310.565
IV
1962
1-4 + Mell.

Atomki Közlemények

IV. kötet 1962. 1. szám

M.T.A.
ATOMMAG KUTATÓ INTÉZETE
DEBRECEN
1962. május

2

Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK-et az MTA Atommag Kutató Intézete /ATOMKI/ adja ki. A szerkesztésért és kiadásért felelős: *dr. Szalay Sándor* egyetemi tanár, az MTA lev. tagja, az intézet igazgatója. Szerkeszti a Szerkesztő Bizottság. Tagjai: *dr. Szalay Sándor* elnök, *Koltay Edéné* titkár, *dr. Berényi Dénes, dr. Csikai Gyula, Kálmán Iván, Medveczky László.*

A lap anyagához hozzájárul a Debreceni Kossuth Lajos Tudományegyetem Kisérleti Fizikai Intézete, valamint Alkalmazott Fizikai Intézete is, amely intézetek szoros együttmüködésben vannak az ATOMKI-vel. Kéziratot elvben külső szerzőktől is elfogadunk, ha az a lap célkitüzéseinek megfelel.

Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK feladatát a következőkben látjuk:

1. Lehetőleg hü képet ad az ATOMKI munkásságáról, tevékenységéről, fejlődéséről. Az ATOMKI tudományos eredményei közül csak azokat hozza részletesebben, amelyek más helyen, akadémiai, nemzetközi vagy egyéb folyóiratban nem jelentek meg. Az utóbbiakról csak felsorolást, esetleg rövid ismertetést, kivonatot hoz.

Más folyóiratokban megjelent közleményeinkhez egyes esetekben hozunk itt kiegészitő közleményt, ha az alkalmazott kutatási módszer eredetisége folytán külön leközlésre érdemes, és helyszüke miatt a nagyobb folyóiratokban a részletes leirás célszerütlen lett volna.

2. Elősegiti különösen a fiatal hazai atomkutatók tudományos ismereteinek bővülését azzal, hogy az atommagfizika egyes területeiről összefoglaló, ismertető közleményeket hoz magyar nyelven.

3. Elősegiti a világon folyó atommagkutatás eredményeinek hazai békés alkalmazását más tudományok és az ipar területén olyan összefoglaló, ismeretterjesztő közlemények utján, amelyek bár tudományosan nem eredetiek, de e téren hazánkban - magyar nyelven - hézagpótló szerepet töltenek be.

Idetartozónak tekintjük az izotópok különböző alkalmazásait a tudományokban, az iparban, stb., valamint az atomkorszak bekövetkeztével kapcsolatban felmerülő szükségleteket, problémákat az oktatásban, és igy tovább.

Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK évenként több számban jelenik meg. Tudományos intézeteknek, intézményeknek cserepéldányképpen vagy kérésükre dijtalanul megküldjük, kötelezettség nélkül. Magánszemélyeknek esetenkénti kérésére 1-1 számot vagy különlenyomatot szivesen küldünk. Ilyen irányu kéréseket az intézet könyvtárszolgálatához kell irányitani /ATOMKI, Debrecen, Bem-tér 18/c. Levélcim: Debrecen 1. Pf. 51. Táviratcim: ATOMKI, Debrecen/.

A T O M K I K Ö Z L E M É N Y E K

IV. kötet 1962. 1. szám.

TARTALOMJEGYZÉK

TUDOMÁNYOS KÖZLEMÉNYEK Oldal

Berecz István - Papp István: Az ATOMKI 800 kV-os kaszkád tipusu részecskegyorsitó 3

Nagy János - Gombos Péter: Néhány gyakorlati módositás rádiófrekvenciás ionforráson 19

Berecz István - Schlenk Bálint: Pirani tipusu vákuummérő automatikus kapcsolással 33

Brücher Ernő: Ce-144 ioncserés tisztitása és DBP-os extrakciója tejsavas közegből 37

Illés Ferenc - Vatai Endre: Rádióaktiv nuklidok fontosabb tulajdonságainak lyukkártya-rendszere 45

MŰHELYÜNKBŐL, LABORATÓRIUMUNKBÓL

Dézsi Zoltán: Természetes vizek rádiumemanáció tartalmának meghatározására szolgáló emanométer 51

AZ INTÉZETBŐL 1961-BEN MEGJELENT KÖZLEMÉNYEK BIBLIOGRÁFIÁJA 57

INTÉZETI HIREK 67

UJ MAGADATOK 73

MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA KÖNYVTÁRA

AZ ATOMKI 800 kV-OS KASZKÁD TIPUSU RÉSZECSKEGYORSITÓJA

Berecz István - Papp István

A közlemény ismerteti az ATOMKI-ben épitett 800 kV névleges feszültségü kaszkád tipusu részecskegyorsitót. A nagyfeszültség előállitásánál szelénegyenirányitót, a gyorsitó két tartószigetelőjeként Ganz pabitot alkalmaztunk. A porcelán szigetelőben elhelyezett gyorsitócső inhomogénterü, 4 fokozatu. Az ionforrás radiofrekvenciás tipusu, maximálisan kb 1 mA ionáramot ad. A cikk a berendezés tervezési és konstrukciós irányelveivel, továbbá a gyorsitó vákuumrendszerével és a fontosabb mérő- és szabályozó-elemekkel foglalkozik.

Mint ismeretes, a különböző részecskegyorsitó berendezések a magfizika legfontosabb eszközeit képezik, melyek segitségével végzik a mesterséges atommag átalakitásokat és az egyes elemi részek mesterséges előállitását. Intézetünkben is előadódott egy viszonylag nagyobb teljesitményü gyorsitóberendezés épitésének a szükségessége, mivel egy 100 kV-os u.n. neutrongenerátoron [1] kivül más gyorsitó nem állt rendelkezésre. Figyelembe véve azt a tényt, hogy az utóbbi épitése valamelyes tapasztalatot szolgáltatott, és hogy a debreceni Kossuth Lajos Tud. Egyetem Kisérleti Fizikai Intézetében befejezés előtt állt egy 2 MeV-es Van de Graaff generátor [2], legcélszerübbnek egy nagyobb teljesitményü kaszkád tipusu részecskegyorsitó épitése látszott. Ez ugyanis nagyobb ionáram gyorsitást, azaz nagyobb sugárintenzitást szolgáltat, - szemben a kis áramintenzitásu szalaggenerátorokkal - ami viszont sok olyan magfizikai vizsgálatot tesz lehetővé, mely a kis áramintenzitásu szalaggenerátorokkal nehezen vagy egyáltalán nem lenne elvégezhető. Megemlitendő végül az a körülmény is, hogy hasonló teljesitményü kaszkádgenerátor hazánkban abban az időben csak a budapesti Központi Fizikai Kutató Intézetben volt. [3, 4]

800 kV-os kaszkád rendszerü feszültségforrás ismertetése

A gyorsitóberendezés feszültségforrása egy Greinachertől származó feszültségsokszorozó kapcsolás. A fenti kapcsolás kaszkádgenerátor néven ismeretes, s mint ilyet magfizikai kutató eszközként *Cockroft* és *Walton* alkalmazták először [5]. Elvi

kapcsolását az 1. ábrán láthatjuk. Az egyébként jól ismeretes müködését röviden a következőkben foglaljuk össze.

A müködés megértéséhez terheletlen állapotot tételezünk fel. A transzformátor a C_1 kondenzátort $U_{cs} = \sqrt{2}U_v$ feszültségre tölti fel az S_1 szelénegyenirányitón át. Az idő függvényében az S_1 szelén sarkain 0 és 2 U_{cs} között hullámzó feszültség lép fel, mely S_2 közbeiktatásával C_2 kondenzátort a földhöz képest +2 U_{cs}-re tölti. Az S_2 szelén sarkain szintén 0 és 2 U_{cs} között hullámzó feszültség van jelen, ez ellenkező előjelü mint a C_1 kondenzátor felső pontja és a föld között lévő 0 és 2 U_{cs} hullámzó feszültség. Amikor az egyik feszültségcsucson van, a másik 0 értékü. Az S_2 szelén sarkain lévő fluktáló feszültség tölti a C_3-at, kapcsain a feszültség + 4 U_{cs} és + 2 U_{cs} közt váltakozik, mely a C_4 kondenzátort 2 U_{cs}-ra, azaz a földhöz képest +4U_{cs}--ra tölti. A fokozatok számának emelésével hasonlóan történik a további sokszorozás. Négy fokozat, U_{cs} = 100 kV mellett jutunk $U_{kaszkád} = 4 \cdot 2 \cdot U_{cs}$ = 800 kV-hoz.

A transzformátorból és kondenzátorokból álló sor a váltakozó hullámzó feszültség-oszlop, a tisztán kondenzátorokból álló pedig az egyenfeszültségü oszlop.

A vázolt müködési sémából az alkatrészek méretezéséhez szükséges igénybevételek is leolvashatók. A C_1 kondenzátor U_{cs} feszültségen, a többi kondenzátor 2 U_{cs} üzemfeszültségen müködik. Az összes szelén 2 U_{cs} zárófeszültségre van igénybevéve. Részletesen nem térünk ki a szelének áramviszonyaira mely az irodalomban részletesen megtalálható [6, 7]. A tervezés során megépitettük és kimértük a tápegység kismintáját.

A müködés megértéséhez terheletlen, veszteségmentes áramkört vettünk alapul. A valóságban a terhelőáram okozta töltéselvonás miatt már az első kondenzátor sem éri el a csucsfeszültséget. A további kondenzátorok egymást töltve a feszültségesés a fokozatok számával hatványozottan jelentkezik. Az 1 mA terhelő-áramra számitott feszültségesés:

$$\frac{\Delta U}{i} = \frac{2}{3} n^3 \frac{1}{f.C} = 1710 \ V/mA$$

A terhelés további következménye, hogy a kaszkádgenerátor által szolgáltatott feszültség nem teljesen tiszta egyenfeszültség. A terhelő áramot a kondenzátorok szolgáltatják, melyeket a váltóáram csak csucsérték közelében tud utána tölteni. Ez okozza a feszültséghullámzást, amely 1 mA terhelőáram esetén

$$\frac{\delta U}{i} = \frac{1}{f.C} \frac{n(n-1)}{2} = 400 \ V/mA$$

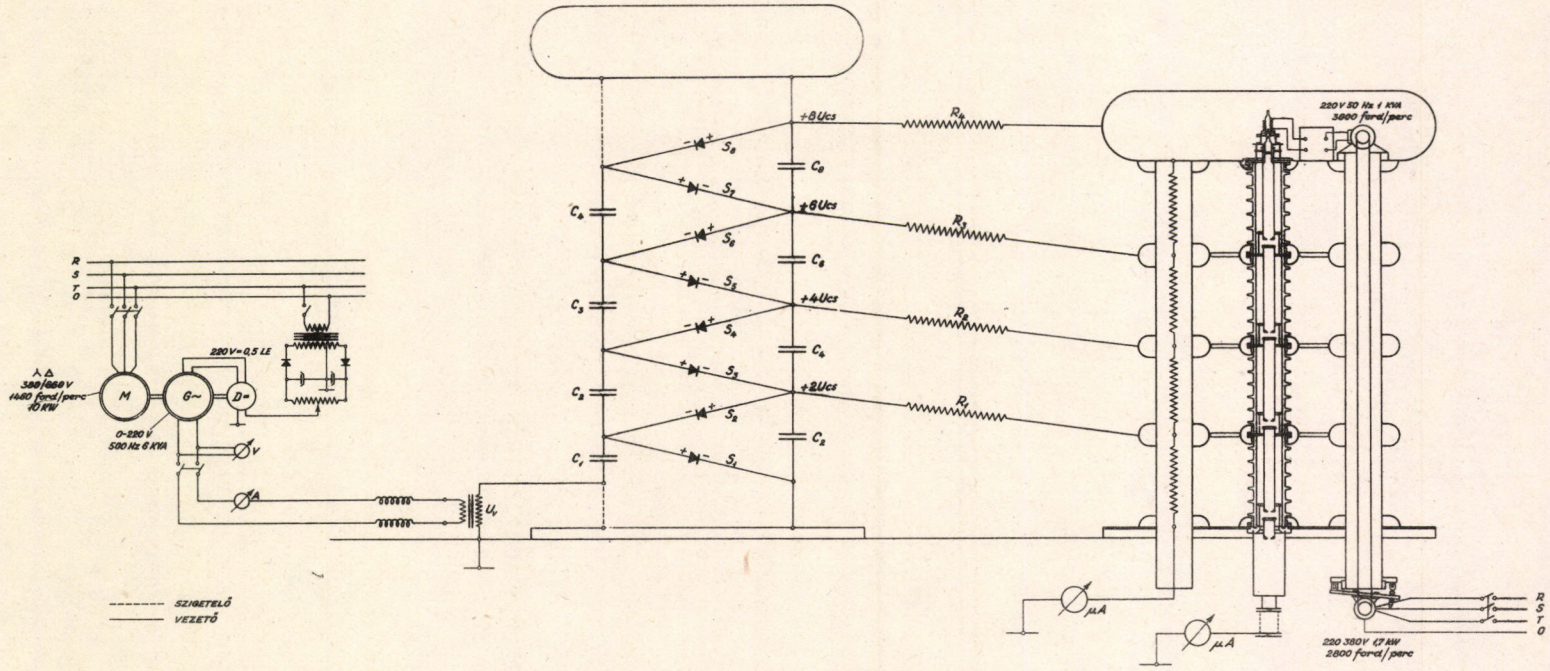
az üresjárási feszültség 0,05 %-a.

i = terhelés (mA)
f = alkalmazott frekvencia (Hz)
C = kondenzátorok kapacitása (Farad)
n = fokozatok száma.

A kaszkádgenerátor elméleti kapocsfeszültsége i = 1 mA-nél

$$U_{max} = 2 n U_o - \Delta U = 800\,000 - 1710 = 798\,290 \ V$$

$$U_{min} = 2 n U_o - (\Delta U + \delta U) = 800\,000 - 2110 = 797\,890 \ V$$



1. ábra. 800 kV-os kaszkádgenerátor elvi kapcsolási rajza.

érték között ingadozik.

A tényleges kapocsfeszültség ettől lényegesen alacsonyabb, a nagyfeszültségü szelének vezetőirányu ellenállásai miatt, mely kb 40 kV feszültségeséshez vezet. 100 kV csucsfeszültség betáplálásakor kb 760 kV-ot kapunk, igy 800 kV-ot a transzformátor feszültségemelésével nyerhetünk.

Minden nagyfeszültségü berendezésnél szükséges tudnunk a térerő alakulásokat. A legmagasabb potenciálon lévő oszlopok összekötését árnyékoló idomok (r_1 = = 90 mm) a falhoz mint vezetősikhoz a térerő értéke 11 kV/cm. Az előbbi helyen lévő szelén árnyékoló gyürü (r_2 = 20 mm) igénybevétele a falhoz képest kb 18 kV/cm. Felső árnyékoló elektróda (r_3 = 300 mm) fal közti távolság 2 m, a térerő kb 8 kV/cm.

Fenti értékek természetesen tükörsima, polirozott felületekre érvényesek. Ha apró egyenetlenség, például porszem van a berendezés egyébként is erősen igénybevett részén, ez a térerősség értékét háromszorosára is növelheti. Ezeken a helyeken töltésleáramlás lép fel, amely a fémtestek közelében lévő szigetelőanyagokat feltöltés utján lassan vezetővé teszi és későbbi átütés kezdőpontjává lesz.

Müködés közben a nagyfeszültségen lévő alkatrészek a levegő szilárd szennyező anyagát statikusan magukhoz szivják. Igy a berendezés külső portalanitását gyakran el kell végezni.

Berendezésünk kapcsolási elemei az alábbiak:

7 db. 200 kV üzemi feszültségü, 0,05 µF kapacitásu, pabit szigetelő házba épitett, clophen dielektrikumu kondenzátor[1]. 1 db. 100 kV üzemi feszültségü, 0,1 µF kapacitásu pabit szigetelő házba épitett, clophen dielektrikumu kondenzátor[1]. Különlegesen e célra gyártott, középkivezetéses megoldás, alsó része 100 kV-os szigetelő, felső része a kondenzátor. 8 db. 296 kV zárófeszültségü, 105 kV effektiv feszültség egyenirányitására alkalmas 5 mA tartós árammal terhelhető szelén egyenirányitó-egység[1].

A berendezés áramellátását egy nullától 220 V-ig folyamatosan szabályozható 6 kVA teljesitményü 500 Hz periódusu váltóáramu generátor biztositja, mely magasabb frekvenciára a hullámosság csökkentése miatt volt szükség. Hajtásáról tengelykapcsolón át egy 10 kW-os, hálózatról táplált motor gondoskodik. A gépcsoport tengelyére egy öngerjesztésü 220 V egyenfeszültségü 0,37 kW-os dinamó van kapcsolva.

Első kisérleti üzemben a kimenő feszültséget a dinamó gerjesztő ellenállásának szabályzásával változtattuk, mely a gépegység remanenciája miatt nagy indulófeszültséget adott (kb 250 kV). Jelenleg a dinamót külső áramforrásról gerjesztjük. Induláskor ellenkező polaritásu feszültséggel a remanenciát letörjük, a feszültséget csökkentve 0-án át másik irányu feszültség emeléssel tovább gerjesztjük. Igy a kaszkád induló feszültsége néhány kV csupán.

A generátor változtatható feszültsége mágneskapcsolón, biztositón és mindkét ágban elhelyezett, az 500 Hz-es generátort védő önindukciós tekercsen át jut a nagyfeszültségü transzformátor primér kapcsaira. Ez hazai gyártmányu 220/92000 V feszültségáttételü 500 Hz-es olaj szigetelésü transzformátor. A nagyfeszültségü tekercs egyik vége földelt, másik vége porcelán átvezető szigetelőn van kivezetve, s 300 kΩ-os védőellenállás közbeiktatásával csatlakozik a kaszkádgenerátor első kondenzátor kivezetéséhez. E kivezetés és a föld közé terveztünk egy gömbszikraközt, amely esetleges átütéskor a transzformátorra és az első 100 kV szigetelőre jutó tulfeszültséget kell levezesse. A védőellenállás rövidzár esetében is csak a névleges áramerősségnek négyszeresét engedi kialakulni, mely helyesen beállitott primérvédelem esetén néhány század mp-ig megengedhető.

[1] A kondenzátorok és szelének Siemens-gyártmányuak.

A teljes gyorsitó berendezés külön erre a célra tervezett és kivitelezett épületben nyert elhelyezést. A transzformátor, a nagyfeszültségü tápegység és a gyorsitó egy 8 x 8 m alapterületü 6,9 m magas kaszkád teremben épült. Alatta a target (céltárgy) helyiség, mellette a vezénylő- és raktár helyiség létesült. Az 500 Hz-es áramátalakitó gépegység egyik távolabbi pince helyiségben kapott helyet. A gyorsitóteremből a targethelyiségbe csigalépcsőn lehet lejutni.

A berendezés felépitésében megtartja a jellegzetes, szinte hagyományos kaszkád formát (2. ábra). A tápegység szerkezeti magassága 4,39 méter. Alapja 2800 x 1200x x 90 mm méretü szögvaskerettel merevitett 10 mm vastag kazánlemez. A gyorsitó és targethelyiség közti födém nagy teherbirásu, a benne lévő U-szelvényü vasgerendákhoz hegesztett anyamenethez 4 db rejtett M20-as csavarral van az alap vasszerkezete lerögzitve.

A két tartóoszlop elemei maguk a kondenzátorok. Ezeket kötik össze a vizszintessel váltakozva 20°-os szöget bezárva a szelén egyenirányitók. A két oszlop közös árnyékoló elektródával van lezárva, mely kedvezőbbé teszi a magasabb feszültségen lévő szelének, s azok gyürüi elektromos árnyékolását. Fő méretei 2800 x 1200 x 600 mm. Legkisebb lekerekitési sugara 300 mm. E gumicsónakra emlékeztető formáju elektróda több darabból készült. Az egyes elemek fémnyomással és hengerléssel készültek[2]. A kondenzátorok mechanikus csatlakozási helyei, csavarok és peremek élei szintén árnyékolva vannak. Ezek az árnyékológyürük patkóra emlékeztető alakuak 2 mm-es lágy alu. lemezből, meridián sikban osztottan készültek, külső felületük gondosan van csiszolva, majd tükörfényesre polirozva. A kondenzátorokat egymáshoz 6 db M16-os csavarkötés rögziti. Ezen csavarok közül a berendezés közepe felé néző két darab tartja a rugós szelénfelfogókat, melyek biztositják az egyenirányitók számára szükséges felfogást, és annak esetleges gyors cseréjét.

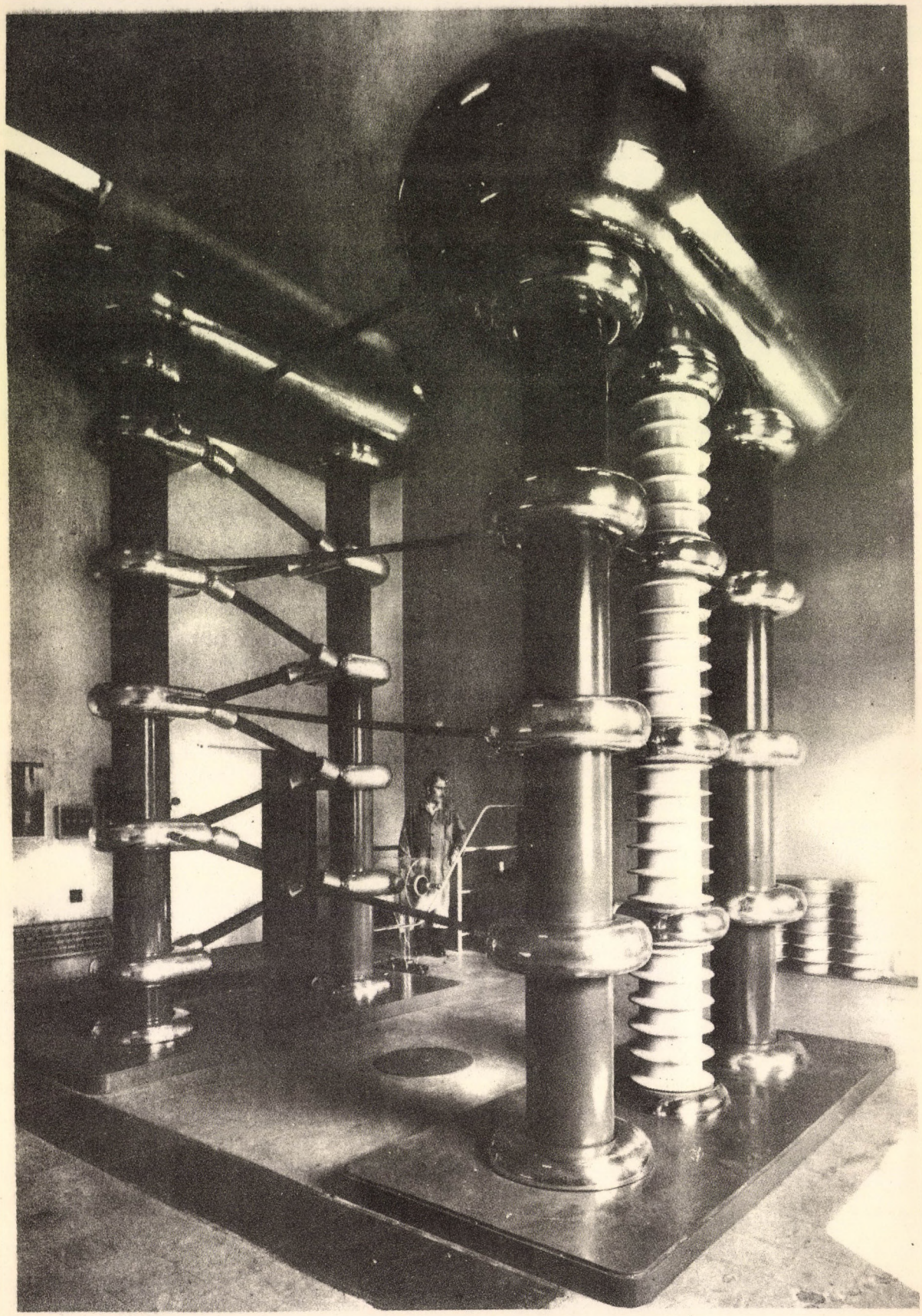
A szelén egyenirányitó egységek végein nem a gyár által szállitott gyürüalaku árnyékolókat, hanem a berendezéshez megfelelőbb, gyürüalakban végződő hengereket alkalmaztuk. Ezek rögzitése a bennük elhelyezett spirálrugó feladata.

A berendezés épitését könnyen szerelhető és erre a célra készült aluminium állványzat segitségével végezzük, mely a nagyfeszültségü tápegység és a gyorsitó egységhez egyaránt alkalmazható.

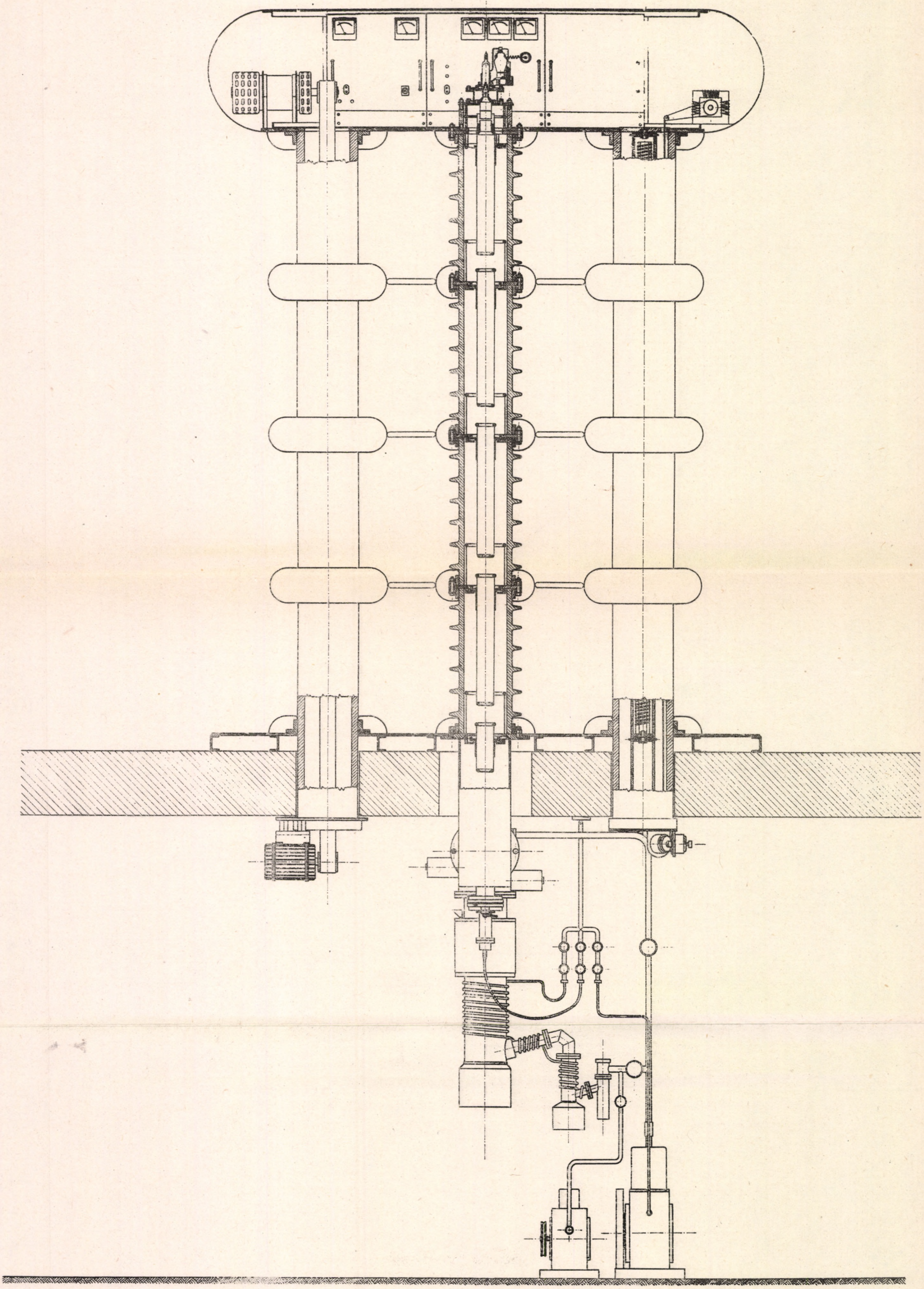
Gyorsitóberendezés.

A gyorsitóberendezés elhelyezésére előző fejezetünkben már kitértünk. A gyorsitóegység két Ø 310/240 méretü Ganz-pabit tartólábra épült (3. ábra). Az oszlopokat a nagyfeszültségü tápegységhez hasonlóan közös árnyékoló elektróda zárja le. A két tartóláb közt elhelyezkedő inhomogén terü gyorsitócső porcelán szigetelőcsőben nyer elhelyezést. A berendezés alapja és felső árnyékoló elektródája méreteiben azonos és hasonló technológiával készült, mint a tápegységnél alkalmazottak. A gyorsitóberendezés magassága 3,73 méter. Az egyes pabit csatlakozásokat Ø 600 külső méretü 2 mm-es aluminium lemezből készült osztott gyürü árnyékolja. A porceláncsövek kötéseit Ø 500 külső méretü előbbihez hasonló gyürü fedi le.

[2] A szükséges 2 db lavoralaku Ø 1200 x 300 mm mély 3 mm vastag lágy alu. lemez fémnyomását a debreceni MÁV Járműjavitó V. a felső elektróda teljes összeállitását, hegesztését, csiszolását és polirozását a debreceni Autójavitó KTSZ végezte.



2. ábra. 800 kV-os részecskegyorsító fényképe.



9. ábra. 800 kV-os részecskegyorsító metszeti rajza.

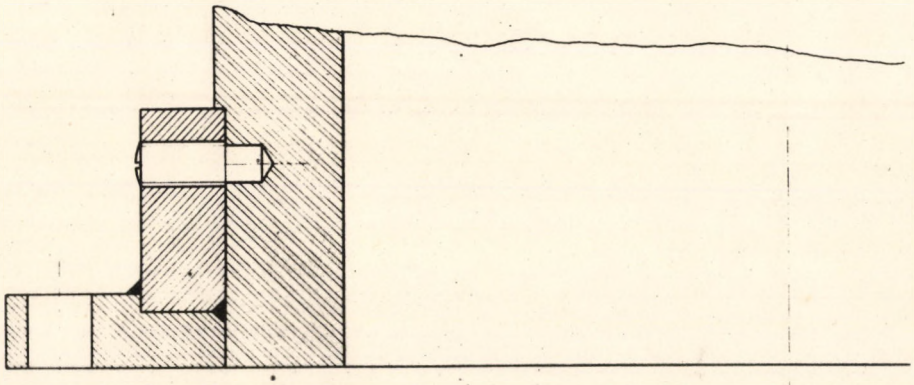
Gyorsitóberendezésünkben ujszerü a két tartóoszlopos elrendezés. Porcelán szigetelőkön nem látszott a berendezés statikailag megnyugtatónak. Igy jutottunk a számitásainkban egyszerübben kezelhető Ganz-pabithoz. Ez esztétikailag is jobban illeszkedik a vele védőellenállásokkal kapcsolt nagyfeszültségü tápegységhez. A számitásba vett különféle mechanikai igénybevételek:

a./ szereléskor a csavarkötések rögzitése és nyitása (amikor a felső elektróda nem köti össze az oszlopokat);

b./ állványnélküli apróbb szereléskor, hozzátámasztott létra és dolgozó sulyának megfelelő erőkomponense;

c./ a felső elektródában elhelyezett 1 kVA generátor szijhatása.

Legveszélyesebb keresztmetszet az alapon nyugvó pabit és az azt körülvevő perem helye. A 4. ábrán látható, körben egyenletesen elosztott 6 db biztositócsavar nyirásra méretezve elegendő az előre várható teher felvételére. Biztonságul szolgál, hogy a perem és pabit közti illesztés teherbirását, mely igen jelentős, számitáson kivül hagytuk.



4. ábra. Pabitcső rögzités az acélperemben.

A pabit tartó elemek a mechanikai igénybevételen kivül jelentős villamos igénybevételnek vannak kitéve. Mint ismeretes, a pabit felületi ellenállását kell lehetőleg megnövelni és azt a levegő nedvességtartalmától megóvni. Ezért a panit tartólábak készitése során a következőképpen jártunk el. Esztergálás után elektromos hősugárzó segitségével száritottuk, és háromszoros szintetikus zománc-festékkel láttuk el. Tapasztalatunk szerint a fenti módon kezelt pabitelemek villamos szempontból a követelményeknek jól megfelelnek.

A gyorsitóberendezés árnyékoló elektródája belső szögvas kerettel, 8 mm vastag kazánlemez alappal rendelkezik. Az elektróda 30 cm sugaru bemélyedésében az egyik tartólábon át a targethelyiségből szijhajtással müködtetett 220 V, 50 Hz frekvenciáju 1 kVA-es egyfázisu generátort, a másik tartólábnál pedig 3 db toroid transzformátort helyeztük el. Az egymással szemközti két félhengerben vannak az ionforrást kiszolgáló egységek.

a./ 220 V 1 kVA 50 Hz váltóáramu stabilizátor;

b./ 0 - 25 kV-ig szabályozható előfókuszáló anódpótló;

c./ 0 - 6 kV-ig szabályozható kivonófeszültség, és oszcillátor anódpótló.

A másik tartóoszlop közepén helyezkedik el a nagyfeszültségü mérő ellenálláslánc, valamint a távszabályzásra szolgáló nylon zsinórok. Ezek mozgatását a targethelyiségben lévő vevő szinkrók végzik.

A gyorsitócső felépitésénél a *Bouwers* és *Heijn* által bevezetett [8] árnyékoló serleges gyorsitórés tipust alkalmaztuk, tekintettel arra, hogy a megkivánt, illetve alkalmazott nagy ionáramok mellett a nyalábban fellépő tértöltés - effektusokkal számolnunk kell, s ilyen körülmények között ettől az elrendezésről várható a maximális üzembiztonság. Ez a választás azonban nagy mértékben növeli az elektronoptikai tervezéssel kapcsolatos nehézségeket. Tekintettel arra, hogy ilyen tipusu gyorsitórésre tengelypotenciál adatok nem állnak rendelkezésre az irodalomban, s másrészt a Spangenberg-féle vizsgálatok [9] nem adnak felvilágositást ilyen geometriára, a tervezés a hasonló elektród elrendezésekre vonatkozó Spangenberg görbe felhasználásával, durva közelitésben történt. A felépitett cső egy közbenső képpel dolgozik, azt az előfókuszáló rendszer hozza létre, mintegy 25 cm-el az első gyorsitórés előtt, annak fókuszpontja közelében. A közbenső képet a második, harmadik és negyedik rés képezi le a targetre. A gyorsitócsőben használt blendék mindegyik résben azonosak.

A tervezés tájékozódó jellege indokolja azt a körülményt, hogy a targetáram maximális értékét kb. 400 kV gyorsitó feszültségnél veszi fel, holott a tervezés 500 kV közepes feszültségértékre történt.

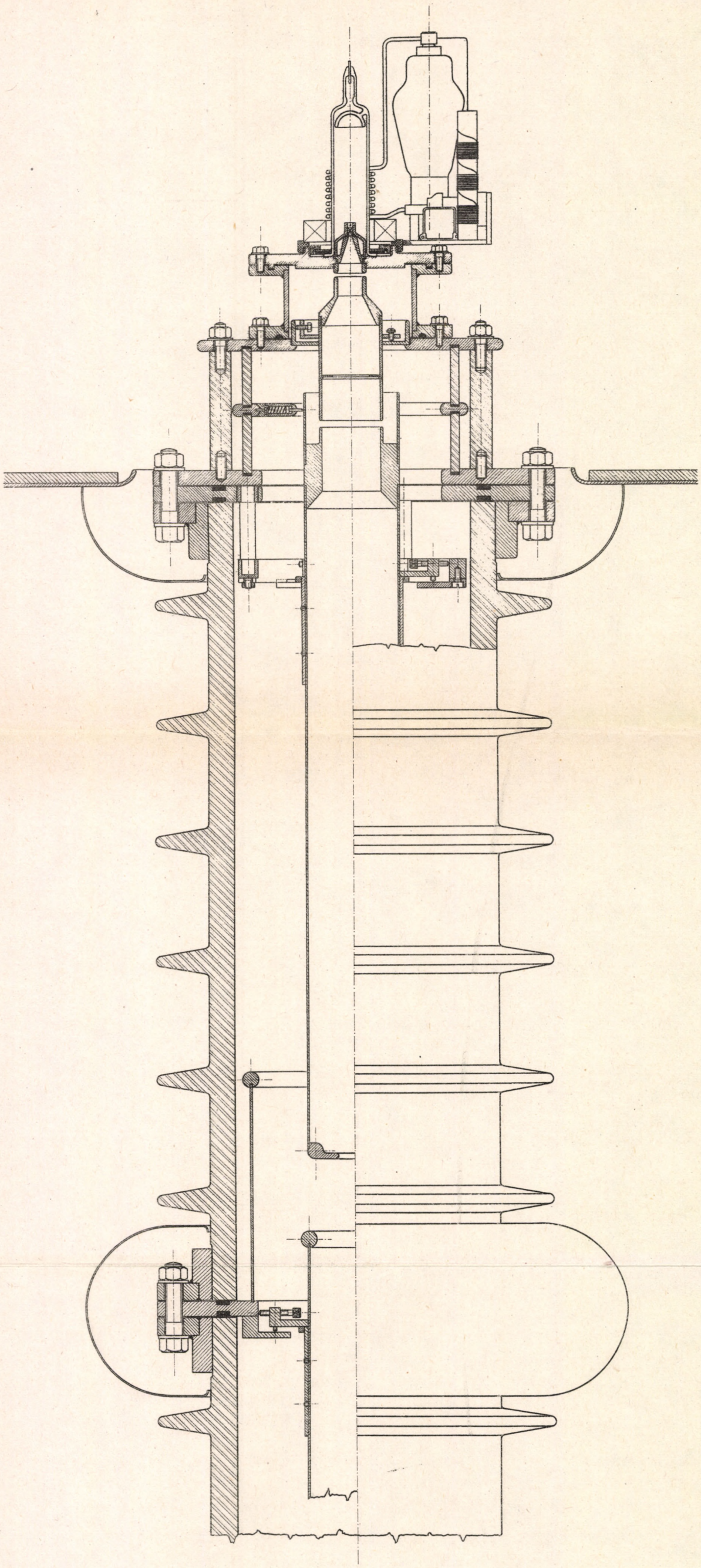
A cső kivitelezésével és szerelésével kapcsolatban a következőket tartjuk célszerünek megjegyezni.

A gyorsitócső vákuumtere a nagyfeszültségü tápegység fokozatainak megfelelően négy, Ø 220 belső átmérőjü 750 mm hosszu, végein gondosan párhuzamosan és egytengelyüre köszörült porcelán szigetelőből épült. A gyorsitó elektródarendszer a porcelánok között lévő acéltárcsákon nyugszik. (5. ábra.) Felfogásuk és jusztirozásuk 3 radiális és 3 billentő csavarral végezhető. A target vákuumzsilip csatlakozásának közepe, valamint a gyorsitóterem mennyezetén függővel kijelölt szálkereszt összekötése képezi a gyorsitócső optikai tengelyét. Az épités során egy Zeiss gyártm. távolság-egytengelyüségmérőt alkalmaztunk. A távcsövet a targetzsilip helyére szereljük és azt 3 billentőcsavar segitségével a mennyezeten elhelyezett szálkereszt közepére, mint fixpontra állitjuk. A porcelán szigetelők elhelyezését a tengelyhez képest 1 mm-en belül tudjuk megvalósitani, ezen belül a gyorsitó elektródok finom tengelybeállitásával jusztirozunk; lépésenként a megfelelő gyorsitócsőbe helyezett iránymérő kollimátor segitségével. Ilymódon a tengelytől való szögeltérés 1', a két párhuzamos tengelyirány eltérése 0,01 mm pontossággal indikálható.

A negyedik porceláncső a gyorsitó metszeti rajzán (3. ábra) látható módon benyulik a felső elektródába. Ehhez csatlakozik az előfókuszáló rendszer az ionforrással. Az ionforrás rádiófrekvenciás tipusu. Részletes ismertetésére e helyen nem térünk ki, mivel az irodalomban közlésre került [10]. Az előfókuszáló osztott üveghengereken épül fel, mely a 25 kV előfókuszáló feszültség bevezetésére is szolgál, feleslegessé téve nagyfeszültségü átvezető alkalmazását. Az utolsó gyorsitó elektród jusztirozója egy kalit szigetelésü fémgyürüvel kapcsolódik mechanikusan.

A v á k u u m r e n d s z e r

A 120 l. térfogatu kb 4 m hosszu gyorsitócsőben az ionoknak az ionforrás és target közti utat szabadon kell megtenniök, amihez legalább 10^{-5} Hgmm-es vákuum fenntartására van szükség. Az egyes gyorsitófokozatoknál fellépő nagy térerősségek miatt célszerü a 10^{-5} Hgmm-nél is jobb vákuum elérésére törekednünk.



5. ábra. Gyorsitócsövek felépitése, azok csatlakozása.

A vákuumrendszer felépitése során egyik legfontosabb feladat volt, hogy lecsökkentsük az alkotóelemek hibáiból, tömitetlenségéből eredő beszivárgást a vákuumtérbe, másrészt megfelelő szivóteljesitményü szivattyurendszert kellett alkalmaznunk ugy, hogy a minimálisra csökkentjük az olajgőznek vagy más nem kivánatos szennyeződésnek a gyorsitócsőbe való bejutását. Ezen kivül a biztonságosabb müködési feltételek megvalósitására, ill. esetleges hibák fellépésénél nagyobb károk elkerülése céljából különféle automatikus kapcsolókat és jelzőberendezéseket is beépitettünk.

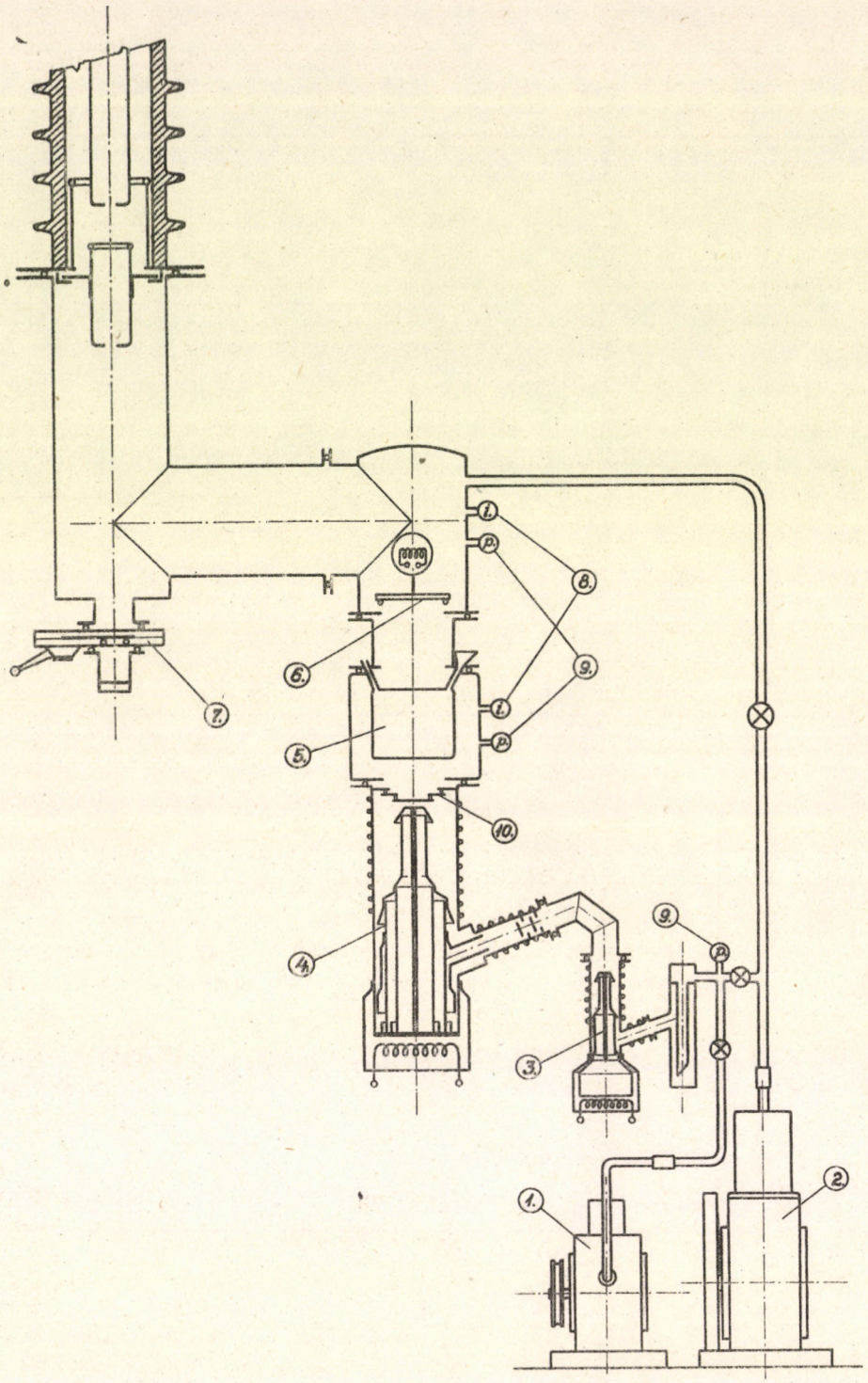
A teljes vákuumrendszer sematikus rajzát a 6. ábrán láthatjuk. A 10 m^3/ó (1) és 30 m^3/ó (2) szivóteljesitményü forgószivattyuk az elővákuum létrehozását ill. fenntartását biztositják. A 30 m^3/ó-s szivattyuval a gyorsitótér függetlenül is leszivható elővákuumra. A rendszer nagyvákuumra való leszivását és a kivánt vákuum fenntartását egy 1000 l/sec (4) szivóteljesitményü frakcionáló olajdiffuziós szivattyu látja el. Ennek elővákuumát egy gőzsugár (booster) kisegitő szivattyu (3) biztositja, amely jobb és biztosabb üzemi feltételeket létesit az olajdiffuziós szivattyu számára. Ezenkivül lehetővé teszi, hogy a folyamatos üzemben viszonylag kis teljesitményü forgószivattyut alkalmazzunk. A diffuziós szivattyuhoz közvetlenül a cseppfolyós nitrogénnel töltött kifagyasztó csapda (5) kapcsolódik. Folytatólagosan a nagyméretü elektromágneses vákuum-tányérszelep (6) következik, amivel a 205 l-es vákuum teret az előbbiekben leirt szivattyurendszertől el lehet választani. Alkalmaztunk ezenkivül egy zsiliprendszerü nagyvákuumszelepet (7), mely a targettér leválasztását teszi lehetővé.

Az egész vákuumtér tömitését 25 db gumigyürü képezi. Legtöbb helyen un. sülyesztett gumihornyot alkalmaztunk, hogy a vákuumtérrel lehető legkevesebb gumifelület érintkezzen közvetlenül. A fém alkatrészek (csövek, stb.) kötését jóminőségü hegesztéssel végeztük. Fentiek lehetővé tették, hogy a vákuumrendszer összes beszivárgása 0,02 - 0,03 µl/sec értékre csökkent, ami kb. két nagyságrenddel alacsonyabb, mint amennyit a müködő ionforrás állandóan szolgáltat.

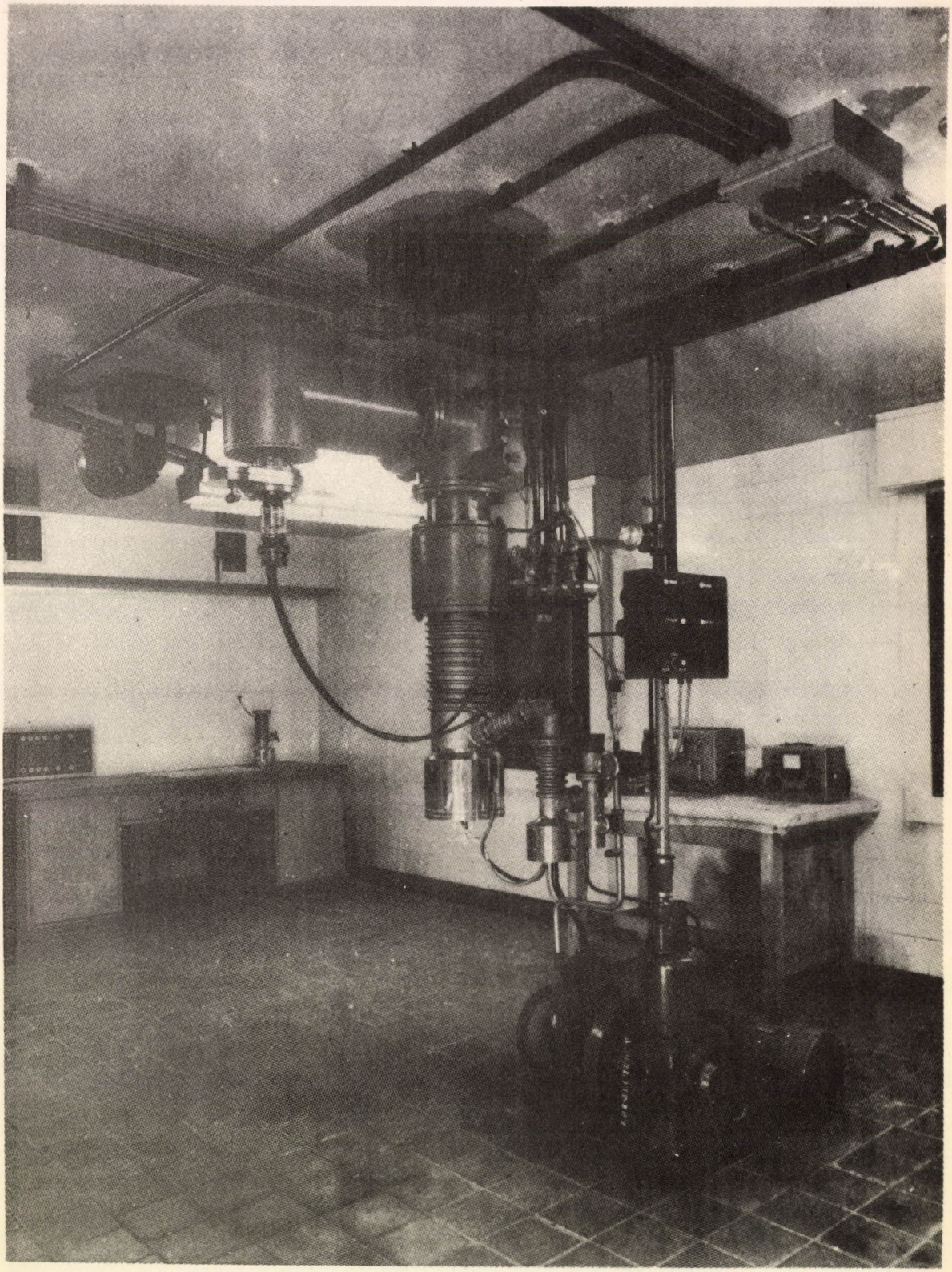
Az alkalmazott 1000 l/sec teljesitményü diffuziós szivattyu szivósebesség-karakterisztikájával (8. ábra *A* görbe) szemben a szivattyu szivónyilásában alkalmazott olajfogó, kifagyasztó csapda, elektromágneses tányérszelep, stb. ellenállásai miatt az effektiv szivósebesség karakterisztika a 8. ábra *B* görbéjére korlátozódik. A szivósebesség kb. felére csökken, melyet főként a szivónyilásban alkalmazott olajfogó (6. ábra (10)) nagy ellenállása okoz. Alkalmazására e hátrányos tulajdonsága mellett szükség van, hiszen a nem kivánatos olajmolekulák gyorsitótérbe való jutását akadályozza meg. A görbéből leolvasható az is, hogy a szokásos üzemi körülmények közt müködő ionforrás által szolgáltatott max. 1 µl/sec beömlés mellett a gyorsitótérben még igy is kb. $5 \cdot 10^{-6}$ Hgmm vákuum biztositható.

A vákuum mérését az elővákuumtartományban Pirani, nagyvákuumban pedig ionizációs vákuummérők látják el. Az egyes mérőfejek elhelyezése a 6. ábrán látható, ahol "i" ionizációs mérőfejet, "p" Pirani mérőfejet jelent. Mindkét tipusu mérőfej elektronikájában automatikus védőkapcsolást alkalmaztunk, mely a megengedettnél rosszabb vákuum esetén védi a nagyfeszültségü transzformátor lekapcsolásával a berendezést, másrészt esetleges hirtelen levegőbetörés esetén, ha a vákuum 10^{-2} Hgmm-nél rosszabb értéket ér el, az elektromágneses tányérszelepet lezárja. A fenti automatikus kapcsolás egyben a könnyen kiégő ionizációs mérőfej fütőáramkörét is szakitja, ill. nem megfelelő vákuumtartományban megakadályozza annak bekapcsolását [11, 12].

Az előbbiekben leirt szivattyuberendezés több mint féléves üzemeltetés után megfelelően és üzembiztosan müködik. Meg kivánjuk jegyezni, hogy a forgószivattyuk kivételével, a diffuziós és booster szivattyu, tányér- és zsiliprendszerü-szelepek, vá-

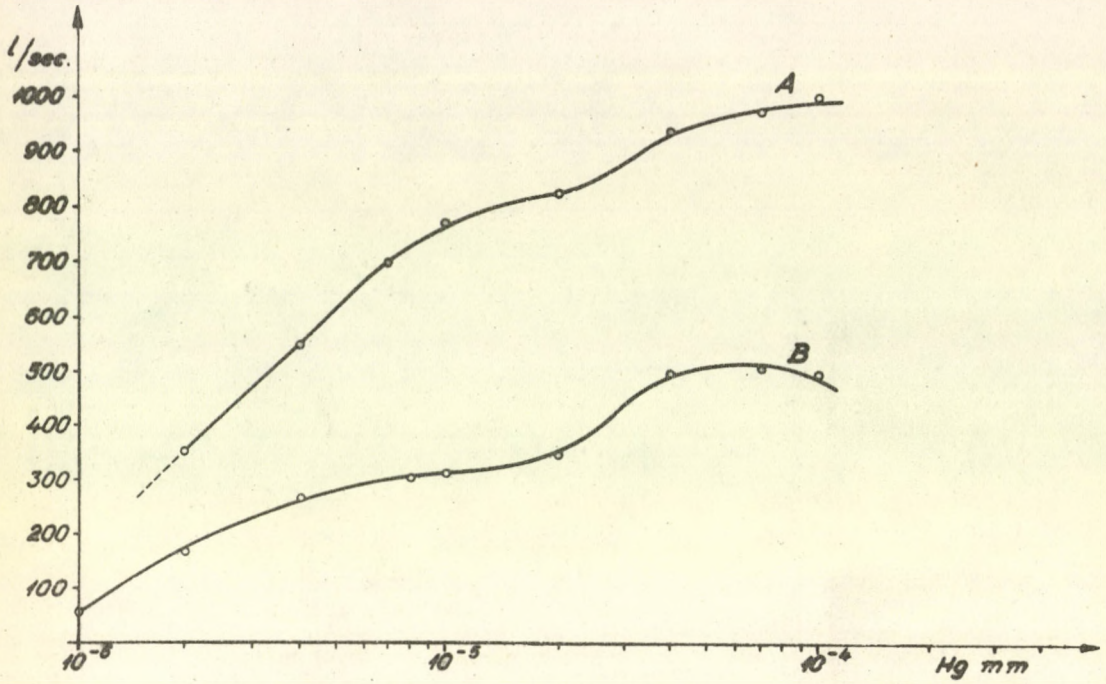


6. ábra. Vákuumrendszer sematikus rajza.



7. ábra. Vákuumrendszer fényképe.

kuummérők mind az Intézetben készültek [13] sőt nagyrészüket közvetlenül a kaszkádgenerátor és 300 kV neutrongenerátorhoz terveztük.



8. ábra. Olajdiffuziós szivattyu és szivattyurendszer szivósebesség karakterisztikája.

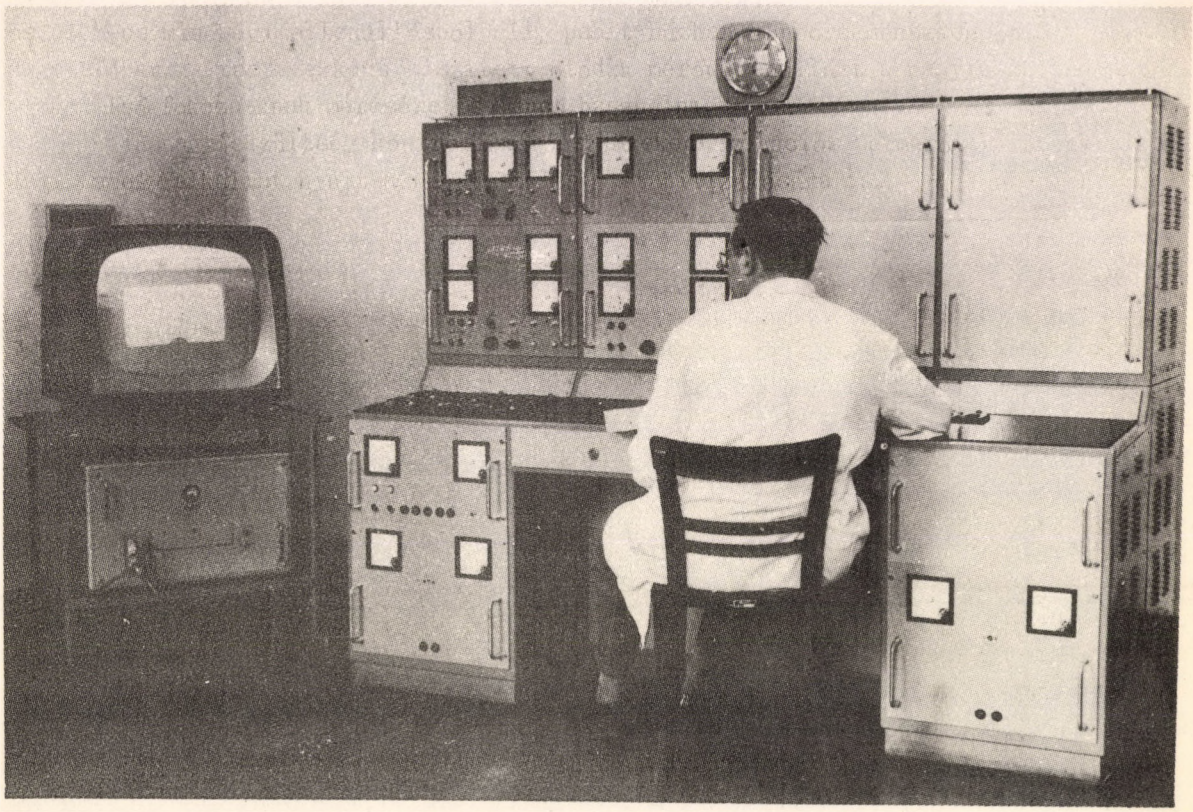
Mérő-, szabályozó- és ellenőrző berendezések.

A vezénylő asztal a gyorsitóberendezéstől sugárvédelmet biztositó 40 cm-es baritbeton fallal elválasztott vezénylőhelyiségben van. A baritbeton falon 600 x 400 x x 24 méretü ólomüvegablakon át nyerünk betekintést a gyorsitóterembe. A targethelyiség üzemközbeni vizuális megfigyelését hazai gyártmányu ipari televizió teszi lehetővé.

A vezénylőasztal hegesztett szögvas keretü, rack-panel rendszerü (9. ábra) és a következőket foglalja magába:

a./ az erősáramu mágneskapcsolók müködtető nyomógombjai és ellenörző lámpái (a mágneskapcsolók egy a vezénylőasztaltól független kisebb méretü szekrényben kaptak helyet);

b./ az elektronikus berendezések közös váltóáramu stabilizátora;
c./ közös stabilizált és stabilizálatlan anódpótló;
d./ a többmérőhelyes Pirani és ionizációs vákuummérő;
e./ az 500 Hz-es generátor gerjesztésszabályzó egysége;
f./ a nagyfeszültségü tápegység müszerei;
g./ target árammérés;
h./ vezénylő-targethelyiség közti hangos telefon erősitője;
i./ rotációs térmérő erősitője;
j./ üres panelek fejlesztés céljára;
k./ 3 db. adószinkro.



9. ábra. Vezénylőasztal fényképe.

A berendezés erősáramu kapcsolása megfelelő reteszeléssel helytelen kapcsolási sorrendet kizár. A reteszelő rendszerhez tartoznak a vákuumrendszer hütőviz nyomáskapcsolói, melyek a beállitott viznyomás csökkenése esetén jelzést adnak és a nagyvákuumszivattyuk fütését is megszüntetik. Továbbá a vákuummérők relérendszere, mely automatikusan a nagyfeszültségü transzformátort lekapcsolja és a tányérszelepet zárja. A vákuumszivattyuk alternative kapcsolhatók vezénylőasztalról és targethelyiségből egyaránt.

A nagyfeszültség távszabályzóját rövidrezárt motor müködteti, áttétele olyan, hogy hirtelen feszültségfelfutást nem enged meg. A nagyfeszültségü trafót csak kiinduló helyzetben lehet bekapcsolni.

A nagyfeszültség mérése a gyorsitóegység tartóoszlopában lévő ellenállásláncés a vezénylőasztalban lévő μA mérővel történik. A mérőellenállásláncc 4 összecsavarható egység. Egyenként 200 - 200 db ötoldalu plexihasábra spirálalakban csavart 10 MΩ 2 %-os, 1 W-os minőségi ellenállásból áll, pabit házban, buborékmentesen öntött parafin szigetelőben. A tartalékként készitett ötödik mérőellenállást a nagyfeszültségü tápegység első fokozatának mérésére is lehet használni.

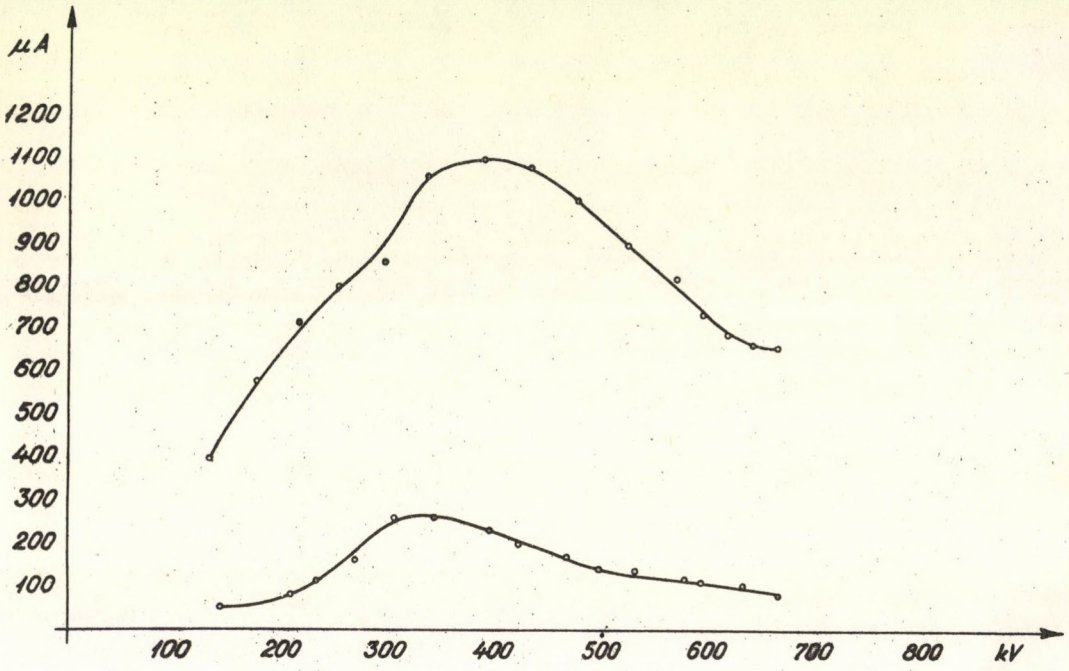
A nagyfeszültség kontroll-mérőeszközeként rotációs térmérőt kivánunk alkalmazni, amely alkalmat nyujt a nagyfeszültség stabilizálására is.

Az ionforrás távszabályzása villamos tengellyel van megoldva. A vezénylőasztalon 3 db 2800 gcm billenő nyomatéku adószinkro, a vezénylőhelyiségbe lenyuló tartólábon 3 db előbbivel azonos nyomatéku vevőszinkro foglal helyet. Az utóbbiak szigetelő nylon huzallal szabályozzák az ionforrás toroid-transzformátorait.

A felső elektródában az egyes egységekbe beépitett müszerek távleolvasására jelenleg még nincs lehetőség. Az eddigi tapasztalatok szerint a rendszeres müködéshez (ionforrás paramétereinek üzemközbeni változtatása, utánállitása) továbbiakban szükséges a távleolvasás kiépitése.

Berendezésünk kisérleti üzemeltetése alatt proton és deuteron gyorsitást végeztünk. Eddigi feladatunk a berendezés müködési tulajdonságainak vizsgálata volt. Ehhez szorosan kapcsolódott a nagyfeszültségü mérőmüszer hitelesitése. A hitelesitést Al^{27} magok protonnal történő bombázásával végeztük el, melynél a Si^{28} közbenső mag sugárintenzitása - a müködő feszültség tartományunkon belül - több pontosan ismert éles gerjesztett állapottal rendelkezik.

Vizsgáltunk továbbá, hogy a gyorsitó feszültség függvényében miként változik a targetáram. Méréseink eredményét a 10. ábrán láthatjuk. Az 1-es görbe mutat egy nagy



10. ábra. Targetáram a gyorsitófeszültség függvényében.

2-es görbe pedig egy közbenső ionáramintenzitást. Megjegyezzük, hogy a feltüntetett targetáram értékeket ellentér nélkül mértük. A targetre fókuszált ionnyaláb legjobban 5 - 6 mm átmérőre fogható össze.

Befejezésül köszönetet kell mondanunk elsősorban *Dr. Szalay Sándor* intézeti igazgatónak, aki munkánkat nagyrészben irányitotta és segitette, valamint *Dr. Orbán György* egy. tanárnak a munka beinditásával kapcsolatos tevékenységéért. Köszönettel tartozunk a KFKI Atomfizikai Osztályának, főként *Mérey Imrének* a részecskegyorsitó épitése folyamán nyujtott segitségéért, továbbá *Csánky Lajosnak*, aki az erős- és gyengeáramu tervezésben tevékenykedett. Továbbá *Meszéna Györgynek* a gyorsitócső tervezéssel kapcsolatos számitásaiért, *Koltay Edének* több hasznos tanácsáért és mindazon kutatóknak és mühely dolgozóknak, akik a generátor épitésében résztvettek. Végül elismerésünket fejezzük ki a közleményben már emlitett vállalatok felé a berendezés különleges méretü alkatrészeinek elkészitéséért.

Irodalom

[1] *Berecz I. - Bornemisza Gy.-né. - Nagy J.:* Magyar Fizikai Folyóirat, *6*/1956/431.

[2] *Szalay S. - Puskás E. - Koltay E. - Félszerfalvi J.:* ATOMKI Közl. *2*/1960/3.

[3] *Mérey I.:* Magyar Fizikai Folyóirat, *3*/1955/489.

[4] *Pásztor E. - Siegler J.-né.:* Magyar Fizikai Folyóirat, *3*/1955/497.

[5] *I.D. Cockroft, - T.S. Walton.:* Proc. Roy. Soc. *136A*/1932/619.

[6] *Verebély L.:* Villamos erőátvitel. I. Gyakorlati elektrosztatika. Tankönyvkiadó, Bp. 1953.

[7] *R.G. Mitchell.:* Wireless Eng. *22*/1945/474.

[8] *A. Bouwers, - F.A. Heijn:* Philips Techn. Rundschau, *6*/1941/46.

[9] *Spangenberg.:* Vacuum Tubes, 1948.

[10] *Nagy J. - Gombos P.:* ATOMKI Közl. *4*/1962/19.

[11] *Berecz I. - Gombos P.:* Magyar Fizikai Folyóirat, *8*/1960/31.

[12] *Berecz I. - Schlenk B.:* ATOMKI Közl. *4*/1962/33.

[13] *Berecz I.:* ATOMKI Közl. *3*/1961/237.

NÉHÁNY GYAKORLATI MÓDOSITÁS RÁDIÓFREKVENCIÁS IONFORRÁSON

Nagy János - Gombos Péter

Az intézetben épült 800 kV-os kaszkádgenerátor és 300 kV-os neutrongenerátor részére rádiófrekvenciás ionforrást készitettünk. A szokásos 50 gauss körüli keresztirányu mágneses téren kivül, a szonda közvetlen környezetében 250 gauss erősségü axiális mágneses teret is alkalmaztunk. Ezzel a kisülési edény élettartama, eddigi tapasztalataink szerint, több száz óránál is nagyobb volt, viszont a protonszázalék más szerzők méréseihez viszonyitva nem változott. Ugyancsak az élettartam növelését segitette elő a szonda köré beépitett kvarckehely. Összefoglaltuk az előfókuszáló lencse megválasztására vonatkozó méréseinket. 1,3 mm furatu szondával 8-10 cm^3/h gázfogyasztás mellett maximálisan 1,9 mA előfókuszált ionáramot nyertünk H_2-ben. (1,7 mm furatu szondával 25 cm^3/h gázfogyasztás mellett 2,7 mA volt az áram.) Az ionforrás teljes fogyasztása előfókuszálással 800 W. Az ionnyaláb energiaszórása 200 eV-nak adódott. A kaszkádgenerátorba beépitve 500 kV gyorsitó feszültség mellett szekunder elektronokkal együtt 1 mA áramot mértünk a targeten.

B e v e z e t é s

Az alábbiakban ismertetjük az intézetünkben kidolgozott rádiófrekvenciás ionforrást, illetve a kivitelezés során nyert gyakorlati és technológiai tapasztalatainkat.

Intézetünk 300 kV-os és 800 kV-os kaszkádgenerátora számára olyan rádiófrekvenciás ionforrást kellett kidolgoznunk, mely az alábbi követelményeknek tesz eleget:

1./ 100 μA nagyságrendü összionáram gyorsitás után a targeten mérve;

2./ Elérhető optimális atomion arány;

3./ Maximálisan 10 cm^3/h gázfogyasztás;

4./ Legfeljebb 1 kW elektromos fogyasztás az összes tápegységre vonatkozóan;

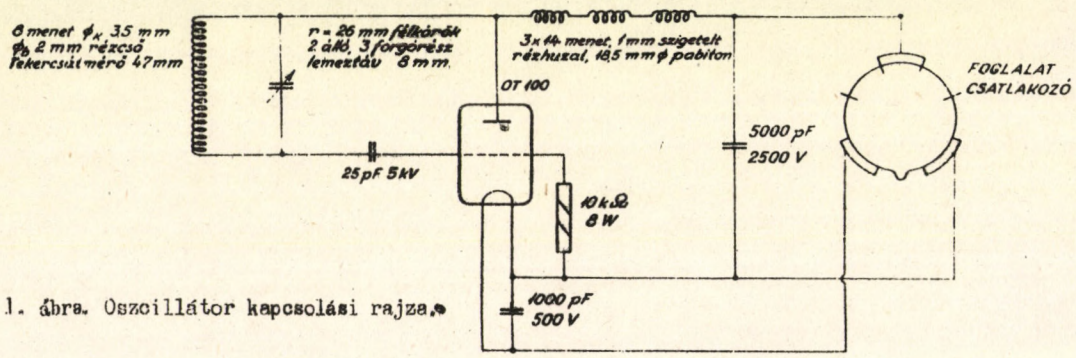
5./ Maximális stabilitás és élettartam.

Az ionforrás megtervezéséhez a kiindulási alapot egyikünk által készitett, és a 100 kV-os neutrongenerátorban müködő rádiófrekvenciás ionforrás szolgáltatta. [1] Felhasználtuk továbbá a KFKI Gyorsitó Osztályán szerzett gyakorlati tapasztalatokat is [2, 3, 4].

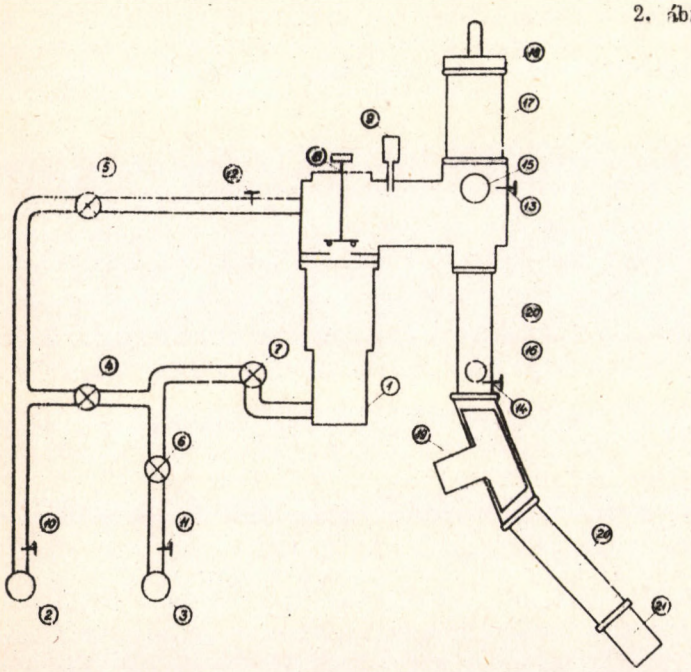
A kisülési edény razoterm üvegből készült. Belső átmérője 30 mm, magassága kb 150 mm. Az edény tetején kb. 1 mm vastag beforrasztott wolframtü a kivonófeszültség anódbevezetőjéül szolgált.

A fredál kivonószonda *Reifenschweiler* tipusu. [5] A vas bázislapot a kisüléstől razoterm kehellyel árnyékoltuk. A különálló árnyékoló kelyhes megoldást a könnyebb technikai kivitelezés miatt választottuk. Irodalmi adatok szerint a protonarány alig változik a kehely különválasztásával, ha a kehely és a kisülési edény (ballon) között minimális a hézag. [6] Mivel a kelyhet és a ballont 15 mm hosszuságban gondosan összecsiszoltuk, az átmérők különbsége kb 0,15 mm volt, feltételezhettük, hogy ez a szerkezeti megoldás a protonarányt nem rontja le, viszont a plazma és a bázislap közti átütéseket kiküszöböli, valamint a gáz átvezetésére is megfelel.

Az oszcillátorból kivehető rádiófrekvenciás teljesitményt irodalmi adatok alapján 100 W-ban határoztuk meg, minthogy 100 W-nál még elég kedvező (70 % körüli) protonarány érhető el. [7] Ezenkivül ezzel az oszcillátor teljesitménnyel biztositva láttuk a kivánt ionáram elérését. További szempont volt az, hogy ha a kisülésbe nagyobb



1. ábra. Oszcillátor kapcsolási rajza.



2. ábra. A vákuumrendszer:

1./ 120 l/sec szivósebességü frakcionáló olajdiffuziós szivattyu
2./ 10 m^3/h elővákuum szivattyu
3./ 2 m^3/h elővákuum szivattyu
4-6./ Elzárócsap
7./ Mágneses szelep
8./ Elzárócsap
9./ Vákuummérőfej
10-12./ Fellevegőző szelep
13./ Faraday-kalitka mozgató karja
14./ Ionnyaláb vizsgáló mozgató karja
15-16./ Üvegablak
17./ Üveghenger
18./ Ionforrás bázislapja
19./ Eltéritő mágnes
20./ Sárgarézcső
21./ Faraday-kalitka

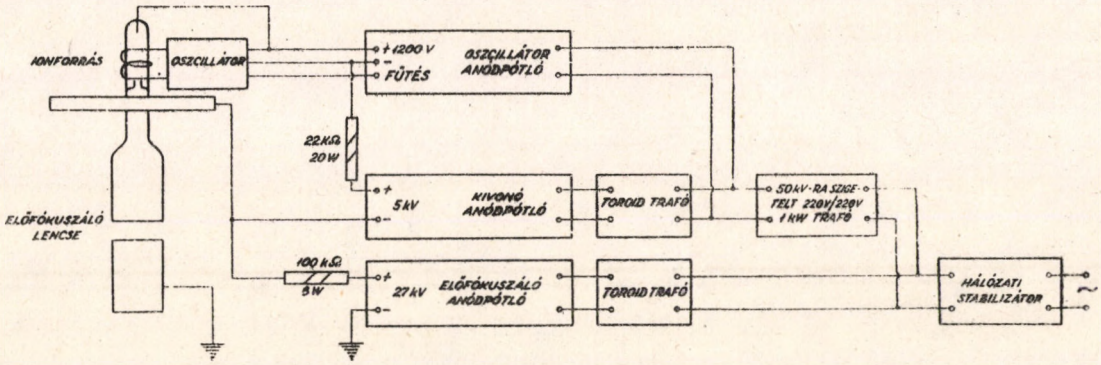
rádiófrekvenciás teljesitményt vittünk be (200 - 300 W) a razoterm ballon néhány perc alatt elolvadt. Az oszcillátor (1. ábra) legstabilabban 30 - 35 MHz között müködött, ebben a frekvenciatartományban több mint 100 W hasznos rádiófrekvenciás teljesitmény volt kicsatolható.

A plazmaintenzitás fokozására két egymással szemben álló permanens mágnessel keresztirányu mágneses teret alkalmaztunk.

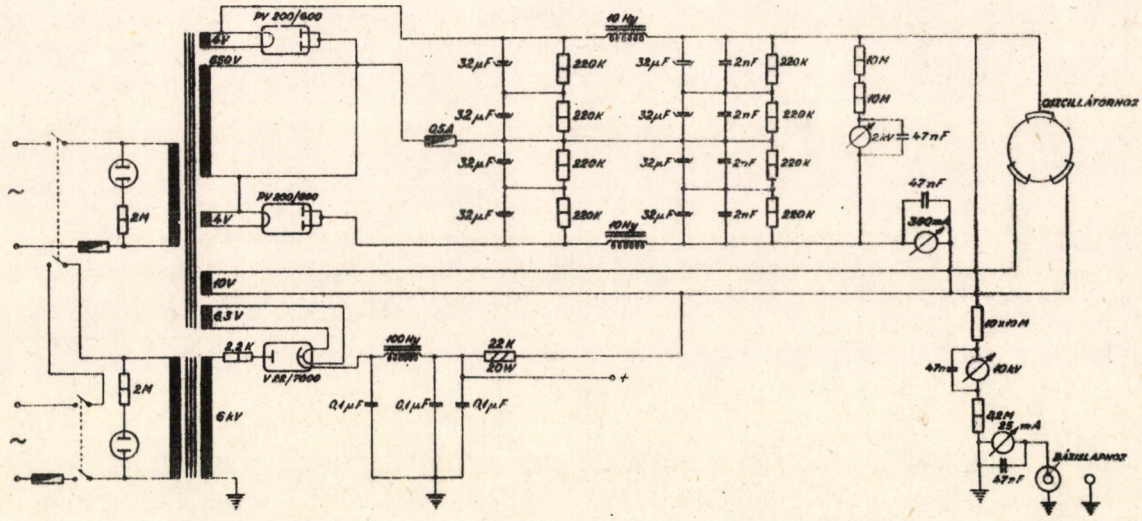
Az ionforrás vizsgálatát erre a célra készült mérőpadon végeztük.

A mérőberendezés vákuumrendszerének vázlata a 2. ábrán látható. [8]

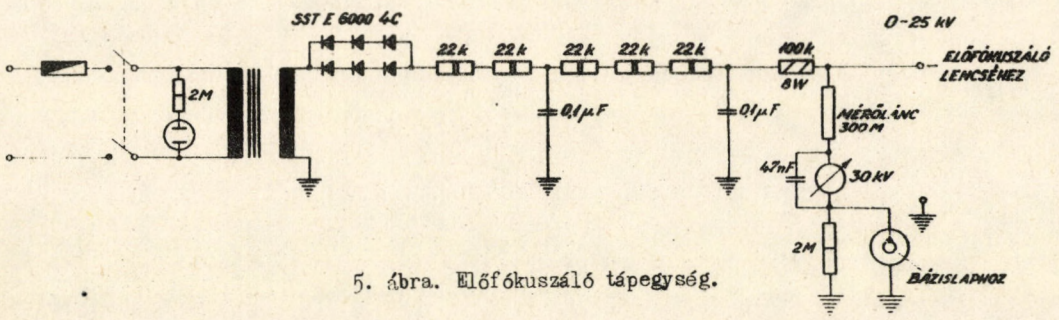
Az elektromos tápegységek tömbvázlatát és kapcsolási rajzát a 3., 4., 5., ábra mutatja.



3. ábra. Mérőberendezés elektromos tömbvázlata.



4. ábra. Oszcillátor és kivonó tápegység.



5. ábra. Előfókuszáló tápegység.

Mérési tapasztalatok

Az első kipróbálás során a következő hibákat észleltük:

1./ Ha az oszcillátor katódpontját a bázislaphoz kötöttük, a közel 5 kV kivonófeszültségen lévő plazma a razoterm üvegen keresztül átütött a tekercshez, és ez ballontöréshez vezetett.

2./ Néhány órás üzem után, legtöbb esetben a kikapcsolást követően, lehülés közben, a ballon minden külső behatás nélkül egy pontból kiindulva szétrepedt. Polarizált fényben vizsgálva a ballon üvegét, minden esetben csak a repedési gócok helyén lehetett igen erős belső feszültséget megállapitani. Előfordult az is, hogy üzem közben a ballon falán tüszurásnyi lyuk keletkezett. Ugyanis a szondából kilépő szekunder elektronok a keresztirányu mágneses térben a tengelyiránytól eltérültek, és olymódon fókuszálódtak, hogy a ballon viszonylag kis felületét bombázták. A helyi tulmelegedés miatt az üveg fala át is furódott.

3./ A bevitt 100 W rádiófrekvenciás teljesitmény a ballont és a kelyhet többszáz fokra melegitette. A ballon hőmérsékletét kényszerléghütéssel lehetett ugyan csökkenteni, de a kehelyét nem, Igy ez a hőmérséklet növekedésével egyre jobban vezetővé vált. Mivel a kehely egész felületének a kivonófeszültségre kell szigetelnie, a razoterm kelyhek általában egy órán belül átütöttek és szétrepedtek.

A fenti hibák kiküszöbölésére az alábbi változtatásokat hajtottuk végre:

1./ A ballon átütések megakadályozására több lehetőség kinálkozott:

a/ A gerjesztő tekercset olyan messze helyezzük a ballontól, hogy átütés már ne következhessék be. Ez a csatolás nagymérvü leromlását vonta maga után, ami az átadott teljesitménnyel a kivánt ionáram elérését nem tette lehetővé.

b/ A ballont kvarcból készitjük. Ez technikai okoknál fogva nem volt lehetséges.

c/ A gerjesztő tekercset a kivonófeszültség potenciáljára kötjük. Emiatt az oszcillátort szigetelten kell felszerelni. Ezt a megoldást választottuk.

2./ A ballon átfuródásának megakadályozására több megoldás ismeretes az irodalomból. Egyik lehetőség forgómágneses tér alkalmazása. [9] Más szerzők axiális mágneses teret alkalmaztak. [10-11] Tekintettel arra, hogy magasfeszültségen sem három fázis, sem a megfelelő erősségü axiális mágneses tér fenntartásához elegendő elektromos teljesitmény (utóbbi szerzők 1000 gauss fenntartására 500 W-ot forditottak) nem állt rendelkezésünkre, igy az axiális mágneses teret bárium-ferrit mágnesgyürüvel tartottuk fenn.

A keresztirányu mágneses tér megszüntetésével azonban a gázkisülés által felvett rádiófrekvenciás teljesitmény erősen lecsökkent. Ennek növelése érdekében az axiális mágneses tér mellett keresztirányu teret is alkalmaztunk. Ha a keresztirányu teret is bárium-ferrit mágnesgyürükkel tartottuk fenn, és a mágnesgyürük egymáshoz viszonyitott helyzete a 6. ábrának megfelelő volt, az axiális tér a szonda környezetében a keresztirányu teret leárnyékolta. A szekunder elektronok a szondából történő kilépéskor csak kis energiával rendelkeznek. Ha a kilépő elektronoknak radiális sebességkomponense nincs, az axiális tér nem hat rájuk. Radiális sebességkomponens esetében viszont a tér bespirálozza őket az axiális irány, mint tengely köré. A kilépő elektronok a sötét téren áthaladva a kivonófeszültség által megszabott sebességre gyorsulnak. A keresztirányu tér a felgyorsult elektronokra minimális eltéritő hatást gyakorol, és szerepe kizárólag a plazma töltéssürüségének növelésére szoritkozik. (Az alkalmazott 50 gauss keresztirányu mágneses tér 5000 V-os elektronokat 200 cm sugaru

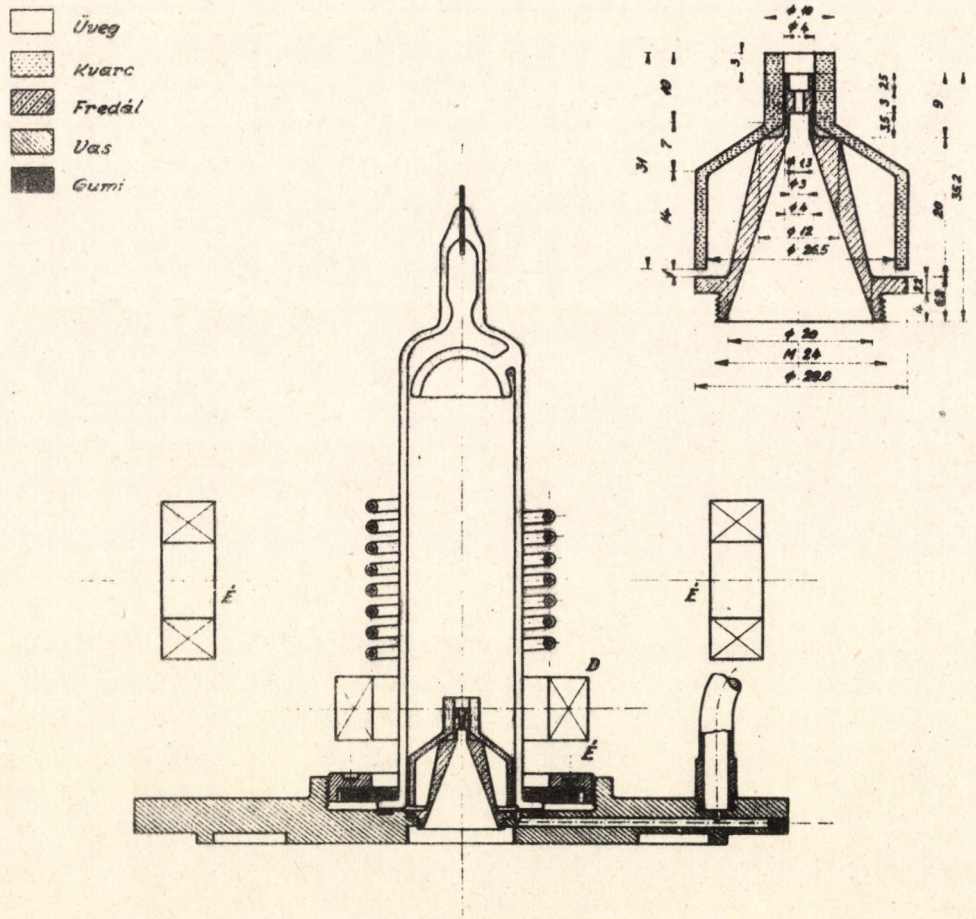
pályára téritik.) Az emlitett bárium-ferrit mágnesgyürü használata azért is előnyös volt, mert méréseink szerint csak elhanyagolható rádiófrekvenciás veszteséget okozott.

Ilymódon sikerült nagyobb (több mA) ionáram mellett a ballontöréseket kiküszöbölnünk. Ennek ellenére a szekunder elektronok utjába helyezett razoterm ernyő hosszabb üzem után átkristályosodott, esetleg berepedt, ez azonban a több száz órás üzembiztos müködést nem gátolta. A még nagyobb biztonság érdekében az ernyőt a későbbiekben kvarcból fogjuk készitени.

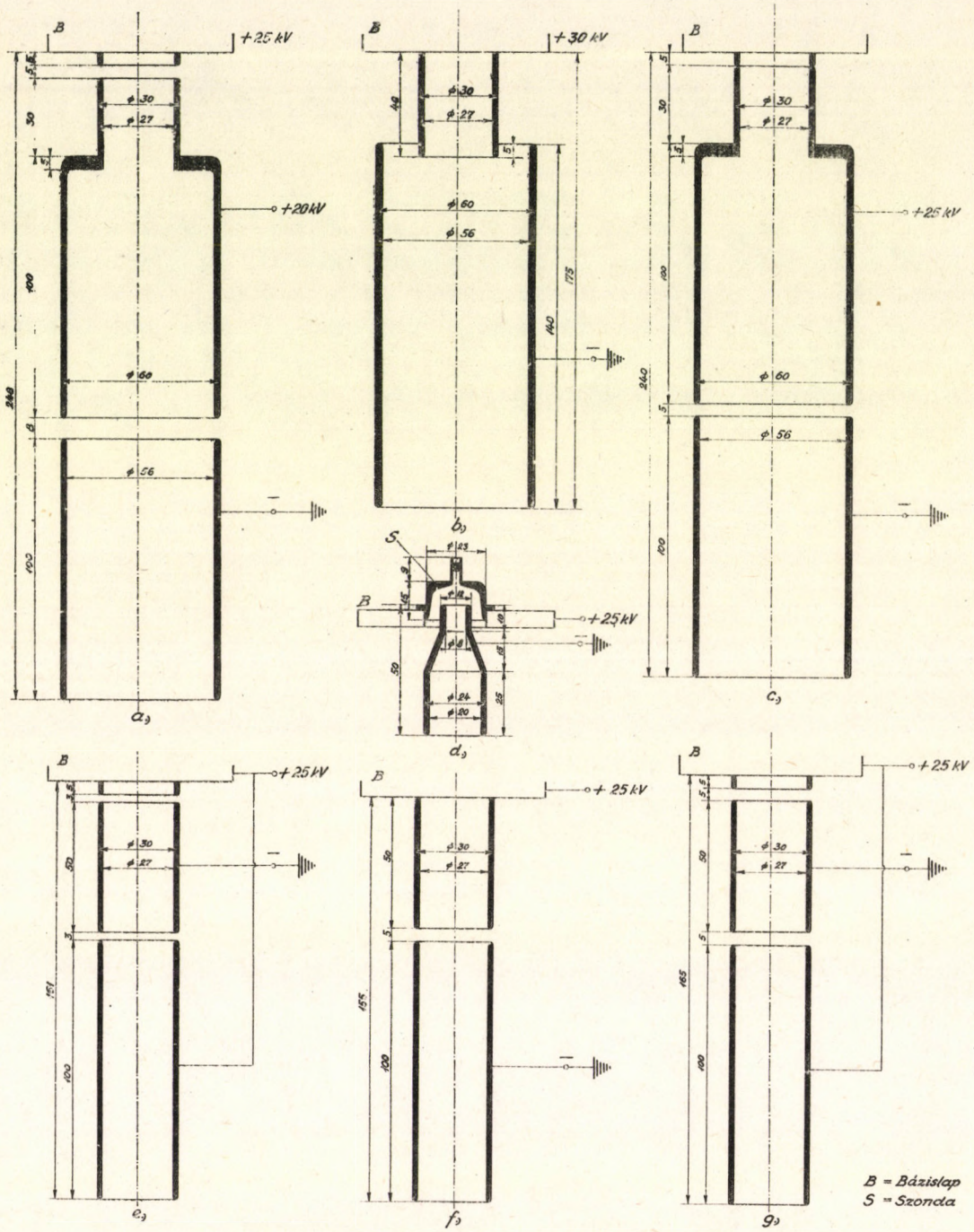
Az axiális és keresztirányu mágneses térrel müködtetett ionforrás ballonok fala több száz órás üzem után sem mutatott belső feszültséget.

3./ A razoterm kehely átütésének kiküszöbölésére kvarckelyhet alkalmaztunk. Ezt a már emlitett mérettartással csiszoltuk össze a razoterm ballonnal. Ezzel a változtatással sikerült az ionforrások stabil müködését biztositani.

Mivel a kivont ionáram lényegesen függ a szonda szivócsucsának környezetében lévő plazma töltéssürüségétől, a szondát tapasztalati uton ennek megfelelően megemeltük. A vonatkozó méretadatokat a 6. ábrán tüntettük fel.



6. ábra. Az ionforrás.



7. ábra. Előfókuszáló lencse tipusok.

E l ő f ó k u s z á l ó r e n d s z e r

Az előfókuszáló rendszer kiválasztásának főbb szempontjai a következőek voltak:

1./ A 800 kV-os kaszkádgenerátor gyorsitócsövére vonatkozó előzetes számitások szerint az előfókuszáló rendszernek az ionnyalábot a bázislaptól számitott 50 cm-re kellett fókuszálnia (*Meszéna György* tudományos munkatárs szóbeli közlése).

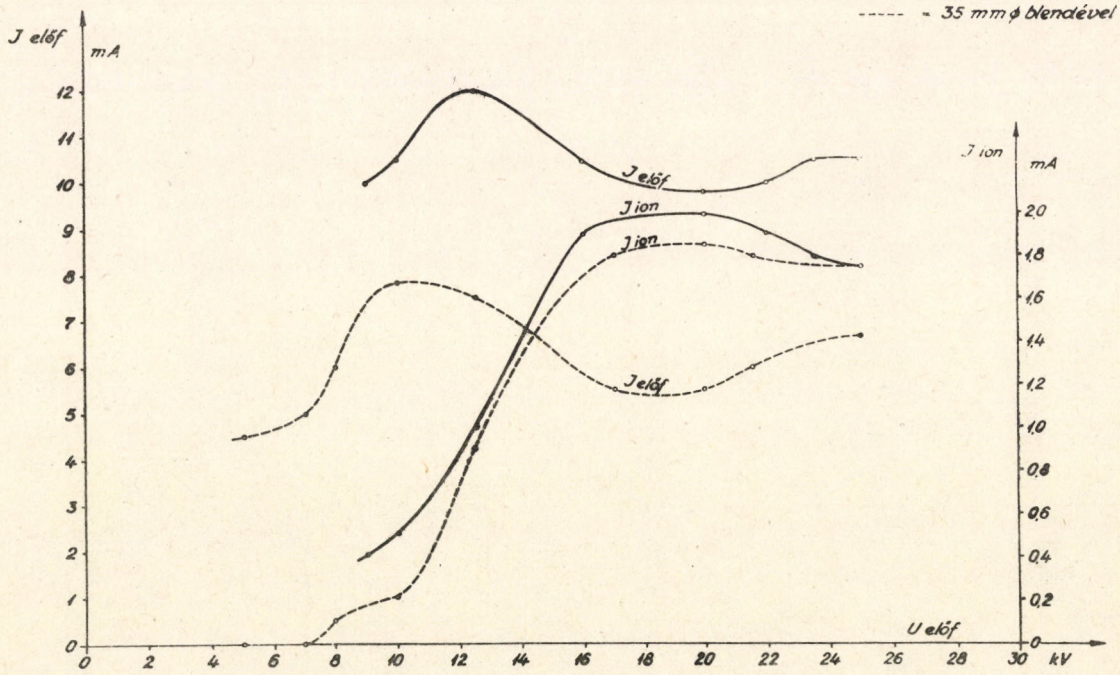
2./ Olyan ionoptikát kellett keresni, amely a fenti követelménynek legfeljebb 25 kV feszültség mellett eleget tesz. (A gyorsitó konduktorában rendelkezésre álló hely csak ilyen feszültségü anódpótló üzembiztos elhelyezését tette lehetővé).

3./ Az előfókuszáló rendszer által felvett áram minimális legyen, de csucsértékben sem haladja meg a 8 mA-t. (Ezt az értéket a rendelkezésre álló külföldi szelén egyenirányitók szabták meg.)

4./ A lencse méretei olyanok legyenek, hogy lehetőleg befogják az ionnyaláb maximálisan 15°-os szögszórását.

A kivitelezés során megvizsgáltunk különböző tipusu ionoptikai lencséket. (7. ábra.)

A mérések eredményeképpen a c., tipusu lencse müködési viszonyait találtuk a legmegfelelőbbnek. (Az a., tipusu lencse fókusztávolsága lényegesen nagyobb volt a kivántnál, a többi lencse széttartó nyalábot adott.) Ezért a továbbiakban a c., tipust vizsgáltuk. Összehasonlitottunk két lencsét, melynek elektródjai csak abban különböztek egymástól, hogy külső átmérőjük 60, illetve 80 mm volt. Azt tapasztaltuk, hogy a kivánt fókuszálási viszonyok a nagyobb átmérőjü lencsével 35 kV, a kisebbel 25 kV feszültség mellett voltak elérhetőek. Ez egyébként irodalmi adatok alapján is várható volt. [12] Ezután a 60 mm átmérőjü lencse esetén megnéztük az általa felvett áramot és az ionára-



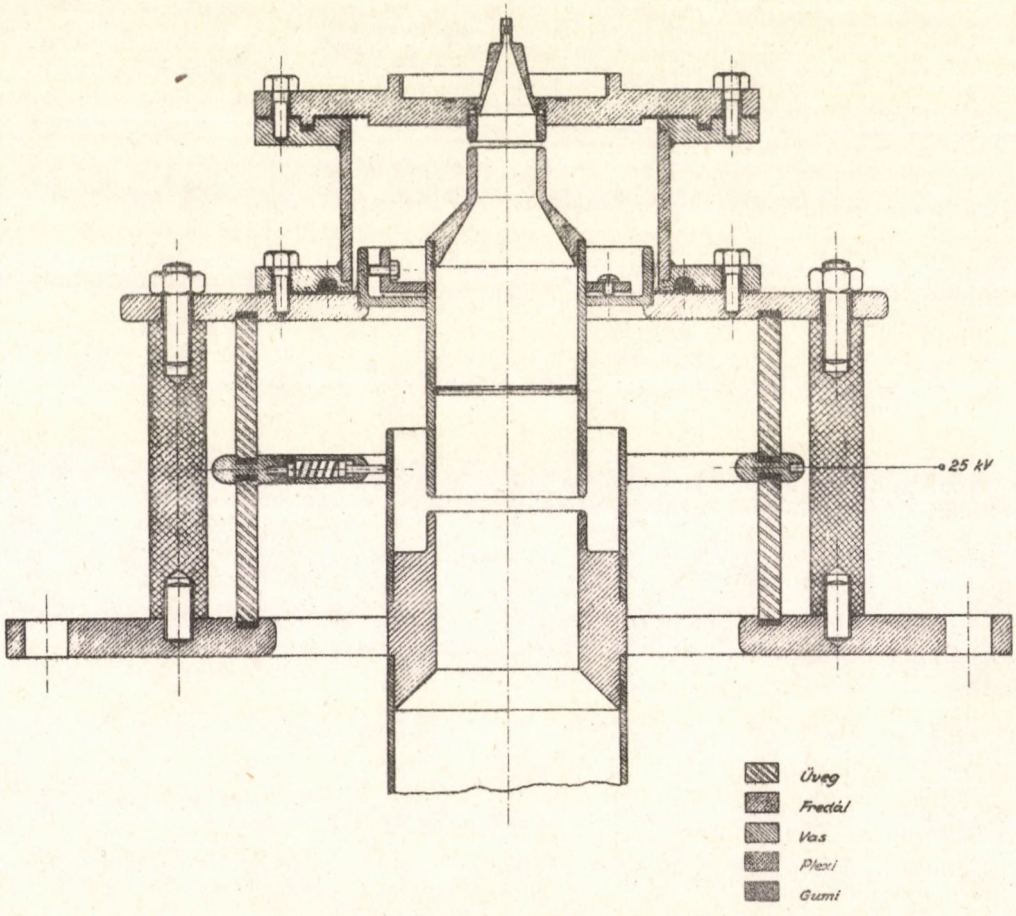
8. ábra. Előfókuszáló áram és ionáram változása az előfókuszáló feszültség függvényében. $U_{oszc.}$ = 1160 V, $I_{oszc.}$ = 175 mA, $U_{kivonó}$ = 11 mA, 1,7 mm furatu szonda.

mot az előfókuszáló feszültség függvényében először blende nélkül, majd 35 mm átmérőjü blendével, melyet a bázispotenciálon lévő elektródba helyeztünk az ionok szögszórásának megfelelően, a légréstől 40 mm távolságba. A blendével 8 %-os ionáramcsökkenés mellett az előfókuszáló áram közel felére esett, (8. ábra) és a fókuszált nyaláb átmérője is 3 mm alá csökkent. Kisebb átmérőjü blende az ionáram jelentős csökkenését okozta, ami miatt a lencse átmérőjét kedvezőtlen lett volna csökkenteni.

A kedvező müködési paraméterekre tekintettel, melyek a már megelőzőkben említett követelményeknek is megfeleltek, ezt az előfókuszáló rendszert épitettük be a 800 kV-os kaszkádgenerátorba. Végleges méreteit a 9. ábra mutatja.

Megemlitjük, hogy ezt a megoldást nem tekintjük véglegesnek. Tapasztalataink szerint célszerü lesz azt a ballon alatt (automata) szeleppel kiegésziteni, hogy az ionforrás alkatrészei a gyorsitócső fellevegőzése nélkül bármikor cserélhetők legyenek. Amennyiben a későbbiekben szükségesnek mutatkoznék, megvan a lehetősége annak is, hogy az ionforrás alatt tombakot szereljünk fel.

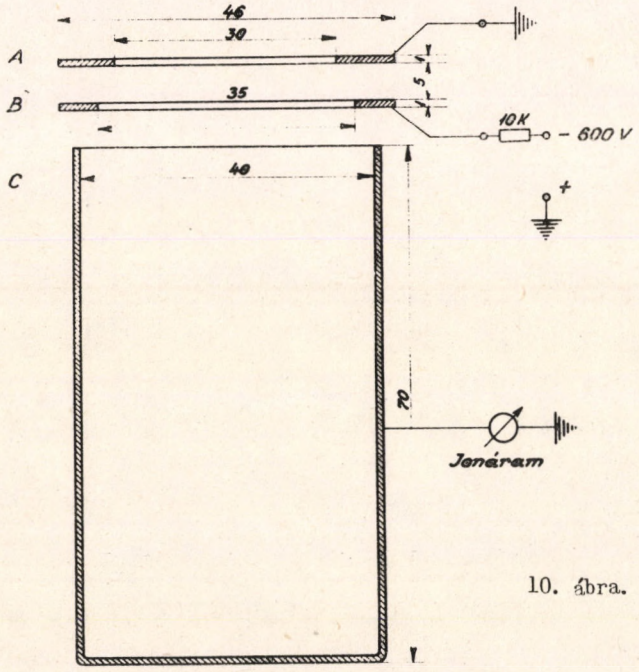
Itt megjegyezzük még, hogy a b., tipusu (7. ábra) lencsével 40 cm^3/h gázfogyasztás mellett, 1,9 mm furatu szondával 5,6 kV kivonó és 31 kV előfókuszáló feszültséggel 2,9 mA tiszta ionáramot értünk el. (A szekunder elektronokat a Faraday kalitkában ellentérrel visszatartottuk.) Az ionnyaláb gyengén széttartó volt, de a nyaláb átmérője még igy is 10 mm alatt maradt a bázislaptól 50 cm-re.



9. ábra. A 800 kV-os kaszkádgenerátor előfókuszáló rendszere.

A működési paraméterek beállitása

Az ionforrás maximális áramra történő beállitását a következőképpen végeztük. Az ionáramot előfókuszálás után mértük. Az árammérés ellentérrel történt. (10. ábra) A Faraday-kalitka előtt a nyaláb esetleges szórt ionjait az A elektród kiblendézte. A B-re adott ellentér visszatériti egyrészt a Faraday-kalitkából kilépő, másrészt az A blendén keletkező szekunder elektronokat. Méréseink szerint az alkalmazott - 600 V-os ellentér elegendő volt még 35 kV-os ionok által keltett szekunder elektronok visszatéritésére is.



10. ábra. Faraday-kalitka az ionáram mérésére.

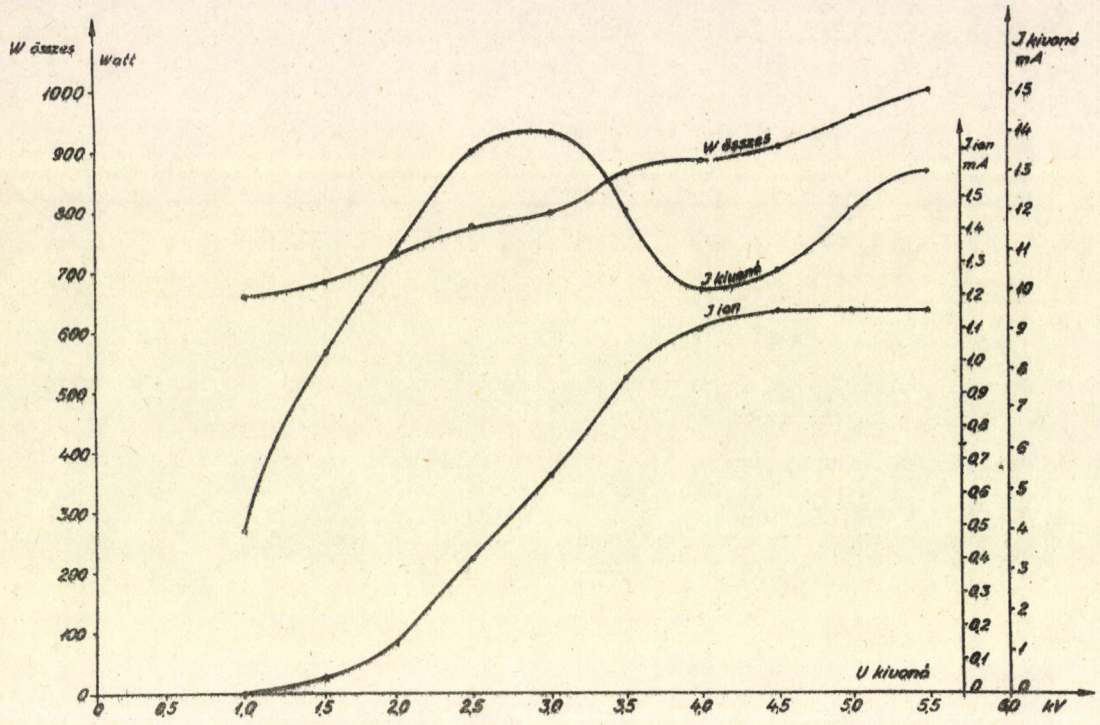
Az optimális beállitási paramétereket nagyban befolyásolta tapasztalataink szerint a keresztirányu mágnesgyürük helyzete és az axiális mágnesgyürü térerőssége.

Az axiális mágnesgyürüt (mely 250 gauss térerősséget tartott fenn a szonda helyén) a ballonhoz koaxiálisra állitottuk, olyan magasságban, hogy középsikja a szonda csucsával egy magasságban legyen (6. ábra). A keresztirányu mágnesek, optimális beállitásban a gerjesztő tekercs belsejében kb. 45 gausst adtak.

A kivonórendszerre vonatkozóan méréseink azt az eredményt hozták, hogy az általunk használt 4 mm-es szondaátmérőnek a 3 - 3,1 mm-es kvarcmagasság felel meg a legjobban. Ez az adat egyébként egyezik az elméleti megfontolások alapján számitott 1/d értékkel. [13] Az ionáramra vonatkozó méréseink szerint 1,7 mm-es furatu szondával 25 cm^3/h gázfogyasztás mellett, a maximálisan elért és előfókuszált ionáram 2,7 mA volt. 1,3 mm furatu szondával 8 cm^3/h gázfogyasztás mellett 1,9 mA maximális áramot mértünk hidrogén esetén.

Előfókuszálás nélkül ugyancsak 1,3 mm furatu szondával 3 mA tiszta ionáramot kaptunk.

1,3 mm furatu szondával felvettük a müködési karakterisztikákat. (11. ábra) Amint látható az ionforrás összenergia hatásfoka az előfókuszálást is tekintetbe véve 750 W/mA. Megemlitjük, hogy 1,7 mm furatu szondával ez 450 W/mA-nek adódott.



11. ábra. Az ionforrás müködési karakterisztikái. $U_{prim.}$ = 227 V, $U_{oszc.}$ = 1180 V, $I_{oszc.}$ = = 190 mA, $U_{előf.}$ = 17,5 kV, 1,7 mm furatu szonda.

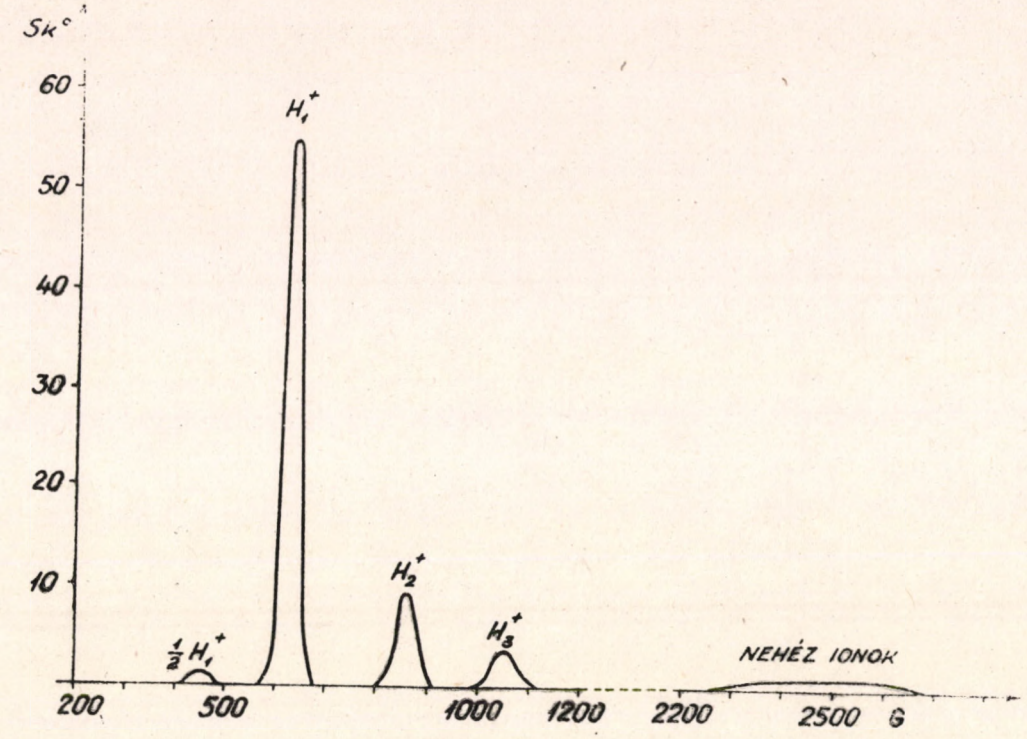
Az ionnyaláb összetétele

Az ionnyaláb százalékos összetételét az intézetben készült Nier-féle tömegspektrométerrel határoztuk meg. Az eltérités szöge 41°, a nyaláb görbületi sugara 15 cm. Az eltéritett nyalábot Faraday-kalitka fogja fel. A mágnes gerjesztése 24 V-os 160 amperórás akkumulátorból történt.

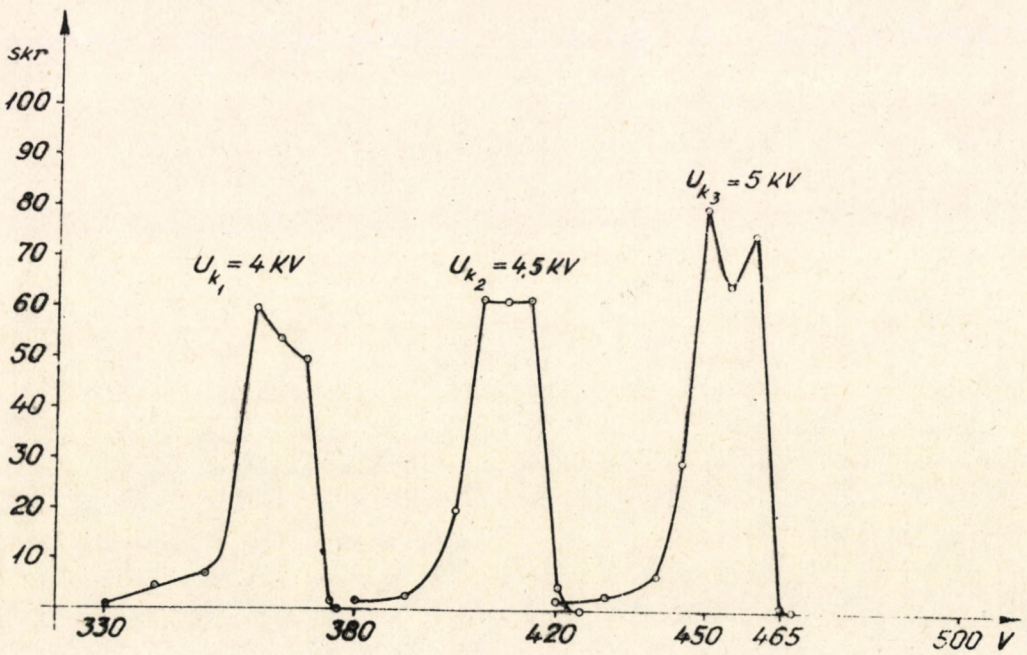
Az összetétel vizsgálatok előtt az ionforrás alkatrészeit gondosan megtisztitottuk az irodalomból ismert módon [6]. A ballont és kelyhet forró tömény salétromsavval, majd 10 %-os fluorsavval kimostuk, a szondát kénsav és foszforsav 2:1 arányu keverékével lemarattuk, az alkatrészeket desztillált vizzel jól leöblitettük, majd 200° C-on kiszáritottuk.

Az összetételt megvizsgáltuk elektrolitikus uton [14] nyert tiszta H_2 gázzal 4 - 5 órás müködtetés ill. kigázositás után. (12. ábra.)

Megvizsgáltuk, hogy a ballon hőmérséklete milyen hatással van a nyaláb százalékos összetételére, tekintettel arra, hogy a razoterm üveg vezetőképessége a hőmérséklet emelkedésével növekszik és igy rekombinációs együtthatója is feltehetően nő. Méréseket végeztünk kényszerléghütéssel és hütés nélkül müködő ionforráson. A mérések eredményét az 1. táblázatban foglaltuk össze, ennek adatai világosan mutatják, hogy a kényszer léghütés használata feltétlenül célszerü. Utóbbi méréshez palládiumos gázberesztőt használtunk. (Megemlitjük, hogy a protonarány méréseink szerint a kivonófeszültségtől, gáznyomástól, a ballon kigázositásától, az alkalmazott mágneses tér erősségétől, stb. is függ. Jelen dolgozatban nem kivántuk idevonatkozó mérési adatainkat részletezni, de hivatkozunk a feltüntetett irodalomra.)



12. ábra. Ionnyaláb százalékos összetétele.



13. ábra. Ionnyaláb energiaszórása.

1. Táblázat.

	Hütés nélkül	Hütéssel
Ion	%	
1/3 H_1^+	0,6	0,4
1/2 H_1^+	4,2	2,1
H_1^+	61,6	72,6
H_2^+	14,2	8,7
H_3^+	11,6	10,1
Nehéz ion	7,8	6,1

A z i o n n y a l á b e n e r g i a s z ó r á s a

Az ionnyaláb energiaszórását irodalmi adatok alapján [2, 3] készitett elektromos eltéritővel vizsgáltuk meg. Az eltéritő elektródok görbületi sugara 19,5 illetve 20,5 cm. A téritőcső 127°-os, állandójának elméletileg számitott értéke 10,5. Különböző kivonófeszültségek mellett felvett energiaszórásgörbék a 13. ábrán láthatók. Az ionnyaláb energiaszórása közel 200 V, ami tekintve a vonatkozó irodalmi adatokat, várható volt.

Minthogy tartós mérések után az ionforrás stabilitása és élettartama megfelelő volt, beépitettük a 800 kV-os kaszkádgenerátorba. A forrást H_2-vel müködtetve 500 kV gyorsitó feszültség mellett, szekunder elektronokkal együtt 1 mA targetáramot mértünk. A becsapódás helyén a nyaláb átmérője 10 mm-nél kisebb volt.

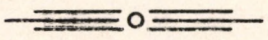
E helyen mondunk köszönetet *dr. Szalay Sándor* egyetemi tanárnak, az intézet igazgatójának, akinek érdeklődésével és állandó támogatásával munkánkat folytattuk.

Köszönetet mondunk továbbá *Berecz István* tudományos munkatársnak a vákuumtechnika terén nyujtott segitségéért.

Az üvegtechnikai munkákat *Seicher János* üvegtechnikus, a nagyfeszültségü áramforrásokat terveink alapján *Csánky Lajos* elektromérnök vezetésével *Toka Gyula* müvezető készitette. A méréseknél közvetlen segitségünk *Szörényi Károly* laboráns volt. Mindannyiuknak ezuton is köszönetünket fejezzük ki.

Irodalom.

[1] *Berecz István:- Bornemisza Györgyné - Nagy János:* Magyar Fizikai Folyóirat *6*/1958/431.
[2] *Erő János:* Kandidátusi Értekezés. 1955.
[3] *Erő János:* Magyar Fizikai Folyóirat, *3*/1955/529.
[4] *Pásztor, - Roósz, - Sieglerné, - Várkonyi:* KFKI Közl. *2*/1954/395.
[5] *O. Reifenschweiler:* Ann. Phys. *14*/1954/33.
[6] *E. Cilensek, - F. Cvelbar, - V. Ramsak:* Reports of J. Stefán Inst. *4*/1957/117.
[7] *P.C. Thonemann.:* Conf. of Ion Sources, Amsterdam, 1949.
[8] *Berecz István:* ATOMKI Közl. *1*/1959/51.
[9] *Erő János - Vályi László:* KFKI Közl. *5*/1957/414.
[10] *J.G. Rutherglen, - J.F. Cole,:* Nature *160*/1947/545.
[11] *V.J. Kowalenski, - C.A. Mayans, - M. Hammerschlag,:* Nucl. Instr. *5*/1959/90.
[12] *K.R. Spangenberg,:* Vacuum Tubes. McGraw-Hill. 1948.
[13] *Párizs Gyula:* KFKI Közl. *9*/1961/57.
[14] *Nagy János - Gombos Péter:* ATOMKI Közl. *3*/1961/231.



PIRÁNI TIPUSU VÁKUUMMÉRŐ AUTOMATIKUS KAPCSOLÁSSAL

Berecz István - Schlenk Bálint

A cikk keretében ismertetünk egy hővezetéses alapon müködő vákuummérőmüszert, mely megbizhatóan müködik 1 - 10^{-3} Hgmm terjedő nyomás tartományban, és olyan relé kapcsolással rendelkezik, mely a fenti nyomás tartományon belül egy előre beállitott nyomásértéknél automatikus be- ill. kikapcsolási lehetőséget biztosit.

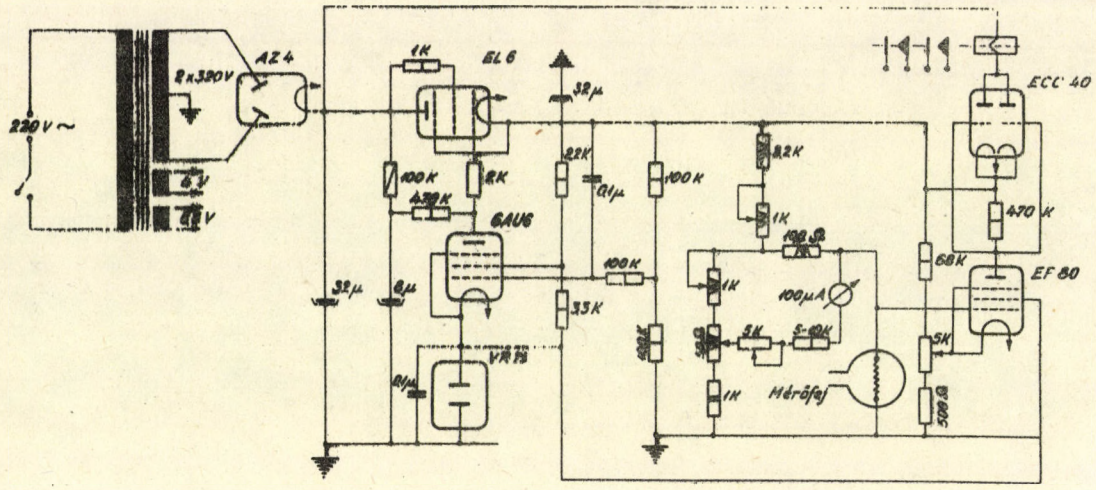
A Pirani tipusu vákuummérőt igen elterjedten alkalmazzák a vákuumtechnikai gyakorlatban, ami elsősorban egyszerüségének és tartósságának köszönhető, Manapság azonban, a vákuumrendszerek épitésénél is egyre nagyobb teret hódit az a törekvés, hogy minél üzembiztosabb müködési feltételeket létesitsenek az egyes vákuumtechnikai berendezések számára. Az alábbiakban ismertetendő vákuummérőt ugy terveztük, hogy az ne csak a mérés követelményeit elégitse ki, hanem alkalmas legyen bizonyos automatikus kapcsolások elvégzésére.

Vákuummérőmüszerünk u.n. "mérőfej"-éül az Egyesült Izzó által gyártott kb. 0,05 mm Ø 96 Ω hidegellenállással rendelkező platinaszálas "Pirani" fejeket alkalmaztunk. Ezek elsősorban a bennük használt platinaszál miatt eléggé megfelelőnek bizonyultak, olcsón beszerezhetők, de célszerü alkalmazás előtt az egyes mérőfejeket vizsgálat alá vetni, mert nem egy esetben találtunk közöttük kontakt hibát mutató példányokat. Amennyiben pedig a mérőfejek cserélhetőségét is biztositani akarjuk, pontos ellenállás méréseket is kell velük végezni.

Mint ismeretes a Pirani tipusu vákuummérőknél [1] a nyomás mérésére azt a jelenséget használjuk fel, hogy kis nyomásoknál a gáz hővezetése egyenes arányban csökken a nyomással. Esetünkben a mérőfejben lévő vékony platinahuzalt, mely egy Wheatstone-hid egy ágában foglal helyet, állandó értéken tartott áramerősséggel fütjük, és a nyomásváltozásból eredő ellenállás változást a hidban alkalmazott mutatós müszerrel indikáljuk. Ezen müszer skáláját valamilyen más ponton vákuummérőhöz hitelesitjük, miáltal alkalmassá tehető a nyomás közvetlen mérésére.

Ahhoz, hogy mérőmüszerünk a fenti nyomástartományban jól használható legyen,

megfelelően stabilizált egyenáramu tápforrásról kellett gondoskodni. Erre a célra egy kimenetről vezérelt visszacsatolt rendszerü 150 V-ra stabilizált anódpótlót alkalmaztunk (EL6 szabályozócső, 6AU6 vezérlőcső és VR 75 referenciafeszültséget biztositó cső, lásd 1. ábrát). Mint látható, a "Pirani" hid táplálásához szükséges kb 55 mA egyenáramot korlátozó ellenállással állitottuk be.



1. ábra. Pirani vákuummérő elektromos kapcsolási rajza.

A szabályozó kapcsolórendszer az 1. ábrán látható módon [2] - sorbakapcsolt EF 80, ECC 40 csövekből és az utóbbi anódkörébe bekötött kapcsoló reléből áll. Itt bizonyos egyszerüsitésre adott lehetőséget az, hogy az EF 80 anódfeszültségét a fent leirt anódpótló stabil 150 V-os pontjáról biztositottuk, ugyanezen cső stabil-segédrács feszültségét pedig az anódpótló VR 75 stabilizátorcsövének segitségével állitottuk be. Mint már emlitettük a Pirani mérőfej ellenállása a nyomás változásával változik s ez az 1 Hgmm - 10^{-3} Hgmm-es nyomásintervallumban az adott mérőfejek esetében kb 1,5 V-os feszültségváltozást jelent a Pirani fej két végén. Mint a kapcsolási rajzból is látható, ezt a feszültségváltozást vezettük az EF 80 vezérrácsára, melynek a katódpontja az 5 KΩ-os potméterrel a szükséges határon belül tetszőleges értékre állitható be. Ilymódon a nyomástól és a fenti potméterbeállitásától függően az EF 80 cső lezárt vagy nyitott állapotban lehet. Nyilvánvaló, hogy az EF 80 zárt állapotban az ECC 40 cső rács és katodpontja közel azonos lévén az ECC 40 teljesen nyitva van. Mihelyt azonban az EF 80 vezetni kezd (pl. a Pirani fejről jövő feszültségnövekedésből kifolyólag) az ECC 40 katód körében lévő 470 KΩ miatt a cső hirtelen lezár, minek következtében a cső anódkörében lévő relé kienged és ezáltal zárhatunk, vagy szakithatunk meg egyéb áramköröket.

Mérőmüszerünkben a hid beállitása olyan, hogy atmoszférának megfelelő nyomáson a mutatós müszer végkitérésbe megy ki, 10^{-3} Hgmm-nél jobb vákuumon pedig nullhelyzetben van, aminek az utólagos ellenőrzése hitelesitő müszer hiányában is viszonylag könnyen elvégezhető. Erre a célra ki van vezetve a müszer előlapjára a hidban lévő 50 Ω-os potméter és a müszer előtétellenállás 5 KΩ-os potmétere, ami arra is szolgál, hogy mérőfej csere esetén elvégezhessük a fent leirt beállitást.

A fent leirt vákuummérőt elsősorban olyan vákuumrendszerben a legcélszerübb alkalmazni, ahol egyrészt viszonylag pontosan kell a 1 - 10^{-3} Hgmm-es nyomástartományban mérnünk, másrészt fennáll bizonyos mértékig annak a veszélye, hogy a vákuumberende-

zés müködés közben fellevegőzhet. Az utóbbi esetben az ismertetett vákuummérő kapcsolás segitségével megfelelő jelzésről gondoskodhatunk, vagy elektromágneses müködtetésü vákuumszelepek alkalmazása esetén, azok automatikus vezérlését is megoldhatjuk. Különösen praktikusan alkalmazható ez a Pirani kapcsolás ha ionizációs vákuummérővel kombináljuk. Ilyenkor ugyanis könnyüszerrel megoldható, hogy az ionizációs vákuummérőt ne lehessen addig bekapcsolni, mig a vákuum el nem érte a megengedhető értéket, s igy nem következhet be az ionizációs mérőfej fütőszálának időelőtti tönkremenetele.

2. ábra. Pirani vákuummérő müszer fényképe.

Irodalom

[1] *S. Dushman:* A vákuumtechnika tudományos alapjai. 1959.

[2] *Berecz I. - Gombos P.:* Egy 1 - 10^{-7} Hgmm nyomástartományban működő kombinált vákuummérő kapcsolása. *VIII.*/1960/31.

Ce-144 IONCSERÉS TISZTITÁSA ÉS DBP-OS EXTRAKCIÓJA TEJSAVAS KÖZEGBŐL

Brücher Ernő

Magspektroszkópiai célokra Ce-144 preparátumot tisztitottunk. Kationcserélő oszlopon Sr-90(Y-90), Eu-155 és Pm-147 syennyezéseket választottunk el. a Ce-144-től 0,4 M tejsavas eluálással. A tejsavas oldatból történő Ce-144 kinyerésre egy gyors extrakciós módszert dolgoztunk ki. Extrahálószerként CCl_4-ban oldott di-n-butilfoszfát (DBP) 0,1 M koncentrációju oldatát használtuk. A 3,0 ± 0,4 p_H-ra állitott tejsavas oldatból a Ce-144 extrakciós foka 100 ± 1 %.

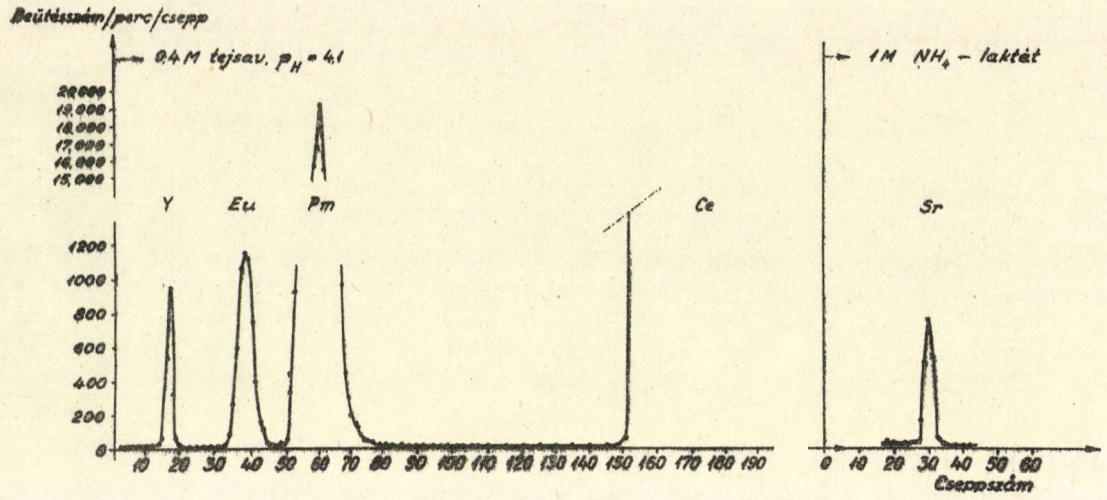
Magspektroszkópiai vizsgálatokhoz tovább tisztitottuk a kereskedelmi forgalomba kerülő Ce-144 preparátumot. A vizsgált preparátumra a szállitó cég a kiadáskor 1 %-ig terjedő radioaktiv szennyezettségi határt adott meg a szennyezések konkrét megjelölése nélkül. A tisztitást a kiadástól számitott 1 év mulva végeztük. A szennyezések minőségére vonatkozóan feltételeztük, hogy azok elsősorban ritkaföldfémek, s tekintettel arra, hogy a preparátum nem tul sok hordozót tartalmazott, tisztitására a mikromennyiségü ritkaföldfémek elválasztására kidolgozott un. csepp-technikát alkalmaztuk [1, 2]. A szennyező radioaktiv izotópokat felezési idejük, beta-abszorbciós görbéjük és szcintillációs gamma-spektrumuk alapján azonositottuk.

1. Ioncserés tisztitás

A Ce-144 preparátum tisztitására a ritkaföldfémek elválasztására használt 0,25 cm x 5 cm-es kationcserélő oszlopot használtuk. Az oszlopot 400 mesh szemcseméretü Dowex-50 x 12 gyanta 0,25 - 1 cm/min sebességgel ülepedő frakciójával töltöttük meg. Az oszlop hőmérsékletét egy fütőköpeny segitségével 87 C°-on tartottuk. A megfelelő áramlási sebesség biztositására enyhe tulnyomást (150 Hgmm) alkalmaztunk. Az oszlopot sorrendben 6N HCl-val, bi-deszt.vizzel, 0,4 M tejsavval (p_H = 4,1) és bi.deszt.vizzel mostuk. (A tejsav p.a. BDH, a 12N HCl p.a. Merck, a 13N NH_4OH p.a. Reanal készitmény.)

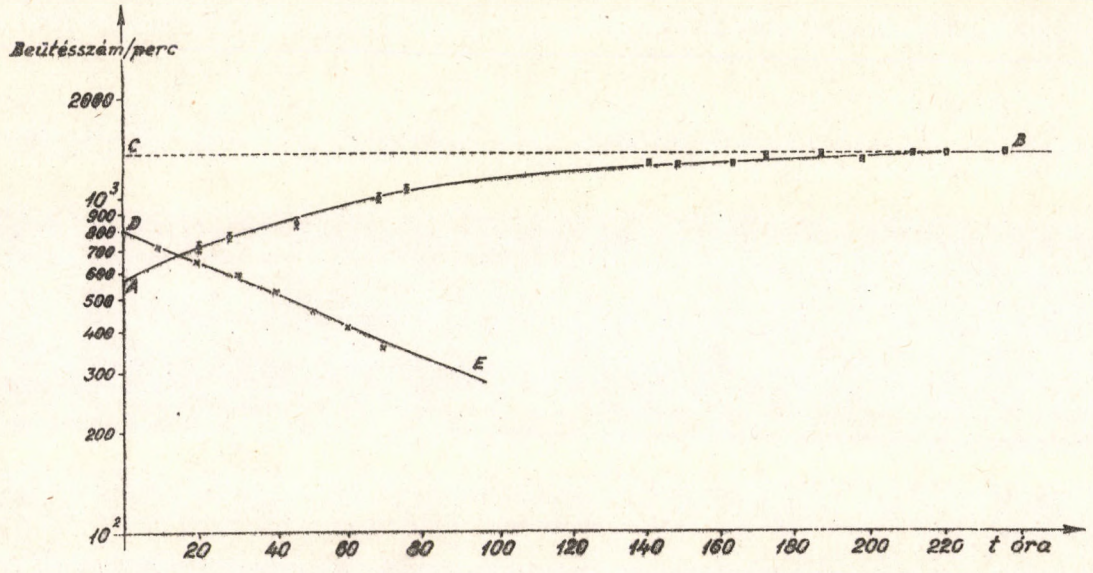
Az igy előkészitett oszlopra 1 csepp (0,04 ml) 0,05 N HCl-as oldatban felvittük a tisztitandó Ce-144-et, majd 1 csepp 0,05 N HCl-val és 3 csepp bi-deszt.vizzel mostuk. Az eluciót 0,4 M - ammoniával p_H = 4,1-re állitott - tejsavval végeztük 1 csepp/min áramlási sebesség mellett. (1 csepp kb 0,03 ml). Az elucios görbét az 1. áb-

rán tüntettük fel. Az egyes cseppeket külön, egy alumínium csészébe helyezett szűrőpapíron fogtuk fel 140 cseppig. Az ezután következő 60 cseppet együtt fogtuk fel, mivel korábbi kísérleteink szerint ez a frakció tartalmazta a Ce-144-et. Az eluátum aktivitásának lecsökkenése után 1M NH_4 laktáttal folytattuk az elúciót az esetleges alkáli földfém szennyezések eltávolítására.



1. ábra. A Ce-144 preparátum elúciós görbéje. Oszlop méret: 0,25 cm x 5 cm, Dowex-50 x 12, 400 mesh. Eluens: 0,4 M tejsav (p_H = 4,1). Áramlási sebesség: 1 csepp/min. Hőmérséklet: 87 C°.

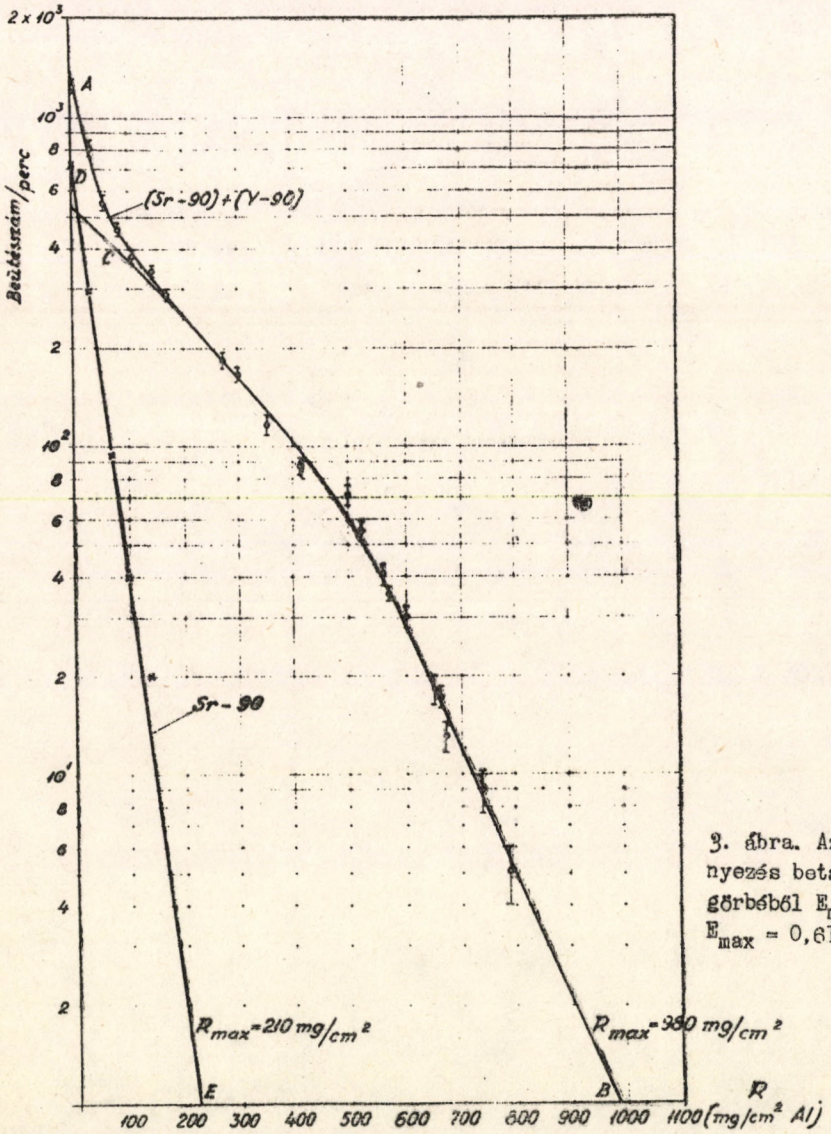
A csészék aktivitását a Ce-144 felaktiválódása ill. a Pr-144 lebomlása után csillámvégablakos (2,2 mg/cm²) GM csővel mértük, (geometriai faktor: 0,08). Az 1. ábra értelmezését az alábbiakban részletezett módon végeztük.



2. ábra. Az 1M NH_4-laktáttal eluált Sr-90 izotóp felaktiválódási görbéje (AB) : $A = A_o(1 - \exp -\frac{0,693}{t_{1/2}} t)$, ahol $t_{1/2}$ = 63,4 ± 2,5 óra. (DE egyenes alapján számolva)

Az első aktivitás csucsot adó csak betasugárzó izotóp aktivitása 64,6 ± 1 óra felezési idővel csökkent, mig az 1M NH_4-laktátos elucióval kapott (szintén csak beta-sugárzó) izotóp aktivitása ugyanilyen mértékben növekedett. A felaktiválódási görbét és annak analizisét a 2. ábra mutatja. Az analizisből következik, hogy a felaktiválódási görbe egyenlete $A = A_0[1 - \exp(-\frac{0,693}{t_{1/2}} \cdot t)]$, ahol $t_{1/2} = 63,4 \pm 1,5$ óra.

A felaktiválódást mutató szennyezés beta-abszorbciós görbéjének analizise a 3. ábrán látható. A 3. ábrából 0,61 MeV ill. 2,1 MeV maximális energiaértékeket állapitottunk meg az $E_{max} = 1,92 \cdot R_{max}^{0,725}$ ill. az $E_{max} = 1,85\ R_{max} + 0,246$ egyenletek [3] alapján. Az első csucsot (1. ábra) adó izotóp maximális beta-energiájára 2,15 MeV ér-

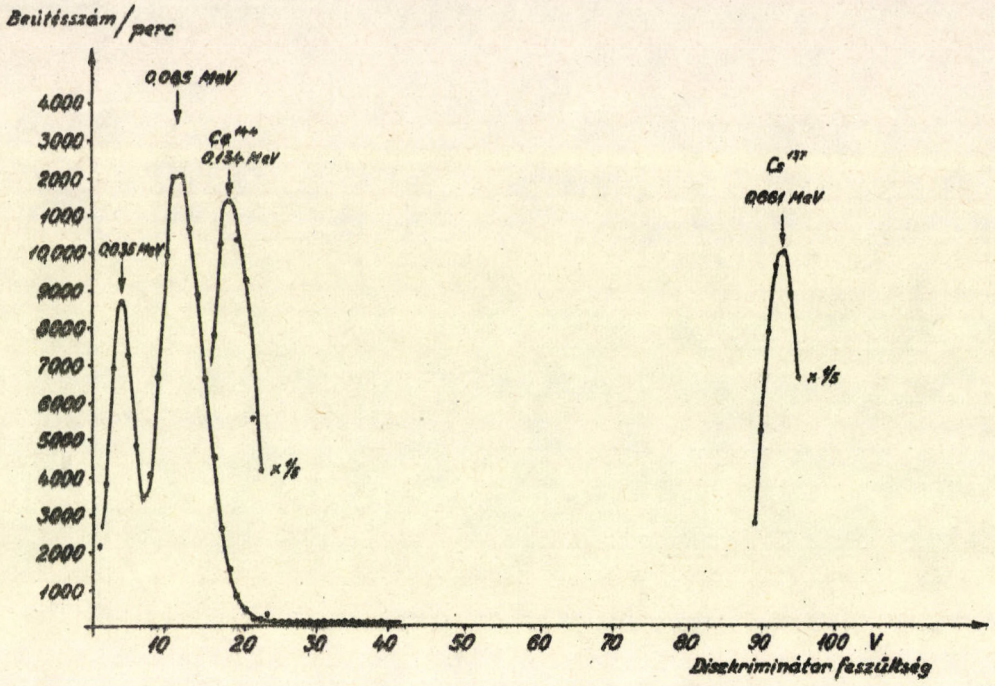


3. ábra. Az 1M NH_4-laktáttal eluált szennyezés beta-abszorbciós görbéje (AB). (BC-görbéből $E_{max} = 2,1$ MeV, mig DE görbéből $E_{max} = 0,61$ MeV adódik.)

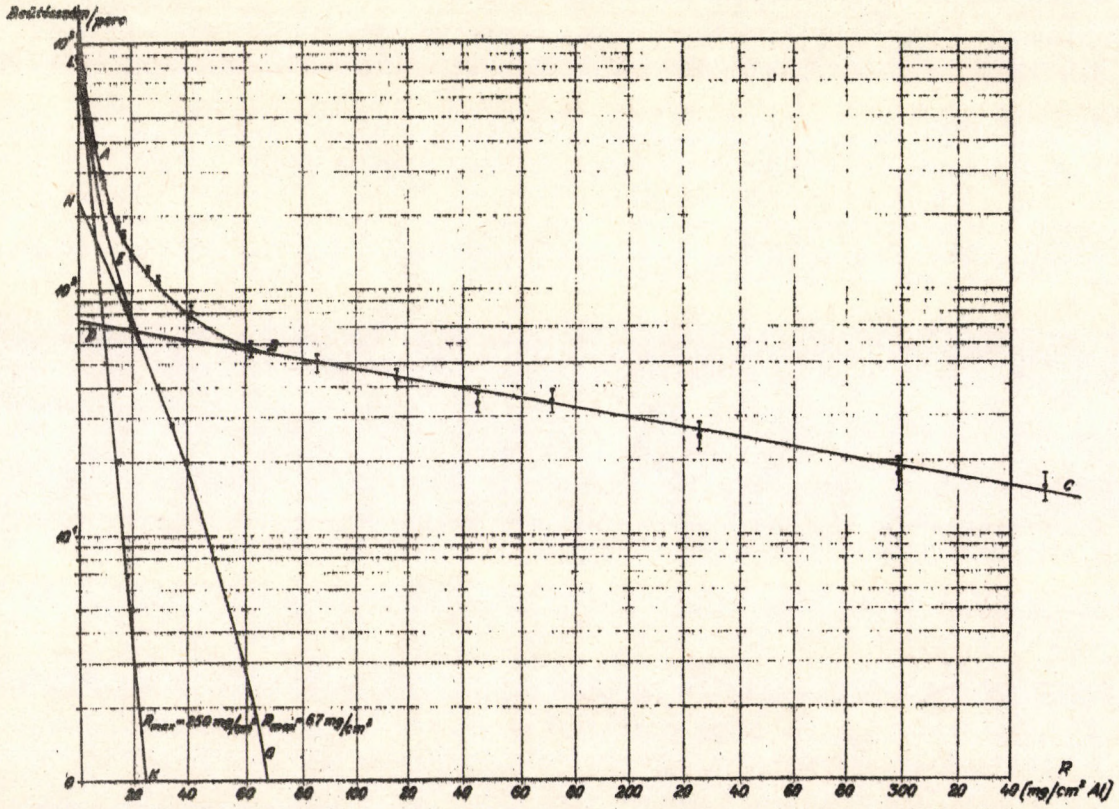
téket kaptunk, amely jól egyezik a 3. ábrából kiértékelt energia értékkel. A megállapitott értékek hibahatáron belül [1] egyeznek a Sr-90 ill. Y-90 megfelelő állandóival. ($E_{max}^{Sr-90} = 0,545$ MeV, $E_{max}^{Y-90} = 2,265$ MeV és $t_{1/2} = 64,8$ óra [6].)

A második aktivitás csucsot (1. ábra) adó izotópnak (amely beta- és gamma-sugárzást mutatott) szcintillációs gamma-spektrométerrel [4] felvettük a gamma-spektrumát (4. ábra). A spektrumban 0,085 MeV-es és 0,04 MeV-es vonalakat találtunk.

[1] A tapasztalati képletek ± 20 % hibával adják meg a beta energiaértékeket.

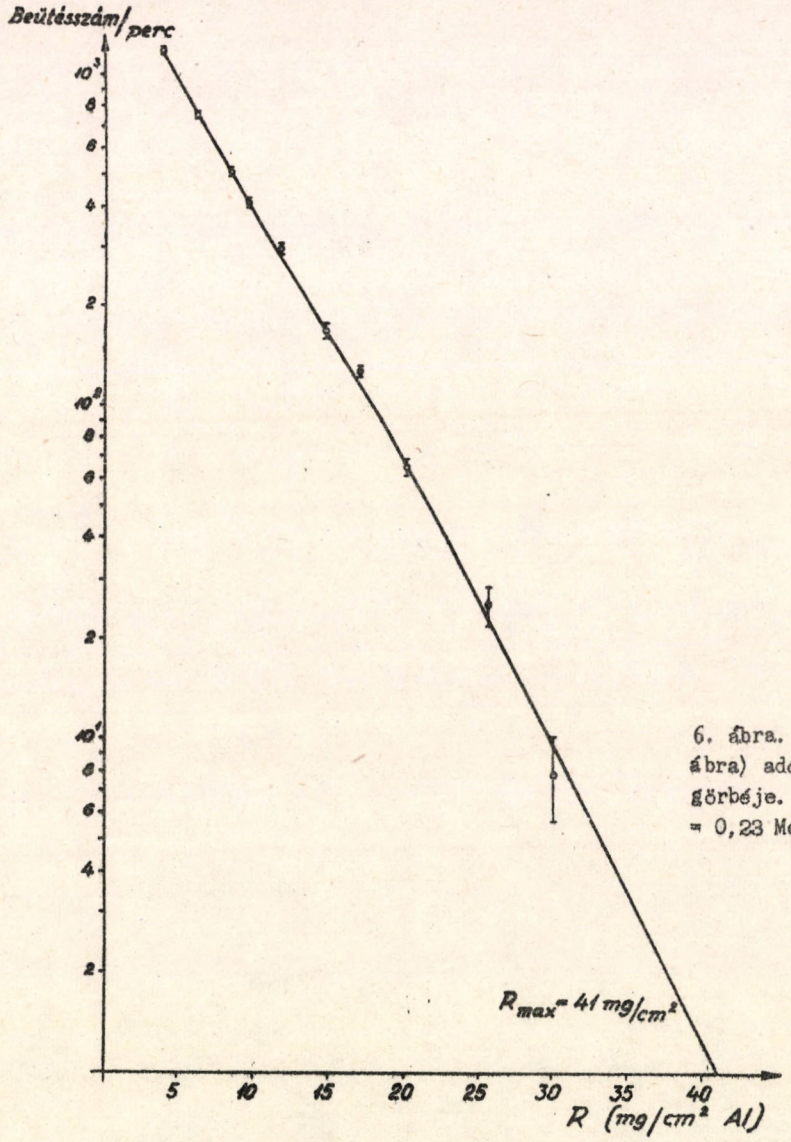


4. ábra. A második aktivitásocsucsot (1. ábra) adó Eu-155 izotóp szcintillációs gamma-spektruma.



5. ábra. A második aktivitásocsucsot (1. ábra) adó Eu-155 izotóp beta-abszorbciós görbéje (ABC) . (HG görbéből E_{max} = 0,16 MeV mig KL görbéből E_{max} = 0,27 MeV adódik.)

A beta-sugárzást vizsgálva az abszorbciós görbéből (5. ábra) az $E_{max} = 1,92 \cdot R_{max}^{0,725}$ ill. az $R_{max} = 0,37 \cdot E_{max}^{3/2}$ egyenletek [3, 5] alapján 0,16 MeV (82 %) ill. 0,27 MeV (18 %) maximális energiaértékeket tudtunk kiértékelni. Ezek az értékek hibahatáron belül megegyeznek az Eu-155 megfelelő állandóival (gamma vonalainak energiája 0,087 MeV ill. 0,045 MeV, beta-sugarainak maximális energiája 0,15 MeV (79 %) ill. 0,24 MeV (21 %) [6].



6. ábra. A harmadik aktivitáscsucsot (1. ábra) adó Pm-147 izotóp beta-abszorbciós görbéje. (A görbéből számított E_{max} = 0,23 MeV.)

A harmadik aktivitás csucsot (1. ábra) adó izotóp csak beta-sugárzást mutatott. A beta-abszorbciós görbéből (6. ábra) az $R_{max} = 0,37 \cdot E_{max}^{3/2}$ egyenlet [5] alapján számított maximális beta-energia értéke E_{max} = 0,23 MeV, mely a Pm-147 megfelelő állandójával hibahatáron belül megegyezik (E_{max}^{Pm-147} = 0,223 MeV), [6].

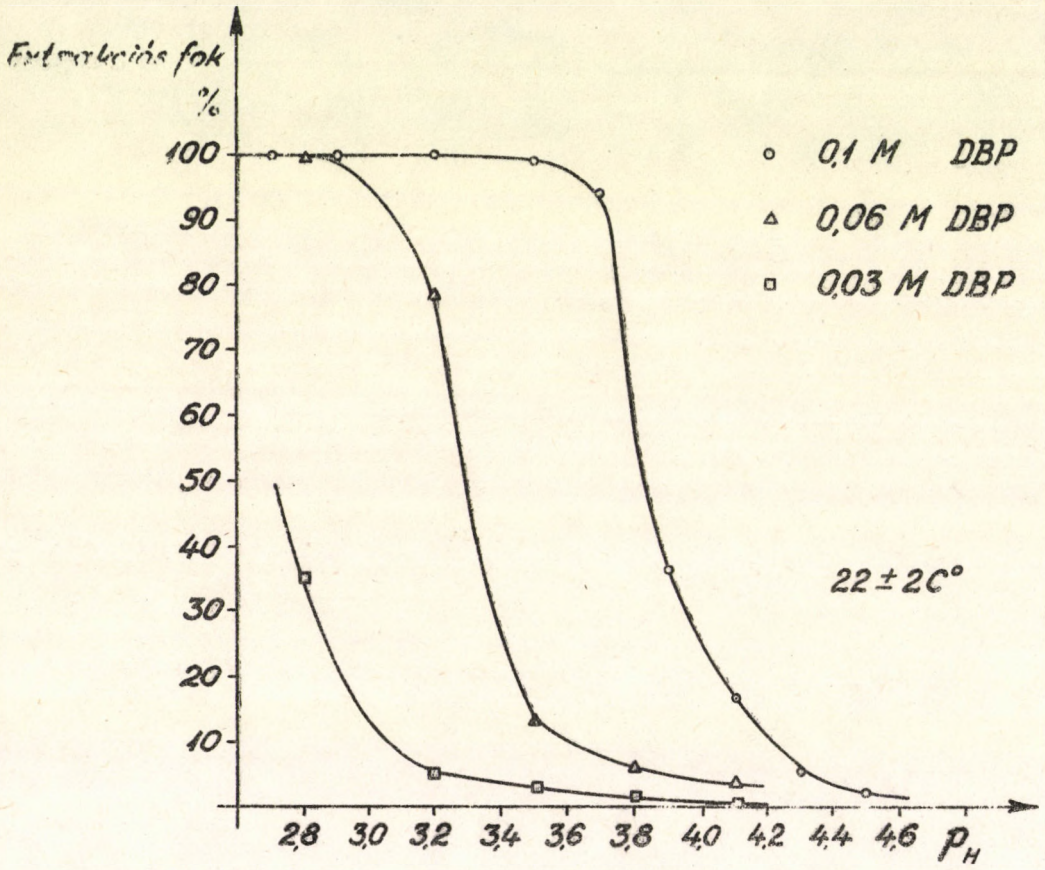
A Ce-144 preparátumban lévő radióaktiv szennyezések mennyiségét nem határoztuk meg, mivel célunk elsősorban a tisztitás volt. A szennyezések viszonylagos mennyisége megitélhető durván abból, hogy az elucios görbét (1. ábra) kb. 10 μC Ce-144 tisztitásakor kaptuk.

2. A Ce 144 DBP-os extrakciója tejsavas oldatból.

Az ioncserés tisztitás után a Ce (III) 0,4 M-os tejsavas oldatba kerül, amelyből ki kell nyerni.

A ritkaföldfémeket szerves savakkal alkotott komplexeik vizes oldatából ugy nyerik ki, hogy a kb. p_H = 2-re megsavanyitott oldatot (ilyenkor a komplexek elbomlanak) egy U-formában lévő kationcserélő oszlopra öntik és a megkötött ritkaföldfém kationokat vizes mosás után 6H HCl-val leoldják [7]. Más eljárás szerint az oldat bepárlása után a szerves anyagot elhamvasztják és a maradékot HCl-ban felveszik [8].

Az emlitett eljárások hosszadalmasak, ezért a Ce-144 kinyerésére (és általában a ritkaföldfémek tejsavas oldatokból történő kinyerésére) egy egyszerübb és gyorsabb extrakciós eljárást dolgoztunk ki.



7. ábra. A Ce-144 extrahálhatóságának függése a tejsav oldat p_H-jától és a CCl_4-ben oldott DBP koncentrációjától. (A fázisok térfogataránya 1 : 1).

A [9] szerint a DBP 0,1N $HClO_4$ oldatból jól extrahálja a Ce (III)-et. Ebből kiindulva megvizsgáltuk a Ce-144 extrahálhatóságát 0,4 M tejsavas oldatból CCl_4-ben oldott DBP-val. Az extrakciós fok és a 0,4 M tejsav oldat p_H-ja közti összefüggést különböző DBP koncentrációk esetén a 7. ábrán tüntettük fel. A kisérleti adatokból kitünik, hogy a $2,5 < p_H < 3,4$ intervallumban az extrakciós fok 0,1M DBP alkalmazásánál 100 ± 1 %. A rázótölcsérben végzett vizsgálatoknál a szerves, ill. a vizes fázis térfogata 10 ml, az összerázási ill. szétválasztási idő[*] 1 perc volt. Az extrakciós

[*] A fázisok szétválasztási ideje p_H < 2,9 esetén növekedni kezdett. Ez a növekedés megszünt, amikor a vizes fázis NH_4Cl-ra 0,25 M volt. A vizes fázis NH_4Cl koncentrációja az extrakciós görbe menetén nem változtatott.

fokot a vizes fázis aktivitásának méréséből határoztuk meg. A 3 cm vastag folyadékréteg aktivitását csillámvégablakos GM-csővel mértük.

Az elvégzett vizsgálatok alapján az ioncserés tisztitás után a 0,4 M tejsavoldatban lévő Ce-144-et ugy nyertük ki, hogy a tejsavoldat p_H-ját 6 N HCl hozzáadásával p_H = 3-ra állitottuk, majd 10 ml 0,1 M DBP-val a Ce-144-et kiextraháltuk. A CCl_4-os fázisból 2 ml 4N HCl-ba extraháltuk a Ce-144-et és a HCl-as oldatot vizfürdőn bepároltuk.

———o———

Köszönetet mondok *Dr. Szalay Sándor* intézeti igazgatónak aki a munka elvégzését lehetővé tette.

Köszönettel tartozom *Dr. Ujhelyi Csaba* tud. munkatársnak a DBP készitéséért és *Tóth Endrénének* a mérések elvégzésében nyujtott segitségéért.

Irodalom.

[1] *Thompson, S.G. - Harvey, B.G. - Choppin, G.R. - Seaborg, G.T.:* J. Amer. Chem. Soc. *76*/1954/6229.

[2] *Preobrazsenszkij, B.K.:* Zs. Neorg. Him. *2*/1957/1164.

[3] *Nyeszmejanov, An.N. - Baranov, V.J.:* "Radiókémiai praktikum." Müszaki Könyvkiadó Budapest, 1959.

[4] *Máthé György - Scharbert Tibor:* Mérés és Automatika, 7/1959/1.

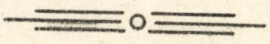
[5] *Whitehouse, W.J. - Putman, J.Z.:* "Rádióaktiv izotópok." Akadémiai Kiadó, Budapest, 1955.

[6] *Dzselepov, B.Sz. - Peker, L.K.:* "Szhemü raszpada radioaktivnüh jader." Izd.-vo A.N. SzSzSzR. /1958/. M.L.

[7] *Rjabcsikov, D.J. - Terenteva, E.A.:* Uszpehi himii *29*/1960/1285.

[8] *Almásy, A.:* Mitteilungsblatt der Chemischen Gesellschaft in der DDR. Sonderheft 1959. Physikalische Chemie von Grenzflächenvorgangen.

[9] *Duyckaerts, G. - Dreze, Ph. - Simon, A.:* J. Inorg. Nucl. Chem. *13*/1960/332.



RÁDIOAKTIV NUKLIDOK FONTOSABB TULAJDONSÁGAINAK LYUKKÁRTYA-RENDSZERE

Illés Ferenc - Vatai Endre

Egy lyukkártya-rendszerü nuklid-katalógust készitettünk, mely megfelelő számu bomlási adat ismerete esetén lehetővé teszi a rádioaktiv nuklidok gyors azonositását. Az azonositás a felezési idő, a béta- és gamma-átmenet energiája alapján történik.

1. Bevezetés

Gyorsitókban vagy atommáglyákban besugárzott preparátumok analizisénél, hasadási termékek szétválasztásánál, rádioaktiv készitmények szennyezés-vizsgálatakor stb, az izotópok azonositása bomlási adataik (felezési idő, a rádioaktiv sugárzás energiája, stb) alapján történik. Ilyen célra azonban a közhasználatban lévő táblázatok [1-2] nem praktikusak. Ezek ugyanis a bomlási adatokat izotóponként csoportositva tartalmazzák.

Az izotópokat bomlási adataik alapján rendszerező táblázatok csak akkor teszik lehetővé a vázolt feladat egyszerü megoldását, ha ehhez már két adat elegendő [3-4]. Tekintettel az izotópok nagy számára[1] ez általában nincs igy.

A probléma célszerüen lyukkártya-rendszerü adattárolással oldható meg [5]. Ez lehetővé teszi jelentős számu érdemi adat szükséges pontosságu nyilvántartását és ezek alapján az izotópok gyors azonositását a kártyák sorrendjétől függetlenül. A lyukkártyák szükség szerint cserélhetők, adataik kiegészithetők.

A következőkben az ATOMKI-ben készült lyukkártya-rendszerü nuklid-katalógust ismertetjük közelebbről.

---

[1] *S. Devons* szerint (l. "Limitations and Needs in Instrumentation for Nuclear Physics" c. előadás a Rutherford-emlék-konferencián; Manchester, 1961 szeptember) jelenleg kb. 1600 nuklid ismeretes, ebből kb. 1300 rádioaktiv.

2. A lyukkártya-rendszerü nuklid-katalógus elkészitése

A megfelelő tipusu és méretü lyukkártyákat a szükséges tartozékokkal együtt (lyukasztó-olló, kereső-tük) Hannoverből [2] szereztük be.

A katalógusban minden kártya egy-egy rádioaktiv nuklid (izotóp vagy izomér) adatait tartalmazza. Az 1. ábra példaként a Ta^{184} lyukkártyáját tünteti fel.

A kártyákra gépeltük a nuklidok következő adatait [6-7, 2]:

1. felezési idő;
2. a rádioaktiv átalakulás módja, a részecskék energiája és az átmenet relativ intenzitása;
3. a gamma-sugarak energiája és relativ intenzitása.

Az intenzitás-adatok kivételével - melyeket zárójelben tüntettünk fel - a gépelt adatokat lyukasztottuk, a következőképpen:

1. A lyukkártyák felső peremére a gamma-energiák, az alsóra a felezési idők, a balszélére pedig a béta-energiák kerültek. A kártyák jobbszélét további adatok esetleges felvitelére szabadon hagytuk.

2. A második lyuksort a gamma-energiák és a felezési idők esetében az első lyuksor intervallumainak finomitására használtuk fel. A lyukkártyák balszélén lévő belső lyuksor a β^--, a külső pedig a β^+-energiáknak felel meg. Igy a negatron-sugárzó izotópok - melyek száma nagyobb a pozitron-sugárzókénál - egy müvelettel szeparálhatók.

3. Az intervallum-határok konkrét számértékeit a "lovas-kártya" tartalmazza (1. 2. ábra).

4. Bomlási egyensulyban levő nuklidok kártyáira az anya-mag felezési idejét is felvittük.

Az adatok ellenőrzésére és kiegészitésére (atomsuly, magspin, mágneses dipólmomentum, lassu-neutron befogási hatáskeresztmetszet) a lyukkártyákra ragasztottunk egy-egy, a nuklidnak megfelelő hatszöget és négyszöget, amelyeket a Sullivan-féle [8] ill. a német kiadásu Nuklidkarte [9] táblázatból vágtunk ki.

3. A lyukkártya-rendszerü nuklid-katalógus használata

Az izotópok azonositásához a következő müveleteket kell egymásután elvégezni (szükség szerint a lyukkártyák mindhárom szélén):

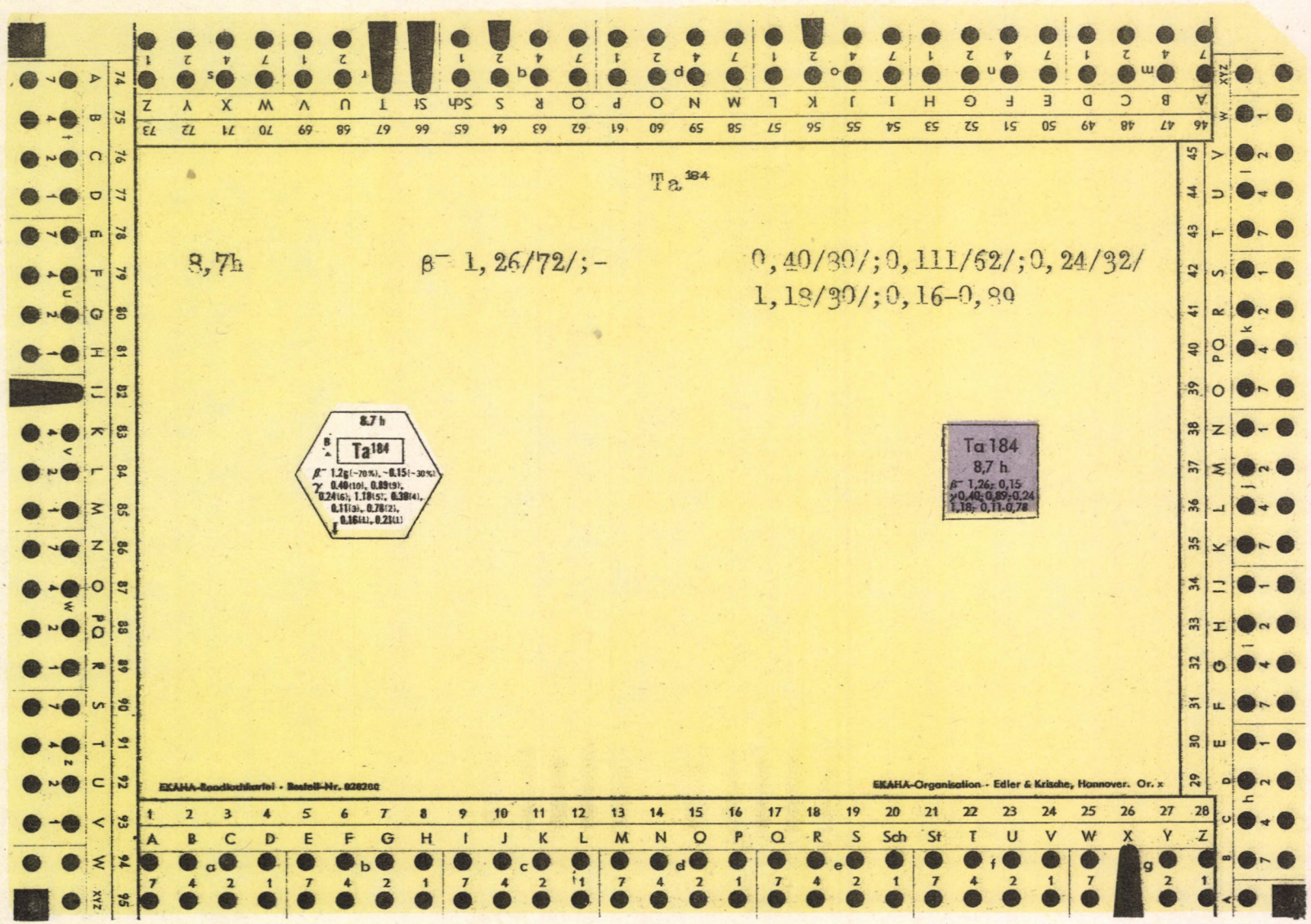
1. A kereső-tük átvezetése a konkrét (a mért) bomlási adatoknak megfelelő lyukakon. (Az intervallumok jobbról zártak, azaz az intervallum felső határa még az intervallumhoz tartozik.)

2. A kártyák kiemelése a dobozból a kereső-tük segitségével.

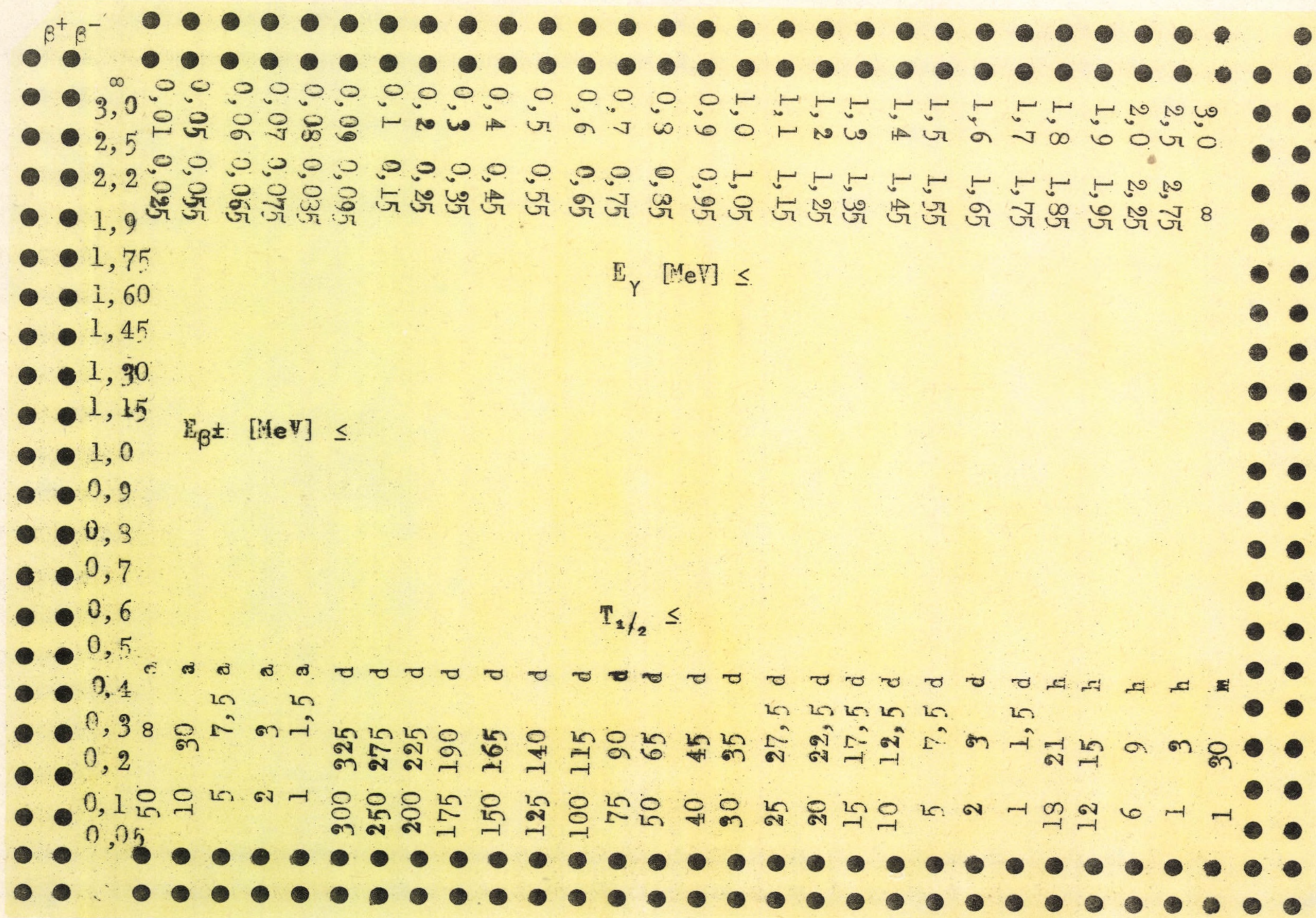
3. A kártyaköteg meglazitása, és az adott lyuknál kilyukasztott nuklidkártyák kiejtése.

4. Belső lyuksorba eső felső intervallum-határ esetén a 3. müvelet során az adott intervallumba eső bomlási adattal rendelkező izotópok kártyái esnek ki és csak azok. Külső lyuksorba eső felső intervallum-határ esetén ezeknek az izotópoknak a kártyái a második lyuksorba beszurt keresőtüvel emelhetők ki a 3. müveletnél kihullott kártyák közül.

[2] *Edler* und *Krische*, Geschäftsbücherfabrik-Organisationsmittel.



1. ábra. A Ta-184 lyukkártyája.



2. ábra. A "lovas-kártya".

E müveletek után általában már csak néhány kártya közül kell a keresett izotóp lyukkártyáját kiválasztani. Ez a mért magsugárzási értékeknek a gépelt adatokkal való összehasonlitásával könnyen megoldható.

Az ATOMKI lyukkártya-rendszerü nuklid-katalógusának elkészitését *dr. Szalay Sándor* intézetigazgató javasolta.

A beszerzési, tervezési és kivitelezési részfeladatokat intézeti kollektiva oldotta meg. Köszönet illeti *dr. Szalay Sándor* intézetigazgató, *dr. Berényi Dénes* mb. tudományos osztályvezető, *Koltay Edéné* és *dr. Huszty Lajosné* tudományos munkatársak, valamint *Halász Tiborné* laboráns és *Szabó Béla* müszaki rajzoló munkáját, akik e feladatok megoldásában közremüködtek, ill. segitségünkre voltak.

———o———

Irodalom

[1] *Strominger, D. - Hollander, J.M. - Seaborg, G.T.:* Rev. Mod. Phys. *30*/1958/585.

[2] *Джелепов, Б.С. - Пекер, Л.К.:* Схемы распада радиоактивных ядер: Изд-во АН СССР, Москва-Ленинград, 1958.

[3] *Лбов, А.А. - Сельченков, Л.И.:* А.Э. 7/1959/537.

[4] *Stehn, J.F.:* Nucleonics, *18*/1960/ No. 11. p. 196.

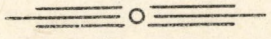
[5] *Neissel, J.P.:* Nucleonics, *16*/1958/ No. 11. p. 142.

[6] *Stehn, J.F.:* Nucleonics, *18*/1960/ No. 11. p. 186.

[7] *Nyeszmejanov, A.N. és mások:* Rádiokémiai praktikum; Müszaki Könyvkiadó, Bp., 1959.

[8] *Sullivan, W.H.:* Trilinear Chart of Nuclides. (Superintendent of Documents, U.S. Government Printing Office, Washington 25, D.C., 1957.)

[9] Nuklidkarte; Kernreaktor Bau-und Betriebes-GmbH, Karlsruhe, 1958.



TERMÉSZETES VIZEK RÁDIUMEMANÁCIÓ TARTALMÁNAK MEGHATÁROZÁSÁRA SZOLGÁLÓ EMANOMÉTER

Dézsi Zoltán

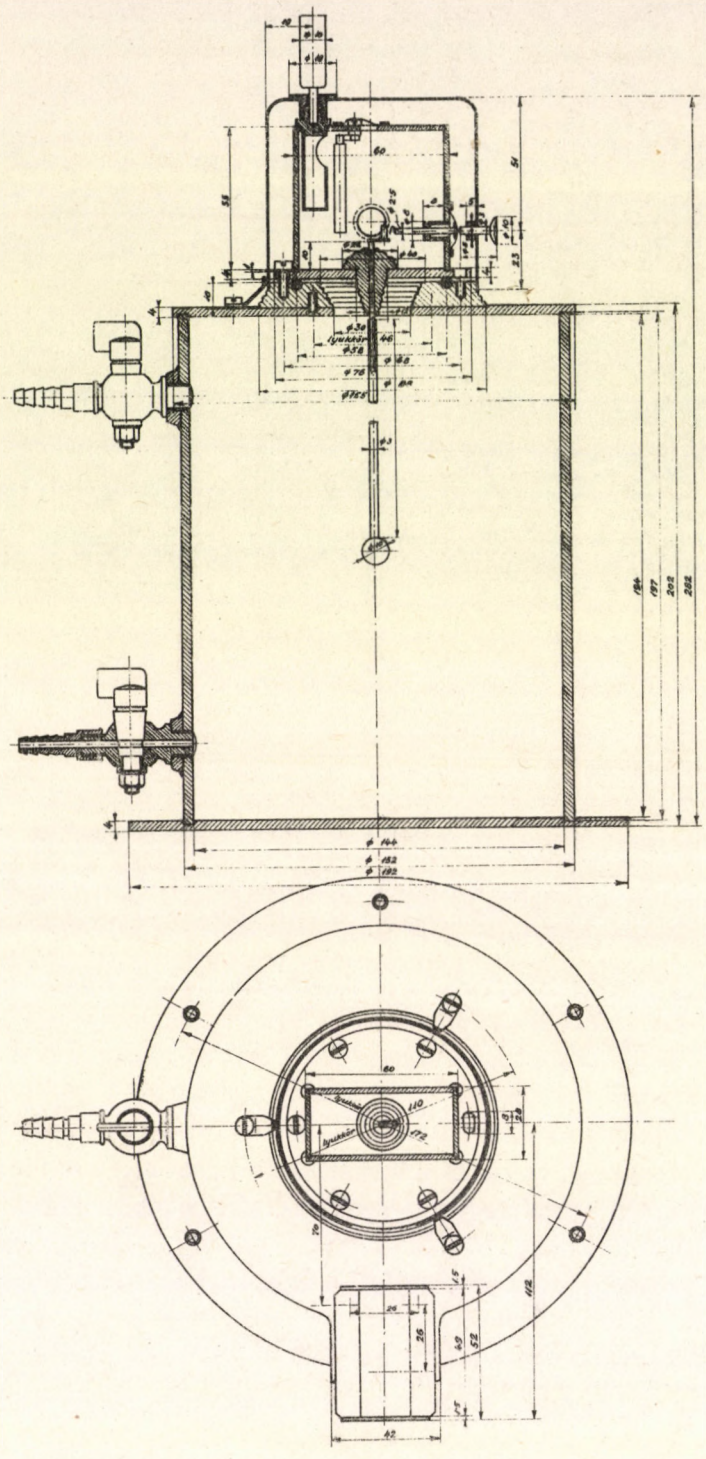
Az irodalomban [1-4] számos emanométer tipus leirását találjuk rádium illetve thorium emanáció tartalom meghatározására. Intézetünkben a magasabb urán tartalmu természetes vizek emanáció tartalmának meghatározására egy kvarcszálas Lauritsen tipusu elektroszkóppal müködő emanométert dolgoztunk ki.

A mérőberendezés metszeti rajzát az 1. számu ábra szemlélteti. (Az ábrán szemléltetett berendezés egy régebbi tipus módositott változata.)

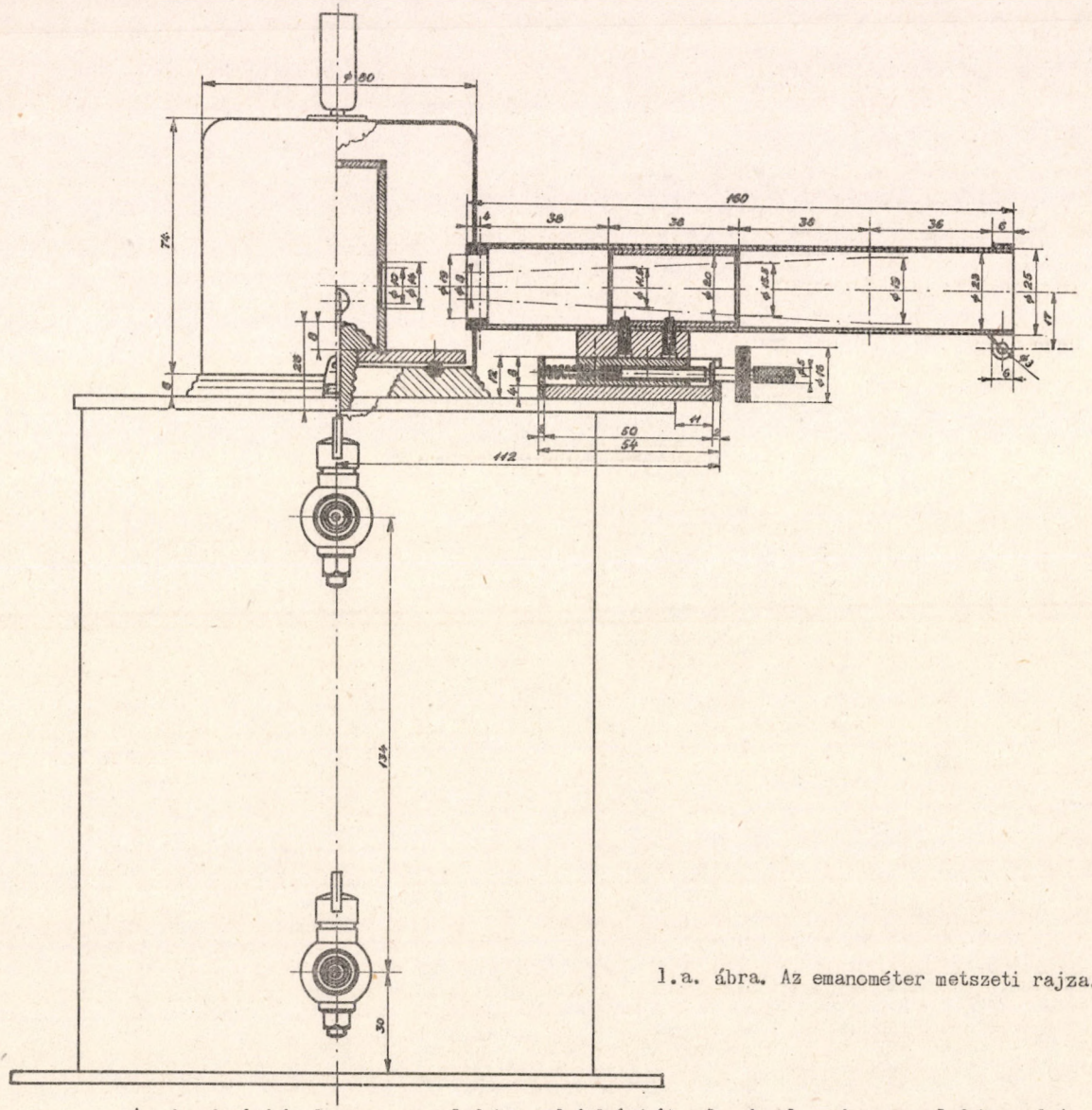
Az elektroszkópban alkalmazott aranyozott kvarcszál átmérője 3 - 4 μ, hossza 12 - 25 mm. A kvarcszálat oly módon készitettük, hogy a 0,5 - 1,5 mm Ø-re lehuzott kvarcrud egyik végét szilárdan rögzitettük, mig a másik végét kampósra kiképezve gumiszálhoz erősitettük, melyet egy kioldó szerkezet kifeszitve tartott. A kvarcrudat a lehuzott helyen igen éles oxigénlánggal egy ponton megolvasztottuk, s fehéren izzáskor a kioldó szerkezet kioldásával a megolvasztott anyagot széthuztuk; ily módon mintegy 50 - 60 cm hosszu, viszonylag igen egyenletes vastagságu kvarcszálat nyertünk. A szál vastagsága a gumiszál feszitésével, valamint a megolvasztott anyag segitségével szabályozható. A szál kihuzását egy kb. 1,5 méter hosszuságu és kb. 5 cm átmérőjü üvegcsőben végeztük. Az igy nyert kvarcszálat a 2. ábrán szemléltetett tartóra erősitettük fel, melyet az aranyréteggel történő vákuumpárologtatás alatt óraszerkezettel forgattunk.

A kvarcszál helyzetének meghatározására egy 20-szoros nagyitásu, 5 : 100 vagy 10 : 100 beosztásu okulárskálával ellátott leolvasó mikroszkóp szolgál.

A hengeres ionizációs kamra fal-anyagául, valamint a gyüjtőelektróda anyagául vörösrezet választottunk, másrészt az ionizációs kamra belső falát, - p.a. $CuSO_4$ kénsavas oldatából - elektrolitikusan 30 - 40 mg/cm^2 vastagságu Cu réteggel vontuk be, az alkalmazott vörösréz esetleges alfa-szennyeződésének a kamra természetes effektusát növelő hatásának kiküszöbölésére. A külső szórt sugárzás elleni védelem céljából az ionizációs kamrát 10 mm vastag ólomköpennyel vettük körül. A mérőberendezés természetes effektusa a 40 - 60 skr. között szennyezetlen állapotban 0,02 - 0,04 skr/perc.



1. ábra. Az emanométer metszeti rajza.



1.a. ábra. Az emanométer metszeti rajza.

Az ionizációs kamra az elektroszkópháztól plexivel, mig az elektroszkóp érzékeny része(a gyüjtő elektróda) borostyánnal (vagy polystirollal) van elszigetelve.

Az elektroszkóp belső terének kiszáritását az elektroszkópházba csavarható, $CaCl_2$-et tartalmazó edényke oldja meg. Az elektroszkóp belső tere az ionizációs kamrától és a külső levegőtől el van zárva, s igy a $CaCl_2$ kicserélése csak hosszabb idő eltelte után válik szükségessé.

Az elektroszkóp két oldalán lévő üvegablak melyeken keresztül a szál helyzete határozható meg - belső oldala -, a homogén elektromos tér elérése céljából átlátszó aranyréteggel van bepárologtatva.

Az ionizációs kamra és a vele összeépitett elektrométer a telepek tárolására alkalmas fadobozra van szerelve.

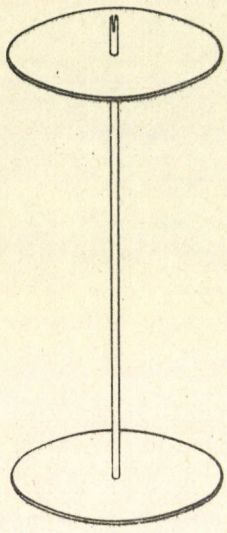
A mérőberendezéssel a 3. ábrán szemléltetett feltöltődéses módszerrel mértünk, 240 V feszültség alkalmazásával.

A mérőberendezés helyes müködésének minden mérés előtt történő ellenörzésére valamint hitelesitésére egy, a berendezéshez viszonyitva rögzitett helyen - az ionizációs kamrát körülvevő ólomköpenyben lévő furatba - elhelyezhető, néhány μC Cs^{137}

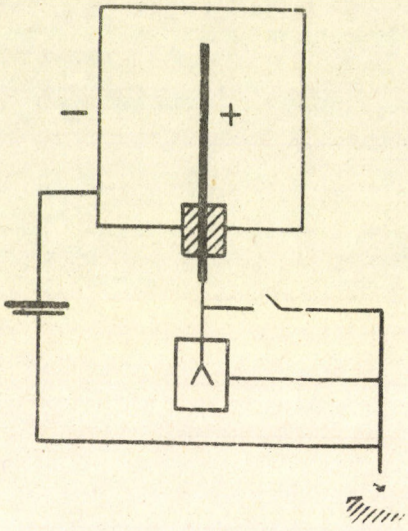
preparátumot alkalmaztunk (4. ábra), amelynek ionizáló képességét rádiumstandard oldattal történő közvetlen összehasonlitás utján, radon ekvivalensben (Curie/liter) határoztuk meg.

Az ismeretlen radontartalom meghatározását ismert radon - mennyiséget tartalmazó standard rádiumoldattal, ill. a Cs^{137} preparátummal történő összehasonlitás utján végezhetjük el. Az emanációnak az ionizációs kamra mérőterébe való bevitelére a mérések folyamán a cirkuláltatási eljárást alkalmaztuk.

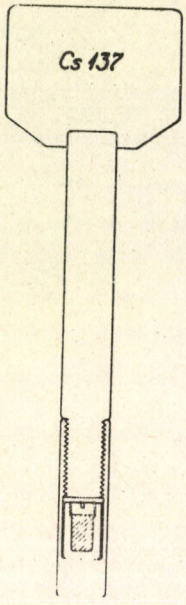
A mérőberendezés hitelesitésére $1 \cdot 10^{-9}$ -$5 \cdot 10^{-12}$ Curie/liter ± 5 %-os rá-



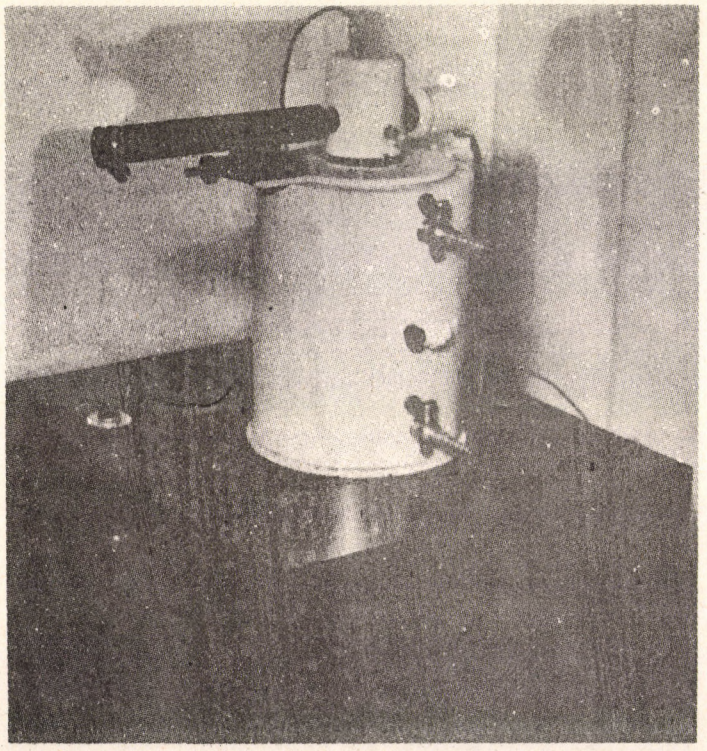
2. ábra. Kvarcszál tartó.



3. ábra. Mérőberendezés kapcsolása.



4. ábra. Cs^{137} tartó.



5. ábra. Az emanométer fényképe.

dium illetve $2 \cdot 10^{-9}$ - 10^{-10} Curie/liter ± 5 %-os thorium standard oldatokat használtunk.

A mérőberendezéssel az alacsonyabb méréshatárnál cca. ± 10 %-os hibával határozható meg az aktivitás relativ módszerrel. Ezen pontosság a természetes vizek aktivitásának meghatározására elegendő, mivel más körülmények (légköri viszonyok, a viz talajban történő mozgása, stb.) ennél nagyobb ingadozást is eredményeznek [5]. A mérőberendezés fényképét az 5. ábra szemlélteti.

Köszönetet mondok *Dr. Szalay Sándor* professzor urnak a mérőberendezés elkészitésével kapcsolatban adott hasznos tanácsaiért.

Köszönetemet fejezem ki továbbá *Bánhalmi József* kollegámnak a vákuumpárologtatásnál nyujtott segitségéért, valamint a mühely dolgozóinak a mérőberendezés elkészitéséért.

———o———

Irodalom

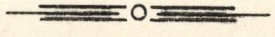
[1] *Hans Israel:* Radioaktivität I. Grundlagen und Messmethoden. Johann Ambrosius Barth (Ferlag) Leipzig 1940.

[2] *Hans Israel:* Archiv für technisches Messen (ATM) *277/1959/27, 279/1959/69.*

[3] *E. Pohl:* Die Naturwissenschaften Heft. *2/1954/36.*

[4] *Neszmejanov:* Radiokémiai Praktikum. Müszaki Könyvkiadó, Budapest, 1959.

[5] *Dézsi Zoltán:* Vizsgálatok magas urántartalmu természetes vizek, uránium, rádium és rádiumemanáció tartalmára vonatkozóan. (Kézirat 1961.)



AZ INTÉZETBÖL 1961-BEN MEGJELENT KÖZLEMÉNYEK BIBLIOGRÁFIÁJA

Az alábbi bibliográfiában beszámolunk az ATOMKI 1961. évi publikációs tevékenységéről. E bibliográfiát kiegészitettük néhány - a Kossuth Lajos Tudományegyetem Kisérleti Fizikai Intézetéből származó - publikációval. Ezek olyan eredményeket közölnek, amelyek eléréséhez az ATOMKI - tudományos irányitással vagy egyéb formában - segitséget adott, ill. amelyeknek szerzői közremüködtek egy - az ATOMKI profiljába tartozó - tudományos téma kidolgozásában. Ilymódon az évi beszámoló csak ezek feltüntetésével nyujt teljes képet az ATOMKI publikációs tevékenységéről.

ÖNÁLLÓ TUDOMÁNYOS CIKKEK

1. *Bacsó József*
   Schadek János
   Sztereo felvevő és kiértékelő berendezés.
   ATOMKI Közlemények, *3*/1961/203.

2. *Berényi Dénes*
   Illés Ferenc
   Permanens mágneses béta-sávspektrográf tervezése.
   I. Magspektroszkópiai célkitüzés.
   ATOMKI Közlemények, *3*/1961/83.

3. *Berényi, D.*
   Máthé, Gy.
   Experiences in the Use of the Scintillation Detector in Beta--Spectrometer of the Toroid-Sector Type.
   Nuclear Instruments and Methods, *13*/1961/161.

4. *Brücher Ernő*
   A négyvegyértékü uránium U/IV/ megkötődése humuszanyagokon.
   ATOMKI Közlemények, *3*/1961/11.

5. *Csikai Gyula*
   Schadek János
   Sb-Be fotoneutron-forrás készitése.
   ATOMKI Közlemények, *3*/1961/59.

6. *Csikai, J.*
   Molnár, E.
   Schlenk, B.
   Investigations about the Critical Radius of the BF_3 Counters.
   Nuclear Instruments and Methods, *10*/1961/121.

7. *Csikai Gyula*
   Daróczy Sándor
   Dede Kálmán
   Termikus neutronok diffuziós hosszának mérése vizben 16-89 C°-ig és diphylben (dowtherm A) 185 C°-on.
   Magyar Fizikai Folyóirat, *9*/1961/175.

8. *Csikai, J.*
Daróczy, A.
Dede, K.
Measurements of the Diffusion Length of Thermal Neutrons in Water from 16 to 89° C and in Diphyl (Dowtherm A) at 185° C. Reactor Science and Technology, Journal of Nuclear Energy - Parts A/B, *15*/1961/204.

9. *Gyarmati Borbála*
Késleltetett neutront emittáló magok átlagos élettartama. Magyar Fizikai Folyóirat, *9*/1961/283.

10. *Illés Ferenc*
Berényi Dénes
Permanens mágneses béta-sávspektrográf tervezése. II. Fizikai tervezés. ATOMKI Közlemények, *3*/1961/91.

11. *Kálmán Iván*
Schwertner G.
Érintésvédelmi hálózatok méretezése feszültség kiegyenlités módszerével. Elektrotechnika, *54*/1961/120.

12. *Lampé, L.*
Kertész, L.
Péter, F.
Medveczky, L.
Intrauterine Iodine Metabolism. Acta Physiologica Hung. *20*/1961/11.

13. *Kertész László*
A rádiójódanyagcsere kérdései, különös tekintettel a pajzsmirigyfunkció dinamikus egyensulyi állapotára. ATOMKI Közlemények, *3*/1961/37.

14. *Kertész László*
Intravénásan adott fémsókolloid sorsának követése nyulban. ATOMKI Közlemények, *3*/1961/17.

15. *Kertész, L.*
Über die Fragen des Radiojodstoffwechsels, mit besonderer Berücksichtigung des dynamischen Gleichgewichtszustandes der Schilddrüsenfunktion. Radiobiologia-Radiotherapia /Berlin/, *2*/1961/159.

16. *Máthé, Gy.*
Scharbert, T.
Berényi, D.
Investigations on the Decay Scheme of I^{131} in the Low Energy of Gamma-Rays. Nuclear Physics, *24*/1961/318.

17. *Máthé, Gy.*
Berényi, D.
Scharbert, T.
Experiences on the Application of the Sum-Coincidence Method. Nuclear Instruments and Methods, *14*/1961/209.

18. *Péter, F.*
Kertész, L.
Szerdahelyi, F.
Probleme und Ergebnisse der Schilddrüsendiagnostik mit Radiojod im Säuglings- und Kindesalter. Radiobiologia-Radiotherapia, /Berlin/, *2*/1961/165.

19. *Medveczky László*
Be/α,n/ neutronforrások energiaspektruma. ATOMKI Közlemények, *3*/1961/122.

20. *Medveczky, L.*
Somogyi, Gy.
Range of Protons in the Agfa K2 Nuclear Emulsion.
Acta Physica Hung. *13*/1961/169.

21. *Nagy János*
Gombos Péter
Elektrolizáló készülék tiszta H_2/D_2/ gáz nyerésére.
ATOMKI Közlemények, *3*/1961/231.

22. *Schadek János*
Mágneses vezérlésü pneumatikus szelep.
Magyar Fizikai Folyóirat, *9*/1961/287.

23. *Schadek János*
Berényi Dénes
Illés Ferenc
Permanens mágneses béta-sávspektrográf tervezése.
III. Müszaki tervezés.
ATOMKI Közlemények, *3*/1961/105.

24. *Scharbert, T.*
Berényi, D.
Máthé, Gy.
Further Gamma Spectroscopic Inquiry into the Decay Scheme of Fe^{59}.
Acta Physica Hung. *12*/1960/305.

25. *Schlenk Bálint*
"Szürke ék" tipusu sokcsatornás amplitudó analizátor.
ATOMKI Közlemények, *3*/1961/189.

26. *Szalay Sándor*
Szilágyi Mária
Investigations Concerning the Retention of Fission Products on Humic Acids.
Acta Physica Hung. *13*/1961/421.

27. *Szalay, A.*
Csikai, J.
Bacsó, J.
Critical Comments on the Investigation of the Electron-Neutrino Angular Correlation by the Cloud Chamber Method.
Acta Physica Hung. *13*/1961/437.

28. *Szalay, A.*
Kovách, Á.
Fission Product Precipitation from the Atmosphere in Debrecen, Hungary, between 1958 and 1960.
Acta Physica Hung. *13*/1961/281.

29. *Szalay Sándor*
Szilágyi Mária
Vizsgálatok egyes urán-hasadási termékek adszorpciójára humusz preparátumon.
MTA III. /Mat. Fiz. Oszt./ Közl. *11*/1961/47.

30. *Szilágyi Mária*
P^{32} izotópkészitmény rádióaktiv szennyezéseinek vizsgálata humusz preparátum alkalmazásával.
ATOMKI Közlemények, *3*/1961/3.

31. *Ujhelyi Csaba*
A távolságtörvény laboratóriumi érvényességének vizsgálata hengerkamrával Co^{60}, Cs^{137} és Ra^{226} források esetében.
Magyar Fizikai Folyóirat, *9*/1961/189.

32. *Ujhelyi Csaba*
Aktinium tartalmu preparátum előállitása "Uranlaugrückstände"-ből.
ATOMKI Közlemények, *3*/1961/117.

33. *Ujhelyi Csaba*
Schadek János
Egyszerü távfogó szerszámok rádióaktiv munkához.
ATOMKI Közlemények, *3*/1961/235.

Vendégkutatók közremüködése

34. *Csongor Éva*
Korona stabilizátorcső
ATOMKI Közlemények, *3*/1961/55.

35. *Csongor, E.*
Investigation of Gamma-Rays from Mg^{24}, Mg^{25}, Mg^{26} Isotopes Bombarded with Po α-particles.
Nuclear Physics, *23*/1961/107.

36. *Koltay Ede*
Neutronforrás abszolut intenzitásának mérése.
Magyar Fizikai Folyóirat, *9*/1961/89.

37. *Makranczy Béla*
Holt idejét elimináló kioltókör Geiger-Müller számlálócsövekhez.
ATOMKI Közlemények, *3*/1961/195.

38. *Pázsit Ágnes*
Mérések és számitások gyorsitóink sugárvédelmi problémáinak megoldásához.
ATOMKI Közlemények, *3*/1961/123.

REFERÁLÓ CIKKEK

39. *Berecz István*
Az ATOMKI-ben kidolgozott vákuumtechnikai eszközök és berendezések ismertetése.
ATOMKI Közlemények, *3*/1961/237.

40. *Gyarmati Borbála*
Elektronok és gamma-sugarak polarizációs állapotának kisérleti detektálási lehetőségei.
Fizikai Szemle, *11*/1961/15.

41. *Nagy János*
A Penning-féle hidegkatódos ionforrás.
ATOMKI Közlemények, *3*/1961/211.

42. *Novák Dezső*
Orientált magok.
ATOMKI Közlemények, *3*/1961/158.

43. *Szalay Sándor*
Gyarmati Borbála
Kovách Ádám
Sámsoni Zoltán
A meteoritok, r[illegible]t a világür kutatásának eszközei.
Fizikai Szemle, *11*/1961/227.

Vendégkutatók közreműködése

44. *Fényes Tibor* — Félvezető magfizikai spektrométerek. ATOMKI Közlemények, 3/1961/43.

DISSZERTÁCIÓK

45. *Angeli István* — Vizsgálatok a Na^{23} - atommagnak Po α-sugaraival történő bombázását kisérő γ-sugárzásra vonatkozólag. Benyujtott egyetemi doktori disszertáció.

Vendégkutatók közreműködése

46. *Dézsi Zoltán* — Vizsgálatok magas urántartalmu természetes vizek urán, rádium és rádiumemanáció tartalmára vonatkozóan. Benyujtott egyetemi doktori disszertáció.

47. *Koltay Ede* — Van de Graaff generátor alkalmazása $Be^{9}/d,n/Be^{10}$ magfolyamat gerjesztési függvényének vizsgálatára. Benyujtott kandidátusi disszertáció.

TUDOMÁNYOS ELŐADÁSOK

1. *Szerdahelyi, F.*
Karmazsin, L.
Péter, F.
Kertész, L. — Untersuchung der Schilddrüsenfunktion mit J^{131} bei Dysostosis Multiplex.
Az I. Magyar Radiologus Kongresszuson, 1961. jul. 9-11.

2. *Kertész László*
Lampé László
Dzvanyár József — Az intrauterin radiojód-anyagcsere vizsgálata.
Az OAB Izotóp Alkalmazási Szakbizottsága rendezésében tartott II. Izotópalkalmazási Konferencián, Bp. 1961. febr. 16.

3. *Péter Ferenc*
Kertész László
Szerdahelyi Ferenc — Rádiojód alkalmazása a csecsemő- és gyermekkori pajzsmirigydiagnosztikában.
Az OAB Izotóp Alkalmazási Szakbizottsága rendezésében tartott II. Izotópalkalmazási Konferencián, Bp. 1961. febr. 16., és a Debreceni Orvostudományi Egyetem 15. Tudományos Ülésén, 1961. febr.

4. *Lampé, L.*
Kertész, L. — Comparative Study of Iodine Metabolism in the Mother and Foetus.
V. Nemzetközi Biokémikus Kongresszus, 13. szekció:

Dzvanyár, J. Biochemistry of Hormons. Moszkva, 1961. aug.
Az előzetes közlés katalógusszáma: 13.51.638.

5. *Kertész László*
Lampé László
Péter Ferenc
Dzvanyár József
Kisérletes adatok a magzati pajzsmirigy működéséhez.
"Endokrin regulációk" symposion, Szeged, 1961. okt.

6. *Kertész, L.* Reciprocal Relationships in Calcium and Iodine Metabolims.
V. Nemzetközi Biokémikus Kongresszus, 13. szekció:
Biochemistry of Hormons. Moszkva, 1961. aug.
Az előzetes közlés katalógusszáma: 13.39.639.

7. *Kovách, Á.* Beiträge zur Geochemie der Bleiisotope.
A 2. stabil izotópokkal foglalkozó konferencián, Lipcse, 1961. nov. 1.

8. *Berta István*
Orbán György
Dozimetriás vizsgálatok a hystero-salpingographie genohygienicus jelentőségének és metodikájának kérdésével kapcsolatban.
Az I. Magyar Radiológus Kongresszuson, Bp. 1961. jun. 9-11.

9. *Orbán György*
Patkó József
Berta István
Röntgen fotokémiai eljárás lépcsőzetes dózisméréshez.
Az I. Magyar Radiológus Kongresszuson, Bp. 1961. jun. 9-11.

10. *Szalay Sándor* Atommaghasadási termékek megkötése humuszsavakon és a jelenség alkalmazási lehetősége az atomiparban.
Fizikai Vándorgyülés, Pécs, 1961. aug. 25.

11. *Szalay Sándor* Az ATOMKI-ben folyó atommag kutatás ismertetése főbb vonásokban.
A Nobel Intézetben, Stockholm, 1961. máj.

12. *Szalay Sándor* A humusz szerepe az uránium geokémiai feldusulásában.
Diszkusszió az AB Atomenergia és a svéd Földtani Intézet munkatársaival, Stockholm, 1961. jun.

13. *Szalay Sándor* Hasadási termékek tőzegen való megkötésére vonatkozó vizsgálatok. Diszkusszió szük körben.
AB Atomenergi, Stockholm, 1961. jun.

Vendégkutatók közreműködése

14. *Koltay Ede* The Application of a Van de Graaff Generator to an Investigation on the $Be^{9}/d,n/Be^{10}$ Nuclear Reaction.
A "Fakulta techn. a jad. fyziky CVUT"-ban, Prága, 1961. okt. 26.

NÉPSZERŰ ÉS EGYÉB CIKKEK

1. *Berényi Dénes* — A kettős fókuszálás továbbfejlesztése a béta-spektroszkópiában. Fizikai Szemle, *11*/1961/192.

2. *Berényi Dénes* — A világ legnagyobb béta-spektrométere. Fizikai Szemle, *11*/1961/291.

3. *Berényi Dénes* — Az elemi részecske kutatás uj eszköze: a "szikrakamra". Fizikai Szemle, *11*/1961/292.

4. *Berényi Dénes* — Atommagok Nukleon-csoport ("cluster") modellje. Fizikai Szemle, *11*/1961/319.

5. *Berényi Dénes* — Szikrakamra, az uj nyomazonositó detektor az elemi részecske kutatásban. Természettudományi Közlöny, *5/92*/1961/468.

6. *Gyarmati Borbála* — Ismertetés az ATOMKI Közleményekről. Fizikai Szemle, *11*/1961/92.

7. *Meszéna György* — Szükszavu-, vagy bőbeszédü-e az ember? Müszaki Élet, *16*/1961/ 8. sz.

8. *Schadek János* — Vagon kirakodó gép ömlesztett árukhoz. Müszaki Élet, *16*/1961/ 17. sz.

9. *Szalay, A.* — "O.R. Frisch; F.A. Paneth, etc.: Beiträge zur Physik und Chemie des 20. Jahrhunderts". Könyvismertetés. Acta Physica Hung. *12*/1961/271.

NÉPSZERŰ ELŐADÁSOK

1. *Bacsó József* — Behatolunk a világ titkaiba? TIT rendezésében, 1961. márc. 15.

2. *Bacsó József* — Amit az atomokról tudni kell. I. TIT rendezésében, 1961. szept. 27.

3. *Bacsó József* — A rakéták világtörténelmi jelentősége. TIT rendezésében, 1961. szept. 20.

4. *Berényi Dénes* — A megspektroszkópia tárgyköre, feladatai és problémái. Eötvös Loránd Fizikai Társulat Debreceni Csoportja rendezésében. 1961. okt. 26.

5. *Csikai Gyula* — Természettudományos világkép a 20. században. Városi Tanács Népmüvelési Osztályának rendezésében.

6. *Csikai Gyula* — Amit az atomokról tudni kell. II. TIT rendezésében, 1961. okt. 4.

7. *Csikai Gyula* — Atombomba, hidrogénbomba, atomháboru. TIT rendezésében, 1961. okt. 11.

8. *Csikai Gyula* — Az atomenergia békés felhasználása. TIT rendezésében, 1961. okt. 18.

9. *Csikai Gyula* — Atomerőmüvek. TIT rendezésében, 1961. okt. 25.

10. *Csikai Gyula* — Az atomkorszak perspektivái. TIT rendezésében, 1961. nov. 1.

11. *Kálmán Iván* — Az érintésvédelem elmélete és gyakorlata. Magyar Elektrotechnikai Egyesület Tiszántuli Csoportjának rendezésében, 1961. okt. 4., Debrecen, 1961. okt. 18., Nyiregyháza, 1961. okt. 24. Szolnok.

12. *Kálmán Iván* — Az automatizálás elvi alapjai. Eötvös Loránd Fizikai Társulat Debreceni Csoportjának rendezésében, 1961. márc. 20.

13. *Gyarmati Borbála* — Modellszerü elképzelések az atommagról. Eötvös Loránd Fizikai Tarsulat rendezésében, 1961. febr.

14. *Kovách Ádám* — Ürhajózás. TIT rendezésében, 1961. máj. 18.

15. *Kovách Ádám* — Megvalósult az ember ürutazása. TIT rendezésében, 1961. ápr. 18.

16. *Kovách Ádám* — Az ürhajózás legujabb eredményei. TIT rendezésében, 1961. ápr. 8.

17. *Kovách Ádám* — Abszolut geológiai kormeghatározások atommagfizikai módszerekkel. Eötvös Loránd Fizikai Társulat rendezésében, 1961. ápr. 24.

18. *Kovách Ádám* — A repülő ember. TIT rendezésében, 1961. jan. 25.

19. *Kovách Ádám* — Behatolunk-e a világ titkaiba? TIT rendezésében, 1961. febr. 16.

20. *Kovách Ádám* — A XX. század technikai csodái.
A KISZ hajdu-bihar megyei VB. által rendezett KISZ-vezetőképző tanfolyamon, 1961. aug. 11.

21. *Kovách Ádám* — Az atomenergia háborus és békés felhasználása.
I. ker. Pedagógus Pártszervezetében, 1961. okt. 26.

22. *Kovách Ádám* — Ember az űrben.
TIT rendezésében, 1961. nov. 30.

23. *Kovách Ádám* — Az atomenergia békés felhasználása.
TIT és Hazafias Népfront rendezésében, 1961. dec. 20.

24. *Medveczky László* — A részecskedetektálás fotoemulziós módszere és alkalmazása a középiskolai fizika-tanitásban.
A középiskolai tanárok 1961. ápr. 5-7.-ig tartott ankétján. Bp.

Vendégkutatók közreműködése

25. *Fényes Tibor* — Félvezetők alkalmazása magfizikai spektrométerként.
Eötvös Loránd Fizikai Társulat budapesti szakosztályának ülésén, 1961. nov.

INTÉZETI HIREK

Az elmult, 1961. évben számos külföldi látogató látogatta meg intézetünket, igy

I. 22-23-án *T. Kopcewicz* és *R.D. Tomaszenko*, a varsói Meteorologiai Intézet munkatársai;

II. 13-16-ig *Dr. G. Ruickoldt*, a rossendorfi (NDK) Központi Atommagkutató Intézetből;

II. 23-án *Prof. Dr. A. Sanielevici* akadémikus, az IAEA bécsi laboratóriumának vezetője;

II. 28-án *Prof. Dr. Z. Wilhelmi*, a Lengyel Tud. Akad. Atommag Kutató Intézetének osztályvezetője;

III. 22-én *Woo Jou-Szün* akadémikus, a Kinai Tudományos Akadémia alelnöke;

IV. 19-én *H. Holubej* akadémikus, a Román Tud. Akad. bukaresti Atomfizikai Kutató Intézetének igazgatója;

V. 25- VI. 28 között intézetünkben tartózkodott *J. Liptak*, a prágai egyetem Atommagfizikai Tanszékének oktatója, aki az ATOMKI-ban épitett gyorsitókat tanulmányozta;

VI. 6-10-ig *Cl. Kaufmann* és *H. Sodan*, a rossendorfi (NDK) Központi Atommagkutató Intézet tud. munkatársai;

VI. 19-20-án *H. Hässner* adjunktus, a drezdai Müegyetem radióaktiv izotópok alkalmazásaival foglalkozó intézetéből;

VI. 27-én *A. Büchner*, az NDK Fizikai Társulatának főtitkára;

VI. 22-én *K. A. Grigorjan*, fizikus, a jereváni egyetem Elektrofotometriai Laboratóriumának vezetője;

VI. 28-án a dubnai EAKI hattagu küldöttsége, *V.N. Szergienko* igazgatóhelyettes vezetésével;

VII. 6-án *O. Schmidt* és *H. Blume* német fizikusok, a berlini "Institut für Staubforschung und radioaktive Schwebstoffe" intézet tudományos munkatársai;

VII. 6-án *Dr. K. Stecker* adjunktus a hallei egyetem II. Fizikai Intézetéből;

VII. 3-8-ig *H. Zahn* tudományos munkatárs a lipcsei "Institut für Physikalische Stofftrennung"-ból;

VII. 7-én *A. Preda*, a bukaresti Müegyetemről;

VII. 10-én *J. Békés* elektromérnök, Bratislava;

VIII. 9-én *Prof. Dr. M. Switowna*, a poznani egyetem Orvosi Gyógyszertani Intézetének igazgatója;

IX. 18-án *Cigikalo* vezető mérnök a Szovjet Tud. Akad. harkovi Fizikai-Technikai Intézetéből;

IX. 20-án négytagu szovjet katonai orvosi küldöttség;

IX. 21 - X. 3-ig intézetünkben tartózkodott *A. Kostyrko* lengyel fizikus, a Lengyel Tudományos Akadémia varsói Atommag Kutató Intézetéből;

IX. 26-27-én *G. Oswald*, mérnök, a drezdai Müegyetem radioaktiv izotópok alkalmazásaival foglalkozó intézetből;

IX. 26-án *V.G. Szolovjev* és *V.Sz. Barasenko* fizikusok, a dubnai EAKI Elméleti Fizikai Laboratóriumának munkatársai;

X. 11-én *D. Börgner*, a drezdai Müegyetem radioaktiv izotópok alkalmazásaival foglalkozó intézetéből;

X. 17-20-ig *H. Fröhlich*, a hallei Fr. Schiller Egyetem Technikai-Fizikai Intézetéből;

X. 18-án *J. Chmurny*, kandidátus, a bratislavai Müegyetem Gyengeáramu Elektrotechnikai Tanszékének docense;

XII. 15-én *Prof. Dr. H. Bursuc*, Jassi;

XII. 15-én *Dr. F. Barnetzky* és felesége, valamint *Dr. W. Kiesewetter*, a drezdai "Arbeitstelle für Physik und Dosimetrie" munkatársai.

* * * *

Intézetünk munkatársai közül a következők voltak az 1961. évben külföldi tanulmányuton:

Dr. Szalay Sándor, az Intézet igazgatója IV. 5 - VII. 13 között az IAEA ösztöndijával Svédországban tartózkodott, ahol a stockholmi Nobel-Intézetben félvezető magfizikai spektrométerek készitésének és alkalmazásainak módját tanulmányozta, továbbá Koppenhágában a Bohr Intézetben épült Van de Graff-generátorokat tanulmányozta.

Dr. Berényi Dénes mb. osztályvezető a koppenhágai egyetem Elméleti Fizikai Intézetének meghivására részt vett az V. 23-27 között rendezett nemzetközi Magspektroszkópiai Kolloquiumon. Kb. kéthetes dániai tartózkodása alatt több kutatóintézetet és egyetemi tanszéket látogatott meg.

Dr. Csikai Gyula mb. osztályvezető az EAKI vendégeként részt vett VI.5-10 között az EAKI krakkói ciklotron-konferenciáján.

Dr. Csikai Gyula részt vett a IX. 3-9 között Manchesterben rendezett Rutherford-emlékkonferencián, majd ezt követően IX. 11-13 között a harwelli "Magfizikai Kutatási Eszközök" symposiumon.

Kovách Ádám és *Dr. Ujhelyi Csaba* tudományos munkatársak részt vettek az X. 30 - XI. 4 között Lipcsében rendezett 2. Stabil Izotóp Konferencián, ahol *Kovách Ádám* előadást tartott "Beiträge zur Geochemie der Bleiisotope" cimmel.

* * * *

Az 1961. évben is rendszeresen megtartottuk szokásos heti referáló összejöveteleinket. E referáló délutánokon az ATOMKI tudományos munkatársain kivül rendszeresen részt vettek a Kossuth Lajos Tudományegyetem Kisérleti Fizikai Intézetének, valamint Alkalmazott Fizikai Intézetének oktatói, egyes esetekben más egyetemi intézetek munkatársai is.

Az 1961. évben a következő beszámolók hangzottak el:

I. 19.	*Illés Ferenc* *dr. Berényi Dénes* és *Schadek János*	"Sáv-spektrométer tervezése. II. rész: Fizikai tervezés. III. rész: Müszaki tervezés."
II. 9-én	*Koltay Edéné*	"Késleltetett neutronbomlás saját felezési idejéről."
II. 16-án	*Meszena György*	"Paraméterek meghatározása mérési adatokból a maximum likelihood módszerrel."
III. 2-án	*Kovách Ádám*	"Hasadási termékek a Debrecenben 1958-1960 években lehullott csapadékban."
III. 16-án	*Dézsi Zoltán*	"Vizsgálatok természetes vizek urán, rádium és radon tartalmára vonatkozóan."
III. 24-én	*Huszty Lajosné*	"A talaj és vegetáció hasadási termékek által történő radioaktiv fertőzésének kérdése."
VI. 22-én	*dr. Csikai Gyula*	"Beszámoló az EAKI krakkói ciklotron-értekezletéről."
IX. 14-én	*Koltay Edéné*	"Van de Graaff generátor alkalmazása a $Be^9/d,n/B^{10}$ magfolyamat gerjesztési függvényének vizsgálatára."
XII. 7-én	*Bornemisza Györgyné*	"A $Be^9/n,p/Li^9$ és $Be^9/n,\alpha/He^6$ magreakciók vizsgálata 14 MeV-os neutronokkal."
XII. 14-én	*Csánky Lajos*	"Egyenáramu generátorok stabilizálása félvezetőkkel."
XII. 14-én	*Vatai Endre*	"Radioaktiv magok fontosabb adatait feltüntető lyukkártyarendszer ismertetése."

* * * *

Március 7-9 között *Jánossy Lajos* akadémikus, a Központi Fizikai Kutató Intézet igazgatója két, egyenként három előadásból álló előadássorozatot tartott az ATOMKI kutatói részére, "A kvantummechanika hidrodinamikai modellje", illetőleg "Mérési eredmények statisztikai kiértékelésének kérdései" tárgykörökkel. Ez utóbbi előadássorozat anyagának szemináriumszerü feldolgozása *Rupp Erzsébet* tud. munkatárs (KFKI) vezetésével történt meg.

* * * *

1961 októberében *Marx György* egyet. tanár, a fizikai tudományok doktora tartott előadást az ATOMKI kutatói részére "Magerők" cimmel. Ugyanekkor *Németh Judit* adjunktus "Magmodellek" cimmel tartott előadást, majd szemináriumszerü formában ismertetést adott a párenergia szerepéről a magreakciók elméletében és a magspektroszkópiában.

* * * *

Kisebb hirek.

Schlenk Bálint tudományos munkatárs 1961. október 17-től kezdődően egyéves időtartamra a dubnai Egyesült Atomkutató Intézetbe távozott.

* * * *

Az 1961. év májusában kisérleti üzembe helyeztük az ATOMKI 800 kV-os kaszkádrendszerü gyorsitóját, valamint egy 300 kV üzemfeszültségü neutrongenerátort.

* * * *

Az 1961. évben több uj müszerkonstrukció került kidolgozásra és megvalósitásra. Igy többek között elkészült egy vákuumtechnikai lyukkereső; 7 cm munkasugaru mágneses béta-spektrográf; szürke ék tipusu amplitudóanalizátor. Az intézet Wilson-kamráját teljes automatikával szereltük fel.

* * * *

A Kossuth Lajos Tudományegyetem Kisérleti Fizikai Intézete és az ATOMKI között már kezdettől fogva kialakult szoros együttmüködés keretén belül segitséget nyujtottunk a Kisérleti Fizikai Intézet Van de Graaff-rendszerü gyorsitójának üzembehelyezéséhez.

* * * *

Erősödtek az ATOMKI kapcsolatai a Központi Fizikai Kutató Intézet egyes osztályaival. A KFKI részére segitséget nyujtottunk az ATOMKI-ban nyert vákuumtechnikai tapasztalatok rendelkezésre bocsájtásával, mig a KFKI a gyorsitók üzembehelyezése terén nyert tapasztalatait bocsájtotta rendelkezésünkre, valamint a 300 kV-os neutrongenerátor gyorsitócsövét készitette el számunkra.

* * * *

Az év folyamán átadtuk a GAMMA Finommechanikai Vállalatnak a szcintillációs kristályok készitése és foglalása terén nyert tapasztalatainkat.

* * * *

Az 1961. évben szoros együttmüködés alakult ki egyrészről az ATOMKI, másrészről a GAMMA Finommechanikai Vállalat, illetve az Optikai Kutató Laboratórium között. Ezen együttmüködés hatékonyabbá tétele érdekében az Optikai Kutató Laboratórium kisebb kutató- és termelőrészleget hozott létre Debrecenben, melynek feladata az ATOMKI-ben kidolgozott müszerek és kutatási berendezések kisüzemi gyártása, illetve nagyüzemi gyártásra történő előkészitése. Az OKL debreceni részlege egyelőre az ATOMKI telepén belül kezdte meg müködését az 1962. év elején. A két intézmény közötti további együttmüködést szocialista szerződés szabályozza.

* * * *

Az Intézet több esetben készitett külső megrendelők számára kutatási berendezéseket. Igy pl. a budapesti KŐJÁL laboratóriuma részére szcintillációs számlálóberendezést, tricium-szintmérő kamrát, valamint pormintavevő berendezést szállitottunk.

* * * *

Az ATOMKI hidegüzeme az 1961. évben ellátta a debreceni kutatási intézmények és üzemek cseppfolyós levegő szolgáltatását. Igy rendszeresen elláttuk cseppfolyós nitrogénnel az Orvostudományi Egyetem Központi Laboratóriumát és Orvosi Fizikai Intézetét, valamint a Gördülőcsapágygyár Anyagvizsgáló Laboratóriumát.

* * * *

A Tiszántuli Rostkikészitő Vállalat egyik üzemegységének technikai segitséget nyujtottunk a pozdorjalemezek préselés közbeni hőkezelése során kialakuló hőmérsékleteloszlás vizsgálatában, valamint a rádióaktiv módszerekkel történő folyamatos sürüségmérés bevezetése terén.

* * * *

Az ATOMKI résztvett az 1961. évi Budapesti Ipari Vásáron. A Magyar Tudományos Akadémia kiállitásán az ATOMKI komplett vákuumtechnikai szivattyurendszer, vákuumtechnikai mérőrendszer, automatikus preparátumváltó- és mérőberendezés, szcintillációs számláló, Geiger-Müller számlálócsövek bemutatásával vett részt.

* * * *

U J M A G A D A T O K

UJ MAGADATOK	НОВЫЕ ЯДЕРНЫЕ ДАННЫЕ	RECENT NUCLEAR DATA
amelyeket a MTA Atommag Kutató Intézetének /ATOMKI/ munkatársai határoztak meg.	полученные сотрудниками Института Ядерных Исследований Венг. Акад. Наук /ATOMKI/	obtained by collaborators of the Institute of Nuclear Research of the Hung. Acad. Sci. /ATOMKI/

Si^{29}

ADATOK	ДАННЫЕ	DATA
Gerjesztett állapotok:	Возбуждённые уровни:	Excited states:

14,23 ± 0,06 MeV
14,87 ± 0,04 MeV
14,99 ± 0,04 MeV
15,11 ± 0,03 MeV
15,28 ± 0,03 MeV
15,44 ± 0,03 MeV
15,53 ± 0,03 MeV

MÓDSZER	МЕТОД	METHOD
Mg^{25}/α; n, γ/Si^{28} magfolyamat gerjesztési függvényének vizsgálata szcintillációs γ-spektrométerrel.	Исследование функции возбуждения реакции Mg^{25}/α; n, γ/Si^{28} сцинтилляционным γ-спектрометром.	The investigation of the excitation function of the process Mg^{25}/α; n, γ/Si^{28} by means of a scintillation γ-spectrometer.
IRODALOM	ЛИТЕРАТУРА	LITERATURE

Csongor Éva: Magyar Fizikai Folyóirat, *8*/1960/357.
E. Csongor: Nuclear Physics, *23*/1961/107.

UJ MAGADATOK	НОВЫЕ ЯДЕРНЫЕ ДАННЫЕ	RECENT NUCLEAR DATA
amelyeket a MTA Atommag Kutató Intézetének /ATOMKI/ munkatársai határoztak meg.	полученные сотрудниками Института Ядерных Исследований Венг. Акад. Наук /ATOMKI/	obtained by collaborators of the Institute of Nuclear Research of the Hung. Acad. Sci. /ATOMKI/

Si^{30}

ADATOK	ДАННЫЕ	DATA
Gerjesztett állapotok:	Возбуждённые уровни:	Excited states:

14,59 ± 0,04 MeV

14,98 ± 0,03 MeV

MÓDSZER	МЕТОД	METHOD
Mg^{26}/α; n, γ/Si^{29} magfolyamat gerjesztési függvényének vizsgálata szcintillációs γ-spektrométerrel.	Исследование функции возбуждения реакции Mg^{26}/α; n, γ/Si^{29} сцинтилляционным γ-спектрометром.	The investigation of the excitation function of the process Mg^{26}/α; n, γ/Si^{29} by means of a scintillation γ-spectrometer.
IRODALOM	ЛИТЕРАТУРА	LITERATURE

Csongor Éva: Magyar Fizikai Folyóirat, *8*/1960/357.

E. Csongor: Nuclear Physics, *23*/1961/107.

UJ MAGADATOK	НОВЫЕ ЯДЕРНЫЕ ДАННЫЕ	RECENT NUCLEAR DATA
amelyeket a MTA Atommag Kutató Intézetének /ATOMKI/ munkatársai határoztak meg.	полученные сотрудниками Института Ядерных Исследований Венг. Акад. Наук /ATOMKI/	obtained by collaborators of the Institute of Nuclear Research of the Hung. Acad. Sci. /ATOMKI/

J^{134}

ADATOK	ДАННЫЕ	DATA
γ-vonalak	γ-линии:	Energies of γ-lines:

80 keV
⟶ 175 ± 5 keV
284 keV
⟶ 326 ± 10 keV
364 keV
⟶ 500 ± 10 keV
638 keV
724 keV

(A ⟶ jellel jelöltek eddig egyáltalán nem észlelt vagy csak bizonytalan γ-vonalak.)	(Существование линий обозначенных стрелкой ранее не указалось, или оно не было доказанно.)	(Lines marked by ⟶ are previously unknown, or only uncertain γ-lines.)
Gerjesztett nivók:	Возбуждённые уровни:	Excited states:

80 keV
⟶ 177 keV ?
364 keV
⟶ 500 keV
638 keV
724 keV

(⟶ korábban egyáltalán nem vagy csak bizonytalanul ismert nivók.)	(⟶ ранее неизвестные, или неуверенно указанные уровни.)	(Niveaus marked by ⟶ are previously unknown, or only uncertain niveaus.)

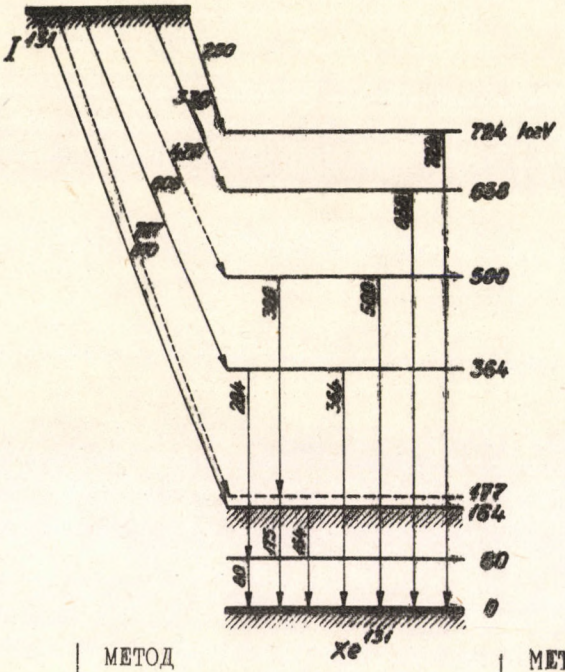
UJ MAGADATOK	НОВЫЕ ЯДЕРНЫЕ ДАННЫЕ	RECENT NUCLEAR DATA
amelyeket a MTA Atommag Kutató Intézetének /ATOMKI/ munkatársai határoztak meg.	полученные сотрудниками Института Ядерных Исследований Венг. Акад. Наук /ATOMKI/	obtained by collaborators of the Institute of Nuclear Research of the Hung. Acad. Sci. /ATOMKI/

J^{131}

(Folytatás.)	(Продолжение.)	(Continued.)
γ-kaszkád:	γ-каскад:	γ-cascade:
Eddig még nem észlelt:	Ранее неизвестный:	Previously not observed:

$$/\gamma 177/ - \frac{\text{sum.coinc.}}{\text{ord.coinc.}} /\gamma 326/$$

A /γ156/ - /γ210/ kaszkád és a benne szereplő két γ-vonal korábbi észlelése viszont tévesnek bizonyult. Javasolt uj, módositott bomlási séma:	Замеченный ранее каскадный переход /γ156/ - /γ210/ и его γ-линии оказались ложными. Предлагаемая новая, преобразованная схема распада:	The previous observation of the cascade /γ156/ - /γ210/ and the existence of these two lines proved to be erraneous. New, revised decay scheme proposed:



MÓDSZER	МЕТОД	METHOD
Egy csatornás szcintillációs γ-spektrométer és γ-γ szcint. közönséges és szum-koinc. spektrométer.	Одноканалный сцинтилляционный γ-спектрометр, и сцинтилляционный спектрометр γ-γ обичных и сумсовпадений.	One-channel scintillation γ-spectrometer; γ-γ coincidence and sum-coincidence spectrometer.

IRODALOM

ЛИТЕРАТУРА

LITERATURE

D. Berényi - Gy. Máthé - T. Scharbert: Nuclear Physics, (in course of publication - közlés alatt)

MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA KÖNYVTÁRA

Kiadja a
Magyar Tudományos Akadémia
Atommag Kutató Intézete
D e b r e c e n .
A kiadásért és szerkesztésért felelős
Szalay Sándor az Intézet igazgatója.
Készült az Intézet "*Zetaprinton*" tipusu
sokszorositó gépén "*Rotaprint*" eljárással.
Foto és nyomdatechnikai kivitelező
Vencsellei István.

Példányszám: 300
3/1962.

310.565

Atomki Közlemények

IV. kötet 1962. 2. szám

M.T.A.
ATOMMAG KUTATÓ INTÉZETE
DEBRECEN
1962. augusztus

2

Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK-et az MTA Atommag Kutató Intézete /ATOMKI/ adja ki. A szerkesztésért és kiadásért felelős: *dr. Szalay Sándor* egyetemi tanár, az MTA lev. tagja, az intézet igazgatója. Szerkeszti a Szerkesztő Bizottság. Tagjai: *dr. Szalay Sándor* elnök, *Koltay Edéné* titkár, *dr. Berényi Dénes, dr. Csikai Gyula, Medveczky László.*

A lap anyagához hozzájárul a Debreceni Kossuth Lajos Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Intézete, valamint Alkalmazott Fizikai Intézete is, amely intézetek szoros együttműködésben vannak az ATOMKI-vel. Kéziratot elvben külső szerzőktől is elfogadunk, ha az a lap célkitüzéseinek megfelel.

Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK feladatát a következőkben látjuk:

1. Lehetőleg hü képet ad az ATOMKI munkásságáról, tevékenységéről, fejlődéséről. Az ATOMKI tudományos eredményei közül csak azokat hozza részletesebben, amelyek más helyen, akadémiai, nemzetközi vagy egyéb folyóiratban nem jelentek meg. Az utóbbiakról csak felsorolást, esetleg rövid ismertetést, kivonatot hoz.

Más folyóiratokban megjelent közleményeinkhez egyes esetekben hozunk itt kiegészitő közleményt, ha az alkalmazott kutatási módszer eredetisége folytán külön leközlésre érdemes, és helyszüke miatt a nagyobb folyóiratokban a részletes leirás célszerütlen lett volna.

2. Elősegiti különösen a fiatal hazai atomkutatók tudományos ismereteinek bővülését azzal, hogy az atommagfizika egyes területeiről összefoglaló, ismertető közleményeket hoz magyar nyelven.

3. Elősegiti a világon folyó atommagkutatás eredményeinek hazai békés alkalmazását más tudományok és az ipar területén olyan összefoglaló, ismeretterjesztő közlemények utján, amelyek bár tudományosan nem eredetiek, de e téren hazánkban - magyar nyelven - hézagpótló szerepet töltenek be.

Idetartozónak tekintjük az izotópok különböző alkalmazásait a tudományokban, az iparban, stb., valamint az atomkorszak bekövetkeztével kapcsolatban felmerülő szükségleteket, problémákat az oktatásban, és igy tovább.

Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK évenként több számban jelenik meg. Tudományos intézeteknek, intézményeknek cserepéldányképpen vagy kérésükre dijtalanul megküldjük, kötelezettség nélkül. Magánszemélyeknek esetenkénti kérésére 1-1 számot vagy különlenyomatot szivesen küldünk. Ilyen irányu kéréseket az intézet könyvtárszolgálatához kell irányitani /ATOMKI, Debrecen, Bem-tér 18/c. Levélcim: Debrecen 1. Pf. 51. Táviratcim: ATOMKI, Debrecen/.

ATOMKI KÖZLEMÉNYEK

IV. kötet 1962 2. szám.

TARTALOMJEGYZÉK

TUDOMÁNYOS KÖZLEMÉNYEK Oldal

Bornemisza Györgyné: $Be^9/n,p/Li^9$ reakció vizsgálata 14,81 MeV-os neutronokkal 79

Dézsi Zoltán: Vizsgálatok magas urántartalmu természetes vizek urán, rádium és rádiumemanáció tartalmára vonatkozóan 93

Fényes Tibor: Alfa-radioaktivitás a középnehéz magoknál (Összefoglaló közlemény) 97

Mahunka Imre - Somorjai Endre: Li^6 targetmagon alacsonyenergiáju protonokkal (0-2 MeV) létrehozható magreakciók (Összefoglaló közlemény) 105

MŰHELYÜNKBŐL, LABORATÓRIUMUNKBÓL

Novák Dezső: Egyszerü, cseppfolyós nitrogénnel müködő, automatikus szabályozásu kriosztát alacsony hőmérsékleti mérésekhez 113

Schadek János - Berényi Dénes - Fényes Tibor: Vákuumpárologtató berendezés magspektroszkópiai vizsgálatoknál használatos radioaktiv források készitésére 119

Somorjai Endre: Aluminiumoxid /Al_2O_3/-targetfólia készitése 125

Szentirmay Zsolt: Közepes teljesitményü tranzisztoros anódpótló 129

Schadek János: Lyukkártya-tartó és rendező asztalka 133

$Be^9/n,p/Li^9$ REAKCIÓ VIZSGÁLATA 14,81 MeV-OS NEUTRONOKKAL

Bornemisza Györgyné

A $Be^9/n,p/Li^9$ reakció kimutatását egyrészt a végmag β aktivitásának, másrészt késleltetett neutronemissziójának révén kíséreltük meg. Az első esetben a versengő $Be^9/n,\alpha/He^6$ folyamathoz viszonyított hatáskeresztmetszet meghatározása révén az /n,p/ folyamatra $\sigma/n,p/ < 4,11$ mb felső korlát értéket kaptunk. A mérésből a He^6 felezési idejére $T_{1/2} = 0,847 \pm 11$ sec adódott. A késleltetett neutronemisszió révén meghatározott hatáskeresztmetszet korlát $\sigma/n,p/ < 0,045$ mb.

Bevezetés

Mérésünk célja - az Intézetünkben rendelkezésünkre álló 14,81 MeV energiáju neutronok segitségével - vizsgálatokat végezni a $Be^9/n,p/Li^9$ és $Be^9/n,\alpha/He^6$ magreakciókra vonatkozóan. A vizsgálat fő célja az /n,p/ reakció létrejöttének kimutatása tekintettel arra, hogy Be^9 esetén az /n,p/ folyamatot még nem hozták létre. Ilyen irányu kisérletek még eddig egyáltalán nem történtek ezért hatáskeresztmetszetére vonatkozóan még korlát sem áll rendelkezésre. A reakció létrejöttét - ha energetikailag lehetséges - egyéb megmaradási tételek (spin, izospin, paritás) nem tiltják.

A Li^9 felezési ideje 0,17 sec [1], tömegét először *Barkas* [2] (1939) számitotta ki a kötési energiák analizise révén és 9,0313 t.e.-nek találta. *Kravcov* (1954) [3] felhasználva *Gardner* stb. [4] $Be^9/d,2p/Li^9$ reakcióra kimért küszöbenergia értékét a tömeget 9,0301 ± 11 t.e.-nek adja meg. (Az ujabb irodalomban [1] is csak ez az egyetlen tömegadat szerepel.) Ennek alapján a $Be^9/n,p/Li^9$ reakció küszöbenergiája 14,71 MeV. A tömegadat ilyen nagymérvü bizonytalansága a reakció Q értékét és ezen keresztül a küszöbérték hibáját is befolyásolja, ami esetünkben azt jelenti, hogy a küszöbenergia értéke 13,57-től 15,85 MeV közötti érték lehet.

A Li^9 neutronprecursor mag. A $Be^9/d,2p/Li^9$ vizsgálatánál észlelték először a béta bomlás felezési idejével késleltetett neutronemissziót, amelyre a következő bomlássémát fogadták el 1. ábra:

$$Li^9 \longrightarrow Be^{9*} + \beta^- + \nu$$

$$Be^{9*} \longrightarrow Be^8/2\alpha/ + n$$

A Be^9 ezen gerjesztett állapotát *Davis* és *Haffner* [5] 1948-ban a Be^9-en végzett rugal-

MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA KÖNYVTÁRA

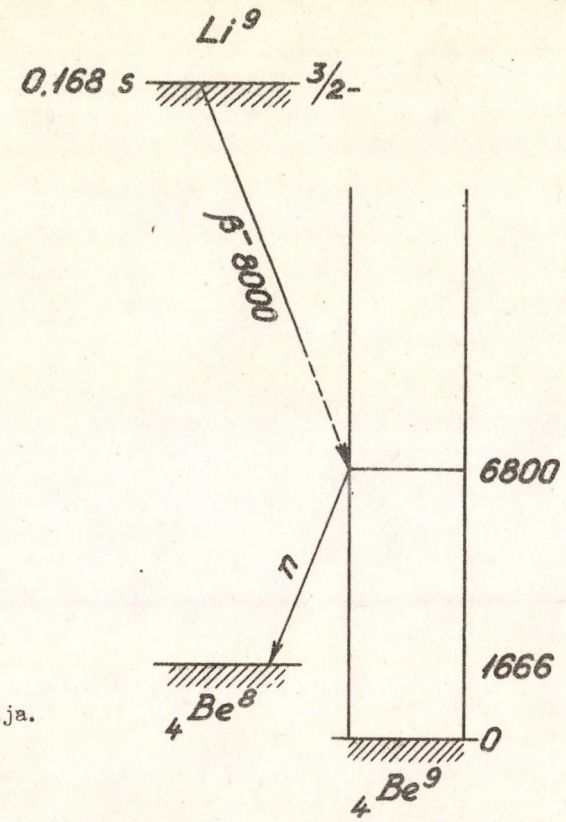
matlan protonszórással valószinüsitette. A Li^9 bomlásának vizsgálata folyamán csak a Be^9 gerjesztett állapotába való átmenetet tudták kimutatni, az ehhez tartozó béta-energiát 8 MeV-nek találták [6]. Ezekszerint a Be^9 alapállapotába való közvetlen béta-átmenet vagy egyáltalán nem jön létre, vagy csak nagyon kicsi százalékban. A neutronok energiájára vonatkozóan még semmi adat nincs.

Az eddigiekből látható, hogy a $Be^9/n,p/Li^9$ reakció kimutatására négy lehetőség van.

1./ A kilépő protonok közvetlen detektálása,
2./ a Li^9 bomlásából eredő alfa-részek direkt mérése,
3./ a Li^9 béta-aktivitásának észlelése,
4./ a Li^9 bomlásából eredő neutronok kimutatása.

Az első esetben a protonok kis energiája miatt csak nagyon vékony targetet lehet használni, ami a reakciók számát nagyon lecsökkenti, ugyanakkor a háttér, a generátor működése miatt olyan nagy, hogy emellett a protonok kimutatása gyakorlatilag lehetetlen. A második esetben, bár a generátor üzeme nem zavar közvetlenül, a target vastagságára vonatkozó követelmény az első esethez hasonló. Ezek alapján az első két mérési lehetőség megvalósitását elvetettük.

A harmadik esetben a target vastagság jelentősen nagyobb lehet, mert a reakciót a Li^9 8 MeV-es béta-aktivitásának észlelése révén lehet kimutatni. Ebben az esetben azonban az /n, α/ folyamatból eredő He^6 béta-aktivitásával együtt lehet csak a komplex bomlásgörbe analiziséből a Li^9 megjelenését észlelni. A 0,17 sec felezési idejü Li^9, és a 0,85 sec felezésü idejü He^6 béta-aktivitása elvileg jól széjjelválasztható és az aktivitások viszonyából a hatáskeresztmetszetek viszonya meghatározható. A berilliumon ennél az energiánál létrejövő egyéb reakciók nem zavarnak, mert vagy stabil végmaghoz vagy sok nagyságrenddel nagyobb felezési idővel bomló izotóphoz vezetnek. A negyedik lehetőség esetében mikor a késleltetett neutronemissziót használjuk



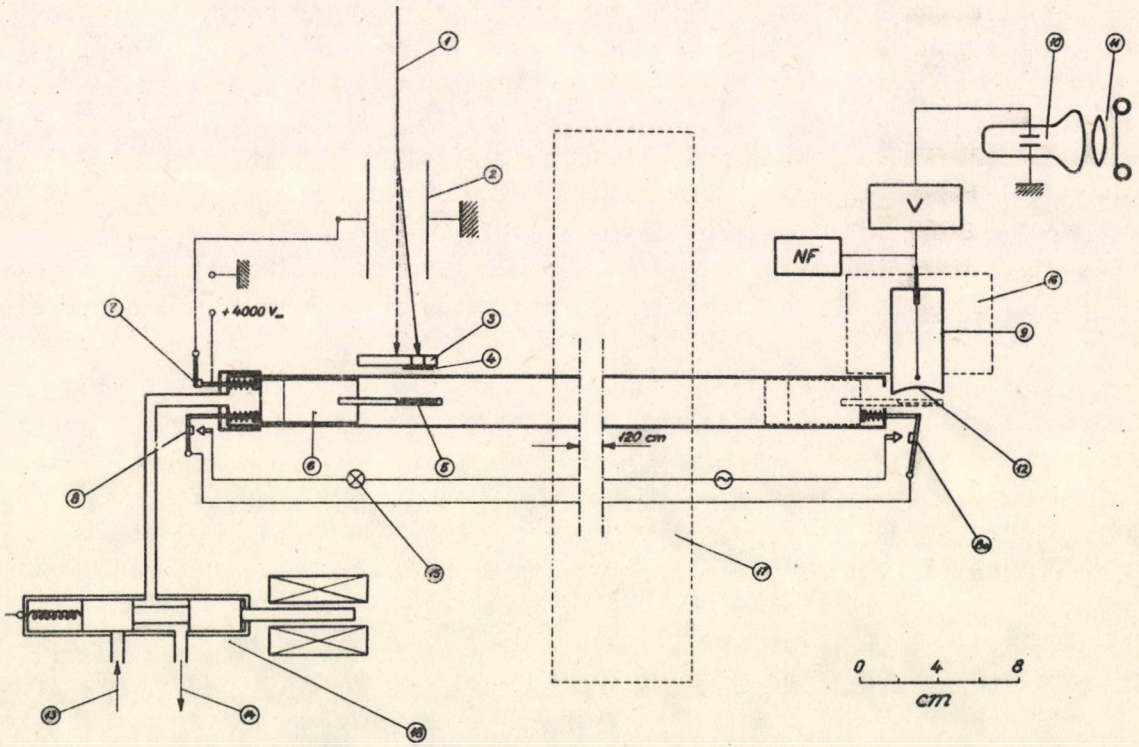
1. ábra. A Li^9 bomlási sémája.

fel a Li^9 létrejöttének kimutatására, az a lényeges előny - az előbbiekkel szemben - hogy a targetet igen vastagra lehet készíteni mivel a neutronok abszorbciója a berilliumban elhanyagolható. A neutron aktivitás meghatározása utján pedig a folyamat hatáskeresztmetszete is megadható.

A jelen dolgozatban a $Be^9/n,p/Li^9$ reakció kimutatására az utóbbi két lehetőség felhasználásával végzett méréseinkről és eredményeinkről számolunk be.

A $Be^9/n,p/Li^9$ reakció vizsgálata a Li^9 béta-aktivitása alapján

Gyors neutronokkal végzett méréseknek egyik legnagyobb nehézsége a nagy háttérsugárzás. A neutronok ugyanis a környezetet és a szerkezeti anyagokat, továbbá a mérőberendezést is oly mértékben felaktiválják, hogy ezen aktivitásoknak összessége a mérendő effektust teljesen elfedheti. Ezen a nehézségen a jelen mérésünk esetében ugy segitettünk, hogy az aktiválást és a mérést két különböző helyen végeztük. Az aktiválás alatt a berillium minta közvetlenül a 100 kV-os neutrongenerátor [7] targetje alatt foglalt helyet, az aktiválás után a mintát egy 1,5 méter hosszu réz csőben a generátor targetjétől 1,4 méterre távolitottuk el, igy a berillium minta neutronokkal indukált aktivitását olyan helyen mérjük, ahol a mérőberendezés felaktiválódása és ezzel együtt a háttérsugárzás már igen kicsi volt.

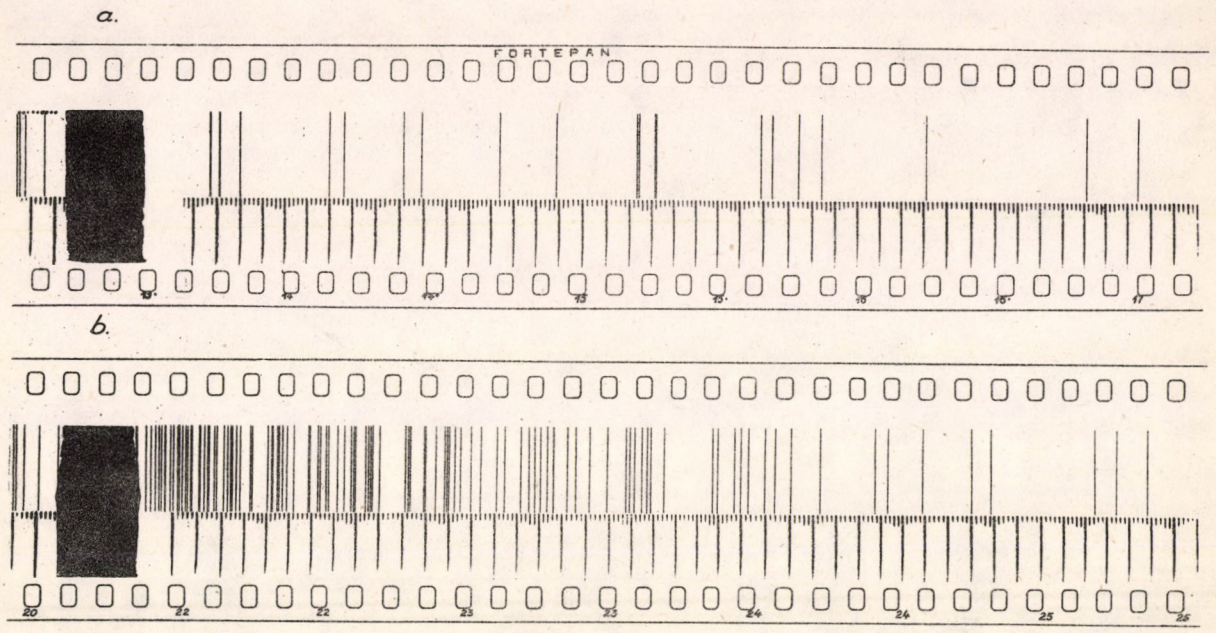


2. ábra. Mérési elrendezés a béta-aktivitások vizsgálatához.
① 110 kV-os 30-40 μA erősségü ionnyaláb, ② Statikus eltéritő lemezek, ③ Szénblende 5 mm-es furattal, ④ Ti-T-Target, ⑤ 1,8 cm Ø-jü, 64 mg/cm² vastagságu préselt Be lap, ⑥ Textilbakelit dugattyu, ⑦⑧ ⑧a Elektromos kontaktusok, ⑨ GM számlálócső, ⑩ Alacsonyfrekvenciás oszcilloszkóp, ⑪ Az oszcilloszkóp filmregisztráló feltéte, ⑫ GM cső aluminium végablaka, ⑬ Komprimált levegő beeresztésére szolgáló nyilás, ⑭ Forgószivattyuhoz bevezetőnyilás, ⑮ Izzó, ⑯ A GM cső ólom árnyékolása, ⑰ k.B. 50 cm vastag paraffin, beton neutron védőfal.

Az aktiválás és mérés periodusai automatikusan követték egymást. A vezérlést egy szinkronmotor által hajtott bütykös tárcsa végezte. A tárcsa kiképzése olyan volt, hogy minden fordulat alatt kétszer zárt egy elektromos kontaktust egyenként 17,8 mp-ig, ill. kétszer nyitott 3,6 mp-ig. A nyitás pillanatában kezdődött meg az aktiválási szakasz, a kontaktus nyitásával a ⑱ (2. ábra.) mágnest kapcsolva, a leszivónyiláson ⑭ keresztül megkezdődött a cső leszivása, ennek következtében a textilbakelit dugattyu a cső végéhez ütközve zárta a kontaktust, ⑦ a kontaktus zárásával a gyorsitócső aljába elhelyezett eltéritő elektródákra ② 4 kV feszültséget kapcsolt, ezzel az ionsugarat ① eltéritettük eredeti irányából. Az eltéritett nyaláb a ③ szénlap 5 mm Ø-jü nyilásán keresztül a titán-tricium targetet ④ bombázta, s ekkor megkezdődött a gyorsneutronok termelése. A dugattyuba ⑥ egy nyelvformáju nikkel keretet erősitettünk, ennek a végébe helyeztük el és rögzitettük a berillium mintát ⑤. Ez az aktiválás 3,6 másodpercig tartott, ezután a bütykös tárcsa lenyomta a kontaktust, ezzel a fényképező feltétben ⑪ lévő filmtovábbitó motort elinditotta, továbbá egy késleltető relén keresztül kikapcsolta a mágnest. Igy kb 2 sec időkéséssel a mágnes elzárta a ⑭ leszivónyilást és nyitotta a ⑮ nyilást, amin keresztül süritett (1,5 atmoszférás) levegő tódult a csőbe, ami a dugattyut és vele együtt a nikkel keretben lévő berillium mintát a cső másik végébe a GM cső alá repitette. A mintából kilépő β-részecskéket az aluminium végablakos GM cső leszámolta, ezeknek jeleit előerősités után az alacsony frekvenciáju oszcilloszkóp ⑩ függőleges eltéritő lemezére vittük rá. A vizszintes eltéritő lemezpárra nem kapcsoltunk semmilyen jelet, mert a vizszintes eltéritést a nagyérzékenységü, az oszcilloszkóp előtt egyenletes sebességgel elhaladó - film valósitotta meg, mely a jeleket regisztrálta. Az oszcilloszkóp regisztráló feltéte olyan volt, hogy a filmre 0,1 sec időjeleket is rajzolt. Ez a mérési periódus, ami kb 17 sec-ig tartott. Közben a generátor alól távozó dugattyu a ⑦-es kontaktust nyitotta, igy az eltéritő lemezpár nem kapott feszültséget, tehát az ionnyaláb ① megtartotta eredeti irányát és ebben a helyzetében a szénlapot bombázta. A szénlapon legfeljebb öntargetképződés folytán D + D reakcióból származó neutronok keletkezhettek, de a mérések szerint legalább két nagyságrenddel volt kisebb a hozam, mint mikor D + T neutronok keletkeztek. A mérési szakasz végén a bütykös tárcsa megint nyitott és uj aktiválási periódus kezdődött.

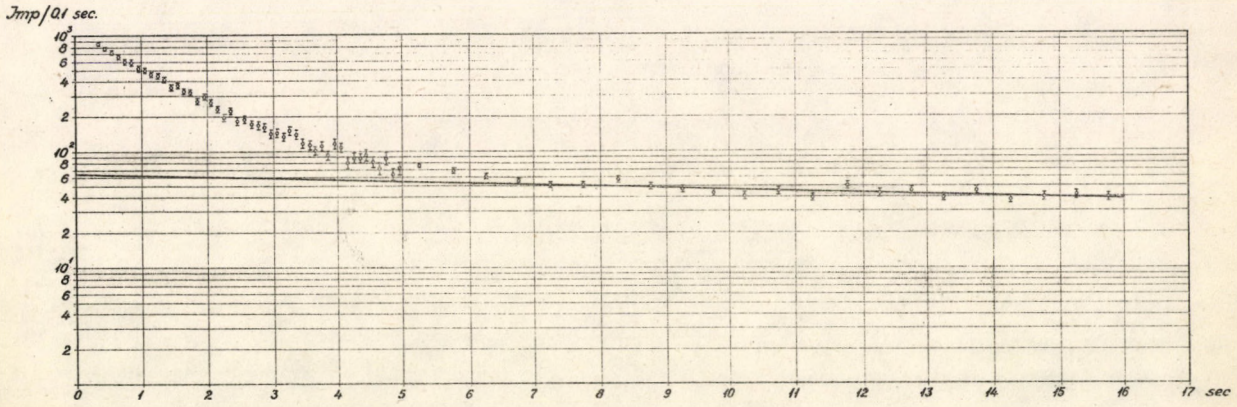
és a mérés megkezdéséig eltelt időt pontosan meghatározni. A jelen mérésnél ezt a következőképpen oldottuk meg: a generátor alól távozó dugattyu, mely a ⑦ kontaktus nyitásával a neutrontermelést élesen levágta a ⑧ kontaktust zárta, amig a dugattyu a csőben mozgott a ⑧a kontaktus is zárva volt igy a ⑮-ös égő világitott. Ezt az égőt ugy helyeztük el, hogy az a jeleket regisztráló filmet megvilágitotta. A dugatytyu elmozdulása azonban mp-es késéssel követte a filmtovábbitó-motor beinditását, tehát mikor a dugattyunak a target alól történő elindulása folytán a ⑮ égő kigyult az már az egyenletesen haladó filmet világitotta meg és ezáltal a filmen a dugattyu - a cső egyik végéből a másik végébe való - áthaladási idejét le lehetett olvasni, emellett a feketedés kezdete az aktiválás befejezésének időpillanatát jelezte. A feketedés vége, mivel a GM cső alá megérkező dugattyu a ⑧a kontaktust kinyitotta, a mérés kezdetének időpontját jelentette. A csövön való áthaladáshoz szükséges idő 0,3 - 0,4 mp között volt. Azért, hogy a háttér értékét külön is megfigyelhessük, méréseket végeztünk ugyis, hogy a Be lapocskát eltávolitottuk. A 3. ábra "a" jelzésü filmjén látható egy ilyen háttérmérés, továbbá az átrepülési időt jelentő fehér sáv, melynek kezdete igen jól definiált. A "b" filmen a berilliummal végzett mérések láthatók. Jól kivehető az aktivitás időbeni lecsengése. Az egyenletes erős fehér vonalak a 0,1 sec-

os időjelek. Az időjelek egyenletességével a filmtovábbitás egyenletességét mindig ellenőriztük.



3. ábra. Béta-aktivitásból eredő impulzusok
a./ berillium nélkül,
b./ berilliummal.

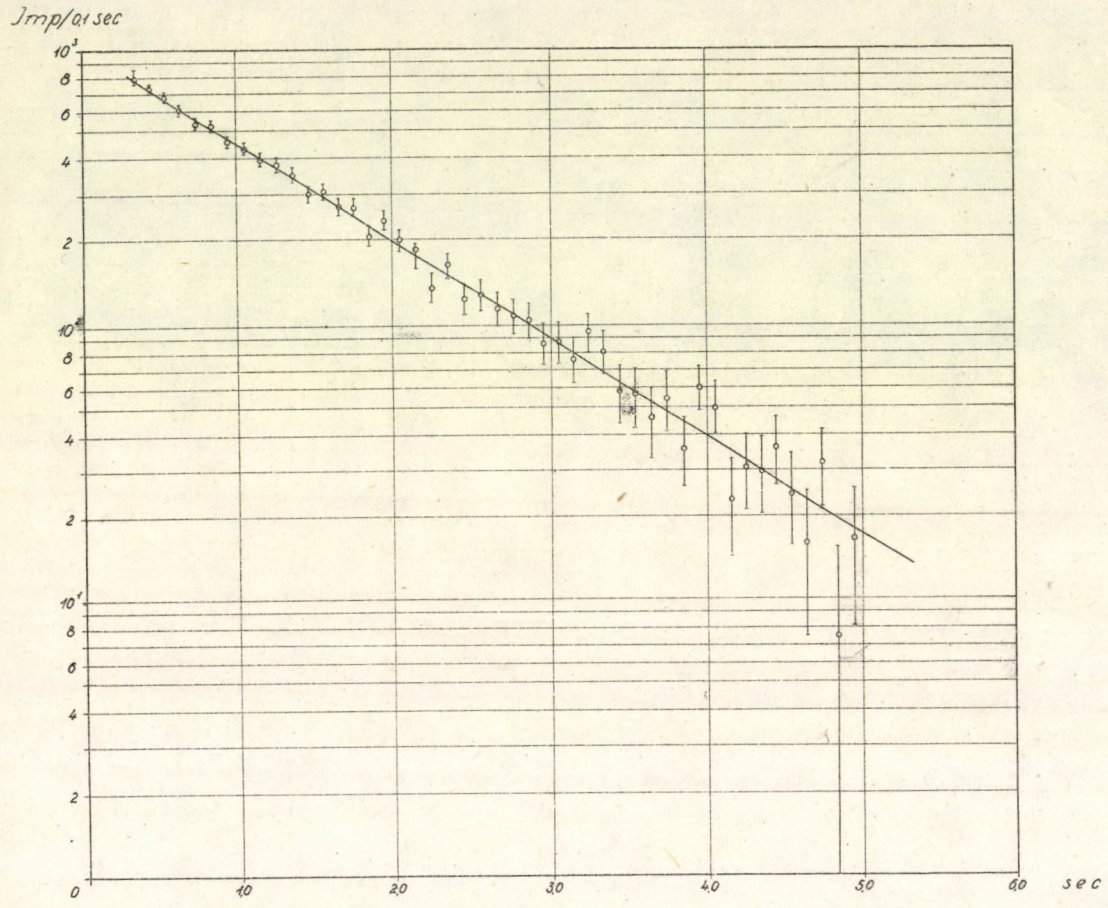
Összesen 169 aktiválási és mérési periódust csináltunk. Az előhivott filmeket átvilágitva egy komparátor segitségével értékeltük ki. A kiértékelés után a különböző aktiválási szakaszokhoz tartozó, de egyugyanazon időcellába jutó jeleket összegeztük. A 4. ábrán ezen impulzusok időbeli lecsengése látható féllogaritmikus ábrázolásban. Mivel nem tudtuk biztositani, hogy a berilliummal végzett egyes aktiválási szakaszok alatt pontosan annyi legyen a neutronhozam, mint a berillium nélkül végzett



4. ábra. A komplex bomlásgörbe béta-bomlás esetén.

aktiválásoknál, a hátteret nem a külön mérésekből határoztuk meg, hanem e helyett a mérést addig végeztük (17 sec), amig az aktivitás elérte a természetes szintet. Mivel féllogaritmikus ábrázolásban (4. ábra.) a görbe utolsó szakaszán lévő pontok egy egyenesen látszottak feküdni, a hátteret és a jelenlévő hosszu felezési idejü aktivitást, ill. aktivitásokat egyetlen bomlásgörbével közelitettük meg. A közelitést a legnagyobb

valószinüség (maximum likelihood) módszerével [12] végeztük el, az ennek alapján behuzott egyenesen a 6,5 sec utáni (ez kb a He^6-ra vonatkozóan 7 felezési időnek felel meg) mérési pontok néhány kivétellel rajta feküsznek ezen. A görbe elején lévő pontokból a közelitő exponenciális függvény megfelelő helyen vett függvényértékeit vontuk le. Igy nyertük 5. ábrán lévő pontokat. Eldöntendő volt, hogy a nyert aktivitás görbe egy vagy két folyamatból származik-e, azért a görbét két különböző módon értékeltük ki.



5. ábra. A béta-aktivitás bomlásgörbéje a háttér levonása után.

Az 5. ábrán található görbe kiértékelését először ugy végeztük el, hogy csak azokat a pontokat vettük figyelembe, ahol már csak He^6 lehetett jelen. Ezt a pontot 1,2 sec-nek vettük, mivel ez az időtartam hét (Li^8) felezési időnek felelt meg, tehát ebben a pontban a Li^8 aktivitásnak már csak 1 %-a lehetett jelen. Az 1,2 sec után következő pontokat egyetlen exponenciális függvénnyel közelitettük meg szintén a legnagyobb valószerüség módszerével.

A bomlási állandóra ill. a felezési időre, továbbá az aktiválás befejezésének időpontjában az aktivitás értékére a következő eredményt nyertük:

$$\lambda_{1/2} = 0,816 \pm 0,017 \; 1/sec$$

$$T_{1/2} = 0,851 \pm 0,017 \; sec$$

$$A_0 = 12292,0 \pm 240 \; imp/sec$$

Ezután az összes mérési pontjainkat megközelitettük egy olyan függvénnyel, mely két exponenciális - a Li^8 és He^8 bomlását reprezentáló függvény összege, azaz:

$$A = A_1 e^{-\lambda_1 t} + A_2 e^{-\lambda_2 t}$$

Ahol A_1 a Li^8 aktivitásának ill. A_2 a He^8 aktivitásának a $t = 0$ időpontbeli értéke, λ_1, λ_2 pedig a bomlási állandójuk. A fenti egyenletbe a λ_1 helyébe betettük az elfogadott irodalmi adatot, a λ_2-t pedig a saját mérési eredményünk alapján a Li-mentes szakaszra kiszámitott λ_2-vel helyettesitettük. Igy tehát csak az A_1 ill A_2 mennyiségek ismeretlenek. A számitásokat ugyancsak a fentemlitett valószinüségi módszer szerint végeztük el és a következő eredményeket kaptuk:

$$A_1 = 738,73 \pm 1069 \ imp/min$$

$$A_2 = 10228,44 \pm 132 \ imp/min$$

Ahhoz, hogy a kezdeti aktivitásokból a hatáskeresztmetszet viszonyokat ki lehessen számitani, meg kellett határozni a neutronok átlagos energiáját.

A neutronok energiája kiszélesedik egyrészt a deuteronoknak a targetben való lefékeződése miatt; továbbá a mérés geometriája miatt. Az alkalmazott geometria mellett a berillium mintát az ionsugár irányához képest 25°-ban kilépő neutronok még elérték. A neutronok maximális energiája a deuteron nyaláb irányában

$$E^n_{max} = 14,81 \ MeV$$

A deuterium energiájára átlagolva

$$E^n_k = 14,70 \ MeV$$

ezen deutérium energiánál a szögszerinti változásra átlagolva

$$E^n_{kk} = 14,67 \ MeV$$

Ha elfogadjuk a Li^8 tömegére megadott adatot (a hibától eltekintünk), akkor az összes neutronoknak 40 %-a nagyobb energiáju mint az n,p reakció küszöbenergiája, azaz 14,71 MeV. Ez azt jelenti, hogy a Li^8-es magokat 2,5-szer kevesebb neutron fluxus hozta létre, mint a He^8 magokat. Az aktiválás befejezésének időpillanatában, azaz $t = 0$-kor az aktivitás

$$A = \phi\sigma N(1 - e^{-\lambda\tau})$$

ahol ϕ a neutronfluxus értéke, mely az egyes aktiválási szakaszon belül a jelen mérésnél konstans volt, σ a folyamat hatáskeresztmetszete, N a jelenlévő target magok száma, λ a bomlási állandó, τ pedig az aktiválás időtartama. Előző jelöléseink szerint a Li^8 és a He^8 $t = 0$ időpontban vett aktivitásainak aránya

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{\frac{\phi}{2,5}\,\sigma/n,p/(1 - e^{-\lambda_1\tau})}{\phi\sigma/n,\alpha/(1 - e^{-\lambda_2\tau})},$$

innen a hatáskeresztmetszetek viszonya

$$\frac{\sigma/n,p/}{\sigma/n,\alpha/} = 0,167 \pm 0,2441$$

Elfogadva a $\sigma/n,\alpha/ = 10\ mb$ irodalmi értéket [8] a $Be^8/n,p/Li^8$ folyamat hatáskeresztmetszetére a következő értéket kaptuk:

$$\sigma/n,p/ = 1,67 \pm 2,44\ mb$$

A nagy hiba miatt a keresztmetszet értéke zérus is lehet, azonban a pozitiv hibát véve a $Be^8/n,p/Li^8$ folyamat hatáskeresztmetszetére korlát adható:

$$0 \leq \sigma/n,p/ < 4,11\ mb$$

Másodszor az 5. ábrán látható pontjainkat más meggondolás alapján értékeltük ki. Nevezetesen feltettük, hogy azok csak a He^8 bomlásgörbéjének a pontjai. A fentebb már emlitett matematikai módszer segitségével elvégezve a számitásokat a következő értékeket kaptuk:

$$\lambda = 0,818 \pm 0,011\ \ 1/sec$$

ill.

$$t_{1/2} = 0,847 \pm 0,011$$

ill.

$$A = 10357 \pm 158\ imp/min.$$

Tehát mint látható az első pontok a felezési időt egész kis mértékben emelték csak meg, de ez a változás bőven a hiba határon belül van. A felezési időre vonatkozó adat ugyanakkor jól egyezik a mások tisztán He^6-on végzett méréseivel [1]. Ezek a tények arra engednek következtetni, hogy Li^9 egyáltalán nem jött létre. Az aktivációs analizissel tehát nem dönthető el egyértelműen, hogy az /n,p/ folyamat 14,67 MeV-es középenergiánál létrejön-e. Ennek oka egyrészt abban keresendő, hogy a Li^9 mag felezési ideje 0,17 sec, míg technikai okokból a mérést csak 0,3 sec mulva lehetett kezdeni, a mérés és aktiválás helyének nagy távolsága miatt. Ezért a mérés kezdetekor az indulási aktivitás több mint 60 %-a már lebomlott. Másrészt a nagy intenzitással jelenlévő He^6 aktivitásának statisztikus ingadozása korlátozta a kis aktivitásu Li^9 kimutatását.

A Be^9/n,p/Li^9 reakció vizsgálata a késleltetett neutronemisszió útján

Ezért annak eldöntésére, hogy Li^9 mag a 14,81 MeV maximális energiáju neutronok hatására - egyáltalában létrejött-e, egy olyan mérési eljárást kellett kidolgozni, ahol a mérés az aktiválás megszüntének pillanatában megkezdhető, nem pedig 1,5 felezésiidő késéssel, mint a β aktivitás mérésnél. Ilyen szempontból azoknak a bomlási termékeknek vizsgálata jöhet számitásba, amelyeket a környezet felaktiválásából származó részecskéktől jól külön lehet választani. Ilyen szempontból is előnyös volt a késleltetett neutronemisszió mérése.

Mivel a Li^9-nek a Be^9 alapállapotába való átmenetét nem tudták kimutatni [6] az valószinüleg nagyon kicsi lehet igy a neutronemisszió révén meghatározott σ/n,p/' érték nem térhet el jelentősen a teljes σ/n,p/ értéktől.A β átmenetet mindig neutronemisszió követi. Vagyis amennyiben létrejön a Be^9/n,p/Li^9 reakció a Li^9 bomlásának felezési idejével késleltetett neutronemissziót kell kapnunk.

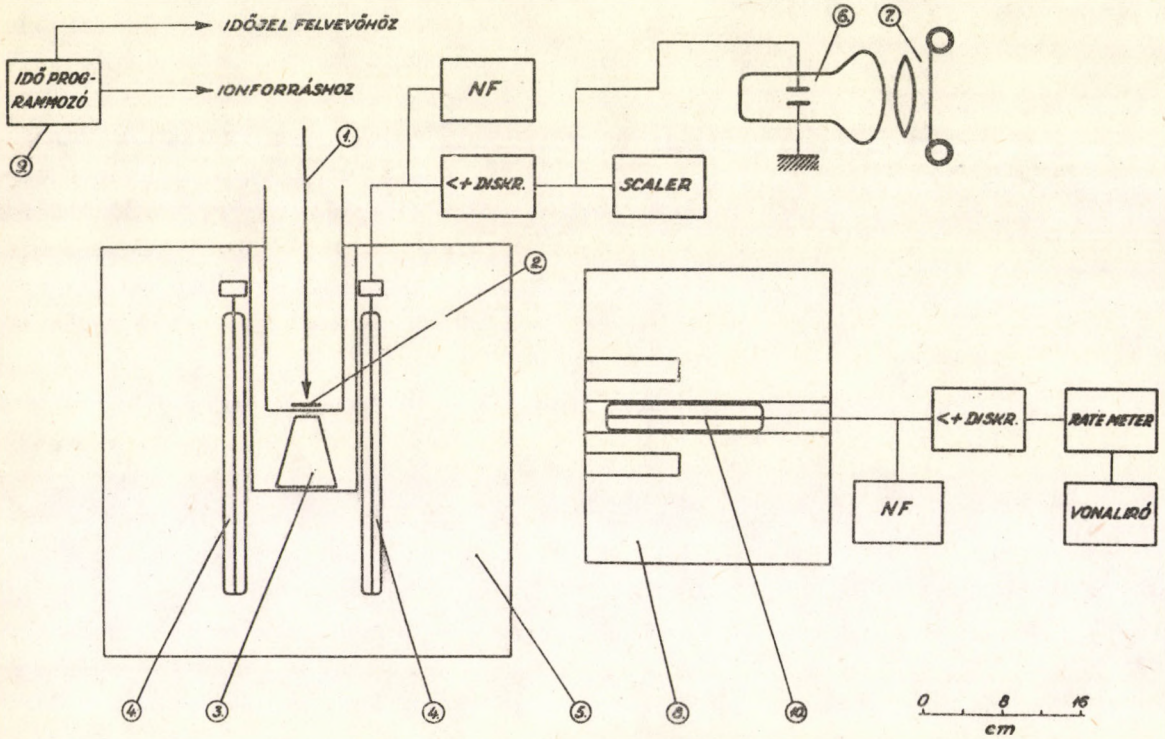
Ez a mérés, attól eltekintve, hogy a hatáskeresztmetszet-viszony mérés előnyeit nem tartalmazza lehetővé teszi a σ/n,p/ meghatározását.

A mérési elrendezés a 6. ábrán látható. A neutronokat szintén a 100 kV-os neutrongenerátorral [7] állitottuk elő. A neutronnyaláb jobb kihasználása érdekében a besugárzandó berillium mintát ③ csonka kup alakura képeztük ki, melynek fedőlapja kb megegyezik a targetfolt nagyságával a magassága pedig 7,2 cm. A berilliumot por ill. reszelék formájában egy paraffintartóba zártuk be, amit még egy polietilén zacskóba is beforrasztottunk. Két teljesen egyforma paraffinkupot készitettünk az egyikbe 38,6465 gr berilliumot (amiben $25,86 \cdot 10^{23}$ atommag van) helyeztünk el, a másik pedig üres volt és a háttér méréseknél alkalmaztuk. A mintát közvetlenül a targettartó alatt helyeztük el. Ezt körülvettük egy paraffinhengerrel, amibe 6 db BF_3 számlálócső ④ [9] volt elhelyezve. A hat cső párhuzamos kötésben müködött. A számlálócsőről jövő jelek 2500-szeres erősités után diszkriminálva és formálva egyrészt egy számlálómüvet hajtottak, másrészt pedig az alacsony frekvenciás oszcilloszkóp ⑥ függőleges eltéritő lemezpárjára kerültek. A jeleket a beta-aktivitás mérésénél leirt módon film segitségével ⑦ rögzitettük.

Az időprogramozást ⑨ két késleltető időrelé végezte. Az egyik 2 sec-ig behuzva tartotta az elektromágnest, mely szigetelő zsinóron keresztül az ionforrás oszcillátorának anódkörében elhelyezett kontaktust nyitotta; 2 sec után kapcsolt a másik relé, mely kikapcsolva tartotta az elektromágnest és ezáltal zárta az oszcillátor kört. Az utóbbi volt tehát a 2 sec-os aktiválási periódus, az előbbi pedig a

mérési periódus. Azért, hogy a mágnes holtidejét pontosan ismerjük és a mérés $t = 0$ ideje a filmen be legyen jelölve a mágnesen egy kontaktuspárt helyeztünk el olymódon hogy mindkét kontaktus csak addig volt nyitva, mig a mágnes vasmagja az egyik helyzetből a másikba mozdult el. A nyitott kontaktus viszont egy glim lámpának adott feszültséget, ami éppen ugy mint előző mérésünkben a mozgó filmet világitotta meg. A mágnes holtidején kivül ami kb 0,02 sec volt az oszcilloszkóp utánvilágitása miatt - az aktiválási szakaszban a neutronok nagyszáma miatt a film teljesen lefeketedett - a mérési szakaszban még egy 0,02 szekundumnyi időszakasz volt kiértékelhetetlen, ez a 0,04 sec azonban a Li^8 felezési idejének mindössze negyedrésze. Jelen esetben a filmtovábbitó motor állandóan járt.

Összesen 136-136 aktiválást végeztünk berilliummal és anélkül. A méréseket a felaktiválódás elkerülése végett három külön csoportban más-más napokon végeztük. A mérések alatt egy "SzCs-3" tipusu BF_3 számláló segitségével monitoráltuk a neutronokat és az igy kapott impulzusokat a ratemeter után egy vonaliróval rajzoltattuk. Igy a fluxus ingadozással korrigálni tudtuk a berilliummal és anélkül végzett méréseket. A generátor abszolut fluxusának meghatározását egy ismert intenzitásu Po-Be forrással [10] végeztük el "long-counter" segitségével, ennek érzékenysége az 1 - 14 MeV-ig terjedő energia intervallumban azonosnak tekinthető [11] [13].



6. ábra. Kisérleti elrendezés az /n,p/ reakció kimutatására a neutronemisszió utján. ① 110 kV-os 30-40 μA erősségü ionnyaláb, ② T target, ③ Berillium minta, ④ BF_3 számláló csövek, ⑤ Paraffinhenger, ⑥ Alacsony frekvenciás oszcilloszkóp, ⑦ Az oszcilloszkóp filmregisztráló feltéte, ⑧ A neutron monitorhöz tartozó paraffinhenger, ⑨ Két relét tartalmazó időprogramozó egység, ⑩ Neutron monitor BF_3 számláló.

Berillium esetén a fluxus ingadozásokkal korrigált összimpulzusszám 2431,29, berillium nélkül pedig 2270,90 volt. Egy aktiválásra eső impulzusszám különbség tehát

$$\frac{160,39}{136} = 1,179 \pm 0,55 \ imp/2 \ sec.$$

A hibát a Gauss-féle hibatörvény alapján számitottuk. A fluxus ingadozással korrigált berillium nélkül és berillium jelenlétében észlelt összimpulzusszám értékeit χ^2 próbának vetettük alá. Eszerint annak a valószinüsége, hogy a két impulzusszám-csoport közötti differenciát a statisztikus ingadozás okozza csupán 10 %, tehát a fenti impulzusszám differencia 90 %-os valószinüséggel a berillium jelenlétéből adódik. Azért, hogy a mérési eredményeinkből további következtetést tudjunk levonni a 2 szekundumos észlelési intervallumot két részre bontottuk; az első rész 0,04 - 0,5 sec-ig tartott a második rész 0,5 - 2,0 sec-ig. Tehát ha csak a Li^9-től származó impulzusokat észleltük volna, akkor az első részből számolt impulzusszám differencia kilencszer annyi kellett volna legyen, mint a második részben, tekintettel arra, hogy az első szakaszban a Li^9 magok 90 %-a lebomlik, mig a második részben a maradék 10 % lebomlása lett volna várható. A kiértékelés ezzel szemben azt mutatta, hogy az első szakasz összes impulzusszám különbsége 52,22 imp (ez tehát 136-szor 0,5 sec-ra vonatkozik), mig a második szakasz 108,17 impulzus (ami 136-szor 1,5 sec). Az összes impulzusokat a "maximum likelihood" számitási módszerrel kiértékelve 1,4 sec felezési időt kaptunk mig a $t = 0$ időhöz tartozó aktivitásra pedig $A = 152,49 \ imp/sec$ (ami szintén a 136 aktiválási periódusra vonatkozik). Ezt a felezési időt nem tudtuk egyértelmüen egyik radioaktiv maghoz sem hozzá rendelni, ezért nagyon valószinü, hogy ez egy komplex bomlásgörbéhez tartozó bomlási állandó. Ugyanis a jelenlévő szerkezeti anyagokon a neutronok által létrehozott magfolyamatokból eredő gamma aktivitás a berilliumból fotoneutronokat vált ki és ez okozhatja elsősorban a berillium jelenlétében észlelt beütésszámdifferenciát.

Az /n,p/ folyamat hatáskeresztmetszetére megadható azonban egy korlát a következő meggondolások alapján:

A berillium kup által definiált térszögbe (ω) az időegység alatt kilépő neutronok száma (i), ez a generátor intenzitásának (I) ismeretében: ($I = 1,23.10^8 n/sec$)

$$i = \frac{I\omega}{4\pi}$$

összefüggéssel adható meg.

Párhuzamos, i intenzitásu neutronsugárzásnak kitett minta aktivitása τ időtartamu besugárzás befejezésének időpillanatában:

$$A = \sigma inx(1 - e^{-\lambda\tau}) = \phi n V(1 - e^{-\lambda\tau})$$

jelen esetben $\tau > 10 \ T_{1/2}$ és igy $A = \sigma inx$, ahol σ az n,p reakció hatáskeresztmetszete

n a minta 1 cm^3-ében lévő atomok száma, x ill. V a minta vastagsága, ill. térfogata. A mérési idő ($t > 10T_{1/2}$) alatt elbomlott atommagok száma - az aktivitás integrálja a szóban forgó intervallumra - egyenlő a keletkezett összes atommagok számával. Vagyis a

$$N = \frac{A}{\lambda}$$

létrejött összes Li^9 atommagok száma $N = \frac{\sigma i x n}{\lambda}$. A berillium mintánkat - a számitás elvégzéséhez - 17 gyürüre osztottuk fel egyenlő szögeket véve, igy az egyes térfogat tartományokban a beeső neutronnyaláb már párhuzamosnak tekinthető. Az egyes gyürükhöz tartozó intenzitás és közepes magasság szorzatokat összegeztük, igy a fenti kifejezés a következő formában irható:

$$N = \frac{\sigma n}{\lambda} \sum_{\theta=1^\circ}^{\theta=17^\circ} i(\theta)\ x(\theta)$$

A kapott beütésszám (C) egyenlő $N \cdot \eta$-vel, ahol az η arányossági tényező, megadja a forrás intenzitás és a BF_3 számláló rendszer által adott jelek számának viszonyát. Esetünkben $\eta = 0,0742$.

A $\sigma/n,p/$ értékére vonatkozó korlát meghatározása céljából feltesszük, hogy $t = 0$-hoz tartozó aktivitás mind a Li^9-től ered, akkor az összesen keletkezett Li^9 atomok számát a következő összefüggés adja:

$$N = \frac{C}{\eta} = \frac{A}{\eta} \int_0^\infty e^{-\lambda t}\, dt = \frac{A}{\eta\lambda}$$

a fentiek alapján

$$\frac{A}{\eta\lambda} = \frac{\sigma/n,p/n}{\lambda} \sum_{\theta=1^\circ}^{\theta=17^\circ} i(\theta)\ x(\theta)$$

ahol A egy aktivitási periódusra számitott kezdeti aktivitás érték; $A = 1,121$ imp/sec. Ennek alapján:

$$\sigma/n,p/ = \frac{A}{\eta} \frac{1}{\sum_{\theta=1^\circ}^{\theta=17^\circ} i(\theta)\ x(\theta)}$$

A megfelelő értékeket behelyettesitve a hatáskeresztmetszetre -14,67 MeV-es átlagos neutron energiánál

$$\sigma/n, p/ < 45\ \mu b.$$

értéket kaptunk.

Összefoglalás

A Li^8 létrejöttét 14,81 MeV-es neutronokkal indukált $Be^9/n,p/Li^8$ reakció folytán először béta-aktivitásának analizise révén akartuk kimutatni. Ez esetben azonban az /n, α/ folyamatból eredő He^6 nagy intenzitással jelenlévő aktivitása ill. ennek statisztikus ingadozása szab határt. Éppen ezért a mérések számának jelentős növelése sem oldja meg ezt a problémát. Ilyen irányu mérésünknél a bomlásgörbéből visszakaptuk a He^6 felezési idejét

$$T_{1/2} = 0,847 \pm 0,011\ sec$$

jó egyezésben más szerzőkével [1]. A Li^8 létrejöttét ugyan nem sikerült kimutatni, de jelenlétét éppen a fenti okok miatt nem lehetett kizárni, igy az /n,p/ reakció hatáskeresztmetszetére csak egy felső korlátot tudtunk megadni.

$$\sigma/n, p/ < 4,11\ mb$$

A Li^8 kimutatását másrészről a késleltetett neutron emisszió révén kiséreltük meg. Annál az esetnél azonban a felaktivált környezetből ill. szerkezeti anyagokból kilépő gammasugarak a berilliumból fotoneutronokat válthatnak ki és ez a háttér növekedését eredményezi. Ezért a berilliummal és anélkül mért beütésszámok különbsége nem tulajdonitható csupán a Li^8 bomlásának. Ezt alátámasztja az aktivitás időbeli változásának vizsgálata, mely 1,43 ± 0,67 sec felezési időt eredményezett. Az n,p reakció létrejöttét tehát ebben a kisérletben sem sikerült kimutatni de hatáskeresztmetszetének értékére egy lényegesen alacsonyabb korlátot lehetett megadni:

$$\sigma/n, p/ < 0,045\ mb$$

A hatáskeresztmetszetre vonatkozó felső korlát a különböző vizsgálatoknál önmagában is igen fontos adat. A magunk részéről a $Be^9/n,p/Li^8$ reakció gerjesztési függvényének vizsgálatát tervezzük, a neutronenergia függvényében, a $14,67 < E_n < 16$ MeV energiatartományban, a küszöbenergia meghatározása céljából. A küszöbenergia pontos is-

meretében a Li^9 tömegét a jelenleginél lényegesen kisebb hibával lehetne meghatározni. A fenti vizsgálatnál - a jelen mérésnél kapott - hatáskeresztmetszet-korlát igen fontos adat, mivel valószinüleg a küszöb közvetlen környezetében ad támpontot a hatáskeresztmetszetre vonatkozóan.

Már a jelen vizsgálat is arra utal, hogy a Li^9 tömegére megadott alsóhatár nem valószinü, mivel ez esetben +1,1 MeV energiával a küszöb fölött az /n,p/ reakció hatáskeresztmetszetének jelentősen nagyobbnak kellett volna lenni. Ugyanis az /n,p/ reakció hatáskeresztmetszetének értéke a könnyü magoknál a küszöbenergia fölött 1,1 MeV vagy ennél még kisebb energiánál, nagyságrendekkel nagyobb mint az általunk megadott felső korlát. (Lásd. 1. Táblázat [14] alapján összeállitva.)

I. Táblázat.

Könnyü magok /n,p/ hatáskeresztmetszet értéke a küszöbenergia fölött k.b. 1,1 MeV-nél.

Izotóp	n,p /mb/
He^3	785
N^{14}	9
F^{19}	18
Na^{23}	0,13
Al^{27}	25 (0,2 MeV)

Ezuton is köszönetemet fejezem ki *Szalay Sándor* professzor urnak a munkám iránt tanusitott érdeklődéséért.

Hálás köszönettel tartozom *Csikai Gyula* kandidátusnak, aki a Li^9-el kapcsolatos problémára felhivta figyelmemet és munkámat mindvégig támogatta.

Végül köszönettel tartozom *Bunkóczi László* elektromüszerésznek a generátor üzemeltetésénél, a mérések összeállitásánál végzett lelkiismeretes munkájáért.

Irodalom

[1] *Kunz, W. - Schintelmeister, J.:* Tabellen d. Atomkerne (Akademie Verlag Berlin 1958)
[2] *Barkas, W.H.:* Phys. Rev. *55*/1939/691.
[3] *Kravcov, W.A.:* Uszpehi Fizicseszkih Nauk *LIV*/1954/1.
[4] *Gardner, W.L. - Knable, W.:* Phys. Rev. *83*/1951/1054.
[5] *Davis, K.E. - Haffner, E.M.:* Phys. Rev. *73*/1948/1473.
[6] *Fry, W.F.:* Phys. Rev. *89*/1953/325.
[7] *Berecz I. - Bornemisza Gy-né. - Nagy J.:* Magy. Fiz. Foly. *VI*/1958/431.
[8] *Battat, M.E. - Ribe, F.L.:* Phys. Rev. *89*/1953/80.
[9] *Buczkó, M. - Csikai, J.:* ATOMKI Közl. *2*/1960/29.
[10] *Koltay E.:* Magy. Fiz. Foly. *IX*/1961/89.
[11] *De Pangher, J.:* Neutron measurements III. H.W.561999 (General Electric 1958)
[12] *Jánossy L. - Rupp E.:* KFKI Közl. *8*/1960/75.
[13] *Vacet, P.I. - Tonopetjan, Sz.G. - etc.:* Atomnaja Energija 7/1959/172.
[14] *Hamerton, R.J.:* Tabulated Neutron Cross Sections UCRL 5226.

VIZSGÁLATOK MAGAS URÁNTARTALMU TERMÉSZETES VIZEK URÁN RÁDIUM ÉS RÁDIUMEMANÁCIÓ TARTALMÁRA VONATKOZÓAN

Dézsi Zoltán

Vizsgálatokat végeztünk a *Taktaközből* vett természetes vizminták urán, rádium és rádiumemanáció tartalmára vonatkozóan. Az uránium meghatározását fluorimetriás módszerrel, a rádium és rádiumemanáció meghatározását emanometriás eljárással végeztük. A megvizsgált vizek esetében a vizben lévő U, Ra és Rn mennyiségek nincsenek radioaktiv bomlási egyensulyban egymással. A Rn tartalom sokkal magasabb mint a vizben lévő Ra-nak megfelelő érték mig az U tartalom nem mélyről származó vizek esetében magasabb, mélyről származó vizek esetében pedig alacsonyabb mint a vizben lévő Ra-nak megfelelő radioaktiv egyensulyi érték.

A természetes vizek mindig tartalmaznak nyomokban természetes radioaktiv anyagokat. A természetes vizek radioaktiv anyagtartalma a viznek a talajban történő mozgása során átjárt kőzetekből kioldott, illetve diffuzió utján a vizbe jutó radioaktiv anyagokból - főleg emanációból - áll. A természetes vizek radioaktiv tartalmára vonatkozó tudományos vizsgálatok már a radioaktiv anyagok felfedezése után megindultak. Az első vizsgálatokat főleg a vizek rádiumemanáció (Rn) és rádium (Ra) tartalmára vonatkozóan csupán gyógyászati, illetve élettani szempontból végezték. [1, 2]. Az utóbbi években ezen érdeklődést s különösen a természetes vizek urán tartalmára vonatkozó vizsgálatokat nagymértékben előtérbe helyezte annak a lehetősége, hogy az igy nyert adatok segitségével - igen nagy körültekintéssel - esetleg iparilag felhasználható uránérctelepeket tárhatunk fel, [3] mivel a vizben lévő radioaktiv anyagtartalom mennyiségének összefüggésben kell lennie az átjárt kőzet radioaktiv anyagtartalmával is. Az ilyenirányu vizsgálatokból leszürhető megállapitások azonban igen nagy óvatosságot igényelnek, mivel egyrészt nem ismerjük még elég pontosan az összes körülményeket, amelyek a radioaktiv anyagok oldhatóságát, kicsapódását vagy kiszorbeálódását geológiai körülmények között befolyásolják, másrészt a viz talajban történő mozgása közben annak radioaktiv anyagtartalma olyan sok tényező függvénye (pH, hőmérséklet, vegyi összetétel, szénsav tartalom, oxidációs vagy redukciós körülmények) melyek figyelembevétele kielégitő módon még nem lehetséges. Az urán biolitokban való felhalmozódása *Szalay Sándor* [4,5] által kidolgozott humuszsavszorpciós elmélettel értelmezhető. Az elmélet helytállóságát munkatársai és más szerzők vizsgálatai is alátámasztották [6, 7, 8, 9].

A természetes vizek radioaktiv tartalmára vonatkozó eddigi vizsgálatok eredményei alapján nem sikerült általános összefüggést megállapitani a vizben lévő rádium-, radon tartalom valamint a viz eredete között. Általában azonban a vizsgálatok szerint [2, 10] a mélyről származó forrásvizek emanációtartalma magasabb, mint a fel-

szini vizeké. *Weszelszky Gyula* [11, 12] mérései alapján megállapitja, hogy a grániton áthaladt forrásvizek emanációtartalma magasabb mint a más kőzeteken áthaladt vizeké. *Szabó Árpád* [10, 13] a Román Népköztársaság területén végzett mérései alapján azt találja, hogy a grániton áthaladt vizek rádiumtartalma magasabb mint más kőzetekben áthaladtaké, másrészt a mélyről származó vizek rádiumtartalma magasabb mint a vizben lévő uránnak radioaktiv egyensulyban megfelelő rádium mennyisége, az urántartalom legtöbb esetben ki sem mutatható a mélyről származó vizeknél. Szovjet szerzők [14] vizsgálatai alapján a redox potenciál bizonyos mértékben összefüggésben van a vizben lévő urántartalommal.

A talaj keresztmetszete két zónára osztható, a felső átlevegőzött oxidációs zónára ahol az oldott oxigén tartalom elég magas, s igy a kőzetekben eredetileg négyvegyértékü U^{+4}, hatvegyértékü U^{+6}-á alakul, ami geokémiai szempontból nagymértékben különbözik a négyvegyértékü urániontól: kitünik sokkal jobb oldhatóságával. A redukáló zónában az urán négyvegyértékü alakban van jelen s igy a vizben majdnem oldhatatlan. Ebből következően ugyanazon helyen a különböző mélységből vett vizmintáknál a mélység felé csökkenő uránkoncentráció áll elő. A rádium oldhatósága ugyan rosszabb mint az uráné, de oldhatóságára a redox potenciál nincs befolyással, ennek következtében a rádium koncentrációja a mélységgel ugyan nem változik, de megváltozik az urán / rádium viszony értéke .

Szalay Sándor, Scherf E. [15] az Eperjes-Tokaji hegység környékén végzett mérései alapján a természetes vizek urántartalma és az átjárt kőzet szemcsézettsége között logaritmikus Gauss eloszlásnak megfelelő összefüggést állapitottak meg. *G. Jurain* [16] Franciaország területén végzett vizsgálatai szerint is, a megvizsgált területeken egy adott geológiai alakzaton belül a radon megoszlása logaritmikus Gauss eloszlásnak felel meg.

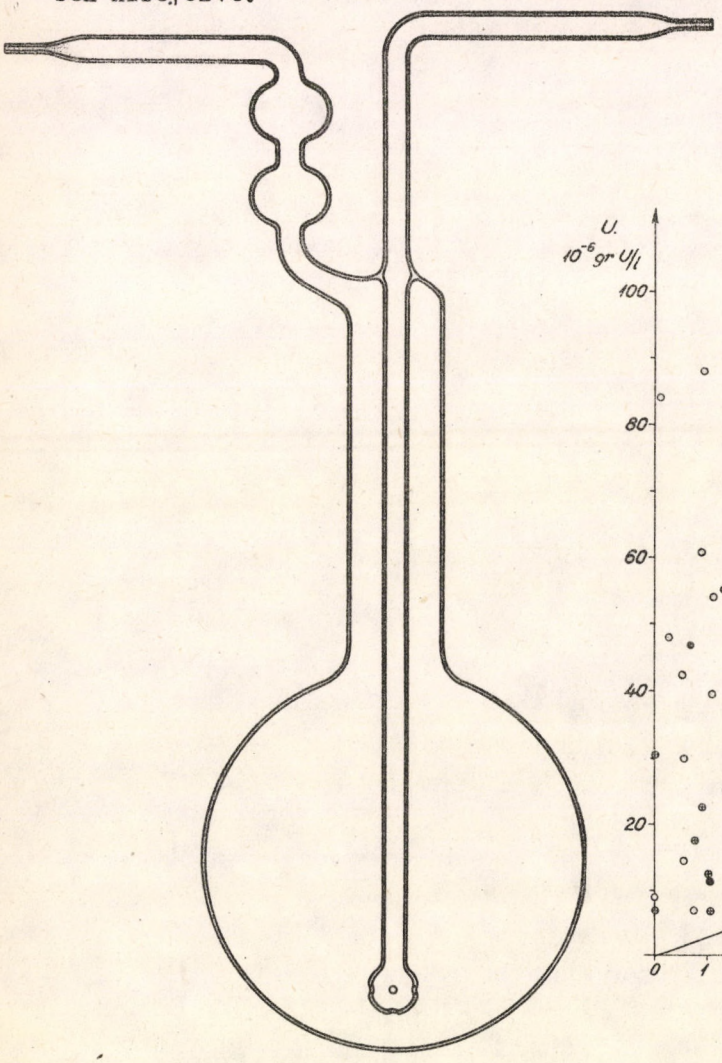
Az általunk megvizsgált területen (Taktaköz), Tiszaluc, Taktaharkány, Megyaszó) *Szalay Sándor* és munkatársai [17, 18] végeztek méréseket a természetes vizek urántartalmára vonatkozóan. A megvizsgált mintegy 800 minta (amelyek főleg kutakból származnak) átlagos urántartalma 40 - 100 γU/liter érték körül ingadozik, de néhány ennél magasabb érték is előfordult. A mért urán koncentrációk a környék várható urántartalmához viszonyitva elég magasnak mondhatók. Ezen méréseket figyelembe véve indokoltnak látszott ezen viszonylag magas urántartalmu vizek urántartalmának meghatározásával egyidőben a rádium és rádiumemanáció tartalom meghatározása, és a közöttük fennálló radioaktiv egyensuly mértékének vizsgálata [19].

Az urániumot a fluorimetriás módszerrel határoztuk meg. Az urániumnak a vizből való kivonására a TBP-s eljárást használtuk. Az ultraibolya fény hatására létrejött fluorencens fény erősségének mérésére az ATOMKI-ban kidolgozott fotoelektronsokszorozócsöves fluorimétert használtuk [15, 20].

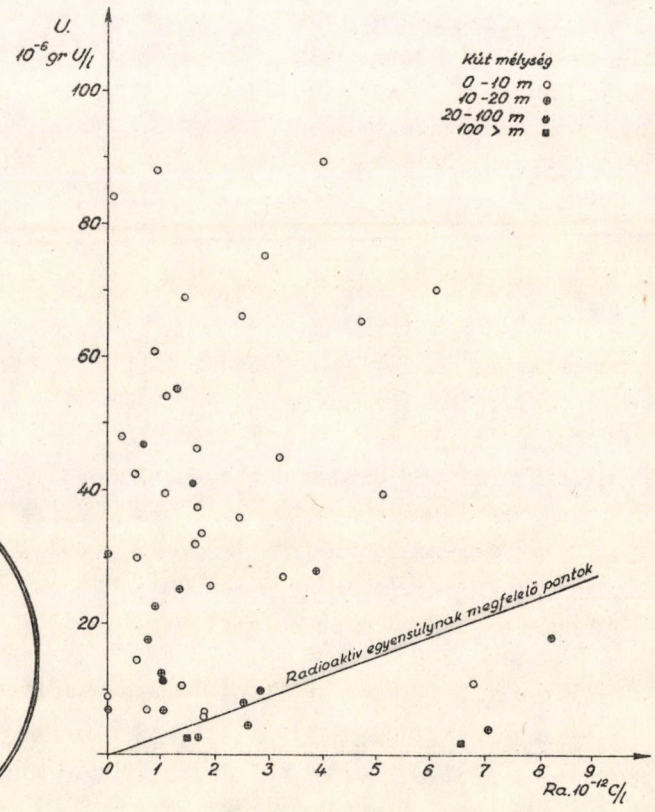
A rádiumemanáció és a rádium meghatározását emanometriás módszerrel végeztük [21]. A vizsgálandó vizmintát az 1. ábrán szemléltetett mintavevő edénybe gyüjtöttük be. A mintavevő edényt a laboratóriumban vákuumra leszivtuk és a lombik aljáig érő kivezetését vékonyra lehuzva leforrasztottuk. A lehuzott véget a viz alatt letörve meghatározott mennyiségü (cca. 1000 cm^3) viznek a lombikba való felszivatása után a helyszinen ismét leforrasztottuk, igy a Rn megszökésének lehetőségét minimálisra csökkentettük. A rádiumemanáció meghatározására a relativ emanometriás módszert, a radonnak a mérőtérbe való bevitelére a cirkuláltatásos eljárást alkalmaztuk. Az emanométer hitelesitését ismert rádiumtartalmu standard oldattal végeztük (10^{-9} - 10^{-12} Curie/liter) el, oly módon, hogy a mérések előtt a kiemanáltatott oldatot 30 napig lezárva tartot-

tuk, ezen idő alatt a keletkezett Rn és az oldat Ra tartalma között gyakorlatilag radioaktiv egyensuly áll be.

A rádium meghatározására is az emanometriás mérést alkalmaztuk oly módon, hogy a vizmintából az emanációt nagymennyiségü emanációmentes levegő átszivatásával eltávolitottuk, s ezután 30 napig lezárva tartottuk. Ezen idő alatt keletkezett emanáció mennyiségét meghatározva, az, az oldatban lévő rádium mennyiségével azonos Curieben kifejezve.



1. ábra. Mintavevő edény metszeti rajza.



2. ábra. A megvizsgált természetes vizek urán és rádium tartalma közötti összefüggés.

A ThX tartalmat a Tn meghatározásának segitségével végeztük el melyet az állandó áramoltatás módszerével határoztuk meg szintén relativ módszerrel.

Mérési eredményeink alapján a természetes vizek Rn tartalma $0,5 - 5 \cdot 10^{-10}$ Curie érték között adható meg, amely érték sokkal magasabb mint a vizben lévő Ra-nak megfelelő radioaktiv egyensulyhoz tartozó érték. A Rn tartalomnak megfelelő egyensulyi Ra értéknek átlagosan mintegy 1/100 - $\frac{1}{200}$ részét találtuk. Ez egyrészt a Ra-nak a viz utja során történő kicsapódásával valamint a Rn-nak a talajban történő diffuziójával magyarázható.

A vizben lévő U, Ra és Rn tartalom között nincs radioaktiv egyensuly. A radioaktiv egyensulytól való eltérést a 2. ábra szemlélteti. Az ábrán látható, hogy a

legtöbb megvizsgált természetes vizben az U mennyisége jóval nagyobb mint a vizben lévő Ra-mal radioaktiv egyensulyban lévő mennyiség. Az ábrán fekete négyszöggel jelzett pontok 190 m, illetve 1090 m mély ártézi kutból vett vizminták U és Ra tartalmát adják meg. Mint az ábrából kitünik az U mennyisége majdnem azonos, - valamivel alacsonyabb az 1090 m kutnál - a Ra mennyisége viszont sokkal magasabb cca 4,3 x akkora mint a 190 m kut esetében. Néhány viszonylag nem mély kuthoz tartozó mérési pont a radioaktiv egyensulynak megfelelő egyenes alá esik amely talán arra enged következtetni, hogy ezen kutak vize esetleg mélyről származó vizekkel keveredik.

A megvizsgált vizek ThX tartalma Th gramm ekvivalensben kifejezve átlagban 0 - 100 . 10^{-6} g/liter érték között adható meg, csak néhány helyen találtunk ennél jóval magasabb értéket.

Köszönetemet fejezem ki *Dr. Szalay Sándor* professzor Urnak, aki a témára felhivta figyelmemet és a munka során érdeklődésével és tanácsaival hathatósan támogatott. Köszönettel tartozom továbbá *Dr. Ujhelyi Csaba*, *Dr. Sámsoni Zoltán* és *D. Horváth Éva* vegyész kollegáknak hasznos tanácsaikért valamint *Szilágyi Margit* önálló laboránsnak a mérések elvégzése során nyujtott segitségéért.

Irodalom

[1] *F. Schemiszky:* Bad Gasteiner Badeblatt 7. szept. 411. 1952.
[2] *Mme P. Curie:* Die Radioaktivität Akademische Verlagsgegeseltschaft m.b. Leipzig 1912. I. II. köt.
[3] Proceedings of the Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy. II. 123-211, 1958.
[4] *Szalay S.:* Magyar Tudományos Akadémia VI. Oszt. /Müszaki/ Közl. *V*/1952/167.
[5] *Szalay S.:* Magyar Tudományos Akadémia Mat. és Fiz. Oszt. Közl. *IV*/1954/327.
[6] *A. Szalay:* Acta Geologica Hungarica, *II*/1954/299.
[7] *A. Szalay:* Proceedings of the Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, *II*/1958/182.
[8] *D. Horváth Éva:* ATOMKI Közlemények, *2*/1960/176.
[9] *I. D. Vine - V. E. Swanson - K. G. Bell:* Proceedings of the Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, *II*/1958/187.
[10] *Szabó Árpád:* Hidrologiai Közlöny, 1942. 1-2. sz.
[11] *Weszelszky Gy.:* Mat. Term. Tud. Ért., *XXX*/1912/340.
[12] *Weszelszky Gy.:* Földtani Közlöny, *44*/1914/499.
[13] *Szabó Árpád:* Acta Chimia, *18*/1959/129.
[14] *A. J. Germanov:* Proceedings of the Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, *II*/1958/161.
[15] *Szalay S. - Schaf E.:* ATOMKI Közlemények, *2*/1960/71.
[16] *G. Jurain:* Geochimica et Chosmochimica Acta, *20*/1960/51.
[17] *Szalay S.:* Fiz. Szemle, *10*/1960/101.
[18] *Szalay S.:* Acta Universitas Debreceniensis De Ludovico Kossuth Nominate *VII*/ /1962/45.
[19] *Dézsi Zoltán:* Vizsgálatok magas urántartalmu természetes vizek urán, rádium és rádiumemanáció tartalmára vonatkozóan. (Egyetemi doktori disszertáció) 1961.
[20] *Máthé Gy. - Szalay S.:* Magy. Fiz. Folyóirat, *5*/1957/247.
[21] *Dézsi Zoltán:* ATOMKI Közlemények, *4*/1962/51.

α-RADIOAKTIVITÁS A KÖZÉPNEHÉZ MAGOKNÁL
/Összefoglaló közlemény/

Fényes Tibor

B e v e z e t é s

1949-ig mindössze egy középnehéz magról, a természetes Sm egy izotópjáról sikerült kisérletileg kimutatni, hogy α-radioaktiv [1]. Az α-aktiv magok döntő többségét a nehéz magok tartományában fedezték fel, a 83-as rendszámu bizmuttól fölfelé.

Ennek ellenére várni lehetett, hogy még sok más középnehéz mag is mutat mérhető α-aktivitást. Tüntessük fel a kisérletileg meghatározott atommag-tömegek és bomlásenergia értékek alapján, hogy milyen energia szabadul fel, ha egy atommagból α-részecske lép ki. L. az 1. ábra hosszu, hullámos görbéjét.

Az 1. ábrából látható, hogy $A \gtrsim 138$ tömegszámtól kezdve az atommagok várhatóan mind α-radioaktivak, csak a felezési idők sok esetben olyan nagyok, hogy az aktivitást nem sikerült minden magnál kisérletileg kimutatni.

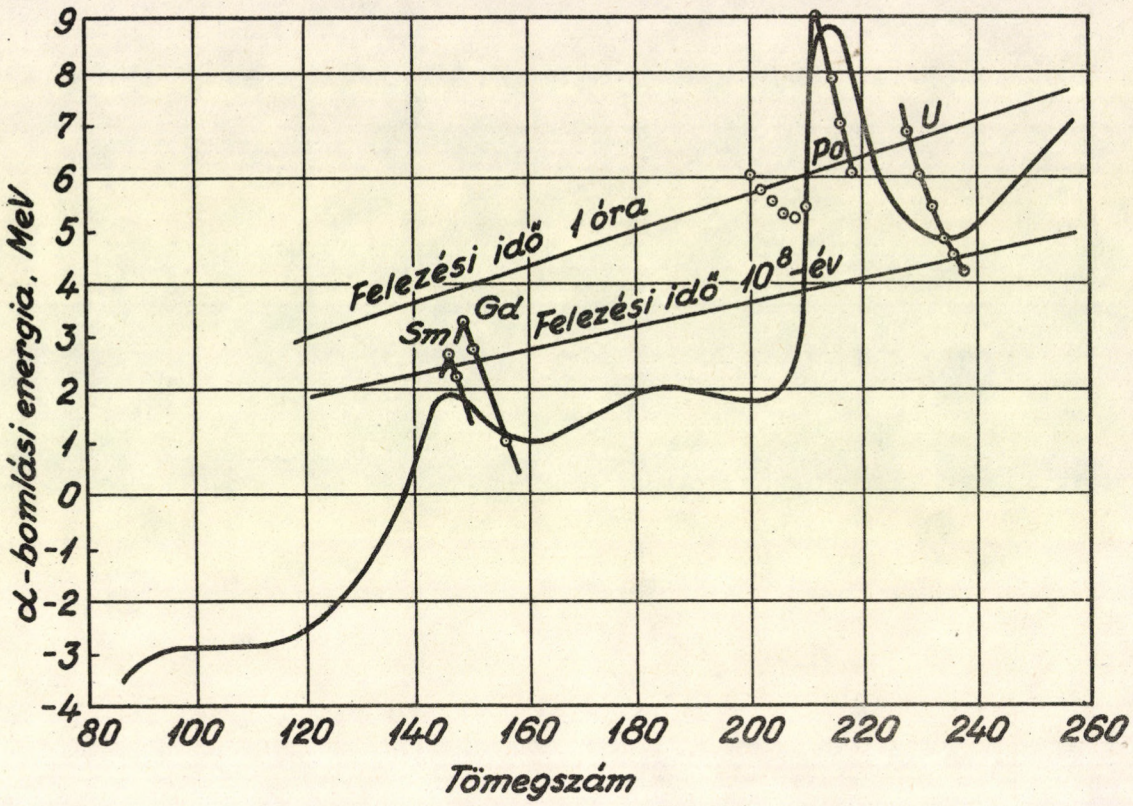
A bomlásenergia görbe Sm körül látható relativ maximuma azzal magyarázható, hogy az $N = 82$ mágikus szám, azaz 82 neutron lezárt héjat alkot a magban. Az α-bomlás nagy valószinüséggel jön létre akkor, ha a leánymag közelebb lesz a zárt héju állapothoz, mint az anya.

Annak a kérdésnek az eldöntésénél, hogy a középnehéz magok közül melyek lesznek kimutathatóan α-aktivak, felhasználhatjuk a nehéz magoknál megismert törvényszerüségeket is. Már régóta tudjuk, hogy az azonos rendszámu nehéz atommagok (izotópok) között minél kevesebb neutron van a magban, annál valószinübb az α-bomlás (a Coulomb-taszitás annál jobban érezhető). L. az 1. ábrán az U görbéjét. Várható tehát, hogy a középnehéz tartományban is elsősorban a neutrondeficites (ritka föld) elemek között lesz az α-bomlás valószinüsége legnagyobb és igy az α-aktivitás kisérletileg itt lesz legkönnyebben kimutatható. Valóban, 1949-től kezdődően egész sor ilyen elem α-aktivitását észlelték.

A vizsgálatok főleg két irányban folytak. Egyrészt mesterséges uton, ciklotronnal előállitottak neutrondeficites ritka földeket és a keletkező viszonylag rövid felezési idejü izotópok α-aktivitását ionizációs impulzus kamrával mérték. Ilyen irányu vizsgálatokat végeztek a kaliforniai *Berkeley*ben, *Thompson, Ghiorso, Rasmussen, Seaborg, Dunlavey* és *Toth* [3].....[6].

Másrészről a természetes, általában igen nagy felezési idejü ritka földeket fotoemulzióba itatták és hosszabb idő mulva előhiva nyomokat kerestek benne. Igy egy bonni kutatócsoport, *Kauw, Porschen* és *Riezler* [7]....[11] értek el eredményeket. Természetes ritka föld izotópokat ionizációs kamrával is vizsgáltak: *Leningrád*ban *Vorobjev, Komar, Korolev* és *Szoljakin* [12] valamint *Pittsburgh*ban (USA) *Macfarlane* és *Kohman* [13].

E vizsgálatok eredményeként napjainkban már mintegy 16 α-aktiv mag ismeretes az α-bomlási energia relativ maximuma körül a ritka föld elemek között. α-akti-



1. ábra. Az α-bomlás során felszabaduló energia az energiavölgy alján levő magokra (a $\beta^{\pm}$ bomlással szemben legstabilisabb magokra). Az adatokat a kisérletileg mért atommag-tömeg értékek és az α-bomlási energiák alapján nyerték [2]. A bomlásenergiák több izotópra is láthatók az U, Po, Gd és Sm esetében. Az egyenes vonalak az alapgörbéhez tartozó magok várható felezési idejét tüntetik fel különböző bomlásenergiáknál. Ez értékeket a kvantummechanikai α-bomlás elmélet alapján közelitőleg számolták.

vitást ugyan néhány esetben nem ritka föld középnehéz izotópnál is észleltek, pl. aranynál, higanynál, platinánál, de ezek száma csekély, igy a következőkben csak a ritka föld α-sugárzókkal foglalkozunk.

Vizsgálati módszerek

A neutrondeficites α-aktiv izotópok előállitásával kapcsolatban az adatokat összesitő I. táblázat ad tájékoztatást.

A legelterjedtebb előállitási módszer abban áll, hogy a megfelelő izotópra bedusitott, elporitott ritka föld oxidot (Al vagy Pt tokban) gyorsitott α-, d- vagy protonnyalábbal bombázzák. A létrejövő /α,xn/, /d,yn/, /p,zn/ reakciókban az x, y és z értéke attól függ, hogy milyen a bombázó részecske energiája. Ez utóbbi 10 - 100 MeV szokott lenni. Leggyakrabban ciklotront és szinkrociklotront használnak gyorsitásra. A kémiai tisztaságra igen nagy gondot kell forditani.

A forrásokat α-spektrum mérésre általában ugy készitik elő, hogy a radioaktiv oldatot bepárolják egy Pt lapra, majd vörös izzásig hevitik. Igy a még visszama-

I. Táblázat

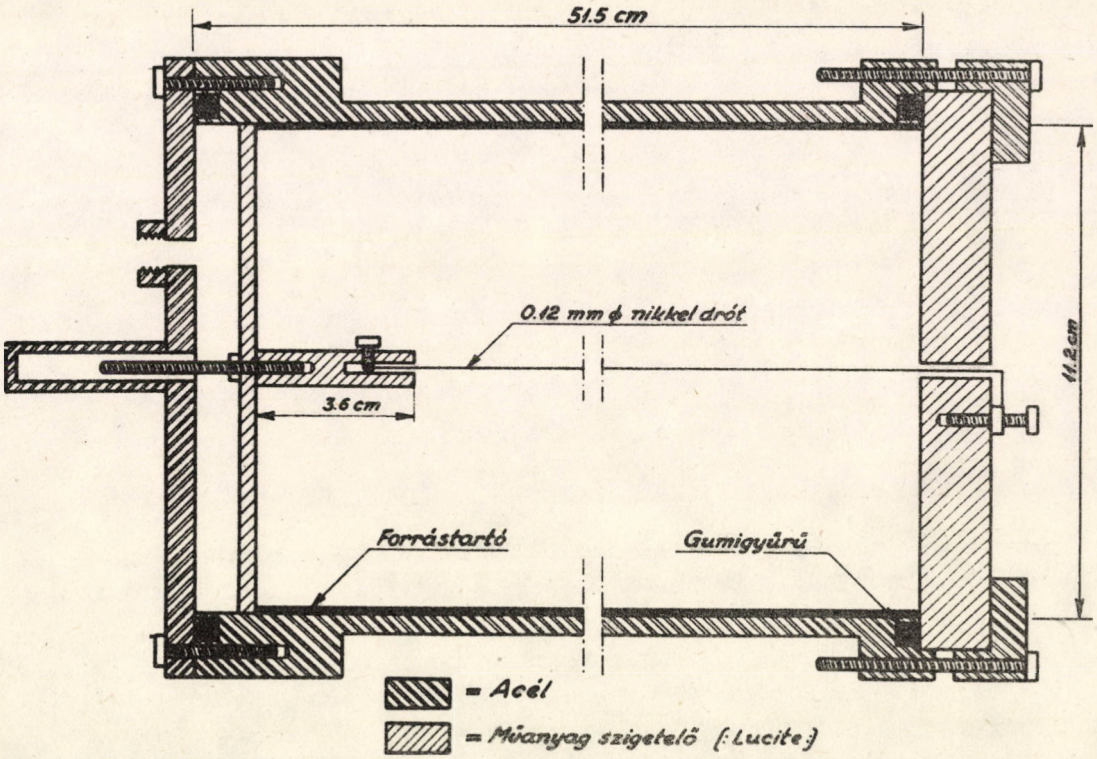
Ritka föld α-aktiv atommagok adatai

Emittáló	Tömegszám /A/	α-részecske energia /MeV/	Detektálási módszer	Teljes felezési idő	Észlelt más bomlásmód	α/teljes bomlás int. arány	α parc. felezési idő $/T^{\alpha}_{1/2}$	A $T^{\alpha}_{1/2}$ mérésmódja	Előállitás (a bombázó rész energiája)	Irodalom
$_{60}$Nd	144	1,90 ± 0,1	emulzió		term. β-stabil izotóp		≈1,5 10^{15} év	ismert számu atom bomláserősségéből	természetes 23,89 %	[14]
		1,89±0,03	ion. kamra				(2,4±0,3) 10^{15} év	"		[13]
$_{62}$Sm	146	2,55±0,05	emulzió		β-stabil izotóp		≈5.10^{7} év	reakció hozamból becsülve	Nd^{148} /α,n/	[14]
							<3 . 10^{8}		Gd^{150}/>10^{5} év/α	[13]
	147	2,18±0,02	ion.kamra		term. β-stab.		≈1,3.10^{11} év	ismert számu atom bomláserősségéből	természetes 15,09 % Pm^{147} /2,6 év/β^-	[14]
		2,23±0,02	"				/1,15±0,05/ 10^{11} év	"	U^{235} /n, hasadás/	[13]
		2,19±0,01	"							[12]
$_{63}$Eu	147	2,88±0,10	ion.kamra	24±2 nap	e^--bef.	10^{-5}	≈4,4.10^{3} év	röntgen / α arány	Sm^{147} /p, n/8,5 MeV Sm^{147} /d, 2n/19 MeV Sm^{148} /d, 3n/19 MeV	[14]
$_{64}$Gd	148	3,16±0,10	ion.kamra	>35 év*	β-stab. /?/	α>25 %	≈1,3.10^{2} év	reakc. hozamból becsülve	Sm^{147} /α, 3n/36 MeV Eu^{151} /p, 4n/32 MeV	[14] *[15]
	149	3,00±0,15	ion.kamra	9,0±1 nap	e^--bef.	7.10^{-6}	≈4.10^{3} év	röntgen / α arány	Sm^{147} /α, 2n/30 MeV Tb^{149} /4,1 h/e^--bef.	[14]
	150	2,70±0,15	ion.kamra	10^{5} év	β-stab.		≈3.10^{5} év	ismert számu atom bomláserősségéből	Eu^{151} /d, 3n/19 MeV Eu^{150} /13,70 h/β^-	[14]
	152	2,14±0,03	ion.kamra		term. β-stab.		/1,08±0,08/ 10^{14} év	"	természetes 0,2 %	[13]
$_{65}$Tb	149	3,95±0,02	α-spektr.	/4,1±0,2/h	e^--bef.	α/e^--konv. >2.10^{-5}	36±7 óra	teljes / α arány	Eu^{151} /α, 6n/60 MeV Gd/p, xn/32-200MeV Bi/p, hasadás/	[14]
	151	3,44±0,1	ion.kamra	19±1 óra	e^--bef.		≈7,4.10^{2} év	röntgen / α arány	Gd/p, xn/100 MeV Eu^{151} /α, 4n/45 MeV	[14]
	152			4±0,5 perc	β+-stab. e-bef.	α/K röntgen ≈2.10^{-5}			Eu^{151} /α, 3n/44 MeV Gd^{152} /p, n/ 11 MeV	[16]
$_{66}$Dy	150	4,21±0,06	ion.kamra	7±2 perc	e^--bef. és β^+					[14]
	151	4,06±0,04	ion.kamra	19±4 perc	e^--bef. és β^+				Tb^{159} /p, xn/100 MeV	[14]
	152	3,66±0,05	ion.kamra	/2,3±0,2/h	e^--bef. és β^+		≈1,45 év	a reakc. hozamból becsülve		[14]
	153	3,48±0,05	ion.kamra	5±0,5 óra	indirekt biz. e^--bef.-ra		≈13,4 év	"		[14]
	154	3,35±0,05 /?/	ion.kamra	13±2 óra	nem észleltek				Gd/α, .../	[14]

radt nedvesség és organikus oldószerek is eltávolithatók. Nagypontosságu energiamérésekhez vékony, egyenletes forrásokat ugy állitanak elő, hogy vákuumban fehér izzáson pl. wolfram lapról platinára párologtatják az anyagot.

Az α-spektrum felvételére általában ionizációs impulzus kamrát használnak többcsatornás amplitudó analizátorral. Mivel a vizsgálandó anyagok α parciális felezési ideje általában igen nagy, a spektrométer tervezésénél arra törekednek, hogy a detektálásra kihasznált hasznos térszög és a forrás felülete igen nagy legyen. A beütésszámot nem célszerü a forrás vastagitásával növelni, mert ez - az α-részecskéknek a forrásban való fékeződése miatt - az energiafeloldás romlásához vezethet.

Például *Macfarlane* és *Kohman* impulzus kamráját emlitem, amit természetes α-aktiv elemek vizsgálatára dolgoztak ki. L. 2. ábra. A radioaktiv anyagot egy a kamrába beillő henger alaku rozsdamentes acél lap belső felületére vitték. E felület igen nagy, 1200 cm^2. Töltőgázul 94 % argon mellett 5 % etilén- és 1 % nitrogéngázt is használtak, mert igy a rendszer kevésbé érzékeny bizonyos káros szennyező anyagokra, pl. oxigénre. A kamrát 160 Hgcm nyomáson + 1400 V anódfeszültséggel müködtették. Ez a proporcionalitás tartományának felelt meg, de a jel erősödése mindössze 1,5-szörös volt a gázban. A kamra természetes háttér effektusát 1 MeV-nél nagyobb elsődleges ionizáló részecske energiáknál 9/órá-ra sikerült lecsökkenteni védőfal és antikoincidenciába kötött számláló árnyékolással. A spektrométert ismert energiáju α-sugarakkal hitelesitették.



2. ábra. Ionizációs impulzus kamra nagy α parciális felezési idejü anyagok energia spektrumának vizsgálatára. L. [13].

E berendezéssel néhányszor 10^{15} év parciális felezési idejü anyagok α-spektrumát is sikerült ± 30 keV pontossággal kimérniük.

A felezési időt az aktivitás időbeni csökkenése alapján mérték, ahol ez keresztülvihető volt. Nagy parciális α-bomlási felezési idők az α-sugárzás relativ intenzitásából és a teljes (pl. elektron befogás és α-bomlás együttes hatását jellemző) felezési időből számithatók.

Ahol csak lehetett, a Z rendszámot kémiai elválasztás alapján határozták meg. Ha a mag tul rövid idő alatt elbomlott ahhoz, hogy kémiailag szeparálni lehessen, azt vizsgálták, hogy bizonyos reakciókban megjelent-e vagy sem.

Az egészen rövid felezési időknél a kémiai elválasztás nem mindig vezet eredményre, mert a hosszu életü anyamagból a rövid felezési idejü hirtelen ujra képződik. A rendszámra a kisérletileg észlelt felezési időből és bomlásenergiából is lehet következtetni - közelitő pontossággal - az α-bomlás elmélet alapján.

A ritka földeknél legjobban bevált tisztitási eljárást a kromatográfia szolgáltatja.

A tömegszámok azonositása a gerjesztési függvényből történhetik. Pl. ahhoz, hogy az /α,2n/ reakció létrejöjjön, bizonyos küszöbenergia kell stb. Ha a felezési idők nagyok, tömegspektrometriai analizis is végezhető.

A neutron deficites magoknál gyakran a β^+-bomlás és e^--befogás is számottevő folyamat, sőt bizonyos esetekben valószinübb, mint az α-bomlás. Ez már a rendelkezésre álló tömegadatokból is várható. A β^+ és γ-sugárzást abszorpciós, proporcionális és elektromágneses spektrométerekkel vizsgálták leggyakrabban.

Ami a fotoemulziós technikát illeti, fontos, hogy az emulziót impregnáló ritka föld oldat kb. semleges legyen (p_H = 6 - 8). Impregnáló szerül pl. ritka föld ammóniumcitrát oldat jól megfelel, mert ennek p_H-ja pontosan 7-re jól beállitható. Az impregnálást általában felcseppentési módszerrel végzik. Az oldat 10 - 15 óra alatt bediffundál az emulzióba. Impregnálás után a lapokat 10 - 200 napon át tároljak. Problémát jelent, hogy ilyen hosszu idő alatt a látens kép nem gyengül-e lényegesen? Szerencsére - 82 C°-on és száraz levegőben csak hónapok multán észleltek kismértékü gyengülést.

A hitelesitést általában ismert energiáju α-részecskékkel végzik. E célra jól megfelel pl. a Sm 2,12 és Th 3,98 MeV-es csoportja.

Fotoemulziós technikával sikerült 10^{17} év felezési idejü magok α-aktivitását is kimutatni, de itt az energiafeloldás kb. 5-ször rosszabb, mint az impulzus ionizációs kamráknál és a mérés nehézkesebb.

A r e n d e l k e z é s r e á l l ó a d a t o k

L. az I. táblázat. Az izotópok előállitására vonatkozó adatok a [15] táblázatból és [4] közleményből származnak. A többi adat irodalmára l. a táblázat utolsó oszlopát. A [14] összefoglaló munka, itt további utalások találhatók.

Foglaljuk rendszerbe a kisérleti adatokat ugy, hogy az egyes izotópokra feltüntetjük a teljes α-bomlási energiát (Q_{eff}) a neutronszám függvényeként. A teljes α-bomlási energia három részből tevődik össze. Az egyik az α-részecske kisérletileg mért kinetikus energiája (E). A másik a visszalökött leánymag kinetikus energiája (E_{vissz}), ami az impulzus megmaradási törvény alapján igen jó közelitésben:

$$E_{vissz} = \frac{m}{M} E,$$

ahol m az α-részecske, M a leányatom tömege. A harmadik tag azért lép fel, mert az α-

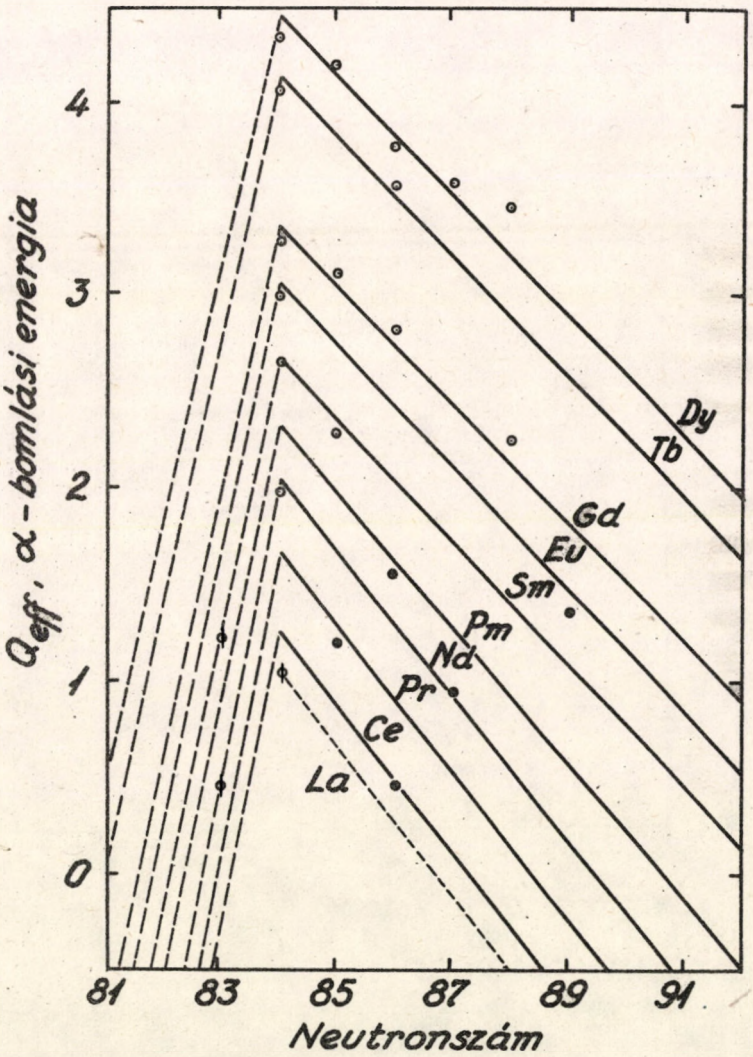
részecskének munkát (E_{el}) kellett végezni, amikor az elektronfelhő vonzó hatását legyőzve kilépett az atomból.

$$E_{el} = 65,3(Z + 2) - 80(Z + 2)^{2/5} \text{ eV},$$

ahol Z a leánymag rendszáma. L. [17].

Az eredmény a 3. ábrán látható.

A 3. ábrán jól látható az $N = 82$ mágikus szám hatása, $N = 84$-nél éles törés látható a bomlásenergiában.



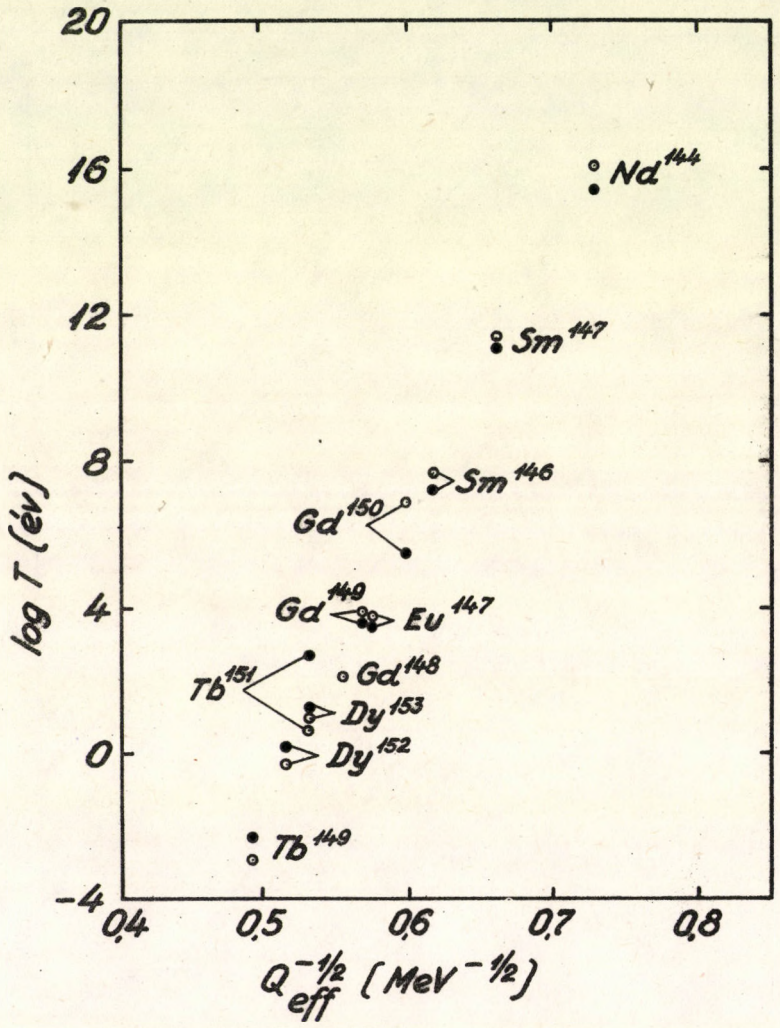
3. ábra. A teljes α-bomlási energia függése a neutronszámtól. A ○ jel kisérletikeg mért bomlásenergiát mutat, a • pedig a kisérletileg meghatározott energiák alapján a teljes bomlásciklusok módszerével számolt energiákat jelöli. Ez utóbbiak a hitelesség szempontjából majdnem egyenértékűek a kisérletileg mért pontokkal. A ϕ -al jelölt pontokhoz ugy juthatunk, hogy a vastagon kihuzott egyenesek alapján leolvassuk néhány mag várható bomlásenergiáját, amikből azután a zárt bomlásciklusok segitségével meghatározható a szóbanforgó La^{141}, Nd^{143} és Sm^{145} adata. A csucsoktól balra fekvő szaggatott vonalak az utóbbi két pontra támaszkodva lettek meghuzva. L. [14].

Az ábra felhasználható ismeretlen α-emittálók adatainak kiszámitására, különösen a 84-től 89-ig terjedő neutronszám-tartományban. Megjegyzendő azonban, hogy az egyenesekkel való közelités nyilván durva dolog, mivel adott Z mellett N páros vagy páratlan volta várhatóan hatással lesz a bomlásenergiára.

Bizonyos esetekben a rendelkezésre álló tömegadatok alapján is számitani lehet az α-bomlási energiát. L. [18].

A felezési időnek a bomlásenergiától való függésére mutat rá a 4. ábra.

A 4. ábrán látható eredményekhez vezető számitásokhoz a következő formulát használták fel:



4. ábra. A felezési idő függése a teljes bomlási energia reciprokának négyzetgyökétől. A • jel a kisérletileg mért, a o elméletileg számolt értéket mutat. L. [14].

$$\lambda = \frac{\sqrt{2}\pi^2 \hbar^2}{M^{3/2} R^3 (B - Q_{eff})^{1/2}} \exp[-2g(Z, R)\ \gamma(x)],$$

ahol λ = bomlásállandó,

B = az α-részecske potenciális energiája a fal maximumán = $\frac{2Ze^2}{R}$,

x = Q_{eff}/B,

$g/Z, R/$ = $\frac{2e}{\hbar}\sqrt{MZR}$,

$\gamma/x/$ = $x^{1/2}\ arc\ cos\ (x^{1/2}) - (1 - x)^{1/2}$,

Q_{eff} = a teljes bomlási energia,

R = $(a\sqrt[3]{A} + b)\ 10^{-13}\ cm$, $a = 1,58$, $b = -0,30$,

Z = a visszalökött mag rendszáma,

M = a rendszer redukált tömege,

e = az elektron töltése.

Ez összefüggést a kvantummechanikai α-bomlás elmélet szolgáltatta.

Mivel $x = Q_{eff}\ B^{-1} \ll 1$, a formula $x = 0$ körül Taylor-sorba fejthető és igy első közelitésben a következő egyszerü formulához juthatunk:

$$\log T = \frac{A}{\sqrt{Q_{eff}}} + B,$$

ahol T a felezési idő,

Q_{eff} a teljes bomlási energia,

A, B } a rendszámtól gyengén függő állandók.

Ez egyszerü formula - ami a Geiger-Nuttall összefüggés modern alakjának tekinthető - a páros-páros nehéz magok alapállapotok közötti α-bomlásának leirásánál jól bevált, és a 4. ábráról láthatjuk, hogy a középnehéz tartományban is használható (már amennyire a hiányos adatok mellett ez ellenőrizhető).

N y i t o t t k é r d é s e k

A középnehéz magok α-aktivitásának vizsgálata ma kb. ott tart, mint az 1920-as években a nehéz magoké. Tudjuk, hogy van α-aktivitás, ismerjük a Geiger-Nuttall törvényt és a kvantummechanikai alagut effektust.

Elég azonban egyetlen pillantást vetni a 3. ábrára, hogy láthassuk, milyen nagy azon izotópok száma, amiknél - a várhatóan jelentős bomlási energia ellenére - nem mutattak ki α-aktivitást kisérletileg (a megfelelő helyeken nincsenek kis körök berajzolva).

A rendelkezésre álló adatok is meglehetősen pontatlanok. Az α-parciális felezési időknél pl. nem ritka a 3-szoros bizonytalansági faktor, nem is beszélve arról, hogy sok esetben csak határt, vagy még azt sem tudtak megadni.

Feltünő, hogy egyetlen ritka föld elem α-spektrumában sem sikerült finomszerkezetet kimutatni, noha a nehéz elemeknél az egyes izotópok gyakran sugároznak különböző energiáju α-részecskéket.

Az α-bomlás elmélet alapvető feladata jelenleg az, hogy megadjon egy egységes bomlásformulát, ami képes leirni az α-bomlás felezési idejét a bomlásenergia függvényében az összes α-bomlásra ható paraméter figyelembe vételével. A kvantummechanikai alaguteffektus segitségével csak alapvonásaiban sikerült a bomlásállandó energiafüggését tisztázni. Az α-részecske magban való kialakulási valószinüségét, az atommag tipus - azaz a rendszám és neutronszám páros vagy páratlan voltának - hatását, a nem gömb-

szerü magalakból következő effektusokat, az α-bomlásnál fellépő magspin-változás hatását stb. - speciális esetektől eltekintve - nem sikerült kielégitő módon leirni.

A ritka föld α-sugárzókra vonatkozó kisérleti adataink jelenleg sajnos nem adnak elég alapot arra, hogy segitségükkel az elméletet lényegesen tovább fejlesszük. Napjainkban inkább a nehéz magoknál bevált elméleti és tapasztalati formulákat használják uj adatok szerzésére a középnehéz magoknál. A neutrondeficites ritka földek további intenziv kisérleti vizsgálata szükséges ahhoz, hogy e helyzet megváltozzon és pontos ismereteink alakuljanak ki a középnehéz atommagok α-bomlásáról.

Irodalom

[1] *G. Hevesy - M. Pahl:* Nature *130*/1932/846.
[2] *T. P. Kohman :* Phys. Rev. *76*/1949/448.
[3] И. Перлман - Дж. Расмуссен: Альфа-радиоактивность, Москва, *14*/1959/.
[3] *Thompson - Ghiorso - Rasmussen - Seaborg:* Phys. Rev. *76*/1949/1409.
[4] *Rasmussen - Thompson - Ghiorso:* Phys. Rev. *89*/1953/33.
[5] *D. C. Dunlavey - G. T. Seaborg:* Phys. Rev. *92*/1953/206.
[6] *K. S. Toth - J. O. Rasmussen:* Phys. Rev. *109*/1958/121.
[7] *W. Porschen - W. Riezler:* Z. Naturforsch. *9a*/1954/701.
[8] *W. Porschen - W. Riezler:* Z. Naturforsch. *11a*/1956/143.
[9] *W. Riezler - G. Kauw:* Z. Naturforsch. *12a*/1957/665.
[10] *W. Riezler - G. Kauw:* Z. Naturforsch. *13a*/1958/904.
[11] *W. Riezler - G. Kauw:* Z. Naturforsch. *14a*/1959/196.
[12] Воробьев - Комар - Королев - Солякин: ЖЭТФ, *37*/1959/546.
[13] *R. D. Macfarlane - T. P. Kohman:* Phys. Rev. *121*/1961/1758.
[14] *K. S. Toth - J. O. Rasmussen:* Nuclear Phys. *16*/1960/474.
[15] *W. Kunz - J. Schintlmeister:* Tabellen der Atomkerne, Berlin, /1959/.
[16] *Olkowsky - Gratot - Le Page - Cohen:* Nuclear Phys. *12*/1959/159.
[17] *G. C. Hanna:* az Experimental Nuclear Physics Vol. *III.*-ban. Editor E. Segré, New York, 1959.
[18] *Everling - König - Mattauch - Wapstra:* Nuclear Phys. *18*/1960/529.

Li^6 TARGETMAGON ALACSONYENERGIÁJU PROTONOKKAL /0-2 MeV/ LÉTREHOZHATÓ MAGREAKCIÓK

/Összefoglaló közlemény/

Mahunka Imre - Somorjai Endre

Bevezetés

Intézetünkben megindult az alacsonyenergiáju magreakciók irodalmának tanulmányozása, amelynek célja, hogy a rendelkezésünkre álló gyorsitókkal megoldható problémákat felvesse. A gyorsitók technikai adatainak (V_{max} = 2MV), a követelmények figyelembevételével megengedhető targetvastagságnak (0,1 mg/cm^2) és targetfoltnak (1 cm^2), valamint a hatáskeresztmetszetre vonatkozó feltételek felhasználásával meghatározható az a rendszám-tartomány, amelyben ellenőrző-, ill. kiegészitő-méréseket lehet végezni. A megadott feltételek mellett *Shapiro* [1] táblázatának felhasználásával végzett számitás szerint a tartomány felső határa $Z \tilde{=} 30$, ha a közbenső mag képződésének hatáskeresztmetszetére σ_k = 5 *mb* értéket követelünk meg.

Az I. Táblázatban a Li^6 + p rendszer lehetséges kimenő csatornái által meghatározott reakciók vannak feltüntetve a számitott Q_{sz} reakcióenergiával.

I. Táblázat.

Li^6 targetmagon proton bombázással létrehozható magreakciók számitott Q_{sz} reakcióenergiái [2].

Reakciótipusok	Q_{sz} /MeV/
$Li^6/p,\alpha/He^3$ $Li^6/p,He^3/He^4$	4,022
$Li^6/p,\gamma/Be^7$	5,607
$Li^6/p,n/Be^6$	-5,2
$Li^6/p,d/Li^5$	-3,269

Az I. Táblázat adatainak és a rendelkezésre álló 0 - 2 MeV bombázó energia figyelembevételével megmaradó /p,α/; /p,He^3/; /p,γ/ és /p,p/ folyamatokkal kapcsolatos

eddigi vizsgálatokat foglaljuk össze. Megjegyzendő, hogy a Li^6 nivórendszere alapján a fenti bombázóenergia tartományban a /p,p/ rugalmatlan szórás sem jöhet létre.

$Li^6/p,\alpha/He^3$ ill. $Li^6/p,He^3/He^4$

Először a reakció Q értékére vonatkozó mérések eredményeit vetjük össze a II. Táblázatban.

II. Táblázat.

$Li^6/p,\alpha/He^3$ reakcióra vonatkozó mért Q_m reakcióenergiák.

Szerzők	Q_m /MeV/
Perlow [3]	3,955 ± 0,06
Miller [4]	3,94 ± 0,08
Tollestrup et al. [5]	4,017 ± 0,022
Burcham et al. [6]	3,97 ± 0,03
Williamson et al. [7]	4,024 ± 0,005

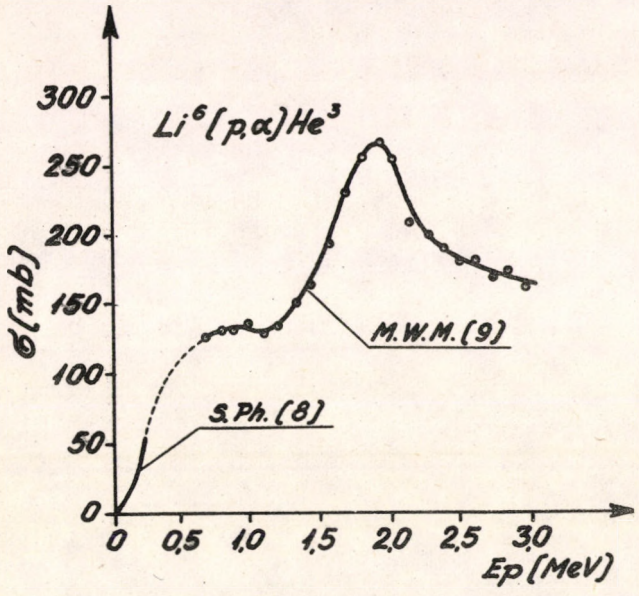
A korábbi irodalmakban közölt eredmények (II. Táblázat) eltérése a Q_{sz}-től annak tulajdonitható, hogy méréseik célja nem kizárólag e reakció vizsgálata volt, valamint mérési és kiértékelési módszereik nem kielégitő pontosságuak. Q-mérés szempontjából legmegbizhatóbb adatokat *Tollestrup* és munkatársai, valamint *Williamson* és munkatársai vizsgálatai adják, akik méréseiket és a kiértékelést nagy pontossággal és körültekintéssel végezték.

Alacsonyenergiáju tartományban ($19 < E_p < 250$ keV) *Sawyer, Phillips* [8] mérték ki a gerjesztési függvényt, amely követi a Gamow-féle függvényt. Ez és a *Marion, Weber, Mozer* [9] által mért teljes hatáskeresztmetszet-görbe látható az 1. ábrán. A szaggatott vonal a két mérés extrapolációval történt illesztését mutatja. Megjegyzendő, hogy mig a magasabb energiánál mért teljes hatáskeresztmetszet értékeket szögeloszlásmérés segitségével kapták, addig *Sawyer, Phillips* a σ-értékeket - a *Neuert* [10] által alacsonyenergiánál kapott - gömbszimmetrikus eloszlás feltételezéséből számolta. A *Bashkin, Richards* [11] által mért differenciális hatáskeresztmetszetek kb. háromszor kisebbek, mint *Marion*-ék értékei, ezen utóbbi mellett szól azonban, hogy ez jól illeszthető a kisebb energiáknál kapott méréshez (1. 1. ábra.). A régebbi adatok [12-14] szintén kisebbek a fentinél, amely azonban egyezik *Burcham, Freeman* [6] méréseivel.

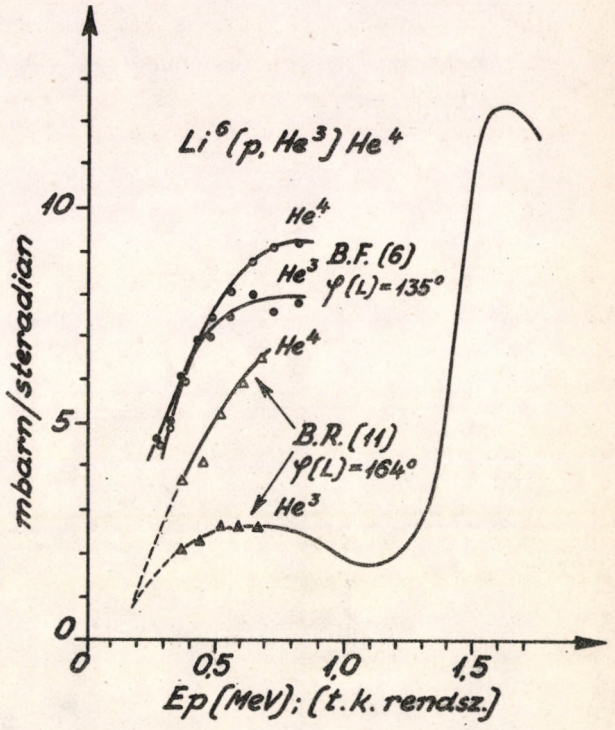
A 2. ábra a különböző szerzők által mért differenciális hatáskeresztmetszet-görbéket mutatja. Az összetartozó He^3 és He^4 görbék szemmel láthatóan aszimmetrikus eloszlásra utalnak, bár alacsonyabb energiáknál lehetségesnek tartják az izotrópiát, egyezésben *Neuert* mérésével.

Mind a teljes, mind a differenciális hatáskeresztmetszet energiafüggése két rezonanciaszerü csucsot mutat (1. 1. és 2. ábra), mely a közbenső magmodell alapján két

nivóra utal. Az egyik, egy kifejezett, éles rezonancia $E_p \simeq 1,83$ MeV energiánál, mely a Be^7 közbenső mag 7,18 MeV-es nivójának felel meg (3. ábra.). Az $E_p = 1$ MeV körül jelentkező széles rezonanciaszerü csucs - mely a közbenső magban a ~6,35 MeV-es nivónak (vagy nivóknak) felel meg - értelmezése jelenleg sem teljesen tisztázott.



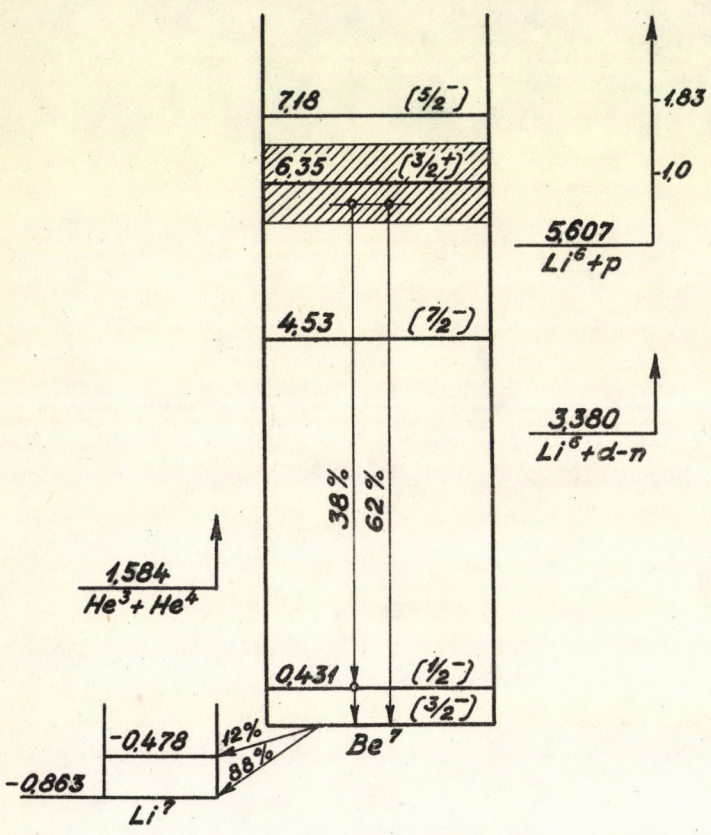
1. ábra. A $Li^6/p, \alpha/He^3$ reakció teljes hatáskeresztmetszete a bombázó proton energia függvényében. A szaggatott vonal a két mért görbe extrapolációs illesztését adja.



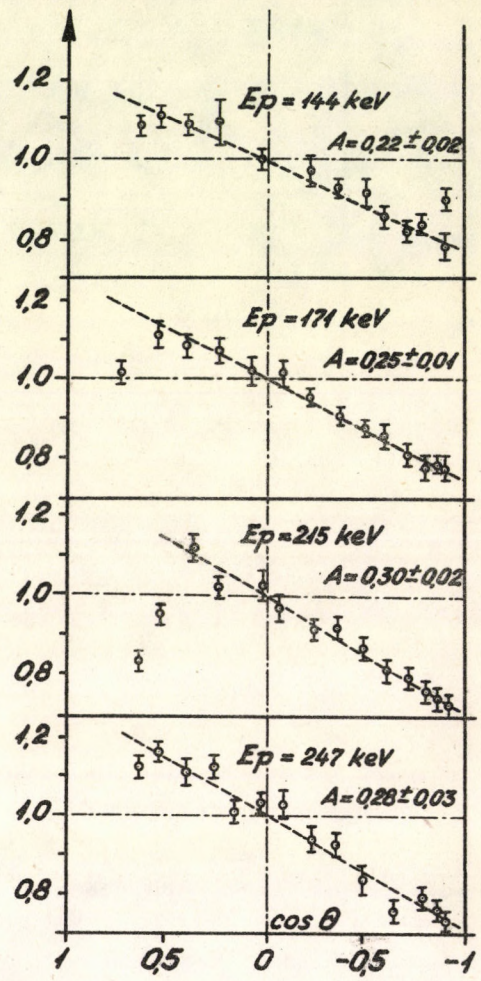
2. ábra. Differenciális hatáskeresztmetszetek a bombázó energia (t.k. rendszerben) függvényében [6] és [11] szerzők mérései szerint.

A nivóadatokra, valamint a kölcsönhatás természetére felvilágositásokat a kijövő részecskék szögeloszlásának vizsgálata szolgáltat, mely a magreakciók természetének egyik legérzékenyebb változója. A régebbi vizsgálatoknál általában - szögeloszlásmérés hiányában - gömbszimmetrikus eloszlást tételeztek fel, mely *Neuert* mérései alapján igen alacsony energiáknál általában elfogadott. $E_p = 0,6$ MeV felett *Marion, Weber, Mozer* [9], mig $200 < E_p < 300$ keV-nél *Bouchez* és munkatársai [15], valamint $144 < E_p < 247$ keV tartományban *N. Guyen Huu Khanh* és munkatársai [16] végeztek szögeloszlásmérést. Mindhárom közlemény szerint a vizsgált tartományokban az eloszlás nem gömbszimmetrikus, hanem a He^3 részek előre-irányba lépnek ki szivesebben, mig a He^4 részek a hátsó félgömbbe. [9] szerzők szerint a kapott eloszlás $E_p = 2,5$ MeV-ig "s" és "p" protonhullámokkal jól leirható. A $J = 3/2^+$ és $J = 5/2^-$ nivók között feltételezett interferencia alapján kapott elméleti görbe azonban csak egy-két energia esetén illeszkedik többé kevésbé a mérési pontokhoz, vagyis a kisérleti adatokat a két állapot közti kölcsönhatás nem tudja leirni. A széles rezonanciánál ($J = 3/2^+$) fel kellett tételezni, hogy ez vagy nem egyetlen nivó hatása, vagy direkt kölcsönhatásról van szó. A szerzők szerint ugyanis, ha a 7,18 MeV-es nivó interferencia hatását elhagyjuk, nincs egyetlen olyan s-hullámu paraméter-sorozat sem, mely egyszintrezonanciával leirná a teljes hatáskeresztmetszetet. *Lane* [17] feltételezi, hogy a széles nivó nem egy $J = 3/2^+$ állapot, hanem két nivóból áll: $J = 3/2^+$ és $J = 1/2^+$. *Marion* és munkatársai szerint azonban ezzel a feltevéssel sem irható le a széles rezonancia, ezért vagy ket-

tőnél több közel fekvő nivó eredményezte ezt, vagy direkt folyamat lép fel. Ezen következtetésre jutnak *Bouchez* és munkatársai, valamint *N. Guyen Huu Khanh* és munkatársai is, akik a már emlitett bombázó energiatartományokban létrehozott reakció szögeloszlását mérték ki. [15] szerzők méréseiket nem interpretálták, megállapitották azonban, hogy az egyetlen ebbe a tartományba eső nivó ($J = 3/2^+$) nem tudja a mért eloszlást magyarázni, s ha még a nagyon távoleső állapot ($J = 5/2^-$; p-hullám) hatását is hozzávették, ez is csak olyan tagot eredményezett, mely nem irta le a megfigyelt eloszlást. Ez, és a tapasztalt nagyfoku He^3 előreszóródás késztette őket is a fenti feltételezésre.



3. ábra. A Be^7 közbenső mag alacsonyenergiáju nivórendszere [2].



4. ábra. A $Li^6/p, He^3/He^4$ reakcióból származó He^3 részek szögeloszlása [16] szerzők mérései szerint. A szaggatott vonal ($1 + A \cos\theta$) összefüggéssel a θ(t.k.r.) = 60° feletti pontokra jól illeszthető.

N. Guyen Huu Khanh és munkatársai az $I/\theta/ = 1+A\cos\theta$ ($A \simeq 0,25$) összefüggéssel tudták leirni θ(t.k.e.) = 60° felett a kapott szögeloszlást (l. 4. ábra.). A közbenső mag elmélete alapján a két nivó ismeretében számitást végeztek, amellyek azonban a mért "A" értéknek csak 20 %-át tudták magyarázni. Ez az eredmény őket is a [9] és [15] szerzőkhöz hasonlóan a direkt kölcsönhatás feltételezésére késztette.

A $J = 5/2^-$ nivóhoz tartozó $E_p \simeq 1,83$ MeV-es rezonanciacsucs (1. 1. ábra.) - dusztán "p" protonokkal - az egyszintrezonancia formulával nagyon jól leirható. Az egyezés bizonyos paraméter-sorozat mellett áll fenn, ahonnan: $\Gamma_p = 0,67$ MeV; $\Gamma_\alpha = 0,05$ MeV; $\Gamma = 0,72$ MeV [9].

Az eddigi kisérleti eredmények nem teszik lehetővé a ~6,35 MeV-es állapot paramétereinek pontos meghatározását és nem tisztázzák egyértelmüen a kölcsönhatás természetét sem. Az egyértelmü meghatározáshoz további kisérleti munka szükséges, mely főképp a szögeloszlás kis szögeknél való kimérésére, valamint $300 < E_p < 600$ keV tartomány vizsgálatára irányul, ugyanakkor pedig uj elméleti munkára is szükség lenne, mely a direkt kölcsönhatás elmélete alapján részleteiben is megvilágitaná ezt a problémát.

Méréstechnikai szempontból nehézséget jelenthetnek az alkalmazott vékony targetek (15 - 100 $\mu g/cm^2$) szennyeződései. Jelen esetben a nehéz részek vizsgálatát a $Li^7/p,\alpha/$ és $B^{10}/p,\alpha/$ reakciókból eredő He^4 részek zavarhatják, melyek azonban energia szerint jól elválaszthatók és izotóptarget gondos preparálásával intenzitásuk is nagymértékben csökkenthető.

Meg kell még jegyezni, hogy a reakció hatáskeresztmetszetére *Sawicki* [18] elméleti vizsgálatokat végzett, de numerikus számitást csak magasabb bombázóenergia-értékre közölt. *Marion* [19] elméleti munkájában az egyes nivókat a héjmodell alapján értelmezte és egyeztette a kisérleti adatokkal.

$Li^6/p,\gamma/Be^7$

Ez a folyamat a $/p,\alpha/$ reakcióval vetélkedve játszódik le, hatáskeresztmetszete azonban 4 - 5 nagyságrenddel kisebb. Valószinüleg ez és a 3. ábrán feltüntetett γ-átmenetek közötti kis energiakülönbségből származó kiértékelési nehézségek magyarázzák, hogy kevés szerző végzett ilyen vizsgálatokat.

Az alacsony intenzitáson kivül nehézséget jelentenek még a szennyeződések proton reakcióiból eredő γ-sugárzások is. A kaszkád-átmenet vizsgálatánál zavarhatja a kiértékelést a $B^{10}/p,\alpha/Be^7$ gerjesztett végmagjának lebomlása. A háttérhez járulnak még az $O^{16} + p$ és $C^{12} + p$ reakciók γ-kvantumai [20].

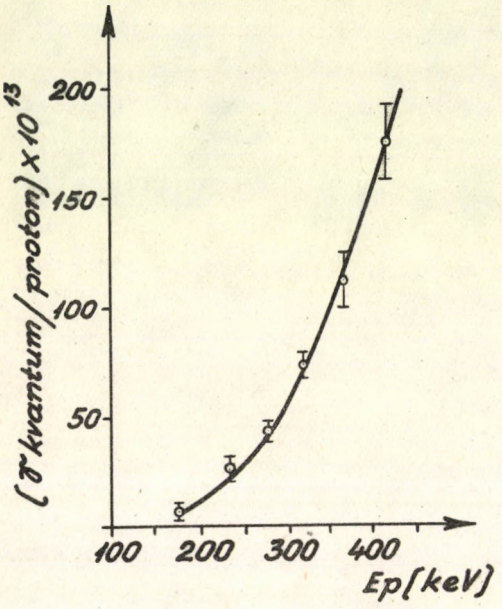
Bashkin, Carlson [21] a 430 keV-es kaszkád-átmenetre felvette a gerjesztési függvényt $180 < E_p < 415$ keV tartományban, mely "s" proton feltevéssel jól illeszthető a Breit-Wigner formulából kapott elméleti görbéhez (1. 5. ábra.). *Warren* és munkatársai [22], [20] szögeloszlás-méréseik kiértékelésekor arra az eredményre jutottak, hogy mivel az eloszlás nem izotróp, hanem a kombinált eloszlást a

$$W/\theta/ = 1 + (1,05 \pm 0,15)\cos^2\theta$$

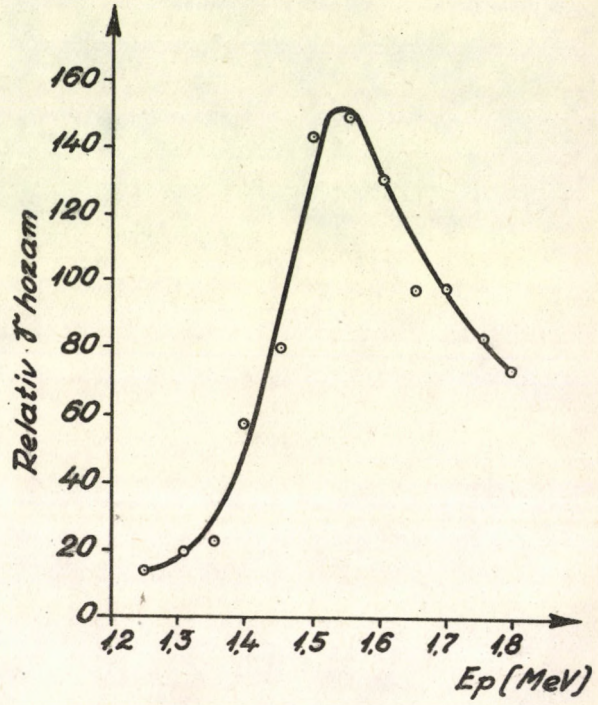
összefüggés irja le $E_p = 750$ keV-nél, s-hullámmal pedig ez nem magyarázható, "p" protonokat kell feltételezni, Ez viszont arra az előbbiekkel ellentmondó eredményre vezet, hogy a Be^7-ben a szóbanforgó 6,35 MeV-es állapot páratlan paritásu. A γ-sugárzás természete méréseik szerint M1 és E2. A 430 keV-es γ-sugárzásra ők is felveszik a gerjesztési függvényt $1,2 < E_p < 1,8$ MeV tartományban (1. 6. ábra.), valamint a nagyenergiáju γ-kvantumok - melyeket külön-külön mérni nem tudtak - együttes impulzus-

eloszlását. A becsült, ill. mért hatáskeresztmetszet-értékek: 2 ± 1 μbarn E_p = 400 keV-nél (0,7 μbarn ± 30 % a kaszkád-átmenetre E_p = 415 keV-nél) [21], ill. 0,02 μbarn/ster. ± 50 % E_p=750 keV-nél ϕ/L/ = 90°-nál [20]. Az átmenetek 62 ± 5 %-a közvetlenül az alapállapotba, 38 ± 5 %-a a 0,431 MeV-es nivón keresztül [20] és kevesebb, mint 4 %-a a 4,53 MeV-es állapoton át [21] vezetnek, mely arányok az energiával és a szöggel nem változtak.

γ-energia-mérésből a reakcióenergiát Q = 5,66 ± 0,05 MeV-nek találták [20], mely jól egyezik a számitottal (l. I. Táblázat).



5. ábra. A $Li^6/p,\gamma/Be^7$ reakció 430 keV-es kaszkád γ-sugárzására vonatkozó gerjesztési függvény vastag target alkalmazásánál. A pontok a kisérleti értékek, a görbét pedig a Breit-Wigner rezonancia elmélettel számolták [2].



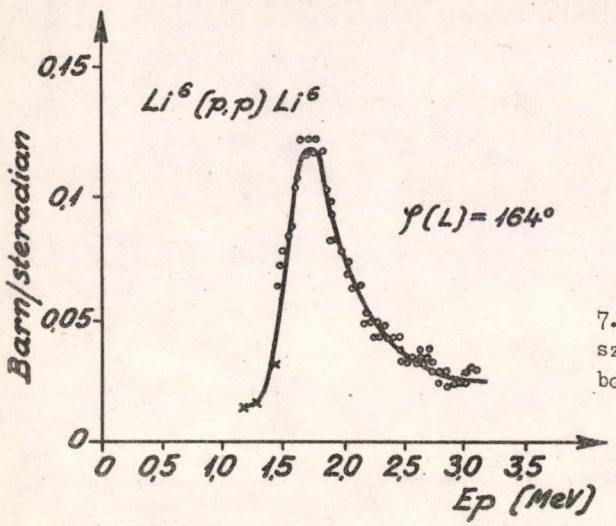
6. ábra. $Li^6/p,\gamma/Be^7$ reakció 430 keV-es kaszkád γ-sugárzásának relativ hozama a proton energia függvényében [20].

$Li^6/p,p/Li^6$

A rugalmas szórások tanulmányozása szintén alkalmas módszer a reakció természetének felderitésére, a fenti folyamattal azonban 0 - 2 MeV energiatartományban kevés szerző foglalkozott. A mérés során nehézséget jelenthetnek a különböző szennyeződésektől eredő szórt protonok, melyek egy-két esetben a kritikus értékek környezetében rezonanciát mutatnak.

Bashkin, Richards [11] 0,2 < E_p < 3,1 MeV tartományban ϕ/L/ = 164°-nál végzett mérése szerint E_p = 1,75 MeV-nél éles rezonancia van (l. 7. ábra), viszont $E_p \simeq 1$ MeV-nél a háttér felett semmi kiemelkedést nem tapasztalt. Ezt az eredményt erősiti meg *McCray* [23] vizsgálata, aki 0,45 < E_p < 1,8 MeV tartományban ϕ/L/ = 156°-nál mért és 1 MeV körül szintén nem talált anomáliát. A hatáskeresztmetszetre vonat-

kozóan megállapitja, hogy E_p = 0,45 MeV-nél $\sigma_{szórás}$ megközeliti a Rutherford értéket. A gerjesztési függvényt és a szögeloszlást közölni fogja.



7. ábra. Li^6 magon történő rugalmas proton-szórás differenciális hatáskeresztmetszete a bombázóenergia függvényében [11].

Köszönettel tartozunk *Dr. Szalay Sándor* professzor urnak intézetünk igazgatójának, akinek kezdeményezésére megindult a magreakciók irodalmi tanulmányozása, és aki állandó érdeklődést tanusitott munkánk iránt. Köszönetet mondunk továbbá *Koltay Edéné* és *Angeli István* tud. munkatársaknak segitségükért.

Irodalom

[1] *M.M. Shapiro:* Phys. Rev., *90*/1953/171.
[2] *F. Ajzenberg-Selove - T. Lauritsen:* Nucl. Phys., *11*/1959/1.
[3] *G.J. Perlow:* Phys. Rev., *58*/1940/218.
[4] *L.C. Miller:* Phys. Rev., *58*/1940/935.
[5] *A.V. Tollestrup - W.A. Fowler - C.C. Lauritsen:* Phys. Rev., *76*/1949/428.
[6] *W.E. Burcham - J.M. Freeman:* Phil. Mag., *41*/1950/921.
[7] *R.M. Williamson - C.P. Browne - D.S. Craig - D.J. Donahue:* Phys. Rev., *84*/1951/731.
[8] *G.A. Sawyer - J.A. Phillips:* Los Alamos Report, /1953/ No. 1578.
[9] *J.B. Marion - G.Weber - F.S. Mozer:* Phys. Rev., *104*/1956/1402.
[10] *H. Neuert:* Physik. Zeits., *38*/1937/618.
[11] *S. Bashkin - H.T. Richards:* Phys. Rev., *84*/1951/1124.
[12] *L.H. Rumbaugh - R.B. Roberts - L.R. Hafstad:* Phys. Rev., *54*/1938/657.
[13] *R.B. Bowersox:* Phys. Rev., *55*/1939/323.
[14] *W.F. Hornyak - T. Lauritsen:* Rev. Mod. Phys., *20*/1948/191.
[15] *R. Bouchez - C. Delorme - J. Fleury - J. Krafft - P. Perrin - Mlle L. Goldman - M. Boge - B. Dudek :* J. Phys. Radium, *21*/1960/346.
[16] *N' Guyen Huu Khanh - L. Goldman - R. Bouchez:* J. Phys. Radium, *22*/1961/267.
[17] *A.M. Lane:* Atomic Energy Research Establishment Report T/R /1954/1289.
[18] *J. Bawicki:* Nuovo Cimento, *1*/1955/957.
[19] *J.B. Marion:* Nucl. Phys., *4*/1957/282; erratum 492.
[20] *J.B. Warren - T.K. Alexander - G.B. Chadwick:* Phys. Rev., *101*/1956/242.
[21] *S. Bashkin - R.R. Carlson:* Phys. Rev., *97*/1955/1245.
[22] *K.L. Erdman - J.B. Warren - D.B. James - T. Alexander:* Phys. Rev., *96*/1954/858A.
[23] *J.A. McCray:* Bull. Amer. Phys. Soc., *3*/1958/418.

EGYSZERŰ, CSEPPFOLYÓS NITROGÉNNEL MŰKÖDŐ, AUTOMATIKUS SZABÁLYOZÁSÚ KRIOSZTÁT ALACSONY HŐMÉRSÉKLETI MÉRÉSEKHEZ

Novák Dezső

Ha cseppfolyós nitrogén áll rendelkezésre, és kisérleteket akarunk végezni a nitrogén forráspontja (-196 C°) és a szobahőmérséklet közötti hőmérséklettartományban, szükség van egy kriosztátra, amelyben a kivánt hőmérséklet beállitható.

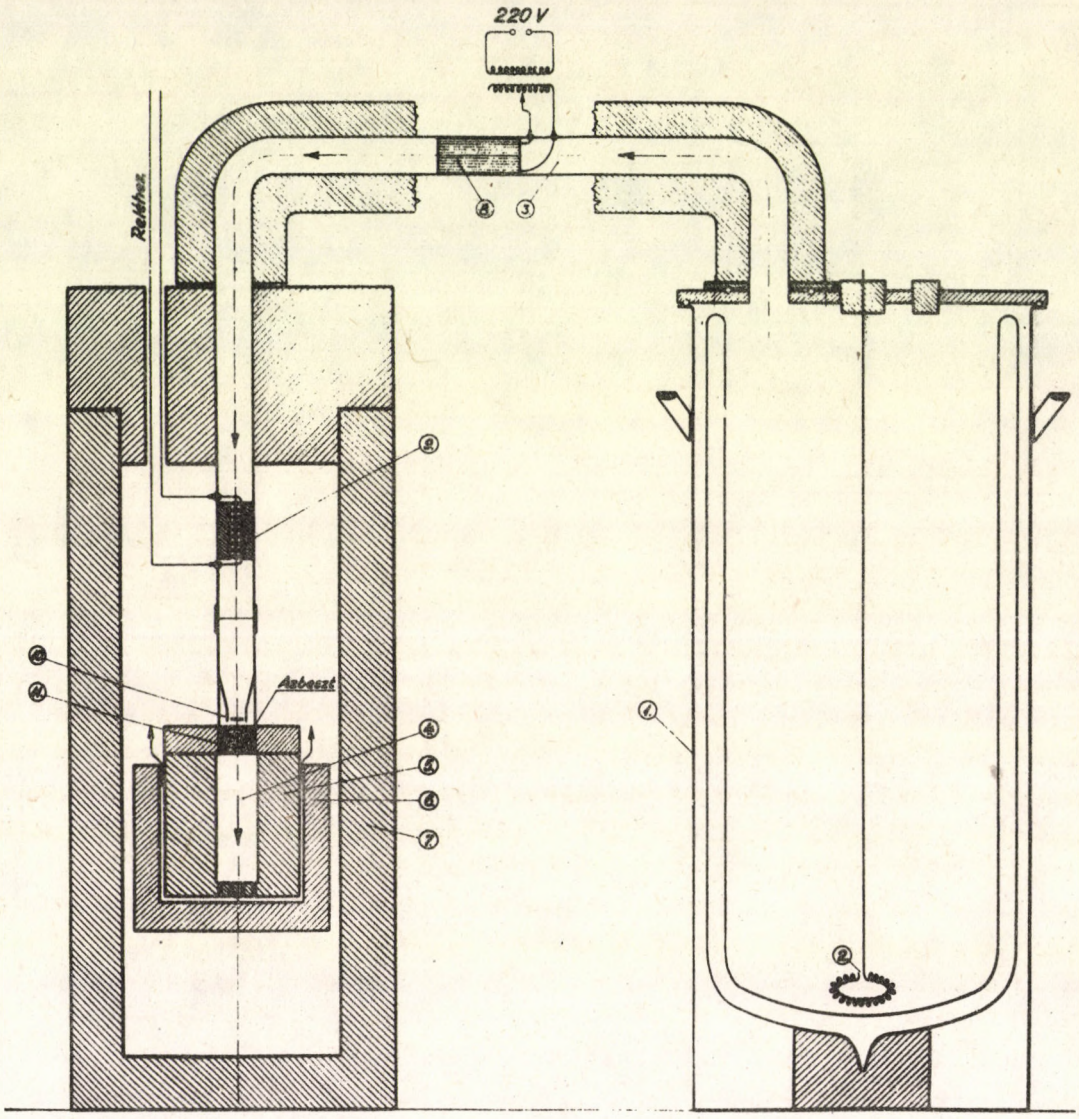
A kriosztátok működési elvük szerint nagyjából három csoportra oszthatók. A kivánt hőmérsékletü teret ki lehet alakitani gázáramban (célszerüen az elpárologtatott nitrogén gőzében) vagy egy cseppfolyós nitrogénnel hütött fémtömb belsejében illetve folyadékfürdőben (alkohol, aceton, petroléter). A jó hővezető és nagy hőkapacitásu fémtömb, de méginkább a folyadékfürdő a hőmérséklet nagyfoku egyenletességét tudja biztositani. Gázáramlással működő kriosztát viszont sokkal egyszerübben épithető és alacsonyabb hőmérsékletekig használható, mivel nem szab alsó határt valamilyen folyadék forráspontja.

Az ATOMKI alacsonyhőmérsékleti mérései számára elkészült egy gázáramlásu kriosztát, amelyben a kivánt hőmérsékletet párologtatott nitrogén gőzével lehet beállitani. Egyes feladatok (pl. hőmérők hitelesitése) megkivánják szabályozott hőmérsékletü folyadékfürdő használatát. Ezért a kriosztát szabályozó rendszerének felhasználásával egy ultratermosztátot is átalakitottunk alacsony hőmérsékleti mérésekhez.

A kriosztát rajza az 1. ábrán látható. A cseppfolyós nitrogént a lezárt ① edényben (15 literes üvegdewar) a ② 600 W-os vasalóbetét segitségével különböző teljesitménnyel párologtatjuk. A nitrogén gőzök a ③ csövön átjutva hütik a ④ teret. A 4 kisérleti tér kialakitása "hungarocel" néven forgalomba hozott, hőszigetelő, polistirol hab-anyagból történt: ⑤. A hőbeáramlás lecsökkentése céljából több hőszigetelő réteget alkalmaztunk. ⑤⑥⑦. Ugyancsak ebből az anyagból készült a 3 cső hőszigetelése is. Az egyes alkatrészeket lyukasztott aluminium profilokból összeállitott állványon helyeztük el.

A 4 tér hőmérsékletét elsősorban a nitrogén párologtatás sebességével lehet szabályozni. A párolgás sebességét egy 1 kW-os toroidtranszformátorral változtatjuk. Mivel szobahőmérséklet és -100 C° között a nitrogén gőz mennyisége nem volna elegendő a turbulens áramlás biztositásához, szükségesnek látszott a ⑧-as melegitő betét alkalmazása. Igy a nagyobb sebességgel párologtatott nitrogén áramot vissza le-

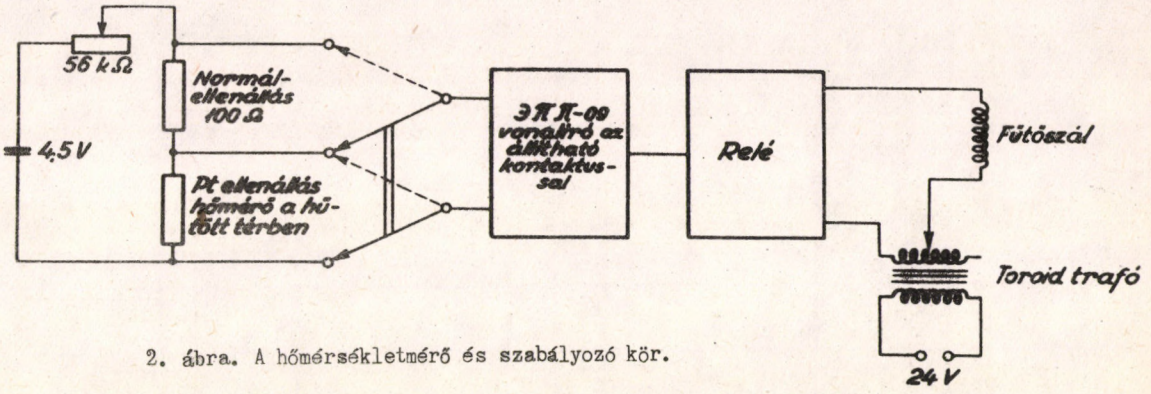
hetett melegiteni magasabb hőmérsékletre. Megkönnyitette ez a fütőbetét a gyorsabb hőmérséklet változtatást is. A hőmérséklet szabályozást a ⑨ fütőtest tette lehetővé. A fütés ki- bekapcsolását a ⑩ ellenálláshőmérő által vezérelt relé végezte. A ⑩ ellenálláshőmérő és ⑨ fütőtest körül a cső összeszükül, hogy a gyorsabb gázáramlás miatt jobb legyen a hőátadás. A ③ csőtől azbeszt lappal elszigetelt ⑪-es drótháló köteg a hőmérséklet ingadozások csökkentését célozta.



1. ábra. A kriosztát rajza.

A hőmérsékletmérő és szabályozó-kör (2. ábra.) érzékelő eleme, a ⑩ ellenálláshőmérő, sorba volt kötve egy zseblámpa elemmel, egy 56 kΩ-os előtétellenállással és egy 100 Ω-os normálellenállással. Az ellenálláshőmérőn és a normálellenálláson eső feszültséget 10 mV végkitérésü ЭПП-09М1 vonaliró regisztrálja. A hőmérő ellenállását a két érték hányadosa adja. A vonalirót csekély átalakitással alkalmassá tettük a hőmérséklet szabályozására is. A Wheatstone-hidat kiegyensulyozó és egyben az irószerkezetet is továbbitó szervomotor tengelyére megszakitható kontaktust szereltünk. Ezt egy köralaku vájatban állitható bütyök nyitja és zárja. A kontaktus jelet ad egy relé bemenetére és az kapcsolja a ⑨ fütőtest melegitését. A fütés mértékét egy 50 W-os to-

roid transzformátorral lehet beállitani. Ugyancsak szabályozható a hőmérséklet a 10 ellenálláshőmérő helyére tett termisztorral. A váltóáramu Wheatstone-hidba kapcsolt termisztorról a hibajel fázisérzékeny erősitőre és azon keresztül a relére került. A termisztorok -100° C alatt tul nagy ellenállásuk miatt nem voltak alkalmasak a szabályozásra.

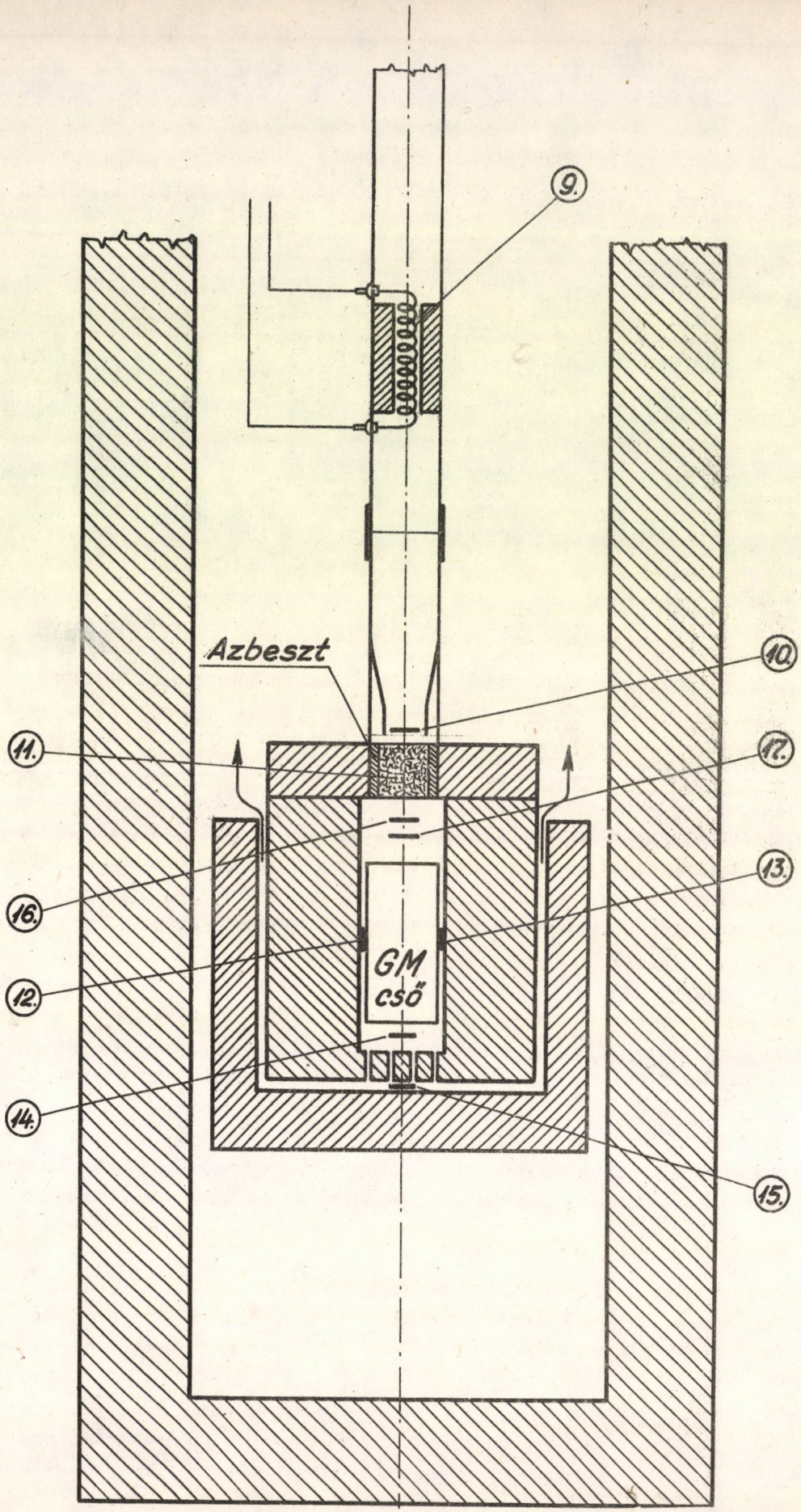


2. ábra. A hőmérsékletmérő és szabályozó kör.

A berendezés bemérésénél a kisérleti tér elrendezése a 3. ábrának megfelelő volt. Próbaképpen egy 60 mm hosszu, 28 mm átmérőjü, 60 gr tömegü réz GM cső lehütése volt a feladat, mivel a következőkben GM csövek müködésének hőmérsékletfüggését kivánjuk vizsgálni. A hőszigetelő anyagból kivágott henger (a rajzon: ⑤) belső átmérője: 32 mm. Ilyen módon a GM cső körül a gáz turbulensen áramlik, biztositva a jó hőátadást. A hőmérséklet eloszlás egyenletességének megállapitása réz-konstantán termoelemekkel továbbá ⑫ ⑬ ⑭ ⑮ ⑯ Degussa gyártmányu, tömör üvegbe forrasztott platinahuzal ellenállás hőmérőkkel történt Feussner-kompenzátor ill. Wheatstone-hid segitségével. Az ellenálláshőmérők 0 C°-on 100 Ω ellenállásuak. Hitelesitésük a Physikalisch-Technische Bundesanstalt által bekalibált Heraeus gyártmányu normál ellenálláshőmérőhöz történt. A gázáram relativ hőmérséklet ingadozását a ⑰ Tungsram gyártmányu 4TH 0,4 tipusu termisztorral lehetett a legérzékenyebben megmérni.

A teljes erejü párologtatással (600 W) 93 K° (= -180 C°)-ot lehet elérni. Ekkor azonban a cseppfolyós nitrogén tárolót óránként kell tölteni a gyors fogyás miatt. Ésszerü üzemelés -150 C°-ig lehetséges. A nitrogén fogyasztás -150 C°-on 4 liter/óra, -100 C° fölött 2 liter/óra. Mivel a nitrogén párolgáshője nincs kihasználva, elég nagy a fogyasztás. A későbbiekben ezen ugy akarunk segiteni, hogy a forralást meleg nitrogén gáz árammal végezzük. Szabályozás nélküli esetben az elért véghőmérséklet attól is függ, hogy milyen magasan van a cseppfolyós nitrogén a tároló edényben. Ezért üzem közben a forralás mértékét kissé változtatni kell. Mivel ez különösebb kényelmetlenséggel nem jár, nem látszott szükségesnek, hogy a cseppfolyós nitrogén szintjét automatikusan szabályozzuk a tárolóedényben.

A gázáram legnagyobb hőmérsékletingadozása ± 0,1° alatt maradt a szabályozás közben, a ⑯ ellenálláshőmérővel illetve a ⑰ termisztorral mérve. Eközben a GM cső hőmérséklete ± 0,05°-nál nem ingadozott jobban, a szabályozás ütemében. Az egyes hőmérsékleti értékekre való beállás után kb. negyedórával a kisérleti térben lévő hőmérők ± 0,4°-os hőmérsékleti inhomogenitást mutattak. Félórai üzem után ez az érték ± 0,1°-ra csökkent. -150° hőmérsékletnél (amelyet nagyobb gázáramlással állitottunk elő) a hőmérsékletingadozás és az inhomogenitás a fenti értékeknél sokkal kisebb volt. A hőmérsékleti egyensuly gyorsabban beáll, ha a szabályozást a GM cső



3. ábra. A kisérleti tér elrendezése a bemérésnél.

.falához illesztett ellenálláshőmérő vezérli. Ekkor azonban a hőmérséklet ingadozása nagyobb. Az elektronikus berendezések instabil működése következtében (különösen az ЭПП-09М1 vonaliróval történő szabályozás esetében) néhány órás üzemelés alatt a beállitott egyensulyi hőmérséklet kissé változott. Ez az eltolódás kb. ± 0,3°-nyit tett ki.

A mérésekhez egy 8 literes Höppler ultratermosztátot is átalakitottunk, mert csak igy lehetett a hőmérőket megbizhatóan hitelesiteni. Az alkohollal töltött edényt legegyszerübb volt szintén a cseppfolyós nitrogén gőzével lehüteni. Egy, az alkoholba meritett réz csőkigyón fuvattuk át a gázt az 1. ábra (1) elpárologtató edénye segitségével. Mivel az ultratermosztátok Hg-Tl-es hőfokszabályozója -60° C alatt nem működik, a fütést kapcsoló relé nyitását-zárását ellenálláshőmérő vezérelte az ЭПП-09М1 vonaliróba szerelt kontaktus segitségével (2. ábra.). A hőmérséklet ingadozások csökkentése céljából a fütőáramot is le kellett csökkenteni. A folyadékfürdő nagy hőtehetetlensége miatt, sokkal egyenletesebb (bár nem automatikus) szabályozást lehetett elérni a cseppfolyós nitrogén párologtatási sebességének kézi beállitásával. Az elért legalacsonyabb hőmérséklet: -90° C volt. Az ultratermosztátot egy 80 x 40 x 40 cm nagyságu "hungarocel" tömbbe helyeztük, részben azért, hogy a hőveszteségek csökkenjenek, részben, hogy a keverőmotort és a relét megóvjuk a páralecsapódástól.

Az átalakitott ultratermosztát más mérésekhez is felhasználható lesz és a két berendezés előnyösen kiegészíti egymást a felhasználás szempontjából.

Végül szeretnék köszönetet mondani *Schadek János* mérnöknek az eszköz kivitelezésében nyujtott értékes segitségéért.

VÁKUUMPÁROLOGTATÓ BERENDEZÉS MAGSPEKTROSZKÓPIAI VIZSGÁLATOKNÁL HASZNÁLATOS RADIOAKTIV FORRÁSOK KÉSZITÉSÉRE

Schadek János - Berényi Dénes - Fényes Tibor

A radioaktiv anyagok vákuumban történő elpárologtatásával és megfelelő hátlapon való felfogásával készülő forrásoknak igen nagy a jelentősége mind az α-, mind a β-spektroszkópiában. Ilyen módszerrel kaphatjuk a legvékonyabb és egyszersmind a legegyenletesebb anyageloszlásu forrásokat [1]. A magreakciók tanulmányozásánál szintén sok esetben célszerü a céltárgyat vákuumpárologtatással készitení, gyakran erősen mérgező anyagból is, mint pl. berilliumból.

A radioaktiv és mérgező anyagok elpárologtatására szolgáló vákuumrendszerrel szemben, amelyben elsősorban α-, és β-spektroszkópiai célra szolgáló forrásokat akarunk készitení, bizonyos sajátos, a közönséges vákuumpárologtató rendszerek konstrukciós szempontjaitól eltérő követelmények merülnek fel.

Ilyen speciális követelmények a következők:

a./ A párologtató munkaterének kiképzése sima felületü és lehető legegyszerübb legyen. Sima formájuak és egyszerüek legyenek a vákuumtérben alkalmazott alkatrészek is, mert igy tisztitásuk könnyebb és lecserélésük nem költséges.

b./ Az elpárologtatandó anyagot magába foglaló izzitó kályha (csónak) készitése és annak beszerelése kiváltképpen ne legyen munkaigényes, hogy a különböző aktiv anyagokhoz más-más csónakot használhassunk, ill. szükség esetén az egészet kicserélhessük.

c./ A párologtató térben lehetőleg több, de minimálisan két párologtató kályha legyen, valamint egy olyan szerkezet, amelynek segitségével a bepárologtatandó tárgyakat az egyik kályhától a másikhoz el lehet vinni anélkül, hogy a rendszert fellevegőznénk.

d./ Az elszennyeződés csökkentésére a párologtató kályhákat bizonyos irányok felé egyszerü és könnyen cserélhető vékony aluminium lemezekkel árnyékolni lehessen, és az ott lévő egyéb alkatrészek ráhuzott és később eldobható müanyag védőhüvelyekkel lefedhetők legyenek.

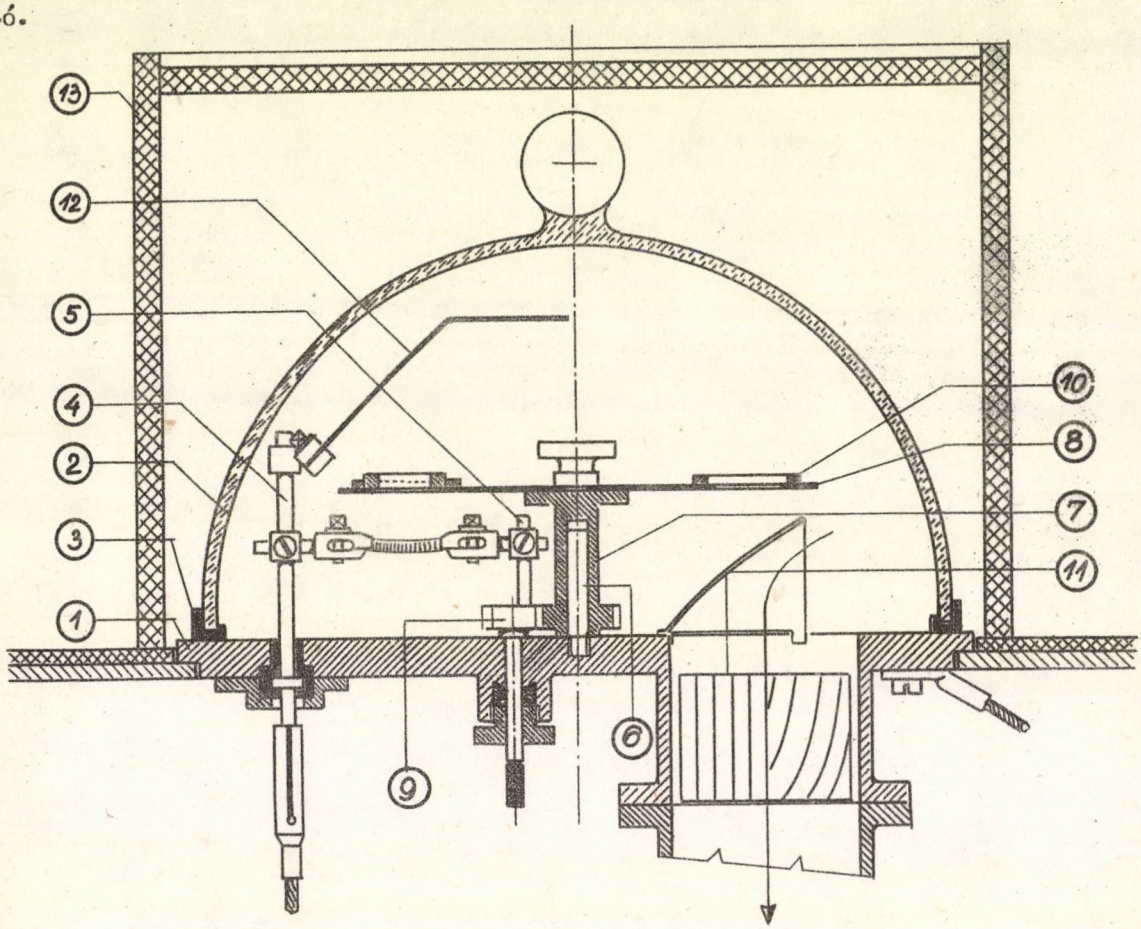
e./ Nemcsak a munkatér elszennyeződés és nagyobb radioaktiv anyag veszteség meggátlására, hanem a forrás aktiv felületének lehatárolására is célszerü a párolgó atomokat ill. molekulákat irányitani.

A fentiekben felsorolt különleges kivánságoknak az irodalomban közölt ilyen vagy hasonló célra készült berendezések különféleképpen tesznek eleget [2-7]. A tovább-

biakban a fenti szempontok figyelembevételével intézetünkben épitett berendezést fogjuk ismertetni.

Radioaktiv anyagok vákuumban történő elpárologtatására szolgáló berendezésünk munkaterét az 1. ábra szerint készitettük el.

A párologtató tér alsó része egy simára köszörült köralaku acéllap (1), amelyre a teret kialakitó öntött üvegharang (2) a (3) paragumi tömitőgyürü segitségével csatlakozik. A sima, köszörült alaplemezre könnyen rácsavarható módon 4 db elektród van erősitve, amelyek közül kettő szigetelt átvezetésü (4), a másik kettő pedig közvetlenül az alaplemezbe van csavarva (5). Az alaplemez közepén (6) tengelycsap áll, amelyen a (7) agy és (8) aluminiumból készült tárcsa forgatható. A tárcsa forgatását a Wilson-tömitésen átvezetett (9) kis fogaskerékkel végezzük, amely az agyrészen lévő fogakhoz csatlakozik. A fentebb felsorolt összes alkatrészek az alaplemezről könnyen kicsavarhatók, vagy - mint például a (9) forgató tengely - felfelé egyszerüen kihuzható.

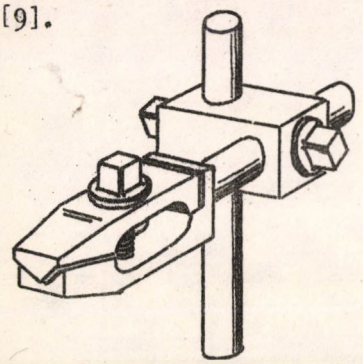


1. ábra. A radioaktiv anyagok vákuumpárologtatására szolgáló berendezés munkatere.

A befogó szerkezet a felizzitandó, nehezen olvadó (pl. Ta) fémszalagot, beszoritás közben V-alakra meg is hajlitja, ill. az előre meghajlitott szalagot csónakszerüen fogja be, igy helyet biztosit az elpárologtatandó anyag számára. L. 2. ábra. A fémszalag és a korongon lévő forrásalap távolsága változtatható és ezzel a párologtatás hatásfoka is. Természetesen befoghatók a [8]-ban javasolt speciális kiképzésü csónakok is, amelyekkel a párologtatott anyagot meghatározott felületre irányithatjuk rá.

Mint az előzőekben már emlitettük, a munkatérbe négy elektród van beépitve, amelyekkel egymástól függetlenül két elpárologtató kályhát lehet üzemeltetni (a kapcsolótáblán mindkét kályhán átfolyó áramot külön lehet szabályozni).

A két kályhának nemcsak az lehet a szerepe, hogy egymástól függetlenül két különböző anyagot is felvihetünk ugyanazon hátlapra, illetve annak különböző részeire, hanem pl. az is, hogy a radioaktiv anyagok felvitele előtt vagy után Al párologtatást is végrehajthatunk, és igy lehetőség nyilik szigetelő fólia hátlapoknál is a feltöltődés meggátlására. A források feltöltődése a spektrumvonalak eltolódását okozza [9].



2. ábra. Befogó szerkezet a párologtató csónak számára.

A bepárologtatandó tárgyakat, esetünkben a különböző forrástartókat, a közé-en lévő aluminium korong kerületén helyezzük el, amely korong ennek megfelelően kis illesztőgyürükkel ⑩ és alatta lyukakkal van ellátva. Ezen aluminium korong kivülről a vákuum lerontása nélkül elforgatható, igy elérhető, hogy a korong kerületén elhelyezett céltárgyak (források) mindig a megfelelő izzitókályhácska felé kerüljenek. Elérhetjük továbbá azt is, hogy miután az egyik csónak izzitásával felvittük a radioaktiv anyagot, a korong elforgatása után a forrás a másik izzitó csónak felé kerüljön, ahol arra pl. Al-ot párologtatunk. De ugyanezzel a rendszerrel elérhetjük, hogy ugyanazon radioaktiv anyagból több különböző, esetleg különféle berendezésbe kerülő forrást készithetünk a rendszer fellevegőzése nélkül, illetve különböző hőfokokon végzett frakcionált elpárologtatással a radioaktiv anyagot tisztithatjuk.

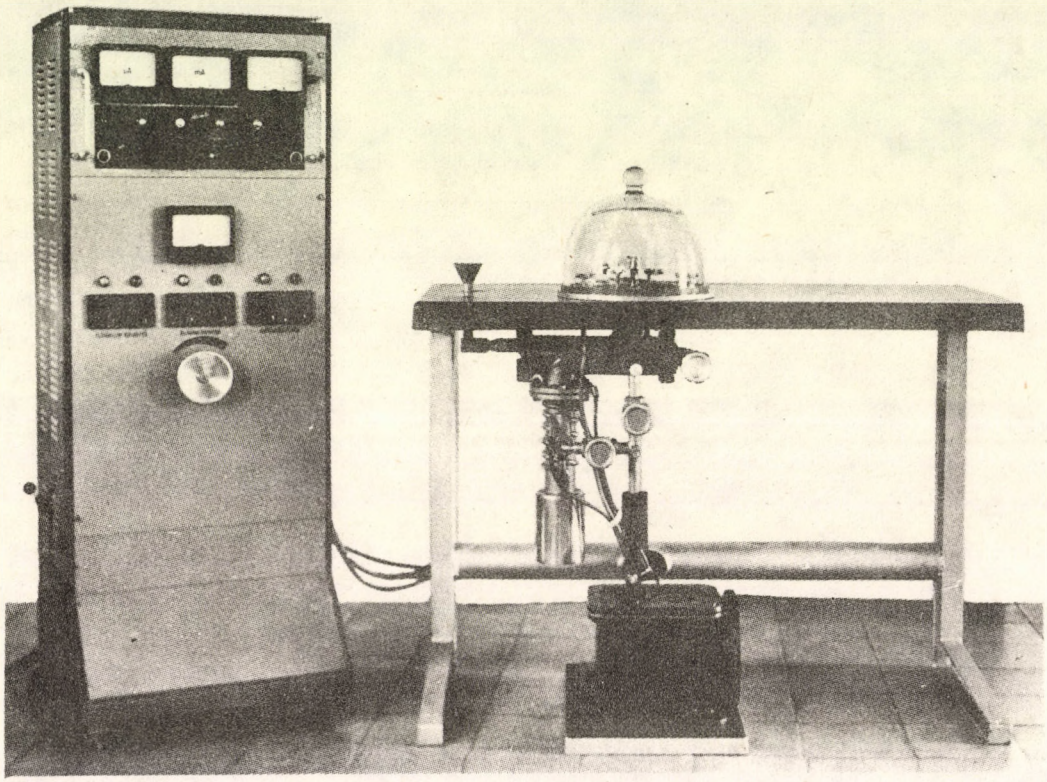
A továbbitást végző aluminium korong is egyszerü Al lemezből van kivágva, igy könnyen cserélhető és szennyeződés esetén nagyobb veszteség nélkül eldobható. A tárcsából egy a centrumból kb. 30°-os szögben kiinduló cikkrész ki van vágva. Ezt a részt forditva a kályha felé, vákuum alatt is jól látható lesz a csónak és benne az aktiv anyag.

A párologtatáskor keletkező aktiv vagy mérgező gőzök leárnyékolására egyrészt a szivócső torkolatához ⑪, másrészt az elektróda tartó rudacskákra, vékony aluminium lemezből kivágott ernyőket foghatunk fel ⑫, amelyek a munka befejezése után esetleg egyszerüen eldobhatók. A kiálló csavarokra és elektródvégekre kis polietilén védő hüvelyeket huzunk, amelyek munka után szintén eldobhatók. Hogy a pumpák idő előtti elszennyezését meggátoljuk, a szivócsövekbe hullámos aluminium lemezt helyezünk ⑪ a csövekkel párhuzamosan, ugy, hogy a szivósebesség ne romoljon lényegesen. E lapokat is gyakran cserélhetjük.

A párologtató berendezés két részből áll (3. ábra.): asztalszerü állványból, melyen a párologtató berendezés és a vákuumrendszer van elhelyezve, és mellette egy különálló elektromos rész, amelyen az áramellátó és az összes mérőberendezések találhatók. Az asztalszerü állványon a párologtató mellett nagyobb területet biztositottunk azért, hogy ott az előkészitő munkák elvégezhetők legyenek. A párologtatás elvégzése után pedig ugyan ez a hely alkalmas arra, hogy ott tisztogatási munkák folyhassanak. Az asztal felülete teljesen sima, 5 mm vastag vinidur lemezzel van bevonva.

A kapcsolószekrény különválasztása azért is célszerünek látszott, hogy a munkahely minél kevésbé legyen zsufolt, és igy minél kevésbé forogjon fenn a radioaktiv szennyeződés veszélye.

A kapcsolószekrény kerekeken gördithető és ebben vannak elhelyezve az összes mérő és szabályozó müszerek. Az elpárologtatáshoz szükséges nagy áramerősséget kis feszültség mellett a 220 Voltos hálózatból transzformátorral állitjuk elő. E transzformátoron a kis feszültségek durva állitása (5,5; 7; 12 Volt) a szekunder oldalon lévő leágazó csavarokról történik, a finom szabályozás biztositására pedig a primer oldalt a hálózatra kapcsolt toroid transzformátorról tápláljuk. A kályhán átfolyó áramerősség maximális értéke 50 Amp.



3. ábra. A berendezés fényképe.

Az asztal alatti részen helyeztük el a vákuumszivattyu rendszert, mely a szokásos alkatelemekből áll, ugymint: nagyvákuumszelep, kifagyasztó csapda, olajdiffuziós szivattyu, elővákuumszivattyu, mérőfejek, csapok, stb.

A vákuumrendszer tervezésénél ügyelni kellett arra, hogy a párologtatás magasvákuumban, nagy szivósebesség mellett történjen a következő okok miatt:

a./ A radioaktiv anyagveszteség akkor lesz a legkisebb, ha az elpárologtatandó anyag részecskéi (molekulái) ütközés nélkül teszik meg az utat a kályhától a forrásalapig.

b./ Az elpárologtatás magas hőmérsékletén se következzék be sem a radioaktiv anyag, sem a felizzitott kályha oxidációja. A kályhák fémanyagának oxidációja olyan vegyületet eredményezhet, amelyik könnyebben párolog, mint az oxidálatlan fém, és igy a forrást beszennyezheti.

Ennek megfelelően a készüléken alkalmazott olajdiffuziós szivattyu szivó teljesitménye 30 lit/sec, az elővákuumszivattyué pedig 2 m^3/óra.

Hogy a laboratórium levegője ne szennyeződjék, az elővákuumszivattyu kipufogó csövét a szabadba vezetjük ki.

A fentiekben ismertetett berendezés kielégitően teljesiti a bevezetésben összefoglalt, a magspektroszkópiai források előállitására szolgáló vákuumpárologtatóktól megkivánt követelményeket.

Irodalom

[1] *C.S. Cook:* Nucleonics, *11*/1953/ No. 12. p. 28.
[2] *M.C. Inman - D. Quigley:* Journ. of Sci. Instr., *35*/1958/226.
[3] *P. Erman - W. Parker:* Nuclear Instruments, *5*/1959/124.
[4] *L.W. Barr - D.A. Blackburn:* Journ. of Sci. Instr., *36*/1959/197.
[5] *N. Jackson:* Journ. of Sci. Instr., *37*/1960/169.
[6] *H. Widmer - J. Kirsch:* Rev. Sci. Instr., *31*/1960/791.
[7] *R. Hoffmann - H. Kaiser:* Kernenergie, *4*/1961/12.
[8] *R. Stockendal - K.E. Bergkvist:* Nuclear Instruments, *1*/1957/53.
[9] *C.H. Braden - G.E. Owen - J. Townsend - C.S. Cook - F.B. Strull:* Phys. Rev., *74*/1948/1539.

ALUMINIUMOXID /Al_2O_3/-TARGETFÓLIA KÉSZITÉSE

Somorjai Endre

Az aluminiumoxidhártya számos olyan előnyös tulajdonsággal rendelkezik, amelyek magfizikai vizsgálatok céljaira alkalmassá teszik. Aluminium-, vagy oxigén-magokon létrehozott magreakció-, vagy szóráskisérletekben szilárdsága révén öntartó targetként alkalmazható. Erőssége miatt targethátlapként kiválóan használható. Nagy hőállósága biztositja, hogy a gyorsitott bombázó-részecskenyaláb nem égeti ki. Elegendő vékonyra készithető, igy a reakció során kilépő részecskék energiáját csak kismértékben változtatja meg, vagyis pontos energiamérést tesz lehetővé, amely különösen szóráskisérleteknél fontos. Ezen utóbbi célra összetevőinek viszonylag alacsony Z rendszáma miatt is alkalmas. Az Al_2O_3-film hátrányos tulajdonsága, hogy meglehetősen rideg, törékeny.

Készitése a könnyebb áttekinthetőség kedvéért három fázisra bontható:

1. előkészités,
2. anódikus oxidáció (eloxálás),
3. maratás.

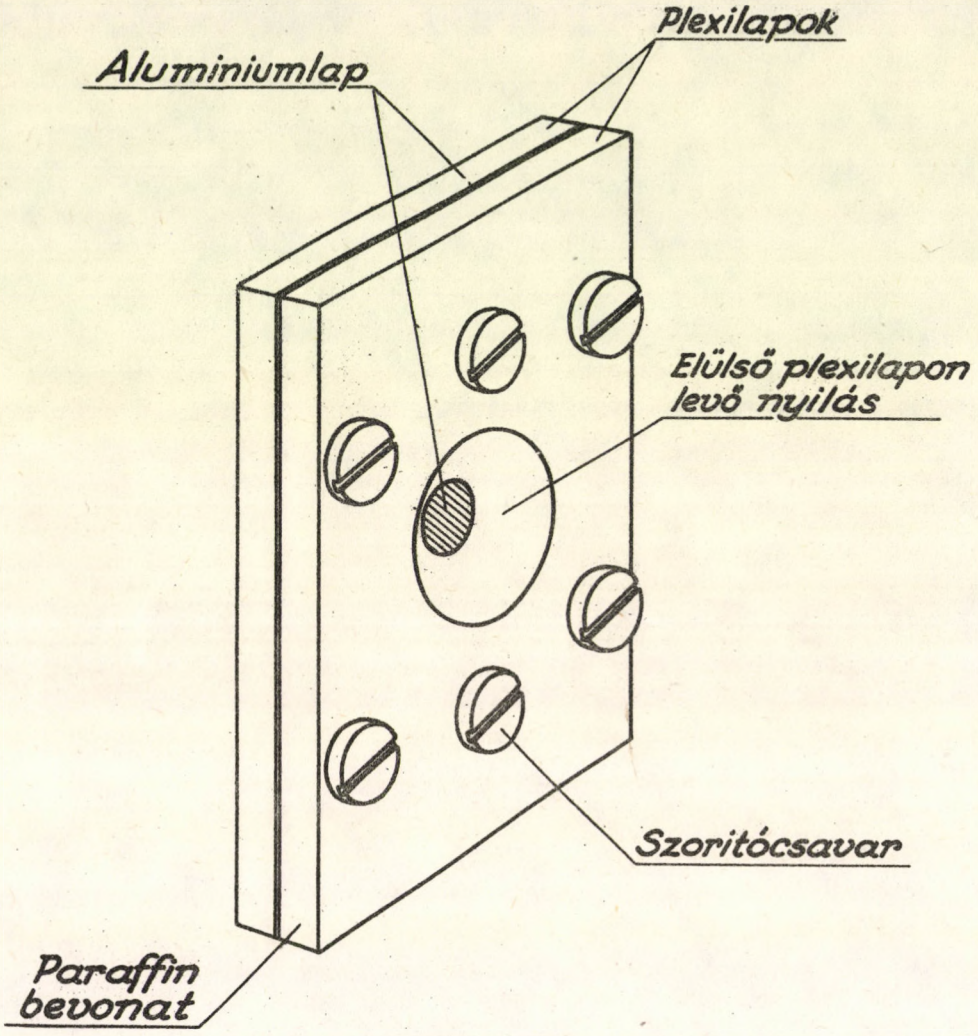
Az egyes szerzők [1-7] által közölt munkák csak az eljárás részleteinek konkrét kivitelezésében különböznek, a lényeget tekintve egy és ugyanazon utat követik. A módszerek ezen közös vonása, az Al_2O_3-targetfólia készitésének alapja, egy speciális elektrolizis (eloxálás), melynek során az aluminium-anód felületén - adott feltételek esetén - Al_2O_3 réteg alakul ki. Ezen felületi réteget kell a továbbiakban szabaddá tenni, vagyis valamilyen módon el kell távolitani a vele szorosan érintkező aluminium fémet.

A továbbiakban az általunk használt eljárás részletes ismertetését adjuk, az előzőkben emlitett 3 készitési szakaszra bontva.

1. A rendelkezésre álló 0,1 mm vastag aluminiumlemezt megfelelő méretre vágva pormentes üveglapon puha ruhával a lehető legegyenletesebbre simitjuk. A kapott sima lapot alapos tisztitás után hig, meleg HNO_3 oldattal fényessé tesszük, majd desztillált vizzel leöblitjük. Száradás után csavarok segitségével két plexilap közé szoritjuk. Az egyik szoritólap közepén a kivánt méretü és alaku fóliával azonos nagyságu nyilás van vágva. A plexilapok érintkező éleit összecsavarozás után meleg paraffinba mártjuk (1. ábra.), majd tömény, meleg NaOH oldatba (50 g NaOH + 170 ml deszt. viz) helyezzük, amely a fóliának szánt területen - ahol a fent emlitett nyiláson keresztül szabadon érintkezhet az oldattal - az aluminiumot 0,02 - 0,03 mm-re elvékonyitja. A paraffin megakadályozza, hogy a lug a plexilapok közé szivárogjon és igy az aluminiumot a kivánt területen kivül valahol megtámadja. Vigyázni kell arra, hogy a vékonyi-

tást ne vigyük tulzásba; csak addig szabad az oldást végezni, hogy a lapot fény felé tartva, azon még semmilyen pórust ne lehessen látni. A vékonyitás befejeztével a plexilapok közül kivett lemezt alapos desztilláltvizes mosás után az oxidáló-fürdőbe tesszük.

2. Az anódikus oxidációhoz 3 %-os ammoniumcitrát elektrolit-oldatot és grafit-katódot használtunk. Anódként a fent leirt módon előkészitett aluminiumlap szol-

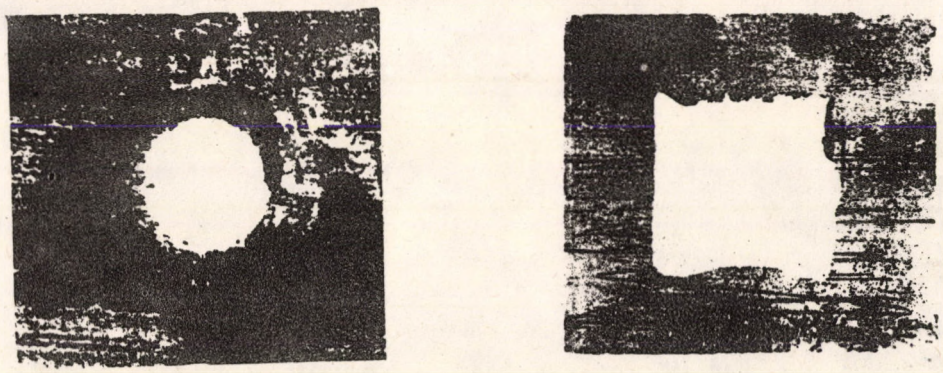


1. ábra. Az aluminiumlap felületdarabjának elvékonyitására használt eszköz összecsavarozás után. A nyilás szabja meg a kialakitandó fólia alakját és nagyságát. Az aluminiumlap széleit a lugtól paraffinbevonat védi.

gált, melyet fém csipesz tart az elektrolitban, biztositva egyben az elektromos kontaktust is. Ismeretes [1-5], hogy a nyerhető oxidréteg vastagsága 13,7 Å/V, tehát a kivánt vastagságnak megfelelő feszültséget kapcsolhatjuk az elektródákra. A kezdeti áramsürüséget kb. 30 - 40 mA/cm^2-re állitjuk be tolóellenállással. Az áram hatására az aluminium-lap teljes felülete oxidálódni kezd. Amint a jól szigetelő oxidréteg egyre vastagszik, az áram természetesen fokozatosan csökken, végül a kivánt vastagság elérésekor teljesen megszünik. A szennyeződésekre nagyon kell ügyelni, mert ezek az eloxálási folyamat közben szikrázásokat okoznak az anódon, melyek a felületet megrongálhatják. Természetes tehát, hogy a vastagság növelésével (azaz a feszültség növelésével) a tisztaságot méginkább fokozni kell. Az oxidáció után az eloxált felület fényes,

acélos szinü. Deszt. vizes mosás és száritás után a kialakult oxidréteg alól az aluminium fémet el kell távolitani, melyet savas maratással végzünk.

3. Az előzőek során kialakitott elvékonyitott rész fölé tömény NaOH oldatot cseppentünk, mely az ottlévő oxidréteget leoldja. Ezután a deszt. vizzel ismét lemosott oxidált lapot függőlegesen cc. HCl oldatba meritjük. A sósav - mivel az Al_2O_3-réteget nem oldja - csak a NaOH oldattal szabaddá tett aluminiumot támadja meg. Végül csupán a kivánt alaku és nagyságu (ugyanolyan, mint a plexilap nyilása) aluminiumoxidfólia marad meg a lap közepén. Óvatos mosások és száritás után meglehetősen szilárd és igy könnyen kezelhető "keret" (0,1 mm) közepén, ezzel szorosan és folytonosan kapcsolódva megkapjuk a kivánt vastagságu filmet. Vékonyabb (20 - 30 $\mu g/cm^2$) fóliák esetén a sósavból történő kivétel fokozott óvatosságot igényel, mert egészen kis folyadékrezgések esetén is a réteget egyenlőtlen oldalnyomások érhetik és igy kiszakadhat. Jól bevált az általunk használt "maratóedény", mely nem más, mint egy lepattintott tetejü üveg rázótölcsér. Ilymódon lehetséges a sósav csapon keresztül történő lassu, rázkódásmentes, egyenletes leeresztése, tehát a szakadás elkerülése.



2. ábra. Egy 30 $\mu g/cm^2$ (baloldalon), és egy 80 $\mu g/cm^2$ (jobboldalon) vastag Al_2O_3-fólia.

A fentemlitett elvékonyitás azért szükséges, hogy a sósavas oldás gyorsabb legyen. Itt kell még megjegyezni, hogy bár tisztaságra kell törekednünk, 99,99 %-os aluminiumot nem célszerü használni [7], éppen a savas oldás lassusága miatt. Minél tisztább ugyanis az aluminium, a sósav annál gyengébben oldja. Az általunk készitett oxidhártyák vastagsága 20 $\mu g/cm^2$ és 150 $\mu g/cm^2$ közé esik. A vékonyabbak felülete kb. 0,3 cm^2, a vastagabbaké 14 - 15 cm^2. A fóliák ráeső fényben vastagságuktól függően másmás szineződést mutatnak. A szinek alapján durván ellenőrizhető a 13,7 Å/V vastagságtörvény érvényessége. A 2. ábrán látható két Al_2O_3-fólia, melyek vastagsága 30, ill. 80 $\mu g/cm^2$. Előbbi szintelen, mig a másik zöldes szinü, ami az alkalmazott feszültségek (~60 ill. 180 V) alapján várható is (a szinek a fekete-fehér nyomásu ábrán nem láthatók). A leirt elektrolitikus készitési mód jelentősége abban áll, hogy a kapott film vastagságát az előállitáshoz használt feszültségből kielégitő pontossággal ismerjük, s igy nem lépnek fel a vékony rétegek vastagságmérésének közismert nehézségei.

Targetként vagy targethátlapként - mint emlitettük - jól alkalmazható, azonban jó szigetelő lévén, a targetfeltöltődés elkerülése érdekében vékony fémréteget - rendszerint aluminiumot, melyet eleve ugyis tartalmaz - kell rávinni. Szerencsére ez nehézségbe nem ütközik, mert fémet nagyon könnyen lehet rá párologtatni. Az itt leirt

készitési eljárás alapján természetes, hogy a targethátlapként alkalmazott fóliára vegyi uton rávitt targetanyagnak nem szabad lugos közegben lennie.

Befejezésül ezuton is köszönetet mondok *Dr. Szalay Sándor* professzor urnak, az intézet igazgatójának munkám iránt tanusitott állandó érdeklődéséért.

Irodalom

[1] *G. Hass:* J. Opt. Soc. Am., *39*/1949/532.
[2] *K. Strohmaier:* Z. Naturf., *6A*/1951/508.
[3] *O. Hoffman:* Z. Phys., *143*/1955/147.
[4] *L. Harris:* J. Opt. Soc. Am., *45*/1955/27.
[5] *J.R. Joung:* Phys. Rev., *103*/1956/292.
[6] *D.A. Bromley - J.A. Kuehner - E. Almqvist:* Nucl. Phys., *13*/1959/1.
[7] *U. Hauser - W. Kerler:* Rev. Sci. Instr., *29*/1958/380.

KÖZEPES TELJESITMÉNYÜ TRANZISZTOROS ANÓDPÓTLÓ

Szentirmay Zsolt

A dolgozat tárgya egy 2 - 3 elektroncsöves készülék anódtápfeszültségét előállitó tranzisztoros kapcsolás leirása. Segitségével 6 V-os akkumulátor vagy szárazelem feszültségből 3 W teljesitményt szolgáltató 250 V-os egyenfeszültséget állithatunk elő csaknem 60 % hatásfokkal. A berendezés igen előnyösen alkalmazható hordozható ill. telepes készülékek áramellátására.

Az alábbiakban egy egytranzisztoros, 3 W kimenő teljesitményü konvertert ismertetek. Kapcsolási rajza az 1. ábrán látható. A készülék földelt emitteres kapcsolásu OC 1016-os teljesitménytranzisztorral müködik. Egyenáramu munkapontját 60 Ω és 4,7 kΩ ellenállásból álló osztólánc állitja elő. A munkaponti kollektoráram 1,9 mA. A kollektorkörbe van beiktatva a 38 menetü Ø 0,9 mm CuL huzalból álló primer tekercs, mely az 54 menetü Ø 0,3 mm bázis- vagy visszacsatoló, és az 1016 menetü Ø 0,18 mm huzalból készitett szekunder tekerccsel közös vasmagon van.

Bekapcsoláskor néhány mA-es áramlökés keletkezik a kollektorköri tekercsben, mely a visszacsatoló tekercsben olyan feszültséget indukál, ami a bázis negativ feszültségét növeli. Ez a kollektoráram további növekedését vonja maga után. Igy a tranzisztor munkapontja a dinamikus kafakterisztika mentén felfelé vándorol; az áram amplitudója folytonosan nőni, a kollektorfeszültség csökkenni fog. Ha az egész telepfeszültség a primer tekercsre esik, az áram limitálódni fog. A bázis feszültsége zérus lesz, majd a kollektoráram csökkenésével átpolározódik, s igy a lavina az ellenkező irányban is végbemegy. A jelek oszcillogrammja szerint a tulajdonképpeni amplitudóváltozás fa az egész rezgésidő kb. 1/20-ad része esik, mig a többi időt a tranzisztor a munkapontban tölti.

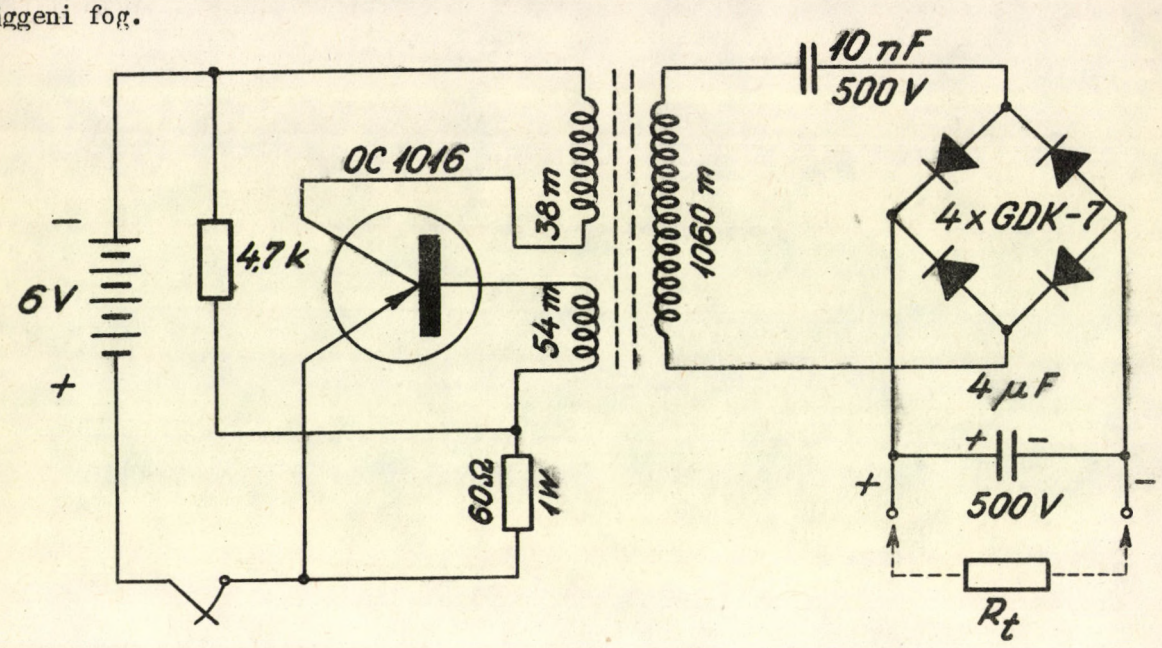
Mivel a rezgésben csak a kapcsolás önkapacitása vesz részt, a frekvencia viszonylag nagy, 2 - 3 kHz-es lesz.

A vasmag anyaga ferrit. Leginkább az E42 tipus felel meg, bár más 2 cm^2-es ferrittel is müködik a készülék. Légrés: 0,5 mm. Nagyobb légrésnél eltünik az oszcillációs hang, de a hatásfok erősen lecsökken. Sziliciumos vasmag esetén is sokkal kisebb lesz a hatásfok.

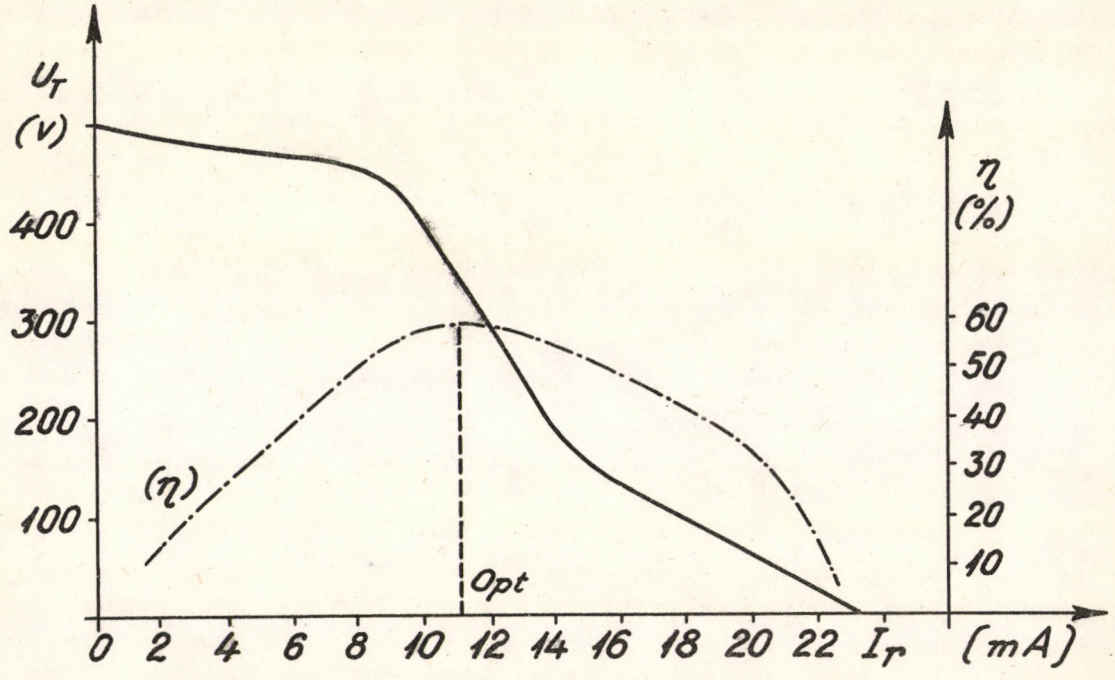
Az OC 1016-os tranzisztor hütőfelületek nélkül P_D = 2 W-al terhelhető. Esetünkben azonban kb. 5,5 W primer teljesitményre lehet számitani. Az ehhez szükséges 100 cm^2 hütőfelületet (Rádiótechnika, 1961. 7.216.) 5 db. függőlegesen elhelyezett köralaku aluminiumlemezzel értem el.

A szekunder tekercsen fellépő 360 V_{eff} feszültséget diódákkal kétoldalasan egyenirányitva pufferkondenzátorra visszük. A szekunderkörbe iktatott 10 nF-os kon-

denzátor a diódákat védi a tulterheléstől, s egyben biztositja, hogy az oszcilláció még teljes kimeneti rövidzár esetén se álljon le. Nagyságától azonban a hatásfok is függeni fog.



1. ábra. Az áramátalakitó kapcsolási rajza.



2. ábra. Az áramátalakitó karakterisztikus görbéi.

6 V-os tápfeszültség esetén az áramátalakitó müködése közben 1,2 A áramot vesz fel. Ez az érték a terhelés növelésével csökken. Frekvenciája 3 kHz, szintén csökken növekvő terheléssel. A kimenő feszültség és a hatásfok terheléstől való függését a 2. ábra mutatja.

Látható, hogy minden munkaponthoz tartozik egy R_T = opt. terhelő ellenállásérték, ahol maximális hatásfokkal történik az energiaátadás. Ez az érték esetünkben kb. 30 kΩ. Ennél a terhelésnél a konverter hetásfoka csaknem 60 %. A kivánt kimenő teljesitmény 250 V mellett 3,12 W, melyet 56 % hatásfokkal kapunk.

Mindebből leszürhető az a tanulság, hogy hasonló felépitésü áramátalakitókat (legyenek azok kis- vagy nagyfeszültségüek) mindig az adott terheléshez kell méretezni ill. beállitani, hogy az átalakitás hatásfoka maximális lehessen.

Irodalom

Ambrózy: Félvezető dióda és tranzisztor katalógus. Bp. 1961.
A rádiótechnika könyvei 25. és 28. sz.
Rádiótechnika, 1959. 3, 8, 11. sz.
Rádiótechnika, 1961. 7, 9. sz.
Radioschau, 1959. 6. sz.
Radioschau, 1960. 9. sz.
Radio und Fernsehen, 1961. 6. sz.
Rádióamatőr füzetei, 13-14, 17, 26, 27. sz.

SUOMALAISEN
TIEDEAKATEMIAN
KIRJASTO

LYUKKÁRTYA-TARTÓ ÉS RENDEZŐ ASZTALKA

Schadek János

Intézetünkben az izotópok nyilvántartása céljából bevezetett lyukkártyák tárolására és kezelésére egy gördülő asztalkát szerkesztettünk, amin a kártyák elrendeződése olyan, hogy azok mindig pontosan egymáson feküsznek, és igy a széleken levő, kiválasztást szolgáló lyuksorok is pontosan egyvonalba esnek.

A kivánt célt ugy értük el, hogy az asztalka felső részén lévő kártyatartó-rekeszeket, mind hossz-, mind keresztirányban 30°-os dőléssel helyeztük el, és igy e döntött rekeszekbe berakott kártyák saját sulyuknál fogva mindig egyvonalba rendeződnek, és igy a kiválasztó tük beszurása könnyüvé válik.

A kártyatartó-rekeszeket plexiből készült, kétfelé nyiló fedéllel zárjuk; az első fedél a kiválogatás megkönnyitésére asztalként felhasználható.

1. ábra. Fénykép a kész asztalkáról.

Kiadja a
Magyar Tudományos Akadémia
Atommag Kutató Intézete
D e b r e c e n .
A kiadásért és szerkesztésért felelős
Szalay Sándor az Intézet igazgatója.
Készült az Intézet "*Zetaprinton*" tipusu
sokszorosító gépén "*Rotaprint*" eljárással.
Foto és nyomdatechnikai kivitelező
Vencsellei István.
Példányszám: 200
6/1962.

310.565

Atomki Közlemények

IV. kötet 1962. 3-4. szám

M.T.A.
ATOMMAG KUTATÓ INTÉZETE
DEBRECEN
1962. december

Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK-et az MTA Atommag Kutató Intézete /ATOMKI/ adja ki. A szerkesztésért és kiadásért felelős: *dr. Szalay Sándor* egyetemi tanár, az MTA lev. tagja, az intézet igazgatója. Szerkeszti a Szerkesztő Bizottság. Tagjai: *dr. Szalay Sándor* elnök, *Koltay Edéné* titkár, *dr. Berényi Dénes, dr. Csikai Gyula, Medveczky László.*

A lap anyagához hozzájárul a Debreceni Kossuth Lajos Tudományegyetem Kisérleti Fizikai Intézete, valamint Alkalmazott Fizikai Intézete is, amely intézetek szoros együttmüködésben vannak az ATOMKI-vel. Kéziratot elvben külső szerzőktől is elfogadunk, ha az a lap célkitüzéseinek megfelel.

Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK feladatát a következőkben látjuk:

1. Lehetőleg hü képet ad az ATOMKI munkásságáról, tevékenységéről, fejlődéséről. Az ATOMKI tudományos eredményei közül csak azokat hozza részletesebben, amelyek más helyen, akadémiai, nemzetközi vagy egyéb folyóiratban nem jelentek meg. Az utóbbiakról csak felsorolást, esetleg rövid ismertetést, kivonatot hoz.

Más folyóiratokban megjelent közleményeinkhez egyes esetekben hozunk itt kiegészitő közleményt, ha az alkalmazott kutatási módszer eredetisége folytán külön leközlésre érdemes, és helyszüke miatt a nagyobb folyóiratokban a részletes leirás célszerütlen lett volna.

2. Elősegiti különösen a fiatal hazai atomkutatók tudományos ismereteinek bővülését azzal, hogy az atommagfizika egyes területeiről összefoglaló, ismertető közleményeket hoz magyar nyelven.

3. Elősegiti a világon folyó atommagkutatás eredményeinek hazai békés alkalmazását más tudományok és az ipar területén olyan összefoglaló, ismeretterjesztő közlemények utján, amelyek bár tudományosan nem eredetiek, de e téren hazánkban - magyar nyelven - hézagpótló szerepet töltenek be.

Idetartozónak tekintjük az izotópok különböző alkalmazásait a tudományokban, az iparban, stb., valamint az atomkorszak bekövetkeztével kapcsolatban felmerülő szükségleteket, problémákat az oktatásban, és igy tovább.

Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK évenként több számban jelenik meg. Tudományos intézeteknek, intézményeknek cserepéldányképpen vagy kérésükre dijtalanul megküldjük, kötelezettség nélkül. Magánszemélyeknek esetenkénti kérésére 1-1 számot vagy különlenyomatot szivesen küldünk. Ilyen irányu kéréseket az intézet könyvtárszolgálatához kell irányitani /ATOMKI, Debrecen, Bem-tér 18/c. Levélcim: Debrecen 1. Pf. 51. Táviratcim: ATOMKI, Debrecen/.

A T O M K I K Ö Z L E M É N Y E K

IV. kötet 1962. 3 - 4. szám.

TARTALOMJEGYZÉK

TUDOMÁNYOS KÖZLEMÉNYEK Oldal

Csikai Gyula - Gyarmati Borbála - Hunyadi Ilona: $\sigma_{n\alpha}/\sigma_{np}$ hatáskeresztmetszet viszony mérése Na^{23} és Al^{27} magokon 14,6 MeV neutronenergiánál 137

Orbán György: A röntgenfizika haladása 143

Félszerfalvi János - Patkó József: Gammasugárzás mérése termolumineszcenciás dózismérővel 169

Koltay Ede - Fejér Ildikó: Körhengerpólusu kvadrupollencsék terének vizsgálata 177

Berényi Dénes - Biró Béla: Vizsgálatok a szcintillációs β-spektroszkópia technikájára vonatkozólag 183

Bánhalmi József - Bódizs Dénes: 300 keV-os Van de Graaff tipusu elektrongyorsitó berendezés oktatási célra 191

Brücher Ernő: Hordozómentes Ra-228 ($MsTh_1$) és Ac-228 ($MsTh_2$) ioncserés előállitása 197

Brücher Ernő: Ólom (ThB) - bizmut (ThC) ioncserés elválasztása és laktát komplexeik összetételének a vizsgálata 201

MŰHELYÜNKBŐL, LABORATÓRIUMUNKBÓL

Csánky Lajos: Az egyenáramu generátor elektronikus stabilizálása 210

MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA KÖNYVTÁRA

$\sigma_{n\alpha}/\sigma_{np}$ HATÁSKERESZTMETSZET VISZONY MÉRÉSE Na^{23} ÉS Al^{27} MAGOKON 14,6 MeV NEUTRONENERGIÁNÁL

Csikai Gyula - Gyarmati Borbála - Hunyadi Ilona

Al^{27} illetve Na^{23} magokon 14,6 MeV-os neutronokkal létrehozott reakciók hatáskeresztmetszet viszonyaira, aktivációs módszerrel, $\sigma_{n\alpha}/\sigma_{np} = 1,64 \pm 5$ %; $\sigma_{np}/\sigma_{n\gamma} = 128,4 \pm 12$ % illetve $\sigma_{n\alpha}/\sigma_{np} \approx 3,88 \pm 7$ % adódott. Statisztikus elméletből különböző nivósürüség formulákkal, derékszögü illetve legömbölyitett potenciállal számitott hatáskeresztmetszet viszonyoknak a mért adatokkal való összevetéséből az következik, hogy az $\omega = C\ exp[2(aU)^{1/2}]$ nivósürüség formulával, legömbölyitett potenciállal nyerhető legjobb egyezés a direkt és compound protonok arányára.

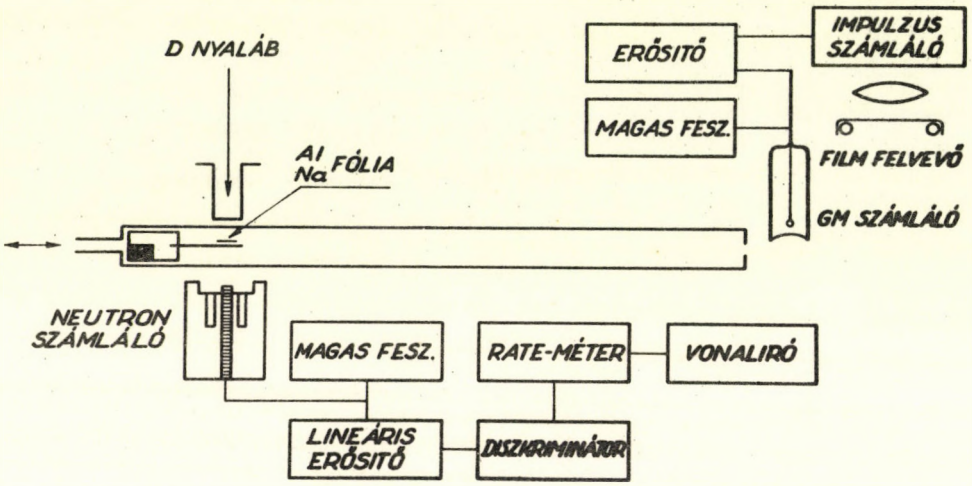
Bevezetés

Az utóbbi években sok kisérletet végeztek a 14 MeV-os neutronokkal létrehozott magreakciók mechanizmusának tisztázására. A közvetlen módszereket (szögeloszlás, energiaeloszlás) hasznosan egészitik ki a hatáskeresztmetszet, illetve hatáskeresztmetszet-viszony mérések. A jelen dolgozat az Al^{27} és Na^{23} magokon 14,6 MeV-os neutronokkal létrehozott magreakciók hatáskeresztmetszet-viszonyára vonatkozó mérésekről és azoknak a statisztikus elmélettel való összehasonlitásáról számol be.

Kisérleti módszer

A vizsgálatokat aktivációs módszerrel az 1. ábrán látható berendezéssel végeztük el. Az aktivált fóliák méretei: vastagság Na esetén: 6,3 mg/cm^2, átmérő 15 mm, Al esetén: 24,8 mg/cm^2, átmérő 18 mm. A nátriumot vákuumpárologtatással polietilén lapra vittük, majd ugyanazon rendszerben egy vékony paraffinréteget párologtattunk rá az oxidáció elkerülése miatt. (Az oxigénen és nátriumon gyorsneutronokkal létrehozott reakciók végtermékeinek közeleső felezési ideje a kiértékelést rendkivül megnehezíti.) A fóliákat tartó polietilén lapot egy polietilén hengerhez rögzitettük, amelyet 1,5 m hosszu csőben pneumatikusan mozgattunk. A dugattyu átfutási ideje az aktiválóés mérőhely között 0,2 - 0,3 sec, igy a mérést a besugárzás után 0,5 sec késéssel már megkezdhetjük olyan távolságban, ahol a generátor közvetlen környezetétől eredő háttér a mérendő aktivitásnál jelentősen kisebb.

Neutronforrásként az intézet 110 kV-os neutrongenerátorát [1] használtuk, amellyel $H^3/d,n/He^4$ reakció utján 14,6 MeV energiáju neutronokat állitottunk elő. A neutronfluxus időbeni ingadozását az 1. ábrán feltüntetett berendezés segitségével rögzitettük. A fóliák béta-aktivitását csillám végablakos GM számlálóval detektáltuk. A jeleket egy NC-10000 tipusu impulzusszámlálóra vittük, melynek állását különböző időpontokban filmfelvevő rögzitette. A generátor ki- és bekapcsolásának, az aktiválandó fólia megfelelő helyzetbe való juttatásának és a filmfelvevő üzemének szinkronját egy időprogramozó biztositotta.



1. ábra. Kisérleti elrendezés az aktiváláshoz és méréshez

K i s é r l e t i a d a t o k k i é r t é k e l é s e

Minden esetben több mérést végeztünk fóliával és fólia nélkül. A fólia nélküli mérésekből kiderült, hogy a hátteret alkotó komponensek felezési ideje és aktivitásának nagysága nem zavarja a vizsgált reakciók végtermékeinek kiértékelését. A fóliával kapott komplex bomlásgörbe analizisénél visszakaptuk a háttér komponensek adatait, ugyanakkor Na esetén egy 10,4 sec és egy 37,0 sec felezési idejü komponenst is kaptunk, ami a $Na^{23}/n,\alpha/F^{20}$ ill. $Na^{23}/n,p/Ne^{23}$ reakcióktól ered; Al esetén 2,3 min., 10,0 min és 15,2 óra felezési idejü komponenseket kaptunk, amelyek az $Al^{27}/n,\gamma/Al^{28}$; $Al^{27}/n,p/Mg^{27}$ és az $Al^{27}/n,\alpha/Na^{24}$ reakcióknak tulajdonithatók. A felezési időkre kapott értékek jól egyeznek az irodalomban közölt [2] adatokkal, ami a mérés és az alkalmazott kiértékelési módszer megbizhatóságát igazolja. A bomlásgörbék kiértékelését maximum likelihood módszerrel végeztük el [3].

A hatáskeresztmetszet-viszony meghatározásánál a béta-energiaspektrumok különbözőségét, valamint a fluxus ingadozást korrekcióba kell venni. A hatáskeresztmetszet-viszonyt az abszorbens nélküli aktivitások viszonyából képeztük. Az adott abszorbenssel mért A_m aktivitásokat a

$$C = \frac{\int_0^{E_{max}} N(E)\,dE}{\int_0^{E_{max}} K(E,d)\;N(E)\,dE} \quad .$$

korrekciós faktorral számoltuk át az $A = C \cdot A_m$ abszorbens nélküli aktivitásokra. A korrekciós faktorban szereplő $K/E, d/$ az E energiához és d adszorbens vastagsághoz tartozó transzmissziós koefficiens, $N/E/dE$ a Fermi elmélet alapján számitott béta-spektrum. A $K/E, d/$ értékeket kisérleti adatokból [4 - 6] és azok interpolációjából vettük.

Az aktivitás és a hatáskeresztmetszet-viszony kapcsolata, korrekcióba véve a fluxusingadozást:

$$\frac{\sigma_a}{\sigma_b} = \frac{A_a}{A_b} \cdot \frac{\sum_n \{c(1 - e^{-\lambda_b t_n}) + \frac{m}{\lambda_b}(e^{-\lambda_b t_n} + \lambda_b t_n - 1)\} e^{-\lambda_b (T - t_n)}}{\sum_n \{c(1 - e^{-\lambda_a t_n}) + \frac{m}{\lambda_a}(e^{-\lambda_a t_n} + \lambda_a t_n - 1)\} e^{-\lambda_a (T - t_n)}}$$

ahol A_a, A_b az egyes komponensek aktivitásértéke a $t = 0$ helyen, λ_a, λ_b a megfelelő bomlásállandók, m és c azon egyenesek paraméterei, amelyekkel az egyes $0 - t_n$ tartományokban közelitjük a fluxus változását, T az aktiválás időtartama [17].

K i s é r l e t i e r e d m é n y e k

A kisérleti eredményeket az I. táblázatban foglaltuk össze. A feltüntetett hibák hibakorlátot jelentenek.

I. Táblázat

Target	Reakció	A végtermék felezési ideje	Hatáskeresztmetszet-viszony		
			$\sigma_{n\alpha}/\sigma_{np}$	$\sigma_{np}/\sigma_{n\gamma}$	$\sigma_{n,2n}/\sigma_{n\gamma}$
Na^{23}	/n, p/Ne^{23}	37,0 sec	3,88 ± 7 %	-	-
	/n, α/F^{20}	10,4 sec			
Al^{27}	/n, p/Mg^{27}	10,0 ± 0,04 min	1,64 ± 5 %	128,4 ± 12 %	<0,3
	/n, α/Na^{24}	15,19 ± 0,21 óra			
	/n, γ/Al^{28}	2,30 ± 0,08 min			
	/n, 2n/Al^{26}	-			

E l m é l e t i s z á m i t á s o k

A statisztikus elmélet segitségével mind az Al^{27}, mind a Na^{23} magra megbecsültük a $\sigma_{n\alpha}/\sigma_{np}$ hatáskeresztmetszet-viszonyt.

A hatáskeresztmetszet-viszonyból a közbenső mag azonos képződési valószinüsége kiesik, igy az egyszerüen a Γ_α/Γ_p csatornaszélesség viszonyra redukálódik. Általában b részecske emissziójára

$$\Gamma_b = M_b \nu_b \int_{E_{min}}^{E_{max}} E_b \sigma_b / E_b / \; \omega / U / dE_b$$

Itt M_b a kilépő rész tömege, ν_b zéró spinü részecskére 1/2, nem zéró spinre 1, E_b a kilépő csatornaenergia, $\sigma_b/E_b/$ az inverz folyamat hatáskeresztmetszete, $\omega/U/$ az U gerjesztési energiáju végmag nivósürüsége. A gerjesztési energia

$$U = E_{b\ max} - E_b + n\delta$$

Az $n\delta$ párenergia hozzáadásával a páros-páros, páratlan és páratlan-páratlan magok nivósürüségében mutatkozó különbségeket vehetjük figyelembe. Az n rendre 0, 1, 2 értékeket vesz fel páros-páros, páratlan és páratlan-páratlan végmagok esetén. A párenergiára

$$\delta = 10\ A^{-1/2}$$

értéket vettünk MeV-ben [7]. $E_{b\ min}$ az az energia, amely fölött második részecske kilépése energetikailag tiltott, $E_{b\ max}$ a legnagyobb lehetséges kilépési energia.

Az inverz folyamat hatáskeresztmetszet értékeit az *M.M. Shapiro* által megadott táblázat [8] adatainak inter(extra)polálásával nyertük. Ezen adatok derékszögü potenciál esetére érvényesek. A valóságot jobban megközelitő lekerekitett potenciál esetére ugyanennek a táblázatnak az adatait használtuk, figyelembevéve a derékszögü potenciál B maximuma és a lekerekitett potenciál B_{eff} effektiv maximuma között *K. Kikuchi* szerint [9] fennálló

$$B_{eff} = B\left(1 - \frac{1,7}{R}\right)$$

összefüggést. (Itt R a mag sugara.)

Az $\omega/U/$ nivósürüség függvényre a különböző magmodellek különböző kifejezéseket szolgáltatnak.

D.L. Allan [10] közepes magok tartományában végzett σ_{np} hatáskeresztmetszet méréseinek a különböző nivósürüség formulákkal számitott hatáskeresztmetszet adatokkal való összehasonlitása során a Fermi-gáz modellen alapuló egyszerüsitett

$$\omega/U/ = C\ exp[2/aU/^{1/2}]$$

formulával [11] jó egyezést ért el, ha az a értékét $A/10$-nek választotta.

C.F. Williamson [12] Na^{23} magon végzett σ_{np}, $\sigma_{n\alpha}$ hatáskeresztmetszet méréseit a *Newton* [13] által adott, héjeffektusokat figyelembevevő

$$\omega/U/ = C\frac{exp[2(aU)^{1/2}]}{A^{5/3}\,(2j_p+1)^{1/2}\,(2j_n+1)^{1/2}\,[2U+3(U/A)^{1/2}]^2}$$

formulával számitott hatáskeresztmetszetekkel hasonlitja össze sikerrel. Ebben a formulában $a = 0,062(j_p + j_n + 1)A^{2/3}$, j_n és j_p az utolsó neutron ill. utolsó proton spinje. A formula a zéró spinü állapotok sürüségére vonatkozik.

Számitásainkat mindkét emlitett nivósürüség formulával elvégeztük. A hatáskeresztmetszet-viszony képzésénél a C állandókat elhagytuk, tekintettel azok gyenge tömegszám függésére [14, 15].

A számitások eredményeit a II. táblázatban találjuk.

II. Táblázat

$\sigma_{n\alpha}/\sigma_{np}$ számitott értékei

Target	Modell	Derékszögü potenciál	Lekerekitett potenciál
Na^{23}	Fermi	3,4	5,2
	Newton	2,7	3,7
Al^{27}	Fermi	1,6	2,6
	Newton	4,8	6,9

D i s z k u s s z i ó

Al^{27} esetén - más mérésünkből nyert $\sigma/n\gamma/ = 0,56$ mb értéket felhasználva - a $\sigma/n,p\gamma/c + \sigma/n,p\gamma/d$ hatáskeresztmetszet értékre 71,9 mb adódik. A $\sigma/n,p\gamma/c$-re korrigált hatáskeresztmetszet érték 55 ± 15 mb [16]. Ezen mérésadatok összevetéséből a $\sigma/n,p\gamma/d$-re 16,9 mb értéket kapunk. A direkt és a közbenső magon át végbemenő folyamatok hatáskeresztmetszetének viszonya $\sigma(n,p\gamma)_d/\sigma(n,p\gamma)_c \simeq 0,31$. Ehhez közeleső értéket (0,58) a kisérleti értéknek csak a lekerekitett potenciállal, Fermi gázmodellel számitott hatáskeresztmetszet-viszonnyal való összevetéséből nyerhetünk. (Feltételezve, hogy az /n, α/ reakció csak közbenső magon át mehet végbe, a $\sigma(n,\alpha\gamma)_c/\sigma(n,p\gamma)_c = H_{\text{számitott}}$ és $\sigma(n,\alpha\gamma)_c/\{\sigma(n,p\gamma)_c + \sigma(n,p\gamma)_d\} = H_{\text{mért}}$ egyenletek meghatározzák a $\sigma(n,p\gamma)_d/\sigma(n,p\gamma)_c$ viszony értékét.)

Hasonló diszkusszió a Na^{23}-ra vonatkozó kevés számu és egymástól nagyon el-

térő adatok miatt nem lehetséges. Mindenesetre, mint a kisérleti és elméleti hatáskeresztmetszet-viszonyok összehasonlitásából látható, szintén ugyanez a modell tud számotadni direkt protonok felléptéről Na esetén.

Irodalom

[1] *Berecz I. - Bornemisza Gy-né - Nagy J.* Magy. Fiz. Foly.: *VI*/1958/431.
[2] *W. Kunz - J. Schintlmeister:* Tabellen der Atomkerne Akademia-Verlag Berlin, 1958.
[3] *Jánossy L. - Rupp E.:* KFKI Közl., *8*/1960/75.
[4] *I. Carlvik:* Ark. för Fys., *6*/1955/1.
[5] *H.H. Seliger:* Phys. Rev., *100*/1955/1029.
[6] *J.S. Marshall - A.G. Ward:* Canad. Journ. of Res., *15A*/1937/39.
[7] *A.E.S. Green:* Nuclear Physics, (McGraw-Will Brok Company, Inc. New York, 1955) p. 250.
[8] *M.M. Shapiro:* Phys. Rev., *90*/1953/171.
[9] *K. Kikuchi:* Progr. Theor. Phys., *17*/1957/643.
[10] *D.L. Allan:* Nucl. Phys., *24*/1961/274.
[11] *J.M. Blatt - V.F. Weisskopf:* Theoretical Nuclear Physics John Wiley and Sons, Inc. New York, /1952/.
[12] *C.F. Williamson:* Phys. Rev., *122*/1961/1877.
[13] *T.D. Newton:* Can. J. Phys., *34*/1956/804.
[14] *P. Fong:* Phys. Rev., *102*/1956/434.
[15] *M. El-Nadi - M. Wafik:* Nucl. Phys., *9*/1958/22.
[16] *G. Brown* et al.: Phil. Mag., *2*/1957/785.
[17] *Csikai Gy. - Bacsó J. - Daróczy S.:* Magy. Fiz. Foly., (Közlés alatt.)

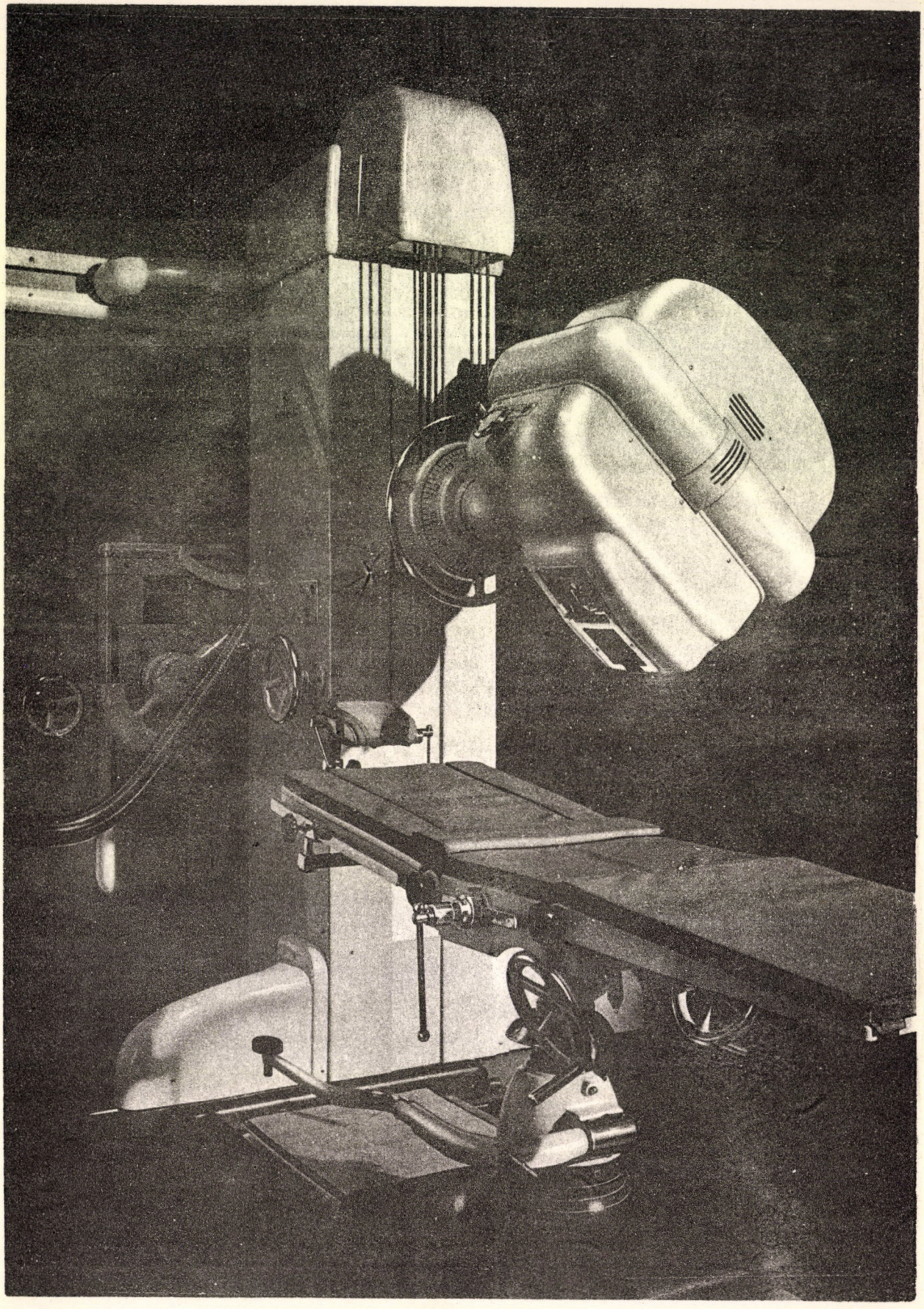
A RÖNTGENFIZIKA HALADÁSA

Orbán György

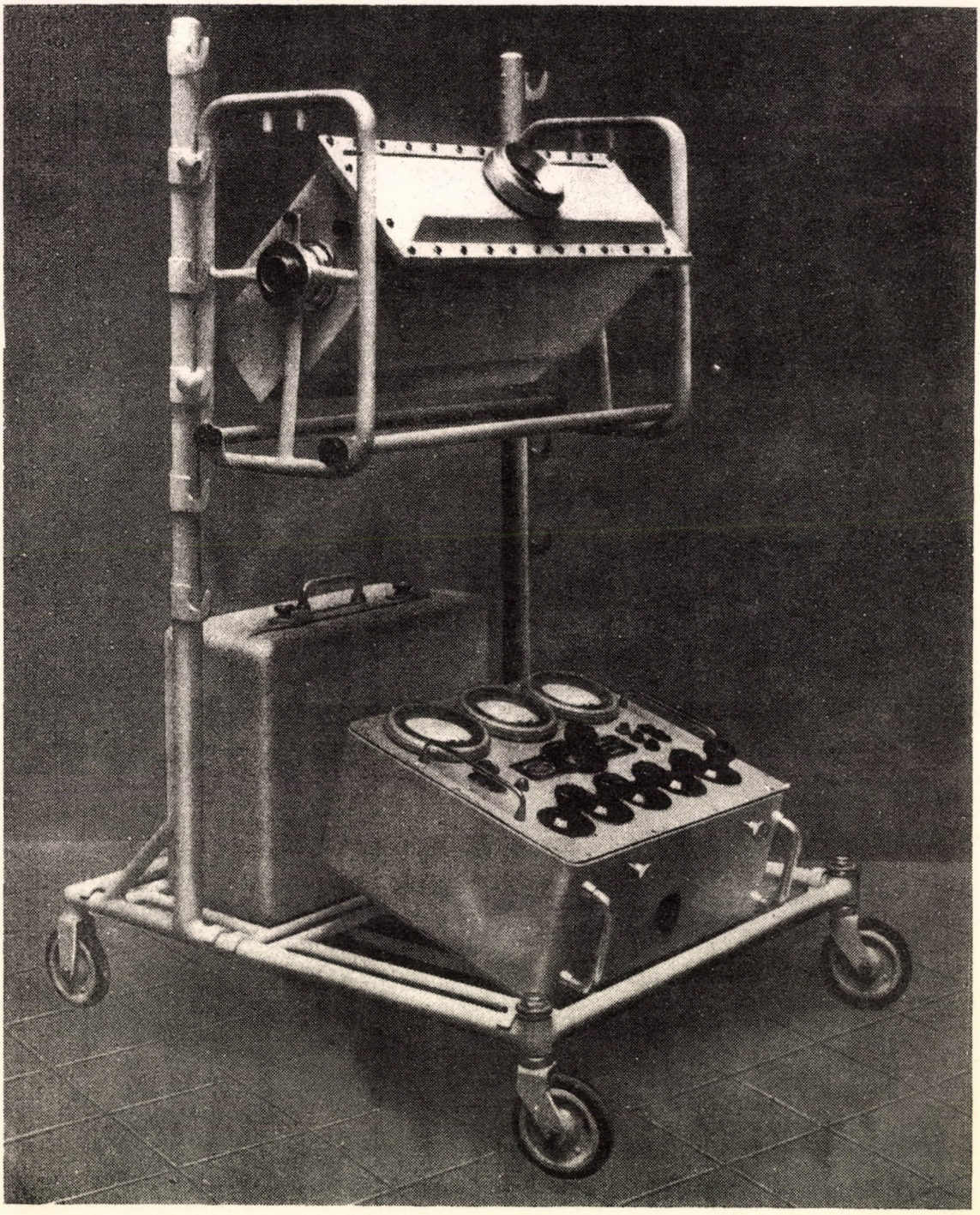
A röntgensugarakat 1895. novemberben fedezte fel *Röntgen W.C.* Würzburgban (Németország) és azóta előállitásának technikája és különböző tudományágakban való alkalmazása hatalmas fejlődésen ment keresztül.

Röntgen kb. 50 kV feszültségü induktorral és néhány mA csőárammal állitotta elő a sugarait, mig jelenleg többszáz millió voltos betatronokkal tudunk röntgensugarakat előállitani, elektron-synchrotronnal pedig 1000 MeV fölé is felmehetünk, messze tulszárnyalva a radioaktiv anyagok gamma sugárzásának energiáját. Az orvostudományban kb. 15 - 30 millió voltos betatronokat használnak jó eredménnyel mélyen fekvő daganatok kezelésére, a müszaki anyagvizsgálatban ennél nagyobb feszültségek is használatosak vastag fémtestek hibáinak feltárására. Fizikai szempontból a nagy energiáju röntgensugarak atommagreakciók kiváltása szempontjából fontosak, különösen a /γ,n/ és a /γ,p/ reakciók állithatók elő nagyobb hatásfokkal. Ez utóbbi folyamat azonban nehezebb magoknál háttérbe szorul. Mindenesetre az ultra nagyfeszültségü készülékekben a hatalmas feszültséghez képest igen gyenge, μ A-rendü csőáramok folynak; hogy mégis jelentős röntgensugárzást termelnek, annak az a magyarázata, hogy szemben a közönséges orvosi és müszaki röntgenkészülékekkel, amelyek az antikatódba ütköző elektronok energiájának csak néhány ezrelékét alakitják át röntgensugárzássá, a sok millió voltos röntgenkészülékben az elektronenergia 50 - 60 %-a alakul át elektromágneses hullámokká az antikatódul használt W, vagy Pt-korongban. Ennek következtében igen egyszerüsödik az antikatód hütésének problémája, amely közönséges röntgencsövekben oly nagy gondot okoz. Az antikatód hütésére a sugárzás utján történő hőelvonás elegendő.

A *betatron* messze kiszélesitette az orvosi sugárterápia és a müszaki anyagvizsgálat alkalmazási körét. Egy 20 MeV-es betatron röntgensugárzása megfelel 2000 gr rádium γ-sugárzásának s ezért eredményesen alkalmazható az emberi testben mélyen fekvő daganatok sugárkezelésénél. A dózis tulnyomó részét a testszövetekben kiváltott szekunder elektronok hozzák létre, mig a foto-magreakciók által termelt nukleonok csak néhány %-ban járulnak hozzá a dózishoz, a magreakciók által termelt radioaktiv izotópok hozzájárulása az összdózishoz pedig elenyészően csekély, pl. egy 31 MeV-es betatron esetében 0,1 ‰. A roncsolásmentes anyagvizsgálat terén is nagy szerephez jutottak a betatronnal előállitott röntgensugarak: egy 30 MeV-es betatronnal 15 perc alatt készithetünk fényképfelvételt 2 m távolságról egy 400 mm vastag acéltömbről. A betatron fókusza rendkivül kicsiny kiterjedésü, a belőle kiinduló nagy áthatoló képességü sugárzás szóródása oldalirányban és hátrafelé elenyésző, ugy, hogy a felvételek rendkivül tiszták és élesek. Ennek következtében 4 - 5-szörös nagyitásu felvételek készit-



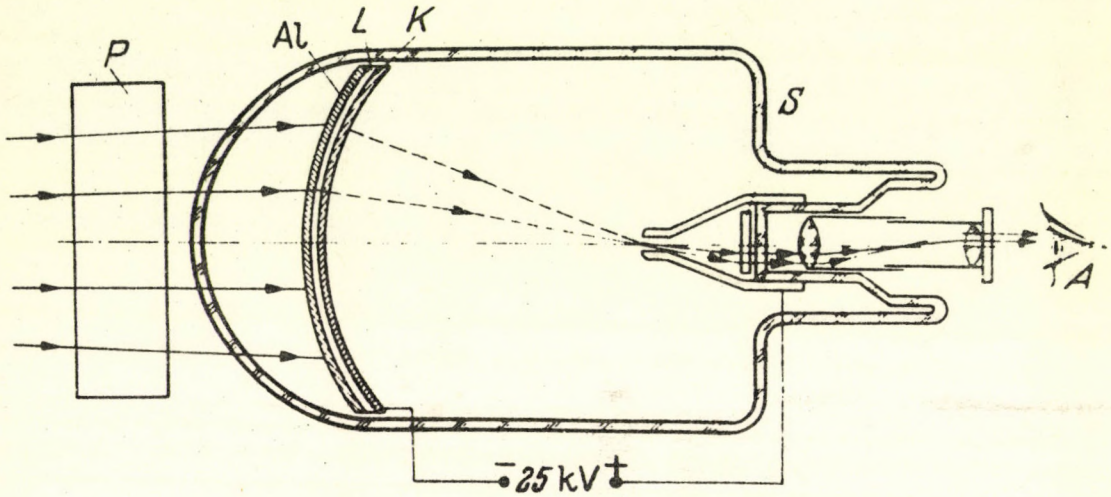
1. ábra. 15 MeV-es Siemens gyártmányú betatron, elektron- és röntgensugarak előállitására, minden irányu beállitást és mozgó besugárzást lehetővé tevő állványra szerelve, besugárzó asztallal.



2. ábra. Magyar gyártmányu, egytank-rendszerü hordozható 250 kV-os müszaki anyagvizsgáló röntgenkészülék.

hetők, amelyekben a százalékos hibafelismerés a vastagság 0,3 %-a, amihez képest a szokásos röntgenfelvételi hibafelismerés csak 1 %, tehát kereken háromszor kedvezőtlenebb.

A technika fejlődése az anyaggal és a hellyel való takarékos felhasználásban is megnyilvánul. E tekintetben példamutatóak a hordozható, hihetetlenül könnyü müszaki röntgenberendezések. A magyar gyártmányu 200 kV 5 mA teljesitményü Liliput nevü röntgenkészülék sulya mindössze 50 kg s egy 15 millió voltos betatron nem sokkal nehezebb 100 kg-nál. (1. és 2. ábra.)



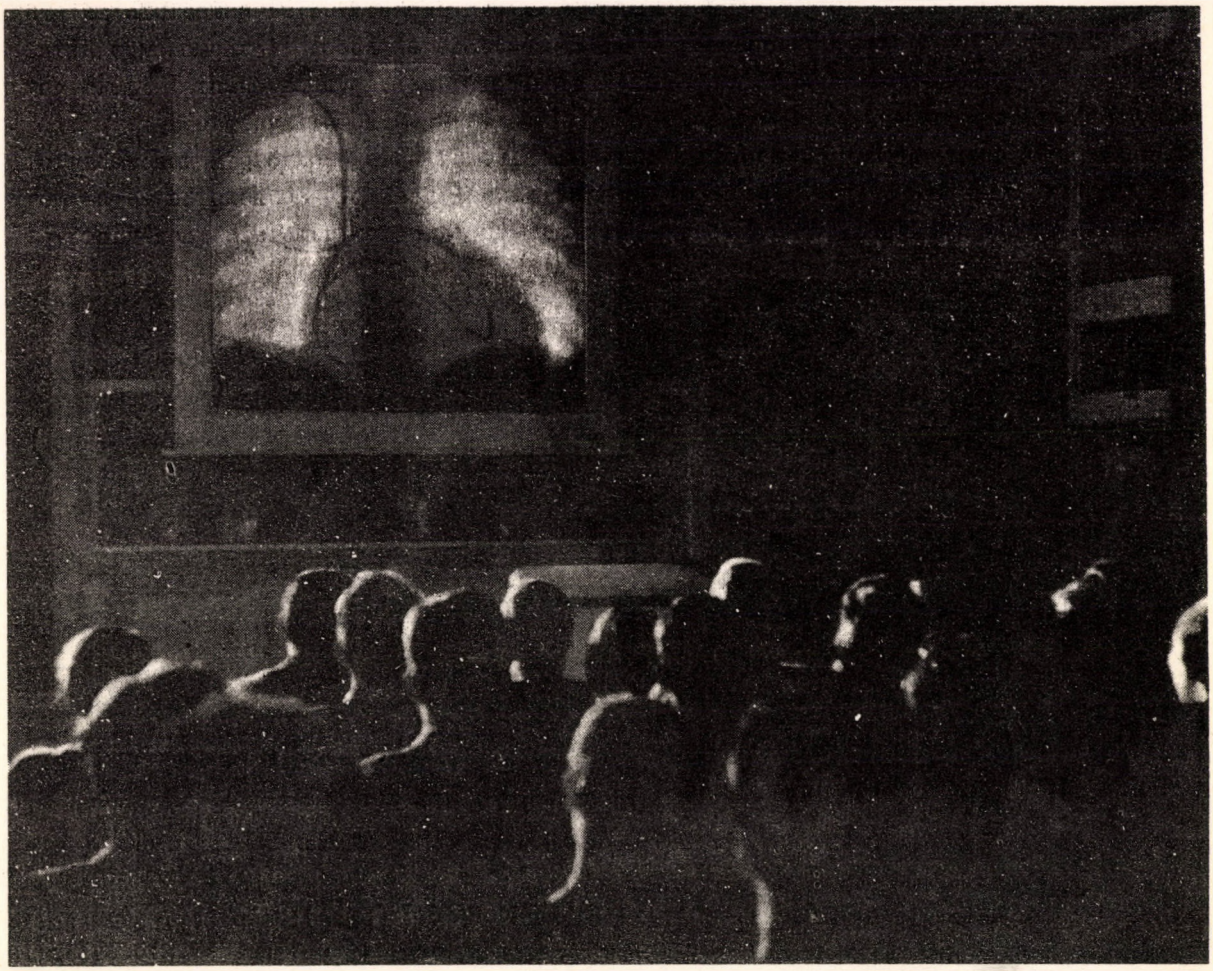
3. ábra. A röntgen-képerősitő müködésének elve.

A néhány évvel ezelőtt kifejlesztett *képerősitő* uj ipari alkalmazási területeket nyitott meg és előnyösen használható az orvosi vizsgálatoknál is.

Elve az ábrán látható. (3. ábra.) A balról beeső röntgensugarak áthaladnak a vizsgálandó *P* tárgyon, majd a hajlitott *Al* aluminium lemezre felvitt *L* átvilágitó ernyőn előállitják *P* árnyékképet. *L* belső oldala *K* fotokatód-réteggel van bevonva, amely fény hatására elektronokat bocsát ki. Az elektronokat 25 kV feszültség gyorsitja fel és egy elektromos lencse *L*-nél kb. tizszer kisebb átmérőjü *S* fluoreszkáló ernyőre fókuszálja. A képet az észlelő szeme *A* helyen binokuláris optika utján nagyitva látja. Az által, hogy a fényelektromosan kiváltott elektronok elektrosztatikai térben nagy energiára tesznek szert, a kép fényessége *S* ernyőn az *L* ernyő fényességének ezerszeresére fokozódik. Ezért nem szükséges elsötétitett helyiségben észlelni. A nagy fényerő lehetővé teszi élesebb fókuszu és kisebb áramterhelésü röntgencsövek alkalmazását, ami növeli a kép élességét és csökkenti a sugárártalmat.

A képerősitőt kombinálni lehet távolbalátó adókészülékkel, ugyhogy lehetséges televizió utján röntgendiagnózist felállitani. A televiziós adókészülék segitségével a vizsgáló helyiségben folyó átvilágitást közvetiteni lehet az előadóterembe és ott televiziós vetitőkészülék segitségével vetitővásznon az egész hallgatóság számára láthatóvá lehet tenni. (4. ábra.)

A legutóbbi időben kialakult egy uj röntgencsőtipus, amellyel 1 µsec-nél rövidebb időtartamu 10^3 - 10^4 A csőáramerősségnek megfelelő röntgensugárimpulzusokat lehet előállitani és azért ezt a csövet röntgenvillámcsőnek nevezték el. Szerkezeti felépitése és kapcsolási rajza az 5. ábrán látható. A csövet massziv W-anódkup és üreges kup alaku *K* katód jellemzi, amely éles ékben fut körbe a tányéralaku *Z* gyujtő elektród

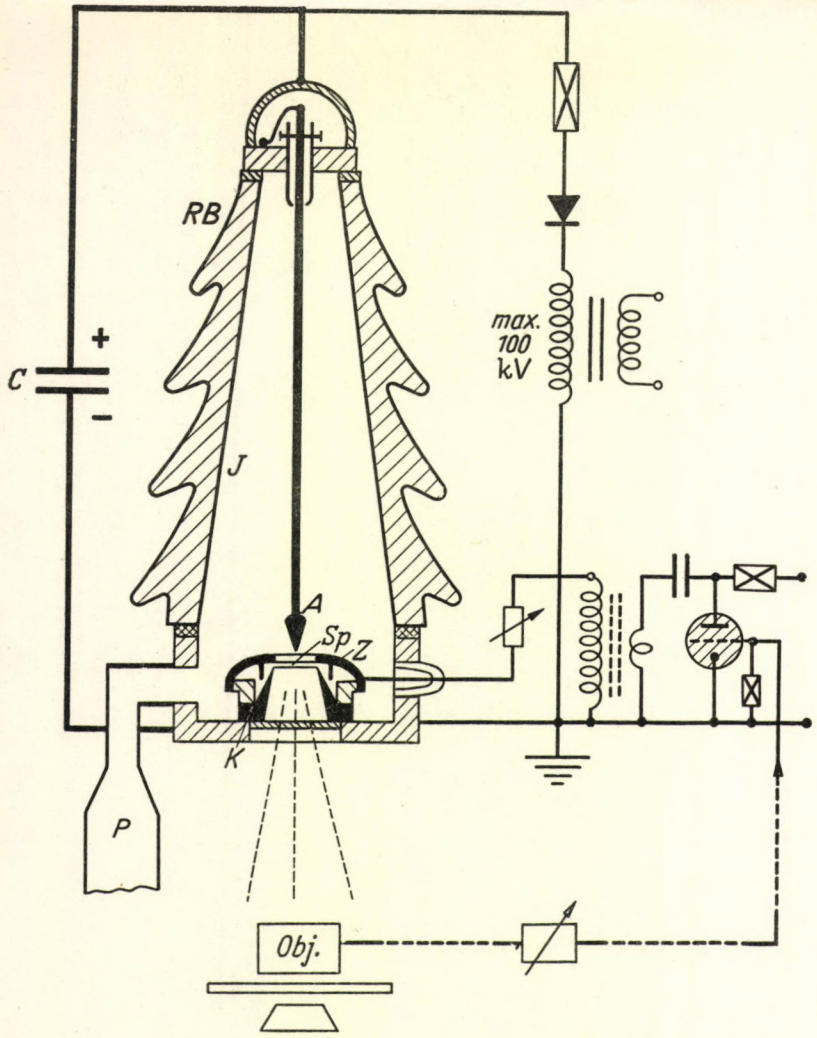


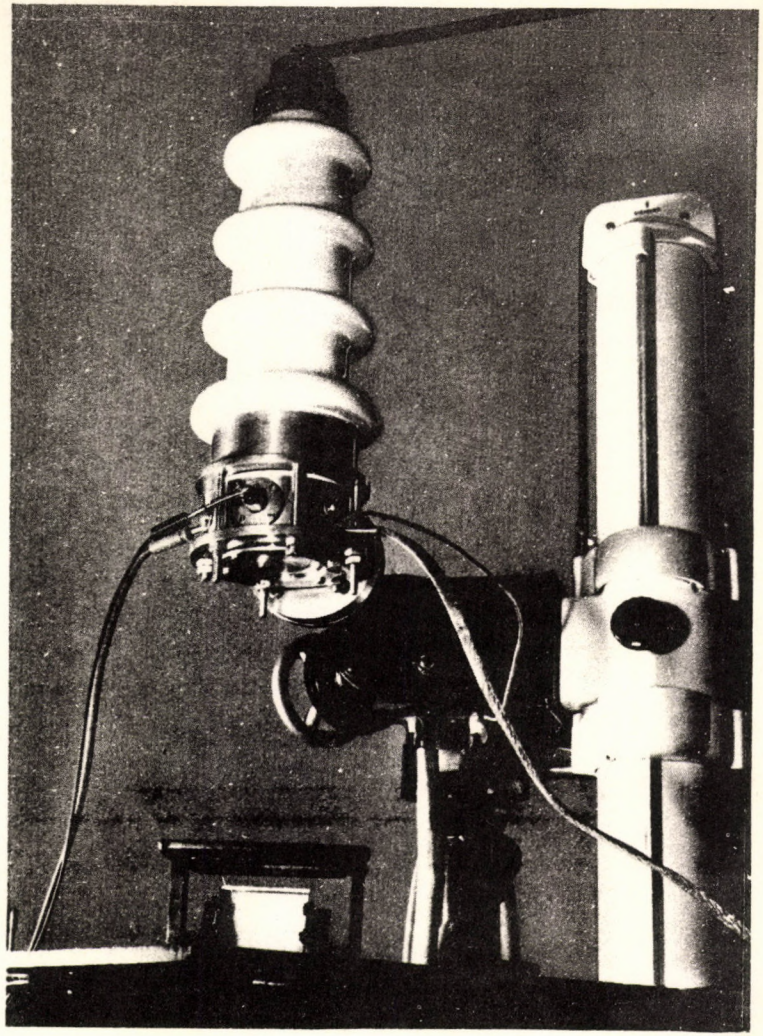
4. ábra. Szív-katéterezés röntgenátvilágitási képének vetitése előadóterembe TV-vetitőkészülékkel.

alatt. A gyujtófeszültséget egy kondenzátornak tiratroncsövön át történő kisülésével állitják elő. A gyujtás pillanatát a *Z* gyujtóelektród és a gyujtóimpulzustrafó között levő változtatható kapcsolási elemmel késleltethetjük. A gyujtótrafó által szolgáltatott nagy elektromos térerősség folytán a gyujtórésben térelektron-emisszió lép fel. A főleg az anód csucsa felé irányuló elektronáram 100 kV csőfeszültségnek megfelelő röntgenvillámot idéz elő. A röntgenvillámok segitségével gyorsan zajló folyamatok tanulmányozhatók, aminők: lövedékek mozgása levegőben és szilárd testekben.

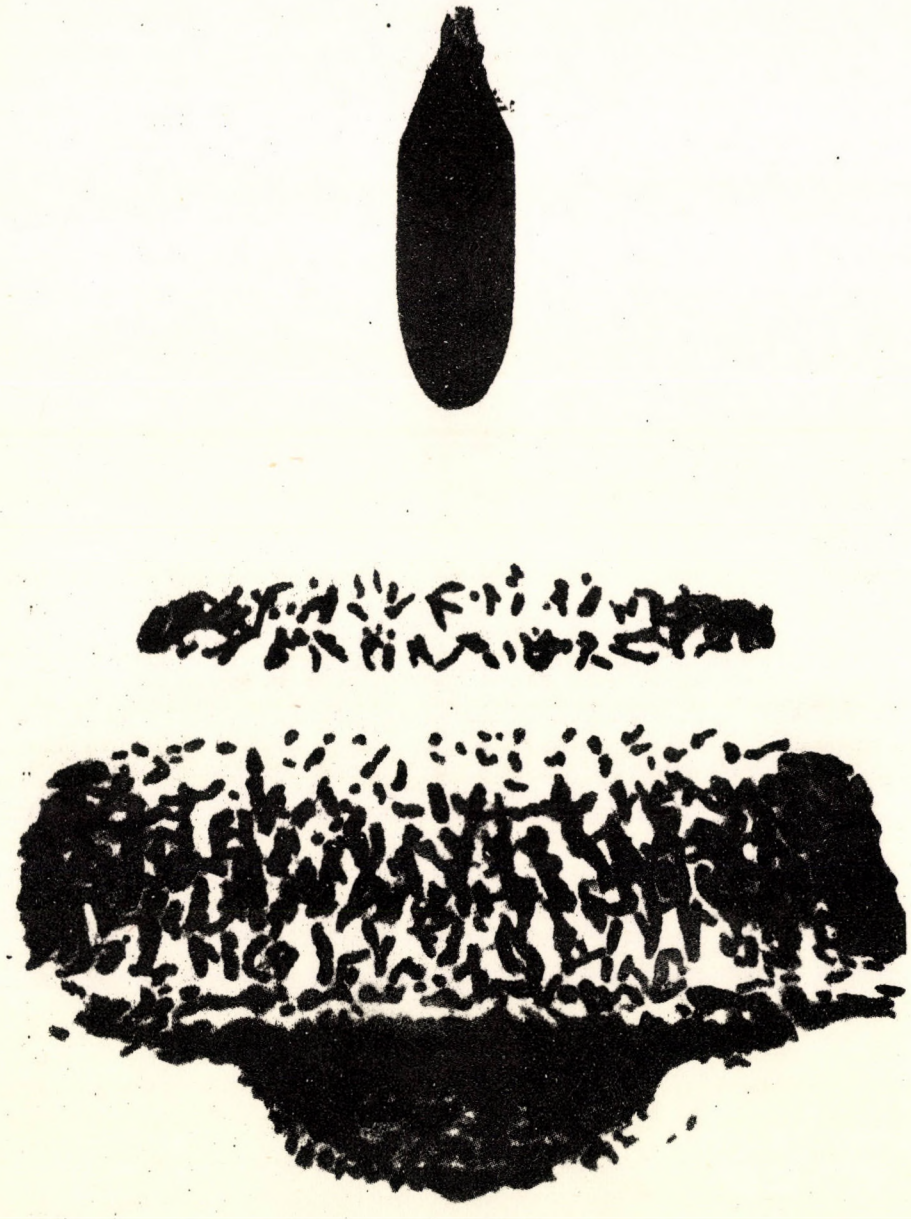
Az idevonatkozó alkalmazások többnyire titkosak. Természetesen fizikai szempontból is fontos egy rakétát vagy ürhajót fellövése pillanatában röntgenvillámmal átvilágitani, hogy a gyorsitó erők hatását a benne lévő tárgyakra tanulmányozhassuk. Azonban *Slack* szerint a röntgenvillám berendezések leggyakoribb felhasználása mindeddig az atombomba fejlesztésével volt kapcsolatban. A 6. ábra *Slack* két felvételét mutatja egy bombáról: robbanás előtt és után. A robbanáskor keletkező vakitó fényjelenség miatt látható fénnyel nem lehetne felvenni a szilánkok eloszlását.

Röntgenvillámok segitségével lefényképezhetők és tanulmányozhatók továbbá a folyadékokon át történő elektromos átütéseknél végbemenő folyamatok, amelyekben extrém magas hőfokok és nyomások lépnek fel. Ha egy feltöltött *C* kondenzátort (7. ábra) egy folyékony dielektrikumon át *S* kapcsoló segitségével kisütünk, akkor először egy





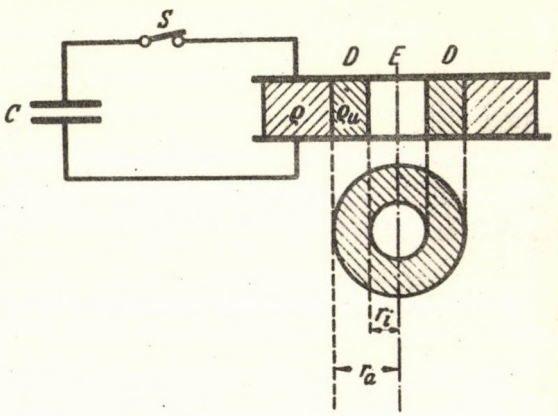
5. ábra. 100 kV-os Schaaffs-féle nagyvákuumu röntgenvillámcső szerkezeti felépitése és kapcsolási rajza.



6. ábra. Vakító fénnyel robbanó bomba röntgen-villámfelvétele (fent röviddel a sztatikai detonáció előtt, lent 50 μsec-mal utána).

keskeny kisülési csatornában levő folyadék melegszik fel és párolog el. Ez a kisülési csatorna rövid idő mulva *E*-vel jelölt kisülési térré tágul. Az ebben a térben található gázplazma tömeg csak csekély törtrésze az abban korábban jelen volt folyadéktömegnek. Ez a tömeg radiálisan kifelé nyomul és bizonyos idő mulva *D* sürüsödési térbe jut. A gázplazma nyomásának hatására keletkező sürüsödési lökéshullámok szuperhangsebességgel terjednek. A 8. ábra elektromos átütések röntgenvillámképét mutatja triklóretilénben (fent) és brómbenzolban (lent), 22 ill. 21 (baloldalt), és 35 ill. 30 µsec-mal (jobboldalt) az átütés után. A röntgenfelvételek kiértékelése szerint brómbenzolnál 2,55-szörös, trikloretilénnél 3,27-szeres sürüségnövekedés jött létre az elektromos átütés következtében (az ábrákon a világos kört körülvevő sötét gyürü terében). A roppant sürüségnövekedésnek megfelelő nyomás 100.000 atm. rendü és az észlelt sürüséggel egyetemben messze meghaladja a *Bridgman* és mások által sztatikai módszerekkel elért értékeket.

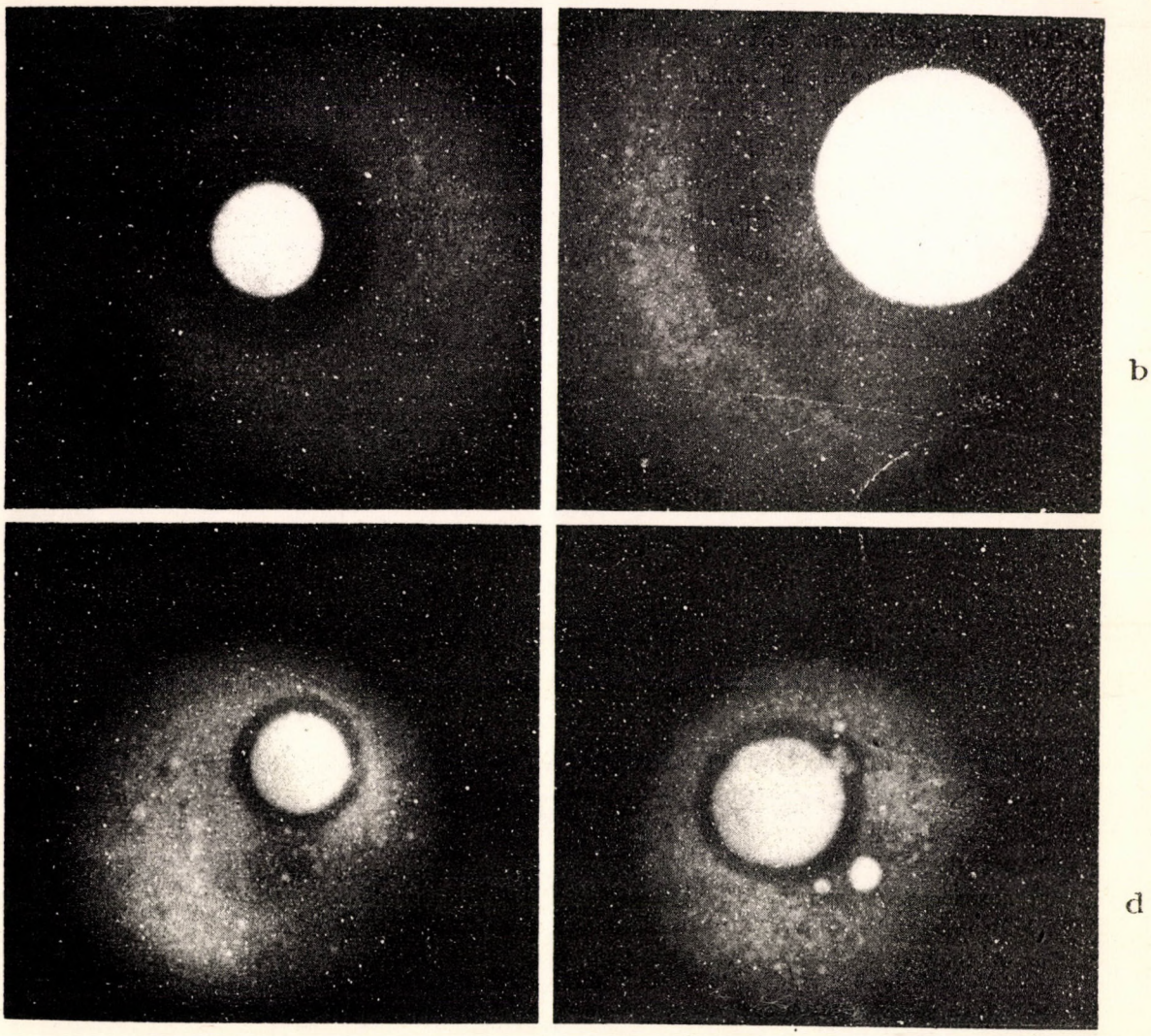
A dörejhullámok kimutatása gázokban röntgenvillámok segitségével szintén lehetséges, ha lágy röntgensugarakat alkalmazunk és a gáz abszorpcióját metiljodid hozzáadásával növeljük. A 9. ábra hengeres lökéshullámok röntgenvillám képét mutatja metiljodiddal kevert levegőben. A hullámokat vékony Al-fóliának kondenzátor-kisüléssel eszközölt gyors elpárologtatása keltette.



7. ábra. Szikrakisülés folyékony dielektrikumon át. *E* kisülési tér, *D* sürüsödési tér.

A leforrasztott röntgenvillámcsövek élettartama az anód erős porlódása miatt kb. 1000 felvételre tehető. A porlódás fényjelenség kiséretében megy végbe. Mintegy 50 µg tömegü világító részecskék kb. 20 m/sec sebességgel repülnek el az élénken világító nagyfeszültségü elektród csucsról. L. erről a szerző felvételét. (10. ábra.)

Ez évben van 50 éves jubileuma annak, hogy *Laue, Friedrich* és *Knipping* a röntgensugarak kristályokon való interferenciáját felfedezték. Az első felvételt, amely erről a jelenségről készült a 11. ábra mutatja. Ez volt az első meggyőző kisérlet a röntgensugarak hullámtermészetének igazolására és a kristályok térrács szerinti felépitésének bizonyitására. A Laue-kisérlet nyomán indult meg a röntgenspektroszkópia, amely az atomok szerkezetének kutatásában rendkivül fontos módszerré vált, valamint a kristályok szerkezetének vizsgálata a röntgensugarak elhajlási jelenségei alapján. Az utóbbi években a röntgensugárelhajlás módszerével kb. tizszer annyi molekulaszerkezet vizsgálatot végeztek mint az összes egyéb kisérletes szerkezetvizsgáló eljárásokkal együttvéve. A röntgenográfiai szerkezetvizsgálatok egyik nagy akadálya annak nagy munkaigényessége. A szerkezetvizsgálathoz szükséges idő gyorsan nő a molekulában levő atomok számával és a kivánt pontossággal. Igy pl. a krizén ($C_{18}H_{12}$) molekula paramétereinek ± 0,04 Å pontossággal való meghatározásához egy munkatárs egy évi munkája szükséges, ± 0,001 Å pontossággal való meghatározás azonban már tizszer annyi időt



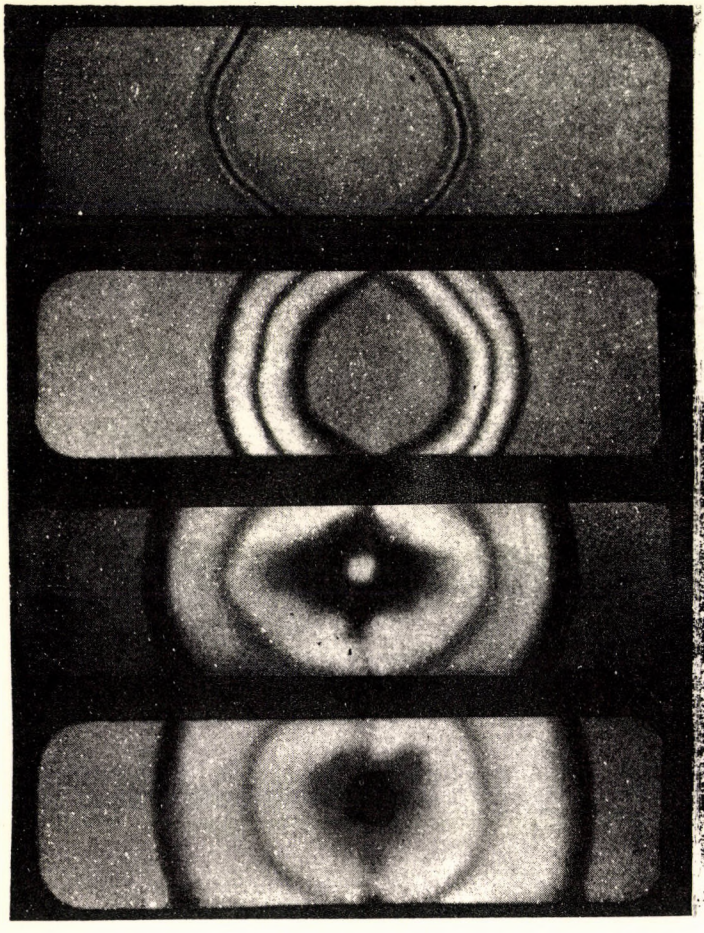
8. ábra. Röntgen-villámfelvételek elektromos átütésekről dielektromos folyadékokon át. *a/* triklóretilén, elektródtávolság 2,5 mm, 22 μsec-mal az átütés után; *b/* triklóretilén, elektródtávolság 2,0 mm, 35 μsec-mal az átütés után; *c/* brómbenzol, elektródtávolság 0,2 mm, 21 μsec-mal az átütés után; *d/* brómbenzol, elektródtávolság 0,2 mm, 30 μsec-mal az átütés után.

igényel. A 200 atomból álló B_{12} vitamin bonyolult molekulaszerkezetének meghatározásához pedig tiz munkatárs tiz évi munkája szükséges.

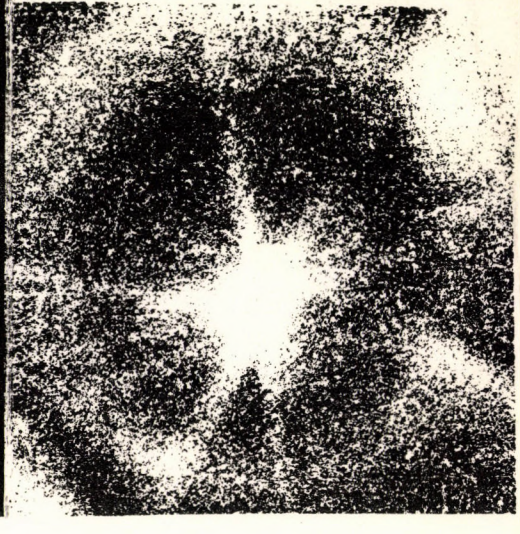
A röntgensugarak szóródása az atom, illetve molekula elektronjain történik és a röntgen finomszerkezet vizsgálatnál az elektronsürüség térbeli eloszlását határozzuk meg, az elektronsürüség maximumai az atomok sulypontjaiban vannak. Mivel az elektronsürüség a három térbeli koordináta periódusos függvénye, ezért kifejezhető egy háromszoros Fourier-sorral, s igy a kristályszerkezet vizsgálat tulajdonképpen az elektronsürüség Fourier-analizise. Megbizható háromdimenziós analizishez kb.4000 tagra van szükség, aminek kimérése és számitása óriási munka. Egyszerüség kedvéért kétdimenziós Fourier-analizist alkalmaznak, mert ekkor már 100 - 200 tag elég jó közelitést ad a szerkezetről. Ez esetben az elektronsürüség vetületi görbéit kapjuk egy alkalmasan választott sikon. Két vagy három sik vetületből a kristályszerkezetet leolvashatjuk. A kristályelhajlási képet azonban nem ültethetjük át közvetlenül elektronsürüségi képbe, mert a felvétel nem tartalmazza a fázis adatát. Ezért kisérletképen,

alapos megfontolással először egy valószinünek látszó próbaszerkezeti modellt kell felvenni és az ebből elméletileg számitott szóródási-adatokat az elhajlási diagrammokkal összehasonlitani. Az eltérések alapján egy javitott modellt állitunk fel, amelylyel a fázis-számitást és a Fourier-szintézist ujra elvégezve, az eljárást addig folytatjuk, mig megfelelő modellhez nem jutunk.

A helyes szerkezet meghatározásához nagy segitséget nyujt a Patterson-analizis. A *Patterson* által felállitott Fourier-sorban a szórási amplitudók és a fázisok helyett az interferenciák intenzitásából közvetlenül megállapitható együtthatók szerepelnek és nem fordul elő benne a fázis-szög. Ez a Patterson-sor háromszorosan periódusos függvénye az elemi cella élhosszainak és a tér bizonyos pontjaiban maximumokat mutat. A koordináta rendszer kezdőpontjától egy ilyen maximumig terjedő vektori távolság az elemi cella két atomjának egymástól való távolsága. Arra a kérdésre azonban, hogy mely atomokat kötnek össze azek a távolságok és hol helyezkednek el ezek az atomok a kristályszerkezetben, csak próbálgatások és továbbvezető vizsgálatok alapján adhatunk feleletet.



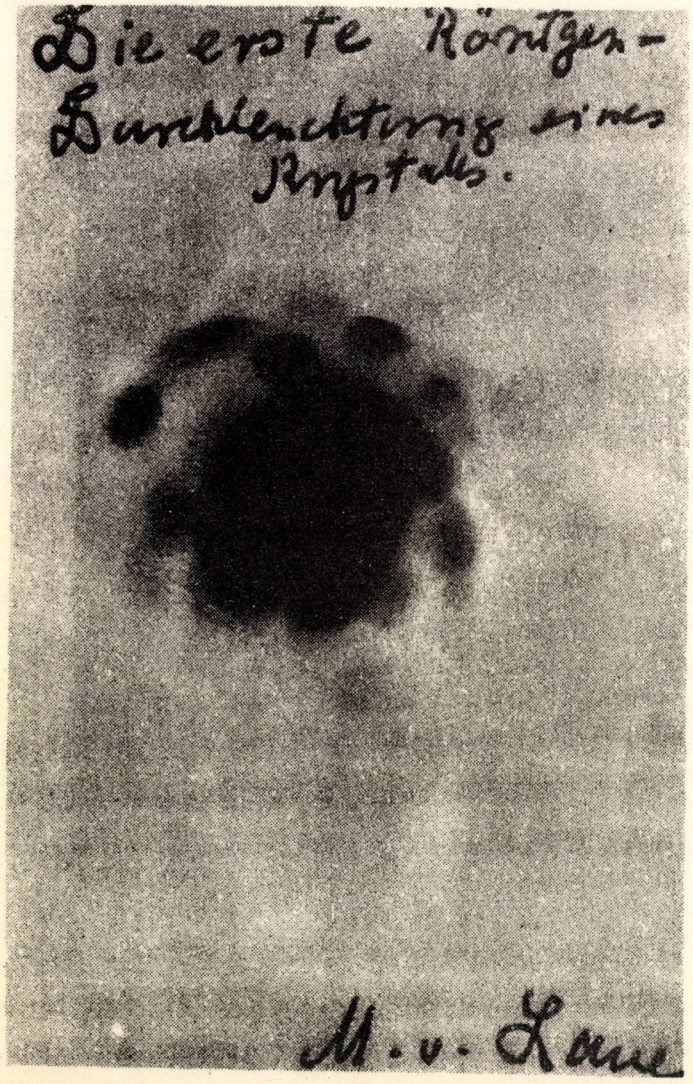
9. ábra. Robbanásszerüen elpárologtatott aluminium fóliáról kiinduló, metiljodid tartalmu levegőben haladó dörejhullámok röntgen-villámképe. *Schall* és *Thomer* felvétele.



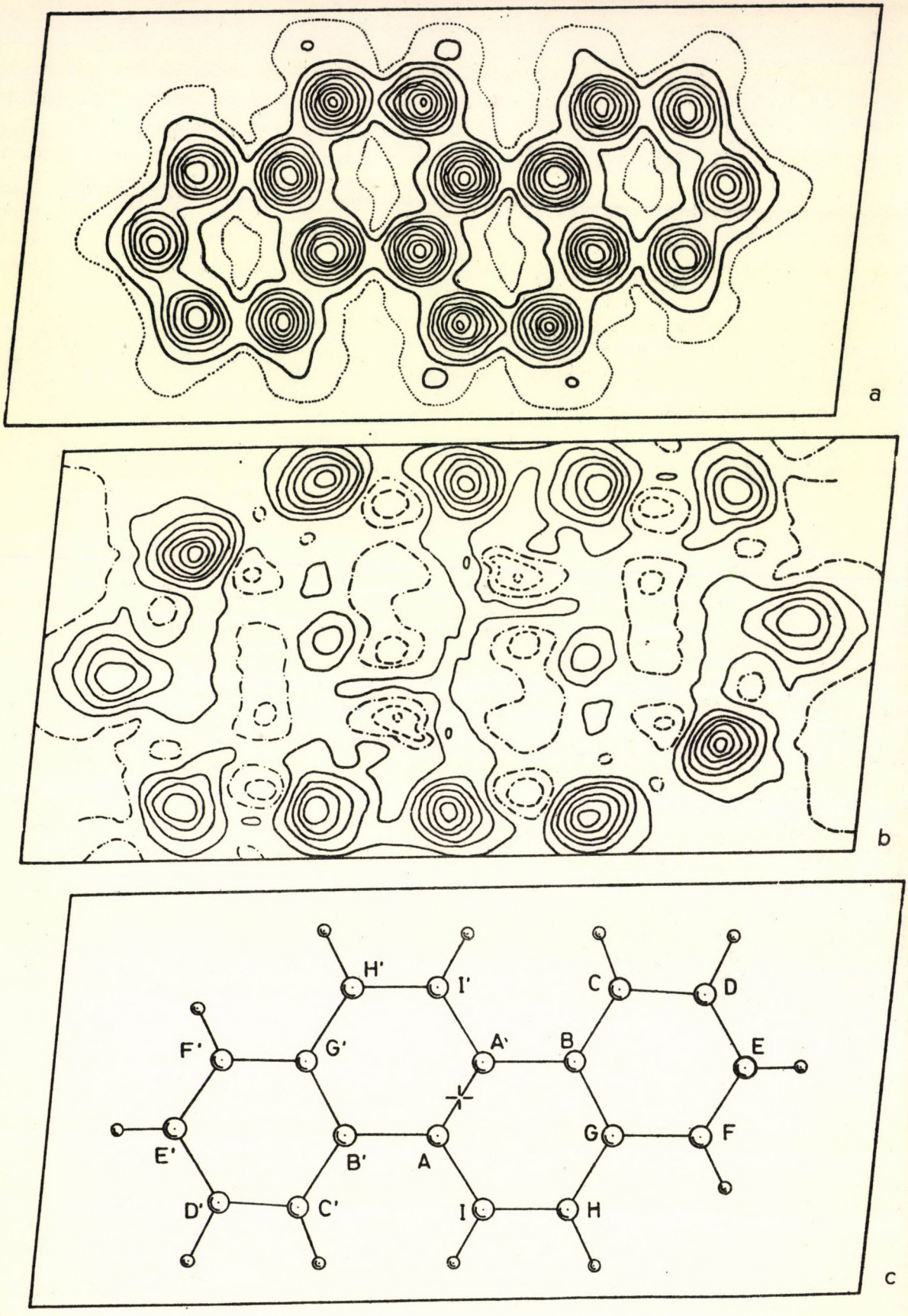
10. ábra. Wolfram-elektród csucsáról nagyvákuumban az elektromos nagyfeszültség hatására leváló nagy sebességgel mozgó izzó anyagi részecskék. *Orbán György* felvétele.

A szerkezetvizsgálati eljárásra példaként szolgáljon a krizén, amelynek preciziós vizsgálatát *Burns* és *Iball* éveken át tartó gondos munkával nemrég (1960-ban) fejezték be. A krizén molekula négy kondenzált benzolgyürüből áll, képlete $C_{18}H_{12}$. A molekula sikban helyezkedik el. Az elektronsürüségeloszlást a 12.a. ábra mutatja. A szintvonalak 1 elektron/Å^2 elektronsürüség-intervallumokat adnak meg. A 12.b. ábra a H-atomok helyének megállapitására szolgáló differenciális Fourier-analizis eredményét mutatja. A 12.b. diagram szerkesztésénél az elhajlási diagramból kiértékelt szórási amplitudóból levonjuk a 12.a. ábra szerinti szénatom-helyzetekből számitott szórási amplitudókat és igy nyerjük a H-atomok helyzeteit. A szintvonalak 0,1 elektron/Å^2 elektronsürüség-intervallumokat adnak meg. A 12.c. ábra a krizén molekula szerkezeti képét mutatja. A, D, E, F-atomok 0,022 Å-mel a molekulasik alatt, a D', E', F'-atomok 0,022 Å-mel a molekulasik felett vannak, mig a többi atom sikban fekszik. A krizén-molekula atomtávolságait azért határozták meg különösen nagy gondossággal, mert a hozzá hasonló felépitésü 3,4 benzpirén, amely 5 kondenzált benzolgyürüből áll, erősen rákkeltő hatásu, mig a krizén nem az. Remélik, hogy a szerkezeti részletek összehasonlitása a krizén és a benzpirén között magyarázatot szolgáltat erre a különbségre.

A jelenleg használatos röntgenográfiai szerkezetvizsgálati eljárásnál különösen két munkafolyamat időtrabló. Először a kristályinterferenciák intenzitásának meghatározása, másodszor a Patterson- és a Fourier-analizis elvégzése. Mindkét munka-

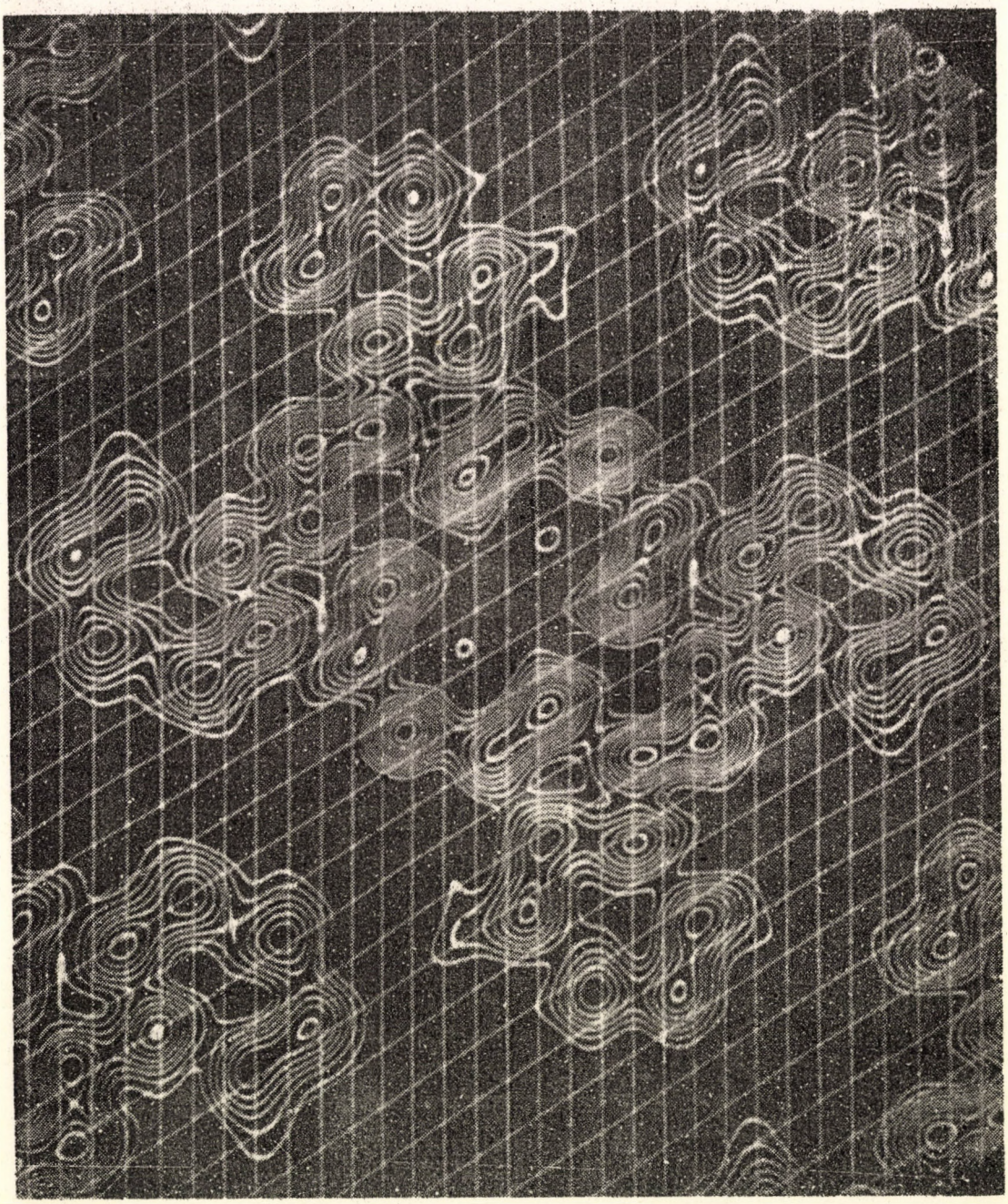


11. ábra. *Friedrich* és *Knipping* első röntgendiffrakciós felvétele *Laue* módszerével. A felvétel rézgálic kristályról készült.



12. ábra. A krizén molekula szerkezete. a/ elektronsürüségeloszlás a molekula sikjában; b/ differenciális Fourier-szintézis a hidrogénatomok helyzetének meghatározására; c/ a krizén molekula metrikus felépitése.

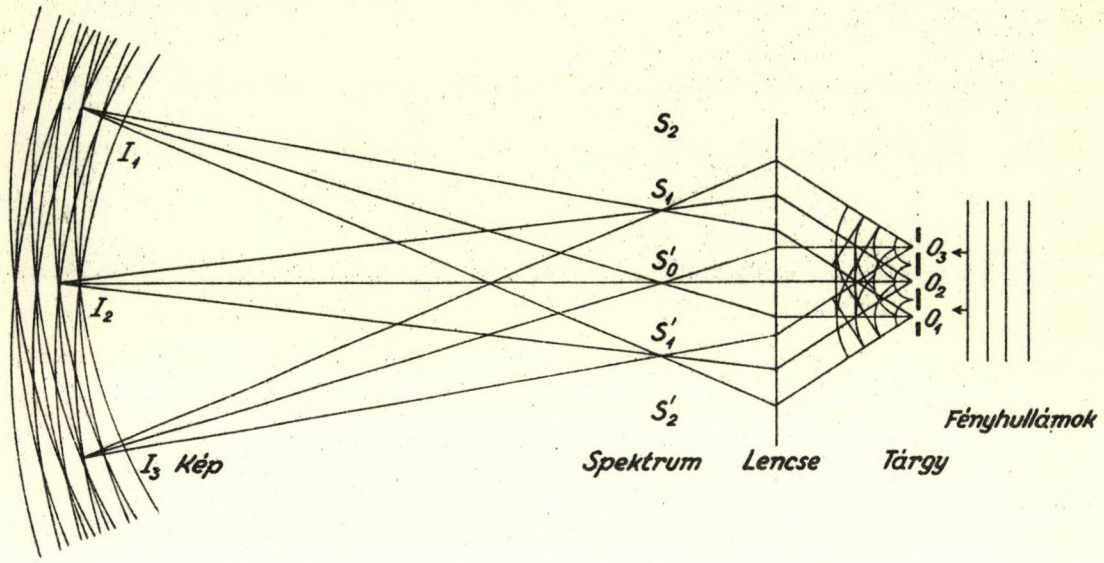
folyamat jelentékenyen lerövidithető digitális számológépek alkalmazásával. Az első folyamathoz programvezérléses goniometereket lehet alkalmazni. Ehhez mindenekelőtt meg kell határozni az elemi cellát, ami néhány felvétellel aránylag gyorsan elvégezhető. Az elemi cella adataiból a digitális számológép kiszámitja a kristály hálózati sikjainak térbeli helyzetét és egymástól való távolságát. Az igy nyert adatokkal egy goniometer müszert ugy vezérlünk, hogy az a kristály egyes hálózati sikjait a röntgensugarakhoz képest rendre reflexiós helyzetbe hozza és egy detektorral mérjük a mindenkori hálózati sik által elhajlitott röntgensugarak intenzitását. A mért intenzitásokból a digitális számológép a szükséges korrekciók kiszámitása után elvégzi a



13. ábra. A ftalocianin elektronsürüségeloszlásának vetülete. *Pepinsky* gépével készitett felvétel.

Patterson-szintézist, ami azután megadja az elemi cellában előforduló atom-távolságokat. Ezután felállitható a szerkezeti modell, amelynek helyességét a gép Fourier-szintézissel ellenőrzi.

Az *R. Pepinsky* által szerkesztett kristályszerkezetelemző berendezésnél egy elektronikus számológép a Fourier-analizis eredményét egy televiziós vevőcső ernyőjén teszi közvetlenül láthatóvá. A 13. ábra a ftalocianinnak a Pepinsky-géppel felvett elektronsürüség-diagramját ábrázolja.

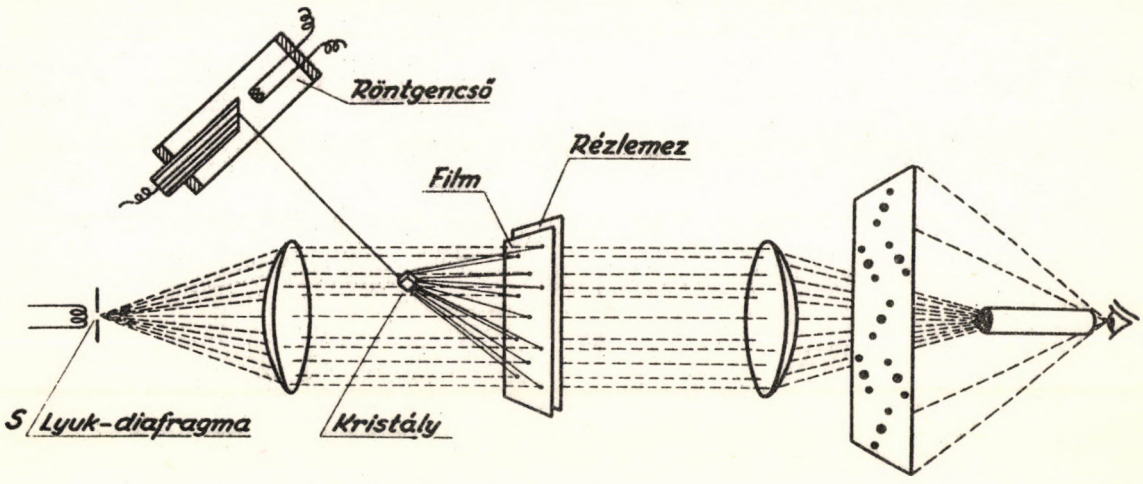


14. ábra. A mikroszkópi kép keletkezésének Abbe-féle értelmezése.

A Fourier-analizissel készitett vetületek azt ábrázolják, hogy mit látnánk, ha a kristályt egy röntgen-mikroszkópon keresztül néznők. Az analógia egy optikai müszer által szolgáltatott képpel közelebbi mint hinnők. *Abbe* felfogása szerint a mikroszkópi kép keletkezése a következőképen fogható fel (14. ábra.). Egy monokromatikus sik hullám essék egy átlátszó vonalas rácsra. Akkor ennek O_1, O_2, O_3, stb. vonalairól szekunder elhajlási hullámok indulnak ki, amelyeket a rajzban függőleges vonallal jelképezett lencse I_1, I_2, I_3.... képpontokban egyesit. Ezen rácskép előállitása két szakaszra bontható. Az első szakaszban az összes vonalak által szórt hullámok a rácsnak megfelelő párhuzamos hullámnyalábokba, az un. spektrumokba szövődnek. A lencse ezeket a spektrumokat S_o, S_1, S'_1, stb. pontokban egyesiti. A rácson átmenő egész fény ezekben a pontokban koncentrálódik. Ezeket a pontokat hullámforrásoknak tekinthetjük, amelyekből kiinduló hullámok a képtér felé haladnak és ott interferálnak. Az S pontokból érkező hullámok a szerkesztés szerint I_1, I_2, I_3 pontokban jutnak azonos fázisba, ugyhogy a rácsvonalak képei ezen pontokban létrejövő erősités folytán keletkeznek. Ha S_o, S_1, S_2 primer elhajlási képről nagyobb hullámhosszuságu sugarakkal készitünk szekunder elhalási képet, mint amekkorával O_1, O_2, O_3 rácsot világitottuk meg, akkor a keletkező szekunder elhajlási kép a hullámhosszak arányában nagyobb lesz az I_1, I_2, I_3 képnél.

Fourier-sort állitani fel a röntgen-analizis eredményeinek összefoglalására annyit tesz, mint számitás utján érni el azt, amit az optikai rendszer automatikusan elvégez. Valóban optikai uton is előállithatjuk a kristályrács röntgen-mikroszkópos képét. Ilyen kristályrács-röntgen-mikroszkóp kisérleti megvalósitására *Bragg W.L.* dolgozott ki több eljárást. *Bragg* egyik legegyszerübb módszerét követve többek között

Buerger M.J. szerkesztett egy alkalmas eszközt. A kisérleti berendezés szkémája *Buerger M.J.* kéthullámhosszu kristályrács röntgenmikroszkópjánál a következő (15. ábra.): *S* monokromatikus pontszerü fényforrással megvilágitjuk a kristályról készitett röntgeninterferencia-diagram pozitiv képét (a torzitatlan reciprok rácsnak megfelelő interferencia-foltocskák helyén lyukakat furunk egy sárgarézlemezbe). Egy nagy gyujtótávolságu lencse (f = 2 m), amelynek tárgyoldali gyujtósikjába helyezzük a megvilági-



15. ábra. *Buerger* kéthullámhosszu mikroszkópjának szkémája.

tott interferencia-diagramot, képoldali gyujtósikjában előállitja az interferencia-diagramot létrehozó kristályrács képét, ha az egyes interferencia-foltocskák fázisait helyesen állitottuk be. Az igy nyert kép még nagyon kicsiny, ezért mikroszkópon át észleljük, ill. fényképezzük. A fényfázisok beállitását a megvilágitott röntgeninterferencia diagram mögött elhelyezett fáziseltoló berendezéssel (az ábrán nem látható) végezzük. Ez kis csillámlemezekből áll, amelyek közbeiktatásával egymástól függetlenül eltolhatjuk az egyes interferencia-foltocskák fázisát, az optikai uthossz megváltoztatása által. Az interferencia-diagramok ugyanis intenzitásdiagramok és igy csak az elhajlitott nyalábok amplitudóit adják meg, a fázisaikat pedig nem. Mivel azonban a fázisok általában nem ismeretesek és mert az optikai eljárás is csak közelitő pontosságu, ezért ezt a módszert csak olyan egyszerüen felépitett kristályoknál lehet alkalmazni, amelyeknek *szimmetria-centrumuk* van, amikor is csak 0 vagy π fázisértékek fordulhatnak elő. A 16. ábrán *Buerger M.J.* kéthullámu mikroszkópjával készitett felvételt láthatunk a markazit (FeS_2) kristályrácsáról, 2,6 . 10^7-szeres nagyitásban. A fekete foltok a vasatomoknak, a hozzájuk párosával tartozó kisebb világos foltok a kén atomoknak felelnek meg.

Végezetül Debrecenben a *KLTE Alkalmazott Fizikai Intézetében* és az *ATOMKI*-ban folyó röntgenfizikai vizsgálatokról szeretnék rövid beszámolót adni.

Az egyik témánk, amellyel *Félszerfalvi János* és *Szentirmay Zsolt* foglalkoznak, a röntgensugarak polarizációjának vizsgálata.

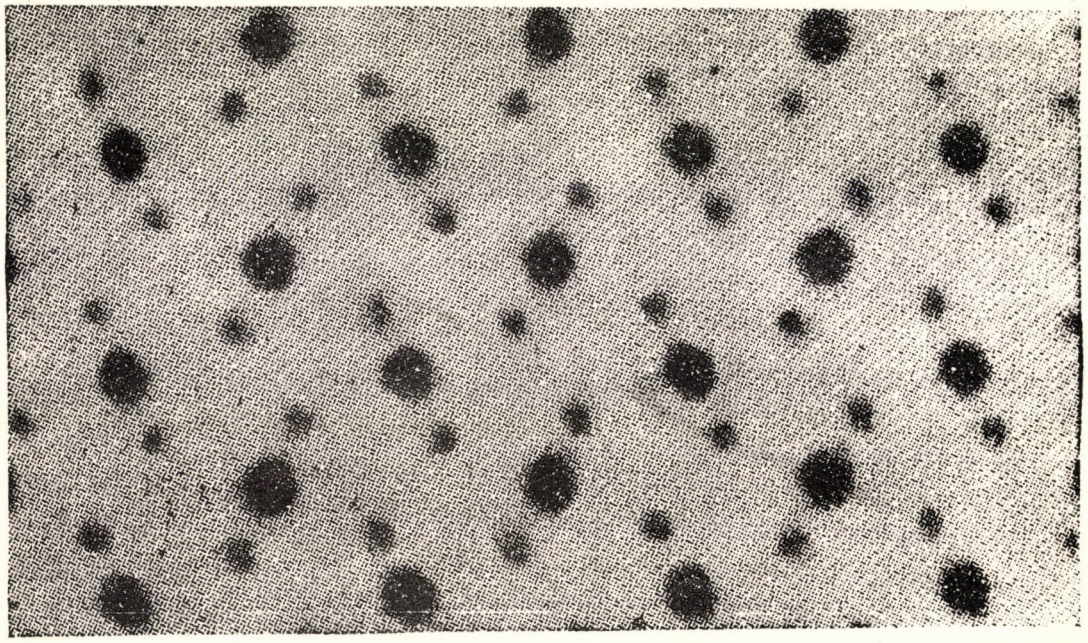
A röntgencső antikatódjából kibocsátott *karakterisztikus röntgensugárzás* polarizálatlan. A *fékezési röntgensugárzás Barkla* (1905) szerint néhány % részleges polarizációt mutat, ami azzal magyarázható, hogy a csőből kilépő röntgensugárzásban a katódsugarak irányával párhuzamosan nagyobb intenzitásu elektromos térerősség rezeg, mint rá merőlegesen. A röntgencső primer sugárzásában a fékezési röntgensugárzás

rövidhullámu határához közeledve, a polarizáció foka növekszik és egyes kutatók szerint a határhullámhossznál a 100 %-ot is megközeliti. A 17. ábra vázlatosan mutatja *Barkla* kisérleti berendezését. A röntgencső sugárzásából ólomernyőbe furt lyukon áthaladó keskeny nyaláb egy kisatomsulyu anyagból (grafit, Al, paraffin) készült szóró testre esik. A szórt röntgensugárzás intenzitását *Barkla* a sugárirányra merőleges sikban elhelyezett I, II ionizációs kamrákkal mérte. Az elektromágneses hullámelmélet szerint a primer sugárirányra merőlegesen szórt sugárzás mindig *lineárisan poláros* és benne az elektromos térerősség a primer és a szórt sugárzás iránya által meghatározott sikra merőlegesen rezeg. II ionizációs kamra, amely a katódsugarak irányára merőlegesen szórt röntgensugárzás $I_{\perp}$ erősségét mérte nagyobb erősségü ionizációt jelzett, mint a katódsugarakkal paralel szórt $I_{\parallel}$ sugárzást mérő I kamra. A polarizáció fokát

$$p = \frac{I_{\perp} - I_{\parallel}}{I_{\perp} + I_{\parallel}} 100$$

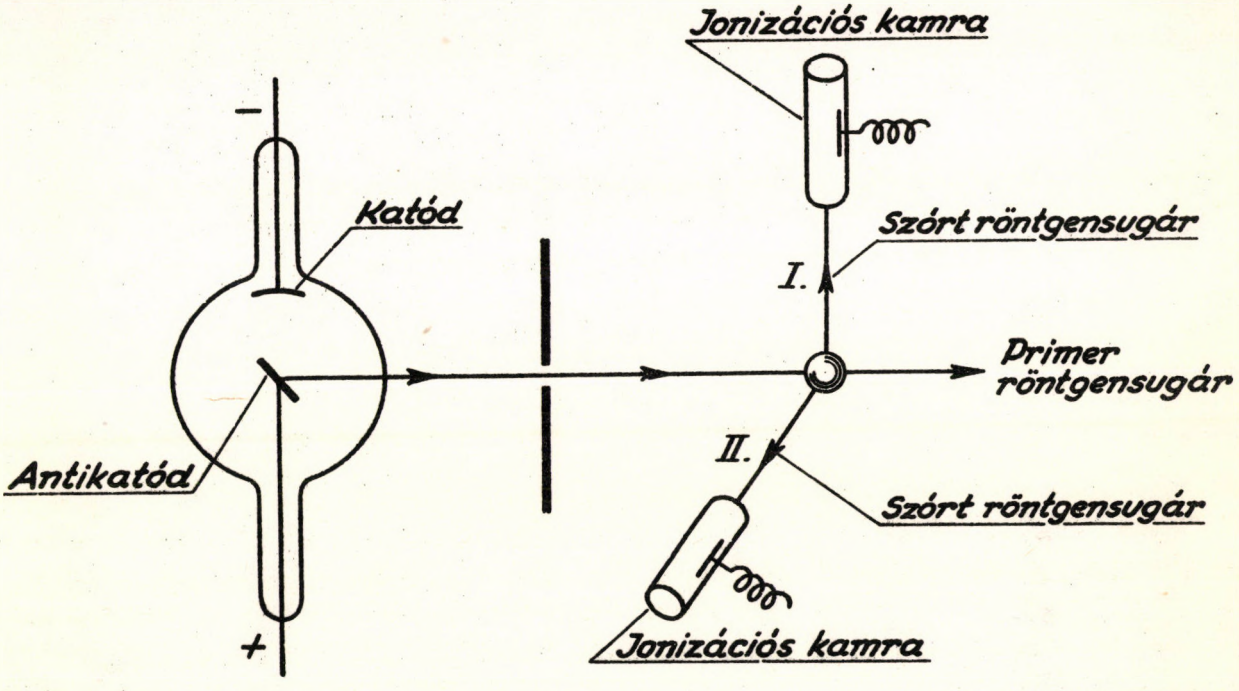
törttel szokás jelölni. *Barkla* a régi tipusu gázionos csöveknél kb. 10 %-os polarizáció fokot észlelt, sikerült továbbá kimutatnia azt is, hogy a *90° alatt szórt* röntgensugarak közel 100 %-ban lineárisan polarizáltak.

Szükségesnek látszott a régebbi eredményeknek az uj tipusu röntgencsövekkel való megismétlése és ujabb vizsgálati módszerekkel való felülvizsgálata. *Félszerfalvi* és *Szentirmay* fotografikus és G.M. csöves vizsgálatokkal mérték a szórt sugárzás paraffin és plexi szórótest körüli intenzitáseloszlását. A 18. ábra mutatja *Szentirmay* egy G.M. csöves mérési sorozatának eredményét. A maximális intenzitások 90° és 270° szögállásban vannak és a mérés hibahatárán belül megegyeznek. 180° és 360° mellett minimumok észlelhetők. 48 kV csőfeszültségnél a polarizáció foka 19 %-nak adódott.

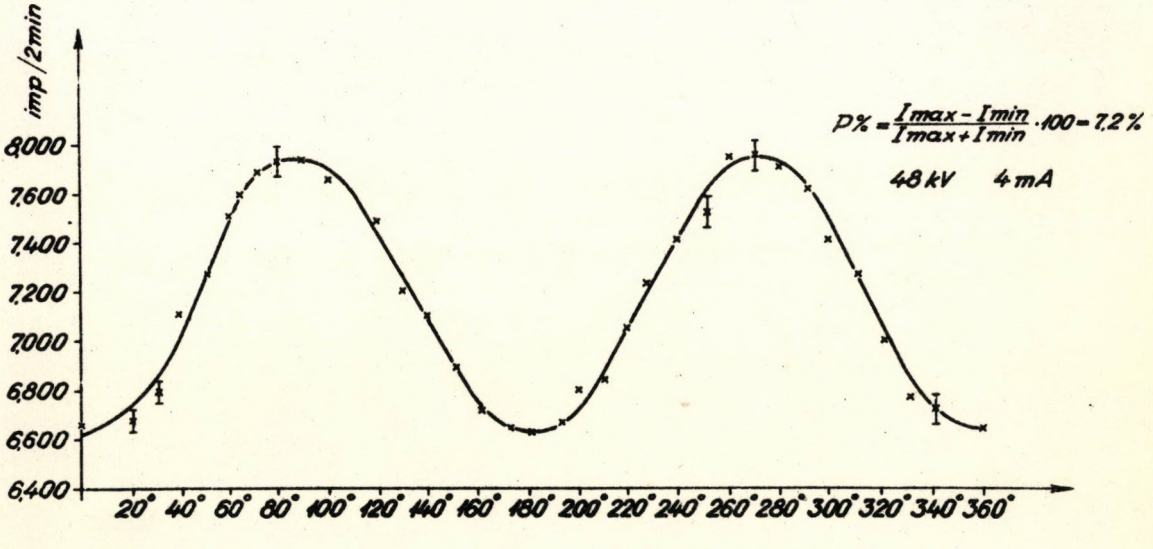


16. ábra. A markazit kristályrácsáról *Buerger* kéthullámhosszu mikroszkópjával 2,6 . 10^7-szeres nagyitásban készitett felvétel.

Legujabban *Félszerfalvi* és *Szentirmay* áttértek a szcintillációs mérési technikára. A mérőberendezést a 19. ábra mutatja. *Szentirmay* mérési adataiban gondos korrekciókat alkalmazva azt találta, hogy nagyobb a röntgencső direkt sugárzásának polarizációja, mint azt eddig tartották: 16 %, nem pedig 7 - 10 %. A rövidhullámu határ közelében pedig 64 % polarizációt mért (lásd 20. ábra.), ami elég közel esik az ujabb elmélet alapján várt 70 % értékhez.



17. ábra. A primer röntgensugárzás polarizációjának vizsgálata *Barkla* eljárása szerint.



18. ábra. A szórt sugárzás intenzitáseloszlása plexi szóró kup körül *Szentirmay Zsolt* GM-csöves mérései szerint.

Patkó József és részben a szerző is a röntgensugarak fotokémiai hatásával foglalkozunk. Az ily irányu vizsgálatok világszerte nagy lendületbe jöttek és sokan foglalkoznak a vizes oldatokban besugárzás hatására keletkező szabad gyökök kérdésével. A viz radiolitikus bomlása H és OH szabad gyököket eredményez, a vizben oldott oxigén esetében ezenfelül H_2O_2 is képződik. Ezek a képződmények kémiailag rendkivül aktivak s jelenleg ezzel magyarázzák a vizes oldatban észlelt reakciókat.

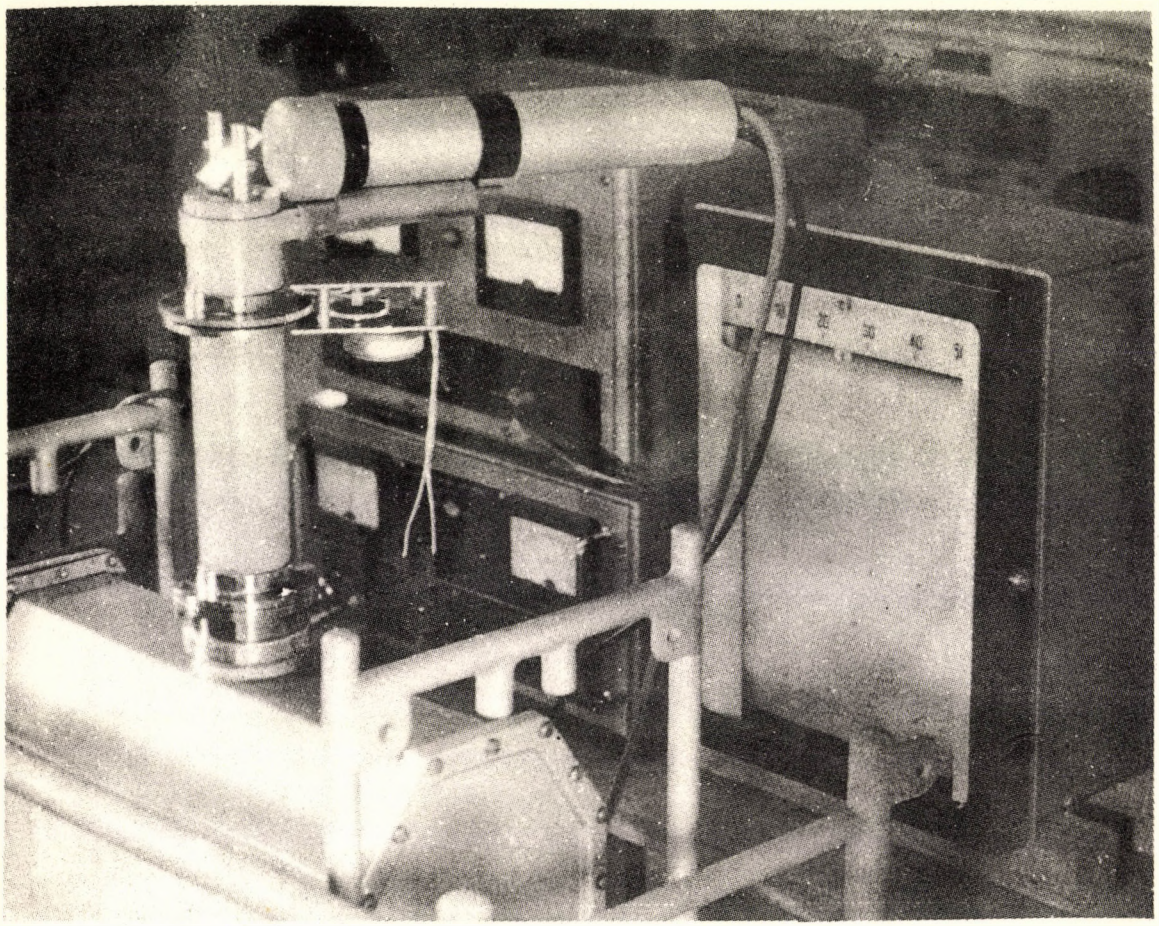
Dozimetriai szempontból fontos a hig, pl. 0,001 M $FeSO_4$ oldat ionizáló besugárzás hatására bekövetkező oxidációja, amit a következő másodlagos reakciók hoznak létre:

$$H_2O \longrightarrow H + OH$$

$$Fe^{2+} + OH + H^+ \longrightarrow Fe^{3+} + H_2O$$

$$Fe^{2+} + H_2O_2 \longrightarrow Fe^{3+} + OH^- + OH$$

$$H^+ + OH^- \longrightarrow H_2O$$



19. ábra. *Félszerfalvi János* és *Szentirmay Zsolt* kisérleti berendezése ipari röntgencső tömör antikatódjából kiinduló primer röntgensugárzás polarizációfokának vizsgálatára. A röntgensugarak alulról felfelé haladnak majd a ferdén elhelyezett Al-lemezen szóródnak és a vizszintes sikban forgatható szcintillációs számlálófejre esnek.

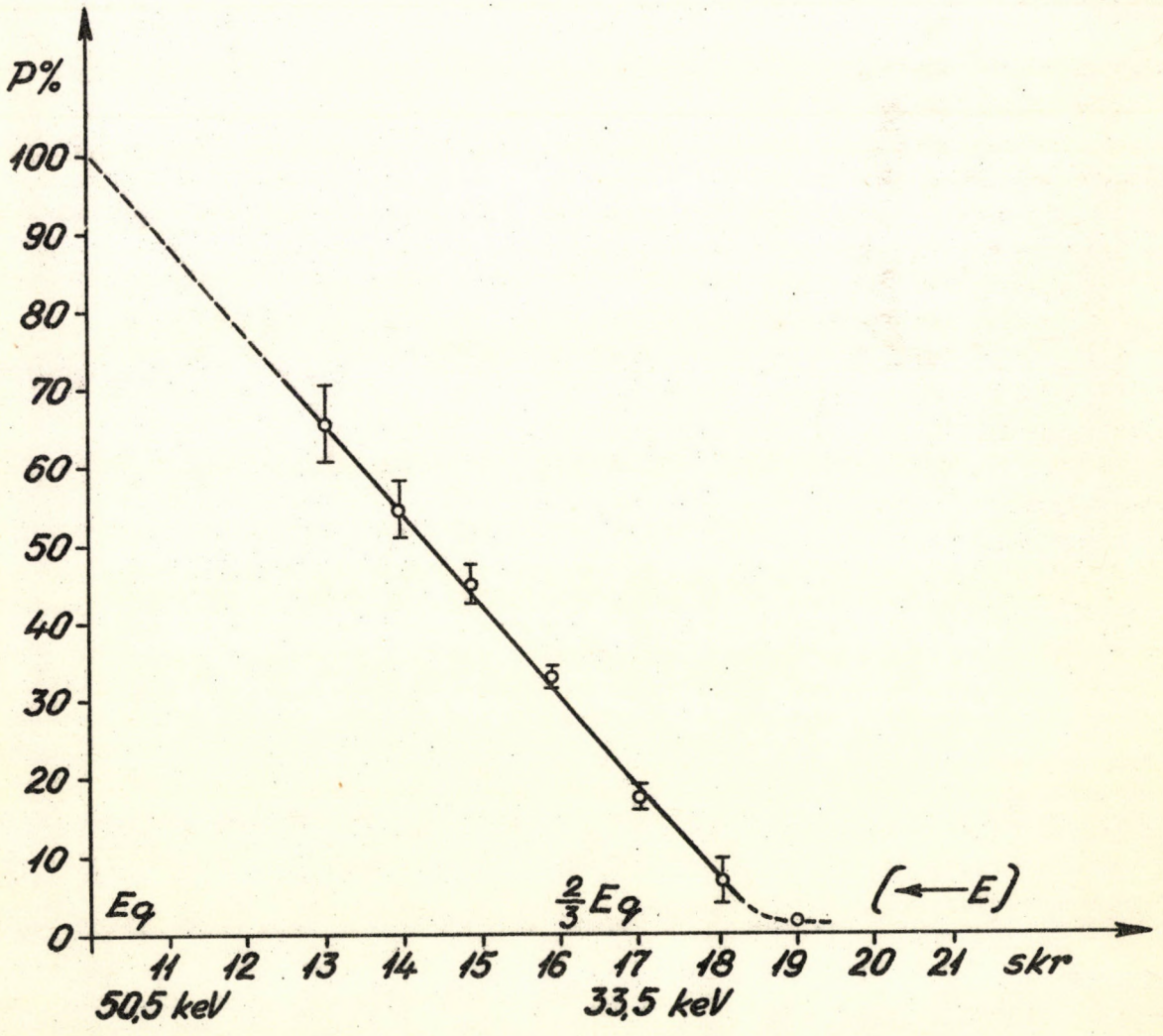
Savas és oxigént tartalmazó oldatban HO_2 gyök is keletkezik

$$H + O_2 \longrightarrow HO_2$$

$$Fe^{2+} + HO_2 \longrightarrow Fe^{3+} + HO_2^-$$

$$HO_2^- + H^+ \longrightarrow H_2O_2$$

Ezeken a reakciókon alapul a Fricke-féle kémiai dózismérő. A keletkezett Fe^{3+} ionok koncentrációja fotometrikusan, polarográfiával, vagy potenciometrikus titrálással egyszerűen meghatározható, ebből pedig az abszorbeált dózis kiértékelhető. A kémiai reakciótermékek ugyanis az abszorbeált dózissal arányosak. A Fricke-féle dózismérő a magas dózisok tartományában 1000 rad felett jól használható. Érzékenyebb analitikai meghatározást használva *Patkó* tapasztalatai szerint felhasználható 1000 rad alatti dózisok mérésére is.



20. ábra. A polarizáció spektrális eloszlása *Szentirmay* mérései szerint.

A ferroszulfátos dózismérőnél érzékenyebbek a halogénezett szénhidrogének radiolizisét felhasználó kémiai doziméterek. Az eddig alkalmazott ilyen dózismérők azonban nem hullámhosszfüggetlenek, tehát csak gondos kalibrálás után használhatók. Intézetünkben a halogénezett szénhidrogének közül eddig kloroform, széntatraklorid, klorálhidrát dózismérőkkel végeztünk vizsgálatokat.

Az ionizáló sugárzás a szerves vegyületekben különböző szabad gyököket hoz létre, melyek másodlagos reakciói által a halogénezett szénhidrogénekben sósav keletkezik. A keletkezett sósav mennyisége arányos lévén az abszorbeált dózissal, a HCl koncentráció meghatározásával a dózis mérhető. Különböző anyagok hozzáadásával (pl. alkohol) a HCl hozam megnövelhető s igy a dózismérés érzékenyebbé tehető.

Dózismérésre felhasználhatók különböző szerves festékek vizes vagy alkoholos oldatai is. Igy pl. a metilénkék jól használható nagy, a resazurin és indigókarmin pedig kis dózisok mérésére.

A kémiai dozimetria mellett a sugárkémia mind döntőbb fontosságu felhasználást nyer a különböző iparágakban. A müanyagiparban a besugárzással létrehozott reakciók felhasználhatók a monomerek polimerizálására, (trioxan, diketén, β-propiolaktán, formaldehid, acetaldehid, etilén, vinilklorid, stb.), térhálósitásra (pl. polietilén), vulkanizálásra, sugárzásos ojtásra (polietilénfóliára stirol ráojtva).

A *Radiation Appl. Co.* forgalomba hoz ojtott teflon kábelszigetelőt, amelynek egyes szálait különböző szinekre lehet festeni, igy az egymás mellett futó vezetékek egyszerüen megkülönböztethetők.

Az ásványolaj iparban besugárzással krakkolnak s egyes kéntartalmu ásványolaj termékeket kéntelenitenek.

A szervetlen vegyiparban a besugárzást salétromsav, kénsav és hidrazin előállitására alkalmazzák. A szerves vegyiparban az aromás vegyületek klórozása végezhető el jó hatásfokkal besugárzás segitségével. A nagy intenzitásu sugárforrások használatosak mesterséges drágakövek készitésénél is.

A besugárzásos kémiai reakciók széleskörü vegyipari felhasználását megnehezíti az a tény, hogy rossz a sugárforrások sugárenergiájának hasznositása (2 %), hosszu a besugárzási idő, s nincs meg a kidolgozott technológia.

Szerző hosszabb idő óta foglalkozik a röntgensugarak visszaverődésének és törésének tanulmányozásával.

A röntgensugarak visszaverődését és törését maga *Röntgen, Barkla* és még sokan mások hasztalan kisérelték meg kimutatni. Az eredménytelenség oka a hatás kicsinysége és különleges feltételekhez kötöttsége volt. A röntgensugarakra vonatkozó n törésmutató ugyanis igen csekély δ értékkel különbözik az egységtől s ezenfelül még kisebb is 1-nél: $\delta = 1 - n$. δ értéke pl. kvarcnál 1;39 - 9,87 Å intervallumban $7 \cdot 10^{-6}$ - $3{,}5 \cdot 10^{-4}$ között változik, mig δ/λ^2 közelitőleg állandó (λ a hullámhosszuság) megegyezésben a Lorentz-féle diszperzió-elmélettel. A röntgensugarak törését *Larsson, Siegbahn* és *Waller* 1924-ben mutatták ki azzal a módszerrel, hogy a sugarakat majdnem érintőlegesen ejtették be egy üveghasábra. Ekkor lehet ugyanis a törés törvénye alapján a legnagyobb irányeltérést várni a sugármenetben. Az irányeltérés néhány szögpercet tett ki.

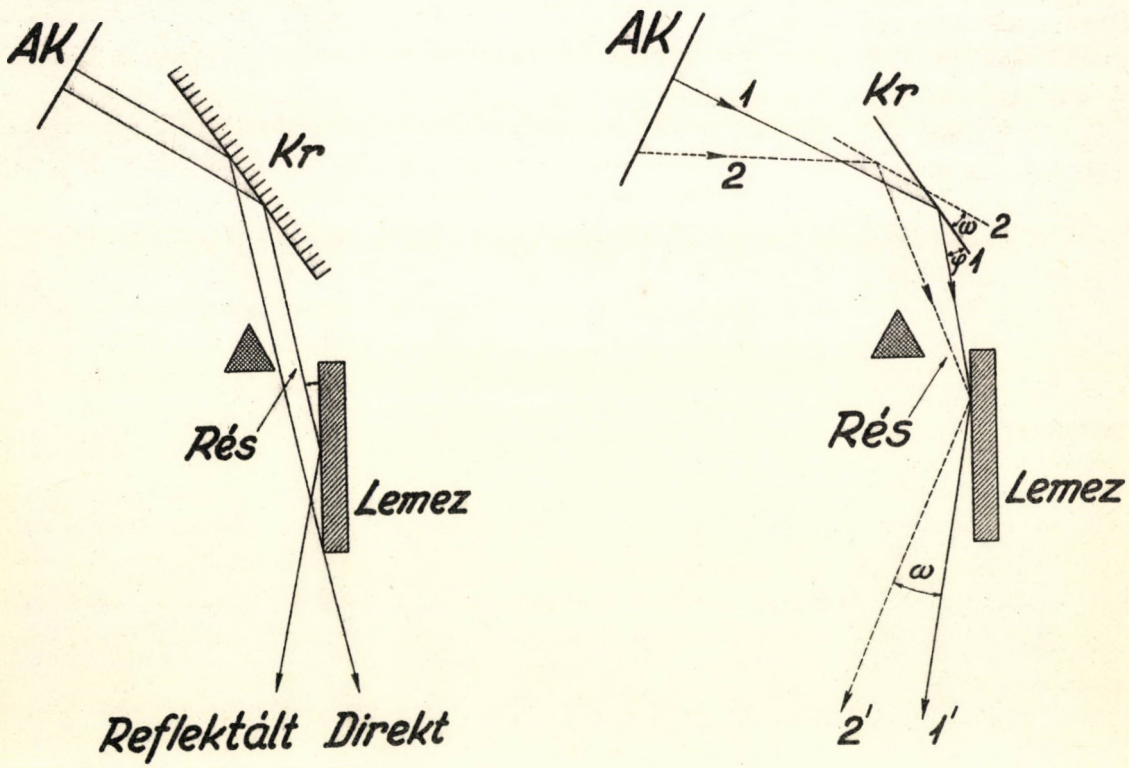
Közönséges értelemben vett visszaverődés a röntgensugarak körében nem tapasztalható; mivel azonban a törésmutató érték kisebb egynél, fellép a teljes visszaverődés jelensége olyan sugarakra, amelyek $\theta_0 = \sqrt{2\delta}$ határszögnél kisebb szöget zárnak be a határfelülettel. A visszaverődés jelenségét röntgensugarak körében *A.H. Compton* mutatta ki először (1922). Az alábbi táblázat mutatja δ és a teljes visszaverődés határszögének értékét néhány anyagra a szerző mérései szerint.

I. Táblázat

Röntgensugarak törésmutatójának eltérése 1-től (δ) és a teljes visszaverődés θ_o határszöge *Orbán György* kísérletei szerint

Anyag	Sűrűség	λ Å	$\delta \cdot 10^6$	θ_o
Üveg	2,524	1,540	8,83	13' 40''
Mészpát	2,710	0,709	1,837	6' 40''
Mészpát	2,710	1,540	8,73	-
Kvarc	2,65	1,540	8,62	-
Kvarc	2,65	0,709	1,802	6' 32''

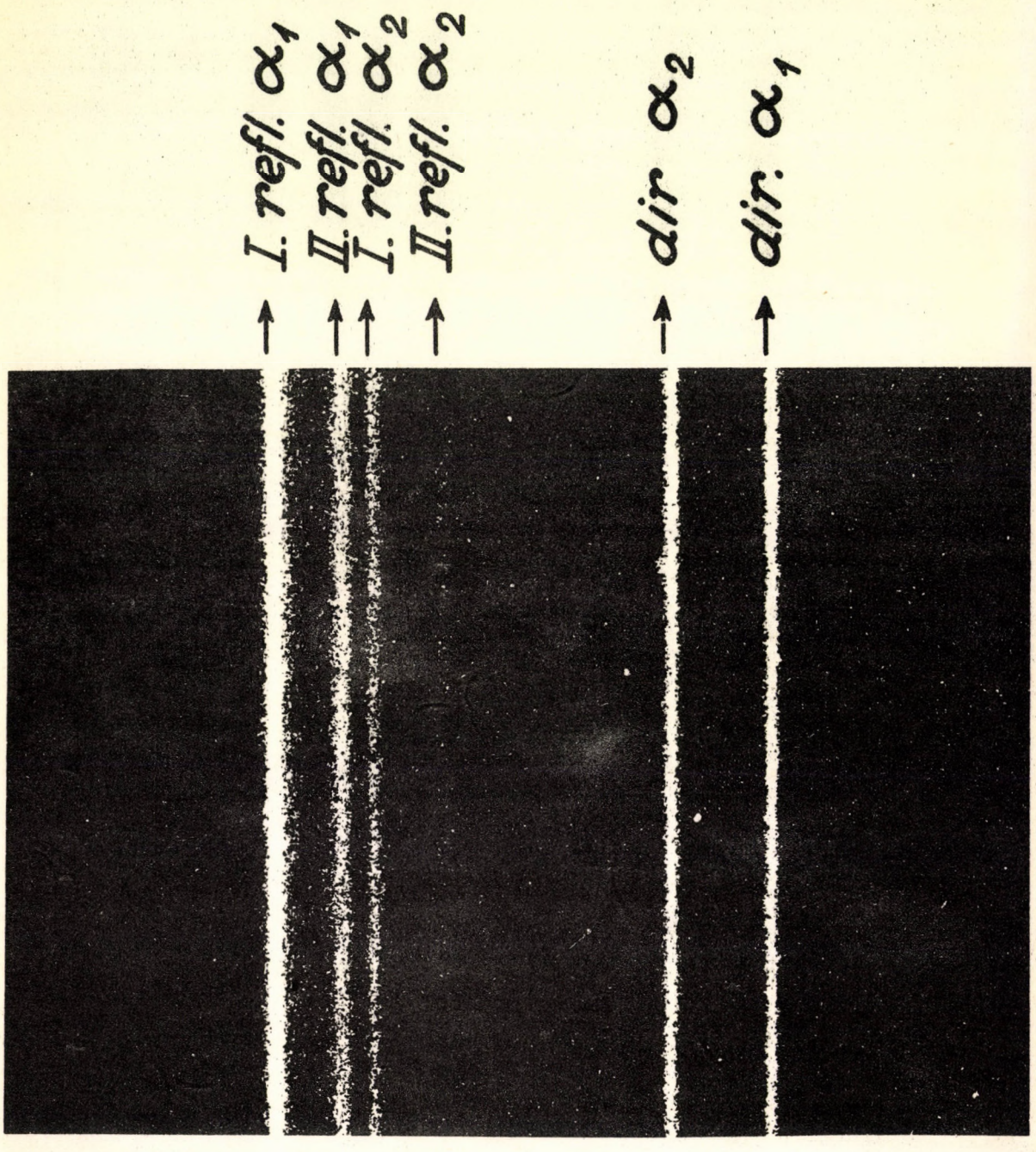
Erősen elnyelődő röntgensugarakra tulajdonképen nincs éles visszaverődési határszög, hanem a visszavert sugarak erőssége fokozatosan csökken határszögön tul és észleleteim szerint még $2\theta_o$ szög alatti beejtésnél is észlelhető szabályosan visszavert sugár, ha a reflektáló felület elég tökéletes minőségü.



21. ábra. *Orbán György* módszere a röntgensugarak visszaverődésének vizsgálatára.

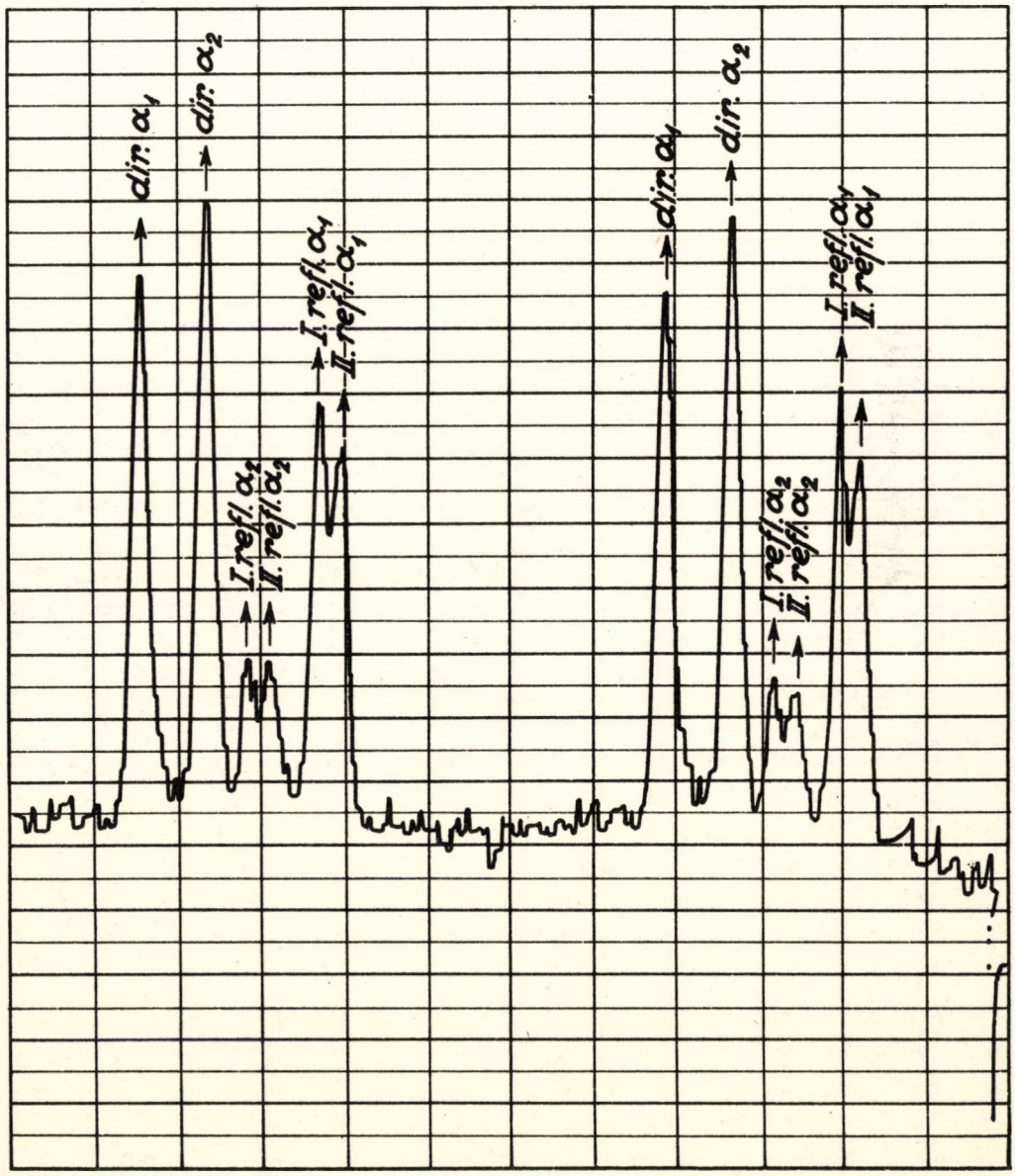
A röntgensugarak visszaverődésére vonatkozó vizsgálataim során azt az érdekes észleletet tettem, hogy ha kvarckristály vagy üveglemezre nyomást gyakorlunk, akkor a röntgensugarak szabályos visszaverődés helyett kettős visszaverődést szenvednek.

A kísérleti eljárás sugármenetét a 21. ábra mutatja. *AK* Mo-antikatódról kiinduló röntgensugarak Bragg-szög alatt esnek *Kr* mészpátkristályra, amely a beeső sugárzásból visszaverődés útján monokromatikus párhuzamos Mo $K\alpha_1$ és $K\alpha_2$ sugárnyalábokat szelektál. E sugárnyalábok egy része áthalad egy keskeny résen, melyet egy W ék és a



22. ábra. Mo Kα-sugárzás kettős visszaverődése nyomás hatásának kitett kvarc-kristálylapon. A határfelülettel bezárt szög Mo $K\alpha_2$-sugarakra 3'30", Mo $K\alpha_1$-re 5'57". Visszaverő felület fényképezőlemez távolság 495 mm. Nagyitás 27-szeres. *Orbán György* felvétele.

visszaverő lemez széle képeznek, míg a nyaláb másik része a kvarclemezre esik és azon, ha megfelelő szögtartományban esett be, teljes visszaverődést szenved (l. fent). A reflektáló kvarclemez nyugszik és a megfelelő beesési szöget úgy állítjuk be, hogy a *Kr* monokromátort forgatjuk. Ha *Kr*-t ω szöggel forgatjuk el, akkor a kvarclemezre beeső és az onnan visszaverődő sugarak is ω szöggel fordulnak el eredeti irányukhoz képest. Mivel *Kr* monokromátor elforgatását igen pontosan lehet leolvasni, a vizsgálatokhoz szükséges igen kicsiny fénylési szögek a kellő érzékenységgel beállíthatók. A méréseknél használt kiváló minőségü mészpátkristály a Mo Kα-vonalról a 22. és a 23. ábrákon látható nagy felbontásu dublettet adta (ez a *direkt* α_1 és *direkt* α_2 jelzésü vonalakból áll). Ha a kvarclemezen nem alkalmazunk nyomást, úgy csak egy - egy visszavert α_1 és



23. ábra. Mo Kα-sugárzás kettős visszaverődése nyomás hatásának kitett kvarc-kristálylapon. A határfelülettel bezárt szög Mo $K\alpha_2$-sugarakra 1'5", Mo $K\alpha_1$-re 3'42". Szögdeviáció a kettősen visszavert sugarak között 58,2". Fényképezőlemez-kvarckristály távolság 178 mm. Mikrofotogram *Orbán György* felvételéről.

α_2 sugárnyalábot kapunk (az ábrán *I refl.* α_1-vel és *I refl.* α_2-vel jelölt vonalak). Nyomás alkalmazása esetén azonban másodrendben visszavert vonalakat is észlelünk a felvételen. Ezek az ábrán látható *II refl.* α_1 és *II refl.* α_2 vonalak.

A röntgensugarak most leirt kettős visszaverődési tünményére vonatkozóan további észleleteim is vannak, valamint ujabb vizsgálatok is vannak folyamatban a jelenség okának felderitésére; mindezekről az 1963. év folyamán részletesebb közlemény fog megjelenni.

A röntgenfizika fentiekben ismertetett haladása szerzőnek az 1962. évi fizikus vándorgyülésen e tárgyról tartott előadásának némileg kiegészitett anyaga. Időhiány miatt egyes fontos fejlődési irányokra nem kerülhetett sor. Ilyenek: GM-csövek és szcintillációs számlálók alkalmazása a röntgenspektroszkópiában. Röntgenspektrográfiás fluoreszcencia-analitikai módszerek és alkalmazásaik az iparban. Röntgenmikroszkópia és - mikroanalizis. Biológiai hatások. Röntgenemissziós vonalak és - sávok finom szerkezete. Abszorpciós élek finom szerkezete. Kisszögü szórás. Röntgenhullámterek kristályokban, stb. A röntgen-dózismérés ujabb módszereivel foglalkoznak az *Alkalmazott Fizikai Intézet*ben *Hordós Miklós, Félszerfalvi János* és *Patkó József*. Az utóbbiak cikke az egyik ilyen irányról, a termolumineszcenciás dózismérésről a Közlemények jelen számában egyidejüleg jelenik meg.

Hálás köszönettel tartozom *dr. Szalay Sándor* egyetemi tanárnak, az *MTA Atommag Kutató Intézet* Igazgatójának, hogy a röntgenfizika müvelésére Intézetében kutatási munkalehetőséget biztositott és munkám előrehaladását minden módon hathatósan előmozditotta.

Irodalom

[1] *L. Bragg:* The crystalline State. Vol. *I.* London, G.Bell and Sons Ltd. 1955.
[2] *H. Lipson - W. Cochran:* The determination of crystal Structures. London, G.Bell and Sons Ltd. 1957.
[3] *G.L. Clark:* Applied X-rays. London, McGraw-Hill Publishing Co. Ltd. 1955.
[4] Handbuch der Physik. Band *XXX*. Röntgenstrahlen. Springer Verlag, Berlin, 1957.
[5] *R. Glocker:* Materialprüfung mit Röntgenstrahlen. 4. Auflage. Springer Verlag, Berlin, 1958.
[6] *D.M. Burns - I. Iball:* Proc. Roy. Soc., *A257*/1960/491.
[7] *W. Friedrich - P. Knipping - M. Laue:* Interferenzerscheinungen bei Röntgenstrahlen. Klassische Arbeiten deutscher Physiker. Heft. 2. Johann Ambrosius Barth Verlag, Leipzig, 1955.
[8] Fünfzig Jahre Interferenz der Röntgenstrahlen. Physikalische Blätter *18*/1962/241.
[9] *H. Neff:* Physikalische Blätter, *18*/1962/245.
[10] *M. Weiser:* Röntgenblätter, *12*/1959/219.
[11] *W. Schaaffs:* Erzeugung und Anwendung von Röntgenblitzen. Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften. Bd. *XXVIII*. Springer Verlag, Berlin, 1955.

[12] *G. Orbán:* Zeitschr. f. Phys., *85*/1933/741.
[13] *G. Orbán:* Zeitschr. f. Phys., *95*/1935/474.
[14] *G. Orbán:* Die Naturwissenschaften, *23*/1935/656.
[15] *Félszerfalvi J.:* Acta Physica et Chimica Universitatis Debreceniensis, Tom. *VIII.* Nova series 1. 1962. (Sajtó alatt.)
[16] *Szentirmay Zs.:* A KLTE Alkalmazott Fizikai Intézetében készült diplomamunka. 1962.
[17] *Hine, G.J. - Brownell, G.L.:* Radiation Dosimetry. Academic Press, New York, 1958.
[18] *Patkó, J.:* Acta Universitatis Debreceniensis, *VI*/2 /1959-60/71.
[19] *Orbán, Gy. - Patkó, J. - Berta, I.:* Acta Universitatis Debreceniensis, *VII*/2 /1962/53.
[20] *Patkó, J.:* Acta Universitatis Debreceniensis, *VII*/2 /1962/61.
[21] *Toperczer J. - Patkó J.:* Magyar Kémikusok Lapja, *XVII*/1962/62.
[22] *Orbán Gy. - Patkó J. - Berta I.:* Magyar Radiológia, *XIV*/1962/162.
[23] *Patkó J.:* Fizikai Szemle, *XII*/1962/235.
[24] *Orbán, Gy. - Patkó, J. - Berta, I. - Félszerfalvi, J.:* Eighth International Cancer Congress. Moscow, July 22-28. 1962. Abstracts of Papers, 555.
[25] *Félszerfalvi J. - Patkó J.:* ATOMKI Közlemények, *4*/1962/169.

GAMMASUGÁRZÁS MÉRÉSE TERMOLUMINESZCENCIÁS DÓZISMÉRŐVEL

Félszerfalvi János - Patkó József

Kossuth Lajos Tudományegyetem
Alkalmazott Fizikai Intézete

Radioterápiai dózismérések céljára igen kis méretü, $CaSO_4$:Mn mikrokristályokból álló termolumineszcenciás dózismérőt készitettünk. Kiértékelés céljára a meglévő nukleáris müszerállomány felhasználásával igen egyszerü és jól használható berendezést épit ttünk. Méréseink szerint a kibocsátott termolumineszcens fény intenzitása széles tartományban - 10 - 1500 rad között - egyenesen arányos az abszorbeált dózissal. Meghatároztuk továbbá az általunk készitett mikrokristályok jellemző paramétereit, a befogó aktivátor nivó mélységét ($\Delta E = 0,7$ eV), valamint a frekvenciafaktor ($s = 5 \cdot 10^9$ sec^{-1}) értékét is.

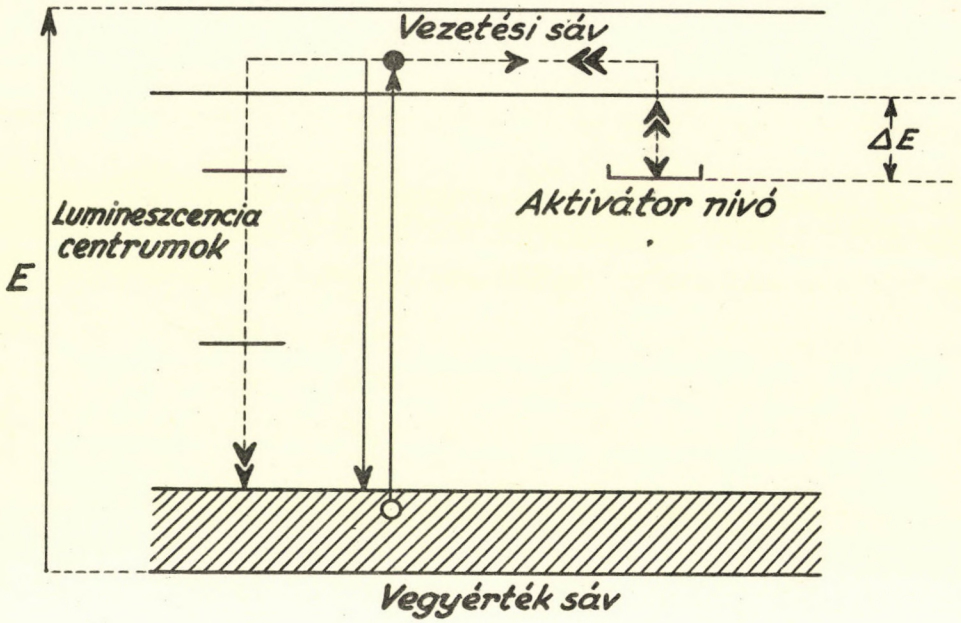
Az elmult években egyre nagyobb érdeklődés nyilvánult meg az optikai elven alapuló "szilárd test" doziméterekkel szemben [1]. Egyszerüségük, olcsóságuk, kielégitő pontosságuk, valamint igen széles dózistartományban való felhasználhatóságuk miatt fontos szerepet töltenek be a termolumineszcenciás dózismérők. Nagy érzékenységük következtében nemcsak az orvosi sugárterápiában használhatók fel, hanem megfelelő detektáló kristály és kiértékelő berendezés esetén sugárvédelmi mérésekre is alkalmazhatók.

Több évtizede ismeretes, hogy egyes szervetlen vegyületek, igy a kvarc, alkáli haloidok, egyes oxidok, szulfátok, speciális üvegek ionizáló sugárzás abszorpciója után, az azt követő felmelegitès hatására látható fényt bocsátanak ki [2]. Ezt a jelenséget nevezzük termolumineszcenciának.

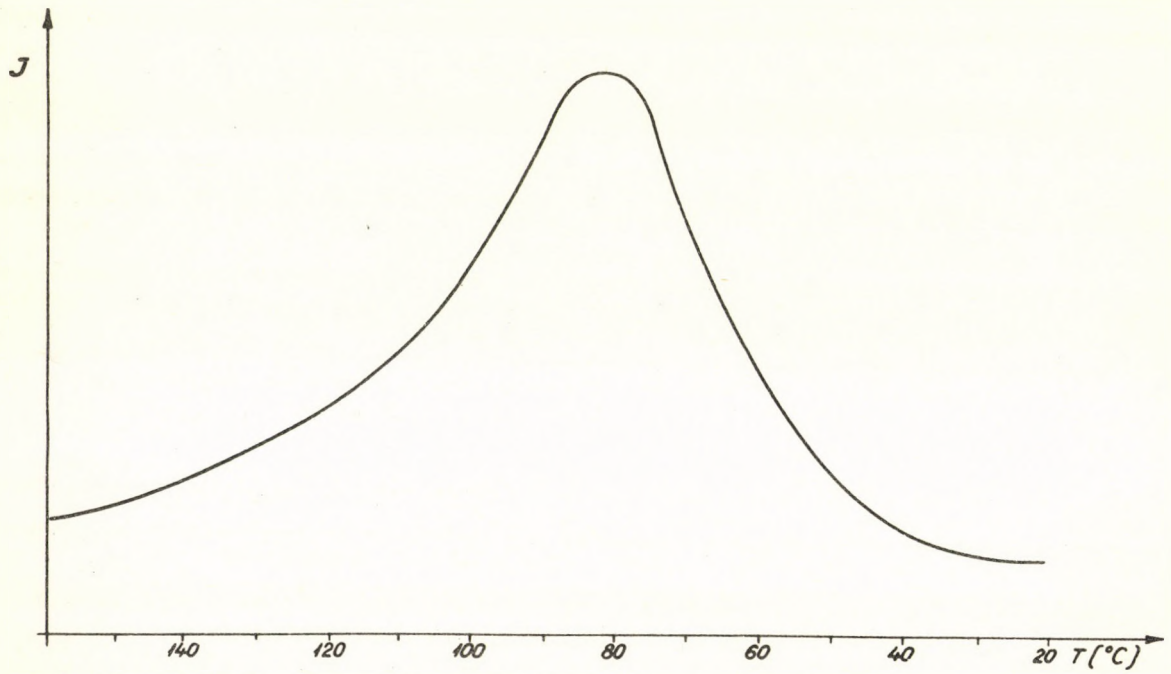
A termolumineszcencia a szilárd testek sávelmélete alapján vázlatosan a következőképpen értelmezhető. A doziméterben alkalmazott kristályban az elektronok a vegyértéksávban helyezkednek el (1. ábra). Ezt a sávot a vezetési sávtól a tiltott sáv választja el. Besugárzás esetén az energiaabszorpció következtében a vegyértéksávban tartózkodó elektronok energiája megnő, s felemelkednek a vezetési sávba. A kristályba bevitt aktivátorok a vezetési sáv alatt, a tiltott sávban egy- vagy több aktivátor nivót hoznak létre, melyen a vezetési sávba került elektronok befogódnak. A besugárzást követő melegitès hatására az aktivátor nivón befogott elektronok kiszabadulnak, s fénykibocsátás közben alapállapotukba, a vegyértéksávba térnek vissza.

A besugárzott kristály hőmérsékletének növelésekor a kibocsátott fény intenzitása exponenciálisan nő, majd elér egy maximumot, amikor is az elektronok kiszabadulásának sebessége a befogó helyekről maximális. A befogott elektronok számának csökkenésével a kibocsátott fény intenzitása csökken, majd a hibahelyek teljes kiürü-

lése esetén zérus lesz. A kibocsátott fény intenzitását a hőmérséklet függvényében ábrázoló görbe az un. melegitési görbe (glow-curve) (2. ábra).



1. ábra. Szilárd test egyszerüsitett energianivó sémája

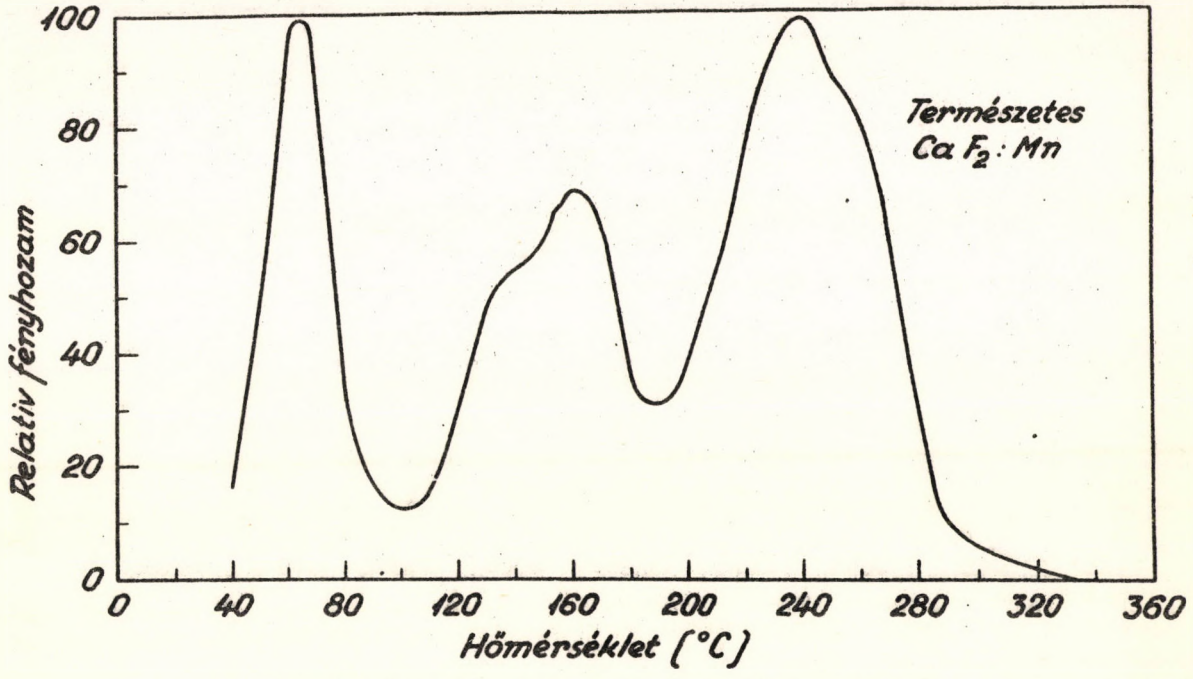


2. ábra. $CaSO_4$:Mn termolumineszcens dózismérő melegitési görbéje (glow-curve)

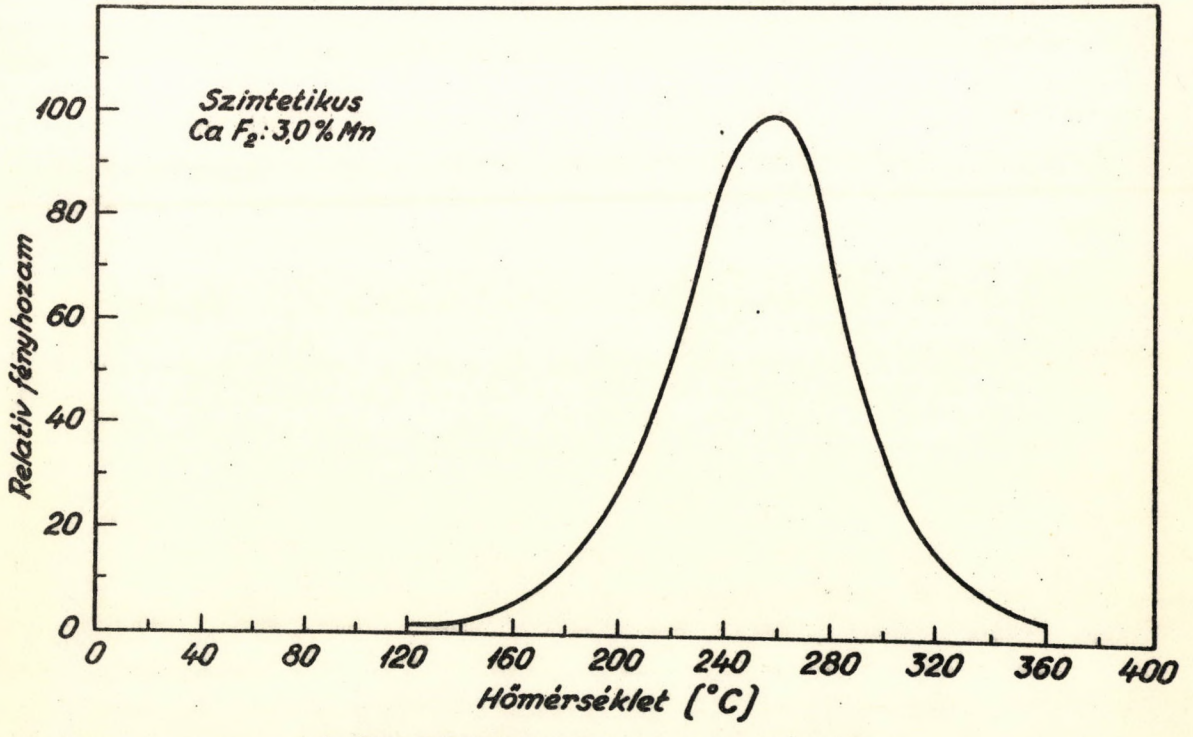
A melegitési görbe maximumainak száma, magassága, illetve az ezekhez tartozó hőmérséklet (T_m) a besugárzott vegyület anyagi minőségétől, az anyagban jelenlévő esetleges szennyeződésektől, a bevitt aktivátor minőségétől és mennyiségétől, valamint az abszorbeált sugárdózistól függ. A természetben előforduló fluorit (CaF_2:Mn)

KFKI TUDOMÁNYOS AKADÉMIA KÖNYVTÁRA

melegitési görbéjének pl. három maximuma van, kb. 65, 160 és 240 C°-nál, mig a mesterségesen előállitott, 3 % Mn aktivátormennyiséget tartalmazó fluorit csak egy maximummal rendelkezik [3]. (3. 4. ábra.) Gyors felmelegités esetén a melegitési görbe maximumának magassága csak az aktivátor nivón befogott elektronok számától, s igy az abszorbeált dózistól függ.



3. ábra. Természetes CaF_2:Mn (fluorit) melegitési görbéje



4. ábra. Szintetikus CaF_2: 3 % Mn melegitési görbéje

A termolumineszcencia elméletét *Urbach* [4], *Randall* és *Wilkins* [5] dolgozta ki.

Elméletünk főbb feltevéseit a következőkben foglalhatjuk össze:

1./ az elektron befogó helyek száma egyenlő az aktivátor centrumok számával;

2./ az elektronok kiszabadulása az aktivátor nivóról csakis melegités hatására mehet végbe;

3./ fénykibocsátás nélküli átmenet nincs.

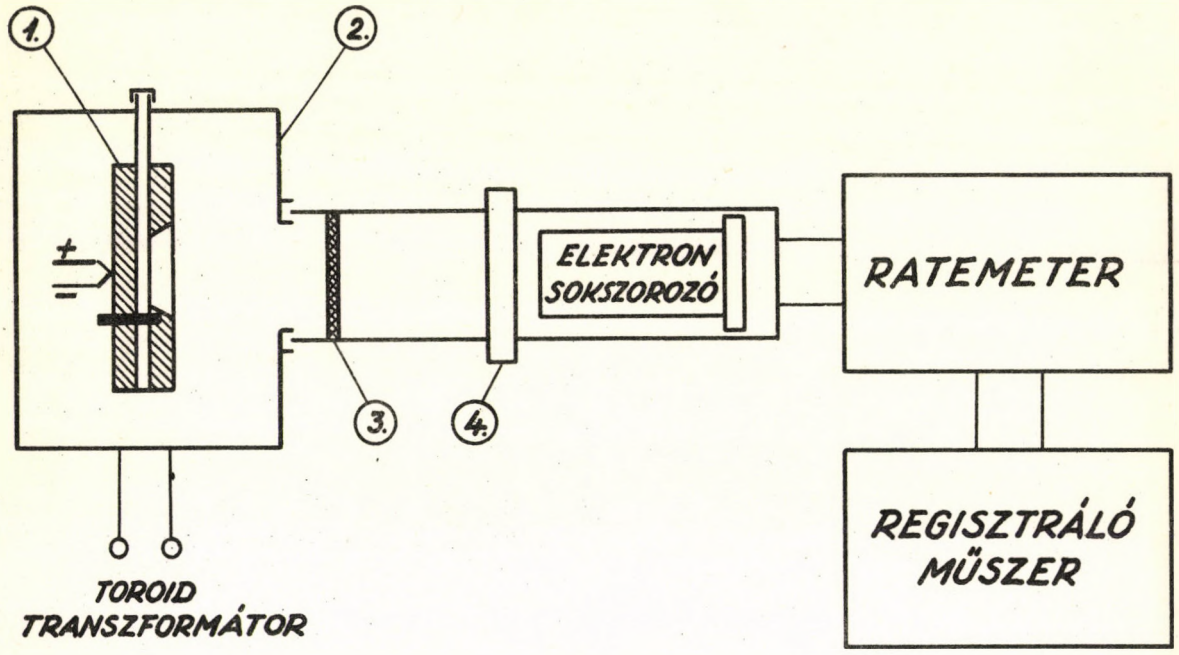
Az elmélet alapján állandó $dT/dt = a$ melegitési sebesség esetén a melegitési görbe egyenlete:

$$I = C \cdot n_0 \cdot s \cdot \exp\left(-\frac{s}{a}\int_0^T e^{-\frac{\Delta E}{kT}}\,dT\right) \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right)$$

ahol n_0 az aktivátor nivón befogott elektronok száma;

s a frekvenciafaktor;

ΔE az aktivátor nivó mélysége a vezetési sáv alatt.



5. ábra. Termolumineszcens dozimétereink kiértékelésére használt berendezés blokksémája
(1) Melegitésre szolgáló réztest. (2) Fényzáró doboz. (3) Infravörös szürő. (4) Fényrekesz.

Termolumineszcens dozimèterek készitésére alkalmas kristályok kiválasztására vonatkozóan az a tapasztalat, hogy a kemény, szintelen, egyszerü kristályrácsu vegyületek a legalkalmasabban [6]. Ezen megfontolások alapján a CaF_2, LiF és a $CaSO_4$ kristályok felelnek meg a legjobban dózismérés céljára. Az emlitett kristályok közül az első kettő nehezen állitható elő, igy választásunk a $CaSO_4$ kristályra esett, melyet mangánnal aktiválva, mikrokristályok formájában alkalmaztunk kisérleteinknél. Ezeknél a melegitési görbe maximumához tartozó hőmérséklet értéke $T_m = 353^\circ$ K, mint az a 2. ábrán is látható.

Az energianivó mélységét a következő közelitő formulával kaphatjuk meg:

$$\Delta E(eV) = \frac{T_m(K^\circ)}{500}$$

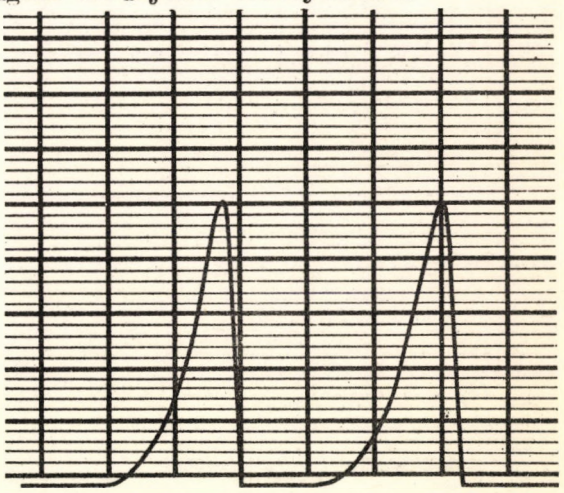
Esetünkben tehát $\Delta E \sim 0,7\ eV$.

Az s frekvenciafaktort a következő egyenlet segitségével számithatjuk ki:

$$s = \frac{a\Delta E}{kT_m^2}\, e^{\frac{\Delta E}{kT_m}}$$

Fenti egyenlet felhasználásával $s = 5 \cdot 10^9\ sec^{-1}$

A termolumineszcenciás dozimeterhez alkalmazott kiértékelő berendezés blokksémáját az 5. ábra mutatja. A fényzáró dobozban (2) elhelyezett, melegitésre szolgáló részből (1) a dozimeter által kibocsátott fény egy elektronsokszorozó fotokatódjára esik. A fotoáramot egy rateméter recorder kapcsaihoz illesztett feszültségosztó láncon keresztül kompenzográffal mértük. Gyors felmelegités esetén a 6. ábrán látható görbéket regisztráltuk. A $CaSO_4$:Mn kristályokat standardizált üvegampullákban helyeztük el. Egy ilyen üvegampulla 20 mm hosszu, 2,5 mm átmérőjü. Az üveg falvastagsága 0,5 mm. Gondosan ügyeltünk arra, hogy az ampullákba a nagytisztaságu alapanyagokból készitett kristályok azonos mennyiségben és szemcsenagyságban kerüljenek elhelyezésre.



6. ábra. Gyors felmelegités esetén kapott melegitési görbék.

A dozimétereket használat előtt hitelesiteni kell. A hitelesités a filmdozimetriában ismert módon adott aktivitásu radioaktiv preparátum segitségével történik. Hitelesités céljaira Ra és Co-60 gammasugárzását használtuk fel. A hitelesitési görbéből (7. ábra) látható, hogy a kibocsátott termolumineszcens fény intenzitása 10 - 600 rad (a szerzők egyikének [7] mérései szerint 1500 rad) intervallumban a dózissal egyenesen arányos.

Dozimetriai szempontból a következő problémák merülhetnek fel:

1./ reprodukálhatók-e a mérési eredmények;

2./ mekkora a minimális dózisérzékenység;

3./ hogyan befolyásolja a kiértékelést a dozimeter besugárzása és a kiértékelés között eltelt idő;

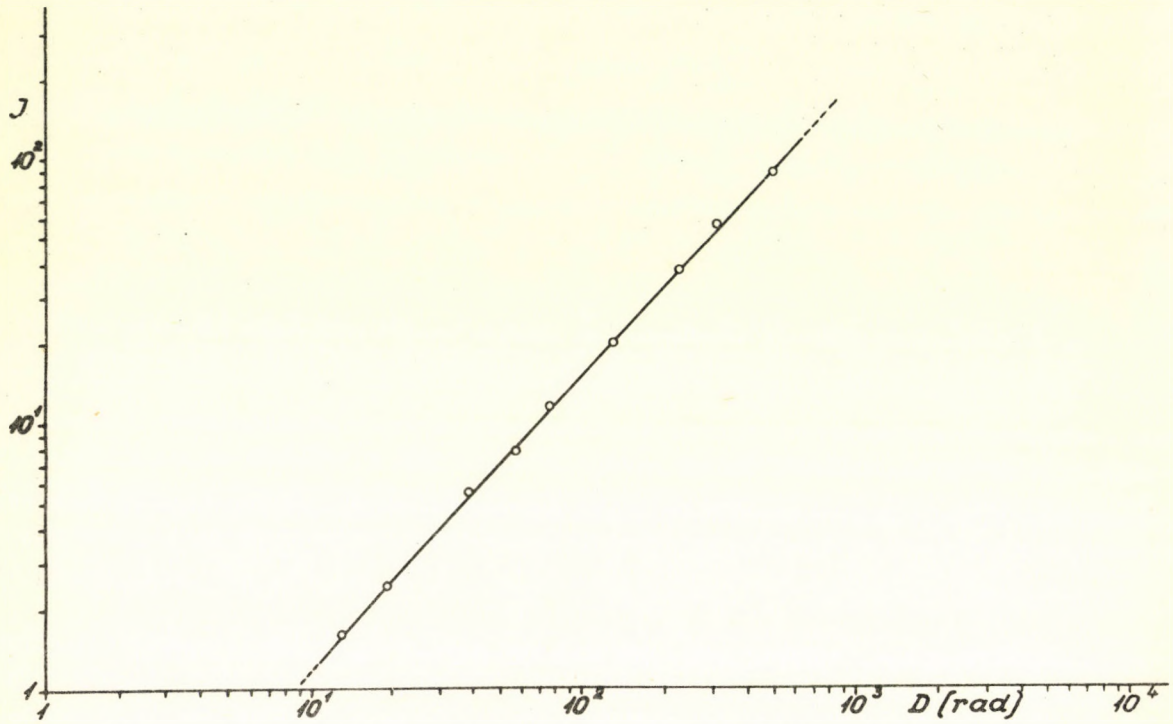
4./ milyen mértékü a dozimeter energiafüggése;

5./ hogyan befolyásolja a kiértékelést a környezet hőmérséklete;

6./ az előzetesen besugárzott és felmelegitett kristályok mutattak-e "maradék dózist"?

A dozimeterek "szórásának" meghatározását azonos dózisértékekkel való besugárzás után történt mérések segitségével végeztük. Azt tapasztaltuk, hogy a melegitési görbék azonos besugárzási feltételek mellett azonos magasságuak voltak. (6. ábra.)

A módszer minimális dózisérzékenysége esetünkben, mint az a hitelesitési görbéből (7. ábra) látható, kb. 10 rad volt. Az érzékenység további növelése más kris-



7. ábra. Az általunk készitett $CaSO_4$:Mn termolumineszcens dózismérők hitelesitési görbéje (a dozimeterek által kibocsátott termolumineszcens fény intenzitása a dózis függvényében)

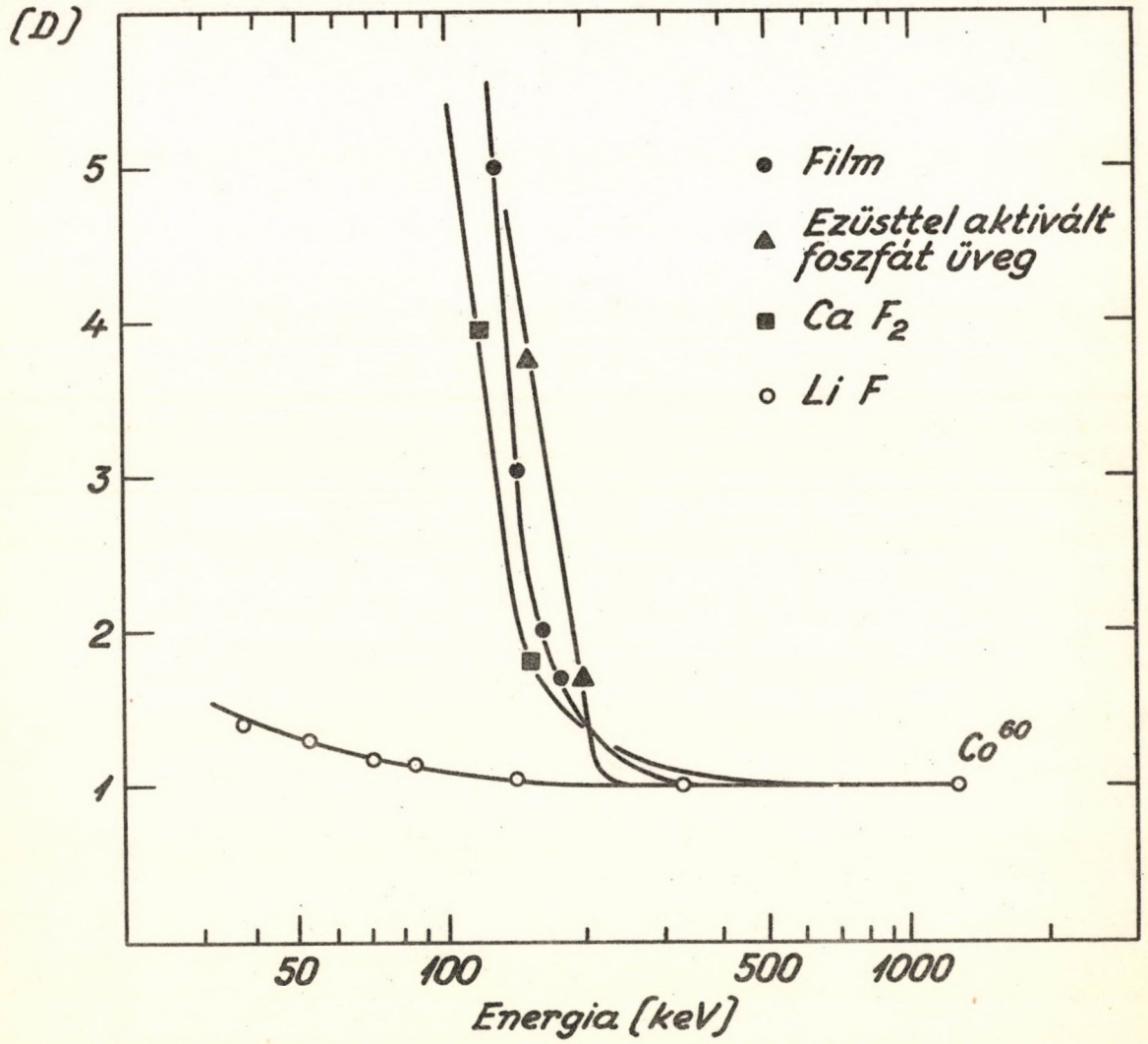
tályok felhasználásával, valamint a mérőberendezés további érzékenyitésével valósitható meg. A minimális dózisérzékenység növelésének elvi határát a dozimeter által szobahőmérsékleten kibocsátott fény korlátozza. A melegitési görbe induló szakaszában már alacsonyabb hőmérsékleten is létrejön fényemisszió, melyet mint "hideg dózist" szokás emlegetni. Ennek értékét elsősorban az alkalmazott kristály anyaga határozza meg.

A legtöbb termolumineszcens dozimeternél fellép a spontán energialeadás (fading) jelensége, mely az előbb emlitett alacsonyabb hőmérsékleten létrejövő termolumineszcencia eredménye, és melynek figyelembevétele dozimetriai és egyéb felhasználás esetén is elengedhetetlenül szükséges. Értéke kristályfajtától függően 15 - 40 % között van. Ezt a hatást figyelembe lehet venni a fading görbe felvételével, valamint kiküszöbölhető a besugárzást követően azonos időkben történő mérésekkel. Természetesen a hitelesitést is a felhasználás körülményei között kell elvégeznünk. Dozimeterünk az első órában nem mutatott fadinget, ezért méréseinket a besugárzást követő egy órán belül végeztük.

A termolumineszcens dozimeterek energiafüggése főleg a 100 keV körüli energiaértékeknél jelentős. Megjegyezzük azonban, hogy egyes kristályfajták ezen a téren is kiváló tulajdonságokkal rendelkeznek. Igy pl. a LiF előnyösen használható már 40

keV fölött, mert szemben a filmdoziméterek (szürő nélkül) 10 - 40 -szeres energia függésével a LiF dozimeter mindössze 40 %-os energiafüggést mutat [8] (8. ábra.).

A környezet hőmérséklete a méréseket nem befolyásolja jelentősen. Számolni kell természetesen a már emlitett, szobahőmérsékleten fellépő minimális termolumineszcenciával is, azonban ez a hibaforrás az azonos időben történő kiértékelés miatt gyakorlatilag elhanyagolható.



8. ábra. Különböző "szilárd test" doziméterek energiafüggése (az ábrán összehasonlitásképp feltüntettük a film energiafüggését is)

Az előzetesen besugárzott és kiértékelt doziméterek maradék termolumineszcenciájának ellenőrzésére kisérleteket végeztünk. Azt tapasztaltuk, hogy a nagy dózisokkal (több kilorad) besugárzott és kiértékelt doziméterek ujra felmelegitve, azok nem adnak mérhető termolumineszcenciát. Megjegyezzük, hogy ez nem magától értetődő, mivel más kristályfajtákkal történt méréseinknél ez a feltétel nem mindig teljesült.

Doziméterünk előnyei közé tartozik az igen kis méret, az alacsony előállitási költség, valamint az, hogy elvileg korlátlan élettartamuak és egyszerüen értékelhetők. A dozimeter igen könnyen sterilizálható és ez főleg az orvosi gyakorlatban való alkalmazás szempontjából jelentős. Kis mérete lehetővé teszi a testüregekben elhelyez-

ve a veszélyeztetett helyek sugárterhelésének mérését, valamint izodózis görbék felvételét [9].

Hátránya a viszonylag magas minimális dózisérzékenység-érték, a jelentős fading, melyek csökkentése más kristályok alkalmazásával és a mérőberendezés érzékenyitésével további feladatunk.

Köszönetünket fejezzük ki *dr. Orbán György* egyetemi tanárnak munkánkkal kapcsolatos érdeklődéséért, valamint *dr. Berta István* egyetemi adjunktusnak, aki a dozimèterek besugárzását Osztályán lehetővé tette.

Irodalom

[1] *Patkó, J.:* Fizikai Szemle, *12*/1962/235.

[2] *Przibram, K.:* Irradiation Colours and Luminescence. London, 1956.

[3] *Schulman, J.H. - Attix, F.H. - West, E.J. - Ginther, R.J.:* Rev. Sci. Instr., *31* /1960/1263.

[4] *Urbach, F.:* Wiener Berichte II.a. *139*/1930/363.

[5] *Randall, J.T. - Wilkins, M.H.F.:* Proc. Roy. Soc. London /A/ *184*/1945/366.

[6] *Rieke, J.K.:* J. Phys. Chem., *61*/1957/633.

[7] *Patkó J.:* Acta Physica et Chimica Univ. Debreceniensis, Tom. *VIII.* Nova Series 1. 1962. /sajtó alatt/

[8] *Cameron, J.R. - Daniels, F. - Johnson, N. - Kenney, G.:* Science, *134*/1961/333.

[9] *Orbán Gy. - Patkó J. - Berta I. - Félszerfalvi J.:* Eight International Cancer Congress, Abstracts of Papers, Moscow, 1962. 555 p.

KÖRHENGERPÓLUSU KVADRUPOLLENCSÉK TERÉNEK VIZSGÁLATA

Koltay Ede

Fejér Ildikó

Kossuth Lajos Tudományegyetem
Kisérleti Fizikai Intézete, Debrecen

Az ideális kvadrupollencse hiperbolikus hengerpólusait közelitő körhengerek sugarának optimális értékére méréseket végeztünk elektrolit-tankban. A lencse nyilására vonatkoztatott optimális R/a sugárviszony az aszimptotához különböző szög alatt hajló egyenesekre különböző értékünek adódott. A teljes térre - korábbi eredményekkel összhangban - $R/a = 1,15$ viszonynál kapunk legjobb egyezést az ideális és tényleges téreloszlás között. A közölt mérési adatokból adott R/a-ra megadható a különböző irányokban várható átlagos eltérés nagysága és előjele. $R/a = 1,115$ sugárviszonyu kvadrupolmágnes terében forgó tekercses mágneses térmérővel végzett mérések szerint az ideális eloszlástól mutatkozó eltérés nem haladja meg a várt 2,7 %-ot.

Az erős fókuszálás elvének [1] lineáris ionoptikai rendszerekben való alkalmazására az elektrosztatikus és mágneses kvadrupollencsék szolgálnak [2].

Az elektrosztatikus kvadrupolteret négy derékszögü hiperbolaággal, mint vezérgörbével biró hengerfelület állitja elő, amelyeken az abszolut értékre megegyező V_o potenciál előjele váltakozva pozitiv, illetve negativ. A derékszögü koordináta-rendszer y tengelyét az egyik pozitiv, x tengelyét a megfelelő negativ elektróda csucsának irányába véve fel a tér középpontjából kiindulóan, a potenciáleloszlás leirására a

$$V = \frac{V_o}{a^2} (y^2 - x^2) \qquad /1/$$

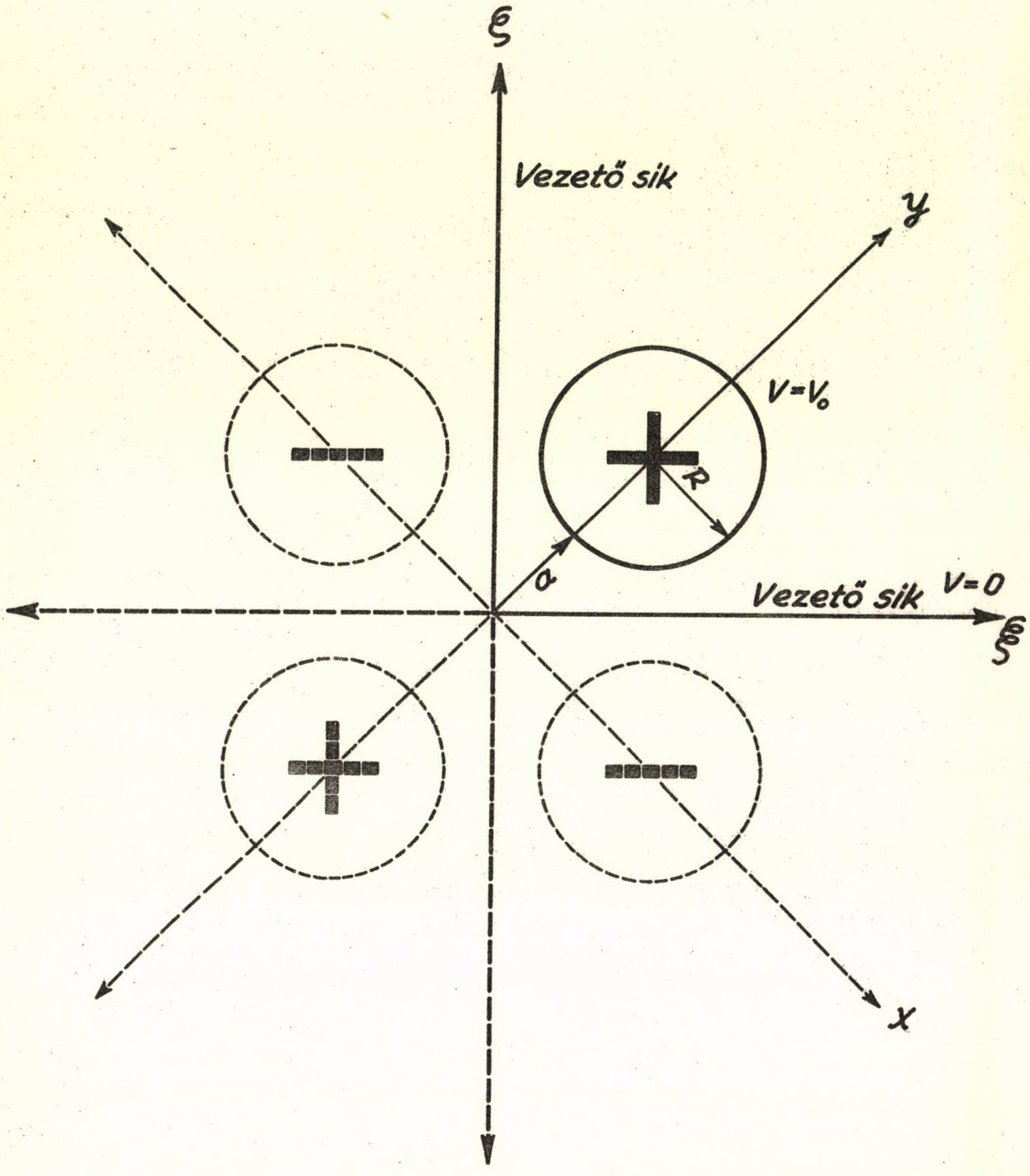
formula szolgál, az elektromos térerősség komponensei pedig

$$E_x = \frac{2V_o}{a^2} x; \qquad E_y = -\frac{2V_o}{a^2} y; \qquad /2/$$

ha a a hiperbolaivek csucspontjának távolsága a koordináta-rendszer kezdőpontjától. A térerősség abszolut értéke az x, y pontnak a koordináta-kezdőponttól mért r távolságával arányos:

$$E = \frac{2V_o}{a^2} r \qquad /3/$$

Amennyiben a koordináta-rendszer tengelyeit a hiperbolák aszimptotáinak irányában vesszük fel, a potenciáleloszlás leirására a



1. ábra. Kvadrupol-elektródrendszer elektrolit-tank modellje. A folytonos vonal a tényleges elrendezést, a szaggatott a ξ és ζ irányban elhelyezett vezető sikokon fellépő tükrözés által képviselt többi elektródot jelzi.

$$V = -\frac{2V_0}{a^2}\,\xi\,\zeta \qquad /4/$$

egyenletet nyerjük a bevezetett ξ, ζ koordinátákban.

A hiperbólikus hengerelektródok kivitelezésének nehézségei miatt szokás ezeket körhengerekkel helyettesiteni. Ez esetben a henger sugarának megválasztásánál teljesiteni kell azt a követelményt, hogy a hengerelektródákkal keltett elektrosztatikus tér szerkezete minimális eltérést mutasson az ideális hiperbolikus esettől.

Mágneses kvadrupollencsék esetén négy hiperbolikus henger profilu pólussal ellátott mágneses kört használnak az elektrosztatikushoz hasonló szerkezetü sztatikus mágneses tér keltésére. Itt is lehetséges a hiperbolikus hengerek körhengerekkel való helyettesitése.

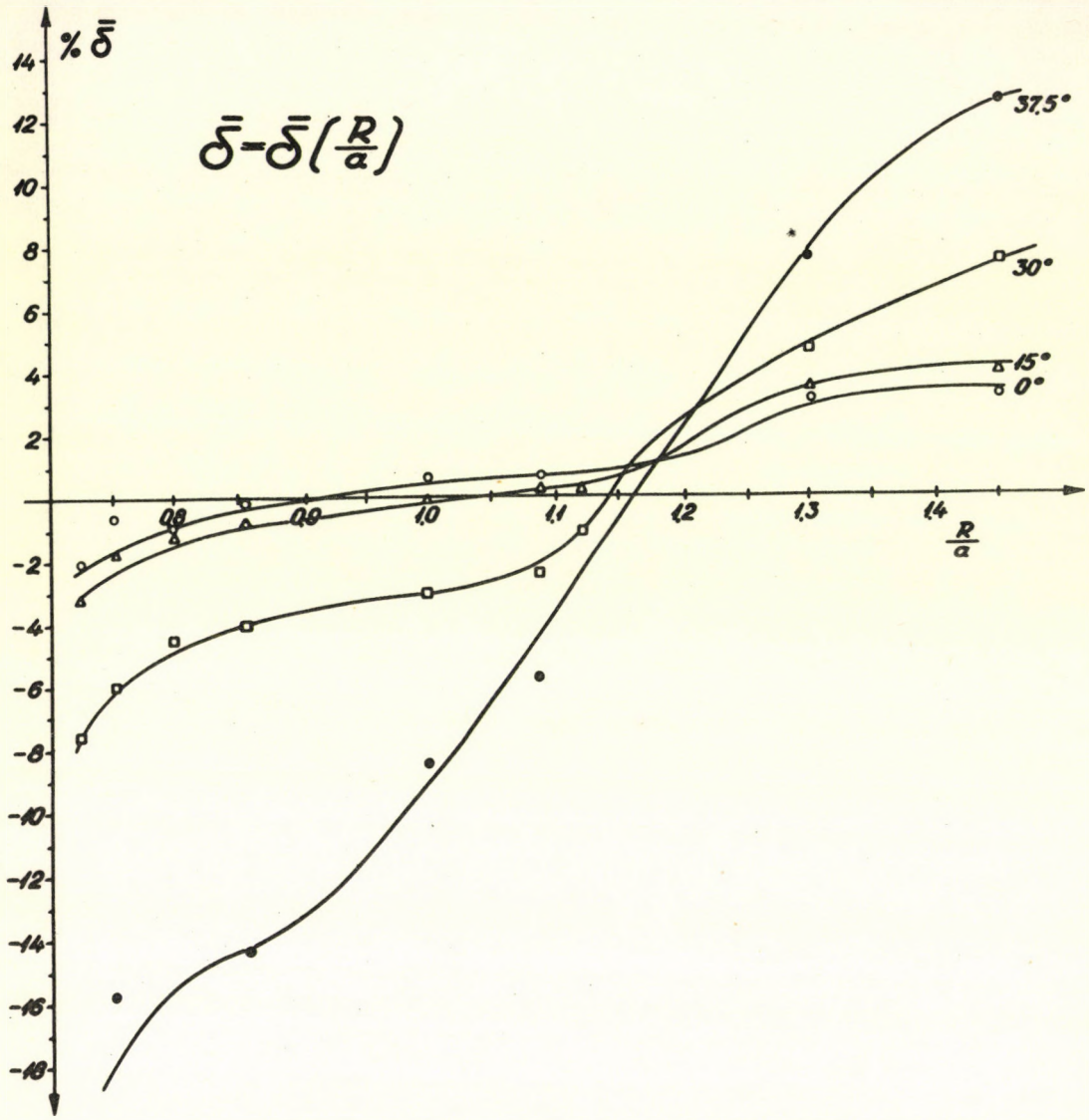
Elektrolit-tank módszer alkalmazásával méréseket végeztünk R sugaru körhenger-elektródákkal keltett elektrosztatikus terek potenciáleloszlásának feltérképezésére, illetve a hiperbolikus esetnek megfelelő ideális eloszlással való összehasonlitására. Minthogy a potenciáleloszlás a tényleges méretek helyett csak a geometriai méretek viszonyától függ, a különböző közelitések a megfelelő R/a viszonyokkal jellemezhetők. A tankba beépitett szigetelő és vezető felületek tükrözési sajátságainak figyelembevételével [3] a használt modell az 1. ábra szerint elrendezett vezető sikokból és egy 12 cm állandó sugaru hengerből áll, amelynek középpontját a szögfelező 45°-os irány mentén az origótól különböző távolságban helyeztük el. Az edény szigetelő falainak hatása a tank méreteiből következően elhanyagolható volt. Az ábrán szaggatott vonallal bejelöltük a vezető felületeken fellépő tükrözés által képviselt teljes elektródrendszert, s az /1/ és /4/ egyenleteknél használt koordináta-tengelyeket is. A mérések technikai részleteivel kapcsolatban korábbi közleményünkre utaluuk [4].

Elvégeztük az ekvipotenciális felületek kimérését az R/a viszony 0,72; 0,749; 0,799; 0,856; 1,00; 1,086; 1,12; 1,30 és 1,45 értékeinél. Minden esetben elvégeztük az x tengely (0°) illetve azzal 15°, 30° és 37,5° szögeket bezáró egyenesek mentén a kisérleti eredmények összevetését az ideális esetre az /1/ és /4/ formulából adódó elméleti értékekkel. Az egy-egy adott irány mentén 10 %-os feszültséglépésenként meghatározott relativ százalékos eltérések átlagát a 2. ábrán tüntetjük fel az R/a viszony függvényében.

A nyert négy görbének az R/a tengelyen való áthaladását tekintve a következő szabályosságokat találjuk: a növekvő irányszöggel a megfelelő görbéknek a tengellyel alkotott metszéspontja nagyobb R/a értékek felé tolódik el. Másrészt a görbék meredeksége a metszéspont környezetében szintén növekszik az irányszöggel. Ez a körülmény azt jelenti, hogy nem adható meg olyan R/a érték, amely mellett minden radiális irányban egyszerre valósulna meg a minimális eltérés feltétele. Másrészt adott $|\bar{\delta}| < C$ előirás teljesitéséhez növekvő irányszöggel egyre szükülő R/a intervallum felel meg. Az egész térre minimális eltérés biztositása a

$$\sum_{i=1}^{n} \delta_{a_i} = min \qquad /5/$$

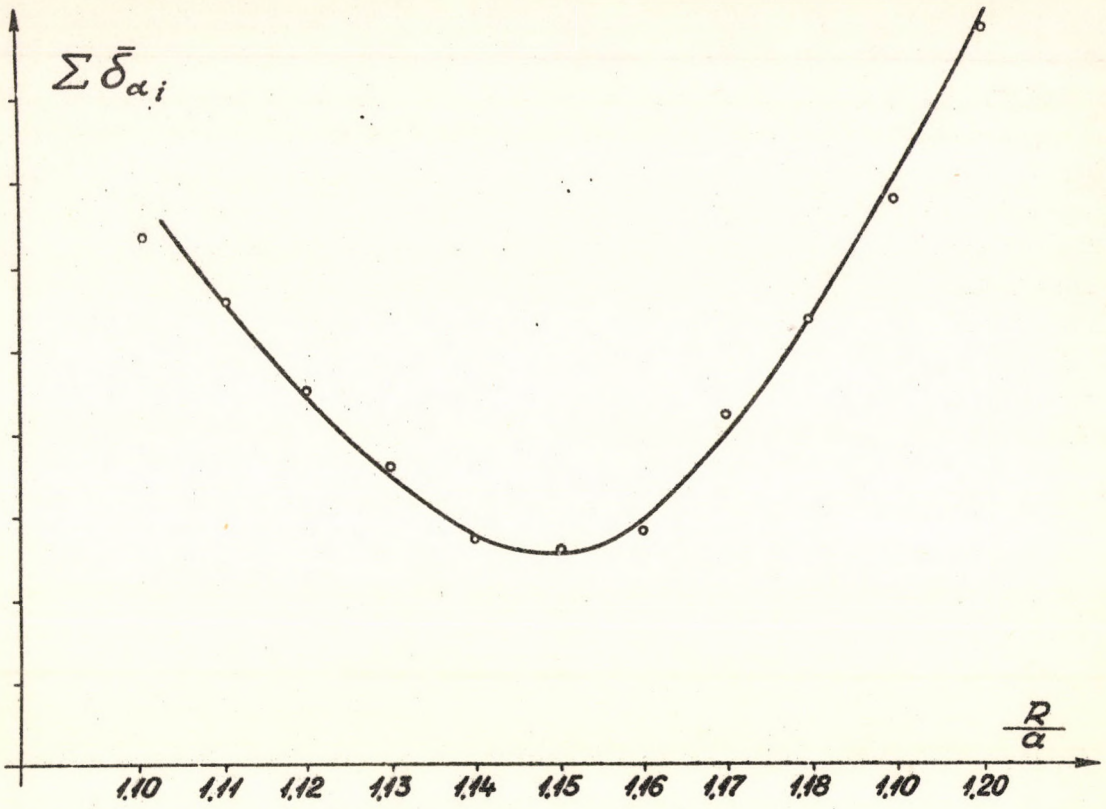
feltételt kielégitő R/a érték megvalósitásával érhető el. A 2. ábra adatainak felhasználásával az /5/ összeg R/a-val való változását adjuk meg a 3. ábrán. Látható, hogy az összeg $R/a = 1,15$-nél megy át a minimumon. Ez az eredmény teljes összhangban áll *Dayton* és munkatársai által publikált vizsgálatok eredményével [5, 6]. Az eddig ismert



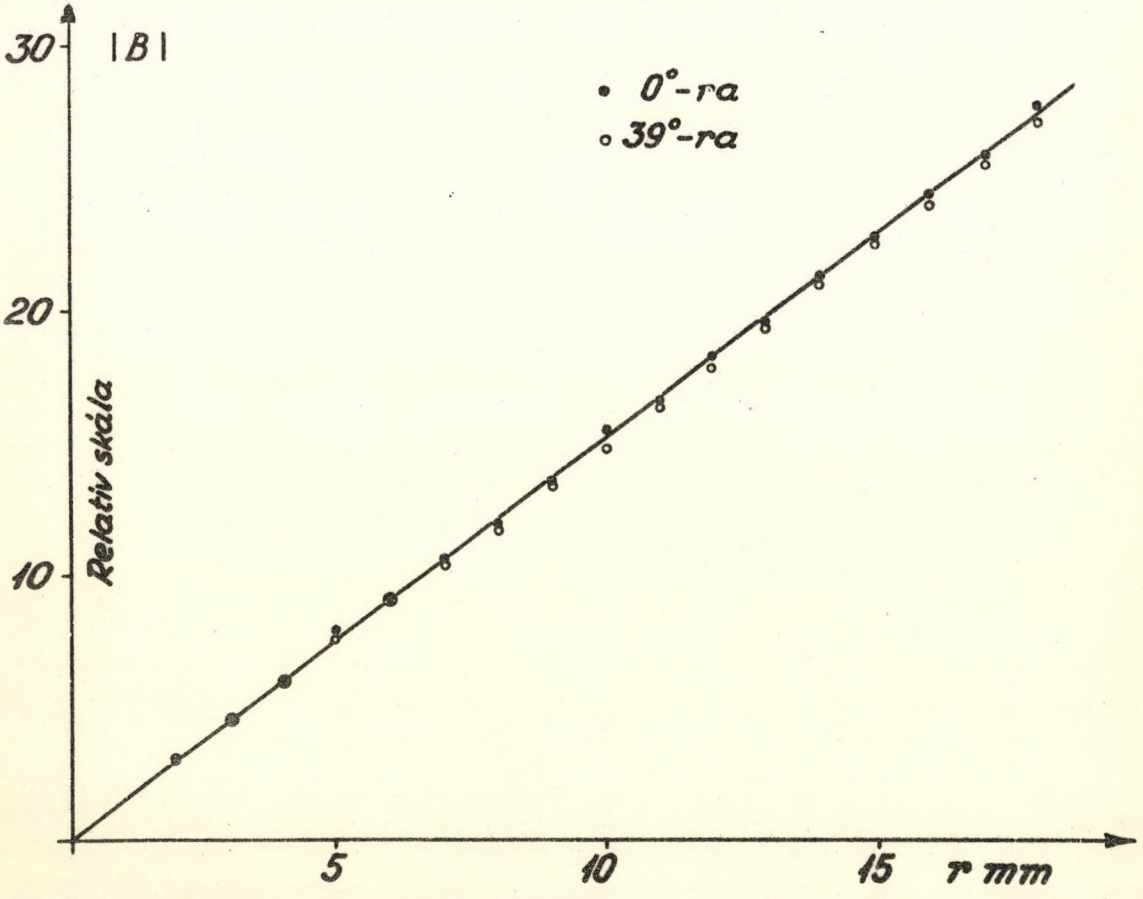
2. ábra. A δ relativ százalékos eltérések adott radiális irány felett vett $\bar{\delta}$ átlaga az R/a viszony függvényében, az x tengelyhez 0°, 15°, 30° és 37,5° szög alatt hajló irányokban.

irodalmi adat reprodukálásán tulmenően a 2. ábrán összefoglalt adatok birtokában arra is lehetőségünk nyilik, hogy adott R/a érték esetén a különböző irányokban fellépő tértorzulás előjelére és átlagos nagyságára, azaz a torzult tér tényleges képére felvilágositást nyerjünk.

Modell-méréseink eredményei összhangban állnak egy kivitelezett kvadrupolmágnes terével kapcsolatos közvetlen méréssorozat eredményeivel. A pólusok távolságának és görbületének gondos mérése szerint a mágneshez $R/a = 1,115$ viszony tartozik. A mérések során a térerő abszolut értékét határoztuk meg az x és y koordináta függvényében a hossztengely mentén mért z koordináta olyan értékénél, amelynél a véges hossz miatt fellépő erővonalszórás hatása már nem volt számottevő. A mágneses tér mérésére egy általunk készitett forgótekercses térmérő szolgál. A helykoordináták pontos beállitása illetve leolvasása a tér erős inhomogenitása miatt igen lényeges. Mind az x, mind az y irányban 0,01 mm-rendü pontosságot tudtunk biztositani olyan módon, hogy a hengeralaku vasköŕben felépitett kvadrupolmágnest egy esztergapad ágyára fektettük, a



3. ábra. A 0°, 15°, 30° és 37,5° irányokban jelentkező $\bar{\delta}$ átlagos relativ százalékos eltérések összege $R/a = 1,15$-nél mutat minimális értéket.



4. ábra. $R/a = 1,115$ viszonyu kvadrupol mágnes térintenzitásának abszolut értéke a koordináta-kezdőponttól mért r távolság függvényében a 0° (● jelzés), illetve 39° (○ jelzés) irányokban.

forgótekercses térmérőt pedig a hossziránnyal párhuzamos tengellyel a keresztszánra rögzitett függőleges szánra fogtuk fel. Ily módon a két szán segitségével a függőleges sik minden pontja 0,01 mm-rendü pontossággal beállitható volt. A forgótekercsben indukált elektromotoros erőt csővoltmérő mérte, a fordulatszám állandóságát elektrosztatikus uton nyert ellenőrző jellel detektáltuk.

A mágneses tér szerkezetének ellenőrzésére a /3/-al analóg, mágneses esetre vonatkozó arányosság teljesülését vizsgáltuk. A 4. ábrán a 0° és 39°-os irányokra adjuk meg a térerősség abszolut értékének a koordináta-kezdőponttól mért r távolsággal való változását. Mint látható, a 0°-os irányra az egzakt linearitástól való eltérés nem mutatható ki a használt mérési módszer pontossága mellett, mig a 39°-os irányban tapasztalt eltérés megfelel a modellmérés alapján várhatónak.

Irodalom

[1] *E.D. Courant - M.S. Livingston - N.S. Snyder:* Phys. Rev., *88*/1952/1190.

[2] *Koltay Ede:* Fizikai Szemle, *9*/1959/182.

[3] *A.A. Rusterholz:* Elektronenoptik, I. (Verlag Birkhauser, Basel, 1950).

[4] *Koltay Ede:* Magyar Fizikai Folyóirat, *4*/1956/213.

[5] *I.E. Dayton - F.C. Shoemaker - R.E. Mozley:* Rev. Sci. Instr., *25*/1954/485.

[6] *P. Grivet - A. Septier:* Les lentilles quadrupolaires magnetiques. CERN 58-25. /1958/.

VIZSGÁLATOK A SZCINTILLÁCIÓS β-SPEKTROSZKÓPIA TECHNIKÁJÁRA VONATKOZÓLAG

Berényi Dénes - Biró Béla

Megvizsgáltuk a reflektor fólia és a foszforméret hatását szcintillációs β-spektrométer feloldására és az energia-impulzus nagyság közti összefüggésre. Méréseink szerint Al reflektor fólia alkalmazása nem sok előnnyel jár, míg Al párologtatása a foszfor felületére vákuumban az impulzusnagyságot felénél kisebbre csökkenti. Az optimális foszfor vastagság a mérendő energia függvénye. Az optimálisnál vastagabb foszfornál csökken a feloldóképesség és az impulzusnagyság. A szcintillátor átmérőjének növelése is hátrányos lehet, bár a fényerőt növeli. Fényvezető alkalmazását mindenképpen károsnak találtuk.

1. Bevezetés

Az elmult évtizedben a szcintillációs módszer egyre jobban elterjedt a β-spektroszkópiában. A mágneses spektrométerekkel szemben elsősorban a szcintillációs β-spektroszkópok nagy térszög kihasználása jelent előnyt. A szcintillációs β-spektrométer fényereje általában legalább egy nagyságrenddel jobb a mágneses β-spektroszkópokénál. A szcintillációs technika alkalmazása a β-spektroszkópiában ezen tulmenően a szcintillációs kristályok és plasztik foszforok könnyebb kezelhetőségének, viszonylag kis méretének, valamint a szcintillátorok rövid lecsengési idejének is köszönhető. A rövid lecsengési idő különösen koincidencia spektrométerek esetén igen fontos szempont. Szögkorrelációs méréseknél szinte kizárólagos alkalmazást nyert a szcintillációs módszer.

Hátrányként jelentkezik a szcintillációs β-spektrométerek relative gyenge energia felbontása. További hátrány a multiplier paramétereinek nagy érzékenysége mágneses tér jelenlétére, valamint hütés szükségessége a sötétáram csökkentésére alacsony energiáju elektronok detektálásánál.

A módszer elterjedtsége ellenére a szcintillációs β-spektroszkópia sok kisebb technikai részletkérdése tisztázatlan, illetve nincs közölve az irodalomban. Méréseink célja ezen problematikus részletkérdések egy részének megvizsgálása volt.

Szokásos a detektort Al fényreflektor fóliával befedni. Ennek tulajdonképpeni szerepe a fényhatásfok növelése. Többen ilyen reflektor fólia alkalmazását szükségesnek tartják [1 - 5], mások fényreflektort nem használnak, pl. [6 - 7]. Nem egyértelmüen eldöntött az alkalmazott fólia optimilis vastagsága sem, az irodalomban közölt vastagság széles tartományban változik 0,7 μ és 0,2 mm között, azaz 0,2 mg/cm^2-től 54 mg/cm^2-ig. Ezek a fóliák viszont már komoly abszorpciót okozhatnak, ha a forrást kivül helyezzük el a reflektoron. Pl. egy 5 μ (1,35 mg/cm^2) vastag Al fólia a 30 keV-os elektronokból már alig enged át és hatása 100 keV-ig elég jól érezhető. Pedig a forrást éppen azért szokták a foszfortól távolabb elhelyezni, hogy megfelelő kollimálást

alkalmazzanak és igy elkerüljék a spektrum alacsony energiáju részének meghamisitását a kiszórás miatt. Mindez indokolttá teszi annak a kérdésnek a felvetését, hogy egyáltalán milyen előnnyel jár kvantitative spektroszkópiai szempontból a reflektor alkalmazása.

A szcintillációs spektrométereknél különböző méretü foszforokat alkalmaznak. Spektroszkópiai mérés csak akkor lehetséges, ha a részecske a szcintillátor belsejében veszti el teljes energiáját. Nagyobb energiatartomány átfogására vastagabb foszfor alkalmazása látszana célszerünek, mivel ekkor egy nagyobb energiatartományba eső mindegyes részecske a foszfor belsejében adná le a teljes energiáját. Kérdés azonban, hogy ebben az esetben a foszfor vastagságának megfelelő hatótávolságu elektronoknál alacsonyabb energiáju elektronok spektroszkópiai vizsgálatánál nem jelentkeznek-e hátrányos effektusok.

Kérdéses lehet az alkalmazott foszfor átmérőjének megválasztása is. Minél nagyobb átmérőjü a foszfor, annál jobb a térszög kihasználás és igy a spektrométer fényerőssége is. Viszont a szcintillátor széléhez közel beeső részecskék kis szögek alatt érkeznek a felülethez képest, s ezek jelentős hányada a foszfor felületi rétegéből kiszóródik, ami elsősorban kis energiáknál, a spektrum eltorzulását okozza. Ezen a beeső sugárnyaláb kollimálásával segithetünk, de igy a hasznositott térszöget csökkentjük. Ehhez járulhat, hogy a nagyobb foszfor átmérőnél a fotokatód nagyobb felületét használjuk ki és ennek minőségi inhomogenitása miatt leromolhat a feloldóképesség.

Spektroszkópiai méréseknél a fotokatód és foszfor között egyes kutatók fényvezetőt alkalmaznak [1 - 3, 8], mig mások ilyet nem használnak [9, 10]. A fényvezetőnek - mint a neve is mutatja - az a szerepe, hogy a szcintillátorból a fotokatód irányába haladó fotonokat a legkisebb veszteséggel jutassa a fotokatódra, és a katód teljes felületére egyenletes fényeloszlást biztositson, függetlenül a fotonok keletkezésének helyétől. Ha mágneses tér is jelen van, akkor szerepe világos, mivel ilyen esetben a fényvezető alkalmazásával a multipliert védjük a zavaró mágneses tér hatásától. Ha mágneses tér nem teszi szükségessé alkalmazását, használata már nem feltétlenül indokolt. Régebben ilyen fényvezető használata kivánatos volt, mivel a multiplierek fotokatódja érzékenység szempontjából nem volt egyenletes és ezt a kellemetlen tulajdonságot küszöbölték ki a fényvezető alkalmazásával. Ma már ebből a szempontból elég tökéletes elektronsokszorozó csövek állnak a rendelkezésünkre és igy nagyon is kérdéses lehet a fényvezető használatának szükségessége.

További problémát jelent a szcintillációs β-spektroszkópiában a forrás és szcintillátor távolsága, valamint a forrás és szcintillátor közötti levegőréteg abszorpciós hatása. A β részecskék kiszóródásának növekedése miatt, nem célszerü tul közel vinni a forrást a foszfor felületéhez, sőt - mint már emlitettük - kollimátor alkalmazása látszik ajánlatosnak. Viszont ekkor a forrás és detektor között lévő levegőréteg abszorpciója is zavaró lehet, különösen alacsony energiáju elektronoknál. Például 1 cm vastagságu levegőréteg a 26 keV-os elektronokat már tökéletesen abszorbeálja, mig 5 cm vastagságu levegőréteg kb. a 62 keV-os elektronok hatótávolságának felel meg. A teljesen abszorbeált energiának - mint ismeretes - kb. 4 - 5 -szöröse az az érték, amely energia értéktől kezdve a levegő abszorpciója teljesen figyelmen kivül hagyható. A levegő abszorpciója csökkenthető, ha csökkentjük a forrás-detektor távolságot. Ha ez nem lehetséges, akkor méréseinket feltétlenül vákuumban, illetve hidrogén atmoszférában kell elvégezni [1]. A vákuum létrehozása viszont bizonyos konstrukciós problémákat vet fel és a berendezést lényegesen komplikáltabbá teszi. A forrás hátlapjáról történő visszaszórás mindig jelen van és ennek nagysága még növekedhet a vákuumkamra falától

származó visszaszórástól. A forrás-detektor távolság növelése esetén tehát, ha azt nem megfelelőre tervezzük, a levegőréteg abszorpciója, vákuum esetén viszont a visszaszórás és a berendezés komplikáltságának növekedése jelent problémát.

A felvetett problémák közül jelen vizsgálatunkban elsősorban a reflektor fólia és a foszfor méret szerepét tanulmányoztuk részletesebben.

2. A berendezés leirása

a./ Elektronika

Méréseinkhez egycsatornás szcintillációs β-spektrométert használtunk [11, 12]. A multiplier kimenetén megjelenő jel egy katódkövető erősitő közbeiktatásával szélessávu erősitőbe jut. A szélessávu erősitő lineáris torzitása 1 % alatt van, max. 100 V-os kijövő jelek esetén. Erősitése kb. 100-szoros, frekvencia átvitelének felső határa 5 Mc. A felerősitett jelet egy differenciál diszkriminátorba visszük. Az alkalmazott differenciál diszkriminátor két antikoincidenciába kapcsolt egystabil állapotu multivibrátorból áll. A csatorna szélességet a két multivibrátor vezető csövének rácselőfeszültség megválasztásával állitjuk elő. A változtatás tiz lépcsőben, 1 voltonként történik. Az igy kiválogatott E és E + ΔE intervallumba eső energiáknak megfelelő impulzusok a számláló bemenetére kerülnek. A tizes számrendszerü aláosztó fokozat ElT dekatron csövekkel müködik. Az ElT csővel max. 30 000 impulzust lehet másodpercenként egyenletes impulzus eloszlás esetén leszámolni, igy az aláosztást elegendő öt fokozatban elvégezni.

b./ A foszfor montirozása az elektronsokszorozóra

A detektáló foszfort közvetlenül egy RCA 6342 A tipusu multiplier üvegkatódjára helyeztük rá, optikai csatolásra szilikon vákuumzsirt alkalmaztunk. A korongalakú szcintillátort egy megfelelő méretü plexi gyürü tartja a fotokatód centrumában. Az igy felszerelt multiplier egy vashengerben nyert elhelyezést. A vashenger fotokatód felöli végére fekete papirkorong került, amelyet egy keménygumi sapka rögzitett. Ennek az a feladata, hogy védje a multiplier katódját a külső fénytől. Mindez jól látható az 1. ábrán. Az ábrán be van rajzolva a fényvezetőül szolgáló plexi korong is. Mivel az RCA 6342 A tipusu multiplier cső fotokatódja fényérzékenység szempontjából elég egyenletes ezért a plexi fényvezetőt méréseinknél - a fényvezető szerepére vonatkozó speciális vizsgálatokon kivül - nem használtuk. Az igy felszerelt multipliert egy ólomtoronyba helyeztük a zavaró háttér csökkentésére.

Méréseinknél kétféle forrástartó tipust alkalmaztunk. Az egyik ráhuzható a 20 mm átmérőjü plasztik detektorra (2b. ábra), mig a másik tipus (2a. ábra) a multiplier cső vasházának végéhez rögzithető a keménygumi sapka segitségével. Mindkét megoldás esetén a forrás-detektor távolsága változtatható (minimálisan 0,5 mm). 0,5 mm távolságnál a levegőréteg abszorpciója elhanyagolható, mivel ez 3,5 keV-os elektronok teljes hatótávolságának felel meg. Az a. tipusu forrástartó használata esetén változtatható a forrás-detektor távolság megfelelő vastagságu közgyürü beiktatásával a forrástartó és a multipliertartó cső vége között (1. 1. ábra).

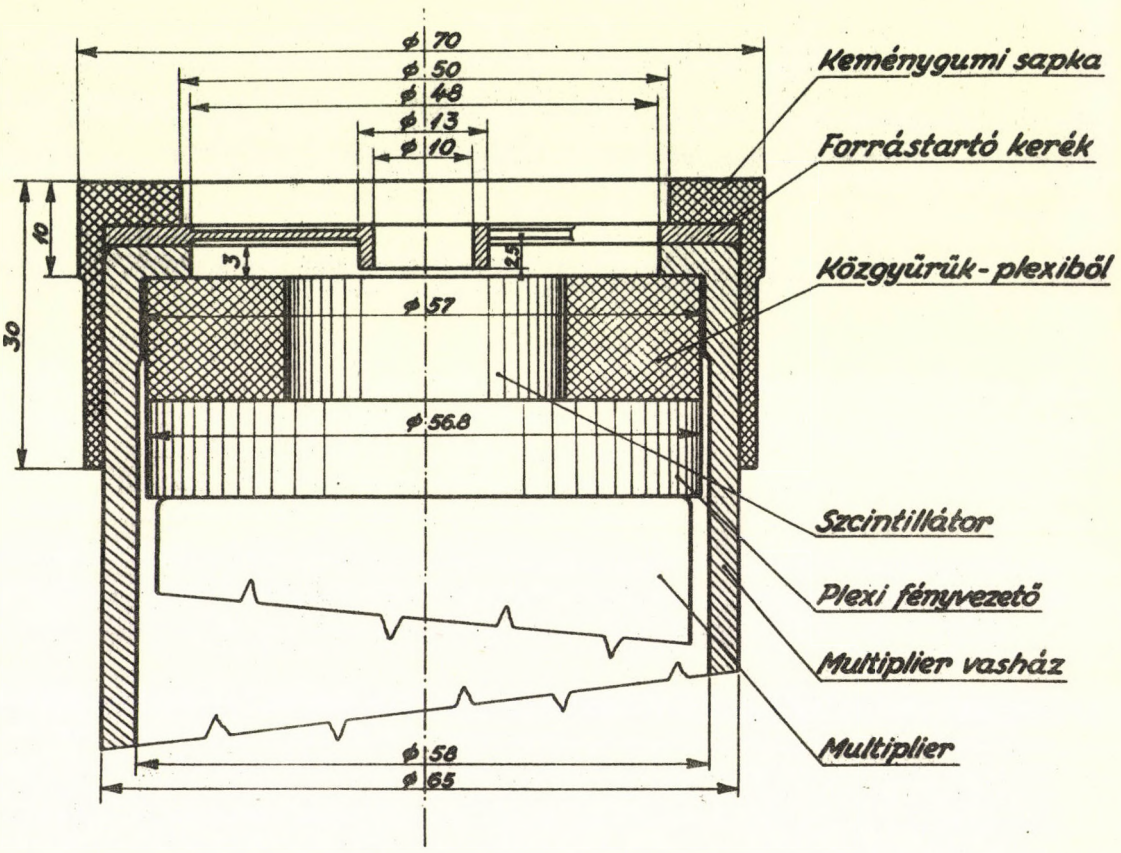
Elektron forrásként Cs^{137} preparátumot használtunk, ennek 624 keV-os konverziós vonalának tanulmányozása alkalmas volt a szükséges vizsgálatok elvégzéséhez.

Az 1 μC erősségü Cs^{137} preparátumot 1,02 mg/cm^2 vastagságu stiroflex fóliára vittük fel. A forrásfolt átmérője ~3 mm volt.

3. Mérési eredmények

a./ A fényreflektor hatása

Mint a bevezetésben már emlitettük, szokás a szcintillátort valamilyen reflektor fóliával, elsősorban aluminiummal befedni. Mint a neve is mutatja, ennek elsődleges szerepe a fényhatásfok növelése. Azon ellentmondások miatt, amelyek alkalmazásával kapcsolatosan felmerülhetnek (l. a bevezetést), hatását kvantitative vizsgáltuk meg.



1. ábra. A foszfor montirozása az elektronsokszorozóra

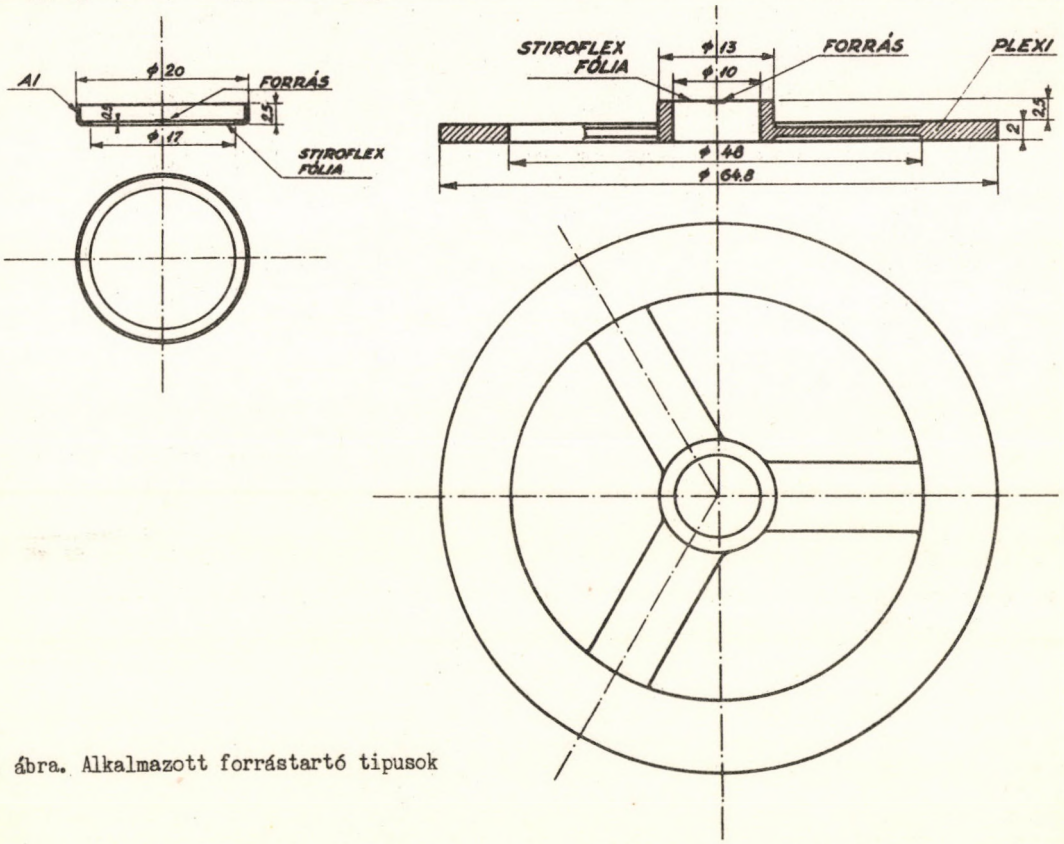
Méréseinkhez egy 20 mm átmérőjü és 10 mm magas, korong alaku cseh gyártmányu plasztik szcintillátort használtunk. A forrástartó a 2b. ábrán látható tipusu volt, amely közvetlenül ráhuzható a plasztik foszforra. Ebben az esetben plexi közgyürü (l. 1. ábra) vastagsága kisebb, mint a foszforé, ugy, hogy a szcintillátor felső része szabadon marad és lehetővé válik a forrástartó ráhuzása. Igy tulajdonképpen egy közel 2π geometriáju számlálót kaptunk, a forrás-detektor távolság 0,5 mm volt.

A fényreflektor fólia hatására vonatkozó mérések eredménye a 3. ábrán látható.

Ezeket a méréseket 2 V-os csatorna szélességgel végeztük. A 3. ábra "a" görbéjét akkor kaptuk, ha nem használtunk semmiféle reflektort. A detektor-forrás rendszert 3,7 mg/cm^2-es Al fóliával lefedve nyertük a "b" görbét. Ezután az Al fóliát levéve kaptuk a "c" jelzésü görbét, amely tehát "a" reprodukálása. Látható, hogy a reprodukálás kielégitő.

Az előző esetekkel történő kvantitativ összehasonlitás céljából ugyanazt a foszfort vákuumban Al-mal bepárologtattuk, minden más körülményt a berendezésben

változatlanul hagyva. Bár ebben az esetben igen jó tükröző felületet kapunk, a törésmutató viszonyok miatt ettől javulást nem remélhetünk. Az igy felvett spektrum a "d" görbe. Ebben az esetben a detektor oldala és a forrás felöli lapja is be volt párologtatva. Ha csak a detektor oldala volt bepárologtatva Al-mal, akkor kaptuk az "e" görbét. Megjegyezzük, hogy más független méréssorozatban a fentiek jól reprodukálódtak.



2. ábra. Alkalmazott forrástartó tipusok

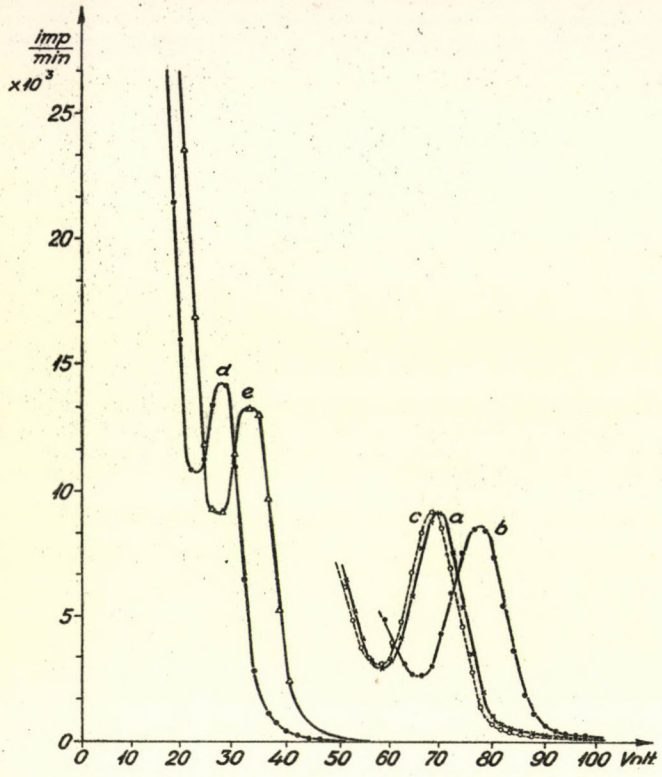
A 3. ábra azt mutatja, hogy párologtatás esetén fényhatásfok növekedés nem következik be, sőt - amint az várható - a párologtatás a mérési feltételek határozott romlását eredményezi. Megfigyelhető az is, hogy az Al fóliával történő befedés jelent ugyan bizonyos javulást, azonban ez nem nagy mérvü a lefedetlen szcintillátor felvett spektrumához képest. A javulás elsősorban a 624 keV-os csucs magasabbra tolódásában nyilvánul meg (nagyobb az impulzus nagyság). A félérték szélesség mindkét esetben kb. azonos (~17 %). Igy azt mondhatjuk, hogy a reflektor fólia elhagyása nem jár komoly hátránnyal, legalább is az adott körülmények között.

A reflektor fólia alkalmazása a leghasznosabbnak látszana az alacsonyabb energiáju elektronok vizsgálatánál. Mivel azonban a β-részecskék kiszórásának mértéke alacsonyabb elektronenergiáknál nő, itt kollimátor használatára van szükség és ezzel együtt a forrás távolabb vitelére a foszfortól, azaz az esetlegesen alkalmazott reflektor fólia szükségképpen a forrás és a foszfor közé kerül. Ebben az esetben azonban, az Al fóliák abszorpciója miatt, a reflektor fólia alkalmazása esetleg többet árthat, mint használ az alacsony energiáju elektronok detektálásánál.

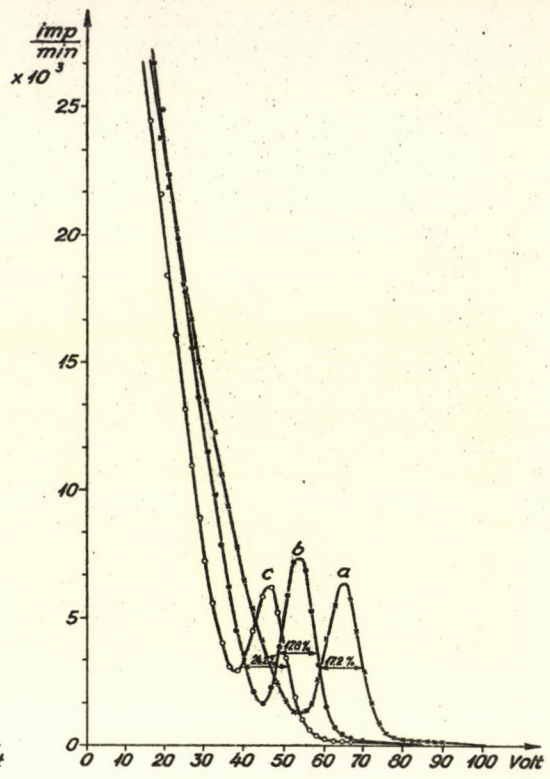
b./ A foszforméret hatása

Méréseinkhez különböző méretü antracén kristályt* és cseh gyártmányu plasztik szcintillátort használtunk. Ezeknél a méréseknél 0,5 μC erősségü Cs^{137} forrást és a 2a. ábrán látható forrástartót használtuk.

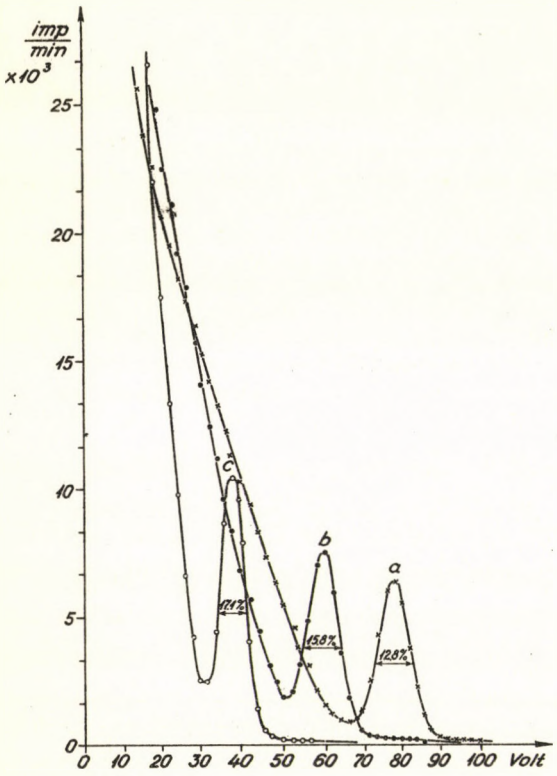
* A kristályokat a *Budapesti Orvosi Fizikai Intézet*től kaptuk.



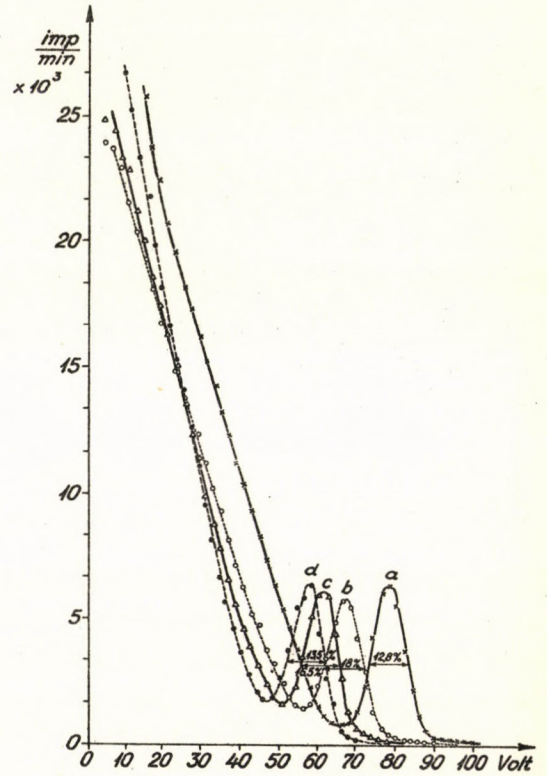
3. ábra. Fényreflektor hatása (a részletekre vonatkozólag lásd a szöveget)



4. ábra. A foszforméret hatása (lásd a szöveget)



5. ábra. A foszforméret hatása (lásd a szöveget)



6. ábra. A fényvezető hatása (lásd a szöveget)

A különböző méretü cseh plasztik foszforok segitségével felvett Cs^{137} β-spektrumát a 4. ábra mutatja.

3 mm magas és 20 mm átmérőjü plasztik korongot használva detektorként, kaptuk a 4. ábra "a" görbéjét. A "b" jelzésü görbét 10 mm vastag és 20 mm átmérőjü plasztik korong használata esetén kaptuk. Ha a detektor 10 mm magas és 45,5 mm átmérőjü plasztik, akkor mértük a "c" görbét.

Az 5. ábrán a 3 mm vastag és 20 mm átmérőjü cseh plasztik szcintillátort hasonlitunk össze két különböző méretü antracén kristállyal.

3,7 mm vastag és 15,5 mm átmérőjü antracén korongra, mint szcintillátorra az 5. ábra "a" görbéjét, 19,5 mm vastag és 20 mm átmérőjü antracén kristályra pedig a "b" görbét kaptuk. A "c" jelzésü görbe a 3 mm vastag és 20 mm átmérőjü cseh plasztikkal nyert mérési eredményt ábrázolja.

Ezek a vizsgálatok világosan mutatják a detektor méret hatását. Látható, hogy nagyobb vastagságnál romlik a feloldóképesség. A mérések alapján feltételezhető, hogy a szcintillátor mérete akkor optimális, ha vastagsága a detektálni kivánt elektronoknak a szcintillátor anyagára vonatkozó hatótávolságánál nem sokkal nagyobb. Ebben az esetben legjobb a feloldóképesség és az impulzus nagyság az adott energiáju elektronokra. Nagyobb energia-tartomány átfogására alkalmazhatunk vastagabb detektort, mivel ekkor mindenegyes, a megfelelő tartományba eső energiáju részecske a foszfor belsejében adja le a teljes energiáját, azonban ekkor számolni kell azzal, hogy a kisebb energiákra a szcintillátor vastagsága nem lesz optimális.

A 4. ábra "b" és "c" jelzésü görbéi szerint a foszfor átmérője sem közömbös. Méréseink arra mutatnak (l. 4. ábra b. és c. görbéjét), hogy a tul nagy foszfor átmérő sem kedvező.

Az itt észlelt jelenségek magyarázata valószinüleg az, hogy relative nagyméretü (vastagságu vagy átmérőjü) foszfor alkalmazásánál a szcintillációs fotonok egy jelentős része a fotokatódra való feljutás előtt már abszorbeálódik a foszforban és ennek következtében a detektálási hatásfok leromlik.

Végül a foszfor méretre vonatkozó mérésekkel kapcsolatban rá kell mutatnunk bizonyos speciális nehézségekre, amelyek következtében méréseinkből levonható következtetések meglehetősen közelitő jellegüek. A plasztik foszforoknál, de még inkább az antracén kristályoknál komoly hatása lehet nemcsak a méret változásnak, hanem annak a ténynek is, hogy különböző, egyedi szcintillátorokról van szó, amelyek a mérettől függetlenül is különböző tulajdonságokkal rendelkezhetnek. Ahhoz, hogy az ebben a fejezetben szereplő kérdésekben határozott megállapitásokat tehessünk, sokkal több független szcintillátoron végzett mérésre, ill. speciális kisérletekre volna szükség, amelyekben különös gondot kellene forditanunk arra, hogy kiszürjük a szcintillátorok egyedi különbségét.

c./ Tapasztalatok a fényvezető alkalmazásával kapcsolatban

Ezzel a problémával részletesebben nem foglalkoztunk. Az idevonatkozó mérési eredményeket a 6. ábra tartalmazza.

A detektor egy 3,7 mm magas és 15,5 mm átmérőjü antracén kristály volt. A 6. ábra "a" görbéjét akkor kaptuk, ha a foszfor és a fotokatód között nem volt plexi fényvezető korong. A "b" görbét 1 mm vastag fényvezető használata esetén kaptuk. 2 mm vastagságu fényvezető esetén a "c" jelzésü görbét, mig 3 mm vastagságu fényvezetőt alkalmazva a "d" görbét mértük.

Méréseink alapján látható, hogy fényvezető használata esetén a félértékszélesség határozottan leromlik. Tapasztalatunk tehát arra mutat, hogy fényvezető alkalmazása felesleges, sőt káros az adott multiplierek esetén.

Ezuton szeretnénk köszönetet mondani *Máthé György* fizikus kollégánknak a sok értékes tanácsáért, a felmerülő problémák megoldásában nyujtott segitségéért, valamint az elektronikus berendezés beméréséért. A források gondos preparálásáért *Dr. Ujhelyi Csaba* rádiókémikus kollégánkat illeti köszönet.

Irodalom

[1] *K. Siegbahn:* Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy. North Holland Publishing Co., Amsterdam. (1955) Chap. V.B.

[2] *F. Ajzenberg - Selove:* Nuclear Spectroscopy. Part A. Academic Press, New York, (1960) Chap. I. E2b.

[3] *J.P. Palmer - L.J. Laslett:* Application of scintillation counter to Beta-Ray Spectroscopy. AEC Rep. ISC-174. 1950.

[4] *L.S. August - J.F. Früchtenicht:* Phys. Rev., *120*/1960/2072.

[5] *E.L. Robinson - B.T. Lucas - O.E. Johnson:* Phys. Rev., *122*/1961/202.

[6] *R.G. Johnson - O.E. Johnson - L.M. Langer:* Phys. Rev., *102*/1956/1142.

[7] *R.M. Steffen:* Phys. Rev., *118*/1960/763.

[8] *Keszthelyi Lajos:* Magyar Fizikai Folyóirat, *5*/1957/251.

[9] *O.E. Johnson - W.G. Smith:* Phys. Rev., *118*/1960/1315.

[10] *D.A. Howe - L.M. Langer:* Phys. Rev., *124*/1961/519.

[11] *Máthé György:* Magyar Fizikai Folyóirat, *7*/1959/129.

[12] *Máthé Gy. - Scharbert T.:* Mérés és Automatika, *7*/1959/1.

300 keV-OS VAN DE GRAAFF TIPUSU ELEKTRONGYORSITÓ BERENDEZÉS OKTATÁSI CÉLRA

Bánhalmi József
Kossuth Lajos Tudományegyetem
Kisérleti Fizikai Intézete, Debrecen

Bódizs Dénes
Optikai és Finommechanikai
Központi Kutató Labor, Debrecen

Elektronokat maximálisan 300 keV energiára gyorsitó berendezést készitettünk oktatási célra. A gyorsitóberendezés segitségével elektronoptikai, vákuumtechnikai, gammadozimetriai méréseket végezhetnek a hallgatók.

B e v e z e t é s

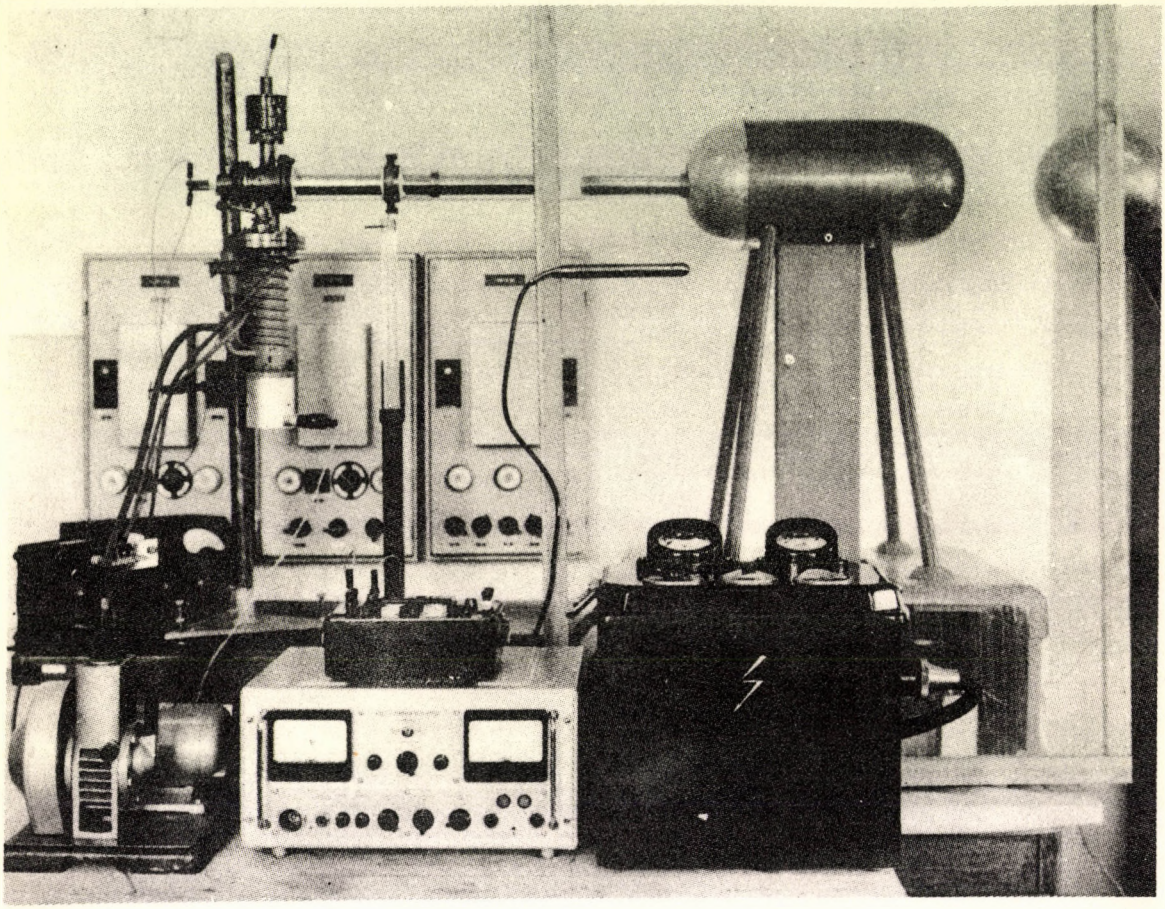
A *Debreceni Kossuth Lajos Tudományegyetem*en folyó fizikusképzés során a hallgatók az általános ismeretek mellett beható kisérleti magfizikai ismereteket nyernek a *Kisérleti Fizikai Intézet*ben végzett laboratóriumi gyakorlatok s a részben az *ATOMKI*-ban végzett diplomamunkák során. Annak érdekében, hogy a speciálisan gyorsitótechnikával illetve magreakciókkal kapcsolatos diplomamunkákon tulmenően az általános laboratóriumi gyakorlatok kereteibe iktatott ilyen irányu feladatok körét bővitsük, az intézet oktatási célokat szolgáló 300 kV-os szabadtéri Van de Graaff generátorát elektrongyorsitó rendszerrel bővitettük ki. Maga a nagyfeszültségü generátor az intézet 1,7 MeV-os Van de Graaff gyorsitójának [1] építéséhez szükséges előtanulmányok céljaira még az 1950-es évek elején épült*. Mind a generátor, mind a gyorsitóegység felépitésében a maximális egyszerüségre törekedtünk, annak érdekében, hogy jól áttekinthető s egyszersmind maximális üzembiztonságu oktatási eszközt adjunk a hallgatók kezébe. Jelenlegi formájában a berendezés az elektrosztatikus generátorok müködési viszonyaival, a gyorsitóberendezések vákuumtechnikai problémáival, az elektronforrások elektronoptikai tulajdonságaival, inhomogénterü gyorsitócsövek tervezésével és leképzési sajátságaival, a fékezési röntgensugárzással és egyszerübb gammadozimetriai problémákkal kapcsolatos laboratóriumi gyakorlatokban használható.

Az egyszerü berendezésnek az oktatási gyakorlatban való sokoldalu használhatósága teszi indokolttá, hogy röviden foglalkozzunk ezen a helyen a generátor és a gyorsitórendszer leirásával.

* A generátor épitésében *Puskás Emil* és *Kiss Dezső*, az intézet akkori munkatársai vettek részt.

F e l é p i t é s

A teljes gyorsitóberendezés szerkezete az 1. ábrán jól áttekinthető. A nagyfeszültségü elektród félgömbökkel lezárt 24 cm átmérőjü henger, tartására 4 db impregnált pabitcső szolgál. A szigetelők között elhelyezett hernyóselyem töltőszalag két egymásra gumirozott rétegből áll, a külső és belső felületek eredeti állapotban maradtak. A szalag sebessége 0 - 15,8 m/sec-ig szabályozható. Maximálisan 15 kV töltőfeszültséget használva az elérhető maximális rövidzárlati áram az áttöltő-rendszer megfelelő beállitásánál 50 μA. A maximálisan elérhető feszültség 300 kV fölött van a Baumhauer-féle integrációs módszerrel mérve [2].

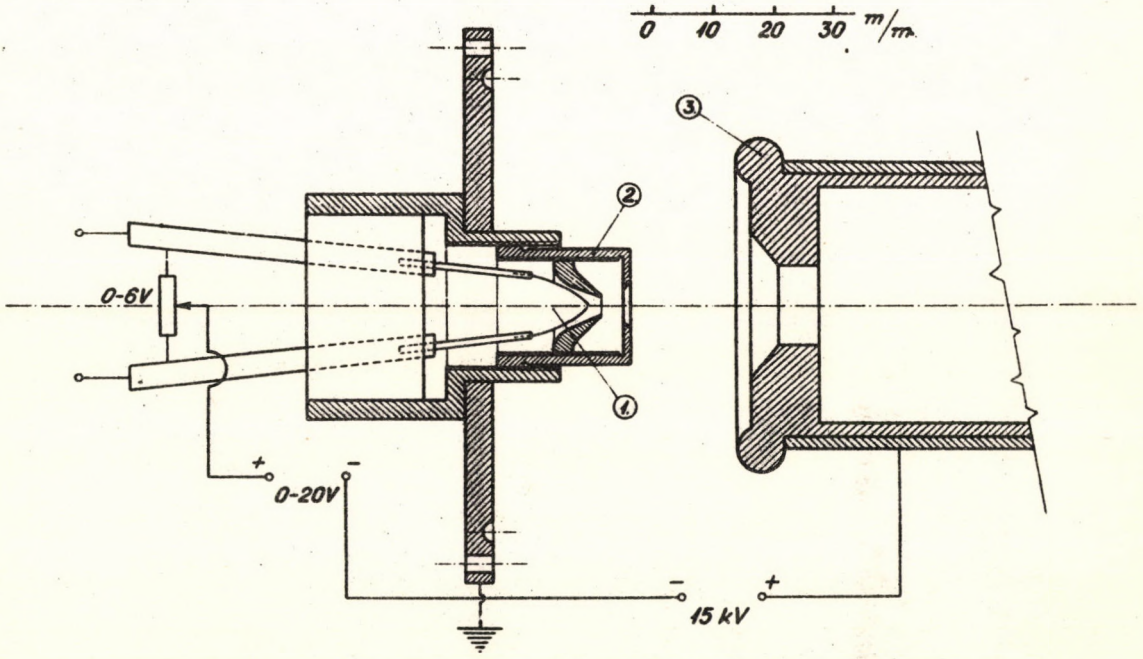


1. ábra. A gyorsitóberendezés.

Az előállitott nagyfeszültség a nagyvákuumon tartott egyfokozatu inhomogén terü gyorsitócső s egy ehhez kapcsolt elektronforrás segitségével használható nagyenergiáju elektronnyaláb keltésére. A nagyfeszültségü elektród egyik félgömbjén legömbölyitett szélü környilás van, ebbe torkollik a vizszintesen elhelyezett gyorsitócső. A gyorsitócső 6 cm átmérőjü rasotherm-üvegből készült, két darabból áll. Összeszerelését, illetve lezárását a csövek végeire ragasztott fémperemek szolgálják. A fémperemekbe gumigyürü helyezhető, s ehhez illeszthető a csatlakozó alkatrész.

A gyorsitócsőnek a magasfeszültségü elektródával ellentétes végéhez, egy T-fémcsőidomhoz csatlakozik a diffuziós szivattyu és az elektronforrás. Utóbbit a nagy berendezéseknél szokásos elrendezéstől eltérően a magasfeszültségü elektródán

kivül, földpotenciálon helyeztük el és a magasfeszültségü elektróda felé gyorsitjuk az elektronokat. Ez az elrendezés egyszerü lehetőséget biztosit az elektronforrás és az előfókuszáló berendezés feszültségellátásra s lehetővé teszi az emlitett elemek elektronoptikai tulajdonságainak a gyorsitótól függetlenül, önálló feladatként történő vizsgálatát a berendezés különleges átalakitása nélkül. Az a körülmény, hogy a keltett röntgensugárzás a magasfeszültségü elektródánál keletkezik, s igy csak annak feszültsége által megszabott távolságban (kb. 35 cm) elhelyezett földelt védő háló sikja mögött figyelhető meg illetve használható fel, nem jelent nehézséget a nyert röntgensugár-intenzitás mellett.

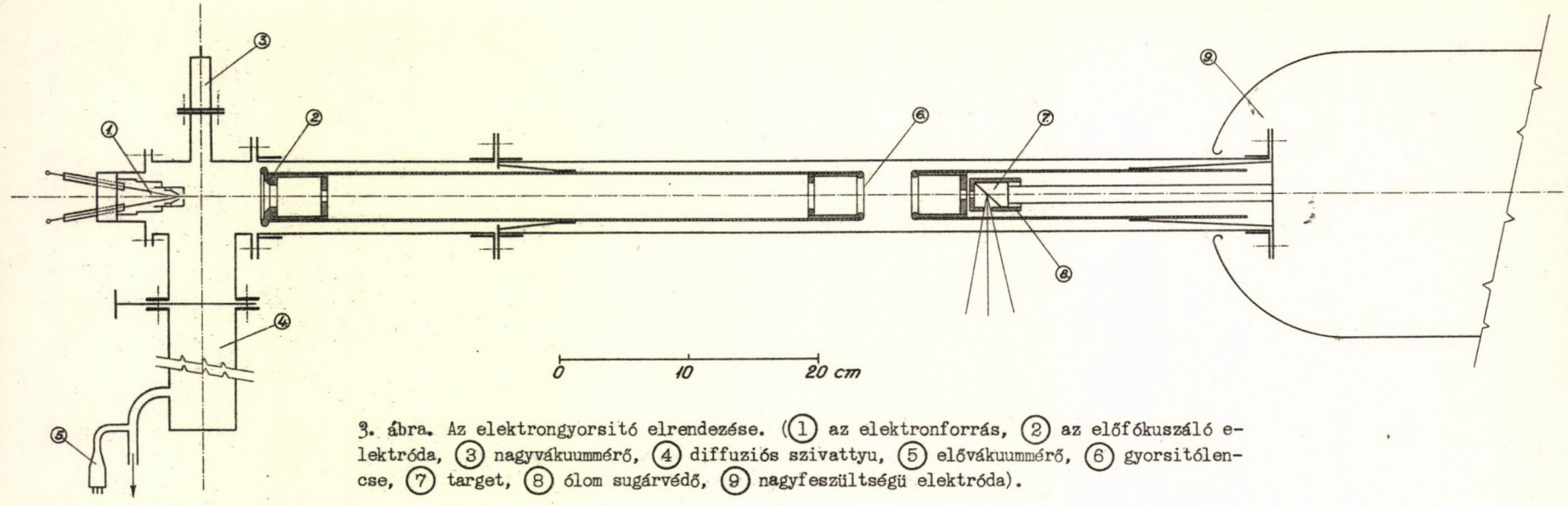


2. ábra. Az elektronforrás felépitése (1) izzószál, (2) Wehnelt-henger, (3) előfókuszáló elektród) és kapcsolása.

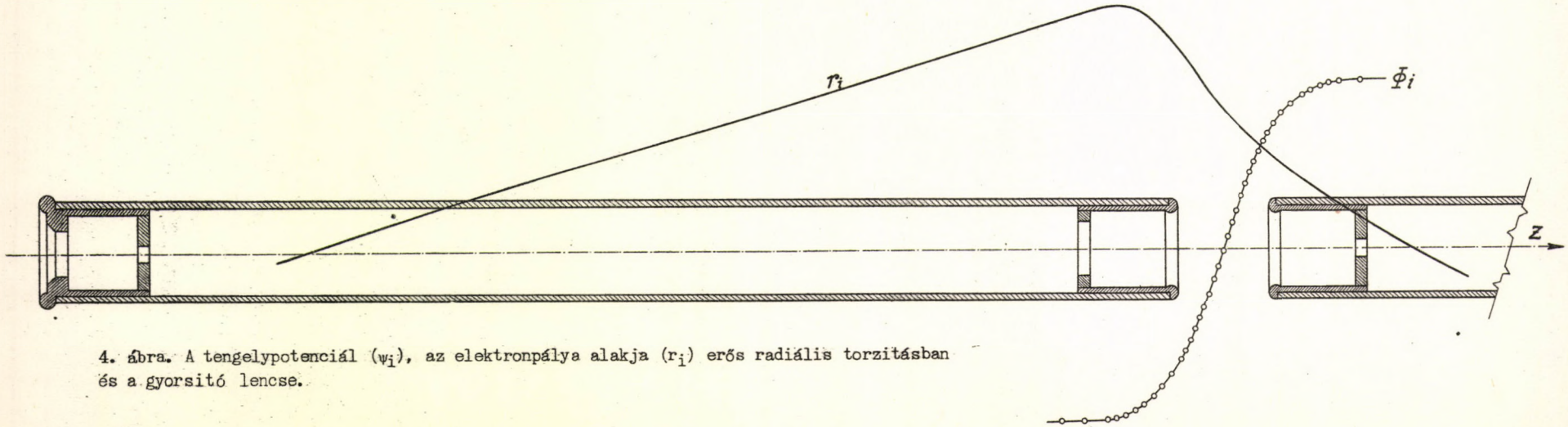
Az elektronforrás egy hajtüszerüen meghajlitott 0,2 mm átmérőjü Wolframszál, Wehnelt hengerrel és előfókuszáló elektródával. Méretviszonyait a 2. ábra szemlélteti. Az előfókuszáló feszültséget egy földpotenciálon dolgozó anódpótló szolgáltatja. Az előfókuszáló berendezés fókuszpontja képezi a nagyfeszültségü gyorsitórés által képviselt elektronlencse tárgypontját: ezt az utóbbi a magasfeszültségü elektrodánál elhelyezett targetre képezi le. Targetnek egy, a tengelyéhez 45° szög alatt leköszörült végü vörösréz rudat használunk, amelyet ólomköpeny vesz körül, csupán a targetre érkező elektronoknak és a targetről kiinduló röntgensugarak keskeny nyalábjának hagyva helyet.

A magasfeszültségü lencsét a szekunder-effektusok csökkentése érdekében az immerziós lencséknél szokásos módon képeztük ki [3].

A gyorsitócső az elektronforrás a target és a diffuziós szivattyu elrendezését a 3. ábrán tüntettük fel. Az elektronok megfelelő nagyságu szabad uthosszának, valamint a nagyfeszültségü lencseelektródák szigetelésének biztositására 5 . 10^{-5} Hgmm vákuumot kell biztositani a gyorsitócsőben. Ezt az igényt jól kielégiti egy olajcsapdával ellátott 35 l/sec szivósebességü olajdiffuziós szivattyu, amelyet egy 2,5 m^3/óra szivósebességü rotációs szivattyuval szivunk.



3. ábra. Az elektrongyorsitó elrendezése. (1) az elektronforrás, (2) az előfókuszáló elektróda, (3) nagyvákuummérő, (4) diffuziós szivattyu, (5) elővákuummérő, (6) gyorsitólencse, (7) target, (8) ólom sugárvédő, (9) nagyfeszültségü elektróda).



4. ábra. A tengelypotenciál (ψ_i), az elektronpálya alakja (r_i) erős radiális torzitásban és a gyorsitó lencse.

A vákuumrendszer térfogata kb. 3 l, a méretviszonyok figyelembevételével megengedhető maximális gázbeömlés kb. 1 µl/sec: a tényleges beömlés a felépitett rendszerben 0,05 µl/sec értékünek adódott. Az elővákuumot egy termokeresztes müszerrel, a nagyvákuumot egy penning-tipusu müszerrel mértük.

Az előfókuszáló rendszer fókuszpontját kisérleti uton határoztuk meg, illetve megállapitottuk, hogy hogyan függ ez a fókusztávolság az elektronágyu geometriai és feszültségi elrendezésétől. Optimális beállitás esetén a fókuszpont az előfókuszáló elektródától 11 cm-re keletkezik. A további lencseszámitásoknál ezen fókuszpont szolgált tárgypontként alapul. A magasfeszültségü gyorsitólencse szerkesztésénél a Gans-féle peligonnal közelitő eljárást alkalmaztuk [3]. A Gans-féle poligon-módszer első közelitéseként szolgáló elrendezést a Spangenberg-féle görbékre [4] támaszkodva adtuk meg. A számitások eredményeként 15 kV előfókuszáló feszültségnél s a 150 kV közepes gyorsitófeszültségnél az előfókuszponttól 40 cm-re elhelyezett hengerlencsével a résközépponttól 6 cm-re kapjuk a fókuszpontot. A számitásokkal nyert tengelypotenciál-lefutást a nyaláb szélső elektronpályájára nyert sugármenetet erős radiális torzitásban, és a lencse elektródáinak formáját a 4. ábra mutatja. A fókuszpont kiterjedésének mérésére, illetve a lencseméretezés helyességének az ellenőrzésére a targetre elhelyezett filmre exponáltuk az elektronsugarat. A targetfolt magjának átmérője 3 mm. A gyorsitás során 150 - 280 kV gyorsitófeszültségnél 5 - 6 µA elektronáramot lehetett nyerni. A targettől kb. 35 cm távolságban a röntgensugárnyaláb irányában 0,1 R/óra dozisteljesitmény nyerhető.

Ez uton szeretnénk köszönetet mondani *Koltay Ede* kandidátusnak a gyorsitóberendezés tervezése és épitése során nyujtott hasznos tanácsaiért.

Irodalom

[1] *Szalay Sándor - Puskás Emil - Koltay Ede - Félszerfalvi János:* ATOMKI Közlemények 2/1960/3.

[2] *W. Baumhauer - P. Kunze:* Zeitschrift für Physik, *114*/1936/197.

[3] *E. Koltay:* Nucl. Instr., *6*/1960/45.

[4] *K.R. Spangenberg:* Vacuum Tubes. McGraw Hill. London. 1948.

HORDOZÓMENTES Ra-228 ($MsTh_1$) ÉS Ac-228 ($MsTh_2$) IONCSERÉS ELŐÁLLITÁSA

Brücher Ernő

Ioncserés eljárást dolgoztunk ki hordozómentes $MsTh_1$ és $MsTh_2$ preparátumok előállitására. A $MsTh_1$-et régi $Th/NO_3/_4$-ból állitottuk elő. A Th kb. 95 %-ának tributilfoszfátos extrakciója után a maradékot 0,5 M NH_4-laktát oldatban (melyben az NH_4-laktát molaritása több mint hatszorosa a Th molaritásának) Dowex 50 x 8 kationcserélő oszlopon választottuk el a $MsTh_1$-től, ahol az utóbbi megkötődött. A ritkaföldfém szennyezéseket 0,7 M NH_4-laktátos elucióval távolitottuk el az oszlopról. A $MsTh_1$-et 3 N HNO_3-val oldottuk le és az oldat bepárlása után 0,5 ml 0,05 N HCl oldatban 0,3 cm x 8 cm méretü Dowex 50 x 12, 400 mesh szemcseméretü gyantával töltött kationcserélő oszlopra vittük. A $MsTh_2$ 0,65M NH_4-laktáttal rendszeresen eluálható az oszlopról, mivel ilyenkor a $MsTh_1$ adszorpciós zónája csak igen lassan mozdul el és a bomlástermékek - a RdTh, ThB, ThC - a $MsTh_2$ előtt eluálódnak. A $MsTh_2$-t tartalmazó NH_4-laktát oldatot megsavanyitva kationcserélő oszlopra vittük (0,2 cm x 1 cm, Dowex 50 x 12), amelyről előbb 2N HCl-val a Th/B + C/ szennyezést, majd 7N HCl-val a $MsTh_2$-t oldottuk le. A $MsTh_2$ radioaktiv szennyezettsége < 0,2 % és a kiindulási $Th/NO_3/_4$ $MsTh_2$ tartalmára vonatkoztatott hozama 70 - 80 %.

A $MsTh_2$-t ($t_{1/2}$ = 6,13 óra) laboratóriumi körülmények között igen gyakran régi Th sóból előállitott $MsTh_1$-ből ($t_{1/2}$ = 6,7 év) nyerik. A $MsTh_2$ előállitására kidolgozott eljárások - igy a Zr- vagy La-hidroxiddal való együttlecsapás [1a], a Ba-$MsTh_1$-$MsTh_2$ kloridok abszolut alkoholos kezelése [2, 3], az elektrolizises elválasztás [1b] - a müveletek (pl. lecsapás) többszöri megismétlése miatt [1a, 2, 3] aránylag alacsony hozamot biztositanak (maximálisan 50 - 60 %) és a kapott termék tisztasága sem minden esetben kielégitő. A legnagyobb hozamot (70 - 80 %) a *Volkova* és *Ziv* által ismertetett - a Ba-$MsTh_1$-$MsTh_2$ bromidok metilalkohol-éter elegyében mutatott különböző oldékonyságán alapuló - eljárás [4] biztositja.

A $MsTh_2$ előállitására alkalmasnak látszott az ioncserélő oszlopokon végrehajtható (pl. a Sr-90-ből történő Y-90 előállitásra alkalmazott) un. "fejés" [5]. Az eljárás lényege az, hogy a kationcserélő oszlopon megkötött nagy felezési idejü anyaelem mellől a bomlásterméket olyan oldattal eluálják, amely az anyaelem adszorpciós zónáját gyakorlatilag nem mozditja el.

Az ioncserés elválasztáshoz szükséges idő csökkentése céljából kisméretü oszlopot alkalmaztunk, ez pedig gyakorlatilag hordozómentes $MsTh_1$ preparátum előállitását tette szükségessé. Mivel az irodalomból ismert előállitási módszerek [6] alkalmazásával kielégitő hozammal csak Ba hordozót tartalmazó $MsTh_1$ nyerhető, kidolgoztunk egy eljárást hordozómentes $MsTh_1$ előállitására is.

A $MsTh_1$ előállítása

A $MsTh_1$-et Merck-féle minőségmegjelölés nélküli, feltehetően 20 - 25 éve készült $Th/NO_3/_4$-ból állitottuk elő.

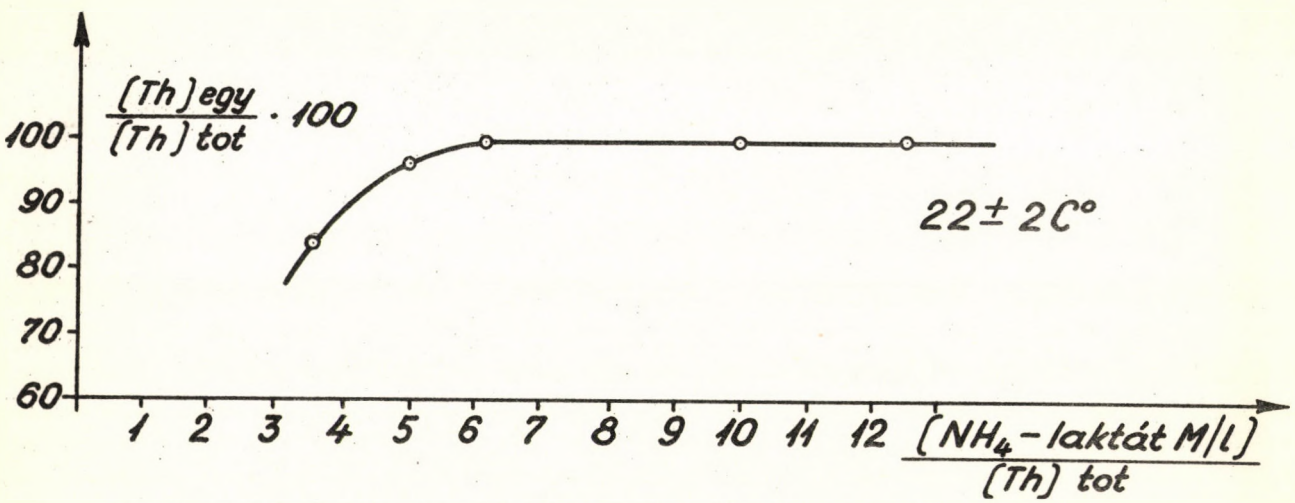
A kisérletekhez pro analisy vegyszereket használtunk.

A $MsTh_1$-nek a $Th/NO_3/_4$-tól való elválasztására a laktát komplexeik stabilitásában mutatkozó jelentékeny eltérést használtuk fel. Ismeretes [7], hogy a polisztirolszulfonsav kationcserélő gyantákon megkötött thorium ionok 0,4 - 0,5 M NH_4-laktátos elució esetén igen gyorsan (a ritkaföldfémek előtt) távoznak az oszlopról, ugyanakkor az alkáliföldfémek csak rendkivül lassan eluálódnak [8].

Vizsgálataink alapján megállapitottuk, hogy a $Th/NO_3/_4$ - NH_4-laktát-Dowex 50 x 8 gyanta rendszerben bizonyos Th-ion - laktát-ion koncentrációviszony elérése után - feltehetően semleges és negativ töltésü laktát komplexek képződése miatt - a Th nem kötődik meg a gyantafázisban. A Th oldatban tartásához minimálisan szükséges laktát ionok mennyiségét sztatikus kisérleti körülmények között állapitottuk meg. A kisérletekhez 0,5 M NH_4-laktát oldatot használtunk, mivel ez kationcserélő oszlopról a Th-ot gyorsan, a Ra-ot pedig gyakorlatilag nem eluálja.

Becsiszolt dugós erlenmeyerekben 20 ml NH_4-laktátra 0,5 M, $Th/NO_3/_4$-re változó (0,04 - - 0,14 M) koncentrációju oldatot, 2 g NH_4 formában lévő 60 - 80 mesh szemcseméretü Dowex 50 x 8 gyantával 6 - 8 órán át rázattunk (ez az idő elegendő az egyensuly eléréséhez). A fázisokat üvegszürőn szétválasztva a szürlet egy részében $p_H \approx 1$-ig történő savanyitás után oxálsavval lecsaptuk a Th-ot, a csapadékot izzitás után mértük [9], és kiszámitottuk a gyantán megkötött Th mennyiségét. A kisérletek eredményeit az 1. ábra mutatja.

Az 1. ábra alapján megállapitható, hogy Th-ot tartalmazó 0,5 M NH_4-laktát oldat és Dowex 50 x 8 kationcserélő gyanta érintkezésekor a Th teljes mennyisége az oldatban marad, ha az NH_4-laktát M/l per $Th/NO_3/_4$ M/l koncentráció viszony > 6. Ennek alapján a $MsTh_1$ előállitás hig, Th-ra kb. 0,08 M/l töménységü oldatból történhet. Nagyobb mennyiségü $Th/NO_3/_4$ feldolgozása esetén a nagy oldattérfogatok alkalmazásának elkerülésére a Th nagyobb részét el kell távolitani. A Th zömének eltávolitására 8 N HNO_3 oldatból történő tributilfoszfátos /TBP/ extrakciót alkalmaztunk [10, 11].



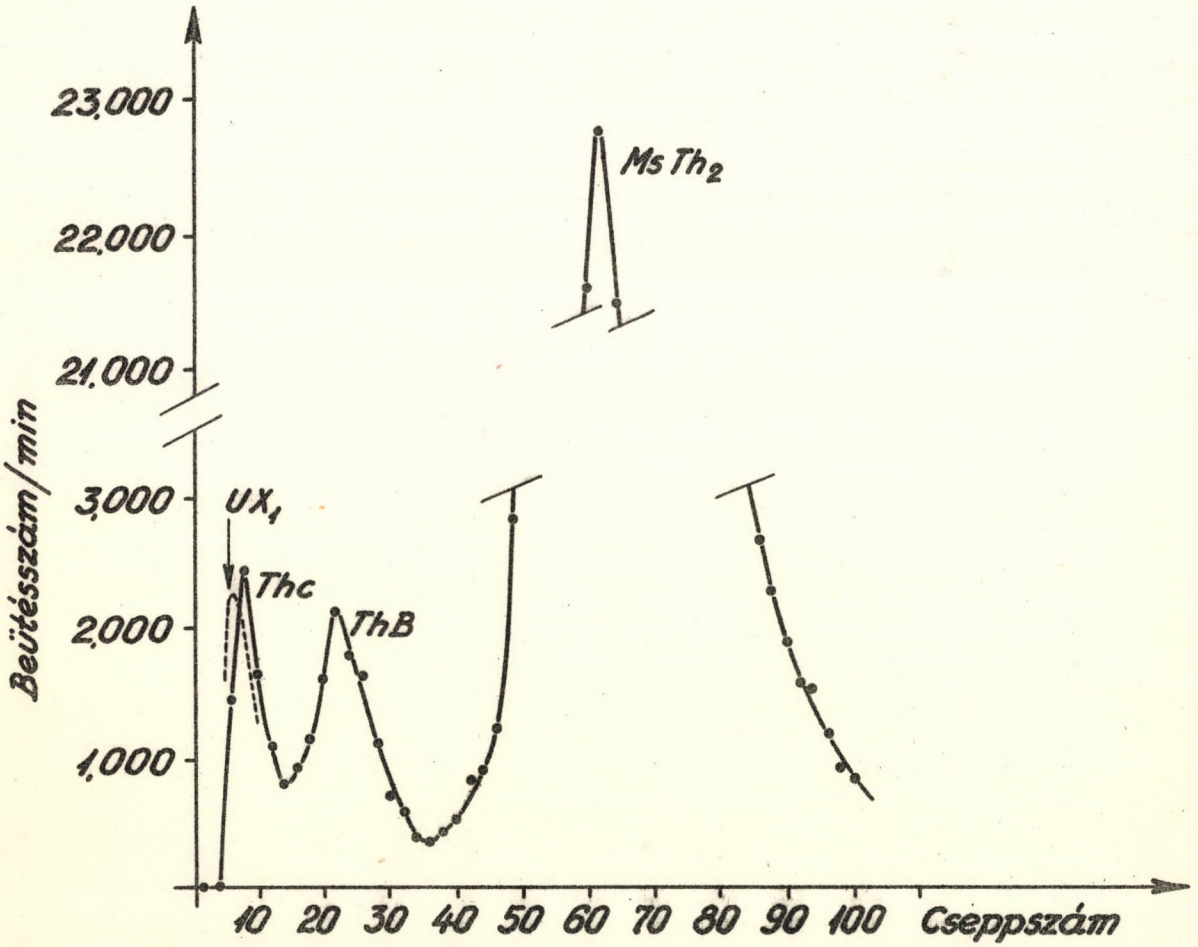
1. ábra. A Th megoszlása Dowex 50 x 8 gyanta és 0,5 M kiindulási koncentrációju NH_4-laktát oldat között ($[Th]_{tot}$ ill. $[Th]_{egy}$ az oldat kiindulási, ill. egyensulyi Th koncentrációja M/l egységben).

M u n k a m e n e t :

50 g $Th/NO_3/_4$-ot 100 ml 8 N HNO_3-ban feloldottunk, és rázótölcsérben 100 ml 40 %-os TBP oldattal (benzinben) 5 percig ráztuk. A fázisok szétválasztása után a szerves fázisba átment Th-ot 50 ml 0,01 N HNO_3-ba ráztuk át, majd az egész müveletet még kétszer megismételtük. A harmadik kirázás után a benzinnel kétszer mosott vizes fázist vizfürdőn szárazra pároltuk. A 70 ml 0,5 M NH_4-laktát oldatban feloldott száraz maradékot (2,43 g) kationcserélő oszlopon (1 cm x 20 cm, Dowex 50 x 8, 80 - 80 mesh, NH_4-formában) engedtük át. Az oldat áthaladása után a ritkaföldfém szennyezések eltávolitására 50 ml 0,7 M NH_4-laktáttal, az NH_4-ionok eltávolitására pedig 50 ml 1 N HNO_3-val mostuk az oszlopot. A $MsTh_1$-et 40 ml 3 N HNO_3-val oldottuk le és az oldat vizfürdőn történő bepárlása után a maradékot (látható maradékot nem kaptunk) 0,5 ml 0,05 N HCl-ban felvéve nyertük a gyakorlatilag hordozómentes $MsTh_1$ preparátumot.

A $MsTh_2$ e l ő á l l i t á s a

Az ismertetett módon előállitott $MsTh_1$ preparátum közvetlenül az előállitás után Ra-224 (ThX)-et ($T_{1/2}$ = 3,64 nap) és annak bomlástermékeit is tartalmazza. Hosszabb idő mulva viszont a bomlástermék Th-228 (RdTh) kezd felhalmozódni, ezért a $MsTh_2$ kinyerését összekapcsoltuk a $MsTh_2$-nek a Ra, Th, Bi és Pb izotópoktól történő elválasztásával.



2. ábra. A $MsTh_2$ 0,65 M NH_4-laktátos eluciója 0,3 cm x 8 cm-es Dowex 50 x 12, 400 mesh szemcseméretü gyantával töltött oszlopról. Az eluens áramlási sebessége: 1 csepp/min (1 csepp $\approx$ 0,04 ml) t = 22 ± 2 C°.

A 0,3 cm x 8 cm méretü Dowex 50 x 12, 400 mesh szemcseméretü NH_4-formában lévő kationcserélő oszlopra felvitt $MsTh_1$-ből történő $MsTh_2$ kinyerésre a 0,65 M NH_4-laktáttal szobahőmérsékleten végzett eluciót találtuk a legalkalmasabbnak. Ilyen elválasztási körülmények között a $MsTh_1$ adszorpciós zónája csak igen lassan mozdul el az oszlopon (15 $MsTh_2$ kinyerési kisérlet alatt kb. 1 cm-t), amely lehetővé teszi a kisérlet sokszori megismétlését. A $MsTh_2$ elválasztási kisérletek egyikét a 2. ábrán tüntettük fel.

Az ábrán szaggatott vonal mutatja a RdTh eluciós csucsát, melyet UX_1 izotóppal vettünk fel. Az UX_1-et $UO_2/NO_3/_2$-ből állitottuk elő *Kraus* és munkatársai módszerével [12]. A külön edénybe szedett $MsTh_2$-t tartalmazó oldatot $p_H \approx 1$-re állitás (6N HCl-val) után 0,2 cm x 1 cm méretü, 400 mesh szemcseméretü H-formában levő Dowex 50 x x 12 gyantával töltött oszlopra vittük. Az oszlopról 1 ml 2N HCl-val eltávolitottuk az NH_4-ionokat és a nem teljes elválasztás folytán a $MsTh_2$-vel együtt maradt Th/B + C/-t, majd 1 ml 7N HCl-val a $MsTh_2$-t. A $MsTh_2$-t tartalmazó oldatnak kvarcedényben vizfürdőn történő bepárlásával nyertük a $MsTh_2$ preparátumot.

A $MsTh_2$ radiokémiai tisztaságát a felezési idő mérése alapján állapitottuk meg. A mérési adatokból a legkisebb négyzetek elve alapján számitott felezési idő 6,1± ± 0,1 óra, megegyezik az irodalmi értékkel [1]. A preparátum radioaktiv szennyezettsége < 0,2 %.

A kinyert $MsTh_2$-nek a kiindulási $Th/NO_3/_4$-ra vonatkoztatott hozamának megállapitására 0,25 g $Th/NO_3/_4$-ből 70 mg Ba-val szulfát alakban lecsaptuk a $MsTh_1$-et. A csapadékot enyhe izzitás és elporitás után mérőcsészébe vittük, majd 34 nap állás után aluminium végablakos (29,2 mg/cm^2) GM csővel meghatároztuk az aktivitását. Ugyanilyen körülmények között meghatároztuk az ioncserés eljárással előállitott $MsTh_2$ aktivitását is (az oldat egy részéből a $BaSO_4$-éval azonos mennyiségü La-oxaláttal csaptuk le a $MsTh_2$-t). Az aktivitások összehasonlitása alapján megállapitottuk, hogy az ioncserés eljárással a kiindulási $Th/NO_3/_4$ $MsTh_2$ tartalmának 70 - 80 %-a nyerhető ki.

Köszönetet mondok *dr. Szalay Sándor* intézeti igazgatónak, aki a munka elvégzését lehetővé tette.

Köszönetet mondok *Tóth Endrénének*, aki a kisérletek elvégzésében volt segitségemre.

Irodalom

[1] *Gmelins* Handbuch der anorganischen Chemie. Actinium und Isotope. 8. Aufl. 1942. Verlag Chemie, a: 66; b: 67.

[2] *C.K. McLane - S. Peterson:* The Transuranium elements. (Ed. *by G.T. Seaborg* and *J.J. Katz*). 2. 1388. Mc Graw-Hill Book Company, Inc. 1949.

[3] *S. Peterson:* The Transuranium elements. (Ed. *by F.T. Seaborg* and *J.J. Katz*) II. 1391 /1949/ Mc Graw-Hill Book Company, Inc. 1949.

[4] *E.A. Volkova - D.M. Ziv:* Radiochimija, *3*/1961/75.

[5] *A. Bonnin:* Bull. Soc. Chim., 1956, 1563.

[6] *Gmelins* Handbuch der anorganischen Chemie. Radium und Isotope. 8. Aufl. Berlin, 1928. Verl. Chemie. 67.

[7] *E.K. Hyde:* Proceedings of the International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy. Vol. 7. 281. United Nations, New York, 1956.

[8] *G. Milton - W. Grummitt:* Canad. J. Chem., *35*/1957/541.

[9] *Erdey L.:* Sulyszerinti analizis. *2.*, 488. Akadémiai Kiadó, Budapest, 1960.

[10] *D.F. Peppard - G.W. Mason - J.L. Maier:* J. Inorg. Nucl. Chem., *3*/1956/215.

[11] *E. Hesford - H.A. McKay - D. Scargill:* J. Inorg. Nucl. Chem., *4*/1957/321.

[12] *K.A. Kraus - G.E. Moore - F. Nelson:* J. Amer. Chem. Soc., *78*/1956/2692.

ÓLOM (ThB) - BIZMUT (ThC) IONCSERÉS ELVÁLASZTÁSA ÉS LAKTÁT KOMPLEXEIK ÖSSZETÉTELÉNEK A VIZSGÁLATA

Brücher Ernő

A Bi-212 /ThC/ nagy tisztasággal, gyorsan elválasztható Pb-212 /ThB/-től kisméretü Dowex-50 x 12 kationcserélő oszlopon 0,5 M NH_4-laktátos elucióval. A kationcserélő és a Dowex-1 x 8 anioncserélő oszlopon végzett vizsgálataink szerint 0,1 - 1 M NH_4-laktát oldatban a Bi-212 ill. Pb-212 BiL_4^- ill. PbL^+ összetételü komplexek alakjában fordul elő.

Az Pb és Bi ioncserés elválasztására kidolgozott eljárások közül az anioncserélő oszlopon HCl-val [1, 2, 3], a kation- vagy anioncserélő oszlopokon citromsav, borkősav és etiléndiamintetraecetsav megfelelő p_H-ju oldataival végzett elució a legismertebb [4 - 6]. Ezek az eljárások többnyire nagy eluens térfogatot (hosszabb időt) igényelnek még kisméretü oszlopok alkalmazása esetében is (pl. [4,-6]) ezért egy rövidebb idő alatt elvégezhető módszer kidolgozását tüztük ki célul. Az általunk kidolgozott eljárás az emlitetteknél kb. 10 - 20-szor kevesebb eluáló oldattérfogatot igényel.

Ismeretes, hogy az α-oxisavak megfelelő koncentrációju és p_H-ju oldatai jó eredménnyel alkalmazhatók a két és három vegyértékü fémionok (pl. ritkaföldfémek és alkáliföldfémek) elválasztására [7 - 9], ezért az Pb /II/-Bi/III/ elválasztási kisérleteket NH_4-laktát oldattal végeztük. Az Pb illetőleg Bi és a laktát ionok közötti kölcsönhatásra az irodalomban utalást nem találtunk, ezért megvizsgáltuk az NH_4-laktát oldatban keletkező Pb- és Bi-laktát komplexek összetételét is.

K i s é r l e t e k

A kisérletekhez p.a. tejsavat (BDH) és p.a. NH_4OH-ot (Reanal) használtunk.

A tejsavoldatot NH_4OH fölöslegével 3 - 4 órán át vizfürdőn melegitettük és az NH_3 gáz eltávozásának megszünése után a penészképződés megakadályozására fenolt (0,01 M) adtunk hozzá.

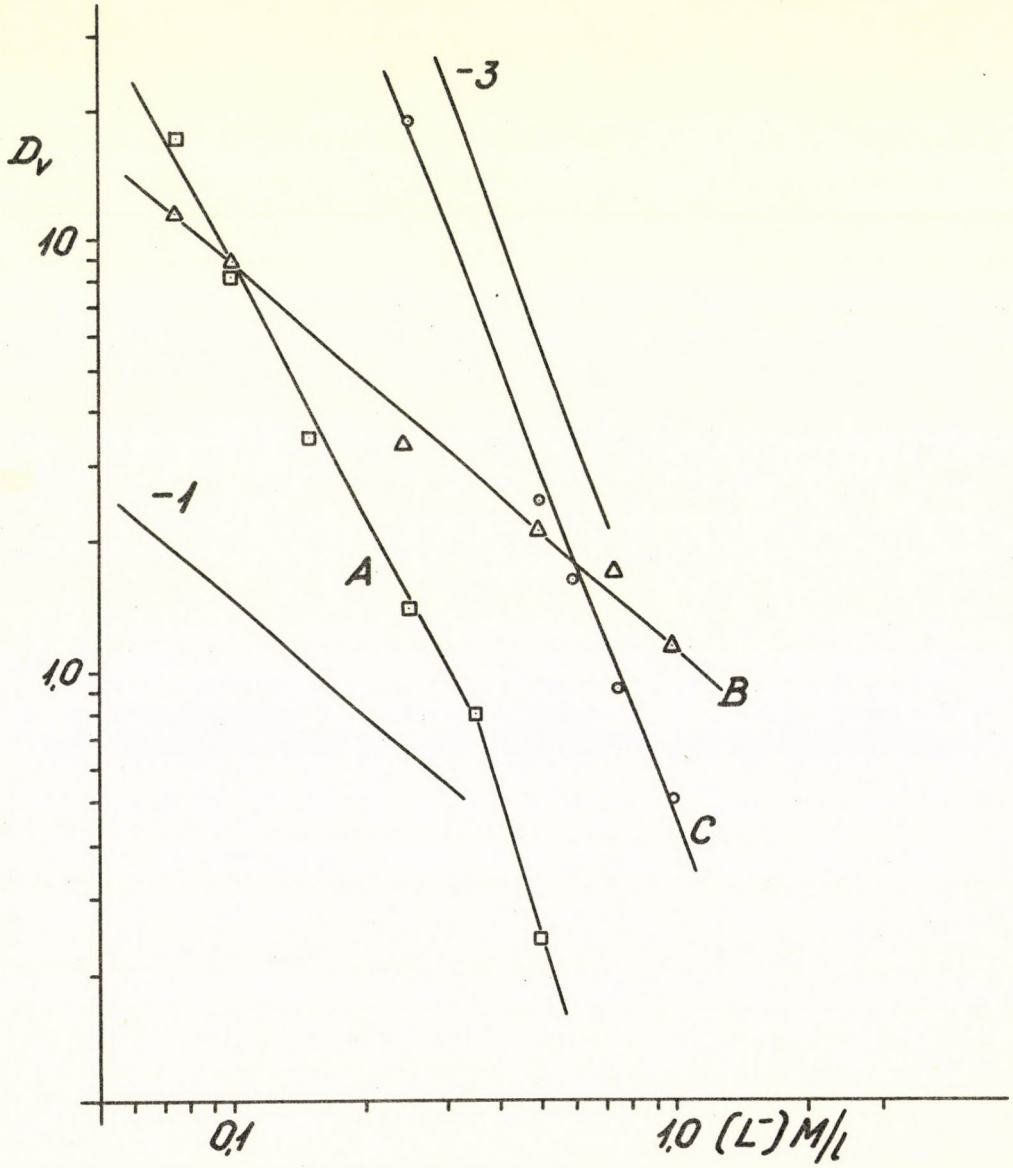
A kation- és anioncserélő oszlopok készitésére Dowex-50 x 12 2/400 mesh és Dowex-1 x 8 2/400 mesh minőségü gyanták 0,25 - 1 cm/min sebességgel ülepedő frakcióját használtuk.

A Th(B + C) preparátumot Pt-korong aktiválása utján nyertük.

Az elucios kisérleteket 87 C°-on fütőköpennyel ellátott oszlopon végeztük. A kationcserélő oszlop 0,25 cm x 5 cm, az anioncserélő oszlop 0,2 cm x 5 cm méretü. Az oszlopokat 1M NH_4-laktát oldattal kezelve a kationcserélő gyantát NH_4-, az anioncserélőt -laktát alakba vittük. Kationcserés vizsgálatoknál kb. 0,01 ml 0,05 N HCl-val, anioncserés vizsgálatoknál pedig kb. 0,01 ml eluáló oldattal vettünk aktivitást a Pt-korongról. (A korongra vitt 0,01 ml oldatot 1 - 2 perc mulva kapillárissal felszivtuk.) Az oszlopra felvitt Th(B + C)-t az elució megkezdése előtt 1 csepp eluenssel mostuk az oszlopba. Az áramlási sebességet enyhe tulnyomás alkalmazásával 1 csepp/min-ra álli-

tottuk be, (A kationcserélő ill. az anioncserélő oszlopon végzett vizsgálatoknál 1 csepp 0,036 ill. 0,037 ml.) A frakciókat cseppenként aluminium csészébe helyezett szűrőpapiron fogtuk fel. Az aktivitást csillám-végablakos (2,2 mg/cm^2) GM csővel mértük.

Az eluciós kisérletekből kiszámitottuk a térfogati megoszlási hányadosok (D_v) értékeit a $D_v = V_{max} - i$ egyenlet alapján, ahol V_{max} az eluciós csucs maximumának eléréséhez szükséges oldattérfogat osztva az oszlop térfogatával, mig i az oszlop un. szabad térfogatának és az oszloptérfogatnak a hányadosa. A térfogati megoszlási hányados arányos a valódi megoszlási hányadossal (D), $D_v = D \cdot \rho$, ahol ρ a gyantaágy sürüsége. A kationcserélő, ill. anioncserélő oszlop szabad térfogatát J-131 ill. Na-22 izotóp eluciójával határoztuk meg, amelyekre 0,40 ill. 0,43 értéket kaptunk. Az elektroforetikus vizsgálatokhoz használt berendezés [10] egy nagyobb üvegkádba helyezhető - az NH_4-laktát oldatot tartalmazó - két kisebb üvegedényből, valamint a papircsikot tartó plexi hidból áll. A készüléket nyilással ellátott plexi fedő zárja le, amelyen keresztül az elektrolizis megindulása után az elektrolittal átitatódott papirra (Whatman No-1) vittük fel a radioaktiv anyagot. Az elektrolizis befejezése után a megszáritott

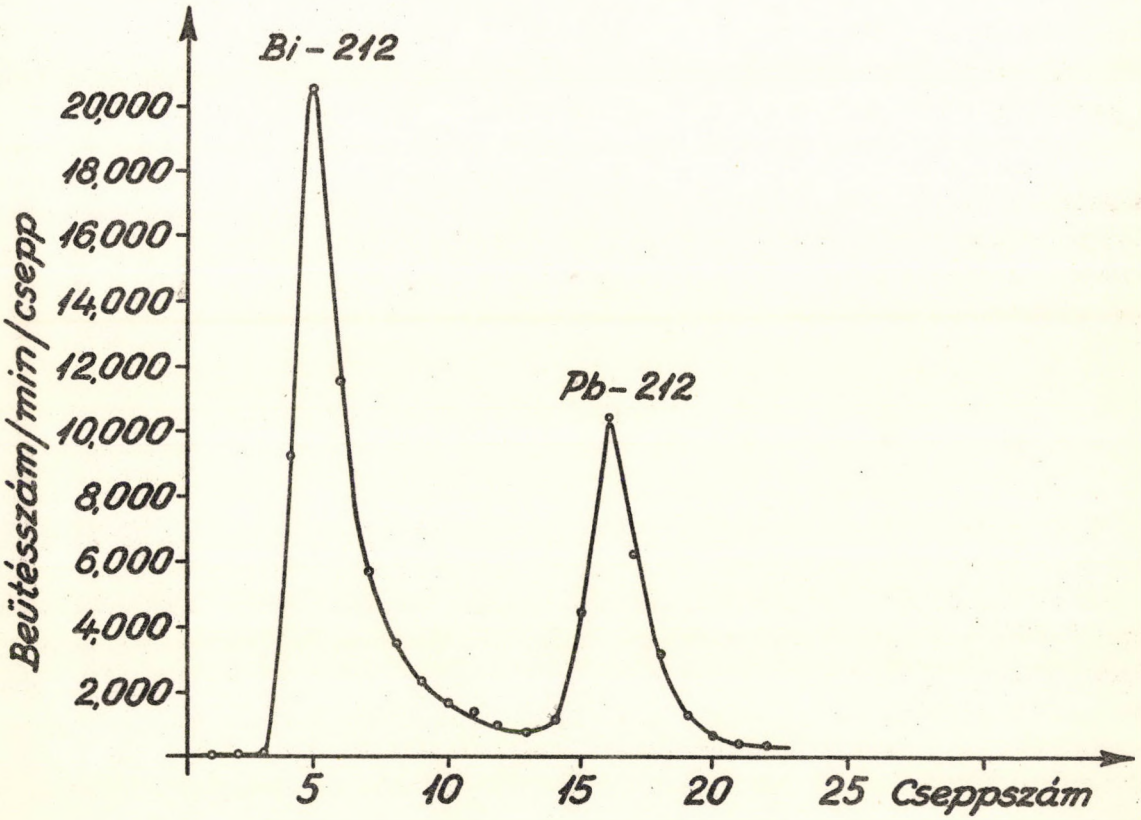


1. ábra. A Bi-212 kation- /A/ és anioncserélő /B/, a Pb-212 kationcserélő oszlopon /C/ megállapitott D_v értékei különböző töménységü NH_4-laktát oldatban.

papircsikon GM csöves radiokromatogram kiértékelésére szolgáló berendezéssel [10] (2 mm nyilásu blende alkalmazásával) megállapitottuk az aktivitásmaximum helyét.

A kation- és anioncserélő oszlopon végzett eluciós kisérletekből megállapitott D_v értékeknél a laktát ion koncentrációtól való függését az 1. ábrán log-log léptékben tüntettük fel.

Kisérleteink alapján megállapitottuk, hogy a Bi-212-nek az Pb-212-től történő elválasztása legkedvezőbb, ha az elválasztást 0,5 M NH_4-laktát oldattal, 1 csepp/min áramlási sebességgel 87 C°-on végezzük. (2. ábra.)



2. ábra. Az Pb-212 elválasztása 0,25 cm x 5 cm méretü Dowex-50 x 12, 400 mesh kationcserélő oszlopon. Az eluens 0,5 M NH_4-laktát, az áramlási sebesség 1 csepp/min, az oszlop hőmérséklete 87 C°.

Az Pb-212-től elválasztott Bi-212 azonositását és tisztaságát a felezési idő mérése alapján ellenőriztük. (Az elválasztott Bi-212-nek az Pb-212 szennyezése kisebb, mint 10^{-2} %.)

A kisérleti eredmények értelmezése

Mind kation-, mind anioncserélő oszlopon történő elució közben - egymagvu komplexek keletkezését feltételezve - a következő reakciók mehetnek végbe az oldatfázisban:

$$M^{\nu+} + L^- \rightleftharpoons ML^{\nu-1} \qquad \beta_1 = \frac{(ML^{\nu-1})}{(M^{\nu})(L^-)} \qquad /1/$$

$$M^{\nu+} + 2L^{-} \rightleftharpoons ML_2^{\nu-2} \qquad \beta_2 = \frac{(ML^{\nu-2})}{(M^{\nu})\,(L^{-})^2} \qquad /2/$$

$$\vdots$$

$$M^{\nu+} + kL^{-} \rightleftharpoons ML_k^{\nu-k} \qquad \beta_k = \frac{(ML^{\nu-k})}{(M^{\nu})\,(L^{-})^k} \qquad /3/$$

ahol (M^{ν}) a fémionok, (L^{-}) a laktát ionok, $(ML^{\nu-k})$ a keletkező komplexek koncentrációja, ν a fémionok töltése ($\nu_{Pb} = +2$ és $\nu_{Bi} = +3$), β_1, β_2, ... β_k a keletkező komplexek stabilitási állandója, k a fémionok maximális koordinációs száma.

A komplex anionok összetételének a meghatározására anioncserélő gyanták alkalmazásával *Kraus* és munkatársai dolgoztak ki módszert [11]. Hig elektrolitoldatban történő ioncsere és a fémionok nyomkoncentrációja esetén, a komplex képző és a kiszorító ionok azonossága mellett az anionkomplexek töltése (a) az alábbi összefüggés alapján határozható meg:

$$\frac{\partial \log D}{\partial \log (A^{-b})} = -\frac{a}{b} \qquad /4/$$

ahol (A^{-b}) a komplexképző illetve kiszoritó anionok koncentrációja, b a töltésük száma.

Az 1. ábra és /4/ alapján megállapitható, hogy 0,075 - 1 M NH_4-laktát oldatban a Bi-212 tulnyomó része egy-negativ töltésü BiL_4^- összetételü komplexek alakjában található. Az Pb-212 az anioncserélő oszlopon nem kötődött meg, igy feltételezhető, hogy az adott körülmények között stabilis negativ töltésü Pb-laktát komplexek nem keletkeznek. Ezt az eredményt az elektroforetikus vizsgálatok is megerősitik (1. táblázat), mivel 0,1 M és 0,75 M NH_4-laktát oldatban végzett elektroforéziskor az Pb-212 a

I. Táblázat

Az Pb-212 izotóp töltéselőjelének elektroforetikus vizsgálata NH_4-laktát oldatban

Laktát ion koncentráció (*M/l*)	Feszültség (*mV*)	Áramerősség (*mA*)	Idő (*óra*)	Az elmozdulás iránya	Az elmozdulás távolsága (*cm*)
0,75	70	4	14	katód	1,1
0,1	210	8	12	katód	2,3

katód felé mozdul. el. A kationcserélő oszlopon megállapitott $\partial \log D_U^{Pb} / \partial \log (L^{-}) \approx -3$

érték (1. ábra) valószinütlenné teszi azt a feltevést, hogy Pb-laktát komplexek egyáltalán nem keletkeznek és a Pb-212 elmozdulása a kationcserélő oszlopon csupán az NH_4^+ ionok kiszoritó hatásának az eredménye. Ez utóbbi esetben ugyanis a következő reakció menne végbe

$$PbR_2 + 2\,NH_4^+ \rightleftharpoons 2\,NH_4R + Pb^{2+}$$

A tömeghatás törvényének alkalmazásával kapjuk

$$K_1 = \frac{(NH_4R)^2(Pb^{2+})}{(PbR_2)\,(NH_4)^2} = \frac{1}{D_U} \times \frac{(NH_4R)^2}{(NH_4)^2} \qquad /7/$$

ahol K_1 a reakció egyensulyi állandója, (Pb^{2+}) és (NH_4^+) ill. (PbR_2) és (NH_4R) az Pb és Bi oldatbani, ill. gyantafázisbani koncentrációja. Mivel $(NH_4^+) = (L^-)$ és $(NH_4R) = konst.$ a /7/ logaritmizálásával, majd differenciálásával

$$\frac{\partial \log D^{Pb}}{\partial \log (L^-)} = -2$$

volna, ami nem egyezik az 1. ábrán megállapitott értékkel. A kisérleti eredményekkel megegyező iránytangens akkor várható, ha feltételezzük, hogy az oldatban PbL^+ összétételü ionok vannak tulsulyban, a gyantán pedig Pb^{2+} ionok ($/PbR_2/$) kötődnek meg. Ebben az esetben elució közben az alábbi bruttóreakció mehet végbe

$$PbR_2 + L^- + 2\,NH_4^+ \rightleftharpoons PbL^+ + 2\,NH_4R$$

A tömeghatás törvényének alkalmazásával kapjuk

$$K_2 = \frac{(PbL^+)\,(NH_4R)^2}{(PbR_2)\,(L^-)\,(NH_4^+)^2} = \frac{I}{D^{Pb}} \times \frac{(NH_4R)^2}{(NH_4)^3} \qquad /8/$$

ahol K_2 egyensulyi állandó, (PbL^+) a keletkező komplex koncentrációja. A /8/ logaritmizálásával, majd differenciálásával

$$\frac{\partial \log D^{Pb}}{\partial \log (L^-)} = -3$$

érték adódik, ami egyezik a kisérletileg kapott közelitő értékkel. Fentiek alapján megállapitható, hogy 0,1 - 1 M NH_4-laktát oldatban az Pb-212 tulnyomó része PbL^+ összetételü komplex ionok alakjában fordul elő.

Köszönetet mondok *Dr. Szalay Sándor* intézeti igazgatónak, aki a munka elvégzését lehetővé tette.

Köszönettel tartozom *Dr. Ujhelyi Csabá*nak a Th/B + C/ preparátum készitéséért és *Tóth Endré*nének a mérések elvégzésében nyujtott segitségéért.

Irodalom

[1] *Nelson, F. - Kraus, K.A.:* J. Amer. Chem. Soc., *76*/1954/5916.

[2] *Campbell, E.C. - Nelson, F.:* Phys. Rev., *91*/1953/499A.

[3] *Zvereva, M.M. - Vinogradova, N.I.:* Veszt. Leningr. Universiteta, *2*/1961/142. Ref. Zs. Him., *23*/1961/

[4] *Schönfeld, T. - Wald, M. - Brund, M.:* Proceedings of the Second International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958. Vol. *28*. *48*. United Nations /1959/

[5] *Sripad, M.:* Talanta, 7/1960/, NSA, *15*/1961/23510.

[6] *Ishimori, T.:* Bull. Chem. Soc. Japan, *28*/1955/432.

[7] *Baerg, A.P. - Bartholomer, R.M.:* Can. J. Chem., *35*/1957/980.

[8] *Almásy, A.:* Mitteilungsblatt der Chemischen Gesellschaft in der DDR. Sonderheft, 1959.

[9] *Wish, L.:* Anal. Chem., *33*/1960/53.

[10] *Szilágyi, M.:* Magyar Fizikai Folyóirat, *6*/1958/565.

[11] *Kraus, K.A. - Nelson, F.:* Proceedings of the International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1955, Vol. 7, 113. United Nations, N.Y. 1956.

MTA Könyvtára
Periodika 2042/1963 sz.

AZ EGYENÁRAMU GENERÁTOR ELEKTRONIKUS STABILIZÁLÁSA

Csánky Lajos

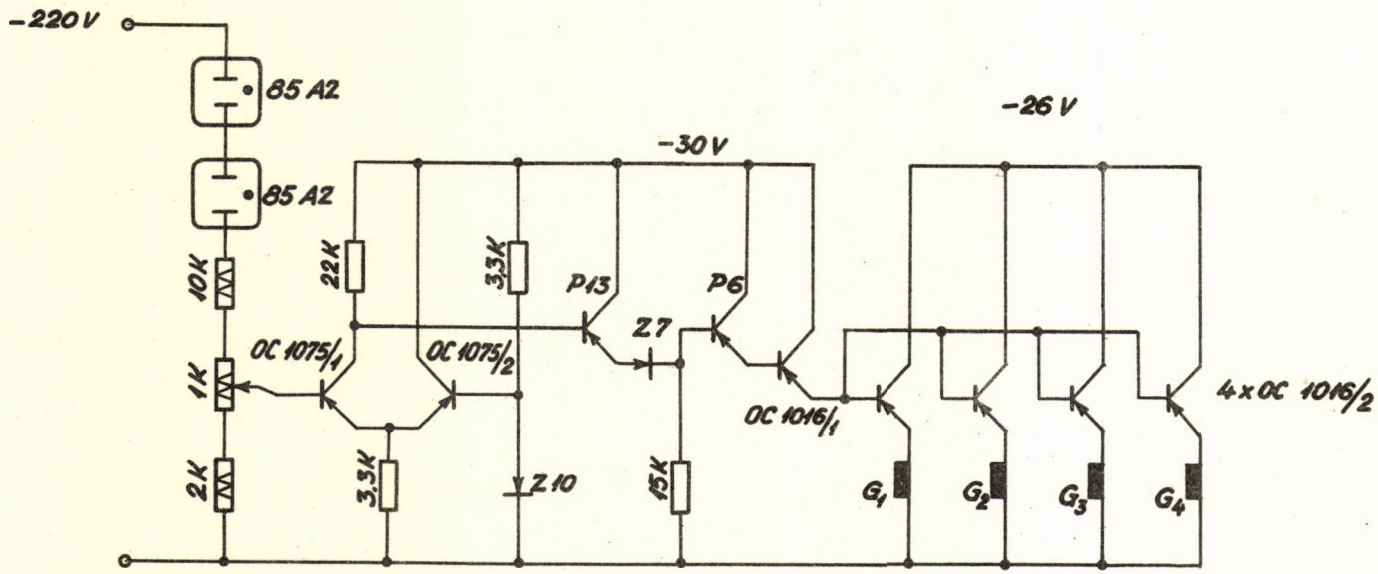
Intézetünkben üzemben van egy EB 17 tipusu Ganz gyártmányu egyenáramu dinamó. A dinamó kimenő feszültségének a terheléstől függetlenül állandónak kell lenni, ezért a gyártó vállalat compound rendszerü tekercseléssel készitette, továbbá egy olyan tekercset is elhelyezett a dinamó pólusain, melynek segitségével elektronikus stabilizálást is lehet alkalmazni. Ez a tekercs 164 Ω ellenállásu külső gerjesztő tekercs. A maximális gerjesztő áram 0,5 A, a kivezérléshez szükséges feszültség 82 V. Tranzisztoros áramkört alkalmazva a pólusonként sorba kötött gerjesztő tekercset szétválasztottuk, és külön-külön vezettük ki. Az egyes tekercsek ellenállása 41 Ω lett, a maximális vezérlő feszültség 20,5 V. Ez kevesebb mint a Tungsram tranzisztoroknál engedélyezett -32 V $U_{CE\ max}$. Igy a gerjesztés szabályzás megoldható tranzisztorokkal.

A dinamó kimenő feszültségét egy Zener dióda feszültségével hasonlitjuk össze. Azért, hogy a dinamó feszültségét ne kelljen nagyon leosztani, 2 stabilizátor cső segitségével konstans 170 V feszültséget levonunk a dinamó feszültségéből. Igy a feszültségosztás kb. 1:5, a feszültségváltozás 20 %-a a bemenetre kerül.

Az OC 1075/1-s tranzisztor bázisa és emittere között jelenik meg a hibajel. A P 13 tranzisztor a Z 7 Zener diódát illeszti az OC 1075/1 tranzisztor kollektorához. Az Z 7 Zener diódára azért van szükség, hogy az OC 1075/1 tranzisztor kollektor feszültségét az OC 1016/2 tranzisztorok bázisfeszültség szükségletének megfelelően csökkentse. Az OC 1016/2 tranzisztorok emitter körében van bekötve a gerjesztő tekercs. A teljes szabályozáshoz 20 V feszültség változás szükséges, vagyis az OC 1016/2 tranzisztorok emitter feszültsége 0 és -20 V között kell, hogy változzon. Az OC 1075/1 kollektor feszültsége -10 V és -30 V között változhat. Az Z 7 Zener dióda az OC 1075/1 kollektor feszültségéből 7,5 V-t levon, ezáltal a feszültségváltozás értéke a OC 1016/2 bázisán -2,5 - 22,5 V. Ez jó közelitéssel megfelel a fenti követelményeknek.

Az OC 1016/1 az OC 1016/2 tranzisztorok meghajtására, a P 6 az OC 1016/1 meghajtására szolgál.

Stabilizálás nélkül a dinamó feszültsége 220 V-ról 224,4 V-ra nőtt, amikor az áramot 0 A-ről 20 A-re növeltük. Stabilizálást alkalmazva a kimenő feszültség növekedés kevesebb volt mint 0,1 V. A stabilizálás javulása jobb mint 1:40-hez.



1. ábra. Az elektronikus stabilizátor rajza.

Kiadja a
Magyar Tudományos Akadémia
Atommag Kutató Intézete
D e b r e c e n .
A kiadásért és szerkesztésért felelős
Szalay Sándor az Intézet igazgatója.
Készült az Intézet "*Zetaprinton*" tipusu
sokszorositó gépén "*Rotaprint*" eljárással.
Foto és nyomdatechnikai kivitelező
Vencsellei István.

Példányszám: 300
10/1962