

50X1-HUM

DA INTELLIGENCE REPORT
(Use this form only in accordance
with DA Form 1048, 1 Oct 53)

CONFIDENTIAL COUNTRY REPORTED ON
SOV ZONE /
GERMANY

DATE OF REPORT
8 May 58

SUBJECT Hungarian Academy of Sciences
Reports (C)
SUMMARY

Report pertains to Hungarian Academy of Sciences Reports
from the Central Research Institute for Physics,

50X1-HUM

50X1-HUM

NOTE: Reproduction of this document or
part is prohibited, if SECRET or TOP SECRET, except
with permission of the issuing office. All requests for
authority to reproduce will be directed to the Assistant
Chief of Staff, G-2, Department of the Army.

CLASSIFICATION

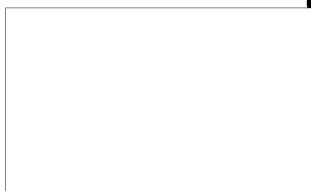
NOTE: This document contains information affecting the
national defense of the United States within the meaning
of the Espionage Act, 50 U.S.C. 51 and 52, as amended.
Its transmission or the revelation of its contents in any
manner to an unauthorized person is prohibited by law.

50X1-HUM

DA FORM 1048
1 OCT 53

REPLACES OCS FORM 17A, 1 APR 53, WHICH MAY BE USED.
CAUTION - REMOVE PROTECTOR SHEET BEFORE TYPING.

50X1-HUM



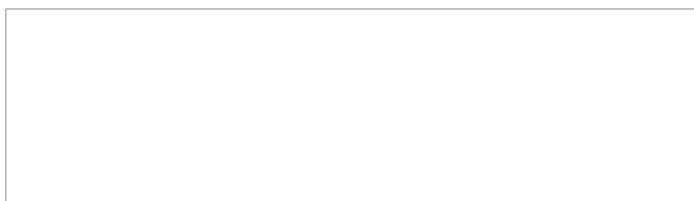
50X1-HUM

CONFIDENTIAL

50X1-HUM

Page Denied

4.3.



STAT

A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA

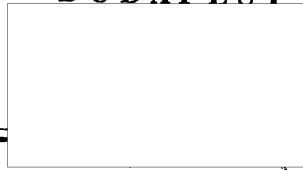
**KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZETÉNEK
KÖZLEMÉNYEI**

VOL. 5.

No 5.

SZEPTEMBER—OKTÓBER 1957

BUDAPEST



STAT

- I -

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

Vol. 5. No. 5.

September-October, 1957

C O N T E N T S

	Page
1. I.Dohán, T.Gémesy, T.Sándor and A.Somogyi: Determination of the Ratio of Photons to Electrons in Extensive Cosmic Ray Showers by Means of a Cloud Chamber	461
2. T.Sándor, A.Somogyi and F.Telbisz: Intensity of Cosmic Radiation Under 17 m.w.e. Below Ground	469
3. J.Lehőcz: 1 MW Delay Line Pulse Modulator for Magnetron Feeding	483
4. J.Pálinkás: Ignition Circuit of a Spark Gap Switch	493
5. L.Keszthelyi and J.Zimányi: Note on the Transitions from the Excited Level of Pt ¹⁹²	495
6. L.Lakosi and J.Zimányi: On the Design of a Delay Line and Its Calibration by Delayed Coincidence Measurements..	502
7. I.Fehér and D.Vödrös: Analysis of Radioactive Samples...	514
8. A.Ádám and I.Lovas: Measurement of Thermal Neutron Flux by Activation Method	521

- II -

1

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

2.

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

3.

- III -

S u m m a r i e s

1. Determination of the Ratio of Photons to Electrons in Extensive Cosmic Ray Showers by Means of a Cloud Chamber.

I.Dohán, T.Gémesy, T.Sándor and Á.Somogyi

7 lead plates being in all of a thickness of 33 mms were placed into a cloud chamber which had an effective cross section of 300 cm². The chamber was controlled by an extensive air shower unit. In order to evaluate the photographs the primary electrons entering the chamber as well as the electron pairs produced in the lead plates by primary photons were counted. Correcting for the possible number of photons penetrating without interaction, the ratio photons to electrons was found to be $\alpha = 1,16$ for 84 MeV primary photon energy. The results are compared with GM-counter measurement data obtained by other authors.

2. Intensity of Cosmic Radiation Under 17 m.w.e. Below Ground.

T.Sándor, A.Somogyi and F.Telbisz

From January 7th until May 4th the variation of cosmic radiation intensity 17 m.w.e. below ground was measured by means of two identical counter telescopes having wide solid angles, the telescopes operating independently of each other. From the number of coincidences obtained, in all about 25 millions, the barometric coefficient of the penetrating component was determined and was found to be $- 0,99 \pm 0,03$ % per Hg mm. Further a method was developed which allowed to determine from the measurements carried out simultaneously with the two instruments both the degree of instability of either instrument and the systematic variation of the measured flux.

3. 1 MW Delay Line Pulse Modulator for Magnetron Feeding.

J.Lehőcz

Working and construction of a pulser generating pulses of 1 MW energy and 1 μ sec width, using a delay-line and a double spark gap for driving a pulsed magnetron is described.

- IV -

4. Ignition Circuit of a Spark Gap Switch.

J.Pálinkás

An electronic apparatus of 50 Hz repetition frequency and 15-20 kV voltage, producing ignition pulses of a few μ sec, serving to control the switch of a spark gap magnetron supply unit is described.

5. Note on the Transitions from the Excited Levels of Pt¹⁹².

L.Keszthelyi and J.Zimányi

The 784 keV energy level of Pt¹⁹² decays partly by 468 keV E2 radiation into the 314 keV excited level, partly by 784 keV E4 radiation into the ground state. It follows from the high intensity of the crossover that the 468 keV transition has to slow down to about 10^{-5} sec. According to our $\beta - \gamma$ coincidence measurements the life time of the 468 keV transition is $\tau < 2 \cdot 10^{-8}$ sec. By scintillation spectrometer measurements on the high energy part of the Pt¹⁹² spectrum, the relative intensity of the 784 keV radiation was obtained as $< 0,5 \cdot 10^{-2}$ /in terms of the intensity of the 600 keV lines/. From the coincidence measurements it seems probable that the intensity of the 784 keV E4 transition is by 3 orders of magnitude lower than the above value. The existence of the 1050 and 1210 keV lines was verified by our measurement.

6. On the Design of a Delay Line and its Calibration by Delayed Coincidence Measurements.

L.Lakosi and J.Zimányi

The parameters of a variable delay line type for the 10^{-7} sec region are considered and electronic and nuclear measurements carried out to check the results obtained are described.

7. Analysis of Radioactive Samples.

I.Fehér and S.Vödrös

The residual radioactive impurities of industrial tracing experiments have been analysed by the plotting of the decay-

and γ -s
In our s
Co-60 is

8. Measurements

A.Ádám and

Requirements
briefly
the active
principle
method is
working w
Finally
including

and γ -spectrum curves as well as by radiochemical separation. In our samples of Fe-59 a considerable amount of Fe-55 and Co-60 isotopes have been detected.

8. Measurement of Thermal Neutron Flux by Activation Method.

A.Ádám and I.Lovas

Requirements in connection with radioactive indicators are briefly enumerated. The relation between the neutron flux and the activity resulting from neutron capture is considered. The principle of absolute activity measurement by coincidence method is outlined. The construction of a measuring apparatus working with GM-tubes and scintillation counters is described. Finally the problem of evaluating the results of the measurements including determination of the error is dealt with.

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 5.szám

1957. szeptember-október

TARTALOMJEGYZÉK

	Oldal
1. Dohán István, Gémesy Tibor, Sándor Tamás és Somogyi Antal: A fotonok és elektronok számarányának meghatározása Wilson-kamrával a kozmikus sugárzás kiterjedt légizáporaiban	461
2. Sándor Tamás, Somogyi Antal és Telbisz Ferenc: A kozmikus sugárzás intenzitásának regisztrálása 1700 g/cm ² abszorbens földréteg alatt	469
3. Lehőcz József: 1 MW-os művonalas impulzus modulátor magnetron táplálásához	483
4. Pálinkás János: Szikraközös kapcsoló gyújtó áramköre ..	493
5. Keszthelyi Lajos és Zimányi /Mráz/ József: Megjegyzések a Pt ¹⁹² gerjesztett nivóihoz	495
6. Lakosi László és Zimányi /Mráz/ József: Késleltető vonal tervezése és hitelesítése késleltetett koincidenciamérésekkel	502
7. Fehér István és Vödrös Dániel: Radioaktív készítmények elemzése fizikai módszerrel	514
8. Ádám András és Lovas István: Termikus neutronok fluxusának mérése aktivációs módszerrel	521

-.-.-

Technikai szerkesztő: Stancsich Györgyné

- 461 -

A KOZMIKUS SUGÁRZÁSI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: JÁNOSSY LAJOS

A fotonok és elektronok számarányának meghatározása Wilson-kamrával a kozmikus sugárzás kiterjedt légizáporaibanIrta: Dohán István^{*}, Gémesy Tibor, Sándor Tamás és Somogyi AntalÖsszefoglalás

A szerzők a használt 300 cm² hatásos felületű Wilson-kamra belsejébe 7 darab összesen 33 mm vastagságú ólomlemez építettek be. A kamra vezérlését egy kiterjedt záporberendezés szolgáltatta. A felvételek kiértékelésénél megszámozták a kamrába lépő primérektronokat és az ólomlemezekben keletkezett primér fotonoktól származó elektronpárokat. A kölcsönhatás nélkül áthatoló fotonok lehetséges számát korrekcióba véve, a kiterjedt légizáporokban található fotonok és elektronok viszonyára, 84 MeV primér foton energia esetében $\alpha = 1,16$ -ot kaptak. A kapott eredményt saját és külföldi szerzők GM-csővel mért adataival hasonlították össze.

I.

A kiterjedt légizáporokban található fotonok és elektronok számarányának a meghatározása sok szerzőt foglalkoztatott már eddig is [1-7] de a kérdés még nincsen véglegesen tisztázva. A probléma abban áll, hogy az eddigi mérések - amiket kizárólag számlálócsövekkel hajtottak végre - 1-nél többnyire lényegesen kisebb értéket adtak a fotonok és elektronok számarányára /a továbbiakban: f/e hányados/, míg az elmélet alapján 1 körüli érték várható.

Nemrégén végrehajtott számlálócsöves méréseink [6] a számlálócsöves módszer elvi nehézségére mutattak rá, amely kikerülhetetlennek látszik. A II. pontban röviden vázoljuk ezt a nehézséget.

II.

Az f/e hányados számlálócsövekkel történő meghatározása

* külső munkatárs

- 462 -

- mint ismeretes - az ugynevezett áthatolási tényező mérésén alap-
szik, áthatolási tényezőn értve az

$$R(\theta) = p(\theta) + \alpha q(\theta)$$

/1/

mennyiséget, ahol $p(\theta)$ jelenti annak a valószínűségét, hogy egy elektron vagy maga áthatol egy θ vastagságu ólomrétegen, vagy legalább egy olyan ionizáló szekundért kelt benne, amely áthatol ezen az ólomrétegen; $q(\theta)$ jelenti annak a valószínűségét, hogy egy foton legalább egy olyan ionizáló szekundért kelt a θ vastagságu ólomrétegen, amely áthatol ezen az ólomrétegen; α jelenti az f/e hányadost. $p(\theta)$ és $q(\theta)$ értéket ismertnek tekintjük Arley számításai alapján [8]. Megjegyzendő, hogy a számítást Arley a teljes kozmikus sugárzás foton illetve elektron komponensének energia-spektrumára végezte el. $R(\theta)$ értéke kísérletileg megállapítható; R, p, q ismeretében /1/-ből α meghatározható. Antikoincidenziás mérések lehetővé teszik külön $\alpha q(\theta)$ kísérleti meghatározását is, α -nak ebből az értékből való meghatározása elvileg ugyanugy törté-
nik mint az $R(\theta)$ értékéből.

$R(\theta)$ mérése oly módon történik, hogy mérjük a kiterjedt légi-
zaporok átlagát egy bizonyos készülékkel abszorbens nélkül
 $/C(0)/$, majd ugyanazzal a készülékkel de θ vastagságu ólomab-
szorbens alatt $/C(\theta)/$. Mint ismeretes

$$C(\theta)/C(0) = R(\theta)^\gamma$$

ahol γ a kiterjedt légizaprok sűrűség spektrumának kitevője.

Méréseink szerint azonban a $C(\theta)/C(0)$ hányados függ az észlelő számlálócső felületek nagyságától. Hasonló jelenséget kevésbé kifejezetten mások is észleltek már [1][2]. Ilyen effektus származhat esetleg geometriai okokból is, például a záporrészeknek ólomban történő multiplikációjával kapcsolatos szóródásokból. Származhat azonban a kiterjedt légizaprok szerkezetéből is, vagyis abból, hogy a különböző átlagsűrűségű kiterjedt légizaprok áthatolási tényezője valóban különböző. Ellenőrző méréseink és a szerzők egyikének részletes analizise [7] arra az eredményre vezetett, hogy a jelenség elsősorban a kiterjedt légizaprok struktúrájával függ össze. Ez azt jelenti, hogy nem lehet alkalmazni Arley számításait $p(\theta)$ és $q(\theta)$ meghatározására, ez esetben pedig az f/e hányados az áthatolási tényezőtől aligha határozható meg.

Ez
Wilson-k
hetővé t
elektron
val könn
Wilson-k
résére s
hatolási
is. Nehé
féle kor
mazznak,
alkalmaz
El
rával. A
metszetű
ezek ala
falának
faláda t
zésére
érzékeny
el. A m
son-kam
letesen
A
cm² fel
számláló
jaiban
kb. háro
alatt a
Figyelme
primérr
mint kör
annak a
sugárzás
összefü
keltük
primér

- 463 -

III.

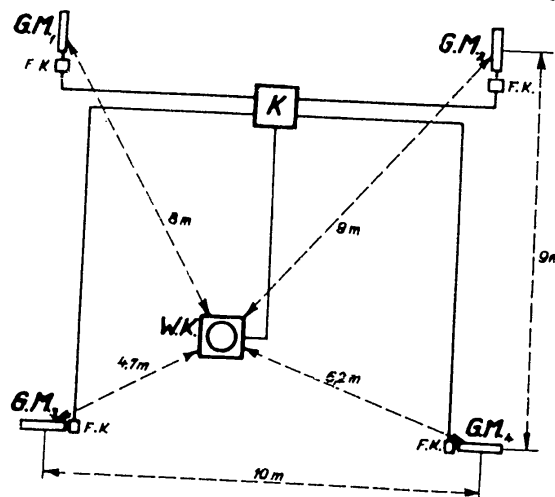
Ezek az okok vezettek arra, hogy az f/e hányadost inkább Wilson-kamrával határozzuk meg. A Wilson-kamrás módszer elkerülhetővé teszi elméleti számítások alkalmazását: az f/e hányados az elektronnyomok és a fotonok keltette elektronpárok leszámolásával könnyen meghatározható. Az f/e hányados meghatározásán túl a Wilson-kamra elvileg alkalmas az áthatolási tényező közvetlen mérésére s így a számlálócsövekkel nyert eredményeknek vagyis az áthatolási tényező zápor szerkezettől való függésének ellenőrzésére is. Nehézséget okoznak viszont a Wilson-kamrás módszernél a különféle korrekciók, amelyek részint a kamra véges térfogatából származnak, részint pedig a kamrát körülvevő anyagok hatása folytán alkalmazandók.

Első lépésként az f/e hányadost határoztuk meg Wilson-kamrával. A rendelkezésünkre álló 300 cm^2 felületű hengeres keresztmetszetű Wilson-kamra belsejébe egymás alá 3 db. 3 mm vastag, majd ezek alá 4 db 6 mm vastag ólomlemez helyeztünk el. A kamra üvegfalának vastagsága $0,8 \text{ gcm}^{-2}$, a kamrát magában foglaló temperált falada tetővastagsága kb. 1 gcm^{-2} , míg az egész készülék elhelyezésére szolgáló fabarakk tetővastagsága kb. 8 gcm^{-2} , tehát a kamra érzékeny térfogata felett mintegy 10 gcm^{-2} -nyi anyag helyezkedett el. A mérés 410 méter tengerszint feletti magasságon folyt. A Wilson-kamra konstrukciójával, műszaki adataival [9] foglalkozik részletesen.

A kamrát egy kiterjedt záporkészülék: 4 db egyenként 320 cm^2 felületű számlálócső négyes koincidencia-jele vezérelte. A számlálócsöveket egy 10 méter oldalhosszúságú négyzet csúcspontjaiban helyeztük el /1. ábra/. A mérést 1956. őszén kezdtük meg és kb. három hónapos megszakítással 1957. áprilisáig folytattuk. Ez alatt az idő alatt 970 órában összesen 2350 felvételt készítettünk. Figyelmen kívül hagytuk azokat a felvételeket, amelyekeken csak egy primérrész látszott, mert - ha a radioaktív eredetű nyomoktól, mint könnyen felismerhetőktől el is tekintünk - akkor is kb. 10 % annak a valószínűsége, hogy egy felvételen egy "idegen" kozmikus sugárzási részecske legyen rajt, vagyis olyan rész, amely nincsen összefüggésben a kamrát vezérlő kiterjedt légizáporral. Nem értékeltük ki továbbá azokat a felvételeket, amelyekeken 7-nél több primér elektron volt. Az ilyen felvételeken ugyanis nem lehet meg-

- 464 -

állapítani a primér fotonok számát, mert nem dönthető el egyértelműen, hogy egy elektronpár primér fotontól származik-e, vagy pedig az elektronok által létrehozott szekundér fotonból.



1. ábra

Wilson-kamra és a vezérlő GM-csövek elhelyezése.
GM - Geiger-Müller számlálósövek, FK - Formáló-
kör, K - Koincidencia egység, Wk - Wilson-kamra

E megszorítások után a kiértékelt felvételek száma 948. E felvételek számának a rajtuk található primér elektronok és fotonok száma szerinti eloszlását az I. táblázat tünteti fel. A kihasznált 1402 felvételekből 1016 olyan volt, amelyen egyáltalán nem volt záporrészesecske, 332 olyan volt, melyen csak egy primér volt látható és 54 olyan volt, amely a rajta lévő primérek nagy száma miatt nem volt kiértékelhető.

A kiértékelt felvételeken, az említett feltételek következtében olyan kiterjedt légizapórok szerepeltek, amelyek átlagsűrűsége 30 elektron/m^2 és 200 elektron/m^2 közé esik. A felvételeken összesen 1635 primér elektron-pozitron-párt és 1458 primér elektron nyomot számláltunk meg, tehát az f/e hányados értéke - minden korrekció nélkül - $1,12 \pm 0,04$ -nek adódik.

V.

Az ilyen módon megállapított számérték azonban több oknál fogva korrekcióra szorul.

a/
nem mind
ben. A k
lemez /ö
ben közö
MeV-nél
Compton
28 % és
2,6 MeV
energiáj
átlagos
is 84 Me
5,75 kas
A
kamra al
is érkez
ban hozz
az átlag
mert a f
növekedé
nak utho
b/
esetlege
ció /sze
fotonok

- 465 -

I. Táblázat.

f^e	0	1	2	3	4	4-7
0			80	19	3	0
1		222	82	27	7	0
2	127	105	44	33	16	1
3	31	40	26	21	9	2
4	9	6	8	8	12	4
4-7	0	0	1	1	1	3

a/ A legfontosabb korrekció nyilván abból származik, hogy nem mindegyik primér foton kelt elektrópárt a kamra ólomlemezeiben. A kamrában elhelyezett 3 db 3 mm vastag és 4 db 6 mm vastag lemez /összesen 33 mm/ kb. 5,75 kaszkádegységnek felel meg / [10] -ben közölt adattal számolva/. Annak a valószínűsége, hogy egy 1 MeV-nél nagyobb energiájú foton ilyen vastagságu ólomrétegben sem Compton effektussal sem párképzéssel ne hozzon létre elektront 28 % és 1,1 % között ingadozik az energiától függően. Az első érték 2,6 MeV energiájú fotonokra, a második pedig 1000 MeV-nél nagyobb energiájú fotonokra vonatkozik. Ha feltételezzük, hogy a fotonok átlagos energiája a levegőre vonatkozó kritikus energiával, vagyis 84 MeV-el egyenlő, akkor a nyom nélküli áthaladás valószínűsége 5,75 kaszkádegységen 3,4 %.

A fotonoknak az ólomban megtett átlagos uthossza részben a kamra alakja, de részben amiatt, hogy záporok az oldalirányokból is érkeznek, elvileg nem azonos az előbb említett 33 mm-el. Azonban hozzávetőleges számítások arra az eredményre vezettek, hogy az átlagos uthossz mégis 33 mm körüli érték, valószínűleg azért, mert a férdé beesés miatt az egyes lemezekben bekövetkező uthossznövekedés kb. kompenzálja azoknak az oldalirányból érkező fotonoknak uthosszcsökkenését, amelyek nem haladnak át minden lemezen.

b/ Figyelembe kell venni a kamra felett elhelyezkedő anyagok esetleges hatását. Ez a hatás kétféle lehet: vagy tiszta abszorpció /szekundér részecske kibocsájtása nélkül/ vagy elektronok és fotonok egymásba való átalakulása.

- 466 -

A tiszta abszorpció azt vonja maga után, hogy az általunk megállapított f/e hányados csak azon fotonok és elektronok számát foglalja magában, amelyek át tudnak hatolni 10 gr/cm^2 -nyi anyagon, vagyis a spektrum egészen alacsony energiájú részét a kamra feletti anyagok kiszűrik.

Az elektronok és fotonok egymásba való átalakulása nem befolyásolja lényegesen az f/e hányadost, ugyanis a szóbanforgó 10 gr/cm^2 -nyi abszorbens túlnyomó részt fából, vagyis könnyű elemekből áll, tehát mindössze legfeljebb $1/3$ kaszkádegységet jelent. Figyelembe kell venni továbbá azt is, hogy az abszorbens zöme 8 gr/cm^2 /elég magasan $/2,5 \text{ méterre/}$ van a kamra felett, azért a sűrűségi effektus szerepe is elhanyagolható.

VI.

Mérésünk alapján, az V.a/ pontban említett korrekció figyelembe vételével a 30 elektron/m^2 és 200 elektron/m^2 közötti átlagsűrűségű kiterjedt légizáporokban a 10 gr/cm^2 -nél nagyobb hatótávolságu fotonok és elektronok arányszáma

$$\alpha = 1,16 \pm 0,04$$

-nak adódik, ha az észrevétlenül maradó fotonok számára vonatkozó korrekciónál a fotonok átlagos energiájára 84 MeV -et tételezünk fel. A feltüntetett hiba statisztikus hiba. Ha a 10^3 MeV -nél nagyobb energiájú fotonokra vonatkozó korrekciót alkalmazzuk, akkor $f/e = 1,13 \pm 0,04$ -et nyerünk, ha pedig a legnagyobb áthatoló képességű $/2,6 \text{ MeV}$ körüli energiájú/ fotonokra vonatkozó korrekciót alkalmazzuk, akkor $f/e = 1,43 \pm 0,04$ -et nyerünk. A korrekció pontos értékét a fotonok energiaspektrumának ismerete alapján lehetne csak kiszámítani. A Wilson-kamra elvileg alkalmas e spektrum meghatározására és szándékunkban áll vizsgálatainkat ebben az irányban kiterjeszteni. Nincs tudomásunk arról, hogy Wilson-kamrával végeztek volna eddig f/e mérést kiterjedt légizáporokban. Összehasonlításképp ezért csak a számlálósövekkel végzett mérések eredményeit közölhetjük. /II.Táblázat./

A Wilson-kamrával végzett mérés és a számlálósöves mérések eredményei között erős eltérés van. Figyelemreméltó, hogy a Wilson-kamrával végzett mérés eredménye jó összhangban van a kaszkádelmélettel, amely szerint az f/e hányados értéke közel 1. A Wilson-

kamrás és
oka valósz
e módszer
kora eltér

Szerző

Bassi, Bia

Manduchi

Milone [2]

Massalski

Kösz
irányításá

[1] P.Bas

[2] C.Mil

[3] D.D.M

[4] J.M.M

[5] Bruin

[6] L.Janc

[7] A.Som

[8] N.Arl

- 467 -

talunk
számát
anyagom,
ra fe-
nem be-
rgó 10
elemek-
lent.
öme/8
t a sü-
figye-
i át-
ob ható-

kamrás és a számlálócsöves mérések eredményeiben mutatkozó eltérés oka valószínűleg a számlálócsöves mérések módszerében keresendő, a módszernek a II. részben leírt fogyatékosága oka lehet egy ekkora eltérésnek.

II. Táblázat

Szerző	Számlálócsövek felülete	Mérték/e értékek
Bassi, Bianchi } Manduchi [1]	440 cm ² 1200 cm ²	~ 0,3 ~ 0,12
Milone [2]	600 cm ² 1800 cm ²	0,75 ± 0,15 0,75 ± 0,20
Massalski [4]	3000 cm ²	~ 1

Köszönettel tartozunk Jánossy Lajos akadémikusnak munkánk irányításáért.

I r o d a l o m

- [1] P.Bassi, A.M.Bianchi, T.Manduchi, Nuovo Cimento
8, 735, 1951,
9, 358, 1952.
- [2] C.Milone, Nuovo Cimento, 9, 549, 1952,
11, 241, 1954
Phys. Rev. 87, 680, 1952.
- [3] D.D.Millar, Nuovo Cimento, 8, 279, 1951.
- [4] J.M.Massalski, Bul. Ac. Pol. Sci. 2, 335, 1954.
- [5] Bruin, Thesis, Amsterdam, 1952.
- [6] L.Jánossy, T.Sándor, A.Somogyi, Acta Phys.Hung.6, 455, 1957.
- [7] A.Somogyi, Acta Phys.Hung. 7, 189, 1957.
- [8] N.Arley, On the Theory of Stochastic Processes, Wiley,
New York, 1948. p. 165.

- [9] K.Kántor, KFKI Közlemények, II.évfolyam, 155, 1954.
K.Kántor - K.Zsdánszky, Magyar Fizikai Folyóirat /sajtó-
alatt/
- [10] B.Rossi, High Energy Particles /Prentice Hall, New York.
1952/ p.295.

Érkezett 1957.okt.9.

KFKI Közlemények 5.évf. 5.szám, 1957.

A

Irt

Összefoglalás

1957
 azonos, eg
 gü telesz
 zás intenz
 szín alatt
 mélységben
 ló koinc
 toló kompo
 ami - 0,99
 Módszert
 két egymá
 zett mérés
 egyes kés
 mérendő fi

I.Bevezetés

A ko
 intenzitá
 hivatva t
 több mint
 sel regisz
 gyes kompo
 A Ne
 tében a ko
 juk regisz
 kezdődően
 nosan szol

- 469 -

A KOZMIKUS SUGÁRZÁSI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

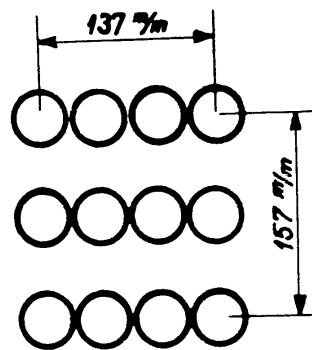
OSZTÁLYVEZETŐ: JÁNOSSY LAJOS

A kozmikus sugárzás intenzitásának regisztrálása
1700 g/cm² abszorbens földréteg alatt

Irta: Sándor Tamás, Somogyi Antal és Telbisz Ferenc

Összefoglalás

1957. január 7-től - május 4-ig két azonos, egymástól független, nagylátószögű teleszkóppal mértük a kozmikus sugárzás intenzitásának változásait a föld felszín alatt 17 méter α -equivalens víztéki mélységben. A kapott, összesen kb. 25 millió koincidenciából meghatároztuk az áthatoló komponens barométer együtthatóját, ami $-0,99 \pm 0,03 \%$ per Hgmm-nek adódott. Módszert dolgoztunk ki továbbá arra, hogy két egymástól független készülékel végzett mérésből hogyan állapítható meg az egyes készülékek instabilitása, illetve a mérendő fluxus szisztematikus változása.



1. ábra

I. Bevezetés

A kozmikus sugárzás intenzitásának állandó regisztrálása az intenzitásnak geo- és asztrofizikai tényezőktől való függését van hivatva tisztázni. A most folyó Nemzetközi Geofizikai Év során több mint száz megfigyelő állomáson több mint kétszáz berendezéssel regisztrálják vagy a teljes sugárzás intenzitását, vagy az egyes komponensek intenzitását.

A Nemzetközi Geofizikai Év magyarországi programjának keretében a kozmikus sugárzás áthatoló komponensének intenzitását fogjuk regisztrálni nagy látószögű kettős teleszkóppal, 1958 évtől kezdődően. Kettős teleszkóp annyit jelent, hogy - amint az általánosan szokásos - két teljesen azonos, egymástól teljesen függetle-

- 470 -

nül működő teleszkópot állítunk fel, hogy a készülékektől eredő változásokat a kozmikus sugárzás intenzitásának valódi változásától meg lehessen különböztetni. A lágy komponens kiszűrésére a mérést 18 méter mélyen a föld alatt végezzük majd: legalább 6.10^3 MeV energiájúnak kell lennie egy mezónak, hogy ilyen mélységbe le tudjon hatolni. Ilyen mérések csak hét helyen folynak éspedig:

Ország:

Argentina

Ausztrália

Izrael

Magyarország

Szovjetunió

"

"

Helység:

El Aguilar

Hobart, Tasmania

Haifa

Budapest

Moszkva

Irkutszk

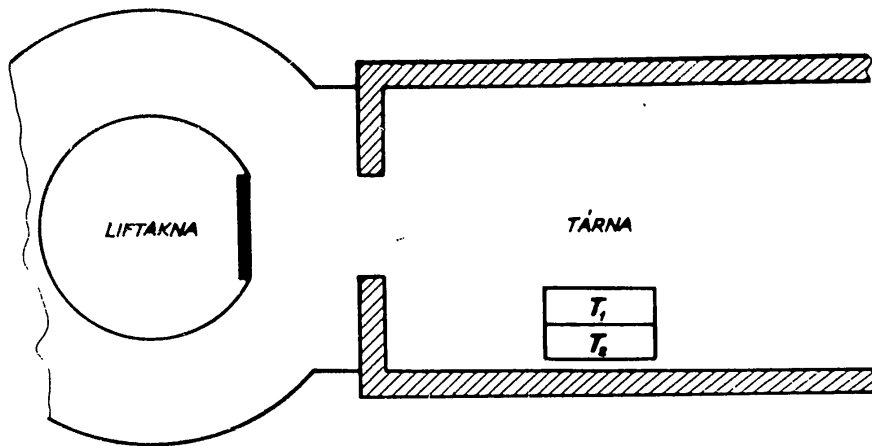
Jakutszk

Hogy a különböző helyeken végzett mérések közvetlenül összehasonlíthatók legyenek, a mérőberendezések legfontosabb adatait nemzetközileg szabványosították. A szabványos berendezés elkészültéig még az 1956. évben egy kisebb méretű leegyszerűsített szabványos berendezést építettünk, amivel részint készülékstabilitási vizsgálatokat folytattunk, részint pedig 1957. január 7. óta kisebb megszakításokkal állandó regisztrálást végeztünk.

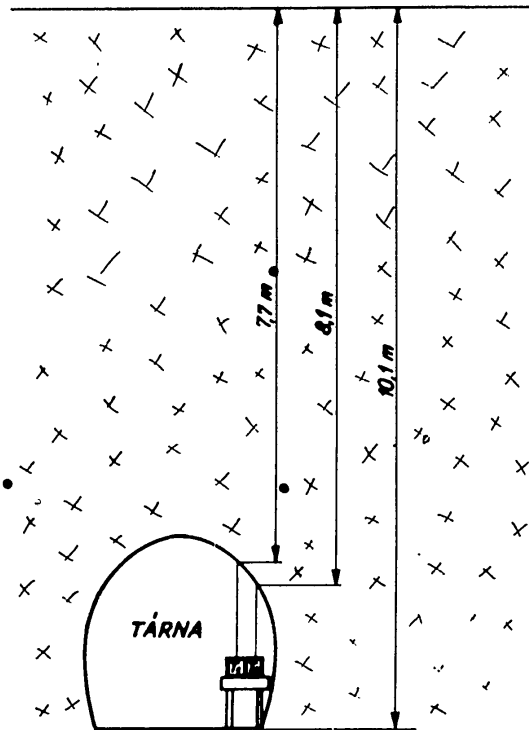
II. A mérőberendezés

A berendezés két teljesen azonos, nagylátószögű teleszkópból áll, melyek - a közös nagyfeszültségű anódpótló kivételével - egymástól teljesen függetlenül dolgoztak. Egy-egy teleszkóp három egymás felett elhelyezett GM-cső sorozatból áll /lásd 1. ábra/. Mind-egyik GM-cső sorozatban 4 darab egyenként 842 mm érzékeny hosszúságú és 320 cm^2 érzékeny felületű számlálócső volt párhuzamosan kapcsolva, ezek jeleit monostabil multivibrátor négyszögesítette és differenciáló erősítő rövidítette. Az így kapott kb. 2 μsec hosszú impulzusokat Rossi-kapcsolásban dolgozó koincidencia körbe vittük, amelynek kimenetén kapott hármas koincidencia jeleket 16-os leosztású impulzusosztó közbeiktatásával számláló jelfogóval számláltuk. A két teleszkópot a Kozmikus Sugárzási Osztály aknájának 10 méter mélységben nyíló tárnájában helyeztük el.

- 471 -



2a ábra

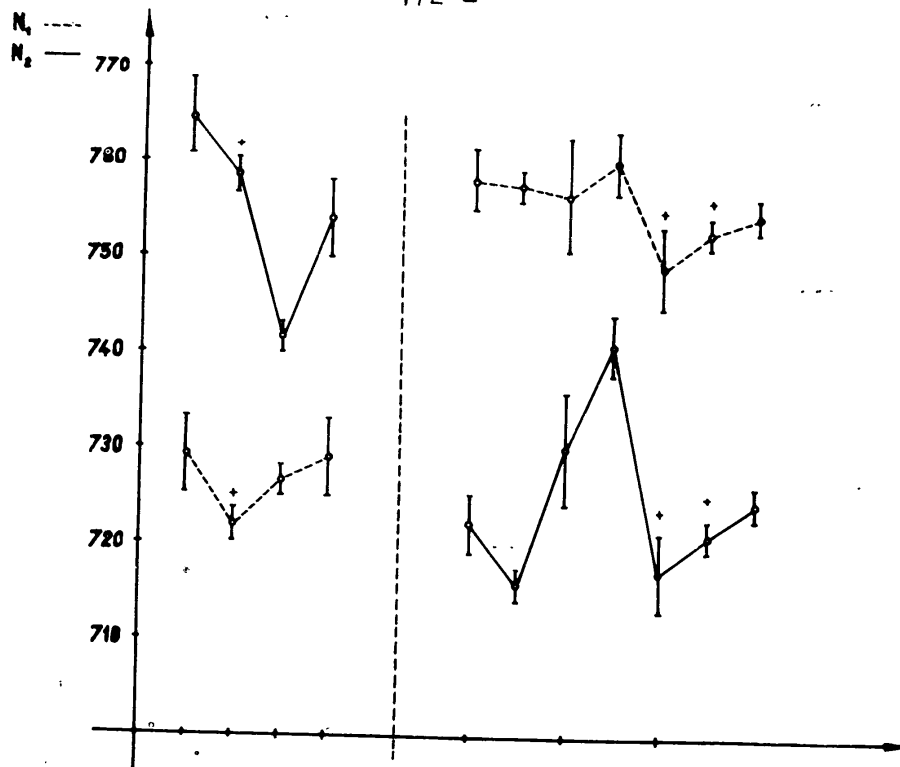


2 b. ábra

eredő
tozásá-
re a
b 6.10³
ségbe
spedig:

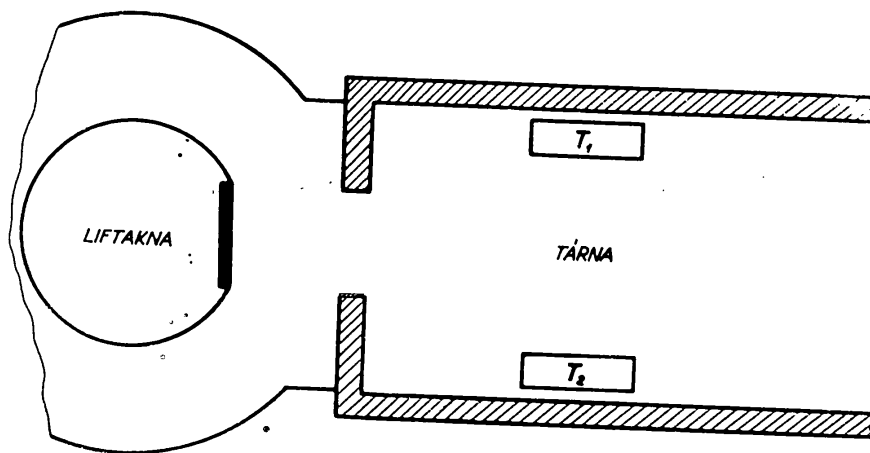
össze-
atait
készül-
nem-szab-
litási
a kisebb

zkópból
- egy-
rom
a/. Mind-
összu-
osan
tette
sec
körbe
et 16-
óval
akná-



3. ábra

a + al jelölt adatoknál az elektronikák fel vannak cserélve



4. ábra

III. R

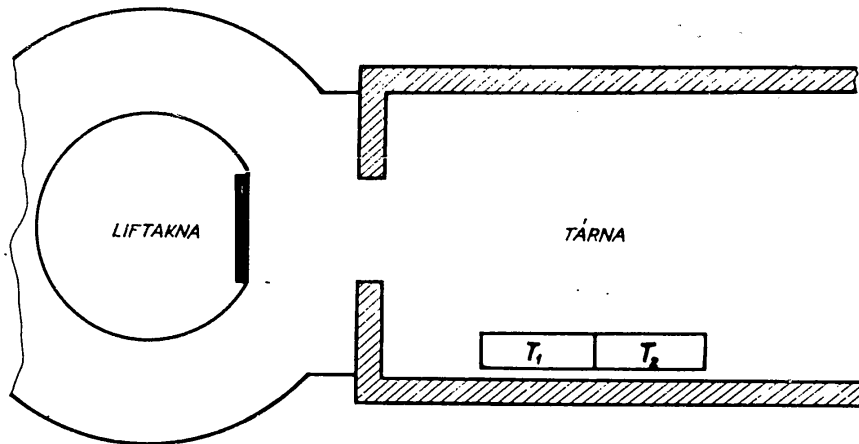
föld
 ugyana
 =
 3,87
 tárna
 helye
 cserél
 válto
 lönbs
 zik:
 lesz
 /3.áb
 lett
 faltó
 meger
 nek e
 ban e
 zést
 feltű
 mint
 nában
 lék
 jövő
 nem l

ketle
 szemb
 csöve
 érzék
 az és
 üzemi
 csökk
 ség a
 számo
 kus h
 kóp

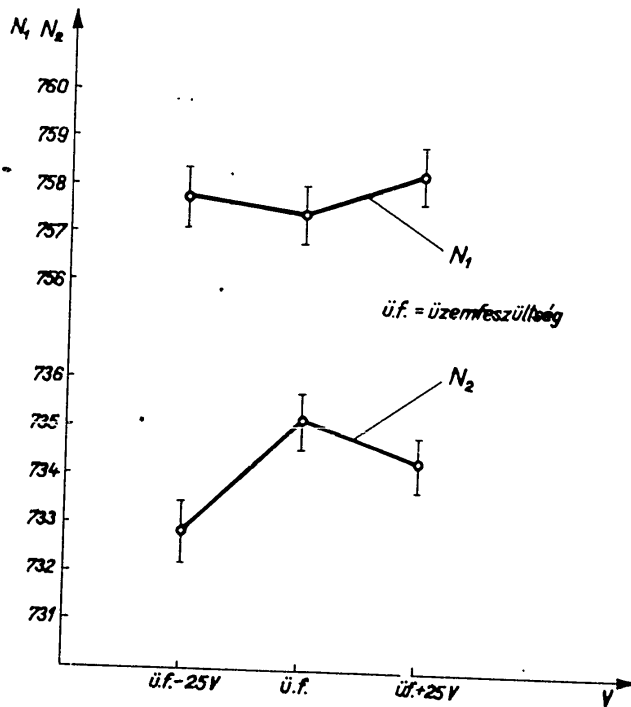
III. Ellenőrző mérések

1. A teleszkópok földalatti üzembhelyezését megelőzően a föld felszínén végeztünk ellenőrző méréseket. Itt a két teleszkóp ugyanakkora fluxust mért /a koincidenciaszám különbség $T_1 - T_2 = 0,16 \pm 0,21 \%$ volt/. A tárnában azonban a T_1 teleszkóp $3,87 \pm 0,04 \%$ -kal többet számolt mint a T_2 . Kiderült, hogy ez a tárna alakja és a teleszkópoknak a tárnában való aszimmetrikus elhelyezése következtében van így /2a. és 2b. ábrák/. Ugyanis ha felcseréltük a két teleszkóp helyzetét, a fluxuskülönbség előjelet váltott /adatokat lásd a 3. ábrán/. Külön is igazoltuk, hogy a különbség nem az elektronikus berendezés esetleges hibájából származik: változatlan teleszkóp helyzet mellett megcseréltük a két teleszkóp elektronikáját, az észlelt fluxuskülönbség nem változott /3. ábra/. A jelenség oka nyilván az, hogy a közvetlenül a fal mellett álló teleszkóp felett nagyobb tömegű abszorbens van, mint a faltól távolabb elhelyezett felett. Hozzávetőleges számításaink megerősítették ezt a magyarázatot. A koincidencia szám különbségnek el kell tűnnie, ha a készülékek szimmetrikusan vannak a tárnában elhelyezve. Ezt nem tudtuk elérni, mert a kívánatos elhelyezést /4. ábra/ helyszüke miatt nem tudtuk megvalósítani. Az 5. ábrán feltüntetett elrendezésben még nagyobb fluxuskülönbséget találtunk mint a 2. ábra helyzetében, aminek a függőleges akna az oka: a liftaknában ugyanis hiányzik az abszorbeáló földréteg és ha a két készülék különböző távolságra van az aknától, akkor a ferde irányból bejövő részecskék abszorpciójának különbözősége miatt a két fluxus nem lehet azonos.

2. Megvizsgáltuk továbbá, hogy a készülékek mennyire érzékenyek a számlálócsövekre adott nagyfeszültség ingadozásaival szemben. Ha a nagyfeszültségű anódpótló instabilitása miatt a GM-csövek tápfeszültsége az üzemi feszültség alá esik, a GM-csövek érzékenységének csökkenése miatt a megszólalási valószínűség s így az észlelt fluxus csökkenése várható. Ha pedig a tápfeszültség az üzemi feszültség fölé emelkedik, a megnövekedett holtidő miatt csökken a beütésszám. A nagyfeszültséget 25 V-al az üzemi feszültség alá süllyesztve, illetve fölé emelve, mértük a koincidenciaszámot, mely mindkét teleszkóp esetén a 0,6 %-ot kitevő statisztikus hibán belül megegyezett egymással /6. ábra/, kivéve a T_2 teleszkóp - 25 V-os pontját, ahol az eltérés a statisztikus hiba 2,8-sze-



5. ábra



6. ábra

rese. A
sége 14
szültség
ilyen sz

IV. Méré

A
lást vég
szorbens
időszak
12,5 mil
külön-ki
ter együ
a mérési
1957. jan
Összehas
NIZMIR s
Földmágn
Krasznaj
letti ma
sőbbi id

A
az I. Táb
szüléke
megegyez
va látha
sen nagy
volt. A
nagy. Le
és a pri
következ
zó számi

V. A kés

Eg
denciák
sze: a s

- 475 -

rese. A 0,6 %-es statisztikus pontosság elérésére egy-egy feszültségén 140-170 órát kellett mérni. Tekintettel arra, hogy a nagyfeszültségű anódpótló stabilitása ± 15 V, a teleszkópok működése ilyen szempontból megbízható.

IV. Mérési eredmények

A fenti készülékkel 1957. január 7. óta folyamatos regisztrálást végzünk 7,9 m vastag földréteg alatt, ami kb. 1700 g/cm^2 abszorbenstnek felel meg. Az 1957. január 7-től április 18-ig terjedő időszak alatt 1051 órában végzett regisztrálás során kapott kb. 12,5 millió koincidenciából megállapítottuk a barométer-együtthető külön-külön mindkét készülékre vonatkozólag. A kapott két barométer együtthető számtani közepével 725 Hgmm légnyomásra redukáltuk a mérési eredményeket. Az áthatoló komponens intenzitásváltozását 1957. január 7-től május 4-ig a 7., 8., 9. és 10. ábrán adjuk meg. Összehasonlítás kedvéért a január havi adatoknál feltüntettük a NIZMIR szovjet észlelő állomás adatait is. /Az állomás adatai: Földmágnességi, Ionoszféra és Rádióhullámterjedési Kutató Intézet Krásznaja Pachra $\varphi = 55^\circ 28'$; $\lambda = 37^\circ 19'$; $\phi = 52^\circ$, tengerszint feletti magassága 203 m./ Az összehasonlítást adatok hiányában a későbbi időpontokra nem tudtuk elvégezni.

A barométer együtthetőket, valamint a többi mérési eredményt az I. Táblázat tünteti fel. A táblázatból látható, hogy a két készülékkel nyert két barométer együtthető a statisztikus hibán belül megegyezik egymással. A maradék specifikus diszperziókat vizsgálva láthatjuk, hogy a T_2 teleszkóp specifikus diszperziója lényegesen nagyobb. Ez arra mutat, hogy a T_2 teleszkóp stabilitása kisebb volt. A maradék specifikus diszperzió a T_1 teleszkópnál is elég nagy. Lehetséges, hogy ez az atmoszféra hőmérséklet ingadozásának és a primérsugárzás intenzitásában bekövetkezett változásoknak a következménye. A hőmérséklet ingadozásoktól való függésre vonatkozó számításokat egy későbbi cikkben fogjuk közölni.

V. A készülék instabilitás-vizsgálata

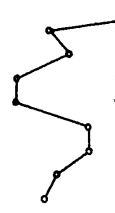
Egy tetszés szerinti teleszkóppal óránként észlelt koincidenciák számának fluktuációja általában három részből tevődik össze: a statisztikus fluktuációból, a mérendő részecskefluxus való-

- 476 -

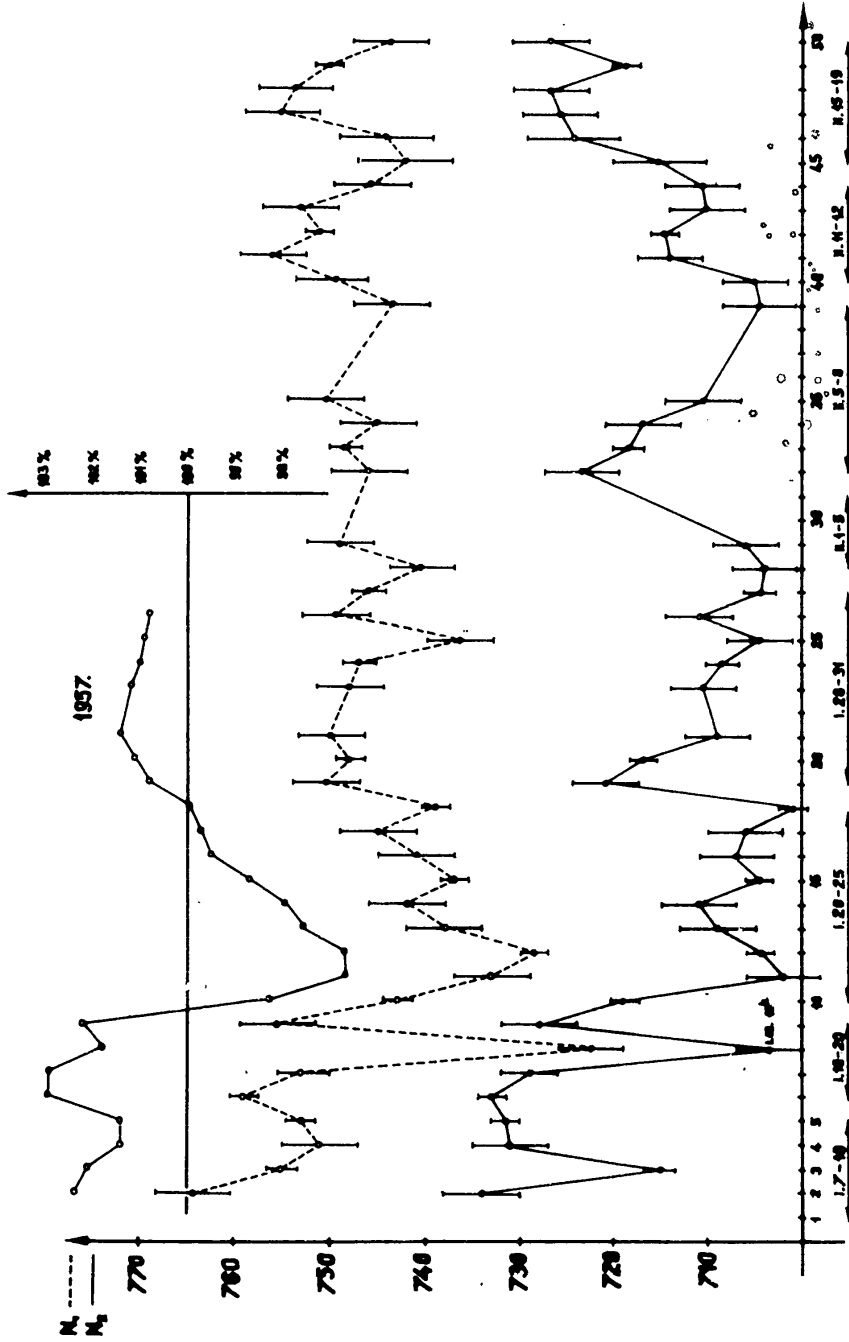
I. Táblázat.

	Az összes koincidenciák száma	Az óránként észlelt ko- incidenciák átlagos szá- ma	Korrelációs együttes ható	Relatív barométer együttes- tő	Eredeti specifikus diszperzió	Maradék specifikus diszperzió	Maradék szisztemati- kus változás amplitudója
		\bar{n}	r	% per Hgmm	κ^2/\bar{n}	κ_{\min}^2/n	%
T ₁ teleszkóp	12 572 400	11 962,3±3,4	-0,57±0,03	-0,96±0,05	7,65±0,47	5,19±0,38	0,69±0,03
T ₂ teleszkóp	12 263 140	11 508,1±3,3	-0,45±0,02	-1,02±0,05	13,60±0,62	10,89±0,56	1,08±0,03

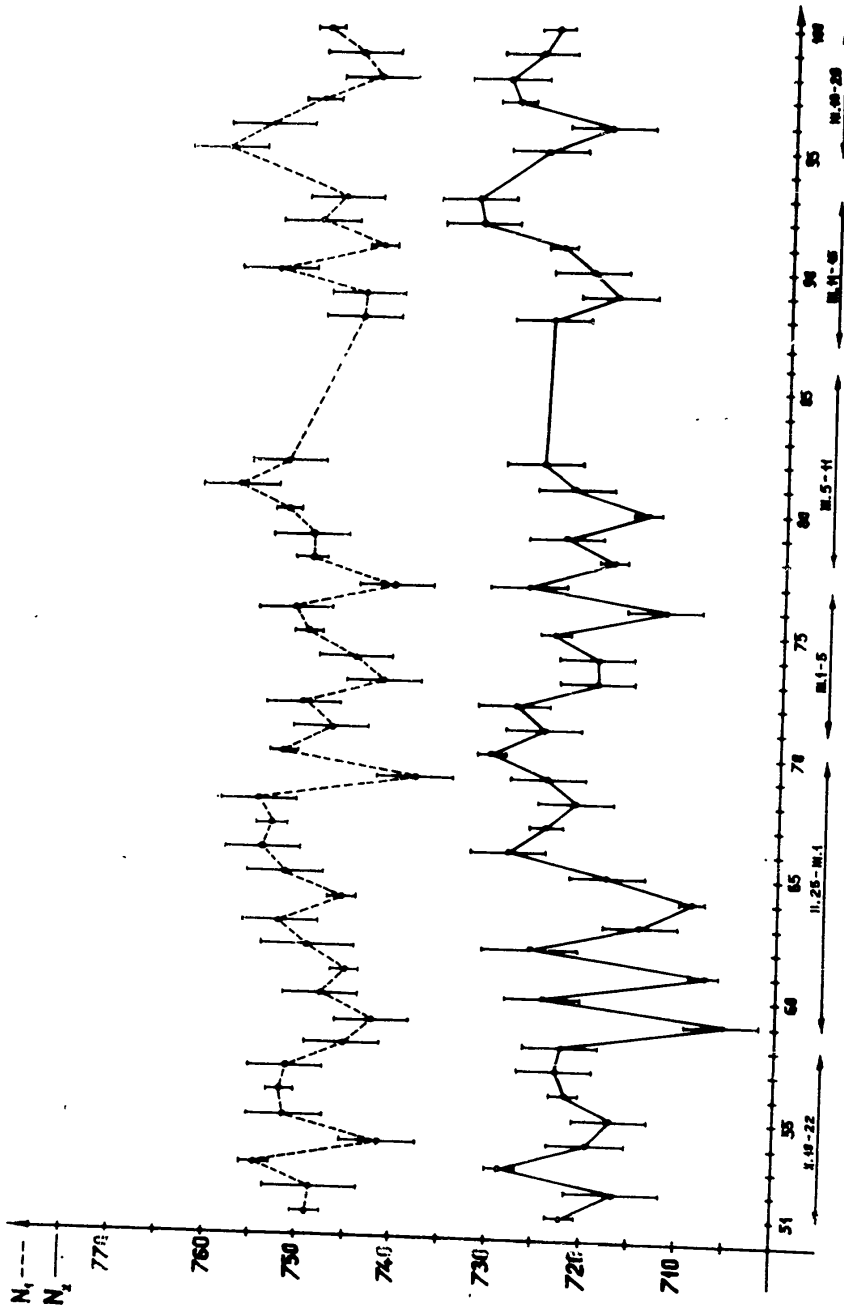
83 %
82 %
81 %



N₁ ---
N₂ ---
70

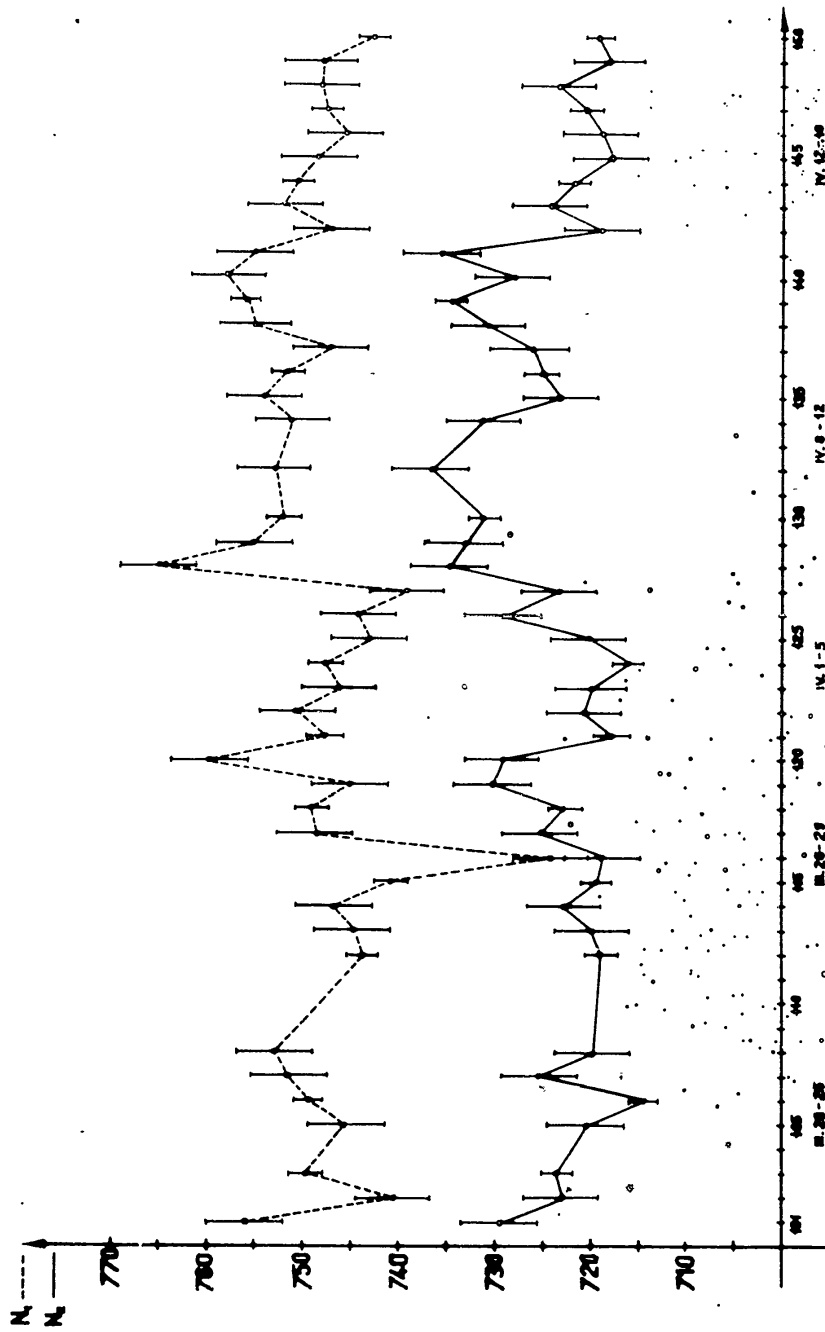


7. ábra

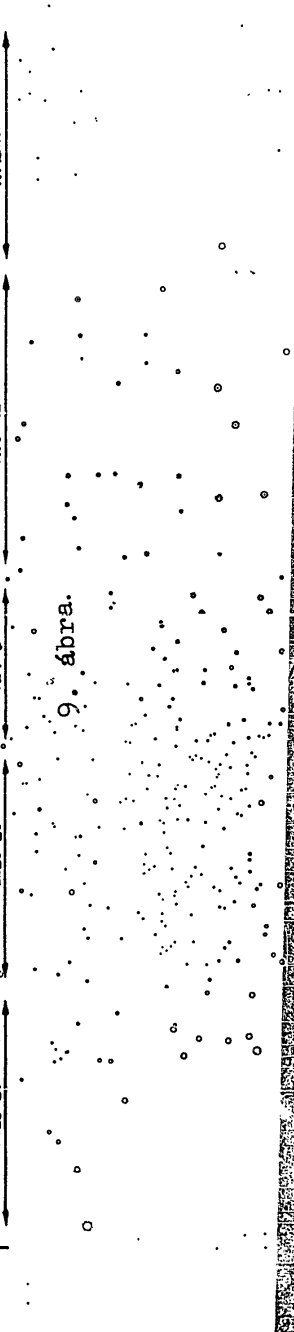


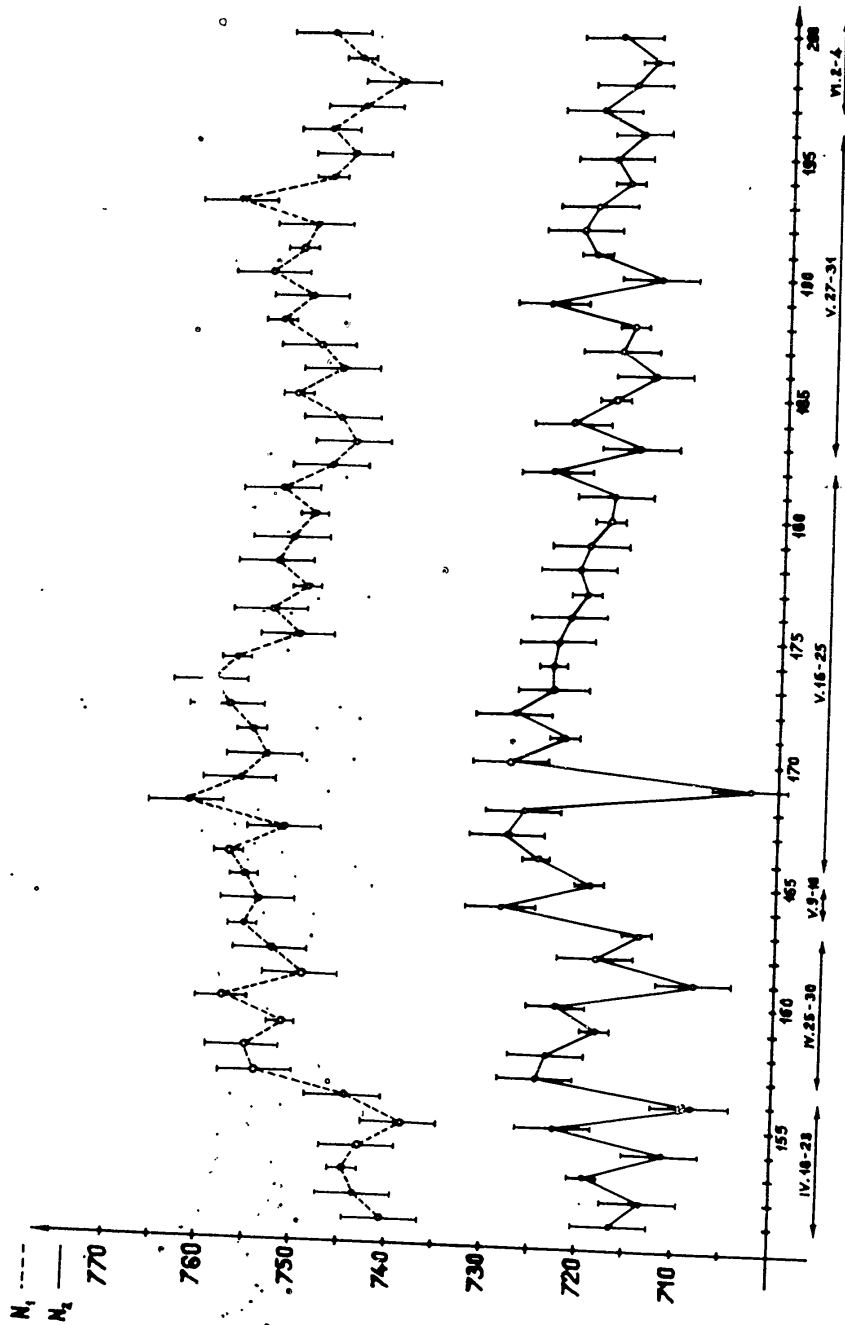
8. abra

8. ábra



9. ábra





10. ábra

di szisztem
redő szisz
tesü és el
lélt koinc
tuáció és
sugárzás in
mértékben
vehetjük,
Poisson-elo
levonása u
egyres tele
lönbségéné
gadozás am
intenzitás
letet írha

ahol δ , ill
tisztikus
adatokból
arra, hogy
ben származ
sától és m
nyeket a II

Az ad
redetű flu
nek megfel
tematikus
belül egye
T₁ teleszk
gen jó vol
eredetű in

A T_2 teleszkóp instabilitása valószínűleg a számláló jel-fogó vagy a 16-os leosztókör működésének kismértékű időszakos rendellenességeiből ered. Fokozottabb ellenőrzés után az újabb /kb. 4 hónapra terjedő/ mérési adatok arra látszanak mutatni, hogy ez az instabilitás lényegesen csökkent, esetleg meg is szűnt. A kiértékelés még folyamatban van.

AZ ELI

II. Táblázat

A_1 ‰	A_2 ‰	A_3 ‰	A_{S1} ‰	A_{S2} ‰	A_k ‰
$6,9 \pm 0,3$	$10,8 \pm 0,3$	$7,4 \pm 0,5$	imaginárius	$7,9 \pm 0,3$	$7,4 \pm 0,6$

1 MW-os mű

Összefoglalás

$\times A_{S1}^2 = (-6,9 \pm 5,2) \cdot 10^{-6}$ vagyis nem tér el szignifikánsan zérustól.

1 MW-os alkalmas műveletű szikrakörhöz.

VI. Összefoglalás

Az ellenőrző mérések illetve a folyamatos regisztrálás eredményeit a következőkben lehet összefoglalni:

1. A nagyfeszültségű áramforrás feszültség-ingadozásával szemben a készülék stabilitása kielégítőnek mondható.
2. Két, egymástól független készülékkel végzett mérésből megállapítható, hogy az egyes készülékekkel észlelt adatok fluktuációja milyen mértékben származik a mérendő fluxus szisztematikus változásaiból, illetve az egyes készülékek instabilitásából.
3. A barométer együttható értéke 1700 g/cm^2 abszorbens földréteg alatt végzett mérések alapján $-0,99 \pm 0,03 \%$ per Hgmm vagyis szignifikánsan kisebb, mint a régebbi, más készülékkel végzett méréseinkből a föld felszínén nyert érték $-2,69 \pm 0,07 \%$ per Hgmm/. Ez magától értedődő, mert a föld felszínén észlelő készülék a könnyebben abszorbeálódó elektronkomponens és a mezonkomponens alacsonyabb energiájú részét is regisztrálja.

Egy korábbi épített kemény műveletű műveletű

Most épített kemény műveletű műveletű

Most épített kemény műveletű műveletű

Most épített kemény műveletű műveletű

Most épített kemény műveletű műveletű

Most épített kemény műveletű műveletű

Most épített kemény műveletű műveletű

di szisztematikus változásaiból és a készülék instabilitásából eredő szisztematikus ingadozásból. Ezzel szemben két azonos felépítésű és elhelyezési, de egymástól függetlenített készülékkel észlelt koincidenenciák számának a különbsége csak a statisztikus fluktuáció és a készülékek instabilitása miatt ingadozik, a kozmikus sugárzás intenzitás-változásai a különbséget csak elhanyagolható mértékben befolyásolhatják. A statisztikus fluktuációt ismertnek vehetjük, tekintettel arra, hogy a kozmikus sugárzás intenzitása Poisson-eloszlás szerint ingadozik. Ha a statisztikus fluktuáció levonása után visszamaradó szisztematikus változás amplitúdóját az egyes teleszkópoknál A_1 illetve A_2 -vel, a koincidenenciák különbségénél A_3 -el, az egyes készülékek instabilitásából eredő ingadozás amplitúdóját A_{S1} -el illetve A_{S2} -vel, a kozmikus sugárzás intenzitás-ingadozását A_k -val jelöljük, úgy az alábbi három egyenletet írhatjuk fel:

$$\left. \begin{aligned} \delta_1^2 + A_1^2 &= \delta_2^2 + A_2^2 + A_{S1}^2 \\ \delta_2^2 + A_2^2 &= \delta_3^2 + A_3^2 + A_{S2}^2 \\ \delta_1^2 + \delta_2^2 + A_1^2 &= \delta_1^2 + A_1^2 + \delta_2^2 + A_2^2 \end{aligned} \right\} /1/$$

ahol δ_1 illetve δ_2 a T_1 illetve T_2 teleszkóp beütésszámának a statisztikus fluktuációja. δ_3 és δ_2 ismeretében A_1 , A_2 és A_3 a mérési adatokból meghatározható. Az /1/ egyenletrendszer módot ad tehát arra, hogy az észlelt fluktuációkról megállapítsuk, milyen mértékben származnak a kozmikus sugárzás intenzitásának valódi változásától és milyen mértékben a készülék instabilitásától. Az eredményeket a II. Táblázat tünteti fel.

Az adatokból látható, hogy a T_1 teleszkóp instrumentális eredetű fluktuációja A_{S1} nem tér el szignifikánsan zérustól, ennek megfelelően a kozmikus sugárzás barométerkorrekció utáni szisztematikus ingadozására nyert érték A_k a mérési hibák határain belül egyezik a T_1 teleszkóp maradék diszperziójával A_1 /. Tehát a T_1 teleszkóp stabilitása a hat hónapos észlelési periódus alatt igen jó volt, míg a T_2 teleszkóp mintegy 8 %-nyi instrumentális eredetű ingadozást mutatott.

10. ábra

Érkezett 1957. okt. 9.
KFKI Közlemények 5. évf. 5. szám, 1957.

- 483 -

AZ ELEKTROMÁGNESES HULLÁMOK OSZTÁLYÁNAK KÖZLEMÉNYE
MB.OSZTÁLYVEZETŐ: MERTZ JÁNOS

1 MW-os művonalas impulzus modulátor magnetron táplálásához

Írta: Lehocz József

Összefoglalás

1 MW csúcsteljesítményű 1μ sec-os impulzusok előállítására alkalmas művonalas impulzus modulátor működése és méretezése kettős szikraközös kapcsolóval, impulzus üzemi magnetron táplálásához.

Egy korábbi cikkben beszámoltunk az Osztályunkon régebben épített keménycsöves impulzus modulátorról, amelyet a mikrotron működtetésére használunk.

Most épülő lineáris gyorsítónkhoz 500 kW mikrohullámu teljesítmény szükséges. Ezt a keménycsöves pulzer teljesítményének növelésével a beszerezhető csövekkel nem tudtuk biztosítani. Áttértünk tehát más természetű impulzus modulátor használatára, amelynek választásánál a módszer egyszerűsége és lehetőségeink voltak az irányadó szempontok. A keménycsöves módszeren kívül még széles körben alkalmazott blocking oszcillátoros, tiratron kapcsolóval működő művonalas, gáztöltésű szikraközkapcsolós és szabad levegőn működő szikraközkapcsolós megoldási lehetőségek közül az utóbbit választottuk művonalas impulzusformáló rendszerrel. Ez céljainknak megfelelt és a szükséges alkatrészek is rendelkezésünkre álltak.

Jelen cikk a készülék működési elvét és a méretezést tartalmazza az irodalmi utalások alapján úgy, hogy az alapvető méretezési szempontokat emeljük ki a gyakorlati esetek egy részénél alkalmazható elhanyagolásokkal, a részleteiben pontosabb, de nehezebben áttekinthető méretezési módok helyett.

- 484 -

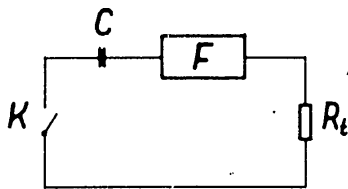
Művonalas impulzus formálás

Nagyteljesítményű impulzus modulátorok teljesítménye 100 kW - 10 MW közötti tartományba esik. Ilyen óriási teljesítmény természetesen csak impulzus csúcserték lehet. Az átlagos teljesítmény a csúcsteljesítménynek néhány tized részé. Ebből következik, hogy a tápláló egyen-, vagy váltóáramu egységet nem építik ilyen óriási, állandó teljesítmény leadására alkalmasnak, hanem az impulzus szünetében egy megfelelő energia tárolóban felhalmozzák az impulzus ideje alatt elhasznált energiát. Az energia tárolás módja lehet: 1. mágneses térben felhalmozott energia, 2. elektromos térben felhalmozott energia. Legáltalánosabban követik a szokás egy vagy több tároló kondenzátor alkalmazása, amely V feszültségre feltöltött állapotban

$$E = \frac{1}{2} C V^2$$

energiát tárol. /C Faradban, V voltban, E watt.séc.-ban./ Egy kapcsoló segítségével a feltöltött kondenzátort az impulzus időtartamára a terhelésre kapcsolják, majd az impulzus befejeztével megszüntetik a kapcsolatot. Ezt az egyszerű elvet valósítják meg a keménycsőes /nagy feszültségű és nagy impulzusáramú vákuum triódák, vagy tetródák/ pulzerek. Itt a tároló kondenzátorban tárolt energia mértéke olyan nagy, hogy az egy impulzus alatt elhasznált energia nem okoz jelentős feszültségcsökést a kondenzátoron. A keménycsőesek sajátsága, hogy a vezérlés megszüntével ismét záró állapotba kerülnek. /Ezek használata csak közepes teljesítményre korlátozott./

Más természetű kapcsolók a gáztöltésű csövek és a szabad levegőn vagy gáztérben működő szikraközös kapcsolók, amelyek igen nagy teljesítményekig jól használhatóak.



1. ábra

Ilyen kapcsolók segítségével kialakított impulzus keltési módszer vizsgálatához induljunk ki egy általános kapcsolásból. /1. ábra./

C tároló kondenzátor, K kapcsoló segítségével az F impulzus formáló körön át az R_t hasznos terhelésre kapcsolható. Keménycsőes esetet tekintve a K kapcsoló nyitása és zárása egyuttal

meghatározza az formáló kör felépítését. Tiratronon levegőn működő társára indul, de a ló sarkain a felépítés. Ebből következik, hogy az alatti teljesen setünkben is közzé kell egy terhelésen az egyen.

Azt kívánjuk, hogy a kondenzátor kis mennyiségű energiát tároljon, hogy az áram az

$$i(t) = \begin{cases} I_t \\ 0 \end{cases}$$

ahol I_t az impulzus terhelésen átfolyó áram /2.

Határozzuk meg a fenti feltétel

ahol a feltöltött kondenzátor e.m.e.-jü tele töltés nélküli

Az egyen

mivel $V = konst$ Azt kívánjuk, hogy a transzformált

- 485 -

meghatározza az impulzus elejét és végét és így teljesíti az F formáló kör feladatát is.

Tiratronok, vagy gáztöltésű szikraközök vagy éppen szabad levegőn működő szikraköz kapcsolóknál a gyújtás külső vezérlés hatására indul, de a kioltás csak akkor következik be, ha a kapcsoló sarkain a feszültség a kioltási érték alá süllyed.

Ebből következik, hogy a tároló kondenzátort egy periódus alatt teljesen kisüti a terhelésen át. Minthogy általánosan és esetünkben is közel négyszögletes alakú impulzus szükséges, gondoskodni kell egy olyan rendszerről, amelynek segítségével az áram a terhelésen az impulzus tartama alatt meghatározott állandó legyen.

Azt kívánjuk tehát, hogy egy V feszültségre feltöltött C kondenzátor kisülését úgy szabályozza egy Z impedanciájú hálózat, hogy az áram az R_t terhelésen a következő alakú legyen:

$$i(t) = \begin{cases} I_t & \text{ha } 0 \leq t < \tau \\ 0 & \text{ha } t \geq \tau \end{cases}$$

ahol τ az impulzus időtartam, I_t pedig a terhelésen az impulzus ideje alatt folyó áram /2.ábra/.

Határozzuk meg Z -t úgy, hogy a fenti feltételt kielégítse.

$$i(t)Z = V \quad /1/$$

ahol a feltöltött kondenzátort egy V e.m.e.-jü teleppel és vele sorbakötött töltés nélküli kondenzátorral helyettesítjük.

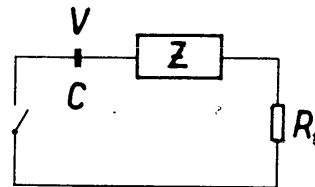
Az egyenlet Laplace transzformáltja

$$\bar{i}(p) \left[R_t + \bar{Z} + \frac{1}{Cp} \right] = \frac{V}{p} \quad /2/$$

mivel $V = \text{konst.}$

Azt kívánjuk, hogy $i(t)$ a fenti alakú legyen. $i(t)$ Laplace transzformáltja:

$$\bar{i}(p) = \frac{I_t}{p} (1 - e^{-p\tau}) \quad /3/$$



2.ábra

- 486 -

Ezt behelyettesítve /2/-be:

$$I_t(1 - e^{-p\tau})(R_t + \bar{Z} + \frac{1}{C_p}) = V$$

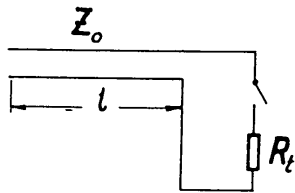
Rendezve:

$$\bar{Z} + \frac{1}{pC} = \frac{V}{I_t(1 - e^{-p\tau})} - R_t$$

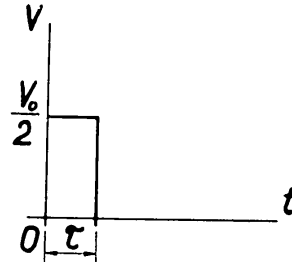
Ha R_t olyan, hogy $V = 2 I_t R_t$ ekkor

$$Z + \frac{1}{C_p} = R_t \left(\frac{2 - 1 + e^{-p\tau}}{1 - e^{-p\tau}} \right) = R_t \left(\frac{e^{\frac{p\tau}{2}} + e^{-\frac{p\tau}{2}}}{e^{\frac{p\tau}{2}} - e^{-\frac{p\tau}{2}}} \right) = R_t \coth \frac{p\tau}{2}$$

Ez az eredmény egy nyitott végű veszteségmentes tápvonal impedanciájának pedancia függvényének transzformáltjára emlékeztet, amelynek hullámellenállása $Z_0 = R_t$ és $\delta = \tau/2$ a hullámterjedési ideje.



3. ábra



4. ábra

Az impulzus formáló kör egyszerű sémája /3. ábra/: Egy V feszültségre feltöltött Z_0 hullámellenállású, l hosszúságú tápvonal, amelyet, ha $R_t = Z_0$ terhelő ellenálláson sütünk ki, akkor az R_t ellenállás sarkain a feszültség alakja négyszögletes impulzus /4. ábra/.

Az impulzus hossza a terjedési idő kétszerese.

Az ilyen módon történő impulzus keltéshez szokásos tápvonalat alkalmazva l sec körüli impulzus időhöz 100 m nagyságrendű kábelhossz tartoznék. Ezenkívül feszültségbirás és energia tárolás miatt sem alkalmas a gyakorlati esetek tulnyomó részében valódi tápvonal darab impulzus formálás céljára.

Gondoljuk meg, hogy egy művonal /szűrőlánc/ impedanciafüggvénye határértékben $/n = \infty$ tag/ ugyanugy viselkedik, mint egy

tápvonalé.
álló művonal
málás célj
részében e

Művonalak

Magn
tanunk. Re
szültsége.
/4/ szültsége.
ponti áram
Adott még

paramétere
jesítményt
A te

ahol V_0 a

A maximáli
van.

Ebbe

Azt látjuk
szültségén
netron üze

tal felvet

A tá
zatórok üz

Mint
szültsége

mazzunk /5

- 487 -

tápvonalé. Kompromisszum kérdése, hogy adott esetben hány tagból álló művonal elégíti ki a gyakorlati feltételeket. Impulzus formálás céljára 3-8 tagu művonalak már a gyakorlati esetek túlnyomó részében elegendőnek bizonyulnak.

Művonalak méretezése

Magnetron táplálásához szükséges feszültséget kell előállítanunk. Rendszerint adott a felhasználható kondenzátorok üzemi feszültsége. A magnetron által felvett teljesítményből /egy munkaponti áram és feszültségérték/ számítható R_t terhelő ellenállás. Adott még a τ impulzus időtartam is. Meghatározandók a művonal paraméterei. Először vizsgáljuk meg a terhelés által felvett teljesítményt.

A terhelésen folyó áram az impulzus ideje alatt

$$I_t = V_0 \frac{1}{R_t + Z_0}$$

ahol V_0 a művonal feszültsége, Z_0 a hullámellenállása.

$$V_t = V_0 \frac{R_t}{R_t + Z_0}$$

$$P_t = V_t I_t = \frac{V_0^2}{(R_t + Z_0)^2} R_t$$

A maximális teljesítmény átadás természetesen $R_t = Z_0$ esetében van.

Ebben az esetben

$$I_t = \frac{V_0}{2Z_0} \quad V_t = \frac{V_0}{2} \quad P_t = \frac{V_0^2}{4Z_0}$$

Azt látjuk tehát, hogy a terhelésre jutó feszültség a művonal feszültségének a fele, optimális teljesítmény átvitel esetén. A magnetron üzemi munkapontjához tartozó feszültség V_1 ; a magnetron által felvett áramból számítható R_t terhelő ellenállás.

A tápvonal töltőfeszültsége V_0 a rendelkezésre álló kondenzátorok üzemi feszültsége.

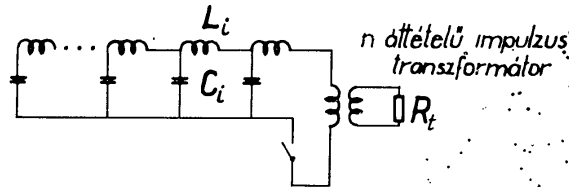
Mint hogy a magnetron üzemi feszültsége és a művonal töltőfeszültsége nem biztosan azonos, impulzustranzformátort kell alkalmaznunk /5. ábra/

maznunk /5. ábra/

- 488 -

$$\frac{V_i}{\frac{V_o}{2}} = n \quad \text{és} \quad Z_o = \frac{R_t}{n^2}$$

ahol n az impulzustranszformátor áttételi viszonya, azaz a menet számok hányadosa.



5. ábra

Adott tehát Z_o és τ .

A szükséges összkapacitás értéke az energiaegyenletből származható

$$\frac{V_o^2 \tau}{4Z_o^2} = \frac{1}{2} C_o V_o^2$$

ebből

$$\tau = 2 C_o Z_o$$

amelyből

$$C_o = \frac{\tau}{2 Z_o}$$

Veszteségmentes tápvonal hullámellenállításának tápvonal elméletből ismeretes definíciója $Z_o = \sqrt{\frac{L}{C}}$, ahol L és C a hosszleghosszra eső kapacitás és önindukció érték. Minthogy a L/C hányados szerepel, mindegy, ha az összkapacitás és összinduktivitás hányadosát írjuk.

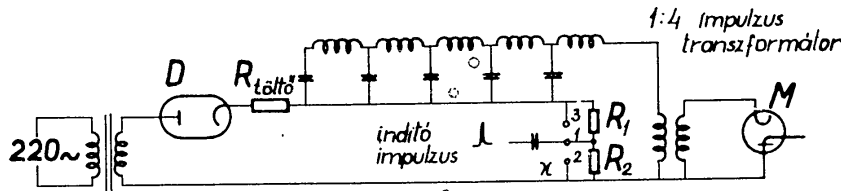
Ebből a művonal összinduktivitása $L_o = Z_o^2 C_o$ adódik. Így meghatároztuk a művonal összpáramétereit.

Megállapodunk abban, hogy 3-8 tagu művonal már számunkra ki elegendően megközelíti a négyszögletes impulzus alakot. A C_o összkapacitást tehát eloszthatjuk n egyenlő részre. /A kondenzátorain kapacitás értéke határozza meg végső soron, hogy a művonal hány tagból áll./ Hasonlóan osztható fel az összindukció is úgy, hogy

$$\sum_{i=1}^n L_i = L_o \quad \text{és} \quad \sum_{i=1}^n C_i = C_o$$

legyen. áram

- 489 -

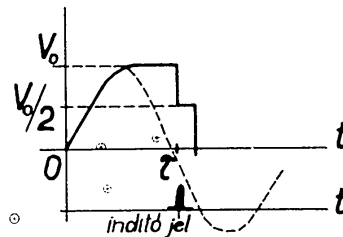
A pulzer felépítése /6.ábra/

6. ábra

A pulzer működése:

15 kV csúcshőfeszültségű hálózati transzformátor D diódán és R töltő ellenálláson keresztül feltölti a művonalat 15 kV feszültségre /7. ábra/.

A hálózati periódus változása után a tápvonál V_0 feszültségen marad mindaddig, amíg a gyújtási távolságnál valamivel nagyobb távolságra állított K szikraközös kapcsoló indító jelet nem kap.



7. ábra

Az indító impulzus előállításának módjáról a következő, Pálinkás János: Szikraközös kapcsoló gyújtó áramköre című cikk számol be.

Az indító impulzus átütést hoz létre a szikraköz 1-2 pontja között, és így az eddig $\frac{V_0}{2}$ potenciálon R_1 és R_2 szimmetrizáló ellenállások miatt/ lévő 1 pont most 5-10 Ohm körüli szikraellenálláson át közel földpotenciálra kerül. Emiatt az 1-3 pontok között V_0 feszültség lép fel, ami az átütést itt már létrehozza, és így a művonalat a terhelésre kapcsolja.

A magnetron illesztés és egyenáramu leválasztás miatt nem közvetlenül kapcsoljuk a művonalra, hanem egy 1:4 áttételű impulzustranszformátor közbeiktatásával.

Művonal méretezése

A magnetron 50 %-os hatásfokát tekintve ~ 500 kW hasznos teljesítményhez 1 MW csúcsteljesítmény szükséges. A művonal feszültsége $V_0 = 15$ kV. A magnetron 25 kV feszültségen működjön 50 A áramfelvétel mellett. Ebből

- 490 -

$$R_t = 500 \Omega$$

$$\tau = 1 \mu \text{ sec}$$

$$n = \frac{V_1}{\frac{V_2}{2}} = \frac{25}{7,5} \sim 3,3$$

$$Z_o = \frac{R_t}{n^2} \approx \frac{500}{10} \approx 50 \Omega$$

$$C_o = \frac{\tau}{2Z} = \frac{10^{-6}}{10^2} = 10^{-8} \text{ F} = 10 \text{ nF}$$

$$L_o = Z_o^2 C_o = 50^2 \cdot 10^{-8} = 2,5 \cdot 10^{-5} \text{ Hy}$$

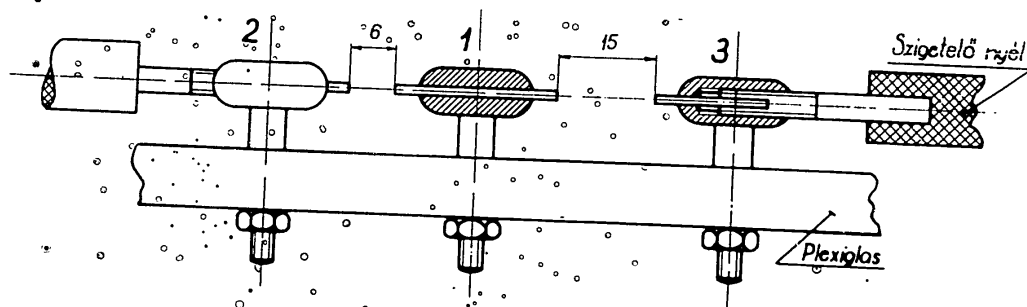
Ha öt tagból álló művonalat készítünk, akkor

$$C_i = 2 \text{ nF}$$

$$L_i = 5 \mu \text{ Hy}$$

A magnetron által felvett teljesítményt az impulzustranzformátor hatásfoka miatt kb. 25 %-al nagyobbra választottuk.

A szikraköz felépítése /8. ábra/



8. ábra

A szikraköz betétjei 3 mm \emptyset wolframból készültek.

A terhelésen egy periódus alatt disszipált energiát kell impulzus szünetben betáplálni a művonalba. A töltő transzformátor átlagteljesítménye a csúcsteljesítményből és a kitöltési tényezőtől számítható.

Esetünkben az impulzus hossz 1 μ sec, ismétlési periódus 50 Hz, kitöltési tényező $2 \cdot 10^4$.

lembe
hatásf

ahol W

20 k

= R_t
dus a
1/4 p
tését
állít

alkal

[1] C
[2] D
[3] E

[4] M
[5] C
[6] A
[7] P

- 491 -

Ebből a transzformátor szükséges átlagteljesítménye, figyelembe véve a töltő kör veszteségeit és az impulzus transzformátor hatásfoka miatti veszteséget

$$W_{\text{átlag}} = \frac{W_{\text{csúcs}}}{\text{kitöltési tényező}} + W_{\text{töltő}}$$

ahol $W_{\text{töltő}}$ a töltőellenálláson disszipált teljesítmény.

1,25 MW csúcsteljesítményt, ~ 6 mA átlagos töltőáramot és $20 \text{ k}\Omega$ $R_{\text{töltő}}$ ellenállást tekintve tehát

$$\begin{aligned} W_{\text{átlag}} &\approx \frac{1,25 \cdot 10^6}{2 \cdot 10^4} + 2 \cdot 10^4 \cdot 6 \cdot 10^{-3} \approx \\ &\approx 0,7 \cdot 10^2 + 1,2 \cdot 10^2 \approx 200 \text{ W} \end{aligned}$$

A töltőellenállás és művonalkapacitás időállandója $\tau_{\text{töltő}} = R_{\text{töltő}} \cdot C_0 = 2 \cdot 10^3 \cdot 10^{-8} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ sec}$. A töltésnek $1/4$ periódus alatt be kell fejeződnie. 50 Hz -es hálózati periódust tekintve $1/4$ periódus $5 \cdot 10^{-3} \text{ sec}$. A művonálnak szükséges értékre való töltését a primér körben elhelyezett változtatható transzformátorral állítjuk be.

A pulzer által előállított impulzus magnetron működtetésére alkalmas. Néhány hónap óta jelentős üzemzavar nélkül működik.

I r o d a l o m

- [1] G.Collins: Microwave magnetrons. New York 1948.
- [2] L.N.Ridenour: Radar system engineering. New York 1947.
- [3] E.C.Pollard, J.M.Sturtevant: Microwave and radar electronics. New York 1948.
- [4] M.J.Kelly: Radar system and components. New York 1948.
- [5] G.N.Glasoe, J.V.Lebacqz: Pulse generators. New York 1948.
- [6] A rádiólokátor alapelvei I.II. Honvédelmi Minisztérium 1952.
- [7] Lehocz J. és Pálinkás J.: Magnetron egység. KFKI Közlemények 5.évf.1.szám, 43 old.1957.

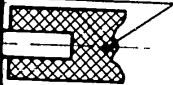
3,3

n F

Hy.

ranszformá-
uk.

Szigetelő nyél

hát kell im-
zformátor
si tényező-

riódus

- 492 -

[8] Bardócz Á.: Elektronikus vezérlésű, nagyfeszültségű szikra-gerjesztő szinképelemzés céljaira. MTA VI. Oszt. Közleményei, XII/1-4. 233 old. 1954.

AZ EL

Érkezett 1957.nov.6.

KFKI Közlemények 5.évf. 5.szám; 1957.

Összefoglalás

50 Hz
hány μ sec
berendezés
kapcsolóján

A beszá-
att magnetron-
vánunk használ-
vezetésére a
ségű impulz-
jes üzemi fesz-
már spontán-
működéshez k-

A gyuj-
formátort has-
sütünk ki; e-
ségű impulz-
A tiratron v-
fázishüen sz-
juk úgy, hog-
négy szögjele-
hol a kör el-
ti jel differ-
tiratron rád-

A vágó-
épített tápe-

- 493 -

tségű szikra-
MTA VI. Oszt.
4.

AZ ELEKTROMÁGNESES HULLÁMOK OSZTÁLYÁNAK KÖZLEMÉNYE

MB. OSZTÁLYVEZETŐ: MERTZ JÁNOS

Szikraközös kapcsoló gyújtó áramköre

Irta: Pálinkás János

Összefoglalás

50 Hz ismétlődési frekvenciájú, 15-20 kV feszültségű, néhány μ sec időtartamu gyújtó impulzusokat előállító elektronikus berendezés ismertetése, amelyet szikraközös magnetron tápegység kapcsolójának vezérlésére használunk.

A beszerezhető impulzusmodulátorcsövek gyenge minősége miatt magnetron tápegységünkben kapcsoló elemként légszikrakózt kívánunk használni. A három elektródából álló szikraköz átütésének bevezetésére a középső elektródára kapacitáson át adott nagyfeszültségű impulzus szolgál; az egyik rész-szikraköz átütése után a teljes üzefeszültség a másik két elektróda között jelenik meg, amely már spontán átüt. Az üzefeszültség 15-20 kV, így az üzembiztos működéshez hasonló nagyságu gyújtó impulzus szükséges.

A gyújtó impulzus előállítására közönséges autógyújtótranszformátort használunk; primértekercsén át feltöltött kondenzátort sűtünk ki; ekkor a szekunder tekercsben éleshomloku, nagyfeszültségű impulzus keletkezik. A kisütést PL21 típusu tiratron végzi. A tiratron vezérlésére - a gyorsítónak a hálózati frekvenciával fázishűen szinkron üzeme miatt - a hálózati 50 periódust használjuk úgy, hogy azt vágó fokozattal négyszögesítjük. Az így kapott négyszögjeleket soros RC körön át visszük a tiratron rácsára, ahol a kör elemeit úgy választottuk, hogy az ellenálláson az eredeti jel differenciáltja jelenik meg. Ez az ellenállás egyben a tiratron rácslevezető ellenállása.

A vágócső 250 V-os és a tiratron 500 V-os feszültségét beépített tápegység biztosítja.

- 495 -

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE
OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

Megjegyzések a Pt¹⁹² gerjesztett nivóihoz

Irta: Keszthelyi Lajos és Zimányi /Mráz/ József

Összefoglaló

A Pt¹⁹² 784 keV-os energianívója egyrészt 468 keV-os E2 sugárzással a 316 keV-os gerjesztett nivóra, másrészt 784 keV-os E4 sugárzással alapállapotba bomlik. A crossover nagy intenzitásából következik, hogy a 468 keV-os E2 átmenetnek le kell lassulnia kb. 10^{-5} sec-ra. A végzett $\beta - \gamma$ koincidencia-mérések szerint a 468 keV átmenet élettartama $\tau < 2 \cdot 10^{-8}$ sec. A Pt¹⁹² nagyenergiájú spektrumán végzett szcintillációs spektroszkópai mérések alapján a 784 keV-sugárzás relatív intenzitására $< 0,5 \cdot 10^{-2}$ -t kaptunk /a 600 keV vonalcsoport intenzitására vonatkoztatva/. A koincidencia mérés alapján valószínűnek látszik, hogy a 784 keV E4 átmenet intenzitása ennél kb. 3 nagyságrenddel kisebb lehet. Méréseink megerősítették az 1050 és 1210 keV-os vonalak létezését.

I. Bevezetés

Az Ir¹⁹² átmenetei a Pt¹⁹² gerjesztett nivóra vezetnek [1-4]. E gerjesztett nivók bomlásából származó sugarakat sokan vizsgálták. A nivók gerjesztési energiáit, spin és paritás viszonyait, valamint a γ átmenetek jellegét és relatív intenzitásait vizsgálva valószínűnek látszik, hogy az első, második és negyedik gerjesztett nivó vibrációs nivósorozatot alkot, míg a harmadik nivó más típusu: esetleg egy vagy két nukleon gerjesztése révén keletkezik [5].

További problémát jelent a harmadik nivóról az alapállapotba vezető 784 keV-os átugrás /crossover/. Ez - tekintve, hogy a harmadik gerjesztett nivó spinje és paritása 4^+ , míg az alapállapoté 0^+ - csak E4 típusu átmenet lehet. Nehezen érthető, hogy ezen E4-es átmenet intenzitásának aránya az ugyancsak a harmadik gerjesztett nivóról induló 468 keV-os E2 típusu átmenet intenzitásá-

- 496 -

hoz $\frac{\lambda(784)}{\lambda(468)} \approx 10^{-3}$ körül van. A héjmodell alapján erre az arányra $10^{-8} - 10^{-9}$ -et várnánk [6], a kollektív modell alapján még ennél is kisebbet [7]. Itt tehát - ha valóban létezik ez az átmenet - olyan mechanizmust kell feltennünk, mely erősen lecsökkenti a 468 keV-os E2 átmenet valószínűségét vagy pedig erősen megnöveli a 784 keV-os E4 átmenet valószínűségét. Esetleg mind a két hatás is fellelhető. Ha a 468 keV-os E2 átmenetet egyrészesecske átmenetnek tesszük fel, akkor ilyen átmeneti valószínűséget csökkentő hatásra magyarázatot kaphatunk a mag-törzs deformálhatóságának a figyelembevételével [8]. Deformálható magok esetén u.i. egy nukleon gerjesztése által a mag-törzs is más alakot vesz fel; ennek következtében az átmeneti matrix elemekben szereplő kezdeti és végállapot hullámfüggvények jelentősen különbözőek lesznek, s így az átmeneti matrix elem nagyságrendekkel kisebb értéket adhat, mint a héjmodell alapján számolt érték. Feltételezve a héjmodell közelítést, a 784 keV-os átmenet élettartamára $\approx 7 \cdot 10^{-2}$ sec/ és feltevése, hogy helyes az irodalomban megadott intenzitás-arány, a 468 keV-os átmenet élettartama $10^{-4} - 10^{-6}$ sec körül kellene, hogy legyen. Ezen megfontolás alapján azt vártuk, hogy a rendelkezésünkre álló kb. $2 \cdot 10^{-8}$ sec felbontási idejű koincidencia készülékkel meg tudjuk határozni a harmadik gerjesztett nivó felezési idejét.

II. Berendezés

β -detektorként anthracén egykristályt használtunk RCA 5819-es elektronsokszorozóhoz csatolva; γ -detektornak pedig $1\frac{1}{2} \times 1$ -es NaI/Tl / kristályt alkalmaztunk RCA 6342 típusu elektronsokszorozóval. A γ -detektorról érkező jeleket kb. 30 m hosszú kábelen keresztül /fix késleltetés/ vezettük a gyors-lassu koincidencia kör egyik bemenetére. A β -detektorból jövő jeleket pedig egy változtatható, max. $4 \cdot 10^{-7}$ sec-os késleltetésű művonalon [9] keresztül vittük a koincidencia kör másik bemenetére. A γ -oldalón differenciális diszkriminátort, a β oldalón pedig integrális diszkriminátort használunk. A gyorskoincidencia-kör felbontási ideje kb. $2 \cdot 10^{-8}$ sec.

III. Kísérlet

A γ -oldalón, hogy egyszerűen 300 keV körüli γ -tűk a β -bomlást, azaz E2 típusu γ -állítottuk a diff. ben felvett késleltetve a két eltonívó élettartamára $\tau < 2 \cdot 10^{-8}$ sec.

A 784 keV-méterekkel való intenzitására má. Ezért szcintillációs spektrumának nag.

A crossover tillációs spektrum sugárzása a kristály sugárzás amplitudója.

A crossover impulzus lehetőséget, hogy parátum távolságig a távolság intenzitásának trum egyes pontszuává vált /kb. rése ily módon.

Méréseinkünk, amely kb. 1 óra alatt lényeges nyereség.

A spektrum cca. 20 mc erősségű 25 mm vastag Pb-duló 468 keV - a 784 keV-os s csökkentette l.

III. Kísérlet

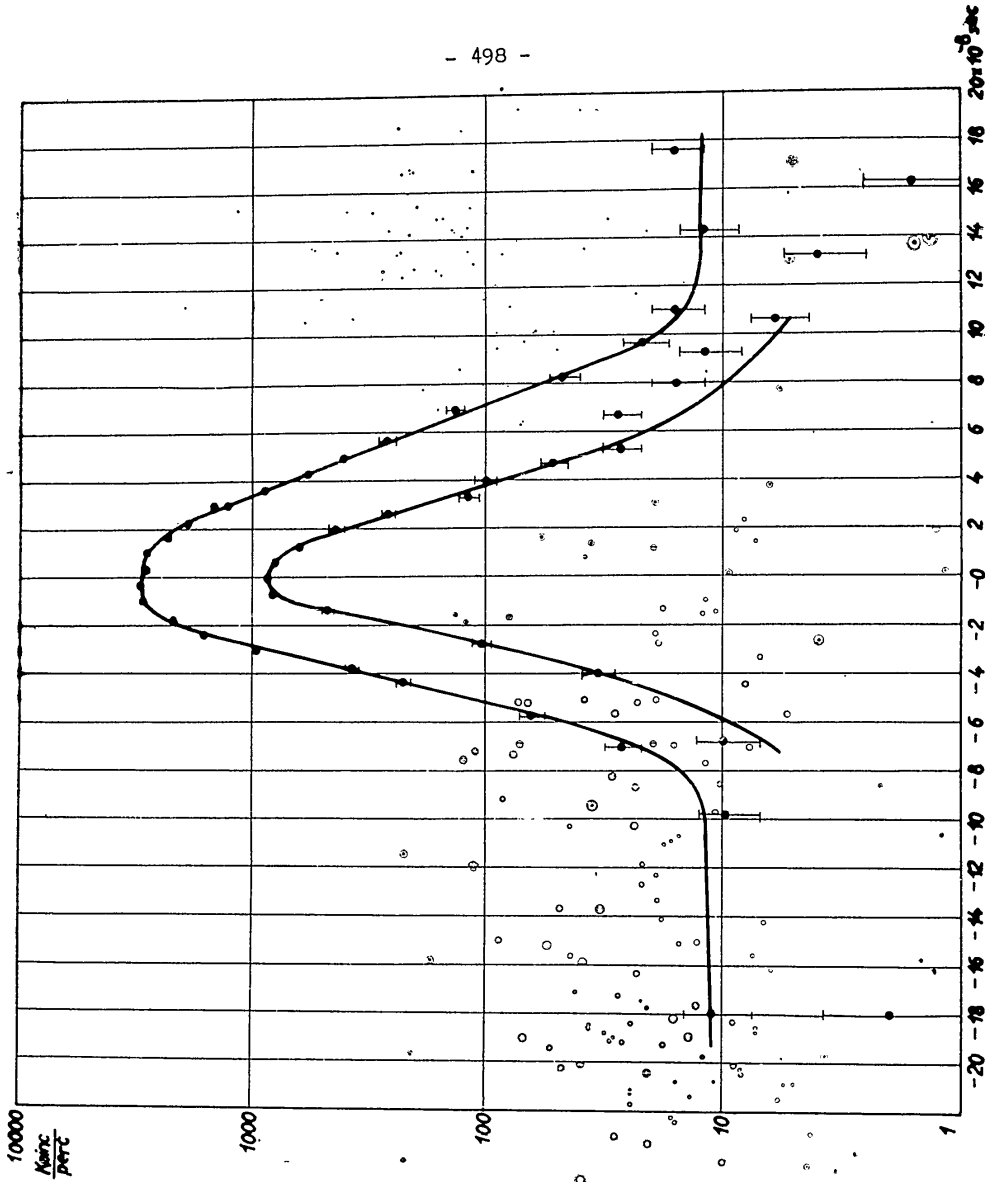
A γ -oldalon a differenciális diszkriminátort úgy állítottuk, hogy egyszer a 300 keV-os fotocsucs legyen a csatornában /a 300 keV körüli γ -átmenetekről feltehető, hogy igen gyorsan követik a β -bomlást, tekintve, hogy ezek kollektív átmenetekből származó E2 típusu γ -sugarak/, majd pedig a 468 keV-os fotocsucsra állítottuk a differenciális diszkriminátor csatornáját. A két esetben felvett késleltetési görbét az 1. ábrán láthatjuk. Összehasonlítva a két eltolási görbét megfigyelhetjük, hogy a 468 keV-os nivó élettartama / τ / készülékünk felbontási idejénél kisebb: $\tau < 2 \cdot 10^{-8}$ sec.

A 784 keV-os E4 átmenet létezésére szcintillációs spektrométerekkel való mérésekből [1], [4] következtethetünk. Az átmenet intenzitására más módszerekkel [2,3] jóval kisebb értéket kaptak. Ezért szcintillációs spektrométerrel újra vizsgáltuk a Pt¹⁹² γ -spektrumának nagyenergiájú részét.

A crossover átmenetek biztos kimutatását megnehezíti szcintillációs spektrométer esetében az, hogy a kaszkád átmenetek sugárzása a kristályba egyidőben jutva be, összegként a crossover sugárzás amplitudójával azonos amplitudójú összeg-impulzust adhat. A crossover impulzusok és összegimpulzusok szétválasztására az ad lehetőséget, hogy a crossover vonal intenzitása a kristály és preparátum távolságának négyzetével, az összegvonal intenzitása pedig a távolság negyedik hatványával csökken. A 784 keV vonal relatív intenzitását ezzel a módszerrel állapították meg [1,4]. A spektrum egyes pontjainak mérési ideje ezzel a módszerrel nagyon hosszuvá vált /kb. 1 óra/. A nagyenergiájú spektrumtartomány végigmérése ily módon több napot vett igénybe.

Méréseink során más, lényegesen gyorsabb módszert alkalmaztunk, amely lehetővé tette, hogy a spektrum nagyenergiájú részét kb. 1 óra alatt megmérhessük. A stabil mérés szempontjából tehát lényeges nyereséget jelent ez a módszer.

A spektrum méréshez a kristálytól kb. 25 cm-re elhelyezett cca. 20 mc erősségű Ir¹⁹² preparátumot használtunk. A sugárzást 25 mm vastag Pb réteggel szűrtük, amely a 784 keV-es nivóról induló 468 keV - 314 keV kaszkád intenzitását kb. 10^5 -es faktorial, a 784 keV-os sugárzás intenzitását viszont csak 10-es faktorial csökkentette le. Az így felvett spektrumot 468 keV-től felfelé a



1. ábra Késleltetési görbék; fent: β sugárzás - 300 keV-os γ -sugárzás között, lent: β -sugárzás - 468 keV-os γ -sugárzás között.

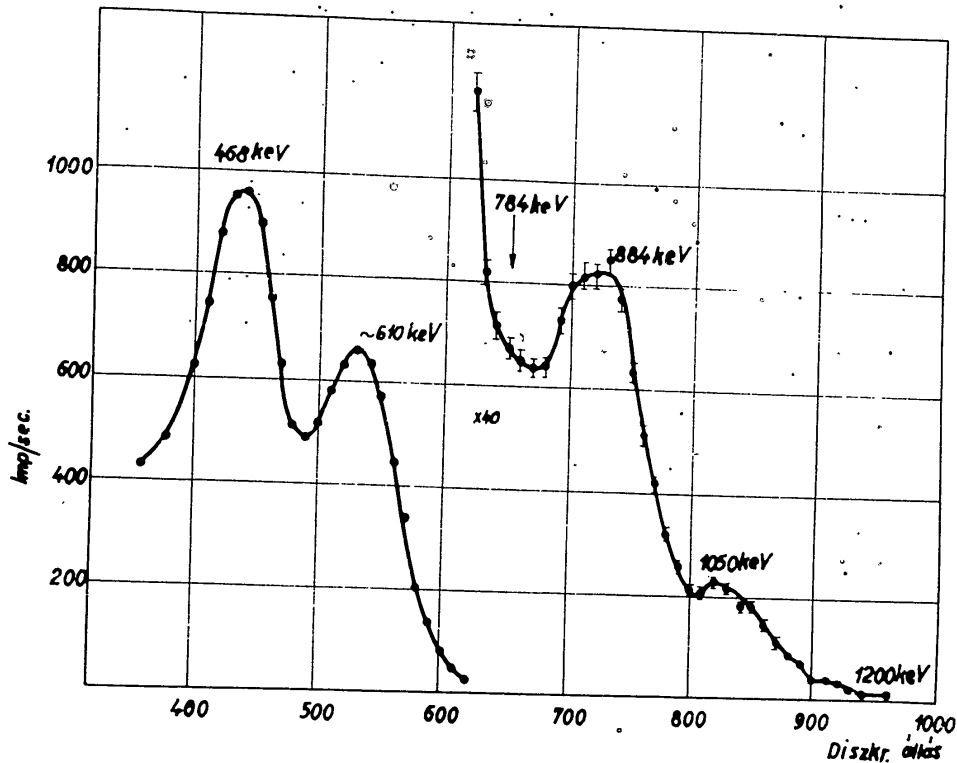
2. ábr
nalcs
szcin
mez a

10/sec

jele
ra e
szer

- 499 -

2. ábrán találjuk. Az egyes vonalak intenzitását a 610 keV-es vonalcsoporthoz [5] intenzitására vonatkoztatva határoztuk meg a szcintillációs spektrométer fotocsucs hatásfokának [10] és a Pb lemez abszorpciójának figyelembevételével. A 784 keV-os sugárzás



2. ábra

A Pt^{192} spektrumának nagyenergiájú része.

jelenlétét - a 2. ábra alapján - nem tudtuk kimutatni, intenzitására egy felső határt adtunk meg. Az eredményeket - összevetve más szerzők eredményével - a Táblázat tartalmazza.

1. ábra Késleltetési görbék; lent: β sugárzás - 300 keV-os γ -sugárzás között, lent: β -sugárzás - 468 keV-os γ -sugárzás között.

- 500 -

TáblázatA Pt^{192} spektrumának nagyenergiájú része.

energia keV-ban	Pringle et al	Glazunov et al	Baggerly et al	Jelen mérés
468			2,17	
600	1	1	1	1
784?	$0,9 \cdot 10^{-2}$	$< 0,11 \cdot 10^{-2}$	$0,35 \cdot 10^{-2}$	$< 0,5 \cdot 10^{-2}$
880	$1,9 \cdot 10^{-2}$	$2,13 \cdot 10^{-2}$	$1,73 \cdot 10^{-2}$	$1,77 \cdot 10^{-2}$
1050	-	$0,48 \cdot 10^{-2}$	$0,17 \cdot 10^{-2}$	$0,4 \cdot 10^{-2}$
1080	$0,4 \cdot 10^{-2}$	-	-	-
1210	$0,07 \cdot 10^{-2}$	-	-	$0,1 \cdot 10^{-2}$

IV. Következtetések

Méréseinkből megállapítottuk, hogy a 468 keV-es átmenet várt lelassulása nem következik be olyan mértékben, mint az a 784 keV vonal relatív intenzitásából következne. A 784 keV-os vonal létezése erősen kétséges. Ha mégis kimutatható intenzitással megvalósul, akkor az csak az E4-es átmenet felgyorsulása alapján képzelhető el. Ilyen felgyorsulás ezideig nem ismeretes [7].

A Pt^{192} spektrum nagyenergiájú részén végzett méréseink megerősítik a 1050 keV és 1210 keV vonalak jelenlétét.

I r o d a l o m

- [1] R.W.Pringle, W.Turchinets and H.W.Taylor, Phys.Rev. 95, 115/1954/
 [2] M.W.Johns and S.V.Nablo, Phys.Rev. 96, 1599 /1954/
 [3] M.P.Glazunov, B.S.Dzelepov, Izveszt.Akad.Nauk Ser.Fiz.SSSR. 19, 294 /1955/
 [4] L.L.Baggerly és társai, Phys.Rev. 100, 1364 /1955/
 [5] Mráz J. KFKI Közl. 5 338 /1957/
 [6] S.A.Moskowszki, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, edited by K.Siegbahn, ch.XIII. North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1955.
 [7] M.Goldhaber and A.W.Sunyar, fenti könyv, ch.XVI.

[8] A

A

/

[9] L

[10] K

Érkezet

KFKI K

- [8] A.Bohr and B.R.Mottelson, fenti könyv, ch.XVII.
A.Bohr and B.R.Mottelson, Dan.Mat.Pys.Medd. 27, no 16-106
/1953/
- [9] Lakosi L. és Mráz J., KFKI Közl.5. 502 /1957/
- [10] Keszthelyi L, Magy.Fiz.Folyóirat, 5, 251 /1957/

Érkezett 1957.okt.14.

KFKI Közlemények 5.évf. 5.szám,1957.

len
rés

1
,5.10⁻²
,77.10⁻²
,4.10⁻²
-
,1.10⁻²

menet várt
784 keV
onal lé-
al megva-
ján képzel-
seink meg-

,115/1954/
.SSSR.

ted by

- 502 -

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

Késleltető vonal tervezése és hitelesítése késleltetett
koincidencia-mérésekkel

Irta: Lakosi László és Zimányi /Mráz/ József

Összefoglalás

Ismertetjük egy, a 10^{-7} sec-os időtartományban használható, változtatható késleltetésű művonal-típus méretezési szempontjait, valamint a méretezés ellenőrzésére végzett elektronikus és mágneses méréseket.

A magspektroszkópia területén bizonyos esetekben szükség van késleltetett koincidencia-mérésekre. Ezzel a módszerrel lehet mérni a kis élettartamu magnivók felezési idejét, továbbá koincidencia-berendezések felbontási idejét. Vagy például a szögkorreláció-méréseknél abban az esetben, ha a gerjesztett atommagokat két részecske kibocsátása közötti állapotukban valamilyen perturbációnak vetjük alá /pl. mágneses tér alkalmazása/, a késleltetett koincidencia módszerrel meghatározható a közbülső nivó mágneses momentuma.

Az ilyen mérésekben a jelek késleltetését különböző elektronikus műkapcsolásokkal /billenő-kör/, vagy késleltető vonallal lehet elérni. Az alábbiakban egy a 10^{-7} sec-os késleltetési tartományban használható, késleltetett koincidencia mérések végzésére alkalmas vonaltípus kialakításával kapcsolatos munkánkról számolunk be, egyuttal megadjuk azokat a képleteket, melyek alapján az itt közölt felépítésű késleltető vonalak a feltüntetett pontosságon belül méretezhetők.

1. A vonal megtervezése

A késleltetett koincidencia-mérések általában folytonosan változtatható késleltetést kívánnak meg. A nagyfrekvenciás- és

- 503 -

impulzustechnikában általánosan elterjedt koncentrált paraméterű művonalak a 10^{-7} sec-os késleltetési tartományban már nem használhatók, mivel a szükséges áramköri elemek itt már a szórt paraméterek nagyságrendjébe esnek. A különböző hosszúságú koaxiális kábelek alkalmazása költséges és kényelmetlen. Ezért egyenletesen elosztott paraméterű vonaltípusra volt szükség, a változtatható késleltetés lehetőségével.

A késleltetett koincidencia-mérések során egy szcintillációs számlálóberendezés detektora és az elektronikus regisztráló berendezés közé iktatjuk be a vonalat, tehát a detektorból kicsatlakozó 100Ω -os hullámellenállású kábelhez való illesztést meg kell oldani. Minthogy katódfollower alkalmazását kerülni akartuk, fenti körülmény a vonal hullámellenállására nézve jelent kikötést. A kívánt hullámellenállás 100Ω .

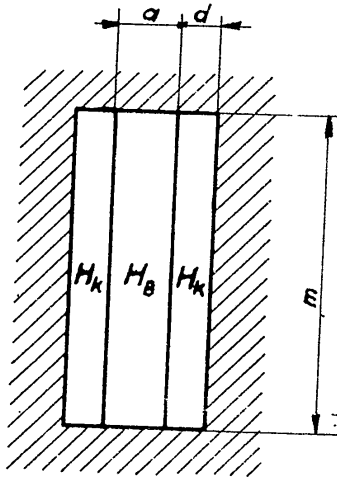
Általános követelményként még a kis geometriai méretek és a könnyű kezelhetőség szempontjára voltunk tekintettel.

Ami a vonal tényleges kivitelét illeti, egy alumínium lapra szigetelten feltekercselt huzal és az egészet beburkoló fémköpeny formájában látszott megvalósításra legalkalmasabbnak. Több szempont szolgált a hosszú, lapos négyszögletes, hasábalaku elrendezés mellett. Elsősorban az, hogy ilyen módon kaphatjuk meg a szükséges kis önindukciót /lévén az önindukció a menetfelülettel arányos/, míg a megfelelő nagy kapacitás a sík fegyverzetek könnyű összeszeríthetősége révén érhető el; ezenkívül az ilyen kiképzés a műhelymunkák szempontjából is előnyös az elkészítést illetőleg /befogás, stb./. A késleltetés változtatását a keskenyebbik oldal mentén a meneteken elmozgatható csuszókontaktus teszi lehetővé. A lapos kiképzés a csuszka elhelyezését is megkönnyíti.

A tervezés feladata abban állott, hogy a késleltetési időnek és a hullámellenállásnak a tápvonalelmélet által megadott kifejezései alapján, figyelembe véve a vonallal szemben támasztott követelményeket, összefüggéseket állapítsunk meg a tápvonal geometriai jellemzői között. Ekkor bizonyos számú változót ésszerűségi szempontok alapján megválasztva, az ismeretlen adatok számításal meghatározhatók.

A számítások a fent említett négyszögletes elrendezésre az alábbi szkéma alapján végezhető el /l. ábra/:

- 504 -



1. ábra

Modell az önindukció
számításához

Legyen a vonal hosszúsága l cm, a teljes menetszám N , a cm-enkénti menetszám $n = \frac{N}{l}$, magassága m cm, a külső fémburoknak a tekercstől való távolsága /a huzal középvonalától számítva/ d cm, a tekercs átmérője /a két huzalsor középvonalainak egymástól való távolsága/ a cm.

A menetfelületen belüli H_B homogén mágneses térerősség fluxusa kétoldalt a H_K ugyancsak homogén tereken keresztül záródik / H_B és H_K az ábra síkjára merőlegesek és ellentétes irányításúak/.

A fluxusmegmaradás miatt:

$$H_B a m = 2 H_K d m \quad /1/$$

Ha a menetekben J áram folyik, a mágneses térerősség körintegrálja az összes menetet körülfogó zárt görbére:

$$(H_B + H_K) l = \frac{4n}{c} J N \quad /2/$$

A tekercsben cm-ként tárolt energia:

$$w_0 = \frac{1}{8n} \left[\int H_B^2 d\tau_1 + \int H_K^2 d\tau_2 \right] = \frac{1}{8n} [H_B^2 a m + 2 H_K^2 d m] = \frac{1}{2} L_0 J^2, \quad /3/$$

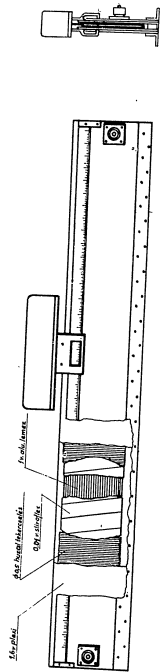
ha a cm-kénti önindukció-együttható L_0 /e.st.cgs egységekben/.

A három egyenletből L_0 meghatározható:

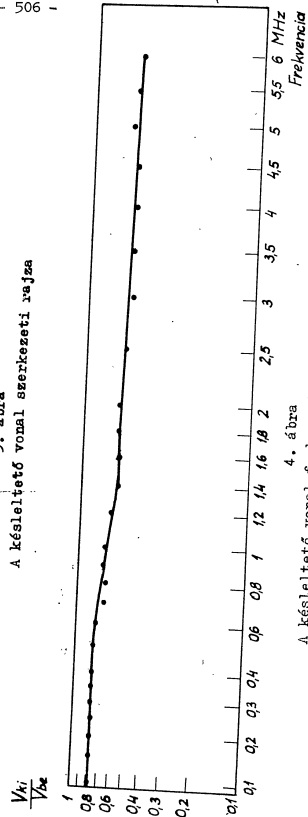
$$L_0 = \frac{4n m n^2 a d}{10^3 \left(\frac{a}{2} + d\right)} \mu \text{Hy/cm} \quad /4/$$

A kapacitás számítására végülis a következő módszer bizonyult helyesnek:

Elrendezésünk két fegyverzete /a tekercs és a belső, illetve külső fémlapok/ közti dielektrikum nem homogén, u.i. az itt szereplő igen kis vastagságú stiroflex, illetve plexi mellett a huzal hengeressége, továbbá a dielektrikumra való laza felfekvése következtében előálló levegőréteg vastagsága nem elhanyagolható. A konfiguráció kapacitását tehát a 2. ábra alapján felfoghatjuk a körökkel feltüntetett huzalsor és a dielektrikumok elválasztó felülete közötti kapacitás, valamint a fémlap és a határfelület kö-



3. ábra
A készletetű vonal szerkezeti rajza



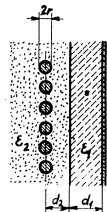
4. ábra
A készletetű vonal frekvenciajellegzettségének

zötti kapacitás soros eredőjeként. Minél homogénebb a tér /sűrű tekercselés, nagy távolságok/, annál jobb ez a közelítés.

Mint hogy egy síklappal szemben elhelyezett egyetlen hengeres huzal kapacitása [1]:

$$C_0 = \frac{\epsilon_0 \epsilon_1}{2 \operatorname{arch} \frac{d}{2r}} \text{ cm/cm}$$

/ahol d jelenti a huzal középpontja és a síklap közti távolságot, r a huzal sugarát/, fentiek alapján az 1 cm-es vonalhossz kapacitása:



2. ábra
Modell a kapacitás számításához

$$C_0 = \frac{10^{-9}}{9} \left[\frac{2}{2 \operatorname{arch} \frac{d_1}{2r} + 4nd_1} + \frac{2 \operatorname{arch} \frac{d_2}{2r} + 4nd_2}{\epsilon_2 n m + \epsilon_1 m} \right] \text{ pF/cm} \quad /5/$$

A betűk jelentése: d_1 a levegőréteg vastagsága a huzal középpontja és a szigetelő anyag között, r a huzal sugara, d_2 az ϵ_2 dielektromos állandóju szigetelő réteg vastagsága a huzal és a külső fegyverzet között, d_1' az ϵ_1' dielektromos állandóju közeg vastagsága a huzal és a belső fémlemez között. /Az adatok cm-ben./ Ha $d = d_1 + 2(d_1' + d_2)$, és $d = d_1 + d_2$

Ha azt akarjuk, hogy a hullámenellenállás:

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}} \cdot 10^3 \Omega \quad /6/$$

és a készletetési idő:

$$\tau = l \sqrt{L_0 C_0} \cdot 10^{-9} \text{ sec} \quad /7/$$

l a vonal teljes hossza cm-ben/ előírt értékeket vegyen fel, az /5/ és /6/ egyenletek alapján összefüggéseket találhatunk a geometriai adatok között.

A tervezés folyamán először megépítettünk egy 12 cm hosszú próbadarabot, hogy összefüggéseinket ellenőrizhessük. Az ellenőrző mérések azt mutatták, hogy az önindukciót a képlet 8 kHz-nél 20-25 %-os pontossággal szolgáltatja /a számolt érték kisebb/, a kapacitásnál az eltérés azonban csak néhány százalék. Ugyancsak e mé-

- 507 -

rések alapján tűnt ki, hogy célszerűbb két szál huzalt párhuzamosan kötve föltekercselni, a veszteségek csökkentése végett. /Nagyobb keresztmetszetű huzal a kapacitás értékét rontaná le./

E tapasztalatok alapján épült meg a 60 cm hosszú késleltető vonal. Keresztmetszete a 3. ábrán látható.

A legbelső fegyverzet 60 x 7,3 x 0,1 cm-es alumínium lap, amelyre két rétegben 0,01 mm-es, 2 cm széles stiroflex csikok vannak csavarva. Erre került a tekercselés, két szál 0,5 mm-es átmérőjű lakk szigetelésű vörösréz huzallal. A tekercset a külső fémköpenytől két 1,6 mm-es plexilap szigetelte el. A belső és a legkülső fegyverzet összekötve képezi a vonal földvezetékét. A csuszó kontaktus az ábrán felül jelzett helyre került, és a csuszkával egybeépített katódcsatolt erősítő bemenetéhez csatlakozik. A csuszka cm-es beosztású skála mentén mozog, tehát a vonal 60 cm-es teljes hosszának késleltetése ismeretében a mindenkori csuszka-állásnak megfelelő késleltetés leolvasható. A késleltetett jel a katód-follower kimenetéről vehető le.

A vonalhoz tartozik még két segédelektroda - 0,1 mm-es alumíniumlemezek - melyeket két szigetelő 0,1 mm-es stiroflex lappal együtt a menetek és a plexi közé lehet helyezni. Különböző szélességű segédelektrodák alkalmazásával a kapacitás változtatható, ami a szabályozás lehetőségét teremti meg.

A vonal alkatrészeinek kellő összeszorításáról az alsó részen és a széleken alkalmazott csavarozás gondoskodik.

A vonal adatai: $l = 60 \text{ cm}$

$$m = 7,3 \text{ cm}$$

$$n = 8,62 / \text{cm}$$

$$\epsilon_1 = 2,5 \text{ (plexi)}$$

$$\epsilon_2 = 1 \text{ (levegő)}$$

$$\epsilon_1' = 2,75 \text{ (stiroflex)}$$

$$f = 0,1 \text{ cm}$$

$$d_1' = 0,002 \text{ cm}$$

$$d_1 = 0,16 \text{ cm}$$

$$d_2 = 0,065 \text{ cm}$$

$$r = 0,025 \text{ cm}$$

$$c = \frac{f + 2(d_1' + d_2)}{2} = 0,234 \text{ cm}$$

$$d = d_1 + d_2 = 0,225 \text{ cm}$$

A késleltető vonal frekvenciakaraktisztikája.

- 508 -

2. A késleltető vonal bemérése

A /4/, /5/ és /6/ képletek alapján számított hullámellenállás (/5/-ben a dupla tekercselés miatt most n helyett $2n$ szerepel) értéke 103Ω . Mérése úgy történt, hogy impulzus-generátorral hajtottuk meg a vonalat és különböző ellenállásokkal zárva le, a reflexió-mentes esetet kerestük. Így a hullámellenállásra 80Ω -ot kaptunk.

A késleltetési idő mérésére szignálgenerátort használtunk. Különböző frekvenciákon mértük a vonal mentén a hullámhosszat; a frekvencia és a hullámhossz ismeretében a késleltetési idő kiszámítható. E mérések eredményeként a késleltetési időre $4 \cdot 10^{-7}$ sec adódott. Ugyanezt az eredményt szolgáltatták az impulzustechnikai mérések is. /Képleteink a késleltetési időre $6 \cdot 10^{-7}$ sec-ot adnak./

A vonal veszteségének jellemzésére az átviteli frekvenciasáv mérését végeztük el. A hullámellenállással lezárt késleltető vonalat szignálgenerátorral hajtottuk meg, és mértük a be- és kimeneten megjelenő feszültségeket. A mérés eredményét a 4. ábra tünteti fel. A grafikonból megállapítható a sávszélesség: 4 MHz. Itt esik le a feszültségamplitudók hányadosa $\left| \frac{V_{ki}}{V_{be}} \right|$ a kezdeti konstans érték $\sqrt{2}$ -ed részére. A $\frac{V_{ki}}{V_{be}}$ értékből az egyes frekvenciákhoz tartozó csillapítási tényezők (α) számolhatók. A jósági tényező-mérésekből meghatározható α -k az ilyen módon számított α -kkal jó egyezésben vannak.

Mivel $V_{ki} = V_{be} e^{-\alpha l}$ továbbá $\alpha = \frac{R_o}{2 Z_o}$, ahol R_o az 1 cm-es vonalhossz ohmikus ellenállása, azonkívül figyelembevéve, hogy R_o elég nagy frekvenciákon a frekvencia négyzetgyökével növekszik a skin-effektus miatt, logaritmikus léptéket használva az ordinátán, négyzetgyökösét az abszcisszán, egyenest kell kapnunk. Ezt az egyenest 1,4 MHz felett meg is kapjuk. Az egyenes iránytangenséből α mint a frekvencia függvénye kiszámítható:

$$\alpha = \left[5,76 \cdot 10^{-3} + 1,86 \sqrt{f} \cdot 10^{-6} \right] \text{ neper/cm} \quad /8/$$

1,4 MHz felett. / f a frekvencia Hz-ben./

Adott keresztmetszetű hengeres rézvezető veszteségi ellenállása megadott képletekből és táblázatokból számítható [2], figyelembevéve az egyes szálak egymásra gyakorolt un. közelhatását. Ezek alapján α -ra a következő érték adódott:

A számol

3.
kel /FelAb
tos mérés
legü magA
rendezésA ké
A csuszó k
tül jutott

- 509 -

$$\alpha = 1,75 \sqrt{f} \cdot 10^6 \text{ neper/cm}$$

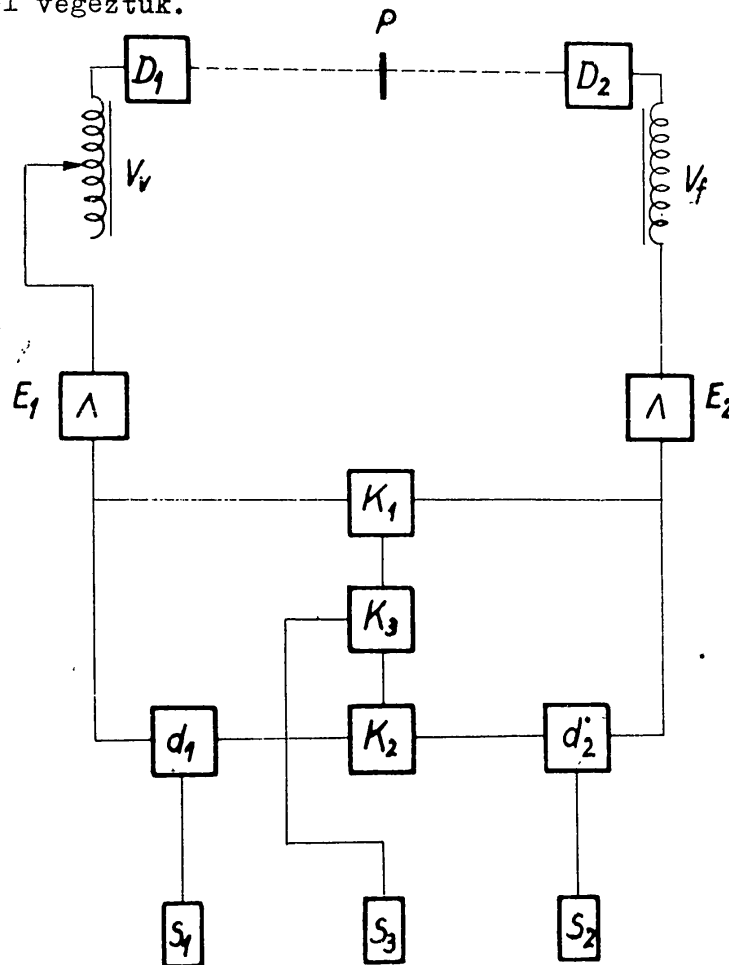
/9/

A számolás tehát α frekvenciafüggő részét helyesen megadja.

3. A vonal hitelesítése késleltetett koincidencia-mérésekkel /Felbontási idők és ThC' felezési idejének mérése/

Abból a célból, hogy meggyőződhessünk a vonallal kapcsolatos mérések szolgáltatotta adatok megbízhatóságáról, hitelesítő jellegű magfizikai méréseket hajtottunk végre.

A méréseket az 5. ábrán látható szcintillációs számlálóberendezéssel végeztük.



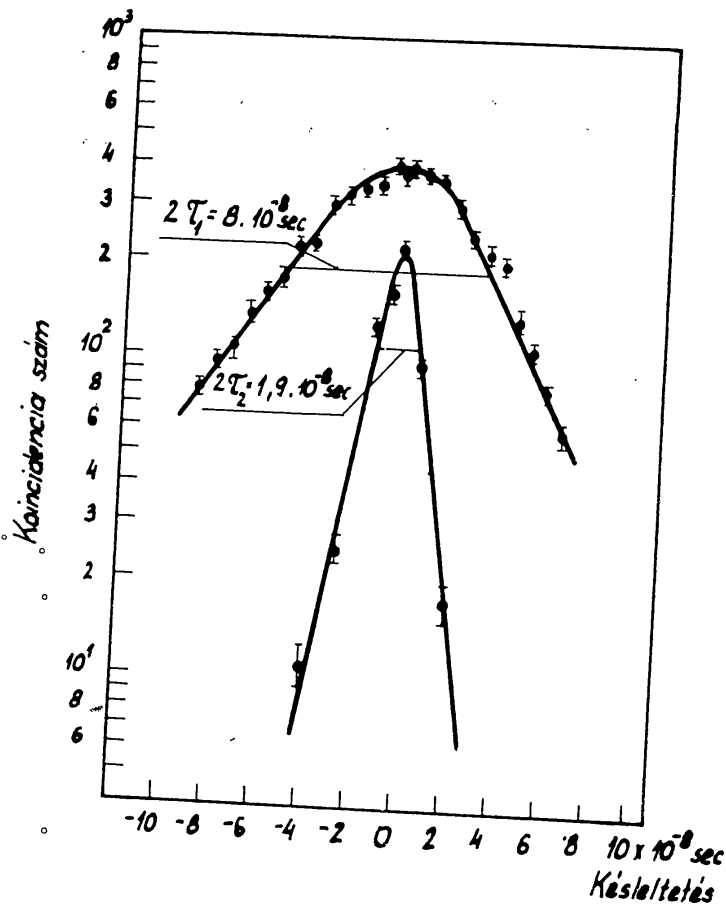
5. ábra

A késleltetett koincidencia-kapcsolás bloksémája

A késleltetés változtatását a csuszó-kontaktussal értük el. A csuszó kontaktusról a vele együttmozgó katód-followeren keresztül jutott a jel a szélessávu erősítő bemenetére.

- 510 -

A számláló berendezés felbontási idejének mérését egyik esetben pozitron-emittáló Zn^{65} preparátum prompt koincidenziákat adó megsemmisülési γ -sugárzásának detektálásával végeztük. Hogy a felbontási görbe mindkét oldalát felvehessük, a berendezés egyik csatornájában elhelyezett késleltető vonalon kívül a másik oldalon fix késleltetést is alkalmaztunk, egy 80 m hosszú koaxiális kábelt.



6. ábra

A koincidenzia kör felbontási görbéi. Alsó görbe plasztikkal, felső görbe NaJ/Tl/ kristállyal felvéve.

Szcintilláló foszforként NaJ/Tl/ kristályokat használtunk, RCA 6342-es fotomultiplierekkel.

J^{192} β - γ koincidenziáinak mérésével is felvettünk egy felbontási görbét. Minthogy ennél a mérésnél a NaJ-nál jóval kisebb utánvilágítási idejű plasztik kristályokat alkalmaztunk, a felbontási görbe most sokkal keskenyebb [3], amint az a 6. ábrából látható.

tók:

berend
ki és
vé [4]

Koincidenzia szám

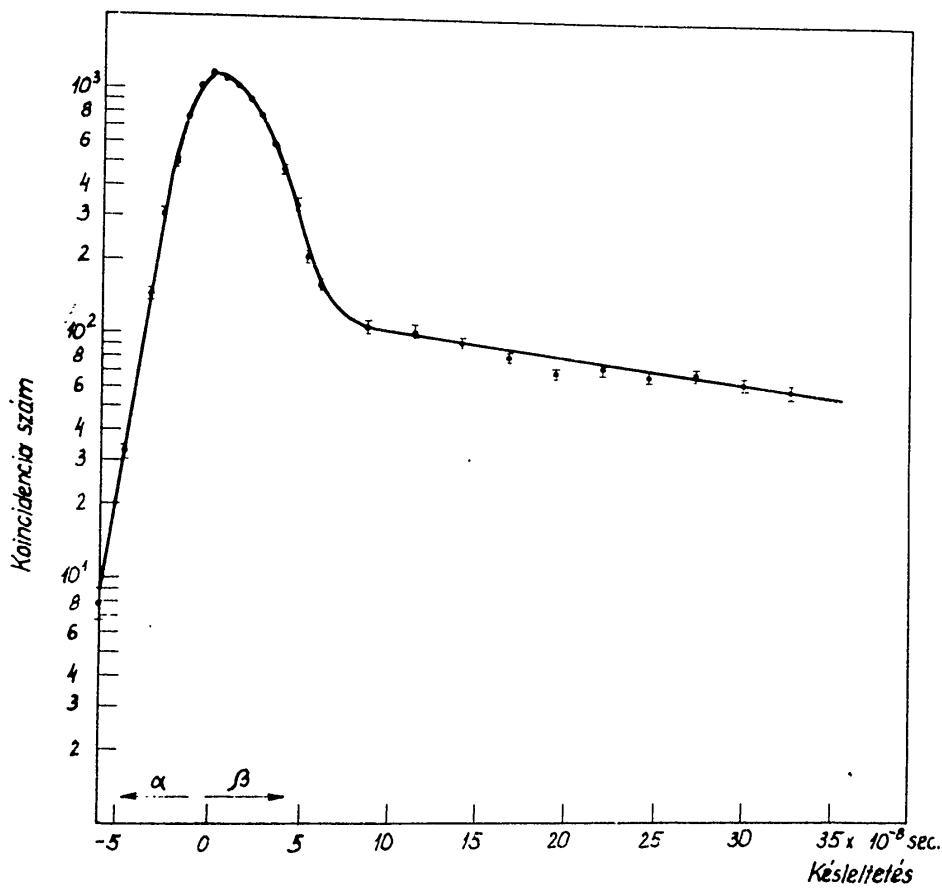
- 511 -

A felbontási görbékből az egyes felbontási idők leolvashatók:

$$\tau_1 (N_a J) = 4 \cdot 10^{-8} \text{ sec}$$

$$\tau_2 (\text{plasztik}) = 0,95 \cdot 10^{-8} \text{ sec}$$

A ThC' alapállapotának felezési idejét ugyancsak a fenti berendezéssel mértük. A ThC' mag ThC β -bomlását követően alakul ki és $3 \cdot 10^{-7}$ sec-os felezési idővel bomlik α emisszió útján ThD-vé [4].



7.ábra

A ThC' felezési idejének mérése.

- 512 -

A méréshez β - α koincideneciák késleltetésére és detektálására volt szükség. Preparátumnak 0,005 mm-es alumíniumfóliára emanációs kamrában felvitt ThB-t használtunk. α és β -detektorként plasztikot illetve antracénkristályokat alkalmaztunk, RCA 5819-es multiplierekkel. A β -számláló után helyeztük el a késleltető vonalat, az α -számláló impulzusait pedig 20 m-es kábellel késleltettük.

A felvett késleltetési görbe a 7. ábrán látható. A β -számláló jeleinek késleltetésével a ThC' α -bomlásának megfelelő exponenciális görbét kaptuk meg. Megfigyelhető a görbén a nulla-késleltetés környezetében a prompt koincideneciák okozta beütésszám-növekedés, az α -oldali késleltetés felé pedig a koincideneciá-számnak a véletlen koincideneciá-szintre való lecsökkenése.

Az egyenes szakaszból a legkisebb négyzetek módszerével határoztuk meg a felezési időt. A kapott eredmény:

$$T_{1/2} = (3,2 \pm 0,66) \cdot 10^{-7} \text{ sec},$$

amely az irodalmi $3,04 \cdot 10^{-7}$ sec értékkel [5] a mérési pontosságon belül jó egyezésben van.

Összefoglalva megállapíthatjuk, hogy a fentiekben leírt késleltető vonaltípus megfelel a követelményeknek, késleltetett koincideneciámérések elvégzésére alkalmas. Hasonló elrendezésű vonalak a /4/-/7/ képletek alapján a hullámellenállást és a késleltetést illetőleg 20-30 %-os pontosságon belül megtervezhetők.

-.-.-

Köszönetünket fejezzük ki Simonyi Károly professzor urnak munkánk iránt tanusított érdeklődéséért, továbbá Uzsocki Miklósnak a számításokkal kapcsolatos segítségéért és értékes tanácsaiért.

★

I r o d a l o m

- [1] Erő J.-Schmidt Gy.: Elektrosztatika. Tankönyvkiadó 1954. 105.old.
- [2] Szmirenyin, B.A.: A rádiótechnika kézikönyve I. Nehézipari Könyvkiadó, 1952. 44-46.old.
- [3] Siegbahn, K.: Beta and Gamma-Ray Spectroscopy. North-Holland Publishing Co. Amsterdam, 1955. XVIII. fejezet.

[4] Su

[5] La

Érkezet

KFKI Kö

- 513 -

[4] Surugue, I.: Sur les rayonnements et les niveaux d'excitation de quelques corps radioactifs, Journ. de Phys. 1946.

[5] Landolt-Börnstein: Zahlenwerte und Funktionen I. 5., Springer, 1952.

Érkezett 1957.okt.14.

KFKI Közlemények 5.évf. 5.szám, 1957.

tálásá-
emaná-
ént
319-es
ető vo-
slel-
szám-
ó ex-
a-kés-
zám-
ia-
l hatá-
ágon
kés-
koin-
alak
ést
ak
snak
rt.
nd

- 514 -

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY
OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

és

A RADIOLÓGIAI OSZTÁLY
OSZTÁLYVEZETŐ: BOZÓKY LÁSZLÓ
KÖZLEMÉNYE

Radioaktív készítmények elemzése fizikai módszerrel

Irta: Fehér István és Vödrös Dániel

Összefoglalás

Ipari nyomjelzős kísérletek maradék radioaktív szennyeződését a bomlási görbe és a gamma spektrum felvételével, valamint a radiokémiai elválasztással megvizsgáltuk. Fe-59 mintánkban jelentős mennyiségű Fe-55 és Co-60 izotópot mutattunk ki.

Bevezetés

Ismeretes, hogy néhány radioaktív izotóp szennyezés mentes előállítása nehézségekbe ütközik. Másrészt a radioaktív izotópokkal végrehajtott ipari kísérleteknél nagy gondossággal kell eljárni. Ezért rövid felezési idejű izotópoknál felhasználás előtt mindig meg kell vizsgálni az izotóp radiokémiai tisztaságát, nehogy ún. "maradék aktivitás", azaz hosszú életű radioizotóppal való szennyezés a vizsgált ipari mintákat megsemmisítésre ítélje.

Megvizsgáltunk néhány Co-60, Fe-59 és Cs-137 mintát és a Fe-59 preparátumról a következőket állapítottuk meg:

A Fe-59-s előállításánál - ha máglyabesugárzással készül - Fe-55 és Co-60 szennyezés mindig előfordul [1]. Ipari kísérletekhez szükséges 100 mc nagyságrendű Fe-59-t csak máglyában lehet előállítani. A sugárzó izotópok adatai:

Izotóp

Fe-59

Fe-55

Co-60

Vizsgálás

I.

A

lócsőnek

keresztü

Imp/peri

10³

5

10²

sal mér

sugárzó

"maradé

dőpontj

meg.

I

N

a vizsg

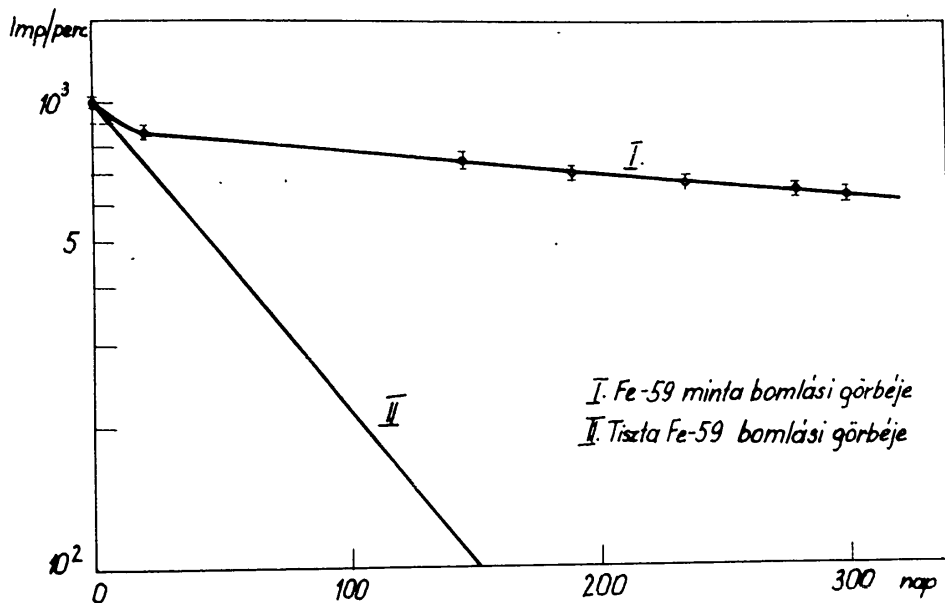
- 515 -

Izotóp	felezési idő	β -sugárzás	γ -sugárzás
Fe-59	45,1 nap	0,460 MeV 0,257 MeV	1,097 MeV 1,295 MeV
Fe-55	2,94 év	K-befogás	
Co-60	5,27 év	0,306 MeV	1,171 MeV 1,332 MeV

Vizsgálatok

I. Felezési idő mérése

A Fe-59 mintákat jól rögzíthető geometriában, a G-M számlálócsőnek 1 mm vastag sárgarézcsőbe való helyezésével közel 1 éven keresztül mértük. Az 1.ábrából látható, hogy a minta γ -sugárzás-

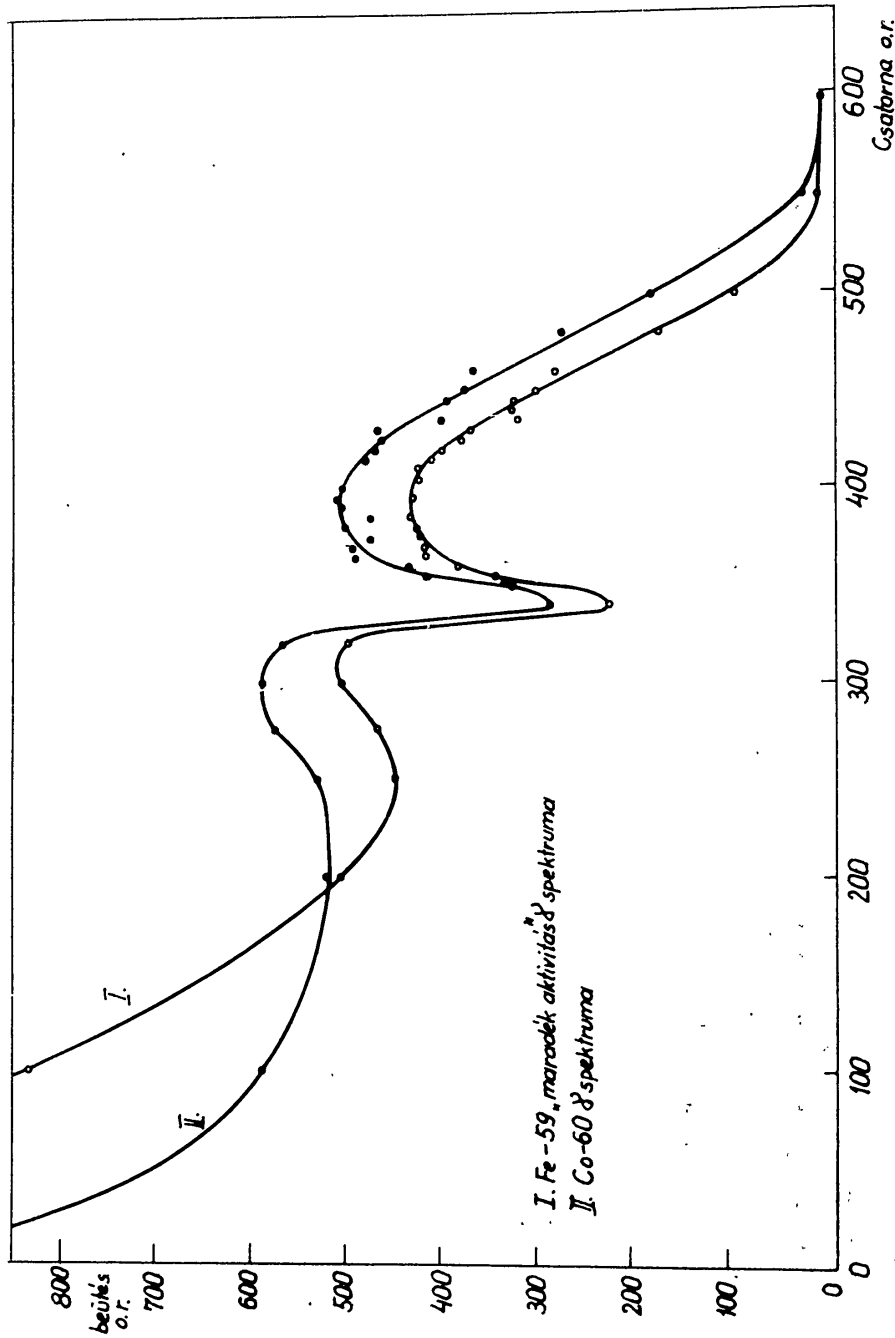


1.ábra

sal mért bomlási görbéje legalább egy hosszabb felezési idejű γ sugárzó izotóp jelenlétére enged következtetni. A hosszú életű "maradék aktivitás"-nak megfelelő komponens a vizsgálat nulla időpontjában a G-M csővel mért összes γ aktivitás 80 %-nak felelt meg.

II. γ spektrum mérése

NaJ/Tl/ kristályos szcintillációs spektrométerrel 3/4 évvel a vizsgálat 0 időpontja után /ami a Fe-59 hat felezési idejének



2. ábra.

felel m
 spektru
 parátum
 alapján
 mazik.
 a külön
 forrás

I
 A
 süinkre.
 elegybe
 ket elt
 sá alak
 oldatké
 A
 teket h
 való ki
 res fáz
 rad. A
 2,00 ml
 tányérk

alumini
 A
 tatni,
 fajlago
 látható
 /ÉMG.Ty
 mig a
 irt mód
 elválas
 végabl
 vagyis
 geztük
 redmén

/Z=1.3/

- 517 -

felel meg/ megmértük a minta maradék aktivitásának spektrumát. A spektrum a 2. ábrán látható, melléje felrajzoltunk egy Co-60 preparátummal készített spektrumot is. A spektrumok türhető egyezése alapján a minta maradék γ aktivitása feltehetően Co-60-tól származik. /A γ spektrum kis energiájú tartományában fellépő eltérés a különböző fajlagos aktivitású és geometriai elrendezésű sugárforrás nem azonos Compton szórásával magyarázható./

III. Kémiai elválasztás, sugárabszorpciós mérések

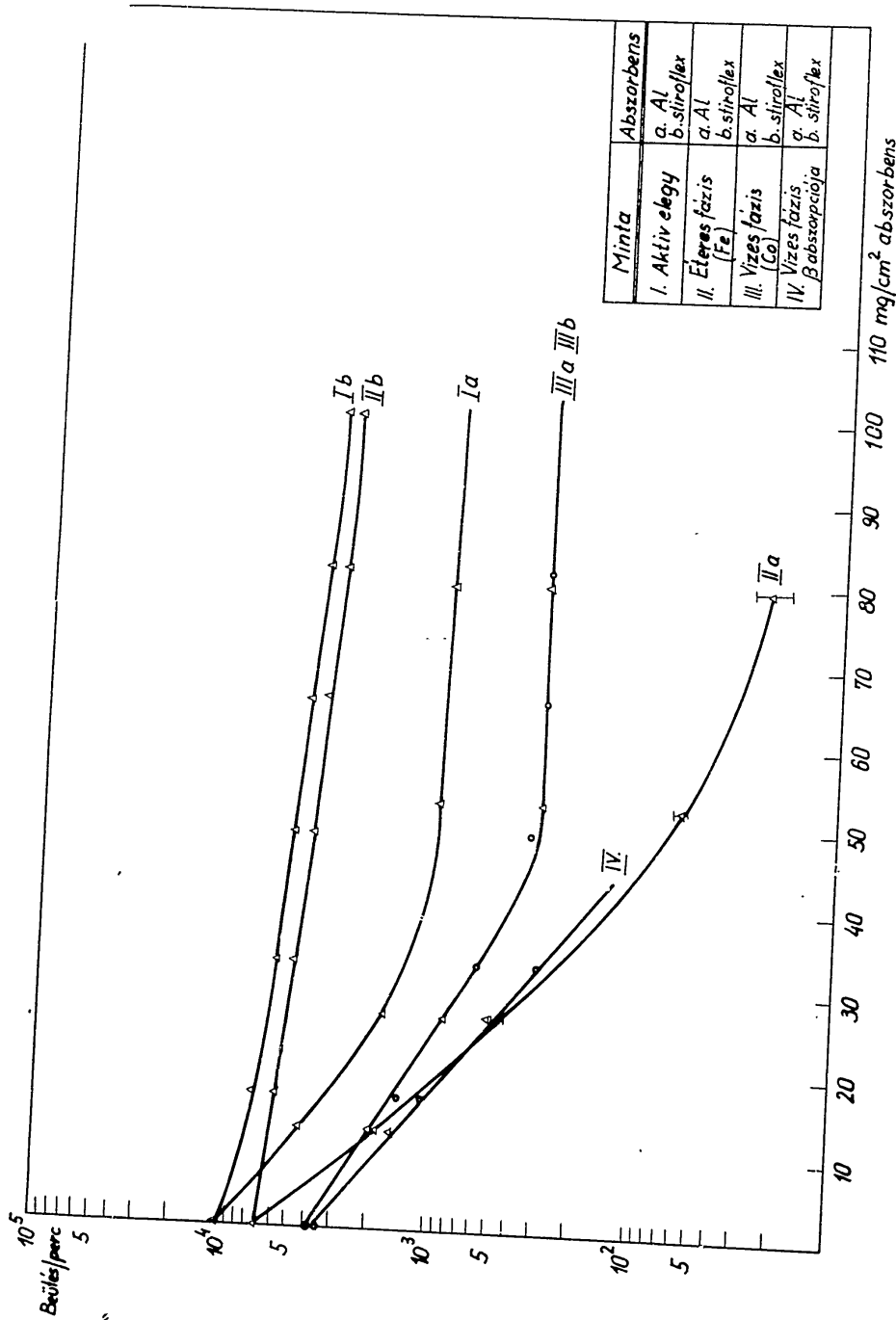
A vizsgált minta fém /vaspor/ formájában állt rendelkezésünkre. Ebből 3 mg-nyit 0,5 ml cc. HCl és egy csepp cc. HNO₃ sav elegyben feloldottunk, majd fél óráig melegítve a nitrozus gőzöket eltávolítottuk. E közben a Fe²⁺ alakban oldódott vas ferrivasá alakult. A 4 ml-re kiegészített oldatot a továbbiakban törzsoldatként használtuk.

Az elválasztáshoz a törzsoldatból 0,50 - 0,50 ml-es részleteket használtunk. Az elválasztást 5 n. HCl-es közegből éterrel való kirázással hajtottuk végre [2]. Ilyenkor a vas zöme az éteres fázisba megy, míg a Co veszteség nélkül a vizes fázisban marad. A sósavat szárazra párolással elűztük. A száraz maradékot 2,00 ml vízzel felvettük, majd 0,20 ml-es részleteket alumínium tányérkán szárazra pároltuk.

Az eredeti törzsoldatot 0,10 ill. 0,20 ml-es részletekben alumínium tányérkán bepároltuk.

A vizes fázisban elválasztás után vasat nem tudtunk kimutatni, az eredeti mintában Co-t kémiailag nem találtunk. /Nagy fajlagos aktivitás./ Már az elválasztás közben qualitative jól látható volt a G-M csöves szennyezettségvizsgáló készülékkel /EMG.Type 1862/, hogy a vasat nem tartalmazó vizes fázis γ aktiv, míg a vasat tartalmazó éteres rész γ inaktiv. Az előbbieken leírt módon alumínium tálkára vitt elválasztás előtti, valamint az elválasztás utáni két mintát vékonyfalu /6 mg/cm²-es/ csillám végablakos G-M csővel megmértük és azt találtuk, hogy az éteres, vagyis a vasat tartalmazó fázis is aktiv. Az elválasztást elvégeztük 1,3 mg kobalt hordozó hozzáadásával is és ugyanazt az eredményt kaptuk /1. táblázat/.

Megmértük a minták abszorpciós koefficiensét alumíniummal /Z=13/ és stiroflexszel /Z átlag = 5.75/. Az eredmény a 3. ábrán



3. ábra.

láth
tó k
A va
röntg
[3] e

a Fe-55
A mintá
a felez
A
behangz
Kö

- 519 -

látható. A kobalt gyanus fázis β abszorpciója és a μ/ρ együttható közel irodalmi értéket ad és nem mutat rendszámtól való függést. A vasas fázis μ/ρ értéke a K befogás után emittált 5.87 keV-es röntgen vonalnak megfelelően az irodalmi adatokkal jó egyezésben [3] erősen függ a rendszámtól.

MINTA		Éteres fázis		Vizes fázisra eső beütés %
		Vizes fázis beütés/perc		
I.	Hordozó nélkül	43940	30965	41,3
	Kobalt hordozóval	52325	33780	39,2
II.	Hordozó nélkül	34440	18817	64,7
	Kobalt hordozóval	33535	16070	67,6

I. Táblázat.

Mn-55 K-vonalára, mely $2.1 \text{ A}^0 / 5.87 \text{ keV}$ nek felel meg:

irodalmi /Victoren/	talált értékek
$\mu/\rho_{(Al)} = 121 \text{ cm}^2/\text{gr}$	$111 \text{ cm}^2/\text{gr}$
$\mu/\rho_{(stiroflex)} = 9,5 \text{ "}$	$12,5 \text{ "}$

Az elválasztás előtti minta sugárabszorpciós görbéje /I./ a Fe-55 /II./ és Co-60 /III./ abszorpciós görbéinek az eredője. A minták aktivitása 35 nap alatt nem csökkent kimutatható módon, a felezési idő nagyobb mint egy év.

A minták maradék aktivitása mindhárom módszerrel mérve egybehangzóan Co-60 és Fe-55 izotóptól származik.

Köszönetet mondunk Pócs Lajosnak a γ spektrum felvételéért.

- 52o -

I r o d a l o m

- [1] Rayburn W.Dunn. Nucleonics, 1952. Vol.10.No.7.p.8-13
- [2] E.Broda, Phys.Soc.Conf.Rep.Cambridge /1947/
- [3] Siegbahn: Spektroskopie der Röntgenstrahlen.

Érkezett 1957.okt.14.

KFKI Közlemények 5.évf. 5.szám, 1957.

Össze

aktiv
laljul
tivita
dencia
viden
lökkal
redmél
lémáj

1. §.

ronflu
mivel
magrea
kéket
eszkö
neutro
nehéze
ronflu
hézség
20 szá
 ϕ köz

- 521 -

A KISÉRLETI ATOMREAKTOR FIZIKAI OSZTÁLYÁNAK KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: PÁL LÉNÁRD

Termikus neutronok fluxusának mérése
aktivációs módszerrel

Irta: Ádám András és Lovas István

Összefoglalás

Röviden felsoroljuk a neutronfluxus mérésére alkalmas radioaktív indikátorokkal szemben támasztott követelményeket. Összefoglaljuk a neutronfluxus és a neutron befogás hatására keletkező aktivitás mértéke közötti összefüggéseket. Körvonalazzuk a koincidencia módszerrel történő abszolút aktivitás mérés elvét. Majd röviden ismertetjük egy GM-csővel és egy szcintillációs számlálókkal működő mérőberendezés felépítését. Végül pedig a mérés eredmények kiértékelésének és a mérés eredmények hibájának a problémájával foglalkozunk.

1.§. Bevezetés

Számos neutronfizikai méréssel kapcsolatban felmerül a neutronfluxus meghatározásának feladata. A neutronok regisztrálása, mivel maguk nem ionizálnak, mindig valamely alkalmasan választott magreakció útján történik. Ennek eredményeképpen töltött részecskéket, vagy gamma kvantumokat kell regisztrálni, amihez számos eszköz és jól kidolgozott módszerek állnak rendelkezésre. Ezért neutronintenzitások relatív mérését, összehasonlítását, különösebb nehézségek nélkül jó pontossággal lehet elvégezni. Termikus neutronfluxus abszolút nagyságának meghatározásánál azonban több nehézség jelentkezik és főleg az ilyen mérések hibája elég nagy, 10-20 százalék [1]. A pontosságot az alábbi körülmények korlátozzák:

1. A regisztrált beütésszám N és a keresett neutronfluxus ϕ közötti összefüggés alakja:

$$N \sim \int \phi(E) \Sigma(E) dE$$

- 522 -

ahol E a neutron energia $\phi(E) dE$ neutronfluxus az E és $E + dE$ energia intervallumban és $\Sigma(E)$ az adott magreakcióra vonatkozó makroszkópikus hatáskeresztmetszet. Tehát a neutronfluxus meghatározásához ismerni kell az adott neutron energiákhoz tartozó hatáskeresztmetszetet. A hatáskeresztmetszet mérések hibája igen nagy, mintegy 10 %.

2. Ugyancsak ismerni kellene a vizsgált neutronok energiaspektrumát. Ezzel kapcsolatban az a gyakorlat, hogy az idealizált esetre elméletileg kiszámított energiaspektrumot használják fel, ami általában csak többé-kevésbé felel meg a konkrét kísérlet feltevélei között kialakuló spektrumnak.

3. A neutronsugárzás hatásának kitett céltárgy sugárzásának abszolút intenzitását kell meghatározni. Ehhez ismerni kell a detektorok és a regisztráló berendezés megszólalási valószínűségét, valamint a regisztrálás térszögét. Ezen mennyiségek meghatározása igen körülményes, és általában pontatlan.

Ezekkel számbavettük az abszolút mérés alapvető nehézségeit. A mérések kiértékelésénél, mint látni fogjuk, még különböző korrekciókra is szükség lesz, amelyek kisebb mértékben szintén korlátozzák a pontosságot.

2.§. A rádioaktív indikátor módszer

Termikus és epitermikus neutronok regisztrálásának legelterjedtebb módszere az ún. aktivációs módszer [2]. Ennek lényege az, hogy a vizsgált neutrontérben valamely rádioaktív indikátort helyezünk el, amelyben neutronok hatására mesterséges rádioaktivitás keletkezik. A rádioaktív indikátort vékony fólia alakjában használják fel, ugyanis az indikátor mint neutron abszorbens megváltoztatja a neutronok térbeli eloszlását, eltorzítja a teret.

Indikátor céljára számos anyag megfelel. Így: ezüst, arany, indium, rhódium stb. Az indikátorral szemben támasztott követelmények a következők:

1. Nagy legyen az aktivációs hatáskeresztmetszet.
2. A keletkező rádióaktív atomok bomlási sémája egyszerű legyen és főleg jól ismert.
3. Alkalmasság legyen a keletkező aktivitás felezési ideje.
4. A gamma belső konverziója csekély legyen.

3.§. Az

T
el. Leg
ronok s
indikát
ciálegyT ideig
dőpontbaEbből a
vítés/:A gyakor
aktivita

és

No
kapcsolaahol n a
az indik
ban a ne
Feltétele
valámit
lában ϕ
neutronfl
Nézzük me

5. Az indikátor könnyen megmunkálható legyen vékony fóliává.
6. A termikus tartományban teljesüljön az $1/v$ törvény.

3.§. Az indikátorban gerjesztett aktivitás

Tekintsünk egy indikátort, amelyet neutronterben helyeztünk el. Legyen N_0 az indikátorban egy másodperc alatt befogódó neutronok száma. A keletkező rádioaktivitás bomlási állandója λ . Az indikátorban keletkező rádioaktív magok számát az alábbi differenciálegyenlet adja meg:

$$\frac{dN}{dt} = N_0 - \lambda N$$

T ideig tartó besugárzás esetén a besugárzás befejezése után t időpontban az aktivitás:

$$A(t, T) = N_0 (1 - e^{-\lambda T}) e^{-\lambda t}$$

Ebből a bennünket érdeklő N_0 ($N_0 = A(0, \infty)$) az un. telítési aktivitás/:

$$N_0 = \frac{A(t, T)}{(1 - e^{-\lambda T}) e^{-\lambda t}}$$

A gyakorlatban N_0 meghatározása úgy történik, hogy az integrális aktivitást mérjük valamely t_1 és t_2 időpontok között:

$$m(t_1, t_2, T) = \int_{t_1}^{t_2} A(t, T) dT = \frac{1}{\lambda} N_0 (1 - e^{-\lambda T}) (e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2})$$

és

$$N_0 = \frac{\lambda m(t_1, t_2, T)}{(1 - e^{-\lambda T}) (e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2})}$$

N_0 telítési aktivitás és a neutronfluxus között a következő kapcsolat áll fenn:

$$N_0 = nV \int_0^{\infty} \phi(E) \sigma_a(E) dE$$

ahol n az indikátor egységnyi térfogatában lévő atomok száma, V az indikátor térfogata, $\phi(E) dE$ az E és $E+dE$ energia intervallumban a neutronfluxus és $\sigma_a(E)$ az aktivációs hatáskeresztmetszet. Feltételeztük, hogy az indikátor nem torzítja el a neutronteret, valamint az önárnyékolást sem vettük figyelembe /lásd: 7.§/. Általában $\phi(E)$ és $\sigma_a(E)$ bonyolult függvényei az energiának. Ezért a neutronfluxus meghatározásához közelítő feltevésekkel kell élnünk. Nézzük meg a következő két, gyakorlatilag fontos esetet:

- 524 -

a/

Ha a neutronok teljesen lelassultak és hőmérsékleti egyensúlyban vannak, az adott közeg atomjaival, a neutronok energiaeloszlása a Maxwell-Boltzmann eloszlás:

$$\phi(E) = A e^{-\frac{E}{kT}} \cdot E$$

ahol $A = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \cdot \frac{2\pi}{(\pi k T)^{3/2}} \nu \cdot \nu$ a közegben lévő összes neutron számát jelenti. A valóságban a neutronok eloszlása nem követi pontosan a Maxwell-Boltzmann eloszlást. A legtöbb közeg u.i. bizonyos mértékben abszorbeálja a neutronokat és a rezonanciasávok kivételével a befogási hatáskeresztmetszet nő, az energia csökkenésével. A lassu neutronok fokozott elnyelése az átlag energia megnövekedésére vezet. A neutronok eloszlását nem torzítja el az abszorpció, amikor a befogási hatáskeresztmetszet követi az-un. $1/v$ törvényt, $\sigma_a \sim \frac{1}{v}$. Ilyenkor az elnyelt neutronok száma minden energiánál arányos a neutronok számával. Gyengén abszorbeáló közegre közelítésként használni lehet a Maxwell-Boltzmann eloszlást termikus neutronokra akkor is, ha nem teljesül az $1/v$ törvény.

Tételezzük fel, hogy az adott indikátor aktivációs hatáskeresztmetszetére érvényes az $1/v$ törvény:

$$\sigma_a(E) = \sigma_a' \left(\frac{kT}{E}\right)^{1/2}$$

ahol $\sigma_a' E = kT$ -nek felel meg. Így

$$N_o = A n V \sigma_a' (kT)^{1/2} \int_0^{\infty} E^{1/2} e^{-\frac{E}{kT}} dE = \frac{A n V \sigma_a' (kT)^2 \sqrt{\pi}}{2}$$

Az integrális neutronfluxus:

$$\phi = \int_0^{\infty} \phi(E) dE = A (kT)^2$$

Igy:

$$N = \frac{n V \sigma_a' \sqrt{\pi}}{2} \phi = \frac{n V \sigma_a'}{1,128} \phi$$

Ezen formulák segítségével a megadott feltételek alapján meghatározhatjuk aktivációs mérésekből az integrális neutronfluxust.

b/

A másik gyakorlatilag fontos eset a rezonancia befogás. Tételezzük fel, hogy a befogási hatáskeresztmetszetnek az adott indikátor esetében egy egyedülálló éles rezonanciája van az $E = E_r$

- 525 -

energiánál. Tekintsünk el a termikus neutronok által gerjesztett aktiválástól, ezt ui. ki lehet küszöbölni azáltal, hogy az indikátort megfelelő kadmium réteggel vesszük körül /lásd: 4.§/.

Egy egyedülálló rezonancia esetében használni lehet a Breit-Wigner formulát:

$$\sigma_a(E) = \left(\frac{E_r}{E}\right)^{1/2} \frac{\frac{1}{4}\Gamma^2\sigma_a'}{(E-E_r)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2}$$

ahol $\sigma_a' = \sigma_{a_{max}}$

A neutronfluxus eloszlására használjuk fel a lelassulási elméletből adódó asszimptotikus megoldást:

$$\phi(E) = \frac{B}{E}$$

ahol B állandó. Így:

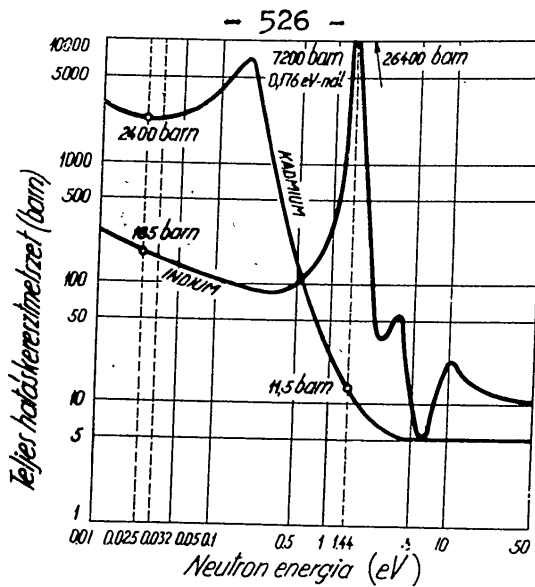
$$N_o = nVB \int \left(\frac{E_r}{E}\right)^{1/2} \frac{\frac{1}{4}\Gamma^2\sigma_a'}{(E-E_r)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2} dE$$

Az integrált egyszerűen ki lehet számítani és illy módon meg lehet határozni a B állandót, illetve a neutronfluxust a rezonanciatarományban.

4.§. A termikus és rezonancia neutronok szétválasztása

A termikus és rezonancia neutronok aktivációjának szétválasztásá a következőképpen oldják meg: az indikátorként használt anyagok hatáskeresztmetszete epitermikus neutronokra még elég nagy és gyakran rezonanciák is fellépnek ebben a tartományban. Például indium esetében a termikus tartományban a hatáskeresztmetszet követi az $1/v$ törvényt, de 1,44 eV-nál éles rezonancia van. Így az indikátor aktivációjában mind a termikus, mind a rezonancia neutronok résztvesznek. Ha egy kadmium réteggel borított indikátort aktiválunk, az indikátort lényegében csak a rezonancia neutronok aktiválják. A kadmiumnak ui. igen nagy, /2400 barn/hatáskeresztmetszete van termikus neutronokra és 0,176 eV-nál rezonanciája van, amely után a hatáskeresztmetszet rohamosan csökken /l. ábra/. A kadmium borítással és anélkül végzett mérések viszonyából meg lehet állapítani külön a termikus neutronok aktivációját és külön a rezonancia neutronok által létrehozott aktiválást.

Tegyük fel, hogy a kadmium borítás minden E_{Cd} energiánál kisebb energiájú neutront elnyel, és azokat, amelyeknek energiája E_{Cd} fölött van, átengedi. A valóságban a levágási energia nem ilyen



1. ábra

Kadmium és indium teljes neutron hatás keresztmetszete.

éles, ezt azonban egy korrekcióval fogjuk figyelembe venni /lásd: 7 §/. Az összes aktivitás:

$$N_o = nV \int_{E_{cd}}^{\infty} \phi(E) \sigma_a(E) dE + nV \int_{E_{cd}}^{\infty} \phi(E) \sigma_a(E) dE$$

Az első integrál a termikus aktivációnak, a második a rezonancia aktivitásnak felel meg:

$$N_o = N_{tn} + N_r$$

és ebből

$$N_{th} = N_o - N_r$$

N_o a kadmium borítás nélkül, N_r a kadmium borítással mért telítési aktivitás.

5.§. Az aktivitás mérésének módszere

Abszolút mérésnél nehézséget okoz a regisztrálás térszögének és a számláló megészálalási valószínűségének meghatározása. Ezen nehézségek kiküszöbölését teszi lehetővé a koincidencia módszer. Neutron befogásnál keletkező radioaktív magok gyakran bomlanak úgy, hogy két, vagy több részecskét bocsátanak ki egymás után. Két részecske egyidejű regisztrálása és a fellépő koincidenciák

- 527 -

regisztrálása módot ad a bomlások abszolút számának kiszámítására anélkül, hogy a megszólalási valószínűségeket és a térszögeket ismerni kellene [1,3].

Legyen A az indikátor aktivitása valamely t időpontban, a besugárzás befejezése után. Legyen ρ_I az I. számláló és ρ_{II} a II. számláló hatásfoka, az adott geometriai elrendezésben. Ekkor a számlálók másodpercenként

$$A_I = \rho_I A \quad \text{és} \quad A_{II} = \rho_{II} A$$

beütésszámokat regisztrálnak. A koincidencia fokozat által másodpercenként regisztrált valódi koincidenciák száma:

$$A_{I,II} = \rho_I \cdot \rho_{II} A$$

és ebből

$$A = \frac{A_I \cdot A_{II}}{A_{I,II}}$$

Mivel az aktivitás a mérés folyamán csökken, nem az aktivitást, hanem az integrális beütésszámot regisztráljuk, valamely t_1 és t_2 időpontok között. Ekkor

$$N = \frac{m_I \cdot m_{II}}{m_{I,II}} \cdot \frac{\lambda}{e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2}}$$

ahol m_I , m_{II} és $m_{I,II}$ a megfelelő integrális beütésszámok N_0 pedig a $t=0$ időpontnak megfelelő aktivitás.

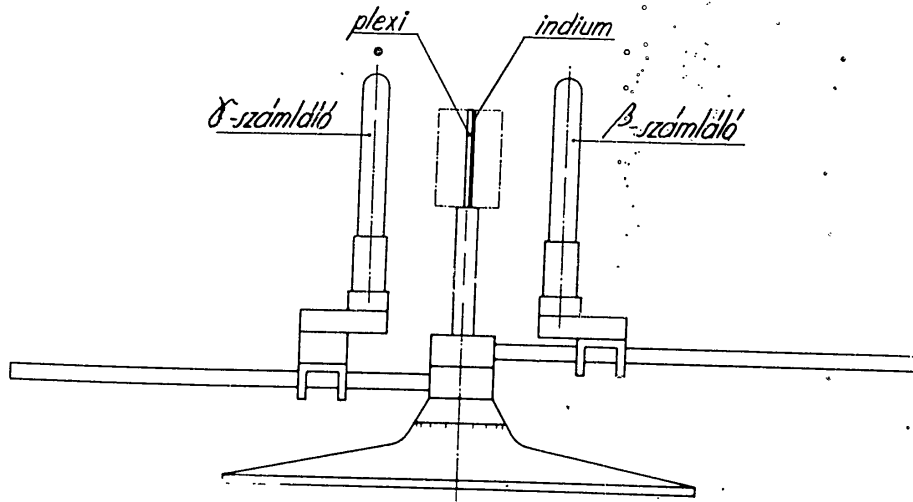
6.§. A mérőberendezés

Méréseinknél az indikátor anyaga indium volt. A keletkezett aktivitás felezési ideje 54 perc. Az In^{116} -nak van egy izomer állapot is, amely 13 sec. felezési idővel rendelkezik, de ez nem zavarja a mérést, ui. ez 1 perc alatt nagyrészt lebomlik. Az indium beta bomlását két-három gamma emissziója követi. A fólia vastagsága 70-80 mg/cm² volt, Tittle [4] mérései szerint aktivációs méréseknél legalkalmasabb fólia vastagság kb. 100 mg/cm². A detektorok az IGV által készített akvadag bevonatos vékony üvegfalu GM-csővek voltak. A GM-csővekhez alkalmazkodva, a fóliát 24 x 60 mm-es téglalapnak választottuk. Merevítés céljából a fóliát 1 mm-es vastagságú plexi lemezre ragasztottuk fel. A fólia merevítésénél az a szempont, hogy ne vigyünk sok idegen anyagot a neutronterembe, és főleg ne vigyünk neutronokat erősen abszorbeáló anyagokat,

- 528 -

vagy olyant, amelynek lelassítási tulajdonságai erősen eltérnek az alkalmazott lassító közegétől.

A fólia, valamint a GM-csövek elhelyezésére szolgáló állvány a 2. ábrán látható.*



2. ábra

GM csöves mérőberendezés abszolút aktivitás méréséhez.

A regisztráló berendezés a következő egységekből áll: két formálókör, egy 3,4 μ sec. felbontási idejű kettős koincidencia keverő, hat 16-os leosztású scaler, három számláló végfokozat és a megfelelő tápegységek. Az egységeket a Központi Elektronikus Csoport készítette.

A számlálási hatásfok növelése, a jobb térszög kihasználás, a β számláló γ érzékenységének csökkentése céljából a GM-csőves megoldás mellett szcintillációs számlálókat is alkalmazunk. A számlálók FEU-19 típusú fotoelektron sokszorozóval működnek. β számlálásra antracén kristályt, γ számlálásra paraterfenilt tartalmazó plasztikus foszfort használunk. A két számláló-kristály közé lehet elhelyezni a mérendő indikátort és szükség szerint a megfelelő abszorbenseket.

* Az állványon a fólia és a GM-csövek távolsága változtatható. Így a valódi és a véletlen koincidenciák viszonyát szabályozhatjuk, ami $\gamma - \gamma$ koincidenciák mérése esetén szükséges.

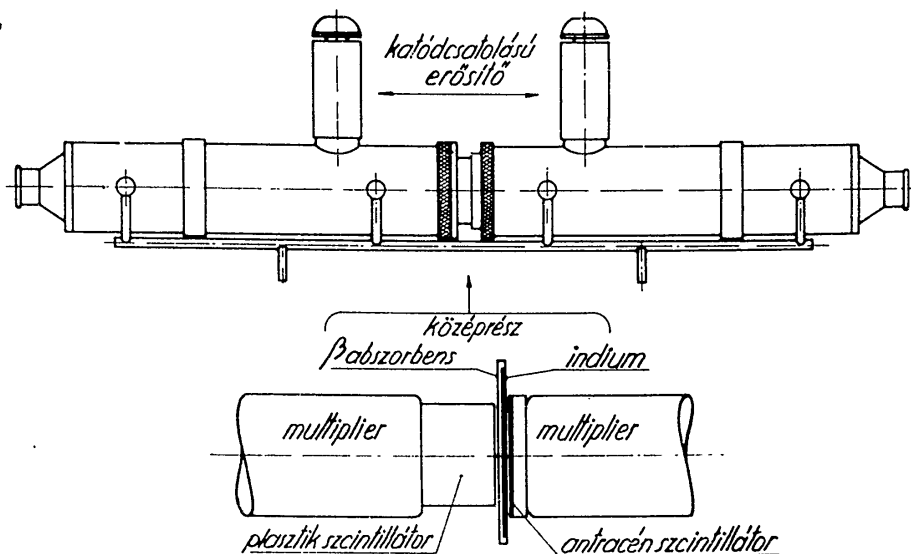
raga
teti

GM-cs
hoz m
erősi
pedig
krimi
ra sz
rátor

a szá
száml
bilan
merés
stabi
krimi
feszü
forrá
zéken

- 529 -

A szcintillációs számlálóhoz 40 mm átmérőjű plexi gyűrűre ragasztott indikátort használunk. A berendezést a 3. ábra szemlélteti.



3. ábra

Szcintillációs számlálókkal működő abszolút aktivitásmérő berendezés.

Az elektronikus regisztráló berendezés erősen emlékeztet a GM-csőves változatára. A különbség csupán annyi, hogy a számlálóhoz nem egyszerű formálókörök csatlakoznak, hanem katód-csatolt erősítők; ezeken keresztül a jelek egy-egy impulzus erősítőre, majd pedig a zaj jelektől való elválasztás céljából Schmitt-körös diszkriminátorra jutnak. A diszkriminátor jelei még további formálásra szorulnak. Ezt egy kristály-diódás jelvágóval kombinált univibrátor végzi.

A mérés elvéből következik, hogy a méréseredmény független a számláló hatásfokától. Ebből arra következtethetünk, hogy a számláló berendezéseknek nem feltétlenül szükséges különösen stabilan működni. Ennek ellenére, az esetleges rejtett hibák felismerése és kiküszöbölése érdekében mégis célszerű mennél nagyobb stabilitást biztosítani. Ebből a célból az erősítőket és a diszkriminátorokat függetlenített stabil anódpótlórói látjuk el tápfeszültséggel. Az elektroncsövek fűtésére stabilizált feszültségforrást használunk. Minthogy az elektronsokszorozók rendkívül érzékenyek a tápláló nagyfeszültség ingadozásaival szemben, azért

- 53o -

célszerűnek bizonyult feszültségforrásként száraz telepeket használni. A mérés kezdete előtt néhány órával ajánlatos rákapcsolni az elektronsokszorozókra a nagyfeszültséget, hogy mind a telepeknek, mind pedig az elektronsokszorozóknak ideje legyen a formálódásra. Különleges hőmérséklet stabilizálásra nincs szükség, de célszerű a nagyobb ingadozásokat kerülni.

Ezeknek a szempontoknak a figyelembe vételével sikerült elérni, hogy mind a rövid /1-2 perces/, mind pedig a hosszú /1-2 óra/ méréssorozatok szórása kisebb, mint a normál statisztikus szórás háromszorosa.

Megvizsgáltuk, hogy az abszolút bomlásszám mérése mennyire függ a számláló diszkriminációs szintjétől. Több preparátum /indium, irridium/ abszolút bomlásszámát mértük a diszkriminátor feszültségfüggvényében. Azt tapasztaltuk, hogy egy bizonyos diszkriminációs tartományban a mért értékek hibahatáron belül megegyeznek. Ez a tartomány kb. 8 V széles; ott kezdődik, ahol a zaj jelek már nem kerülnek regisztrálásra, és ott végződik, ahol a kisenergiájú beta részekből származó jeleket a diszkriminátor már nagy valószínűséggel levágja. A tényleges méréseknél a diszkriminátorokat ennek a tartománynak a közepére állítjuk.

7.§. A mérés eredmények kiértékelése

A mérés eredményeképpen a β számláló (M_β) a γ számláló (M_γ) és a koincidenziakör (M_k) beütésszámai állnak rendelkezésre. Ezekből a nyers adatokból mindenekelőtt le kell vonni a háttértől származó beütésszámokat ($M_\beta^k, M_\gamma^k, M_k^k$). A koincidenzia számot csökkenteni kell a véletlen koincidenzia számmal (M_k^v) melyet a koincidenziakör felbontási idejének τ ismeretében az $M_k^v = 2\tau M_\beta \cdot M_\gamma$ egyenlőség alapján határozhatunk meg. További korrekciókat tesz szükségessé az a tény, hogy a β számláló γ kvantumok hatására is megszólal. Emiatt részben a β számláló beütésszáma növekszik meg, részben pedig az indium β bomlását követő γ részek (γ, γ) koincidenziákat eredményeznek. Ezek hatását egy-egy korrekciós tényezővel B_β és B_k vesszük figyelembe. B_β és B_k értékét egyszerűen meg lehet állapítani, ha a β részeket elnyeletjük egy abszorbenssel, és mérjük a tisztán γ részekből származó β -számláló és koincidenzia számláló beütésszámait.

A n

akt
azo
vit
elh
ron
ui.
diu
ame
[5]

kell
ind
mer
gás
kadn
már
az,
nyil
nokb
indi
ható
figy

- 531 -

Összefoglalva:

$$m_\gamma = (M_\gamma - M_\gamma^k)$$

$$m_\beta = (M_\beta - M_\beta^k) B_\beta$$

$$m_k = (M_k - M_k^v - 2\tau M_\beta M_\gamma) B_k.$$

A mi esetünkben

$$B_\beta = 0,962$$

$$B_k = 0,965$$

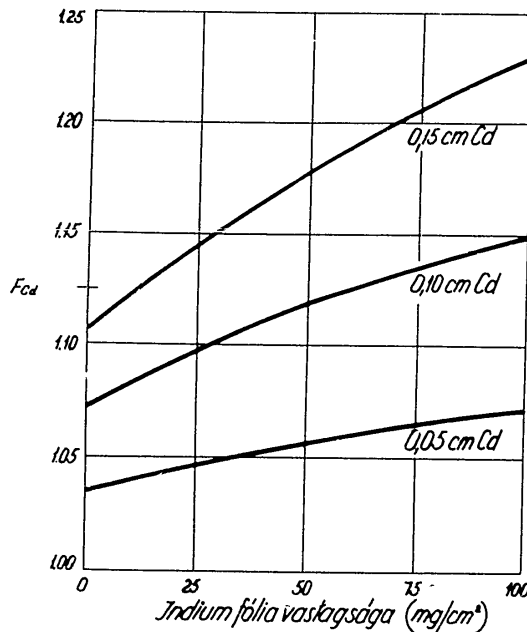
$$\tau = 3,4 \cdot 10^{-6} \text{ sec.}$$

A mérés kiértékelésének második lépése, hogy a telítési aktivitás alapján meghatározzuk a termikus neutronfluxust. Előbb azonban a következő megfontolást kell elvégezni. A mért N_0 aktivitásérték korrekcióra szorul, mert az indikátor belső részében elhelyezkedő atommagok nem vettek részt ugyanolyan sulyal a neutron abszorpciós folyamatban, mint a felületen lévők, az utóbbiak ui. árnyékoló hatást fejtenek ki a beljebb fekvő magokra. Az indiumnak ezt az önárnyékoló hatását korrigálja az F_{jn} tényező, amelynek értékét különböző indium vastagságra Bothe számításaiból [5] és Tittle ellenőrző méréseiből [4] vehetjük.

A termikus neutronok fluxusának meghatározásánál figyelembe kell venni azt, hogy az epitermikus neutronok is résztvesznek az indikátor felaktiválásában. Különösen fontos ez indium esetén, mert itt 1,44 eV energiánál igen éles és intenzív rezonancia befogás tapasztalható. A termikus és a rezonancia neutronok hatásának kadmium borítás segítségével történő szétválasztásáról a 4.§.-ban már volt szó. Most vizsgáljuk meg, hogy milyen következménnyel jár az, hogy a kadmium levágás nem abszolút éles. Világos, hogy ez ugy nyilvánul meg, hogy a kadmium rezonancia tartományba eső neutronokból is nyel el. Amikor tehát kadmium borítással aktiváljuk az indiumot, az aktivitás értékét kisebbnek találjuk az elvileg várhatótnál. Ezt a csökkenést egy F_{cd} korrekciós tényezővel vesszük figyelembe. F_{cd} értéke nyilván függ a kadmium vastagságától. Egy-

- 532 -

szerűség kedvéért az F_{cd} tényezőbe belefoglalhatjuk az indium ön-
árnyékoló hatását korrigáló faktort is. Így az F_{cd} érték az indi-
um vastagságának is függvénye lesz. A kombinált F_{cd} korrekciós té-



4. ábra

Az F_{cd} korrekciós tényező értéke, mint az indium fólia
és a kadmium vastagságának függvénye.

nyezőnek a kadmium és indium vastagságtól függő értékeit a 4.áb-
ráról olvashatjuk le [4.] Az elmondottak alapján:

$$N_o = N_o^m F_{Jn}$$

$$N_r = N_r^m F_{cd}$$

a termikus neutronoktól származó telítési aktivitás:

$$N_{th} = N_o^m F_{Jn} - N_r^m F_{cd}$$

Az ily módon meghatározott N_{th} értéket most már behelyette-
sithetjük a 3/a.§.-ban kapott képletünkbe:

$$\phi_{th} = \frac{1.128}{n V \sigma'} N_{th}$$

nV-
meg/m a
Losc

8.§.

mény
egy
nyez
neut
nokakti
metsN_o és
azonb
csupa ΔF
N_o hiaz (m
(Δm_k
/1-2
szere
tikus
ditotcsökke
kenyse
szcint

- 533 -

nV-t, az indikátorban jelenlévő magok számát legegyszerűbben tömegméréssel határozhatjuk meg:

$$nV = \frac{m}{M} L$$

/m az indikátor tömege, M = 114,76, az indium atomsulya, L a Loschmidt-szám./

8.§. A méréseredmények hibája

A fent vázolt módon elvégzett mérések és számítások végeredményét rendkívül sok okból származó hiba terheli. Vizsgáljuk meg egy konkrét mérés kapcsán, hogy a fluxusmérés hibája milyen tényezőkből tevődik össze. $5,7 \cdot 10^6$ neutron/sec erősségű Po- α -Be/neutronforrástól 15 cm távolságban mértük vízben lassuló neutronok termikus fluxusát.

A fluxus érték: $2,5 \cdot 10^3 \pm 11\%$ neutron/sec cm^2 .

A hiba mértékét lényegében a termikus neutronoktól származó aktivitás (N_{th}) mért értékének és az indium befogási hatáskeresztmetszetének a pontatlansága szabja meg.

Nézzük előbb N_{th} hibáját.

$$N_{th} = N_o F_{In} - N_v F_{cd}$$

N_o és N_r valamint F_{In} és F_{cd} hibái körülbelül azonosak, minthogy azonban $N_o F_{In}$ kb. másfél nagyságrenddel nagyobb, mint $N_r F_{cd}$, azért csupán N_o és F_{In} hibáját kell tekintetbe venni.

$$\Delta F_{In} = \pm 1,5\%. [4]$$

N_o hibáját

$$N_o = \frac{m\beta}{m_k} \frac{m\gamma}{e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2}}$$

az (m_k) koincidenciaszám és a λ bomlási állandó hibája ($\Delta m_k = 1\%$; $\Delta \lambda = 1\%$) szabja meg. Ha hosszú ideig mérünk /1-2 óra/, akkor λ hibája az exponenciális faktor miatt jelentős szerepet játszik, igaz ekkor a beütésszámok nagyok és a statisztikus hiba jelentéktelen. Rövid mérési idő /1-2 perc/ esetén fordított a helyzet.

A két tényezőből származó együttes hiba elfogadható értékre csökken, ha közepes időtartamig /15-20 perc/ mérünk és nagy érzékenységű számlálókat alkalmazunk. /Többek között ezért tértünk át szcintillációs számláló használatára./

- 534 -

Mindent egybevetve N_0 hibája:

$$\Delta N_0 = \pm 2\%$$

 N_{th} hibája

$$\Delta N_{th} = \pm 2,5\%$$

Az eddigiéknél sokkal lényegesebben korlátozza a termikus fluxus mérés pontosságát az indium hatáskeresztmetszetének a hibája:

$$\sigma_{th} = 145 \pm 15 \text{ barn}$$

A hiba több mint $\pm 10\%$.

Végeredményben a termikus fluxusmérés teljes hibájának mértéke:

$$\Delta \phi_{th} = \pm 11\%$$

A hiba korlát értékének lényeges csökkenése, csak pontosabb hatáskeresztmetszet mérések útján lehetséges.

I r o d a l o m

- [1] C.von Planta, P.Huber: Helv. Phys. Acta. XXIX 375. /1956./
- [2] E.Segré: Experimental Nuclear Physics. II. /1953/
- [3] K.Sieghbahn: Beta- and Gamma-Ray Spectr. XXVI.
- [4] C.W.Tittle: Nucleonics. 8. 5. /1951/
- [5] W.Bothe: Zeits.f.Phys. 120. 437 /1943/

Érkezett 1957.nov.5.

KFKI Közlemények 5.évf. 5.szám, 1957.

luxus

mér-

hatás-

A kiadásért felelős: a Központi Fizikai Kutató Intézet igazgatója

Megrendelve: 1957. XI. 25. Póldányszám: 450
Készült Rotaprint eljárással az MSZ 5601-54 Á és MSZ 5602-55 Á szabványok
szerint 10,75(Á/5) ív terjedelemben ábrával

FELSŐOKTATÁSI JEGYZETELLÁTÓ VÁLLALAT

Felelős: Heister Imre

7-1323