspendel.
3. *Scheibe, A.* : Z. f. ang. Physik. 1953. 8. 307—.
4. *Szmirenyin* : A rádiótechnika kézikönyve.
5. *Pitsch* : Taschenbuch für Fernmeldetechniker.
6. *Scheibe, A.* : Adelsberger, U. Z. f. Physik. 1950. 4216—.
7. *Scheibe, A.* : ETZ-A. 1955. 153—.
8. *Scheibe, A.* : Adelsberger, U. Phys. Z. 1936. 38—.
9. *Kisliuk—Towness* : J. Res. Nat. Bur. Stan. 1950. 611—.
10. *Gordy* : Micr. Spectr. 55.
11. *Pound* : Rev. of Sci. Instr. 1946. 490—.
12. *Slater:* Mikrohullámú elektronika. 157—.
13. *Lamont:* Physica. 1951. 446—.
14. *Lamont* : B. Journ. of Appl. Phys. 1952. 182—.
15. *Tuller* : Proc. IRE. 1948. 794—.
16. *Gordon—Zeiger—Towness:* Phys. Rev. 1955. 1264—.
17. ATM 1953. 143—.
18. Radio Mentor 1957. 675—.
19. Radio Mentor 1957. 734—.
20. *Jordan, P.* : Schwerkraft und Weltall. 1955.
21. Rádiólokátorok I—II.
22. Aviation Week. 1956. október 22.
23. *Antnucci, Israel, Mechling, Merill* : IRE Transactions for Instr. PGI-4, 1955. 116—.
24. Die Uhr. 1958. április 25.

Magreakciók elmélete III.

A hatáskeresztmetszet energiafüggésének „durvaszerkezete"

A Bohr-modell és a Breit—Wigner-képletek sikere nagy volt, és sok mindent sikerült általuk megmagyarázni. Ahogy azonban a kísérletek pontossága növekedett, hamarosan megállapították, hogy a kísérleti eredmények sok helyen eltérnek az elméletileg várható értékektől, méghozzá az eltérés szisztematikus. Nevezetesen az elmélet és tapasztalat egyezése elég jó a rezonanciahelyek közelében, de a rezonanciahelyektől távol, továbbá a folytonos energiatartományban már nem ilyen jó. A szóráshatáskeresztmetszet a rezonanciahelyektől távol elméletileg $4\pi R^2$, míg tapasztalatilag $\sigma_{sz} \to 4\pi a^2$, ahol a az R nagyságrendjébe esik, de nem egyezik meg azzal, hanem szisztematikusan eltér R-től. Részletesebb vizsgálatok arra mutattak, hogy a a céltárgymag sugarának és a beeső részecske energiájának a függvényében változik. Egyes (A,E) értékeknél a-nak maximuma van, vagyis a is rezonanciajellegű. A tapasztalat szerint azonban ezeknek a rezonanciáknak a szélessége *MeV* nagyságrendbe esik. Ezen óriásrezonanciák fellépte hasonlít egy kicsit a hangtanból és elektromosságból ismert moduláció jelenségéhez : a finom rezonanciaszerkezetet modulálják az óriásrezonanciák. Természetesen az utóbbiak nemcsak a rezonanciatartományban lépnek fel, hanem a folytonos energiatartományban is. Az óriásrezonanciaszerkezetet más szóval durvaszerkezetnek is szokás nevezni. Fellépte arra mutat, hogy a Bohr-féle elmélet nem tudja teljesen megmagyarázni a tapasztalatot, valamilyen módon változtatni kell rajta.

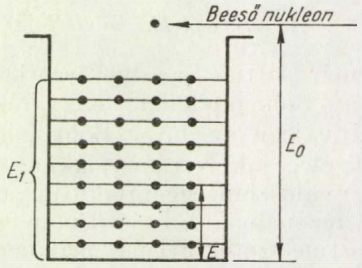
A közbenső-mag-modell érvényességi tartománya

A kísérletek alapján felmerült a kérdés : mi az oka annak, hogy a közbenső-mag-modellel nem tudjuk megmagyarázni a tapasztalati eredményeket ? Mi az a közbenső-mag-modellnél alkalmazott alapvető feltevés, ami nem teljesül a valóságban ? Mint már rámutattunk, a közbenső-mag-modell két alapvető feltevése : a közbenső-mag azonnali kialakulása és a függetlenség elve. Foglalkozzunk ezekkel egy kicsit részletesebben.

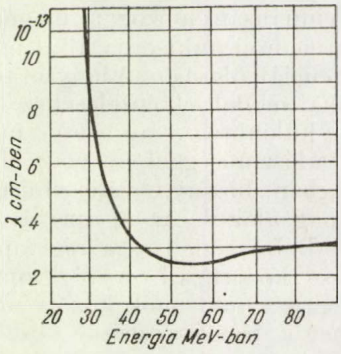
1. *A közbenső-mag azonnali kialakulása.* Gondoljuk meg először, milyen módon alakul ki egy közbenső-mag ? Klasszikusan a következő módon képzelhetjük el : A bombázó nukleon behatol a magba, ott ütközik egy másik nukleonnal, átadja annak energiája egy részét. Ezután mindkét nagyobb energiájú nukleon ismét ütközik egy-egy nukleonnal, megint energiát adnak át, stb. Lassan tehát a sok ütközés révén a bejövő részecske nagy kinetikus energiája eloszlik a magot alkotó nukleonok között és kialakul egy egyensúlyi állapot. Természetesen ez az utóbbi csak akkor következik be, ha a közbenső-mag elbomlása előtt elég sok ütközés megy végbe a magban, vagyis ha a nukleonoknak a magban levő szabad úthossza (az a λ távolság, amit egy nukleon ütközés nélkül átlagosan megtehet a magban) sokkal kisebb, mint a magsugár. A közbenső-mag első alapfeltevése ezek szerint csak akkor teljesül, ha $\lambda \ll R$.

Könnyen belátható, hogy kis energiáknál a Pauli-elv miatt nem áll fenn ez az egyenlőtlenség. A Pauli-elv szerint ugyanis a magban egy adott kvantumállapotban csak egy részecske lehet. Képzeljük el a magot úgy, mint egy potenciálvölgyet, amelyben meghatározott energiaállapotok vannak. Alapállapotban az alsó energiaállapotok be vannak töltve. Lépjen be a magba egy E_0 energiájú nukleon (lásd a 7. ábrát). Ütközzön az egy E energiájú magbeli nukleonnal. Az ütközés alatt adjon át E' energiát. Ekkor az ütközés utáni nukleonok energiája $E_0 - E'$, illetve $E + E'$ lesz. Ha E_0 nem sokkal nagyobb, mint a legmagasabb betöltött állapot E_1 energiája, akkor általában vagy $E_0 - E' < E_1$, vagy $E + E' < E_1$, hacsak az E-nívó nem a legfelső nívók egyike. Márpedig a Pauli-elv értelmében ütközés csak akkor következhet be, ha $E_0 - E'$ és $E + E'$ is nagyobb, mint E_1. Kis beeső energiáknál tehát a beeső nukleon csak a legfelső energiaállapotokban levő nukleonokkal ütközhet, a közbenső mag tehát csak igen kis valószínűséggel alkul ki. Ha a beeső nukleon energiája nagyobb, a Pauli-elv egyre kevesebb ütközést tilt meg, míg végül bekövetkezik egy olyan állapot, amikor a Pauli-elv már semmilyen ütközést nem tilt meg. Ebben a tartományban a közbenső-mag nagy valószínűséggel kialakul, $\lambda \ll R$. Nagyobb energiáknál a szabad úthossz az energiával arányos, tehát megint növekszik (lásd a 8. ábrát). A közbenső-mag csak egy megadott energiatartományban ($\sim 10-50$ *MeV*) alakul ki nagy valószínűséggel.

2. *Függetlenség.* A közbenső-mag-modell második alapvető hipotézise az, hogy a közbenső-mag a keletkezéstől teljesen függetlenül bomlik el. Kis energiák esetén, amikor egy adott energiaintervallumban a közbenső magnak csak egy meghatározott lehetséges nívója van, ez a követelmény elég jól teljesül. Ekkor ugyanis adott beeső energia esetén a közbenső-magnak csak egy meghatározott nívója gerjesztődhet, márpedig ismeretes, hogy egy kvantumállapot tulajdonságai nem függenek attól, hogy milyen módon keletkezett a kvantumállapot. Nagyobb energiák esetén azonban eljutunk az egymásra csúszó nívók tartományába. Itt egy adott beeső energia esetén már több nívó gerjesztődhet. Az hogy melyik nívó milyen valószínűséggel gerjesztődik, továbbá, hogy az egyes nívók fázisviszonyai milyenek, már erősen függhet a gerjesztés módjától. A különböző nívók különböző módokon bomolhatnak szét, tehát a bomlásmód függ a keletkezés módjától. Ebben a tartományban a közbenső-mag-modell második alapvető feltevése nem teljesül. A folytonos energiatartományban a viszonyokat könnyebb áttekinteni, mert ott már klasszikus képet alkalmazhatunk. Klasszikusan a következőket mondhatjuk : a beeső részecske és a mag nukleonjai között olyan erős a kölcsönhatás, hogy ha a részecske behatol a magba, energiája igen gyorsan eloszlik a mag nukleonjai között, beáll egy egyen-



7. ábra: Két nukleon ütközése egy potenciálvölgyben. E_1 energiáig minden energia állapot be van töltve a magban. Ha a beeső nukleon energiája E_0 és E' energiát ad át ütközéskor, a Pauli-elv értelmében csak azok az ütközések mehetnek végbe, amelyeknél $E_0 - E' > E_1$ és $E + E' > E_1$



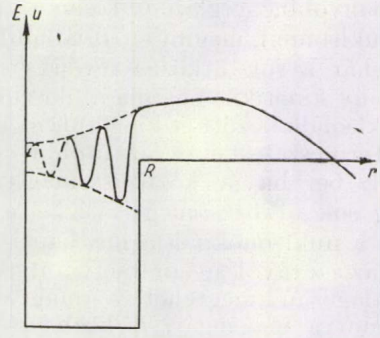
8. ábra A λ szabad-úthossz a beeső részecske magban levő energiája függvényében

súlyi állapot. Ha az egyensúlyi állapot beállt a közbenső-mag elbomlása előtt, akkor a bomlás nyilván független az egyensúlyi állapot beállása előtti helyzettől, vagyis a keletkezés módjától. Ha azonban a rendszer energiája már olyan nagy, hogy a közbenső-mag elbomlik, még mielőtt kialakulna az egyensúlyi állapot, függetlenségről egyáltalán nem beszélhetünk. A közbenső-mag-modell itt már egyáltalán nem alkalmazható.

Az új optikai modell

Mint már láttuk, a durvaszerkezetet nem lehetett a Bohr-modellel magyarázni. Ennek oka nyilvánvalóan az, hogy Bohr feltételei nem teljesülnek elég jól. Kis energiáknál rezonanciák esetén nagy valószínűséggel alakul ugyan közbenső-mag, de a rezonanciáktól távol már nem, tehát a hatáskeresztmetszetek átlagát már nem adja meg jól a közbenső-mag-modell. Igen nagy energiáknál viszont megint nő a szabad-úthossz, tehát csökken a közbenső-mag-modell kialakulásának valószínűsége. Felmerül az a kérdés, hogy mi történik a magban, ha nem alakul ki közbenső-mag ? A behatoló nukleon ekkor nem ütközik a mag nukleonjaival, nem lép velük kölcsönhatásba. Ez viszont azt jelenti, hogy a beeső részecske közel individuálisan mozog a magon belül egy, a mag valamennyi nukleonja által meghatározott átlagos potenciálvölgyben. A helyzet tehát hasonlít a régi optikai modell elképzeléséhez, van azonban egy nagy különbség : a beeső nukleon csak bizonyos valószínűséggel mozog közel függetlenül a magban, bizonyos valószínűséggel viszont közbenső-mag alakul. Az új optikai modell alapfeltevése a Bohr-modell és a régi optikai modell alapfeltevése között áll. A régi optikai modell szerint az egyes nukleonok között nincs kölcsönhatás, a magba beeső részecske közel individuálisan mozog egy átlagos potenciálvölgyben. A Bohr-modell szerint a mag alkotórészei között olyan erős a kölcsönhatás, hogy egy beeső nukleon individualitását igen rövid idő alatt elveszíti, beleolvad a magba. A Weisskopf és munkatársai által 1954-ben felállított új optikai modell [6] alapfeltevése ezzel szemben a következő : A mag nukleonjai között nem olyan erős a kölcsönhatás, hogy egy beeső nukleon azonnal beleolvadjon a magba, de nem is olyan gyenge, hogy a részecske közel individuálisan mozogjon. A beeső nukleon bizonyos valószínűséggel közel függetlenül mozog a magban egy átlagos potenciálvölgyben, bizonyos valószínűséggel viszont közbenső-magot alakít. A finom-rezonancia-szerkezetet az erős kölcsönhatással lehet megmagyarázni, ugyanis rezonancia-energiáknál nagy valószínűséggel alakul ki közbenső-mag. Az új optikai modell célja az, hogy a rezonanciahelyektől távol határozza meg a hatáskeresztmetszeteket, ahol a közbenső-mag nem alakul ki nagy valószínűséggel. Ilyen módon az új optikai modell csak a hatáskeresztmetszetek átlagáról mond valamit, nem a pontos hatáskereszt metszetekről.

A hullámfüggvény alakját most nem olyan egyszerű meghatározni, mint eddig. A régi optikai modellnél feltettük, hogy a beeső hullám teljes egészében újra kilép a potenciálvölgyből, csak fáziseltolást szenved. A közbenső-mag-modellnél viszont azt tettük fel, hogy a kimenő hullám gyengül a beesőhöz képest, az amplitúdója kisebb. A hullám egy része elnyelődik a magban. Mivel azonban neutronhullámról a modell szerint csak a mag felületénél beszélhetünk, a közbenső-mag-modellnél a hullámfüggvény is csak a mag felületén van értelmezve, beljebb a magban a neutron már egybeolvad a maggal. Az új optikai modellnél ezzel szemben a neutronhullám, miközben behatol a magba, egyre jobban gyengül, de azért nem olvad be teljesen a magba (lásd a 9. ábrát).



9. ábra: A neutronhullámok egy komplex potenciálvölgyben. A hullámok a középpont közelében abszorbeálódnak és nincsenek olyan jól meghatározva, mint a felületen.

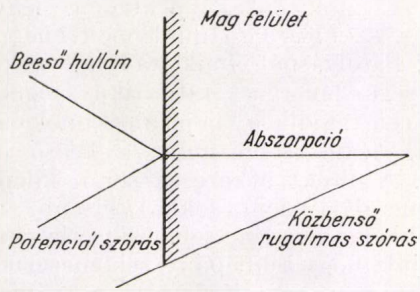
A bemenő hullámot meg kell szorozni egy, az abszorbciót leíró e^{-ar} amplitúdóval. A bemenő hullám alajka akkor : $e^{-ar}\, e^{-iKr} = e^{-i(K-ia)r} = e^{-iK^*r}$ ahol K^* komplex. Az új optikai modelnél tehát a hullámszám komplex. Mivel azonban $K^* = \frac{2M}{\hbar^2}(E + V_0)$, így a hullámszám csak akkor lehet komplex, ha a neutron magon belüli energiája, vagyis $E + V_0$ is komplex. Ez tehát azt jelenti, hogy az átlagos potenciálvölgy amelyben a mag mozog, komplex. Az új optikai modell tehát abban különbözik a régi optikai modelltől, hogy komplex potenciállal számolunk, ami azt jelenti, hogy a beeső neutron bizonyos valószínűséggel egybeolvad a maggal, közbenső-mag alakul. Az új optikai modellt, akárcsak a régit, szintén fénytani hasonlattal lehet a legjobban megérteni. A fény, ha egy közeghez érkezik, részben áthalad rajta, részben visszaverődik és részben abszorbeálódik. A magreakcióknál a visszaverődésnek a rugalmas szórás, az abszorpciónak a közbenső-mag kialakulása felel meg. A komplex potenciálvölgy, illetve komplex hullámszám fellépte pedig egyszerűen komplex törésmutatónak felel meg.

A potenciál alakja tehát a következő lesz :

$$V^{\mathrm{opt}} = V(r)(1 + i\,\zeta(E)) = V(r) + i\,W(r, E)\,.$$

ζ ($\bar{E}$) jellemző itt az abszorbcióra, illetőleg a közbenső-mag alakulására. Természetesen, mint már az előzőekben rámutattunk, $\zeta(\bar{E})$ függ a beeső nukleon energiájától. Mivel azonban $\zeta(\bar{E})$-ről nem tudjuk, hogyan függ E-től, a következőkben egyszerűség kedvéért konstansnak vesszük ; továbbá szintén számítási okokból négyszögpotenciált használunk.

Mielőtt rátérnénk a részletesebb számításokra vizsgáljuk meg, milyen hatáskeresztmetszeteket tudunk meghatározni az új optikai modellel. Egy egyszerű átlagos potenciálvölggyel számolva két hatáskeresztmetszetet tudunk meghatározni : a rugalmas szórás és az abszorbció (reakció), hatáskeresztmeteszetét. Ha az optikai potenciállal számolunk, rugalmas szórás helyett a potenciálszórás hatáskeresztmetszetét kapjuk meg, reakció helyett pedig az abszorpció, illetve a befogás hatáskeresztmetszetét. Könnyen megérthetjük ezt a 10 ábrából. Ha tehát az optikai modellnél kapott



10. ábra: Komplex potenciállal számolva a beeső nyaláb szóródását (potenciál szórás) és abszorpcióját (befogás) kapjuk meg. A közbenső rugalmas szórás is abszorbciónak felel meg az optikai modellben

rugalmas szórási hatáskeresztmetszet átlagát összehasonlítjuk a tapasztalattal, elhanyagoljuk a közbenső rugalmas szórás átlagát. Nagy energiáknál jogos ez, de a rezonancia-energiatartományban hibát okoz.

A számításokat a következő módon végezhetjük el. A Schrödinger-egyenletbe beírva a fenti V^{opt} potenciált, meghatározhatjuk a hullámfüggvényt és abból η^{opt}-ot. Ezzel az η^{opt}-tal megkapjuk $\sigma_{sz}^{\mathrm{opt}}$-t illetve σ_r^{opt}-t. Az új optikai modell állítása az, hogy az ilyen módon meghatározott η^{opt} éppen a Bohr-féle $\bar{\eta}$-gal, vagyis a Bohr-féle modellben szereplő η-nak a több rezonanciára való átlagolás után kapott értékével egyezik meg. Ha ezt az alapfeltevést elfogadjuk, akkor már könnyen megmutathatjuk, hogy $\sigma^{\mathrm{opt}} = \bar{\sigma}_c$ és $\sigma_{sz}^{\mathrm{opt}} = \bar{\sigma}_p$ vagyis akkor már igazolni tudjuk a fenti állításunkat.

Ehhez először is foglalkozzunk részletesen a hatáskeresztmetszetekre való átlagolással. Az átlagolást egy I intervallumra végezzük, ahol $I \gg D$, vagyis sok rezonancia van az I intervallumon belül. Innen

$$\bar{\eta}(E) = \frac{1}{I} \int_{E-\frac{I}{2}}^{E+\frac{I}{2}} \eta(E')\, dE'$$

Fejezzük ki a rugalmas szórás hatáskeresztmetszetének átlagát $\bar{\eta}$-gal :

$$\bar{\sigma}_{sz} = \pi \lambda\!\!\!^{-2} \overline{|1-\eta|^2} = \pi \lambda\!\!\!^{-2} \overline{(1 - 2\,Re\,\eta - |\eta|^2)} =$$
$$= \pi \lambda\!\!\!^{-2} (1 - \overline{|\eta|^2}) = \pi \lambda\!\!\!^{-2} \left[|1-\bar{\eta}|^2 - (|\bar{\eta}|^2 - \overline{|\eta|^2}) \right].$$

Bevezetve a következő jelöléseket :

$$\bar{\sigma}_{ksz} = \pi \lambda\!\!\!^{-2} \left(\overline{|\eta|^2} - |\bar{\eta}|^2 \right),$$
$$\bar{\sigma}_p = \pi \lambda\!\!\!^{-2} |1-\bar{\eta}|^2,$$

azt kapjuk hogy :

$$\bar{\sigma}_{sz} = \bar{\sigma}_{ksz} + \bar{\sigma}_p$$

Hasonló módon meghatározhatjuk a reakció hatáskeresztmetszet átlagértékét is :

$$\bar{\sigma}_r = \pi \lambda\!\!\!^{-2} \left(1 - \overline{|\eta|^2}\right).$$

Innen

$$\bar{\sigma}_c = \bar{\sigma}_r + \bar{\sigma}_{ksz} = \pi \lambda\!\!\!^{-2} (1 - |\bar{\eta}|^2)).$$

Látható, hogy ha $\bar{\eta} = \eta^{\mathrm{opt}}$, akkor $\bar{\sigma}_c = \sigma_r^{\mathrm{opt}}$ és $\bar{\sigma}_p = \sigma_{sz}^{\mathrm{opt}}$-tal, vagyis a fenti kvalitatív meggondolásainkat matematikailag is igazoltuk.

$$V_r^{\mathrm{opt}} = V_0 (1 + i\zeta)$$

potenciállal számolva, a hullámszámra az adódik, hogy

$$K^* = K(+i\varkappa),$$

ahol $\varkappa \sim \frac{1}{2}\zeta$.

Ha a mag nukleonjai között erős csatolást tételezünk fel, ami azt jelenti, hogy az abszorbcióra jellemző komplex potenciál körülbelül megegyezik a valós résszel, vagyis $\zeta \sim 1$, $\varkappa \sim 1/2$, akkor σ_r^{opt}-ra és $\sigma_{sz}^{\mathrm{opt}}$-ra ugyanazt kapjuk, mint $\bar{\sigma}_c$-ra, illetve $\bar{\sigma}_p$-ra, σ_c-t és σ_p-t a közbenső-mag-modell alapján meghatározva és azután átlagolva. Mivel kísérletekből tudjuk, hogy ezek az értékek nem egyeznek meg a tapasztalattal, az erős csatolást elvethetjük. Ha gyenge csatolást tételezünk fel, vagyis ha $\varkappa \ll 1$, akkor a számítások elvégzése után

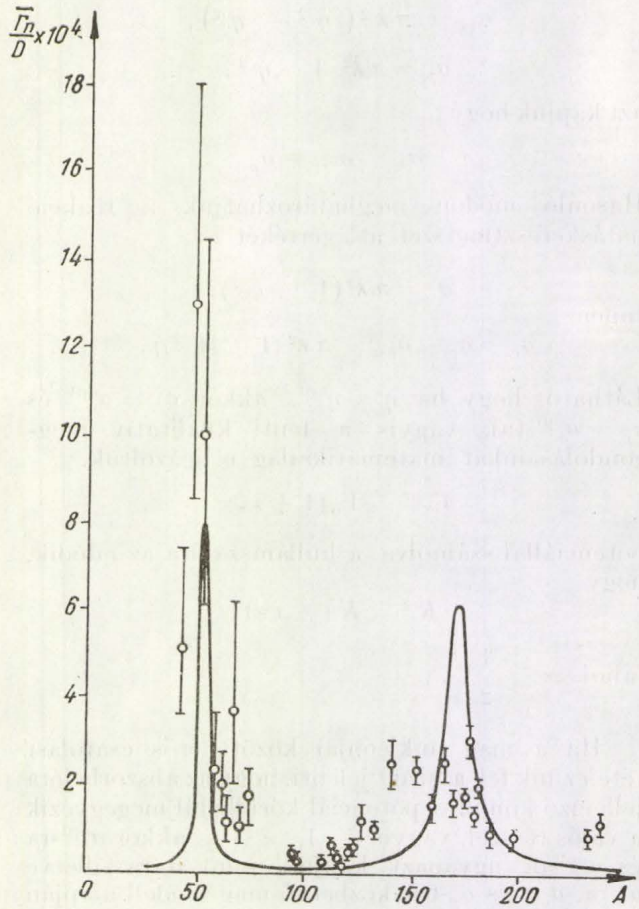
$$\sigma_r^{\mathrm{opt}} = \bar{\sigma}_c = \pi \lambda\!\!\!^{-2} (1 - |\eta^{\mathrm{opt}}|^2)$$
$$\begin{cases} = \pi \lambda\!\!\!^{-2} \dfrac{4k}{K} \dfrac{1}{\varkappa RK} & \text{ha } \cos RK \approx 0 \\ = \pi \lambda\!\!\!^{-2} \dfrac{4k}{K} & \text{ha } \cos RK \neq 0 \end{cases}$$

és

$$\frac{\Gamma_n}{D} = \frac{1}{2\pi} \cdot \pi \lambda\!\!\!^{-2} \frac{4k}{K}.$$

Mivel $\varkappa \ll 1$, $\dfrac{1}{\varkappa RK} \gg 1$, tehát látható, hogy $RK \approx \left(n + \dfrac{1}{2}\right)\pi$ helyeken a reakció hatáskeresztmetszetének értéke nagy az egyéb helyeken felvett értékekhez képest. Ezeken a helyeken lépnek fel az óriásrezonanciák. Igen kis beeső neutron-

energiák mellett ($E \ll V_0$) meghatározták a tömegszám azon értékeit, melyeknél rezonancia lép fel. Az eredmény meglepően jól egyezett a tapasztalattal. A hatáskeresztmetszet maximumai az $A \sim 10$, $A \sim 60$ és $A \sim 160$ ($n = 1, 2, 3$) tömegszámú magoknál vannak. A 11. ábrán a hatáskeresztmetszetre kapott elméleti görbe és a mérési adatok láthatók.



11. ábra: $\overline{\Gamma_n/D}$ értéke kísérletileg és az optikai modell szerint. A számításnál használt paraméterek: $V_0 = 42$ MeV, $R = 1{,}26\, A^{1/3} + 0{,}7$ $\zeta = 0{,}03$

Hasonló módon meghatározhatjuk az optikai modellből a rugalmas szórás hatáskeresztmetszetét:

$$\sigma_{sz}^{opt} = 4\pi a^2,$$

ahol

$$a \to R \pm R \qquad \text{ha} \cos KR \approx 0$$

$$a \to R \pm \frac{R}{RK} \ll R \qquad \text{ha} \cos KR \neq 0$$

Az óriásrezonanciahelyektől távol tehát a hatáskeresztmetszet megegyezik a Bohr-féle elmélet alapján várható $4\pi R^2$-értékkel, azok közelében azonban értéke egészen más lesz.

Az optikai modell alapján végzett számítások elég jól egyeztek a tapasztalattal kis energiák esetén, ha $\zeta = 0{,}03$. Természetesen nagyobb energiáknál ζ értéke más lesz ($\sim 0{,}15$ 30 *MeV* körüli energiáknál).

Direkt ütközések

Természetesen a kísérleti adatok nem csak a fent leírt óriásrezonancia-szerkezetben térnek el a közbenső-mag-modelltől. Hamarosan megállapították, hogy ha a neutron be is hatol a magba, és a beeső neutronhullám abszorbeálódik is az optikai modell szerint, az még nem jelenti azt, hogy közbenső-mag alakul ki. Az utóbbi években a kísérleti jelenségek magyarázatánál egyre nagyobb szerephez jutott a direkt ütközések elmélete.

A direkt ütközések elméletének kiindulása a következő: a szabad-úthossz a magban nem olyan kicsi, hogy kialakuljon egy közbenső mag, de nem is olyan nagy, hogy a beeső nukleon egyáltalán ne szenvedjen ütközést. A beeső nukleon behatol a magba, ott ütközik a mag egy másik nukleonjával és ütközés után a két nukleon közül valamelyik további ütközések nélkül közvetlenül kilép a magból. Természetesen a direkt ütközések révén kilépő nukleonok energiaspektruma lényegesen különbözik az elpárolgó nukleonok energiaspektrumától. Párolgásnál, amikor a nukleon kilépéséhez szükséges energia statisztikus ingadozások révén koncentrálódik, a kilépő nukleonok energiája általában jóval kisebb, mint a beeső nukleon energiája. A direkt ütközések során kilépő nukleonok energiája nem sokkal kisebb, mint a beső nukleonoké. Ha tehát kísérleteknél azt tapasztaljuk, hogy a kilépő részek energiaspektrumában a nagy energiájú részek száma jóval nagyobb, mint ahogy a közbenső-mag-modell azt előírja, akkor ez a direkt ütközések felléptét bizonyítja. Egy másik, döntőbb bizonyíték a direkt ütközések fontosságára a kilépő nukleonok szögeloszlása. Meghatározhatjuk, hogy a kilépő nukleonok a beeső nukleon irányához képest milyen szög alatt jönnek ki. Elméletileg a közbenső-mag-modell szerint a magspintől függően izotróp vagy legalábbis 90° körül szimmetrikus szögeloszlást várnánk, a direkt ütközések alapján viszont nagyfokú előre-szórást. A tapasztalat ezen utóbbit bizonyítja, a beeső nukleon irányához képest kis szög alatt sokkal nagyobb valószínűséggel lépnek ki részecskék, mint nagy szög alatt.

Egy a, b reakció $\sigma(a, b)$ hatáskeresztmetszete a direkt ütközések elmélete alapján

$$\sigma(a, b)_{dir} = \int_0^{E+Q} \left(\frac{d\sigma(a, b)}{d\varepsilon} \right) d\varepsilon,$$

vagyis a teljes hatáskeresztmetszetet úgy kapjuk meg, ha az adott energiával kijövő részek hatáskeresztmetszetét integráljuk a lehetséges energiaértékekre. Ha a bemenő nukleon energiája E és $Q = S_a - S_b$, ahol S_a az a részecske kötési energiája a magban, S_b a b-részecskéé, akkor a kijövő részecske legnagyobb maximális energiája $\varepsilon_{max} = E + Q$ vagyis $Q - \varepsilon_{max}$-ig kell integrálni. A következőkben a $\frac{d\sigma(a, b)}{d\varepsilon}$ differenciális hatáskeresztmetszetet kell tehát meghatároznunk.

Egy részecske akkor lép ki direkt ütközés során ε energiával a magból, ha először a bejövő részecske és a mag egy nukelonja ütközése után az egyik nukleon energiája éppen $E' = \varepsilon + V_0$, ahol V_0 a magpotenciál, azután pedig az E' energiájú részecske további ütközés nélkül eljut a mag felületéhez. Innen tehát

$$\frac{d\sigma(a,b)}{d\varepsilon} = \frac{d\sigma(a,b)}{dE'} \cdot \Phi(\varepsilon).$$

$\frac{d\sigma}{dE'}$, azon folyamat hatáskeresztmetszete, amelynél a bejövő nukleon és a mag egy nukleonja ütközése után az egyik nukleon energiája éppen E', $\Phi(\varepsilon)$ pedig annak a valószínűsége, hogy egy E' energiájú nukleon további ütközés nélkül eljut a mag felületéhez és átjut a potenciálkorláton. Egy $\sigma(n, p)$ folyamat esetén például

$$\frac{d\sigma}{dE'} = \sigma_c(n) \frac{\varrho_p \left(\frac{d\sigma}{dE'}\right)_{n,p}}{\varrho_p [\alpha x(p_1)]_{n,p} + \varrho_n [\alpha x(p_1)]_{n,n}}$$

$\sigma_c(n)$ itt a neutronbefogás hatáskeresztmetszete, ugyanis a direkt ütközés csak akkor következhet be, ha a neutron bejutott már a magba. A hányados annak a valószínűségét adja meg, hogy a behatoló neutron éppen egy protonnal ütközik és ütközés után a proton energiája E'. ϱ_p a proton, ϱ_n a neutronsűrűség a magban, $\left(\frac{d\sigma}{dE'}\right)_{n,p}$ egy szabad neutron-proton-ütközés hatáskeresztmetszete, ahol a proton ütközés utáni energiája E', $[x(p)]_{n,p}$ és $[x(p)]_{n,n}$ egy olyan proton-neutron-, illetve neutron-neutron-ütközés teljes hatáskeresztmetszete, amikor a beeső részecske impulzusa éppen P és az ütközés utáni energia tetszésszerinti lehet. Az α tényező a Pauli-elv miatt lép fel, ugyanis azok az ütközések tiltva vannak, ahol az ütközés után a nukleonok energiája megegyezik a mag egy másik neukleonja energiájával.

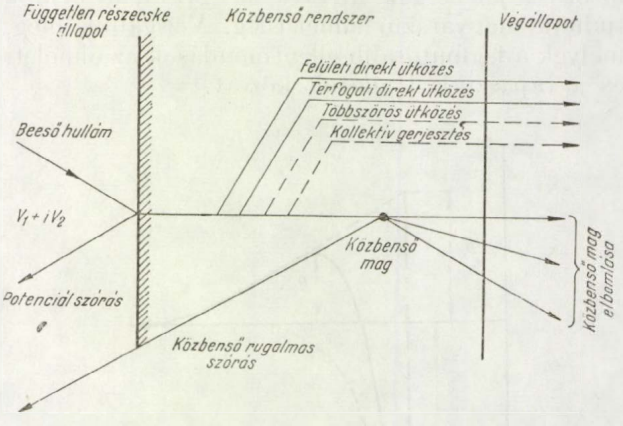
A teljes hatáskeresztmetszet ismeretéhez $\Phi(\varepsilon')$-t kell még meghatározni. Ha feltételezzük, hogy az ütközés a magon belül történt valahol, megmutatható, hogy egy nukleonnak átlagosan $0{,}75R$ távolságot kell megtenni egy R sugarú magban, míg a felületre ér. Ha $\lambda(E')$ az E' energiájú nukleon szabad úthossza, akkor annak a valószínűsége, hogy a nukleon x távolságot megtegyen ütközés nélkül, $e^{-x/\lambda}$. Az E' energiájú nukleon tehát $e^{-\frac{0{,}75R}{\lambda(E')}}$ valószínűséggel jut el a mag felületére további ütközés nélkül. $\Phi(\varepsilon')$-t úgy kapjuk tehát meg, ha ezt megszorozzuk még a potenciálkorlát áteresztőképességével, vagyis

$$\Phi(\varepsilon') = T \cdot e^{-\frac{0{,}75R}{\lambda(E')}}$$

ahol $T(E)$ a potenciálkorlát áteresztőképessége. Neutronok esetén $T = 1$ és protonok esetén. $T = \frac{\sigma(p)}{\sigma(n)}$. Ilyen módon meghatározhatjuk a direkt ütközések hatáskeresztmetszetét. A pontos számítások csak numerikusan végezhetők el és rendkívül fáradságosak.

Közbenső rendszer

Nem a direkt ütközés az egyedül elképzelhető folyamat a közbenső-mag alakuláson kívül, amely végbemehet a magban. Számos más elképzelés van arra vonatkozóan, hogy mi történik a magban, miután a bombázó nukleon behatolt. Először is a fent tárgyalt térfogati direkt ütközésen kivül (amikor az ütközés a mag egész térfogatában



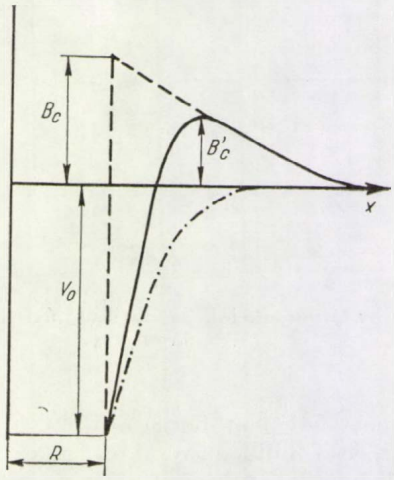
12. ábra: Magreakciók sematikus áttekintése (Weisskopf)

végbe mehet) felléphet felületi direkt ütközés is. amikor a beeső nukleon csak a mag felületén levő nukleonokkal ütközhet. Mivel a felületen levő nukleonok energiája nagyobb, mint a beljebb levőké, a felületi ütközések hatáskeresztmetszete és a kijövő részek energia-, illetve szögeloszlása lényegesen különbözik a térfogati ütközésektől. Elképzelhető azonkivül az is, hogy a nukleonok nem az első, hanem a második, vagy harmadik ütközés után lépnek ki a magból, valamint, hogy a beeső nukleon energiája hatására nem az egyes nukleonok energiája lesz nagyobb a magban, hanem az egész mag együttesen gerjesztődik és a mag egy folyadékcsepphez hasonlóan rezegni kezd. Ezt az utóbbi gerjesztési módot kollektív gerjesztésnek hívjuk.

Összefoglalóan a magreakciók elméletéről a következőket mondhatjuk. Egy adott energiájú részecske-nyalábbal bombázzuk a magot. A részecske-nyaláb egy része szóródik a magon (potenciálszórás), más része behatol a magba (befogás). A potenciálszórás és a befogás átlagos hatáskeresztmetszetét jól leírja az új optikai modell. A magon belül, ha a részecske behatolt, közbenső rendszer alakul. Ez a közbenső rendszer különböző módokon bomolhat el: direkt ütközésekkel, kollektív gerjesztés révén, bizonyos valószínűséggel pedig közbenső-mag alakul, ami aztán párolgással bomlik el. A magreakciók különböző fokozatai jól láthatók a 12. ábrán.

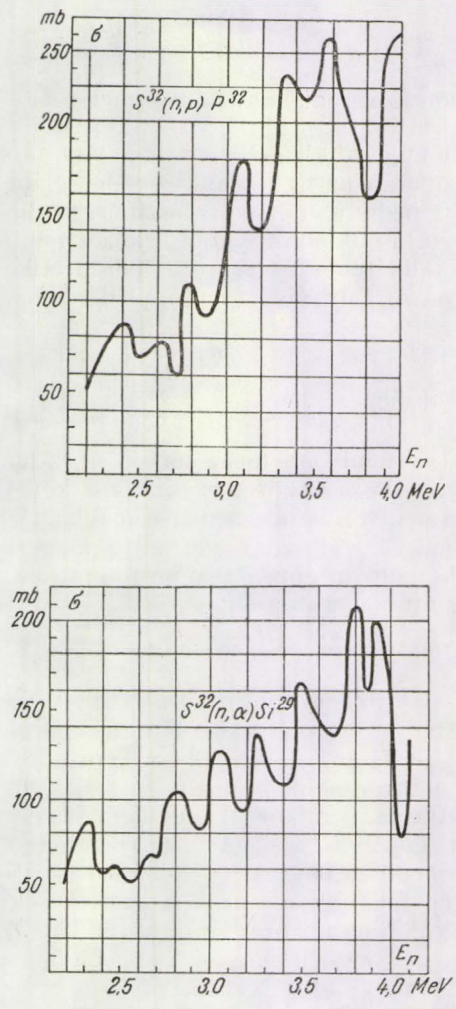
Elméleti és tapasztalati adatok összehasonlítása

Az elmondottakból láthatjuk, hogy a közbenső rendszer igen sokféle módon bomolhat el és nem sokat tudunk mondani ezeknek a bomlásoknak a viszonyáról. Ilyen módon egyáltalán nem várható az elméleti és tapasztlati adatok között kvantitatív egyezés. Meglepő tehát, hogy egyes hatáskeresztmetszeteket mégis kvantitatíve is milyen jól tudunk magyarázni (pl. a neutron-szórás teljes keresztmetszetét az új optikai modell alapján). Sajnos azonban más hatáskeresztmetszeteknél (pl. a reakció hatáskeresztmetszeteknél) nemcsak kvantitatív, kvalítatív egyezés sincs, sőt vannak bizonyos jelenségek, amelyeket egyáltalán nem is tudunk magyarázni elméletileg. Vizsgáljuk meg, melyek a legfontosabb ellentmondások az elméleti és a tapasztalati adatok között.



13. ábra: A diffúz magpotenciál sematikus ábrázolása. A folytonos görbe a $V(r) = V_n(r) + V_c(r)$ diffúz magpotenciált jelenti [$V_n(r) = -V_0\left[1 + e^{\frac{r-R}{a}}\right]^{-1}$ a nukleáris potenciál, $V_c(r) = \frac{zz'e^2}{r}$ a Coulomb potenciál], a szaggatott görbe a négyszögpotenciállal számolt potenciálkorlátot ábrázolja. Látható, hogy a Coloumb-gát B_c'-ről B_c-re csökkent.

1. Töltött részek nagyobb számban lépnek ki a magból, mint ahogy azt várni lehetne. A közbenső-mag-modellnél megmutattuk, hogy $\frac{\sigma_{(p)}}{\sigma_{(n)}} \sim e^{-V/T}$. A tapasztalat szerint azonban $\frac{\sigma_{(p)}}{\sigma_{(n)}}$ sokkal nagyobb ennél és főleg $\frac{\sigma_{(a)}}{\sigma_{(n)}}$ sokkal nagyobb az elméletileg várható értéknél. Ha lekerekített magpotenciállal számolunk (lásd 13. ábrát), már jobb eredményeket kapunk, de még mindig távol állunk attól, hogy a hatáskeresztmetszet-viszonyokat, magyarázni tudjuk. Különösen érthetetlen, hogy különböző céltárgyakat 2—3 *MeV*-os neutronokkal bombázva is jelentős $\sigma(n, p)$, $\sigma(n, a)$ hatáskeresztmetszeteket kaptak. Ezt elméletileg egyáltalán nem lehet magyarázni (lásd 14. ábrát). A kilépő töltött protonok jelentős részének energiája általában a legtöbb n,p reakciónál kisebb, mint ahogy a Coloumb-gát megengedné. (A Coulomb-gáton ugyanis csak olyan részecske tud áthatolni, amelyiknek az energiája nem sokkal kisebb, mint a Coloumb-gát, lásd 15. ábrát.)

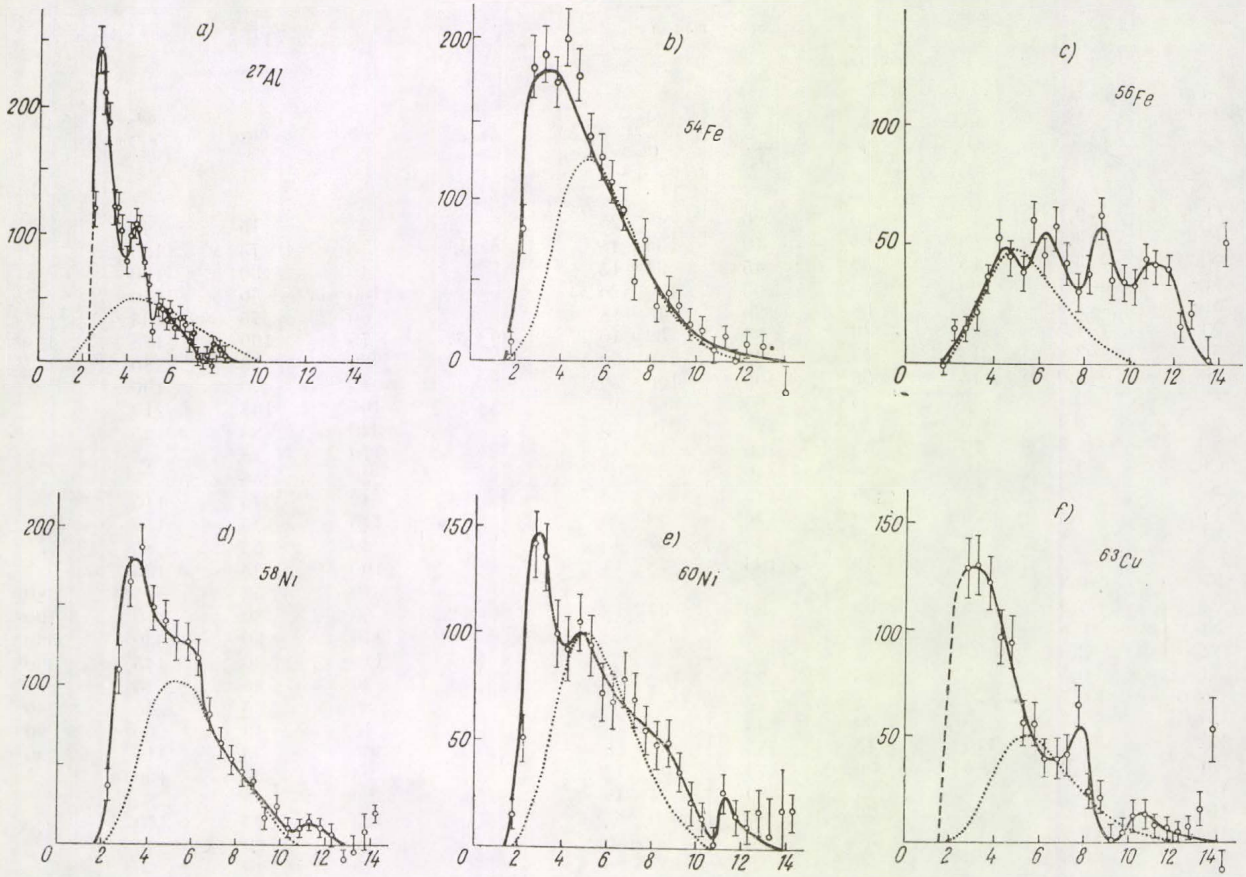


14. ábra: a) $S^{32}(n,p)P^{32}$ folyamat hatáskeresztmetszete. *b)* $S^{32}(n,a)Si^{29}$ folyamat hatáskeresztmetszete (Huberék mérése).

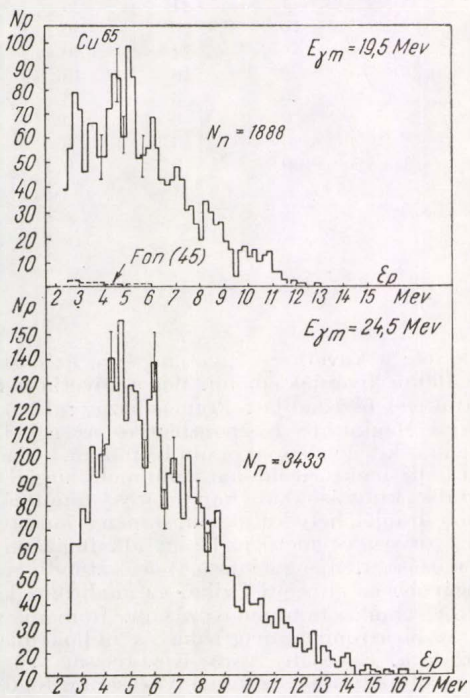
2. A szögeloszlás nem izotróp, de a direkt ütközésekkel sem lehet teljesen megmagyarázni

3. A kijövő részek energiaeloszlás-görbéje nem sima, hanem több maximuma van, sőt a legújabb mérések már szinte arra mutatnak, hogy a mérések pontosságával egyre több maximumot találnak (16. ábra). Ilyen nem-sima görbét sem a párolgás, sem a direkt ütközések elmélete alapján nem várhatunk.

4. A teljes befogás, illetve szórás hatáskeresztmetszetéről megállapítottuk, hogy kétféle rezonanciaszerkezetet is mutat : a 10—100*eV* szélességű finom rezonanciákat és a ½—2*MeV* szélességű óriás rezonanciákat. A legújabb tapasztalati adatok azonban azt mutatják, hogy ha a közbenső rendszer gerjesztési energiája kb. 8—10 *MeV*,



15. ábra: Protonok energiaeloszlása. A szaggatott görbe a párolgás elmélet alapján van számolva (Allan mérése).



16. ábra: ∂, p reakcióknál protonok energiaeloszlása.

fellép még egy harmadik rezonancia szerkezet is, ahol a rezonanciák szélessége egy-két tized *MeV* (14. ábra)

5. A különböző folyamatok teljes hatáskeresztmetszetei egyes magoknál nagyon eltérnek az elméletileg számolt adatoktól (A II. táblázatban elméleti és tapasztalati adatokat hasonlítunk össze.)

A fentiekből látható, hogy a magreakciók elmélete az utóbbi 15—20 évben jelentős fejlődésen ment át. Természetesen az igen jelentős eredmények mellett is a tapasztalati adatok egy részét egyáltalán nem tudjuk magyarázni. Reméljük, hogy az elkövetkezendő évek kutatásai a kísérleti technikában és a magreakciók elméletében is további eredményeket hoznak és ezáltal közelebb kerülünk ahhoz, hogy ezeket a jelenségeket is magyarázni tudjuk és így az atommag szerkezetét közelebbről megismerjük.

Németh Judit
Központi Fizikai Kutató Intézet

IRODALOM

6. V. H. Feshbach, C. Porter és V. F. Weisskopf, Phys. Rev. *90* 448 (1954)
G. Brown és M. Muirhead, Phil Mag. *2* 473 1957.

II. táblázat * Allan mérése; ** Armstrong és Rosen mérései.

Elem	Q MeV-ben	$\sigma(n, p\gamma)$ mb-ban					$\sigma(n, p\gamma) + \sigma(n, pn)$ mb-ban			
		számolt értékek			mért értékek		számolt értékek			Kisérlet
		közb. σ_p	dir. σ_p	közb. σ_p + dir. σ_p	Paul és Clarke	Forbes	közb. σ_p	dir. σ_p	közb. σ_p + dir. σ_p	
O	—9,4	15	5	20	49±25		25	15	40	
F	—3,7	15	25	40	135±45		45	75	120	
Na	—3,4	15	30	45	34±15		40	90	130	
Mg	—4,7	160	45	205	190±20		160	50	210	
Mg	—2,9	60	60	120	45±18		60	75	135	
Al	—1,9	25	40	65	52±10	80±5	75	100	175	140*
Si	—3,8	215	45	260	220±50		230	50	280	
Si	—3,0	45	55	100	100±30		45	60	105	
P	—0,7	30	35	65	64±10	90±10	105	105	210	
S	—0,9	170	50	220	370±50		340	85	425	
S	—4,3	70	30	100	85±45		110	45	155	
Cl	—3,5	10	30	40	33±6		20	55	75	
K	—1,8	10	35	45	80±30		40	75	115	
Ti	—3,1	100	30	130	93±30		115	35	150	
V	—1,4	10	30	40	27±4		30	55	85	
C	—3,0	75	30	105	78±11		100	35	135	
Fe	+0,3						540	55	595	580*
Fe	—2,9	60	30	90	97±12	124±12	80	30	110	190*
Ni	+0,6						470	60	530	530*
Ni	—2,0						115	30	145	300*
Ni	—0,5	40	45	75	182±30		30	45	75	
Cu	+0,7						80	65	145	280*
Cu	—1,3	5	30	35		19±4	15	45	60	80*
Zn	+0,2	110	45	155	386±60		360	55	415	590**
Zn	—1,9	45	30	75	100±17		95	35	130	
Ga	—0,1	5	25	30	24±18		30	55	85	
Ge	—1,0	60	30	90	130±65		135	35	170	
Ge	—3,2	10	20	30	65±30		20	20	40	
Ge	—0,6	6	30	36	137±68		20	40	60	
As	—0,4	3	30	33	12±2		15	45	60	
So	0,0	5	20	25	45±23		25	25	50	
Sr	—4,4	2	9	11	18±3		3	9	12	
Zr	—1,4	20	20	40	250±100		30	25	55	
Zr	—4,6	0,3	6	6	10±5		1	9	10	
Mo	—1,3	2	20	22	108±54		3	21	24	
Ru	—0,7	3	22	25	2±1		1	21	25	
Pd	—1,5	6	17	23	132±66		10	20	30	
Pd	+0,2	4	25	29	740±520		6	24	30	10**
I	0,0	1	16	17	230±140		2	16	18	
Ba	—4,1	0	3	3	6±2		0	3	3	
La	—1,5	0	9	9	6±2,5		0	9	9	
Ti	—1,0	0	3	3	3±1,5		0	3	3	
Pb	—4,2	0	0,3	0,3	1±1		0	0,3	0,3	

KÜLFÖLD HÍREI

Sterling Cole, a Nemzetközi Atomenergia-Ügynökség vezérigazgatója egy Genfben tartott sajtókonferencián közölte, hogy a tagállamok eddig mintegy 200 ösztöndíj felajánlását jelentették be magfizikai és magtechnikai szakemberek képzése céljából. A Szovjetunió 25 diák számára ajánlott fel 5—6 éves tanulmányokra szóló ösztöndíjat. A leningrádi egyetemen a magfizika és a radioaktiv ásványok geológiája, a leningrádi politechnikai intézetben a kísérleti fizika és az izotópszétválasztás, Moszkvában a radioaktiv anyagok technológiája, atomerőművek tervezése és a kísérleti fizika anulmányozására van lehetőség. Ezenkívül a Szovjetunió az 1958/59 évben az Atomenergia-Ügynökség tagállamaiból 20 szakember számára teszi lehetővé, hogy 3-6 hónapos szaktanfolyamon vegyenek részt ösztöndíjjal. Az USA 1958/59-re 20 ösztöndíjat ajánlott fel; a következő egyetemi évre az ösztöndíjak számát 100-ra kívánják emelni. Még a következő államok ajánlottak fel ösztöndíjat. Franciaország: 12 ösztöndíj a saclay-i Magkutató Központban és az egyetemeken rendezendő kilenchónapos tanfolyamokra. Olaszország 10 ösztöndíj reaktortechnikai, uránmetallurgiai és fundamentális kutatásokkal kapcsolatos tanulmányokra, valamint uránlelőhely-kutatásra. Japán: 7 ösztöndíj az izotópok orvosi és mezőgazdasági alkalmazásainak tanulmányozására. Lengyelország: 5 ösztöndíj a kozmikus sugárzás, az elméleti fizika, az analitikus kémia és a reaktortechnika tanulmányozására. Románia: 5 ösztöndíj az elektronika, magfizika és radiokémia tanulmányozására. Egyesült Arab Köztársaság: 6 ösztöndíj az izotópkutatás tanulmányozására. Jugoszlávia: 5 ösztöndíj az atomenergiával foglalkozó jugoszláv intézetekben végzendő tanulmányokra. (Atom Industry)

TÁRSULATUNK EZÉVI KÖZGYŰLÉSE

Többéves intervallum után 1958. június 26. és 28. között tartotta meg Társulatunk rendes tisztújító közgyűlését Budapesten, a Társulat székházában.

A közgyűlés kapcsán előadássorozatot is rendeztünk, amelyen magyar kutatók néhány széleskörű érdeklődésre számottartó eredményről, illetve a hazai fizikustársadalmat érintő problémáról számoltak be. Külön nevezetes eseménye volt a Közgyűlésnek, hogy megjelent körünkben a hazánkban járt *C. V. Raman* professzor, a Nobel-díjas hindú fizikus és *A. Büchner* német testvéregyesületünk titkára.

Az elhangzott előadások a következők voltak:

Gyulai Zoltán: Elnöki megnyitó

Novobátzky Károly: Mi a foton ?

Jánossy Lajos: A kvantummechanika alapproblémái a lipcsi kongresszus tükrében

Pál Lénárd: Szerves hűtőközegű reaktorról

Makai Lajos: A fizikatantárgy néhány tartalmi problémája

Fenyves Ervin: Nagyenergiájú magkölcsönhatások vizsgálata a fotoemulziós technika technika segítségével

Mátrainé Zemplén Jolán: Pósaházi János, az első magyarországi természetfilozófia (Philosophia Naturalis 1667) szerzője

Kovács István: Molekulaspektrumok multiplett termjei

Társulatunk Választmányának felkérésére hosszabb előadást tartott a Közgyűlés kapcsán a magyar értelmiség helyzetéről és a Magyar Szocialista Munkáspárt értelmiségi politikájáról *Orbán László* elvtárs, az MSZMP kulturális osztályának vezetője. Az elmondottak élénk visszhangot váltottak ki a magyar fizikusok körében. Orbán László előadása különösen jelentőségteljes volt számunkra azért, mert abban az időben hangzott el, amikor az értelmiség problémái az érdeklődés előterébe kerültek és amikor Pártunk is fokozott figyelemmel fordult e problémák tisztázása, megoldása felé.

A Közgyűlés hivatalos részét *Gyulai Zoltán*, Társulatunk elnöke nyitotta meg. A közgyűlés számos nevezetes határozatot hozott.

A Társulat utolsó közgyűlése óta végzett munkájáról *Szigeti György*, Társulatunk főtitkára számolt be. A beszámolót a Közgyűlés vita után elfogadta.

A Közgyűlés foglalkozott a Fizikai Szemle helyzetével is. Örvendetes, hogy lehetőség nyílt a terjedelem növelésére (évente 6 helyett 10 szám), de sajnálatos, hogy az egyes számok késve jelennek meg. A szerkesztőség időben összeállítja az egyes számok anyagát, bőven el van látva cikk-anyaggal, de a Társulat nem adhat utasítást a Kiadónak. Ezért — elsősorban a nyomda túlterheltsége miatt — a megállapodásszerű két hónap helyett nem egyszer négy-öt hónap telik el a Fizikai Szemle nyomdábaadása és megjelenése között.

Az MTESZ Végrehajtóbizottságának megbízásából *Lengyel Sándor* üdvözölte a Közgyűlést.

Jánossy Lajos beterjesztette a Közgyűlés elé a Társulat új alapszabálytervezetét, amelyet a Közgyűlés vita után több módosítással elfogadott. Az alapszabályok szövegét a társulati tagoknak szétküldöttük.

A Közgyűlés egyhangú javaslatot fogadott el, amelyben a magyar fizikusok felemelik szavukat az atomfizika eredményeinek aljas háborús célokra való felhasználása ellen és csatlakoznak a világ haladó tudósainak atombomba-kísérletek egyetemes betiltását követelő mozgalmához. A határozat teljes szövegét lapunk szintén közli.

A Közgyűlésen került sor az 1958 évi Bródy Imre és Schmid Rezső díjainak kiosztására. E díjakkal Társulatunk minden évben kitünteti az elmúlt időszakban kiemelkedő tudományos eredményeket elért fiatal magyar fizikusokat. A Társulat akadémikus tagjaiból alakult bizottság javaslata alapján a következők részesültek a 3000—3000 Ft-os kitüntetésben: A Bródy Imre díjat az abszorpciós spektroszkópia terén elért eredményeikért *Gombay Lajos és Láng László*, a Schmid Rezső díjat a gyorsítóberendezésekkel végzett kísérleti magfizikai kutatásaikért *Erő János* és *Keszthelyi Lajos* tagtársunk nyerte el.

Végül sor került a Társulat új vezetőségének megválasztására. Az alapszabályban rögzített módon a Társulat vidéki csoportjainak elnökei, továbbá a Fizikus Főbizottság titkára is hivatalból tagjai a Társulat elnökségének. (Ezidőszerint: Budó Ágoston, Szalay Sándor, Darvas Andor, Jeges Károly, továbbá Tarján Imre.) Az újonnan megválasztott vezetőség a következő: A leadott szavatok száma: 91.

Elnökség:

Tiszteletbeli elnök: Novobátzky Károly (közfelkiáltással).

Elnök: Gyulai Zoltán 91 szavazat. (Továbbiak az egyhangú szavazás eredményét nem tüntetjük fel.)

Alelnökök: Kónya Albert 67, Vermes Miklós 90, szavazat. (Szavazatot kapott még Szigeti György 18, Gombás Pál 2, Jánossy Lajos 2, Pál Lénárd 1, Szalay Sándor 1.)

Főtitkár: Szigeti György 66 szavazat. (Szavazatot kapott még Kónya Albert 25.)

Főtitkárhelyettesek: Hoffmann Tibor 90, Nagy László 89 szavazat. (Szavazatot kapott még Boros János 1, Fenyves Ervin 1, Pócza Jenő 1.)

Főszerkesztő: Marx György 90 szavazat. (Szavazatot kapott még Fényes Imre 1.)

Felelős szerkesztő: Turi Istvánné.

Pénztáros: Groma Géza.

Számvizsgáló bizottság elnöke: Haiman Ottó.

Titkár: Dobos Lajos.

Elnökség: Bodó Zalán, Boros János, Gombás Pál, Jánossy Lajos 89 szavazat, Kovács István 89, Nagy Elemér 90, Pál Lénárd 89, Pócza Jenő, Tarnóczy Tamás 90, Varga Zoltán 90 szavazat. (Szavaztot kapott még: Makai Lajos 1, Náray-Szabó István 1, Orbán György 1, Sasvári Kálmán 1, Simonyi Károly 1, Tarján Rezső 1.)

Választmány:

Antal János, Aujeszky László, Ács Ernő 69, Ádám András 90, Aczél Istvánné 90, Bayer István 90, Bozóky László, Budincsevits Andor 90, Bukovszky Ferenc, Csekő Árpád, Doktorits István 90, Domokos Gábor 90, Dukáti Ferenc 87, Egyed László, Erő János, Fenyves Ervin, Fényes Imre, Gaál Honóra, Gáspár Rezső, Gergely György, Gombay Lajos, Györgyi Géza, Horváth János, Huszka Erőnné, Keszthelyi Lajos 89, Kiss Dezső, Kőműves Frigyes 80, Kulin György, Láng László, Levius Ernő, Makai Lajos, Madas László, Mátrai Tibor 90, Morlin Zoltán, Nárayné Ziegler Mária 89, Nagy János (Debrecen), Orbán György 90, Öveges József, Sasvári Kálmán 90, Siklós Tivadar 82, Somogyi Antal, Svékus Olivér, Szabó Ferenc 90, Szabó János, Szalai László, Szalkay Ferenc, Szimán Oszkár, Tóth Lajos (Debrecen), Turchányi György 90, Ujhelyi Sándor. (Szavazatot kapnak még: Kunfalvi Rezső 1, Nagy Károly 2, Zimonyi Gyula 1, Zsoldos Lehel 1.)

Alapszabály szerint a Társulat választmányának tagjai a vidéki titkárok.

BRÓDY ÉS SCHMID DIJASAINK

Az 1958. évi Schmid Rezső díjat *Láng László*, a kémiai tudományok kandidátusa, a MTA Központi Fizikai Kutató Intézetének osztályvezetője és *Gombay Lajos*, a fizikai tudományok kandidátusa a Szegedi Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Intézetének docense kapta.

Láng László iskoláit Szegeden végezte, egyetemi tanulmányait 1944-ben fejezte be. Ezután négy évig a szegedi Tudományegyetemen, majd három évig a Műszaki Egyetemen dolgozott (Sopronban, ill. Budapesten), 1951 óta munkatársa a KFKI-nak. Tudományos szakterülete az abszorpciós spektroszkópia, ebből a tárgykörből írta bölcsészdoktori értekezését (1946), ill. tanári szakdolgozatait (1948). Két, egyéb területről írt publikációján kívül 18, abszorpciós spektroszkópiával foglalkozó cikke jelent meg magyar és külföldi folyóiratokban, s ugynebből a tárgykörből 12 tudományos előadást tartott, ezek közül hármat külföldi kongresszusokon.

Részletesen az angulárisan kondenzált aromás vegyületek ultraibolya színképével foglalkozott, egészen a legutóbbi időkig; modellvegyületként a fenantrént választva. Az ilyen típusú vegyületeknél az abszorpciós sávok helyzetére vonatkozó kvantummechanikai számítások eredményei lényegesen eltértek a kísérleti adatoktól. Láng László és munkatársai sikeresen kimutatták, hogy az egyezés hiányát kísérleti hibának kell tulajdonítani. A nagy pontossággal elvégzett mérések ugyanis azt igazolták, hogy a fenantrén színképének egyik sávja, amelyre a fényabszorpció mechanizmusának eddigi elmélete épült, szennyezéstől ered. Bebizonyították, hogy az ilyen jellegű sávok fellépése más hasonló típusú vegyületeknél is igen kis mennyiségben jelenlevő, szerkezeti (lineárisan kondeznált) izomérnek tulajdonítandó. Eredményeik alapján Láng László a fényelnyelés mechanizmusára olyan elméletet dolgozott ki, amely helyesen interpretálja a kísérleti adatokat, másrészt összhangban áll a kvantummechanikai elméleti módszerekkel. A szennyezés kimutatására egy új, rendkívül érzékeny spektroszkópiai módszert kísérletezett ki, amelynek segítségével összehasonlító sztenderdek nélkül lehet egy színképsáv hovatartozását eldönteni.

Tudományos munkássága elismeréseül a Magyar Népköztársaság Elnöki Tanácsa 1952-ben a Népköztársasági Érdemérem ezüst fokozatával tüntette ki. 1952 óta az Eötvös Loránd Fizikai Társulat választmányi tagja, ezenkívül részt vesz az MTA több szakbizottságának munkájában.

Gombay Lajos 1939-ben fejezte be egyetemi tanulmányait a szegedi egyetemen. Egyetemi doktorátusának megszerzése után 1950-ig, néhány év megszakítással, középiskolai tanárként működött. Eközben két évet töltött Ostwald professzor mellett Lipcsében, majd Pohl professzor mellett Göttingában. A szegedi egyetem 1947-ben magántanárrá habilitálta a fényelektromosságtan tárgyköréből, 1950-ben nevezték ki a szegedi Kísérleti Fizikai Intézet docensévé. Tudományos munkássága a zselatinalapú festékfoszforok és a félvezetők elektromos és fotoelektromos tulajdonságainak vizsgálatára irányul.

A Kolloid Zeitschriftben és az Acta Chemica et Physicaban közzétett, régebbi dolgozataiban főleg a festékfoszforok vezetőképességének és a külső fényelektromos hatásnak a festékkoncentrációtól és a hőmérséklettől való függésével foglalkozott; a foszforok félvezető jellegével kapcsolatosan pedig megállapította, hogy ezek vegyes vezetést mutató félvezetőlknek tekinthetők. Fröhlich professzorral együtt elért eredményei közül, a festékfoszforok emissziójának, bizonyos kísérleti körülményektől függő negatív polározottságára vonatkozó felismerése jelentős, ez megerősíti a Perrin—Jablonski-féle elméletet, ill. bizonyos vonatkozásokban, a foszforeszcencia centrumhoz rendelt abszorpciós és emissziós oszcillátorok közti szög hőmérséklettől függő változásának feltételezésével, kiterjeszti annak használhatósági körét.

1950 után főleg a kadmiumszulfid félvezető-rétegek új előállítási módjaival, a szennyezett kadmiumszulfid és ólomszelenid fényelektromos tulajdonságainak vizsgálatával, továbbá a vegyes félvezetők töltéshordozói koncentrációjának és mozgékonyságának meghatározásával ért el értékes eredményeket. Az ezen a területen végzett munkájáról számos dolgozatban, valamint a fizikus vándorgyűléseken tartott előadásaiban számolt be. Különösen figyelemreméltók azok az eredmények, amelyeket a mikrokristályos szerkezetű félvezetőrétegek fotoelektromos tulajdonságainak vizsgálata terén ért el.

*

Az 1958. évi Bródy Imre díjat *Erő János*, a fizikai tudományok kandidátusa, a KFKI osztályveezetője és *Keszthelyi Lajos*, a fizikai tudományok kandidátusa nyerte el.

Erő János a Műszaki Egyetem Villamosmérnöki Karát 1950-ben végezte el. Az oklevél megszerzése után a Tudományegyetem Fizikai Intézetében dolgozott, majd magfizikából aspiráns lett. Kandidátusi munkája keretében Sopronban ionforrásokkal kezdett foglalkozni, kidolgozta az ionösszetétel és energiaspektrum mérésének módját, majd meghatározta a nagyfrekvenciás ionforrás energiaspektrumát. Kimutatta, hogy az energiaspektrum inhomogenitása a statikus energiaszóráson kívül egy nagyfrekvenciás szórást is tartalmaz. Simonyi Károly munkatársaként részt vett a nagyfeszültségű gyorsítóberendezések építésében és 1951-ben Magyarországon elsőként hoztak létre magreakciót mesterségesen

gyorsított részecskékkel. A reakciók során detektálták a $Li^7(p, \gamma)Be^8$ reakció rezonancia-gammasugarait. (A kísérlethez használt Van de Graaff generátor átépítés után jelenleg a Központi Fizikai Kutató Intézet Atomfizikai Osztályán elektrongyorsítóként működik.)

Keszthelyi Lajos a tudományegyetemen szerezte meg a matematika-fizika szakos tanári diplomát 1950-ben. Egyetemi tanulmányai befejezése után tanársegédnek nevezték ki a Kísérleti Fizikai tanszékre. 1952-ben aspiráns lett Faragó Péter mellett. Témája a szcintillációs számlálók hazai kidolgozása és velük való mérések voltak. Keszthelyi Lajos kísérletei indították el a szcintillációs részecskeszámlálás magyarországi alkalmazását.

1954-ben a KFKI Atomfizikai Osztályára került. Az akkor még túlnyomólag kezdeti, készüléképítő stádiumban levő osztályon igyekezett a már meglevő műszerek és berendezések segítségével fizikai méréseket végezni. A szcintillációs technikában való jártasságát felhasználva megmérte a γ-sugarak abszorpciós koefficiensét NaJ és KJ kristályokban.

1956-ban Erő János és Keszthelyi Lajos magfotoeffektusra vonatkozó kísérletsorozatba kezdtek: (γ, n), (γ, nn) reakciók hatáskeresztmetszetét akarták meghatározni. A 17 MeV-os γ-sugarakat a KFKI Atomfizikai Osztályának 800 keV-os kaszkádgenerátora segítségével állították elő a $Li^7(p, \gamma)Be^8$ reakció felhasználásával. Meghatározták a $J^{127}(\gamma, n)$ J^{126} reakció hatáskeresztmetszetét. A magfotoeffektusra vonatkozó vizsgálataikat tovább folytatták, és több elemen megmérték a (γ, p) reakció hatáskeresztmetszetét és a fotoprotonok energiaspektrumát. Munkájuk úttörő jellegű volt a részecskegyorsítókkal végzett hazai magfizikai kísérletek területén.

KÜLFÖLD HÍREI

Dimitrij Blohincev, a dubnai Egyesített Atommagkutató Intézet igazgatója több szovjet kollégájával együtt az Egyesült Államokban járt; résztvett a Stanfordban rendezett nukleon-fizikai kongresszuson. Hazatérte után nyilatkozott benyomásairól a TASZSZ-iroda tudósítójának. Elismeréssel szólt az amerikai fizikai laboratóriumok magas színvonaláról, valamint az USA-ban működő magreaktorok nagy számáról. Kiemelte, hogy a szovjet tudósok az Egyesült Államokban teljes mozgási szabadságot élveztek és értesüléseket szerezhettek a kutatóintézetek munkájáról. (Phys. Bl. 1958/5.)

*

A Szovjetunióban, a tomszki Politechnikai Intézetben üzembehelyezték a világ első sztereobetatronját. A berendezés két betatronból áll. Az ezekkel felgyorsított két elektronnyaláb segítségével sztereofelvételek készíthetők. A sztereobetatront ipari minőségellenőrzésére és hibahelyek nagypontosságú lokalizálására használják. (Nucleonics, 1958/4.)

*

A Nature c. angol folyóirat közli a Szovjetunió Tudományos Akadémiájának június 20-i ülésén megválasztott külső tagok nevét. A 31 nevet tartalmazó névsorból kiemeljük a fizika és a rokontudományok művelőit: G. Nadzsakov (Bulgária), Louis de Broglie és Louis Néel (Franciaország), G. Hertz (NDK), L. D. Bernal és C. F. Powell (Nagybritannia), E. Amaldi (Olaszország), S. Kaya (Japán), H. Alfvén és K. M. B. Siegbahn (Svédország), L. Pauling (Egyesült Államok), P. Savič (Jugoszlávia).

KÖNYVSZEMLE

WERNER HEISENBERG: A MAI FIZIKA VILÁGKÉPE

(Gondolat 1958)

Először néhány tárgyi adat a könyvecskére vonatkozóan. A tulajdonképpeni témával körülbelül egyharmad rész foglalkozik (9—44. o.), a többi kétharmad rész (46—129. o.) azokat a történeti forrásokat tartalmazza szemelvényesen, amelyek a fizika kialakulásának jelentős állomásai voltak. Már a címből kiderül, hogy a könyv világnézeti vonatkozású témát tárgyal: hogyan látja Heisenberg a világot. E szűkebb rész három fejezetre tagozódik. Az I. fejezet Korunk fizikája cím alatt nemcsak a koppenhágai iskola felfogását ismerteti, hanem azokat az általános filozófiai és társadalomszemléleti elveket is, amelyek a szerzőnek szinte teljesen egyéni nézetei. Ilyen szempontból a III. fejezet az elsőnek szerves folytatása. A II. fejezet a kvantummechanika „hivatalos" szemléleti módjának ismertetésére és indoklására van szánva.

Jelen ismertetés kapcsán az olvasó bizonyára Heisenberg idealizmusának kritikáját is várja. Azonban mit lehet ily rövid terjedelemben erről a témáról kifejteni? Nagyon keveset, ami azzal a veszéllyel jár, hogy vagy a kritika sekélyes és nem meggyőző, vagy: magát a kritizálandó tárgyat sekélyesíti el, tehát meghamisítja. Engedtessék meg tehát, hogy csupán egy kérdéssel foglalkozzak, de ezzel részletesen. E kérdés a következő: milyen körülmények milyen fajta mérlegelése alakította ki *Bohr*ban és *Heisenberg*ben azt a felfogást, amit ma a koppenhágai iskola felfogásaként tartunk nyilván?

A kvantumelmélet a tapasztalati tények két nagy csoportjának, a *már ismert esetekben* megnyilvánuló *kvantumszerűségnek* és a *fény esetében* megnyilvánuló *hullám-korpuszkula dualitás*nak egységes szemléletű rendszerbe foglalásaként született. E tapasztalati alapok, még meglehetősen hiányosak voltak. Így egy átfogó elmélet megalkotásához merész általánosításokra és hipotézisekre volt szükség.

Kiemelendő körülmény, hogy a kvantumelmélet megalkotásában milyen nagy szerepet játszott a *formális analógiák* alkalmazása. Ezt tapasztaljuk mind *Schrödinger*, mind *Heisenberg* stb. első közleményeinek olvasása közben is, akik tudatosan a *kvantumszerűség* leírására *alkalmas formalizmus* keresésével kezdték el kutatásaikat. Ilyen alkalmas matematikai apparátust *Schrödinger*nek a differenciálegyenletek, *Heisenberg*nek, *Born*nak és *Jordan*nak pedig a mátrixok elméletének körében sikerült találniok. A választás sikeres volt, sőt később is kiderült, hogy a kvantumszerűségnek ilyenfajta leírása egyúttal pontosabb képet ad a *De Broglie* által feltételezett hullám-korpuszkula dualitásról is. A fentiekben szándékosan hangsúlyoztuk, hogy a kvantumelmélet megalkotásában milyen nagy szerepe volt a fantáziának (merész feltételezések) és a matematikai formalizmus meglehetősen szabad alkalmazásának. Nem vitás, hogy bármelyik tényező túlhangsúlyozása igen sok veszélyt hozhat magával. Mind a túlzottan működő fantázia, mind a matematikai formalizmus túlzott mértékű előtérbe állítása igen könnyen vezethet a valóságtól való elszakadáshoz. Ennyi veszély mellett csak olymódon lehetett a kisiklástól megmenteni az elméletet, hogy tudatosan programba iktatták a szemlélet felelősségteljes „józanságát" is. A kvantumelmélet bizonyos megállapításai még ma is fantasztikusnak tűnnek fel, mennyivel inkább azok voltak a kezdet kezdetén. Meg kellett találni a módját, hogy a fantázia *felelőtlen és alaptalan* szárnyalását megakadályozzák. Ezt a kérdést *Heisenberg*nek sikerült megoldania. A programnak ez a része, így hangzik: A kiindulásul szolgáló képszerű elképzelést (a hullám-korpuszkula dualitást) és a matematikai formalizmust *principiálisan csak a megfigyelhető jelenségek leírására szabad felhasználni*. Kérdés: mi az, amit biztosan tudunk? Csak erről beszéljünk, az elméletnek más elemeket nem szabad tartalmaznia. Azt hiszem, hogy az akkori időkre vonatkoztatva teljes mértékben igazat kell adnunk *Heisenberg*nek. *Az adott helyzetben erre a munkamódszerre feltétlenül szükség volt* és az ilyen szempontnak a vázolt körülmények közti ideiglenes alkalma-

zása egyáltalán nem jelent pozitivizmust. Talán nem tévedek, ha azt állítom, hogy a különböző reakciós irányzatoknak sokszor nem is az alapul választott szempontok *egyes esetekben* való alkalmazása, hanem ezeknek *világmagyarázó elvekké való általánosítása* a helytelen. A kvantumelméletre vonatkoztatva mindenesetre így áll a dolog. A kezdetben fennálló bonyolult helyzetet csak úgy lehetett annyira leegyszerűsíteni, hogy könnyen kezelhetővé váljon. Később azonban már annyira beleszoktak ebbe a szemléletbe, hogy nem tudtak tőle elszakadni és az alkalmi munkamódszert a kvantumelmélet egyszersmindenkori alapelvévé tették.

Heisenberg programjának és ehhez kapcsolódva, ugyancsak *Heisenberg*, valamint *De Broglie*, *Schrödinger* *Dirac*, *Pauli*, *Born* és *Jordan* eredményeinek egzakt matematikai rendszerezését *Neumann* végezte el. Ezzel párhuzamosan *Bohr* és *Heisenberg* igyekezett megadni az elméletnek egy lehető „szemléltetését" is. *Az így kialakult sajátos szemlélet alapja a Bohr-féle komplementaritási elv és döntő bizonyító eszköze a Heisenberg-féle bizonytalansági reláció.* Mind a komplementaritási elv, mind a bizonytalansági reláció szorosan támaszkodik az absztrakt matematikai formalizmussal kiépített elmélet egy-egy alapvető megállapítására, ennyiben tehát az elmélet absztrakt formalizmusa és a hozzáfűzött „kép" fedik egymást. Véleményünk szerint azonban, a *Bohr—Heisenberg*-féle szemléltetés lényegesen túlmegy az eredeti *Heisenberg*-féle programon, sőt egyenesen megszegi.

Kérdés azonban, mennyire tekinti szükségszerűnek és végérvényesnek *Heisenberg*, az említett szemléltetést. Jelen könyvből erre is felvilágosítást kapunk: „Az eredmények véglegességét illetőleg... emlékeztetni kell arra, hogy az egzakt természettudományok területén mindig léteznek végleges, bizonyos jól körülhatárolt tapasztalati területre érvényes megállapítások. Így például a newtoni mechanika fogalmainak nyelvén felvetett kérdések minden időben kielégítő választ nyertek a newtoni törvények alkalmazásával, az e törvényekből levont matematikai következtetések révén. ...Ez a szó végérvényes, tehát az egzakt természettudománnyal kapcsolatban nyilván azt jelenti, hogy mindig újból léteznek önmagukban zárt, matematikailag leírható fogalmi rendszerek és törvények, amelyek a tapasztalat bizonyos területeire ráillenek, amelyek ezeken a tapasztalati területeken a kozmoszban mindenütt érvényesek és semmiféle átalakításnak vagy javításnak alá nem vethetők, de amelyektől természetesen nem lehet várni, hogy ezek a fogalmak és törvények arra is alkalmasak lennének, hogy velük később újabb tapasztalati területeket lehessen leírni. Csupán ebben a korlátozott értelemben lehet a kvantumelméleti fogalmakat és törvényeket véglegesnek tekinteni és csupán ebben a korlátozott értelemben lehet egyáltalán szó arról, hogy valamely tudományos megismerést matematikai vagy bármilyen más nyelven véglegesen rögzítsünk."

Úgy hisszük, hogy ezek a megállapítások mindnyájunk által elfogadhatók. Ha pedig figyelembe vesszük a kvantumelmélet kialakulásának körülményeit, a szerző azon megállapításait is más szemmel nézzük, amelyekkel nem érthetünk egyet. Ismertetésem túl hosszúra nyúlna, ha további részletes diszkussziókba bocsátkoznánk. A vitát tehát ezúttal mellőznünk kell, feladatunk csupán a vita alapjának megállapítása lehet: *Heisenberg* szemléletete a kvantummechanika munkahipotéziseként mindenképp elfogadható, világmagyarázó elvként ellenben nem.

F. I.

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

Az 1958 február 11—1 sarkifény és kozmikus sugárzás. Ezév február 11-én közepes földrajzi szélességen — és így hazánkban is — látható sarkifény tünt fel. E sarkifény egyike volt az utóbbi évtizedek legfényesebbjeinek.

Ismeretes, hogy a sarkifényt a napkitörések (flare-ek) korpuszkuláris sugárzása hozza létre. 10-én délben az egyik nagyobb napfoltcsoport területén, közel a Napkorong közepéhez, három kitörés villant fel. Vélhetőleg ezek sugárzása hozta létre a sarkifényt, mely 11-én 2^h50^m-től 4^h35^m-ig ragyogott. Eleinte csak halvány vöröses villogás mutatkozott északi irányban, 3^h20^m-től azonban, mintegy 35 percig rendkívül erőteljesen fénylett.

A korpuszkuláris sugarak jelentős mértékben ionizálták a magaslégkört, és ez ionoszféra zavarokat eredményezett. Az ionoszféra-vihar 2^h-tól 20^h-ig tartott és 65%erős volt. Az ionoszféra örvényáramai visszahatottak a Föld mágneses terére, mágneses háborgásokat idézve elő. Tihanyban a mágneses tér horizontális komponensében 750 j-as kilengést mértek, tehát a háborgás kb. 4%-os volt. A mágneses tér teljes intenzitása 46702 j-ról 46666 j-ra csökkent.

Érdekes a kozmikus sugárzás változása is. A moszkvai megfigyelések szerint a sugárzás erőssége 10-től állandóan csökkent, minimumát azonban nem a sarkifény és a mágneses háborgások alkalmával, hanem két nappal utóbb, 13-án érte el. Az intenzitás csökkenése 32%-os volt. Feltűnő, hogy a kozmikus sugárzás minimumának időpontjában a földmágnesség már normális értéket mutatott.

Figyelemre méltó azonban, hogy a kozmikus sugárzás intenzitás csökkenése párhuzamosan halad a magaslégkör 100 millibáros légnyomási szintjének emelkedésével.

A korpuszkuláris sugárzás egyes esetekben egészen a troposzféráig lehatol, és itt felmelegedést idéz elő (Scherhag-effektus), ami viszont a légnyomási szintek emelkedését vonja maga után. Február 10-től kezdve a 100 mb-os nyomási szint fokozatosan emelkedett, legnagyobb magasságát a kozmikus sugárzás minimumával egy időben érte el. A magasságnövekedés 15500 méterről indulva elérte a 15760 métert. Február 13 után úgy a kozmikus sugárzás, mint a szintmagasság visszatért normális értékére.

A mágneses háborgásokkal kapcsolatos kozmikus sugárzás csökkenést a Föld mágneses terének erősség- és irányváltozásával szokás magyarázni; Brunberg és Dattner ilyen módon még az időbeli eltolódásra is talált indokot. Esetünkben azonban feltűnő a magaslégkör és a sugárzáscsökkenés párhuzamos változása. A 100 mb-os szint — mintegy 16 km. magasságban — a kozmikus sugárzás szekunder komponensének eredőhelye. Kézenfekvőnek látszik tehát, hogy a 100 mb-os szint emelkedésével a sugárzás intenzitás talajon mért erőssége csökkenni fog. Feltehető ezek szerint, hogy a február 11-i sarkifényt követő sugárzás gyengülés a negatív termikus effektus rovására írható.

(*Források:* Cosmic Data. Monthly Review No. 2. (24) NIZMIR. USSR — Geomagnetic Planetary Indices, 1958 febr. Geophysikalische Inst. — Tägliche Berichte, 1958 febr 8—18. Deutsches Wetterdienst. — Ionoszféra Jelentés, 1958 febr. Orsz. Meteorologiai Int. — A Naptevékenység 1958 februárjában. Vol. 2. No. 2. Uránia — Map of the Sun. Fraunhofer Inst. 1958 febr. — Brunberg and Dattner: Tellus. Vol. 6. No. 3. 1955. — Zách A.: Természettudományi Közlöny. 2. évf. 3. sz. 1958 márc.)

ifj. Bartha Lajos