



A

MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA  
KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ  
INTÉZETÉNEK  
KÖZLEMÉNYEI

3. ÉVFOLYAM 5. SZÁM.



MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADEMIA  
KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZETÉNEK  
K Ö Z L E M É N Y E I

Erő János, Mátrai Tibor, Nagy László és Vödrös Dániel  
közreműködésével szerkeszti:  
Faragó Péter

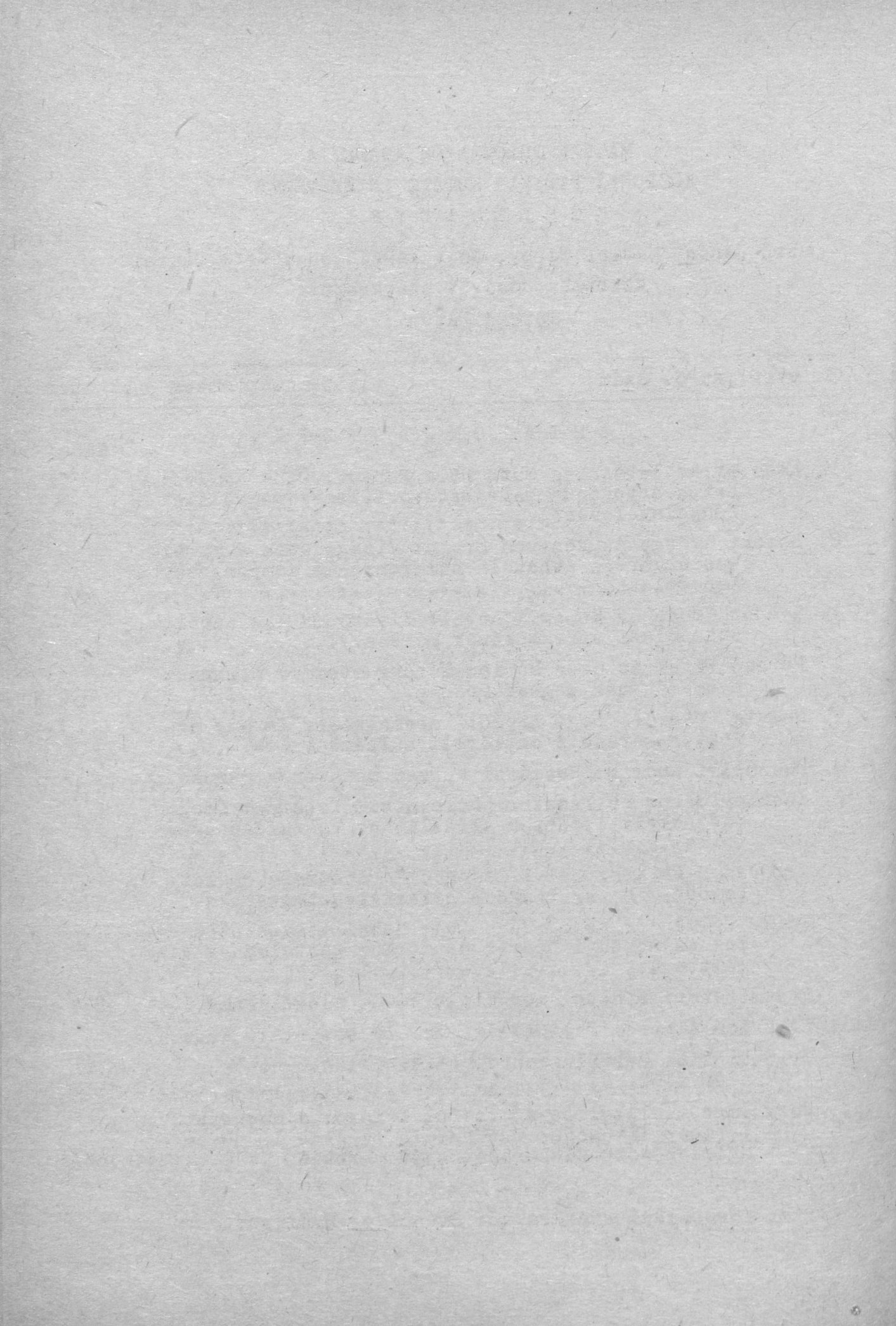
3. évfolyam 5. szám

1955. szeptember - október

T A R T A L O M J E G Y Z É K

	Oldal
1. Kiss Árpád István és Muth Béla Róbert: Ötös és ötös- hatos ortokondenzált heterociklusos vegyületek fényelnyeléséről.....	141
2. Bozóki György és Fenyves Ervin: Vizsgálatok a kozmi- kus sugárzás áthatoló nem-ionizáló komponensével kapcsolatban.....	448
3. Sándor Tamás és Somogyi Antal: Kiterjedt légizáporok áthatolási effektusának mérése.....	458
4. Faragó Péter és Gécs Mária: Néhány atommag mágneses nyomatékának meghatározása.....	468
5. Hedvig Péter és Nagy Árpád: Paramágneses Farady ef- fektus mérése 3 cm körüli hullámhosszon.....	478
6. Neszmélyi András: Hasadási keresztmetszetek mérése...	494
7. Keömley Gábor és Pásztor Endre: Rövid felezési idejű rádióaktív izotópok előállítása kaszkádgenerá- torral.....	503
8. Erő János és Keszthelyi Lajos: $J^{127}$ atommagokon lét- rejövő $\beta^-$ , $n^-$ -reakció hatáskeresztmetszete.....	515
9. Czike Kálmán és Fodor Józsefné: Hazai természetes vi- zek és növényi nedvek deutérium tartalmának vizs- gálata.....	520
10. Fejes Péter: $P^{32}$ -vel megjelölt $POCl_3$ előállítása.....	535
11. Lukovics Albert: Szcintillációs alfa-számláló I.....	543
12. Orient Ottó: Bortrifluorid töltésű lassu neutron számlálók.....	550
13. Nagy Imre, Pallagi Dezső és Pál Lénárd: A magnetit permeabilitásának frekvencia függése 10-30 cm hullámhosszu elektromágneses terekben.....	563

Technikai szerkesztő: Stancsich Györgyné



## A SPEKTROSKÓPIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: KOVÁCS ISTVÁN

### Ötös és ötös-hatos ortokondenzált heterociklusos vegyületek fényelnyeléséről

Irta: Kiss Árpád István és Muth Béla Róbert

#### BEVEZETÉS

Az ötös-hatos ortokondenzált egy heteroatomot tartalmazó gyűrűs vegyületek ultraibolya elnyelési szinképének vizsgálata alapján értékes következtetéseket lehet levonni ezen vegyületek fizikai és kémiai tulajdonságaira. Míg a molekulaszerkezetre vonatkozó elméleti megállapítások nem támasztják teljesen alá a kémiai tulajdonságokat, addig a szinképek a kémiai tulajdonságokkal teljes összhangban állnak. A fényelnyelési folyamatok megismerése céljából szükséges a magábanálló ötös gyűrűk szinképének ismerete.

#### 1. Öttagu gyűrűk

Először a vegyületek néhány kémiai és fizikai-kémiai sajátosságát ismertetjük, amelyek összefüggésben állnak a szinképek értelmezésével.

A heteroatom nélküli alapszénhidrogén: a ciklopentadién síkbeli elrendeződésű öttagu gyűrű, amelynek két kettőskötése telítetlen /diolefin/ karakterű. A köztük levő metilén-csoport induktív és hiperkonjugációs hatást fejt ki. A ciklopentadién ezért igen reakcióképes: kettőskötései addíciós, míg metilén-csoportja kondenzációs reakciókat ad.

Az egy heteroatomot (O,N,S,Se) tartalmazó öttagu gyűrűk bizonyos mértékű aromás sajátosságot mutatnak szemben a ciklopentadiénnel. Ez a sajátosság hat  $\pi$ -elektronból álló aromás sextett kialakulásának tulajdonítható. Ez a heteroatom szabad elektronjainak és a gyűrű négy  $\pi$ -elektronjának közös mezo-mériája által jön létre.



A vegyületek fizikai és kémiai tulajdonságait a heteroatom jelleme szabja meg. A heteroatom szabad elektronpárjának a gyűrű konjugációjában való részvétele által egységes  $\pi$ -elektronrendszer alakul ki. A mezóméria annál nagyobb mértékű, minél kevésbé elektronegatív a heteroatom. Az elemek elektronegativitása, ami mértéke annak a hatásnak, amit az atom egy molekula elektronjaira kifejt, a periódusos rendszer egy oszlopában az atomsúly növekedésével csökken, mivel magasabb kvantumpályákon az elektron kötési energiája kisebb. Az elektronegativitás: O /3,5/, N /3,0/, S /2,5/, Se /2,4/ sorrendben csökken. Ezt egyértelműen bizonyítják a vegyületek kémiai tulajdonságai, a molekulák töltéseloszlási adatai, a dipolmomentummérések, a rezonancia-energia adatok, továbbá a spektroszkópiai vizsgálatok eredményei.

Az öttagu gyűrűs vegyületek szinképével az irodalomban többen foglalkoztak [1], ezért itt csak röviden ezekre hivatkozom.

Az irodalomban közölt spektroszkópiai adatok teljes mértékben igazolják a ciklopentadién szerkezetét. A szinkép a diolefinnek jellemző elnyelését mutatja. A rövidhullámu ultraibolya területen levő finomszerkezettel bíró, nagy intenzitású sávrendszer a diolefin-szerkezetre jellemző és a butadiénhez képest a gyűrűzárás következtében a hosszú hullámok felé való /bathochróm/ eltolódást mutat.

A heteroatom részvétele a molekulában befolyásolja a diolefin-gerjesztést, mivel az izolálón ható metilén-csoport helyett szabad elektronpárral rendelkező heteroatom kapcsolja össze a két kettőskötést. Így lehetőség van egységes  $\pi$ -elektronrendszer kialakulására. Ezért más a gerjesztés mechanizmusa: ultraibolya területen két sáv jelent meg. Az irodalmi adatok alapján a vegyületek szinképe egymáshoz nagyon hasonló. [1] A szinkép a heteroatom elektronegativitásának csökkenésével

arányosan tolódik el a hosszabb hullámok felé, mivel az elektrongerjesztés kisebb energiával megy végbe. Így a furán szinképe van leginkább a rövid hullámok felől, míg a szelenofén esetében leginkább a hosszú hullámok felé.

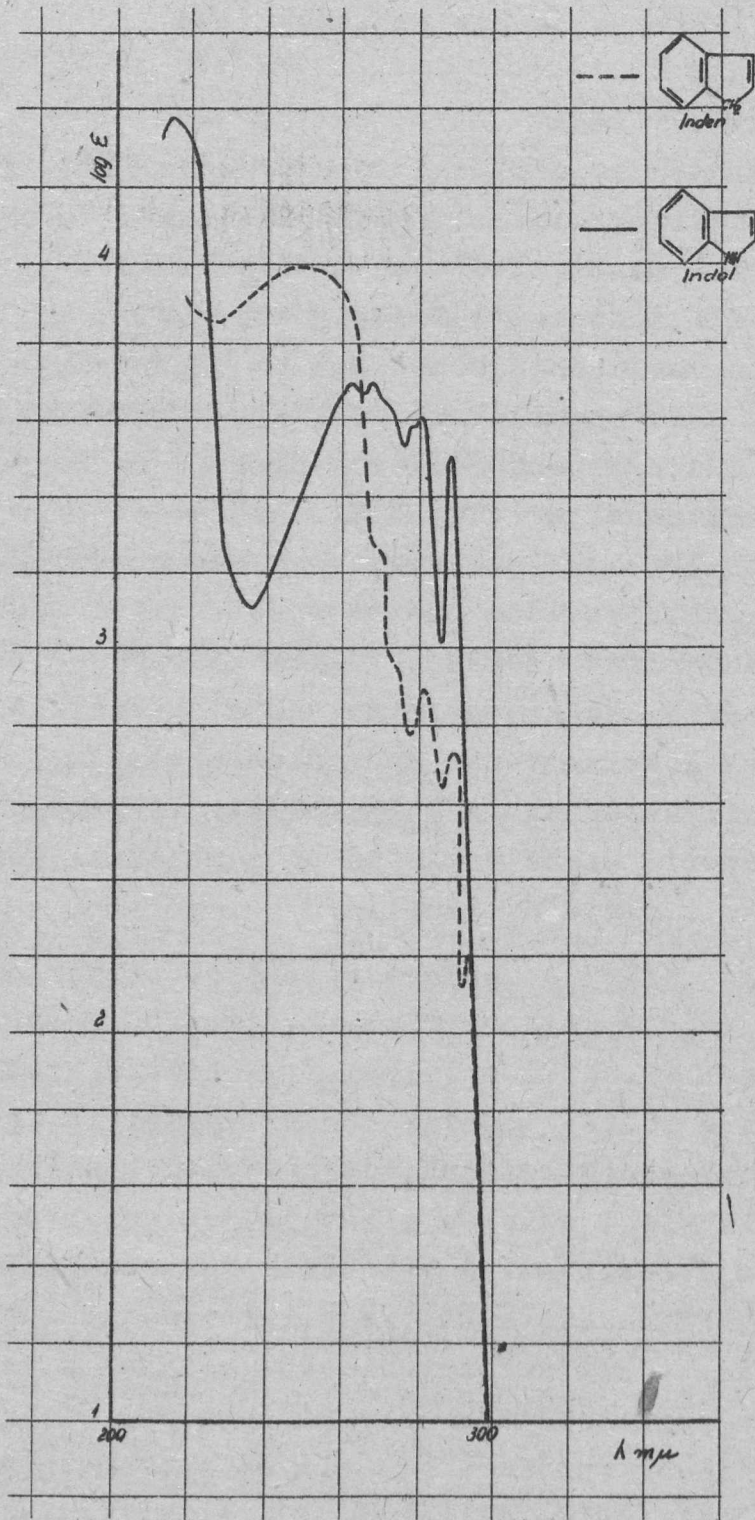
## 2. Ötös-hatos gyűrűk

Az indén molekulánál éppugy nem alakul ki egységes  $\pi$  - elektron-rendszer, mint a ciklopentadiénnél, a metilén-csoport izoláló hatása miatt. Ezért a vegyület olefin-karakterű. A két vegyület közti lényeges különbség abban áll, hogy a metilén-csoport hiperkonjugációja csökken az indénnél, a ciklopentadiénhez képest, mivel a molekula felülete megnövekszik. Ezzel magyarázható az indén kisebb reakcióképessége és nagyobb stabilitása. A heteroatomot tartalmazó két gyűrűtípus nem mutat analóg viselkedést. Érdekes jelenség, hogy egy benzol gyűrűnek az ötös gyűrűhöz való kapcsolása esetén a heteroatom szabad elektron-párjának vándorlása csökken, vagyis kisebb mértékű a konjugáció. A delokalizáció csökkenése miatt nő a heteroatomon a töltéssűrűség. Ennek következtében nő a dipolmomentum, amit a kísérleti adatok bizonyítanak [2]. Egyébként általános tapasztalat, hogy a mezóméria szabályszerűen nő a molekula kerületének növekedésével /pl. piridin, kinolin/.

A két vegyületcsoport eltérő elektronrendszerére utal az a tény, hogy a kationoid szubsztitúció iránya eltérő, /egy ötös gyűrűnél  $\alpha$ , ötös-hatosnál  $\beta$  /, amit a kísérleti tapasztalat mellett a töltéseloszlás mérési adatai is igazolnak.

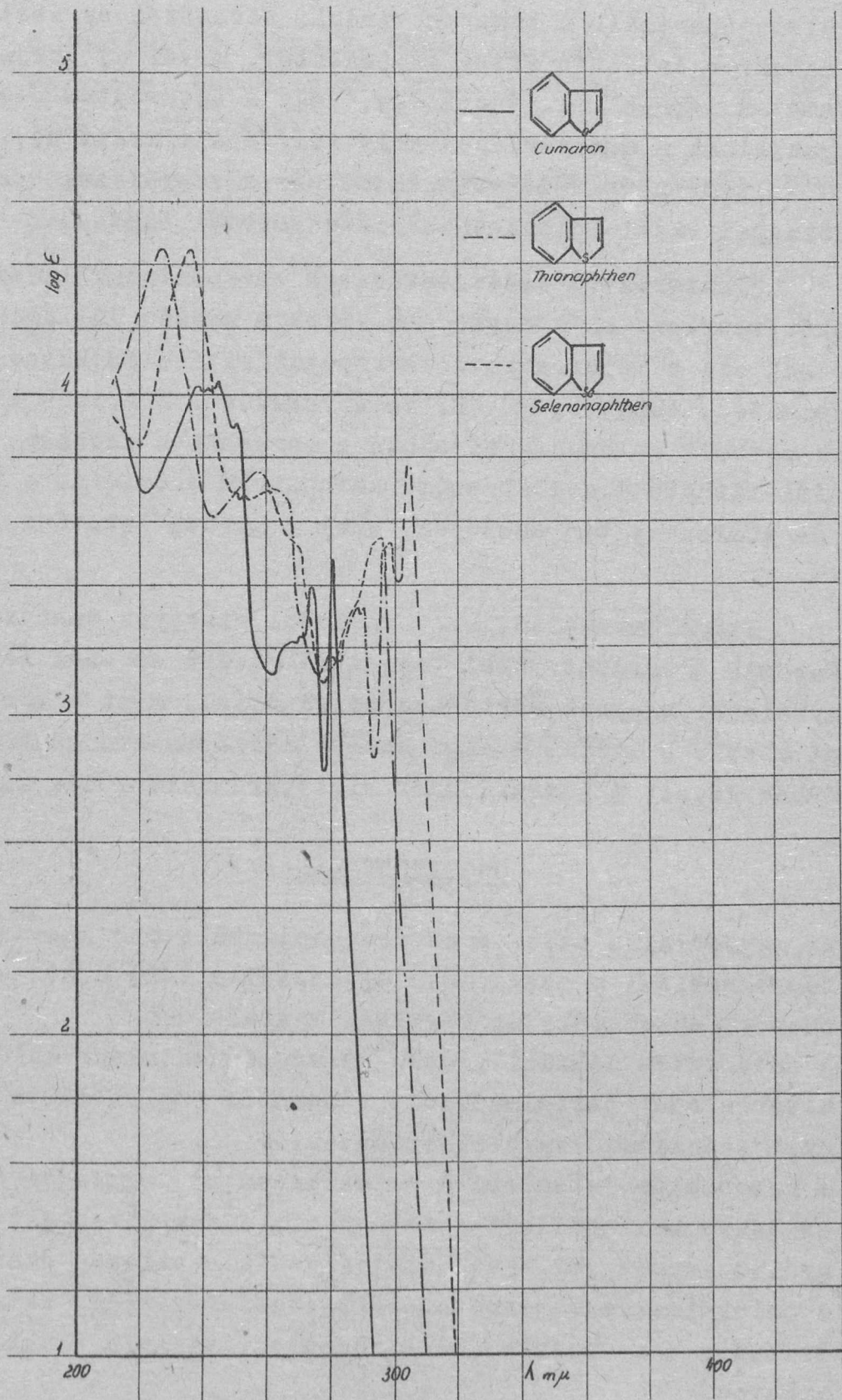
Érdekes problémának látszott megvizsgálni, hogyan igazolja az elnyelési szinkép a két gyűrűtípus között mutatkozó eltérő tulajdonságokat. A szinképek összehasonlítása azt mutatja, hogy különböző a két vegyülettípusnál a fényelnyelés mechanizmusa. A két sorozaton belül azonban a vegyületek analóg sajátosságokat mutatnak. /1.-2. ábra./

Az indén szinképe hasonló az orto-metilstirelhoz, ami bizonyítja telitetlen jellegét. [3]. Az etilén-kötés a metilén-csoport által szeparálva van a benzol-gyűrűtől, ezért köztük nagyon gyenge a kölcsönhatás.



1 sz. ábra





2. ábra

A metilén-csoportnak heteroatomra való kicserélése nagy változást idéz elő a szinképben, éppugy, mint az előbbi vegyületcsoportnál. A kumaron, indol, tionaftén és szelenonaftén szinképe teljesen eltér az indéntől, mivel új gerjesztési folyamatok lépnek fel. Ennek oka, hogy a heteroatom szabad elektronjainak a mezomériában való részvétele miatt új, egységes  $\pi$ -elektron-rendszer alakul ki. Ez a vegyületek kémiai tulajdonságai közti különbségben is megmutatkozik.

A heteroatom változtatásával részben megváltozik a szinkép szerkezete. A megfelelő sávok a hosszú hullámok felé tolódnak el, a heteroatom elektronegativitása csökkenésének megfelelően, tehát O, NH, S, Se sorrendben. A görbék közötti szerkezetbeli különbség is ebben a sorrendben csökken. Különösen jól látható a szabályszerű bathochrom eltolódás a tionaftén és szelenonaftén esetében, ahol a görbék lefutása közel azonos.

Figyelemreméltó, hogy az indol bizonyos tekintetben különbözik a sorozat többi tagjaitól. A  $265 \text{ m}\mu$ -nál lévő sávja aránytalanul nagyobb mértékben tolódott el, mint a többi, ezáltal közelebb került a leghosszabb hullámhosszu sávhoz. Ehhez a sávhoz képest a tionafténnél hipszokróm eltolódás mutatkozik.

### ÖSSZEFOGLALÁS

1. Az egyedülálló ötös és az ortekondenzált ötös-hatos gyűrűk fényelnyelési mechanizmusa egymástól eltérő a két vegyületcsoport egyéb tulajdonságainak megfelelően.
2. A heteroatom nélküli alapszénhidrogén szinképe különbözik a heteroatomot tartalmazótól, viszont a megfelelő telítetlen, nyiltszénláncu vegyülethez hasonló.
3. A heteroatom jelenléte a molekulában új, egységes elektron-rendszer kialakulását eredményezi, ennek következtében a vegyület aromás jellegű és megváltozik a szinkép szerkezete.
4. A szinképnek a heteroatom változtatásával járó bathochrom eltolódása a heteroatom elektronegativitásának csökkenésével arányos.

I R O D A L O M

- (1) C. Menczel: Z. physik. Chem. 125, 161, /1927/,  
Boryniec, Marchlewski: Bull. intern. acad. polonaise  
1931 A, 392, stb.
- (2) B. Pullman: Les theories electroniques de la chimie  
organique, Paris, 1952.
- (3) P. Ramart Lucas, M.J. Hoch: Bull. soc. chim. France /5/,  
2, 327 /1935/ és /5/, 2, 848, /1938/.

- . . -

Elhangzott az 1955. évi fizikus vándorgyűlésen.

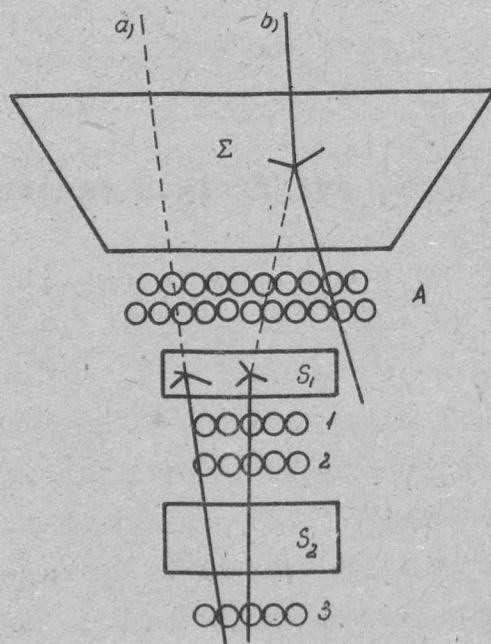
# A KOZMIKUS SUGÁRZÁSI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: JÁNOSSY LAJOS

## Vizsgálatok a kozmikus sugárzás áthatoló nem-ionizáló komponensével kapcsolatban

Irta: Bozóki György és Fenyves Ervin

A kozmikus sugárzás áthatoló nem-ionizáló komponensének abszorpcióját vizsgáltuk ólomban GM-csöves antikoincidenencia berendezés segítségével. Az általunk alkalmazott módszer a Rossi és Regener [1] illetőleg Jánoassy és Rochester [2] által alkalmazott módszerrel volt azonos. A mérőberendezés sematikus rajza az 1. ábrán látható.



1. ábra.

Az 1, 2, és 3 GM-csövek koincidenenciába, az A csövek pedig antikoincidenenciába vannak kapcsolva. Az /1,2,3,-A/ antikoincidenenciákat általában olyan nem-ionizáló részecskék hozzák létre, amelyek az A antikoincidenencia csöveken azok megszólaltatása nélkül áthaladva, az S<sub>1</sub> ólomabszorbensben olyan ionizáló

szekundéreket keltenek, amelyek az  $S_2$  ólomabszorbensen áthaladva az 1,2,3 koincidencia csöveket megszólaltatják.

Ha az antikoincidencia elrendezés fölé a  $\Sigma$  ólomabszorbent helyezük, akkor az /1,2,3,-A/ antikoincidenciák számának a  $\Sigma$  abszorbens vastagságától való függését mérve, a kozmikus sugárzás nem-ionizáló komponensének abszorpció görbáját mérhetjük meg.

Ilyen méréseket végeztek Rossi és Regener 4300 méter magasságban, továbbá Jánossy és Rochester tengersizinten. Rossi és Regener  $S_2$  gyanánt 15 cm Pb-ot, Jánossy és Rochester pedig 2,2 cm Pb-ot alkalmazott. Rossi és Regener rámutattak arra, hogy a nem-ionizáló részecskék által az  $S_1$  abszorbensben keltett áthatoló ionizáló részecskék valószínűleg mezonok, Jánossy és Rochester pedig a nem-ionizáló részecskék abszorpciójából arra következtettek, hogy a nem-ionizáló részecskék valószínűleg neutronok.

Az abszorpció görbe pontos megmérése lehetőséget nyújt a nem-ionizáló részecskék /neutronok/ közepes szabad ütközési uthosszának ill. inelasztikus ütközési hatáskeresztmetszetének meghatározására is [3].

Ugyanis a  $\Sigma$  abszorbensen inelasztikus ütközés nélkül áthaladó neutronokra vonatkozóan a készülék detektálási valószínűsége ugyanakkora, mint amikor a  $\Sigma$  abszorbens nincs jelen. (1/a. ábra). Ugyanakkor azonban azok a neutronok, amelyek a  $\Sigma$  abszorbensben létrejövő magkölesönhatásokból származnak, általában nem hoznak létre /1,2,3,-A/ antikoincidenciákat, mivel a neutronokkal általában egyidejűleg keletkező áthatoló ionizáló részecskék az esetek nagyrésztében megszólaltatják az A antikoincidencia-csőveket /1/b. ábra/.

Ezért az abszorpciós görbére elméletileg a következő kifejezést várhatjuk

$$N = N_0 e^{-\frac{x}{\lambda}}$$

ahol  $x$  az abszorbens vastagsága,  $g/cm^2$ -ben és  $\lambda$  pedig a közepes szabad ütközési uthossz, vi. az a közepes távolság, amelyet egy részecske az abszorbens atommagjaival való inelasztikus ütközés előtt megtesz.

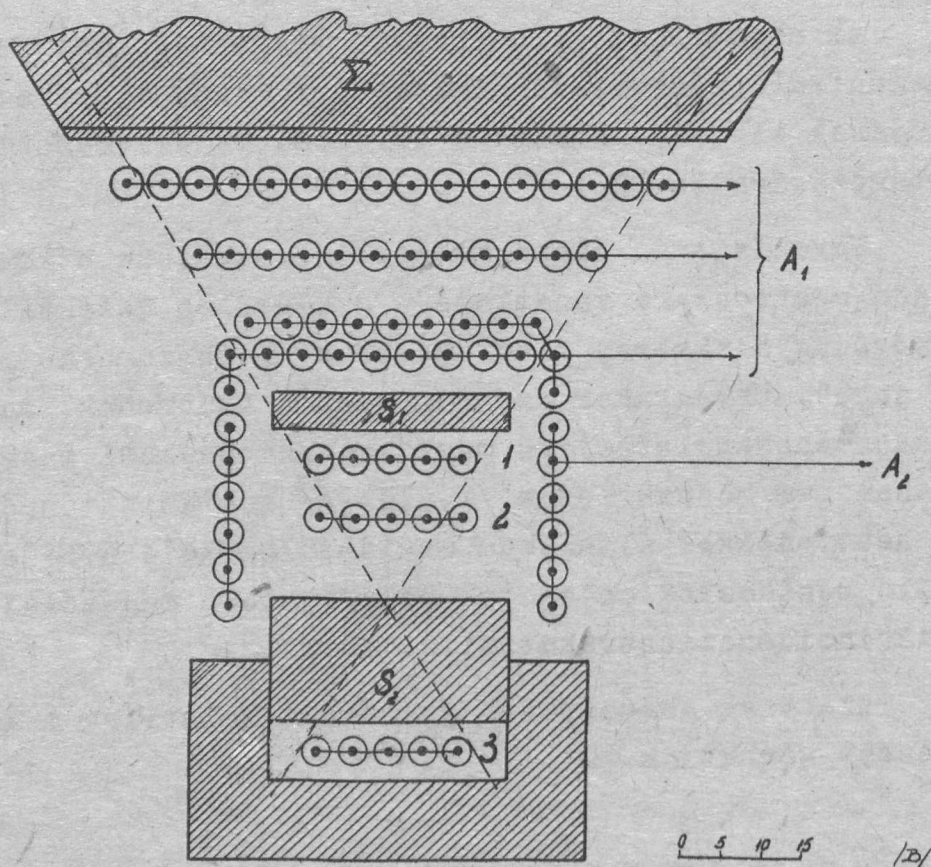
A közepes szabad ütközési uthossz értékéből az inelasztikus ütközési hatáskeresztmetszetet<sup>x</sup> a

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

kifejezés segítségével kaphatjuk meg, ahol A az abszorbens elem tömegszáma és N a Loschmidt-féle szám.

Méréseink célja a régebbi vizsgálatok folytatása, az abszorpció görbe pontosabb felvétele és a nagy energiájú neutronok közepes szabad ütközési uthosszának meghatározása volt.

Az általunk alkalmazott GM-cső elrendezés a Jánossy és Rochester által alkalmazott elrendezéshez volt hasonló /2. ábra/. Az S<sub>1</sub> ólomabszorbens 5 cm vastag volt. Az 1,2,3 koincideneciacsövek között lévő S<sub>2</sub> abszorbens vastagsága 2,5 cm ill. 15 cm Pb volt és az abszorpciós görbét mindkét S<sub>2</sub> vastagság mellett  $\Sigma = 0$ -tól  $\Sigma = 35$  cm Pb-ig vettük fel.



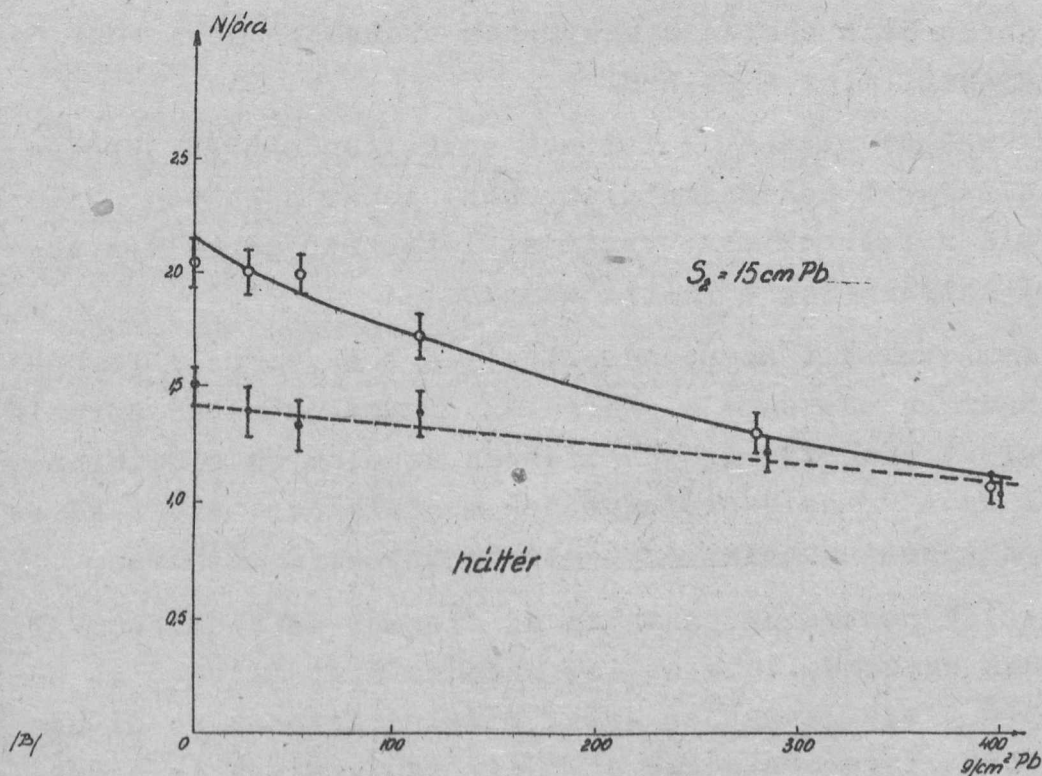
2. ábra.

<sup>x</sup> Ezt a hatáskeresztmetszetet a magfizikai irodalomban reakciós vagy abszorpciós hatáskeresztmetszetnek is szokták nevezni.

A nagyszámu antikoincidencia cső feladata a mezonok és oldalzáporek okozta háttér nagymértékű lecsökkentése volt. A háttér mérése az 5 cm-es  $S_1$  abszorbens kivételével és  $S_2$ -nek ugyanennyivel való megnövelésével történt. / $S_2 = 15$  cm Pb esetében a háttérmérés egyszerűen  $S_1$  kivételével történt, tekintve, hogy az  $S_1 = 0$ ,  $S_2 = 15$  és  $S_1 = 0$ ,  $S_2 = 20$  cm Pb-al végzett mérések egyező eredményt adtak./ Az  $S_1$  abszorbens kivételével a szekundért keltő abszorbenst távolítottuk el és így a továbbra is megmaradó /1,2,3,-A/ antikoincidenciák már a háttér effektusnak tulajdoníthatók.

A háttér effektus főleg azoknak a mezonoknak tulajdonítható, amelyek az antikoincidenciacsövek nem 100%-os megszólalási valószínűsége következtében a berendezést megszólaltatják. Az antikoincidencia rész megszólalási valószínűsége kb. 99,95% volt.

Az  $S_2 = 15$  Pb-al felvett abszorpciós görbe a 3. ábrán látható. A görbe alakja a Rossi és Regener által ugyancsak  $S_2 = 15$  cm Pb-al felvett abszorpciós görbéhez hasonló. A köze-



3. ábra.

pes szabad ütközési uthossz 15-20 cm Pb körül van, ami arra mutat, hogy az áthatoló nem-ionizáló részecskék neutronok. A közepes szabad ütközési uthossz értéke a nagy háttér effektus következtében nem határozható meg pontosan.

Az  $S_2 = 2,5$  cm Pb-al mért abszorpciós görbe a 4. ábrán látható. A görbe  $\Sigma = 0$ -tól  $\Sigma = 5$  cm Pb-ig erősen esik, majd  $\Sigma = 5$  cm-től  $\Sigma = 35$  cm Pb-ig egyenletes exponenciális esést mutat. Hasonló jelenséget találtak Jánossy és Rochester is, akik a görbe elején jelentkező erősebb esést fotonok hatásának tulajdonították. Egyes nagyenergiájú fotonok ui. képesek olyan szekundér záporrészecskéket létrehozni, amelyek a koincidenziacsövek között lévő aránylag vékony 2,2 ill. 2,5 cm Pb rétegen áthatolnak és az 1,2,3 koincidenziacsöveket megszólaltatják.

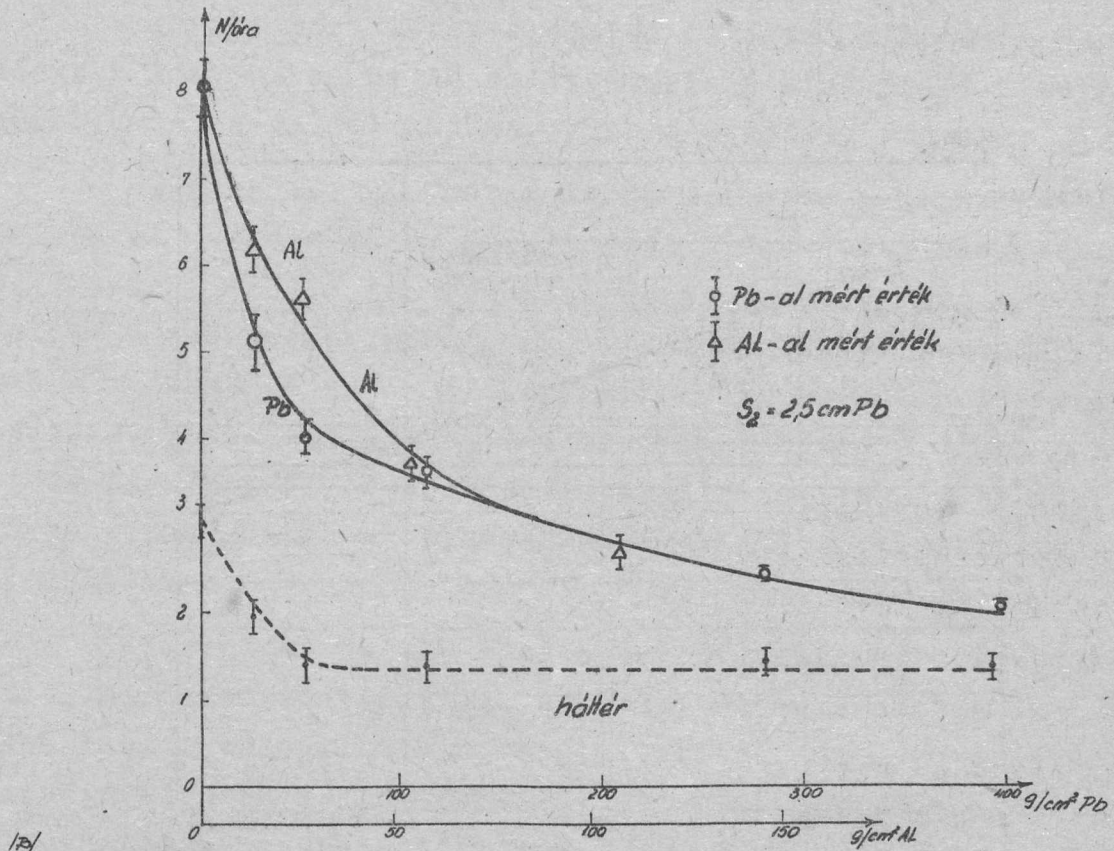
A fotonok jelenlétének kimutatására valamilyen kisrendszámú elembe, pl. az aluminiumban való abszorpció vizsgálata látszott célszerűnek. A neutronok  $g/cm^2$ -ben mért közepes szabad ütközési uthossza ui. a különböző atomsúlyú elemeknél közelítőleg  $A^{1/3}$ -al arányos, viszont Al esetén kb. fele a Pb esetén mérhető közepes szabad ütközési uthossznak. Tehát azonos  $g/cm^2$ -nyi abszorbens esetén a neutronok erősebben abszorbeálódnak el az Al-ban, mint a Pb-ban.

Ugyanakkor azonban a fotonok sokkal erősebben abszorbeálódnak a nagyobb rendszámú elemekben, tehát a Pb-ban. Ui. a nagyenergiájú fotonok abszorpcióját létrehozó párkeltés valószínűsége közelítőleg  $Z^2/A$ -val arányos.

A nem-ionizáló komponens Al-al mért abszorpció görbéje  $S_2 = 2,5$  cm Pb esetén a 4. ábrán az ólommal mért abszorpció görbével együtt látható. Az abszcisszán az ólom és alumínium vastagságok az  $A^{1/3}$ -os összefüggésnek megfelelően, vi. a közepes szabad ütközési uthossz egységeiben vannak ábrázolva.

Tisztán neutronok esetében az ólommal és alumíniummal mért görbének egybe kellene esnie, azonban mint látható Al esetén a görbe eleje lassabban esik, mivel a fotonok az Al-ban csak lassabban abszorbeálódnak el. Nagy vastagságoknál a két görbe pontjai természetesen a fotonok eltűnése következtében egybeesnek.





4. ábra.

Az ólomban mért abszorpciós görbe 5 cm Pb-től kezdődő részét felhasználhatjuk a készülék által mért neutronok Pb-ra vonatkozó közepes szabad ütközési úthosszának meghatározására. Ha a háttér intenzitását  $\Sigma = 5$  és  $\Sigma = 35$  cm Pb között konstansnak tekintjük és az így számított egyesített háttér intenzitás értékét az egyes mérési pontokból levonjuk, akkor az 5. ábrán látható korrigált abszorpciós görbét kapjuk meg.

Az egyszeres logaritmikus skálájú ábrából jól látható, hogy az abszorpció exponenciálisan történik

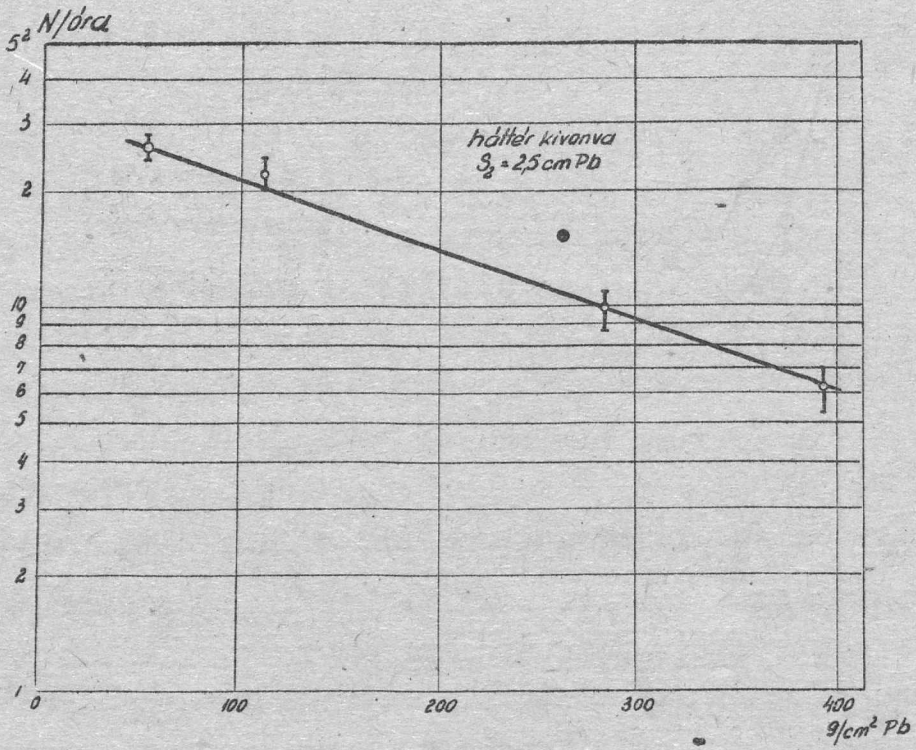
$$N = N_0 e^{-\frac{x}{\lambda_{Pb}}}$$

$\lambda_{Pb}$  értékét a legkisebb négyzetek elvének felhasználásával kaphatjuk meg

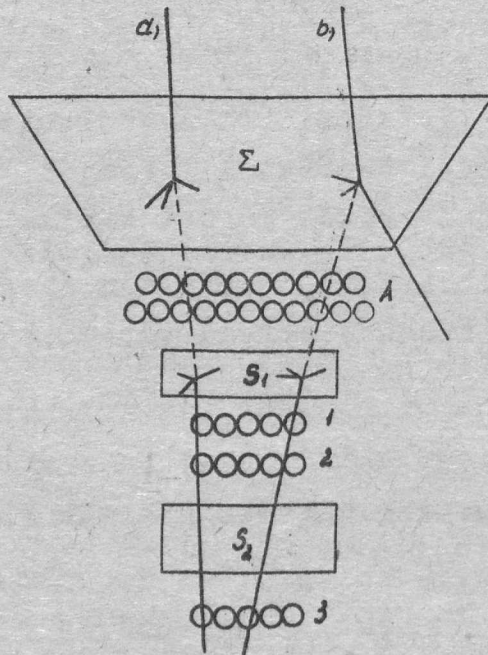
$$\lambda_{Pb} = (238 \pm 26) \text{ g/cm}^2$$

és

$$\sigma_{i,Pb} = (1,45 \pm 0,16) \text{ barn}$$



5. ábra.



6. ábra.

Az így mért közepes szabad ütközési uthossz a mérési módszer lényegében rejlő szisztematikus hiba miatt mindig nagyobb, mint a valódi közepes szabad ütközési uthossz [3] [4].

A készülék ui. mérni fogja azokat a neutronokat is, amelyek a  $\Sigma$  abszorbenben létrejött olyan magkölesönhatásokból származnak, ahol a neutronokkal rendszerint együtt keletkező ionizáló részecskék /protonok,  $\pi$  -mezonok/ az ólomban elabszorbeálódnak /6/a. ábra/ vagy elkerülik az antikoincidencia-csőveket /6/b. ábra./. Ezek a neutronok hozzájárulnak a nagyobb  $\Sigma$  vastagságoknál észlelhető neutronintenzitáshoz és így a közepes szabad ütközési uthossz mért értéke a valódi értéknél nagyobb lesz.

Hasonlóan az így mért közepes szabad ütközési uthosszból számítható inelasztikus ütközési hatáskeresztmetszet kisebb lesz a valódi hatáskeresztmetszethöz és ezen eljárás segítségével csak az inelasztikus ütközési hatáskeresztmetszet alsó határát határozhatjuk meg.

Az általunk mért neutronok közepes energiája BeV / $10^9$  eV/ nagyságrendű, amint ez a készülék megszólaltatásához szükséges küszöbenergiából és az észlelt neutronok intenzitásából megállapítható.

A mérési adatokból számított  $\lambda_{pb}$  és  $\sigma_{i,pb}$  értéke összehasonlítható egyrészt a kozmikus sugárzás áthatoló záporait keltő, 15-50 BeV közötti neutronjainak közepes szabad ütközési uthosszával és ólommagokra vonatkozó inelasztikus ütközési hatáskeresztmetszetével, továbbá a kozmotronnal előállított 1,4 BeV-es neutronokkal mért adatokkal /I. táblázat/.

A táblázathól jól látható, hogy az általunk mért  $\lambda_{pb}$  ill.  $\sigma_{i,pb}$  nagyobb ill. kisebb, mint a kb. egy nagyságrenddel nagyobb energiájú, ugyancsak kozmikus sugárzási neutronokkal talált értékek. Ez az eltérés a fentemlített szisztematikus hibával volna magyarázható.

/Táblázatot l. a köv. oldalon./

1. Táblázat

	$\lambda_{Pb}(g/cm^2)$	$\sigma_{i,Pb}(barn)$
kozmos sugárzási mérések (E~15-50 BeV) a,	160±7	2,15±0,10
kozmotronnal végzett mérések (E~1,4 BeV) b,	199±5	1,73±0,04
saját mérések	238±26	1,45±0,16

- a./ Az idevonatkozó irodalmi adatok összefoglalását és kritikáját lásd a [4] alatti cikkben.  
b./ Lásd az [5] alatti cikket.

Ugyanakkor azonban a nagyenergiájú gyorsítókkal előállított neutronokkal és a kozmikus sugárzási neutronokkal talált inelasztikus ütközési hatáskeresztmetszetek összehasonlítása arra enged következtetni, hogy a neutron-mag hatáskeresztmetszet 0,5 BeV fölött az energiával nő [3] [4]. Az általunk mért neutronok energiája nagyságrendileg egyezik a kozmotronnal előállított 1,4 BeV-es neutronok energiájával és az általunk mért  $\lambda_{Pb}$  ill.  $\sigma_{i,Pb}$  értékek a másfélszeres hibán belül egyeznek a kozmotron neutronjaival talált értékekkel. Ez az egyezés arra mutat, hogy a szekundér neutronok következtében fellépő szisztematikus hiba valószínűleg a mérési eredmények hibáján belül van és megerősíti azt a feltevést, hogy 0,5 BeV felett a neutron-mag inelasztikus ütközési hatáskeresztmetszet az energiával nő.

A mérési pontosság növelése és további vizsgálatok ezen a téren folyamatban vannak.

Köszönettel tartozunk Jánossy Lajos akadémikusnak, aki tanácsaival és javaslataival munkánkat igen nagymértékben segítette.

I R O D A L O M

- [1] B.Rossi és V.H.Regener, Phys.Rev. 58, 837, /1940/.
- [2] L.Jánossy és G.D.Rochester, Proc.Roy.Soc. A 181, 399, /1943/.
- [3] B.Rossi, High Energy Particles, Prentice Hall, 1952.
- [4] R.W.Williams, Phys.Rev, 98. 1393. /1955/.
- [5] T.Coor, et al., Phys.Rev. 98, 1369, /1955/.

- . -

Elhangzott az 1955. évi fizikus vándorgyűlésen.

A KOZMIKUS SUGÁRZÁSI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: JÁNOSSY LAJOS

Kiterjedt légizáporok áthatolási effektusának mérése

Irta: Sándor Tamás és Somogyi Antal.

Kiterjedt légizáporokat észlelő számlálócsőfelületek főlé nagyrendszámu abszorbenst, pl. ólmot rétegezve, az észlelt záporok óra-átlaga az abszorbens vastagság-növelésével eleinte növekedni, majd csökkenni fog. Ebben áll a kiterjedt légizáporok áthatolási effektusa.

Az effektus bizonyos feltételek mellett módot nyújt a kiterjedt légizáporokban található fotonok és elektronok számarányának meghatározására, továbbá a fotonok energia-spektrumának meghatározására.

Foglalkozunk először a foton/elektron viszonyal. Az áthatolási effektust többen felhasználták már arra, hogy ezt a hányadost megmérjék. Így pl.:

Szerző:	Az észlelő számlálócső rendszer felülete	Mért foton/elektron viszony
Bassi, Bianchi,	400 cm <sup>2</sup>	~ 0,3
Manduchi (1)	1200 "	~ 0,12
Milone (2)	600 "	0,75±0,15
	1800 "	0,75±0,20
Massalski (3)	3000 "	~ 1

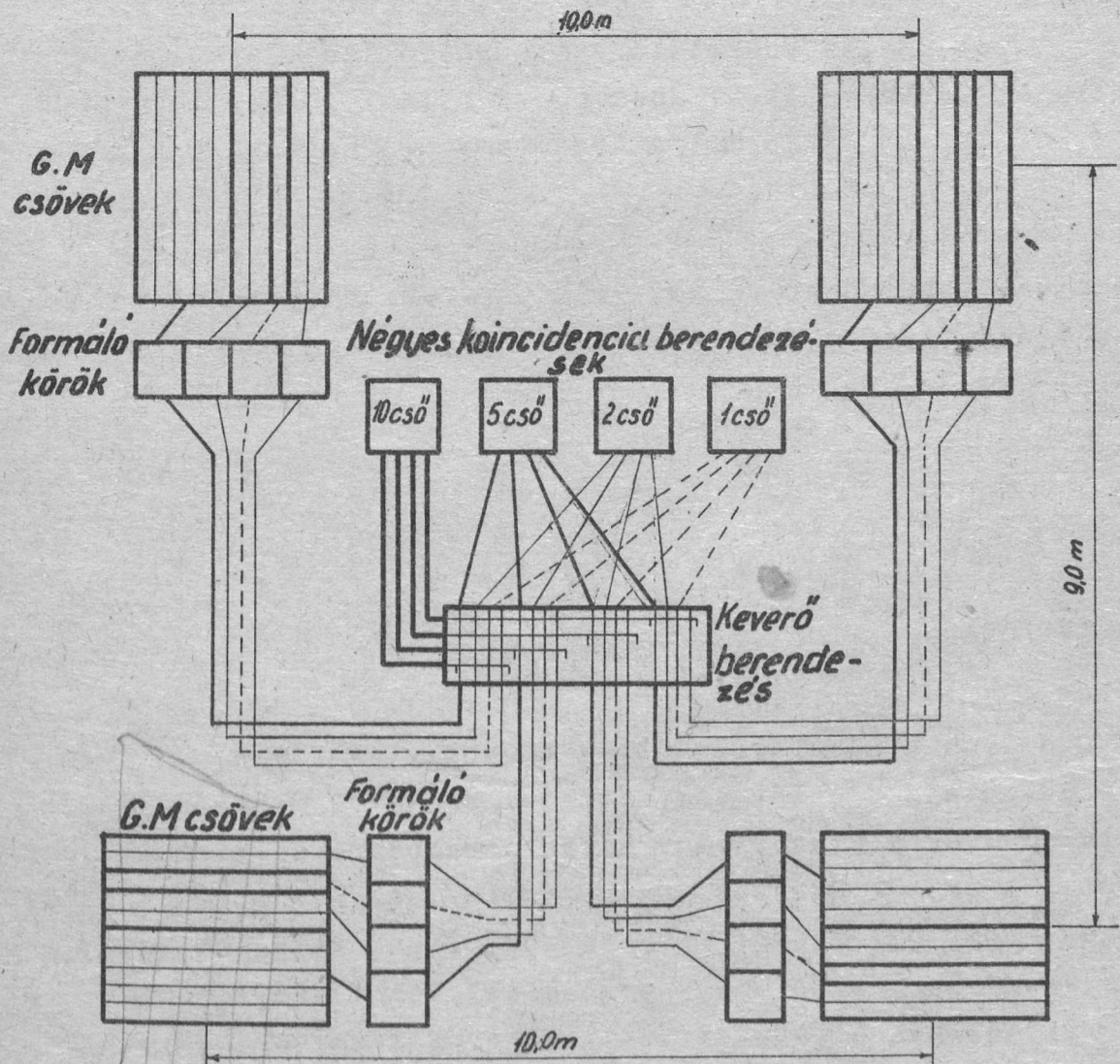
Mint látszik, az eredmények igen nagy szórást mutatnak. Bassi és munkatársai utalnak továbbá arra is, hogy a foton/elektron viszony függ az észlelő felület nagyságától. Minthogy meghatározott nagyságu észlelő-felületekkel nagyjából meghatározott sűrűségű záporokat szelektálunk, azért az észlelő felület nagyságától való függés egyuttal a záporok sűrűségétől való függést is jelenti. Bassi és munkatársai mindössze két különböző

1543/G.

nagyságu felülettel észleltek s a nagy statisztikus hiba miatt nem lehet határozott következtetést vonni arra, hogy a foton/elektron viszony valóban függ-e az észlelő felülettől, azaz a záporok sűrűségétől, vagy sem. Milone szerint ez a függés csak egészen gyenge lehet. Bruin méréseiben [4] eléggé kifejezett sűrűség-függést talált. Az eredeti adatokhoz nem tudunk hozzáférfni, az idézetek pedig nem közölték az eredmények statisztikus hibáját.

Mérésünk célja a foton/elektron viszony értékének meghatározása s e hányadosnak a zápor-sűrűségtől való függésének tisztázása volt.

Mérési berendezésünk blokkdiagrammját az 1. ábra tünteti fel.



A kiterjedt légizáporokat 4, egyenként 10 számlálócsőből álló területtel észleltük, 1 számlálócső felülete  $320 \text{ cm}^2$ . Mindegyik felületben 5 és kétszer két cső párhuzamosan volt kapcsolva, tehát 1, 2, 2, 5 csőből álló érzékeny felület impulzusai külön voltak kivezetve. Közvetlenül a számlálócsövek mellett elhelyezett formálókörök egységesítették és rövidítették a számlálócsövek adta impulzusokat. Egy-egy koincidencia berendezés számlálta az 1, 5 s az egyik 2 csőből álló felület-rendszer négyes koincidenciáit. Ezenkívül az 1, 2, 2, 5 csőből álló felületek impulzusait elektronikus úton egyetlen csatornára gyűjtöttük /"kevertük"/ s egy negyedik koincidencia berendezés az  $1 + 2 + 2 + 5 = 10$  csőből álló felületek impulzusai közti koincidenciákat számlálta. Ilymódon egyidejűleg négy különböző felülettel: 3,2, 6,4, 16 és  $32 \text{ dm}^2$  észleltünk.

A foton/elektron viszony mérése céljából a koincidenciák óraátlagát mértük először abszorbens nélkül, C/O/, majd rendre  $h = 3, 7, 10, 13$  és 25 mm vastag ólomabszorbenssel C/h/.

$$\text{Ha } H(x) = K x^{-\gamma}$$

jelentí az  $x$ -nél nagyobb sűrűségű záporok óra-átlagát és  $S$  az észlelő számlálócső-felületek területét, akkor négyes koincidenciák esetén

$$C(0) = K \gamma \int_0^{\infty} (1 - e^{-sx})^4 x^{-\gamma-1} dx \quad \dots(1)$$

és

$$C(h) = K \gamma \int_0^{\infty} [1 - e^{-R(h)sx}]^4 x^{-\gamma-1} dx \quad \dots(2)$$

R/h/ jelentése:

$$R(h) = Q(h) + r P(h)$$

ahol Q/h/ annak a valószínűsége, hogy egy elektron, mely az abszorbens tetejére esik, vagy áthatol rajta és megszólaltatja a számlálócsövek egyikét, vagy olyan szekundert kelt, mely megszólaltatja a számlálócsövek egyikét; P/h/ jelentí annak a valószínűségét, hogy egy foton, mely az abszorbens tetejére esik, abban olyan szekundert kelt, mely megszólaltatja a számlálócsövek egyikét;  $r$  jelentí a fotonok és elektronok számának hányadosát.



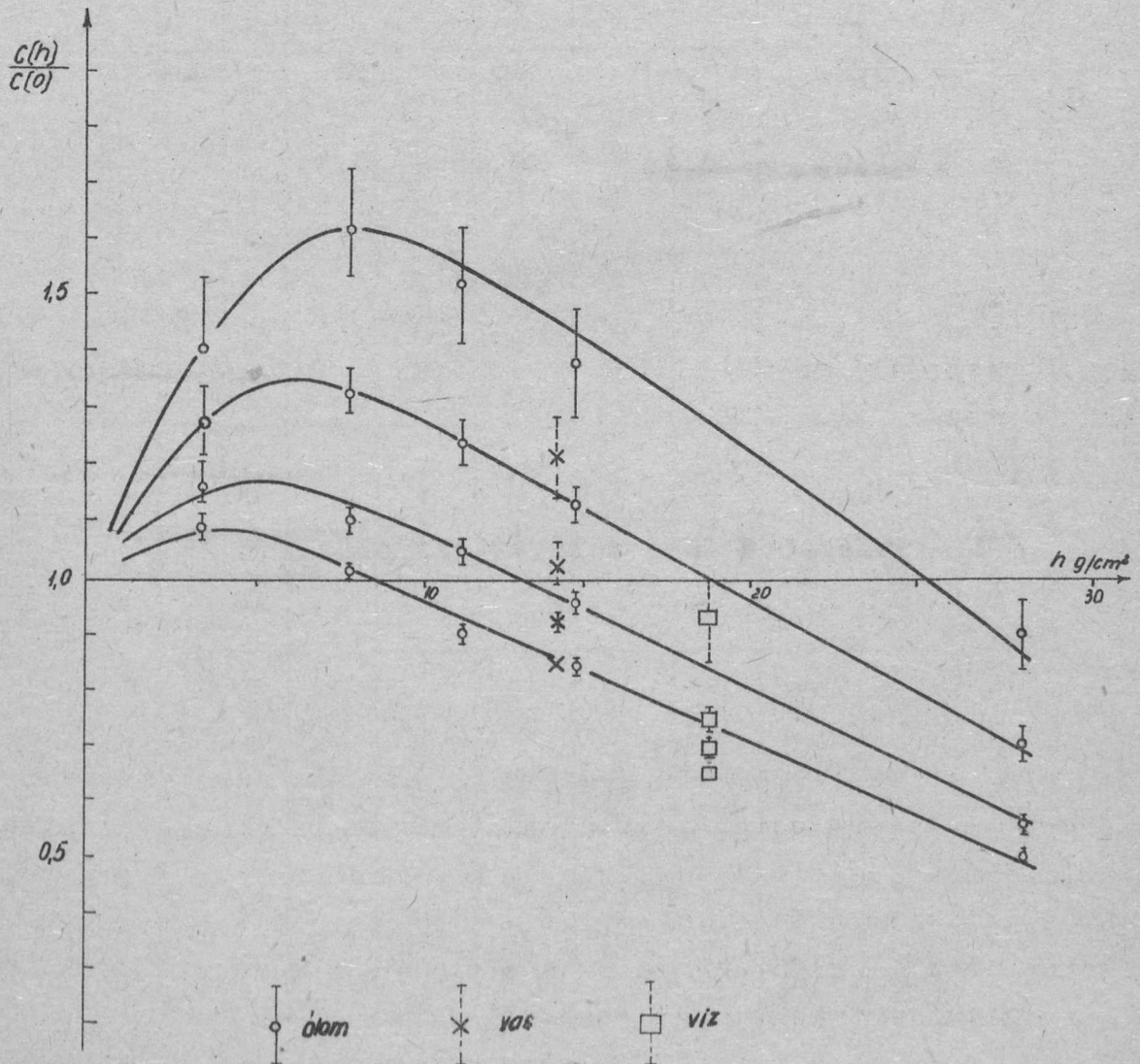
(1) és (2)-ből könnyen látható, hogy

$$\frac{C(h)}{C(0)} = R(h)^{\gamma} \dots(3)$$

értéke az alkalmazott berendezés esetén, régebbi méréseink [5] szerint  $1,42 \pm 0,01$ .

Ha  $Q/h/$  illetve  $P/h/$  értékre számítások alapján becsléseket végzünk, akkor a mért  $R$  értékből  $r$ , a foton/elektron viszony meghatározható.  $Q/h/$  és  $P/h/$  értékre az Arley [6] által kiszámított adatokat szokás elfogadni, mely egy meglehetősen önkényesen felvett elektron-, illetve fotonspektrumot tételez fel.

A 2. ábra az észlelt  $C(h)/C(0)$  értékeket tünteti fel  $h$  függvényében, különböző észlelési felületekre. Az észlelések



numerikus eredményei pedig I. táblázatban láthatók. A különböző felületekkel észlelt pontok között általában szignifikáns eltérések vannak. Még világosabban látszik ez a 3. ábrán, amely az azonos h-hoz tartozó R értékeket az észlelési felület függvényében tünteti fel úgy normálva, hogy a 32 dm<sup>2</sup>-es felülettel mért R értéke 1 legyen. R-nek a felülettől való függése szembeötlő.

Ha feltételezzük azt, hogy a különböző sűrűségű záporok nagyjából azonos energia-összetétellel bírnak és elfogadjuk erre az Arley-által kiszámított Q/h/ illetőleg P/h/ értékeket, akkor r-re a következő értékeket nyerjük /a különböző abszorbens-vastagságokra átlagolva/:

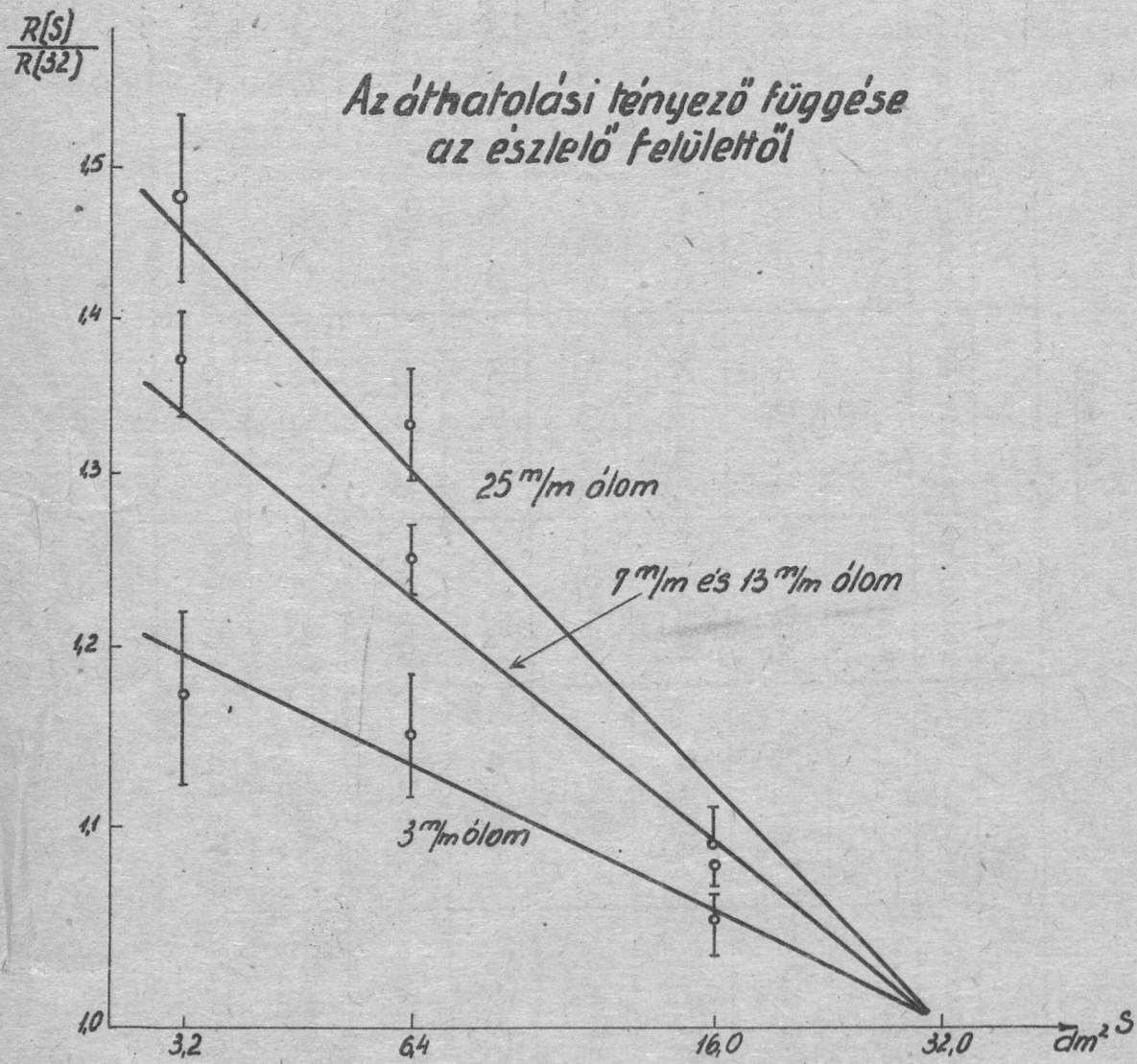
S =	3,2	6,4	16	32	dm <sup>2</sup>
r =	1,05	0,72	0,46	0,30	

/ I. táblázatot lásd a következő oldalon. /

I. táblázat

	320 cm <sup>2</sup>		640 cm <sup>2</sup>		1600 cm <sup>2</sup>		3200 cm <sup>2</sup>	
	koinc/óra	relativ ért.	koinc/óra	relativ ért.	koinc/óra	relativ ért.	koinc/óra	relativ ért.
0 m/m Pb	2,9±0,15		8,4±0,21		29,8±0,37		78,8±0,61	
3 m/m Pb	4,1±0,25	1,41±0,12	10,7±0,39	1,27±0,06	34,5±0,70	1,16±0,03	86,4±1,1	1,09±0,02
7 m/m Pb	4,7±0,16	1,62±0,1	11,1±0,24	1,32±0,04	32,9±0,41	1,10±0,02	79,4±0,61	1,01±0,01
10 m/m Pb	4,4±0,21	1,52±0,11	10,4±0,32	1,24±0,05	31,0±0,55	1,04±0,02	71,0±0,84	0,90±0,01
13 m/m Pb	4,0±0,17	1,38±0,10	9,5±0,26	1,13±0,04	28,4±0,44	0,95±0,02	67,3±0,68	0,85±0,01
25 m/m Pb	2,6±0,4	0,90±0,07	6,0±0,21	0,71±0,03	16,7±0,35	0,56±0,01	39,3±0,55	0,50±0,01
18,5 m/m Fe	3,5±0,15	1,21±0,08	8,6±0,24	1,02±0,04	27,0±0,42	0,91±0,02	66,8±0,65	0,85±0,01
187 m/m viz	2,7±0,15	0,93±0,07	6,3±0,23	0,74±0,03	20,7±0,41	0,69±0,01	51,4±0,66	0,65±0,01

A hiba nagyságrendileg 0,1-et tesz ki, ha nem számítjuk a Q, illetőleg P becslésében elkövetett hibát.



3. ábra.

- . -

Méréseket végeztünk továbbá a fotonspektrum alakjának a zápor-sűrűségtől való függésének vizsgálatára. Ilyen irányú méréseket, tudomásunk szerint, eddig még nem végeztek.

A különböző sűrűségű záporokat ismét a különböző felület-nagyságokkal szelektáltuk. Az egyes sűrűségekhez tartozó fotonspektrumokat Millar [7] módszerével határoztuk meg. Ennek lényege a következő: meg kell mérni a kiterjedt légizáporok abszorpcióját, valamilyen alacsony rendszámú anyagban, pl. vízben. A fotonok materializálódását ebben az esetben elhanyagolhatjuk s így az elektronok abszorpciójára jellemző  $Q$  mennyiséget kísérletileg meghatározhatjuk. Nagyrendszámú anyagokon mért  $R$ -ből a  $Q$ -t kivonva, az  $rP$  értékek meghatározhatók. Az így meghatározott  $rP$  értékekből, tehát lényegileg a fotonok detektálódásának valószínűségéből, bizonyos egyszerűsítő feltevések mellett a fotonspektrum alakja meghatározható.

Az elektronok abszorpciójának mérésére 18,7 cm-es vízréteggel fedtük a számlálósöveket. Az így nyert eredmények a 2. ábrán láthatók.

A fotonspektrum meghatározására az ólommal végzett méréseinket használtuk fel és kiegészítettük még azokat 18,5 mm vastag vasréteg alatti méréssel. A vassal nyert adatok ugyancsak a 2. ábrán láthatók.

Ezen adatok birtokában a fotonspektrum hozzávetőleges képe nyerhető. A különböző felületekkel mért adatok elég jól fedik egy

$$N(>E) = [E_0/E]^\beta$$

tipusu spektrum képét, az elég nagy statisztikus hiba határain belül ugyanazzal a  $\beta$  kitevővel. És pedig

3,2 dm <sup>2</sup> -re	$\beta = 0,64 \pm 0,19$
6,4    "	$\beta = 0,53 \pm 0,11$
16     "	$\beta = 0,67 \pm 0,08$
32     "	$\beta = 0,64 \pm 0,7$

v.ö. ezekkel az adatokkal Millar eredményét

7,5 dm <sup>2</sup> -re	$\beta = 0,55 \pm 0,12$
-------------------------	-------------------------

Megjegyezzük, hogy 16 és 32 dm<sup>2</sup>-es felületek esetén az eredmények csak a statisztikus hiba 2-3-szorosának erejéig egyeztetethetők össze egy hatványspektrummal.

- . -

Befejezésül a kontrollmérésekről kell beszámolni.

A GM-csövek és az elektronika kontrollálására a csőszorozatokat minden második nap egymás fölé helyeztük, abszorbens nélkül, minden egyes alkalommal pontosan ugyanabban a helyzetben. Egy órán át mértük a négyes koincidenciák számát ebben az elrendezésben, mely kb. 60000 volt s így 0,4%-os statisztikus hibával ellenőrizhettük egy óra leforgása alatt a berendezés kifogástalan működését.

Az oldalfalak okozta árnyékolás és szórás hatásának tisztázására méréseket végeztünk oldalfal nélkül is. Egybevetve ezeket az oldalfallal, abszorbens nélkül mért adatokkal, az a megnyugtató eredmény adódott, hogy az oldalfalak valamennyi csőfelület adatait egyformán befolyásolják. Ha van eltérés a különböző nagyságu csőfelületekre gyakorolt hatásban, úgy az 2-3%-nál feltétlenül kisebb.

A tető-abszorbensben bekövetkező multiplikáció és szóródás a különböző számlálócsőfelületekkel észlelt koincidenciák számát különbözőképpen befolyásolhatja és így a mérési eredményeket meghamisíthatja. E szóródás hatásának tisztázására ellenőrző mérések vannak folyamatban.

- . -

Összefoglalva az eredményeket:

- 1./ Az áthatolási tényezőnek /R-nek/ a zápor-sűrűségtől való függését tapasztaltuk, ami arra utal, hogy a fotonok számaránya a különböző sűrűségű záporokban más. És pedig a sűrűbb záporokban nagyobb.

2./ A 3-30 részecske/m<sup>2</sup>-es sűrűségű záporok fotonspektruma a statisztikus hibák határain belül azonosnak adódott.

- . -

Köszönettel tartozunk Jánossy akadémikusnak a mérés irányításáért, Fenyves Ervin kartársnak több értékes diszkuszióért és Tóth Zoltán kartársnak a készülék gondos üzemeltetéséért.

- . -

#### I R O D A L O M

- [1] Bassi, Bianchi,  
Manduchi: Nuovo Cimento, 2, 358, /1952/
- [2] Milone: " " 11, 241, /1954/
- [3] Maśsalski: Bull.de L'Acad.Polonaise des Sc.  
2, 335, /1954/
- [4] Bruin: Thesis, Amsterdam, /1952/
- [5] Koch, Sándor,  
Somogyi, Szivek: KFKI Közl. 1, 1953. p.61.
- [6] Arley: On the Theory of Stochastic Processes and their Application to the Theory of Cosmic Rays /Copenhagen, 1948/ p.165.
- [7] Millar: Nuovo Cimento, 8, 279, /1951/

- . -

Elhangzott az 1955. évi fizikus vándorgyűlésen.

## AZ ELEKTROMÁGNESES HULLÁMOK OSZTÁLYÁNAK KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: FARAGÓ PÉTER

### Néhány atommag mágneses nyomatékának meghatározása

Irta: Faragó Péter és Gécs Mária

Az I. Vándorgyűlésen, 1951.-ben bemutattunk egy kísérletet annak demonstrálására, hogy homogén mágneses térbe helyezett atommagok spinátmenetei rádiófrekvenciás energia abszorpcióval járnak. Az eredetileg Purcelltól [1], illetve Blochtól [2], származó kísérlet lényege az, hogy vizet, mint protontartalmu anyagmintát egy kis fiolában 1000 Gauss nagyságrendű állandó és homogén mágneses térbe teszünk és körülveszünk egy rezgőkör tekercsével, amely az állandó térre merőleges rádiófrekvenciás mágneses teret ad. A homogén teret alacsonyfrekvenciával modulálva energia abszorpció következik be, valahányszor a mágneses tér  $H_0$  intenzitása és a rádiófrekvenciás mágneses tér  $\omega_0$  körfrekvenciája eleget tesz a következő összefüggésnek:

$$\omega_0 = \frac{\mu}{I} H_0$$

ahol  $\mu$  a proton mágneses momentuma magmagnetonokban,  $I$  pedig a spin. Az abszorpciót többféleképpen lehet indikálni, pl. úgy, hogy a gerjesztő tekercset tápláló oszcillátor amplitudóját figyeljük az oszcillográfon, ekkor jellegzetes abszorpció görbét láthatunk.

A felirt formulából látható, hogy ismerve a rezonanciafrekvenciát és a  $H_0$  térintenzitást, ezekből a  $\mu/I - \gamma$  hányados meghatározható, azonos mágneses térben pedig két különböző atommag giromágneses állandójának hányadosát egyszerűen a rezonancia frekvenciák hányadosa adja:  $\gamma_1 / \gamma_2 = \omega_1 / \omega_2$

Az elmúlt években a bemutatott berendezést messzemenően tökéletesítettük, hogy segítségével nagy pontosságú magnyomaték méréseket végezhesünk. Mielőtt kísérleti munkánkat és ered-



ményeinket ismertetnénk, rá kell mutatnunk arra, hogy mi a jelentősége az imént vázolt mérési módszernek.

Az előbb ismertetetten kívül van még egy régebben ismert effektus, amelyben az atommagok impulzus és mágneses momentumának hatása jelentkezik, és pedig a spektrumok hiperfinom szerkezeti felbomlása. Ez az effektus adja az alapját az összes többi magnyomaték mérési módszereknek, tehát nemcsak az optikai uton végzett hiperfinom szerkezet vizsgálatoknak, hanem a mikrohullámu és a különféle atom és molekula sugaras módszereknek is. Eltekintve attól, hogy mindezen módszerek technikailag sokkal bonyolultabbak és eredményeik kiértékelése is sokkal hosszadalmasabb, mint az általunk alkalmazott módszer esetében, a kétféle effektusra alapított módszer között lényeges elvi különbség is van. Az általunk kihasznált jelenségnél közvetlenül a spinátmeneteknek megfelelő energiaváltozást mérjük, ezzel szemben a többi módszernél legtöbbször elektronállapotok közti különbségeket mérnek, de mindenesetre olyan energiaállapotok közti különbségeket, amelyekben jelentős szerepe van a magok és az elektronok közti kölcsönhatásnak. Ennek következtében ha a hiperfinom szerkezeti felbomlásból következtetünk a magnyomatékokra, akkor az atommag és az elektronok közötti kölcsönhatással kell számolni, ez pedig különböző elméleti feltevéseket tartalmazhat és különféle közelítő eljárások mellett eltérő eredményekre vezet. Így pl. amióta a magnyomaték mérésre az általunk is használt közvetlenebb módszer rendelkezésre áll, kiderül, hogy a hiperfinom szerkezeti mérések kiértékelésénél alkalmazott és az atommagot pont-dipólusnak kezelő Goudsmit - Fermi - Segré -féle formula korrigálására számításba kell venni az atommag véges kiterjedését. Anélkül, hogy e kérdés részleteibe kívánnánk menni, megjegyezzük, hogy a hiperfinom szerkezetből számított és a rezonancia abszorpcióval közvetlenül mért magnyomatékok között még most is vannak kisebb-nagyobb diszkrepanciák, amelyek egyes esetekben nagyságrendekkel tulmennek mind a mérések, mind a közelítő számítások hibáján.

Meg kell említeni, hogy az atommagok és környezetük kölcsönhatása miatt a rezonancia abszorpcióval meghatározott

magnyomatékok is némi korrekcióra szorulnak, de ezek kereken két nagyságrenddel kisebbek, mint a többi módszer, illetve a kiértékelésükre szolgáló elméleti közelítés bizonytalansága.

Egyik távolabbi tervünk éppen az említett diszkrepanciák kísérleti felderítése és elméleti vizsgálata, amelyből esetleg érdekes felvilágosítások adódhatnak magok töltés eloszlására és a nukleonok dipólmomentum eloszlására vonatkozólag. Jelen kísérleteink célja azonban csak néhány, kevésbé problematikus magnyomaték újra mérése volt.

Miután Hipple, Sommer és Thomas [3] illetve Bloch és Jeffries [4] közvetlenül meghatározta a proton mágneses momentumát:

$$2,79276 \pm 0,00006 \text{ mag-magneton}$$

a mérendő magok nyomatékát a proton nyomatékával hasonlítottuk össze.

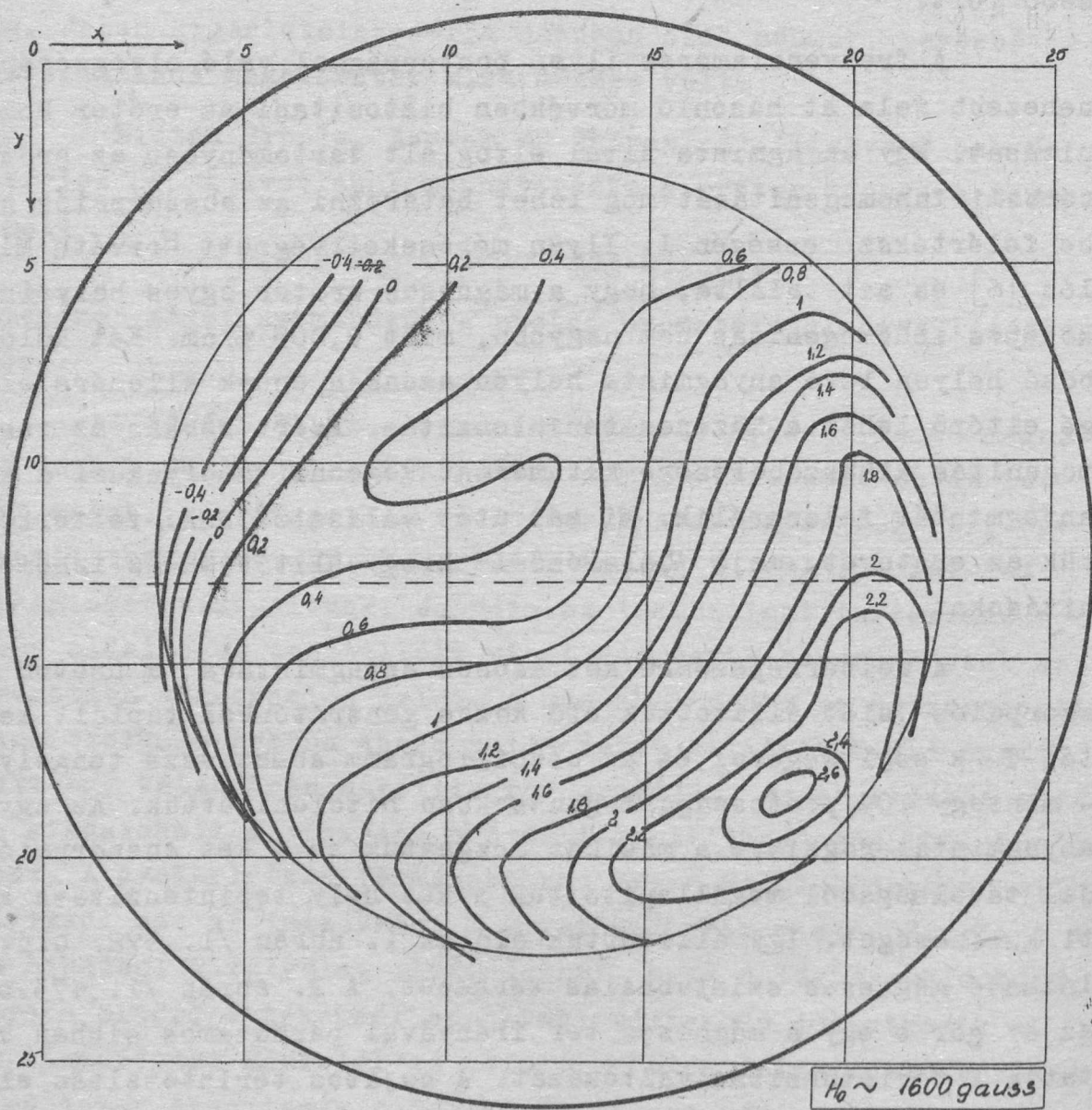
A mérési hibák csökkentése végett közös állandó mágneses térben egyidejűleg vizsgáltuk a meghatározandó és az ismert magot: két független rádiófrekvenciás egységgel /pl. egy oszcillátorral és egy abszorpciós kettős T -vel/ [5] két-két anyagmintát vizsgáltunk, és pedig az ismeretlent tartalmazó só vizes oldatát és desztillált vizet. Az egyik berendezéssel az ismeretlen abszorpciós jelét, a másikkal pedig az összehasonlításhoz szolgáló proton abszorpciós jelét állítottuk elő egymás alatt egy kétsugaras oszcillográf ernyőjén. Ez az eljárás elvben kiküszöböli a konstans erőter időbeli ingadozásaiból eredő hibát. A gyakorlatban természetesen mégis minél kisebbre kell szorítani ezt az ingadozást a következő okok miatt. Egyrészt a vas hibáiból kifolyólag előfordulhat, hogy a légrés különböző helyein eltérő értékeknél és eltérő mértékben jelentkezik a nem-linearitás. Másfelől az oszcillográfra felrajzolt koordináta rendszer abszcissza tengelye mindössze néhány Gauss mágneses térintenzitás intervallumnak felel meg, tehát a jel csak úgy marad az ernyőn, ha a térintenzitás középértéke nem ingadozik többet, néhány ezreléknél. Valóban sikerült Mertz Jánosnak olyan stabilizátort szerkesztenie, amely az abszorpciós jelet órák hosszat az oszcillográfon tartja.

Ezek után a mérések pontossága a frekvencia mérések pontosságától és a mágneses tér homogenitásától függ. A frekvenciákat egy heterodin frekvenciamérővel ha ároztuk meg, amelynek skáláját a saját kristályának felharmonikusait felhasználva újra kalibráltuk és a kristály alapharmonikusát a Postakiserleti Állomás kvarcórájával  $10^{-6}$ -nál nagyobb pontossággal hitelesítettük. Mindezek után a relatív frekvenciamérés hibája  $10^{-4}$ -nél kisebb volt.

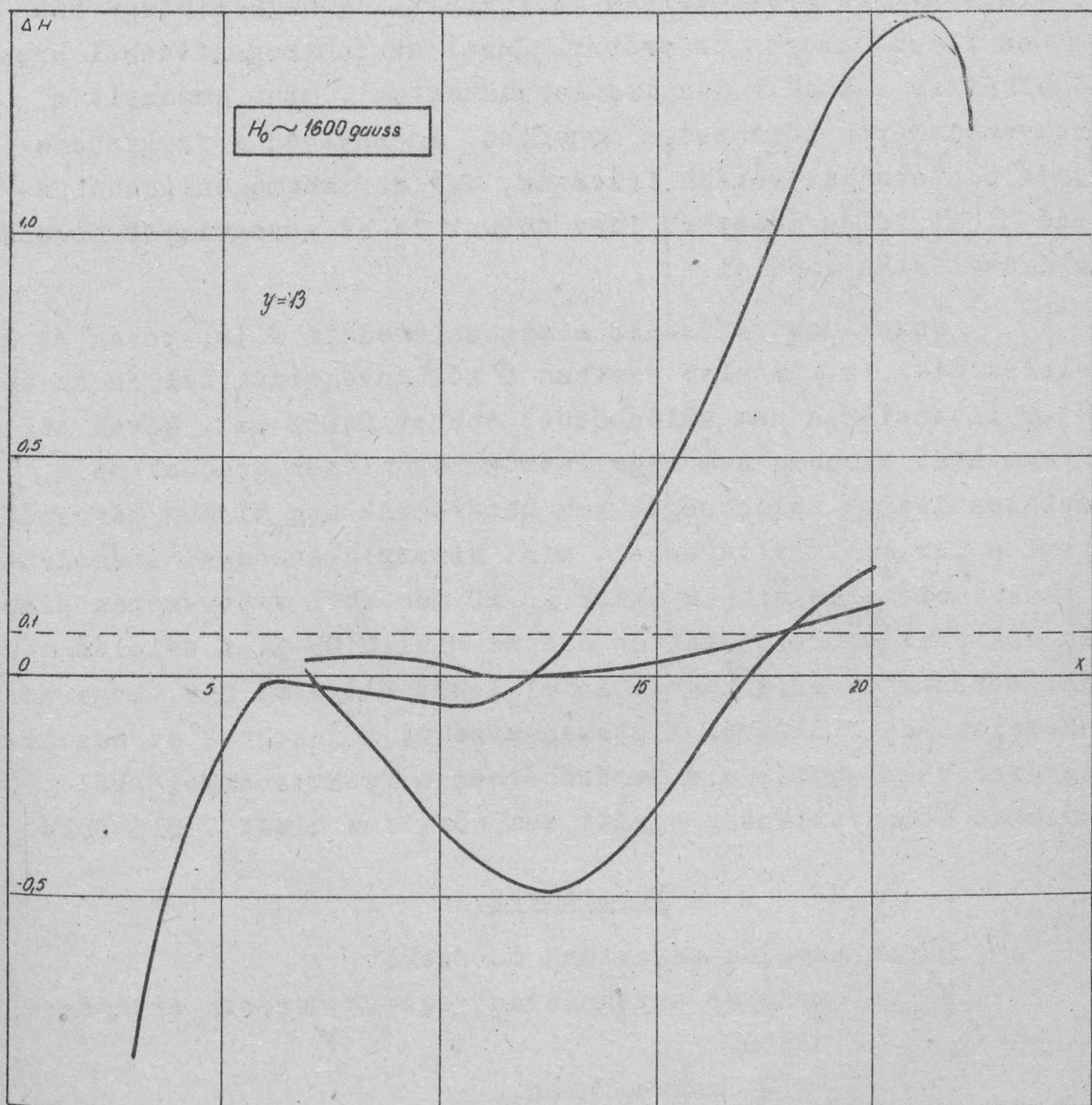
A frekvenciamérés ilyen pontossággal való elvégzésénél nehezebb feladat hasonló mértékben biztosítani az erőter homogenitását. Egy anyagminta által elfoglalt tartományban az erőter térbeli inhomogenitását meg lehet határozni az abszorpciós görbe félértékszűlességénél. Ilyen méréseket végzett Horváth Miklós [6] és azt találta, hogy a mágneses erőter egyes helyein a közepes inhomogenitás nem nagyobb, mint 0,005 %/cm. Két különböző helyen levő anyagminta helyén azonban ennek ellenére eléggé eltérő lehet a közepes térintenzitás. Ezért szokás az inhomogenitás kiküszöbölésére két mérést végezni, amelyeknél a két anyagmintát felcserélik. Mi más utat választottunk: feltérképeztük az erőteret, majd "béleléssel" kiegyenlítettük az inhomogenitásokat.

A feltérképezésre két azonos anyagmintában a proton abszorpciós jelét állítottuk elő közös generátorból táplált kettes T-k segítségével és az oscillogramm abszcissza tengelyét - mintegy 10% pontossággal gaussokban hitelesítettük. Az egyik anyagmintát rögzítve a másikat mozgattuk és a két abszorpciós jel távolságából megállapítottuk a két hely térintenzitása közötti különbséget. Így állítottuk elő az 1. ábrán /1. 472. old./ látható mágneses szintvonalas térképet. A 2. ábrán /1. 473. old./ az a/ görbe egy a mágneses tér irányával párhuzamos síkban mutatja a térintenzitás változását. A sajátos térintenzitás eloszlásnak az volt az oka, hogy a pólussaruk nem voltak tökéletesen párhuzamosak. Ennek korrigálása után ugyanabban a síkban a b/ görbe szerint változó mágneses teret kaptak. Az inhomogenitás további javítása végett a következőképpen jártunk el. Elektrolitikus uton nikkelfóliákat készítettünk és a megigazitott mágnes térképe szintvonalainak megfelelő alakúra kivágtuk. Ezeket a fóliákat egymásra rakva kaptuk meg azt a bélelést, amelynek

1543/G.



1. ábra.



2. ábra.

a hatását a 2. ábra c/ görbéje szemlélteti. Látható, hogy ezáltal az inhomogenitás jelentős területen 0,01% alatt marad. /Ez az eredmény más metszeteiben is fennáll, úgyhogy mintegy 500  $\text{cm}^2$ -en ilyen homogén az erőter. Ezzel az inhomogenitásból eredő hibát is sikerült annyira lecsökkenteni, mint amennyit a frekvenciamérés pontossága megenged. Amennyiben a frekvenciamérés pontosságát tovább fokozzuk, úgy az inhomogenitásból eredő hibát talán célszerű lesz nálunk is az anyagminták felcserélésével kiküszöbölni.

Végeztünk méréseket a mágnes eredeti állapotában és a bélelés után is. Az első esetben a két anyagminta helyén az erőter intenzitása nem különbözött többet 0,05%-nál. Mivel az anyagmintát azonban nem rögzítettük különleges gonddal és a térintenzitások különbségét nem határoztuk meg minden mérésnél, ezzel a maximális eltéréssel, mint bizonytalansággal számolunk. A frekvenciamérés hibája ekkor 10-10 mérésből vett szórás alapján számolva 0,02%, tehát az összes hiba 0,054%. A bélelés utáni méréseknél az anyagmintát el lehet helyezni úgy, hogy az inhomogenitás 0,01%-nál biztosan kisebb, a jeleknek az oszcillográfon való egymás alá hozásából és a frekvenciamérésből származó bizonytalanság együtt sem növeli a hibát 0,01% fölé.

#### Eredmények:

Három anyagon végeztünk méréseket.

F<sup>19</sup>. Tömény HF anyagmintán végzett mérések eredménye  
2,62856

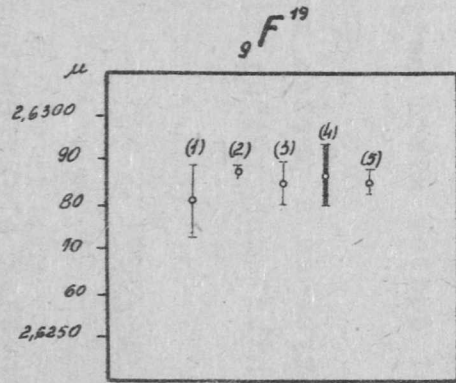
± 24 magmagneton.

Mack 1952-ben megjelent kritikai táblázatában megadja a korábbi rezonancia-abszorpciós mérések súlyozott középértékét. Ezt az értéket átszámítva a proton azóta pontosabban ismert momentumával, a következő általánosan elfogadott értéket kapjuk:

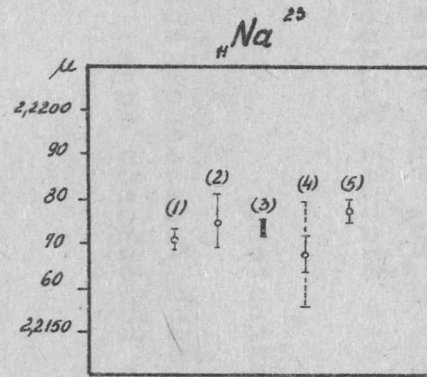
2,6287

± 7 magmagneton.

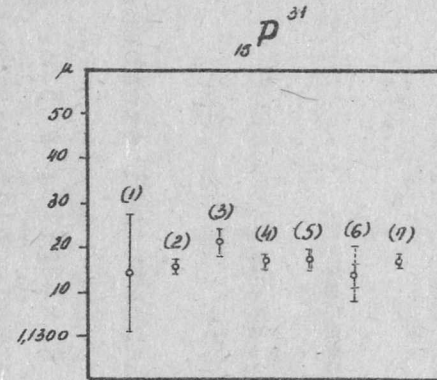
Az egyezés kitűnő; eredményünk az irodalomban előforduló második legpontosabb mérési adat. Egyéb mérésekkel való összehasonlítás célját szolgálja a 3.a. ábra.



- 1/ Poss, 1949.
- 2/ Siegbahn és Lindström, 1949.
- 3/ Zimmerman és Williams, 1949.
- 4/ Ramsay, 1953.
- 5/ Saját mérés, 1955.



- 1/ Bitter, 1949.
- 2/ Zimmerman és Williams, 1949.
- 3/ Ramsay, 1953.
- 4/ Saját mérés, 1954.
- 5/ Saját mérés, 1955.



- 1/ Pound, 1948.
- 2/ Bitter, 1949.
- 3/ Chambers és Williams, 1949.
- 4/ Sheriff és Williams, 1951.
- 5/ Ramsay, 1953.
- 6/ Saját mérés, 1954.
- 7/ Saját mérés, 1955.

Na<sup>23</sup>. Méréseinket  $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3$  és  $\text{NaCl}$  majdnem tömény vizes oldatán végeztük. A kétféle anyagmintából kapott eredmények a hibahatáron belül megegyeztek:

2,21770  
 $\pm 33$  magmagneton,

az említett táblázatból számított

2,21728  
 $\pm 25$  magmagnetonnal szemben.

Az egyezés ez esetben is kielégítő; a 3.b. ábra eredményeinek egyéb mérésekkel való összehasonlítását mutatja.

P<sup>31</sup>. Majdnem tömény  $\text{H}_3\text{PO}_4$  -en végzett méréseink eredménye minden eddig publikált adatnál pontosabb:

1,13169  
 $\pm 10$  magmagneton.

Az említett táblázat a korábbi /rezonanciaabszorpciós/ mérések súlyozott középértékéül a következőt adja:

1,13171  
 $\pm 20$

Eredményeinknek más mérési adatok közti helyzetét a 3.c. ábra szemlélteti.

A megadott eredményekben a proton momentumának  $2 \cdot 10^{-5}$  bizonytalanságából eredő hibát nem vettük figyelembe.

- . -

Kísérleti berendezésünk elektronikus problémáinak megoldásáért köszönet illeti Mertz Jánost; ugyancsak köszönjük neki, továbbá Herváth Miklósnak és Hizó Józsefnek a mérésekben való közreműködést. Az elektronikus berendezések kivitelezéséért Ferka Józsefet és Oláh Károlyt illeti köszönet.



I R O D A L O M

- [1] E.M.Purcell, H.C.Torrey, R.V.Pound: Phys. Rev. 69,37, 1946.
- [2] F.Bloch, W.W.Hansen, M.Packard: Phys.Rev. 69,127, 1946.
- [3] J.A.Hipple, H.Sommer, H.A.Thomas: Phys. Rev. 76, 1877, 1949. és 80, 487, 1950.
- [4] F.Bloch, C.D.Jeffries: Phys. Rev. 80, 305, 1950.
- [5] Gécs M., Mertz J.: KFKI Közl. 2,73, 1954.
- [6] Horváth M.:KFKI Közl. 2,513, 1954.

- . -

Elhangzott az 1955. évi fizikus vándorgyűlésen.

AZ ELEKTROMÁGNESES HULLÁMOK OSZTÁLYÁNAK KÖZLEMÉNYE  
OSZTÁLYVEZETŐ: FARAGÓ PÉTER

Néhány paramágneses anyag Faraday effektusának vizsgálata

a 3 cm-es hullámhossztartományban

Irta: Hedvig Péter és Nagy Árpád

**ÖSSZEFOGLALÁS:** Vizsgálatokat végeztünk néhány vascsoporthoz tartozó paramágneses ion Faraday elforgatási szögének a mágnesestérrel való függésére 3,37 cm-es hullámhosszon, a paramágneses rezonancia abszorpció környezetében.  $MnSO_4$  és  $CuSO_4 \cdot 5H_2O$ -re kapott eredményeink megerősítik az irodalomban szereplő értékeket. Mérhető rezonanciajelenséget észleltünk a  $MnCl_2$ ,  $CoCl_3$  és  $Cr_2(SO_4)_3$  anyagoknál, 3000 Oe körüli mágnesestérnél. Az adatainkból számított Landé faktorok rendre  $g = 1,84$ ,  $2,02$  és  $1,87$ -nek adódtak.

I. BEVEZETÉS

Ha lineárisan polárizált elektromágneses hullám áthalad anyagon, melyre még megfelelő külső mágneses teret is kapcsolunk, a következő effektusok lépnek fel:

- 1./ Amplitudó csökkenés /abszorpció/
- 2./ Fázissebesség-változás.
- 3./ A polarizációs állapot megváltozása.

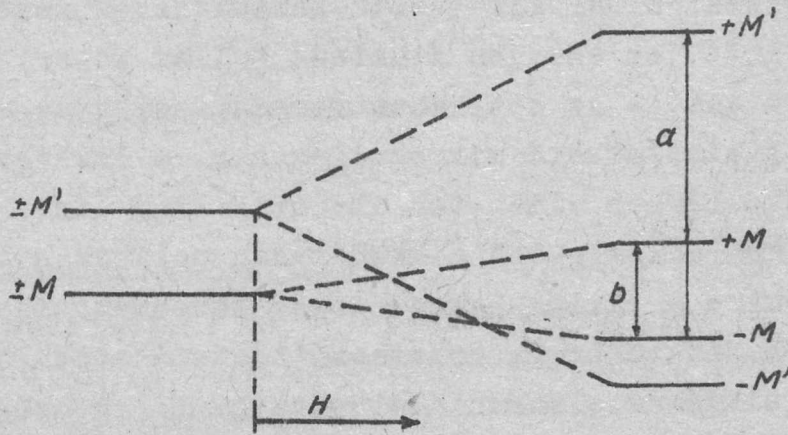
Ezeket az effektusokat mikrohullámú tartományban vizsgálva, - a frekvencia vagy a külső mágneses tér függvényében - azt tapasztaljuk, hogy az anyagok nagy részénél vannak olyan tartományok, hol e változások élesen - rezonanciaszerűen - mennek végbe. Ilyen mágneses rezonancia effektusok, paramágneses atomok, ionok vagy molekulák mágneses szubnívói közötti átmenetek következtében jönnek létre, tehát lényegében Zeeman-effektusról van szó. Az optikában a Zeeman-effektusnál az azimutális kvantumszám is változik /1. ábra - a./ A mikrohullámú effektusnál a

$$\Delta M = \pm 1$$

és

$$\Delta L = 0$$

kiválasztási szabályok érvényesek. /1. ábra - b./  
1543/G.



1. ábra.

A külső  $H$  mágnes térben a megengedett állapotok energiája

$$E_M = g\beta HM$$

Ahol  $M = j, (j-1), \dots, 0, \dots, -j$ ,  $\beta = \frac{e\hbar}{2mc}$  a Bohr magneton,  $g =$  a Landé faktor. Így az atomok a  $\nu$  frekvenciájú mikrohullámu térrel való kölcsönhatáskor

$$h\nu = g\beta H \quad (1)$$

energiát abszorbeálnak a  $\Delta M = -1$  -nek megfelelően.

Az egyes nivók betöltési valószínűsége, a hőmozgási energia ellenére sem egyenlő. A betöltési valószínűséget a Boltzmann statisztika adja meg. Ha az  $N$  összes atom közül  $N_1$ -nél abszorpció és  $N_2$ -nél emisszió következik be és így ezek a  $W_1$ , illetve a  $W_2$  energianivón tartózkodnak, akkor

$$\frac{N_1 - N_2}{N} = e^{-\frac{W_1}{kT}} - e^{-\frac{W_2}{kT}} \approx \frac{W_2 - W_1}{kT} = \frac{h\nu}{kT} = \frac{g\beta H}{kT} \dots \dots \quad (2)$$

E - szerint kis hullámhosszon és alacsony hőmérsékleten várható nagy intenzitású rezonancia abszorpció.

A paramágneses szilárd anyagok esetén a viszonyok komplikáltabbak. A belső kristálytér miatt Stark effektus is fellép, amihez járul még a paramágneses molekulában elhelyezkedő magok perturbáló hatása. Ezek az effektusok adják a jellegzetes paramágneses spektrumot, melyet először Zavojszki [1] /1945/ mutatott ki kísérletileg. Ez a módszer gyorsan fejlődve a mikrohullámu spektroszkópia igen lényeges részévé vált.

Zavojszki által kimutatott paramágneses rezonancia abszorpció mellett, az anyagon áthaladó hullám polarizációs síkjának elfordulása, - az optikában Faraday-effektus néven ismert jelenség - is kimutatható mikrohullámokon. A Faraday effektus elemi elmélete Larmor elméletén alapszik. Egy lineárisan poláros hullám, két ellentétten cirkulárisan poláros hullámra bontható fel. Ezekre a hullámokra az anyag törésmutatója anizotrópiát mutat. A két hullámra vonatkozó törésmutatókülönbség, a polarizáció síkjának elfordulását okozza. Ennek szögére

$$\frac{\theta}{\ell} = \pi \frac{(n - n_0)}{\lambda_0}$$

érték adódik, hol  $\lambda_0, n_0$  a beeső hullámhossz és törésmutató mágnes tér nélkül.  $\ell$  az anyagminta hossza.  $\theta$  a polarizáció síkjának elfordulási szöge. Ez a  $\theta$  szög az  $\hat{n}$  komplex törésmutató reális részétől függ, az imaginárius rész nem játszik szerepet a forgatás szempontjából. Az  $\hat{n} = n_1 - i n_2$ ,  $n_1$  reális része a diszperzió elmélet szerint

$$n_1 < n_0 \quad \text{ha} \quad \nu < \nu_{\text{rez.}} \quad \text{és} \quad H < H_{\text{rez.}}$$

$$n_1 > n_0 \quad \text{ha} \quad \nu > \nu_{\text{rez.}} \quad \text{és} \quad H > H_{\text{rez.}}$$

$\theta$  előjelét tehát az szabja meg, hogy a rezonancián innen vagyunk-e, vagy túl. Az  $n$  komplex törésmutató imaginárius része  $|n_2|$  az abszorpcióra jellemző. A rezonancia frekvencia értéke a Larmor frekvenciával egyezik meg. 3300 Oe tér esetén a Larmor frekvencia kb. 3 cm-nek adódik.

A mikrohullámu Faraday effektus nagyságrendjét Kastler [2] vizsgálta meg elméletileg a rezonancia környezetében. Az elforgatás szögének, az anyagon áthaladó hullám frekvenciájától való függése Kastler szerint egy "diszperziós" jellegű görbe, mely egy meghatározott frekvenciánál éles előjel változást - inverziót mutat. A specifikus rotáció

$$\frac{\theta}{\ell} = \pi \frac{(n - n_0) \nu}{c} = \frac{N}{32 \pi^2} \frac{hc}{kT} \frac{c}{\nu_r (\nu - \nu_r)} A \quad \dots \dots (3)$$

Itt  $A = \frac{1}{\tau}$ , ahol  $\tau$  az állapot fennállási ideje.  $A$  tehát a spontán emisszióra jellemző valószínűség, mely mágneses dipól

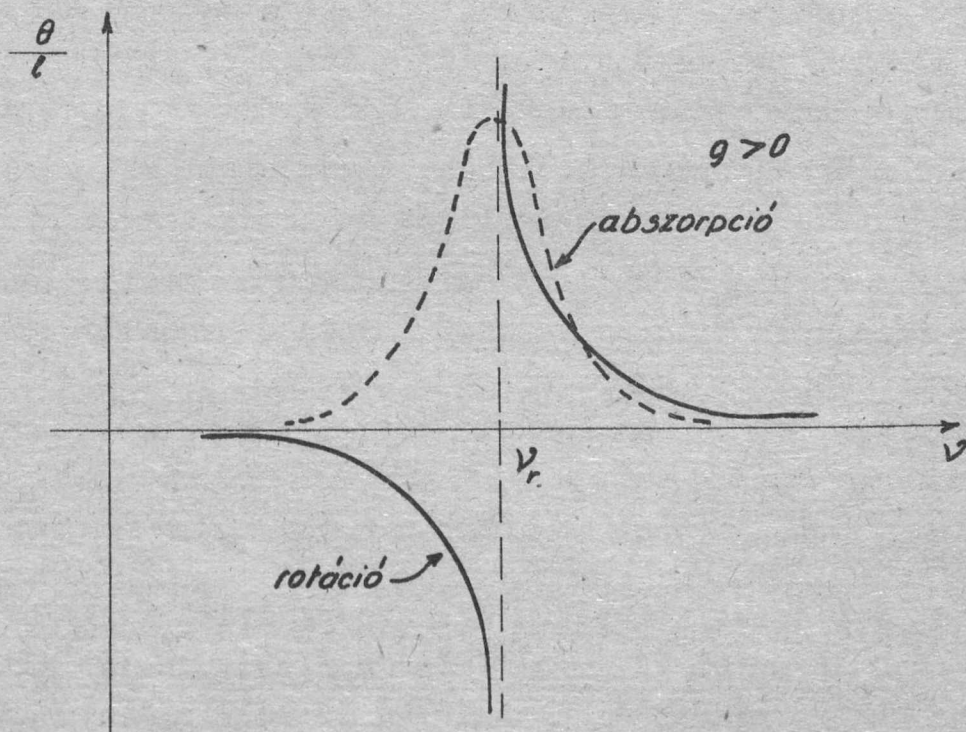
sugárzás esetén

$$A = \frac{1}{\tau} = \frac{64}{3} \pi^4 \frac{\nu^3}{c^3} \frac{\mu^2}{h}$$

hol  $\mu$  az atom mágneses momentuma:

$$\mu = g \sqrt{j(j+1)} \frac{e}{m} \frac{h}{4\pi}$$

Ahol  $N$  az összes atomok száma,  $\nu_r$  a rezonancia frekvencia,  $k$  a Boltzmann konstans,  $T$  az abszolút hőmérséklet,  $h$  a Planck állandó,  $j = 1, 2, 3, \dots$  Hasonló összefüggést lehet találni  $\frac{\theta}{T}$  függvényére (1) alapján. /2. ábra/. A külső mágnes térrel párhuzamosan terjedő hullám két cirkulárisan poláros komponense közül az egyik abszorpciót és anomális diszperziót szenved, míg a másik nem változik - aszerint, hogy a nivók Landé faktora pozitív-e vagy negatív.



/2/

2. ábra.

A rezonancia görbék alakját, szélességét elsősorban a tér homogenitása, a frekvencia harmonikusan tiszta volta, és az atomi Doppler-effektus határozza meg.

A mikrohullámu mágneses rezonancia kísérletek legnagyobb része 3 cm körüli hullámhosszakon történt, mert 1543/G.

1./ a vonalak egy része olyan széles, hogy alacsonyabb frekvencia esetén, nem lehet a H változtatásával leírni az egész görbét.

2./ Az abszorpciós intenzitás nagyobb, mert a (2)

$$\frac{N_1 - N_2}{N} = \frac{h \nu}{kT}$$

összefüggés miatt az energianívók betöltése a frekvencia növe-  
lésével növekszik.

3./ Több anyagnál a mágneses nivókat belső kristálytér különíti el, még  $H = 0$  esetén is. A mikrohullámu energiának e-  
lég nagyok kell lennie, hogy ezeket a kezdeti energia hézago-  
kat áthidalja.

4./ 1 cm alatti hullámok komplikált technikát és nagy mágnes-  
teret igényelnek.

Méréseink célja vas-csoportbeli paramágneses sók Fara-  
day elforgatás szögének a külső mágnes tér függvényében való  
vizsgálata. A kísérleteinknek három fázisa volt.

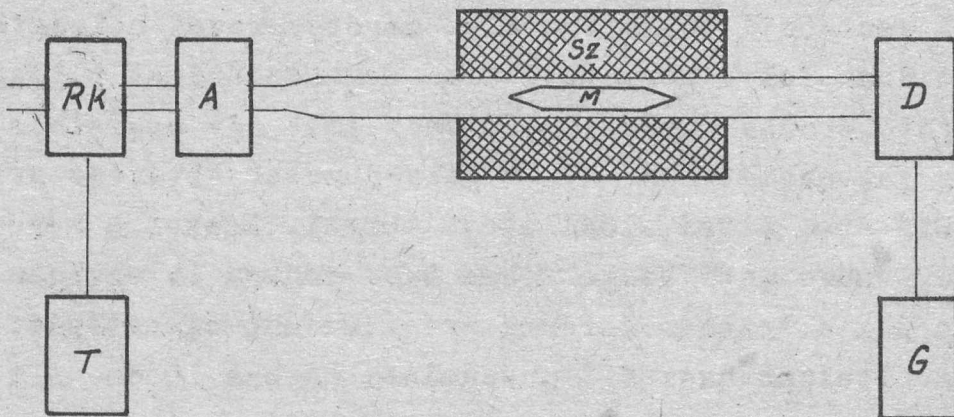
a./ A berendezés kipróbálása mások által már mért anya-  
gokon  $/\text{MnSO}_4, \text{CuSO}_4/$ , összehasonlítás az irodalommal.

b./ A Wilson és Hull [3] által 1200 Oe-ig vizsgált  
 $\text{MnCl}_2$  inverziójának kimutatása 1000 - 5000 Oe között.

c./ Két vas-csoportbeli só:  $\text{Cr}_2/\text{SO}_4/3$  és  $\text{CoCl}_3$  inver-  
ziójának kimutatása.

## II. A MÉRŐBERENDEZÉS

Egy 3,2 cm-es klisztron  $/Rk/$  energiáját, megfelelő át-  
menet  $/A/$  segítségével  $\text{TE}_{11}$  hullámforma alakjában tápláltuk be  
a hengeres mérőtérbe. Ez a hullámforma jó közelítésben lineár  
poláros hullámképet ad. A mérőtér szolenoid  $/Sz/$  tekercsei  
veszik körül, mely a mágnes teret szolgáltatja. A mérőtérhez  
- melyben az anyagminta  $/M/$  helyezkedik el - egy elforgatható  
detektor csatlakozik  $/D/$ , melynek áramát galvanométer indikál-  
ja  $/G/$ . Az elforgatás szöge egy tárcsa segítségével közvetle-  
nül leolvasható. A készülék vázlatos elrendezése a 3. ábrán  
látható.



13/

3. ábra.

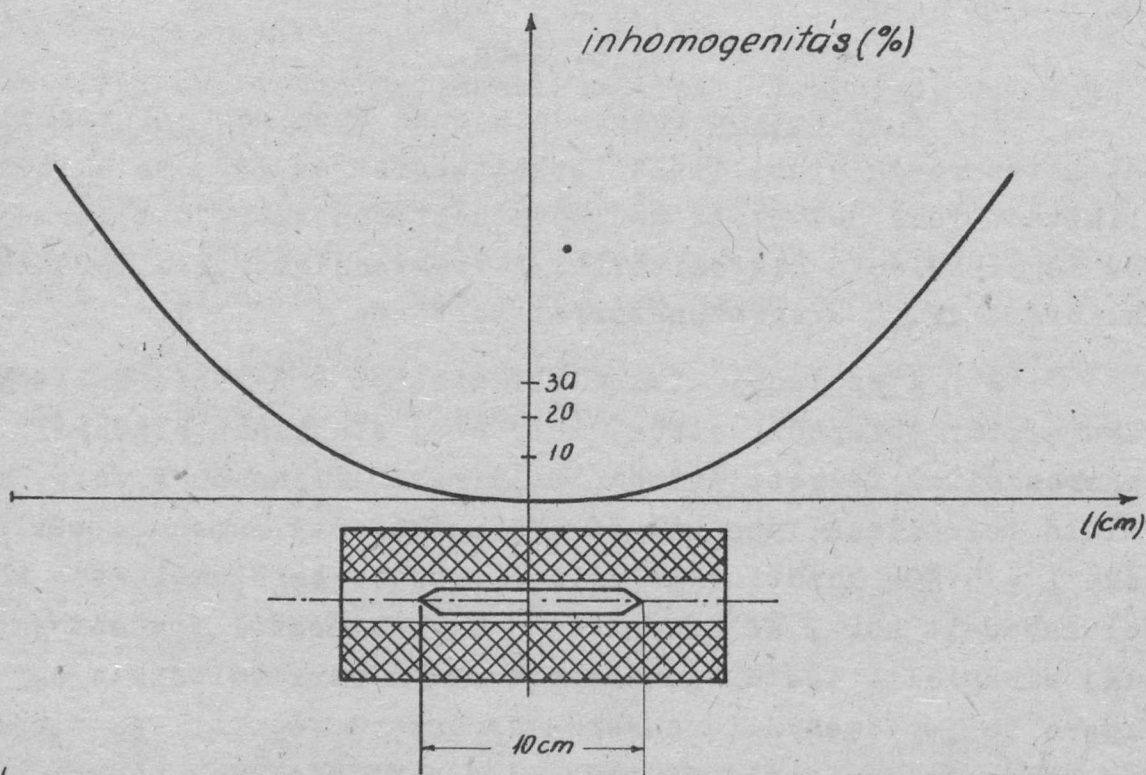
1./ A klisztron frekvenciájának üzem közbeni stabilitását kétszeresen stabilizált feszültségferrás /T/, valamint a klisztron fölé helyezett cső következtében létrejött természetes légcirkuláció biztosította. A frekvenciamérés a méretekből kalibrált  $TE_{012}$  üregrezonátorral történt.

2./ A szolenoid feszültségét, 150 V egyenfeszültséget akkumulátor telepből vettük, mely elég stabilnak bizonyult. A tekercs által felvett áramot, mely maximálisan 50 A volt, megfelelő tolóellenállásokkal szabályoztuk. Így a mágnes tér értéke 1 - 5 KOe között volt változtatható. Az üzemeltetés közben felszabadult kb. 7 KW hőmennyiség elvezetéséről transzformátor olaj cirkuláltatásával gondoskodtunk. A cirkuláltatást egy 30 l/perc teljesítményű fogaskerék szivattyu végezte. Az olajat még külön folyóvízzel hűtöttük. A víz hűtőfelület nagysága kb.  $0,5 \text{ m}^2$ . A maximális terhelésnél fellépő stacionár hőmérséklet  $60^\circ\text{C}$  körüli. A hőmérsékletet a kifolyó oldalon az olajba beme-rülő hőmérő méri. A kifolyó oldalon helyeztünk még el egy tágu-ló edénnyel egybekötött, torló nyomás mérés elvén működő biztonsági berendezést, mely a cirkuláció kimaradásának, vagy a jára-tok szennyeződés következtében való leszűkülése alkalmával mű-ködik.

A mérőtérben uralkodó mágnes tér intenzitását a teker-csen átfolyó áram mérésével indikáltuk.

A  $\pm 0,5\%$ -os műszer kalibrálása a következőképpen történt.

A szolenoid belsejébe álló mérőtekercset helyeztünk. A szolenoidban folyó gerjesztő áram kommutálásának pillanatában a mérőtekercsben áram indukálódik, amit egy megfelelő ballisztikus galvanométer mutat. A galvanométer kitérése arányos a gerjesztő áram által előállított térrel. Ezeket a méréseket a szolenoid hosszanti tengelyében több ponton is elvégeztük, így megkaptuk a tekercs terének axiális inhomogenitását. /3/a. ábra/. Az általunk használt anyagminta hossza 10 cm. A tekercs közepén ezen a hosszon az inhomogenitás 10%.



10/

3/a. ábra.

3./ A detektálás történhet úgy, hogy egybe mérjük a rotációt az abszorpcióval. Ilyenkor az anyagon áthaladó hullámok útjába egy forgatható szonda merül. Ha a hullámok elektromos vektora párhuzamos a szonda tengelyével, úgy a szondához csatlakozó kristálydióda árama maximális. Ettől eltérően az E vektor vetületével arányos. Az arányossági tényező a hullám harmonikusan tiszta voltától függ.



Ha a rotációt és az abszorpciót külön-külön akarjuk detektálni, akkor úgy járunk el, hogy egymástól  $90^\circ$ -ra két szondát helyezünk el oly módon, hogy a mágnes tér nélküli E vektorral egyenként  $45^\circ$ -ot zárjanak be. Azaz a szondák a legmeredekebb és egyben a közel lineáris változás helyén állanak.

/4. ábra./ /L. 486. old./

Ebből a helyzetből való elforgatás esetén, ha a detektorok áramát összeadjuk,

$$i_1 \pm \Delta i + i_2 \mp \Delta i = i_1 + i_2$$

A forgatásból származó tag kiesik, tehát csak az abszorpciót fogjuk detektálni. A fenti megfontolás csupán abban az esetben érvényes, ha a tér nélküli  $i/\theta$  görbe /5. ábra/ /L. 486. old./

$D_1$ ,  $D_2$  szakaszai egybevágóak ( $|\Delta i_1| = |\Delta i_2|$ ), valamint  $i_1 = i_2$ . Hasonlóképpen, ha a detektor áramok különbségét vesszük

$$i \pm \Delta i - i \pm \Delta i = \pm 2 \Delta i$$

Ilyenkor csak a rotációt mérjük. Ezt a detektálási módszert Ryter és Extermann [4] alkalmazták először.

Az effektusok értéke paramágneses anyagoknál általában néhány perctől néhány fok szögelfordulásnak felel meg, melyet a galvanométer kitéréséből olvashatunk le előzetes - szögbeosztásos tárcsával való - kalibrálás után.

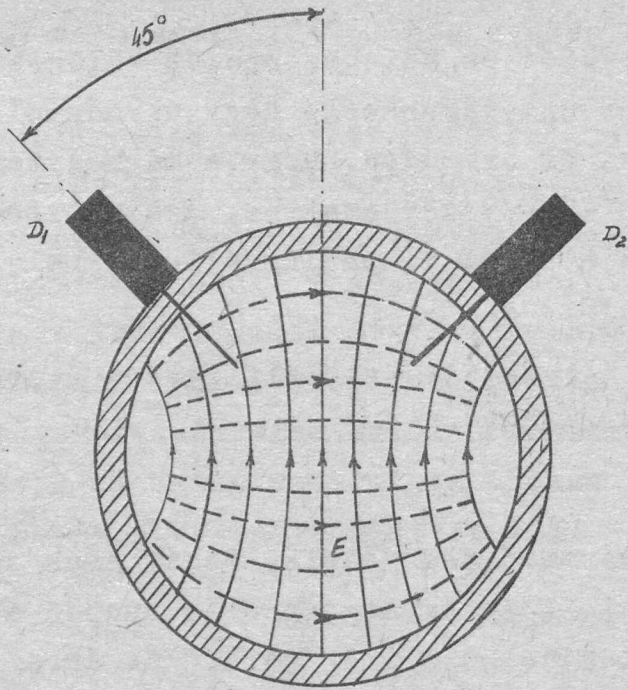
4./ A mérendő anyagot a  $MnSO_4$  kivételével kristályos por állapotban helyeztük el lazán, egy a végein leforrasztott vékonyfalú üvegküvetében. A 10 cm hosszú küvetta, a reflexió csökkentése szempontjából csucsosra volt kiképezve.

### III. MÉRÉSI EREDMÉNYEK

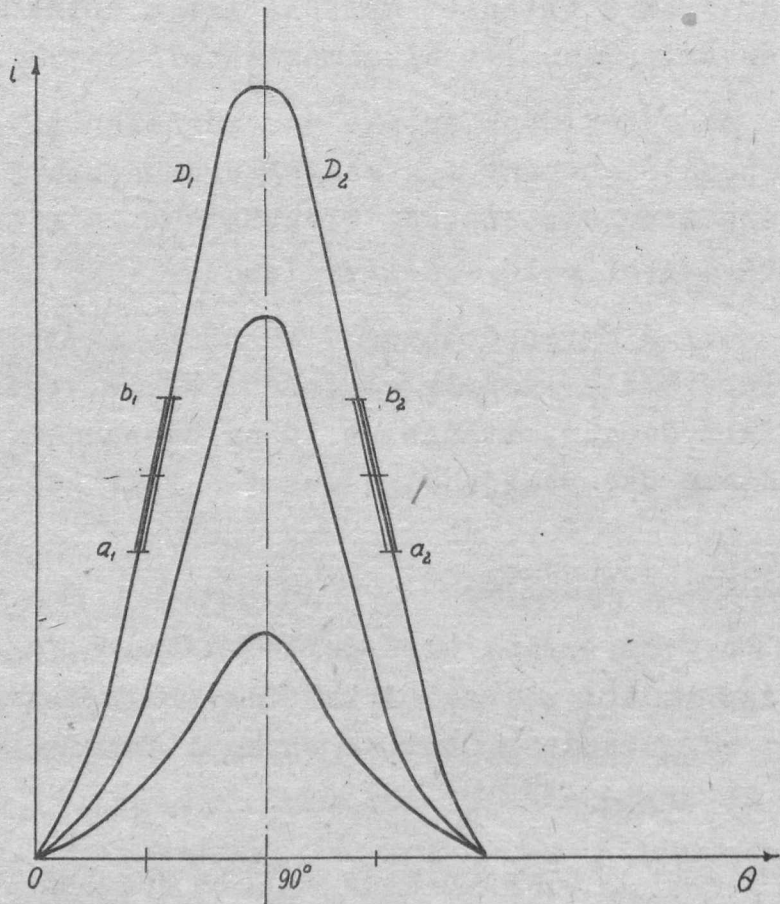
a./ Méréseink első periódusában a fenti berendezés kipróbálása volt a célunk. A készülék hitelesítésére  $CuSO_4 \cdot 4H_2O$  mérését választottuk. Ezt az anyagot Neprimerov [6] /1954/ mérte, inverziójának helyét

$$H_{\text{rezonancia}} = 3100 \text{ Oersted}$$

$$\lambda = 3,18 \text{ cm}$$



4.sz. ábra



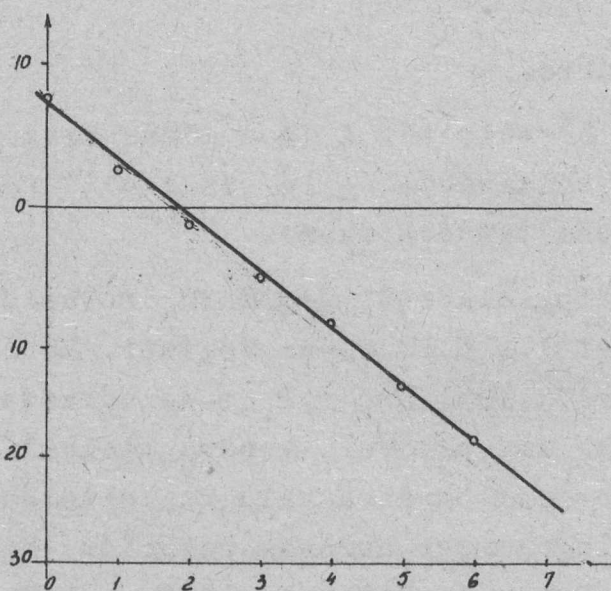
5.sz. ábra

értékeknél találta. Az ehhez tartozó Landé faktor

$$g = 2,18$$

az általa mért maximális specifikus elforgatási szög a  $\text{MnSO}_4$ -hez képest kicsiny volt. Ezért a készülék érzékenységének ellenőrzésére ezt alkalmasabbnak gondoltuk.

A mérés előtt és után felvettük az 5. ábra a. - b. görbe szakaszainak részletes kalibrációját, melyből megállapítható, az, hogy egy galvanométer osztásnak hány perc szögelfordulás felel meg. Ezt a kalibrációt minden mérés alkalmával elvégeztük. Itt az értéke 4 skálarész/fok. /6. ábra/.



6. ábra.

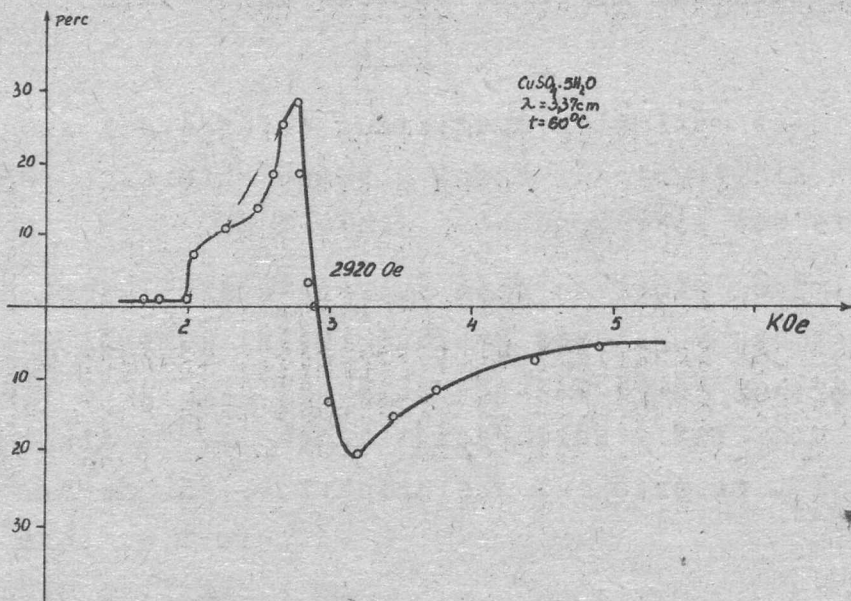
vetlenül kiszámítható a Landé faktor.

$$g = 2,18.$$

A hullámhossz mérést egy  $\text{TE}_{012}$  hengeres üregrezonátorral végeztük, melyet a méretei segítségével kalibráltunk hullámhosszra. A mért érték

$$\lambda = 3,37 \pm 0,01 \text{ cm.}$$

Mivel a hullámhossz mérés hibája  $\pm 0,03 \%$ , a térmérés hibájához képest nagyságrendekkel kisebb, így a  $g$  faktor mérési hibáját elsősorban a térmérés hibája szabja meg. Ez a mi ese-



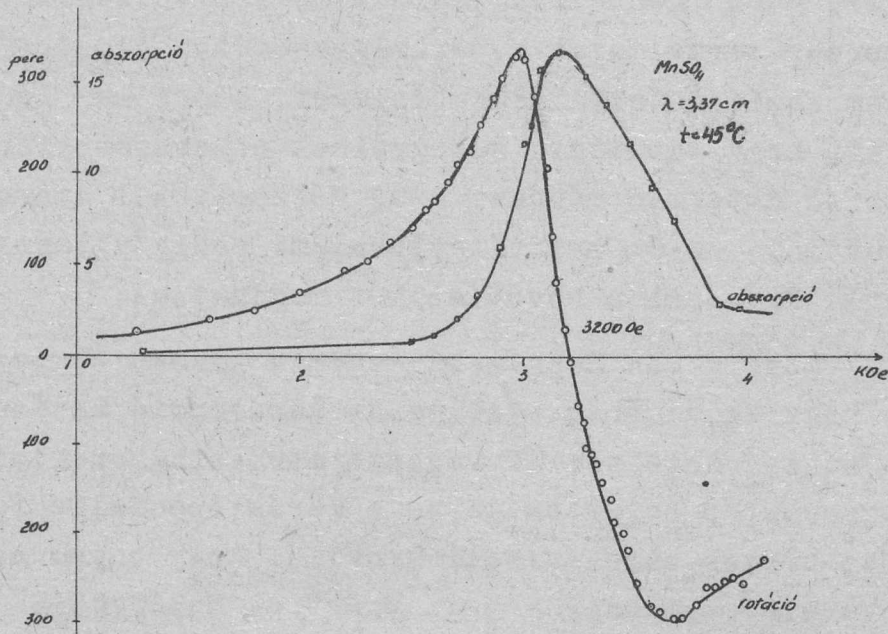
/A/

7. ábra.

tünkben maximálisan  $\pm 4\%$ -ra becsülhető. A  $4\%$  a görbe kiszélesedésétől, ill. a tér inhomogenitásából  $/\pm 1\%/$  és a kalibrációból  $/\pm 3\%/$  származó hibákból tevődik össze.

Ugyancsak Neprimerov foglalkozott még  $\text{MnSO}_4$  rotációjának kimutatásával is, melyet  $\lambda = 3,18$  cm-en végzett. Méréseit összehasonlítja Gozzini [7] 1951-ben 3,2 cm-en végzett hasonló mérésével. Gozzini hullámvezetővel, 4 perc leolvasási pontossággal, automatikusan oszcillográfra való rajzoltatással dolgozott. Azonban az oszcillogrammjai nemcsak rotációt, hanem abszorpciót is tartalmaznak. Ryter és Exterman 1950.-ben  $\text{MnSO}_4 \cdot \text{MnSO}_4 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ -nak tiszta rotációját mérték pontról-pontra galvanométerrel. A tér irányától függően két nem összeeső görbét kaptak. Azonban a tériránytól való függést a szerzők nem diszkutálták részletesen. Méréseiket ugyanazon anyaggal később megismételték, [5] automatikával is, úgy hogy az oszcillográf ernyőre egyszerre kerüljön fel a rotáció és abszorpció görbéje. Az elmélet alapján [2] azt várnók, hogy a rotációs görbe inverziós pontja és az abszorpció görbe maximuma egybe esik. Ryter és Exterman méréseikben ettől eltérést tapasztaltak. Valószínűleg - említik meg a szerzők - ezt a jelenséget fáziseltolódási zavarok okozták.

A mi méréseink  $MnSO_4$  -re vonatkoznak.  $\theta/H$  görbáját mind rotációban, mind abszorpcióban külön-külön felvettük. Az abszorpciós görbe maximum helye és a rotációs görbe inverziós pontja igen meggyőzően összeesik. /8. ábra./



8. ábra.

Megjegyezzük, hogy az abszorpció maximum és az inverzió pontjának egybeesése - a mérés módszeréből következőleg - jóval nagyobb pontossággal volt mérhető, mint a  $H$ , vagy  $\lambda$  mennyiségek meghatározásának hibája. Ezek után felsoroljuk az eredményeket, figyelembe véve még Cummerow és Halliday [8]  $MnSO_4 \cdot 4H_2O$  -nak üregben mért tiszta abszorpciós méréseit is.

A szerzők	Landé-faktor	görbe szélessége
6./ (Neprimerov)	$g = \frac{9440}{1,4 \cdot 3280} = 2,05$	1000 Oersted
7./ (Gozzini)	$g = \frac{9460}{1,4 \cdot 3280} = 2,04$	1300 "
8./ (Cummerow - Halliday)	$g = \frac{9375}{1,4 \cdot 3450} = 1,94$	750 "
4./ (Ryter-Exterman)	$g = \frac{9500}{1,4 \cdot 3400} = 1,99$	300 "

A szerzők	Landé-faktor	görbe szélessége
Az általunk mért	$g = \frac{8900}{1,4 \cdot 3200} = 1,98$	700 Oersted

A különböző szerzők mérései voltaképpen nem összehasonlíthatók, mert igen eltérő mérési módszert alkalmaztak. Így Gozzini mérése tartalmazza a paramágneses abszorpciót is. Neprimerov nem közli detektálási módszerét, ezért nem lehet eldönteni azt, hogy fordított-e figyelmet az abszorpcióra, vagy sem. Ryter és Exterman mérései a mi méréseinkkel azonos módszerrel történt, de ők kristályvizes, mi pedig vizmentes anyagot mértünk. Így csak a következőket mondhatjuk:

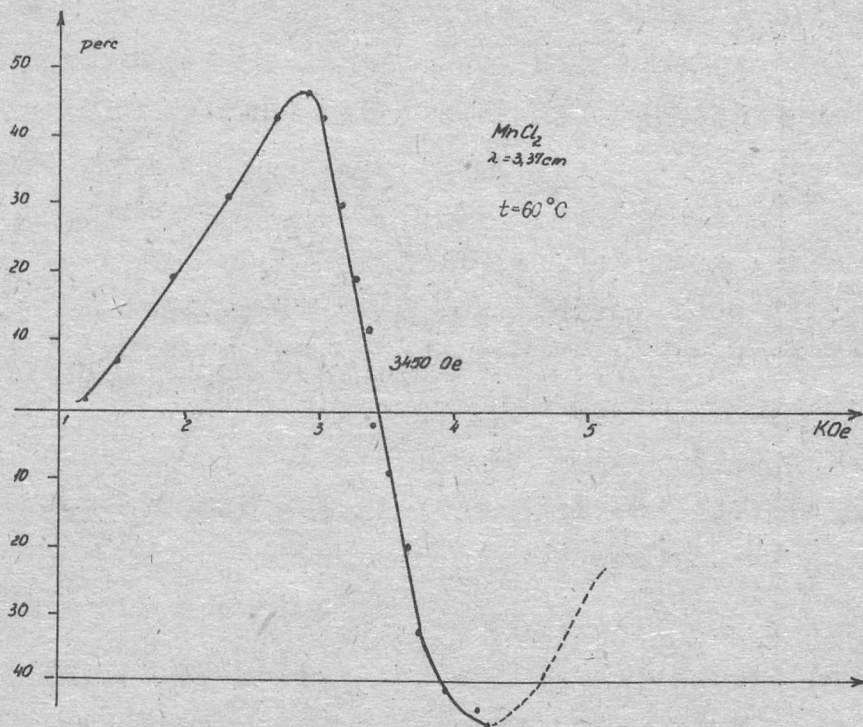
1./ Gozzini és Neprimerov egymás közötti egyezése arra mutat, hogy az eltérés esetleg az abszorpció hatásának következménye. Egy detektorral végzett méréseink szerint a rotációs-abszorpció együttes görbe a mérés speciális feltételeitől függően erősen eltorzulhat. Annyira, hogy egyes esetekben még az inverziót sem kapjuk meg. Ezért az  $\text{MnSO}_4 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$  illetve az  $\text{MnSO}_4$  /vizmentes/ közötti összehasonlítás problémája még nem tekinthető megoldottnak.

2./ A görbék szélességét tekintve a táblázatból látható, hogy a szolenoid 10%-os inhomogenitása ellenére a szélességeink nem rosszabbak az irodalmiaknál.

#### b./ Mérési eredmények $\text{MnCl}_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ -ra

Wilson és Hull [3] 3,338 cm-en Verdet-konstans meghatározása céljából 1 perc leolvasási pontossággal mért  $\text{MnCl}_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$  -t. Azonban méréseiket nem a rezonancia tartományban végezték, mivel a maximális térerősség 1350 Oersted volt. Így a specifikus elforgatás szögének mágnes tértől való függetlenségét lineárisnak találták. A mérést 5000 Oe-ig tovább folytatva, kimutattuk a Kastler által elméletileg meghatározott rezonancia jelenséget. A mért görbe a 9. ábrán látható. A Wilson és Hull által mért tartomány után a forgatás erősen növekszik. A maximális specifikus elforgatási szög

$$\left(\frac{\theta}{l}\right)_{\max} = 5 \text{ perc/cm}$$



9. ábra.

A szerzők által mért 0 - 1300 Oe tartományban a specifikus rotáció lényegesen kisebbnek adódott. /Kb. 0,1 perc/cm/ Az inverzióra vonatkozó adatok

$$H_{rez} = 3450 \text{ Oersted}$$

$$\lambda = 3,37 \text{ cm}$$

$$\text{Szélesség} \approx 1400 \text{ Oersted}$$

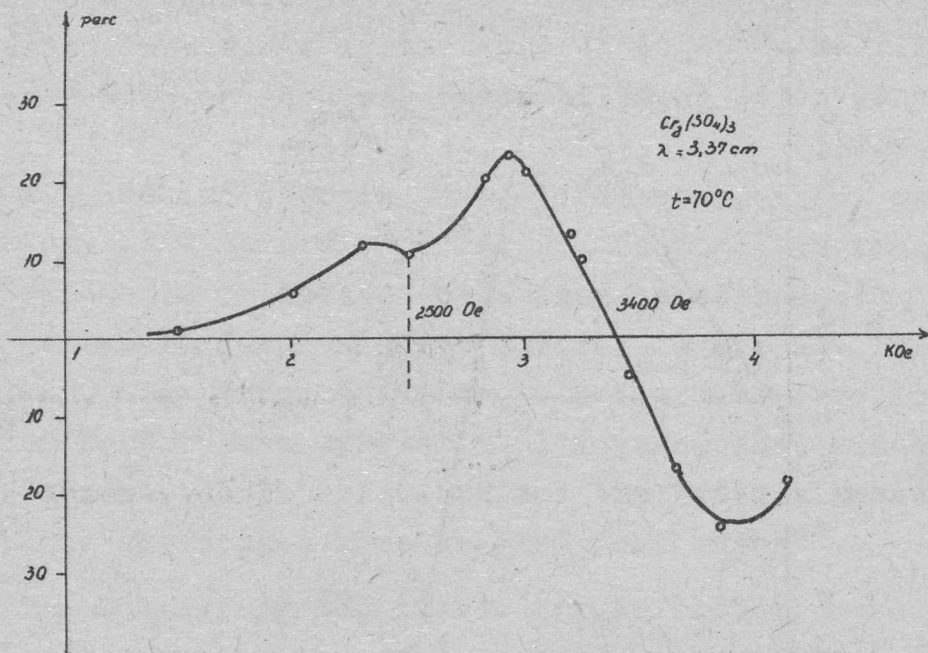
Az ebből számítható Landé faktor

$$g = 1,84.$$

d./  $Cr_2/SO_4/3$  és  $CoCl_3$  inverziójának kimutatása

A továbbiakban új vascsoport-beli sók kimutatásával foglalkoztunk. Mérhető effektust adott a  $Cr_2/SO_4/3$ . A görbe a 10. ábrán látható. A maximális specifikus rotáció

$$\left(\frac{\theta}{l}\right)_{max} = 2,5 \text{ perc/cm. Adatok:}$$



12/

10. ábra.

$$H_{rez} = 3,400 \text{ Oersted}$$

$$\lambda = 3,37 \text{ cm}$$

$$\text{Szélesség} \approx 930 \text{ Oersted}$$

Az ebből számított Landé faktor:

$$g = 1,87.$$

A görbe felszálló ágán 2500 Oe. körül tapasztalt törés több mérés egybeeső eredménye. A törés alakját nem állapítottuk meg pontosan. Ez az effektus mintegy 900 Oe távolságban következik be az inverziótól és lehetséges, hogy a paramágneses spektrumban gyakran fellépő finomstruktúra következménye. Ha ilyen finom struktúra létezik a "Paramágneses Faraday spektrumban", akkor, a szekunder inverzió nagyságrendje /maximumtól maximumig/ nem nagyobb, mint 0,1 perc/cm. Azaz a fővonal szintkülönbségének /5 perc/cm/ 2 %-a. Az érzékenységnek egy nagyságrenddel való növelésével a struktúra már jól vizsgálhatóvá válik. Erre az érzékenység növelésre még van lehetőség.



Igen kis rotációt /0,3 perc/cm/ mutatott a kristályos  $\text{CoCl}_2$ , melynek görbáját az ingadozások miatt nem tudtuk pontosan kimérni, de az inverzió helye elég jól meghatározható volt.

A mérés adatai:

$$H_{\text{rez}} = 3150 \text{ Oersted}$$

$$\lambda = 3,37 \text{ cm}$$

$$\text{Szélesség} \approx 1000 \text{ Oersted}$$

Az ebből számítható Landé faktor:

$$g = 2,02$$

A 0,3 perc/cm rotáció már készülékünk érzékenységének határán van.

- . -

Befejezésül köszönetet mondunk Faragó Péter osztályvezetőnek, aki állandó figyelemmel kísérte munkánkat és a vizsgálatok elvégzéséhez a legmesszebbmenő segítséget nyújtotta. Köszönettel tartozunk még Zsigmond Györgynek, a szolenoid elkészítése közben nyújtott értékes tanácsaiért; továbbá Pavlicsek Istvánnak és Szilágyi Zsuzsának a berendezés elkészítésében, illetve a mérésben való részvételükért.

#### I R O D A L O M

- [1] Zavojszki: Zs. Fiz. 9/1945. 245
- [2] Kastler: CR. 228/1949, 1640.
- [3] Wilson és Hull: Phys.Rev. 74/1958, 711 /L/
- [4] Ryter és Exterman: Helv.Phys.Acta. 23/1950, 239.
- [5] Ryter és Exterman: Physica, 17/1951, 440.
- [6] Neprimerov: Zs.Exp. Teor.Fiz. 26/1954. 511 /L/.
- [7] Gozzini: Nuovo Cimento, 8/1951. 928.
- [8] Cumberow és Halliday: Phys.Rev. 72/1947, 173.
- [9] Pál és Zsigmond: KFKI Közl. 3/1955. 300.

- . -

Elhangzott az 1955. évi fizikus vándorgyűlésen.

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

Hasadási keresztmetszetek mérése

Irta: Neszmélyi András

A KFKI Atomfizikai Osztályán ez év januárja óta folynak meghasadási vizsgálatok. Ennek az eredményeképpen precíz hasadási detektórral rendelkezünk, amely akár neutronfluxus, akár hatáskeresztmetszet mérésére alkalmas. Ezen előadás főcélja, hogy a mérőberendezés jóságának megítélésére alkalmazott rutin mérést: az  $U^{235}$  termikus hasadási keresztmetszetének mérését vázolja. Ezen túlmenően ismerteti a  $Th^{232}$  gyors neutronokra vonatkozó átlagos hasadási valószínűségének meghatározását.

Az  $U^{235}$ -n végzett mérések azon alapulnak, hogy az  $U^{235}$  hasadási keresztmetszete a termikus tartományban követi az  $1/v$  törvényt, azaz a

$$\sigma = \frac{\sigma_0 v_0}{v}$$

alakba írható, ahol  $\sigma_0$  tartozzék a  $v_0 = 2200$  m/s sebességhez. Az ismeretlen  $\sigma_{U^{235}}$ -t így egy másik magreakció azonos energiatörvényt követő és nagy pontossággal ismert hatáskeresztmetszeteivel összehasonlítva mérhetjük. Ilyen reakcióként a  $Li^6/n, \alpha/H^3$  reakció kínálkozott, melynek hatáskeresztmetszete szintén az  $1/v$  törvénynek hódol és  $\sigma_0$  értéke Fenning és Fermi - 1947-ben publikált mérései szerint  $66,6 \pm 2\%$  barnnal egyenlő [1].

A mérés folyamán természetes urán és lithium vékony rétegeit konstans termikus neutronfluxussal sugároztuk be, és a kilépő reakciótermékeket ionizációs impulzuskamrával számoltuk. A mérést a kamrát körülvevő kadmium burkolattal is megismételtük, hogy az így kapott eredményeket az előzőekből levonva, méréseinkből az epitermikus és gyorsneutronok okozta reakciók befolyását kiküszöböljük. Ekkor az egyes rétegekben bekövetke-

zõ, termikus neutronok által kiváltott "hasadások" aránya

$$\frac{H_U}{H_{Li}} = \frac{N_U \int_0^{\infty} \phi(v) \sigma_U(v) dv}{N_{Li} \int_0^{\infty} \phi(v) \sigma_{Li}(v) dv} = \frac{N_U \cdot \sigma_{oU}}{N_{Li} \cdot \sigma_{oLi}}$$

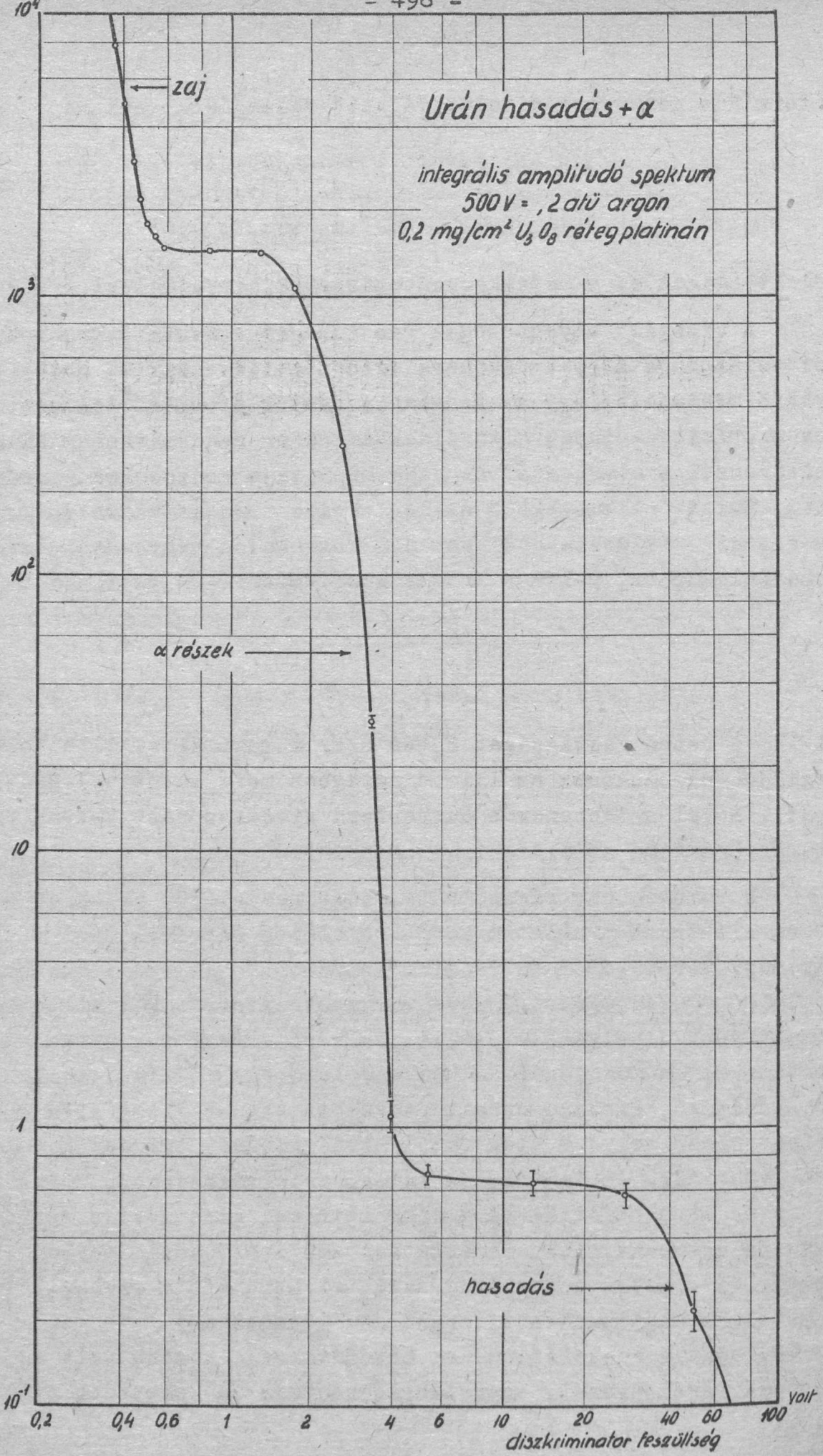
a felvitt magok és a hatáskeresztmetszetek hányadosával arányos.

A vizsgált anyagrétegek vastagságát a reakciótermékek hatótávolságához képest vékonyra választottuk, hogy az önabszorpció minimális legyen. Azonban a gyakorlatban az ionizációs kamra - erősítő - integrális diszkriminátor rendszerrel mindig meghatározott E energiánál nagyobb energiájú részecskéket számolunk. Emiatt a lemezekből az ionizációs térfogatba kilépő részek számát a számoltakéból egy  $\mathcal{E}(E)$  korrekciós tényezővel való szorzással kapjuk, melynek értéke Rossi-Staub [2] szerint:

$$\mathcal{E}(E) = \frac{2}{1 - \frac{1}{2} \frac{d}{R_0 - R(E)} + B}$$

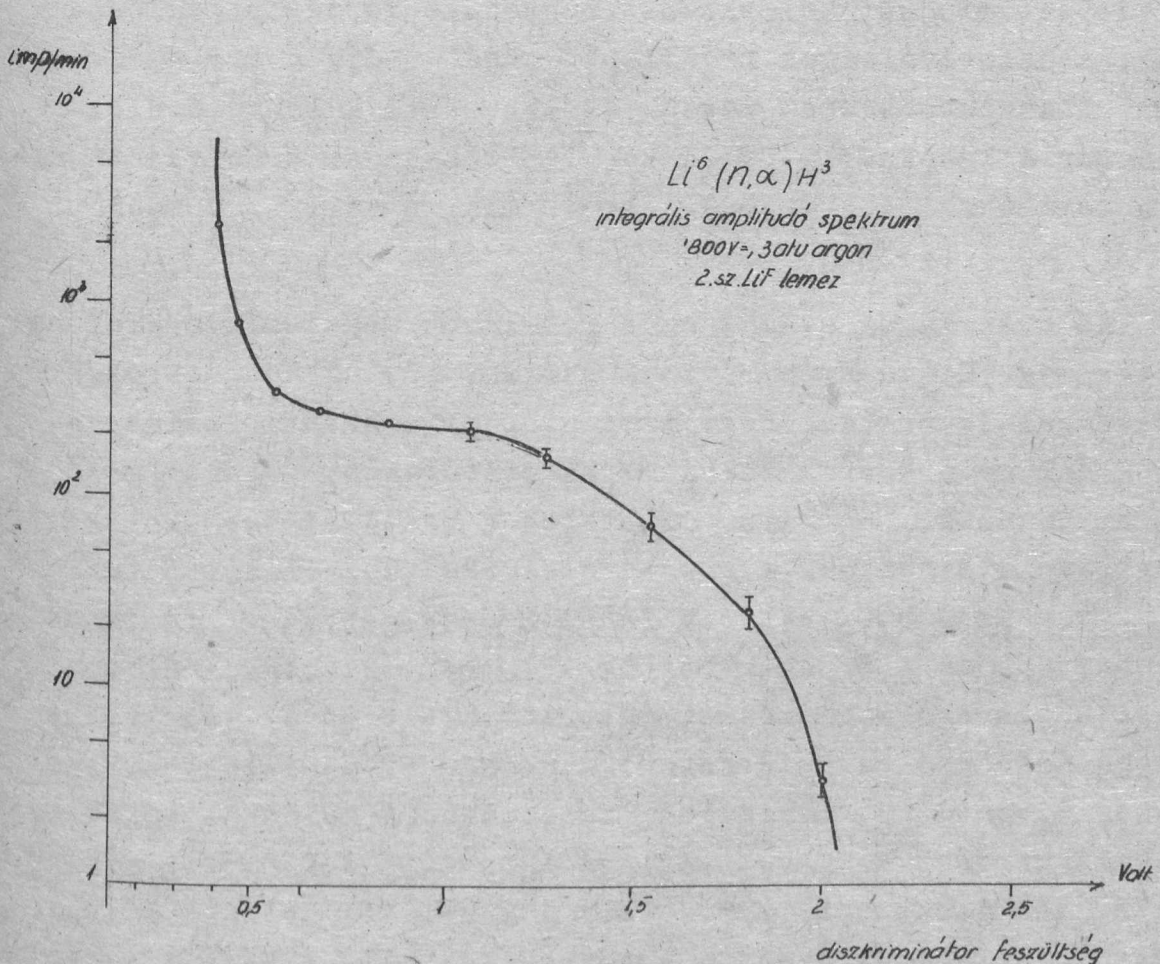
ahol  $d$  a réteg vastagságát  $R_0$  és  $R/E$  a maximális, illetve E energiájú részecskének az illető rétegben mért hatótávolságát jelenti. B-vel a többszörös Rutherford visszaszórást vettük figyelembe Crawford számításai [3] szerint.

A mérések egy rácsnélküli, síkelrendezésű, argonnal töltött és elektronkamraként működő ionizációs kamrával történtek, amely nagy méretű, ólom és kadmium árnyékolású paraffintömb közepén, 100 mCurie erősségű Ra- $\alpha$ -Be neutronforrás közvetlen közelében nyert elhelyezést. Az itt fellépő erős  $\gamma$  sugárzás nem zavarta a kamra működését. A kamra jeleit egy  $10^6$ -ig szabályozható erősítésű, kiszaju erősítő továbbította az integrális diszkriminátorhoz, melynek elektromos hitelesítését trigger generátorral végeztük. Az ionizációs kamra, erősítőrendszer, diszkriminátor és neutronforrás részletes leírása, elrendezése és konstrukciós szempontjainak ismertetése egy előző közleményben található [4]. Mivel a kamrában levő, elektronaffin szennyezéseitől általunk megtisztított, argon gáz nyomása úgy volt megválasztva, hogy a reakciótermékek hatótávolsága kisebb volt az elektródák távolságánál, energiakalibrációra is lehetőség nyílt.



1. ábra

A diszkriminátor energiahitelesítését a  $\text{Li}^6/n, \alpha / \text{H}^3$  reakcióban keletkező 2,02 MeV energiájú-, [5], illetve az  $\text{U}_{\text{II}}$  4,75 MeV energiájú  $\alpha$  részeinek segítségével végeztük. Így egy kb. 5 %-ra pontos energia-előfeszültség összefüggéshez jutottunk, amelynél nagyobb pontosság nem volt követelmény. Ezen kalibráció után, egy  $0,2 \text{ mg/cm}^2$  vastag  $\text{U}_3\text{O}_8$  réteg besugárzásakor kapott integrális amplitudó spektrum így alakult: /1. ábra, l. 496. old./ Jól látható a görbén az erősítőrendszer zajának, az urán természetes bomlásának és a neutronok kiváltotta hasadásoknak megfelelő három jellegzetes szakasz. Az  $\alpha$  "háttér"-ből a hasadási impulzusok messze kiemelkednek. A hosszú és egyenes plato, amely az  $\alpha$  impulzusok, illetve a hasadási jelek előtt van, biztosítja az illető részek precíz számolását. Ugyanilyen integrális spektrumot vettünk fel a  $\text{Li}^6/n, \alpha / \text{H}^3$  reakcióra vonatkozóan is /2. ábra/, látható, hogy itt is található hasonló plato.



101

1543/G.

2. ábra.

A berendezés stabilitását sokórás üzemben is biztosítani kellett, hogy a legritkább /óránként 8-10/ impulzusok számolása is kellő pontossággal történhessen. A nagy erősítés miatt az elég nagy kiterjedésű elrendezés elektromos árnyékolása is problémát jelentett.

A felhasznált preparátumok közül a lithium rétegek átlag  $0,4 \text{ mg/cm}^2$  vastagságban, vákuumelpárológatással készültek a Budapesti Műszaki Egyetem Vákuumtechnikai Intézetében, amiért ezuton is köszönetet mondunk. Az ehhez felhasznált igen tiszta LiF-ot, valamint az urán preparátumokat Keömley Gábor készítette az Atomfizikai Osztályon. A vékony és egyenletes, kb.  $0,2 \text{ mg/cm}^2$  vastag rétegeket Zappon-lakkos higitással, platinán való kiégetéssel sikerült elérni.

A felvitt Li magok számát súlyméréssel határoztuk meg, melynek hibája maximálisan  $0,2 \text{ mg}$ , közel  $5\%$  volt. A korrekciók számításánál mindkét keletkezett részecske fajtát figyelembe vettük, a hatótávolságok megállapításánál pedig a LiF - levegő relatív fékezőképességét vettük azonosnak. A különböző diszkriminátor állásoknál mért és korrigált hasadások súlyozott átlaga a lemezekre:  $A_{\text{Li}} = 50,2 \pm 1,64 \text{ /min.mg}$  volt. /1. táblázat/. /1. 499. old./

Az urán magok számát az  $\alpha$  bomlások megszámlálásával határoztuk meg. Kienberger mérései szerint [6] ugyanis ezrelék pontossággal ismeretes, hogy  $1 \text{ mg}$  urán percenkénti bomlásszáma  $1502$ . Az urán korrekcióinál a hatótávolságokat tartalmazó tagot az  $U_{\text{I}}$  és  $U_{\text{II}}$   $\alpha$  -ira, illetőleg a hasadási termékek két csoportjára átlagoltuk. A hatótávolságokat úgy állapítottuk meg, hogy a Pb -  $U_3O_8$  relatív fékezőképességét az  $\alpha$  részecskére vonatkozóan azonosnak vettük [7], míg a hasadásoknál a Bohr által levegőre közzétett [8] hatótávolságokat redukáltuk a levegő-uránoxid relatív fékezőképességének megfelelően, amely Segré és Wiegand [9] méréseiből ismeretes. A különbözően diszkriminált mérések súlyozott átlaga  $A_{\text{U}} = 0,33 \pm 0,015 \text{ /mg.min.}$  volt /2. táblázat, 1. 499. old./. A korrigált értékek jó egyezése az 1. és 2. táblázatban a korrekciók helyes voltát igazolja.

1. táblázat:

- 499 -

3.sz. LiF lemez, M  $4,0 \pm 0,2$  mg

átmérő: 35 mm.

E MeV	A	A <sub>Cd</sub>	A - A <sub>Cd</sub>	$\epsilon(E)$	N <sub>0</sub>
0,7	$192 \pm 1,5\%$	$16,7 \pm 6\%$	$175 \pm 1,8\%$	$1,15 \pm 0,5\%$	$201 \pm 3,76$
1,0	$182 \pm 1,5\%$	$15 \pm 6\%$	$167 \pm 1,8\%$	$1,20 \pm 0,5\%$	$199 \pm 3,73$
1,3	$167 \pm 1,5\%$	$13,5 \pm 6\%$	$153 \pm 1,8\%$	$1,29 \pm 0,5\%$	$198 \pm 3,7$

sulyozott átlag:  $199 \pm 3,72$

$${}^3A_{Li} = N_0 : M = 49,8 \pm 2,6 / \text{mg}$$

4.sz. LiF lemez, M  $5,35 \pm 0,2$  mg

átmérő: 35 mm

E MeV	A	A <sub>Cd</sub>	A - A <sub>Cd</sub>	$\epsilon(E)$	N <sub>0</sub>
0,7	$245 \pm 1,2\%$	$22 \pm 8\%$	$223 \pm 1,5\%$	$1,22 \pm 0,5\%$	$272 \pm 4,3$
1,0	$229 \pm 1,2\%$	$20 \pm 8\%$	$209 \pm 1,5\%$	$1,29 \pm 0,5\%$	$270 \pm 4,25$
1,3	$209 \pm 1,2\%$	$19 \pm 8\%$	$190 \pm 1,5\%$	$1,44 \pm 0,5\%$	$273 \pm 4,3$

sulyozott átlag:  $270 \pm 4,26$

$${}^3A_{Li} = N_0 : M = 50,5 \pm 2,1 / \text{mg}$$

3. és 4.sz. lemezek sulyozott átlaga:  ${}^3A_{Li} = 50,2 \pm 1,6 / \text{mg}$

2. táblázat:

Urán lemez, kb. 2 mg súlyu. Átmérő: 38 mm

E MeV	N/E/	$\epsilon(E)$	N <sub>0</sub>
0,8	$1565 \pm 0,25\%$	1,974	$3090 \pm 7,25$
1,0	$1561 \pm 0,8\%$	1,976	$3084 \pm 25$
1,5	$1552 \pm 1\%$	1,982	$3078 \pm 30,8$

sulyozott átlag,  $N_{\alpha} = 3089 \pm 6,8$

Urán lemez, kb. 2 mg súlyu.

Átmérő: 38 mm

E MeV	A	A <sub>Cd</sub>	A - A <sub>Cd</sub>	$\epsilon(E)$	N <sub>0</sub>
7	$0,845 \pm 4\%$	$0,176 \pm 9\%$	$0,669 \pm 5,5\%$	1,018	$0,682 \pm 0,036$
15	$0,835 \pm 4\%$	$0,170 \pm 9\%$	$0,655 \pm 5,3\%$	1,023	$0,670 \pm 0,039$

sulyozott átlag,  $N_h = 0,676 \pm 0,026$

$$\text{Igy } \underline{A_U} = \frac{1502 \cdot N_h}{N} = 0,33 \pm 0,015 / \text{mg.}$$

$$\frac{\sigma_U}{A_U} = \frac{A_U}{A_{Li}} \cdot \frac{237,98}{25,93} = 0,062 \pm 0,034$$

Az 1. és 2. táblázat mérési eredményei  $\text{min}^{-1}$ -ben értendők.

Ezen értékekből

$$\frac{\sigma_u}{\sigma_{Li}} = 0,062 \pm 0,0034$$

adódott, amelyet a Li  $\sigma_0$  -jával megszorozva kaptuk:

$$\sigma_u = 4,13 \pm 0,25 \text{ barn}$$

$$\sigma_{u^{235}} = 569 \pm 32 \text{ barn}$$

Az első eredmény hibájában a súlymérés dominál a korrekciós és statisztikus hibák felett. Mikrómérleg alkalmazásával ez tovább csökkenthető.  $\sigma_u$  hibája  $\sigma_{Li}$  bizonytalansága miatt növekedett meg.

Eredményünk az irodalmi adatokkal megegyező. Az összehasonlítás kedvéért táblázatba gyűjtöttük őket. /3. táblázat./ /1. 501. old./

A  $Th^{232}$  mérésénél a preparátumot csak gyors neutronokkal sugároztuk be. A neutronferrás tengelye 22 mm-re volt a preparátum síkjától, arra teljesen szimmetrikusan elhelyezve. A geometriából így számítható volt a gyorsneutron átlagfluxus, amelynek értékét proton visszalökésekkel is kontrolláltuk. A két érték 30 %-ra egyezett. Az alkalmazott preparátumok  $ThO_2$  rétegek voltak. A réteg vastagságát itt is az  $\alpha$  részek megszámlálásával állapítottuk meg. Méréseink eredménye

$$\bar{\sigma}_{Th} = 80 \text{ mbarn}$$

amely a Ladenburg által, 1939-ben [10] 2,5 Meves neutronokkal mért 100 mbarn értékkel összhangban van.



Az U<sup>235</sup> termikus hasadási keresztmetszetének

irodalmi értékei

<p>G.V.Droste Naturforschung und Medizin in Deutschland Band 13, p.199.</p>	<p>A mérés Li - mal való össze- hasonlítással történt.</p>	<p><math>\sigma_0 = 599 \pm 24</math> barn</p>
<p>Biswas - Patro Indian Journal of Physics 23, 97, /1949/.</p>	<p>A mérés B - ral való össze- hasonlítással történt.</p>	<p><math>\sigma_0 = 505 \pm 10</math> barn</p>
<p>Haenny, Lerch, Rochat Helvetica Physica Acta 22, 609, /1949/.</p>	<p>A mérés B - ral való össze- hasonlítással történt.</p>	<p><math>\sigma_0 = 580 \pm 120</math> barn</p>
<p>Facchini, Gatti Nuovo Cimento VII., 589, /1950/.</p>	<p>A mérés Li - mal való össze- hasonlítással történt.</p>	<p><math>\sigma_0 = 551 \pm 17</math> barn</p>
<p>USAEC Nuclear Data For Low Power Reactors TID-235 /1950.XI/</p>	<p>A mérés módja és hibája nincs közzétéve.</p>	<p><math>\sigma_0 = 545</math> barn</p>
<p>AECU - 2040 Supplement No.3. 1954.IV.1.</p>	<p>A mérés módja és hibája nincs közzétéve.</p>	<p><math>\sigma_0 = 580</math> barn</p>
<p>Nemzetközileg el- fogadott normali- zációs érték</p>	<p>GENF 1955.VIII.</p>	<p><math>\sigma_0 = 580</math> barn</p>

I R O D A L O M

- [1] Fermi, I. Marshall és L. Marshall: Phys.Rev. 72,  
193, /1947/  
Fenning, Graham és Seligman: Can. Journ. of Research  
25, 73, /1947/.
- [2] Rossi-Staub: Ionization Chambers and Counters  
/McGraw Hill, 1949/.
- [3] Crawford cikke Seaborg, Katz és Manning: The Trans-  
uranium Elements II. c. könyvében.
- [4] Neszmélyi: KFKI Közlemények 3.évf. 3. szám /1955.  
V-VI/.
- [5] Boeggild, Minnehagen: Phys.Rev. 75, 382, /1949/.
- [6] Kienberger: Phys.Rev. 76, 1561, /1949/.
- [7] Segré: Experimental Nuclear Physica Vol. I., Wiley,  
1953.
- [8] Bohr, Boeggild, Brostroem: Phys.Rev. 58,839,/1940/.
- [9] Segré, Wiegand: Phys.Rev. 70,508, /1949/.
- [10] Ladenburg, Kanner, Barschall és Van Voorhis: Phys.  
Rev. 56, 168, /1939/.

- . -

Elhangzott az 1955. évi fizikus vándorgyűlésen.

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

Rövid felezési idejű rádióaktív izotópok előállítása  
kaszkádgenerátorral

Irta: Keömley Gábor és Pásztor Endre

Lassu neutronokat szolgáltató forrásokkal előállítható izotópok aktivitását elsősorban a rendelkezésre álló neutronfluxus szabja meg. Ha egy neutronforrásban a fluxus  $\phi$ , és ezzel besugárzunk egy  $\sigma$  befogási hatáskeresztmetszettel rendelkező anyagot, akkor  $t$  ideig tartó besugárzás után

$$A = \phi N \sigma (1 - e^{-\lambda t}) \quad \text{bomlás/sec}$$

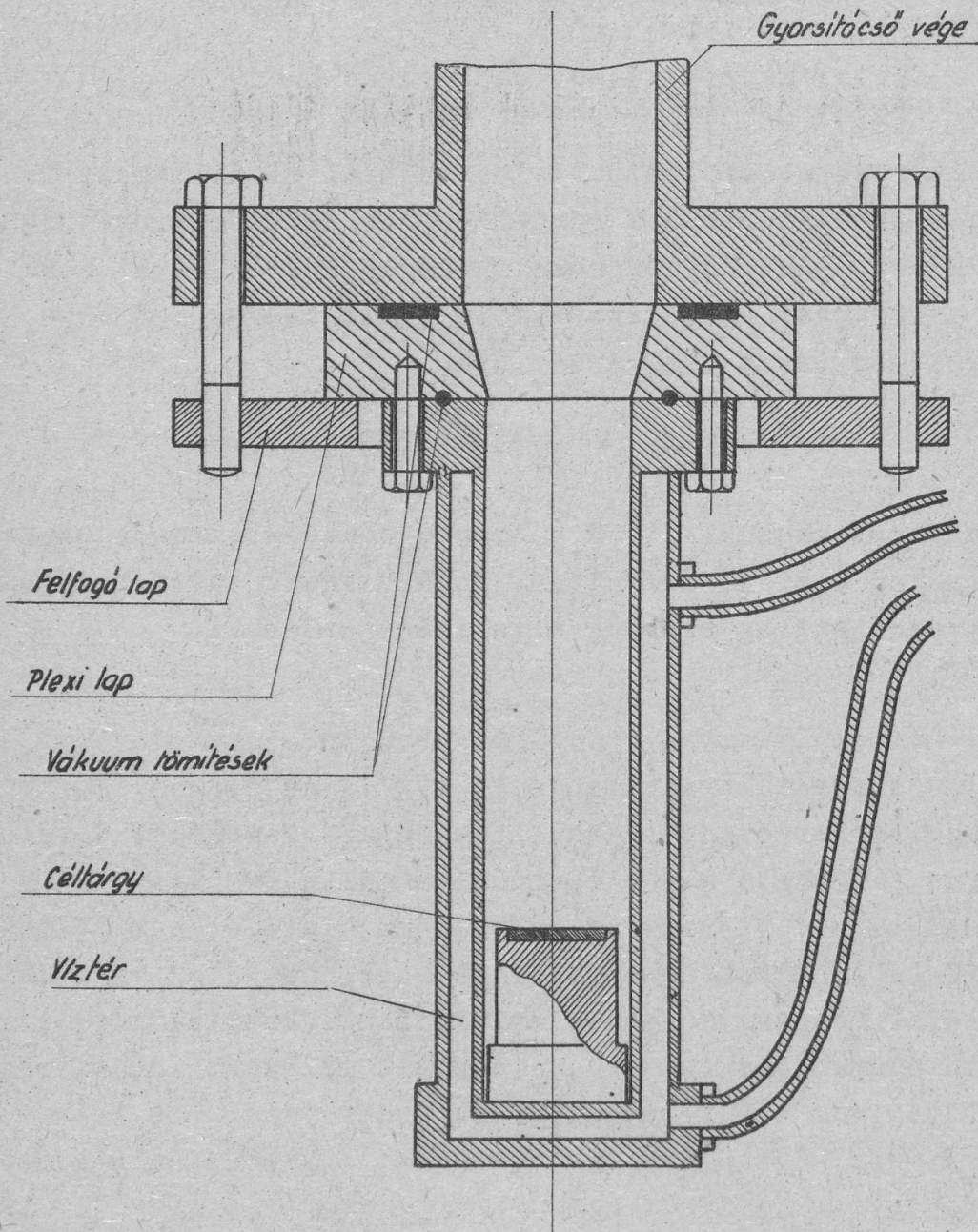
aktivitású anyagot kapunk. Itt  $N$  a besugárzandó atommagok száma,  $\lambda$  pedig az anyag bomlási állandója. Hosszu ideig tartó besugárzás esetén gyakorlatilag elérjük a telítési értéket:

$$A = N \sigma \phi \quad \text{bomlás/sec}$$

Miután az  $N\sigma$  szorzat anyagállandó az aktivitás csak a fluxus értékétől függ. A természetes /RaBe/ neutronforrásokénál jóval nagyobb fluxus állítható elő elegendő árammal rendelkező gyorsító berendezésekkel. Viszonylag nagy árama miatt erre a célra igen jól megfelel a kaszkádgenerátor. Célszerű a /d,n/ magreakciók használata, bombázandó anyagként lithium, berillium és deutérium jön számításba. A különböző rövid felezési idejű izotópok előállításához a KFKI Atomfizikai Osztályának 800 kV-os kaszkádgenerátorát használtuk. A készüléket egy korábbi közlemény [1] ismertette..

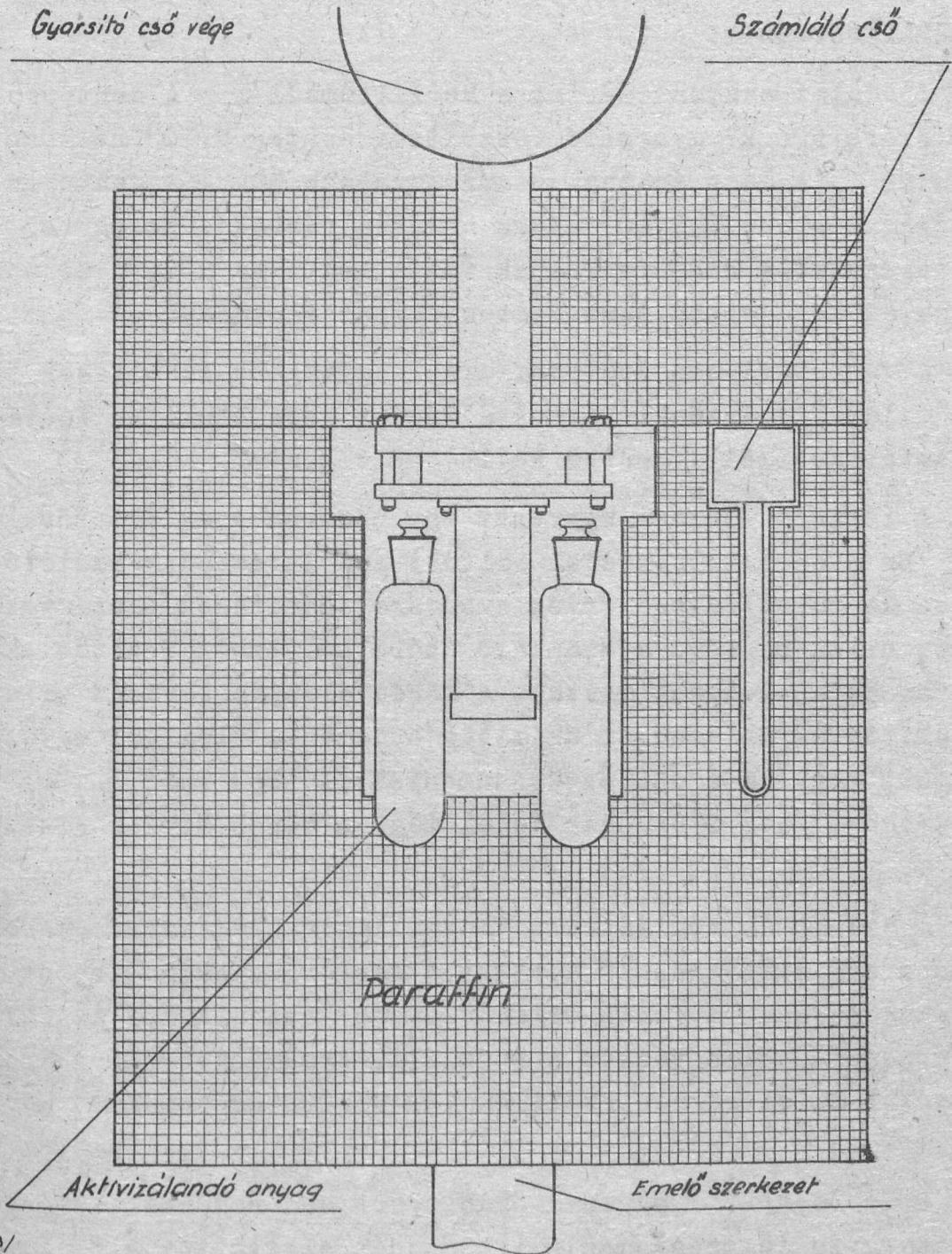
Első kísérleteinkhez az akkor egyedül rendelkezésre álló lithiumot használtuk. A neutronok előállítása a  $Li^7/d,n/Be^8$  reakcióval történt. Lithium használata két szempontból is előnytelen. Egyrészt az ionbombázást nem bírja, felületén maradandó elváltozások keletkeznek. Az ionáram a fókuszálás következtében

ui. kis, néhány mm átmérőjű foltban érkezik a céltárgyra, és azt izzásba hozza. A felmelegedés okozta elváltozások, párolgás, stb. elkerülésére az 1. ábrán látható, kettős falu, vízzel hűtendő edényt készítettünk a céltárgy számára. Ennek használata nem tudta azonban meggátolni a lithium jelentős elváltozásait.



1. ábra.

E hátrány mellett még egy körülmény szól a lithium ellen. A neutronok lassítását végző paraffin számára - elhelyezése a 2. ábrán látható - csak meghatározott hely állott rendelkezésre



2. ábra.

és így méreteit nem tudtuk tetszés szerint megválasztani. A paraffintömb sugara 25 cm, ugyanakkor a  $\text{Li}^7/d,n/\text{Be}^8$  reakciónál keletkező neutronok szabad uthossza kb. 20 cm, tehát a lassítás elég rossz hatásfokkal, meglehetősen veszteség mellett történik. E két hátrány miatt, amint hozzájutottunk, berillium alkalmazására tértünk át. Ez az ionbombázást igen jól állja, 500 k V-nál 100-120  $\mu$  A áram hatására sem mutatott semmiféle elváltozást.  
1543/G.

Emellett, a  $\text{Be}^9/\text{d},\text{n}/\text{B}^{10}$  reakciónál keletkező neutronok szabad uthossza paraffinban csak 5 cm, tehát a lassítás is sokkal jobb hatásfokkal történik.

Irodalmi adatok szerint a berilliumból 1  $\mu$  A deuterón-áram hatására 500 kV gyorsító feszültség esetén  $7 \cdot 10^6$  neutron lép ki. 100  $\mu$  A össz áramnál - ami legalább 40  $\mu$  A deuterón áramot jelent - kb.  $2,8 \cdot 10^8$  gyors neutron várható. Ez egy 25 Curies természetes RaBe forrásnak felel meg, így 250.-szer több, mint a hazai legnagyobb természetes forrás fluxusa.

A várható lassu neutronfluxus nagyságára számítások történtek, majd ellenőrzésül kétfajta mérést végeztünk. Az idevágó számításokat Neszmélyi András kollégánk végezte.

A fellépő fluxust egyrészt egy neutron számlálóesővel mértük. /Ez a bortrifluoriddal töltött cső Intézetünk Radiológiai Osztályán készült./ A cső érzékenységére számítások történtek, majd ezek ellenőrzésére a számláló csőre helyezett ezüstöt aktiváltuk és az aktivitást mértük. A mérés alapján történt ellenőrző számítás és az eredeti számítás eredménye elég jól egyezett. Azt kaptuk, hogy ha a cső szekundumonként 1 impulzust ad, ez 150 neutron/cm<sup>2</sup>/sec fluxusnak felel meg. A mérés hibája kisebb mint 20 %.

A cső által regisztrált fluxus kontrollálására további ezüst és arany aktiválás is történt. /Ezek rádióaktív izotóp-jait egyelőre csak a mérés ellenőrzésére használtuk./ Az így kapott eredmény jól egyezett a számlálás eredményeivel. A két adat szerint az elért neutronfluxus 90-95.000 neutron/cm<sup>2</sup> körül volt.

A  $\text{Be}^9/\text{d},\text{n}/\text{B}^{10}$  magreakcióban nyert neutronokkal különböző elemek rövid felezési idejű izotópjait állítottuk elő. Ezen izotópok hazai előállítása külön érdeklődésre tarthat számot, ui. kis bomlási félidejük miatt külföldi beszerzésük nehézségekbe ütközik. Pillanatnyilag hazánkban a legnagyobb neutronfluxust a szóbanforgó kaszkádgenerátorral állítjuk elő. Készülékünk az eddigi tapasztalatok alapján a gyorsan bomló izotópok terén mutatkozó szükséglet kielégítésére kiválóan alkalmas.

A kísérletek során részletesen tanulmányoztuk az /n,  $\gamma$  / reakcióban nyerhető Br izotópok /Br<sup>80</sup> és Br<sup>82</sup>/ és aktív J izotóp /J<sup>128</sup>/ előállításának körülményeit, hatásfokát. Az aktivítások koncentrálására a Szilárd-Chalmers féle módszert használtuk fel.

A Szilárd-Chalmers módszer elve a következő: lassu neutron befogása esetén a neutron kötési energiájának megfelelő  $\gamma$ -kvantum szabadul fel, melynek energiája 5 MeV körüli érték. Az impulzus megmaradás tétele értelmében a neutron befogó atom visszalökődik néhány száz eV energiával. A  $\gamma$ -kvantum energiájának /E, MeV-ban/, az atom tömegének /M, atomi tömegegységben/ ismeretében a visszalökődési energia /E<sub>M</sub>/ egyszerű impulzus megfontolásokból adódó, összefüggés alapján számítható:

$$E_M = \frac{536 E_\gamma^2}{M} \text{ eV}$$

Két  $\gamma$ -kvantum kisugárzása esetén E<sub>M</sub> egy maximum és minimum között minden értéket felvehet. Szerves haloidok bombázása esetén az itt fellépő visszalökődési energia sokszorososan felülmúlja a C-HI kötések energiáját, amint az az összehasonlításul közölt 1. táblázatból kitűnik. A visszalökődő aktív halogén atom tehát

Lassu neutron befogásakor fellépő visszalökődési energiák (E<sub>M</sub>) és C-HI kötések energiáinak (E<sub>C-HI</sub>) összehasonlítása

Elem	E <sub>γ</sub> (MeV)	E <sub>M</sub> (eV)	E <sub>C-HI</sub> (eV)
Cl	6.2	543	2.9
Br	5.1	174	2.3
J	4.8	96	2.0

1. táblázat

szétzuzza a C-H1 kötést, kiszakad a molekulából és a továbbra is szerves kötésben lévő inaktív atomokkal szemben ionos, vagy atomos formát vesz fel. Így az aktív atom kémiai viselkedése megváltozik és egyszerű vizes kirázással inaktív izotópjától elválasztható. A molekula kötélekből ily módon kiszakadt aktív halogén atomnak a továbbiakban lehetősége van arra, hogy a szerves gyökökkel rekombinálódjék, illetve az inaktív atomokkal kicserélődjék. Ezen effektus csökkentésére, a besugárzás előtt a szerves halogenidhez nyomnyi inaktív halogént teszünk, így az a k t i v atomok rekombinációját jelentősen csökkentjük. A szerves fázis aktivitást visszatartó hatása /visszatartása/ még ilyen körülmények között is természetesen jelentős.

Aktív Br izotóp előállításánál a besugárzott brómvegyület 550 ml gondosan tisztított etilbromid volt. A besugárzás időtartama 4 óra, az ezen idő alatt átlagosan mért neutronfluxus  $37.000 \text{ neutron/cm}^2/\text{sec}$ . Az eredetileg nyomnyi inaktív brómot tartalmazó oldat 500 ml-ét a besugárzás után  $\text{Br}^-$ -a történő redukció céljából  $\text{SO}_2$  tartalmu vízzel kiráztuk, a vizes oldatból a feles  $\text{SO}_2$ -t kiforraltuk, majd inaktív KBr hozzáadása után  $\text{AgNO}_3$  feleslegével a  $\text{Br}^-$ -t  $\text{AgBr}$  formájában kicsaptuk, szárítottuk. Az  $\text{AgBr}$  csapadék aktivitását végablakos GM számlálócsővel mértük. A fennmaradó 50 ml  $\text{C}_2\text{H}_5\text{Br}$  aktivitását a visszatartás meghatározása céljából kirázás előtt és után is megmértük, folyadékba merülő számláló segítségével.

A természetes összetételű brómban két izotóp található: a 49,5 %-ban előforduló  $\text{Br}^{81}$  és az 50,5 %-ban előforduló  $\text{Br}^{79}$ . A  $\text{Br}^{79}$ -ből lassu neutron befogása esetén gerjesztett állapotú  $\text{Br}^{80*}$  és ennek alapállapotú magizomér párja  $\text{Br}^{80}$  keletkezik. A két folyamat egymástól függetlenül, jól definiált hatáskeresztmetszetekkel megy végbe. A gerjesztett állapotú  $\text{Br}^{80*}$  4,4 órás felezési idejű  $\gamma$ -sugárzás kibocsátása közben alapállapotba megy át. A két folyamatban keletkező  $\text{Br}^{80}$  18 perces felezési idővel  $\beta$ -sugárzó. A  $\text{Br}^{81}$ -ből neutronbefogásra 36 órás felezési idejű  $\beta$ -sugárzó  $\text{Br}^{82}$  keletkezik.

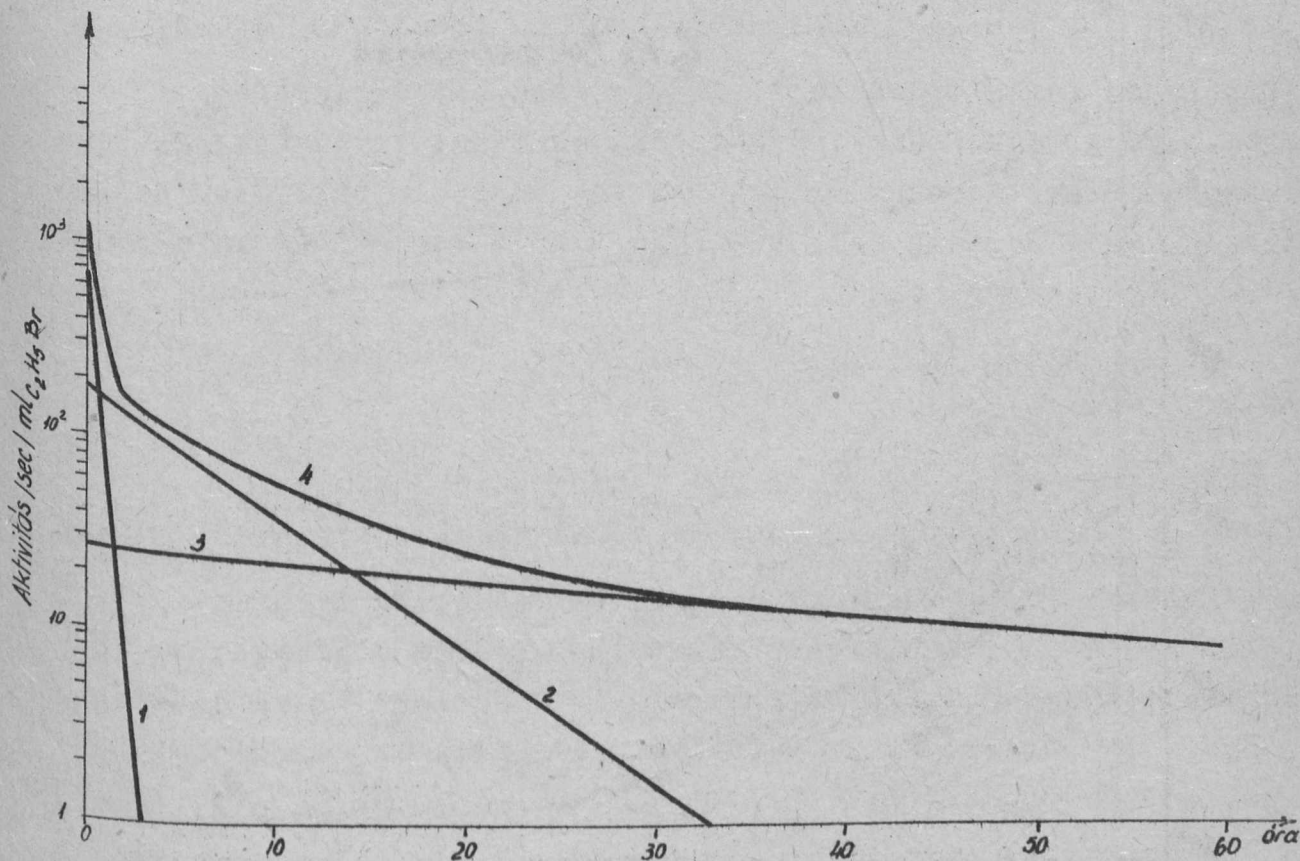
A fentiekből látható, hogy Br aktiválása esetén háromféle felezési idejű  $\beta$ -sugárzás keletkezik:



- 1./ 18 perces, ez a  $\text{Br}^{79}$ -ből direkt úton keletkezett  $\text{Br}^{80}$  magok bomlását jelenti;
- 2./ 4,4 órás, az a  $\text{Br}^{80*}$ -on keresztül keletkező és annak felezési ideje szerint bomló  $\text{Br}^{80}$  magoktól ered;
- 3./ 36 órás, ez a sugárzás a  $\text{Br}^{82}$ -től származik.

Adott neutronfluxusra és besugárzási időre megszerkeszthetjük elméletileg a besugárzott brómminta  $\beta$ -aktivitásának időbeli változását, a besugárzás befejeztének  $t=0$  időpontjától. Eljárásunk a következő: meghatározzuk külön-külön mindhárom folyamat elméleti bomlásgörbéjét, ezek szuperpozíciója szolgáltatja az össz-aktivitás időbeli változását. A 3. ábrán - 37.000 neutron/cm<sup>2</sup>/sec-ra és 4 órás besugárzási időre elméletileg számított görbék láthatók. Ezen:

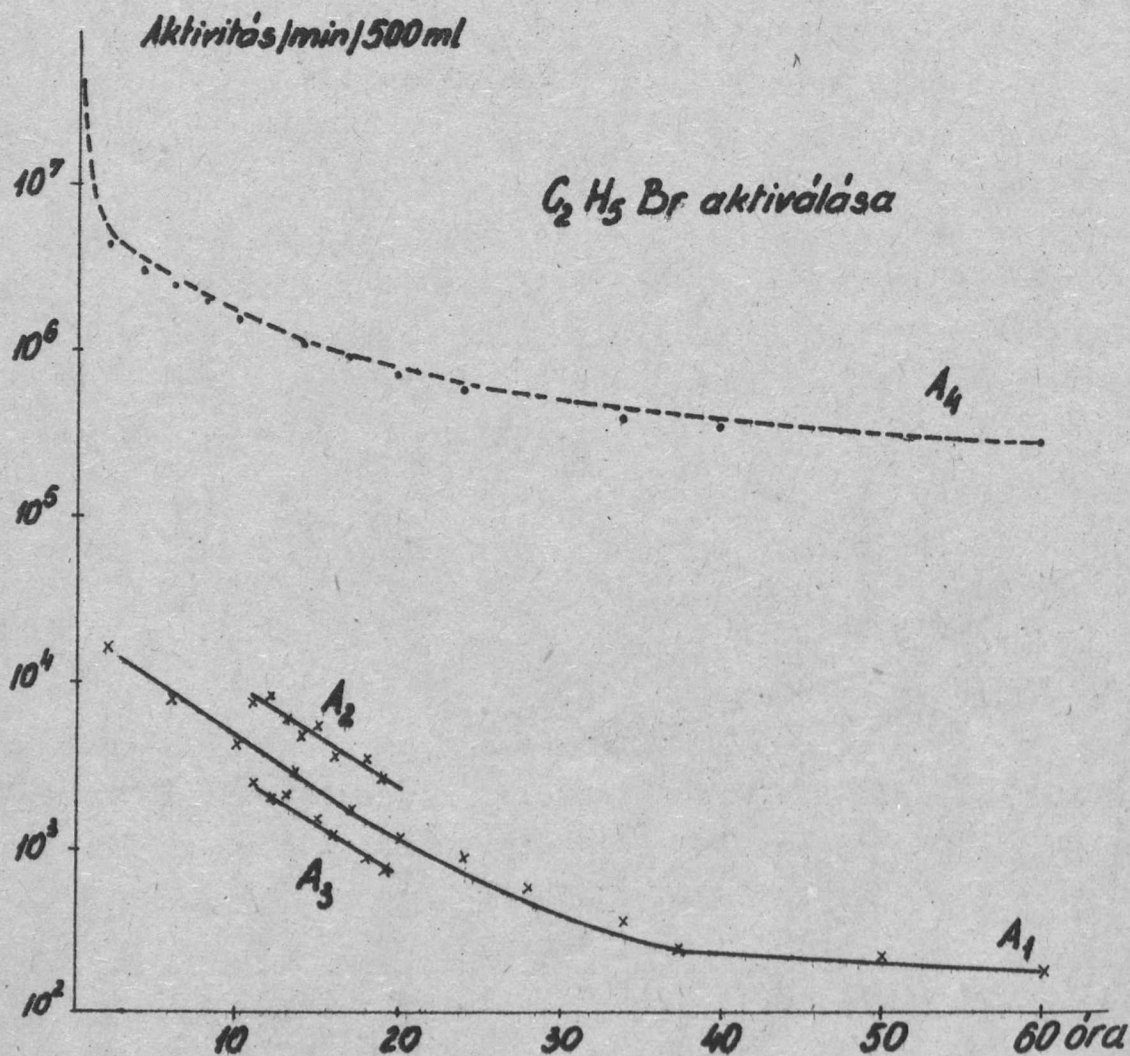
1-es görbe	$T_{1/2} = 18$ perc
2-es "	$T_{1/2} = 4,4$ óra
3-as "	$T_{1/2} = 36$ óra
4-es "	Összaktivitás



3. ábra.

A következő, számszerint 4. ábra, az effektive mért értékeket, ezekből a mért adatokból számított értékeket és ezen utóbbiaknak az elméleti görbével való összehasonlítását tünteti fel. Ezen:

- A<sub>1</sub> görbe 0,1430 gr AgBr csapadék effektive mért aktivitás értékei.
- A<sub>2</sub> " és az 50 ml C<sub>2</sub>H<sub>5</sub>Br bemerülő számlálóval történt
- A<sub>3</sub> " mérés a kirázás előtt (2) és után (3). Ezen két görbe adatai 31%-os visszatartásról tanuszkodnak, mely érték az irodalmi adatok alapján jónak mondható.
- A<sub>4</sub> " A 3. ábra 4-es görbéjének adatait tartalmazza 500 ml-re és minutumra átszámolva.



4. ábra.

Körök  $A_1$  értékei a megfelelő korrekciós faktorok és a 31%-os visszatartás figyelembevételével.

Ezen utóbbi megjegyzés magyarázatra szorul. A megfelelő korrekciók figyelembevétele lényegében annyit jelent, hogy a 4. ábra  $A_1$  görbéjének adataiból, melyek az effektive mért impulzus/minutumot jelentik, a csapadék abszolút bomlássebességére akarunk következtetni.

Ismeretes az összefüggés a mért impulzusszám /C/ és az abszolút bomlássebesség között /d/:

$$C = \eta \cdot d$$

$$\eta = G \cdot f_w \cdot f_s \cdot f_B$$

A fenti képletben: G a mérőberendezés geometriai faktora;  $f_w$  a preparátum és a GM cső ablaka közötti levegő réteg  $\beta$ -abszorpciójából eredő faktor;  $f_s$  önabszorpció faktor;  $f_B$  a minta tartó visszaszórását veszi figyelembe.

$\beta$ -mérő tornyunk geometriai faktorának /G/ meghatározása ismert mennyiségű  $UX_2$   $\beta$ -sugarainak segítségével történt.

Az abszorpció faktorok / $f_w, f_s$ / számításához szükséges abszorpció koefficienseket mind a  $Br^{80}$ , mind pedig a  $Br^{82}$  esetére a maximális  $\beta$ -sugár energia / $E_{max}$ / ismeretében a következő formula szolgáltatja:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{22}{E_{max}^{1,31}} \text{ cm}^2/\text{g}$$

$f_B$  értékére vonatkozóan 0,1 mm-es Al tálka használata esetén táblázatos adatok állottak rendelkezésünkre.

A fenti faktorok ismeretében mind a  $Br^{80}$ -ra vonatkozó  $\eta_2$  mind pedig a  $Br^{82}$ -re vonatkozó  $\eta_3$  számítható. Ezek segítségével a mért impulzusok /C/ és az abszolút bomlás sebességek ( $d_2, d_3$ ) között összefüggés írható fel.

$$C = d_2 \eta_2 + d_3 \eta_3$$

A 3. ábra 3-as egyenese és 2-es egyenese adatainak hányadosa minden időpillanatban szolgáltatja a  $d_2$  és  $d_3$  meghatározásához szükséges második egyenletet.

$$\frac{d_3}{d_2} = K$$

A minden időpillanatra így meghatározott  $d_2$  és  $d_3$  összege az össz-aktivitást adja.

$$d_{\text{tot}} = d_2 + d_3$$

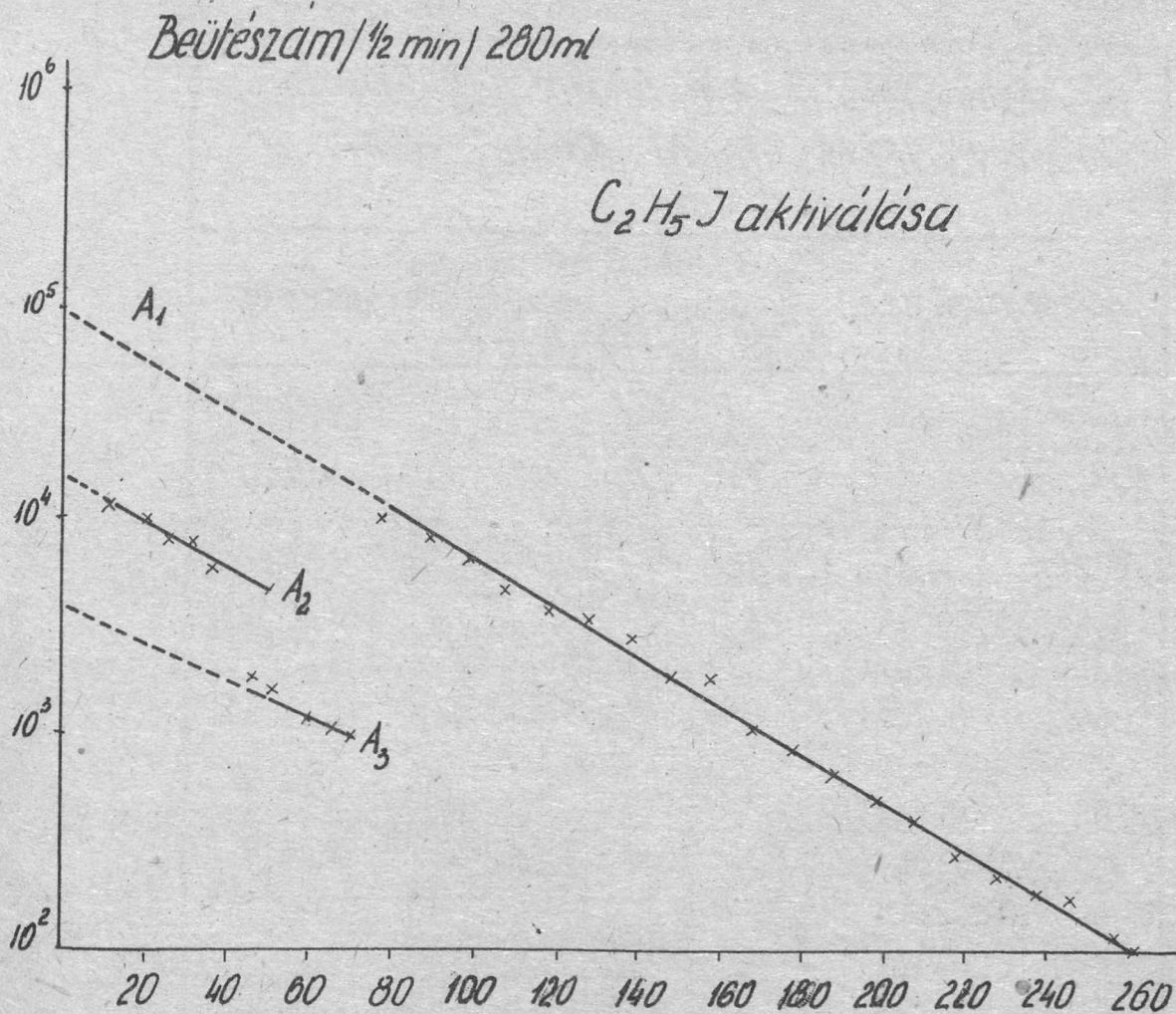
A 3. ábra  $A_4$  görbéjével való jó összehasonlítás miatt, az ily módon számított  $d_{\text{tot}}$ -t a visszatartás figyelembevétele céljából 0,69-el osztva kapjuk minden időpontban az ábrán kis körökkel jelzett értékeket. Látható, hogy az  $A_4$ -es görbe adatai és az effektive mért értékekből számított adatok között jó egyezés mutatkozik. A számítások szerint a besugárzás megszűntének időpillanatában / $t=0$ -ban/ az etilbromid aktivitása 0,035  $\mu\text{C/ml}$  volt, szemben az elméletileg számítható 0,038  $\mu\text{C/ml}$ -es értékkel.

Aktiv jódizotóp előállítása esetén a besugárzott jódvegyület 350 ml frissen desztillált  $\text{C}_2\text{H}_5\text{J}$  volt, mely nyomnyi jódot tartalmazott. A besugárzás időtartama 2 óra, az ezen idő alatt átlagosan mért neutronfluxus 50.000 neutron/ $\text{cm}^2/\text{sec}$  volt. Az aktiv minta preparálása a brómhoz hasonlóan történt. Végablakos számlálóval történő mérésre AgJ csapadék került, a visszatartást 70 ml etiljodid kinázás előtt, illetve után történő méréséből állapítottuk meg, mely érték 31,6 %-nak adódott.

A természetes összetételű jód 100 %-ban  $\text{J}^{127}$ -et tartalmaz, ebből / $n, \gamma$  / reakció esetén  $\text{J}^{128}$  keletkezik, mely 24,99 minutum felezési idővel  $\beta$  sugárzó.

Jód esetében a viszonyokat az 5. ábra tünteti fel. Ezen:

- $A_1$  görbe a 0,0725 g AgJ csapadék mért bomlágörbéje.
- $A_2$  " és a 70 ml etiljodid bemező számláló mérése.
- $A_3$



5. ábra.

A relativ számlálási hatásfokot, az abszolút aktivitás meghatározása a brómhoz hasonlóan történt, bár a számításokat lényegesen egyszerűsítette az a tény, hogy csak egyféle sugárzó izotóp keletkezik. A besugárzás befejeztének időpillanatában / $t=0$ -ban/ az etiljodid aktivitása  $0,073 \mu\text{C/ml}$  volt, szemben az elméletileg számítható  $0,066 \mu\text{C/ml}$ -es értékkel.

Kaskádgenerátorunkkal, mint neutronforrással más elemek rövid felezési idejű rádióaktív izotópjait is előállíthatjuk. Az így nyerhető aktivitásokat szemlélteti a 2. táblázat. A megadott aktivitás értékeket  $100.000 \text{ neutron/cm}^2/\text{sec}$  fluxusra és 24 órás besugárzási időre számítottuk.

Végablakos  $\beta$  mérő tornyunk kalibrálását, geometriai faktorának meghatározását, Szabó László kollégánk végezte el, miért is neki köszönetet mondunk.

*Az Atomfizikai Osztály 800kV-os kaskádgenerátorával előállítható néhány radioaktív izotóp*

<i>Az elem neve</i>	<i>Izotóp</i>	<i>Felezési idő órában</i>	<i>Elerhető aktivitás <math>\mu\text{C/gr}</math></i>	<i>Megjegyzés</i>
<i>Klór</i>	$^{38}\text{Cl}$	0,62	0,02	<i>Bedusítható</i>
<i>Mangán</i>	$^{56}\text{Mn}$	2,6	0,27	<i>Bedusítható</i>
<i>Arzén</i>	$^{76}\text{As}$	26,7	0,03	<i>Bedusítható</i>
<i>Bróm</i>	$^{82}\text{Br}$	36	0,005	<i>Bedusítható</i>
<i>Indium</i>	$^{116}\text{In}$	0,9	5,5	
<i>Jód</i>	$^{129}\text{I}$	0,42	0,1	<i>Bedusítható</i>
<i>Európium</i>	$^{152}\text{Eu}$	9,3	2,6	
<i>Dysprosium</i>	$^{165}\text{Dy}$	2,42	10	
<i>Arany</i>	$^{198}\text{Au}$	64,5	0,01	<i>Bedusítható</i>

2. táblázat.

I R O D A L O M

- [1] Pásztor Endre-Siegler Jánosné: KFKI Közlemények 2.évf.  
4. szám, 1954. augusztus-szeptember 528. old.
- [2] B.P.Burt: Absolute Beta Counting,  
Nucleonics, 1949. Aug. 28.o.
- [3] A.C. Wahl, N.A. Bonner:  
Radioactivity Applied to Chemistry.

- . . -

Elhangzott az 1955. évi fizikus vándorgyűlésen.

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

$J^{127}$  atommagokon létrejövő ( $\gamma, n$ )-reakció

hatáskeresztmetszete

Irta: Erő János és Keszthelyi Lajos

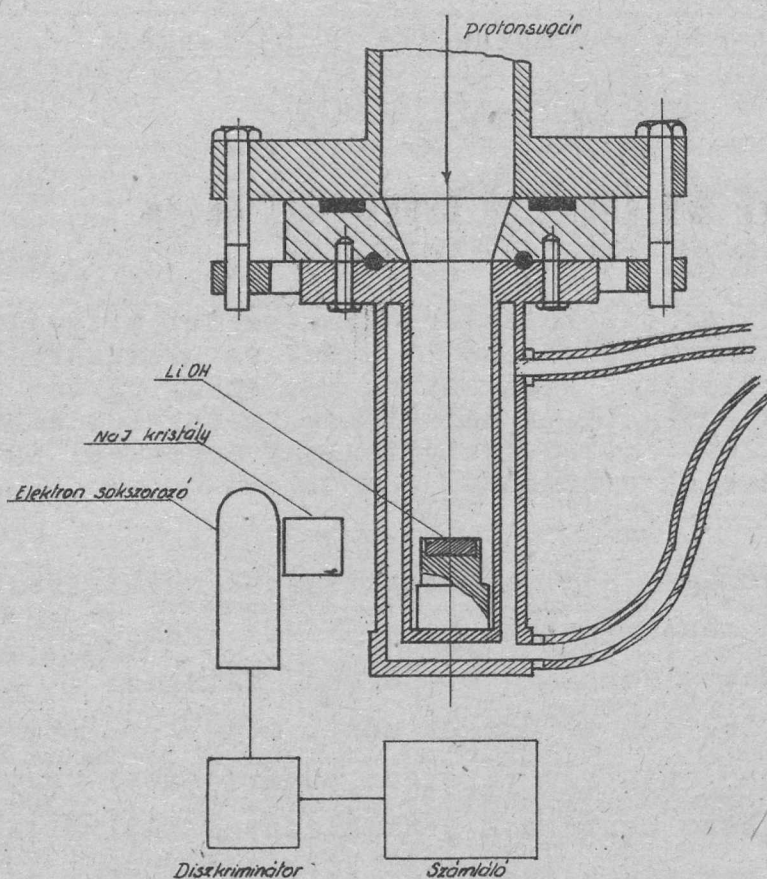
A  $J^{127} / \gamma, n / J^{126}$  reakció hatáskeresztmetszetét vizsgáltuk a Li/p,  $\gamma$  /reakció során keletkező 17,6 MeV-os  $\gamma$  sugárzással. NaJ szcintilláló kristályt sugároztunk be, amely egyben a  $\gamma$  fluxus mérésére is szolgált. A hatáskeresztmetszetet a kristályban keletkező  $J^{126}$  izotóp aktivitásának mérésével határoztuk meg. Első méréseink eredménye:  $\sigma \sim 250$  mbn

A  $J^{127}$  atommagok /  $\gamma, n$ / reakciójának hatáskeresztmetszetét több szerző tanulmányozta és a  $\sigma$  -ra igen eltérő eredményeket kaptak. Montalbetti:  $\sigma = 400$  mbn, Nathans:  $\sigma = 200$  mbn, és Mc Daniel:  $\sigma = 180$  mbn értékeket adott meg [1, 2, 3]. Vizsgálataikat általában betatron fékezési sugárzásával végezték és a reakciót a keletkező neutronok számlálásával indikálták. Ezek a mérések azonban nem adnak közvetlen felvilágosítást a /  $\gamma, n$ / reakciónak adott energiájú  $\gamma$  sugárzásra vonatkozó hatáskeresztmetszetére, mert egyrészt a sugárzás folytonos spektrummal rendelkezik, s így energiája nincs jól definiálva, másrészt 16,5 MeV felett /  $\gamma, 2n$ / reakció is létrejön.

Az általunk végzett méréseknél ez a két nehézség nem jön számításba. Besugárzáshoz a Li /p,  $\gamma$  / reakcióból származó sugárzást használtuk, amely legnagyobb részt 17,6 MeV-os monoenergetikus  $\gamma$ -fotonokból áll és aránylag kis mértékben vannak jelen 14,8 MeV-os sugarak, a sugárzás energiája tehát jól definiált. A reakció indikálása úgy történt, hogy a reakció során keletkező  $J^{126}$  izotóp aktivitását mértük, s így a /  $\gamma, 2n$ / reakciók megfigyelése ki volt zárva.

A mérés elrendezése a következő: a kaszkádgenerátorral 500 keV-os kb. 100  $\mu$  A intenzitású ionsugarat állítottunk elő, 1543/G.

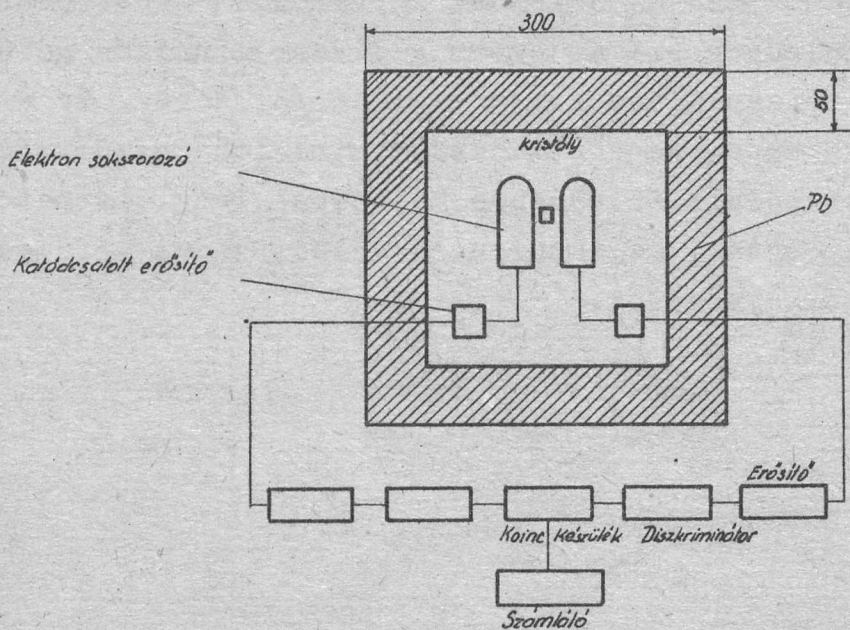
amelynek 50-60 %-a proton. Ezzel bombáztunk egy LiOH targetot. /1. ábra/. A keletkező  $\gamma$ -sugárzással egy NaJ szcintillációs



1. ábra.

kristályt sugároztunk be. A sugárzás hatására fellépő szcintillációk az elektronsokszorozóban impulzusokat váltanak ki, amelyek diszkriminátoron keresztül jutnak a számláló berendezéshez. Több napon át tartó besugárzás után a kristályban levő jód magok egy része  $J^{126}$  aktiv izotóppá alakult. Ezeknek a magoknak a bomlását ugyancsak szcintillációk kísérik, és éppen ezek megfigyelésével lehetett következtetni a létrehozott aktiv magok számára. A kristály aktivitásának mérése külön mérőhelyen történt, ahol azt két koincidenzába kapcsolt elektronsokszorozó közé helyeztük. /2. ábra./. A koincidenzá-kapcsolás eredményeképpen a sokszorozó saját zajimpulzusai közül csak azok jutottak a számlálóba, amelyek véletlen koincidenzában voltak. Ezek száma kb. 2-3/perc volt. A környezet rádióaktivitásának hatását 5 cm vastag ólomvérttel csökkentettük le és végeredményben a teljes nulleffektus 10-12 impulzus/perc volt.





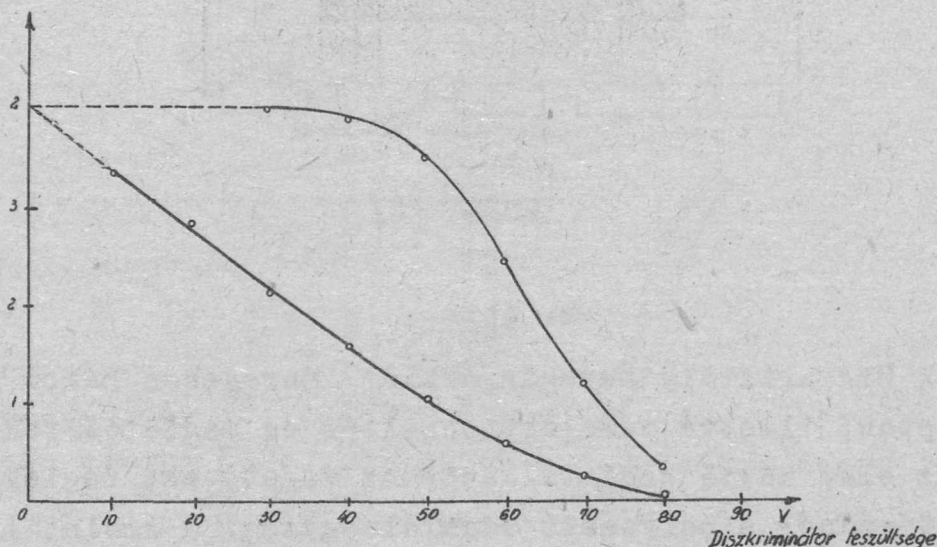
2. ábra.

A NaJ kristály besugárzásakor lényegében három folyamat: Compton, illetve párelektronkeltés és magfotoeffektus jön létre. Az első kettő szcintillációhoz vezet, ezt regisztrálja a gyorsítócsőnél elhelyezett számlálóegység. A szcintillációk száma nyilván úgy aránylik a  $\gamma$ ,  $n\gamma$  reakcióval keletkező aktív magok számához, mint az elektron kiváltás hatáskeresztmetszete a magfotoeffektus hatáskeresztmetszetéhez. Az elektronkiváltás hatáskeresztmetszetének, a szcintillációk és a keletkező aktív magok számának ismeretében tehát a magfotoeffektus hatáskeresztmetszete kiszámítható. Könnyen kimutatható, hogy a keresett hatáskeresztmetszet  $t$  ideig tartó besugárzás esetén:

$$\sigma_{\gamma} = \sigma_e \frac{N_a n_{\gamma}}{N_{\gamma} \eta_a} \frac{1}{(1 - e^{-\lambda t})}$$

Itt  $\lambda$  a  $J^{126}$  mag bomlási állandója.  $N_{\gamma}$  a szcintillációs számláló által regisztrált impulzusok száma, mért mennyiség. Ez nem egyezik meg a felvillanások valódi számával, mert a diszkriminátor csak egy adott nivónál nagyobb impulzusokat enged át. A diszkriminációs feszültség csökkentésével az impulzusoknak egyre nagyobb hányada jut a számlálóba, és az 0 diszkrimináció

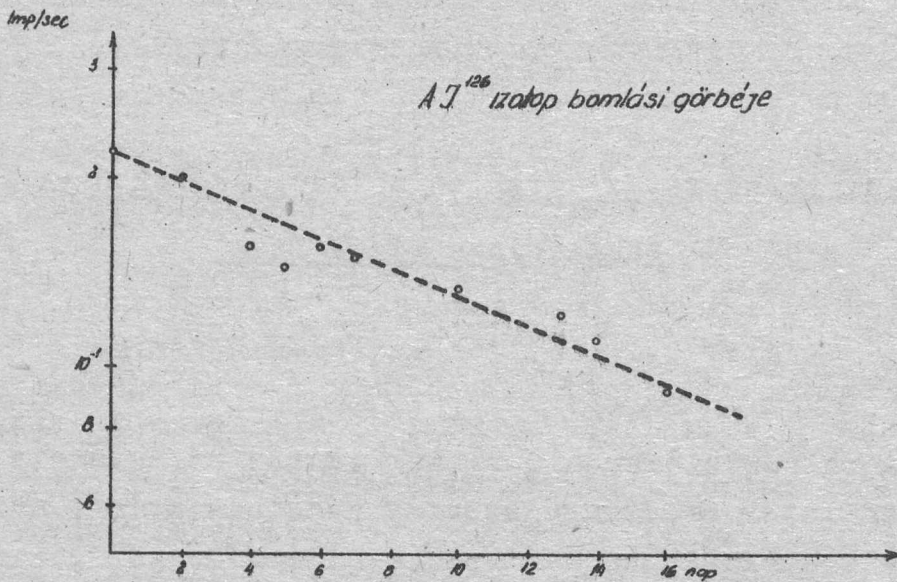
esetén az összes impulzusokat jelezné. Így azonban a berendezés nem járhat, az impulzusok számát ezért a diszkriminációs görbének nullára való extrapolálása fogja megadni /3. ábra/.  $\eta_x$  a számlálás hatásfoka éppen az adott diszkriminációs feszültség-nél mért és az extrapolált értéknek a hányadosa lesz. Látható, hogy az extrapolált érték, az impulzusok valódi száma - független a készülék érzékenységétől.



3. ábra.

$N_a$  a besugárzás után mért aktivitás. Ennek meghatározása ugy történt, hogy megmértük a kristályban észlelhető szcintillációkat besugárzás előtt, majd besugárzás után felvettük a bomlási görbét. A mérési pontok közé interpolálva a 13-napos felezési időnek megfelelő egyenest, megkapjuk a kezdeti aktivitásból adódó impulzusszámot. /4. ábra/. Ezt a számláló  $\eta_a$  hatásfokával kell elosztani, hogy megkapjuk a tényleges aktivitást. A hatásfok értéke a  $J^{126}$  mag bomlási sémájából és  $\beta$ -spektrumának ismeretében határozható meg. Az elektronkiváltás  $\sigma_e$  hatáskeresztmetszetére pontos irodalmi adatok állnak rendelkezésre.

Méréseink eredménye szerint a  $J^{127}$  mag /  $\gamma$ , n / reakciójának hatáskeresztmetszete a Li / p,  $\gamma$  / reakció  $\gamma$  sugárzására vonatkoztatva:  $\sigma_3 = 250$  mbarn. Ez az érték kb. fele a Montalbettiék által megadott értéknek, de sokkal közelebb áll a másik két mérés eredményeihez.



4. ábra.

Ezeket az adatokat még nem tekintjük véglegesnek, és a továbbiak során elsősorban a besugárzás után kapott aktivitás meghatározásának pontosságát kívánjuk fokozni.

#### I R O D A L O M

- [1] Montalbetti-Katz-Goldemberg: Phys.Rev. 91, 659 /1953./
- [2] Nathans-Halpern: Phys.Rev.93,437, /1954/
- [3] Mc Daniel-Walker-Stearns: Phys.Rev. 80,807, /1950./

- . -

Elhangzott az 1955.évi fizikus vándorgyűlésen.

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

Hazai természetes vizek és növényi nedvek deutérium  
tartalmának vizsgálata

Irta: Czike Kálmán és Fodor Józsefné

A Földön előforduló elemek izotóp összetétele különböző vizsgálatok eredménye szerint konstans arányt mutat. Azoknál az elemeknél azonban /pl. a hidrogén izotópjainál/ ahol a tömegkülönbség viszonylag nagy, kis mértékű eltolódás következhet be az izotóp arányban, különböző fizikai, kémiai, vagy biológiai hatás következtében. Az elemek eloszlásának kutatása során ezért különösen érdekes a H/D arány vizsgálata. Mivel a hidrogén és izotópjja, a deutérium a Föld vizeiben fordul elő a legáltalánosabban, sokan foglalkoztak azzal a kérdéssel, hogy a Föld légkörében, felszínén, vagy mélyében található természetes vizek milyen izotóp összetételt mutatnak. Ugyancsak érdekesek azok a kutatások is, melyek a különböző szerves és szervetlen vegyületek, továbbá élő szervezetek nedveiben jelenlévő deutérium tartalomra vonatkoznak.

A szárazföldön előforduló természetes édesvizek a tenger párolgása folytán képződő gőzpárák lecsapódása útján keletkeznek. A tenger-felület állandó párolgása lényegében desztillációnak felel meg, és ennek figyelembevételével közelítő számításokat lehet végezni, a frakcionálódás következtében fellépő izotóp-arány eltolódására.

A közönséges víz különböző izotóp összetételű vízmolekulák elegye. A leggyakoribb molekulafajták a következők:  $H_2O^{16}$ ,  $H_2O^{18}$ ,  $H_2O^{17}$ ,  $HDO^{16}$ .

A többi 14 molekulafajta koncentrációja együttesen is sokkal kisebb. /0,01 s.% nagyságrendü./ [1].

A párolgásnál a leginkább számbajövő  $\text{HDO}^{16}$  és  $\text{H}_2\text{O}^{18}$  molekulák gőznyomása a leglényegesebb, a  $\text{H}_2\text{O}^{16}$  molekulák nagyobb gőznyomásához viszonyítva.

Lewis és Cornish [2] szerint a  $\text{HDO}^{16}$  gőznyomása a  $\text{H}_2\text{O}^{16}$  és  $\text{D}_2\text{O}^{16}$  gőznyomásának mértani középértéke:

$$P_{\text{HDO}^{16}} = ( P_{\text{H}_2\text{O}^{16}} \cdot P_{\text{D}_2\text{O}^{16}} )^{1/2}$$

A kísérletek ezt a feltevést igazolták. K. Neumann és G. Tohmford [3] 20 C°-on számításokat végzett az előbbi feltételek szerint, melynek eredményeként 4,3 ‰ sűrűség-növekedés adódik a tengervíz és az édesvíz között. Az oxigén-izotóp több, mint 10-szer nagyobb koncentrációja következtében a sűrűségkülönbségre a hatása sokkal nagyobb, mint a deutériumé, annak ellenére, hogy az  $\text{O}^{18}$  által okozott gőznyomás-különbség lényegesen kisebb. ( $\text{O}^{18}/\text{O}^{16} = 1 : 560$ ). Ezért a kísérletek során az  $\text{O}^{18}$  izotópot konstansnak kell tartani.

Méréseink szerint a Fekete-tenger vizéből Várna mellől vett víz + 2,7 ‰ dusulást mutatott. Ez az egyezés az elméletileg számítottal kielégítőnek mondható, figyelembe véve a számítások alapját képező, csak közelítően érvényes feltételeket.

A különböző vegyületekben és élő szervezetekben fellépő deutérium-dusulásra vonatkozóan bő irodalmi utalások találhatóak. [4] A szerzők többségének megállapítása szerint a különböző fizikai és kémiai folyamatok során izotóp-arány eltolódás lép fel, deutérium felhalmozódás formájában.

M. Dole [5] szerint azonban a kimutatott izotóp frakcionálódás nem fiziológiai tényezőkre vezethető vissza, hanem a minta tisztítása során fellépő frakcionódás okozza. Feltevését kísérletekkel nem támasztotta alá. Ezt a hibaforrást a fent idézett szerzők figyelembe veszik, és kísérleti munkájuk során igyekeznek a minimumra csökkenteni.

Lányi professzor és munkatársa, Arató József [6] 1942-ben néhány budapesti forrás deutériumoxid tartalmát megvizsgálta, de az egész ország területére kiterjedő vizsgálatokat nem végeztek. Az ilyen irányú vizsgálatok a geológusoknak a

viz eredetére vonatkozóan esetleg felvilágosítást nyújthatnak, mivel a víz deutériumoxid tartalma és eredete között bizonyos összefüggés mutatható ki

### Kísérletek

Vizsgálati anyagainkat célszerűen két csoportba osztjuk:

- 1./ Növényi nedvek.
- 2./ Különböző eredetű természetes vizek.

A vizminták kiválasztásánál az a cél vezetett minket, hogy hazánk területéről lehetőleg különböző geológiai viszonyoknak megfelelő vizmintákat vizsgáljunk meg. Ezenkívül megvizsgáltuk még a légköri nedvesség különböző megjelenési formáit is.

/Eső, hó/

### A minták tisztítása

Emeléus [7] és munkatársai tisztítási módszerét követtük, némi egyszerűsítéssel, mert a tapasztalat azt mutatta, hogy néhány lépés összevonásával is el lehet érni a megkívánt tisztaságot, viszont a minták előkészítéséhez szükséges időt így 1,5 napról 1 napra sikerült csökkentenünk.

A növényi anyagokból darálással nyertük ki a sejtnedvet. Ez az eljárás a burgonya kivételével jónak bizonyult, burgonya esetében azonban sózással kellett elősegíteni a sejtnedv kiválasztását. A darálással nyert sejtnedvet ugyanis nem sikerült megtisztítani a szerves szennyezésektől. A sózás gondosan száritott NaCl-dal történt, mely az első desztilláció maradékában maradt.

A fenti módon nyert víz a sejtnedven kívül a sejtnedvben oldott nem szilárd szerves anyagok deutérium tartalmát is magában foglalja. A szilárd halmazállapotú oldott anyagok ugyanis eltávolíthatók az első desztillációval, a folyékonyakat azonban a desztillációt követő oxidáláskor szétromcsoljuk, így ezek deutérium tartalma is belekerül a sejtnedvbe deutériumoxid formájában.

Egy-egy vizsgálatához kb. 30-40 ml természetes vizet és annyi növényi anyagot használtunk fel, hogy a méréshez és

az esetleges további tisztításhoz szükséges 15 ml vízhez jussunk.

A tisztítás menete a következő volt:

- 1./ Szűrés a lebegő szennyezések eltávolítására.
- 2./ A minta desztillálása az oldott anyagok eltávolítására.

3./ Forralás visszafolyós hűtővel káliumpermanganát és kevés nátriumperoxid hozzáadásával, kb. 2-3 óra hosszat. A nátriumperoxid az oxidáláson kívül semlegesíti az esetleg jelenlevő savakat, a káliumpermanganát pedig a szerves szennyeződések oxidálja.

4./ Desztillálás.

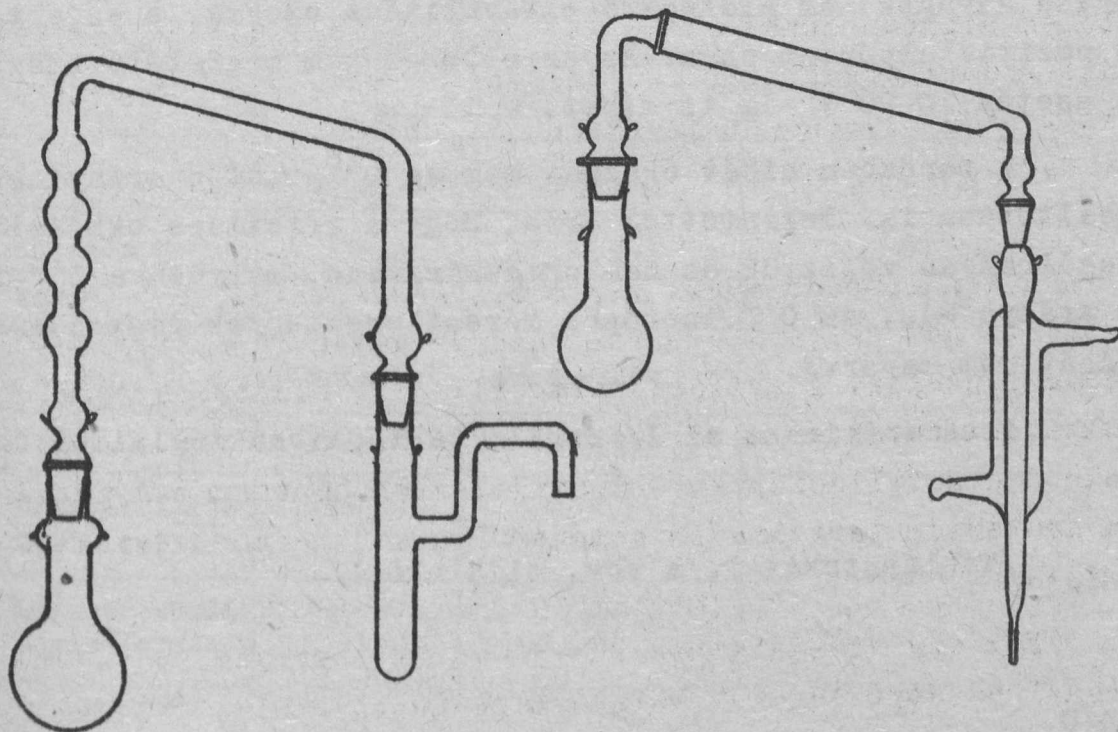
5./ Ujabb forralás visszafolyós hűtővel a 3. pont szerint.

6./ Desztillálás.

7./ Gőzalakban levegőárammal 600 C<sup>o</sup>-os rézoxiddal való oxidálás.

8./ Desztillálás.

A desztillálások az 1. ábra szerinti készülékben történnek, melynek szedőjét vízzel vagy jéggel lehet hűteni. A rézoxidos oxidáció végrehajtására a 2. ábrán látható készülék szolgál.



1. ábra.

2. ábra.

gált. A készülékek pyrex üvegből készültek, a csatlakozásoknál csiszolatokkal. Használat előtt gondosan kitisztítottuk és kiszáritottuk őket.

Minden vizsgálatra kerülő mintát azonos módon kezeltünk és a desztillációk alkalmával szárazra desztilláltunk, hogy a tisztítás során lehetőleg ne lépjen fel izotoparány eltolódás, ill. az eltolódás az összehasonlítást ne zavarja.

#### A minták mérése

Összehasonlító alapként a budapesti csapviz gondosan tisztított mintáját használtuk. A csapviz sűrűségétől való eltérést  $\gamma$  egységekben kifejezve adjuk meg, több párhuzamos vizsgálat átlagát véve figyelembe. /  $\gamma = 10^{-6}$  sűrűség egység. / A minták deutériumoxid tartalmát előző dolgozatunkban ismertetett uszós sűrűségmérési módszerrel határoztuk meg. [8]. E sűrűségmérési módszerrel  $\pm 0,4 \gamma$  pontosságot értünk el.

Mérés után a mintát újból desztilláltuk. Ha a desztillálás utáni mérés a hibahatáron belül nem egyezett az előző mérés eredményével, a mintát újabb tisztítási eljárásnak vetettük alá. A mérés megbízhatóságának ellenőrzésére támpontot nyújtott az irodalomban található hasonló vizsgálati eredmények nagyságrendje. A sűrűségmérésben ugyanis a legnagyobb hibát a szerves anyagok nem kielégítő eltávolítása okozza, s ez általában pozitív eltérést okoz. Ez az eltérés nem megfelelő tisztítás esetén 10-20  $\gamma$  -ig is mehet.

A mérésben hibát okozhat még az  $O^{18}$  izotóp arányának megváltozása is. Tekintettel arra, hogy a rézoxidos oxidációt levegőáramban végeztük és nem oxigénáramban, melyben a  $O^{18}$  izotóp aránya más, az  $O^{18}$  izotóp a mérési eredmények összehasonlítását nem zavarta.

Eredményeinket az I. és II. táblázatban foglaltuk össze.

/Táblázatokat l. a köv. oldalakon./



I. táblázat.

Standard víz a budapesti csapvíz, sűrűsége 15,5  $\delta$  Mérési hőfok 22,1 C°.

Növényi nedvek.

a./	$\Delta\delta \pm 0,4$	b./	$\Delta\delta \pm 0,4$	c./	$\Delta\delta \pm 0,4$
Paradicsom	+4,1	Gomba	+0,8	Burgonya	+0,2
Szőllő	+3,0	Uborka	+1,0	Retek	+0,2
Alma	+2,4			Hagyma	+0,7
Paraj	+2,2				

II. táblázat.

Standard víz a budapesti csapvíz, sűrűsége 15,5  $\delta$  . Mérési hőfok 22,1 C°.

Különböző eredetű természetes vizek.

a./ Csapadékvíz

	$\Delta\delta \pm 0,4$
Eső	- 1,4
Hó	- 1,3

b./ Folyóvíz

	Hőfok C°	Mélység	$\Delta\delta \pm 0,4$
Duna	-	-	0,0

c./ Tavak

	Hőfok C°	Mélység	$\Delta\delta \pm 0,4$
Balaton	-	3 m.	0,0
Fertő	-	-	+ 3,5

d./ Budapesti forrásvizek

	Hőfok C°	Mélység	$\Delta\delta \pm 0,4$
Császár fürdő Török forrás	26 C°	-	+ 0,2
Császár fürdő Mária forrás	52 C°	6,6 m	0,0

	Hőfok C°	Mélység	$\Delta t \pm 0,4$
Margitsziget I. száma	39,5	114 m.	+ 0,2
Margitsziget Magda forrás	65,0	320 m	0,0
Gellértfürdő gyűjtőforrás	45,8	-	+ 0,4
Rudas fürdő Juventus forrás	44,9	43,4	0,0

e./ Egyéb források

	Hőfok C°	Mélység	$\Delta t \pm 0,4$
Balatonfüred Fürdő forrás.	13,4	2-3 m	+ 2,6
Csopak	13,6	-	+ 0,2
Zánka Vérkut forrás.	13,6	-	+ 0,2
Kékkut	13,0	-	+ 0,7
Héviz	42,1 C°	120 m.	- 1,0
Parád Clarisse forrás	12,0	felszíni	+ 0,5
Járdánháza Csernavölgyi forrás	-	-	+ 0,8
Szerencs	20,5	-	0,0

f./ Alföldi mélyfurások

	Hőfok C°	Mélység	$\Delta t \pm 0,4$
Debrecen	65	1611 m	+ 3,0
Hajduszoboszló	73	1090 m	+ 2,6
Békés, artézi kut Buzapiac téri	-	703 m	+ 2,1
Békés, artézi kut Asztalos utcai	40,4	730 m	+ 1,8

g./ Bányavíz

	Hőfok C°	Mélység	$\Delta t \pm 0,4$
Komló	-	-	0,0

h./ Barlangban összegyűlt víz

			$\Delta t \pm 0,4$
Aggteleki cseppkőbarlang	-	-	-2,4

e./ Tengervíz

	Hőfok C°	Mélység	$\Delta t \pm 0,4$
Fekete tenger Várna	-	-	+ 2,7

Az eredmények értékelése

I. A növényi nedvekben várható dusulás okát a következő tényezők okozhatják:

a/ A növény növekedése alatt vizet szív fel a gyökéren keresztül a szerves anyagok fotoszintéziséhez. A gyökérmembrán permeabilitása különböző lehet a könnyű és nehézvíz esetében. Irodalmi adatok szerint azonban a könnyű és nehézvíz a gyökérmembránon ugyanabban az arányban diffundál át, tehát itt frakcionálódás nem történik [9].

b/ Az organizmus a felszívott vízből szelektíven kötheti meg a hidrogént és a deutériumot, ennek következtében a sejtfal más arányban tartalmazhatja a deutériumot, mint a sejtnedv. [9]

c/ A növények egy részénél a párolgás nagy felületen történik, és az így bekövetkező frakcionált desztilláció miatt a sejtnedv deutériumoxidban dusulhat. [9]

Mivel a gyökérzet nem végez szeparálást a hidrogén és deutérium között, a növényi részekben észlelt feldusulást a b./ és c./ pontban ismertetett okok idézhetik elő. A sejtfal deutérium tartalma irodalmi adatok szerint nagyobb, [4] mint a standardként használt csapvízé, vagyis azt várnók, hogy a sejtnedvben a deutérium-tartalom kisebb, mint a standard vízben.

Ennek ellenére a sejtnedvben deutérium-feldúsulást észleltünk, melyet főleg az elpárolgatatás során fellépő frakcionálódás okozott.

Kísérleti eredményeinket 3 csoportba oszthatjuk a növényi részek elhelyezkedése szerint. Azoknak a növényi részeknek a sejtnedve, melyek nagy felületen párolgatatnak /I. táblázat, a. csoport/  $2,2-4,1 \text{ ‰}$  sűrűségnövekedésnek megfelelő dúsulást mutattak.

A föld alatt lévő növényi részek sejtnedve a hibahatáron belül nem, vagy csak alig mutatott eltérést. /I. táblázat, c. csoport./ A közvetlenül a föld felszínén lévő növényi részek sejtnedve kis eltérést mutatott, mely  $0,8-1,0 \text{ ‰}$  között volt. /I. táblázat, b. csoport./

## II. Természetes vizek

### a/ Csapadékviz.

Feltéve, hogy az atmoszféra nedvessége a földfelület vizeinek elpárolgásával keletkezik, könnyebbnek várható, mint a standardnak használt csapviz. Ideális esetben, ha a párolgás izotermikusan történik, az édesvíz frakciói könnyebbek, mint az eredeti víz volt. Ugyanez áll a tengervizre is, mivel azonban a tengervíz eredetileg nagyobb deutérium tartalmu  $+2 \text{ ‰}$  / [1], [3], [10], a tengervizből származó csapadék nagyobb sűrűségű, mint az édesvízből keletkező. Mivel a hó ugy keletkezik, hogy az atmoszférás levegő lehül, néhány  $\text{‰}$ -val kisebb sűrűség várható.

Eredményeinket összehasonlítva az irodalomban talált értékekkel, az tűnt ki, [1], [11] hogy mind esőben, mind hóban általában kisebb deutériumoxid tartalmat mértek, mint a standard csapvizben. A sűrűségkülönbségek nagyságrendjével adataink megegyeznek; az eltéréseket a vizsgált minták különböző eredete okozhatja.

### b/ Folyóvíz.

A Duna-víz vizsgálatánál nem találtunk eltérést az általunk standardként használt csapvizhez viszonyítva, a csillebérci csapviz ugyanis lényegében szűrt Dunavíz. Ez a vizsgálat azonban megnyugtató bizonyítékul szolgált vitzisztító mód-

szerünk kielégítő voltáról, mivel a kevésbé szennyezett csapviz-  
mintával pontosan egyező eredményt adott a Duna vize is a tisztítási eljárás után.

c/ Tavak.

Két hazai tó vizét vizsgáltuk: a Balatonét és a Fertő tóét. A Balaton vizénél különbség nem mutatkozott, míg a Fertő tó vize érdekes módon viszonylag jelentős, 3,5  $\gamma$  sűrűség-növekedést mutatott. Az észlelt sűrűség-növekedést két okra vezethetjük vissza:

a/ A kis mélységű, nagy felületen párolgó Fertő tónál sokkal erősebben érvényesül az elpárolgás következtében fellépő izotóp frakcionálódás. A Fertő tónak zárt jellegét ad az, hogy források nem táplálják és a Lajta v. Duna vizével sincs összeköttetésben, ami az izotóparány kiegyenlítődéését okozhatná. [12]

b/ A Fertő tó vize igen nagy mennyiségű szerves anyagot tartalmaz, melynek egy része már 100 C° alatt elbomlik. [12]. Mivel a szerves anyagok deutérium tartalma nagyobb, mint a standard vizé, a belőlük keletkezett deutériumoxid belekerül a vizmintába.

Annak eldöntésére, hogy a két ok közül melyik okozza a sűrűség-növekedést, a vizmintát vákuumban ledesztilláltuk. A szerves anyagok így nem bomlottak el. E kísérlet szerint a 3,5  $\gamma$  -ból 3,0  $\gamma$  -t az elpárolgás során fellépő frakcionálódás, 0,5  $\gamma$  -t pedig az elbomló szerves anyagok deutérium tartalma okoz. Igaz ugyan, hogy a Fertő tó vízszintje az idők folyamán erősen ingadozott, /kb. 100 évvel ezelőtt majdnem teljesen kiszáradt, patakokból és csapadékokból töltődött fel/ úgy látszik azonban, hogy a sekély vízmélység következtében az elpárolgás ennek ellenére az izotóp-arány eltolódását eredményezte.

d/ Budapesti források

A budapesti források geológiailag egységes rendszert alkotnak. Az alkális melegvizek a Gellérthegy alatt elhúzódó /Tétényi-uti kórházi kerttől Pünkösdfürdőig tartó/ un. therma vonal mentén törnek fel. Ezzel magyarázható, hogy egymás között eltérést nem mutatnak. Egyik feltevés szerint ezek a források

a Duna vizével is érintkezésben vannak. /Pl. a Rudas fürdő Juventus forrásának viznívója a Duna vizállásával változik/ e szerint érthető, hogy a Duna vizétől sem különbözik a deutérium tartalmuk. Vizsgálataink megegyeznek Lányi professzor [6] 1942-ben végzett vizsgálatainak eredményével, aki Arató József munkatársával együtt megvizsgálta néhány budapesti forrás viz deutérium tartalmát /ezek közül mi csak a Rudas fürdő Juventus forrását vizsgáltuk,/ és azt a Duna vizével megegyezőnek találta.

#### e/ Egyéb források

A Balaton környéki gyógyforrások szintén erős törésvonal mentén helyezkednek el. A szénsavas források szénsava feltehetően posztvulkánikus exhalációkból származik. Ezeknek a forrásoknak a vize a hibahatáron felül kis sűrűség-növekedést mutatott. Kivétel a balatonfüredi, melynél az eltérés +2,6 ‰. Ennek magyarázata valószínűleg abban van, hogy a balatonfüredi szénsavas forrás viz ellentétben a többi Balaton melletti szénsavas forrásoktól, nagymennyiségű szerves anyagot tartalmaz, mely már a vízben elbomlik. A szerves anyag nagyobb deutérium tartalma, mely belekerül a forrás vizbe, okozhatta a nagyobb sűrűség-növekedést.

A hévizi hőforrás az előzőekhez viszonyítva magas hőfokával és összetételével is lényegesen eltér a többi forrástól. Ez a hőforrás ún. melegvizes forrás kráter. A hévizi mintánál -1,0 ‰ sűrűségcsökkenést észleltünk, amiből esetleges vulkáni eredetre lehet következtetni. Japán szerzők [13] vizsgálatai szerint ugyanis az általuk vizsgált vulkáni, vagy utóvulkáni eredetű vizek sűrűsége kisebb volt, mint a közönséges vizé.

#### f/ Alföldi mélyfurások

A debreceni, hajduszoboszlói, és a békési két mélyfurás vizei 3,0, 2,6, 2,1 és 1,8 ‰ sűrűség-növekedést mutattak. Mint-hogy általánosan a tengervíz deutérium tartalma nagyobb, mint az édesvizé, az általunk kapott értékekből esetleg arra lehet következtetni, hogy a mélyfurások ősi tengervíz eredetre mutatnak.

g/ Bányavíz

A komlói vizminta a bánya "B" mező VI. szint K.-i fe-  
kü zomp helyéről való. Ennél a viznél sűrűségeltérést nem ta-  
láltunk, így ha esetleg nem is kizárólag felszíni eredetű, az  
izotóparány nem különbözik a felszíni vizektől.

h/ Barlangban összegyűlt víz

Az aggteleki barlangból kapott vizminta csapadékvíz  
jellegűt mutat, ugyanis a minta vétele előtt nagyobb mennyiségű  
csapadékvíz jutott a barlangba egy esőzés alkalmával.

i/ Tengervíz

A Fekete tengerből Várna mellől vett vizminta + 2,7 ‰  
sűrűség-növekedést mutatott.

- . -

E helyen is köszönetet mondunk Simonyi Károly egyete-  
mi tanárnak, a Központi Fizikai Kutató Intézet Atomfizikai  
Osztálya osztályvezetőjének, aki munkánkat mindvégig figyelem-  
mel kísérte és Trencsényi Dezsőné technikai munkatársunknak.

Köszönettel tartozunk még Bidló Gábor adjunktusnak és  
Czirák Józsefnek, akik a mintán megszerzésével és tanácsaik-  
kal munkánkat nagymértékben elősegítették.

### Összefoglalás

Kísérleteink során a deutérium és a hidrogén eloszlásá-  
nak arányát vizsgáltuk növényi sejtnedvekben és különböző ere-  
detű természetes vizekben.

#### I. Növényi sejtnedvek

A növényi eredetű sejtnedveket a vizsgálat szerint 3  
csoportba oszthatjuk a vizsgált növényi részek elhelyezkedése  
szerint:

a/ Nagy felületen párologtató növények, /paradicsom, alma, szőlő, paraj/ 2,2-4,1  $\delta$  sűrűsénövekedést mutattak.

b/ A föld alatti gumók nem, vagy csak alig észlelhető eltérést mutattak sejtmedvek sűrűségében. /burgonya, retek, hagyma./ Az eltérés nem haladta meg a + 0,7  $\delta$  -t.

c/ A közvetlenül a föld felszínén levő növényi részek sejtmedvei kis sűrűsénövekedést mutattak, mely 0,8-1,0  $\delta$  között volt. /Uborka, gomba./

## II. Természetes eredetű vizek

A vizsgált természetes vizek közül a csapadékvizek /eső, hó/ negatív eltérést /-1,4  $\delta$  , -1,3  $\delta$  ,/ mutattak.

A Duna vize, a budapesti forrásvizek, a komlói bányavíz, az aggteleki cseppkőbarlangban összegyűlt víz és a Balaton vize nem mutatott eltérést a standardként használt csapviztől.

A hévizi melegforrás vizében -1,0  $\delta$  sűrűségcsökkenést mutattunk ki, melynek magyarázata esetleges posztvulkáni eredete lehet.

A hajduszoboszlói, debreceni és békési mélyfurásokban észlelt +2,6, +3,0, +2,1+1,8  $\delta$  sűrűsénövekedés óstengeri eredetre utalhat.

A Fertő tó 3,5  $\delta$  sűrűsénövekedéséből 3,0  $\delta$  -t az elpárolgás során fellépő izotóp frakcionálódás, 0,5  $\delta$  -t pedig a 100 C° alatt elbomló szerves anyagok deuterium tartalma okozott.

A balaton környéki és az ország más helyeiről való szén-savas források a hibahatáron felül kis sűrűsénövekedést mutattak. /Csopak +0,2, Zánka +0,2, Kékkut +0,7, Parád +0,5, Járdánháza +0,8  $\delta$  / A szerencsi forrás nem mutatott eltérést. A szén-savas források közül kivétel a balatonfüredi forrás, melynek +2,6  $\delta$  dusulását valószínűleg a vízben már eredetileg elbomlott szerves anyagok nagyobb deuterium tartalma okozza.

A Fekete tengerből Várna mellől vett minta +2,7  $\delta$  sűrűsénövekedést mutatott.

A sűrűségmérés 22,1 C°-on történt, uszós módszerrel,  $\pm$  0,4  $\delta$  pontossággal.



I R O D A L O M

- (1) Riesenfeld E.H. és F.L.Chang: Naturwissenschaften,  
/24/ 616 /1936/.
- (2) Lewis G.N. és R.E.Cornish: J.Am.Chem.Soc. 55:2616 /1933/.
- (3) Neumann K. és G. Tohmfor: Z.f.Phys.Chem. A 176, 226 /1936/.
- (4) Stewart: J.Am.Chem.Soc. 1422 /1934/.
- Green és Voskuyl: J.Am. Chem. Sec. 1649 /1934/.
- Dole M: J.Am.Chem.Soc. 580 /1936/.
- Maillard: II. Congr. Mondial Pétrole 2. Sect. 2, Phys.  
Chim. Raffinage, 169 /1937./
- Scott: Science 79, 565 /1934/.
- Johnston: Science, 80, 210 /1934/.
- Smek és Stadler: Zpravy Ustavu Vedecky Vyzkum Uhli Pra-  
ze 2. 284 /1935/.
- Keil és Ralston: Proc. Iowa Acad. Sci. 42. 122. /1935/.
- Bertram: Chem. Weekblad. 33. 687 /1936/.
- Maillard: Comp. Rend. 203. 804 /1936/.
- Dole M: Science, 83, 351.  
/1934/.
- Smith: Science, 79, 454 /1934/.
- Washburn és Smith: Science, 79, 188 /1934/.
- Dole M. és R. Gibney: J. Am. Chem. Soc. 2552. /1936/.
- Dole M: J. Chem. Phys. 337, /1934/.
- J. Chem. Phys. 316 /1935/.
- Salzer F. és K.F. Bonhoeffer: Z. f. Phys. Chem. A 176  
202 /1936/.
- Phys. Rev. 40, 464 /1932/.
- Washburn E.W. és E.R. Smith: U.S. Department of. Com.  
Bureau of Standards J. of Research 12,  
304 /1934/.
- Erlenmeyer H. és H. Gärtner: Helv. Chim. Acta, XVII.  
549 /1934/.
- Okabe K. és T. Titani: Bull Chem Soc. Jap. 10. 465  
/1935/.

- [5] Dole M: Science, 83, 351 /1934/.  
Erlenmeyer H. és H. Gärtner: Helv. Chim. Acta. XVII.  
549 /1934/.
- [6] Lányi Béla és Arató József; Magyar Chem. Polyóirat,  
48, 73 /1942/.
- [7] Emeléus H.J., F.W. James, A King, T.G. Pearson, R.H.  
Purcell és H.V.A. Briscoe: J. Chem. Soc. 1207 /1934/.
- [8] Czike Kálmán és Fodor Józsefné: KFKI Közleményei,  
1954 II. évfolyam, 4.szám 552.
- [9] Washburn E.W. és E.R. Smith: Science, 79, 188 /1934/.
- [10] Dole M: J. Am. Chem. Soc., 999 /1934/.  
Gilfillan: J. Am. Chem. Soc., 406 /1934/.  
Mckay H.A.C.: Nature, 611, /1934/.  
Worley: Trans Proc.Roy. Soc. New. Zealand, 66, 97 /1936/.  
Washburn E.W. és E.R. Smith: U.S. Department of Com.  
Bureau of Standards J. of Research  
12, 304 /1934/.
- [11] Baroni: Monatsh, 67, 131 /1935/,  
68, 193 /1936/.  
Alexander: Can. J. Research 14 B. 47 /1936/.  
Baroni: Monatsh, 65, 386 /1935/.  
Russ. Ger. Vestnik Nauki Tekh. No. 9,19 /1935/.  
Baroni: Monatsch, 71, 128 /1937/.  
Parravano: Atti X<sup>o</sup> Cong. Intern. Chim. 2,401 /1938/.  
Pesce: Gazz. Chim. Ital. 70, 727 /1940/.  
Brodski: Acta Physicochim. U.R.S.S. 7, 611 /1937/.  
Baroni: Atti X<sup>o</sup> Cong. Intern. Chim. (Rome) 2, 110 /1938/.  
Nature: 135, 870 /1935/.
- [12] A Fertő tó geológiai és mezőgazdasági viszonyainak ta-  
nulmányozására kiküldött bizottság  
jelentése, /1903/.
- [13] Shibata, Y.K. Noguchi és O. Kaneko: Bull.Chem.Soc. Jap.  
14, 274 /1939/.  
Bradley Ch.A. és H.C. Urey: Phys.Rev. 40, 889 /1932/.

- . -

Érkezett 1955. szeptember 7.

A RADIOLÓGIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: BOZÓKI LÁSZLÓ

P<sup>32</sup>-vel megjelölt POCl<sub>3</sub> előállítása

Irta: Fejes Péter

Osztályunkon az Urológiai Klinikával közös téma céljára P<sup>32</sup> izotóppal megjelölt stilbéndiolfoszfát előállítása vált szükségessé.

Először előkísérleteket végeztünk inaktív anyaggal. Ezek tapasztalatai alapján az észter előállításához legalkalmasabbnak az aromás foszforészterek előállításakor gyakran alkalmazott vegyületet, a foszforoxikloridot találtuk. Ezt a vegyületet nagy reakcióképessége, viszonylag alacsony forráspontja és egyszerű előállítási lehetősége rendkívül alkalmassá teszi észterezési reakciók keresztülvitelére. A viszonylag alacsony forrpon az észter kipreparálásában jelentett könnyebbséget. Az egyszerű előállítás lehetősége pedig különösen jelentős sullyal esett latba, hiszen laboratóriumunkban a rádióaktív preparatív munka terén ezen a reakción keresztül szereztük az első tapasztalatokat.

A rádióaktív foszforvegyületeket a Szovjetunióból szereztük be. Ezek közül a foszforoxiklorid előállítására a foszfor-sav a legalkalmasabb.

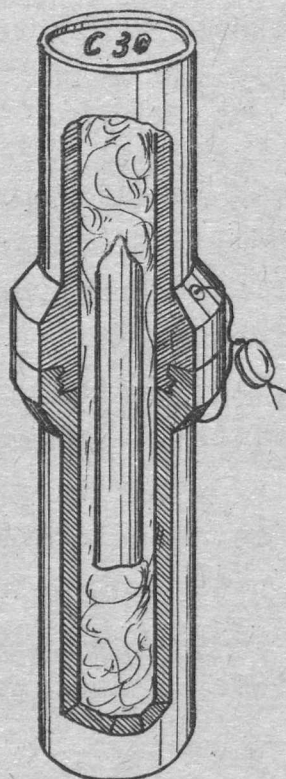
A nyitott rádióaktív anyagokkal való munka megkivánta azt, hogy a munkálatokat a meleglaboratóriumban végezzük. Osztályunk meleglaboratóriuma hazánk első ilyen célra berendezett működő laboratóriuma, ezért nem érdektelen az előmunkálatokról való részletes beszámoló sem, melyek az alábbi, egyébként egyszerű kémiai feladat megoldása során rendre felmerültek az izotópszállítmány felbontásától kezdve a kész termék fajlagos aktivitásának meghatározásáig.

A foszforizotóppal megjelölt stilbéndiolfoszfát előállításáról egy későbbi cikkben számolunk be.

### Az izotópok csomagolása és szállítása

A kereskedelmi forgalomba kerülő rádióizotópok csomagolása egyben sugárvédelmi feladatokat is el kell, hogy lásson. Ennek megfelelően a béta-sugárzó rádiófoszfort vastagfalú alumíniumtokban /1. ábra/ szállítják. A tok két részből áll, amelyek csavarmenettel erősí-

thetők össze és a felső része betűkkel és számokkal van megjelölve.



1. ábra.

Az alumíniumtok csavaros részein egy-egy vékony furaton átfűzött drótot ólomcséttel zárják le. Ez egyrészt a csavarmenetet rögzíti, másrészt a preparátum csomagolásának sértetlenségéről tájékoztat. A foszforpreparátum rendszerint 16 mm  $\varnothing$  leforrasztott üvegcsőben van. Az üvegcső és az alumíniumtok fala közötti hézagot szorosán kitöltik vattával. A vatta egyrészt a rázkódások ellen védi az üvegcsövet, másrészt az

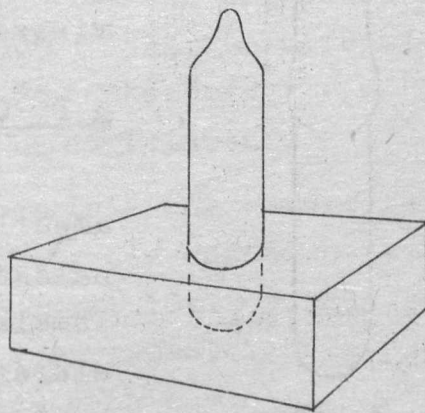
üvegcső esetleges eltörésekor felszivja a kiszivárgó aktív folyadékot.

A preparátum jellemző adatait a kísérő szállítólevélen tüntetik fel: a tok és pecsét jelét és számát, az aktív izotóp adatait, a vegyületet, amely az aktív izotópot tartalmazza, a fajlagos és összaktivitást, a hordozó anyag mennyiségét, a preparátum térfogatát és azt az időpontot, amelyre az aktivitási értékek vonatkoznak.

### Az izotóp preparátum felbontása

A preparátumot a meleglaboratórium berendezéseinek felhasználásával bontottuk fel. Ezeket a berendezéseket a KFKI Közlemények ez évi 2. számában Techet Egonné és Vödrös Dániel írják le.

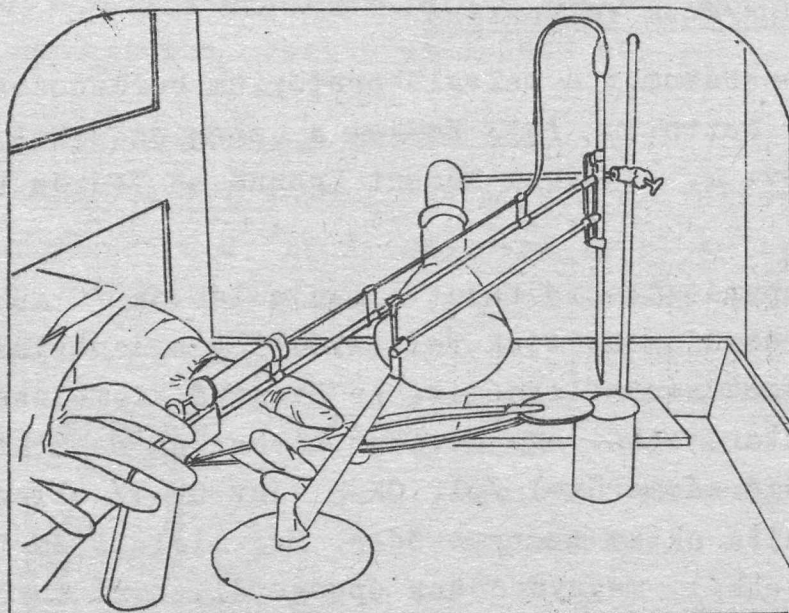
A preparátumtartó tokot a manipulációs fülkében /idézett cikk 3. ábrája/ nyitjuk fel. Előzőleg ellenőrizzük a tok számát, a pecsét sértetlenségét. Az üvegcső kiemelése előtt a csomagoló vattarétegből egy keveset kiveszünk és megfelelő érzékenységű sugármérővel /pl. GK-2 vagy GK-4/ ellenőrizzük, hogy van-e rajta aktív szennyeződés. Még mielőtt az üvegcsövet kiemeljük a tokból, meggyőződünk épségéről, mert törött üvegcső kiemelése nagymértékben beszennyezheti a munkahelyet. Ha mindent rendben találunk, addig folytatjuk a vatta eltávolítását, amíg az ampullához annyira hozzá tudunk férni, hogy preparátumkezelő csipesz segítségével kiemelhetjük azt. /Idézett cikk 10. ábra./ Ekkor áthelyezzük egy vastag plexi-lemezbe /2. ábra/, amelyben a preparátum befogadására 17 mm átmérőjű furat van. A furat fenekét gumilemezzel béleljük ki. Ezután nyélre erősített ampullaereszelő segítségével a csövet körülreszeljük olyan magasságban, hogy a kapott nyíláson majd az általunk használni szándékozott pipetta keresztülférjen. A körülreszelés alatt az ampullát csipeszszel rögzítjük. Az ampullát a reszelés mentén melegítéssel repesztjük körül. Erre a célra elektromos árammal izgatott drótot használunk.



2. ábra.

A kis felső lerepesztett darabot az aktív hulladékgyűjtőbe dobjuk. /Idézett cikk 9. ábra/.

A felbontott ampullából a rádióaktív oldatot pantográf pipettával /idézett cikk 11. ábra/ mérjük ki és osztjuk szét. /4. ábra./



4. ábra.

#### A felbontott preparátum tárolása

Abban az esetben, ha az ampulla tartalmát nem használjuk el egyszerre, kis gumisapkával zárjuk le: az ampulla felső részére rövid gumicsövet húzunk és ezt kis gumidugóval bedugjuk. /3. ábra./ Az így lezárt ampullát az alumínium kannába visszahelyezzük és így tároljuk.



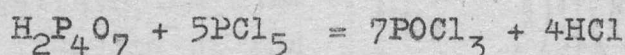
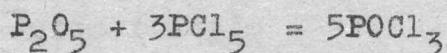
3. ábra.

#### A $P^{32}OCl_3$ előállítás-kísérlet leírása

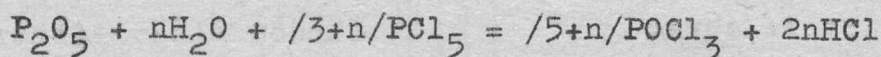
Az aktív, híg foszforsavoldatot az ampullából a pantográf pipetta felhasználásával 5 ml-es, normálesiszolatos szivlombikba mértük át, és közel állandó súly eléréséig bepároltuk. Bepárlásra a következő elrendezést használtuk: A lombikot oldalirányból infralámpával melegítettük. Az oldat felszine fölé vékony üvegcső nyult be, amelyen keresztül vizlégszivattyú szívta el a keletkezett gőzöket. Ilyen módon nem melegítjük forrásig a bepárlandó anyagot, és a bepárlás sebessége mégis elegendő gyors marad.

A lombik súlyát a bepárlás folyamán többször megmérjük. Mikor már jelentős súlycsökkenést nem tapasztalunk, a bepárlást megszüntetjük. Ezután foszforpentoxidot adunk a lombikba, és a súlyát lemérjük.

A különböző hidratációs fokú foszforsavak és a foszforpentoxid reakciója a foszforpentakloriddal a következő reakcióegyenletek szerint kvantitativ végbemelegy:



illetve az általánosított reakcióegyenlet:



A szükséges  $PCl_5$ -öt a sztöchiometriai aránynak megfelelően bemérjük.

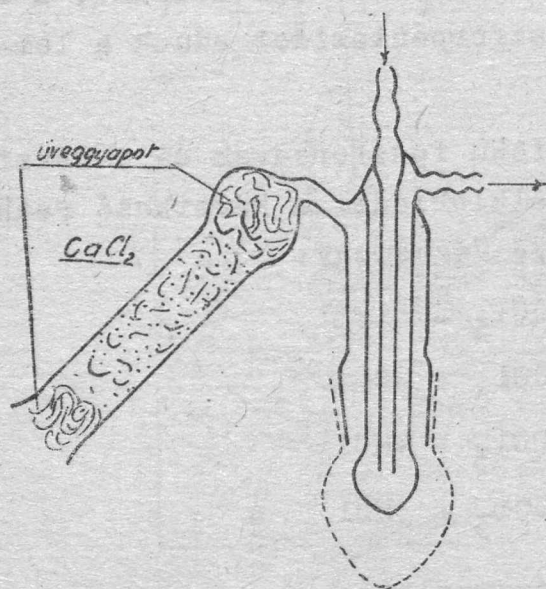
A hig foszforsav bekonzentrálására azért van szükség, mert a  $PCl_5$  reakciója vízzel rendkívül heves, és a reakciótermék pedig illékony. Hogy az illékony formában megjelenő foszfor inkorporálódásának veszélyét elkerüljük, rendkívül lényeges a manipulációs fülke használata. Ha a reakcióelegy  $P_2O_5$  tartalmát növeljük, a reakció sebessége nagyon lelassul.

A sztöchiometriai aránynak megfelelően bemért reakciókomponenseket intenzíven összekeverjük, oly módon, hogy két üveggyöngyöt juttatunk a lombikba és ezzel 10-15 percig rázzuk. Amikor meggyőződünk arról, hogy a foszforpentoxid és pentaklorid jól összekeveredett, a rázogatót abbahagyjuk.

Ezeknél a manipulációknál mindig a preparátum kezelő csipeszt használtuk a lombik megfogására.

A lombikot ezután Bunsenállványra szerelt fogóba fogjuk, és a dugóját visszacsepegő hűtővel cseréljük ki. /5. ábra/ A reakciókomponensek és a végtermék is erősen nedvszívó, ezért a használt készülékek a környezet levegőjével csak szűrőcső-

vön keresztül érintkeztek. A visszacsepegő hűtő behelyezése után a hűtővíz áramlását



megindítjuk, és a lombikot paraffin-fürdő segítségével melegítjük. A fürdő hőmérsékletét  $130\text{ }^{\circ}\text{C}$ -on tartottuk. A visszacsepegős forrást addig folytattuk, amíg a lombik egész tartalma, amely kezdetben a szilárd halmazállapotú  $\text{P}_2\text{O}_5$ -ből és  $\text{PCl}_5$ -ből állt, folyadékká alakult. Ekkor a visszacsepegő hűtés leállításával a paraffin-fürdőt eltávolítottuk a

5. ábra.

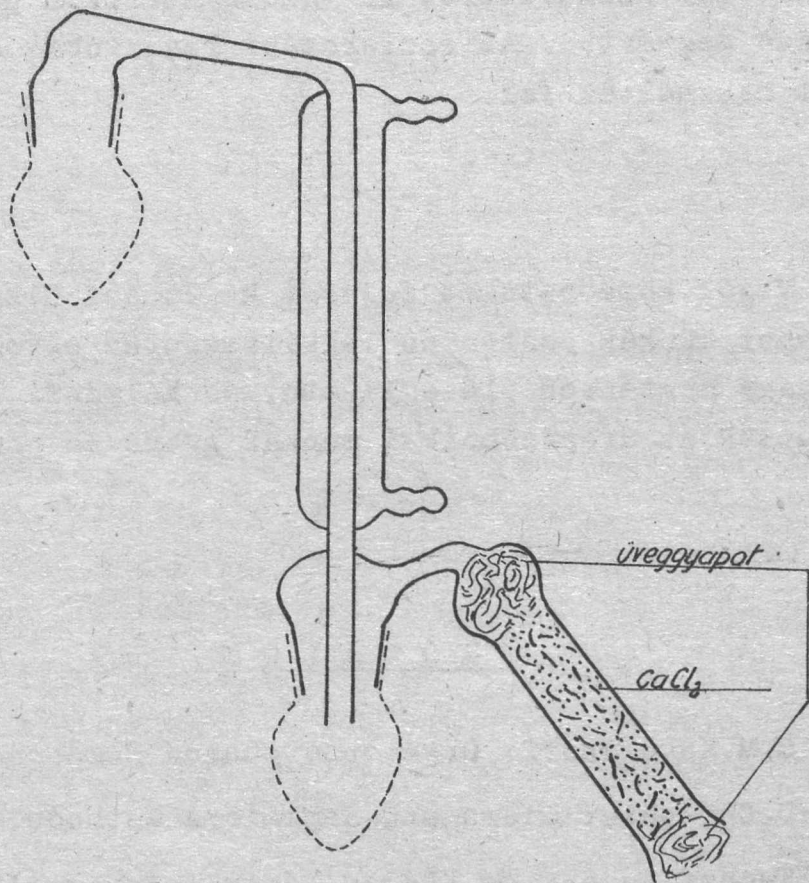
lombik alól, és a lombikot lehűtjük. Amikor a lombik kihűlt, a visszacsepegő hűtőt desztilláló feltéttel cseréltük ki. A foszforral erősen szennyezett visszacsepegő hűtőt pedig ekkor egy, az elsőhöz teljesen hasonló üres lombikba helyezzük.

A desztilláló készülék /6. ábra/ összeszerelése után a lombik alatt a fűtést megindítjuk. Fűtésre újra paraffin-fürdőt használunk, és a lombik tartalmát teljesen átdestilláljuk. A fürdő hőmérsékletét ekkor sem emeltük  $130\text{ }^{\circ}\text{C}$  fölé.

Az összes edényeket a rádióaktív anyagokkal való munkára történő felhasználás előtt inaktív modellkísérletben kipróbáltuk, és a lehetőséghez képest foszforral telítettük. Ennek ellenére azt tapasztaltuk, hogy az első lombikban, ahol a beparlást és a refluxos forrást végeztük, a desztilláció befejezése után, bár visszamaradt anyag szemmel nem látható, a lombikban tekintélyes aktivitás marad vissza. Ennek az aktivitásnak a kinyerésére tapasztalatunk szerint a legeredményesebb eljárás az volt, hogy megismételtük a  $\text{POCl}_3$  előállítását. Tehát a desztilláció befejezése után a lombikot eltávolítottuk és a rendszert egy üres lombikkal lezártuk. Az eltávolított lombikba ezután a sztöchiometriai aránynak megfelelő  $\text{P}_2\text{O}_5$  és  $\text{PCl}_5$  mennyiséget bemértük és a fentiekkel teljesen analóg módon a 1543/G.



$\text{POCl}_3$  előállítását megismételtük. Ezzel a visszacsepegő hűtőn, a lombik és a desztilláló berendezés falán tapadt aktív foszfor nagy részét inaktív foszforral cseréltük ki. Az így kapott  $\text{POCl}_3$ -ot hozzádesztilláltuk a szedőlombikban lévő foszforoxi-kloridhez. Ezután a szedőlombikburát eltávolítottuk és a kapott  $\text{POCl}_3$  súlyát megmértük. A kapott végtermék súlya maximum 500 mg körül volt.



6. ábra.

Az edények csiszolatait minimális mennyiségű foszfor-savval kentük. A munkát rendkívüli mértékben kockázatosá tette több esetben a csiszolatok beragadása. A beragadt csiszolának csipesszel, vagy fogóval való szétbontása pedig rendkívül kényes feladat aktív anyag esetén. A könnyebb szerelhetőség elérésére és a beragadással járó nehézségek csökkentésére tervbe vettük az edények és a berendezések gömbcsiszolattal való ellátását. Normál gömbcsiszolatok előállítására osztályunk üvegtechnikai műhelyében most folynak kísérletek.

### A késztermék fajlagos aktivitásának meghatározása

Az előállított  $\text{POCl}_3$  fajlagos aktivitását úgy határoztuk meg, hogy lemért sulyu, egyik végén leforrasztott, kb. 1 mm átmérőjű, vékonyfalú kapillárisba felszivattunk egy részt, a kapillárist leforrasztottuk, és a bezárt  $\text{POCl}_3$  sulyát lemértük. A kapillárist hig NaOH oldatban összetörtük, és az oldatot mérőlombikban ismert térfogatra feltöltöttük. Az így kapott oldat egy milliliterét Al tálcán szárazra pároltuk és az aktivitást megmértük. Az észterezési reakcióban az így kapott  $\text{POCl}_3$ -at használtuk fel.

- . -

Végül köszönetemet fejezem ki Juhász Gizellának, aki a laboránsi munkák pontos és lelkiismeretes elvégzésével a munkát nagy mértékben elősegítette, és Kálmánfi Elemér üvegtechnikusnak az üvegtechnikai munkák gyors és pontos elvégzéséért.

### I R O D A L O M

- (1) G.M.Kosalapoff: Organophosphorus Compounds.
- (2) D.Cheronis: Micro and Semimicro Methods.
- (3) Tchet Egonné és Vödrös Dániel: Az izotóplaboratórium felszerelése. KFKI Közlemények, 3.évf. 2.szám.

- . -

Erkezett 1955. szeptember 1.

A RADIOLÓGIAI OSZTALY KÖZLEMÉNYE  
OSZTÁLYVEZETŐ: BOZÓKI LÁSZLÓ

Szcintillációs alfa-számláló

I.

Irta: Lukovics Albert

Szcintillációs számlálókat sugárzások vizsgálatára igen gyakran és egyre növekvő mértékben alkalmazzák. A Radiológiai Osztályon folyó munkálatoknál is célszerű volt ilyen típusú számlálási módszer bevezetése. Vizsgálatokat végeztünk cink-szulfid típusú foszforokkal egy szcintillációs alfa-számláló építésével kapcsolatban. Első feladatként kiválasztottuk a megfelelő foszfort és egy módszert dolgoztunk ki a foszfor egyenletes rétegének felvitelére egy meghatározott felületre. A cikk ezen problémákkal foglalkozik. A készülék leírását egy későbbi közleményben tárgyaljuk.

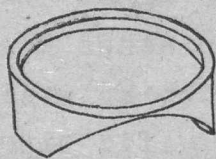
Szcintillációs alfa-foszforoként leginkább ezüsttel vagy rézzel aktivált cinkszulfidot használnak  $10-25 \text{ mg/cm}^2$  vastagságban. Mivel cinkszulfidból egy-kristályt nagyon nehéz készíteni, ezért por alakjában használják. A legmegfelelőbb kristályátmérő  $10 \mu$ . Egyéb használatos foszforok is cinkszulfid típusok. Jellemző adatuk ezen foszforoknak, hogy utánvilágítási idejük az egyéb szcintillációs foszforokhoz képest hosszú:  $10^{-4} - 10^{-5}$  sec. Az emissziós szinképtartományuk jól egyezik az RCA 931A illetve 1P21 antimon-cézium fotokatódos multipliererek érzékenységi sávjával [1,2,].

Alfa-számláló készítéséhez alkalmas fluoreszkáló porokat a Híradástechnikai Kutató Intézetből szereztünk be. 10 különböző,  $10^{-4} - 10^{-5}$  sec. utánvilágítási idejű foszformintát kaptunk és ezekkel végeztük méréseinket.

Legnagyobb nehézséget az egyenletes rétegvastagságú foszforminták elkészítése okozta. Egyenletes foszforréteget

különböző módszerekkel lehet készíteni. Legegyszerűbben úgy készíthetünk, hogy a multiplier falára szórjuk a kiválasztott foszforport tetszőleges rétegvastagságban és az így kapott réteget alkoholban feloldott sellakkal tartósítjuk [3]. Ezt a módszert mi is kipróbáltuk és alkalmaztuk kvalitatív vizsgálatainknál. Előnye, hogy egyszerű, hátránya, hogy a rétegvastagság nem egyenletes és nem mérhető.

Egy másik módszer szerint [4] diklóretilénben oldott plexire, mely egy üveglapra lett kiöntve, porlasztóval viszik fel a foszfort. Az így készített foszforos plexifilm az üvegről vízzel lehet eltávolítani. Majd ezt a foszforos plexi-réteget tetszőleges felületre lehet préselni, úgy, hogy a foszfor a plexifilm belső oldalára essék. Ezt a módszert présgép hiányában nem alkalmazhattuk. Egy harmadik módszernél [5] benzolban oldott gumicementet összekevernek megfelelő foszforporral és az így kapott pasztát tetszőleges rétegvastagságban viszik fel egy celluloid lemezre. Lényegében az utolsó módszer szerint készítettük mi is a vizsgálandó mintákat. A foszfortartó plexi-henger, amelynek egyik vége a multiplierhez illeszkedik, a másik oldala egy lapos csészealakú tartály, esztergályozással és gondos polírozással készült /1. ábra/.



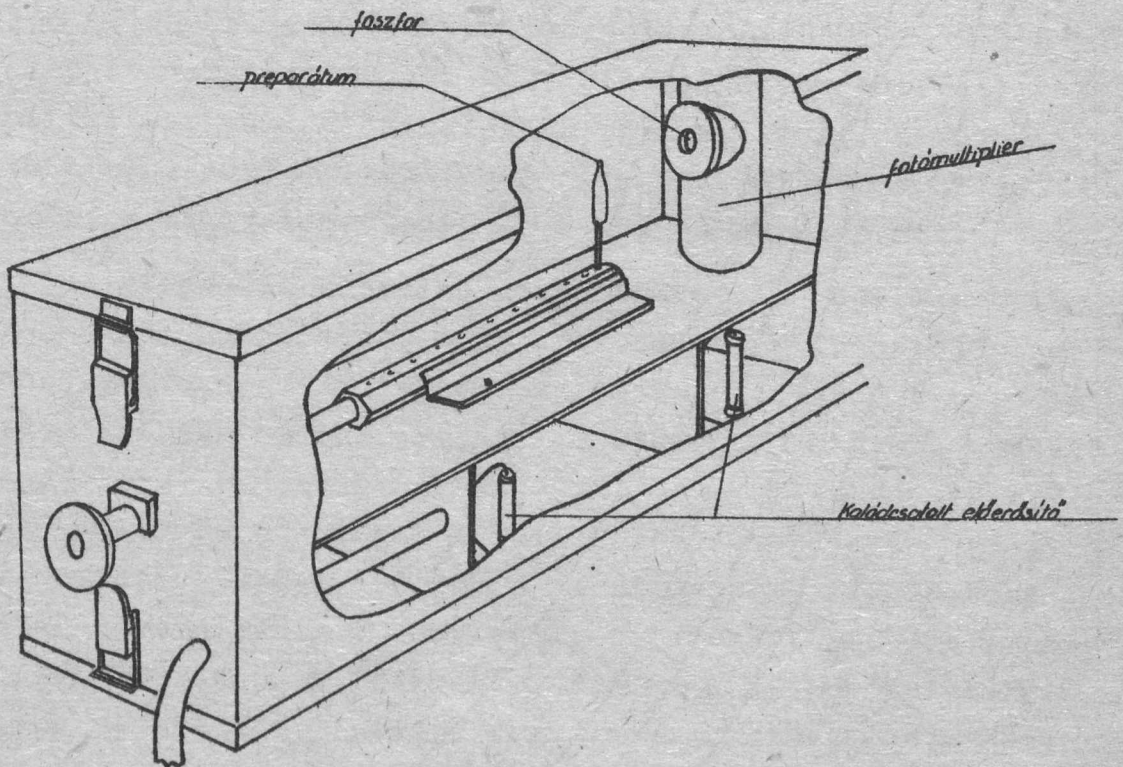
Az így kapott foszfortartóba mértük be a megfelelő mennyiségű foszfort és az oldószerrel 1:6 arányban. /Az oldószerrel is a Híradástechnikai Kutató Intézetből szereztük be./ Bemérés után gondos keveréssel egy szuszpenzió képződött.

1. ábra.

Miután ebből az oldószer elpárolgott, a foszfor - a foszfortartó széleitől eltekintve - egyenletes és tartós rétegben tapadt a foszfortartóhoz. A foszfortartó széleinél előállott egyenetlenség a kapillaritás miatt lépett fel. A mérésnél ez az egyenetlenség messzemenően kiküszöbölődött. A 22 mm átmérőjű felületről ugyanis csak 6 mm átmérőjű részt használtunk ki, és a kihasznált résznél jóval nagyobb területen az egyenletesség, amely a keveréskor fennállt, a száradás alatt sem változott. Így a bemért rétegvastagságok pontosnak tekinthetők.

Az így elkészült foszfortartót azután egy multiplier árnyékoló serlegbe helyeztük a multiplierrel együtt. A foszforok könnyen cserélhetők voltak, mert egy csavarmentes, blende-ként is szereplő rézlemez eltávolításával a foszfortartó kiemelhető volt. Ugyanez a rézlemez szorította a foszfortartót a multiplier falához.

A multipliert a foszforral és a preparátummal együtt egy fénymentes dobozba helyeztük. A preparátum és a foszfor közötti távolság a dobozon kívül tetszőlegesen változtatható volt /2. ábra/.

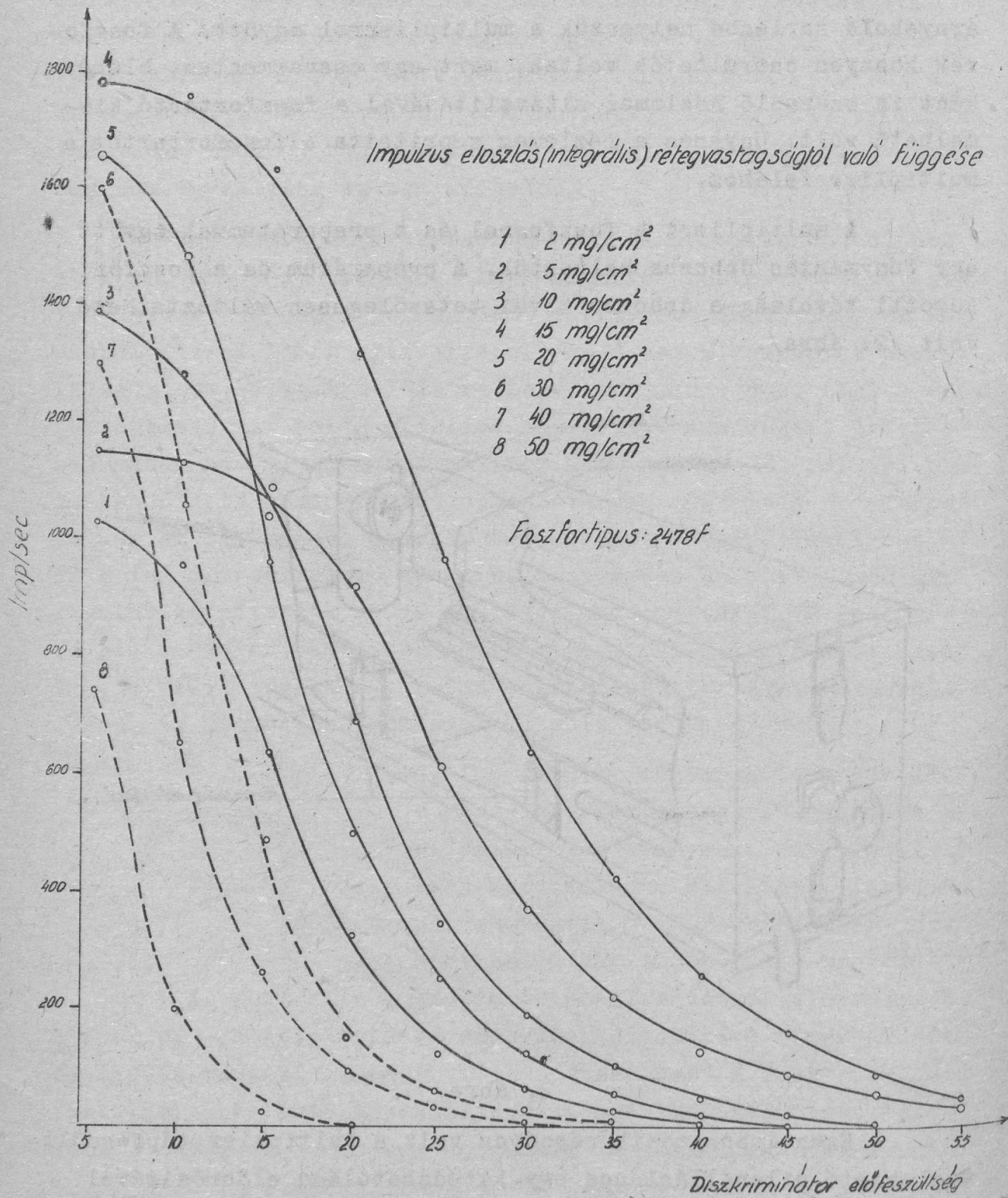


2. ábra.

Ezen doboz másik részében volt a multiplier tápfeszültségleosztó ellenálláslánca egy katódcsatlakozású előerősítővel.

A méréseket RCA 1P21 fotomultiplierrel és polonium alfa-preparátummal végeztük.

A mérés menete abból állt, hogy a kvalitatív vizsgálat alapján legjobbnak talált foszfor mintából 8 különböző réteg-1543/G.



3. ábra.

vastagságu mintát készítettünk /2-5-10-15-20-30-40-50 mg/cm<sup>2</sup>/.  
Mérési eredmények a 3. ábrán láthatók. /L. 546. oldalon./

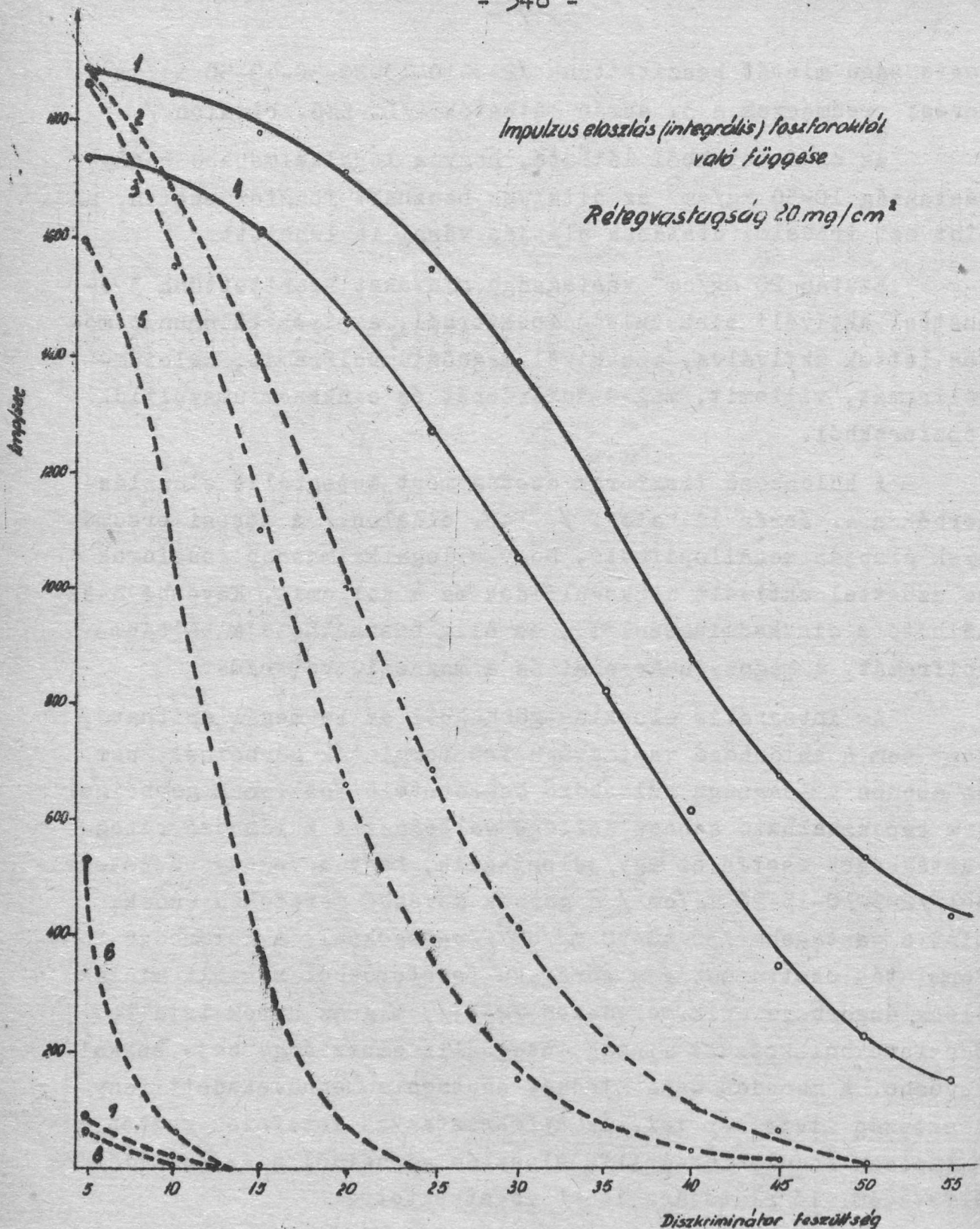
Az eredményekből látható, hogy a legalkalmasabb réteg-  
vastagság 10-30 mg/cm<sup>2</sup> az általunk használt foszfor esetén, am-  
mint ezt irodalmi utalások alapján várni is lehetett.

Ezután 20 mg/cm<sup>2</sup> vastagságu mintákat készítettünk 3 e-  
züsttel aktivált cinkszulfid foszforból, amelyek különböző mó-  
don lettek aktiválva, ezenkívül magnéziumvolframát, kalcium-  
volframát, villemit, magnéziumarzenát és cinkkadmiumsulfid  
foszforokból.

A különböző foszforok esetén mért integrális eloszlás-  
görbék a 4. ábrán láthatók. /. 548. oldalon./ A mérési eredmé-  
nyek alapján megállapítható, hogy a legalkalmasabb foszforok  
az ezüsttel aktivált cinkszulfidok és a villemit. Kevésbé hasz-  
nálható a cinkkadmiumsulfid, és alig használható a kalcium-  
volframát, a magnéziumarzenát és a magnéziumvolframát.

Az integrális eloszlás-görbékől az is megállapítható,  
hogy sem a különböző vastagságu foszforminták görbéinél, sem  
az azonos vastagságu különböző összetételű foszforok görbéinél  
nem tapasztalható azonos jellegű változás. A különböző réteg-  
vastagságok esetén ez úgy jelentkezik, hogy a vékonyabb rétegek-  
nél /2-5-10-15-20 mg/cm<sup>2</sup>/ a görbék kevésbé meredeken esnek,  
mint a vastagabb /30-40-50 mg/cm<sup>2</sup>/ rétegeknél. A különböző fosz-  
forminták esetén pedig a poralaku foszforokból készült minták  
eloszlásgörbéje esik meredeken /2-3,/, míg az aprókristályos  
foszforokból készült minták integrális eloszlásgörbéje sokkal  
kevésbé. A meredek esés mindkét esetben a megnövekedett fény-  
veszteség miatt lép fel. Az aprókristályos foszforok esetében  
a laposan induló integrális eloszlás görbéiből a szcintillációs  
alfa-számláló plátójára lehet következtetni.

A mérések alapján megállapítottuk a különböző világító  
porok hatásosságát összetétel és vastagság függvényében. A  
számláló sajátságait, a plátó kimérést, és az alfa-részecskék  
energiamérésére vonatkozó megfontolásokat egy későbbi közlemény  
tárgyalja.



4. ábra.

Impulzuseloszlás foszforoktól való függése:

Integr. eloszl. görbe	Foszfor megn.	Gyárt. szám	Átl. átmérő
1.	ZnS /Ag/	2478f	10 u
2.	ZnS /Ag/	2440f	por, kb. 0,5 u
3.	villemit	2478d	8 u
4.	ZnS /Ag/	2442e	por, 0,5 u-nál kisebb
5.	ZnCdS /Ag/	2477d	0,5 u
6.	CaWO <sub>4</sub>	2503j	1,5 u
7.	magnéziumarzenát	2495i	3 u
8.	magnéziumwolframát	2496b	por, 0,5 u-nál kisebb



Ezuttal mondok köszönetet Haiman Ottónak munkám támogatásáért és a Híradástechnikai Kutató Intézetben Szabó Jánosnak, aki a foszforekat rendelkezésemre bocsátotta és a foszforokról tájékoztatott.

I R O D A L O M

- [1] I.B.Birks: Scintillation Counters, Pergamon Press LTD  
1953, 50-52 old.
- [2] S.C.Curran: Luminescence and the Scintillation Counter,  
Butterworths Scientific Publications 1953,  
131-132 old.
- [3] R.Sherr: Rev.Sci. Instr. 18, 767 old. /1937/.
- [4] I.D.Graves: Nucleonics, V 10, No. 12, 68 old. /1952./
- [5] Lawrence: Rev.Sci.Instr. 20, 549 old. /1949/.

- . -

Érkezett 1955. szeptember 1.

A RADIOLÓGIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

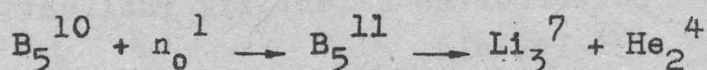
OSZTÁLYVEZETŐ: BOZÓKI LÁSZLÓ

Bortrifluorid töltésű lassu neutron számlálók

Irta: Orient Ottó

1. BEVEZETÉS

Termikus neutronok regisztrálására felhasználható a következő exoter magreakció:



A magreakciónál vagy 2,3 MeV vagy 2,78 MeV energia szabadul fel, mint a keletkező  $Li_3^7$  és alfa mag kinetikus energiája. Az első esetben az  $Li_3^7$  mag gerjesztett állapotban marad vissza és a 0,48 MeV energia többletet gamma emisszióval kisugározza. A két mag teljes hatótávolságán mintegy 70000-80000 ionpárt létesít. A reakció hatáskeresztmetszete a neutron energia széles tartományában az  $\frac{1}{v}$  törvény szerint változik. Értéke 1 eV energiánál kb.  $100 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ , 0,015 eV-nál  $708 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ .

A neutron számlálócsöveket többnyire gáz halmazállapotú bór vegyülettel töltik meg, gyakran  $BF_3$  gázzal. Vagy a természetes bór izotóp keveréket használják /18,8%  $B_5^{10}$ /, vagy a  $B_5^{10}$  izotópban dúsított bórt. Dúsított  $B_5^{10}$  izotóp használatával a neutron számláló érzékenysége a természetes keverék ötszörösré növelhető. A számlálót célszerű minél nagyobb nyomásra tölteni az érzékenység megnövelésére.

A  $BF_3$  gáz a kioltó gázok közé tartozik, ezért a bórtrifluoriddal töltött számlálók vagy mint önkioltó számlálók, vagy mint proporcionális számlálók jól használhatók. Proporcionális tartományban a gázfelerősítés a számlálóra adott feszültség növelésével aránylag lassan nő, és ezer feletti gázfelerősítési együttható értéknél is stabil a számláló működése.

Mérések és vizsgálatok alkalmával a legtöbb esetben a neutron sugárzás intenzív gamma sugárzással együtt fordul elő. Ezért a  $\text{BF}_3$  számlálót proporcionális tartományban működtetik. A gamma sugárzás a számláló falából elektronokat vált ki. A neutron sugárzásból keletkezett alfa részecskék kb. két-három nagyságrenddel nagyobb kezdeti ionizációt létesítenek, mint a gamma sugárzásból származó elektronok, ezért a neutron sugárzásból származó impulzusok jóval nagyobbak, mint a gamma sugárzásból keletkezettek. A kétféle sugárzásból származó impulzusok megfelelő elektronikus impulzusamplitúdó-diszkriminátorral szétválaszthatók.

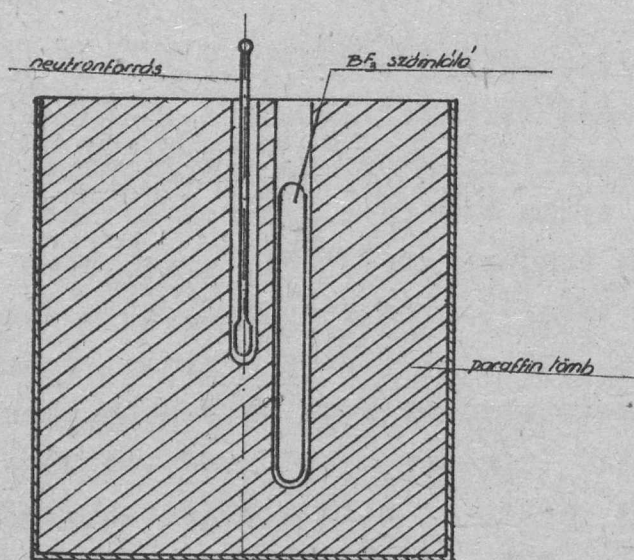
Ha a  $\text{BF}_3$  gáz elektronegatív szennyeződést nem tartalmaz, a neutronszámláló számlálási karakterisztikájának aránylag széles plátója van /proporcionális plátó/. Ez azt jelenti, hogy a regisztrált impulzusok száma bizonyos határok között alig függ a legfontosabb három segédparamétertől, a cső üzemi feszültségétől, az erősítő erősítési tényezőjétől és a diszkriminátor beállításától. Ennek az az oka, hogy a gamma sugárzásból származó maximális háttér-impulzusok jóval kisebbek, mint a neutronsugárzásból származó impulzusok túlnyomó többsége [1]. Elektronegatív szennyezés esetén az alfa impulzusok csökkennek és ha a szennyezés mértéke nagy, az alfa részecskék által keltett impulzusok szinképe nem választható el a béta részecskék által keltett impulzusok szinképétől, vagyis a proporcionális plátó elromlik.

Tapasztalatok szerint a  $\text{BF}_3$  gázzal töltött számlálók igen érzékenyen reagálnak az elektronegatív szennyeződésekre. Ezek /főleg  $\text{SiF}_4$ , HF,  $\text{H}_2\text{O}$ / a  $\text{BF}_3$  gáz előállításánál keletkeznek az előállítás módjától függően kisebb, nagyobb mennyiségben. Ezért az irodalemben aránylag bonyolult és hosszantartó töltési módszer szokásos az elektronegatív szennyeződések eltávolítására [2]. Az irodalom szerint [3] a szennyeződés miatt atmoszféra körüli nyomásra megtöltött csövek működési sajátosságai gyorsan romlanak.

A következőkben ismertetjük az osztályunkon készített lassu neutron számláló csövek elkészítésének módját és a mérésekkel kapcsolatosan szerzett tapasztalatekat.

## 2. LASSU NEUTRONOK ELŐÁLLÍTÁSA

A neutron számlálók működésére természetes neutronforrást használtunk. A neutronforrás Ra-Be készítmény, amelynek rádiumtartalma 1,2 mg. (A neutronforrás Imre Lajos professzor tanszékén készült.) A forrásból tulnyomórészt kb. 4-5 MeV energiájú gyors neutronok lépnek ki. A lelassítás paraffinnal történik. A lelassító tömb hengeres alakú; magassága kb. 22 cm, átmérője kb. 24 cm. A tömb közepén foglal helyet a neutronforrás. /1. ábra/.



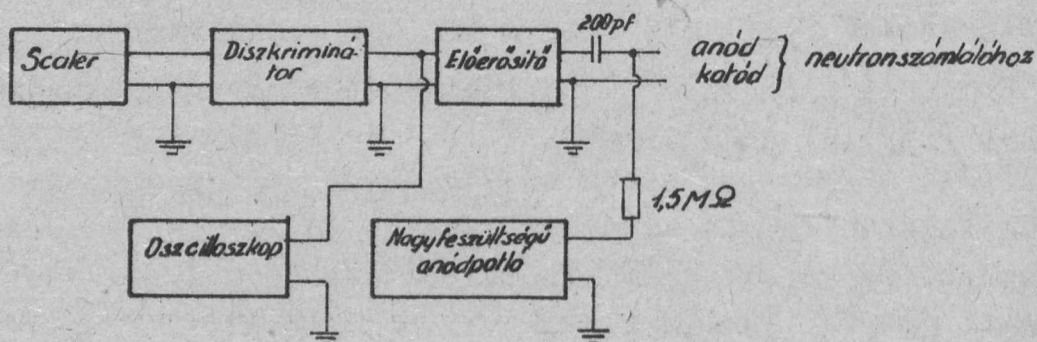
1. ábra.

bloksémáját a 2.sz. rajz szemlélteti.

A mérendő neutron számlálócső részére körkeresztmetszetű lyuk van furva a tömbbe. A cső részére furt hengeres lyuk tengelyének távolsága a paraffin henger tengelyétől kb. 1,5 cm. Mérések alapján ebben a távolságban legnagyobb a lassu neutron fluxus.

## 3. A MÉRŐKÉSZÜLÉK

A mérőkészülék



2. ábra.

A számlálócső munkaellenállásán /1,5 MOhm/ kapott jelek erősítését előerősítő végzi. Az előerősítő után van kapcsolva a jelválogató diszkriminátor. A diszkriminátorról 1000-es leosztású scaler-re mennek a jelek. A számlálócső által szolgáltatott jelforma az előerősítő kimenetéhez kapcsolt oszcilloszkópon látható. A beállított nagyfeszültség 1000 V és 3000 V között folyamatosan szabályozható és műszer segítségével állandóan ellenőrizhető. Az erősítő erősítése 10 lépésben szabályozható, 50 és 500 között. A mérések folyamán csak a 150 és 200-szoros erősítést használtuk.

Az erősítő 500 Kc/sec frekvenciáig egyenletesen viszi át.

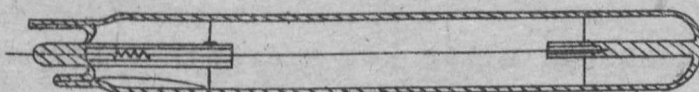
A diszkriminátor főbb adatai a következők: küszöb 5 V és 55 V között állítható, a diszkriminációs bizonytalanság kisebb, mint 150 mV, felbontóképesség  $3 \cdot 10^5$  periódikus jel másodpercenként, a kijövő jel időtartama kb. 3  $\mu$ sec és amplitúdója 0-20 V-ig folyamatosan szabályozható.

Az előerősítőt és diszkriminátort a Radiológiai Osztály elektronikus csoportja Ember György tervei szerint készítette.

#### 4. A SZÁMLÁLÓCSŐ KONSTRUKCIÓJA

A neutronszámláló elkészítésénél lényeges szempont volt az, hogy a csövek lehetőleg alacsony feszültségen működjenek. Ezért kísérleteket végeztünk kétféle szálvastagságú csövekkel. Összehasonlítva a működési sajátságokat, a kisebb szálvastagságú, alacsonyabb feszültségen működő csövek tulajdonságai is megfelelőnek bizonyultak. /Lásd "Mérési eredmények" című részt./

A számlálócső konstrukcióját csőtengely irányú metszetben a 3. sz. ábra szemlélteti.



3. ábra.

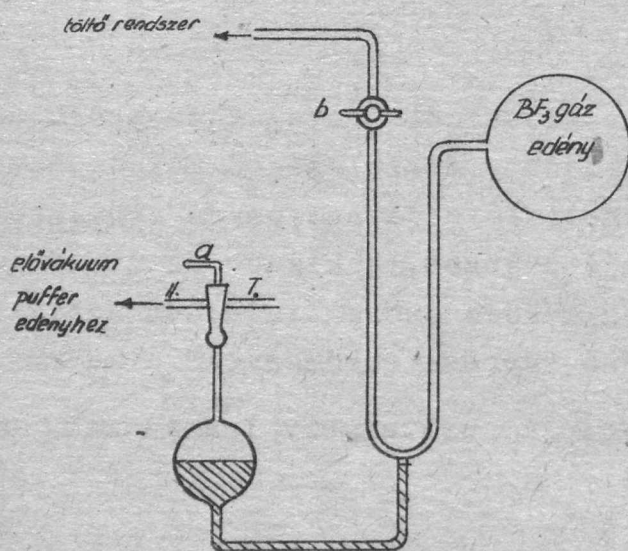
A katód henger hajlitott, 0,1 mm vastag vörösréz fólia. Átmérője 15 mm. A csövek kétféle szálvastagsággal készültek /0,1 és 0,033 mm/. A wolfram anódot ugyancsak wolframból készített rugó feszíti. Az anódszál érzékeny részének hossza 80 mm. A csövek üveganyaga jénai normálüveg, mert ez az üvegfajta nem tartalmaz bórt.

### 5. VAKUUMSZIVATTYU, TÖLTŐBERENDEZÉS

Az első töltéseket a meglévő, normál számlálócsövek töltésére alkalmas vakuumszivattyun végeztük [4]. Ezeknél a töltéseknél a következő tapasztalatokat szürtük le. Az általunk használt szilikon csapzsirt a  $\text{BF}_3$  gáz megtámadja, ezért áttértünk az apiezon M csapzsir /kőolajfrakció/ használatára. A tapasztalatok szerint ez a csapzsir jól alkalmazható  $\text{BF}_3$  gáz töltéseknél [2].

A  $\text{BF}_3$  gáz szennyeződéstől mentes tárolása céljából a gázt tartalmazó edényt higanyzárral láttuk el.

A higanyzár rajza a 4.sz. ábrán látható.



4. ábra.

A higanyzár működése a következő: A higanyos edény az a jelzésű T-csap I-es állásában a levegővel, II-es állásában az elővákuum pufferedénnyel érintkezik. / A T-csap dugója egyfuratu. / Alapállapotban a T-csap az I.-es állásban van. Töltés esetén a b csapot elzárjuk és a T-csapot elforgatva óvatosan a II-es állásba állítjuk. Ekkor

a szivás következtében a zár két szárában a higanynivó süllyed és a  $\text{BF}_3$  gáz a b csapnál levő szárba áramlik át. A b csap nyitásával lehet a  $\text{BF}_3$  gázt a rendszerbe adagolni.

Tapasztalatok szerint a leszívott  $\text{BF}_3$  gáz a rotációs szivattyuban levő olajat megtámadja és azzal sűrű kenőcsös anyagot képez. Ez azt eredményezi, hogy minden egyes töltés után leszíváskor a rotációs szivattyu "beragad". Ilyenkor a szivattyu kitisztítása a legnagyobb nehézségekbe ütközik, mivel szétszedés nélkül a ragacsos képződmény nem mosható ki a lapátok közül.

A  $\text{BF}_3$  gáz szivattyuba jutását a következő módon akadályoztuk meg. A  $\text{BF}_3$  gáz anilinnal  $/\text{C}_6\text{H}_5\text{NH}_2/$  kémiailag igen hevesen reagál és a reakció termék szilárd anyag. Az anilin folyadék gőztenziója  $0\text{ }^\circ\text{C}$  körül kisebb, mint  $0,1\text{ Hgmm}$ . Jéggel hűtött anilinen vezettük át a leszívandó  $\text{BF}_3$  gázt. Az anilint tartalmazó edényt közvetlenül az elővakuum szivattyu után csatoltuk. Ezzel elértük, hogy a rotációs szivattyuba nem jutott be  $\text{BF}_3$  gáz.

## 6. A CSÖVEK VAKUUMTECHNIKAI KEZELÉSE

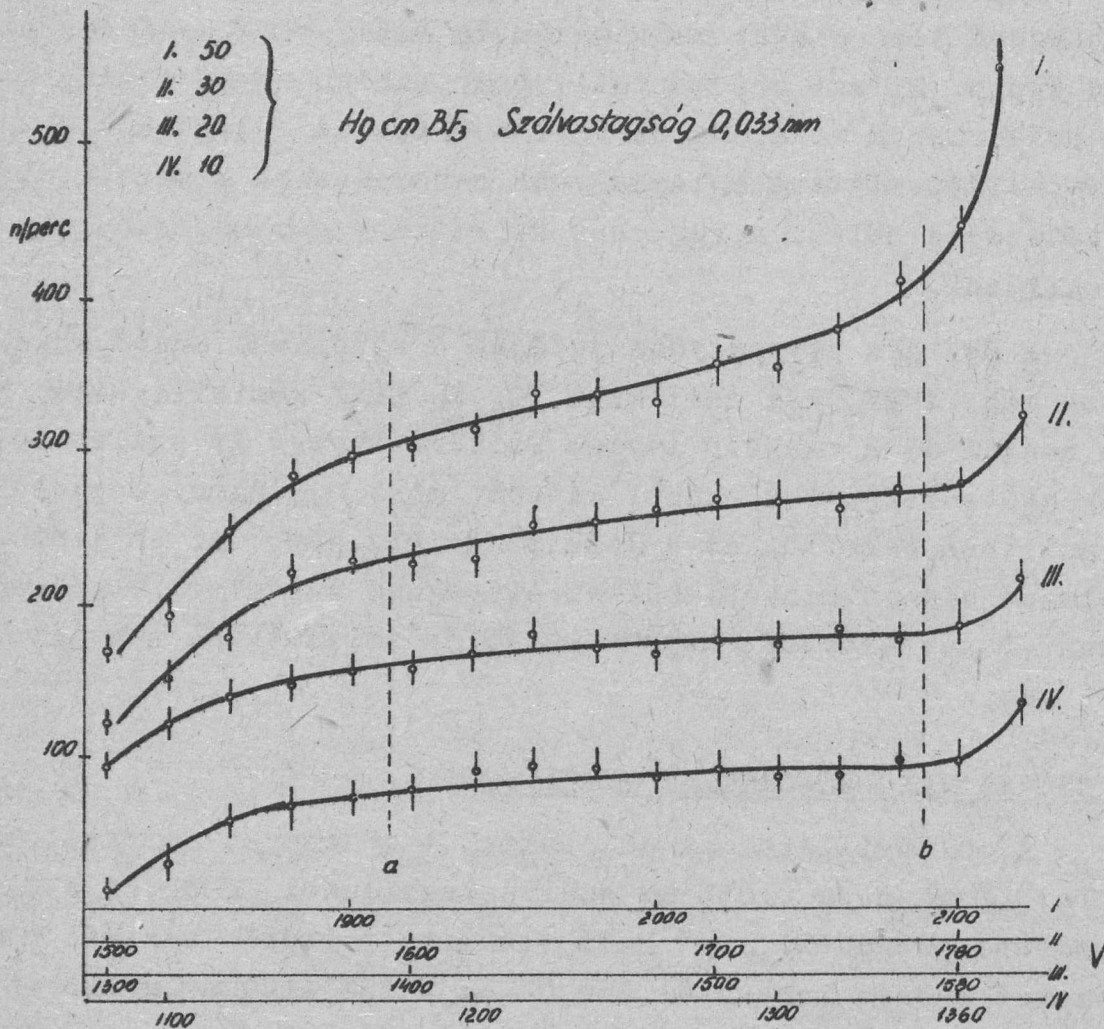
A töltővillára egy alkalommal 4 db csövet forrasztottunk fel, 2 db-ot a  $0,033\text{ mm}$  szálvastagságuból, 2 db-ot a  $0,1\text{ mm}$  szálvastagságuból.  $10^{-5}\text{ Hgmm}$  vakuumra történő leszívás után a csöveket 3 órán keresztül  $350\text{ }^\circ\text{C}$ -on kifűtöttük az adszorbeált vízgőz és egyéb szennyezések eltávolítására. Kifűtés után a szobahőmérsékletre lehűlt csöveket megtöltöttük  $\text{BF}_3$  gázzal. A  $\text{BF}_3$  gáz előállításának leírása megtalálható a KFKI Közleményekben, Vizsolyi Endre cikkében [5].

A neutronszámláló vizsgálatokra 4 sorozat számlálócsovet töltöttünk meg. Ezekben a csövekben a  $\text{BF}_3$  gáz nyomása 10, 20, 30, 50 Hgcm volt.

## 7. MÉRÉSI EREDMÉNYEK

Méréseket végeztünk a lassu neutron számlálócsovek működési sajátosságaira /elsősorban a proporcionális plátóra/ jellemző adatok meghatározására.

Az 5a illetve 5b ábrán láthatók a  $0,033\text{ mm}$  és a  $0,1\text{ mm}$  szálvastagságú csövek proporcionális plátói. A nyomás értékek mindkét szálvastagságnál rendre 10, 20, 30 és 50 Hgcm. Ezeknél a méréseknél az erősítés állandóan 200-szoros volt és a diszkriminátor állandóan 5 V küszöb feszültségre volt állítva.

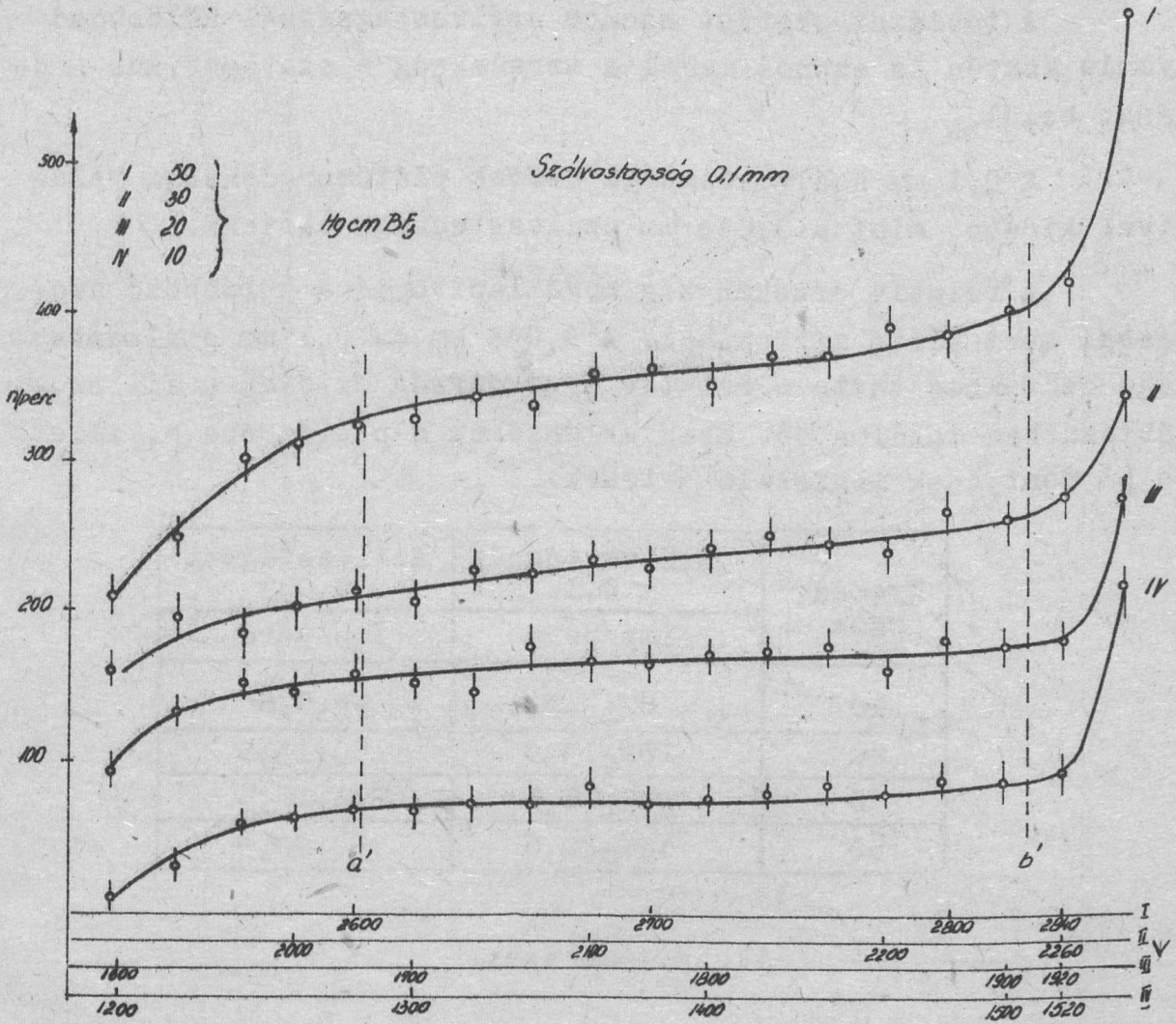


5/a. ábra.

Mindkét ábrán az egyes görbékhez tartozó abszcissza tengelyek kezdőpontjait úgy választottuk meg, hogy az egyes plátók könnyebb összehasonlítás céljából egymás alá kerüljenek.

A grafikonok szerint azonos szálvastagság esetén a plátóhosszak egyformák, de a vastagabb szálú /0,1 mm/ csövek plátói hosszabbak, mint a vékonyabb szálú csöveké. A 0,033 mm szálvastagságú csövek működési feszültsége viszont jóval alacsonyabb, mint a 0,1 mm szálvastagságú csöveké.





5/b. ábra.

A 0,033 mm szálvastagságú csövek plátómeredeksége az I.sz. táblázatban található. A plátómeredekség a grafikonon bejelölt a b szakasznak megfelelő plátóhosszra van számítva, amely 175 V. Az I.sz. táblázat a 0,1 mm szálvastagságú csövek plátó meredekségét is tartalmazza. Ebben az esetben a plátóhossz /a' b' szakasz/ 225 V.

Nyomás Hgc m	Szálvastagság 0,1	Szálvastagság 0,033
	Meredekség %/V	Meredekség %/V
10	0,101	0,140
20	0,110	0,126
30	0,097	0,120
50	0,114	0,126

A táblázat szerint azonos szálvastagságnál különböző nyomás esetén is azonos marad a meredekség a statisztikus szóráson belül.

A 0,1 mm szálvastagságú csövek plátómeredeksége valamivel kisebb, mint a 0,033 mm szálvastagságú csöveké.

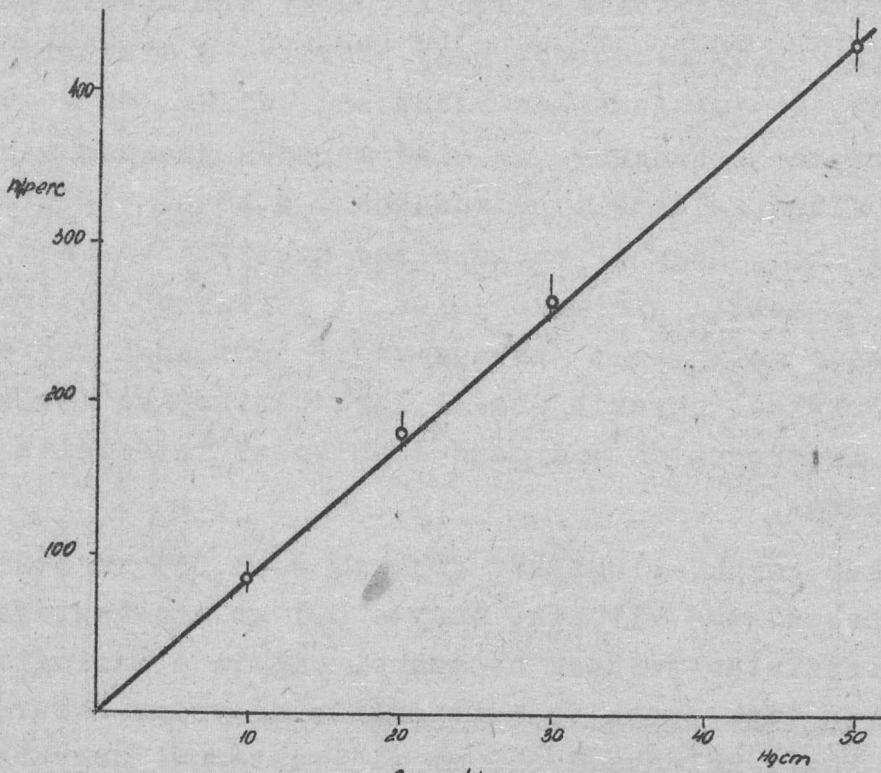
A relatív érzékenység megállapítható a különböző nyomással mért plátó mérésekből. A 0,033 mm és 0,1 mm szálvastagságú csövekhez tartozó relatív érzékenység értékek a II. sz. táblázatban találhatóak. Ezek az értékek a plátógörbe  $\underline{b}$ , illetve  $\underline{b}'$  pontjának megfelelő értékek.

Nyomás Hgcm	Szálvastagság 0,1	Szálvastagság 0,033
	imp/perc	imp/perc
10	87±9,3	93±9,6
20	182±13,5	180±13,5
30	270±16,4	273±16,5
50	424±20,6	430±20,8

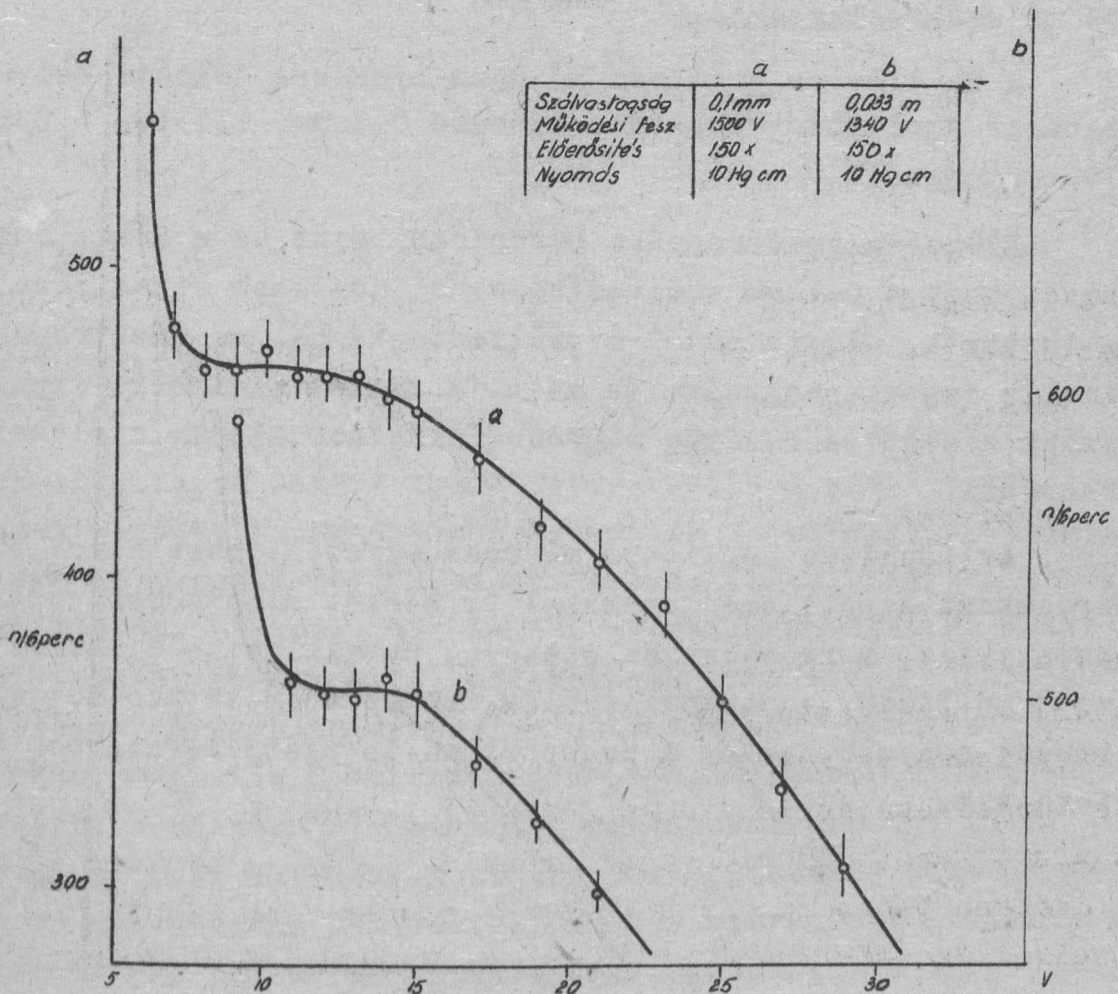
II.sz. táblázat.

Az értékek a mérési hibán belül megegyeznek a kétféle szálvastagságnál. Méréseink szerint a relatív érzékenység a nyomás lineáris függvénye. A 6.sz. ábrán a 0,1 mm szálvastagságú csövek relatív érzékenysége van ábrázolva a nyomás függvényében.

Méréseket végeztünk az integrális impulzusamplitudóelosztás vizsgálatára is. A mérések eredményeit a 7.sz. illetve a 8.sz. ábrák szemléltetik. A 7.a illetve 7.b görbe az integrális impulzus amplitudó eloszlást ábrázolja 0,1 mm, illetve 0,033 mm szálvastagságnál 10 Hgcm nyomás esetén. A grafikonok vízszintes tengelyére a diszkriminálási feszültség, függőleges tengelyére az impulzusszám van felmérve. Mivel az egy perc alatt kapott impulzusszám aránylag kevés, a statisztikus hiba csökkentésére az egyes mérések hat percesek. Ezeknél a méréseknél az előerősítő erősítése mindvégig 150-szeres volt.



6. sz. ábra



7. sz. ábra

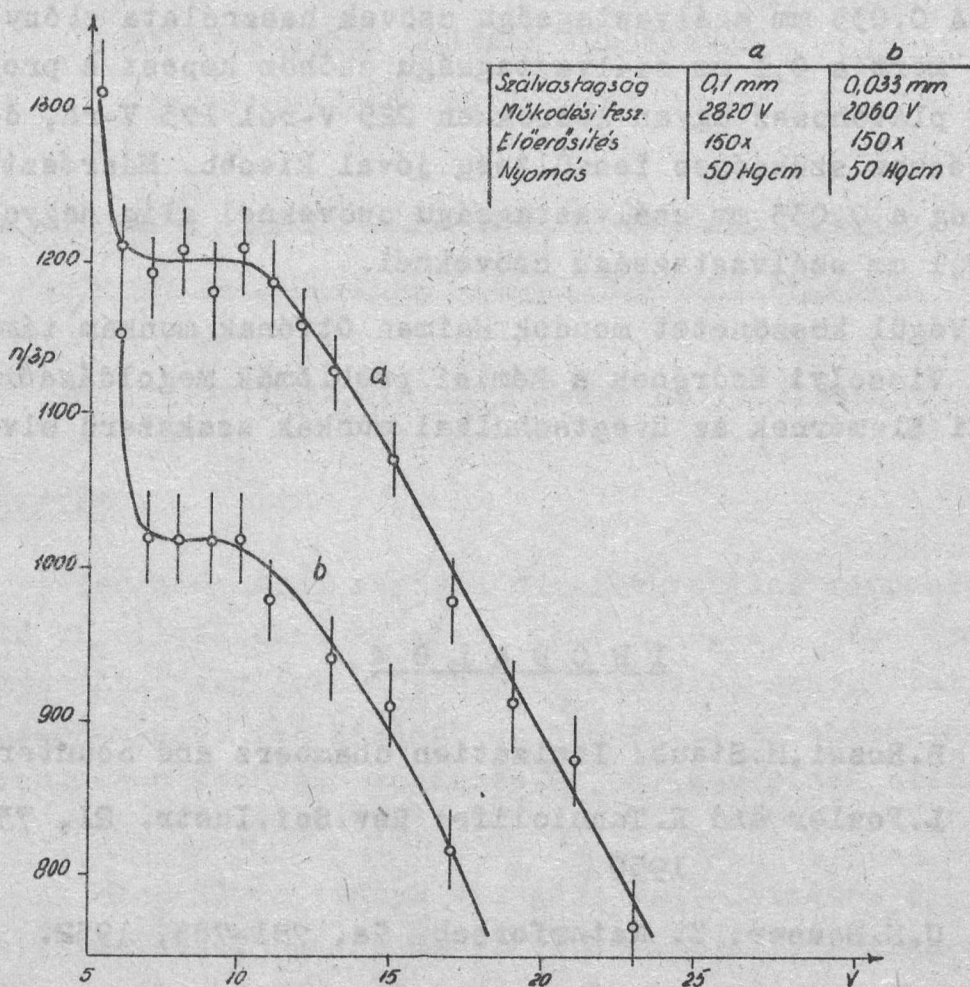
Mindkét grafikonban látható, hogy kis diszkriminációs feszültségnél az impulzusszám nagy. Növelve a diszkriminációs feszültséget, az impulzusszám rohamosan csökken és végül kialakul egy vízszintes szakasz. Az első meredek szakasz megfelel az elektronok által keltett impulzusoknak. A közel vízszintes szakasz azt jelenti, hogy ilyen impulzus amplitudóval nem fordulnak elő neutronoktól származó jelek. A legkisebb neutron-impulzusok nagysága az egyenes szakasz végső pontjának megfelelő amplitudó értékkel egyezik meg. A karakterisztika további része megfelel a neutronoktól származó impulzusok integrális amplitudó elosztásának.

A két karakterisztikát /0,1 mm és 0,033 mm szálvastagság/ összehasonlítva kitűnik, hogy a 0,1 mm szálvastagságú csöveknél a vízszintes szakasz hosszabb, vagyis a maximális nagyságú elektron-impulzusok és a minimális nagyságú alfarészecske-impulzusok közti különbség 0,1 mm szálvastagnál nagyobb, mint a 0,033 mm szálvastagságnál.

A 8a illetve b görbén 50 Hgcm nyomásra töltött csövek integrális amplitudó elosztása látható 0,1 mm, illetve 0,033 mm szálvastagságnál.

Ezeken a grafikonokon hasonlóan, mint ez a 7.sz. ábrán látható, hogy a 0,1 mm szálvastagsághoz hosszabb vízszintes szakasz tartozik, vagyis ennél a szálvastagságnál az elektronok maximális impulzusnagysága és az alfa részek minimális impulzusnagysága közötti különbség nagyobb, mint a 0,033 mm szálvastagságú csőnél.

Az impulzus amplitudó mérések egyezést mutatnak a plátóméréseknél kapott eredményekkel és ezeket az eredményeket megindokolják, mert abban az esetben, ha maximális elektron impulzus amplitudó és minimális alfa impulzus amplitudó közötti különbség nagyobb, akkor a proporcionális plátó is nagyobb és megfordítva.



8. ábra.

### ÖSSZEFOGLALÁS

Az előző részben leírt mérésekből a következő eredmények adódtak. A vázolt csőgeometria mellett készített és  $\text{BF}_3$  gázzal töltött lassu neutron számlálók jó számlálási sajátságokkal rendelkeznek, mert a proporcinális plátó aránylag hosszú és a plátómeredekség megfelelően alacsony értékű. Az irodalomban utalások vannak arra vonatkozóan, hogy mivel a  $\text{BF}_3$  gáz készítésével elkerülhetetlenül elektronegatív szennyeződés kerül a gázba, magasabb nyomásra töltve a számlálókat a működési sajátságok romlanak [3]. A mérési eredmények szerint 10 Hg cm nyomástól 50 Hgcm nyomásig a csövek proporcinális plátójának hossza és meredeksége nem változik. Ezek szerint az általunk előállított  $\text{BF}_3$  gázban az elektronegatív szennyezés igen kevés.

A 0,033 mm szálvastagságú csövek használata előnyösnek látszik, mert a 0,1 mm szálvastagságú csőhöz képest a proporcionális plátóhossz ugyan lecsökken 225 V-ról 175 V-ra, de a működtetéshez szükséges feszültség jóval kisebb. Másrészt a meredekség a 0,033 mm szálvastagságú csöveknél alig nagyobb, mint a 0,1 mm szálvastagságú csöveknél.

Végül köszönetet mondok Haiman Ottónak munkám támogatásáért, Vizsolyi Endrének a kémiai problémák megoldásáért és Kálmánffi Elemérnek az üvegtechnikai munkák szakszerű elvégzéséért.

### I R O D A L O M

- [1] B. Rossi, H. Staub: Ionization chambers and counters.
- [2] L. Fowler and R. Tunncliffe: Rev. Sci. Instr. 21, 739, 1950.
- [3] U. H. Hauser: Z. Naturforsch. 7a, 781-785, 1952.
- [4] Orient Ottó: KFKI Közlemények 1953. 3-4, 178 old.
- [5] Vizsolyi Endre: Bortrifluorid előállítása, KFKI Közlemények 1955. 3, 293 old.

- . -

Érkezett 1955. szeptember 5.

## A FERROMÁGNESES OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: PÁL LÉNÁRD

### A magnetit permeabilitásának frekvencia függése 10-30 cm hullámhosszu elektromágneses terekben

Irta: Nagy Imre, Pallagi Dezső és Pál Lénárd

#### 1. BEVEZETÉS

A ferromágneses anyagok nagyfrekvenciás mágneses térben való viselkedésének kutatása mind elméleti, mind gyakorlati szempontból nagy jelentőségű. Új adatokat szolgáltat a ferromágneses anyagok fizikájához és elősegíti a rohamosan fejlődő mikrohullámu technika mágneses anyag igényeinek kielégítését.

Az első ilyen irányu vizsgálatokat Arkadiew [1], [2] végezte. Kimutatta, hogy a nagyfrekvenciás elektromágneses térben fellépő mágnesezési veszteségek miatt a mágnesező tér és az indukció vektorai nincsenek fázisban. A veszteségek fenomenológikus figyelembevétele legegyszerűbben a  $\mu_{\text{eff}} = \mu - j\sigma'$  komplex permeabilitás fogalmának bevezetésével lehetséges.

A frekvencia növelésével a permeabilitás csökken és  $10^4$  MHz körül az anyag teljesen elveszti ferromágneses jellegét [3], [4], [5], [6]. Kisebb frekvenciáknál a csökkenés kismértékű, a legtöbb anyagnál kb.  $10^2 - 10^4$  MHz körül válik csak jelentékkennyé.

Az utóbbi két évtizedben sokan vizsgálták a permeabilitás frekvencia függését és keresték ennek magyarázatát. Elméleti téren Landau és Lifschitz [7], Becker [8], Döring [9], Polivanov [10], Akulov és Krincsik [11], Kittel [12], Néel [13], és Pál [14] végeztek jelentős munkát, Potapenko [15], Rado [16], Untermann [17] és Birks [18] mérései pedig sok adatot szolgáltatottak.

Megjegyezzük, hogy az irodalomban sokáig meglehetősen zavar uralkodott a különböző mérések eredményeinek értelmezésében. Kittel [12] a mérési eredmények rendszerezése érdekében a következő eljárást ajánlotta. A nagyfrekvenciás kör elméletileg számított  $Z_e(\omega, \mu_{eff})$  impedanciájának a mért  $Z_m(\omega)$  impedanciával való egybevetése alapján meghatározhatjuk a

$$\mu_{eff} = \mu - j \rho' \quad (1,1)$$

effektív komplex permeabilitást:

Eljárhatunk azonban úgy is, hogy valós permeabilitás figyelembevételével számítjuk ki a nagyfrekvenciás kör  $Z_e(\omega, \bar{\mu})$  impedanciáját. A  $Z_e(\omega, \bar{\mu})$  impedancia  $R_e(\omega, \bar{\mu})$  valós és  $X_e(\omega, \bar{\mu})$  képzetes részét a mért  $Z_m(\omega)$  impedancia  $R_m(\omega)$  valós és  $X_m(\omega)$  képzetes részével egybevetve az

$$R_e(\omega, \bar{\mu}) = R_m(\omega) \quad (1,2)$$

és

$$X_e(\omega, \bar{\mu}) = X_m(\omega)$$

egyenletek alapján két, a  $\mu$  -tól és  $\rho'$  -től különböző  $\mu_R$  és  $\mu_L$  permeabilitás értéket határozhatunk meg. ( $\mu_R$  az (1,2) alatti első egyenletnek, míg  $\mu_L$  a második egyenletnek a megoldása.)

A két eljárás közötti lényeges különbség tehát abban van, hogy míg az első eljárásnál a nagyfrekvenciás kör impedanciájának kifejezésében már eleve komplex permeabilitással számoltunk, addig a második eljárásnál valós permeabilitást használtunk.



Az általunk alkalmazott mérési módszer

$$\mu_{eff} = \mu - j \delta'$$

komplex permeabilitás értékének meghatározását teszi lehetővé.

- . -

2. MÉRÉSI MÓDSZER

Ismeretes [9], hogy egy  $\mu_{eff}$  permeabilitásu és  $\epsilon$  dielektromos állandóju anyaggal kitöltött koaxiális tápvezeték hullámellenállása (ellenállás alatt mindig a normalizált, tehát az üres tápvezeték  $Z_0$  hullámellenállásához viszonyított  $Z = \frac{Z_{valódi}}{Z_0}$  mennyiségét értjük és a terjedési tényező az anyag permeabilitásával és dielektromos állandójával a következőképpen fejezhető ki:

$$(2,1)$$

$$Z = \sqrt{\frac{\mu_{eff}}{\epsilon'}} \quad ; \quad \sigma = j \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\mu_{eff} \epsilon'} \quad (2,2)$$

ahol  $\lambda$  a szabadtéri hullámhossz.

Látható, hogy a  $Z$  és  $\gamma$  ismerete - mindkettő komplex mennyiség lévén - elegendő az anyag komplex permeabilitásának és komplex dielektromos állandójának meghatározásához. A feladat tehát csupán eme két mennyiség meghatározása. A mérés elvégzéséhez a vizsgálandó ferromágneses anyaggal  $d$  hosszúságban kitöltünk egy üres koaxiális tápvonalat. A tápvonal-elméletből tudjuk, hogy a végén rövidrezárt tápvonal bemenőellenállása a rövidzártól  $d$  távolságra:

$$Z_r = Z \operatorname{th} \gamma d, \quad 2,3$$

a végén nyitott tápvonal bemenő ellenállása pedig a "szakadás" től  $d$  távolságra:

$$Z_{\ddot{u}} = Z \operatorname{cth} \gamma d. \quad 2,4$$

A rövidzárási és üresjáratú bemenő impedanciából  $Z$  és  $\gamma$  kifejezhető. A (2.3) és (2.4) szorzatából adódik a következő kifejezés:

$$Z = \sqrt{Z_r Z_{\ddot{u}}}, \quad 2,5$$

ha pedig a kettőt elosztjuk, kapjuk, hogy

$$\gamma = \frac{1}{d} \operatorname{arth} \sqrt{\frac{Z_r}{Z_{\ddot{u}}}}. \quad 2,6$$

$\gamma$  meghatározására komplex argumentumu  $\operatorname{th}$ -táblázat [20] szükséges. Elkerülhetjük azonban a komplex  $\operatorname{th}$ -táblázat használatát akkor, ha a valós és képzetes részeket különválasztjuk [21], [22]. Irjuk fel exponenciális alakban a  $\operatorname{th} \gamma d$ -t:

$$\operatorname{th} \gamma d = \operatorname{th} (\alpha d + j\beta d) = \sqrt{\frac{Z_r}{Z_{\ddot{u}}}} = T e^{j\tau}. \quad 2,7$$

A valós és képzetes rész szétválasztásával és trigonometrikus átalakítással azt kapjuk, hogy

$$\operatorname{tg} 2\beta d = \frac{2T \sin \tau}{1 - T^2}, \quad 2,8$$

$$\operatorname{th} 2\alpha d = \frac{2T \cos \tau}{1 + T^2}. \quad 2,9$$

A (2.8) és (2.9) egyenletekből kapott  $\gamma = \alpha + j\beta$  -t osszuk el  $j \frac{2\pi}{\lambda_0}$  -al. Eredményül azt kapjuk, hogy

$$\frac{\gamma}{j \frac{2\pi}{\lambda_0}} = \gamma' = \sqrt{\mu_{\text{eff}} \epsilon} \quad 2,10$$

(2.1) és (2.10) egyenletek szorzatából kapjuk  $\mu_{\text{eff}}$  -t, hányadosukból pedig  $\epsilon$  értékét.

$$\mu_{\text{eff}} = \mu - jS' = \gamma' Z, \quad 2,11$$

$$\epsilon = \epsilon' - j\epsilon'' = \frac{\gamma'}{Z}. \quad 2,12$$

Ha még  $\gamma'$  -t és  $Z$  -t is

$$\gamma' = T_1 e^{j\tau_1} \quad \text{és} \quad Z = T_2 e^{j\tau_2} \quad 2,13$$

alakra hozzuk, akkor a permeabilitás és dielektromos állandó abszolút értékére, valamint a veszteségi szögekre a következő összefüggéseket vezethetjük le:

$$|\mu_{\text{eff}}| = T_1 T_2, \quad \delta_{\mu_{\text{eff}}} = \tau_1 + \tau_2, \quad 2,14; 2,16$$

$$|\epsilon| = \frac{T_1}{T_2}, \quad \delta_{\epsilon} = \tau_1 - \tau_2, \quad 2,15; 2,17$$

ahol  $\delta_{\mu_{\text{eff}}}$  és  $\delta_{\epsilon}$  a veszteségi szögek.

Mind a karakterisztikus impedancia, mind a terjedési állandó meghatározásához a próbatesttel kitöltött vonal bemenő impedanciájának ismerete szükséges. Ezt állóhullámaránymérő segítségével mérhetjük meg. A feszültség állóhullámarányt és az első minimumhelynek a mérendő  $Z_{be}$  impedanciától való távolságát ismerve,  $Z_{be}$  az alábbi összefüggés alapján számítható [18]:

$$Z_{be} = \frac{\frac{1}{m} - j \operatorname{tg} \beta_0 l}{1 - j \frac{1}{m} \operatorname{tg} \beta_0 l}, \quad 2,18$$

ahol  $\beta_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ ,  $m = \frac{V_{\text{max}}}{V_{\text{min}}}$  és  $l$  a minimumhely távolsága atól a siktól, amelyhez tartozó  $Z_{be}$  impedanciát mérni akarjuk. A mérést tehát végeredményben  $m$ ,  $l$  és  $\lambda_0$  mérésére vezettük vissza.

n mérése.

A feszültség állóhullámarány közvetlenül is mérhető, de sokkal előnyösebb - a méréseinknél előforduló esetekben - a minimumhely környéki hullámalakból számolni [23]. Feltéve, hogy az üres vezető (állóhullámmérő) vesztesége elhanyagolható, a vonalmenti feszültségeloszlást a következő kifejezés írja le ( az egyenirányító kristály négyzetes karakterisztikája miatt mindjárt a feszültség négyzetét véve):

$$V^2 = V_{\min}^2 (\cos^2 \beta_0 x + m^2 \sin^2 \beta_0 x), \quad 2,19$$

ahol  $x$  a minimumhelytől mért távolság. Ebből azt kapjuk, hogy

$$m^2 = 1^{\pm} \left[ \left( \frac{V}{V_{\min}} \right)^2 - 1 \right] \frac{1}{\sin^2 \beta_0 x} \quad \text{vagy} \quad \left( \frac{V}{V_{\min}} \right)^2 = 2 \quad \text{választással} \quad 2,20$$

$$m = \sqrt{1 + \frac{1}{\sin^2 \beta_0 x}} \quad 2,21$$

Tehát  $n$  csupán távolságmérésből nyerhető.  $m > 10$  esetén  $V_{\min}$  már olyan kicsi, hogy mérése pontatlan lehet. Célszerűbb ilyenkor a minimumhelytől  $x_1$  és  $x_2$  távolságra levő pontokon mérni a feszültséget ( lásd 1. ábrát),  $x_1$  helyen:

$$V_1^2 = V_{\min}^2 (\cos^2 \beta_0 x_1 + m^2 \sin^2 \beta_0 x_1). \quad 2,22$$

$x_2$  helyen

$$V_2^2 = V_{\min}^2 (\cos^2 \beta_0 x_2 + m^2 \sin^2 \beta_0 x_2) \quad 2,23$$

Ezekből azt kapjuk, hogy

$$m^2 = \frac{V_2^2 \cos^2 \beta_0 x_1 - V_1^2 \cos^2 \beta_0 x_2}{V_1^2 \sin^2 \beta_0 x_2 - V_2^2 \sin^2 \beta_0 x_1} \quad 2,24$$

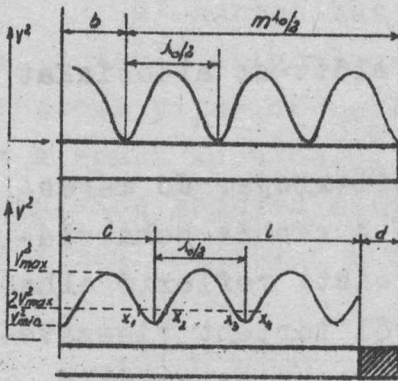
Ha  $x_1$  -t és  $x_2$  -t úgy választjuk, hogy  $V_1^2 = 2V_2^2$  legyen, akkor

$$m^2 = 1 - \frac{1}{2 \sin^2 \beta_0 x_2 - \sin^2 \beta_0 x_1} \quad 2,25$$

A mérésnél ügyelnünk kell arra, hogy a  $V_1$  ne lépje túl azt a feszültséget, amely felett a kristálykarakterisztika már nem tiszta négyzetes.

λ<sub>0</sub> mérése

A minimumhely távolságát is közvetett uton mérjük. A 2. ábrából látható, hogy



$$b + m \frac{\lambda_0}{2} = c + l + d$$

innen

$$\operatorname{tg} \beta_0 l = \operatorname{tg} \beta_0 (b - c - d)$$

λ<sub>0</sub> mérése

A hullámhossz pontos mérése nagyon lényeges. Ezért azt nem közvetlenül a minimumhelyek távolságából határozzuk meg, hanem az

2. ábra

irodalomból [23] jól ismert módon mérjük. A 2. ábrán látható, hogy ha az állóhullámmérőn a minimumhelyek környezetében megkeressük azokat az  $x_1, x_2, x_3$  és  $x_4$  pontokat, melyekhez azonos nagyságu feszültség tartozik, akkor

$$\frac{\lambda_0}{2} = \frac{x_3 + x_4}{2} - \frac{x_1 + x_2}{2}$$

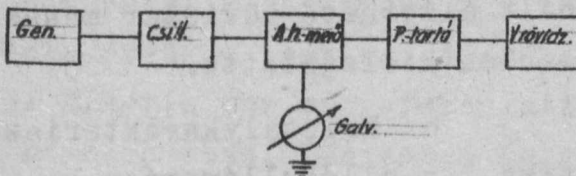
amiből

$$\lambda_0 = (x_3 + x_4) - (x_1 + x_2)$$

2,28

3. MÉRŐBERENDEZÉS

A berendezés vázlatos rajza a 3. ábrán látható. A szingnálgenerátor HF gyártmányu, 15-30 cm-ig /1-2 kMc/ folyamatosan hangolható trióda oszcillátor. Maximálisan kivehető teljesítmény: 1 W.



3. ábra

3. ábra.

Az állóhullámmérő "transzformált" típusu hasított koaxiális tápvonal [24], amely a

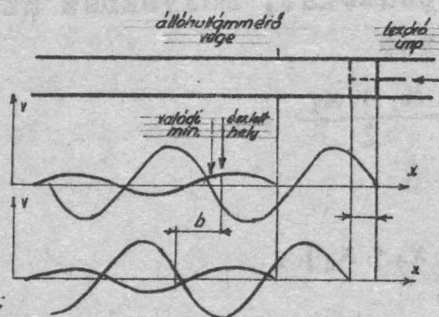
generátorhoz - egy 12 db-es leválasztó porvascsillapítón keresztül - hajlékony koaxiális kábelén csatlakozik. Az állóhullámmérő másik végét változtatható rövidzár

zárja le. A vizsgálandó anyaggal a hullámmérő és a rövidzár között lévő próbadarabtartó tápvonalrészét töltjük ki. Indikálásra  $0,3 \cdot 10^{-6}$  A végkitérésű, 50 ohm belsőellenállású galvanométert használtunk.

#### 4. MÉRÉS ÉS SZÁMOLÁS

A tulajdonképpeni mérés elkezdése előtt az alábbiakat szükséges ellenőrizni:

a/ Az állóhullámaránymérő saját reflexiója. Jó méréshez szükséges, hogy  $m$  saját  $< 1,05$  legyen. Ha a szonda behatolási mélysége elég kicsi, akkor az általa okozott reflexió elhanyagolható és csak az állóhullámmérő végéről történt visszaverődés zavarhat. A nagy sajátreflexió nem is annyira az állóhullámaránymérést hamisítja meg, mint inkább a minimumhelyek mérésében okozhat komoly hibát: nem a valódi minimumhelyet mérjük, hanem két reflektált hullám eredőjét /4. ábra/.

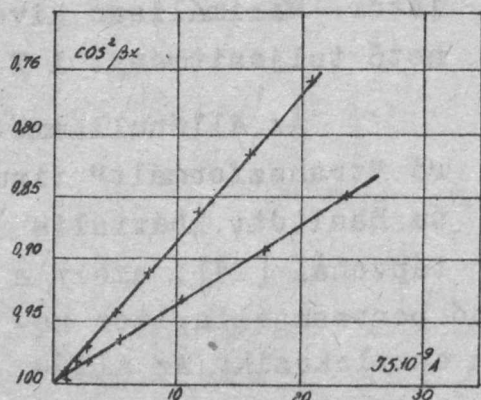


4. ábra.

könnyen észrevehető abból, hogy a lezáró impedancia a elmozdulásához a minimumhelynek általában egy  $\lambda$  elmozdulása tartozik.

A saját állóhullámarányt az irodalomból ismert [25] módon mértük és  $m < 1,05$ -re csökkentettük.

b/ Változtatható rövidzár jósága. A rövidzár minden állásában veszteségmentes, más szóval  $m > 10^2$  legyen. Ezt a követelményt az általunk használt állítható rövidzár messzemenően kielégítette.

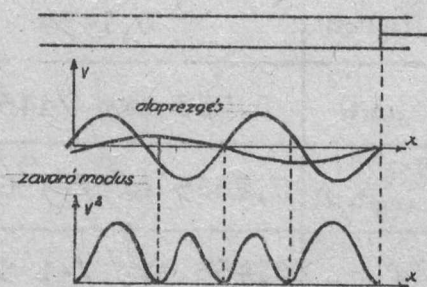


5. ábra.

c/ Kristálykarakterisztika. Az állóhullámarány kiszámításánál feltételeztük, hogy a kristálykarakterisztika négyzetes. Ennek ellenőrzése úgy történik, hogy rövidzárt hullámmérőn állóhullámképet mérünk /kristályáram a hely

függvényében/. Az ebből számolt eredményeket tünteti fel az 5. ábra. A mérésnél lényeges a kicsatoló szonda jó kihangolása és a kis behatolási mélység. Hosszabb használat után az ellenőrzést újra el kell végezni.

d/ Harmonikus tartalom, zavaró módusok. Jellemző hiba pl. a fenti szignálgenerátornál, hogy a sáv egyes részein az üreg egy olyan módusban is erősen rezeg, melynek frekvenciája az alapnak körülbelül a fele. Az állóhullámkép vizsgálatából ez a hiba könnyen észrevehető: a maximumok nem egyenlő nagyok és a minimumhelyek nem egyforma távolságra vannak egymástól



/6. ábra/. A zavaró módusok az üregek hangolásával és a visszacsatolás változtatásával megfelelő értékre csökkenthetők.

e/  $\lambda_0$  mérés a fent leírt módon történik.

A mérést ezután a 2. ábrából látható módon végezzük:

mégmérjük először rövidzárban  $b$ , majd a próbatestet a rajzon látható módon elhelyezve,  $c$  értékét, valamint mindkét esetben az állóhullámarányt.

Az üresjárási impedancia mérése nincs a rajzon feltüntetve. Ez a fentihez hasonlóan történik, csak mérés előtt a rövidzárát  $\lambda_0/4$  értékkel eltoljuk a próbatest mögött.

A próbatest jelen esetben pontosan meghatározott térfogatarányu parafin és  $10 \mu$  alatti szemcsenagyságu magnetitpor keveréke. Elkészítése ugy történik, hogy az olvadt parafinba beleöntjük a port és addig keverjük, míg a keverék dermedni kezd. Ekkor a por már gyakorlatilag nem tud ülepedni és a keverék homogén lesz. Lényeges, hogy az anyag a kívánt  $d$  távolságon belül tökéletesen kitöltse a koaxiális hullámvezetőt, ezért a próbatesteket  $40-50 \text{ C}^\circ$ -on pontosan méretre sajtoljuk.

A mérés kiértékelésénél szükségünk van a parafin  $\epsilon$  - jának és  $tg\delta$  -jának az ismeretére is. E két mennyiség egyetlen /akár üresjárású, akár rövidzárási/ mérésből meghatározható. /Lásd pl. [26]./ Méréseink szerint a parafin dielektromos állandója :  $\epsilon_p = 2,18$  , veszteségi szöge pedig  $tg\delta_{ep} < 10^{-4}$  , tehát számításainkban elhanyagolható. A számítás menetét egy példán mutatjuk be /Lásd I. táblázat/.

I. táblázat

$\lambda_0$ mm	175,85	$\frac{1}{n}$ (zárt)	0,3845
$\beta_0$	0,0357	$\frac{1}{n}$ (nyitott)	0,1454
d mm	7,9	$Z_{b_0}$ (zárt)	0,765 exp /146,12/
b	272,75	$Z_{b_0}$ (nyitott)	0,2865 exp /-156,75/
c (zárt)	281,65	$Z_0$	0,468 exp /-i 5,32/
c (nyitott)	258,25	$th\gamma d = Te^{i\tau}$	1,635 exp /i 51,44/
$tg\beta_0 l$ (zárt)	- 0,6945	$\gamma^1$	3,96 exp /-i 16,11/
$tg\beta_0 l$ (nyitott)	0,239	$\mu_{eff}$	1,855
$x_0$ (zárt)	12,05	$tg\delta\mu_{eff}$	21,43°
$x_1$ (nyitott)	6,75	$ \epsilon $	8,46
$x_2$ (nyitott)	10,7	$\delta_\epsilon$	10,79°

## 5. MÉRÉSI EREDMÉNYEK

A méréseket különböző térfogati koncentrációjú próbatesteken végeztük, 10,5 17,8 20,8 és 22,3 cm-en. Lichteneker [27] szerint a térfogati koncentráció, a  $\mu_{eff}$  és  $\epsilon$  , valamint  $tg\delta\mu_{eff}$  és  $tg\delta_\epsilon$  között a következő összefüggés áll fenn:

/köv. oldalon./



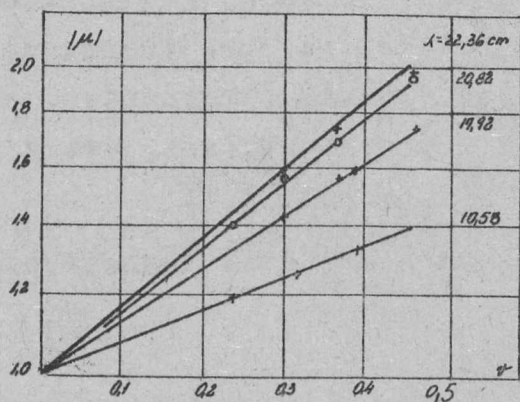
$$\log |\mu_{\text{eff}}| = v \log |\mu_{0\text{eff}}| \quad 5,1$$

$$\log |\epsilon| = v \log |\epsilon_a| + (1-v) \log \epsilon_p \quad 5,2$$

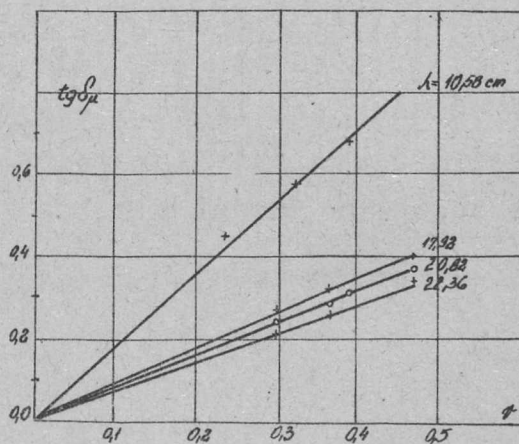
$$\text{tg } \delta_{\mu_{\text{eff}}} = v \text{tg } \delta_{\mu_{0\text{eff}}} \quad 5,3$$

$$\text{tg } \delta_{\epsilon} = v \text{tg } \delta_{\epsilon_a} \quad 5,4$$

ahol  $v$  a magnetit és a próbatest térfogatának viszonya. Az  $a$  index a  $v=1$  -re extrapolált értéket jelent,  $\epsilon_p$  pedig a parafin dielektromos állandója. Az eredményeket a 7. ábra tünteti fel.

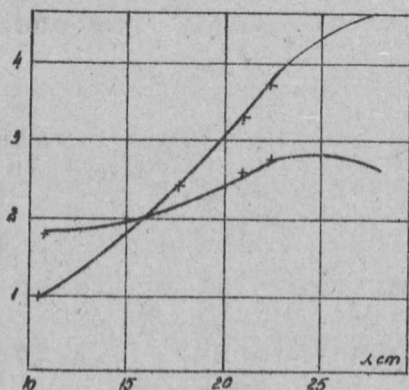


7/a. ábra.



7/b. ábra.

A 8. ábrán a permeabilitás valós és képzetes részének a hullámhossztól való függése látható. A valós rész  $|\mu|$  a 20-10 cm-es szakaszon erősen csökken és 10 cm-nél már alig nagyobb az egységnél. A képzetes rész 24 cm körül maximumot mutat.



8. ábra.

Mivel a magnetit aránylag jó vezető, a permeabilitás erőteljes csökkenése viszonylag már nagy hullámhosszak mellett elkezdődik, Az észlelt relaxáció a fal-eltolódási és forgási folyamatok eredő hatásaként jelentkezik.

## F Ü G G E L É K

Az irodalemban ugyszólván semmiféle adatot nem találunk az alkalmazott mérési módszer hibájára. Birks [18] megjegyzi, hogy "No general estimate of error in the determination of  $\mu$  and  $\epsilon$  can be given". Mások a hibát 10-30%-ra becsülik. A mi méréseinknél a  $\mu_{\text{eff}}$  -re és  $\epsilon$  -ra vonatkozó eredmények hibája nem volt nagyobb  $\pm 3\%$ -nál.

A mérési pontosság jelentősen függ az alkalmazott próbatest hosszától. Már a legegyszerűbb esetben, pl. a parafin dielektromos állandójának meghatározásánál, különböző hosszúságu próbatesteket használva jelentős szórást kapunk. Igen könnyű belátni, hogy mi a fellépő pontatlanság oka. Az irodalom [26] azonban nem sok felvilágosítást ad erre vonatkozóan, ezért célszerűnek látszik egy olyan eljárás ismertetése, amelynek segítségével kiválasztható az a próbatesthossz, amely nem vezet túl nagy mérési hibához.

Veszteségmentes dielektrikumok  $\epsilon$  -jének meghatározása

$$\frac{tg \phi}{\phi} = \frac{tg \beta_0 (\delta + d)}{\beta_0 d} = A \quad (F,1)$$

összefüggés segítségével történhet, ahol

$$\phi = \beta_0 d \sqrt{\epsilon}, \quad (F,2)$$

$\delta$  a próbatest behelyezésekor előálló minimumhelyeltelődés,  $d$  pedig a próbatest hossza.

A pontatlanság egyika oka abban rejlik, hogy a választott próbatesthossz véletlenül éppen akkora, hogy a  $\delta + d$  mennyiségnek a tangens-görbe meredek hosszához tartozó érték felel meg. Ezért a  $\delta$  és  $d$  mérésénél elkövetett legkisebb pontatlanság a  $\frac{tg \phi}{\phi}$  mennyiség meghatározásánál már jelentős hibát okozhat. Könnyen belátható, hogy

$$\frac{\Delta A}{A} = \frac{2 \beta_0}{\sin 2 \beta_0 (\delta + d)} \Delta \delta, \quad (F,3)$$

A relativ hiba akkor minimális, ha

$$\frac{\delta + d}{\delta} = \frac{2\lambda_0}{\delta} (2k + \Delta 1),$$

$$(k = 0, 1, 2, \dots).$$

/F,4/

Tehát próbálgatással olyan próbatest hosszúságot kell kiválasztani, amelyre teljesül az /F,4/ alatti feltétel.

A pontatlanság egy másik oka lehet az, hogy a próbatest véglapja nem pontosan merőleges a koaxiális hullámvezető tengelyére; ugyancsak hibát okozhatnak a véglap mechanikai egyenetlenségei is. Ezek a hibaforrások különösen akkor jelentékenyek, amikor a próbatest feszültségmaximum környezetében végződik, jóllehet, hogy egyéb szempontok éppen ezt teszik kívánatossá. Mindez arra utal, hogy a próbatest hosszának megválasztásánál körültekintő gondossággal kell eljárni.

- . -

#### I R O D A L O M

- 1 B.K. Аркадьев, ХРЭХО ч. Физ. 45. 302. 1913.
- 2 B.K. Аркадев, Электромагнитные процессы в металлах I-II. Энергоиздат; Москва, 1936.
- 3 О.И. Валиевская, ЖЭТФ, 5. 322. 1935.
- 4 К.А. Волкова, Z.f.Phys. 74. 388. 1932.
- 5 О.И. Велецкая - В.М. Гойтаников, Практические проблемы электромагнетизма, Изд. АН, 1939. 73.
- 6 Н.Н. Малов, Х. Прикл. бфиз. 6. 26. 1929.
- 7 L.D. Landau - E.M. Lifschitz, Sow. Phys. 8. 153. 1935.
- 8 R. Becker, Phys.Z. 39.856.1938.

- [9] W. Döring, Z.f.Naturforsch. 3a. 373. 1948.
- [10] K. M. Поливанов, Изв. АН сер. физ. 16. 449. 1952.
- [11] Н.С. Акулов и Г.С. Кринчик, Изв. АН сер. физ.16. 523.  
1952.
- [12] C. Kittel, Phys.Rev. 70. 281. 1946.
- [13] L. Néel, Ann de Phys. 36, 340. 1939.
- [14] L. Pál, Közp.Fiz. Kutató Int. Közl. 2.701. 1954.
- [15] G. Potapenko - R.Sänger, Z.f. Phys. 104. 779. 1937.
- [16] G.T. Radó, Phys.Rev. 71.322. 1947.; 75. 841. 1949.;  
80. 273. 1950.
- [17] G. Untermann, Z.f. angew.Phys. 1. 233. 1950.
- [18] J.B. Birks, Proc. Phys.Soc. 60. 282. 1948.; 63. 65. 1950.
- [19] J.C. Slater, Microwave Transmission, New York, 1942.
- [20] A.E. Kennelly, Chart Atlas of Complex Hyperbolic and  
Circular Functions, Cambridge, 1914.
- [21] И.Н. Колли и К.М. Поливанов, Изв. АН сер.физ.18. 382.1954.
- [22] E. Jahnke - F. Emde, Funktionentafeln, Leipzig, 1933.
- [23] H.M. Barlow - A.L. Cullen, Microwave Measurements,  
London, 1950.
- [24] W. Bruce Wholey - W.Noel Eldred, Proc.I.R.E.38.244.1950.
- [25] Gy. Almásy, Mikrohullámu mérések /kézirat/,Budapest 1954.
- [26] C.G. Montgomery, Technique of Microwave Measurements,  
New York, 1947.
- [27] K. Lichtenecker, Phys. Z. 19. 374. 1918.

- . -

Elhangzott az 1955. évi fizikus vándorgyűlésen.

---

F.k.: Faragó Péter  
Jegyzetsokszorosító Üzem - Bpest, V., Királyi Pál-utca 5.  
F.v.: Csajági István