# A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZETÉNEK közleményei

VOL. 5.

NOVEMBER-DECEMBER 1957

3

\*

No 6.

BUDAPEST



# A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA

# KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZETÉNEK

# KÖZLEMÉNYEI

Bardócz Árpád, Erő János, Kiss István, Mátrai Tibor, Mertz János, Náray Zsolt, Pál Lénárd és Vödrös Dániel közremüködésével szerkeszti

Fenyves Ervin

5.é	vfolyam 6.szám	1957.	november-decen	ber
	TARTALOMJE	GYZ	ÉK	Oldal
1.	Boz <b>óki</b> György és Gombosi Éva: Mult elméletek által szolgáltatott gálata	iplett szögel	mezonkeltési oszlások vizs-	537
2.	Fogarassy Bálint: A fotonkisérletn lási problémáról	él feli	merülő indiká-	556
3.	Feit Pál, Fogarassy Bálint és Tomp neses tér kvantumos szerkezeté lata	a Kálm nek ki	án: Elektromág- sérleti vizsgá-	561
4.	Györgyi Géza és Herbert Überall: A a $\beta$ -részecskék transzverzális kapcsolat	magvi polar	sszalökődés és izációja közti	572
5.	Orient Ottó: Fáradási jelenség az cső katódján	önkiol	tó GM számláló-	577
6.	Hoffmann Tibor és Németh Géza: A d mazása reaktorok ventillációs sénél	iffuzi kémény	óegyenlet alkal ének tervezé-	 582
7.	Kiss Dezső, Matus Lajos és Zámori regisztráló szcintillációs 7 -	Zoltán spektro	: Folyamatosan ométer	589
8.	Albert Ákos: Egyszerü egycsatornás minátor	diffe:	renciál diszkri	599
9.	Csákány Antal: Tulvezérelt impulzu dejének csökkentése	serősi	tők lezárási i-	608
10.	Lovas István: Belső fékezési sugár	zás po:	larizációja	613

Technikai szerkesztő: Stancsich Györgyné



# A KOZMIKUS SUGÁRZÁSI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE OSZTÁLYVEZETŐ: JÁNOSSY LAJOS

# <u>Multiplett mezonkeltési elméletek által szolgáltatott</u> szögeloszlások vizsgálata

Irta: Bozóki György és Gombosi Éva

### Összefoglalás

Landau mezonkeltési elmélete alapján megvizsgáljuk a keletkező részecskék differenciális és integrális szögeloszlását az  $\alpha = \frac{1}{7_0} \frac{1}{9} \frac{1}{9} \frac{1}{9}$  mennyiség függvényében nukleon-nukleon ütközés esetén és összehasonlitjuk a Fermi és a Heisenberg elméletéből adódó, valamint a  $\cos^4 \frac{1}{9}$  alaku szögeloszlással. A nyert szögeloszlások segitségével kiszámitjuk az  $F/(1-F) = f(\alpha)$  függvényeket. Az eredmények segitségével lehetővé válik jet-ek szögeloszlásának vizsgálata esetén a kisérleti és elméleti eloszlás összehasonlitása és a primérenergia meghatározása. Ezenkivül megvizsgáljuk a szögeloszlást nukleon-mag ütközés esetén a Landau elmélet alapján.

Az igen nagyenergiáju nukleonok ütközése során fellépő multiplett mezonkeltés folyamatának a megismerésére a legtöbb információt a magemulzióban észlelt nagyenergiáju eseményeken az un. "jet"-eken Végzett mérések szolgáltatják. Ezen mérések közül különösen nagy fontossága van a szekundér részecskék laboratórium /L/ rendszerbeli szögeloszlása meghatározásának ti. az L-beli szögeloszlásból megállapithatjuk a jet-et létrehozó primérrészecske energiáját és ennek ismeretében az ütköző részecskék tömegközépponti /C/ rendszerében is felvehetjük a szögeloszlást. Ez utóbbinak elméleti szempontból van jelentősége, ui. a szögeloszlás alakjából kellő számu adat birtokában már esetleg következtetéseket vonhatunk le a mezonkeltés mechanizmusára vonatkozóan, nevezetesen, hogy azt a Landau, a Fermi, a Heisenberg vagy másféle elmélet irja-e le helyesen. Fermi mezonkeltési elmélete nukleonok centrális ütközésénél ui. izotróp [1], mig Heisenberg és Landau elmélete anizotróp részecske emissziót ad meg [2,3].

Az utóbbi években számos kutató a C rendszerben erős anizotróp részecske emissziót tapasztalt 10<sup>12</sup> eV feletti energiáknál [4,5,6,7,8]. Az esetek többségében azonban 10<sup>10</sup> - 10<sup>12</sup> eV primér energiatartományban a rossz statisztika miatt nem lehetett kimutatni szignifikáns eltérést az izotróp emissziótól. Ez csak 1957ben nagyszámu eset figyelembevételével Lindern-nek sikerült [9].

Igy a kisérleti eredményeket tekintve azt mondhatjuk, hogy a Fermi elmélet eredeti alakjában [1] nem tudja magyarázni az anizotrópiát kimutató kisérletek adatait. A módosított Fermi elmélet - mely nukleonok nem-centrális ütközésére vonatkozik [10] ugyan anizotróp szögeloszlást ad, de [9] szerint ugyanakkor a nem centrális ütközés következtében az ütközési tengely körüli körszimmetria fog megszünni. Ezt a jelenséget azonban eddig még nem tapasztalták. Az eredeti Fermi elmélet ezenkivül - a Landau elmélettel szemben - nem ad felvilágosítást arról a kisérleti tényről sem, hogy a nagyenergiáju szekundér részecskék szögeloszlása jobban kollimált a jet tengely irányában a C rendszerben mint az alacsonyabb energiájuaké [11]. A Fermi elmélet ellen különben a fentieken kivül más kisérleti adatok is szólnak /v.ö. pl. kiterjedt záporok tengelyének kiterjedése [12,13] stb./.

Másrészről mind a módositott Fermi mind a Heisenberg-elmélet érvényessége ellen számos elméleti érv is szól /ld. pl. [14] / s pillanatnyilag kisérleti és elméleti szempontból a legelfogadhatóbbnak a Landau-elmélet tartható.

Ennek ellenére természetesen csak megfelelő mennyiségü kisérleti adat alapján részesithetjük előnyben valamelyik elméletet a többivel szemben. A rendelkezésre álló jetek szögeloszlását azonban a különböző primér-energiák miatt közvetlemül nem lehet összevetni és utána az elméleti görbékkel összehasonlitani, az egyes jet-ek szögeloszlásának összehasonlitása az elméleti görbékkel pedig keveset mond.

Lindern [9] mutatta ki, hogy különböző primérenergiáju jetek szögeloszlásai is összevethetők, ha az  $\alpha_i = \overline{j_0} tg \mathscr{A}_i$  mennyiség eloszlását vesszük figyelembe /ahol  $\overline{j_0}$  a jet primérenergiája a C rendszerben nukleon nyugalmi tömegegységekben,  $\mathscr{A}_i$  pedig egy jet i-edik részecskéjének emissziós szögét jelenti a jet tengelyéhez viszonyitva az L rendszerben/. Igy várható, hogy rövid időn belül olyan statisztika áll rendelkezésre, mely alapján esetleg már tehetünk kijelentéseket a mezonkeltés elméleteire vonatkozóan abban az esetben, ha ezen elméletek által szolgáltatott szögeloszlások lényegesen különböznek egymástól.

Abból a célból tehát, hogy akár nagy statisztika esetében, akár egyedi jet-ek vizsgálata esetén a kisérleti és elméleti eloszlás összehasonlitható legyen, kiszámoltuk az  $\alpha = \overline{j_0} \ by \mathscr{A}$  változó függvényében a Landau elmélet által szolgáltatott differenciális és integrális szögeloszlásokat nukleon-nukleon ütközés esetére. Ezenkivül kiszámoltuk az izotróp /eredeti Fermi/, median impakt paraméter esetén a módosított Fermi, a Heisenberg, valamint egy igen erős anizotróp emissziót reprezentáló  $\cos^4 \mathscr{A}$  alaku eloszlást, hogy megvizsgáljuk azt a kérdést, milyen különbségek várhatók maguknál az elméleti szögeloszlásoknál. Megvizsgáltuk továbbá azt is, hogy a nukleon-mag ütközésre általánosított Landau elmélet milyen szögeloszlást szolgáltat.

# SZÖGELOSZLÁSOK NUKLEON-NUKLEON ÜTKÖZÉS ESETÉN

Landau és munkatársai [3] a differenciális szögeloszlást a következő alakban adják meg nukleon-nukleon ütközés esetén az L rendszerben

$$dF = \frac{k}{\sqrt{2\pi L}} e^{-\frac{L}{2} + \sqrt{L^2 - \lambda^2}} d\lambda \qquad /1/$$

ahol az L paraméter a primér részecske energiájával áll összefüggésben, nevezetesen  $\mathcal{L} = ln \overline{j_0}^2$ . Továbbá  $\mathcal{A} = -ln lg \frac{\overline{j_0}^2}{2}$  és  $\overline{\mathcal{A}}$  egy szekundér részecske emissziós szöge a C rendszerben, melyet a

$$tg \mathcal{Q} = \frac{1}{T_0} tg \frac{\overline{\mathcal{Q}}}{2}$$
 /2/

kifejezés segitségével transzformálhatunk át az L rendszerbe. k értéke ≈ 2.

Az /l/ eloszlást különböző E<sub>o</sub> primérenergiák esetén az l. ábrán ábrázoltuk. A görbékből jól látható, hogy növekvő primérenergiával az eloszlás egyre laposabbá /anizotrópabbá/ válik. Tekintettel arra, hogy az /l/ eloszlás explicit módon integrálhatatlan, az integrális eloszlásokat a  $\lambda$  értelmezési tartományában a Simpson szabály szerinti numerikus integrációval határoztuk meg. A kapott görbesereget a 2.ábrán tüntetjük fel. /l.köv.oldal./





Az energia növekedésével a görbék meredeksége csökken. A számitás során néhány állandó értékét, melyek kisérleti görbékkel történő összehasonlitás esetén fontosaknak mutatkozhatnak az I. Táblázatban adjuk meg. A Táblázat utolsó oszlopában a Landau elmélet szerint várható

$$= k \, \overline{\mathcal{J}_0}^{1/2} \qquad /3.$$

össz-részecskeszám van feltüntetve.



- 542 -

Eo eV	To MC2	۷	e - <u>2</u>	L 1/2	2 V2FL e-2	F
10 11	7,30	1,99	0,37	1.41	0,209	3,1
10 12	23,09	3,14	0,21	1.77	0,094	9,6
10 13	73,01	4,29	0,12	2,07	0,045	17.1
10 14	230,88	5,44	0,06	2,33	0,022	30,4
10 15	730,11	6,59	0,04	2,57	0.011	54,0
10 16	2308.80	7,74	0,02	2,78	0,006	96,4

I.Táblázat

Összehasonlitásképen az alábbiakban kiszámoljuk a Fermi és Heisenberg mezonkeltési modellje alapján adódó és a  $\cos^4 \overline{\mathscr{A}}$  alaku szögeloszlásokat is a  $\overline{f_0}$  ty  $\mathscr{A}$  függvényében.

Fermi módositott mezonkeltési elmélete [lo] a szekundér részecskék differenciális szögeloszlását a következő alakban szolgáltatja a C rendszerben:

$$dF = Af_4(q \eta) d\eta \qquad /4,$$

ahol A állandó,  $\eta = \cos \overline{\vartheta}$ ,  $\varrho = impakt paraméter, és$ 

$$f_4(q\eta) = \frac{2}{(q\eta)^2 [1 - (q\eta)^2]} = \frac{1}{(q\eta)^3} \ln \frac{1 + q\eta}{1 - q\eta}$$
 (5)

A /4/ eloszlás a Landau-étól eltérően nem függ a primér részecske energiájától hanem csak az impakt paraméter függvénye.

Hogy a Fermi eloszlást a  $\overline{f_0}$  by  $\mathcal{A}$  mennyiség függvényében ábrázolhassuk, fel kell használnunk a C-ből az L-rendszerbe vivő szögtranszformáció alábbi összefüggését:

$$\eta = \frac{1 - \alpha^2}{1 + \alpha^2} \qquad (6)$$

Ekkor az l.ábra jelölésének megfelelően /4/ a következő alakba megy át:

$$\frac{dF}{d(\ln\alpha)} = A f_4\left(\varrho \frac{1-\alpha^2}{1+\alpha^2}\right) \frac{4\alpha^2}{(1+\alpha^2)^2} \qquad 171$$

A /7/ eloszlás median impakt paraméter /  $\rho = 0,959/$  a 3.ábrán látható a  $10^{12}$  eV-re vonatkozó Landau görbével együtt. Ugyanitt ábrázoltuk még az izotróp a  $\cos^4 \overline{\vartheta}$  alaku és az extrém relativisztikus esetre vonatkozó Heisenberg eloszlást is. A görbék ug vannak normálva, hogy a maximumukat illetve minimumukat azonos abcissza értéknél érjék el és a görbék alatti területek egyenlőek legyenek.



3. ábra

Az izotróp eloszlást /7/-ből q = 0 esetén kaphatjuk meg, nevezetesen

$$\frac{dF}{d(\ln\alpha)} = A' \frac{\alpha^2}{(1+\alpha^2)^2} \qquad (8/$$

Ha pedig az igen erős anizotróp részecske emissziót reprezentáló  $\cos 4 \overline{\mathscr{G}}$  alaku eloszlást tételezünk fel a C rendszerben, /6/ transz-formáció után

$$\frac{dF}{d(\ln\alpha)} = B \frac{\alpha^2 (1-\alpha^2)^4}{(1+\alpha^2)^6}$$
 (9)

eloszláshoz jutunk.

/8/ és /9/-ben A' és B normálási állandók.

A 3.ábrán feltüntetett Heisenberg eloszlást [15]-ben megadott összefüggés alapján ábrázoltuk:

$$\frac{dF}{d(\ln\alpha)} = C \frac{\alpha}{(1+2\alpha)^2}$$
 /10/

ahol C állandó. /Mivel a Heisenberg eloszlás maximumát  $\alpha^*_{max} = \overline{j_0} tg v^{g} = 0,5$  helyen éri el, a normálás miatt a függvényt  $\alpha_{max} = 2 \cdot \alpha^*_{max}$  összefüggés alapján transzformáltuk./

Ha az l. és 3.ábra grafikonjait összehasonlitjuk láthatju hogy a Heisenberg és a 10<sup>13</sup> eV-os Landau görbe között csak csekély különbség van.

Tekintsük most az integrális eloszlásokat. /4/ integrálásával az integrális Fermi eloszlásra már explicit függvény adha Ugyanis

$$F(\eta) = A \int_{-1}^{\eta} f_{4}(\varrho \eta) d\eta = A \left[ \frac{1}{2} \frac{(\varrho \eta)^{2} + 1}{\varrho^{3} \eta^{2}} \ln \frac{1 + \varrho \eta}{1 - \varrho \eta} - \frac{1}{\varrho^{2} \eta} \right]_{-1}^{\eta} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{2} \left[ \frac{\varrho^{2} \eta^{3} + 1}{\varrho^{3} \eta^{2}} \ln \frac{1 + \varrho \eta}{1 - \varrho \eta} + \frac{\varrho^{2} + 1}{\varrho^{3}} \ln \frac{1 + \varrho}{1 - \varrho} \right] - \frac{1}{\varrho^{2}} \left[ \frac{1}{\eta} + 1 \right] \right\}$$

$$(11)$$

A teljes részecskeszám /ll/-ből nyilván

$$F = A \left[ \frac{q^{2} + 1}{q^{3}} \ln \frac{1 + q}{1 - q} - \frac{2}{q^{2}} \right] = A f_{1}(q)$$
 (12)

Tekintettel /6/-ra és /12/-re, /11/ 2.ábra jelölésének megfelelé alakja a következő lesz:

$$F(\alpha) = \frac{A}{2} \left[ f_1\left( \frac{1-\alpha^2}{1+\alpha^2} \right) \frac{1-\alpha^2}{1+\alpha^2} + f_1\left( \frac{\alpha}{2} \right) \right]$$
 (13)

Az izotróp eloszlásra

$$1 - F(\alpha) = \frac{A}{2} \cdot \frac{\alpha^2}{1 + \alpha^2}$$
 /14/

adódik.

A  $cas^4 \sqrt{g}$  eloszlás integrál alakja pedig a következő lesz:

$$F(\alpha) = \frac{B}{5} \left[ \left( \frac{1 - \alpha^2}{1 + \alpha^2} \right)^5 + 1 \right]$$
 (15/

A Heisenberg eloszlás transzformált alakját az

$$1 - F(\alpha) = \frac{C}{2} \cdot \frac{1}{1 + 2\alpha}$$
 /16/

összefüggés irja le.

A kapott integrális eloszlásokat a 4.ábrán hasonlitottuk össze a 10<sup>12</sup> eV-os Landau eloszlással. Az ábrából kitünik, hog<sup>y</sup> median impakt paraméterrel felvett Fermi eloszlás a 10<sup>12</sup> eV-os Landau görbével majdnem azonos lefutásu.



4. ábra.

$$\frac{F}{1-F} = f(\alpha) \qquad /17/$$

függvény [17], ahol F egy jet esetén a & szögnél kisebb szög alatt emittált részecskéknek és az összrészecskeszámnak a hányadosa.



5. ábra

A különböző primér energiák esetén a Landau elmélet szerint meghatározott  $f(\alpha)$  görbék az 5.ábrán láthatók. A görbék  $\lambda = 0$  kör nyékén egy jelentős szakaszukon egyenesek, mely szakaszok iránytangensének értéke az energia növekedésével csökken.

Ezenkivül a 6.ábrán megadjuk a Landau eloszlás alapján számolt F/1-F görbéket *tg v* függvényében is. A grafikon gyors primé<sup>r</sup> energia meghatározási lehetőséget nyujt.



6.ábra.

A 7.ábra görbéi a  $10^{12}$  eV-os Landau, izotróp, Fermi /median impakt paraméter/ Heisenberg és a  $\cos^4 \sqrt{3}$  alaku eloszlásoknak megfelelő görbék. Az izotróp eloszlás  $\operatorname{arc} \operatorname{tg} 2^\circ$  -ot zár be az abszcis sza tengellyel. A Heisenberg eloszlás  $45^\circ$ -os egyenest ad. A Ferm és a Landau görbe ehhez hasonló alakja az ábráról jól látható.





A bemutatott szögeloszlások hasonlósága – különösen 10<sup>12</sup>– -10<sup>13</sup> eV-os primérenergiák esetén – arra enged következtetni, hoß csupán jet-ek szögeloszlásának méréséből vagy egyáltalában nem, vagy csak igen nagy statisztika esetén lehetne kitüntetni valamely elméletet a többivel szemben.

A szögeloszlás mérésén kivül tehát más paraméterek /pl. sz<sup>e</sup> kundér részecskék impulzuseloszlása/ mérése is szükséges.

#### - 549 -

# SZÖGELOSZLÁS NUKLEON-MAG ÜTKÖZÉS ESETÉN

Mint már egyes munkákban kimutatták [18,19,20] nagyenergiáju nukleonnak maggal történő ütközése során kölcsönhatás jön létre a beeső nukleon és a magnak a beeső nukleon utja mentén elhelyezkedő néhány nukleonja között. A nukleon mag ütközés tehát ugy tekinthető mintha a nukleon egy, a magból kihasitott olyan "csővel" ütközne, melynek keresztmetszete egyenlő a nukleon keresztmetszetével, hossza pedig a magátmérő mérete és a nukleon méretével azonos nagyságrendű hosszuságérték között változik. /Más szavakkal a cső hossza a target nukleonok számával lesz egyenlő./

A C rendszerben a nukleon és a cső hosszméretei a Lorentzkontrakció következtében a mozgás irányában összenyomottak. Az  $e^{-L}$ értéke most az egész rendszer hosszméretének a keresztméretéhez való viszonyát illeti az ütközés utáni első pillanatban.

$$e^{-L} = \left( \chi(\bar{\iota}) \cdot \bar{g_0}^{-2} \right)^{1/2}$$
 /18/

ahol

$$\chi(\bar{l}) = \bar{l} \left(\frac{1}{\bar{l}} + \bar{l}\right)^2$$
 /19/

és  $\overline{l}$ -a cső átlaghossza a nukleon átmérő egységeiben.  $\overline{l}$ -t a Landau elmélet alapján a következő összefüggésekből számolhatjuk ki /v.ö. I.Függelék/.

Ha 
$$A \leq 51$$
  $\bar{l} \approx 2A^{0,19} - 1$  /20/  
ha  $A \geq 51$   $\bar{l} \approx \left(\frac{A^{0,19}}{0,92}\right)^{4/3} + \frac{1}{4}$ 

ahol A az atomszám.

Az L paraméter értékében és a

$$F = kA^{0,19} \left(\frac{E_0}{2}\right)^{1/4}$$
 /21/

összrészecskeszám nagyságában /3/hoz képest bekövetkező változás természetesen megváltoztatja a szögeloszlás alakját, nevezetesen /1/ helyett az alábbi összefüggés lesz érvényes /20/:

$$dF = \frac{kA^{0,19} x^{1/4}(\bar{l})}{\sqrt{2\pi L}} e^{-\frac{L}{2} + \sqrt{L^2 - \lambda^2}} d\lambda \qquad (22)$$

Ez azt jelenti, hogy a szögeloszlás kimérése alapján történő vizsgálatokban /pl. a primérrészecske energiájának a meghatározásában/ hibát követünk el, ha az ütközést mint nukleon-nukleon ütközést fogjuk fel.

A következőkben ezért megmutatjuk, hogy mennyire változik meg a Landau szögeloszlás alakja, ha az ütközés során több nukleon szerepel a kölcsönhatásban.

A számitásokat  $10^{12}$  eV primérenergia feltételezése esetén az Ilford G.emulzió átlagos atom számára /A ~ 70 v.ö. II. Függelék/, valamint az emulziót alkotó elemek közül a C-re /A = 12/ és Ag-ra /A = 107/ végeztük el. A számitásokhoz szükséges állandó értékeit illetve a kapott eredményeket a II.Táblázatban, illetve a 8.,9. ábrákon tüntetjük fel.

 $\frac{\text{II}_{\bullet}\text{T}\text{áblázat}}{\text{E}_{\circ}} = 10^{12} \text{ eV}$ 

A	Ī	x (ī)	L	$\frac{2A^{a_{1}s}\chi^{4}(\bar{l})}{(2\bar{l}\bar{l}L)^{\frac{1}{2}}}e^{\frac{1}{2}}$	F
12	22	15,5	1.77	0.79	15,4
70	3,4	46,6	1,22	2,22	20,1
107	39	67,5	1.03	3,27	233

Az ábrákból jól látható, hogy maggal történő ütközés esetén az ütközésben résztvevő target nukleon számától /a cső hosszától/ függően az eloszlás alakja izotrópabbá válik azaz olyan irányban változik meg, mintha az eloszlást kisebb energiáju primér hozta volna létre.

Ennek a következménye jelentős – mint már emlitettük – jetek primérenergiájának a meghatározásában. Tekintsük pl. a legegyszerübb energia meghatározási módszert, az un. félszög módszert.

A primér energiát itt az

$$f_0 = \frac{2}{tg^2 \, \mathcal{G}_{1/2}}$$
 /22/

kifejezés szolgáltatja, ahol  $\mathcal{G}_{I/2}$  az az L rendszerbeli szög, mely a szekundér részecskék számának a felét tartalmazza. A III.Táblázatban mutatjuk meg, hogy milyen látszólagos primérenergiát kapun<sup>k</sup> ha egynél több a target nukleonok száma.



# <u>III. Táblázat</u> Valódi primérenergia $\mathbf{E}_0 = 10^{12} \text{ eV}, [tg \vartheta_{1/2} = 0,043]$

Target nukleonok száma	tg JIR	Laitszolagos E <sub>o</sub> eV
2,2	0,170	0,65.10 "
3,4	0,295	0,22 . 10 "
3,9	0,356	0,15.10#

Ezuton mondunk köszönetet Dr.Fenyves Ervinnek, aki a munka megirása során igen sok értékes tanácsot adott és Farkas Verának, aki a numerikus számolások elvégzésében nyujtott nagy segitséget.

# - 552 -

# - 553 -

# I. Függelék

Az átlagos csőhossz/*l*/meghatározása különböző A atomszámokra a Landau elmélet szerint

A multiplett mezonkeltés hidrodinamikai elmélete szerint egy nukleonnak egy / hosszuságu csővel történő ütközése során az egész rendszer S entrópia változásának aránya két nukleon ütközése során fellépő S<sub>o</sub> entrópia változáshoz a következő:

Ha A  $\leq$  51

$$\frac{S}{S_0} = \frac{1}{2} \left( l+1 \right)$$
 /1/

ha pedig  $A \ge 51$ 

$$\frac{S}{S_0} = 0.92 \left( l - \frac{1}{4} \right)^{3/4}$$
 /2/

/A = 51 egy az elméletben kitüntetett atomszám./

Másrészről az összes lehetséges ütközésekre /centrális ütközéstől periférikus ütközésekig/ átlagolva kb. 5 %-os pontossággal <sup>a</sup> következő egyszerü formula érvényes az egész periódusos rend-<sup>s</sup>zerre:

$$\frac{S}{S_0} \approx A^{0,19} \qquad (3)$$

Ekkor  $A \leq 51$  esetén

$$\overline{l} \approx 2A^{0,19} - 1 \qquad (4)$$

és A ≥ 51 esetén

$$\bar{l} \approx \left(\frac{A^{0,19}}{0,92}\right)^{4/3} + \frac{1}{4}$$
 (5)

A számitásokhoz e két összefüggést használtuk fel /lásd a szöveg /20/ egyenleteit/.

# - 554 -

### II. Függelék

# Az átlagos tömegszám /Ā/ meghatározása Ilford G. emulzióban

A mezonkeltés kisérleti tanulmányozása kozmikus sugárzási energiáknál leginkább az Ilford G. vagy ehhez hasonló összetétel /pl. NИКФИ / magemulzióban történik. Az emulzió összetétele is meretében nagyenergiáju magkölcsönhatásokra egy átlagos  $\overline{A}$  tömegszámot a következőképpen lehet kiszámitani:

Ha 1 cm<sup>3</sup> emulzióban az A<sub>i</sub> tömegszámu atomok száma n<sub>i</sub> és az A, tömegszámu atom geometriai hatáskeresztmetszete

$$\sigma_{i} = r_{0}^{2} \pi A^{2/3} \qquad (1)$$

akkor az alábbi táblázatban közölt adatok szerint:

 $\bar{A}_{Ilford G} = \frac{\sum n_i \sigma_i A_i}{\sum n_i \sigma_i} = \frac{\sum n_i A_i^{5/3}}{\sum n_i A^{2/3}} \approx 70 \qquad (2)$ 

### IV. Táblázat

Elem	A	Atom $cm^{-3}.10^{-23}$
	126,91	0,0025
Ag	107,88	0,1049
Br	79,92	0,1030
S	32,07	0,0026
0	16,00	0,0909
N	14,01	0,0359
C	12,01	0,167
H	1,01	0,342
Ca, P, Co, Si, Na		nyomokban

Ilford G. emulzió összetétele.

B.Rossi: High-Energy Particles, /Prentice Hall, New York, 1952./ p.130.

### - 555 -

#### Irodalom

- [1] E.Fermi Progr. of Th. Phys. 5. 570 /1950/
- [2] W.Heisenberg: Vorträge über kosmische Strahlung /Berlin-Göttingen-Heidelberg/ 1953.
- [3] L.D.Landau, S.Z.Belenkij: Fortschritte der Phys. 3. 536 /1955/
- [4] M.Schein, R.G.Glasser, D.M.Haskin: Nuovo Cimento. 2.647 /1955/
- [5] A.Debenedetti, C.M.Garelli, L.Tallone, M.Vigone: Nuovo Cimento <u>4</u>. 1142 /1956/
- [6] I.M.Grameneckij, G.B.Zsdanov, E.A.Zamcsarova, M.N.Scserbakova Zs E T F <u>32</u>. 936 /1957/
- [7] P.Ciok, M.Danis, I.Gierula, A.Jurak, M.Miesowicz, W.Wolter International Conference on Mesons and Recently Discovered Particles. Padova-Venezia. 22-28. Settembre 1957.
- [8] G.Bozóki, G.Domokos, E.Fenyves, E.Gombosi, H.W. Meyer, K.Lanius. ibid.
- [9] L.Lindern: Nuovo Cimento, 5. 491 /1957/
- [10] E.Fermi: Phys.Rev. 81. 683 /1951/
- [11] M.Schein: Proc. of the Seventh Annual Rochester Conf. /1957/
- [12] W.E. Hasen, R.E. Heineman, E.S. Lennox: Phys. Rev. 86.198 /1952/
- [13] D.S.Narayan: Phys.Rev. <u>101</u>, 1815 /1956/
- [14] I.L.Rosentahl, D.S.Csernavszkij: Uszp.Fiz.Nauk. 52.185 /1954/
- [15] K.Symanzik, Anhang 7a. p.563 in [2].
- [16] G.Bozóki, E.Gombosi /megjelenés alatt/
- [17] N.M.Duller, W.D.Walker: Phys.Rev. <u>93</u>. 215 /1954/
- [18] S.Z.Belenkij, G.A.Mileckin: ZS E T F 29. 20 /1955/
- [19] F.C.Roesler, C.B.A.Mc Cusker: Nuovo Cimento 10. 127 /1952/
- [20] Z.Belenkij, N.M. Geraszimova: 28 E T F 32. 547 /1957/

Erkezett 1957.december 27.

KFKI Közlemények 5.évf. 6.szám, 1957.

# AZ ELEKTROMÁGNESES HULLÁMOK OSZTÁLYÁNAK KÖZLEMÉNYE MB. OSZTÁLYVEZETŐ: HOFFMANN TIBOR

### A fotonkisérletnél felmerülő indikálási problémáról

#### Irta: Fogarassy Bálint

### Összefoglalás

Centiméteres hullámhosszu elektromágneses tér kvantumos tulajdonságának vizsgálatára összeállított berendezéssel végzett mé rést értjük fotonkisérlet alatt. Lényegében egy üregrezonátoron keresztülhaladó elektronnyaláb és az elektromágneses tér kölcsönhatását vizsgáljuk. A tér kvantumos szerkezete az üregrezonátorból kilépő elektronok irányszórásában kell hogy megnyilvánuljon. Az effektust elmossa az elektronnyaláb véges kiterjedése. Jelen számolásunk célja olyan indikálási módszert találni, amely lehetővé teszi az effektus kiértékelését az emlitett zavaró jelenség mellett.

#### Bevezetés

Ha egy négyszögletes alaku üregrezonátoron, amely jelen esetben *TE<sub>012</sub>* módusban van gerjesztve, elektronokat lövünk keresz-



tül az l.ábrán látható módon és  $v_0 = L/kT = L\omega/2\pi k$  sebességgel, akkor klasszikus szemlélet alapján ezek irányeltérés nélkül lépnek ki az üregből.[1] A sebesség fenti meg választása azt jelenti, hogy az elektronok a nagyfrekvenciás tér "k" egésszámu periodusidejéig tartózkodnak az üregben. Ha az üregrezonátorban kialakult elektromágneses teret kvantumos szerkezetünek tételezzük fel, akkor a számitások [2]

1.ábra

 $\frac{\Delta \varphi}{M} \sim \frac{\Delta V_{x}}{V_{0}} \sim \frac{2^{5/4} \pi e^{1/2} \xi^{1/4} k^{5/4}}{m^{3/4} L \omega^{5/4}} \sqrt{E_{0}} \sim \frac{10^{-4} \sqrt{E_{0}} rad}{10^{-4} \sqrt{E_{0}}} \qquad [E_{0}] = v/cm$ 

irányszórást eredményeznek, ha  $\omega = 2\pi . 1200 \ Mc/s$ ,  $\ell = 35,3 \ cm$ , k=10. Az irányszórásról a korrespondencia-elv alapján feltételezzük, hogy csak x -irányu, hiszen az elektromos térnek csak ilyen irányu komponense van. Ez az irányszórás az üregtől "/" távolságban  $x_q \sim l \Delta \varphi$  vonalmenti szórásban jelentkezik, amit könnyü lenne kimutatni, ha az elektronok eredetileg egy vonal mentén halad-

nának a z -irányban. Ezt azonban nem lehet megvalósitani, az elektronok már eredetileg egy nyalábban haladnak, igy a várható effektus módosul és a szórás kimutatása nehezebb.

### A várható effektus

Tegyük fel, hogy elektromágneses tér nélkül az elektronáramsürüség a haladási irányra merőleges sikban Gauss-eloszlást követ, a sürüség függvénye:

$$j_0(x,y) = \frac{J_T}{\pi r_0^2} e^{-\frac{x^2 + y^2}{r_0^2}}$$

ahol J, a teljes áram, 6 az elektronágyutól és az optikai rendszertől függő konstans.

A kvantumos szórást egy egydimenziós Gauss-eloszlással vehetjük figyelembe:

$$J_{q}(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi} x_{q}} e^{-\frac{x^{2}}{x_{q}^{2}}},$$

abol xq ~ 109

A két eloszlás eredő sürüségfüggvényét a valószinüségszámi-<sup>tás</sup> szerint [3] az előbbi kettő konvoluciója adja:

$$\underline{j(x,y)} = \int_{-\infty}^{+\infty} j_0(u,y) j_q(x-u) du = \frac{J_T}{\pi r_0 \sqrt{r_0^2 + x_q^2}} e^{-\left(\frac{x^2}{r_0^2 + x_q^2} + \frac{y^2}{r_0^2}\right)}$$

Az üregrezonátorban kialakult elektromágneses tér kvantumos természete tehát abban nyilvánul meg, hogy az üregen keresztülhaladó elektronnyaláb eredetileg körszimmetrikus áramsürüségfüggvénye $<sup>ell</sup>ipszis alakura torzul. A torzulás <math>x_q$  illetve  $\Delta \varphi$  -vel, azaz a <sup>8</sup>zórással számszerüleg összefügg.

### Indikálási módszer

A következő probléma, hogyan mérhetjük a torzulás, illetve az  $x_q$  értéket, hiszen a végső cél az  $x_q(E_0)$  összefüggés meghatározása, hogy ezt össze tudjuk hasonlitani az elméleti számitással

Áramsürüség helyett természetesen áramot kell mérni, éspedig mivel a torzulást akarjuk meghatározni, célszerü az elektronnyaláb közepét kirekeszteni. Kétféle eljárás kinálkozik:



2. ábra

A 2.ábrán az eredeti és a torzitott nyaláb vetületét tüntettükfel sematikusan.A bejelölt területen mérünk áramot az elektromágneses tér különböző amplitudói esetén, majd az igy nyert áramértékekből akarjuk az  $x_q(E_0)$  összefüggést megállapitani. Vizsgáljuk meg ennek lehetőségét mindkét esetben,

a/ A mért áramérték az előbbi áramsürüségfüggvénnyel kifejezve:  $-x_i \neq \infty$ 

$$J = \int_{-\infty}^{1} \int_{-\infty}^{1} j(x, y) \, dy \, dx$$

Az y szerinti integrálást elvégezve és uj jelöléseket bevezetve

$$\frac{J}{J_T} = \int_{-\infty}^{-\sqrt{1+\gamma^2}} \frac{e^{-t^2/2}}{\sqrt{2\pi}} dt , \text{ ahol} \quad \gamma^* = \frac{x_q}{r_0} ; \quad u = \frac{x_1\sqrt{2}}{r_0}$$

Ha J és J, értékét mérjük, akkor egy hibaintegrál táblázatból  $u/\sqrt{1+\gamma^2}$  visszakereshető és ebből X, és  $r_0$  ismeretében X, már kiszámitható.

 $\tau_0$  meghatározása is egyszerü; elegendő az elektromágneses tér bekapcsolása előtt áramot mérni, legyen ez  $J_0$ , akkor

$$\frac{J_0}{J_T} = \int_{-\infty}^{-u} \frac{e^{-t^2/2}}{\sqrt{2\pi}} dt ,$$

amiből *u* határozható meg visszakereséssel, és igy csak x,-t kell mérni, ami viszont nem okoz problémát.

b/ Ha  $\Delta x$  elég kicsiny, akkor az áramsürüségfüggvényből a mérhető áramot könnyen kiszámithatjuk, ha azt y szerint integráljuk a  $(-\infty, +\infty)$  intervallumban és az x szerinti integrálás helyett  $\Delta x$ -el szorzunk.  $\sqrt{2}$ -val itt is az  $E_0=0$ -hoz tartozó áramértéket jelölve:

$$\frac{J}{J_0} \simeq \frac{1}{\sqrt{1+r^2}} e^{\frac{X_1^2}{T_0^2} \cdot \frac{T^2}{1+r^2}}$$

Ezen kifejezés kiértékelése előtt vegyük figyelembe, hogy az előbb tárgyalt mérési módszer nyilván nem ad pontos eredményt, ha  $\gamma^2 \ll 1$ , hiszen a kiértékelésnél  $\sqrt{1+\gamma^2}$  kifejezés szerepel. A most kapott képletet ezen feltevés mellett értékeljük ki. Ha tehát  $\gamma^2 \ll 1$ , akkor

$$\frac{J}{J_0} \sim e^{\left(\frac{X_1 Y}{T_0}\right)} \quad \text{és ebből} \qquad X_q \sim \frac{T_0^2}{X_1} \sqrt{\ln \frac{J}{J_0}}$$

### Befejezés

A fotonkisérletnél egy üregrezonátoron keresztülhaladó elektronok irányszórását kell vizsgálni, amelyet zavar, hogy az <sup>el</sup>ektronok nem egy vonal mentén, hanem véges kiterjedésü nyalábban haladnak. Az effektus indikálására két módszert dolgoztunk ki, <sup>am</sup>elyek egymásutáni alkalmazása lehetővé teszi, hogy az elektron-<sup>n</sup>yaláb méreteihez képest mind kicsiny, mind nagy irányszórást <sup>de</sup>tektálhassunk és a zavaró hatástól különválaszthassuk.

# - 560 -

## Irodalom

[1] Fogarassy B. KFKI Közl. 4, 292, 1956.

[2] Faragó P., Marx Gy. M.Fiz.Folyóirat 2, 11, 1954.

[3] pl. Dr. Medgyessy P., Dr. Takács L. Valószinüségszámitás, 1957

Érkezett 1957.december 3.

KFKI Közlemények 5.évf. 6.szám, 1957.

# AZ ELEKTROMÁGNESES HULLÁMOK OSZTÁLYÁNAK KÖZLEMÉNYE

# MB.OSZTÁLYVEZETŐ: HOFFMANN TIBOR

# Elektromágneses tér kvantumos szerkezetének kisérleti vizsgálata

Irta: Feit Pál, Fogarassy Bálint és Tompa Kálmán

# Összefoglalás

Beszámolunk egy kisérletről, amelynek célja centiméteres hullámhosszu elektromágneses tér kvantumos szerkezetének közvetlen kimutatása. Lényegében egy üregrezonátorban gerjesztett elektromágneses tér és a rajta áthaladó elektronnyaláb közti kölcsönhatást vizsgáljuk. A kisérlet alapját képező elméleti számitások [1], [2] szerint a kölcsönhatás következtében az üregből kilépő elektronok meghatározott értékü irányszórással rendelkeznek. Elvégezve a kisérletet nem találtunk irányszórást, pontosabban, ha Van irányszórás, az legfeljebb az elmélet által várt érték lo %-a lehet.

### Bevezetés

Jól ismert tény, hogy az elektromágneses hullámok bizonyos körülmények közt hullám, más körülmények közt korpuszkuláris, azaz kvantumos tulajdonságot mutatnak. Utóbbit meggyőzően igazolják többek közt a fotoeffektus és általában a spektroszkópiai mérések. Mindezeknél fent áll azonban, hogy az elektromágneses térrel kölcsönhatásban lévő rendszer maga is kvantumos tulajdonságu. Megnyugtató lenne egy olyan kisérlet elvégzése, amelynél az elektromágneses tér kvantumos természete közvetlenül nyilvánul meg, tehát a kölcsönhatásban más kvantumos természetű elem nem vesz részt.

A fenti probléma megoldására többen foglalkoztak szabad elektronok és elektromágneses tér kölcsönhatásának vizsgálatával, és megfontolásokat végeztek üregrezonátoron keresztülhaladó elektronok viselkedésére vonatkozólag [1-16]. Jelen közleményben nem célunk ezen, sokszor egymásnak ellentmondó, elméleti meggondolások diszkutálása, hanem beszámolunk egy kisérletről, ahol az adot kölcsönhatást megvalósitottuk.

Röviden vázoljuk Faragó P. és Marx Gy. elgondolásait [1] egy kisérleti elrendezés és az azzal kapcsolatos számitásokról,amelynek elméleti alapját P. Smith egy korábban megjelent közleménye [3] szolgáltatja.



Egy négyszögkeresztmetszetü üregrezonátoron, amelyet TE012 módusban gerjesztünk, elektronokat lövünk keresztül az l.ábrán feltüntetett módon. Ha az elektronok sebességét ugy választjuk meg, hog a nagyfrekvenciás tér periódus-ide jének egészszámu többszörösét töltik az üregben, akkor a klasszikus számitások szerint irányeltérés nélkül lépnek ki az üregből [17]. Ha ellenben feltételezzük, hogy az elektronok az üregrezonátorban kialakult elektromágneses tértől nem folytonosan, hanem  $\hbar\omega$  adagokban kapják az energiát, akkor statisztikus meggondolások alapján az üregből az elektronok már nem mind

lépnek ki irányeltérés nélkül, hanem fellép egy adott értékü irányszórás is. Primitiv modell alapján ez ugy képzelhető el, hog az üregben az elektronokhoz fotonok ütköznek az elektromos térnek megfelelő irányban és bár átlagosan mindkét irányban egyforma számu foton ütközik, mert az elektronok egészszámu periódust töltenek a térben, a statisztika törvényei szerint egyes elektronokra nézve lesz az ütközések száma közt különbség, ami végső soron az elektronok irányszórásában jelentkezik. Az üregrezonátortól adott távolságban vizsgálva az effektust, ott egy vonalmenti szórást kell kapnunk, ami a korrespondencia elvnek megfelelően az <sup>ü-</sup> regben kialakult elektromos tér irányával egyezik meg. Végeredményben a vonalmenti szórásra a következő eredményt kapták [1]:

$$x_q \sim \frac{2^{5/4} \pi e^{1/2} h^{1/4} k^{5/4} l}{m^{3/4} L \omega^{5/4}} \sqrt{E_0} \sim 7,5.10^{-3} \sqrt{E_0} \ cm \ ; \qquad [E_0] = v/cm$$

Itt e,m az elektron töltése és tömege;  $\hbar$  a Planck-állandó;  $\omega = 2\pi$  1200 Mc/s az alkalmazott elektromágneses tér körfrekvenciája;  $\ell = 35,3$  cm az üregrezonátor azon oldalának hossza, amelyik az elektronok mozgásirányával párhuzamos;  $E_0$  az elektromos térerősség amplitudója; k = 10 teljes periódust töltenek az elektronok az üregben, amihez ~5 kV gyorsitó feszültség szükséges;  $\ell = 75$  cm az üreg és az indikálófej közti távolság. Figyelembe vettük, hogy az elektronok nem az üregrezonátor középvonalán haladnak keresztül, ami egy  $2^{-1/4}$ -es faktorral való szorzást jelent.

Az elmélet által várt vonalmenti szórást bizonyos mértékig elmossa, hogy az elektronok nem egy egyenes mentén, hanem nyalábban terjednek. Egyszerű megfontolásokkal lehet azonban megfelelő indikálási módot találni, amelynek segitségével az effektus ezen zavaró körülmény mellett is kimutatható [18].

A kisérlet feladata tehát az  $x_q(E_0)$  összefüggést megállapitani és a mérési eredményeket az elmélettel összehasonlitani.

# Kisérleti berendezés

A kisérlet talán a legkönnyebben egy blokkdiagramm segitségével tekinthető át, amely a 2.ábrán látható.



- 563 -

2. ábra

A mikrohullámu szignál generátor 25 cm-es hullámhosszu elektromágneses hullámokat szolgáltat. A generátorból az elektromágneses energiát koaxiális rendszerben iránycsatolón és állóhullámviszony-mérőn keresztül csatoljuk egy állitható szonda segitségével az üregrezonátorba. A 8500-as leosztási tényezőjü iránycsatoló megfelelő ágához termisztofejes mikrohullámu teljesitménymérő csatlakozik. A 8,825 cm x 17,65 cm x 35,3 cm méretü négyszögkeresztmetszetü üregrezonátor tetejére van felszerelve a izzókatódos elektronágyu és a megfelelő diafragma rendszer, amely kis nyilásszögü elektronnyalábot biztosit. Az elektronágyuhoz szükséges gyorsitófeszültséget egy 10<sup>-3</sup> stabilitási tényezővel rendelkező anódpótló szolgáltatja, amelynek feszültsége 0-7,5 kVig változtatható. Az üregrezonátor aljára egy 60 cm-es cső közbe-



3.ábra

iktatásával van felszerelve az indikáló fej. Ez lényegében egy változtatható méretü keskeny ré és a megfelelő mozgató szerkeze amelynek segitségével az elektronok haladási irányára merőle ges sikban tetszés szerinti irányban 0,01 mm pontossággal le lehet tapogatni az elektronnyalá okozta foltot. A résen átjutó elek tronokat gyüjtő elektródával fogj fel és az áramot elektrométerrel mérjük. Az elrendezés sematikusan a 3. ábrán látható. A szükséges vákuumot /~ 5.10<sup>-5</sup> Hgmm/ az üregrezonátor-, elektronágyu- é indikálófejben megfelelő nagyvákuumrendszer biztositja. Az üreg rezonátorban kialakuló nagyfrek

venciás tér indikálására még egy szonda van beépitve, amelyhez kristály-egyenirányitón keresztül feszültségmérő csatlakozik.

### Mérés

Mint már a bevezetésben megállapítottuk a kisérlet célja az  $x_q(E_0)$  összefüggés meghatározása, azaz különböző térerősségek esetén a vonalmenti szórás értékének mérése. Ennek elvégzése előtt azonban meg kell határoznunk az elektronnyaláb keresztmetszetének alakját és áramsürüség eloszlását, mert erre szükségünk lesz a kiértékelésnél, ki kell dolgoznunk egy módszert a térerősség mérésére és végül be kell állitanunk az elektronok sebességét ugy, hogy azok a kialakult elektromágneses tér rezgésidejének egészszámu többszörösét töltsék az üregrezonátorban, azaz rezonancia sebességgel mozogjanak.

a/ Az elektronnyaláb áramsürüség eloszlását a nagyfrekvenciás tér bekapcsolása nélkül az indikálófej segitségével állapitjuk meg éspedig ugy, hogy a mozgatható réssel x és y -irányban végigtapogatjuk a foltot és a résen áthaladó elektronok áramát elektrométerrel mérjük. Az x -irány az üregrezonátorban majd kialakuló elektromos tér irányával egyezik meg, az 4 -irány erre merőleges. A rés méretei: 0,6 mm x 8 mm. A mért áramértékeket a 4.ábrán látható grafikonon tüntettük fel. Mint az ábrából leolvasható, az elektronnyaláb egy keresztmetszetét tekintve az áramsürüség X-irányban közelitőleg Gauss-eloszlást követ, y-irányban azonban valami ((y) függvény szerint változik, a diafragma-rendszer megfelelő beállitásával elérhető, hogy az áramsürüség eloszlás y irányban is szimmetrikus. Mivel a beállitás nagy türelmet igényel, és a katódok élettartama ugy is igen rövid /3-8 óra/, továbbá a kiértékelésnél az aszimmetria nem játszik szerepet, nem nem érdemes minden katódcsere után elvégezni. Végeredményben az áramsürü-<sup>Séget</sup> a következő függvénnyel irhatjuk le:

$$j_0(x,y) = \frac{I_T}{\sqrt{\pi} x_0} e^{-\frac{x^2}{x_0^2}} f(y) ; \qquad \int_{-\infty}^{+\infty} f(y) dy = 1 .$$

Itt I<sub>I</sub> az elektronnyaláb teljes árama, x<sub>0</sub>=1mm a grafikon alapján. A tér kvantumos szerkezete miatt várható szórás az elektronnyalábot x -irányban torzitja, mint azt az előző meggondolások mu tatják. Az x<sub>q</sub> vonalmenti szórásnak a torzulásból való kiszámitására [18] alatt végeztünk megfontolásokat, azonban ott feltételeztük, hogy az elektronnyaláb áramsürüség eloszlása eredetileg kör-<sup>8</sup>zimmetrikus. A kiértékelésnél figyelembe vesszük, hogy ez a feltételezés a kisérletnél nem teljesül, de mint könnyen belátható, csak jelölésbeli változást okoz.





b/ Az üregrezonátorban kialakuló elektromos térerősség relativ mérése egy, az üregbe nyuló szonda segitségével történik, amelyhez ismert karakterisztikáju kristályegyenirányitó közbeiktatásával feszültségmérőt csatolunk. A relativ mérésen tulmenőleg legalább közelitőleg szeretnénk ismerni a térerősség nagyságát abszolut értékben is. Erre van lehetőség, ha ismerjük az üregrez<sup>o</sup> nátor jósági tényezőjét ( $Q \sim 5000$ ), méreteit ( $a \times b \times c$ ) és a betáplált teljesitményt (P). Ekkor /177:

$$E_{0} = \sqrt{\frac{\delta PQ}{\varepsilon_{0} \ \omega \ abc}}; \qquad [P] = W$$

$$[\omega] = sec^{-1} \qquad [E_{0}] = V m^{-1}$$

$$[abc] = m^{3}$$

ahol  $\mathcal{E}_0$  a vákuum dielektromos állandója, és  $\omega$  az alkalmazott kör frekvencia. Ennek alapján tehát a betáplált teljesitményt mérve meg tudjuk határozni a térerősség amplitudóját.

A betáplált teljesitmény mérése, ha reflexió is van, két iránycsatoló és ezekhez csatlakozó teljesitmény-mérőkkel történhe<sup>t</sup> ugyanis igy meg tudjuk mérni a haladó és visszavert teljesitMényt, amelyeknek a különbségét akarjuk tulajdonképen ismerni. Más módszer is lehetséges, ha az egyik iránycsatolót és teljesitménymérőt egy állóhullámviszony-mérővel helyettesitjük. Ekkor egyszerü számitással megmutatható [19], hogy

$$P = 4M \frac{\sqrt{\alpha}}{(\sqrt{\alpha}+1)^2}$$

ahol *M* a fogyasztó felé haladó teljesitmény és α a négyzetes feszültség-állóhullámviszony /szondával és kristály-egyenirányitóval müködő ÁHV-mérőknél ezt olvassuk le/.

Esetünkben maximális térerősségnél: M=2,7W,  $\alpha=9$ , igy  $P\cong 2W$ , tehát  $\mathcal{E}_0 = 150 \ v/cm$ . Hibahatárt nem adunk meg, mert csak közelitőleg van szükségünk a térerősség abszolut értékének ismeretére.

c/ Rezonancia sebesség beállitása a következőképpen történhet. Az indikálófej rését x-irányban mozgatva olyan-helyre állitjuk, hogy az áram maximális legyen. Rezonancia sebesség esetén a térerősség változtatásától függetlenül árammaximumot a rés ugyanazon állása esetén kell kapnunk, ugyanis ekkor az elektronok kilépési iránya független a térerősség amplitudójától. Ellenben az eddigi elképzelések szerint -, ha az elektronok nem a periódus egészszámu többszörösét töltik az üregrezonátorban, a rájuk ható elektromos tér hatása nem közepelődik ki, és az üregből való kilépésük iránya függ a térerősség nagyságától. Azt az érdekes eredményt tapasztaltuk, hogy bármilyen gyorsitó feszültség, azaz kezdősebesség esetén az elektronoknak az üregből való kilépési iránya független a térerősség amplitudójától, tehát ilyen értelemben nem indokolt rezonanciasebességről beszélni. Ezt az eredményt a kiértékelés során megindokoljuk.

d/ A vonalmenti szórás mérése a következőképen történik: az indikáló fejben lévő rést az x-irányra merőlegesen állitva és irányban mozgatva mérjük az elektronnyaláb keresztmetszetének különböző helyein a résen áthaladó elektronáram értékét, miközben a térerősséget, a rés minden egyes állásánál, 0-150 V/cm-ig változtatjuk. A maximális elektronáram helyétől számitva előre és hátra 0,5-2 mm-ig tapogattuk le az elektronnyalábot 0,2 mm-es lépésekben. Azt tapasztaltuk, hogy az elektronáram egy-egy helyzeten belül állandó értékü marad, függetlenül a térerősség változtatásától. A mérést több gyorsitófeszültség értéknél /4-6 kV között/ megismételtük, de az eredmény változatlan maradt.

Az áramértéket 0,5-es osztályu galvanométeren olvastuk le, és az hogy az elektronáram nem változik 2 %-os pontossággal állapitottuk meg. Ez a bizonytalanság a galvanométer statisztikus ingadozásából adódott.

### Kiértékelés

A kiértékelés során három dologról szeretnénk beszámolni: a. a rezonancia sebességről klasszikus megfontolások alapján; b. a feltételezett, de kisérletileg nem talált kvantumos szórás mérési pontosságáról és a negativ eredmény szemléletes magyarázatá ról, c. az esetleges hibalehetőségekről és zavaró körülményekről

a. Esetünkben az elektronok × -irányu sebessége közelités nélkül meghatározható. Ugyanis, ha egy négyszögkeresztmetszetü üregrezonátorban TE<sub>omn</sub>-módust gerjesztünk, akkor az elektromágne ses tér a következő alaku vektorpotenciállal irható le:

$$Ot(u^{*},t) = [A(y,z,t), 0, 0].$$

Az elektromos és mágneses tér az ismert összefüggések alapján:

$$\begin{aligned} & \underbrace{f}(\mathcal{U}, t) = -\frac{1}{c} \quad \frac{\partial \mathcal{U}}{\partial t} = \begin{bmatrix} -\frac{1}{c} & \frac{\partial A}{\partial t} & 0 & 0 \end{bmatrix}, \\ & \underbrace{f}_{\mathcal{Y}}(\mathcal{U}, t) = rot \quad \mathcal{U} = \begin{bmatrix} 0 & \frac{\partial A}{\partial z} & -\frac{\partial A}{\partial y} \end{bmatrix}. \end{aligned}$$

A mozgásegyenlet X -komponense:

$$m\ddot{x} = -\frac{e}{c} \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{e}{c} \left[ \mathcal{H} \cdot rot \ \mathcal{U} \right]_{x} =$$
$$= -\frac{e}{c} \left( \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial A}{\partial y} \ \dot{y} + \frac{\partial A}{\partial z} \ \dot{z} \right) = -\frac{e}{c} \frac{dA}{dt} .$$

Integrálva a  $(t_o, t)$  intervallumban és figyelembe véve, hogy az üregrezonátorba való belépés pillanatában  $A(y(t_o), z(t_o), t_o) = 0$ a határfeltétel miatt, továbbá feltételezve, hogy  $\dot{x}(t_o) = 0$ ,  $a^{k-1}$ kor:

$$\dot{x}(t) = -\frac{\varphi}{mc} A(y(t), z(t), t)$$

Az egyenletből azonnal leolvasható, hogy az elektronok az üregrezonátorból való kilépéskor nem rendelkeznek X -irányu sebességgel, mert a határfeltételek miatt az üreg falánál a vektorpoten-
ciál eltünik, tehát  $\dot{x}(t_k) = 0$ 

Ezek szerint világos, hogy rezonancia sebességről a fenti értelemben nem beszélhetünk, mert az elektronok x -irányu sebessége nem az elektromos tér időintegráljától, hanem a vektorpotenciáltól függ. A helytelen értelmezés a mágneses tér elhanyagolásából eredt.

b. Az indikálással kapcsolatban a [18] alatt végzett meggondolásokat alkalmazva, az ott követett számitáshoz teljesen hasonló módon, az ×q vonalmenti szórás a kisérletileg mért értékekből a következőképen kapható:

$$x_q \cong \frac{x_o^2}{x_1} \sqrt{\ln \frac{J}{J_o}}$$

ahol  $x_o = 1 mm$  a félértékszélesség a grafikon alapján,  $x_1 = 0.5 - 2mm$ ig;  $J_o$  és J az x, helyen mért áram a tér bekapcsolása előtt és után. A képlet levezetésénél figyelembe vettük az elektronnyaláb kisérletileg talált áramsürüség eloszlását.

A kisérleti pontosságot figyelembe véve J és  $J_o$  értéke legfeljebb 4 %-kal térhet el egymástól, ezt a fenti képletbe helyettesitve, x,= 2 mm -t véve; xq = 6.10<sup>-2</sup> mm adódik. Tehát ha van kvantumos szórás az ennél az értéknél nem lehet nagyobb. Ez az érték a kisérletünk alapját képező elmélet által várt 6.10<sup>-1</sup> mm / E<sub>o</sub> = 150 V/cm -nél/ érték lo %-a.

Szeretnénk megindokolni szemléletesen a szórásra kapott negativ eredményt. Az eddigi elképzelések szerint az üreget betöltő fotongáz az elektromos tér irányába ad át impulzust az elektronoknak és az ezen ütközésekre vonatkozó statisztikus meggondolások eredményezték a várt szórást.

Már klasszikus megfontolásokból is látszik, hogy a mágneses tér szerepét nem szabad elhanyágolni, másrészt pl. elektromágneses sikhullám esetében a fotonok impulzusa a Poynting-vektor és nem az elektromos vektor irányába mutat. Igy tehát érthető, hogy ×-irányu szórást nem találtunk, és ha van kvantumos effektus, akkor azt z-irányban, azaz az elektronok haladási irányában kell keresnünk, de ennek a kimutatása nagyon nehéz, mert az elektronok kezdő sebesség szórására szuperponálva jelentkezik. Elképzelhető <sup>az</sup>onban, hogy lehet megfelelő geometriai elrendezést találni, amelynek segitségével az effektus kimutatható.

Természetesen ezeket a szemléletes megfontolásokat megfelelő kvantumelméleti számitásokkal kell megalapozni, hogy hitelt érdemlőek legyenek.

c. A kisérlet során erősen zavaró hatásu, hogy az üregrezonátor rézből van és nincs mágnesesen árnyékolva, igy a berendezés felmágneseződött vasalkatrészei által keltett sztatikus mágneses tér hatással van az elektronokra. Ez abban nyilvánul meg, hogy különböző gyorsitó feszültség esetén az elektronnyaláb különbözőképen hajlik el, ami zavarja a mérést. Továbbá pontosabb mérések elvégzéséhez kisebb nyilásszögü, hengerszimmetrikus elektronnyalábra lenne szükség, ami az elektronforrás optikájának javitásáva elérhető. Egy esetleges továbbfejlesztés során ezekre a körülményekre ügyelni fogunk.

Az elektronágyuhoz használt anódpótló feszültségének 10<sup>-3</sup>os stabilitása biztositja, hogy az elektronok sebességszórása 1 %o-nél nem nagyobb. Hasonló nagyságrendbe esik a szignálgenerátor frekvenciájának stabilitása. A többi müszerek pontossága nem játszik szerepet a kisérletnél.

#### Befejezés

Elvégeztünk egy kisérletet, amelynek alapján, elméleti meggondolások szerint, az elektromágneses tér kvantumos szerkezete közvetlenül kimutatható. A kisérlet azt igazolja, hogy az elméletileg várt effektus a hibahatáron belül nem létezik. A hibahatár a várt értéknek 10 %-a.

Igyekeztünk a negativ eredményt szemléletesen értelmezni, valamint rámutattunk arra, hogy a kisérlet alapjait képező klaszszikus megfontolások nem felelnek meg a valóságnak, amint ez a kisérlet egy részleteredményéből is következett.

Köszönetet mondunk Jánossy Lajos professzor urnak, aki a témát tanácsaival támogatta és lehetővé tette, hogy a Központi Mühely a mechanikus munkákat soron kivül elvégezze; Faragó Péter professzor urnak, aki a kisérletet elinditotta és később is tanácsaival támogatta, a Központi Mühely dolgozóinak és az Osztály mechanikus müszerészeinek, akik a szükséges alkatrészeket elkészitették, továbbá a KFKI Elektronikus Kutató Csoportjának, amely Molnár István vezetésével a nagyfeszültségü anódpótlót tervezte és kivitelezte.

## - 571 -

#### Irodalom

[1] Faragó P., Marx Gy., M.Fiz.Folyóirat 2, 11 /1954/ [2] P.S.Faragó, G.Marx, Phys. Rev. 99, 1063 /1955/ [3] L.P.Smith, Phys.Rev. <u>69</u>, 195 /1946/ [4] D.Gabor, Phil.Mag. <u>41</u>, 1180 /1950/ [5] J.C. Ward, Phys. Rev. 80, 119 /1950/ [6] C.Shulman, Phys.Rev. 82, 116 /1951/ [7] C.Shulman, Phys.Rev. 83, 878 /1951/ [8] I.R.Senitzky, Phys.Rev. 86, 595 /1952/ [9] I.R.Senitzky, Phys.Rev. 90, 386 /1953/ [10] I.R.Senitzky, Phys.Rev. 91, 1309 /1953/ [11] I.R.Senitzky, Phys.Rev. 95, 904 /1954/ [12] I.R.Senitzky, Phys.Rev. 98, 875 /1955/ [13] I.R.Senitzky, Phys.Rev. 104, 1486 /1956/ [14] В.Л.Гинзбург. В.М.Фаин. Радиотехника и электроника 2. 780. [15] В.Л.Гинзбург, У.Ф.Н. 46. 348./1952/ /1957/ [16] V.L.Ginzburg, V.M.Fain, Sov. Phys. JETP 5, 123 /1957/ [17] Fogarassy B. KFKI Közl. 4, 292 /1956/ [187 Fogarassy B. KFKI Közl. 5, 556 /1957/ [19] Istvánffy E.: Mikrohullámok technikája....48.0. /Tankönyvkiadó 1955./

Érkezett 1958. január 13.

KFKI Közlemények 5.évf. 6.sz. 1957.

## AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

## <u>A magvisszalökődés és a *B*-részecskék transzverzális</u> polarizációja közti kapcsolat

Irta: Györgyi Géza és Herbert Überall<sup>+</sup>

## Összefoglalás

Lee és Yang általános paritássértő Hamilton operátorának felhasználásával meghatároztuk a  $\beta$ -bomlás valószinüségét a neut rinó és elektron impulzusának valamint az elektron polarizációjá nak adott értéke mellett. Ha a neutrinó impulzusát rögzitjük, a  $\beta$ -részecskék transzverzális polarizációja zérustól különböző. E polarizáció kimutatására egy lehetséges kisérletet diszkutáltunk

Lee és Yang [1] forradalmi feltételezése, amely szerint a gyenge kölcsönhatásokra nem érvényes a paritás megmaradásának té tele, az irányitott atommagokból származó  $\beta$ -sugárzásra [2] és a  $\beta$ -részecskék longitudinális polarizációjára [3] vonatkozó kiter jedt kisérleti vizsgálatok kiindulópontjává vált. E vizsgálatok során – a kisérletek pontosságán belül – bebizonyosodott, hogy a  $\beta$ -bomlásért felelős kölcsönhatás maximálisan paritássértő, ugy<sup>gj</sup> akkor e vizsgálatok megrenditették a  $\beta$ -bomlás kölcsönhatási Hamilton-operátorának alakjára vonatkozó, eddig biztosnak hitt ismereteinket. A Hamilton-operátor alakja jelenleg – az elvégzett kisérletek egymásnak és az elméletnek ellentmondó volta miatt – nem mondható véglegesen tisztázottnak. Ilyen körülmények között kivánatosnak látszik, hogy több független módszerrel rendelkezz<sup>im</sup> a  $\beta$ -bomlás Hamilton-operátorára vonatkozó ismereteink gyarapitása céljából.

A következőkben a  $\beta$ -részecskék polarizációját kivánjuk meß vizsgálni abban az esetben, ha ismerjük a neutrinó kirepülési iré

+/ Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire, Genève.

nyát az elektron kirepülési irányához viszonyitva. Ebben az esetben az elektronok transzverzálisan polározottak lesznek. – Ha a  $\beta$ -aktiv anyag gázalaku, és bomlása ködkamrában történik, ugy az elektronok transzverzális polarizációja következtében a kamrát megtöltő gáz atommagjainak terében fellépő Coulomb-szórás aszimmetriát fog mutatni. /Itt célszerű valamely nehéz gáz, pl. Xe alkalmazása./<sup>+/</sup>

Az elektron és a neutrinó impulzusának adott értéke mellett meg kivánjuk határozni az elektron polarizációját. Számitásainkban Lee és Yang általános paritássértő Hamilton-operátorát használjuk fel, amely – a nukleonokat nemrelativisztikus közelitésben véve figyelembe – a következő alaku:

$$H = \sum_{\kappa} (\psi_p^* O_{\kappa}^N \psi_n) (\psi_e^* O_{\kappa}^L \frac{C_{\kappa} + C_{\kappa} \gamma_5}{2} \psi_{\nu}) + H.c$$

Itt

K =	5	V	Т	A
$\mathcal{O}_{\mathcal{K}}^{\mathcal{N}} =$	1	1	6	5
$O_{\kappa}^{L} =$	84	1	74 E	8

Számitsuk ki a kezdeti neutron /proton/ állapotból a protont /neutront/,  $\vec{\rho}$  impulzusu és  $\vec{S}$  polarizációju  $\beta^{\vec{r}}$ -részecskét és  $\vec{q}$ impulzusu antineutrinót /neutrinót/ tartalmazó végállapotba vezető átmeneti matrixelem négyzetét. / $\frac{f}{2}\vec{S}$  az elektron spinjét jelenti az elektron nyugalmi rendszerében./ Válasszuk  $\vec{\rho}$  irányát ztengelynek és vezessük be a következő jelöléseket:  $\vec{q}(q\sin\vartheta, 0, q\cos\vartheta)$ ,  $\vec{S}(\sin\theta\cos\phi, \sin\theta\sin\phi, \cos\theta)$  A kezdeti állapotban jelenlévő atommagok spinjére átlagolva, a végállapotbeli magspinre és neutrinospinre összegezve a következő eredményt kapjuk  $\beta^{\vec{r}}$ -bomlás esetére:

$$|H(\bar{p}, \bar{s}, \bar{q})|^{2} = \left[ (a_{ss} + a_{vv}) |M_{F}|^{2} + (a_{rr} + a_{AA}) |M_{gr}|^{2} \right] \pm \left[ (b_{ss} - b_{vv}) |M_{F}|^{2} + (b_{rr} - b_{AA}) |M_{gr}|^{2} \right] \frac{p}{E} \cos \theta - \left[ (a_{ss} - a_{vv}) |M_{F}|^{2} - \frac{1}{3} (a_{rr} - a_{AA}) |M_{Gr}|^{2} \right] \frac{p}{E} \cos \theta.$$

Ezt a kisérleti elrendezést Hrehuss Gyula javasolta.

 $\frac{t}{\left[\left(a_{sv}+a_{vs}\right)M_{F}^{2}+\left(a_{TA}+a_{AT}\right)|M_{GT}|^{2}\right]\frac{m}{E}\mp\left[\left(b_{ss}+b_{vv}\right)|M_{F}|^{2}-\frac{1}{3}\left(b_{TT}+b_{AA}\right)|M_{GT}|^{2}\right]}{\left(\cos\vartheta\cos\theta+\frac{m}{E}\sin\vartheta\sin\theta\sin\cos\phi\right)-i\left[\left(a_{sv}-a_{vs}\right)|M_{F}|^{2}-\frac{1}{3}\left(a_{TA}-a_{AT}\right)|M_{GT}|^{2}\right]\frac{p}{E}\sin\vartheta\sin\theta\sin\phi-\left[\left(b_{sv}+b_{vs}\right)|M_{F}|^{2}-\frac{1}{3}\left(b_{TA}+b_{AT}\right)|M_{\sigma T}|^{2}\right]\left(\frac{m}{E}\cos\vartheta\cos\theta+\sin\vartheta\sin\theta\sin\theta\cos\phi\right)$  Itt a következő jelöléseket alkalmaztuk:

$$\begin{aligned} a_{IK} &= \frac{1}{8} \left( C_I C_K^* + C_I' C_K^{**} \right) = a_{KI}^* \\ b_{IK} &= \frac{1}{8} \left( C_I C_K^{**} + C_I' C_K^* \right) = b_{KI}^* \\ |M_F|^2 &= \sum_{M_F} |\int \psi_f^* \psi_i \, dv|^2 , \ |M_{\sigma T}|^2 &= \sum_{M_F} |\int \psi_f^* \vec{\sigma} \psi_i \, dv|^2 \end{aligned}$$

 $\mathbf{E} = \sqrt{p^2 + m^2}$  m = elektrontömeg.

**E** képlet a szögkorrelációt ( $\cos \vartheta$ ) és longitudinális polarizációt ( $\cos \theta$ ) leiró jólismert tagok mellett transzverzális polarizációt szolgáltató tagokat is tartalmaz ( $\sin \theta$ ). Határozzuk meg a transzverzális polarizáció fokát a bomlás sikjában  $\beta^{\mp}$ -bomlás, esetére ( $\theta = \frac{\pi}{2}$ ,  $\phi = 0$ ):

$$P_{\perp}^{(\vec{r})} = \frac{|H(\vec{p}, \vec{s}_{\perp}, \vec{q})|^{2} - |H(\vec{p}, -\vec{s}_{\perp}, \vec{q})|^{2}}{|H(\vec{p}, \vec{s}_{\perp}, \vec{q})|^{2} + |H(\vec{p}, -\vec{s}_{\perp}, \vec{q})|^{2}} =$$

 $=\frac{\mp \left[ (b_{ss} + b_{vv}) M_{F} \right]^{2} - \frac{1}{3} (b_{rr} + b_{AA}) M_{Gr} \right]^{2} \frac{m}{E} - \left[ (b_{sv} + b_{vs}) M_{F} \right]^{2} - \frac{1}{3} (b_{rA} + b_{AT}) M_{GT} \right]^{2} \frac{1}{2} \int \frac{m}{E} \sin^{10} \left[ (a_{ss} + a_{vv}) M_{F} \right]^{2} + \left[ (a_{rr} + a_{AA}) M_{GT} \right]^{2} \frac{1}{2} \left[ (a_{ss} - a_{vv}) M_{F} \right]^{2} - \frac{1}{3} (a_{rr} - a_{AA}) M_{GT} \right]^{2} \frac{1}{E} \cos^{2} \frac{1}{2} \left[ (a_{sv} + a_{vs}) M_{F} \right]^{2} + \left[ (a_{rA} + a_{rA}) M_{GT} \right]^{2} \frac{m}{E} \sin^{10} \frac{1}{2} \frac{1}{2} \left[ (a_{rr} - a_{rA}) M_{GT} \right]^{2} \frac{1}{2} \frac{1}{2} \left[ (a_{sv} + a_{vs}) M_{F} \right]^{2} + \left[ (a_{rA} + a_{rA}) M_{GT} \right]^{2} \frac{1}{E} \frac{1}{2} \frac{1}{2} \left[ (a_{rA} + a_{rA}) M_{GT} \right]^{2} \frac{1}{E} \frac{1}{2} \left[ (a_{rA} + a_{rA}) M_{GT} \right]^{2} \frac{1}{E} \frac{1}{2} \frac$ 

Itt  $\overline{S_{L}}(1,0,0)$  -at tiszta átmenetek esetére specializálva kapjuk:

$$K \qquad P_{\perp}^{(+)}$$

$$S = \frac{1}{5} \frac{m}{E} \sin \vartheta \left(1 - \frac{v}{c} \cos \vartheta\right)^{-1}$$

$$V = \frac{1}{5} \frac{m}{E} \sin \vartheta \left(1 + \frac{v}{c} \cos \vartheta\right)^{-1}$$

$$T = \frac{1}{3} \frac{1}{5} \frac{m}{E} \sin \vartheta \left(1 + \frac{1}{3} \frac{v}{c} \cos \vartheta\right)^{-1}$$

$$A = \frac{1}{3} \frac{1}{5} \frac{m}{E} \sin \vartheta \left(1 - \frac{1}{3} \frac{v}{c} \cos \vartheta\right)^{-1}$$

Itt  $\xi_{\kappa} = b_{\kappa\kappa} / a_{\kappa\kappa}$  A legnagyobbfoku  $|P_1|$  polarizációt a kétkomponensü elmélet érvényessége esetén kapjuk. Akkor  $C'_{\kappa} = \pm C_{\kappa}$  $\xi_{\kappa} = \pm 1$ . Itt a felső előjel akkor érvényes, ha a  $\beta^{\mp}$ -bomlást jobb/bal-kezes neutrinó emissziója kiséri, az alsó előjel pedig az ellenkező esetre vonatkozik. Hangsulyozzuk, hogy a transzverzális polarizáció, a  $P_1^{(\mp)}$  -ben szereplő  $\xi$  tényező révén közvetlenül függ az emittált neutrinó polarizációjától. Itt lehetőség nyilik arra, hogy valamely tiszta / F vagy GT / átmenet felhasználásával meghatározzuk a neutrinó polarizációját, anélkül, hogy a kölcsönhatási törvény pontosabb alakjára / S vagy V, A vagy T / feltevéseket kellene tennünk. Erre a longitudinális polarizáció esetében nincs lehetőség.

Vegyük szemügyre a szabad neutron bomlását, mint a vegyes átmenetek különösen egyszerű példáját. Ebben az esetben  $|\mathcal{M}_F|^2 = 1$  $|\mathcal{M}_{GT}|^2 = 3$  és a tapasztalat szerint [4]  $\mathcal{C}_V = \mathcal{C}_A$ ,  $\mathcal{C}_S = \mathcal{C}_T$ . Ekkor a kétkomponensű elmélet a  $\mathcal{P}_1^{(n)} = 0$  eredményt adja. A"maximális paritássértés"-től való eltérés ( $|\xi| \neq 1$ ) következményeképen lehet  $\mathcal{P}_1^{(n)} \neq 0$ 

Most megbecsüljük a ködkamrát megtöltő gáz atommagjain fellépő Coulomb-szórás aszimmetriáját. Hasonlitsuk össze a  $\vec{p} \times \vec{q}$ ,  $-\vec{p} \times \vec{q}$  irányokhoz tartozó  $I_i$ ,  $I_2$  szórt intenzitásokat. Ezek viszonyát

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{1+aP_1}{1-aP_1}$$

adja meg. /Itt *a* a  $\beta$ -energia függvénye, amelynek maximális értéke elektronok esetében 0,25 (0,15 MeV-nél) pozitronok esetében 0,06 (09 MeV-nél) ; az *a* függvény maximumai szélesek. Ezek az értékek Z=80 esetén érvényesek. Z≠80 esetén Z/80 -nal szorzandók. A  $\beta$ -sugárzó anyagok maximális energiái általában nagyobbak a megadott értékeknél: a neutronra [4]0,78 MeV, He<sup>6</sup>-ra<sup>5</sup> 3,6 MeV Ne<sup>19</sup>- re<sup>6</sup> 2,18 MeV De a  $\beta$ -spektrumok mindig tartalmaznak nagyszámu elektront olyan energiával, amelynél a maximális értékét veszi fel.  $|aP_1|$  legnagyobb értéke 0,25 Z/80 lehet, amelyet Fermi-tipusu  $\overline{\beta}$  -bomlás esetében vesz fel. A gyakorlatban ezt az értéket csökkentheti a  $\sqrt{\beta}$  szögre való átlagolás /pl. a  $\frac{\pi}{2}$ - $\mathcal{E} < \sqrt{\beta} < \frac{\pi}{2} + \mathcal{E}$  szögtartományra/. Ha véges térszögbe szóródott elektronokat regisztrálunk, valamint véges energiaintervallumba eső elektronokat veszünk tekintetbe, ugy ez az aszimmetriát kissé csökkenteni fogja. A  $\mathcal{G}$ ,  $\omega$  szögek és  $\beta$ -energia alkalmas választásával azonban elérhetjük, hogy a Coulomb-szórás aszimmetriája kisérletileg megfigyelhető nagyságrendbe essen.

### Irodalom

[1] Lee, Yang, Phys. Rev. 104, 254 /1956/

[2] Wu és munkatársai, Phys.Rev. 105, 1413 /1957/

[3] Frauenfelder és munkatársai, Phys.Rev. 106, 386 /1957/

[4] Robson, Phys.Rev. 100, 933 /1955/

[5] Rustad és Ruby, Phys.Rev. 97, 991 /1955/

[6] Maxon, Phys.Rev. 97, 109 /1955/

Elhangzott 1957 december hóban a magfizikai kollokviumon.

KFKI Közlemények 5.évf.6.szám, 1957.

# A RADIOLÓGIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE OSZTÁLYVEZETŐ: BOZÓKY LÁSZLÓ

## Fáradási jelenség az önkioltó G-M számlálócső katódján

Irta: Orient Ottó

## szefoglalás

Megvizsgáltuk réz- és nikkel katódos csövek kilépési munkálának és a számlálócsövek müködési adatainak /plató hossz, plató heredekség/ viselkedését tartós müködtetés /fárasztás/ után. Méréseink szerint az önkioltó számlálócsövekben tartós müködtetés setén nemcsak a gázkeverékben, hanem a katódon is létrejönnek fáradási jelenségek. A számlálócső kilépési munkája a fárasztás Mértékének növelésével először igen gyorsan nő, később a növekelés mértéke egyre lassabb. Fárasztás során a kilépési munka változása a számlálócső müködési tulajdonságaira /plató hossz, plató meredekség/ befclyást gyakorol.

Vákuum és gáztöltésü fotocelláknál erős igénybevétel esetén <sup>A</sup> fotokatódon fáradási jelenségek tapasztalhetók [1]. A fotokatód <sup>6</sup>rzékenységének tartománya kisebb hullámhosszak felé tolódik el <sup>6</sup>s a fotocella quantum hatásfoka csökken abban az esetben, ha tar-<sup>tó</sup>san, nagy fényerővel világitják meg müködés közben. Az önkioltó <sup>8</sup>zámlálócsövek katódját használat alatt ugyancsak erős hatás éri, <sup>nert</sup> minden impulzus alatt kb. 10<sup>9</sup> "szerves ion" jut el a katód-<sup>hoz</sup>. Ezek az ionok a katód anyagából elektronokat szakitanak ki <sup>6</sup>s igen rövid ideig /10<sup>-13</sup> sec./ gerjesztett állapotban maradnak, <sup>8</sup>után disszociálnak és sugároznak. Ezenkivül müködés alatt egyéb <sup>9</sup>redeti fotonok is érik a katódot. Ezért feltehető, hogy az önki-<sup>0</sup>ltó számlálócsövekben is létrejönnek fáradási jelenségek tartós <sup>10</sup>ködtetés esetén, mégpedig nemcsak a gázkeverékben, hanem a ka-<sup>tódon</sup> is.

Megvizsgáltuk réz- és nikkel katódos csövek kilépési munká-<sup>ján</sup>ak és a számlálócsövek müködési adatainak /platóhossz, plató-<sup>Mere</sup>dekség/ viselkedését tartós müködtetés /fárasztás/ után. Az azonos geometriai méretű csövek mindegyikének katódátmérője 20 mm, érzékeny szálhossza 80 mm, gáztérfogata kb. 25 cm<sup>3</sup> volt. A méréseket Cu-, illetve Ni-katódos csövek két-két példányán végeztük. A csövek üvegvillára voltak felforrasztva, amelyhez kb. 1,5 1 ürtartalmu üvegedény csatlakozott. A C9-es üvegből készült G-M csövek, a villa és az üvegedény közös rendszert alkottak, melyet szivattyuzás és töltés után a szivattyuról le lehetett választani. Ilymódon mindegyik csőben azonos összetételü és nyomásu gázkeverék volt a mérések alatt. E gázkeverék a fárasztás alatt lényegesen nem változott, mert az egész rendszer térfogata az egyes csöveknek hatvanszorosa volt.

A csöveket is magában foglaló rendszer leszivása és töltése a következőképen történt: az adszorbeált gázok eltávolitására 6 órán keresztül 400 C<sup>0</sup>-on kifütés folyt, 10<sup>-5</sup> Hgmm vákuum mellett. Lehülés után 150 Hgmm argonnal és 10 Hgmm etilbromiddal töltöttünk. Az ilymódon elkészitett csövek platóhosszát és meredekségét ezres leosztásu impulzusszámlálóval mértük, melynek holtideje kisebb volt 5  $\mu$ sec-nál. A katódok kilépési munkáját Beckmann spektrofométer monokromátorával mértük a szerző előbbi munkájában [2] részletesen leirt módszer alkalmazásával.

Az első Ni, illetve Cu-katódos csövet tartósan működtettük Co-60 preparátummal. A működtetés /fárasztás/ alatt percenként 6.10<sup>4</sup> impulzust számlált a cső és ekkor 5 µA áram folyt át rajta A második Ni-, illetve Cu-csövet nem fárasztottuk, hanem ellenőrző méréshez használtuk. Az egyes fárasztási fázisokhoz tartozó platóhossz-meredekség-kilépési munka értékeket a fárasztás után 24 órával mértük meg, mivel a cső tulajdonságainak tartós változását vizsgáltuk.

Az l.ábrán láthatók az Ni katódos cső fárasztása során mért eredmények. A katód kilépési munkájának változása az a. jelzésü görbén látható. A fárasztás mértékének növelésével először igen gyorsan nő a kilépési munka, később a növekedés mértéke egyre la<sup>g.</sup> subb. A b. görbe a platóhossz, a c. görbe a plató meredekségének változását mutatja a fárasztás alatt. A plató hossza a fárasztás kezdetén nagymértékben nő, hasonlóan, mint a kilépési munka. A plató meredeksége nagymértékben csökken a fárasztás első szakaszában. 2.10<sup>7</sup> impulzus után a plató a fárasztás növekedésével kissé megrövidül, és meredekebb lesz.



1 abra

Az összehasonlitásképen mért második Ni-cső katódjának kilépési munkája nem változott az első Ni-cső fárasztása során /a: egyenes/. Ezen cső platóhosszának változását a b: görbe, meredekségének változását c: görbe ábrázolja, mialatt az első Ni-cső fárasztása történt. A b: és c: görbén látható, hogy a második cső platójának hossza kissé megrövidül, - meredeksége kissé megnő, amint az első cső fárasztása előrehalad.

Az első és második Cu-katódos csövön analóg méréseket végez tünk el, mint a két Ni-katódos csövön. Ezek a mérések hasonló eredményeket szolgáltattak, mint az Ni-katódos csöveken végzett mé rések. Ezért a Cu-katódos csövek mérési eredményeit külön grafiko nokon nem ábrázoltuk.

Az irodalomban [1] található magyarázatok szerint a fotocel lák fáradását a fotokatód kristályszerkezetében bekövetkező változások hozzák létre. A számláló cső kilépési munkájának fokozatos növekedését az ionok és fotonok bombázása következtében a katód felület szerkezetében létrejövő változások idézik elő.

A szerző régebbi mérései szerint [2] azonos nyomásra megtöl tött és azonos geometriáju számlálócsöveknél a nagyobb kilépési munkáju katóddal készült csövek platója hosszabbnak, plató meredeksége kisebbnek adódott, mint a kisebb kilépési munkáju katóddal készült csöveké. Ezek szerint a kilépési munka megnövekedése okozza a számlálócső müködési adatainak /platóhossz, meredekség/ a fárasztás első szakaszában bekövetkezett javulását.

A vizsgálatok során nem sikerült teljesen kiküszöbölni a töltőgáz fáradását. Ezt mutatja a kontrollképen mért Ni-cső plató hosszának kismérvü csökkenése és a fáradás alatt a csövek indulási feszültségének megváltozása 1020 V-ról 1040 V-ra. A töltőgáz kioltó sajátságainak kismérvü romlásával magyarázható az a jelenség is, hogy 2.10<sup>7</sup> impulzus után a fárasztott Ni-cső müködési tulajdonságai /platóhossz-meredekség/ kismértékben romlani kezdtek, annak ellenére, hogy a kilépési munka kismértékben továbbra is n<sup>ö4</sup> vekedett.

Tartalék gázedény nélkül elkészitett számlálócsöveknél feltételezhetően azért nem volt észlelhető a müködési sajátságok javulása a fárasztás kezdetén, mert a gázkeverék kioltó sajátságainak romlása kompenzálta a kilépési munka növekedése által okozo<sup>tt</sup> javulást.

#### - 581 -

### Irodalom

 [1] J.H.de Boer és M.C.Teves, Zs.f.Phys. <u>74</u>, 604 /1932/ W.Kluge és S.Weber, Zs.f.angew.Phys. <u>7</u>, 123 /1955/
 [2] O.Orient, Acta Phys.Hung. <u>7</u>, 199 /1957/\*

Elhangzott 1957 december hóban a magfizikai kollokviumon.

KFKI Közlemények 5.évf. 6.szám, 1957

# A KISÉRLETI ATOMREAKTOR FIZIKAI OSZTÁLYÁNAK KÖZLEMÉNYE OSZTÁLYVEZETŐ: PÁL LÉNÁRD

## <u>A diffuzióegyenlet alkalmazása reaktorok</u> <u>ventillációs kéményének tervezésénél</u> Irta: Hoffmann Tibor és Németh Géza

### Összefoglalás

Az egyszerü diffuzió-elmélet alapján kiszámitják a szerzők egy L magasságu kéményből kijövő rádioaktiv szennyeződés koncentrációját, figyelembevéve a felezési időt. A számitásokat adszorbeáló /aerosol/ és nem adszorbeáló /gáz/ esetre szélmentes és viz szintes irányu szél esetére is elvégzik. Az eredmények lehetőséget adnak a reaktor kéményének a méretezésére.

Egy reaktor tervezésénél igen fontos feladat a reaktort övező terület rádioaktiv szennyeződéstől való biztositása. Sok mun ka történt ezen a területen és ma már a reaktorokat a környezetük számára szinte teljesen veszélytelennek lehet tervezni.

Az ez irányu vizsgálatok egy része a reaktorok szellőző kéményének a tervezésével foglalkozik. Az eddig e téren végzett elméleti munkák közvetve, vagy közvetlenül Sutton [1] 1934-ben publikált számitásain alapulnak. Sutton emlitett cikke számitásokat közül, melyeket a szerző az első világháboru vége felé végzett a gázháboru alkalmazásával kapcsolatosan. Ezeket a számitásokat alkalmazták később vegyi gyárak kéményeinek a tervezésénél.

Sutton alapfeltétele az, hogy az atmoszférában a szennyező részecskék diffuziója függ a kéménytől való távolságtól. Ez az <sup>el</sup> gondolás a szennyeződés koncentrációjára az alább következő képletet adta. – Ha a derékszögü koordináta rendszer origóját a kémény alján helyezzük el, az x tengelyt a szél irányába, az y tengelyt pedig arra merőlegesen mutatónak vesszük, Sutton képlete a sik földfelületre a következő szennyeződési koncentrációt adja:

$$N = \frac{c_0}{v_0 x^2} e^{-\frac{y^2 + L^2}{c_1^2 x^2}}$$

ahol Co és C, állandók, Vo a szélsebesség és a kémény magassága. Ez a képlet könnyen igazolhatóan maximumot ad

$$y = 0$$
$$x = \frac{L}{c_1}$$

helyen, melynek az értéke

$$N_{max} = \frac{c_2}{V_0 L^2}$$

Ez egy nagyon meglepő eredményt mutat, azt, hogy a maximum helye független a szélsebességtől. Közvetlenül belátható viszont, hogy ez nem lehet igaz.

Az ellentmondás akkor sem szünik meg, ha a szennyeződést rádioaktivnak tekintve annak a felezési idejét is figyelembe veszszük. Ezért az alábbiakban megpróbáltunk egy egyszerübb alapokon nyugvó, de talán általánosabb feltételezésekkel megalapozott számitást végrehajtani.

Tegyük fel, hogy a föld-felület sik a kémény környezetében. Igy a problémát a szélmentes esetben hengerszimmetrikusnak tekinthetjük. Jelentse r a kémény tövétől való távolságot és z a föld



1. ábra

felszinétől való magasságot. A kémény magassága legyen  $\ell$  /l.l.ábra/. A szenynyeződés koncentrációja a szennyeződés kibocsátásától számitott t idő mulva legyen az (r, z) helyen  $\nu(r, z, t)$ 

Ha O időpontban a kéményből n<sub>o</sub> mennyiségü szennyeződést lökünk ki az atmoszférába, akkor a szennyeződés koncentrációjára a közönséges diffuzió elmélete alapján a következő differenciálegyenletet kapjuk

 $\frac{\partial v}{\partial t} = D \left( \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} \right),$ 

ahol D a szennyeződésnek a levegőben való diffuzióállandója. A ha tárfeltételek a következők:

$$\nu(r,\infty,t)=0.$$

Ez azt jelenti, hogy végtelen nagy magasságban a szennyeződés elenyésző kis koncentrációju.

$$\nu(\infty,z,t)=0.$$

Ez azt jelenti, hogy a kéménytől végtelen nagy távolságban a koncentráció elenyészően kicsiny. Még egy harmadik határfeltétel is fog fellépni, még pedig a föld felszinén. Ennek a tárgyalására alább részletesen kitérünk.

A kezdeti feltétel a következő:

$$\nu(r,z,0) = n_0 o^n(z-L) \frac{o^n(r)}{r},$$

ahol d' a Dirac-delta.

A föld felszinén /z = 0/ a határfeltétel kétféle lehet. Ha a szennyeződés gáz, melyet a felszin nem adszorbeál, a határfeltétel a felszinen az, hogy minden olyan gázrészecske, amelyik a felszinre ér, onnan visszaverődik, vagyis a szennyeződésnek ninc<sup>s</sup> a felszinre merőlegesen áramlása a felszin irányában. Ezt a köve<sup>t</sup> kezőképen fejezhetjük ki:

$$\frac{\partial v}{\partial z}(r,0,t)=0$$

Ha viszont a szennyeződés egy aerosol, vagyis nagyobb részecskéket tartalmazó por, azt a feltételezést tehetjük, hogy min den olyan részecske, mely eléri a felszint, adszorbeálódik rajta. Aerosolokat tárgyalva, a gravitáció hatását is figyelembe kellene vennünk, de ki lehet mutatni, hogy ha a részecske nagysága kisebb, mint kb.  $10\mu$ , a gravitációnak nincs lényeges hatása és egyedül a diffuziót kell tekintetbe venni. Ebben az esetben a koncentráció közvetlenül a talaj fölött 0, mivel minden részecske amelyik ebbe a részbe kerül, végtelen gyorsan a talajra adszorbeá lódik, tehát kikerül az atmoszférából. Ez annyit jelent, hogy

$$\nu(r,o,t)=0$$

Meg kell jegyezni, hogy a valóságban a nem adszorbeáló és az adszorbeáló eset közötti átmeneteket kell tekintenünk, ahol a határ Most röviden megadjuk a nem adszorbeáló, tehát gáz esetére a differenciál egyenlet megoldását.Vegyük  $\nu$  Henkel-transzformáltját a következő formában:

$$V(\omega,z,t) = \int_{0}^{\infty} J_{0}(r\omega) r v(r,z,t) dr,$$

ahol Joa nulladrendü Bessel-függvény, majd V Laplace-transzformáltját a következő alakban:

$$W(\omega,z,p) = \int_{0}^{\infty} e^{-pt} V(\omega,z,t) dt.$$

W-re a differenciál egyenlet a következő alakba transzformálódik:

$$\frac{\partial^2 W}{\partial z^2} - \left(\omega^2 + \frac{\rho}{D}\right) W = -\frac{n_0}{D} o^{\prime}(z-L)$$

a következő határfeltételekkel

$$W(\omega, \infty, p) = 0,$$

$$\frac{\partial W}{\partial z}(\omega,0,p)=0.$$

Ezt a differenciálegyenletet könnyen megoldhatjuk és a megoldást analitikus alakban vissza is lehet transzformálni. Minthogy a jelen esetben csak a talajon lévő szennyeződési koncentráció érdekel bennünket, erre az esetre adjuk meg azt:

$$\nu(r, o, t) = \frac{n_0}{2\sqrt{\pi} D^{3/2} t^{3/2}} e^{-\frac{L^2 + r^2}{4Dt}}$$

Ez az a szennyeződési koncentráció, amit egy a O időpontban kilökött n<sub>o</sub> szennyeződés okoz. Ha a szennyeződés felezési idejét is figyelembe vesszük (T), a veszélyes koncentrációra a következő értéket kapjuk:

$$N_0(r,o,t) = \frac{n_0}{2\sqrt{\pi} D^{3/2} t^{3/2}} e^{-\frac{t}{\tau} - \frac{L^2 + r^2}{4Dt}}$$

Ezt a képletet használhatjuk akkor, ha a talajon bárhol a radioaktiv szennyeződés koncentrációját akarjuk meghatározni abban az esetben, ha ez a szennyeződés egyetlen pillanatban került ki a kéményből, például a reaktor valamilyen hibás müködése, üzemzavara folytán. Folyamatosan müködő reaktor esetében a fenti formulát öszszegezni kell, vagyis integrálni a reaktor időbeli üzemeltetési programjának megfelelő sulyfüggvénnyel. A számitásokat állandó egyenletes üzemeltetés esetére végeztük el. Ebben az esetben az utolsó képletet egyszerüen integrálnunk kell:

$$N(r,o,t) = \int_{0}^{t} N_{0}(r,o,t) dt$$

Ebből láthatjuk, hogy N-nek maximuma akkor van, ha  $t \longrightarrow \infty$ Az invegrál ebben az esetben a következő eredményt adja:

$$N(r,0,\infty) = \frac{n_0 e^{-\frac{VL^2 + r^2}{\sqrt{Dr}}}}{D\sqrt{L^2 + r^2}} \quad .$$

Ez r-nek monoton csökkenő függvénye, vagyis a szennyeződés koncentrációjának legnagyobb értéke a kémény tövében lesz és ennek az értéke  $re^{-\frac{L}{\sqrt{Dr}}}$ 

 $N(0,0,\infty) = \frac{n_0 e^{-\frac{L}{\sqrt{D\tau}}}}{DL}$ 

Ha ismerjük az egyenletes üzemben a kéményen az időegységben kijövő szennyeződést, a megengedhető maximális koncentrációt, a diffuzió-állandót, D-t és a felezési időt,  $\mathcal{I}$ -t, a fenti képletből kiszámithatjuk a kémény L magasságát ugy, hogy a koncentráció mindenütt kisebb legyen a megengedett veszélyesnél. Hasonló számitásokat lehet a hibás müködés, vagyis az üzemzavar esetére is véghezvinni.

Reaktorunk esetére az A<sup>41</sup>-es gázszennyeződést kell figyelembe venni, melynek a felezési ideje 1,8 óra. A számitások.azt mutatták, hogy a folyamatos üzemeltetés esetén a koncentráció nagyobb, mint az üzemzavar esetén és igy a tervezésnél az előbbi<sup>†</sup> kell figyelembe venni.

A teljesen adszorbeáló esetet hasonlóképpen lehet számitani, azonban ebben az esetben a szennyeződés koncentrációját a felszinen az a szennyeződési mennyiség adja meg, amit a felszin a O időponttól a kérdéses időpontig adszorbeált. Ezt a felezési idő figyelembevételével a következőképen adhatjuk meg:

 $N(r,o,t) = De^{-\frac{t}{\tau}} \int_{0}^{t} \frac{\partial v}{\partial z}(r,o,t) dt .$ 

Ebben az esetben szintén analitikusan lehet tárgyalni a problémát és végeredményként a folyamatos üzemeltetés esetére a következőt kapjuk:

$$N(0,0,\infty) = \frac{n_0 T}{L^2} e^{-\frac{L}{\sqrt{DT}}} \left[ 1 + \frac{L}{\sqrt{DT}} \right]$$

és egy hasonló képletet az üzemzavar esetére.

Következőkben vizsgáljuk meg a szél hatását. Ha vizszintes irányban fujó szelet tételezünk fel, könnyen belátható, hogy a szél hatása az lesz, hogy a koordinátarendszert a szél irányában  $v_0$ t-vel el kell tolnunk. Ha ezt megtesszük, látható, hogy - mivel az előző számitásoknál a szennyeződési koncentrációk maximuma mindig a koordinátarendszer kezdőpontjában volt - a leghátrányosabb esetet akkor kapjuk, ha O szélsebességgel számolunk, vagyis az előbb végigszámolt szélmentes esetben.

Abban az esetben, ha a szélnek lefelé irányuló komponense is van, az előbbinél hátrányosabb esetben vagyunk, de a meteorológiai statisztika adataival erre az esetre is meghatározhatjuk a probléma megoldásához szükséges paramétereket.



2.ábra

Lehetséges hasonlóképpen egy esetleges inverziós rétegnek az atmoszférában való figyelembevétele is.

Meg kell jegyeznünk, hogy a kémény valóságos magassága kisebb lehet, mint a számitásoknál használt L, ugyanis ezen L-nek a kémény effektiv magasságának kell lennie, vagyis annak a magasságnak, ahol a diffuzió megkezdődik. Ha a kémény belső alakját megfelelően képezzük ki, például ugy, mint a 2.ábrán látha-

tó, akkor ezt az effektiv magasságot a kémény valóságos magasságánál jóval nagyobbá tudjuk tenni, mivel a kéményből kijövő gáz-<sup>s</sup>ugár egy bizonyos magasságig fellő.

A legtöbb valóságos esetben a reaktor kéményének közelében <sup>a</sup> talaj nem sik és ennek a hatását is figyelembe kellene vennünk. <sup>E</sup>z ugyanolyan nagyságrendben befolyásolhatja az eredményeket, mint <sup>a</sup> meteorológiai faktorok, melyeket nem vettünk itt figyelembe. Ebben az esetben is lehetséges azonban az adott helyzetnek megfelelő feltételezéseket tenni és ezzel a várható hatást megbecsülni.

#### Irodalom

[1] O.G.Sutton: The problem of diffusion in the lower atmosphere The theoretical distribution of airborne polluti from factory chimneys. Quarterly Journal of the Royal Meteorolcgical Society 1947, Vol.73.

Elhangzott 1957 december hóban a magfizikai kollokviumon.

KFKI Közlemények 5.évf. 6.szám, 1957.

## A KISÉRLETI ATOMREAKTOR FIZIKAI OSZTÁLYÁNAK KÖZLEMÉNYE OSZTÁLYVEZETŐ: PÁL LÉNÁRD

### Folyamatosan regisztráló szcintillációs 7-spektrométer

Irta: Kiss Dezső, Matus Lajos és Zámori Zoltán

## Összefoglalás:

Épitettünk egy egykristályos szcintillációs, automatikusan regisztráló 7-spektrométert. A készülék felbontóképessége a Cs 661 KeV-es vonalára 9,5 %; non-linearitása 4,4 MeV-ig l %-nál kisebb; stabilitása kielégitő. Egy teljes spektrum automatikus felvétele kb. 5 perc alatt történik. Felvetjük a spektrométer olyan Módositásának ötletét, amellyel a fotocsucs magasságából közvetlenül leolvasható a vonal intenzitása és közöljük az erre vonatkozó számitásokat.

### 1. A részülék

Épitettünk az /n, p / reakcióknál fellépő p -sugarak energia-<sup>8</sup>pektrumának tanulmányozására egy spektrométert, melynek blokk-<sup>1</sup>iagrammja az l.ábrán látható. A Tl-al aktivált NaJ kristályra <sup>eső</sup> p -sugarak által kiváltott szcintillációs fényt egy elektron-<sup>8</sup>okszorozó /Mp/ alakitja át a sugárzás energiájával arányos amp-<sup>1</sup>itudóju feszültségimpulzussá. Az impulzusok CF katódkövetőn ke-<sup>res</sup>ztül E erősitőre, majd egy egycsatornás differenciális ampli-<sup>1</sup>tudóanalizátorra /DD/ jutnak, melynek kimenetén egy rate meter /RM/ regisztrálja a beütésszámot. AP automatikusan regisztráló po-

nciométer irószerkezete egy milliméterpapirra a beütésszámmal

nyos kitérést rajzol. A papirt egy szinkronmotor továbbitja e-Syenletes sebességgel az irószerkezet alatt. Ugyanez a motor állitja a DD diszkriminációs szintjét egy potenciométer segitségével 0-tól 90 V-ig, és igy a papirra automatikusan lerajzolódik a <sup>s</sup>pektrum.

Különböző gyártmányu és méretű NaJ/Tl/ kristályokat használfunk MgO-os reflektorral. Az elektronsokszorozó és a kristály közé egy 12 mm-es vastagságu plexi fényvezetőt helyeztünk, amely a fér eloszlás egyenletesebbé tétele mellett egyben a sokszorozó domboru katódjának és a sik kristálynak az illesztésére is szolgált. A kristálynak és a sokszorozónak a fényvezetőhöz való optikai illesztése DC 703 Dow Corning szilikonolajjal történt.



#### 1.ábra

Az általunk épitett folyamatosan regisztráló szcintillációs gammaspektrométer blokksémája. SF-nagyfeszültségü stabilizált anódpótló a sokszorozó táplálására.

Méréseinknél felváltva alkalmaztunk orosz gyártmányu  $\phi \rightarrow Y - 19$ és RCA 5819 tipusu sokszorozót. Eddigi tapasztalataink szerint a két tipus között lényeges eltérés sem a felbontásban, sem a lines ritásban nem található.

A katódkövető két sorbakapcsolt EF-80 cső; a kivezérelhetőség negativ jelekre 30 V.

Az impulzuserősitő [1] maximális erősitése 1000-szeres, amely 10 decibeles lépésekben csökkenthető. Az erősitő maximálisan 100 V-os impulzust ad a kimeneten, linearitása 1 %-nál jobb és non-overloading tulajdonsággal rendelkezik, azaz nagy amplitudój<sup>u</sup> impulzusok jelenléte nem torzitja el a spektrum kis amplitudój<sup>u</sup> tartományát.

Az egycsatornás differenciál diszkriminátor igen egyszerű: néhány kristálydiódát és mindössze három 6J6 csövet tartalmaz. Stabilitása tapasztalataink szerint igen jó, diszkriminációs bizonytalansága mindössze 0,1 Volt. A diszkriminációs szint /V/ 0-90 V tartományban, a csatornaszélesség /ΔV/ pedig 0,1-20 V tar tományban változtatható. A diszkriminátor megoldása lehetővé teszi a kapuerősitő és az antikoincidencia fokozat előtt általában oly sok problémát okozó mesterséges késleltetés elkerülését. A holtidő 5-10 µsec. E diszkriminátor tipus - mely ajánlható minden olyan méréshez, ahol egyszerü, könnyen megépithető és stabil differenciál diszkriminátor alkalmazása szükséges - részleteit illetően utalunk [2]-re.

Az EMG 1875 tipusu rate meter tulajdonságai és stabilitása teljesen kielégitőnek bizonyult.

A regisztrálásra )NN-09 tipusu, orosz gyártmányu automatikus potenciométer szolgált, amelynek a teljes kitérése 50 mVbak felel meg. A papir sebezségét 6-960 cm/óra tartományban változtatni lehet. A papirt továbbitó mechanikai berendezés hajtotta megfelelő áttételezéssel a diszkriminációs szintet állitó, 2650 Ohmos összellenállással rendelkező potenciométert.

## 2. Felbontóképesség

A spektrométer felbontóképességét a Cs<sup>137</sup> 661 KeV-es vonalára 9,8 %-nak találtuk.<sup>\*</sup> Meggyőződtünk arról, hogy a várakozás-Pak megfelelően a felbontóképesség az  $1/\sqrt{E}$  törvényt követi. Figyelembe véve, hogy a csatornaszélesség 1 Volt, korrekciót végeztünk a csatornaszélességnek a felbontóképességre gyakorolt torzitó hatását illetően a 2.ábra [3] alapján; a korrigált érték 9,5 %.

A 3.ábrán látható a felbontóképességnek a sokszorozó fóku-<sup>s</sup>záló diafragmája és katódja közé kapcsolt feszültségtől  $V_K$  való <sup>f</sup>üggése; kb. 300 V-os feszültségkülönbség alkalmazása esetén elérjük az optimumot.

Mérési feltételek. Kristály: 1<sup>1</sup>/2 x 1<sup>1</sup>/2"-es francia NaJ/Tl/ Sokszorozó: RCA - 5819; összfeszültség: 960 V Erősités: 50x Csatornaszélesség: 1 V Rate-meter időkonstans: 2 sec.



A véges csatornaszélességnek  $/ \Delta V / a$  felbontóképességre gyakorolt hatása [3].  $\eta$  - az adott csatornaszélességgel mért félszélesség;  $\eta_{0}$  - elméleti félszélesség  $\Delta V=0$  esetén.



A - a felbontóképességnek /százalékban kifejezve/ a V feszültségtől való függése; B - a sokszorozó erősitési tényezőjének V<sub>k</sub>-tól való függése tetszőleges egységekben.

## 3. Linearitás

- 593 -

A készülék linearitását első lépésként változtatható, hiteles amplitudóju impulzusgenerátorral vizsgáltuk meg, majd az alábbi rádioaktiv preparátumokkal vettünk fel a linearitás fizikai ellenőrzése céljából spektrumot:

Preparátum	γ −vonalak	Felezési idő	Forráserősség
24 <sup>Cr<sup>51</sup></sup>	267 KeV 323	27 <u>+</u> 2 nap	kb. 500 µC
270060	1171 1332	5,27 év	kb. 10 µC
30 <sup>Zn<sup>65</sup></sup>	1120	250 <u>+</u> 5 nap	kb. 7 mC
44 <sup>Ru<sup>103</sup></sup>	400 49 <b>4</b> 610,6	45 <u>+</u> 1 nap	kb. 10 $\mu$ C
55 <sup>Cg<sup>137</sup></sup>	661	33 é <b>v</b>	kb. 7 mC
80 <sup>Hg</sup> <sup>203</sup>	279	43,5 nap	kb. 300 C

A fenti preparátumokkal végzett méréseink egy részét illusztrálja a 4/a.ábra. A 4/b.ábrán láthatók a nagyobb energiáknál <sup>v</sup>égzett linearitás mérések eredményei; a 4,4 MeV-es mérési pontot <sup>P</sup>o-Be neutronforrás *γ*-vonala szolgáltatta.

A grafikon abszcisszáján a fotocsucsnak az energiaskála kezdő pontjától való távolsága van feltüntetve centiméterekben. Ki-Vételt képez a 4,4 MeV-es mérési pont, melynél a párképződési Csucs, illetve csucsok távolságát tüntettük fel, mivel ennél az <sup>e</sup>nergiánál már a párképződés valószinüsége dominál. A párképződé-<sup>s</sup>i jelenség természetének megfelelően a moncenergetikus gamma há-<sup>r</sup>om különböző energiaértékkel jelentkezik attól függően, hogy a <sup>k</sup>eletkezett pozitron két megsemmisülési fotonjának mindegyike el-<sup>h</sup>yelődött /A/, vagy csak az egyik /A-0,51/, illetve egyik sem /A-1,02/.





A spektrométer energia-linearitása. Az abszcisszán a fotocsucsnak /illetve a párképződési csucsoknak/ az energiaskála O pontjától számitott távolsága van feltüntetve centiméterben. Méréseinket összefoglalva azt mondhatjuk, hogy készülékünk Monlienaritása 4,4 MeV-ig 1 %-nál kisebb, ha a sokszorozó összfeszültsége bizonyos feszültségérték alatt marad.

Kiegészitő méréseket végeztünk annak megállapitására, hogy A sokszorozó linearitása milyen amplitudóju kimenő jelekig marad Meg. A mérésnél különböző energiáju gamma-sugarak spektrumát vettük fel változó sokszorozó feszültség mellett. Eredményként azt kaptuk, hogy az RCA 5819 tipusu sokszorozónál /NaJ/Tl/ foszfor esetén/ 960 V-nál nagyobb összfeszültség esetén romlik el a lihearitás, mikor is a kimenő impulzus nagysága 5,8 V. A $\phi$ <sup>3Y</sup> -19 sokszorozónál a linearitás elromlása 1070 V-nál kezdődik, ami 7,5 V kimenő amplitudónak felel meg.

## 4. Stabilitás

A spektrométer stabilitását többféle módszerrel ellenőriztük. Egyrészt ugyanazt a spektrumot időben egymásután többször egy-Másra rajzoltuk, másrészt beállitottuk a diszkriminációs szintet Valamilyen fotocsucsnak a közepére és hosszabb ideig járattuk ugy a készüléket, amelynek ilymódon időben változatlan beütésszámot kellett rajzolnia. Ez utóbbi mérést különböző csatornaszélességek mellett végeztük el, és azt találtuk, hogy a stabilitás kielégitő, amennyiben a csatornaszélesség 0,1 V-nál nem kisebb. Különösen jó a stabilitás, ha a nagyfeszültséget sorbakapcsolt száraz telepek szolgáltatják, - feltéve, ha a hőmérsékletingadozás a telepek közelében kicsi.

## 5. Intenzitáshü spektrométer

A szokásos spektrométer tipusoknál a különböző vonalakhoz tartozó intenzitások viszonyát a megfelelő vonalak alatti területek hányadosa szolgáltatja. Egyszerüvé és kényelmessé tennénk <sup>a</sup>z intenzitások meghatározását - különösen rutinmunkáknál - ha a <sup>f</sup>otocsucs magassága közvetlen mérőszáma lenne az intenzitásnak. <sup>E</sup>z a gyakorlatban két okból nincs igy:

a fotoelektromos folyamat hatáskeresztmetszete erősen
 csökken az energiával;

b/ a felbontóképesség az energia négyzetgyökével forditott arányban javul.

Ha azonban a diszkriminátor csatornaszélessége nem állandó hanem gondoskodunk arról, hogy nagyobb energiák felé a csatornaszélesség és ennek megfelelően a jelzett beütésszám olyan mérték ben növekedjen, hogy kompenzálja a fenti két hatást, akkor a köz vetlen intenzitásleolvasás megvalósitható.

A csatornaszélesség automatikus változtatását technikailag egy közös tengelyű kettős potenciométerrel oldhatjuk meg, amelynek egyik tagján megcsapolások vannak. /Ilyen pl. a Gamma LPC-2501/B tipusu potenciométer./ Az iker-potenciométer első tagja a diszkriminációs szintet változtatja, a megcsapolással ellátott tag pedig a csatornaszélesség változtatását végzi, ha a megcsapo lások közé megfelelően választott fix ellenállásokat iktatunk be

Kérdés, hogyan válasszuk meg a fix ellenállások értékét, hogy a csatornaszélességnek a kivánt megváltozása megvalósuljon?

Minden 7-vonal egy Gauss-eloszlásu fotocsucsot eredményez

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}e^{-\frac{1}{2\sigma}}$$

Ha minden energiáju  $\gamma$ -sugárzásból másodpercenként N<sub>o</sub> foton érkezik a kristályra, és a kristály fotocsucs-hatásfoka  $\mathbf{E}_i$  energiára  $\tau_i$ , akkor a  $\Delta V$  csatornaszélességgel felvett vonal magassága:

$$A = \frac{N_0 \tau_i}{\sqrt{2\pi} \sigma_i} \int_{\overline{V_i} - \Delta V_i/2}^{V_i - \Delta V_i/2} exp\left(-\frac{(V - \overline{V_i})^2}{2\sigma_i^2}\right) dV$$

Az A/N<sub>o</sub> értéknek minden energia esetén azonosnak kell lenni, amit az integrációs határként szolgáló  $\Delta V_i$  megfelelő változtatásával érhetünk el. A szükséges  $\Delta V_i$  kiszámitása céljából ismernünk kell a  $\tau_i$  és  $\sigma_i$  energia függését. Az előbbi adott kristályméret esetén táblázatokból [4] kiszámitható, az utóbbit pedig a spektrométer által felvett valamilyen vonal félszélességének (7) ismeretében az alábbi formula szolgáltatja:

## $\eta_i = 2,38 \, \sigma_i = 2,38 \, h \, \sqrt{E_i}$ ahol h konstans.

Számitásokat végeztünk a fenti elv alapján lxl<sup>1</sup>/2" kristály méret esetében a 0-1,5 MeV tartományban, - 10 %-os felbontással számolva 661 KeV-re. Számitásaink eredményét és a megfelelő ell<sup>en</sup> állásértékeket az 5.ábra mutatja, a potenciométer elvi kapcsolásával együtt. Megjegyezzük, hogy a közölt értékek más méretü kristály, vagy energiatartomány, vagy felbontás esetében módosulnak. A △V -re alsó értéket az elektronika bizonytalansága, felső ér-



5. ábra

Az intenzitáshű spektrométer kettős potenciométerének kapcsolása. Az első oszlopban a megfelelő söntellenállások számitott értéke (2) a másodikban az energiaérték (MeV) a harmadikban pedig a csatornaszélesség található.

téket pedig a véges csatornaszélességnek a felbontóképességre gyakorolt torzitó hatása határoz meg. A mi esetünkben 1,5 MeV-nél  $\Delta V$ éppen az 1,5 MeV-es energiához tartozó félszélességgel egyezett meg. A torzitó hatás szab egyébként határt az energiaintervallum kibővitésének.

A változó csatornaszélesség előnyeit csak anti-Compton spektrométerrel lehet kihasználni, mivel más esetekben a *y*-sugárzás nem fotoelektromos ill. párképzési kölcsönhatásból származó kom-Ponense hozzáadódik a spektrumhoz és a közvetlen intenzitás leol-Vasást lehetetlenné teszi. Anti-Compton spektrométerrel nem rendelkezvén, méréseket változó csatornaszélességgel ezideig nem vé geztünk.

Ezuton is szeretnénk köszönetet mondani Albert Ákosnak, a készülék megépitésénél és bemérésénél ryujtott lelkiismeretes és invenciózus munkájáért, Lányi Juditnak a számitások elvégzéséért és Nusszer Andrásnak a rutinmérések keresztülviteléért.

### Irodalom

[1] Csákány Antal, KFKI Közlemények <u>5</u>, 608 /1957/
[2] Albert Ákos, KFKI Közlemények <u>5</u>, 599 /1957/
[3] G.T.Wright, J.Sci.Instr. <u>29</u>, 157 /1952/
[4] N.H.Lazar et al., Nucleonics <u>14</u>, N<sup>o</sup> 4, 52 /1956/

Elhangzott 1957 december hóban a magfizikai kollokviumon.

KFKI Közlemények 5. évf. 6. szám, 1957.

## KISÉRLETI ATOMREAKTOR FIZIKAI OSZTÁLYÁNAK KÖZLEMÉNYE OSZTÁLYVEZETŐ: PÁL LÉNÁRD

#### Egyszerű egycsatornás differenciál diszkriminátor

Irta: Albert Akos

## Összefoglaló

A cikkben ismertett egycsatornás differenciál diszkriminátor igen egyszerü, pontos és stabil. Kiküszöböli a szokásos megoldásoknál problémát jelentő mesterséges késleltetést az antikoincidencia fokozat előtt és a kapuerősitő alkalmazását. Holtideje mindössze 5 ~ 10  $\mu$ sec; a maximális diszkriminációs hiba 0,1 volt.

Az alábbiakban ismertetünk egy igen megbizható differenciál diszkriminátort, mely az E.C.Park [1] által ismertetett kapcsolás bizonyos foku módositása, és hazai anyagokból is megvalósitható. A diszkriminátor mindössze három csövet és tizenegy kristálydiódát tartalmaz, tehát a hasonló rendeltetésü berendezésekhez képest igen egyszerü.

A készülék blokksémáját az l.ábra mutatja.



1.ábra

A beérkező jel először az alsó szint vágóra kerül, mely a jel amplitudójától és a fokozat előfeszültségétől függően vagy

átengedi a jel egy részét, vagy /az előfeszültségnél kisebb amplitudó esetén/ lezárja a bemenetet. Ezután a jel egy "villára" kerül, melynek egyik ágában a felső szint vágója, a másik ágábai pedig egy szimmetrizáló tag van. Ennek szerepe a diódák esetlegé hő és egyéb behatások okozta karakterisztikaváltozások szimmetri zálása. /Lényegében egy előfeszitetlen dióda./

A villa ágainak folytatásait képezik a formálókörök, melye igen érzékeny monostabil multivibrátorok. Ezek érzékenységén múlik az egész készülék pontos működése, ugyanis a vágás után fenn maradó esetleg néhány 10 mV-os jelre is biztosan inditaniok kell Ez nem minden nehézség nélkül, de aránylag egyszerüen megvalósit ható. A multivibrátorok jelei egy antikoincidencia körre kerülnek, melyről tetszés szerint integrális, vagy differenciális kimenőjel vehető le.

Ezek után vegyük részletesen sorra az egyes fokozatok működését.

1. <u>Vágókör</u>. A vágás teljesen kristálydiódákkal történik, é ebben rejlik a fokozat minden előnye és hátránya. Kétségtelen előny az egyszerü szerelés /fütés és foglalat bekötés elmarad/ és a kis átmenő és levezető kapacitás. Ez részben a diódák 0,1 ~ 1pF nagyságrendü önkapacitásából, részben az egyszerü szerelésből ered. Ez kisebb jelnyujtást, tehát nagyobb felbontóképességet jelent, ugyanakkor a kapacitiv uton átjutó jeleket gyakorlatilag nullára csökkenti, tehát növeli a diszkriminálás pontosságát. Hái ránya viszont a csöves vágókhoz képest, hogy a kristálydiódák vé ges záróellenállása miatt a maximálisan elérhető vágási szint kb 50-100 V. Megnövelhető a vágási szint azáltal, hogy az alsó szini kristálydiódája helyett vákuumdiódát teszünk be, de ez lényegesei növeli a soros kapacitást.

A vágó elvi kapcsolását a 2.ábra mutatja. A beérkező pozi<sup>ti</sup> jel a D<sub>1</sub> diódára kerül, mely D<sub>4</sub> és D<sub>5</sub>-ön keresztül egy változtat ható feszültség-osztóról záró irányban van előfeszitve. /"Alsó szint" vágó./ Ha a jel amplitudója kisebb, mint a dióda sarkain uralkodó előfeszültség, akkor a dióda zárva marad, tehát jel n<sup>em</sup> juthat át a diódán.

Ha azonban a diódára a zárófeszültségnél nagyobb jelet j<sup>ut</sup> tatunk, akkor a jel egy részében nyitó irányu feszültség jut a diódára, tehát az vezet, és a jelnek a zárófeszültséget meghaladó része tuljut a vágón. /Soros, vagy alulról vágás./



2. ábra

A második "felső szint" vágó /D<sub>3</sub>, D<sub>7</sub>/ müködése teljesen megegyezik az "alsó szint" vágójának müködésével, a különbség csupán annyi, hogy erre a vágóra csupán az első vágás után megmaradó jel kerül. Ennek megfelelően a vágó sémája a szimmetrizáló tag nélkül a következő lesz /3/a.ábra/.



3/a.ábra

Látható, hogy két kaszkádba kapcsolt soros vágóról van szó, melynek közepe fix feszültségen van. Ezáltal elérhető, hogy az egyik szint előfeszültségének változása a másik szint beállitását nem változtatja, ami lehetővé teszi, hogy egy meghatározott szélességü "csatornát" az amplitudó-spektrum teljes területén egyetlen feszültség állitásával végigtolhatunk. A 3/b.ábra mutatja a bejövő jel három tipikus esetét a bejövő amplitudó függvényében. Az  $\alpha_i$  esetben a bejövő jel egyik szintet sem éri el  $/U_b < U_1/$ , tehát egyik szint sem ad kimenő jelet. A  $\beta_i$  esetben



3/b.ábra

 $U_1 < U_b < U_3$ , tehát az alsó szint kimenő jelet ad. A  $\gamma_i$  esetben  $U_1 < U_3 < U_b$ , tehát mind a két szint ad kimenő jelet. Ha ezeket s kimenő jeleket megfelelő formálás után egy antikoincidencia körre visszük, elérhető, hogy az antikoincidencia kör csak a  $\beta_i$  esetben adjon kimenő jelet, tehát a készülék az  $U_1$  és  $U_3$  közé eső ampli-tudókat jelzi.

A D<sub>2</sub> és D<sub>6</sub> diódáknak a vágásban szerepe nincs, csak azért vannak beiktatva, hogy a villa két ága /alsó és felső szint/ teljesen szimmetrikus legyen és igy a D<sub>3</sub>, D<sub>7</sub> diódák termikus karakterisztika változásai szimmetrizálódjanak. Ügyelni kell arra, hog ezek szereléskor egymáshoz közel kerüljenek.

2. <u>A formálókör</u> egy igen érzékeny monostabil multivibrátor. A nagy érzékenység ugy biztositható, hogy az univibrátor egyik csövét sem zárjuk le teljesen, hanem a két cső anódárama között csak néhány mA differencia van. Ez egymagában astabil multivibrátort eredményezne, ezért gondoskodnunk kell a pozitiv visszacsato<sup>2</sup> lás egyirányu lerontásáról. Ez az univibrátor második csövének rácskörébe megfelelően beiktatott kristálydióda segitségével érhető el. Az ilyen alapon működő formálókör elvi kapcsolását a 4. ábra mutatja. /A választás azért eset a 6J6-os csőre, mert a kap<sup>2</sup> csolásban előálló 90 V katód-fütőszál feszültséget tapasztalat <sup>gg<sup>2</sup></sup> rint ez a cső birja a legüzembiztosabban. Egy másik megoldás leh<sup>6<sup>2</sup></sup> tel, de ez a KFKI egységkeretbe való szerelést körülményessé tette volna./

Az ábráról látható, hogy katódcsatolásu u**nivibráto**rról van Szó. Az univibrátort a megdifferenciált jel negativ része /tehát Sz eredeti jel lefutása/ inditja be. D<sub>8-9</sub> csak a differenciált jel



4. ábra

Pozitiv részének levágására szolgál. Ez biztositja,hogy a két formálókör egyidőben billenjen, tehát az antikoincidencia körre <sup>e</sup>gyszerre kerüljenek jelek. Ez a megoldás egyik fő előnye, mert <sup>e</sup>zzel az egyszerü fogással teljesen kiküszöbölhető a mesterséges késleltetés. A maximum időpontja az alsó és felső szintnél is ugyanaz, tehát a lefutás egy időben kezdődik. Ez eredményezi azt, hogy a formálókörök bebillentéséhez szükséges feszültséget a differenciált jel mindkét szinten közel azonos időben éri el. Az igy adódó késés már kismértékü integrálással is kiküszöbölhető.

A pozitiv visszacsatolás egyirányu lerontását célozzák a  $D_{10-11}$  diódák. Szerepük a következő: az astabil müködés folyamán biztosan bekövetkezne egy olyan helyzet, hogy az l. cső anódárama hő, tehát anódfeszültsége csökken. Ezt a csökkenést  $D_{10-11}$  "megfogja" tehát a billenéz nem folyhat tovább. A differenciálás után hz első cső rácsán megjelenő negativ jel viszont pont forditott helyzetet teremt. A második cső rácsfeszültségének változása záróirányban éri  $D_{10-11}$ -et, tehát az egyszeri átbillenés zavartalahul lefolyhat. Visszabillenés után  $D_{10-11}$  hatására az előbbiek szerint tovább billenni nem tud. Az előfeszültségek értéke igen kritikus, mert  $D_{10-11}$  csak megfelelő statikus beállitásban működhet hatásosan. A megfelelő amplitudóju és időtartamu kimenő jel akkora

katódellenállást kiván, hogy a katód a földhöz képest kb. 95 V egyenfeszültségre kerül, igy az előfeszültségek értéke 90 V körül lesz. A megadott értékekkel felépített formálókör érzékenysége nem volt mérhető, ugyanis az impulzusgenerátor vezetékeinek és magának a generátornak a szórt tere is beinditotta. Becslés szerint az érzékenység a differenciálás előttre vonatkoztatva 5-20 mV között van. A kimenő jel amplitudója kb. 7 V, a bemenő jel na ságától csak igen kis mértékben függ. Minthogy a teljes diszkrimi nátor felbontóképességét első közelitésben a formálókör jelhossz szabja meg, ezt a minimumra kell leszoritani. A bejövő jel hosszánál rövidebbre viszont nem vehető, mert ez esetben többször billen, tehát hamis jeleket ad ki. Igy a bemenő jelnél valamivel hof szabbra kell venni. Esetünkben a bemenő jel hossza kb. 6-8 µsec, tehát a formálókör jelhosszát 10 µsec-ra vettük, Ez a megadott kapcsolási elemekkel teljesül. A felbontóképesség szükség esetén kb. 2 µsec-ig leszoritható.





3. <u>Az antikoincidencia kör</u> szerepe, hogy csak akkor adjon ki jelet, ha az alsó szint formálóköre megszólal, de a felső szint nem. Elvi kapcsolását az 5.ábra mutatja.

Müködése a következő: az egyes bemenetek galvanikusan csatlakoznak a formálókörök katódjaihoz, ezáltal az előfeszültségek egyszerüen biztositva vannak. Más meggondolás alapján, mint a fo<sup>r</sup> málókörnél, de itt is nagy katódellenállás szükséges, ugyanis a két cső katódcsatolásban van egymással és a jel-szimmetriához szükséges közel egyszeres erősités csak nagy katódellenállással érhető el. A bejövő jelet egy ellenállás és kapacitáslánc kissé integrálja, ami a formálókörök bebillenésében esetleg mutatkozó


Nézzük meg ezután mi történik ha a/ csak az alsó szint formálóköre jelez, b/ a felső szint formálóköre is jelez.

Az <u>a</u>/ esetben az alsó szint formálóköréről érkező pozitiv jel az l. csőfél anódáramát megnöveli. Emiatt a katód pozitivabb lesz. Mivel a 2.csőfél rácsa állandó feszültségen van, a 2. csőfél rács-katód közötti feszültsége csökken, ami ugy is felfogható, mintha a 2. rács negativabb lett volna, tehát a 2. csőfél anódárama lecsökken, ami a 2. anódon pozitiv kimenő jelet eredményez.

- 606 -

A <u>b</u>/ esetben lejátszódik ugyanaz, mint a/-nál, de ugyanakkor amikor a közös katód feszültsége emelkedik /tehát a 2.csőfél rácsa negativabb lesz/, a felső szint formálóköre ugyanarra a rácsra pozitiv jelet juttat. A két jel egymást közömbösiti, tehá a 2.anódon csak egészen kis pozitiv vagy negativ jelet fogunk ka ni.

A közös katódról integrális jel vehető le: az alsó és felsí szint jeleit együtt érzékeli.



7. ábra

- 607 -

A készülék teljes kapcsolási rajzát a 6.ábra, a hitelesitési görbéket, amelyek a készülék linearitását bizonyitják, a 7.ábra mutatja. A 8.ábrán a készülék kimenő jelei láthatók.

Itt szeretnék köszönetet mondani Kiss Dezsőnek és Zámori Zoltánnak értékes elvi utmutatásukért, vala-





mint Nusszer Andrásnak a gyakorlati megvalósitásnál nyujtott hasznos segitségért.

## Irodalom

[1] E.C.Park, J.Sci.Instr. 33, 257 /1956/

Érkezett 1958. január 13.

KFKI Közlemények 5.évf. 6.szám, 1957.

# A KISÉRLETI ATOMREAKTOR FIZIKAI OSZTÁLYÁNAK KÖZLEMÉNYE OSZTÁLYVEZETŐ: PÁL LÉNÁRD

## <u>Tulvezérelt impulzuserősitők lezárási idejének csökkentése</u> Irta: Csákány Antal

## Összefoglalás

Gammaspektroszkópiában nagy amplitudóju jelek jelenlétéber kell a kisebb jeleket lineárisan erősiteni. A közlemény a követe ményeknek eleget tevő kivitelezett erősitő megoldást ismertet.

Feszültség-amplitudó spektrumok felvételénél sok esetben szükséges a spektrum kezdeti szakaszának elegendő mértékben tört nő "megnagyitása", továbbá gyakori feladat a hasznos jeleknél es nagyságrenddel nagyobb zavaró jelek jelenlétében történő spektru felvétel. Ha a beütésszám alacsony /10-10<sup>2</sup>/mp/ nagy jelek hatásé ra bekövetkező ideiglenes tulterhelődés mérési hibát nem okoz, nagyobb beütésszámnál /10<sup>5</sup>/mp/ azonban az erősitő gyakori telitő dése a mérést lehetetlenné teszi.

Gammaspektroszkópiai célra olyan erősitőt kellett készite amelynek erősitése 1000, a maximális kimenőjel 100 V, azonban a maximális kimenőjelhez tartozó bemenőjel 20-szorosánál /2 V/ se szabad az erősitőnek tulterhelődnie. /Non overloading amplifier.

Tulterhelődés, tulvezérlés alatt a következő értendő: ha l.ábrán látható szokásos kapcsolásu erősitőfokozat első csövének rácsára az A impulzus érkezik, ez felerősitve  $U_{g2}$  vezérlőfeszül ségként kerül a második csőre. Ha ez a feszültség kisebb a máso dik cső előfeszültségénél, a kimenő impulzus a bemenő impulzussé arányos marad. Ha azonban  $V_2$  rácsára akkora impulzus kerül, ame lyik azt rácsáramba viszi /B/, az arányosság megszünik, sőt a kö denzátor feltöltődése következtében az egyenáramu szint oly nagy mértékben eltolódhat, hogy az erősitő lezár és a következő /C/ <sup>1</sup> pulzus csak helytelen amplitudóval, vagy egyáltalán nem jut el a kimenetre. A jelalakok a 2.a.b.c.ábrán láthatóak.



#### 1.ábra

#### 2. ábra

A C<sub>g2</sub> kondenzátor kiküszöbölése, azaz az egyenáramu csatolás a hibát megszünteti. Ugyszintén megoldást jelenthet az olyan méretezés, amelynél a tulterhelő impulzus negativ előjelü, tehát a csatoló kondenzátor rácsárammal való töltése nem következhet be. Egyik megoldás sem kielégitő azonban 20/1-es tulvezérlési viszony esetén, ahol a 20-szoros jel több /2-3/ egymásután következő fokozatot vihet telitésbe.

A megoldás első lehetőségeként az időállandók célszerü megváltoztatásával operálhatunk: nagy  $C_{g2}$  alkalmazásával U<sub>h</sub> feszültség-leugrás /2.b.ábra/ mértékét csökkenthetjük. - Az  $R_{g2}C_{g2}$  időkonstans csökkentése impulzuserősitők méretezési szabályai szerint [1] általában nem hajtható végre, azonban az 1.ábra  $R_{g2}$ -jével párhuzamosan kötött földelt anódu dióda az  $R_{g2}C_{g2} =$ = 10 nF.100 k $\Omega = 10^{-3}$  sec időkonstansot a dióda vezetésének idejére kb.  $C_{g2}$ .  $/R_{dióda} + R_{a1}/= 10$  nF.1k $\Omega = 10^{-5}$  sec nagyságura csökkenti. Ez jelentős javulás, de 10<sup>5</sup> nagyságrendű beütésszám esetén még mindig nem kielégitő.

A tulvezérlés megakadályozásának utja: amplitudó limitálás

a csatolókondenzátor <u>előtt</u>. A legkézenfekvőbb megoldás a 3.ábrán látható. A "b" pont feszültsége néhány Volt-tal magasabb, mint az "a" ponté, ugy, hogy U<sub>b</sub> - U<sub>a</sub> kisebb, mint V<sub>2</sub> nyugalmi előfeszültsége. A kapcsolás működése nyilvánvaló: ha az impulzus amplitudója az U<sub>b</sub> - U<sub>a</sub> értéket meghaladja, az R<sub>al</sub> ellenállással az  $R_1$ ,  $R_2$  osztó párhuzamosan kapcsolódik, igy V<sub>1</sub> munkaellenállását jelentékenyen csökkenti. A megoldás fogyatékossága, hogy működése erősen függ az U<sub>T</sub> telepfeszültség értékétől, továbbá V<sub>1</sub> cső cseréje, öregedése esetén uj beállitásra szorul.



### 3.ábra

4. ábra

A megépitett erősitő a 4.ábrán látható segédáramkör felhasz nálásával készült. Ez az áramkör azt a tényt hasznositja, hogy eg katódkövető katódja mindig pozitivabb, mint a rácsa. R<sub>k</sub> megválasztásával U<sub>d</sub> dióda zárófeszültség beállitható. /Természetesen csak V<sub>g</sub> rácsvezérlési tartományán belül./ Az áramkör "e" pontja valamelyik pozitiv impulzust szolgáltató cső anódjára kötendő. Az R<sub>v</sub>C<sub>v</sub> időkonstans akkora, hogy V<sub>s</sub> rácsának feszültsége az impulzu<sup>g</sup> tartama alatt biztosan konstans marad. C<sub>k</sub> kondenzátor a dióda ára<sup>g</sup> kör váltóáramu ellenállásának csökkentésére szolgál. A kapcsolás felhasználásával sikerült az 1.d.ábrán feltüntetett ideális müködést megközeliteni.

Az erősitő az 5.ábra szerinti kapcsolásban került kivitelezésre. Két, – az irodalomból jólismert [1,2] – visszacsatolt egységet  $/V_1 - V_2 - V_3$  és  $V_4 - V_5 - V_6/$  kimenő katódkövetőt  $/V_7/$  és amplitudó



határoló fokozatokat tartalmaz / $V_{gl}-V_{g2}/$ . Az erősitő negativ jelek erősitésére készült, tehát  $V_2$ ,  $V_4$  és  $V_6$  rácsa kap pozitiv je leket.  $V_{g2}$ -höz tartozó  $D_2$  diódák megakadályozzák, hogy  $V_4$  rácsár 3,5 V-nál nagyobb jel kerüljön, - ez biztositja  $V_4-V_6$  tulterhelé mentesitését.  $V_2$  rácsát  $D_1$  diódák védik  $V_{g1}$  áramkör felhasználásával.  $D_1$  diódák előfeszültsége kb. 0,8 V.

 $C_1$  és  $C_2$  kiegyenlitő kondenzátorok megfelelő beállitásával a jel felfutási idő kisebb, mint 0,1  $\mu$  sec. Csővoltmérővel mért sávszélesség 7 MHz. Szabadon hagyott V<sub>1</sub> rács esetén a kimenő zaj és hálózati brumm feszültség eredője nem nagyobb 50 mV-nál. Az e rősitő a nagymértékü negativ visszacsatolás következtében igen stabil. 100 V-os kivezérlésig non-linearitása nem haladja meg az 1 %-ot.

Nagy tulvezérlés esetén gyakran használt kapcsolás a "hoszszufarku pár" [3] is, de az erősitő felépitése a tárgyalt diódás megoldást igényli. Az igy megépitett erősitő a bevezetőben emlitett célra jól bevált.

#### Irodalom

- [1] Elmore, Sands: Electronics 124-201.
- [2] Gillespie: An introduction to A.C.Amplifiers for Nuclear Physics Research.
- [3] Farley: Elements of Pulse Circuits 29 p.
- [4] Kelley: Double line linear amplifier. Nucleonics 1954. No.3.

Érkezett 1958. január 16.

KFKI Közlemények 5.évf. 6.szám, 1957.

# A KISÉRLETI ATOMREAKTOR FIZIKAI OSZTÁLYÁNAK KÖZLEMÉNYE OSZTÁLYVEZETŐ: PÁL LÉNÁRD

## Belső fékezési sugárzás polarizációja

Irta: Lovas István

#### Összefoglalás

Beta-bomláskor keletkező belső fékezési sugárzás polarizációs tulajdonságait vizsgáljuk. A beta-bomlásból származó elektronok tulnyomórészt longitudinálisan polározottak, ennek következtében az általuk kibocsátott sugárzás cirkulárisan poláros. A polarizáció mértéke a foton energiával növekszik. Maximális energiánál a polarizáció csaknem teljes.

Pontosan 30 évvel ezelőtt, 1927-ben fedezte fel Aston [1] a belső fékezési sugárzást. Azt tapasztalta, hogy betabomláskor folytonos energiáju gamma-sugárzás is keletkezik. Ez a sugárzás nem származhat a betabomlást szenvedő magból, mert 100 betabomlásra csak 1,6 foton jut. A belső fékezési sugárzás oka a kirepülő elektron hirtelen történő megjelenésében rejlik. A jelenség a klasszikus elektrondinamika alapján is értelmezhető [2]. Ha a t időpontig nincs jelen a térben mozgó töltés és a t időpillanatban hirtelen megjelenik egy v sebességgel mozgó töltött részecske, akkor ennek a részecskének a Maxwell-egyenletek szerint is sugárzást kell kibocsátani.

Minthogy az elmult év végéig az a felfogás uralkodott, hogy a beta részek spin állapot szempontjából rendezetlenek, azért a belső fékezési sugárzás polarizációs tulajdonságainak tanulmányozása teljesen érdektelen volt, hiszen a polarizálatlan elektronok által kibocsátott sugárzás szintén polarizálatlan.

Az elmult esztendő alatt született felismerések birtokában azonban tudjuk, hogy a betabomlásból származó elektronok v/c mértékben longitudinális polarizációval rendelkeznek. Várható, hogy az általuk kibocsátott belső fékezési sugárzás szintén határozott polarizációs tulajdonsággal rendelkezik. Kvalitativ megfontolások alapján várni lehet, hogy a belső fékezési sugárzás cirkulárisan poláros. Az emittált foton ui. nagy valószinüséggel az elektron haladási irányát körülvevő keskeny kupszögben távozik. Ha az emittáló elektron spinje a mozgásiránnyal ellentétes volt, akkor a foton emissziókor az elektron spin kénytelen átfordulni, hogy a foton emisszióhoz szükséges  $1\hbar$  -nyi impulzusmomentum változás előálljon. A fotonnak a spinje tehát az eredeti elektron mozgásirányával ellentétes lesz. Minthogy a foton haladási iránya közel párhuzamos az eredeti elektron haladási irányával, ezért a foton spin közel ellentétes a foton haladási irányával. Ha viszont a spin és a haladási irány közötti szög 180°, akkor a foton balra cirkulárpoláros.

Felmerült a gondolat, hogy érdemes lenne a belső fékezési sugárzás polarizációs tulajdonságait megvizsgálni mind kisérleti, mind elméleti vonatkozásban.

Nézzük előbb a probléma elméleti részét. A feladat az, hogy meghatározzuk a W<sub>o</sub> energiáju betabomláskor keletkezett belső fékezési sugárzás polarizációs jellegét és a polarizáció fokát mint a foton energia függvényét. A belső fékezési sugárzás két lépésben zajlik le. A mag egy neutronja átalakul protonná, miközben elektron-antineutrinó párt emittál. Az elektron egy további lépésben bocsátja ki a belső fékezési sugárzási fotont:

$$n \longrightarrow p + e' + \overline{\nu} \longrightarrow p + e + k + \overline{\nu}$$

A számitásnál az átmeneti valószinüség kifejezéséből indulunk ki:

$$W = 2\pi |H|^2 \rho(W)$$

$$w(W_0, k, P) = \frac{1}{(2\pi)^8} \sum_{S_e} \sum_{S_{\overline{b}}} \int (W-1)^{1/2} w (W_0 - W - k)^2 k^2 \left| \sum_{i} \frac{\langle f|H_f|i \times \langle i|H_g|0 \rangle}{W_i - W_0} \right|^2 dW d\Omega_e d\Omega_i$$

Ez adja annak valószinüségét, hogy a W<sub>o</sub> energiával végbemenő bomláskor k energiáju foton keletkezzék P polarizációs állapotban. A megfigyelésben nem szereplő változókra /elektron energia, elektr<sup>of</sup> irány, antineutrinó irány, elektron spin, antineutrinó spin és m<sup>af</sup> spin/ integrálunk, összegezünk, ill. átlagolunk. A foton két független polarizációs állapotának jellemzésére a jobbra és balra cirkulárpoláros állapotot használjuk. A polarizációs egységvektor

 $\underline{e}\left(\frac{1}{\sqrt{2}}, i P \frac{1}{\sqrt{2}}, 0\right)$  ha  $\underline{k}(0, 0, k)$ 

P = +1 jobbra, P = -1 balra cirkulárisan poláros fotonnak felel meg.

Feltételezzük, hogy a Lee-Yang-Landau-féle kétkomponensü neutrinó elmélet helyes, azaz a beta kölcsönhatási kifejezés 50-50 százalékban tartalmaz paritástartó és paritássértő tagokat. A megengedett betabomlásra korlátozódunk, azaz csak azt az esetet tárgyaljuk, amikor az elektron-neutrinó párnak nincs pályamomentuma a magra vonatkozólag, és a mag paritása nem változik. Ez az utóbbi kikötés egyenértékü azzal, hogy a kölcsönhatási kifejezésekből elhagyjuk azokat a tagokat, amelyek a nukleon-sebesség és fénysebesség hányadosát tartalmazzák.

A beta kölcsönhatási operátor:

$$H_{\beta} = -f \left( \left( \bar{\psi}_{p}^{*} \mathcal{Q} \, \bar{\psi}_{N} \right) \left( \psi_{e}^{*} \mathcal{Q} \, \frac{1+\varrho_{i}}{2} \, \varphi_{v} \right) dV$$

az  $\frac{1+\varrho_i}{2}$  tényezővel vesszük figyelembe, hogy a LYL elméletnek megfelelően a neutrinónak csak két lehetséges állapota van.

Az elmondottak figyelembevételével a kijelölt müveletek Minden nagyobb nehézség nélkül elvégezhetők, és a következő ered-Ményre jutunk:

$$\begin{split} & w(w_0, k, P) = \left(\frac{f^2 e^2}{16 \pi^5}\right) \left(\frac{|M|^2}{k}\right) (3, \mp PJ_2) \\ & J_1 = w_0^2 A(x) - w_0 B(x) + C(x) \\ & J_2 = w_0^2 A(x) - w_0 B(x) + D(x) \\ & A(x) = \left(\frac{1}{3} x^3 + \frac{1}{2} x\right) \log (x+s) - \left(\frac{11}{16} x^2 + \frac{2}{9}\right) s \\ & B(x) = \left(\frac{1}{2} x^4 + \frac{1}{2} x^2 - \frac{1}{16}\right) \log (x+s) - \left(\frac{7}{9} x^3 + \frac{1}{16} x\right) s \\ & C(x) = \left(\frac{7}{30} x^5 - \frac{3}{16} x\right) \log (x+s) - \left(\frac{689}{1600} x^4 - \frac{1021}{3600} x^2 - \frac{4}{75}\right) s \\ & D(x) = \left(\frac{1}{6} x^5 - \frac{1}{16} x\right) \log (x+s) - \left(\frac{19}{72} x^4 - \frac{23}{144} x^2\right) s \end{split}$$

ahol

$$x = W_0 - k$$
  $s = \left[ (W_0 - k)^2 - 1 \right]^{1/2}$ 

A belső fékezési sugárzás jobbra cirkulár polárosságának foka:

$$P_j = \frac{1}{f} \frac{J_2}{J_1}$$

A "-" előjel az S és T, a "+" előjel a V és A kölcsönhatás esetén érvényes. Az első esetben a fotonok balra, a második esetben jobb ra cirkulárpolárosak. A számitás során feltételeztük, hogy a neut rinó spinje az impulzusával párhuzamos, az antineutrinóé pedig ellentétes. Elképzelhető, hogy S és T kölcsönhatás esetén valóban ez a helyzet, de V és A csatolás esetén épp a forditottja. Ebben az esetben mindig csak balra cirkulár poláros fotonokat észlelhetünk a kölcsönhatás tipusától függetlenül. A polarizáció fok a foton energiával növekszik. A maximális energiánál csaknem teljes a polározottság [3].

Térjünk át a probléma kisérleti részére! A P<sup>32</sup>β bomlásakor keletkező belső fékezési sugárzást vizsgáljuk. Itt egyetlen beta átmenet van, és zavaró, vonalas gamma-sugárzás nincs. A külső fékezési sugárzás kiküszöbölése céljából anyag-szegény kisren számu fóliára visszük a preparátumot. A belső fékezési sugárzás fotonjai egy mágnesezett vas abszorbensen keresztül egy differenciál diszkriminátorral müködő szcintillációs számlálóra jutnak.

A telitésig mágnesezett vasban a 3 d héj elektronjainak spi jét a mágneses tér kommutálásával egyszer a fotonok haladási irányába, egyszer pedig azzal ellentétes irányba állitjuk be. Az orientált elektronokon Compton-szórást szenvedő cirkulár polárof fotonok hatáskeresztmetszete különböző a párhuzamos, ill. ellenté tes beállás esetén [4]. Mérve a beütésszámot, a két különböző beállás alkalmával a polarizáció jellege és foka meghatározható.

## - 617 -

## Irodalom

[1] G.H.Aston: Proc.Cam.Phil.Soc. 23 /1927/ 935.

[2] C.S.W.Chang, D.L.Falkoff: Phys.Rev. 76 /1949/ 365.

[3] G.W.Ford: Phys.Rev. 107 /1957/ 321.

[4] H.A.Tolhoek: Rev.Mod.Phys. 28 /1956/ 277

Elhangzott 1957 december hóban a magfizikai kollokviumon.

KFKI Közlemények, 5.évf.6.szám, 1957.

## Összesitett tartalomjegyzék az 1957.évben megjelent számokhoz

Ádám András és Lovas István: Termikus neutronok fluxusának mérése aktivációs módszerrel	521
Albert Ákos: Egyszerü egycsatornás differenciál diszkrimi-	599
Berecz György: Normálsugárzás előállitásának néhány prob- lémája a Greinacher kapcsolásu röntgengépeknél	114
Berkes István: Mágneses szórt tér hatása spektrométerek leképzésénél	106
Berkes István, Demeter István és Kostka Pál: Az Atomfizikai Osztály 1 MV-os Van de Graaff generátora	231
Binder Gyula és Vincze András: Cukrok raiooxidációja besu- gárzott nem levegőtlenitett hig vizes oldatban	364
Bozóki György és Gombosi Éva: A maximális valószerüség mód- szer alkalmazása jet-ek primér energiájának meghatá- rozására	167
Bozóki György és Gombosi Éva: Multiplett mezonkeltési elmé- letek által szolgáltatott szögeloszlások vizsgálata	537
Csákány Antal: Tulvezérelt impulzuserősitők lezárási idejé- nek csökkentése	608
Demeter István: 1. Berkes István, Demeter István és Kostka Pál	231
Dohán István, Gémesy Tibor, Sándor Tamás és Somogyi Antal: A fotonok és elektronok számarányának meghatározása Wilson-kamrával a kozmikus sugárzás kiterjedt légi- záporaiban	461
Domokos Gábor: Megjegyzések jet-ek primérenergiájának meg- határozásához	178
Domokos Gábor: Nehéz instabil részek emissziója igen nagy energiáju nukleon-ütközésekből	183
Erő János és Vályi László: Rádiófrekvenciás ionforráson végzett vizsgálatok	414
Erő János és Keszthelyi Lajos: / γ, ρ / reakciók káliumban. /Előzetes közlemény/	428
Faragó Péter: Igen nagy energiáju részecskék előállitásá- ról	200
Fehér István és Vödrös Dániel: Radioaktiv készitmények e- lemzése fizikai módszerrel	514
Feit Pál: Vezérlő berendezések magnyomatékmérő mágneshez	21
Feit Pál és Fogarassy Bálint: Mikrohullámu iránycsatoló	397
Feit Pál, Fogarassy Bálint és Tompa Kálmán: Elektromágneses tér kvantumos szerkezetének kisérleti vizsgálata	561

Olda

1

~	17	7	
	11	as	LF
-	f sola	~	ale elle

Fodor Miklós: Uránércek és technológiai termékek urántar- talmának mennyiségi meghatározása ionkicserélős- komplexonos elválasztás alkalmazásával	445
Fodorné Csányi Piroska: Deutérium izotóphatásának vizsgá- lata a vizgáz reakció egyensulyi állapotára	359
Fogarassy Bálint: 1. Feit Pál és Fogarassy Bálint	397
Fogarassy Bálint: A fotonkisérletnél felmerülő indikálási problémáról	556
Fogarassy Bálint: 1. Feit Pál, Fogarassy Bálint és Tompa Kálmán	561
Gémesy Tibor: 1. Dohán István, Gémesy Tibor, Sándor Tamás és Somogyi Antal	461
Gombosi Éva: 1. Bozóki György és Gombosi Éva	167
Gombosi Éva: 1. Bozóki György és Gombosi Éva	537
Györgyi Géza: Elgondolások a ritka elemi részek szerkeze- téről	315
Györgyi Géza és Jánossy Lajos: Részecskék energiájának meg- határozása emulzióban a "zaj" figyelembevételével	331
Györgyi Géza és Herbert Überall: A magvisszalökődés és a $\beta$ -részecskék transzverzális polarizációja közti kapcsolat	572
Hedvig Péter: A mikrohullámu mágnestér perturbációjának ha- tása a paramágneses rezonanciajelenségre	39
Hoffmann Tibor és Németh Géza: A diffuzióegyenlet alkalma- zása reaktorok ventillációs kéményének tervezésénél.	582
Horváth Lóránd és Neszmélyi András: Egyszerü kettősimpul- zus generátor	248
"Jánossy Lajos és Rupp Erzsébet: Exponenciális abszorpció paramétereinek meghatározása	188
Jánossy Lajos és Náray Zsolt: Az interferenciajelenség vizs- gálata kis fényintenzitásoknál egy 14 méteres kartá-	-
volsagu Michelson-Interferometerben	207
Vanossy Lajos: I. Gyorgyi Geza es Janossy Lajos	172
Kalman Gabor: A Sokszorozasi tenyező deutoron-gazban	15
fütésü kaszkádgenerátor és homogén terü gyorsitó	402
Keszthelyi Lajos és Zimányi /Mráz/ József: Megjegyzések a	
Pt <sup>192</sup> gerjesztett nivóihoz	495
Keszthelyi Lajos: l. Erő János és Keszthelyi Lajos	428
Kisdiné Koszó Éva és Turi László: Mágneses terek preciziós mérése paramágneses rezonancia módszerrel	225
Kiss Dezső, Matus Lajos és Zámori Zoltán: Folyamatosan re- gisztráló szcintillációs <i>p</i> -spektrométer	589



- 621 -

Sándor Tamás, Somogyi Antal és Telbisz Ferenc: A kozmikus sugárzás intenzitásának regisztrálása 1700 g/cm abszorhens földréteg alatt ..... 469 Schmidt György: Nagyhőmérsékletü plazma sugárzása ..... 57 Schmidt György: 1. Pócs Lajos és Schmidt György ..... 64 Simonyi Károly: Egy fuziós reaktor vázlata ..... 99 Simonyi Károly és Uzsoki Miklós: Az izobár DT csillag méretének meghatározása ..... 344 Somogyi Antal: 1. Dohán István, Gémesy Tibor, Sándor Tamás és Somogyi Antal ..... 461 Somogyi Antal: 1. Sándor Tamás, Somogyi Antal és Telbisz 469 Ferenc ...... . . . . . . . . . . . Szabó Nándor: Gyorsmüködésű bistabil multivibrátor ..... 442 Telbisz Ferenc: 1. Sándor Tamás, Somogyi Antal és Telbisz 469 Ferenc ...... Temes Gábor: Korreláció egymást követő nehéz töltött részecskék energiaveszteségei között elektrongázban ..... 78 Tompa Kálmán: 1. Feit Pál, Fogarassy Bálint és Tompa Kálmán 561 Tóth Mihály: 1. Náray Zsolt és Tóth Mihály ..... 391 Trummer István: Geometriai izomerek ultraibolya abszorpciós szinképvizsgálata. II. C=C kötésű geometriai izomerek 3 Trummer István: Geometriai izomerek ultraibolya abszorpciós szinképvizsgálata. III. C=N kötésű geometriai izomerek 130 Turi László: 1. Kisdiné Koszó Éva és Turi László ..... 225 Uzsoki Miklós: 1. Simonyi Károly és Uzsoki Miklós ..... 344 Überall, Herbert: 1. Györgyi Géza és Herbert Überall ..... 572 Varga László: 1. Kálmán Gábor és Varga László ..... 402 Vályi László: 1. Erő János és Vályi László ..... 414 Vincze András: 1. Binder Gyula és Vincze András ..... 364 Vorsatz Brunó: Nemesfémek mennyiségi szinképelemzéséről ... 123 Vödrös Dániel: Diffuziós folyamatok vizsgálata radioizotó-263 pokkal ..... Vödrös Dániel: 1. Fehér István és Vödrös Dániel ..... 514 Zámori Zoltán: 1. Kiss Dezső, Matus Lajos és Zámori Zoltán. 589 Zimányi /Mráz/ József: A paritásmegmaradás kisérleti ellenőrzésének lehetőségei a  $\beta$ -bomlásnál ..... 326 Zimányi /Mráz/ József: Az Ir<sup>192</sup> bomlása ..... 338 Zimányi /Mráz/ József: 1. Keszthelyi Lajos és Zimányi /Mráz/ 495 József ....... Zimányi /Mráz/ József: l. Lakosi László és Zimányi /Mráz/ 502 József ....

Olda

A kiadásért felelős a Felsőoktatási Jegyzetellátó Vállalat igazgatója

Megrendelve: 1958. II.14 Példányszám: 450 Készült Rotaprint eljárással az MSZ 5601-54 Á és MSZ 5602-55 Á szabványok szerint 14,25 (Á/5) ív terjedelemben 36 ábrával

> FELSŐOKTATÁSI JEGYZETELLÁTÓ VÁLLALAT Felelős: Heitter Imre 8-1 630