

50X1-HUM

Page Denied

Next 1 Page(s) In Document Denied

A kiadásért felelős a Felsőoktatási Jegyzetellátó Vállalat igazgatója

Megrendelve: 1957 IX. 25 Pédányszám: 450

Készült Rotaprint eljárással az MNOSz 5601-54 A és MNOSz 5602-55 A szabványok
szerint 9 - (A/S) ív terjedelemben 33 ábrával

FELSŐOKTATÁSI JEGYZETELLÁTÓ VÁLLALAT

Felelős: Heitler Imre

7-4033

I r o d a l o m

- [1] Rodden, C.J., Analytical Chemistry of the Manhattan Project, McGraw Hill Book Co., Inc., New York /1950/
- [2] Ördög M. és Fodor M., Urán mennyiségi meghatározása kémiai módszerekkel. Megjelenés alatt.
- [3] Grimaldi, F.S. et al, Collected Papers on Methods of Analysis for Uranium and Thorium, U.S. Geological Survey Bull. 1006. /1954/
- [4] Schwarzenbach G., Die Komplexometrische Titration. Ferdinand Euke Verlag Stuttgart /1956/
- [5] Přibil R., Komplexometrické titrace, Prague /1955/
- [6] Cabell M.J., Complex Ions Formed by Thorium and Uranium with Complexones. Atomic Energy Research Est. /1956/
- [7] Paley P.N. USSR., Proc. of the International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy. Vol. 8 P/629. /1956.

Erkezett 1957. jul. 31.

KFKI Közlemények 5. évf. 4. szám, 1957.

ős mód-

t urán
isége
-ban

616

616

604

628

616.

után a

kimos-

élőn

iségét.

kőzet

ltárási

itán,

lválasz-

kal

és az

hogy

aföld-

most.

- 456 -

VIII. táblázat

Urán meghatározása karbonátos leltárasi oldatból.

Normál Volkov-módszerrel		Komplexometriás-ioncserélős módszerrel	
0,005 N NH_4VO_3 fogyasztás ml-ben	Talált urán mennyisége mg-ban	0,005 N NH_4VO_3 fogyasztás ml-ben	Talált urán mennyisége mg-ban
4,32	2,592	4,36	2,616
4,28	2,568	4,36	2,616
4,32	2,592	4,34	2,604
4,37	2,622	4,38	2,628
Középérték: 4,32	2,592	4,36	2,616

Az elválasztás úgy is megoldható, hogy átsavanyítás után a széndioxidot kiforraljuk, ha závaros az oldat, leszűrjük, kimoszuk, semlegesítjük, majd komplexiont hozzáadva az ioncserélőn átengedjük és az ismert módon meghatározzuk az urán mennyiségét.

Az eredményekből látható, hogy a rendelkezésre álló közet esetében az elválasztás megoldható és jól alkalmazható feltárasi oldatok urántartalmának meghatározására. Vas, vanádium, titán, mangán, alumínium, kalcium és magnézium jelenlétében az elválasztás után az ammóniumvanadátos titrálás más meghatározásokkal egyező eredményt ad. A komplexonátok stabilitási állandóit és az anion komplexbe vihetőségét tekintetbevéve feltételezhető, hogy az elválasztás réz, nikkell, ólom, molibdén, torium és ritkaföldfémek jelenlétében is megoldható. Ezirányu vizsgálataink most folynak.

[1] R

M

[2] Ö

m

[3] G

f

/

[4] S

F

[5] F

[6] C

w

[7] E

t

Erkez

KFKI

- 455 -

VII. táblázat

Urán meghatározása kénsavas feltárási oldatból.

Módosított Volkov-módszerrel Komplexometriás-ioncserélős módszerrel

0,005 N NH_4VO_3 fogyás ml-ben	Talált urán. mennyisége mg-ban	0,005 N NH_4VO_3 fogyás ml-ben	Talált urán mennyisége mg-ban
4,43	2,658	4,40	2,640
4,44	2,664	4,42	2,652
4,43	2,658	4,44	2,664
4,43	2,658	4,45	2,670
4,42	2,652	4,45	2,670
4,43	2,658	4,46	2,676
		4,46	2,676
		4,45	2,670
		4,44	2,664
		4,44	2,664
Középérték: 4,43	2,658	4,44	2,664

Uránércsek technológiai feldolgozásánál a kénsavas feltáráson kívül egyes ércfajtáknál oxidálószer jelenlétében szódás feltárást alkalmaznak. A szódás feltárásnál káliumpermanganát mint oxidálószer jelenlétében nyert oldatok urántartalmát is meghatároztuk komplexometriás ioncserélős elválasztás után és normál Volkov-módszerrel. A feltárási oldat aliquot részéhez átsavanyítás után hidrogénperoxidot adtunk a káliumpermanganát színének eltűnéséig, majd az oldatot kiforraltuk. Az oldathoz komplexont adtunk, majd a pH-t 7-re beállítottuk és felvittük az ioncserélő oszlopra. Az oszlopot kimosva az uránt 3 M-os H_2SO_4 -val eluáltuk és az efluensben az uránt 0,005 N ammóniumvanadáttal titráltuk. Eredmények a VIII. táblázatban láthatók.

- 454 -

Feltárási oldatok elválasztása és analizise

Az ionkicserélős elválasztást előbb említett modell kísérletek után kőzetfeltárási oldatokra is kipróbáltuk. Tekintettel arra, hogy kőzetek urántartalmának meghatározására sósav - peroxidos feltárást után sorozatanaliziseknél a Volkov-módszert alkalmaztuk [7], összehasonlításként a Volkov-módszerrel meghatározott uránmennyiséget tekintettük. A Volkov-módszernek viszonylagos hosszadalmassága mellett /pl. a csapadékot egy napig állni kell hagyni/ az a hátránya, hogy kénsavas közegben közvetlenül nem alkalmazható, mivel a kénsav a levált urán/IV/ hidrofoszfát csapadékot oldja. A technológiai eljárás folyamán azonban kénsavas oldatokat kellett analizálni. Az eredeti Volkov módszert úgy módosítottuk, hogy előzetes ammóniumhidroxidos lécsapást alkalmaztunk, majd a leszűrt és kimosott csapadékot sósavban oldottuk és a további meghatározást az említett módszerrel végeztük. Az ionkicserélős eljárásnak ebben az esetben még az az előnye is megvan, hogy a technológiai feldolgozásnál nyert kénsavas oldatokat közvetlenül is el lehet választani. Az eredmények a VII. táblázatban láthatók.

Módosít

0,005 N
fogyás n

4,43

4,44

4,43

4,43

4,42

4,43

Középert

4,4

Ur

son kívül

tárást a

oxidálás

roztuk k

Volkov-m

tás után

eltűnésé

adtunk, m

oszlopra,

és az efl

Eredménye

- 453 -

V. táblázat

A szintetikus kőzet feltárási oldat viszonylagos összetétele.

Komponensek	Mennyiség mg-ban
U	1,866
Al ₂ O ₃	100,00
Fe ₂ O ₃	30,00
TiO ₂	1,00
V ₂ O ₅	10,00
CaO	25,00
MgO	25,00
MnO	1,00

VI. táblázat

Urán elválasztása a szintetikus kőzet feltárási oldat többi komponensétől az ioncserélő oszlopon. Eluálás és reduktoron való átengedés utáni ammóniumvanadátos titrálás eredményei.

Bemért urán mennyisége mg-ban	0,005 N NH ₄ VO ₃ fogyasztás ml-ben	Talált urán mennyisége mg-ban	Δ %
1,866	3,08	1,848	-1,0
1,866	3,12	1,872	+0,3
1,866	3,04	1,824	-2,3
1,866	3,14	1,884	+1,0
1,866	3,12	1,872	+0,3
1,866	3,14	1,884	+1,0
1,866	3,07	1,842	-1,3
1,866	3,12	1,872	+0,3
1,866	3,14	1,884	+1,0
Középérték:	3,10	1,860	

Az eredményekből látható, hogy elválasztás után a bemért urán mennyiségét kvantitativé visszakaptuk.

- 452 -

IV. táblázat

Urán/IV/ megkötődése kationcserélő oszlopon komplexon jelenlétében. Eluálás és reduktoron való átengedés utáni ammóniumvanadátos titrálás eredményei.

Bemért urán mennyisége mg-ban	0,005 N NH_4VO_3 fogyás ml-ben	Talált urán mennyisége mg-ban	Eltérés %
1,866	3,10	1,860	-0,2
1,866	3,08	1,848	-1,0
1,866	3,10	1,860	-0,2
1,866	3,12	1,872	+0,2
1,866	3,09	1,854	-0,6
1,866	3,11	1,866	$\pm 0,0$
1,866	3,10	1,860	-0,2
1,866	3,08	1,848	-1,0
1,866	3,10	1,860	-0,2
Középérték:	3,09	1,854	

Ezen kísérletek azt bizonyítják, hogy mind az urán/VI/, mind az urán/IV/ komplexon jelenlétében kvantitatíve megkötődik az oszlopon.

3. Az elválasztás tanulmányozása céljából ismert mennyiségű uránt tartalmazó szintetikus közethez komplexont adtunk, majd az ioncsere és redukció után ammóniumvanadáttal titráltuk. A szintetikus közet összetétele az V. táblázatban, az elválasztás után azaz kapott urán mennyisége a VI. táblázatban található.

A szint

Urán el-
ponensé
engedésBemért
mennyis
mg-ba1,866
1,866
1,866
1,866
1,866
1,866
1,866
1,866
1,866
1,866

Középér

— A
urán me

- 451 -

III. táblázat

Urán/VI/ megkötődése kationcserélő oszlopon komplexon jelenlétében. Eluálás és reduktoron való átengedés utáni ammóniumvanadátotitrálás eredményei.

Bemért urán mennyisége mg-ban	0,005 N NH_4VO_3 fogyás ml-ben	Talált urán mennyisége mg-ban	Eltérés %
1,866	3,16	1,896	+1,6
1,866	3,08	1,848	-1,0
1,866	3,10	1,860	-0,2
1,866	3,10	1,860	-0,2
1,866	3,12	1,872	+0,2
1,866	3,06	1,836	-1,6
1,866	3,08	1,848	-1,0
1,866	3,16	1,896	+1,6
1,866	3,12	1,872	+0,2
Középérték:	— — 3,10	1,860	

Az előző kísérletet megismételtük úgy, hogy az uránt először négyértékűvé redukáltuk, komplexont adtunk hozzá, átengedtük az ioncserélőn, majd 3M H_2SO_4 50 ml-ével eluáltuk és a bizmut reduktoron átfolyatva redukáltuk. Eredmények a IV. táblázatban találhatóak.

- 450 -

II. táblázat

A törzsoldat urántartalmának meghatározása bizmut reduktoron átengedve, majd ammóniumvanadáttal titrálva.

Bemért urán mennyisége mg-ban	0,005 N NH_4VO_3 fogyás ml-ben	Talált urán mennyisége mg-ban	Eltérés %
1,866	3,14	1,884	+1,0
1,866	3,16	1,896	+1,6
1,866	3,08	1,848	-1,0
1,866	3,06	1,836	-1,6
1,866	3,16	1,896	+1,6
1,866	3,14	1,884	+1,0
1,866	3,12	1,872	+0,3
1,866	3,12	1,872	+0,3
1,866	3,14	1,884	+1,0
Közéérték:	3,12	1,872	

2. Az urán/VI/ oldathoz 1 g szilárd komplexont adtunk, majd semlegesítve kb. 50 ml térfogatban az ioncserélőn átengedtük. 100 ml desztillált vízzel mosva, az uránt 3 M H_2SO_4 50 ml-ével eluáltuk és a bizmut reduktoron átfolyatva redukáltuk. A titrálás eredményei a III. táblázatban láthatók.

Urán/V
ben. E
titrál

Bemért
mennyi
mg-b

1,86

1,86

1,86

1,86

1,86

1,86

1,86

1,86

1,86

Középe

ször

az io

dukto

lálha

- 449 -

ammóniumvanadáttal történő titrálás esetében fenilnitrilsav indikátort használva az ekvivalencia pontban az átcsapás élesebb.

A redukció után ammóniumvanadátos titrálás eredményei az I. és II. táblázatban találhatók.

I. táblázat

A törzsoldat urántartalmának meghatározása kadmium reduktoron átengedve, majd ammóniumvanadáttal titrálva.

Bemért urán mennyisége mg-ban	0,005 N NH_4VO_3 fogyás ml-ben	Talált urán mennyisége mg-ban	Eltérés %
1,866	3,14	1,884	+1,0
1,866	3,11	1,866	$\pm 0,0$
1,866	3,12	1,872	+0,3
1,866	3,08	1,848	-1,0
1,866	3,09	1,854	-0,7
1,866	3,10	1,860	-0,3
1,866	3,10	1,860	-0,3
1,866	3,14	1,884	+1,0
1,866	3,10	1,860	-0,3
Középérték:	3,10	1,860	

- 448 -

azonban a redukció és a későbbi meghatározás szempontjából a $3 \text{ M H}_2\text{SO}_4$ megfelelőbb.

Az ioncserélőről lecsepegő efluens az eluálással egyidejűleg egy 10 cm hosszú, 1 cm átmérőjű, 0,6-1,0 mm szemcsenagyságu fémbizmut, vagy kadmium reduktoron engedték át. Ekkor az urán/VI/ leeredukálódik urán/IV/-é és kis mennyiségben urán/III/-á. Utóbbit 10 perces levegő átfúvatással urán/IV/-é oxidáltuk.

Az efluensben az urán/IV/-et 0,005 N ammóniumvanadáttal titráltuk, fenilantranilsav indikátor jelenlétében /0,2 % fenilantranilsav, 0,2 %-os nátriumkarborát oldatban oldva/. A titrálás 0,005 N cérium/IV/ oldattal is történhet ferroin indikátort használva.

Az elválasztás körülményeinek vizsgálata

A módszer ellenőrzésére modell-kísérleteket végeztünk. Mő vizsgáltuk:

1. a redukálás és titrálás optimális körülményeit;
2. az urán/IV/ és urán/VI/ ioncserélőn, komplexon jelenlétében történő megkötődését;
3. a szintetikus közetben lévő urán elválasztását a többi alkotórésztől.

A törzsoldat urántartalmát oxinos leválasztás után gravimetrikan meghatároztuk. A törzsoldat 0,933 mg/ml uránt tartalmazott. A törzsoldat urántartalmát kadmium és bizmut reduktoron átengedve ammóniumvanadáttal és káliumpermanganáttal titrálva is ellenőriztük.

1. Azt tapasztaltuk, hogy azonos feltételek mellett a bizmut reduktor hosszabb ideig használható, mint a kadmium. A reduktort használat után desztillált vízzel kimostuk, és desztillált vízzel ellepve hagytuk állni. A kadmium és bizmut reduktor használata a cink amalgámmal szemben azért előnyös, mert könnyebben kezelhető és csak igen kis mennyiségben redukálja az uránt urán/III/-á. Az átfolyási sebesség 3 ml/perc. Ennél nagyobb átfolyási sebességnél is kvantitatív a redukció, azonban az ioncserélőről ilyen sebességgel folyik le az oldat, ezért ilyen körülmények között vizsgáltuk a redukciót is. A redukciót $3 \text{ M H}_2\text{SO}_4$ közegben végeztük. A redukció előtt az oszlopot 3 M -os H_2SO_4 -val átmostuk. A nagy kénsav koncentráció azért is előnyös, mivel az

ammóni
dikató

I. és

A törz
engedvBemért
mennyi
mg-b

1,86

1,86

1,86

1,86

1,86

1,86

1,86

1,86

1,86

Középe

- 447 -

oldható és az oldatban az urán az ismert módszerek legtöbbjével meghatározható.

Az eljárást a technológiai folyamatoknál nyert kénssavas és szódás feltárási oldatok analizálásánál alkalmaztuk. A modell-kísérletek és a feltárási oldatok különböző módszerekkel történt analizálását mutatták, hogy a módszer kb. 1 % relatív hibával jól alkalmazható. Az elválasztás és meghatározás ideje viszonylag rövid, az ioncserélés kb. 1 1/2 óra, az előkészítést is beleszámítva 3 óra. Az ismertetett ioncserélő készüléket használva 1 ember egyszerre 10 elválasztást is végezhet. További előnye, hogy az eluálószerrel a későbbi meghatározásnak megfelelően választhatjuk meg. Az elválasztás nemcsak az anionkomplexbé vihető kationoktól, hanem az esetleg zavaró más anionoktól is megtörténhet.

A módszer leírása

A feltáráshoz alávetett kőzet oldatához a feltehető sókoncentrációnak megfelelő mennyiségű komplexon III-nak másfélszeresét adjuk. Karbonátmentes ammóniumhidroxiddal a pH-t pH ~ 7-re állítottuk be. Ez egyrészt abból is látható, hogy a komplexon közvetlenül a pH = 7 elérése előtt feloldódik, másrészt, ha vas/III/ van jelen, színváltozás is jelentkezik. A pH beállítására azonban ajánlatos universal indikátort alkalmazni. Habár az ammóniumdiuranát leválási pH-ja 4-nél van, komplexon felesleg jelenlétében az urán pH = 7-nél nem válik le, viszont alacsonyabb pH-nál a komplexon vagy az oldatban, vagy a hidrogén-formájú kationcserélőn kiválhat. Az oldatot a sókoncentrációtól függően 50 vagy 100 ml-re felhígítjuk, hogy a megkötődő uránt az esetleg nagy sókoncentráció ne szorítsa le az oszlopról.

Előkészítés után az oldatot Amberlite IRC-50 karboxil-típusú, hidrogén-formájú kationcserélő gyantán engedjük át. A használt gyantaoszlop 10 cm hosszú, 1 cm átmérőjű és 0,2-0,4 mm szemcse nagyságú. Az átfolyási sebesség 3 ml/perc. A gyantát 3 M H₂SO₄ 50 ml-ével hidrogén-formába vittük és 100 ml desztillált vízzel savmentesre mostuk. A fémkomplexonatok az oldatban maradnak, míg az urán az oszlopon marad. /Ha vas/III/ is volt jelen, a kimosás ellenőrzése a vasmentesre mosásig történhet./ Kisebbségi koncentrációjú kénssav /100 ml 3 N H₂SO₄/ is elegendő lenne az eluáláshoz;

- 446 -

tenzitását [3]. Az elválasztás általában hosszadalmas lecsapások, szűrések, vagy extrakciót kíván. A kísérő elemektől való elválasztás azonban viszonylag egyszerűbb és gyorsabb az alábbiakban ismertetett komplexometriás-ioncserélős eljárással.

Ismeretes, hogy az etiléndiamintetraecetsav dinátrium sója /Komplexon III, trilon B/ számos fémiónnal stabil anion-komplexet alkot. A fémkomplexek stabilitási állandói a következő táblázatban találhatóak [4], [5].

Etiléndiamintetraecetsav komplexeinek stabilitási állandói
= 0,1 ionerősségű oldatban, 20 C° hőmérsékletnél.

Kation	Log K _{MY}	Kation	Log K _{MY}
H ⁺ j=1	10,26	Pb ²⁺	18,04
j=2	6,16	V ²⁺	12,70
j=3	2,76	Vo ²⁺	18,77
j=4			
Mg ²⁺	8,69	Al ³⁺	16,13
Ca ²⁺	10,70	Fe ³⁺	25,1
Sr ²⁺	8,63	Y ³⁺	18,09
Ba ²⁺	7,76	La ³⁺	15,50
Mn ²⁺	13,79	Lu ³⁺	19,83
Fe ²⁺	14,33	Sc ³⁺	23,1
Co ²⁺	16,31	V ³⁺	25,9
Ni ²⁺	18,62	Ga ³⁺	20,3
Cu ²⁺	18,80	In ³⁺	24,9
Zn ²⁺	16,50	Th ⁴⁺	23,2
Cd ²⁺	16,46		
Hg ²⁺	21,80	Ag ¹⁺	7,3

A táblázatból látható, hogy a zavaró elemek legnagyobb része anion komplexbe vihető, míg az urán a komplexonnal igen kis stabilitású komplexet alkot [6]. Ha a feltérési oldathoz feleslegben komplexon III-t adunk, az oldatot pH ~ 7-re állítjuk be és ezt az oldatot kationcserélő gyantára visszük fel, az urán a gyantán marad és az összes többi, a komplexonnal megfelelő stabilitású komplexek az oldatban maradnak. Az oszlopot kimosva, az urán - a további meghatározásnak megfelelő - eluálószerrel le-

oldh
megh

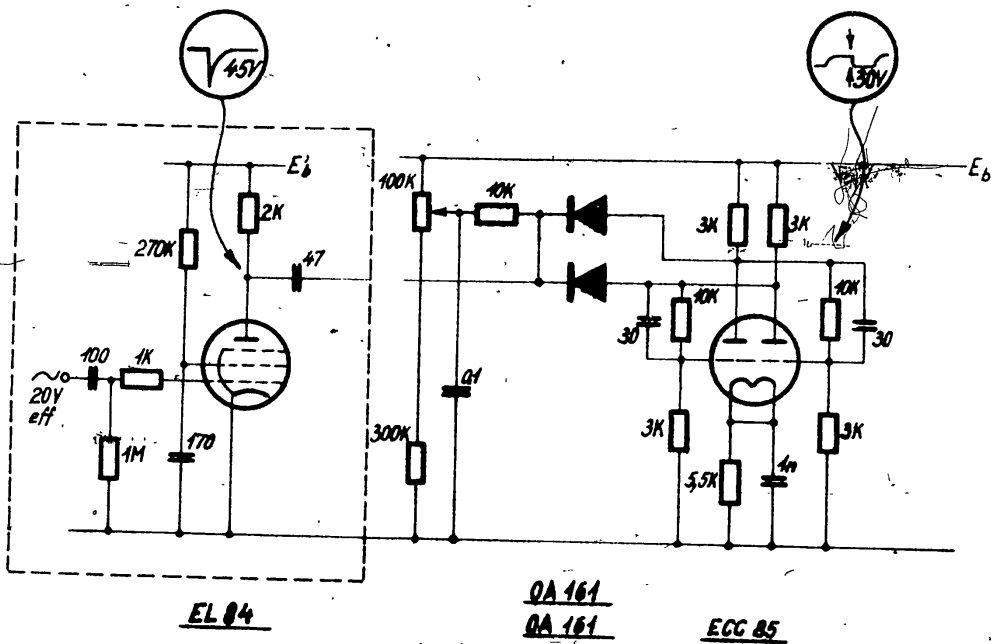
és s
kisé
anal
jól a
lag r
lesz

l emb
hogy
laszt
katio
het.

centr
sét a
litot
vetle
van je
ban a
diuran
ben az
a komp
rélón
loo ml
koncen

su, hi
nált g
csenag
50 ml-e
savmen
az urán
ellenör
cióju k

példát./ Az alkalmazott egyszerű csúcskomparátor nagyobb frekvenciákon nem ad túlságosan kedvező alakú impulzusokat; megfelelő impulzusokkal valószínűleg lényegesen nagyobb ismétlési frekvencia is osztható lenne. Megfelelő nagymeredekségű csővel, pl. E88CC-vel, vagy 2 darab EC80-nal valószínűleg el lehetne érni a 10 MHz-et. Ilyen irányú kísérleteink folynak.



2. ábra

Megjegyezzük, hogy a kis ellenállású galvanikus osztók nemcsak ilyen típusú bistabil multivibrátorokban, hanem egyéb célokra is sokszor előnyösen használhatók. Így pl. katódcsatolású bistabil multivibrátor átbillenési idejét is lényegesen meg lehet rövidíteni.

Érkezett 1957. aug. 9.

KFKI Közlemények 5. évf. 4. szám, 1957.

Uránér

m

Összefo

I

tárasi
eltávol
sóját a
oldatot
formájú
a zavár
tárasi
tuk.

Bevezet

A

tékben
uránnak
egyre ne
ben. Az
pontjáb

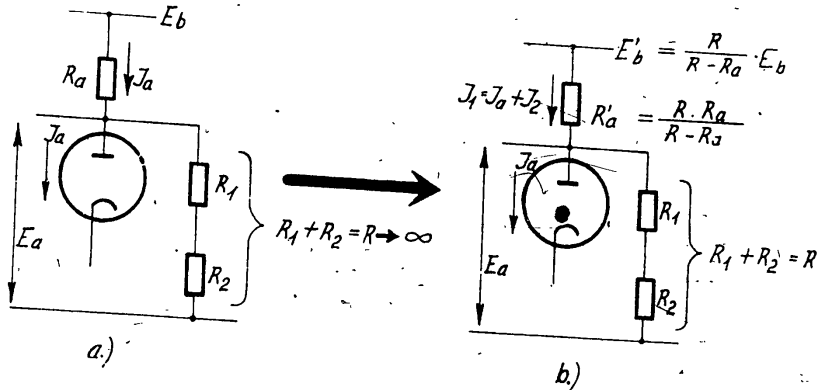
A

az urán
függően
oxidálás
együtt m
határozá
a változ
molibdén
ciás meg

- 443 -

osztó ellenállása aránylag nagy /1.a.ábra/; ebben az esetben az anódáram és az anódfeszültség közötti összefüggés nyilvánvalóan a következő:

$$E_a = E_b - I_a R_a$$



1. ábra

Az 1.b. ábra alapján elemi úton kimutatható, hogy a cső anódjáról nézve pontosan ezt a helyzetet el lehet érni akkor is, ha az osztó ellenállása kisebb, feltéve, hogy az eredeti anód-munkaellenállás értékénél nagyobb. Ehhez csak az szükséges, hogy az anód-munkaellenállás és a tápfeszültség értékét az ábrán feltüntetett értékekre változtassuk meg. Ebben az esetben az anódról nézett ellenállás is természetesen változatlan marad. Az 1.b. ábra szerinti áramkör tehát helyettesíti az 1.a. ábra szerinti és az osztó ellenállását igen lényegesen csökkenthetjük. A csökkentésnek határt szab részben a tápfeszültség növekedése, részben az áramforrásból felvett teljesítmény növekedése, de a szokásosnál jóval kisebb értékű osztó még aránylag olcsón alkalmazható.

Ilyen kis ellenállású osztóval szerkesztett multivibrátorra a 2. ábrán láthatunk egy példát. A szaggatott vonallal bekerített rész természetesen nem tartozik a multivibrátorhoz, ez az impulzusgenerátor, amelyet azért tüntettünk fel, hogy az osztandó impulzusok alakját megközelítőleg megadjuk. Ezt a generátort EMG gyártmányú szélessávú generátorról tápláltuk. A multivibrátor a kettőstriódát figyelembevéve szokatlanul nagy ismétlési frekvenciáig működik: 4 MHz még biztosan ősztatható. /Ilyen nagy feloldóképességű triódás multivibrátorra az irodalomban sem találunk

- 442 -

A KISÉRLETI ATOMREAKTOR FIZIKAI OSZTÁLYÁNAK KÖZLEMÉNYE
OSZTÁLYVEZETŐ: PÁL LÉNÁRD

Gyorsműködésű bistabil multivibrátor

Írta: Szabó Nándor^x

Összefoglalás

A számlálási technikában alapvetően fontos gyors bistabil multivibrátorok osztláncjának ujszerű méretezésére s ezáltal a felbontóképesség 4 MHz fölé történő emelésére mutatunk be konstrukciós elvet és példát.

A különféle multivibrátor-típusokban előforduló, un. galvanikus feszültségosztó értékének helyes megválasztására az irodalomban alig találunk adatot. Amennyiben az a cső, amelynek rácsára ez az osztó csatlakozik, rácsáram nélkül működik - ami azonban igen ritka eset - akkor az osztó ellenállásának természetesen alig van jelentősége. Ha azonban rácsáram lép fel, akkor az osztó felső tagja a gyorsítókapacitátorral, alsó tagja a rács-föld kapacitással egy-egy RC-tagot alkot; ezek időállandói az átbillenés sebességét nem minden esetben befolyásolják, a feléledési időt azonban igen. Ez az oka annak, hogy a bistabil multivibrátorokkal osztható /számlálható/ legnagyobb ismétlési frekvencia annál nagyobb, mennél kisebbek ezek az időállandók. Mivel a rács-föld kapacitást adott cső esetében adottnak kell tekinteni és a gyors átbillenés miatt a gyorsítókapacitátort sem lehet bizonyos határon túl csökkenteni, az adott csőtípussal elérhető legnagyobb számlálási sebességhez nyilvánvalóan a galvanikus osztó ellenállását kell csökkenteni.

Most vizsgáljuk meg, mi az osztó ellenállása kisebbitésének hatása, ill, hogyan lehet ezt a hatást kompenzálni. Tegyük fel, hogy a multivibrátor anód-munkaellenállása aránylag kicsi és az

^x Az Intézet külső tudományos munkatársa.

osz
anc
a k

Az
néz
tó
áll
mun
ért
ell
rin
tó
hat
for
val
a 2.
rés
zusz
pulz
gyár
kett
ciál
képe

- 441 -

és hogy a mag felülete diffúz, majdnem a teljes proton-energia tartományt tudjuk magyarázni. Ha a mag magasabb nivókon rezeg, a kilépő protonok küszöbenergiája még lejjebb mehet és elérheti a kívánt legkisebb értéket. Természetesen lehetséges, hogy a párolgó töltött részek energia spektrumának magyarázatánál ezenkívül még valami más, eddig ismeretlen effektus is közrejátszik.

Elgondolásunk nagy energiák esetén is alkalmazható. Ismeretes ugyanis, hogy ha egy nagy energiájú résszel bombázunk egy magot, a bemenő nukleon direkt ütközésekkel kilök nagyenergiájú részecskéket, és így a mag az energiája egy nagy részét elveszti. Párolgásról csak akkor beszélhetünk, ha már kialakult a közbengő mag. Ekkor viszont a mag már képes kollektív mozgásra. Egy teljes rezgés ideje 10^{-21} sec nagyságrendű, egy nukleon párolgási ideje pedig 10^{-19} - 10^{-20} sec.

E helyen szeretnék köszönetet mondani Marx Györgynek, a fizikai tudományok doktorának, aki állandó tanácsokkal kísérte munkámat.

I r o d a l o m

- [1] Weisskopf, Phys.Rev. 52, 295 /1937/
- [2] Süßmann Zeitschrift f.Naturforsch. 8 a 404 /1953/
- [3] Lánius, Nuclear Phys. 3, 391 /1957/
- [4] Facchini, Il Nuovo Ci. 5, 309./1957/
- [5] Peck, Phys.Rev. 106, 965, 972 /1957/
- [6] Scott, Phil.Mag. 45, 441 /1955/
- [7] Kikuchi, Progr. of Theor.Phys. 17, 643 /1957/
- [8] Bohr Kgl Danske Videnskab Selskab Mat-Phys.Medd. 26, No 14/1952/
- [9] Bohr-Mottelson " " 27, No 16/1953/
- [10] Flügge, Zeitschr. f.Phys. 130, 59 /1951/

Érkezett 1957.szept.10.

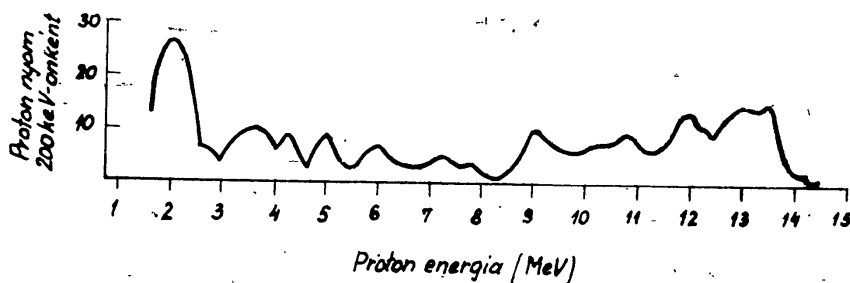
KFKI Közlemények 5.évf. 4.szám, 1957.

- 44o -

$$\bar{V} = V \left[1 - \frac{2}{15} \alpha_0 \right]$$

\bar{V} a deformálatlan mag Coulomb gátja. A korrekció nem nagy, kb. 5 %.

Eredményeinket a tapasztalati adatokkal nehéz összehasonlítani, mert a rezgések jellegéről keveset tudunk. Nem tudjuk pl., hogy a mag rezgése közben milyen valószínűséggel emittál az egyes állapotokban /pl. az oszcilláció maximális, illetve minimális sebessége esetén/. Továbbá, ha a mag magasabb gerjesztett nívón rezeg, az itt alkalmazott közelítés már nem alkalmazható, ugyanis α_2 magasabb hatványai és a további $\alpha_n - k$ ($n = 3, 4, 5$) már nem hanyagolhatók el. Azok figyelembevételére azonban feltétlenül javít. Megnézhetjük azonban egy példán, hogy ha a mag az első gerjesztési nívón rezeg, mekkora a küszöbenergia, amin alul nem jöhet ki részecske a magból, az elmélet szerint.



1. ábra

Peck [5] Au^{197} -t bombázott 14 MeV-es neutronokkal és a kilépő protonok energia eloszlását vizsgálta /1. ábra/. Azt tapasztalta, hogy a kilépő protonok energiája két részre osztható.

- 1.) 1,5 - 4,7 MeV -ig ez háttér effektus, nem kell törődni vele
- 2.) 4,7 MeV -től 14,3 MeV -ig. Az elmélet szerint éles maghatárral számolva a Coulomb gát $V = 14 \text{ MeV}$, alagut effektus figyelembevételével lecsökken kb. 11 MeV-ra. Diffúz maghatárral számolva $V = 7,2 \text{ MeV} +$. Ha kiszámoljuk a deformált mag Coulomb gátját $V = 6,7 \text{ MeV}$ adódik és a minimális energia, amivel proton kiléphet, a laboratóriumi rendszerben $E = 5,3 \text{ MeV}$. Látható, hogy ha feltesszük, hogy a mag az első gerjesztési nívón rezeg

+ Lásd [7], 2. ábra.

és hogy
tartomá
kilépő
kivánt
gó tölt
még val
E
tes ugya
got, a
szecske
Párolgás
mag. Eki
rezgés
pedig lo
E
zikai tu
kámát.

- [1] Weis
- [2] Süss
- [3] Lan
- [4] Facc
- [5] Peck
- [6] Scot
- [7] Kikuc
- [8] Bohr
- [9] Bohr
- [10] Flüg

Erkezett
KFKI Köz

- 439 -

ahol

$$B = \frac{1}{2} \rho_0 R_0^5$$

és

$$C = 4 R_0^2 s - \frac{3}{10} \pi \frac{Z e^2}{R_0}$$

$$4\pi R_0^2 s = 15,4 A^{2/3} \text{ MeV} \quad / \text{lásd pl. [8], 7. oldal/}$$

Innen

$$E = T + U = \frac{1}{2} B |\alpha_2|^2 + \frac{1}{2} C |\alpha_2|^2$$

Ha bevezetjük az $\alpha_2 = a_0 \sin \omega t$ jelölést

$$E = \frac{1}{2} \omega^2 B a_0^2 \cos^2 \omega t + \frac{1}{2} C a_0^2 \sin^2 \omega t$$

ahonnan

$$\omega = \sqrt{\frac{C}{B}}$$

Ha a rezgés teljes energiáját egyenlővé tesszük a kinetikus és potenciális energia összegével, meghatározhatjuk a deformációra jellemző a_0 paramétert. Ha $N = 1$ /magasabb rezgéseknél már nem érvényes az itt alkalmazott közelítés/:

$$\frac{3}{2} \hbar \omega = \frac{1}{2} C a_0^2, \quad a_0 = \sqrt{\frac{2 \hbar \omega}{C}}$$

Innen

$$\alpha_2 = \sqrt{\frac{2 \hbar \omega}{C}} \sin \omega t$$

és

$$v = R_0 \omega \sqrt{\frac{2 \hbar \omega}{C}} \cos \omega t P_2(\cos \vartheta)$$

v maximális negatív értéke tehát ($\omega t = \pi$, $\vartheta = 0$)

$$v_{\max} = -R_0 \omega \sqrt{\frac{2 \hbar \omega}{C}}$$

Ha ezt hozzáadjuk v_k -hoz, megkapjuk a párolgó részecske laboratóriumi és felülethez viszonyított sebességének legnagyobb különbségét.

A deformáció miatt a Coulomb gát nagysága is változik. Flügge [10] meghatározta egy ellipszoid elektrosztatikus terét. Innen, közvetlen számítással azt kapjuk, hogy egy deformált mag Coulomb gátja, $\omega t = -\pi$, $\vartheta = 0$ esetén

- 438 -

mag energiája részint kollektív mozgásokra /rotáció, vibráció/, részint a nukleonok egyéni mozgására oszlik el. Az atommagot úgy képzelhetjük el, mint egy Fermi gázt, amelyik egy mozgó, rotáló és vibráló "bőrrel" van körülvéve. Helytelen tehát, ha azt gondoljuk, hogy mikor egy részecske elpárolog az atommagból, a mag többi, a részecskét körülvéve nukleonja "makroszkópiusan" nyugalomban van. A kijövő részecske energiája más lesz a laboratóriumi rendszerben, és más lesz a környező maganyaghoz rögzített rendszerben.

Meggondolásainkban szorítkozzunk arra az esetre, amikor a mag rotációt nem végez, csak rezeg. /Ez az eset páros-páros magoknál fordul elő./ Rezgés közben a mag deformálódik, legegyszerűbb esetben ellipszoid alakot vesz fel. A kijövő részecske laboratóriumi és magfelületi rendszerben mért energiája közt az összefüggés

$$V_L = V_K + v$$

V_L itt a párolgó részecske laboratóriumi sebessége, v_K a magfelülethez viszonyított sebessége, és v a rezgő mag felületének sebessége. v -t a mag rezgés alatt bekövetkező deformáltságából határozhatjuk meg. A deformált mag felületének a középponttól való távolsága, a legegyszerűbb kis deformáció esetén

$$R = R_0 [1 + \alpha_2 P_2(\cos \vartheta)]$$

A felület sebessége tehát

$$v = R_0 \alpha_2 P_2(\cos \vartheta)$$

A deformációra jellemző α_2 -t kell meghatároznunk.

α_2 -t a következő módon határozhatjuk meg. A rezgés egy módusra jutó teljes energiája

$$E = \sum h \omega (N + \frac{1}{2}) \quad N = 0, 1, \dots$$

Másrészt E -t felírhatjuk úgy is, mint a rezgés kinetikus és potenciális energiájának összegét. Az itt tekintett közelítésnél:

$$T = \frac{1}{2} B |\dot{\alpha}_2|^2, \quad U = \frac{1}{2} c |\alpha_2|^2,$$

ahol

és

Ha beve

ahonnan

Ha a re
potenci
jellemz
vényes

és

v maxim

Ha
laborató
különbsé
A
Flügge [
Innen, k
Coulomb

- 437 -

elméletileg várható eredmény hat tizede. Süßmann [2] aznál próbálta ezt magyarázni, hogy a csillagokban hasadás játszódik le, a hasadó részek párolognak, és a kijövő részek energiája a hasadási töredék - magokhoz rögzített középponti rendszerből nézve az elméletileg előírt érték lenne, - a laboratóriumi rendszerben azonban ennél kisebb. A magyarázat nem kielégítő, mert Lanus [3] legújabb méréseiben csak olyan csillagokat vizsgált, melyeknek az energiája olyan kicsi, hogy hasadás már nem fordulhat elő és a kijövő α -részek spektruma ott sem egyezik a tapasztalattal, a küszöb energiánál kisebb energiájú α -részek is vannak⁺⁺. Küszöb energiánál kisebb energiával kijövő töltött részeket nemcsak kozmikus csillagoknál találtak, hanem különböző (γ, p) és (n, p) reakcióknál is [4,5]. A magyarázat tehát olyan, amelyik különböző nagyságu magok és különböző energiák esetén is alkalmazható.

Természetesen a Coulomb-gát nagyságát nem a régen használt $\frac{ZZ'e^2}{R}$ értékből kell meghatározni, hiszen a mag nem éles határu, a magfelület diffuz. Különböző szerzők számolták a diffuz határu mag Coulomb-gátját, így Scott [6] és Kikuchi [7]. Kikuchi eredménye szerint a Coulomb-gát magassága:

$$V \sim \frac{ZZ'e^2}{R} \left[1 - \frac{1,7}{R} 10^{-13} \text{ cm} \right] \quad 1./$$

Látható, hogy a Coulomb gát csökkenése könnyebb magok esetén viszonylag nagyobb ($A=64$ esetén 30 %-kal csökken), nehezebb magok esetén viszonylag kisebb ($A=216$ esetén 20 %-kal csökken). Azonban ez a csökkenés még nem elég ahhoz, hogy magyarázni tudjuk a párolgáskor kilépő töltött részek energia eloszlását.

Ma már ismeretes, hogy a Bohr-féle csepp-modell elmélet igen egyoldalú kép a magról. A negyvenes évek folyamán egyre jobban bebizonyosodott, hogy egyes magfizikai folyamatok jól magyarázhatók a héj model segítségével. Bohr és Mottelson [8,9] egyesítették a két modellt az ún. kollektív modellben. Eszerint a

⁺ Duffield újabb mérési eredményei szerint a hasadás küszöb energiája kisebb, mint ahogy a csepp-modell alapján várnánk, de azért valószínűleg a hatáskeresztmetszet igen kicsi 350 MeV alatt Ug -re és Br -re/Lanus 350 MeV-nél kisebb energiájú csillagokat vizsgált/.

⁺⁺ Lanus eredményei nem alkalmasak az összehasonlításra, mert a könnyű és nehéz magoktól származó csillagokat éppen aszerint választja szét, hogy a kijövő α -részek energiája mekkora.

- 436 -

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE
OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

Párolgó töltött részek energia-eloszlása

Irta: Németh Judit

Összefoglalás

Gerjesztett atommagból elpárolgó töltött részek az elmélet szerint csak a Coulomb gátnál nagyobb energiával léphetnek ki, tapasztalat szerint azonban kisebb energiával is kijönnek. Ha figyelembe vesszük, hogy az atommag rezeg, miközben részecskéket bocsát ki, elméletileg is várható, hogy a laboratóriumi rendszerben kisebb lesz a kijövő részek küszöb-energiája.

A gerjesztett atommagból elpárolgó részek energia eloszlását először Weisskopf [1] határozta meg, a cseppmodell és a közbenső mag-modell alapján. A közbenső mag-modell elmélete szerint az atommag gerjesztési energiája, melyet sugárzás vagy egy részecske ütközése révén nyert, eloszlik az atommagot alkotó nukleonok között. Egy bizonyos idő után az energia egy része statisztikus ingadozások következtében megint egy nukleonra koncentrálódik. A nukleon energiája olyan nagy lesz, hogy elhagyhatja a magot: "elpárolog". Weisskopf statisztikus mechanikai módszerekkel kiszámolta, mi a valószínűsége annak, hogy egy részecske elhagyhatja a magot, és a kijövő különböző, töltött, illetve töltetlen részecskék milyen lesz az energia eloszlása. A számításoknál figyelembe kell venni, hogy a mának töltése van, tehát ha a kijövő részecske töltött /proton vagy α -rész/ energiája nem lehet kisebb, mint a Coulomb gát energiája. A tapasztalat azonban azt bizonyította, hogy ez a követelmény, különösen α -részek esetén nem teljesül. Koszmosz csillagokat vizsgáltak, és azt figyelték meg, hogy részint a küszöbenergiánál kisebb energiájú protonokat és α -részeket is találtak, elég nagy számban, úgy hogy jelenlétüket nem lehetett alagut-effektussal magyarázni, részint a kijövő küszöb energia fölötti energiájú részek száma az

elmé
bált
a ha
dási
elmé
zomb
legu
ener
jövő
szöb
ener
kus
akci
nagy
ZZ'
R
a ma
mag
mény

Láth
szon
eset
ez a
rolg

gen
ban
rázh
site

+ Du
ne
az
la
cs
++ Le
&
ve

- [8] Blatt-Weisskopf: Theoretical Nuclear Physics, John Wiley, New York, 1952
- [9] P.C.Gugelot, Phys.Rev. 81, 51, 1951

Érkezett 1957.aug.7.

KFKI Közlemények 5.évf. 4.szám, 1947.

abség
ázolt
elmé-

tonok-
ske-
ezett
rtéke
alál.

mergi-
, de
n itt
ósz-
kris-
nazik.
s-
pek-

1954.

koincidencis-spektrum egyes csatornáiban az $I_0 - I_A$ különbség 25 %-át levontuk. Így jutottunk a szaggatott vonallal ábrázolt hisztogramhoz, amely a proton-spektrumot adja meg.

A 4. ábrán berajzolt folytonos görbe a statisztikus elmélet alapján számított eloszlás [8]:

$$V(\varepsilon) = \varepsilon \cdot \sigma_{cp}(\varepsilon) \omega(\varepsilon_{max} - \varepsilon)$$

ahol ε a protonok energiája, $\sigma_{cp}(\varepsilon)$ az ε energiájú protonokkal való bombázás esetén a közbülső mag képződésének hatáskeresztmetszete, $\omega(\varepsilon_{max} - \varepsilon)$ a proton kibocsátása után keletkezett új mag nivósűrűsége ($\varepsilon_{max} - \varepsilon$) gerjesztési energián. σ_{cp} értéke $r_0 = 1,3 \cdot 10^{-13}$ cm-es 6 MeV-os Coulomb-gát esetén [8]-ben található, míg a nivósűrűséget

$$\omega(\varepsilon) \sim \exp[b^2(\varepsilon_{max} - \varepsilon)]^{1/2}$$

alakúnak vettük $b^2 = 25$ értékkel [9].

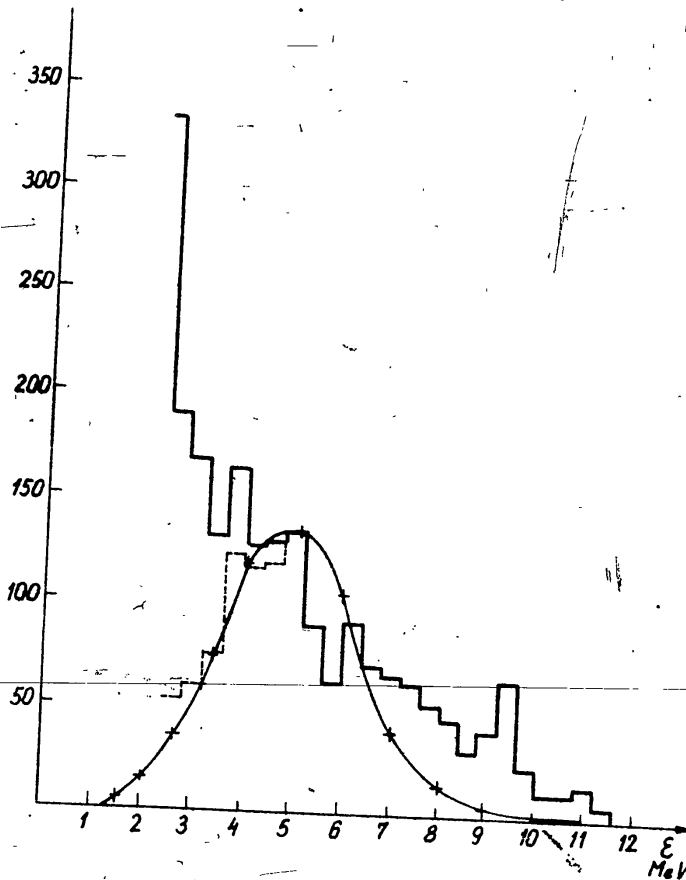
A statisztikus elmélet alapján számított görbe kis energiáknál kb. egyezik a kísérletileg kapott energiaeloszlással, de nagyobb energiáknál lényeges eltérés mutatkozik, amennyiben itt jóval nagyobb a protonok száma az elméletileg vártnál. Valószínűnek látszik, hogy ezeknek a protonoknak jelentős része a kristályt alkotó jódmagok $J^{127}(\gamma, p) Te^{126}$ reakciójából származik. A kérdés tisztázása céljából a következőkben vékony NaJ kristállyal ez utóbbi reakció során keletkező protonok energiaspektrumát fogjuk meghatározni.

I r o d a l o m

- [1] O.Hirzel, H.Wäffler, Helv.Phys.Acta, 20, 373, 1947
- [2] D.H.Wilkinson, Physica, 22, 1039, 1956
- [3] Tarján Imre, Turchányi György, Magy.Fiz.Folyóirat, 2, 493, 1954.
- [4] F.Heinrich, H.Wäffler, Helv.Phys.Acta, 29, 232, 1956
- [5] H.Wäffler, O.Hirzel, Helv.Phys.Acta, 21, 200, 1948
- [6] P.M.Endt, J.C.Kluyver, Rev.Mod.Phys.26, 95, 1954
- [7] J.Erő, L.Keszthelyi, Nucl.Phys. 2, 371, 1956/57

- 433 -

meredek esés arra mutat, hogy bizonyos energia felett már nem jönnek át részecskék az első kristályból a mérő kristályba. Ennek megfelelően a görbének az abszcissa-tengellyel való metszéspontja az elektron-spektrum végét jelenti. Ez 3,5 MeV proton-energiának felel meg.



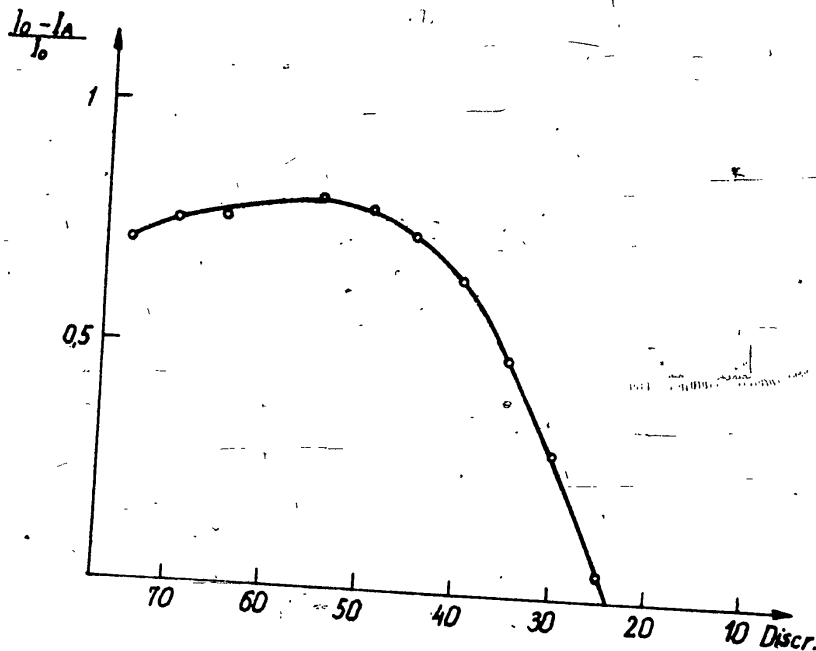
4. ábra

A mért protonspektrum és a számított protonspektrum /folytonos vonal/

A differenciális proton-spektrum felvételénél a 2 MeV-nél kisebb energiájú impulzusokat diszkriminátorral levágtuk. A kapott impulzus-eloszlás hisztogramja a 4. ábrán látható. Az impulzus-szám kis energiáknál bekövetkező gyors növekedése az elektron-impulzusok miatt lép fel. Ezek eliminálására felvettük a spektrumot antikoincidencia nélkül is /nincs ábrázolva!/ és az anti-

- 432 -

haladnak s így nagyobb energia-leadásra képesek. Ennek megfelelően jelentősen lecsökkent a nagyenergiájú elektronok száma, amikor 300 mg/cm^2 vastagságú kristály helyett 150 mg/cm^2 -es mérőkristályt alkalmaztunk. /Természetesen ezáltal a proton-spektrum nagyenergiájú része némileg eltorzult./



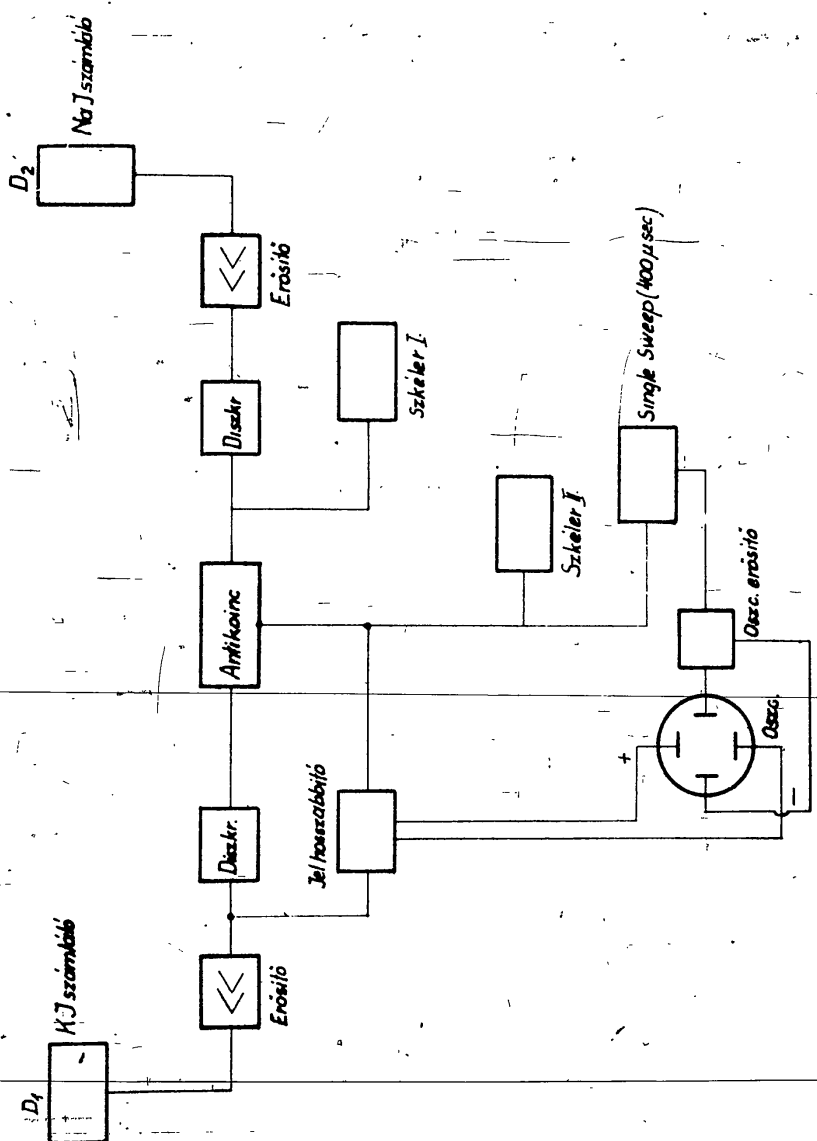
3. ábra

Az antikoincidencia hatását jelző mérési görbe

Az elektron-impulzusok közelítő számának és egyben az elektronspektrum felső határának megállapítására, megmértük az integrális amplitúdó-spektrumot először a fenti antikoincidencia-kapcsolásban I_A , majd pedig az antikoincidenciaág kikapcsolásával I_0 . A két intenzitás különbsége $I_0 - I_A$ azoknak a részecskének a száma, amelyek az első kristályból lépnek át a mérőkristályba. A spektrum elején /kis energiáknál/ a proton-impulzusok száma elhanyagolható az elektronimpulzusoké mellett s így itt az $\frac{I_0 - I_A}{I_0}$ hányados megadja, hogy a mérőkristályban lefékeződő elektronok hányadrésze jön az első kristályból. A 3. ábra ennek a hányadosnak a menetét tünteti fel. E szerint az antikoincidencia-berendezéssel ki nem oltott elektron-impulzusok a kioltott impulzusok 25%-át teszik ki. A görbe nagyenergiájú végén bekövetkező

merede
jönnek
nek meg
pontja
energi

A
A d
kisebb en
pott impu
zus-szám
impulzus
mot antik

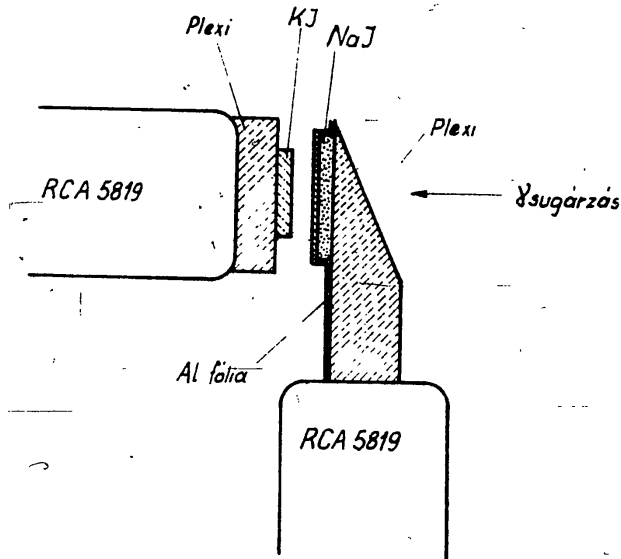


2. ábra
Az elektronikus berendezés blokkismája

- 430 -

antikoincidenciában voltak a KJ számlálóval /lásd 2.ábra/.

A KJ impulzusokat amplitudóhűen kb. 100 μ sec hosszára nyújtottuk és oszcilloszkópra vittük. Az impulzusnyújtó berendezést és az oszcillográf rácsát kinyitó és időtengelyt adó



1.ábra

A szcintillációs számláló elrendezése

single-sweep generátort az antikoincidencia jel vezérelte. Az oszcilloszkópon megjelenő jeleket filmfelvevővel fényképeztük. Egy relé-rendszer - amelyet a II. szkéler vezérelt, - minden negyedik impulzus után továbbította a filmet. Az amplitudó-spektrumot az amplitudók magasságának kivetítés útján történt megméréssel határoztuk meg.

Mérési eredmények

Az előzetes mérések szerint az elektronok által keltett impulzusok jóval nagyobbak, mint az a fenti megfontolás alapján várható lenne. Az elektronoktól származó impulzusok egy részének - mely számra nézve összemérhető a proton-impulzusok számával - nagysága meghaladja az 1-2 millió eV-ös protonok által létrehozott impulzusok nagyságát is. Ennek oka abban keresendő, hogy vannak elektronok, amelyek a mérőkristály lapjaival párhuzamosan

- 429 -

ladnak. /A szekundér elektronnyaláb kúpszögének nyílásszöge $\sim \frac{h\nu}{m c^2}$ radian./ Az elektronkeltés hatáskeresztmetszete $\sim 10^{-23} \text{ cm}^2$

A 4. effektus lényegében semleges és töltött részecskéket hoz létre. A semleges részecskék /neutronok és rugalmatlanul szórt γ -sugarak/ - megfelelő kristályméret esetén - kiszöknek a kristályból. A töltött részek lényegében protonok /deuteronok és α -részek kilépése nagyon valószínűtlen [4]/. A γ -sugarak hatására K^{39} -ből és J^{127} -ből lépnek ki protonok / K^{41} -es izotóp csak 7 %-ban van jelen, ezt tehát elhanyagolhatjuk/. Egyik reakció hatáskeresztmetszete sem ismert. A (γ, n) reakció mért hatáskeresztmetszetéből becsülve a $K^{39}(\gamma, p)A^{38}$ reakció hatáskeresztmetszete $\sim 10^{-27} \text{ cm}^2$, a $J^{127}(\gamma, p)Te^{126}$ reakció hatáskeresztmetszete $\sim 10^{-28} \text{ cm}^2$.

Fordítsuk figyelmünket csak a $K^{39}(\gamma, p)A^{38}$ reakcióra. Ennek hatáskeresztmetszete 4 nagyságrenddel kisebb, mint az elektronkeltés hatáskeresztmetszete. A kristályban keletkező elektronok maximális energiája $\sim 17 \text{ MeV}$, a protonoké - minthogy a reakció küszöbenergiája $6,5 \text{ MeV}$ [6] - 11 MeV . Hogy a protonok energiáját mérni tudjuk, ki kell használnunk azt, hogy az elektronok energiavesztése jóval kisebb, mint a protonok energiavesztése. 11 MeV energiájú protonok hatótávolsága KJ-ban 296 mg/cm^2 , ugyanilyen uthosszon az $5-17 \text{ MeV}$ energiájú elektronok legvalószínűbb energiavesztése - kb. 400 keV . Tehát a protonok energiáját az elektronoktól függetlenül akkor mérhetjük, ha a méréshez kb. 300 mg/cm^2 vastagságú KJ kristályt alkalmazunk.

A mérés módszere tehát a következő: vékony KJ kristályt besugározunk $17,6 \text{ MeV}$ energiájú γ -sugárzással. A kristály szcintillációs számláló alkatrésze. A keletkező impulzusok amplitudó eloszlását felvéve és az amplitudó spektrumot energiára kalibrálva megkapjuk a protonok energia-spektrumát.

Kísérleti berendezés

A γ -sugarakat $Li^7(p, \gamma)B^8$ magreakcióval a 800 keV -os kaszkádgenerátorral állítottuk elő [7]. A target és a kristály közti anyagban keletkező elektronok [7] kiszűrésére a mérő KJ kristály elé egy nagyobb méretű NaJ kristályt helyeztünk /l. ábra/. A két kristály között kb. 4 mg/cm^2 vastag Al fólia volt. A NaJ kristályhoz csatlakozó szcintillációs számláló impulzusai

- 428 -

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

(γ, p) reakciók káliumban

/Előzetes közlemény/

Irta: Erő János és Keszthelyi Lajos

Összefoglalás

Vékony KJ kristályban mértük a Li γ -sugárzás által keltett protonok energiaspektrumát. A spektrum a nagyenergiájú részén eltér a statisztikus modell szerint várt eloszlástól.

Bevezetés

A γ -sugarakkal létrehozott magreakciók elméleti értelmezésében mindezeig a (γ, p) reakciók jelentik a legnagyobb problémát [1], [2]. A (γ, p) reakciók hatáskeresztmetszetének értéke és a protonok energiaspektruma nem magyarázható a (γ, p) reakcióknál elég jól bevált statisztikus magmodellel [2]. Méréseink során a $K^{39}(\gamma, p)A^{38}$ magreakciót monokromatikus /17,6 MeV/ energiájú γ -sugárzással hoztuk létre, és mértük a protonok energiaspektrumát.

A mérés elve

A K^{39} atommagokat talliummal aktivált KJ szcintilláló kristályban sugároztuk be [3]. A kristállyal a γ -sugarak következő effektusok útján lépnek kölcsönhatásba:

1. Fotoeffektus az elektronokon
2. Compton-effektus
3. Párképzés
4. Fotoeffektus az atommagokon

Az 1., 2., 3. effektus közös jellemzője, hogy nagyenergiájú elektronokat hoz létre. Az elektronok - tekintettel a γ -sugarak nagy energiájára - főleg előre, a γ -sugarak irányában ha-

ladna
radia

hoz l
ródot
a kri
és α
hatás
csak
ció ha
keresz
metsze
szete

nek ha
tronke
nok má
ció kü
ját mé
nergia
ll MeV
ilyen
energia
elektr
mg/cm²

sugároz
lációs
oszlása
megkapj

K
A
kaszád
közti a
kristál
ra/. A
A NaJ k

- 427 -

I r o d a l o m

- [1] P.Thonemann, Nature 158, 61 /1946/
- [2] P.Thonemann, Proc. Roy. Soc, 61, 483 /1948/
- [3] Hall, Rev. Sci. Instr. 19, 905 /1948/
- [4] C.D.Moak - H.Reese - W.M.Good, Nucleonics 9, 3 /1951/
- [5] O.Reifenschweiler, Ann. d.Phys. 14, 33 /1954/
- [6] P.Harold - A.Russel - T.Rohn, Rev.Sci.Inst. 25, 989 /1954/
- [7] Erő János: Magy.Fiz.Polyóirat III. 529 /1955/
- [8] Erő János: Acta Phys.Hung. V. 391 /1956/

Erkezett 1957.szept.lo.

KFKI-Közlemények 5.évf. 4.szám, 1957.

- 426 -

a 6. ábrán látható módon növekszik, ezzel szemben a kiszívó feszültségtől független, mint az a 7. ábrán is látható.

A kettős energiaspektrum magyarázására legkézenfekvőbb azt feltenni, [8] hogy a kisülés sötét terének befutásához az ionoknak rövidebb időre van szükségük, mint a nagyfrekvenciás rezgés periódus-ideje. Ekkor lehetővé válik, hogy a sötét téren áthaladó részecskék az energiája a rádiófrekvenciás feszültség hatására megnövekedjen vagy csökkenjen a belépés fázisának megfelelően. Ez a jelenség hasonló a klisztronnál fellépő sebesség-mooulációhoz.

Ezek a mérések azt mutatják, hogy a rádiófrekvenciás ionforrás által szolgáltatott ionáram energiaszórása legnagyobb mértékben az oszcillátor energiatfüggvénye és hogy ez a spektrum két közel egyenlő energiájú részecske csoportból tevődik össze.

Ionáram összetétel

A rádiófrekvenciás ionforrásból hidrogén-gáz használata esetén kijövő ionok nem mind atomionok H_1^+ , hanem bizonyos százalékban H_2^+ és H_3^+ molekula-ionok is vannak jelen. Szükséges tehát megvizsgálni az ionáram összetételét, mivel a magfizikai reakcióknál általában csak a protonok kerülnek felhasználásra.

A méréseket a [7] dolgozatban ismertetett mágneses eltérítéssel végeztük. Eredményül a 8. ábrán látható jellegzetes spektrumot kaptuk. A 9. ábrán a proton-százalék oszcillátor energiától való függése látható.

Azok a mérések, amelyeknél a kiszívó feszültségtől való függést vizsgáltuk azt mutatták, hogy a proton százalék ettől a paramétertől nem függ.

Igy megállapítható, hogy a rádiófrekvenciás ionforrásból kijövő ionáramnak 70-80 %-a proton és a többi része H_2^+ , H_3^+ molekulaion. A proton százalék az oszcillátor energia növelésével nő.

[1] P
[2] P
[3] H
[4] C
[5] O
[6] P
[7] E
[8] F

Erkeze

KFKI K

425

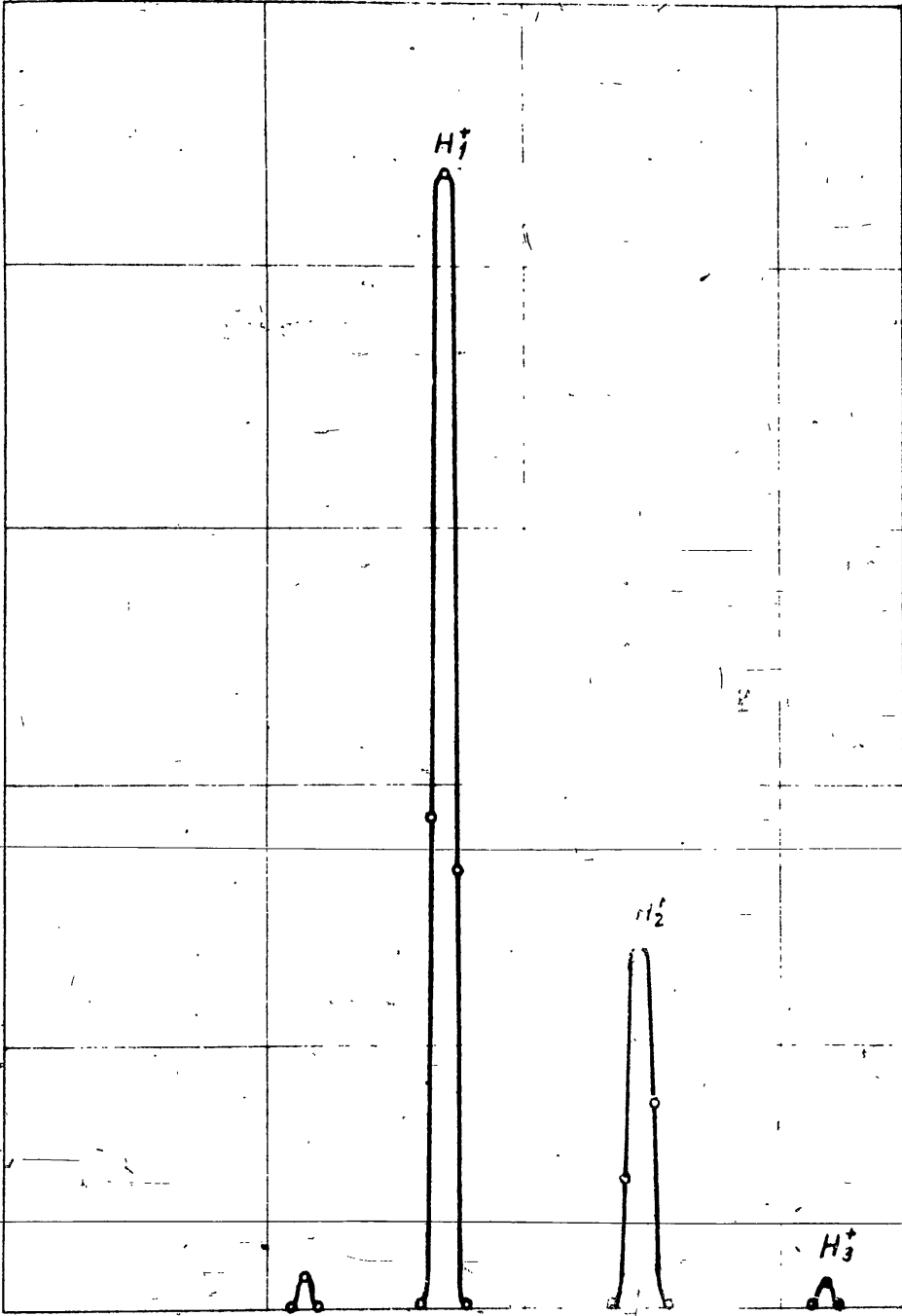
SK₆
50

40

30

20

10



omles
cm³/ó
omles
m³/ó

W.

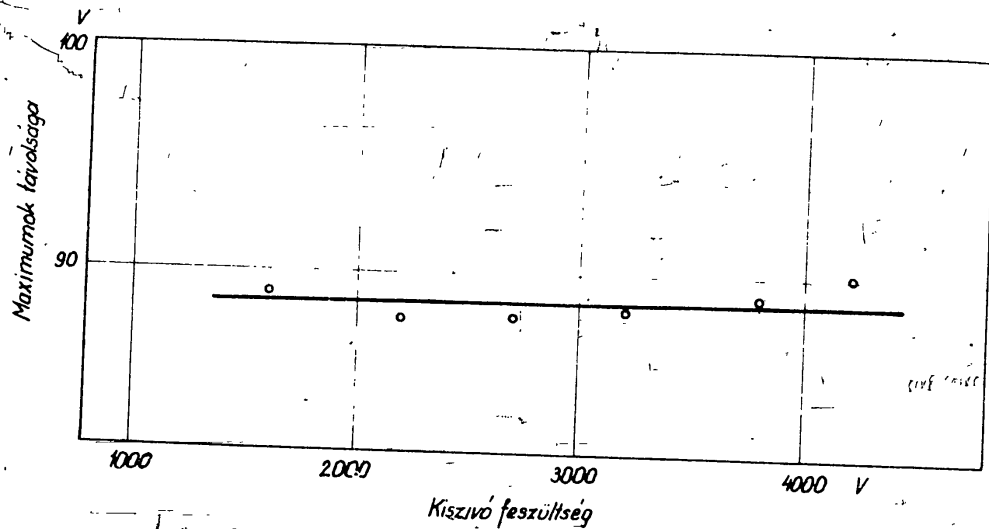
1000

2000

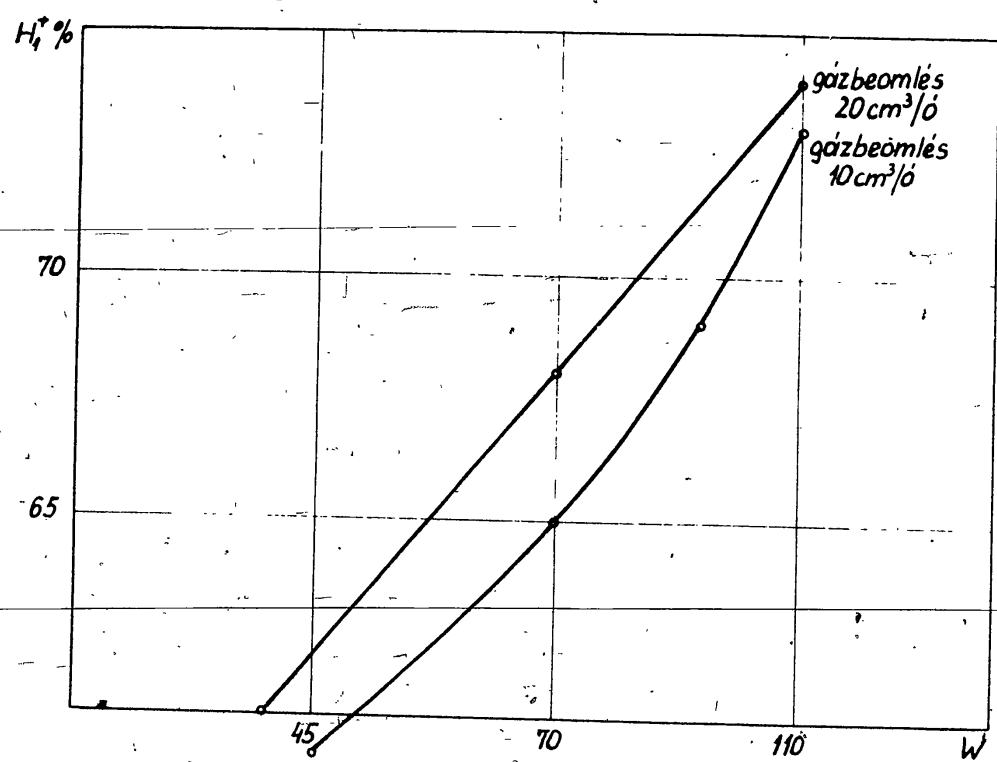
3000

Eleritömagnestere Gs

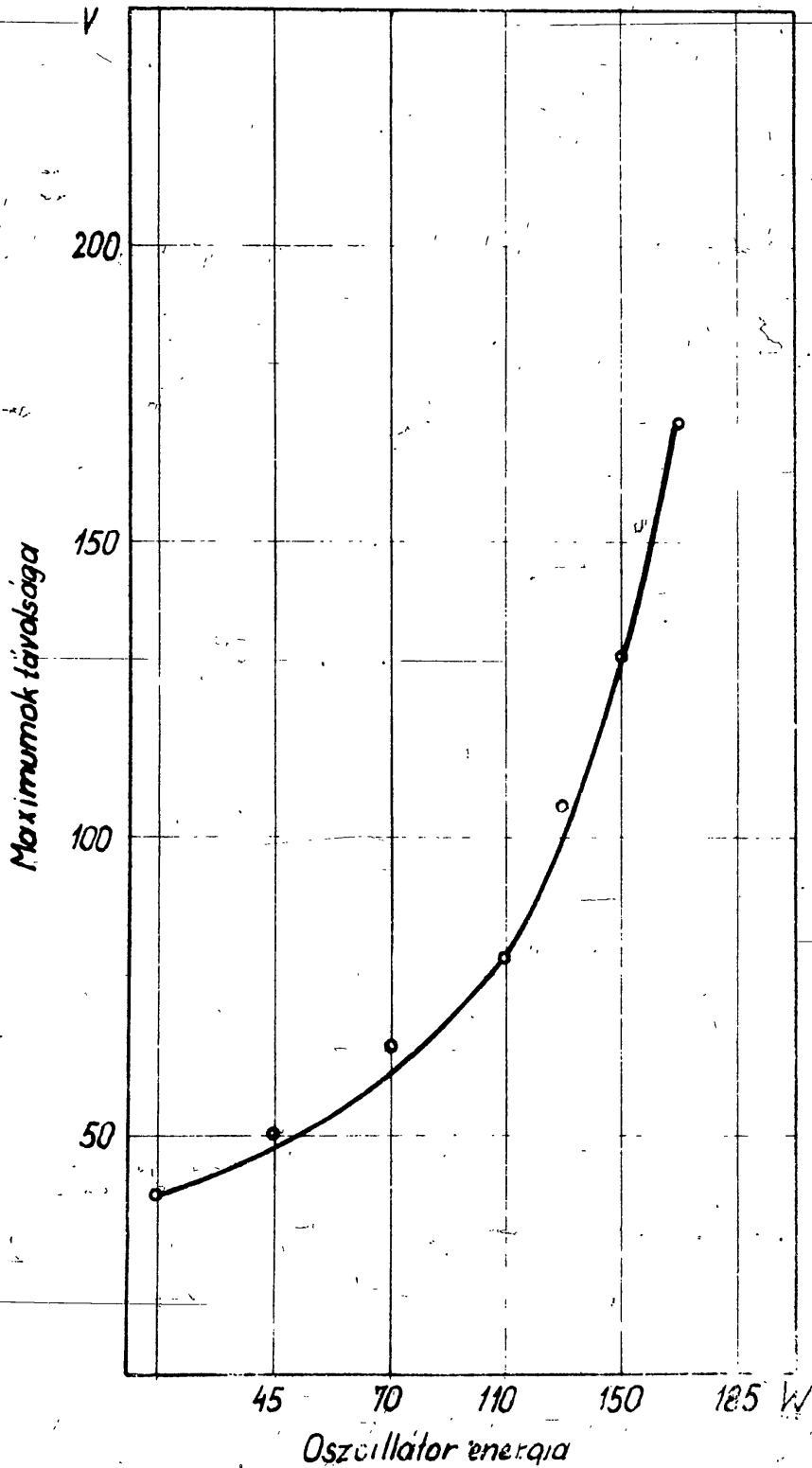
8. ábra

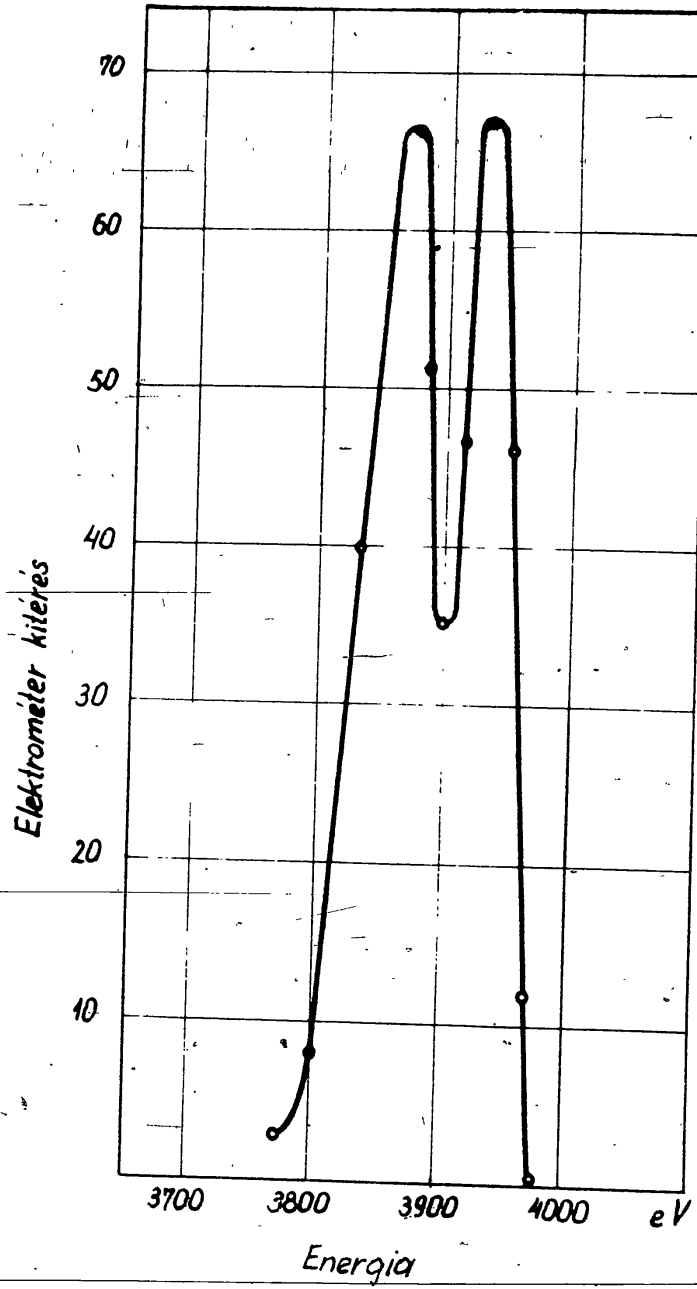


7. ábra



9. ábra Oszcillátor energia





Maximális tárolás

5. ábra

felmelegíteni annyira, hogy az megolvadjon. A forgó mágneses tőrrel /4. ábra/ történt kísérletek beváltak a hozzáfűzött reményeket, mert az üvegbúra kilyukadása többé nem következett be.

A hosszabb üzemeltetés esetén fellépő ionáram-összetétel megváltozásnak okát vizsgálva azt találtuk, hogy azt az üvegburának nagyobb rádiófrekvenciás teljesítmény esetén bekövetkezett túlzott felmelegedése okozza. Ebből a szempontból igen lényeges az üvegfajta helyes megválasztása.

A katód környezetében lévő kisülések az 1. ábrán látható katód és gázbevezetés elrendezés alkalmazásával teljesen megszűntek.

E pontban felsorolt megoldások alkalmazásával összeállított rádiófrekvenciás ionforrással nagy ionáramok esetén sem tapasztalunk semmiféle változást több hetes üzemeltetés után.

Ionáram energia spektruma

Rádiófrekvenciás ionforrásból származó ionok energiaszórása - mint már az eddigi vizsgálatok [7,8] megmutatták - mérsékelt áramok esetén üzemi körülmények között 60-70 V-ot tesz ki.

Az energia-szórás okaként a [2] és [8] dolgozatok a kisülési csőben lejátszódó áttöltődést, a sötét térben lejátszódó primer ionizációt, a plazmából kilépő ionok energiaszórását, a kiszívó csatornánál lévő kisüléseket, a kiszívó feszültség ingadozását és a kiszívó egyenfeszültségre szuperponálódott rádiófrekvenciás feszültséget sorolták fel. Ezek közül gyakorlatilag az utolsó három jön számításba, de az átütéseket a katódkörnyezet megfelelő kiképzésével a feszültség ingadozás pedig a feszültségforrás szűrésével kiküszöbölhető.

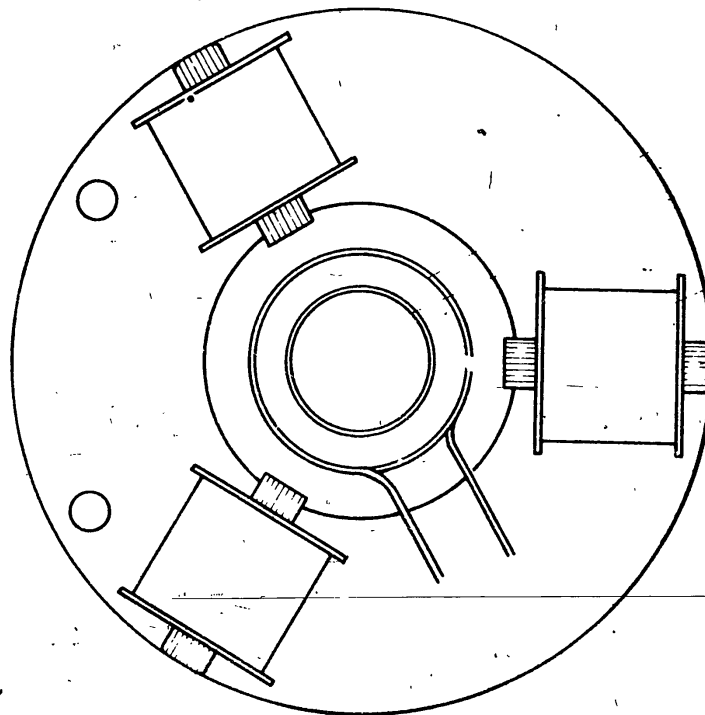
Az előzők során leírt gázbevezetés és katód környezet kiképzés esetén nagy áramoknál vizsgáltuk meg a kijövő ionnyaláb energiaspektrumát. A méréseket a [7] dolgozatban részletesen leírt elektromos energia mérővel végeztük. A mérések eredményeként adódó energiaspektrumok mind az 5. ábrán láthatóhoz hasonló kettős maximummal rendelkező görbék. A maximumok a kiszívó feszültségnek megfelelő energia érték alatt és fölött szimmetrikusan helyezkednek el. A mérési eredmények azt mutatják, hogy a kettős spektrum maximumainak távolsága - s így az ionforrásból kijövő ionsugár energiaszórása is, - az oszcillátor energianövelésével

- 420 -

Ionforrás működésével kapcsolatos stabilitás-
problémák

A rádiófrekvenciás ionforrás működésével kapcsolatos stabilitás-problémák közül a minket legjobban zavarókat vizsgáltuk meg. Az egyik az ionforrás üvegburájának gyakori kilyukadása, - amely a nagyobb ionáramok eléréséhez szükséges nagyobb kiszívó feszültségek alkalmazását teljesen lehetetlenné tette, - a másik a kisülés összetételének megváltozása és végül a katód környezetében lévő kisülés volt.

Az ionforrás üvegburájának kilyukadását a katódból kilépő szekunder elektronok okozzák. Ezek a gázkisülés intenzitását és ezzel a gáztomionok /protonok/ arányát növelő permanens mágnesek hatására az üvegbura falára egy pontban fókuszálódnak és az üveget azon a helyen megolvasztják. Ennek megszüntetésére a permanens mágnes helyett három fázisu forgó mágneses teret alkalmaztunk, azzal a meggondolással, hogy annak hatására az elektronnyaláb helyét állandóan változtatva, nem tudja az üvegbura falát



4. ábra

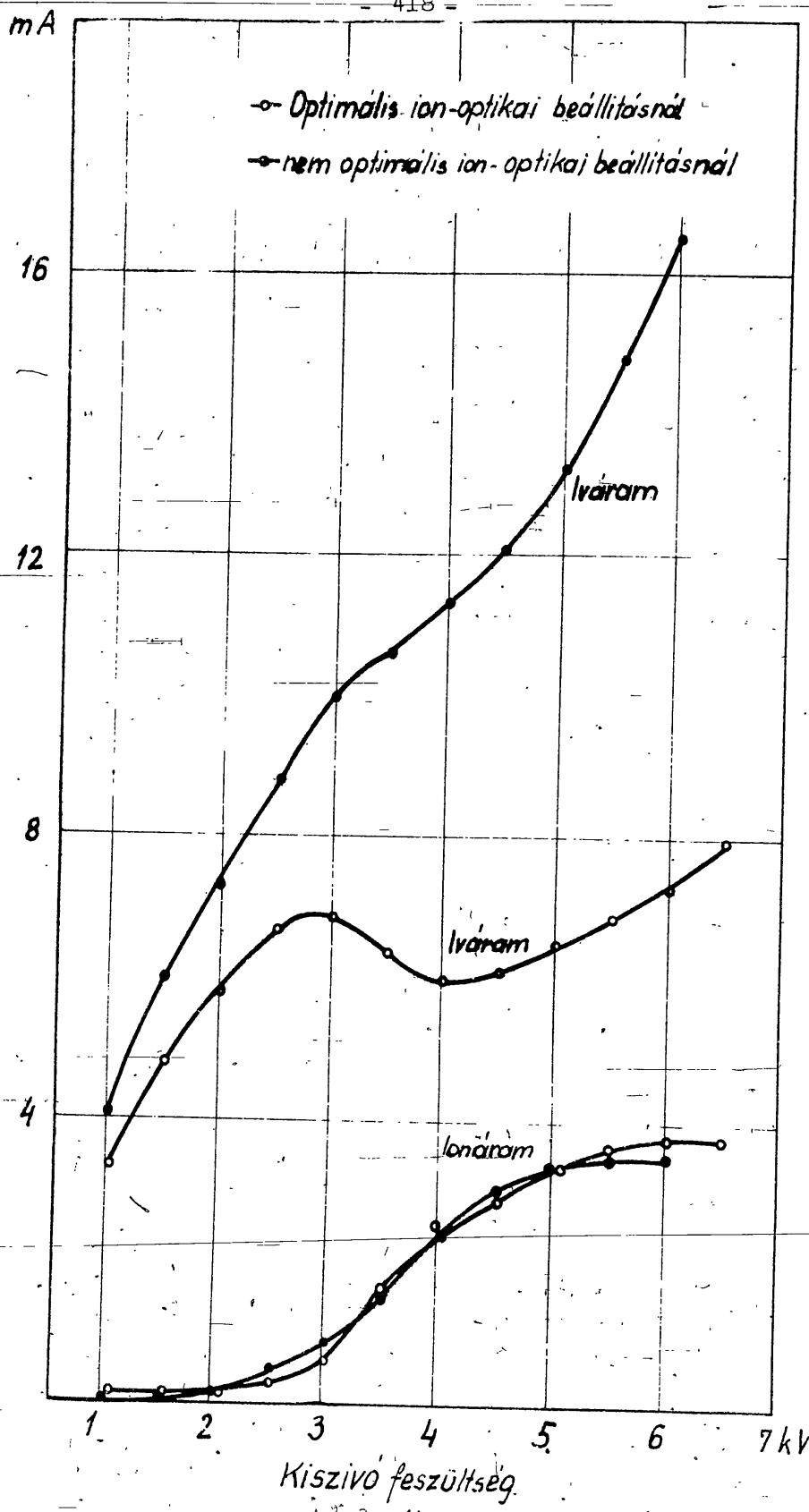
felm
rel
nyekmegv
nak
tulz
az ütód é
tek.rádió
tunksa -
áramosi cs
mer i
szívó
zását
vencia
utolsó
megfel
forrásképzés
energi
irt el
adódó
tős ma
ségnek
lyezke
spektr
ionsug

optikai beállítás esetén azt tapasztaltuk, hogy meghatározott kiszívó feszültség értéknél az iváram görbén visszaesési szakasz jelent meg és az $\frac{\text{ionáram}}{\text{iváram}}$ viszony megnőtt. A kvarc-csőecske kiszívó csucs fölé emelkedésének nagyságára a kiszívó csucs környezete, mint ionoptikai rendszer nagyon érzékeny. Ennek érzékeltesére közöljük a 3. ábrát, amely 1 mm-es eltolódás okozta változást mutat be az iv- és ionáramnál. Mint látható, a nem optimális beállítás esetében a jellegzetes visszaesés nem adódik és az $\frac{\text{ionáram}}{\text{iváram}}$ viszony is leromlik 0,25-ra, míg az optimális esetben 0,6 az értéke.

A másik módosítás végrehajtásánál abból a feltevésből indultunk ki, hogy a katódnál kialakult ionokat emittáló plazma háttérfelület növelése az ionáram növekedését eredményezi [5]. Ezért mi megnöveltük a kiszívócsucs külső átmérőjét, vele együtt az azt körülvevő kvarc-csőecske átmérőjét is, ugyanakkor a kiszívócsucs belső átmérőjét változatlanul hagytuk. Így várható volt, hogy az ionáram megnövekedik anélkül, hogy a gázfogyasztás változna, mivel a kiszívócsucs áramlási ellenállása változatlan marad. A mérési eredmények azt mutatták, hogy az ionáram ezekkel a változtatásokkal megnövelhető.

Ez a változás azonban azt eredményezte, hogy az iváramgörbén az optimális ionoptikai beállításánál tapasztalható visszaesés nagyobb kiszívó feszültség értékek felé tolódott el. Ez az azal magyarázható, hogy a kiszívó csucst körülvevő kvarc a kiszívó feszültségtől függő nagyságú pozitív potenciálon van a kiszívó csucshoz képest és mintegy ionoptikai lencse szerepel, amely az ionnyalábot a kiszívó csatornába fókuszálja. A kvarc átmérőjének növelése - azonos potenciál esetén - a lencse gyengülését eredményezi és e gyengülés megszüntethető, ha a kiszívó feszültséget megfelelő mértékben növeljük.

Megállapítható tehát ezek után az, hogy a fent elmondottak alkalmazásával sikerült kis oszcillátor teljesítmény felhasználással és nagy gázfogyasztás nélkül több mA nagyságú ionáramot előállítani, mert 145 W teljesítmény, 15 cm³/óra gázfogyasztás és 6 kV kiszívó feszültség esetén 5 mA-es ionáramot kaptunk.

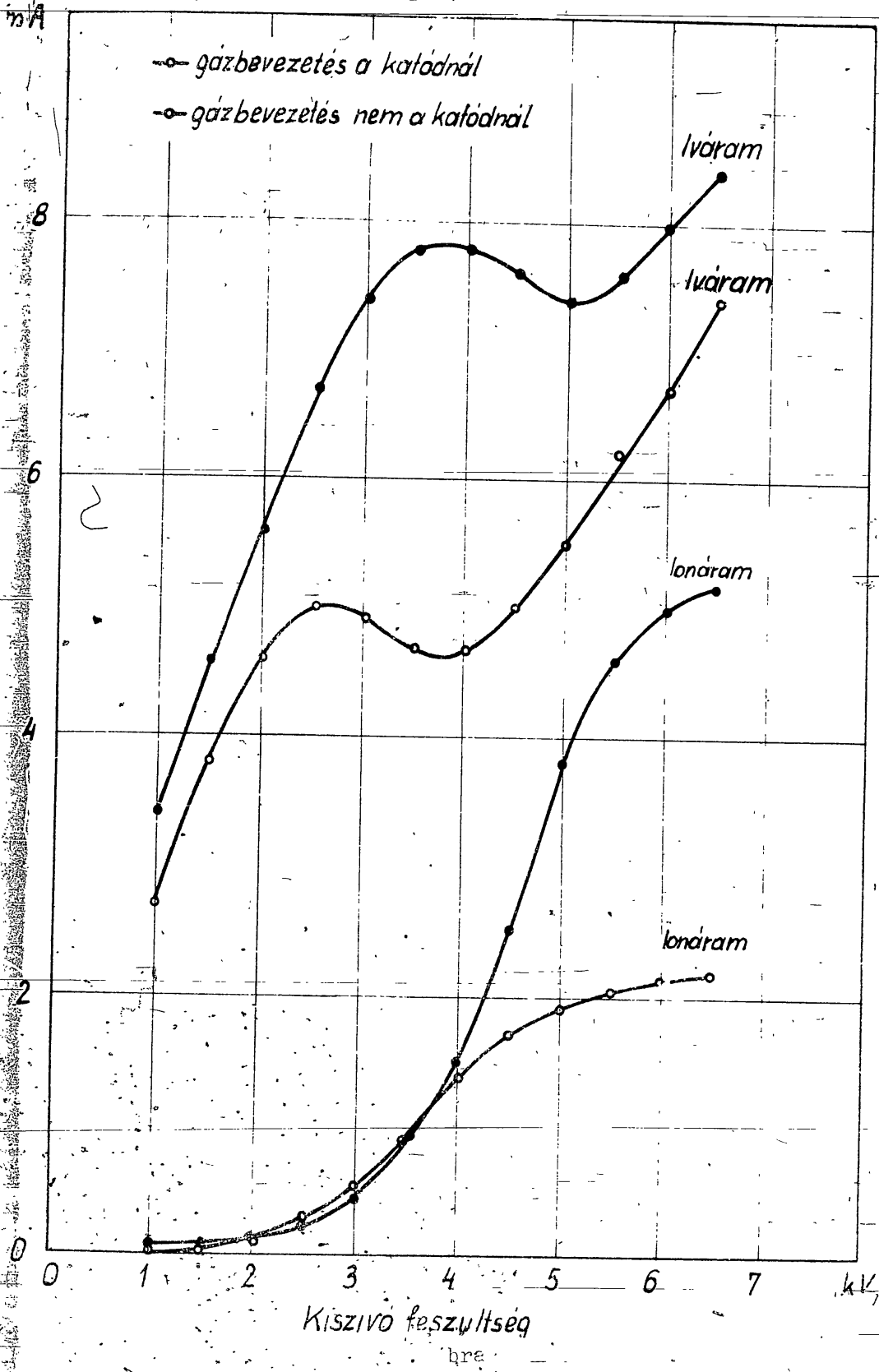


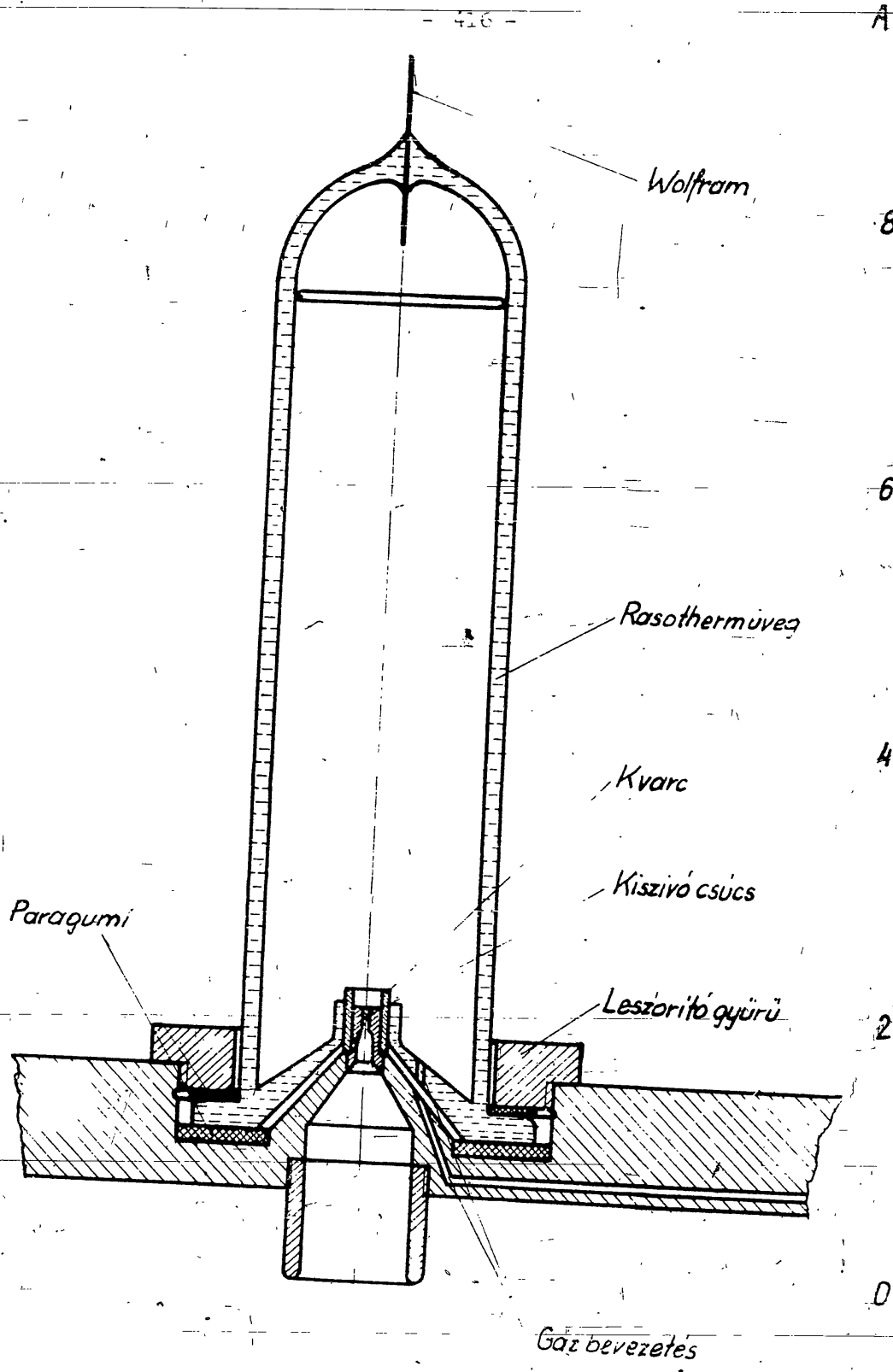
opti
sziv
jele
sziv
zete
tésé
zást
lis
ioná
ivár
o,6

dul
tárf
mi n
körü
bele
ioná
vel
rés
tás

bén
esé
zal
fes
csu
ion
nö
nye
meg

alk
lás
elö
és





- 415 -

Ionáram növelés feltételei:

Az ionáram növelése a rádiófrekvenciás ionforrásnál több módon történhet.

- a/ Legegyszerűbb mód a kiszívó nyílás növelése. Ez nagy gázfogyasztást és így nagyobb elszívó teljesítményű vákuumberendezést követel.
- b/ Az oszcillátor-energia és vele egyidejűleg a kiszívó feszültség növelésével szintén megnövelhető az ionáram.
- c/ Elérhető még az ionáram növelése a kiszívó csatorna környezetének legmegfelelőbb kialakításával és mint ionoptikai rendszernek optimális beállításával.

Mivel általában és Osztályunkon is a gyorsító berendezések nagyfeszültségen lévő elektródájában elhelyezett elektromos berendezések számára rendelkezésre álló energiamennyiség és a gyorsítócső vákuumberendezése adott, különösen a c/ pontban leírt módot kell kitűzött célunk megvalósításához felhasználni.

Kiindulásul a [7, 4, 2, 5] dolgozatokban használt ionforrás típusoknál alkalmazott katódkiképzést használtuk, amelynél a következő meggondolások alapján módosításokat hajtottunk végre. Első sorban megfontolás tárgyává tettük az előbb említett dolgozatoknál használt gáz-bevezetési módot, amelyeknél a gázbeömlés a katódot képező fém kiszívó csucs és az azt körülvevő kvarc és üvegcsövek között történik. Ez a módszer feltevésünk szerint nem megfelelő, mert a katódnál kialakult ionokat emittáló plazmafelület a semleges gázmolekulák állandó beáramlása miatt meg van zavarva, ami a kijutó ionáramok mennyiségét csökkenti. Mi az 1. ábrán látható módon oldottuk meg a gáz bevezetést és a kiszívó csucsánál a gázbeömlést a kvarc, üveg és kiszívócsucs pontos összezsírozásával szüntettük meg.

Összehasonlítás képen a 2. ábrán mutatjuk be a kiszívó feszültség függvényében ábrázolt iv- és ionáram értékeket a két különböző gázbeömlés esetén, amikor természetesen a gázfogyasztás, oszcillátor teljesítmény és katódkiképzés azonos. Mint a görbék-ből is látható, az 1. ábrán bemutatott gázbeömlés esetén az ionáram több mint kétszeresére emelkedett. A görbék optimális ionoptikai beállítás esetében vannak felvéve.

Az ionoptikai vizsgálatokat a kvarc-cső és a kiszívócsucs relativ helyzetének változtatásával kezdtük meg. Optimális ion-

- 414 -

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLELMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

Rádiófrekvenciás ionforráson végzett vizsgálatok

Irta: Erő János és Vályi László

Összefoglalás

Megvizsgáltuk, hogy milyen feltételek mellett lehet több mA-es ionáramot nyerni RF ionforrásból. Legfontosabbnak a katód környezetében kialakuló ionoptikai rendszer helyes beállítása bizonyult. Ezzel $I_{ion}/I_{iv} = 0,6$ arány volt elérhető. Hogy a gázbevezetés a fókuszálási viszonyokat ne zavarja, a gázbevezetés helyét a kisülési cső aljára helyeztük át. A stabil üzem szempontjából igen lényeges volt a keresztirányú permanens mágnes térnek forgó mágnes térrel való helyettesítése. Vizsgálatokat végeztünk az ionsugár energiaelosztására vonatkozóan is és azt tapasztaltuk, hogy az energiaszórás nagysága a nagyfrekvenciás energiától függ, míg a kiszívó feszültségtől és az ionáramtól független. Az ionsugár proton tartalma 70-80 %.

Részecskegyorsító berendezésekhez gáz atom-ion előállítása kedvező tulajdonságai miatt többnyire rádiófrekvenciás ionforrást alkalmazunk. Első ízben ilyen berendezést Thonemann használt 1946-ban [1], majd ezt követően számos, a rádiófrekvenciás ionforrás vizsgálatával foglalkozó dolgokat igyekezett tisztázni az ilyen típusú ionforrás működésével kapcsolatos problémákat [így pl.: 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8]. Bár ezekben a munkákban nagyon sok kérdésre választ adnak, mégis szükségessé vált, hogy az ez ideig nem teljesen, vagy egyáltalán meg nem oldott problémákból egy párat megvizsgáljunk, amelyek különösen gátolják az ionforrás segítségével végzett munkák zavartalan menetét.

Jelen dolgozatunkban foglalkozunk több mA-es ionáramok előállítási feltételeivel, a rádiófrekvenciás ionforrás működésének stabilitás-problémáival, és az ionforrásból kijövő ionáram energiaszórásának vizsgálatával. Ezenkívül megvizsgáltuk az előállított ionáram összetételét.

- 413 -

0,1 mm $\frac{1}{6}$ óra. Végvákuum 10^{-5} Hgmm [6], A feszültségforrás a gyorsítórésszel egy közepén lesüllyesztett helyiségben van, mely alatt két, egymástól betonfallal elválasztott szobában történik a vezérlés ill. besugárzás. A vezérlést szigetelő zsinórokkal végezzük.

Mint azt már említettük, jelenleg Li^+ ionokat gyorsítunk, s az ezek által nagy rendszámu elemekben keltett karakterisztikus röntgensugárzás hatáskeresztmetszetét mérjük. Most készül egy rádiófrekvenciás deuteronforrás. Ezekkel az ionokkal neutronokat fogunk előállítani, s az (n,p) ill. (n, 2n) reakciókat fogjuk vizsgálni.

Köszönetünket fejezzük ki Simonyi Károly professzor urnak munkánk irányításáért. A mechanikai és elektronikus munkák zömét Láng Tibor és Pinkóczy Sándor ill. a Központi Műhely végezték.

I r o d a l o m

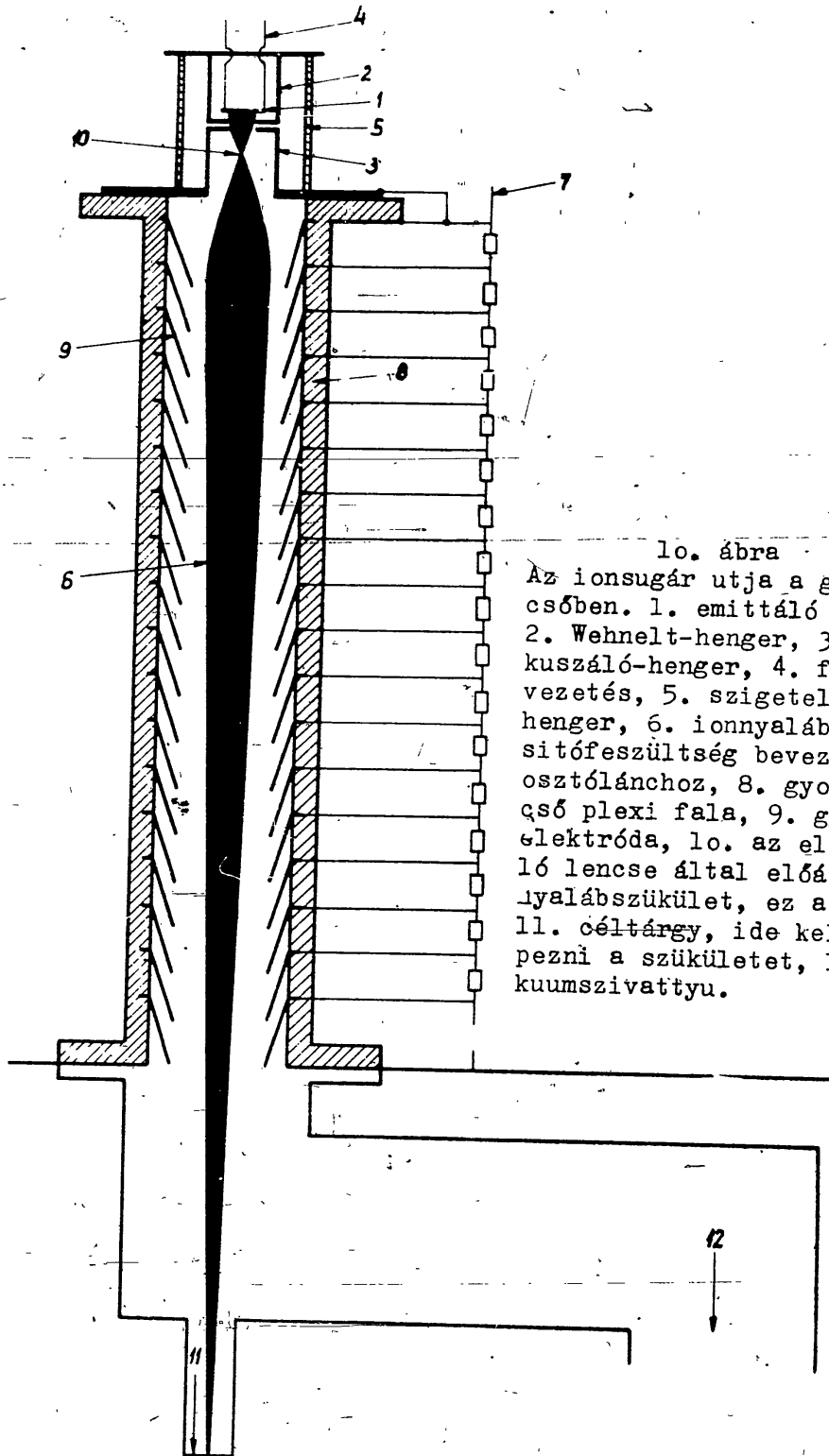
- [1] Kálmán G , Varga L.: KFKI Közl. 2. 373. /1954/
 - [2] K.Firth; D.R.Chick: J.Sci.Inst. 30. 117. /1953/
 - [3] D.R.Chick; F.J.Miranda: J.Sci.Inst. 29. 340./1952/
 - [4] R.W.Lamphere; G.P.Robinson: Nucleonics. 10. 28. /1952/
 - [5] Mortimer M.Elkind: Rev.Sci.Inst. 24. 2./1953/
 - [6] K.Simonyi; Suppl. Nuovo Cimento 3. 345. /1956/
- Mérey I. Magyar Fizikai Folyóirat. 3. 459. /1955/

Erkezett-1957.aug.7:

KFKI Közlemények 5.évf. 4.szám, 1957.

a gyorsító
elő felület,
3. előfo-
fűtésbe-
telő üveg-
láb, 7. gyors-
vezetése az
gyorsító-
gyorsító
előfokuszá-
előállított
a tárgy,
kell leké-
t, 12. vá-

- 412 -



10. ábra

Az ionsugár útja a gyorsító csőben. 1. emittáló felület, 2. Wehnelt-henger, 3. előfokuszáló-henger, 4. fűtésbevezetés, 5. szigetelő üveg-henger, 6. ionnyaláb, 7. gyorsítófeszültség bevezetése az osztólánchoz, 8. gyorsítócső plexi fala, 9. gyorsítóelektroda, 10. az előfokuszáló lencse által előállított nyalábszűkület, ez a tárgy, 11. céltárgy, ide kell leképezni a szűkületet, 12. vákuumszivattyú.

o,1 mm
sítórél
latt k
vezérl
zük.

s az ez
röntgen
diófrek
fogunk
vizsgál

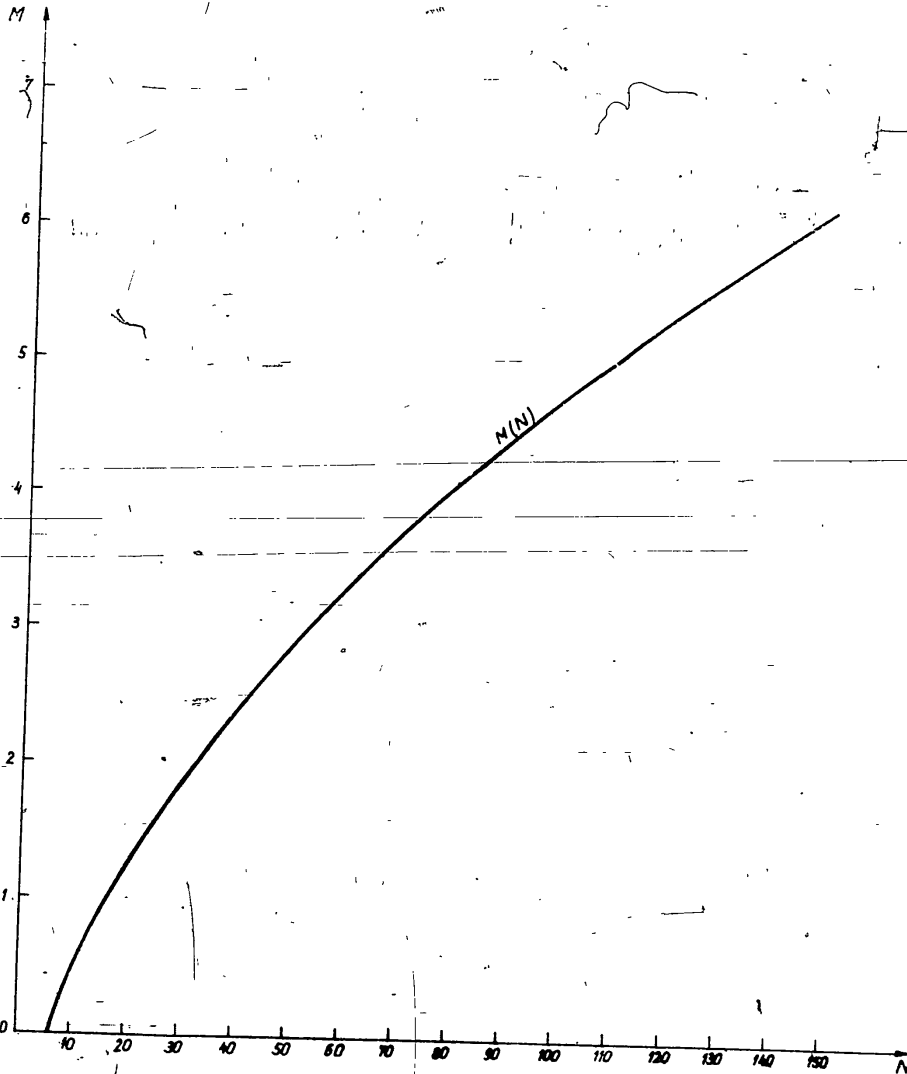
munkánk
Láng Ti

[1] Kál
[2] K.F
[3] D.R
[4] R.W
[5] Mor
[6] K.S
Mére

Érkezet

KPKI Köz

- 411 -



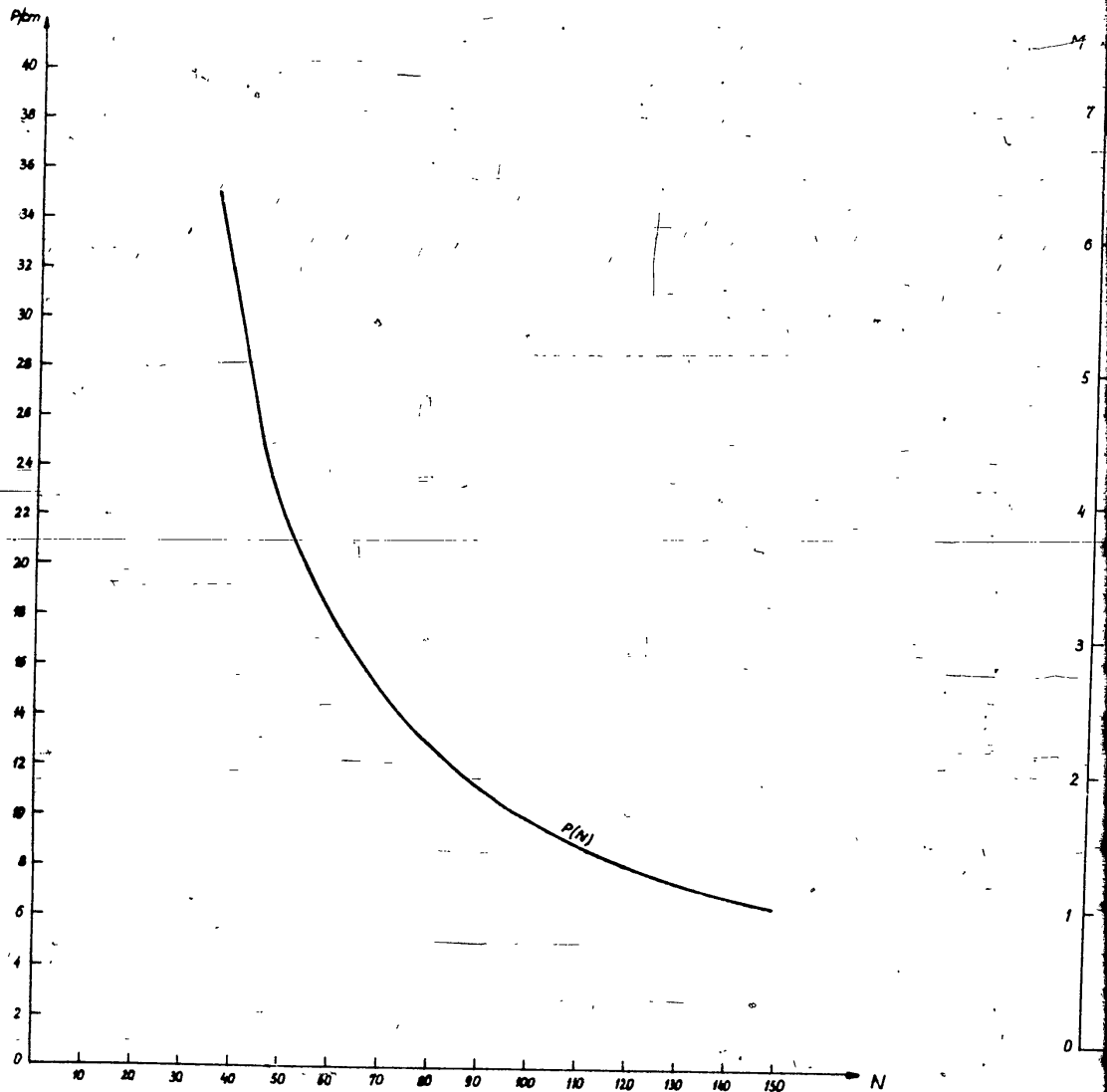
9.ábra

ségre van szükség. Ezt úgy állítjuk elő, hogy egy soros rezgőkört az adó frekvenciájához közel hangolunk. Az induktív tagon megjelenő feszültséget kaszkád-kapcsolásban egyenirányítjuk /2. ábra/.

[1]. A feszültségforrás és a gyorsító rész nagyfrekvenciás energiaszükségletét egy Meissner-kapcsolású oszcillátor fedezi, mely a "Du-0Q 2500/6000-es típusú adócsővel működik.

ion- A vákuumrendszer két sorbakapcsolt 1500 l/sec és 50 l/sec szivósebességű olajdiffúzióból és egy 10 m³/órás elővákuum-szivattyúból áll. A 90 literes rendszer beömlése kisebb, mint

- 410 -

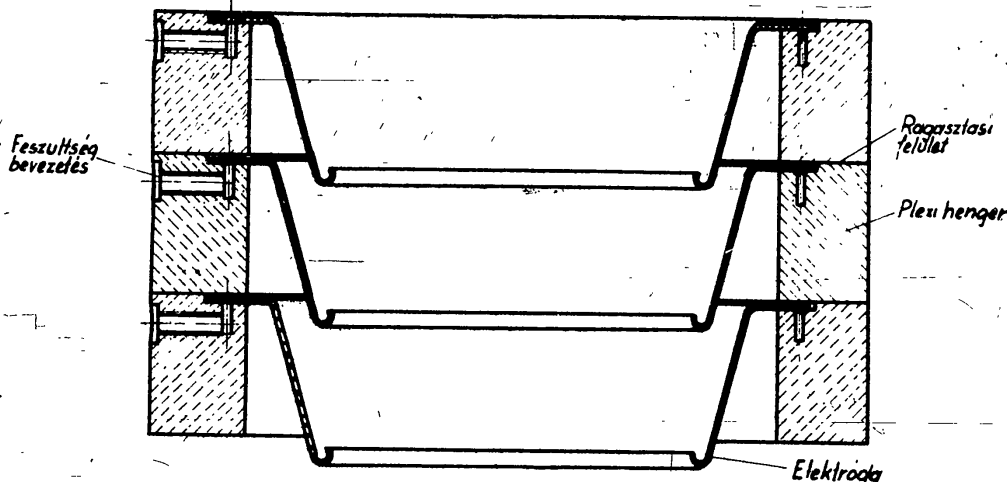


8. ábra

tött kondenzátorok az osztólánccról kapják a megfelelő egyenfeszültséget. A felső kondenzátort egy nagy induktivitás /2. ábrán L_2 / köti egyenáramulag az ionforrás legömbölyítéséhez. 230 kHz-en, a fűtés frekvenciáján egy kondenzátor induktivitása 1,4 mHy [1]. A legömbölyítés szórt kapacitása kb. 80 pF. Egy a kondenzátor oszloppal sorbakötött induktivitással elérhetjük azt, hogy a "Ducati"-kondenzátorok soros rezonanciában legyenek a legömbölyítés szórt kapacitásával. Ebbe az áramkörbe kapcsolódnak bele az ionforrás tápegységei. A jelenlegi ionforráshoz előfokuszáló feszült-

ségre
kört az
megjele
ábra/.
A
giaszúk
OQ 2500
A
szívóse
vattyub

san elkészített sablonon való ragasztással volt biztosítva. Belső átmérő 80 mm, hossza 180 cm.



7. ábra

A gyorsítócső optikájának számítását Mortimer M. Elkind cik-
ke [5] nyomán végeztük. Az 59-es leosztás biztosítja a tengely
közelében a homogénitást. A homogén gyorsítócső fókuszainak és
főszíkjainak helye a geometrián /hossz, átmérő/ kívül az elektron-
optikában használatos feszültségviszony analógonjától, az un. e-
nergia-sokszorozási tényezőtől, N -től függ. Ez az ionok gyorsító-
csőben nyert energiájának és belépési energiájának a viszonya. A
8. ábrán a gyorsítócső tárgy távolsága konstans képtávolság mellett,
a 9. ábrán pedig a nagyítása látható az energia-sokszorozási ténye-
ző függvényében, a mi geometriai adottságainkat figyelembe véve.

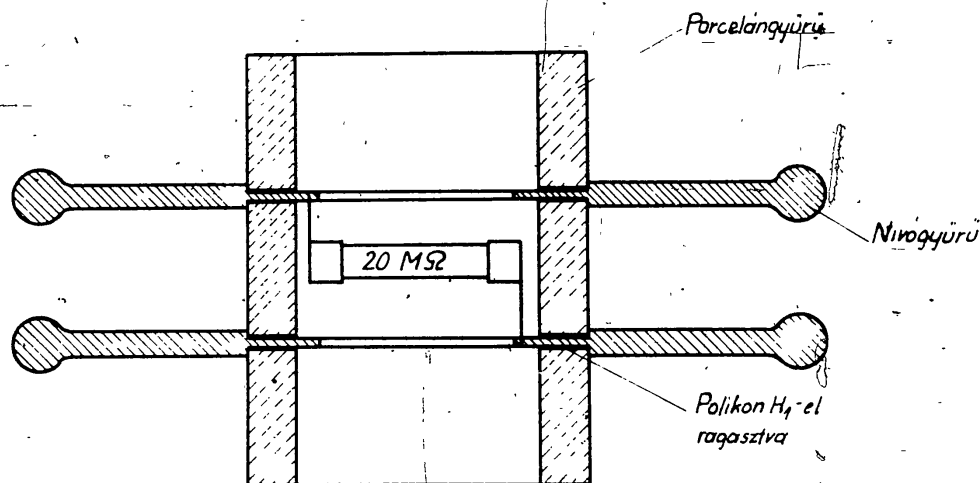
A készülék jelenleg Li^+ -ionokat gyorsít. Az ionokat termi-
kus forrásból nyerjük. Ezek a Wehnelt-henger után az előfokuszá-
ló lencse terében megkapják azt az energiát, ami szükséges ahhoz,
hogy a lencse által kialakított, a gyorsítócső szájától kb. 8 cm-
re lévő nyalábszűkületet az így előállt N energia-sokszorozási
tényező mellett a céltárgyra leképezzük. Az ionsugár utja vázla-
toosan a 10. ábrán látható. A gyorsított áram $0-20 \mu\text{A}$, melyet az
ionforrás illetve a megkívánt foltméret korlátoz. A mérési ered-
mények később kerülnek ismertetésre.

Mint már említés történt róla, az ionforrást rádiófrekven-
ciás uton tápláljuk a kondenzátor-oszlopon keresztül. A sorbakö-

- 408 -

Gyorsítóresz

A gyorsítóresz /5.ábra/ egy $2\text{ M}\Omega$ -os huzalellenálláson /2.ábrán az R_V ellenállás/ keresztül kapja meg a kaszkádgenerátor által előállított feszültséget. Az ionforrást magábanfoglaló legömbölyítés öt lábön áll. Mechanikai tartását három láb végzi, ezek közül kettő üres porcellán-oszlop a vezérlés céljára, a harmadik három "Ducati"- kondenzátorból áll, ezeken keresztül jut fel az ionforrás segédberendezéseit tápláló energia. Negyedik láb a mérőellenállás-oszlop. Ez egy $10^9 \pm 1\% \Omega$ -os ellenállás üvegcsőben olaj alatt. Bemérése üzemi feszültségen történt. E négy oszlop között van középen a gyorsítócső az osztólánccal. Az osztólánc 59 egyenlő részre osztja le a kaszkád feszültségét, ellenállása $1,2 \cdot 10^9 \Omega$. Az ellenállásokat üzemi feszültségen mértük be. Az osztóellenállást a 6.ábra mutatja. A porcelángyűrűket Polikon H_1 -el ragasztottuk a fémtárcsákhoz.



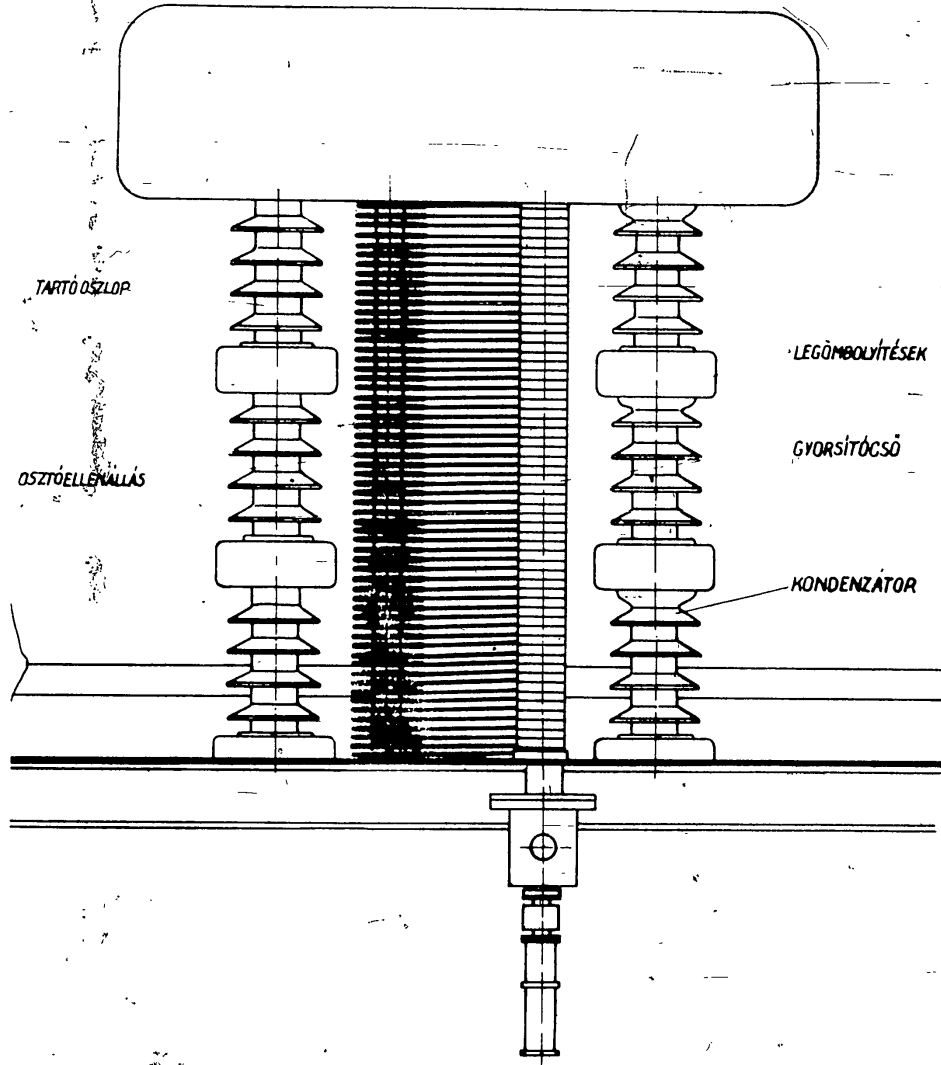
6.ábra

A gyorsítócső 30 mm vastag plexi táblából kivágott gyűrűkből van összeragasztva /7.ábra/. A ragasztó benzolban oldott monomer plexi. Az elektródák rozsdamentes acélból vannak, és tengely irányba olyan mélyen nyulnak le, hogy ionok ne szóródhassanak a plexi falra. [2, 3, 4] Feszültségellátásuk araldittal tömített átmenő csavarokkal történik. A gyorsítócső vákuumszempontról kifogástalan. Az elektródák koaxiális összeillesztése pontos

san e
átmérFeszültség
bevezetke [5]
közele
fősikj
optika
nergia
csőben
8.ábrá
a 9.áb
zó fügkus fo
ló len
hogy a
re lév
tényező
tosan a
ionforr
mények
M
ciás ut

sz. 407 -

az [1] -
rán látha-
kvencia
esitmény-
nnél. A
se egyen-



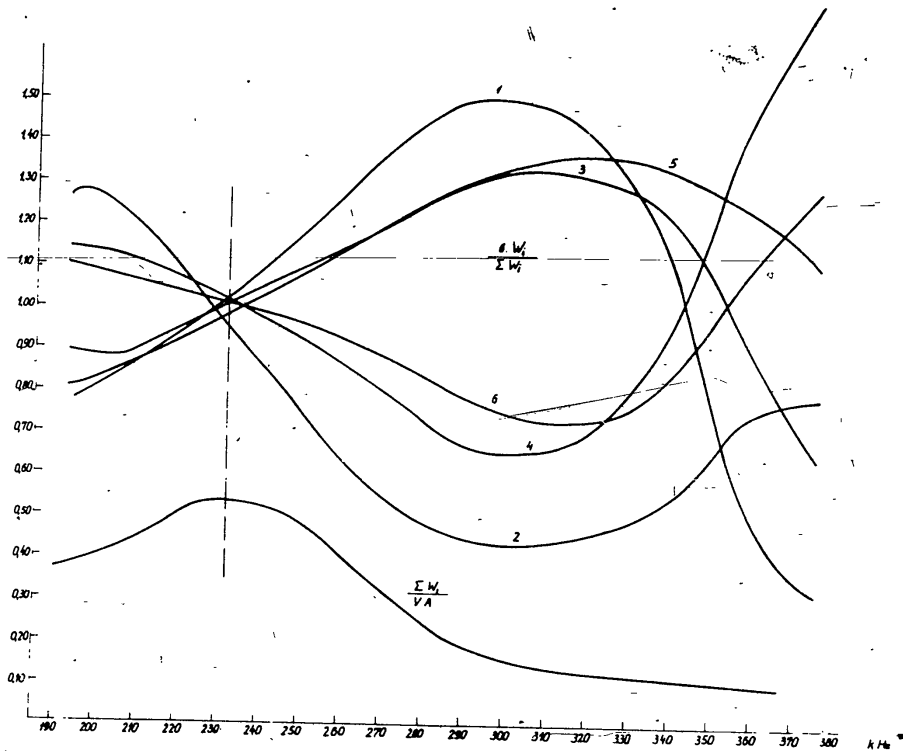
esit-
re ju-
an be-

a gyor-
rigáltuk
ktivitás-
áll-
ondenzá-
eszült-
50 kV-ot

5. ábra

406

mérővel állítottuk be. A beállítás módjára vonatkozólag az [1]-es közleményben írtunk. A betáplált teljesítmény a 4. ábrán látható módon oszlik meg az egyes ventilcsövek között, a frekvencia függvényében. Ugyanezen az ábrán látható a hasznos teljesítmények a betáplált VA-hez való viszonya. A hatásfok jobb ennél. A beállításnál arra törekedtünk, hogy a szelepcsövek fűtése egyen-

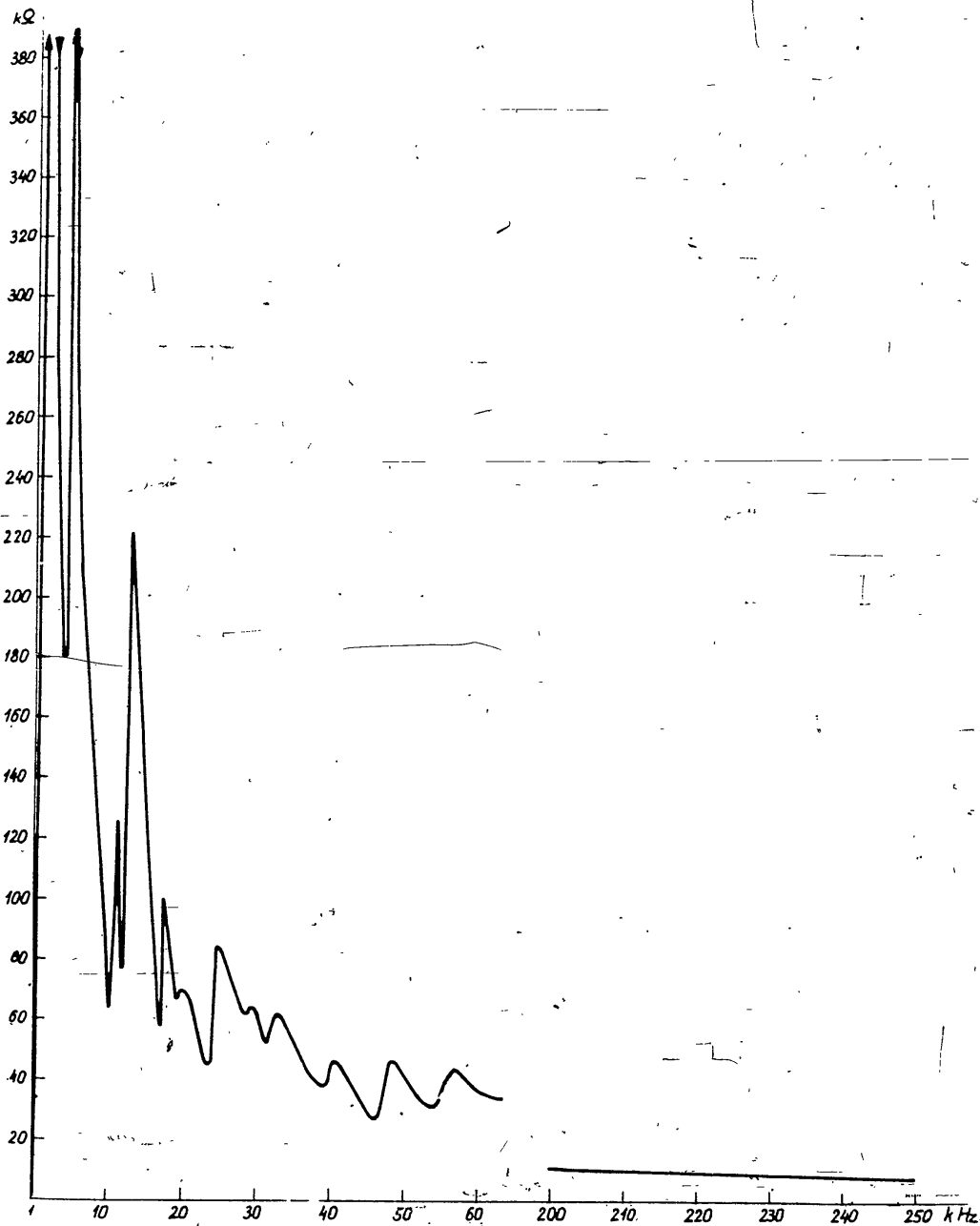


4. ábra

W_i az i -edik ventilcső fűtőszálán disszipált teljesítmény. Az $i = 1, 2, \dots, 6$ számú görbék az egy-egy csőre jutó fűtőtelsítményt ábrázolják az összes hasznosan betáplált teljesítményhez $\sum W_i$ -hez/ viszonyítva.

letes legyen, tekintet nélkül a fázisszögére. Ez utóbbit a gyorsítóréssz rádiófrekvenciás köreinek a beállítása után korrigáltuk egy, a teljes terheléssel párhuzamosan kapcsolt L_1 induktivitással. A feszültségforrással 600 kV maximális feszültséget állítottunk elő; ezt a határt a beépített nagyfeszültségű kondenzátorok kellő biztonsága szabja meg. Az előállított egyenfeszültség hullámossága kb. 300 V/MA. Gyorsítórésszel együtt 550 kV-ot értünk el.

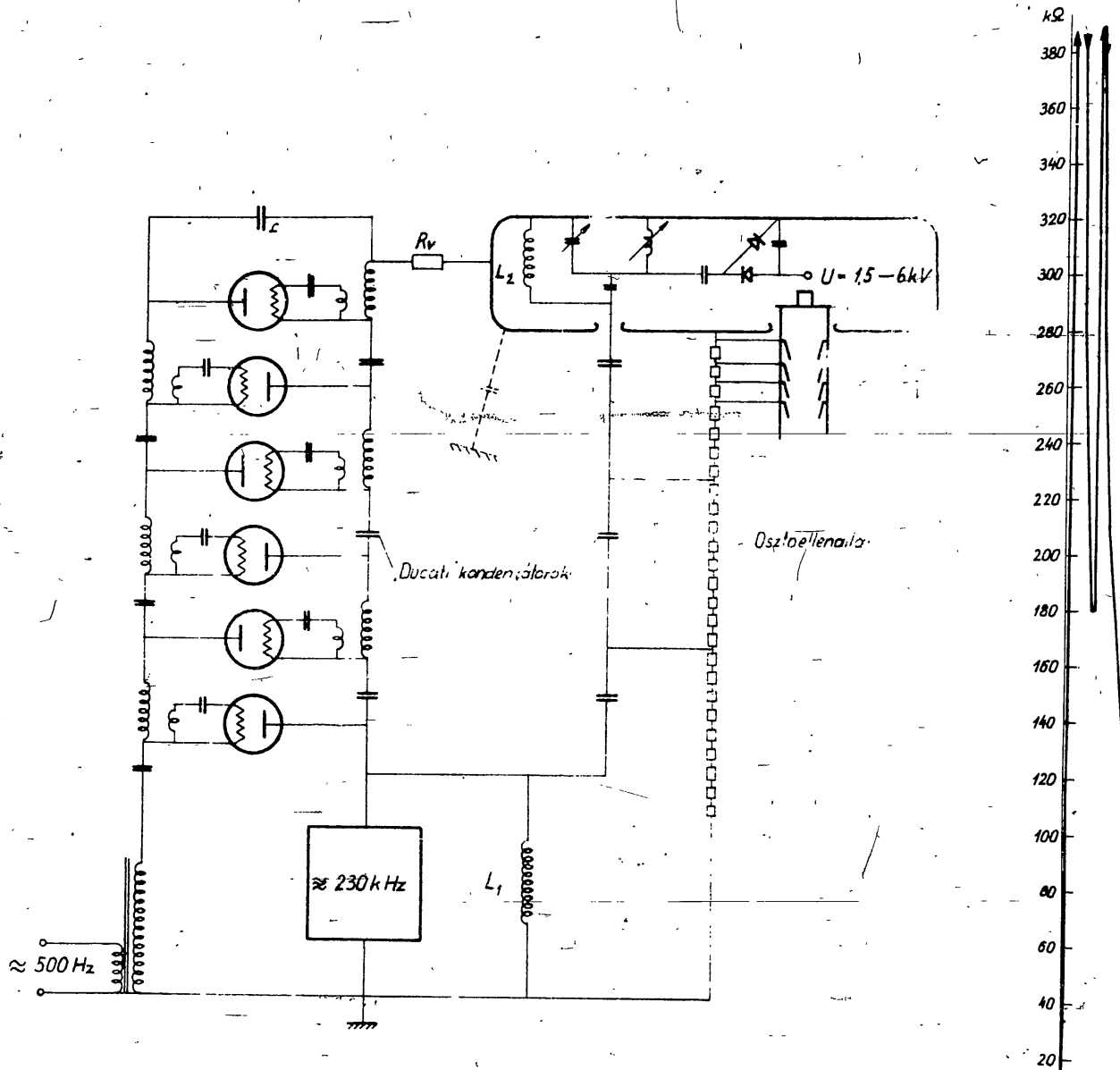
- 405 -



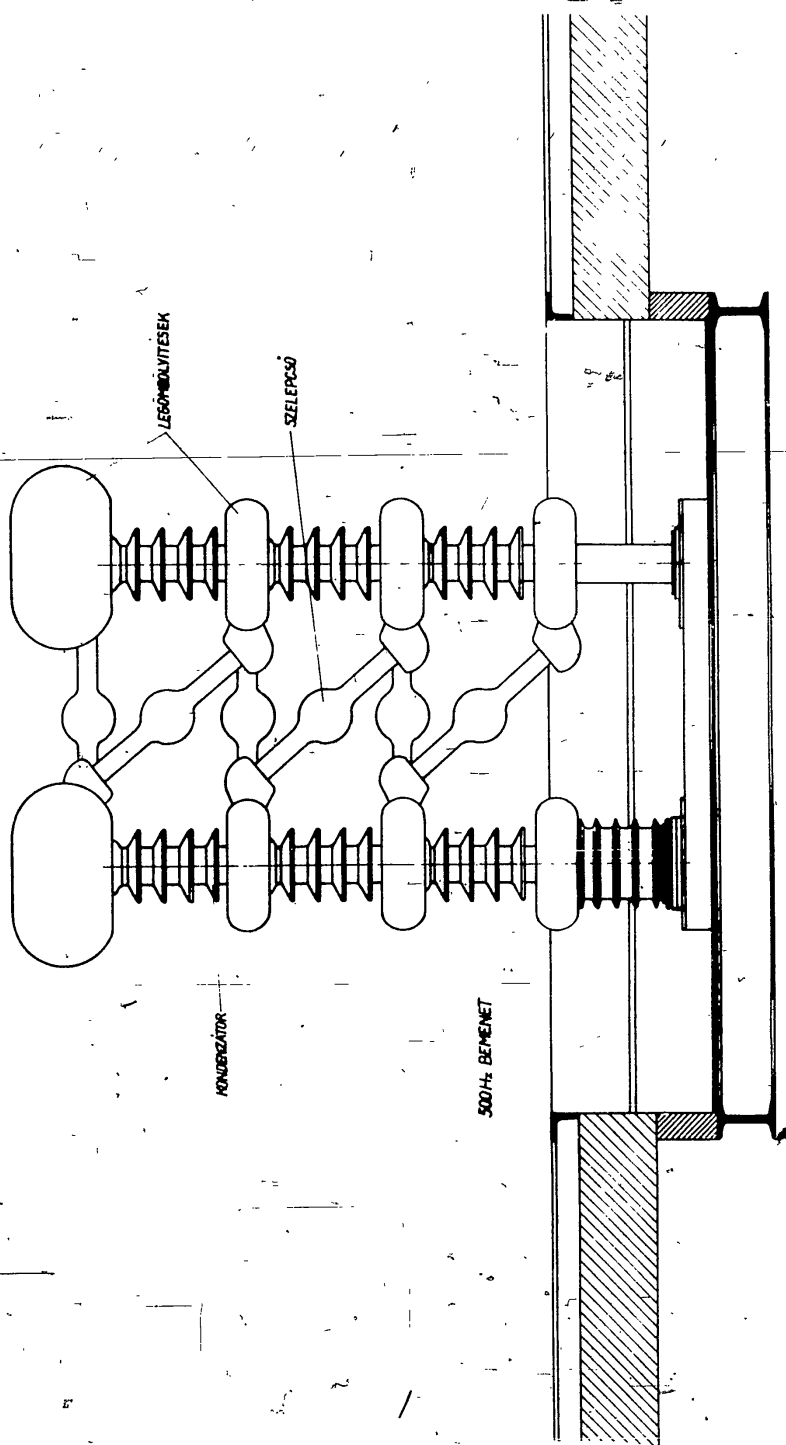
3. ábra

100 kV-os, 500 Hz-es transzformátor impedanciájának abszolút értéke a frekvencia függvényében. Látható, hogy induktívnek indul, majd a tekercs házhoz képesti - és önkapacitásával több helyen rezonanciát adva induktív és kapacitív szakaszok váltakoznak.

- Áraj -



2. ábra



1. ábra

ekven-
rű gyor-
llátá-

ezés,
zatar-
koza-
l /l.
os-
500
or szol-
ik. A
ko-
lt el-
, hogy
pF-os
adó-
s kört
ás/ 6
zátor
áltuk,

t fény-

- 402 -

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ; SIMONYI KÁROLY

600 kV-os rádiófrekvenciás fűtésű kaszkádgenerátor
és homogén terű gyorsító

Irta: Kálmán Gábor és Varga László

Összefoglalás

Ismertetjük az atomfizikai osztály 600 kV-os rádiófrekvenciás fűtésű kaszkádgenerátorát és a hozzá tartozó homogén terű gyorsítót. A fűtés frekvenciája 230 kHz. Az ionforrás energiaellátása rádiófrekvencián történik.

Feszültségforrás

Elkészült Osztályunkon egy új nagyfeszültségű berendezés, a 600 kV-os rádiófrekvenciás fűtésű kaszkádgenerátor a hozzá tartozó homogén terű gyorsítóval. A kaszkád három fokozatu, fokozatonként 2x20 nF-os Ducati-gyártmányú /olasz/ kondenzátorral /1. ábra/. A szelepcsövek Phönix /német/ gyártmányúak, thóriumos-wolfram katóddal, 120 W fűtőteljesítménnyel. A meg táplálás 500 Hz-es váltófeszültséggel történik, melyet egy motorgenerátor szolgáltat. A szelepcsövek fűtése rádiófrekvenciás uton történik. A fűtőkört a 2.sz. ábra mutatja. A fűtés előkísérleteiről egy korábbi közleményben számoltunk be [1]. Az építés az ott vázolt elgondolásnak megfelelően folyt le, s csak annyiban módosult, hogy az 500 Hz-es bemeneten a nagyfrekvenciás kört záró kb. 300 pF-os kondenzátort a nagyfeszültségű transzformátor kapacitívnak adódott impedanciája helyettesíti /3. ábra/. A rádiófrekvenciás kört a 600 kV-os szinten záró kondenzátort /2. ábrán a C kapacitás/ 6 db Siemens gyártmányú, 550 pF-os, 15 kV-os keramikus kondenzátor alkotja, olajban és üvegcsőben. A kondenzátorokat megvizsgáltuk, olaj alatt 40 kV sem üti át.

Az egyes csövek fűtőteljesítményét 50 Hz-en kalibrált fény-

- 401 -

Meg kell még mondanunk, hogy milyen pontossággal ismerjük a leosztási tényező értékét. Az EMG teljesítménymérő 5 % pontossággal mér. Az előbbi számszerű értékeket betűkkel jelölve:

$$x = 5 \text{ mW}, \quad \frac{\Delta x}{x} = 5\%; \quad y = 0,011 \text{ mW}, \quad \frac{\Delta y}{y} = 5\%$$

$$z = 1 \text{ mW}, \quad \frac{\Delta z}{z} = 5\%; \quad u = 0,054 \text{ mW}, \quad \frac{\Delta u}{u} = 5\%$$

A leosztási tényezőt L -lel jelölve:

$$L = \frac{x}{y} \cdot \frac{z}{u}, \quad \left| \frac{\Delta L}{L} \right| = \frac{\Delta x}{x} + \frac{\Delta y}{y} + \frac{\Delta z}{z} + \frac{\Delta u}{u} = 20\%$$

Láthatjuk, hogy ha a teljesítménymérő nagyobb átfogással rendelkezne, - a mérést nem kellett volna két lépésben elvégezni - akkor 10 %-os pontossággal tudtuk volna a leosztási tényező értékét megadni.

I r o d a l o m

[1] Faragó-Mertz: Gyakorlati elektromosság. Budapest, 1957.

Érkezett 1957.jul.23.

KFKI Közlemények 5 évf. 4.szám, 1957.

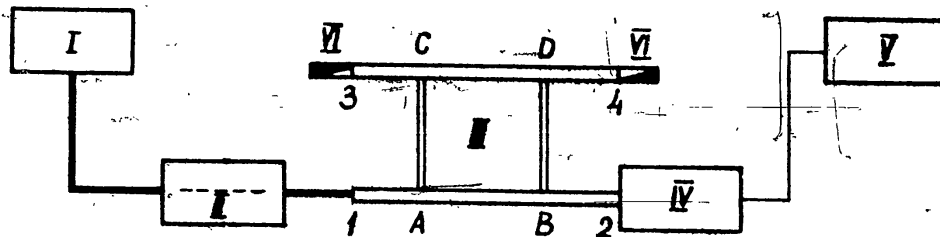
- 400 -

lis csatolásnál a leosztást két lépésben határoztuk meg. /3. ábra./

1. a. A generátort úgy állítjuk be, hogy a fő ágban 5 mW teljesítményt mérjünk.

b. A 2 és 4 pontokra csatlakozó termisztorfejet és illesztett lezárást megcseréljük, az iránycsatolót maximális csatolásra állítjuk és mérjük a teljesítményt: 0,011 mW. Maximális csatolás esetén tehát az iránycsatoló leosztási tényezője 450.

2. a. Az előbbi helyzetet fenntartva a generátor teljesítményét változtatjuk, hogy a 4 ponton 1 mW-t mérjünk.



3. ábra

I. Koaxiális oszcillátor / $\lambda = 25$ cm/. - II. ÁHV mérő. -
 III. Iránycsatoló. - IV. Termisztorfej. - V. EMG teljesítménymérő. - VI. Illesztett lezárás.

b. Az iránycsatolót minimális csatolásra állítva, ugyancsak a 4 ponton mérve a teljesítményt: 0,054 mW. Tehát az iránycsatoló átfogása: 19. Ezután már nyilvánvaló, hogy az iránycsatoló leosztási tényezője minimális csatolásnál $19.450 = 8500$. - Megjegyezzük, hogy minimális csatolásnál a hurok síkja a koaxiális vezetőkben kialakuló mágneses tér síkjával egybeesik, így elvben mágneses csatolás már nem léphet fel; ekkor a hurok mint szonda szerepel és elektromos csatolást létesít.

Az iránycsatoló irányselektálását úgy mértük, hogy a fő ágat illesztetten lezártuk és a mellék ág két végén - ábrán 3 és 4 pont - mértük a teljesítményt. Ennek aránya kisebb volt, mint $1/200$.

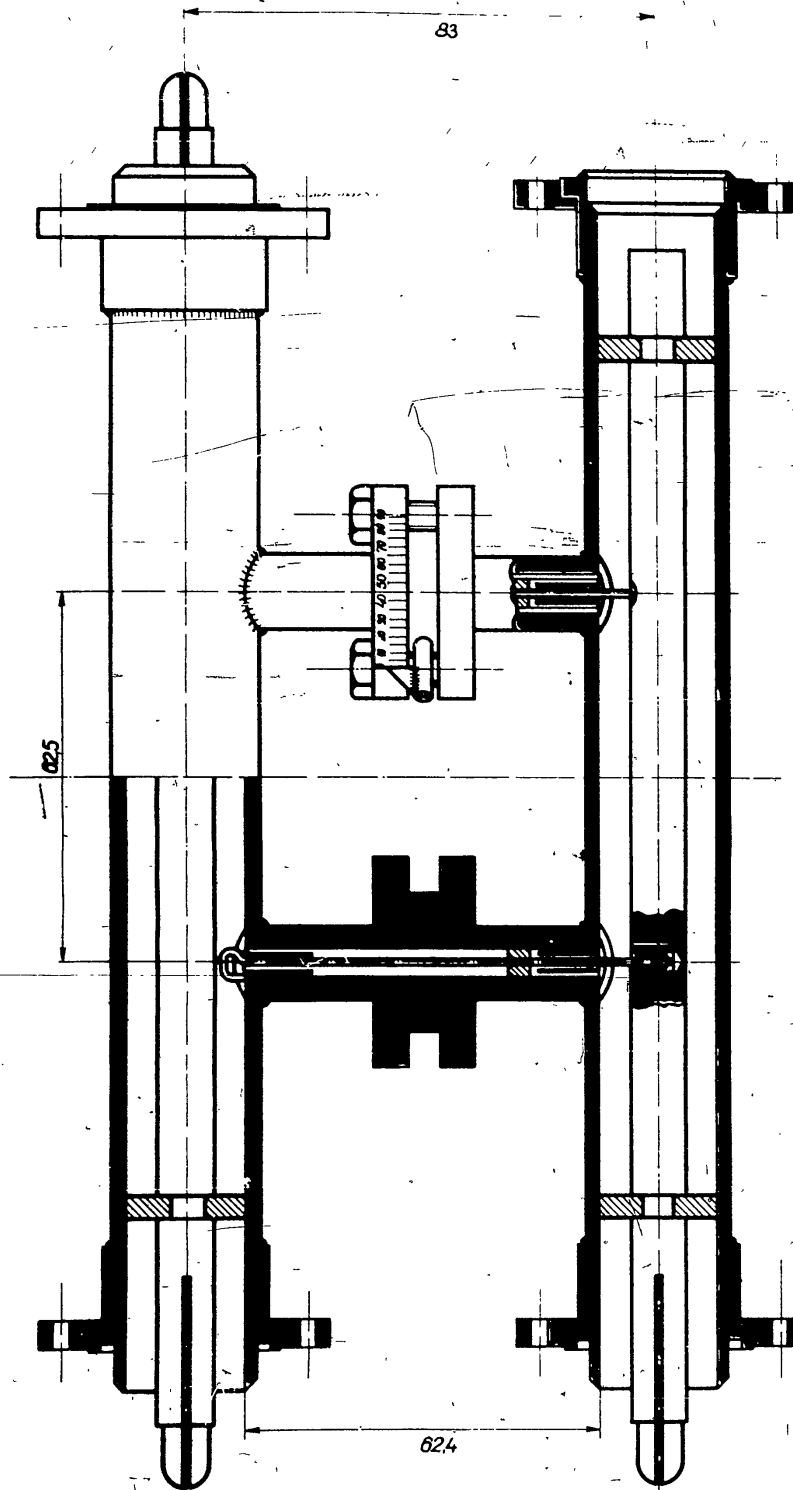
Az iránycsatoló reflexióját az ábrán látható módon, állóhullámviszonymérővel határoztuk meg. A 2 pont illesztett lezárása esetén a csatoló hurok állásától függetlenül az ÁHV kisebb volt, mint 1,05.

D ázo-
pont-
nullám

hurok
ást és u
utatni,
alra ha-
ó táp-
tja,
ni pár-
tápvonal
ehát
il jó-
stól

telek-
l. Az
zöl-

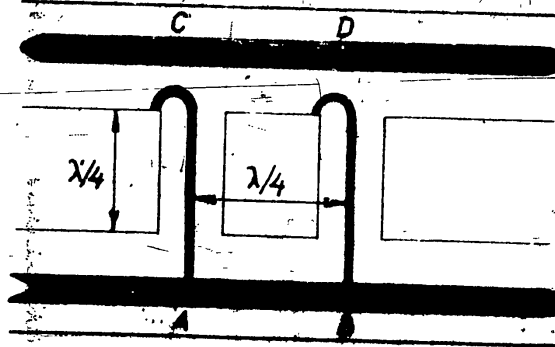
gyárt-
tároz-
mérő-
végki-
osztás
ál a
nimá-



2. ábra

- 398 -

ról a D pontra és attól jobbra úgy jutnak, hogy ABD és ACD azonos utat tesznek meg, így erősítik egymást. Ellenben az A pont-ról a C pontra és attól balra úgy jutnak, hogy az egyik hullám



1. ábra

AC, a másik $ABDC = AC + \lambda/2$ utat tesz meg, tehát ha a két hurok csatolási tényezője azonos volt, akkor ezek kioltják egymást és C ponttól balra nem terjed energia. Hasonlóan meg lehet mutatni, hogy a főágban jobbról jövő hullámok a mellékágban csak balra haladó hullámokat eredményeznek. Végül a hurkokhoz csatlakozó tápvonalcsomok $\lambda/4$ -re való választása a 3. feltételt biztosítja, ugyanis ha a hurkot kis ohmos impedanciának fogjuk fel, ami párhuzamosan csatlakozik a főághoz, akkor a $\lambda/4$ hosszúságú tápvonal ezt ugyanolyan értékű soros impedanciába transzformálja, tehát az A és B pontokon egy-egy a karakterisztikus impedanciánál jóval kisebb ellenállás van a főággal sorba kapcsolva, egymástól $\lambda/4$ távolságra így elhanyagolható reflexiót okoznak.

Láthatjuk, hogy az iránycsatolóval kapcsolatos feltételeknek az előbb tárgyalt mikrohullámu kapcsolási elem megfelel. Az osztályon elkészített példány műszaki rajzát a 2. ábrán közöljük.

Mérés. Az iránycsatoló leosztási tényezőjét egy EMG gyártmányu termisztorfejes mikrohullámu teljesítménymérővel határoztuk meg, amelyhez 25 cm hullámhosszra házilag készítettünk mérőfejet. Ezen műszer legnagyobb és legkisebb méréshatárán a végkiterítés 5 mW, illetve 0,03 mW. A mi céljainkhoz szükséges leosztás 10^4 . Az iránycsatoló úgy készült, hogy maximális csatolásnál a leosztás közel 500, ami a feszültségmúszerral még kimérhető. Minimá-

- 397 -

mun-

AZ ELEKTROMÁGNES HULLÁMOK OSZTÁLYÁNAK KÖZLEMÉNYE

MB.OSZTÁLYVEZETŐ: MERTZ JÁNOS

Mikrohullámu iránycsatoló

Irta: Feit Pál és Fogarassy Bálint

Összefoglalás

Osztályunkon elkészült egy mikrohullámu koaxiális iránycsatoló, amelynek leosztási tényezője 450-től 8500 + 20%-ig változtatható; irányselektálása jobb, mint 1:200; reflexiója állóhullámviszonyban kifejezve kisebb 1,05-nél. A leosztási tényezőre megadott bizonytalanság nem az iránycsatolóra jellemző, hanem a bemérés módjából adódik.

Iránycsatoló. Az iránycsatolók rendeltetése és a velük szemben támasztott követelmények általában a következők:

1. Az áramkör főágában haladó elektromágneses energia egy részét valamilyen mellékágba csatolja át.
2. A csatolás olyan legyen, hogy a főágban a generátortól a terhelés felé áramló energia a mellékágban csak az egyik irányba, a terheléstől a generátor felé áramló energia pedig csak a másik irányba haladó energiát eredményezzen.
3. Az iránycsatoló reflexiómentes legyen.

A gyengeáramu technikában a fenti feltételeket kielégítő kapcsolási elem egy nyolcpólus. Az ezekre vonatkozó kvantitatív számítások helyett [1] foglalkozunk inkább az általunk épített mikrohullámu koaxiális iránycsatoló kvalitatív működésével. Az iránycsatoló sematikusan az 1. ábrán látható.

Az 1. ábrán AB a fő ág. A CD mellékágba az elektromágneses energiát a hurkok segítségével mágnesesen csatoljuk. A koaxiális kábeleket TEM módusban használjuk, így a mágneses tér a belső-eret gyűrű alakjában veszi körül. A csatolási tényező a hurkok síkjának elforgatásával változtatható. Az AB illetve CD távolság $\lambda/4$ -re való választása a 2. feltételt biztosítja, ha λ hullámhosszon dolgozunk. Ugyanis a balról jövő hullámok az A pont-

- 396 -

Köszönetünket fejezzük ki Jánossy Lajos professzornak munkánk végzése során nyújtott értékes tanácsaiért.

I r o d a l o m

- [1] V.K.Zworykin és E.G.Ramberg: Photoelectricity and its Application. John Wiley & Sons, New York, 1949.
- [2] R.C.A. Tube Handbook HB-3 Phototube Section.

Érkezett 1957.aug.8.

KFKI Közlemények 5.évf. 4.szám, 1957.

Össz

csat
tozt
hull
re m
a be

szem

rész

a te
ba,
másil

kapc
szám
mikro
irán

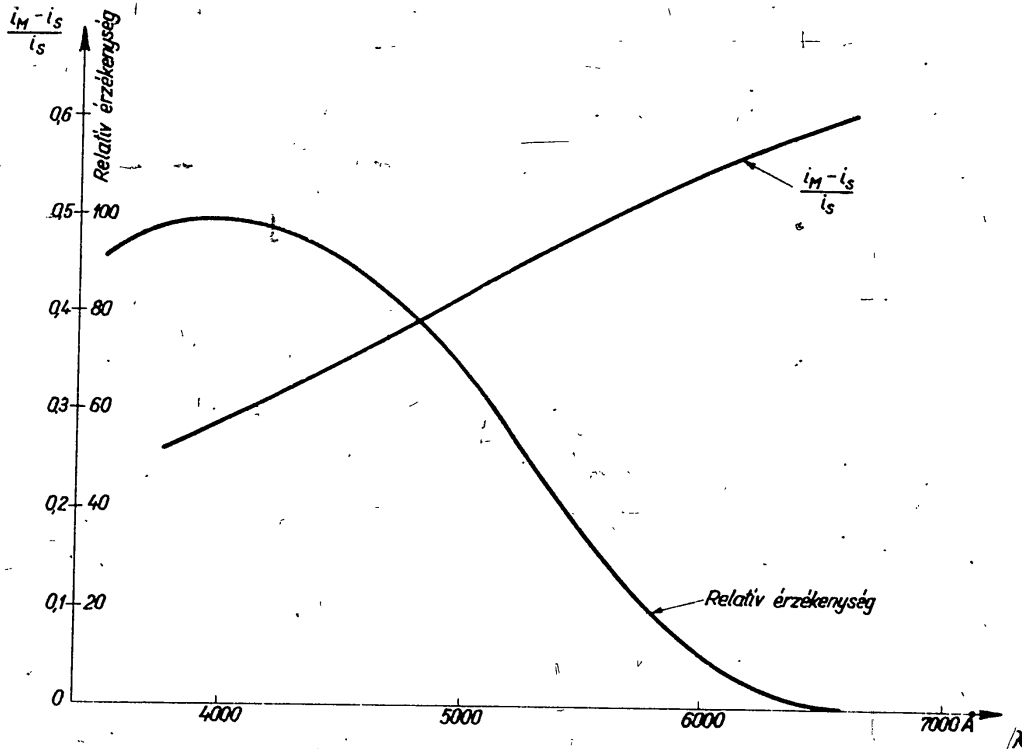
ener
lis
só er
kok
vols
hull

- 395 -

A gyakorlatban azonban a problémát néha egyszerűsíteni lehet, mivel $r_2 \approx 1$, és $r_1 \ll 1$ -nek vehető, továbbá $(1-\alpha)^2(1-r_2)r_3$ elhanyagolható r_2 mellett. Tehát esetünkben a fotokatód reflexiós tényezője

$$r_2 \sim \frac{i_M - i_s}{i_s} = 0,5$$

vagyis 50 %-nak adódik.

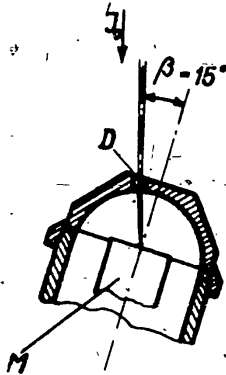


3. ábra

Az $(i_M - i_s) / i_s$ és a vizsgált transzparens fotokatód relatív érzékenysége hullámhosszfüggése.

A fotokatód reflexióját a megvilágító nyaláb hullámhosszának függvényében vizsgálva, a 3. ábra szerinti eredményt kaptuk. Az ábrán feltüntettük a fotokatód relatív érzékenysége spektrális eloszlását [2] is. Szemelláthatóan a reflexiós és a relatív érzékenységi görbék lefutása között különösebb kapcsolat nincs.

$J = d_1 d_2 J_0$ intenzitással arányos i_s áramot kapunk a sokszorozó anódkörében. B_s -et a belül tükröző B_M -el cserélve fel a sokszorozó P pontjáról reflektált fény önmagába verődik vissza és így a $d_1 d_2 (J_0 + r_0 J_r)$ fényintenzitással arányos i_M áram mérhető a sokszorozó kimenetén. i_M általában nagyobb mint i_s .



2a. ábra

A 2. ábra szerinti mérési elrendezés módosítása annak érdekében, hogy az ott a belépési nyílásba vissza reflektált intenzitás elvesztését ki tudjuk küszöbölni.

A reflexió vizsgálatát elvégeztük még a multiplier szimmetriatengelyéhez képest kis mértékben ferdén beeső fénnel is, hogy a fent leírt merőleges beesésnél a D nyílásba reflektálódó - és így elvesző - fényintenzitás hatását is figyelembe tudjuk venni. Ezen mérések során a 2. ábrán feltüntetett helyzethez képest $\beta = 15^\circ$ -al fordítottuk el /2a. ábra/ a sokszorozó tengelyét a fény beesési irányához képest.

A méréseket RCA-5819 típusu sokszorozóval végeztük, mivel annak fotokatódja sík felületű lévén, áttekinthető geometriát biztosít a kísérlet számára. A sokszorozó fokozatoknak a mérés szempontjából csak praktikus szerepük van, amennyiben a fotoáram felerősítése révén a mérés elvégzését teszik kényelmesebbé. Választásunkat egyébként az is indokolja, hogy az említett sokszorozó típus igen széleskörű elterjedésnek örvend és így ezen sokszorozó tulajdonságainak részletesebb megismerése kívánatosnak látszott.

A több sokszorozón $\lambda = 5461 \text{ \AA}$ hullámhosszúságú fénnel végzett mérések eredményeképpen a következőket kaptuk:

$\beta = 0^\circ$ -nál

$\frac{i_M - i_s}{i_s} = 0,35$

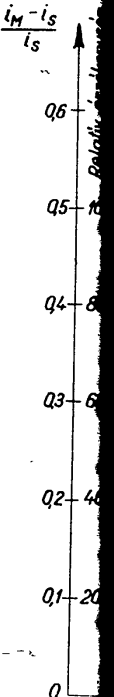
$\beta = 15^\circ$ -nál

$\frac{i_M - i_s}{i_s} = 0,52$

Mivel az árammérésekből az $\frac{i_M - i_s}{i_s} \approx \frac{r_0 J_0}{J_0}$ mennyiség meghatározható, /1/ felhasználásával r_0, r_1, r_2 és α értékének ismeretében nemcsak a rendszer eredő reflexiós tényezője (r), hanem annak a fotokatódnak a reflexiós koefficiense r_2 is kiszámítható

A gyal
vel r_0
elhany
ós tér

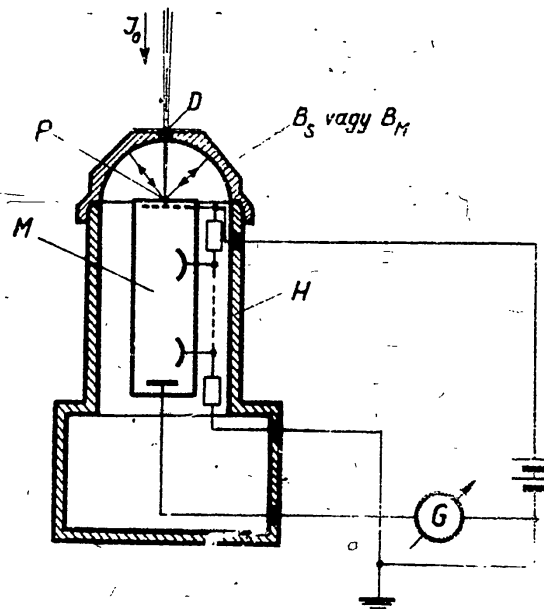
vagyis



nak fü
Az ábr
lis el
érzéke

- 393 -

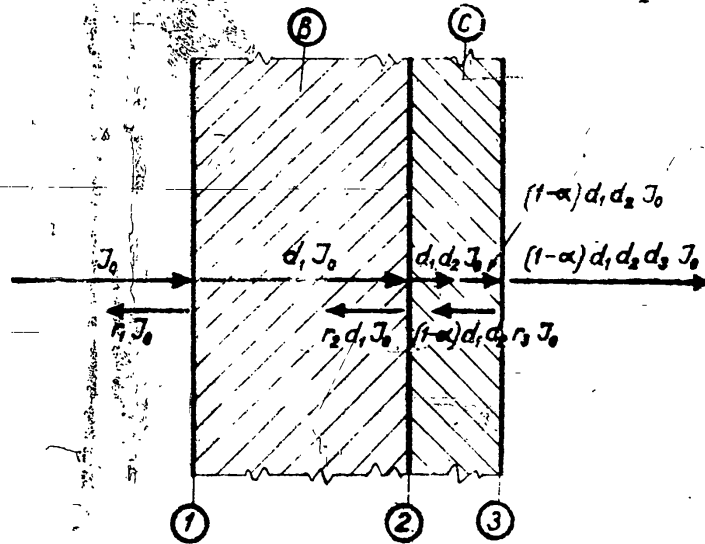
A mérés elrendezése a 2. ábrán látható. A sík fotokatódu sokszorozót egy λ hullámhosszúságú nyalábbal világítottuk meg, mely a H fényelzáró ház D nyílásán áthaladva esett a fotokatódra. A háznak a fotokatóddal szemben lévő részén a belső felület félgömb alakú volt és középpontja a fotokatód síkjába esett. A háznak ez a része cserélhető és két, teljesen egyforma alakú félgömb került elkészítésre, melyek közül az egyiknek B_S / belső felületét nemfénylő fekete festéssel vontuk be, a másik B_M / belső felülete pedig tükrösítve volt. Ily módon a B_S alkalmazása esetén az J_r reflektált intenzitás elnyelődik, míg a B_M bura azt újra a fotokatód felé irányítja.



2. ábra

A mérés elrendezése. Az J_0 bejövő intenzitás a B_S vagy B_M félgömbök D nyílásán keresztül jut az M sokszorozó homloklapfelületén lévő fotokatód P pontjára. B_S használata esetén a reflektált intenzitás a bura fekete festett belső falán elnyelődik és a G_1 galvanométeren i_s áram mérhető. B_S -et a belülről tükröző B_M burával cserélve fel, a P pontról reflektált sugarak önmagukban verődnek vissza és az i_s -nél nagyobb i_M áram mérhető.

A mérés során váltakozva helyeztük fel a sokszorozót burkoló H fényelzáró házra a B_S illetve a B_M félgömböt és egy galvanométerrel mértük az anódeáramot. A sokszorozó elé a B_S -et helyezve praktikusán az összes reflektált fény elnyelődik és



1. ábra

A reflexiós viszonyok a fotokatód előtti burán illetve magán a transzparens fotokatódon

A fotokatód felé haladó J_0 intenzitású nyalábnak $r_1 J_0$ intenzitású része az üvegbura /B/ külső felületéről /az ábrán 1-el jelölve/ reflektálódik és $J_1 = d_1 J_0 = J_0 (1 - r_1)$ része halad a fotokatód /C/ felé tovább. Ezen intenzitásból /ha az üvegbura abszorpciójától eltekintünk/ $r_2 J_1$ rész az üvegbura és a fotokatód határfelületén /az ábrán 2-vel jelölve/ reflektálódik és $J_2 = (1 - r_2) J_1$ rész jut a fotokatód rétegbe, ahol annak αJ_2 része abszorbeálódik. Így a külső felületén a fotokatódnak /az ábrán 3-al jelölve/ az $J_3 = (1 - \alpha) r_2 J_2$ intenzitás reflektálódik. Az 1. 2 és 3 jelű felületen létrejövő reflexió következtében az 1. jelű felület előtti térrészbe

$$J_r = r_1 J_0 + (r_1 + r_2 d_1^2 + r_3 d_1^2 d_2^2 (1 - \alpha)^2) J_0$$

intenzitás reflektálódik.

Ha az J_r reflektált intenzitást egy r_0 reflexiós tényezőjű tükörrel ismét a fotokatód felé irányítjuk, a fotokatódra beeső fény intenzitása $r_0 d_1 d_2 J_r$ -el megegyezik. Feladatunk ennek a növekménynek a mérése, mivel ennek ismeretében az üvegbura-fotokatód rendszer eredő reflexiós tényezője / r / meghatározható.

A sokszoros mely a házfélgömb háznak e gömb kerületének belső felületén a újra a f

A m
B_m
hom
ta
tet
ram
rel
ródn

A me
soló H fé
vanométer
lyezve pra

- 391 -

A KOZMIKUS SUGÁRZÁSI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE
OSZTÁLYVEZETŐ: JÁNOSSY LAJOS

Transparens fotokatódok reflexióképességéről
Írta: Náray Zsolt és Tóth Mihály

Összefoglalás

Transparens fotokatódok reflexiójának mérésére összehasonlító eljárást dolgoztunk ki. Az eljárással a fotokatód és az üvegbura közös reflexiók tényezője állapítható meg. Megvizsgáltunk egy gyakran használt sokszorozó típust /RCA 5819/ és megállapítottuk, hogy az viszonylag nagy reflexiót mutat, amennyiben az érzékenységi maximumban 30 %-os reflexió adódott.

Ismeretes, hogy egy fotokatódra egy J_0 intenzitású fénynyalábot bocsátva, csak $(1-r) J_0$ intenzitás hozhat létre fotoeffektust, mivel a beeső intenzitásnak $J_0 r$ része reflektálódik és így a fotoeffektus kiváltása szempontjából általában elvész.

Fentieket figyelembe véve egy üvegburára párologtatott fotokatód érzékenysége (fotoaram/egységnyi fényintenzitás) egyrészt magának a katódnak az $(1-r) J_0$ intenzitásra vonatkozó kvantumhatásfokától (fotoelektronok száma/abszorbeált fénykvantumok száma), másrészt a katód és az előtte lévő üvegbura reflexiójától függ. A kvantumhatásfok-növelésének problémáját az irodalomban számos helyen /pl. [1] / tárgyalják. Az alábbiakban a fotokatód érzékenységét megszabó másik tényezőnek a fotokatód reflexiójának kísérleti meghatározásával foglalkozunk.

Az üvegburán illetve magán a fotokatódon a reflexiók viszonyok következőképpen alakulnak/lásd 1.ábra/.

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

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

5. évfolyam 4.szám

1957. július-augusztus

T A R T A L O M J E G Y Z É K

	Oldal
1. Náray Zsolt és Tóth Mihály: Transparens fotokatódok reflexióképességéről	391
2. Feit Pál és Fogarassy Bálint: Mikrohullámu iránycsatorló	397
3. Kálmán Gábor és Varga László: 600 kV-os rádiófrekvenciás fűtésű kaszkádgenerátor és homogén terű gyorsító	402
4. Erő János és Vályi László: Rádiófrekvenciás ionforráson végzett vizsgálatok	414
5. Erő János és Keszthelyi Lajos: (γ, p) reakciók káliumban. /Előzetes közlemény./	428
6. Németh Judith: Párolgó töltött részek energia-eloszlása	436
7. Szabó Nándor: Gyorsműködésű bistabil multivibrátor	442
8. Fodor Miklós: Uránércek és technológiai termékek urántartalmának mennyiségi meghatározása ionkicserélős-komplexonos elválasztás alkalmazásával	445

Technikai szerkesztő: Stancsich Györgyné

8. Quantitative Determination of the Uranium Content of Uranium Ores Technological Products by Ion Exchange-Complexon Separation.

M.Fodor

An ion exchange complexon separation method has been developed for the removal of disturbing elements in the determination of the uranium content of recovery solutions. By adding ethylene diamine tetra acetic acid to the solution, most of the disturbing elements can be brought into an anionic complex. Adjusting the solution to pH 7 and letting it pass through an Amberlite IRC-50 type kation exchanger of hydrogen form, the uranium remains on the column whereas the disturbing elements pass into the effluent. The method has been successfully applied in analysing the recovery solutions of uranium ores.

- IV -

gas inflow disturbing the focussing conditions, the gas inlet has been displaced to the bottom of the discharge tube. In view of stable operation the replacing of the permanent magnetic field by a rotating magnetic field has been essential. The ion beam energy distribution having been also observed, the magnitude of energy spread has been found to depend on the high frequency energy while being independent of the exhausting voltage and of the ion current. The proton content of the ion beam has been found to be 70-80 %.

5. (γ, p) Reactions in Potassium. /Preliminary report./

J. Erő and L. Keszthelyi

The energy spectrum of protons produced in a thin KJ crystal by Li (p, γ)-radiation has been measured. The distribution in the high energy part of the spectrum differs from that given by the statistical model.

6. Energy Distribution of Evaporating Charged Particles.

J. Németh

Theoretically the charged particles evaporating from an excited nucleus can only escape at energies exceeding that of the Coulomb barrier. Experimentally, however, they have been observed to leave at smaller energies too. Considering the state of vibration of a nucleus when emitting particles, even theoretically, the evaporating particles are expected to have lower threshold energies in the laboratory system.

7. A Fast Operating Bistable Multivibrator.

N. Szabó

To increase the resolving power above 4 MHz by a new dimensioning of the attenuators of fast bistable multivibrators important in computing technics, a new design principle and a corresponding example are shown.

- III -

S u m m a r i e s

1. On the Reflection on Transparent Photocathode.

Zs.Náray and M.Tóth

For the investigation of the reflection on transparent photocathodes we worked out a comparative method. By this method the absolute value of the common reflection coefficient of photocathode and glass envelope could be determined. Investigating a generally used type of photomultiplier /type RCA 5819/ we found it to show a comparatively high reflection - 30 per cent - in the maximum of sensitivity.

2. A Microwave Directional Coupling Device.

P.Feit and B.Fogarassy

In the Department of Electromagnetic Waves the construction of a microwave coaxial directional coupling device has been completed, the attenuation factor of which can be altered from 450 to 8500 with an error of 20%; the directional selection is better than 1:200; the reflection expressed in terms of standing waves is less than 1,05. The uncertainty in the attenuation factor is not characteristic for the direction coupling device being rather a result of the way of calibration.

3. A 600 kV Radiofrequency Cascade Generator and Homogeneous Field Accelerator.

G.Kálmán and L.Varga

The 600 kV radiofrequency cascade generator and the accessory homogeneous field accelerator of the Department of Atomic Physics are described. The heating is made by means of 230 Kw RF power. The ion source energy is supplied at radiofrequencies.

4. Studies of a Radiofrequency Ion Source.

J.Erő and L.Vályi

Considering the conditions under which an ion current of several mA may be obtained from a RF ion source, the suitable adjustment of the ion optical system formed in the cathode region proved to be of prime importance. A ratio of $I_{ion}/I_{iv} = 0.6$ could be obtained in this way. In order to avoid the

- II -

Editor:

E. F e n y v e s

Editorial Board:

Á. Bardócz, J. Erő, I. Kiss, T. Mátrai, J. Mertz, Zs. Náray, L. Pál
D. Vödrös

Publisher: Central Research Institute for Physics
P.O.B. 49. Budapest 114.

1. On
Zs.
For
toce
the
phot
gati
5819
30 p

2. A Mi
P. Fe
In t
a mi
comp
from
is b
stan
atter
coup

3. A 600
Field
G. Kál
The 6
homog
Physi
RF po

4. Studi
J. Erő
Consi
sever
adjust
region
= 0.6

- I -

R E P O R T S
of the
CENTRAL RESEARCH INSTITUTE FOR PHYSICS
of the
Hungarian Academy of Sciences

Vol. 5. No. 4.

July-August 1957

C O N T E N T S

	Page
1. Zs. Náray and M. Tóth: On the Reflection on Transparent Photocathode	391
2. P. Feit and B. Fogarassy: A Microwave Directional Coupling Device	397
3. G. Kálmán and L. Varga: A 600 kV Radiofrequency Cascade Generator and Homogeneous Field Accelerator	402
4. J. Erő and L. Vályi: Studies of a Radiofrequency Ion Source	414
5. J. Erő and L. Keszthelyi: (γ, p) Reactions in Potassium. /Preliminary report./	428
6. J. Németh: Energy Distribution of Evaporating Charged Particles	436
7. N. Szabó: A Fast Operating Bistable Multivibrator	442
8. M. Fodor: Quantitative Determination of the Uranium Content of Uranium Ores Technological Products by Ion Exchange-Complexon Separation	445

15.2.59



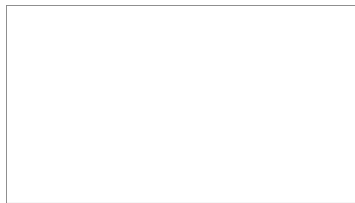
STAT

A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADEMIA
KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZETÉNEK
KÖZLEMÉNYEI

VOL. 5.

No. 4.

JULIUS — AUGUSZTUS 1957



STAT

BUDAPEST