

A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZETÉNEK
KÖZLEMÉNYEI

8. KÖTET

2-3. SZÁM

1960

BUDAPEST

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

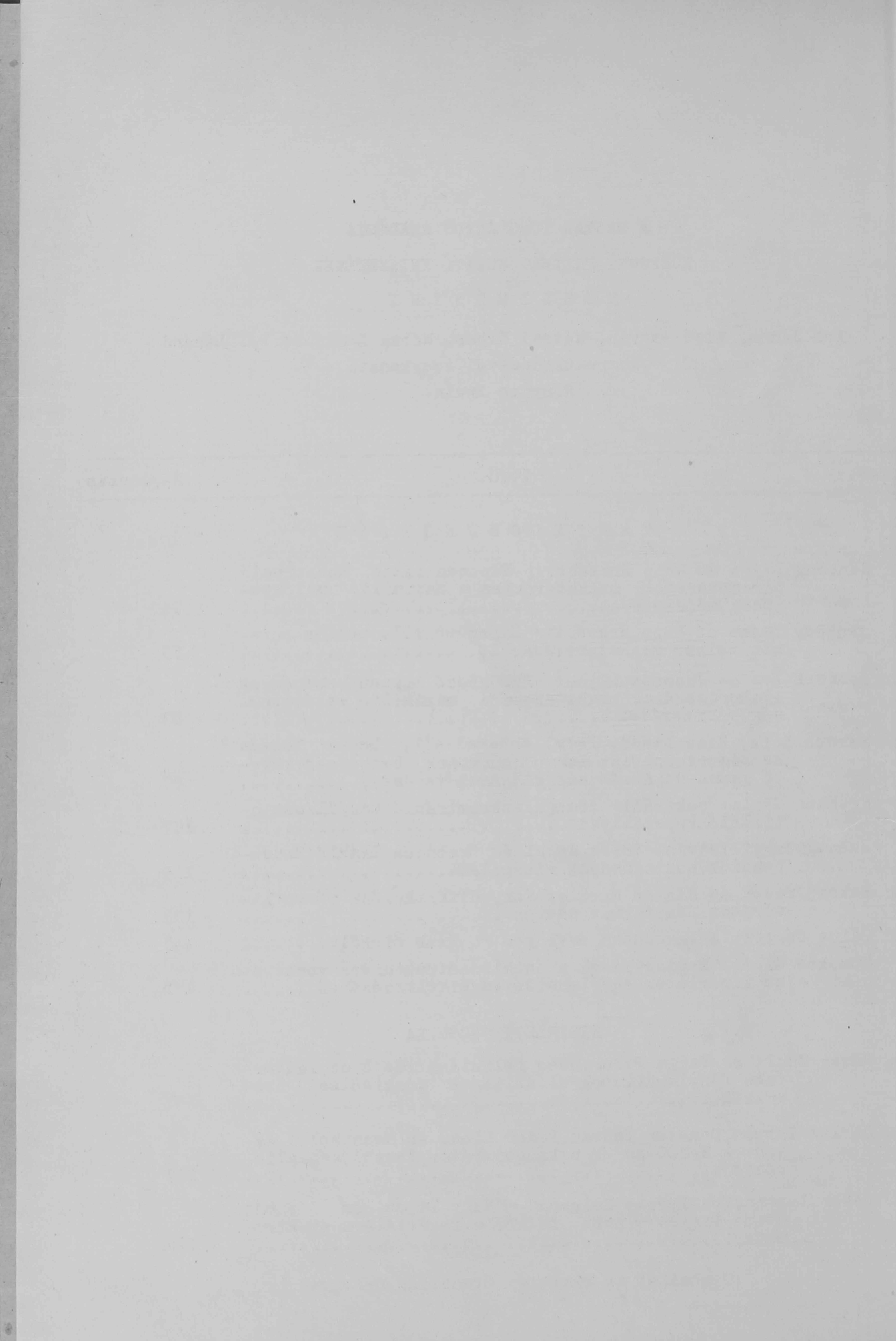
Erő János, Kiss István, Mátrai Tibor, Náray Zsolt és Pál Lénárd
közreműködésével szerkeszti
Fenyves Ervin

8. kötet 1960. 2-3. szám

T A R T A L O M J E G Y Z É K

	Oldal
1. Jánossy Lajos és Rupp Erzsébet: Exponenciális abszorpció paramétereinek meghatározása a maximális valószínűség módszerével.....	71
2. Jánossy Lajos és Rupp Erzsébet: Exponenciális bomlás paramétereinek meghatározásáról.....	75
3. Gombosi Éva és Jánossy Lajos: Különböző típusu események gyakoriságának meghatározása maximális valószínűség módszerével	83
4. Kardon Béla, Kiss Dezső, Fadel Mohamed Ali, Lovas István és Zámori Zoltán: Lassu neutronok befogását követő gamma-sugárzás energiájának mérése.....	87
5. Hrehuss Gyula: Spektrális tömegdiszkrimináció CsJ/Tl/szcintilláló kristállyal.....	107
6. Szentgyörgyi István, Török Antal és Szabados László: Szuszpenziók hőátadásának vizsgálata.....	115
7. Bakos József és Kántor Károly: Fény diffrakciója résen kiterjedt fényforrás esetén.....	131
8. Bakos József: A vákuumban érvényes Huygens elvről.....	145
9. Domokos Gábor: Megjegyzések a nukleonstruktúrára vonatkozó kísérletek egy lehetséges értelmezéséhez.....	155
KISÉRLETI TECHNIKA	
10. Náray Zsolt és Varga Péter: nsec felfutási idejű és időtartamu fényimpulzusok előállítása gázkisülési csövekkel.....	161
11. Berkes István, Demeter István, Fodor Ilona és Keszthelyi Lajos: A K-800-as kaszkádgenerátor feszültségkalibrációja.....	167
12. Dézsi István, Erdélyszky Zsigmond, Nagy Lajos és Orient Ottó: Danysz típusu félkörös fókuszálású spektrométer.....	173

Technikai szerkesztő: Stancsich Györgyné



EXPONENCIÁLIS ABSZORPCIÓ PARAMÉTEREINEK MEGHATÁROZÁSA A
MAXIMÁLIS VALÓSZERŰSÉG MÓDSZERÉVEL

Irta: Jánossy Lajos és Rupp Erzsébet
Numerikus Csoport

Összefoglalás

Exponenciális abszorpció paramétereit határoztuk meg egy, a maximális valószínűség módszeréhez kapcsolódó iterációs eljárással. Az iterációs eljárásához tartozó sorfejtési együtthatók a paraméterek meghatározásának szórását közvetlenül adják.

Bozóki Gy., Fenyves E. és Jánossy L. [1] vizsgáltak kozmikus sugárzási neutronok által keltett áthatoló záporokat ólomabszorbensben. A mérés feladata volt egyrészt eldönteni, hogy a neutronok intenzitásának változása az ólomabszorbens vastagsága szerint exponenciális, tehát az intenzitás:

$$A(x) = A e^{-\mu x} \quad /1/$$

alaku, ahol x az abszorbens vastagsága, A a kezdeti intenzitás $x=0$ -ban μ az abszorpciós állandó, másrészt a mérési adatok ismeretében meghatározni μ pontos értékét, mely a neutronok szabad uthosszára jellemző.

Az /1/ törvény igazolása után a mérési adatokból a maximális valószínűség módszerével határozhatjuk meg a μ paramétert. A probléma két paraméteres, és bár az A paraméter bennünket nem érdekel, mégis tekintetbe kell venni, mert emiatt a μ meghatározásának szórásában egy vegyes tag lép fel. Ha t_v idő alatt, x_v rétegvastagság mellett, n_v beütést észlelünk, a beütésszám várható értéke:

$$A_v = \langle n_v \rangle = A e^{-\mu x_v} t_v \quad (v = 1 \dots N) \quad /2/$$

Feltehetjük, hogy a vizsgált beütésszámok Poisson eloszlást követnek és így:

$$P = \prod_{v=1}^N e^{-A_v} \frac{(A_v)^{n_v}}{n_v!}$$

ahol N a mérési helyek száma.

Továbbá:

$$\ln P = \sum_{v=1}^N -A_v + n_v \ln A_v - \ln n_v!$$

A maximális valószínűség módszere szerint az μ és A paraméterek $\bar{\mu}$ és \bar{A} mért értékeit a következő kifejezések adják:

$$P_1 = \frac{\partial \ln P}{\partial \bar{\mu}} = \sum_{v=1}^N \frac{\partial A_v}{\partial \bar{\mu}} \left(\frac{n_v}{A_v} - 1 \right) = 1$$

$$P_2 = \frac{\partial \ln P}{\partial \bar{A}} = \sum_{v=1}^N \frac{\partial A_v}{\partial \bar{A}} \left(\frac{n_v}{A_v} - 1 \right) = 1 \quad /3/$$

A $\bar{\mu}$ és \bar{A} "mért" értékek szórásai /melyek tulajdonképpen a μ és A paraméterek meghatározásának szórásai/:

$$\langle (\delta \bar{\mu})^2 \rangle = - \frac{\langle P_{22} \rangle}{\langle P_{11} \rangle \langle P_{22} \rangle - \langle P_{12} \rangle^2}$$

$$\langle (\delta \bar{A})^2 \rangle = - \frac{\langle P_{11} \rangle}{\langle P_{11} \rangle \langle P_{22} \rangle - \langle P_{12} \rangle^2} \quad /4/$$

ahol

$$\langle P_{11} \rangle = \left\langle \frac{\partial \ln P}{\partial \bar{\mu}^2} \right\rangle = - \sum_{v=1}^N \left(\frac{\partial A_v}{\partial \bar{\mu}} \right)^2 \frac{1}{A_v}$$

$$\langle P_{12} \rangle = \left\langle \frac{\partial^2 \ln P}{\partial \bar{\mu} \partial \bar{A}} \right\rangle = - \sum_{v=1}^N \frac{\partial A_v}{\partial \bar{\mu}} \frac{\partial A_v}{\partial \bar{A}} \frac{1}{A_v}$$

$$\langle P_{22} \rangle = \left\langle \frac{\partial^2 \ln P}{\partial \bar{A}^2} \right\rangle = - \sum_{v=1}^N \left(\frac{\partial A_v}{\partial \bar{A}} \right)^2 \frac{1}{A_v}$$

a második logaritmusos deriváltak várható értékei. Látható tehát, hogy \bar{A} értéke $\langle (\delta \bar{\mu})^2 \rangle$ -et is befolyásolja.

A /3/ egyenletek megoldása a Newton-féle iterációs módszerrel lehetséges. Legyenek a paraméterek közelítő értékei μ_0 és A_0 /melyeket pl. a kísérleti adatokból grafikusán kaptunk/. A paraméterek helyes értékeit

$$\bar{\mu} = \mu_0 + h \quad ; \quad \bar{A} = A_0 + l$$

alakban keressük.

Tekintsük a /3/ kifejezéseket, melyek a két paraméter \bar{A} és $\bar{\mu}$ függvényei.

A következő sorfejtés lehetséges:

$$P_1(\bar{A}, \bar{\mu}) = P_1(A_0, \mu_0) + h \langle P_{11} \rangle_{A_0, \mu_0} + l \langle P_{12} \rangle_{A_0, \mu_0} = 0$$

$$P_2(\bar{A}, \bar{\mu}) = P_2(A_0, \mu_0) + h \langle P_{12} \rangle_{A_0, \mu_0} + l \langle P_{22} \rangle_{A_0, \mu_0} = 0 \quad /5/$$

Tehát kiindulva μ_0 és A_0 kezdő értékekből /5/ egyenletrendszer alapján kaphatók az első h és l korrekciók. Az így kapott $\bar{\mu}$ és \bar{A} értékeket válasszuk a következő iterációs lépés kezdeti értékeinek és így újabb korrekciókat meghatározva, egyre jobban kapjuk a két paramétert.

Az /5/ egyenletrendszer szembetűnő előnye az, hogy mint sorfejtési együtthatók a második logaritmusos deriváltak szerepelnek, melyek a $\bar{\mu}$ és \bar{A} "mért" értékeinek szórását közvetlenül meghatározzák. Így ezeket az értékeket

kétszer is felhasználjuk a számítások során. Az általunk vizsgált exponenciális abszorpció esetében /2/ alapján a /3/ kifejezések:

$$P_1 = - \sum_{v=1}^N x_v (n_v - A_v)$$

$$P_2 = - \sum_{v=1}^N \frac{1}{A} (n_v - A_v)$$

és a második logaritmus deriváltak várható értékei:

$$P_{11} = - \sum_{v=1}^N x_v^2 A_v$$

$$P_{12} = + \sum_{v=1}^N x_v \frac{A_v}{A}$$

$$P_{22} = - \sum_{v=1}^N \frac{A_v}{A}$$

Az /5/ egyenlet által definiált h és l korrekciók:

$$h = \frac{1}{D} \left[\sum_{v=1}^N x_v F_v \sum_{v=1}^N \left(\frac{n_v}{A} - F_v \right) - \sum_{v=1}^N F_v \sum_{v=1}^N x_v \left(\frac{n_v}{A} - F_v \right) \right]$$

$$l = \frac{\bar{A}}{D} \left[\sum_{v=1}^N x_v^2 F_v \sum_{v=1}^N \left(\frac{n_v}{A} - F_v \right) - \sum_{v=1}^N x_v F_v \sum_{v=1}^N x_v \left(\frac{n_v}{A} - F_v \right) \right]$$

ahol:

$$D = \sum_{v=1}^N x_v^2 F_v \sum_{v=1}^N F_v - \left(\sum_{v=1}^N x_v F_v \right)^2$$

és

$$F_v = \frac{A_v}{A} = e^{-\mu x_v t_v}$$

Igy a h és l korrekciókat közvetlenül mint $h = h(\mu_0 A_0)$ és $l = l(\mu_0 A_0)$ kifejeztük.

A μ és A együtthatók "mért" értékeinek szórása /4/ alapján:

$$\langle (\delta \bar{\mu})^2 \rangle = \frac{1}{\bar{A} D} \sum_{v=1}^N F_v$$

$$\langle (\delta \bar{A})^2 \rangle = \frac{\bar{A}}{D} \sum_{v=1}^N x_v^2 F_v$$

Bozóki Gy., Fenyves E., Jánossy L. [1] mérési adatai a következők:

x_v (cm/Pb)	① T_v (óra)	n_v
0	776	348
5	766	290
15	1229,2	236
30	1500	246

Tehát egy mérés sorozat ahol $N=4$. Az A együttható közelítő értékének válasszuk az $x_v=0$ esetben mért beütésszám alapján a következőt:

$$A_0 = 0,448$$

μ kezdő értéke a grafikus módszer alapján:

$$\mu_0 = 0,0526$$

Az így felvett μ_0 és A_0 értékeket 15° -be írva kapjuk az első h és l korrekciót. Megfelelő számú lépés után kapjuk a paraméterek "mért" értékeit:

$$\bar{\mu}_1 = 0,05302 \quad \bar{A}_1 = 0,4586$$

A "mért" paraméterek szórása

$$\langle (\delta \bar{\mu}_1)^2 \rangle^{1/2} = 0,00309 \quad \langle (\delta \bar{A}_1)^2 \rangle^{1/2} = 0,0194$$

Célunk volt ezt a módszert bemutatni ebben, az aránylag egyszerű esetben. Hasonlóan alkalmazhatjuk ezt a módszert többparaméteres problémáknál és azokban az esetekben, ha az intenzitás más alakot vesz fel.

I r o d a l o m

[1] Bozóki Gy., Fenyves E., Jánossy Lajos /Megjelenés alatt/

Érkezett 1960. ápr. 21.

KFKI. Közlemények 8. évfolyam 2-3. szám, 1960.

EXPONENCIÁLIS BOMLÁS PARAMÉTEREINEK MEGHATÁROZÁSÁRÓL

Írta: Jánossy Lajos és Rupp Erzsébet
Numerikus Csoport

Összefoglalás

Egy fizikai kísérletnél nemcsak a mérési adatok helyes feldolgozása fontos, hanem a mérés megkezdése előtt is tekintetbe vehetők azok a körülmények, amelyek mellett a fizikai paramétereket gyakorlatilag pontosan és egyben gazdaságosan határozhatjuk meg. Megadjuk, hogy exponenciális bomlás esetén hogyan és hány intervallumra kell a teljes mérési időt felosztani ahhoz, hogy az ilyen feltételek mellett meghatározott paraméterértékek, a paraméterek optimális meghatározásától gyakorlatilag ne térjenek el. Így kevesebb mérési adatból maximális információkat nyerve állapítjuk meg a paramétereket és ez jelentős megtakarítást jelent mind a berendezés megtervezését, mind üzemeltetését illetően.

Egy fizikai kísérlet mérési eredményei alapján fizikai állandókat határozhatunk meg. Kimutatható, hogy bizonyos esetekben nem érdemes az állandók legpontosabb meghatározásához szükséges adatok felvétele, mert ha kevesebb mérési adatból állapítjuk meg a fizikai paramétereket, az optimális meghatározástól gyakorlatilag lényeges eltérést nem kapunk. Feltehetjük a kérdést, mikor áll elő az a helyzet, hogy a fizikai paraméterek meghatározásának pontossága már alig növekszik azzal, hogy több adatot veszünk fel? Ezeket a megfontolásokat érdemes még a kísérlet megkezdése előtt tekintetbe venni. Pl. időben változó jelenségek vizsgálatánál hány csöves időanalizátort érdemes még használni? Azt is megállapíthatjuk, hogy adott berendezés segítségével hogyan kapható a legtöbb információ. Így tehát kétféle szempont-ra hívhatjuk fel a figyelmet a mérés megkezdése előtt. Egyrészt ha rosszul tervezzük a kísérletet, úgy a mérés túl sok időt vesz igénybe, tehát a mérési berendezést feleslegesen sokáig kell üzemeltetni, másrészt magának a berendezésnek hatékony megtervezésével szintén lényeges kiadásokat takaríthatunk meg. Esetenként kell megnézni, hogy mi a gazdaságosabb, komplikáltabb berendezést rövidebb ideig, vagy egyszerűbb berendezést hosszabb ideig üzemeltetni. Így szolgálhatjuk azt a célt, hogy a kívánt információkat a legolcsóbban kapjuk meg. Ebben a közleményben konkrétan a radioaktív bomlás esetével foglalkozunk.

Az első részben felírjuk a radioaktív bomlás paramétereit meghatározó egyenleteket és a paraméterek meghatározásának szórásait. A második részben egy adott mérési idő felosztásának módját tárgyaljuk, a harmadik részben megállapítjuk, hogy az adott mérési időt hány intervallumra érdemes felosztani.

1. §. Vizsgáljunk egy rádióaktív bomlást, amikor tudjuk, hogy a sugárzás intenzitása az időben exponenciálisan csökken:

$$A(t) = Ae^{-\gamma t}, \quad /1/$$

ahol A a $t = 0$ -hoz tartozó kezdeti intenzitás, γ a bomlási állandó. Ilyen jellegű problémákkal találkozunk pl. μ mezonok élettartamának mérésekor, neutronok diffúziós hosszának mérésekor /a neutronok bomlási állandója a diffúziós hossz függvénye/.

A fizikai mérés célja az A és γ együtthatók meghatározása. Ezt legpontosabban úgy végezhetnénk el, hogy minden részecske beütésének időpontját megmérnénk:

$$t_0, t_1, t_2 \dots t_s$$

$$0 \leq t_k \leq T \quad (k = 0, 1 \dots s)$$

ahol T a teljes mérési idő. Folytonos eloszlás és /1/ esetében az A és γ paramétereket meghatározó egyenletek:

$$\frac{A}{\bar{\gamma}} \left\{ 1 - e^{-x} (1+x) \right\} - \sum_{k=0}^s t_k = 0$$

$$\frac{1}{\bar{\gamma}} \left\{ 1 - e^{-x} \right\} - \frac{s}{\bar{A}} = 0 \quad x = \bar{\gamma} T$$

Igy megkapjuk az A és γ paraméterek "mért" értékeit \bar{A} és $\bar{\gamma}$ -t. A $\bar{\gamma}$ "mért" érték szórása:

$$\langle (\delta \bar{\gamma})^2 \rangle = \frac{1}{\int_0^T \frac{\partial A(t)}{\partial \bar{\gamma}} \frac{1}{A(t)} dt - \frac{\left(\int_0^T \frac{\partial A(t)}{\partial \bar{\gamma}} dt \right)^2}{\int_0^T A(t) dt}}$$

Tekintettel arra, hogy /1/ alapján $\frac{\partial A(t)}{\partial \bar{A}} = \frac{A(t)}{\bar{A}}$

Az integrálásokat elvégezve, kapjuk, hogy:

$$\frac{A}{\bar{\gamma}} \frac{\langle (\delta \bar{\gamma})^2 \rangle}{\bar{\gamma}^2} = \frac{1 - e^{-x}}{1 - e^{-x}(x^2 + 2 - e^{-x})} \quad x = \bar{\gamma} T$$

Megjegyezzük, hogy ha

$$x = 0 \quad \frac{\bar{A}}{\bar{\gamma}} \frac{\langle (\delta \bar{\gamma})^2 \rangle}{\bar{\gamma}^2} \rightarrow \infty$$

$$x = \infty \quad \frac{\bar{A}}{\bar{\gamma}} \frac{\langle (\delta \bar{\gamma})^2 \rangle}{\bar{\gamma}^2} \rightarrow 1$$

Azonban kísérletileg nagyon kényelmetlen az időpontokat külön mérni, ehelyett adott időintervallumokban beeső részecskék:

$$n_1, n_2 \dots n_N$$

diszkrét eloszlását tekinthetjük. A T mérési tartományt osszuk fel N intervallumra:

$$T_0 = 0, T_1, T_2, \dots, T_{N-1}, T_N = T$$

osztópontokkal. A tartomány kezdőpontja $T_0 = 0$ és végpontja $T_N = T$ adot-
tak. A $T_{v-1} \rightarrow T_v$ intervallumban észleljünk n_v beütést. A beütésszám várható
értéke:

$$A_v = \langle n_v \rangle = \int_{T_{v-1}}^{T_v} A(t) dt \quad (v = 1 \dots N)$$

A maximális valószínűség módszere alapján az \bar{A} és $\bar{\gamma}$ "mért" együtthatókat
a következő feltétel adja [1] :

$$\sum_{v=1}^N \frac{\partial A_v}{\partial \bar{\gamma}} \left(\frac{n_v}{A_v} - 1 \right) = 0$$

$$\sum_{v=1}^N \frac{\partial A_v}{\partial \bar{A}} \left(\frac{n_v}{A_v} - 1 \right) = 0$$

Minél nagyobb N , tehát minél több intervallumra osztjuk T -t, a numeri-
kus munka annál hosszadalmasabb. A γ együttható $\bar{\gamma}$ "mért" értékének szóró-
rása [1] alapján a következő:

$$\langle (\delta \bar{\gamma})^2 \rangle = \frac{1}{\sum_{v=1}^N \left(\frac{\partial A_v}{\partial \bar{\gamma}} \right)^2 \frac{1}{A_v} - \frac{\sum_{v=1}^N \left(\frac{\partial A_v}{\partial \bar{\gamma}} \right)^2}{\sum_{v=1}^N A_v}} \quad /3/$$

tekintettel arra, hogy /1/ esetén $\frac{\partial A_v}{\partial \bar{A}} = \frac{A_v}{\bar{A}}$

Itt a nevezőben a második tag az \bar{A} "mért" érték szórása miatt lép fel. Ha
az A kezdeti intenzitás más mérésekből ismeretes, ugy ez a tag természet-
esen nem szerepel. A /3/ kifejezés, ha N nagy, tehát a T mérési időt sok
intervallumra osztjuk fel, integrális formában írható fel és látható, hogy
éppen /2/-t adja.

2.§. Vizsgáljuk meg, hogy a T időt hogyan kell adott számú inter-
vallumra felosztani úgy, hogy a $\bar{\gamma}$ "mért" érték szórása a legkisebb legyen.
Az optimális felosztáshoz tartozó időpontokat /3/ kifejezés idő szerint vett
szélső értéke adja, tehát:

$$\frac{\partial}{\partial T_\mu} \left(\sum_{v=1}^N \left(\frac{\partial A_v}{\partial \bar{\gamma}} \right)^2 \frac{1}{A_v} - \frac{\left(\sum_{v=1}^N \frac{\partial A_v}{\partial \bar{\gamma}} \right)^2}{\sum_{v=1}^N A_v} \right) = 0$$

Az általunk vizsgált /1/ intenzitás esetén:

$$A_v = \frac{\bar{A}}{\bar{\gamma}} \left(e^{-x_{v-1}} - e^{-x_v} \right) \quad x_v = \bar{\gamma} T_v$$

$$A'_v = \frac{\partial A_v}{\partial \bar{\gamma}} = \frac{\bar{A}}{\bar{\gamma}^2} \left\{ e^{-x_v} (1 + x_v) - e^{-x_{v-1}} (1 + x_{v-1}) \right\} \quad /4/$$

/4/ segítségével a szélső érték feltételben szereplő vegyes tag:

$$\frac{\left(\sum_{v=1}^N A'_v\right)^2}{\sum_{v=1}^N A_v} = \frac{\bar{A}}{\bar{\gamma}^3} \frac{\left\{e^{-x}(1+x) - 1\right\}^2}{1 - e^{-x}} \quad x = \bar{\gamma} T$$

Ez a tag csak a mérési idő kezdőpontjától / $T_0 = 0$ / és végpontjától / $T_N = T$ / függ, tehát az osztó pontok megválasztásától nem. Így a differenciálás szempontjából állandónak tekinthető.

Keresve a helyes osztópontokat, elég tehát a következő feltételt vizsgálni:

$$\frac{\partial}{\partial x_\mu} \left(\sum \frac{A'_v{}^2}{A_v} \right) = 0$$

A /4/ kifejezések alapján látható, hogy a differenciálásnál a szummának csak a μ -ik és $\mu+1$ -ik tagját kell tekinteni, tehát

$$\frac{\partial}{\partial x_\mu} \left(\frac{A'_\mu{}^2}{A_\mu} + \frac{A'_{\mu+1}{}^2}{A_{\mu+1}} \right) = 0$$

Elvégezve a kijelölt műveleteket és behelyettesítéseket, két megoldást kapunk. Az egyik megoldás szerint:

$$x_\mu = x_{\mu+1}$$

minden μ -re. A másik megoldást a következő rekurziós kifejezés szolgáltatja:

$$a(x_{\mu-1}, x_\mu) + b(x_{\mu-1}, x_\mu) e^{-x_{\mu+1}} = x_{\mu+1} e^{-x_{\mu+1}} \quad /5/$$

anol tehát az a és b együtthatók csak a μ -ik és $\mu-1$ -ik indextől függenek, nevezetesen:

$$b(y, z) = 2(z-1) - \frac{ye^{-y} - ze^{-z}}{e^{-y} - e^{-z}}$$

$$a(y, z) = e^{-z} \left\{ z - b(y, z) \right\} \quad /6/$$

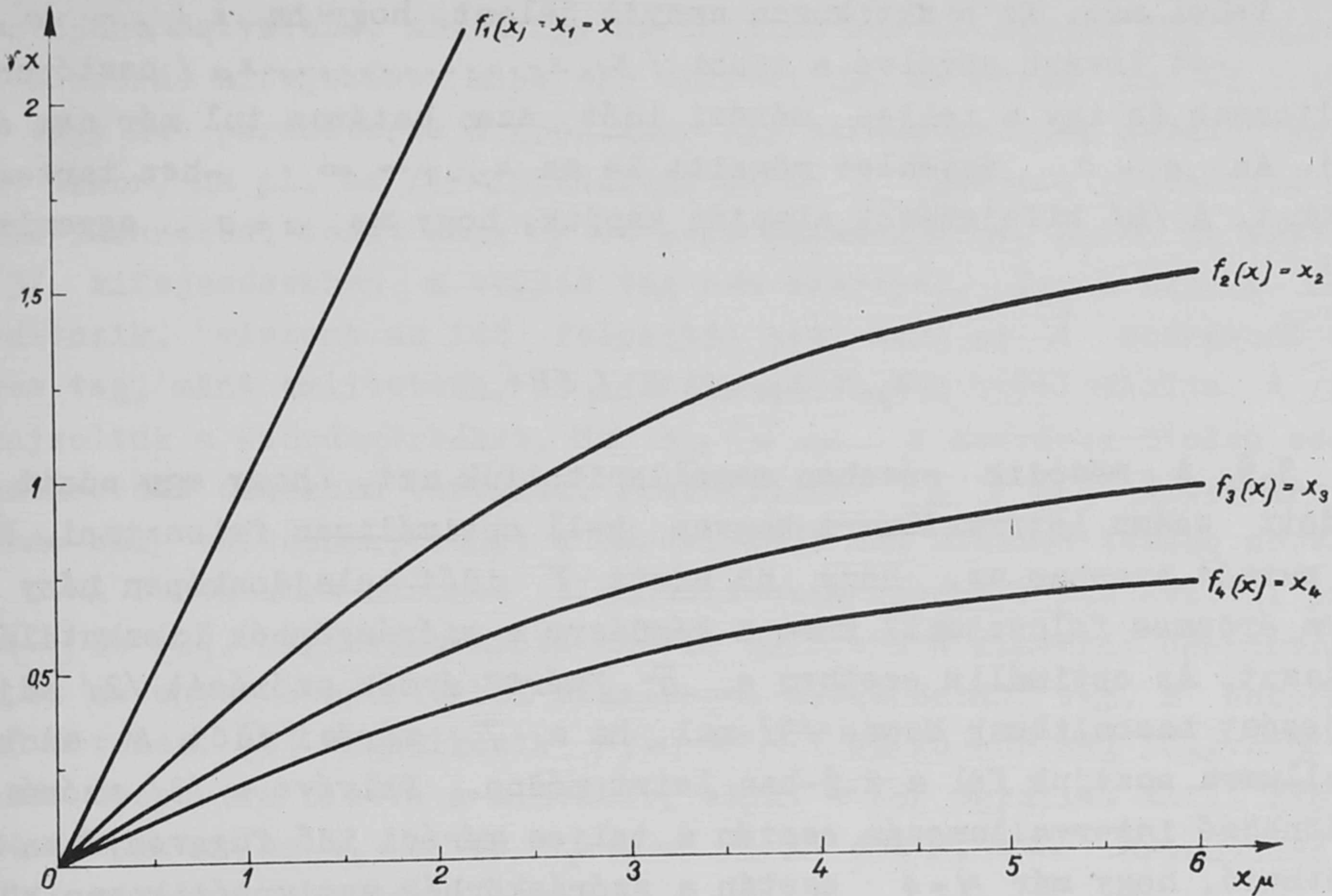
Kiindulva:

$$x_0 = 0$$

$$x_1 = f_1(x) = x$$

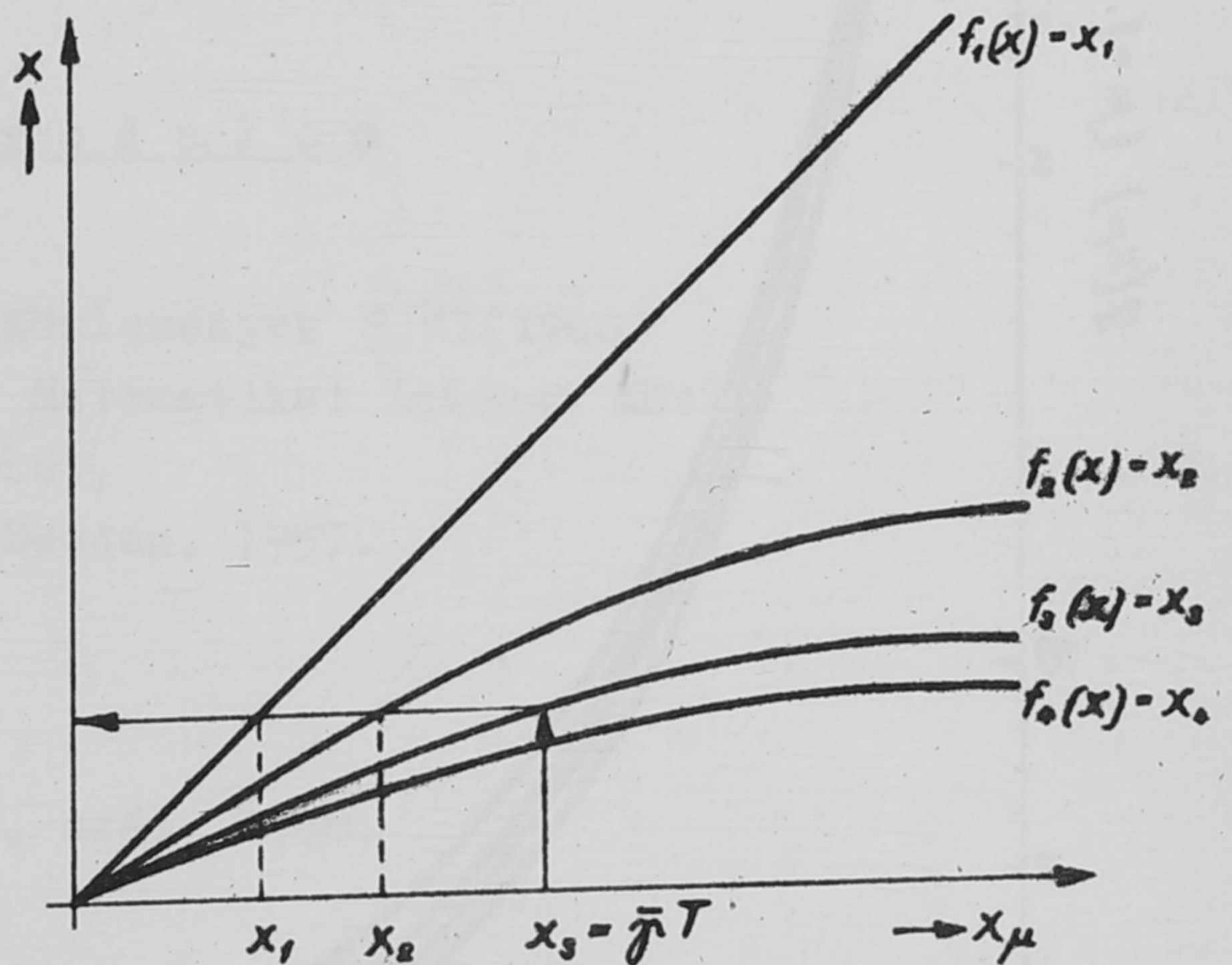
értékekből x_2 mint $f_2(x)$ kapható, stb. Általánosságban is igaz, hogy

$$x_\mu = f_\mu(x) \quad (\mu = 1, 2, \dots, N)$$



1. ábra

Ezek a megoldások a $h(x_\mu, x)$ görbékkel szemléltethetők /1. ábra/. A görbék használatát az alábbi szematikus ábrán mutatjuk be. (1.a. ábra) Legyen a rendelkezésünkre álló mérési idő T . A γ együttható értékét határozzuk meg egy közelítő mérésből. Jelöljük meg az x_μ tengelyen az ennek megfelelő $\bar{\gamma} T$ értéket. Tekintsük a $\bar{\gamma} T$ pontból kiinduló, az x_μ tengelyre merőleges egyenes metszéspontjait az $f_1(x)$, $f_2(x)$,



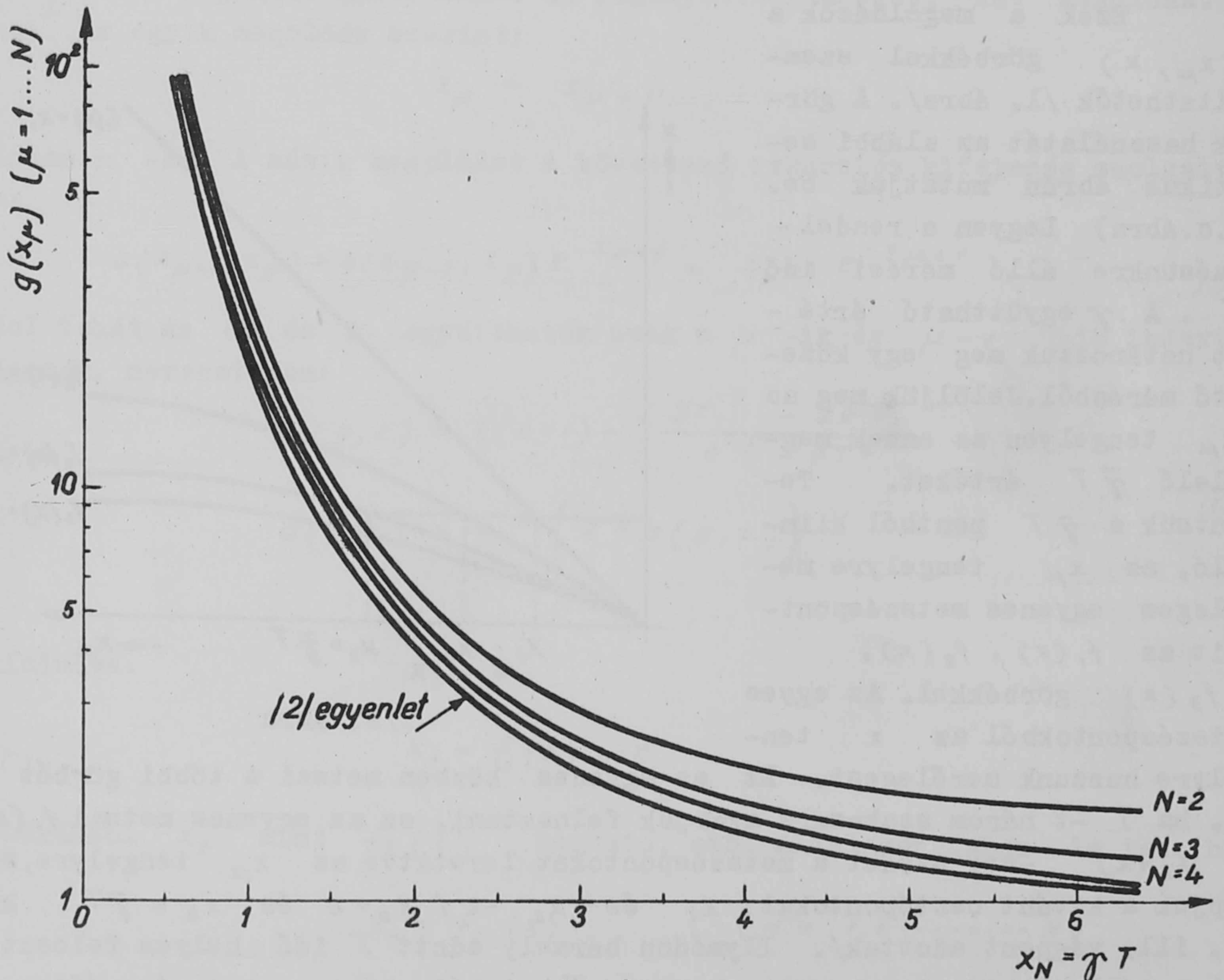
1/a. ábra

$f_3(x)$ görbékkel. Az egyes metszéspontokból az x tengelyre huzzunk merőlegest. Ez az egyenes közben metszi a többi görbét is. Pl. ha T -t három szakaszra akarjuk felosztani, ez az egyenes metszi $f_1(x)$ és $f_2(x)$ -et. Ezeket a metszéspontokat levetítve az x_μ tengelyre, megkapjuk a kívánt osztópontokat x_1 és x_2 -t / $x_0 = 0$ és $x_3 = \bar{\gamma} T$ kezdő, ill. végpont adottak/. Ily módon bármely adott T idő helyes felosztását megállapíthatjuk aszerint, hogy a T -t két, három, vagy négy részre akarjuk felosztani. Az $x_\mu = f_\mu(x)$ görbék meghatározott x értéknél egye-

nessé válnak. Ez akkor következik be, ha $x_{\mu+1} \rightarrow \infty$ melynek /5/ alapján $a = 0$ felel meg. Ez praktikusán annyit jelent, hogy ha $x_{\mu+1} \sim 10$, $x_{\mu+1}$ -et tovább növelve a többi x_1, x_2, \dots, x_μ osztópontok alig változnak és így a teljes mérési időt ezen határon túl már nem érdemes növelni. Az $a = 0$ egyenlet rögzíti le az $x_{\mu+1} \rightarrow \infty$ -hez tartozó osztópontokat. A /6/ kifejezések alapján kapjuk, hogy az $a = 0$ egyenlet megoldása:

$$x_\mu - x_{\mu-1} = 1,594 \quad /6/$$

3.§. A második részben megállapítottuk azt, hogy egy adott mérési időt, adott számú intervallumra hogyan kell optimálisan felosztani. Nyitott kérdés maradt azonban az, hogy az adott T időt tulajdonképpen hány intervallumra érdemes felosztani? Erre a kérdésre a szórásgörbék diszkutálása adhat választ. Az optimális esetben a $\bar{\gamma}$ "mért" érték szórását /2/ adja. Ezt a kifejezést hasonlitsuk össze /3/-mal, ha a T mérési időt N adottszerű intervallumra osztjuk fel a 2.§-ban leírt módon. Felvéve a /3/ szórás görbéket különböző intervallumszám esetén a teljes mérési idő függvényében /2. ábra/, látható, hogy már $N=4$ esetén a szórásgörbék aszimptotikusan közelednek a /2/ folytonos görbéhez. A 2. ábrán $g(x_\mu) = \frac{\bar{A}}{\bar{\gamma}} \frac{\langle (\delta \bar{\gamma})^2 \rangle}{\bar{\gamma}^2}$ az ordináta



2. ábra

és $x_{\mu} = \bar{\gamma} T$ az abszcissza./ Gyakorlatilag tehát teljesen elegendő 3 vagy 4 osztópont felvétele, mivel így az ideális esetet nagyon jól megközelíthetjük. A szórás kifejezése, mint már említettük, aszerint is változik, hogy egy, vagy két paraméteres a probléma. Egy paraméteresnek nevezhetjük a problémát akkor, ha pl. az /1/ intenzitásban az A kezdeti intenzitás más mérésekből ismeretes, tehát csak γ -t kell meghatározni. Ebben az esetben a /2/ és /3/ kifejezésekben a vegyes tag nem szerepel. Így a szórás számértéke megváltozik, viszont az idő felosztás nem, mert az \bar{A} szórásból származó vegyes tag, mint említettük, az időfelosztást nem befolyásolja. A /2. ábrán/ felrajzoltuk a szórásgörbéket. Ha $x_{\mu} \rightarrow \infty$ a szórások minden esetben egy meghatározott értékhez tartanak. Praktikusan $x_{\mu} > 10$ értékekre a szórások már alig változnak, tehát a mérési időt nem érdemes tovább növelni.

A fentiekhez hasonló elgondolásokat végeztek mintavételi problémáknál [2] és [3]. Nagyszámu minta esetén célszerű a mintákat csoportokra osztani és az egyes csoportokból alkalmasan kiválasztani egy, a csoportra jellemző értéket. [3] foglalkozik $f(x) = e^{-x}$ alakú sűrűség függvényvel is és pl. két csoportra osztva a mintákat, eljut a /6/ egyenlet által adott $x = 1,594$ értékhez /ha $x_0 = 0$ és $x_2 = \infty$ /. A $0 < x_2 < \infty$ értékekhez tartozó x_1 értékekkel nem foglalkozik.

Befejezésül köszönetet mondunk Huszár Miklós, Kuti Csaba és Uray László IV. éves fizikus hallgatóknak, akik a cikkben előforduló numerikus számítási munkákat elvégezték.

I r o d a l o m

- [1] Jánossy L. - Rupp E.: KFKI Közlemények 8,71(1960)
- [2] Sarkadi Károly: Alkalmazott Matematikai Intézet Közl.
1954. II.kötet,
- [3] Tore Dalenius: Sampling in Sweden, 1957.

Érkezett 1960. ápr. 21.

KFKI Közlemények 8. évfolyam 2-3. szám, 1960.

Index

[1] January 1 - 1950 - 1951

[2] February 1 - 1952 - 1953

1954 - 1955

[3] 1956 - 1957

1958 - 1959

1960 - 1961

KÜLÖNBÖZŐ TIPUSU ESEMÉNYEK GYAKORISÁGÁNAK MEGHATÁROZÁSA MAXIMÁLIS VALÓSZÍNŰSÉG MÓDSZERREL

Irta: Gombosi Éva és Jánossy Lajos
Kozmikus Sugárzási Laboratórium

Összefoglalás

Meghatároztuk az események valódi intenzitását és annak statisztikus fluktuációját a maximális valószínűség módszerével, magemulziós lemezek ℓ -szeri átnézése során megtalált események számából. Megvizsgáltuk továbbá, hogy a lemezek átnézésére fordítható adott idő mellett az elérhető pontosság szempontjából mi előnyösebb: kisebb felületet többször, vagy nagyobb felületet kevesebbszer átnézni.

1. A probléma rövid áttekintése

Magemulzióval végzett kísérleti vizsgálatok során igen gyakran merül fel az a probléma, hogy különböző események közül bizonyos típusukat kiválasszunk statisztikus vizsgálatok céljaira, és aztán ezek eredményeit összehasonlítsuk egymással.

Mivel az emulzió átnézése /scanning/ során az észlelő az egyes eseményeket csak bizonyos - egyéenként változó - p valószínűséggel találja meg azért a megtalált események száma csak akkor adja meg az események tényleges számát a lemezben, ha a p megtalálási valószínűség ismert. p meghatározásához azonban legalább kétszer kell átnézni egy lemezt.

Másrészről mivel a p valószínűség más és más típusu eseményekre más és más, ezt figyelembe kell venni különböző típusu események összehasonlításánál. Ez a helyzet pl. a π - μ bomlások előre-hátra asszimetriájának vizsgálatánál is. Tekintsük pl. A típusu eseménynek, amikor a π -mezonok bomlásából származó μ -mezonok a π -mezon mozgási irányával megegyező féltérbe emittálódnak, és B típusu eseménynek, amikor az ellenkező féltérbe emittálódnak. Az A és B típusu események p megtalálási valószínűsége természetesen más.

A feladat tehát a következő: a/ a keresésre fordítható adott idő során optimális pontossággal meghatározni az A és B típusu események intenzitását, valamint statisztikus hibáikat s ebből az ϵ asszimetria állandót. b/ meghatározni, hogy a keresésre fordítható adott időt, hogyan oszthatjuk be; kétszer nézünk át egy nagyobb felületet, vagy inkább egy kisebb felületet többször

A következőkben ennek a problémának a megoldását fogjuk tárgyalni és végeredményképpen a számítások eredményeit olyan grafikonok formájában adjuk meg, melyek adott esetekben a konkrét számolásokat jelentősen megkönnyítik.

2. Események gyakoriságának meghatározása

Legyen valamely típusu esemény intenzitása $A \text{ cm}^2$ -ként. Egy $F \text{ cm}^2$ területű magemulziós lemezben^X N darab ilyen típusu esemény jött létre. Ekkor igaz az hogy

$$\langle N \rangle = A \cdot F = A \quad /1/$$

A lemezek átnézése során minden egyes esemény megtalálási valószínűsége legyen p . Ha ℓ -szer nézzük át a lemezt, akkor lesznek olyan események, amelyeket csak 1-szer, 2-szer, ..., ℓ -szer találtunk meg. Jelöljük ezek számát N_1, N_2, \dots, N_ℓ -el és az átkeresés során talál összes események számát k -val:

$$k = \sum_{i=1}^{\ell} N_i \quad /2/$$

Annak a valószínűsége, hogy éppen N_1 eseményt csak egyszer, ..., N_ℓ eseményt pedig ℓ -szer találjuk meg, Poisson eloszlás lesz:

$$W(N_1, \dots, N_\ell; p) = \prod_{i=1}^{\ell} e^{-A P_i} (A P_i)^{N_i} \frac{1}{N_i!} = e^{-A(1-P_0)} A^k \prod_{i=1}^{\ell} \frac{P_i^{N_i}}{N_i!} \quad /3/$$

ahol P_i annak a valószínűsége, hogy ℓ -szeri átnézés során éppen i -szer találjuk meg egy eseményt:

$$P_i = \binom{\ell}{i} p^i (1-p)^{\ell-i} \quad /4/$$

Általában sem az A intenzitást, sem pedig a p valószínűséget nem ismerjük. Mivel ezek értéke pontosan nem határozható meg, azért a feladat olyan \bar{A} és \bar{p} paraméterek meghatározása, amelyek a valódi A és p értékektől a legkisebb eltéréssel bírnak. Ilyen \bar{A} és \bar{p} paraméterek a maximális-valószínűség módszerével /Maximum-Likelihood Method/ határozhatók meg.

A módszer szerint \bar{A} és \bar{p} -t valamint statisztikus hibáikat az alábbi összefüggésekből lehet meghatározni:

$$\left[\frac{\partial \ln W}{\partial A} \right]_{A=\bar{A}, p=\bar{p}} = 0 \quad /5/$$

$$\left[\frac{\partial \ln W}{\partial p} \right]_{A=\bar{A}, p=\bar{p}} = 0 \quad /6/$$

$$\langle (\delta \bar{A})^2 \rangle = \frac{W_{pp}}{W_{AA} W_{pp} - (W_{Ap})^2} \quad /7/$$

$$\langle (\delta \bar{p})^2 \rangle = \frac{W_{AA}}{W_{AA} W_{pp} - (W_{Ap})^2} \quad /8/$$

ahol

$$W_{pp} = -\frac{\partial^2 \ln W}{\partial p^2} ; \quad W_{AA} = -\frac{\partial^2 \ln W}{\partial A^2} ; \quad W_{Ap} = \frac{\partial^2 \ln W}{\partial A \partial p} \quad /9/$$

a /5/ - /9/ egyenletekből $k = \sum_{i=1}^{\ell} i N_i$ jelöléssel

$$\bar{A} = \frac{k}{1-(1-\bar{p})^\ell} = \frac{k}{\ell \bar{p}} \quad /10/$$

^XAz alábbi módszer nemcsak fotóemulziós lemezek, hanem Wilson- és buborékkamrás, valamint hodoszkóp vizsgálatok kiértékelésénél is alkalmazható.

$$\frac{\bar{p}}{1-(1-\bar{p})^l} = \frac{K}{lk} \quad /11/$$

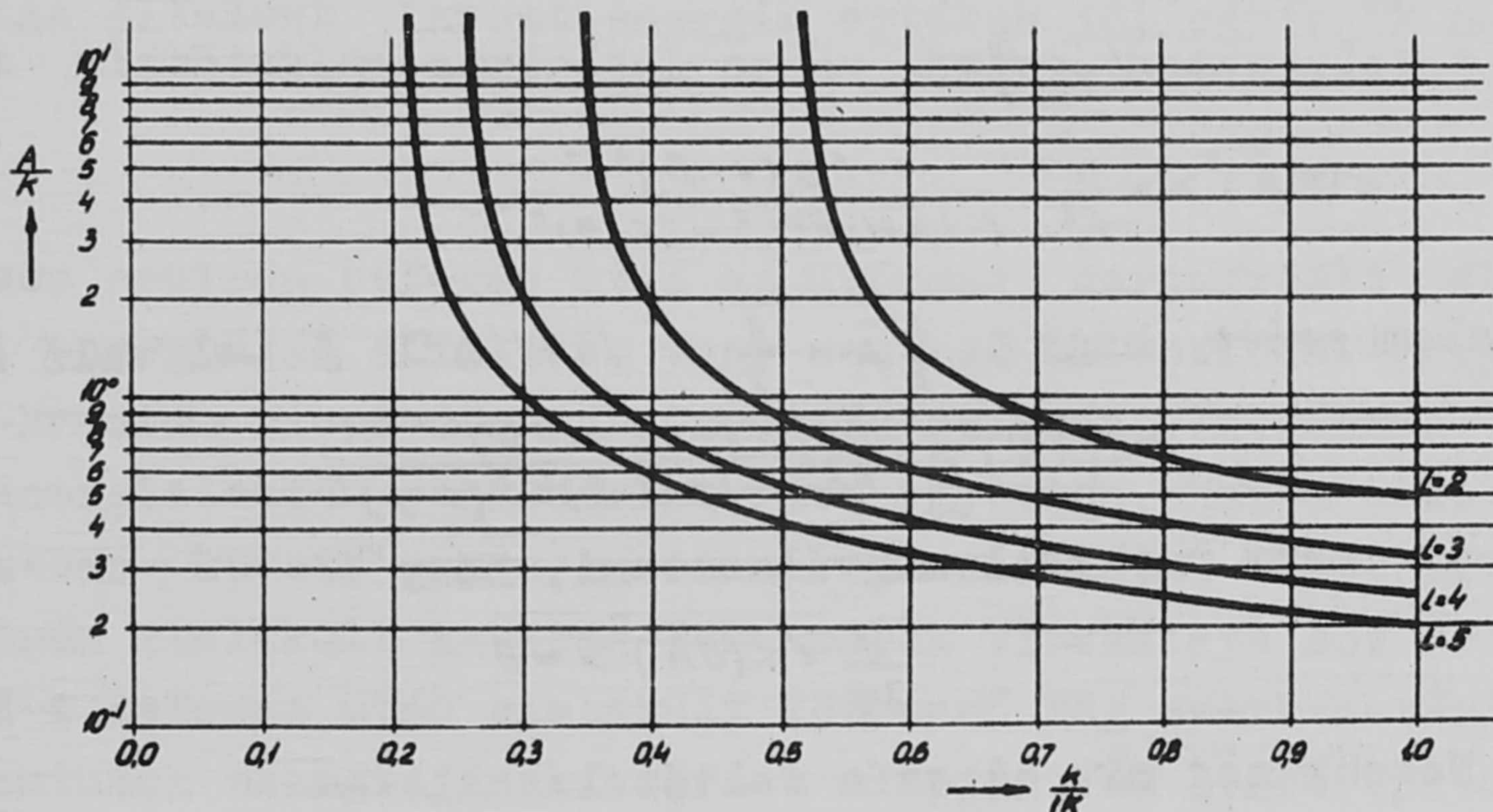
$$\langle (\delta \bar{A})^2 \rangle = \bar{A} \frac{1-l\bar{p}(1-p)^{l-1}}{1-l\bar{p}(1-\bar{p})^{l-1}-(1-\bar{p})^l} \quad /12/$$

$$\langle (\delta \bar{p})^2 \rangle = \frac{1}{\bar{A}l} \frac{\bar{p}(1-\bar{p})[1-(1-\bar{p})^l]}{1-l\bar{p}(1-p)^{l-1}-(1-\bar{p})^l} \quad /13/$$

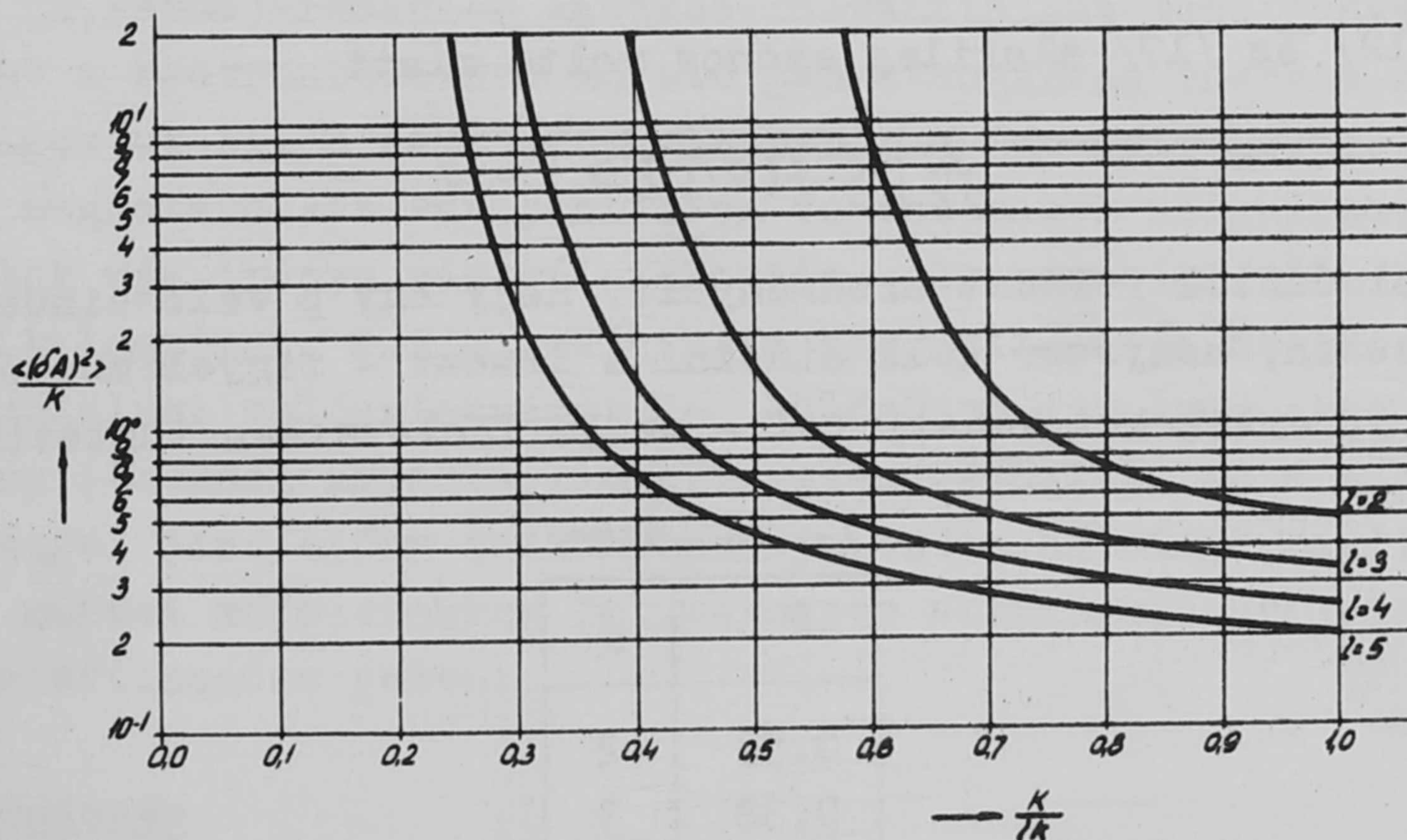
adódik a számítások elvégzése után.

A konkrét esetekben való numerikus számolások egyszerűsítése végett grafikonokat adunk meg, melyek segítségével a mért értékekből a keresett mennyiségek közvetlenül leolvashatók.

A számolás menete tehát a következő: a /10/ és /12/ összefüggések alapján a K mennyiség ismeretében az 1. illetve 2. grafikonok segítségével az \bar{A} illetve $\langle (\delta \bar{A})^2 \rangle$ értékeit meghatározhatjuk.



1. ábra



2. ábra

3. A lemezek átnézésének optimális száma

Az események megkeresésének ésszerű elvégzése céljából érdemes megvizsgálni, hogy a statisztikus hiba csökkentésére a keresésre fordított azonos idő mellett mi előnyösebb, kisebb felületet többször, vagy nagyobb felületet kevesebbszer átnézni.

Ha egy F felületű lemezt ℓ -szer nézünk át, akkor az \bar{A}' intenzitást és statisztikus hibáját a /1/, /10/ és /12/ összefüggések szolgáltatják. Egy $f = F/\gamma$ felületű lemezt azonos idő mellett $L = \ell \cdot \gamma$ -szor nézhetünk át. Egy f felületű lemezben az események várható száma: $\langle N_f \rangle = a = \bar{A}' \cdot f$. Ennek a maximális-valószínűség módszerével meghatározott értéke és statisztikus hibája:

$$\bar{a} = \frac{K}{L\bar{p}} \quad /14/$$

$$\langle (\delta \bar{a})^2 \rangle = \bar{a} \frac{1 - L\bar{p}(1-\bar{p})^{L-1}}{1 - L\bar{p}(1-\bar{p})^{L-1} - (1-\bar{p})^L} \quad /15/$$

és ebből az \bar{A} intenzitás:

$$\bar{A}' = \frac{\bar{a}}{f} \quad /16/$$

$$\langle (\delta \bar{A}')^2 \rangle = \frac{a}{f^2} \frac{1 - L\bar{p}(1-\bar{p})^{L-1}}{1 - L\bar{p}(1-\bar{p})^{L-1} - (1-\bar{p})^L} \quad /17/$$

Figyelembevéve, hogy $\bar{a} = \frac{f}{F} \bar{A} = \frac{\bar{A}}{\gamma}$ /17/-ből ℓ -el való szorzás után:

$$\ell \langle (\delta \bar{A}')^2 \rangle = \frac{\bar{A}}{F^2} L \frac{1 - L\bar{p}(1-\bar{p})^{L-1}}{1 - L\bar{p}(1-\bar{p})^{L-1} - (1-\bar{p})^L} \quad /18/$$

adódik. γ -át tehát úgy kell megválasztani, hogy

$$\frac{\partial}{\partial \gamma} \ell \langle (\delta \bar{A}')^2 \rangle = 0$$

teljesüljön. Nézzük meg mit ad ez a feltétel:

$$\frac{\partial}{\partial \gamma} \ell \langle (\delta \bar{A}')^2 \rangle = \frac{\partial}{\partial L} \ell \langle (\delta \bar{A}')^2 \rangle \frac{\partial L}{\partial \gamma} = \ell \frac{\partial}{\partial L} \ell \langle (\delta \bar{A}')^2 \rangle = 0 \quad /19/$$

$$\frac{\partial}{\partial L} \ell \langle (\delta \bar{A}')^2 \rangle = 0$$

Ez azonban /12/ és /17/ alakilag azonos volta miatt

$$\frac{\partial}{\partial L} \left[\ell \langle (\delta \bar{A}')^2 \rangle \right] = 0 \quad /20/$$

alakban írható

A szélsőérték feladat eredményeit, hogy egy p valószínűséggel történő átnézés esetén, hányszor kell átnézni a lemezt - figyelembevéve, hogy ℓ csak a 2,3,4... értékeket veheti fel - az I. Táblázatban tüntettük fel.

I. Táblázat

p	ℓ
0,53	2
0,38	3
0,30	4
0,25	5

Érkezett 1960. máj. 31.

LASSU NEUTRONOK BEFOGÁSÁT KÖVETŐ GAMMA-SUGÁRZÁS ENERGIAJÁNAK MÉRÉSE

Irtta: Kardon Béla, Kiss Dezső, Fadel Mohamed Ali, Lovas István és
Zámori Zoltán

Magfizika I. Laboratórium

Összefoglalás

Különböző elemek lassu neutron befogást követő gamma - sugárzásának energia-spektrumát mértük, egy-kristályos szcintillációs spektrométerrel. Neutronforrásként a Magyar Kísérleti Atomreaktor egyik vízszintes csatornája szolgált. Az általunk kapott energia értékek jól egyeznek az irodalmi adatokkal. Az alábbiakban a mérések során nyert tapasztalatainkról számolunk be.

Bevezetés

Lassu neutron befogás után az atommag gerjesztett állapotba kerül. Gerjesztési energiáját általában vagy neutron-emisszióval (rugalmas szórás), vagy gamma-kvantum kibocsátással (neutron-befogás, n, γ - reakció) adja le. Az energialeadás rendszerint nem egyetlen, hanem több, egymást kaszkád-folyamatban követő gamma-kvantum emissziójával történik. Az (n, γ) -reakciók során kialakult kaszkád-folyamatok vizsgálata sok értékes felvilágosítást ad a befogás után kialakult közbenső mag szerkezetéről. Így például a gamma-kvantumok energiájának mérése alapján fel lehet építeni a mag nívószerkezetét; a kaszkádot alkotó gamma-kvantumok között késleltetett koincidenciák mérésével meg lehet határozni nívók élettartamát, a gamma-kvantumok közötti szögmerekreláció mérése megadja a kérdéses nívó impulzusmomentumát stb.

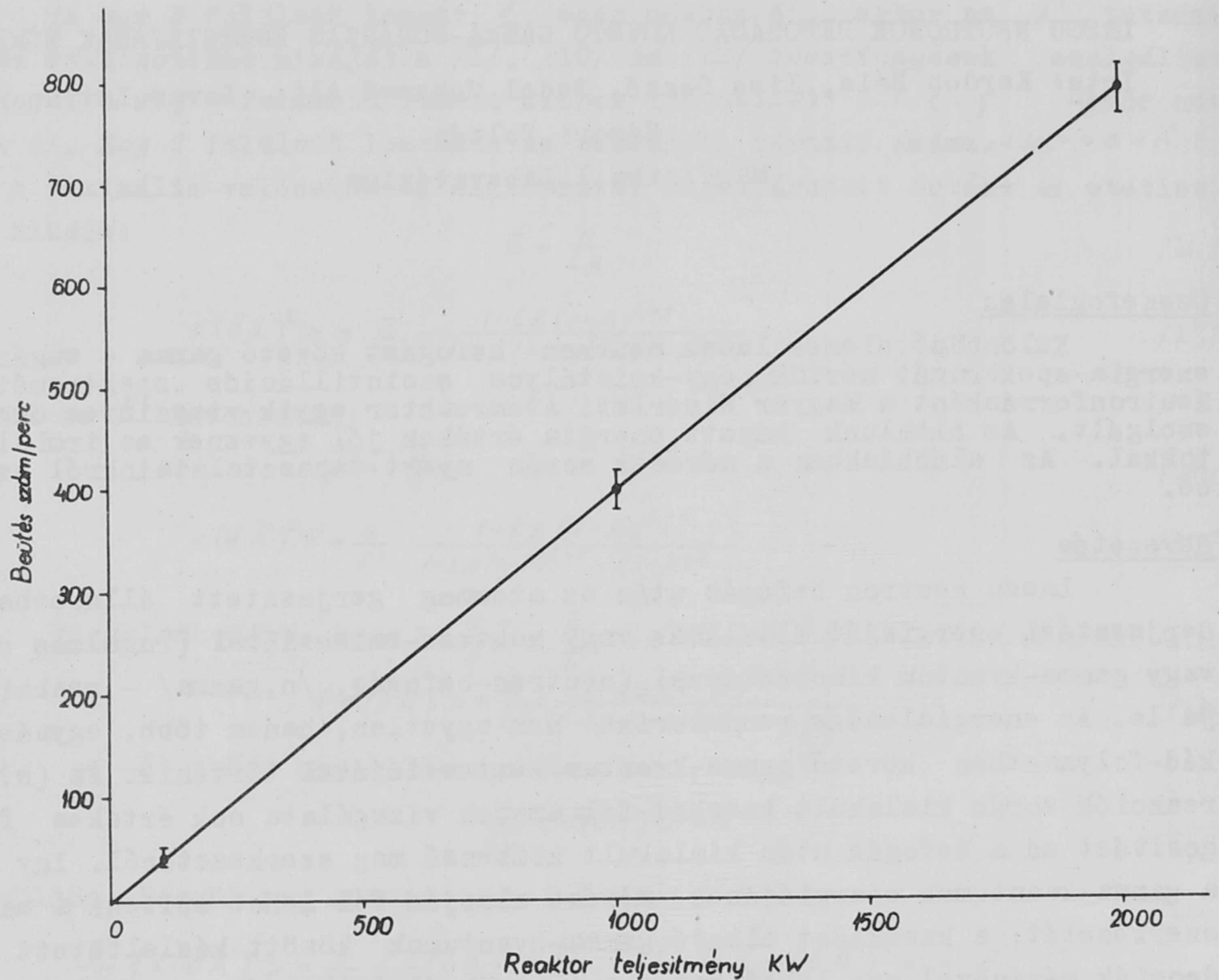
Az (n, γ) -reakciók kaszkád-folyamatainak tanulmányozása során első lépésként a neutronbefogást követő gamma-sugárzás energia mérésének technikáját dolgoztuk ki. A gamma-energiaspektrum ismerete ugyanis nemcsak a nívóenergiák meghatározása szempontjából fontos, hanem nélkülözhetetlen a kaszkád folyamatok más irányú vizsgálatához is. Az energiamérésre szcintillációs módszert alkalmaztunk, ami - tekintve a szcintillációs detektorok viszonylag nagy megszólalási valószínűségét - különösen alkalmas kaszkád-folyamatok vizsgálatára (ezeknél ugyanis kisbeütésszám várható) és a nagy megszólalási valószínűséggel járó előny túlkompensálja azt a hátrányt, amit az egyéb gamma-energia mérési módszerekhez (pl. mágneses spektrométerek) viszonyított rosszabb energiafelbontás jelent.

I. Mérőberendezés

a/ Neutronforrás

Neutronforrásként a Magyar Kísérleti Atomreaktor 8.számú, 60 mm átmérőjű vízszintes csatornája szolgált. Méréseinket 2 MW reaktor teljesítmény-

nyel végeztük. Ilyen teljesítménynél az üres csatorna kimenetén a termikus neutronfluxus-fólia aktiválással végzett abszolút [1] méréseink alapján $3.5 \cdot 10^8$ neutron/cm²sec-nak adódott. A neutronfluxus az 1. ábra tanúsága sze-



1. ábra

Neutronfluxus függése a reaktor teljesítménytől BF₃ csővel mérve rint a várakozásnak megfelelően lineárisan változik a reaktor teljesítményével. Az ábrán megadott kísérleti pontok BF₃-csővel végzett relativ fluxus méréseink eredményei. Meghatároztuk adott (2 MW) teljesítmény esetén a neutronfluxus ingadozását Poisson-próba segítségével. A 96 mérési adatból (kb. 30 perces mérési idő) kapott átlagbeütésszám és átlagos eltérés négyzet(k²):

$$\bar{n} = 910 \pm 31 \text{ neutron/10 sec,}$$

$$k^2 = \frac{1}{N-1} \sum_i (n_i - \bar{n})^2 \pm \bar{n} \sqrt{\frac{2}{N-1}} = 871 \pm 132.$$

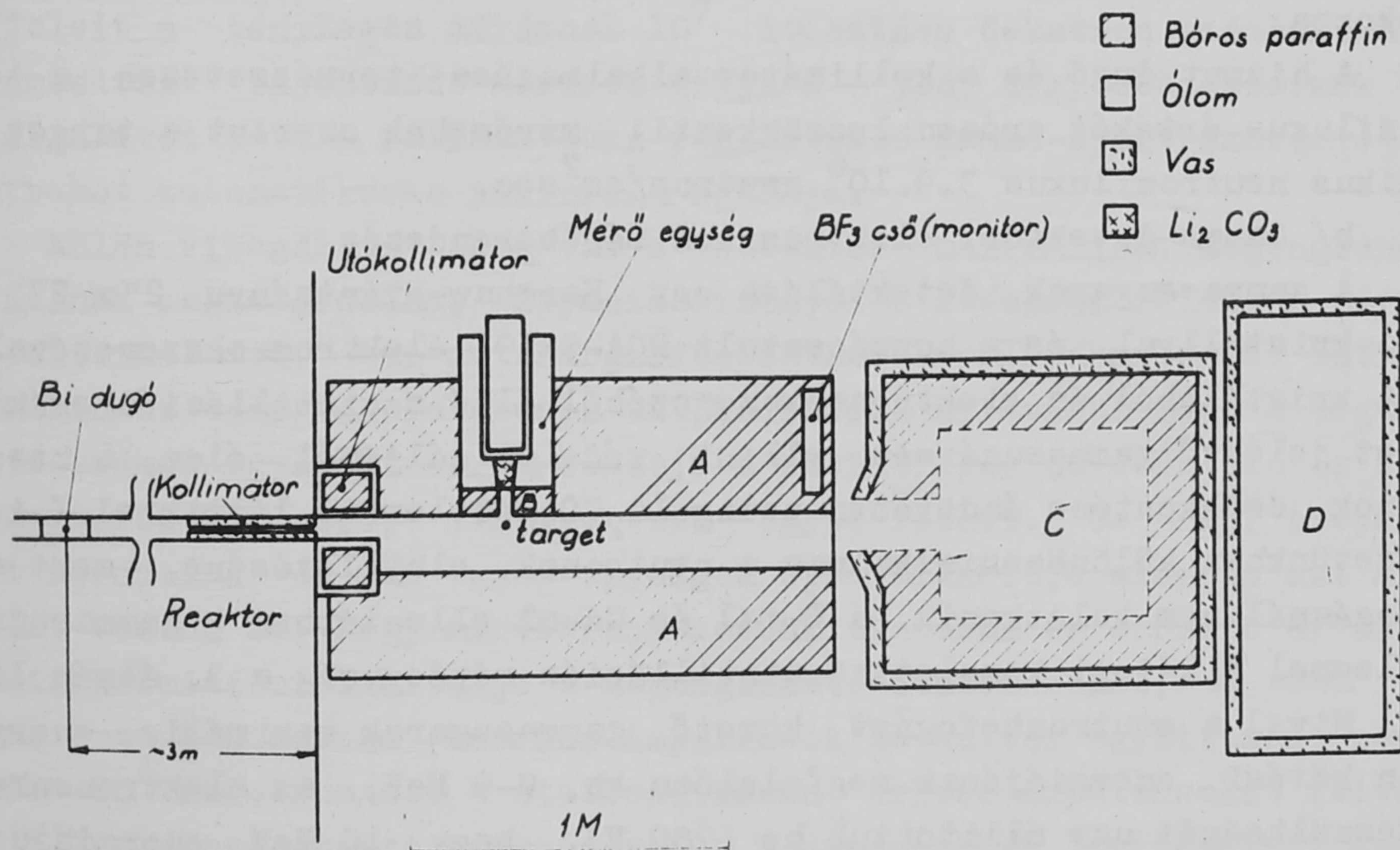
Mint látható a $|k^2 - \bar{n}|$ eltérés nagysága a k² egyszeres hibahatárán belül van azaz a neutronfluxus ingadozása nem haladja meg a Poisson-eloszlásból várható statisztikus fluktuációt. Erre való tekintettel szükség telennek látszott a neutronfluxus állandó monitorozása. Ennek ellenére egy BF₃-csőnek a mérőasztalon való elhelyezésével biztosítottuk a monitorozási lehetőséget.

A reaktorcsatorna belsejében, kb. a csatorna közepén egy 20 cm hosszú bizmut dugót helyeztünk el a reaktorból származó gamma-sugárzás intenzi-

rásának csökkentése érdekében. A bizmut dugó gammaintenzitás csökkentő hatása szempontjából célszerűbb lett volna a dugót az aktív zónához közelhelyezni (kisebb térszög, tehát kisebb intenzitás a csatorna nyílásánál), azonban a bizmut dugó a bizmut elég nagy neutronszorási hatáskeresztmetszete következtében a neutronfluxust is csökkenti és pedig térszög meg gondolások alapján - a gamma-sugarak szórásához hasonlóan - annál jobban, minél közelebb van az aktív zónához. Ezért kompromisszumos megoldásként a dugót kb. a csatorna közepén helyeztük el. Ilyen geometria esetén mérési adataink szerint a bizmut dugó a gammaintenzitást az abszorpciós koefficiens alapján várható mértékben, kb. 3 nagyságrenddel csökkentette. Ugyanakkor mind a termikus, mind a gyors neutronfluxus kb. 30-ad részére csökkent. Megemlítjük, hogy a reaktorból származó gammasugarak bizmut dugóban történő abszorpciójának mérésénél zavarólag hatott a dugót körülvevő alumínium köpeny és alumínium megfogó szerkezetfej felaktiválódásából származó gamma sugárzás.

Megkíséreltük a reaktorból jövő gyors neutronok lelassítását, részint a gyors neutronháttér csökkentése, részint a hasznos termikus fluxus növelése érdekében. Az ebből a célból a csatornába helyezett (aktív zónához közel) kb. 20 cm. hosszúságú paraffin dugó azonban mind a termikus, mind a gyors neutronfluxust ugyanolyan arányban (kb. 45-öd részére) csökkentette.

A csatornában közvetlenül a nyílásnál elhelyeztünk egy 40 cm hosszú, 2x5 cm (téglalap) keresztmetszetű réssel ellátott bórsav-paraffin keverékből készült hengert (kollimátor) a neutronnyaláb leszűkítése érdekében (lásd később túlterhelődési effektusok). A csatornán kívül alkalmaztunk még egy bórsavas paraffinnal töltött, kb. 40 cm hosszúságú, és 20 cm falvastagságú ólom-köpennyel ellátott utókollimátort is, melynek tengelyében 60 mm-es kör-



2. ábra

Mérési elrendezés

keresztmetszetű rés volt. A mérő-detektor és target elhelyezésére szolgáló asztalon bórsavas paraffin téglákból megfelelő védelmet építettünk fel; a végleges mérési elrendezést a 2. ábrán láthatjuk. A mérő asztalt elhagyó

neutronnyaláb egy belülről üregesen kiképzett bórsavas-paraffint tartalmazó elnyelőbe, a csapdába (c) jutott. Végül a védelmi berendezést egy, a csapda mögé elhelyezett 40 cm vastag, 120 cm széles és 180 cm magas, kb. 4 %-os vizes bórsav oldatot tartalmazó kád (D) egészítette ki. A Dozimetriai Csoport segítségével tájékozódó méréseket végeztünk a védelmi elrendezés hatásosságára vonatkozóan; a mérési eredményeket a I. táblázatban foglaltuk össze:

I. Táblázat

Sugárzás:	Gamma	Termikus neutron	Gyors neutron
A paraffin és ólom védelem /A/ külső- oldalán (2. ábra)	2mR/h	90n/cm ² sec	20n/cm ² sec
A csapda oldalán	1 "	40 "	20 "
A csapda mögött a direkt nyalábban	20 "	500 "	1500 "
A vizeskád mögött a direkt nyaláb- ban	1 "	0 "	10 "

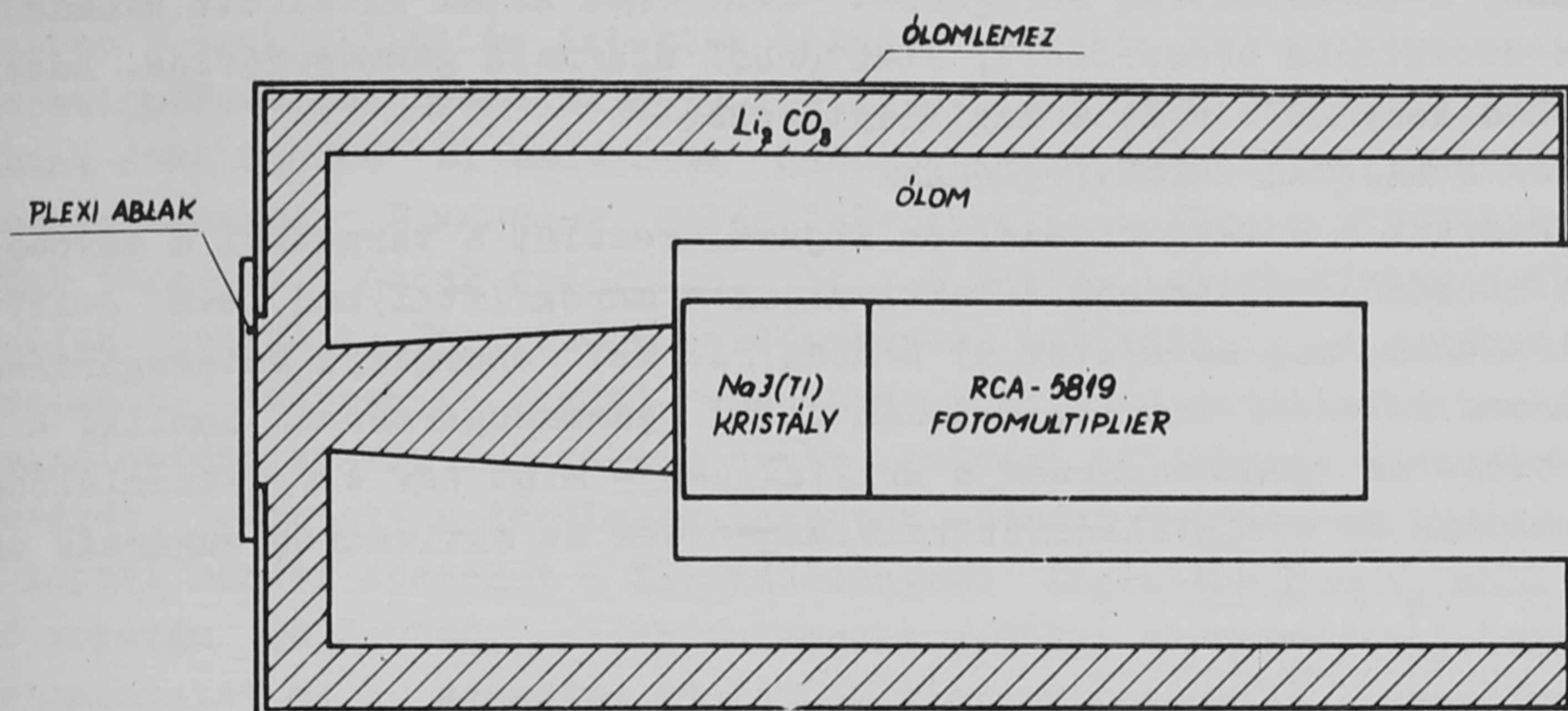
A táblázatból kitűnik, hogy a védelem oldalról, sőt - a vizeskáddal kiegészítve - a kirekt nyaláb irányában teljesen kielégítő, lévén a mért sugárzási szintek a megengedettnél alacsonyabbak; azaz a mérési elrendezés nyitott csatorna esetén is megközelíthető. Megjegyezzük, hogy a dozimetriai védelem szempontjából a legnagyobb problémát a gyors neutronfluxus csökkentése okozza.

A bizmut dugó és a kollimátor alkalmazása természetesen a termikus neutronfluxus értékét erősen lecsökkenti: méréseink szerint a target helyén a termikus neutronfluxus $3.9 \cdot 10^6$ neutron/cm²sec.

b/ Gamma-detektor, elektronikus mérőberendezés

A gamma sugarak detektálása egy Harshaw-gyártmányu 2"x 2" méretű NaJ(Tl)-kristállyal és a hozzácsatolt RCA-5819 elektronsokszorozóval történt. A kristályból és elektronsokszorozóból álló szcintillációs számlálót a háttérrel jelentő gammasugárzás elleni védelem céljából ólom, a beszóródó neutronok csökkentése érdekében pedig Li₂CO₃ védelemmel láttuk el. (A Li₂CO₃ a mi esetünkben különösen alkalmas a neutronok elnyelésére, mert a neutronbefogásnál nem keletkezik -a B-ral és Cd-al ellentétben - gammasugárzás). A védelemmel ellátott komplett szcintillációs mérőegység a 3. ábrán látható.

Mivel a neutronbefogást követő gammasugarak maximális energiája a neutron kötési energiájának megfelelően kb. 8-9 MeV, az elektronsokszorozó anód feszültségét úgy állítottuk be (780 V), hogy 10 MeV energiájú gammasugárzásra is lineárisan működjenek. Az alkalmazott 100 Kohm-os elektronsokszorozó anódellenállás esetén 10 MeV-es gammasugaraknak kb. 1-2V amplitudójú impulzusok feleltek meg a sokszorozó anódján. Nagyfeszültségforrásként hosszú idejű stabilitásuk miatt anódtelepeket használtunk. A mérőegység energia felbontóképessége a Cs-137 661 keV energiájú vonalára vonatkoztatva 9-10 %.



3. ábra

Szcintillációs mérőegység védelemmel együtt

Az elektronsokszorozó anódján megjelenő impulzusok két csőből álló katódkövető^x keresztül egy kb. 60 m. hosszú, 75 ohm hullámellenállású nagyfrekvenciás árnyékolt kábelre jutnak, ami a reaktorcsarnokot a mérőlaboratóriummal köti össze. (Az elektronikus mérőberendezés, tápegységek, stb. sugárvédelmi és kényelmi szempontból a reaktorcsarnoktól távoleső laboratóriumban nyertek elhelyezést.) Az impulzusokat lineáris, nem túlterhelődő erősítő [2] után egycsatornás differenciál diszkriminátorra [3] vittük. A diszkriminátor jeleit a tényleges mérésnél 10^7 leosztású dekatron számlálóval^x (100 Kc) számláltuk. Tájékoztató mérések céljára - elég nagy beütésszámok esetén - jó szolgálatot tett a folyamatosan regisztráló gamma-spektrométer [4], mely a spektrumot automatikusan papírral rajzolja.

Külön vizsgálatot igényelt a detektor maximálisan megengedhető beütésszámának meghatározása, ugyanis bizonyos beütésszám felett a mérőberendezés túlterhelődik, ami az energiafelbontás elromlásában és az energia értékek magasabb energiák felé való eltolódásában nyilvánul meg. A megengedhető beütésszámot egyaránt korlátozhatja a szcintillációs számláló és az elektronikus mérőberendezés, illetve ezek egyes részei. Cs - 137 preparátummal végzett méréseink és az egyes egységek specifikációja alapján azt a következtetést vontuk le, hogy mérőberendezésünk esetében az erősítő és differenciál diszkriminátor limitálja a megengedhető beütésszámot, és ezen egységek miatt az össz beütésszám (hasznos impulzusok és háttér együttesen) nem lehet több mint 10^4 impulzus/sec - statisztikusan érkező impulzusokat feltételezve. Ez a korlátozás tette szükségessé a neutronnyaláb leszűkítését, azaz kollimátor alkalmazását és részben ez indokolta a háttér csökkentés fontosságát.

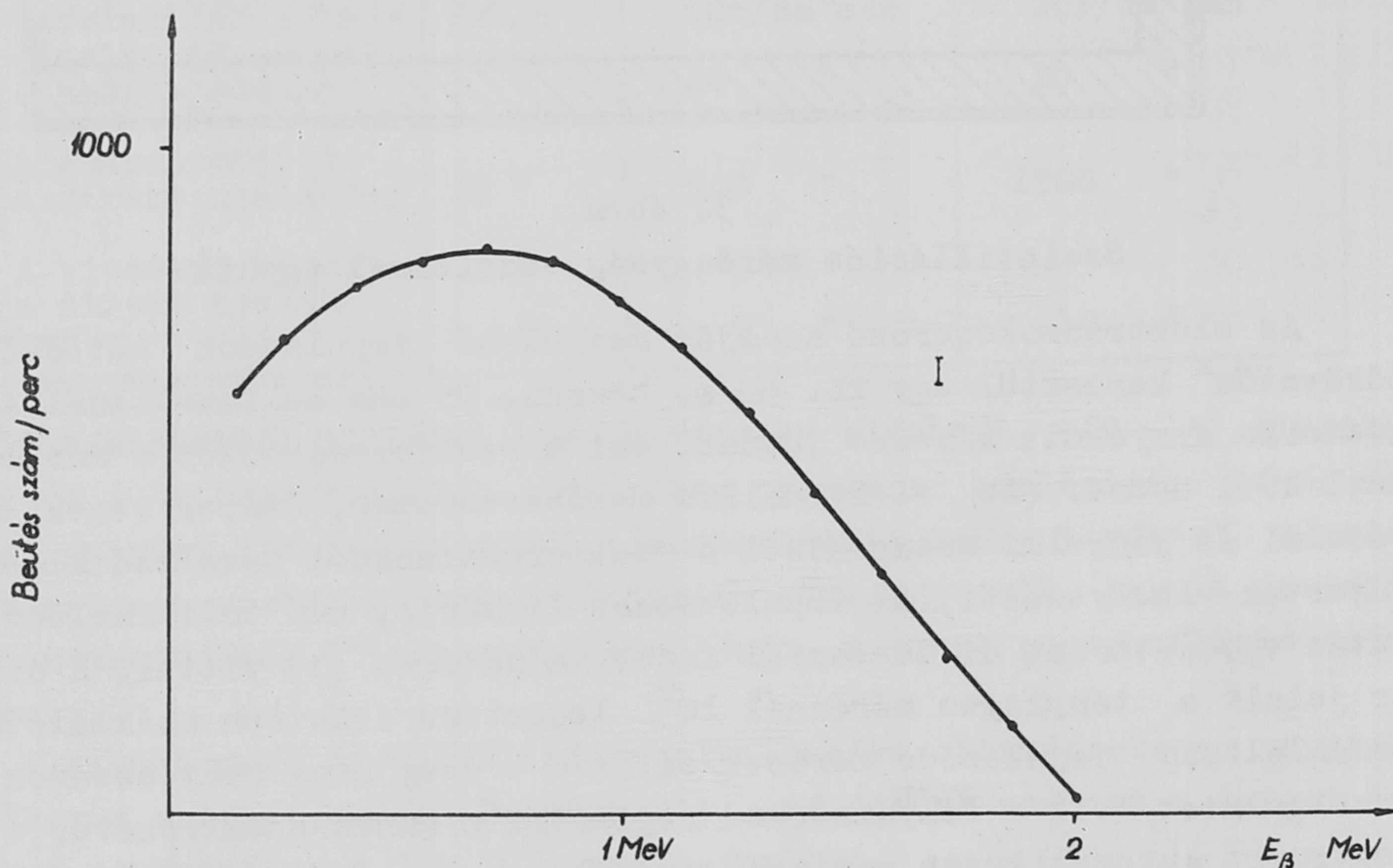
^xA katódkövetőt Csákány Antal, a dekatron impulzusleosztót Szlávik Ferenc tervezte.

II. Háttér

A háttér három komponensből tevődik össze: a NaJ(Tl)-kristály felaktiválódása, a környezetben befogódott neutronok által kiváltott gamma-sugárzás és a detektorba beszóródott, reaktorból származó gamma-sugárzás. Esetünkben az első komponens volt a legjelentősebb.

a/ A NAJ(Tl) felaktiválódása

Részint a detektor védelmén átjutó, részint a targetról a mérőegység részén át beszóródó neutronok felaktiválják a mérőkristályban levő J-127 magokat. A J-128 mag az esetek 93 %-ában 2.2 MeV energiájú betasugárzással, 24.99 perces felezési idővel, 7 %-ban pedig gamma-sugárzással bomlik. A keletkező béta- és gamma-sugárzás a kristályban - mint egy 4π -számlálóban - abszorbeálódik és szcintillációt kelt. Megmértük az aktivációs sugárzás ener-



4. ábra

A neutronok által felaktivált NaJ(Tl) mérőkristály által kibocsátott sugárzás energia-spektruma

giaspektrumát (4. ábra) és felezési idejét. A kapott 2 MeV-es maximális energia, a spektrum alakja és az általunk mért 25 perces felezési idő mutatja, hogy valóban az aktiv jódbetásugárzása teszi ki az aktiválódásból származó háttér döntő részét. A mérőkristályban található Na-23 magok felaktiválódása ezen mérések eredménye alapján elhanyagolható, ami figyelembevéve a J és Na aktivációs hatáskeresztmetszetét és felezési idejét jól magyarázható. ($\sigma_J = 6.3b$, $\sigma_{Na} = 0.54b$, illetve $T_J = 24.99$ perc és $T_{Na} = 15$ óra). Összevetve a teljes háttér és az aktivációs betasugárzás intenzitását megállapítottuk, hogy a háttér döntő részét a mérőkristály felaktiválódásából származó betasugárzás, nem pedig - [5] cikk állításával ellentétben - a jódban befogódott neutronok prompt (n, gamma)-reakciójának gamma-sugárzása teszi ki.

A háttér aktiválódásból származó komponensének csökkentése érdekében különböző védelmi elrendezésekkel próbáltuk a mérőkristályba beszóródó neut-

ronokat kiküszöbölni. Minden egyes védelmi elrendezés esetén egyrészt mértük a kristály felaktiválódásának mértékét, másrészt egy párhuzamos kísérlet sorozatban a szcintillációs detektor helyére tett BF_3 -osó beütésszámát. Főleg az utóbbi módszerrel nyert relativ adatokból következtetéseket vontunk le részint a különböző elrendezések hatásosságára, részint a neutronbeszoródás mechanizmusára. E mérések során felváltva használtunk illetve nem használtunk targetet, annak érdekében, hogy a háttér targetről beszórt részét meg tudjuk becsülni. Targetként a tényleges targetekkel azonos méretű grafit szolgált, melynek (n,gamma)-reakcióra vonatkozó hatáskeresztmetszete elhanyagolhatóan kicsi, ugyanakkor neutronszorási hatáskeresztmetszete jó középértéket jelentett a tényleges targetek szórási hatáskeresztmetszetei között a kapott mérési adatokat a II. táblázatban foglaltuk össze, ahol a különböző sorszám különböző, alább felsorolt védelmi elrendezést jelent. A kapott eredményeket az 1. sorszámú adatokhoz viszonyítottuk. Az 1. sorszámú adatoknál megadtuk a ténylegesen mért beütésszámot is.

II. Táblázat

Sorszám	Grafit target	Nincs target
1.	100 % 5400 imp/perc	100 % 900 imp/perc
2.	31 %	23 %
3.	11.7 %	25 %
4.	10.5 %	23 %
5.	8.9 %	17.4 %
6.	3.5 %	5.8 %

Védelmi elrendezés:

- 1./ Mérőegység külön védelem nélkül (lásd 3. ábra).
- 2./ Mérőegység "A" bórsavas paraffin téglákkal körülvéve (lásd 2. ábra).
- 3./ Mérőegység "A" és "B" bórsavas paraffin téglákkal körülvéve (2. ábra)
- 4./ 3. sorszámú védelmi elrendezés; a target és "B" téglák közé azonban 1 mm vastagságú, kb. 1 m^2 felületű Cd-lemezt helyeztünk.
- 5./ 3. sorszámú védelmi elrendezés; a reaktor csatorna nyílása elé azonban 1 mm vastag kadmium lemezt helyeztünk
- 6./ 3. sorszámú védelmi elrendezés; a mérőegységet azonban körülvettük minden oldalról (a rést természetesen szabadon hagyva) 1 mm-es kadmium lemezzel.

A II. táblázatból a következő következtetéseket vonhatjuk le az aktiválódást okozó neutronbeszoródás mechanizmusára. A neutron beszoródás zömmel a targetről történik (v.ö. 1. sorszámú adatokat). Megfelelő védelmi elrendezés esetén (3.sz.) a maradék háttér nagy részben a Cd levágási szintje fölötti energiával ($> 0.4 \text{ eV}$) rendelkező neutronok okozzák (v.ö. 3. és 5).

Ezek a neutronok gyors neutronként hagyják el a csatornát, azonban a mérőegységet körülvevő bórsavas-paraffin védelemben lelassulnak és mint termikus neutronok nagy valószínűséggel szólaltatják meg a detektort (v.ö. 5. és 6.). A tényleges mérések során a 3. alatti védelmi elrendezést használtuk; Cd ugyanis a tényleges méréseknél nem használható, tekintve a Cd nagy befogási hatáskeresztmetszete miatt fellépő nagyintenzitású és nagy áthatolóképességű gamma-sugárzást, ami erősen zavarná a gamma-spektrum mérését.

A mérőkristály felaktiválódása időben növekedő háttérrel jelent s erre való tekintettel a mérések megkezdése előtt kb. 2 órán át hagytuk, hogy a kristály a telítési aktivitás értékét jól megközelítse és így a mérési idő alatt a háttér időbeli változása minimális legyen.

b./ Neutronbefogódás a környezetben

A környezetben (pl. a bórsavas paraffin téglákban) befogódott neutronok (n,gamma)-reakciója során keletkezett gamma-sugarak is megszólaltatják a detektort. Részből ezen gamma-sugarak elleni védekezés céljából vet-tük körül a szcintillációs detektort ólomvédelemmel (3. ábra).

c./ A detektorba beszóródott, reaktorból származó gamma-sugárzás

A reaktor csatornájából kijövő gamma-sugárzás részint a védelmi be-
rendezésről, főként azonban a targetról beszóródhat a detektorba. A háttér ezen komponensének becslése külön vizsgálatot igényelt. Ezeknél a méréseknél a NaJ(Tl)-kristályt plastik foszforral helyettesítettük, mivel az előbbi neutronokra is érzékeny (felaktiválódik). A plastik foszfor azonban nemcsak a targetról beszóródott, hanem a b. pontban említett effektusból származó gamma-sugárzást is detektálja. E zavaró hatás kiküszöbölése érdekében két mérés-sorozatot végeztünk: az egyik esetben ólom-, a másikban grafit-targetet használtunk. Mind a két target esetében az (n,gamma)-reakció hatáskeresztmetszete igen kicsi, viszont a nagyon eltérő rendszám miatt a gamma-szórás valószínűsége különbözik és így, amennyiben a reaktorból származó gamma-sugárzás jelentős részét tenné ki a háttérnek, várható lenne, hogy a két targettel mért háttér nagysága jelentősen különbözik egymástól. A mérések szerint azonban csak mintegy 3% eltérés mutatkozott, ami arra utal, hogy a háttérnek a reaktor gamma sugárzásából származó és targetről beszóródó komponense a háttér többi része mellett nem jelentős. Ez a szerencsés körülmény nyilván a bizmut dugó alkalmazásának következménye.

III. Mérések

A II. pontban leírt egy-kristályos szcintillációs gamma-spektrométer segítségével megmértük Fe, Al, Cr és Ti elemek (természetes izotóp keverékek) befogási gamma-sugárzásának spektrumát. A pro anal. minőségű target anyagokat egy 29 mm átmérőjű, 50 mm magas, 0.5 mm falvastagságú plexi hengerbe helyeztük el. A hengerek egy forgatható, rögzített helyzetekkel rendelkező mechanikus szerkezetbe voltak beilleszthetők, ami biztosította a targettartó helyzetének reprodukálhatóságát és a targetek gyors és kényelmes cseréjét. A target anyag mennyisége Fe, Al, Cr és Ti esetében rendre 125, 85, 132 illetve 71g volt.

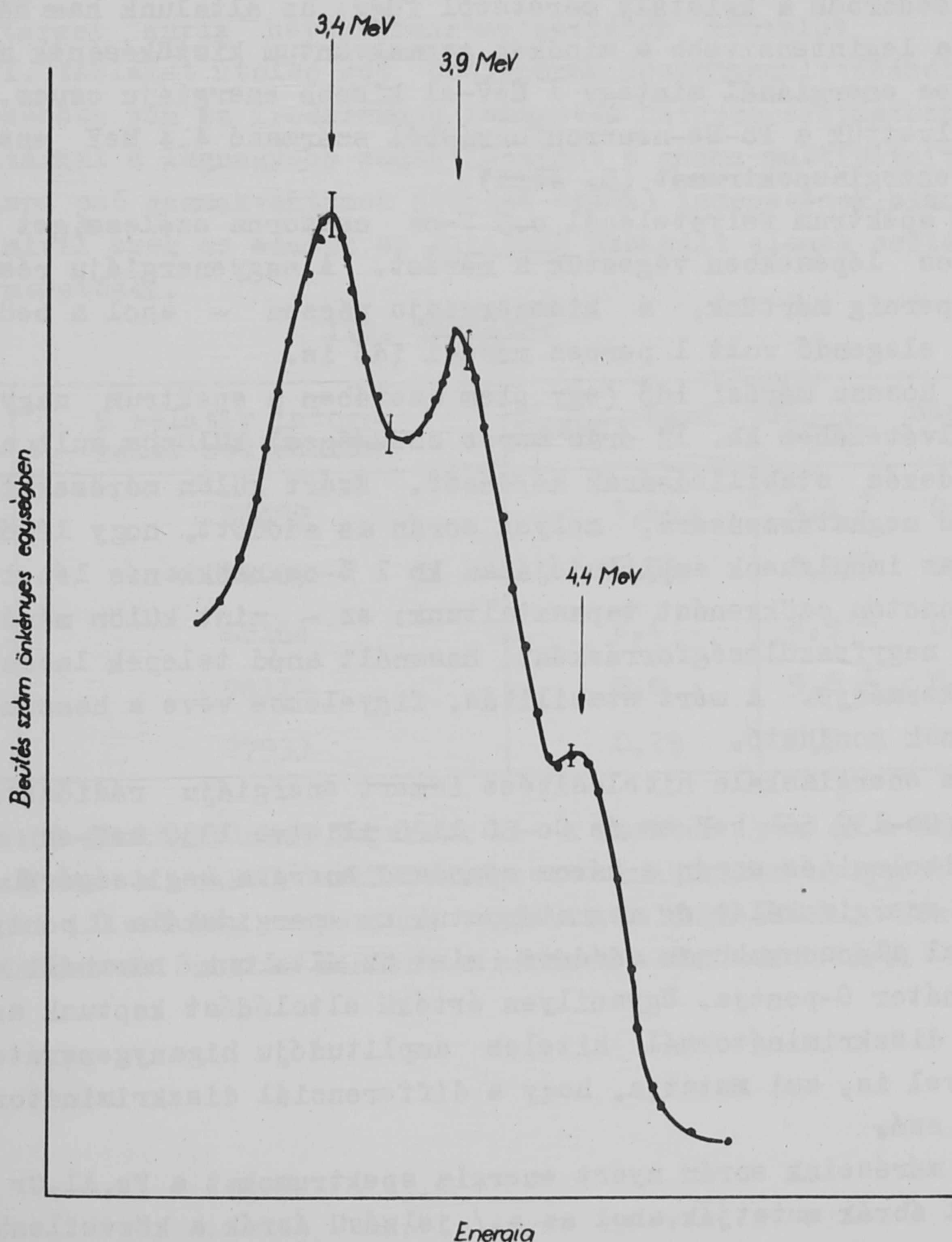
A mérésnél nem választottuk külön a termikus neutronokat, hanem a reaktorból kijövő neutronspektrumot használtuk, ami a befogási hatáskeresztmetszetek energia függését figyelembevéve azt jelenti, hogy mérési eredményeink jó közelítéssel lassu neutronok befogására vonatkoznak.

A mérések során az energia spektrumot két részben vettük fel:

a/ nagyenergiájú rész $E \geq 3,5 \text{ MeV}$

b/ kisenergiájú rész $E < 3,5 \text{ MeV}$

Az energia szerinti felosztás bizonyos mértékig önkényes, azonban méréstechnikailag indokolható. Egyrészt a háttér problémák a két energia intervallumban más sulyal vetődnek fel: nagyenergián a háttér elhanyagolható, míg alacsony energián lényeges korrekciót jelent. Másrészt alacsony energián célszerű a spektrumot kinagyítani (az erősítést 80 szorosról 200 szorosra növeltük), mivel ebben a tartományban a relatív felbontóképesség elromlik és



5. ábra

Po-Be-neutronforrás, 4,4 MeV energiájú gamma-sugárzása által szolgáltatott szcintillációs energia-spektrum

igy a görbe pontosabb letapogatása szükséges. A legfontosabb ok az energia tartomány kettéosztására az előzőeken túlmenően az, hogy a NaJ(Tl)-kristályban végbemenő gamma kölcsönhatási folyamatok közül nagyenergiák esetén a párkeltés és Compton-szórás, alacsony energián pedig a fotoeffektus és a Compton-szórás játsza a döntő szerepet. Ennek megfelelően alacsony energián a spektrum egyes csúcsai fotoelektromos csúcsok, amelyek megfelelnek egy-egy gammaenergiának. Nagyenergián a helyzet bonyolultabb a párképzésnél keletkező pozitron szétsugárzása miatt. A keletkezett két, 0,51 MeV energiájú gammakvantum sorsa háromféle lehet: mind a kettő abszorbeálódik a kristályban, vagy csak az egyik abszorbeálódik, vagy mind a kettő kölcsönhatás nélkül kiszökik a kristályból. Ennek megfelelően monoenergetikus gamma-sugárzás esetén is három, egymástól 0,51-0,51 MeV távolságra fekvő csúcs várható; - erre szuperponálódik még a Compton-szórás. A háromféle folyamat relatív valószínűsége elsősorban a kristály méretétől függ; az általunk használt kristály esetében a legintenzívebb a mindkét gammakvantum kiszökésének megfelelő, azaz a tényleges energiánál mintegy 1 MeV-el kisebb energiájú csúcs. Ennek igazolására felvettük a Po-Be-neutronforrásból származó 4.4 MeV energiájú gamma-sugárzás energiaspektrumát (5. ábra).

A spektrum felvételénél 0.5 V-os csatorna szélességet alkalmaztunk és 0.5 V-os lépésekben végeztük a mérést. A nagyenergiájú részben egy-egy pontot 5 percig mértünk, a kisenergiájú részen - ahol a beütésszám jóval nagyobb - elegendő volt 1 perces mérési idő is.

A hosszú mérési idő (egy elem esetében a spektrum nagyenergiájú részének felvételéhez kb. 12 órás mérés szükséges) különös súlyal veti fel a mérőberendezés stabilitásának kérdését. Ezért külön méréseket végeztünk a stabilitás meghatározására, melyek során az adódott, hogy 12 órás mérési idő alatt az impulzusok amplitudójában kb 1 %-os csökkenés lépett fel. Minder esetben monoton csökkenést tapasztaltunk; ez - mint külön mérés során igazoltuk, a nagyfeszültségforrásként használt anód telepek lassu kimerülésének következménye. A mért stabilitás, figyelembe véve a hosszú mérési időt, kielégítőnek mondható.

Az energiaskála hitelesítése ismert energiájú rádióaktív gamma-forrásokkal (Cs-137 661 keV-es és Co-60 1170 illetve 1330 keV-es vonalai) történt. A hitelesítés során a három standard energia segítségével megszerkesztettük az energiaskálát és meghatároztuk az energiaskála 0 pontját. Ez utóbbi 1.2 V-al alacsonyabbnak adódott, mint az általunk használt differenciál diszkriminátor 0-pontja. Ugyanilyen értékű eltolódást kaptunk azonban a differenciál diszkriminátornál hiteles amplitudóju higanygenerátor impulzusai segítségével is, ami mutatja, hogy a differenciál diszkriminátor tulajdonságáról van szó.

A méréseink során nyert energia spektrumokat a Fe, Al, Cr és Ti esetében a 6-11 ábrák mutatják, ahol az a./ jelzésű ábrák a közvetlenül mért spektrumokat, a b./jelzésűek pedig az üres targettartóval kapott háttérre korrigált spektrumokat ábrázolják. Magát a háttérrel a szaggatott görbék mutatják. A spektrumok egyes helyein feltüntetett hiba az egyszerű statisztikus hibát

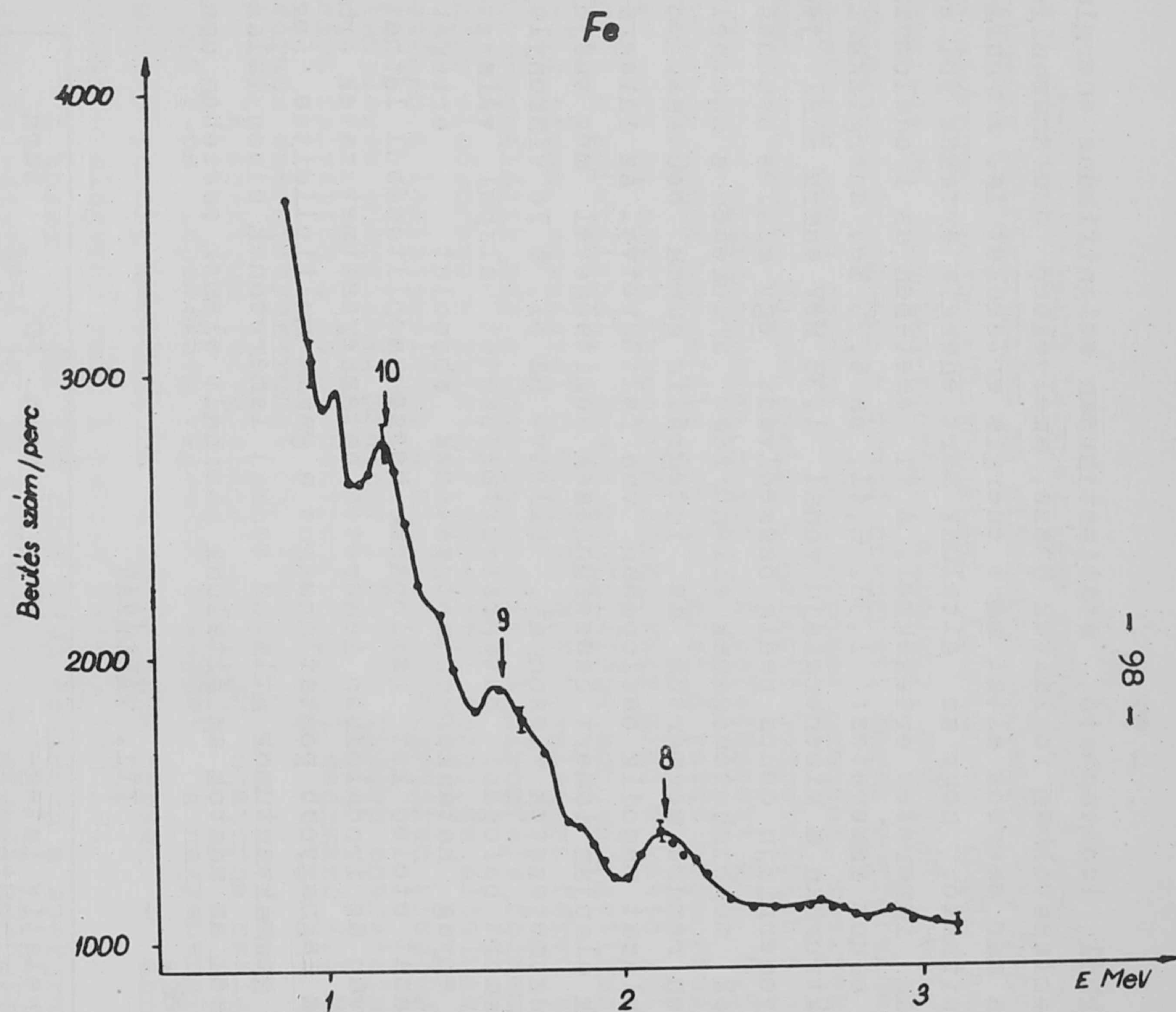
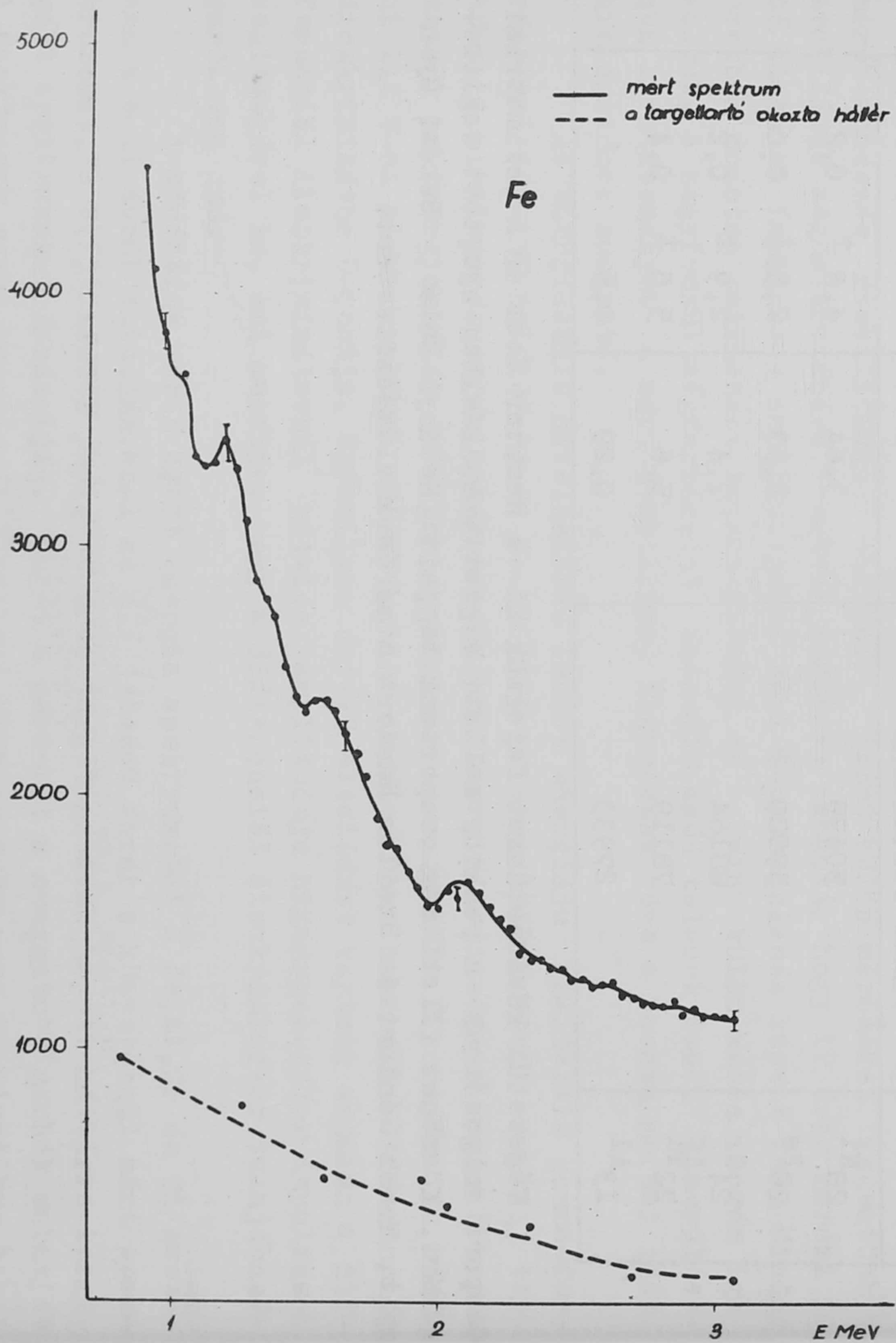
jelenti. A spektrumokból leolvasható, statisztikusan szignifikáns energia értékeket a IV.-VI. táblázatokban foglaltuk össze, amelyekben összehasonlításként feltüntettük a más szerzők által mért energia értékeket is. A táblázatok alapján megállapítható, hogy az általunk mért energia értékek jól egyeznek az irodalomban ismeretes értékekkel. A Ti esetében az irodalomban három nagyintenzitású csucs ismeretes: 1,38, 6,41, és 6,75 MeV energiákkal. Az általunk mért spektrumban a kisenergiájú vonal 1,38 MeV energiánál jelentkezett; a két nagyenergiájú csucs pedig összeolvadt egy széles csuccsá.

A mérőkészülék megbízhatóságának ellenőrzése érdekében a használt target anyagok esetében rendre megmértük az integrális gamma beütésszámot is (N), ami a III. táblázat második oszlopában van feltüntetve. Az integrális gamma beütésszámok alapján ismert összefüggések segítségével meg tudjuk határozni a hatáskeresztmetszetek viszonyát, illetve ha pl. a Fe viszonylag nagy pontossággal ismert befogási hatáskeresztmetszetét alapul választjuk, a többi target anyag hatáskeresztmetszetének abszolút értékét. Ez - mint a III. táblázat utolsó két oszlopának összehasonlításából látható - elég jó egyezésben van az irodalomban ismeretes hatáskeresztmetszetek értékével. A számításnál a legnagyobb pontatlanságot a gamma multiplicitás (egy neutron befogásra eső gammakvantumok átlagos száma) ismeretének bizonytalansága jelenti, mivel ezek az adatok az általunk használt elemek esetében csak közelítőleg ismeretesek.

III. TÁBLÁZAT

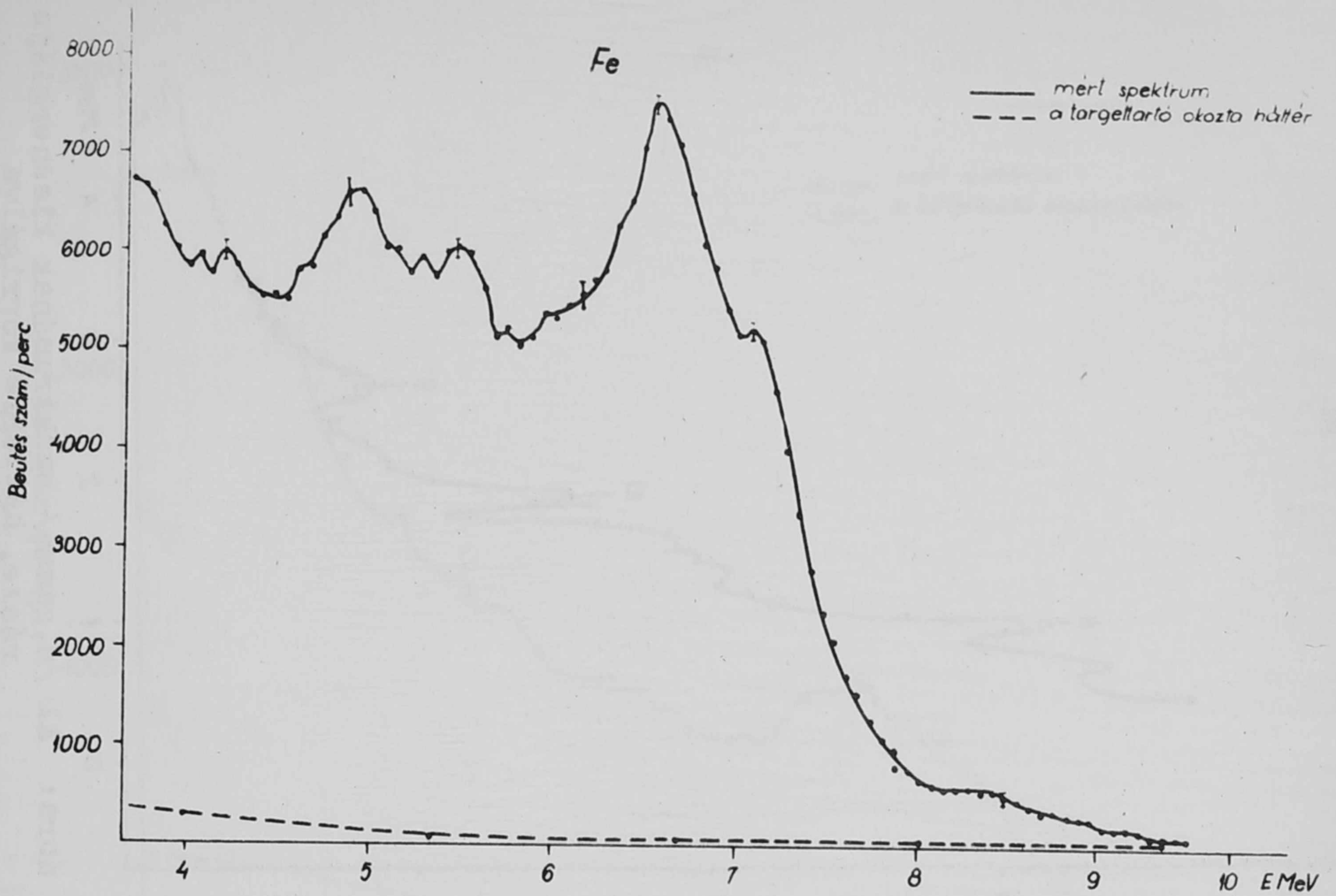
Elem	N relativ integrális beütésszám	$\sigma_{\text{mért}}$ barn	$\sigma_{\text{irod.}}$ barn
^{28}Ni	50499	3,64	$4,6 \pm 0,2$
^{26}Fe	59089	2,53	$2,53 \pm 0,06$
^{24}Cr	68164	2,4	$2,9 \pm 0,2$
^{22}Ti	78119	5,6	$5,6 \pm 0,4$
^{13}Al	27933	0,29	0,5

Végezetül köszönetünket fejezzük ki a Reaktor Üzem és a Dozimetriai Csoport dolgozóinak a reaktor mellett végzett munkánkban nyújtott segítségükért. Köszönet illeti még csoportunk tagjait: Belányi Bélát, Békési Gyöngyit, Koncz Sándort és Szeiler Nándort a mérések előkészítéséért.



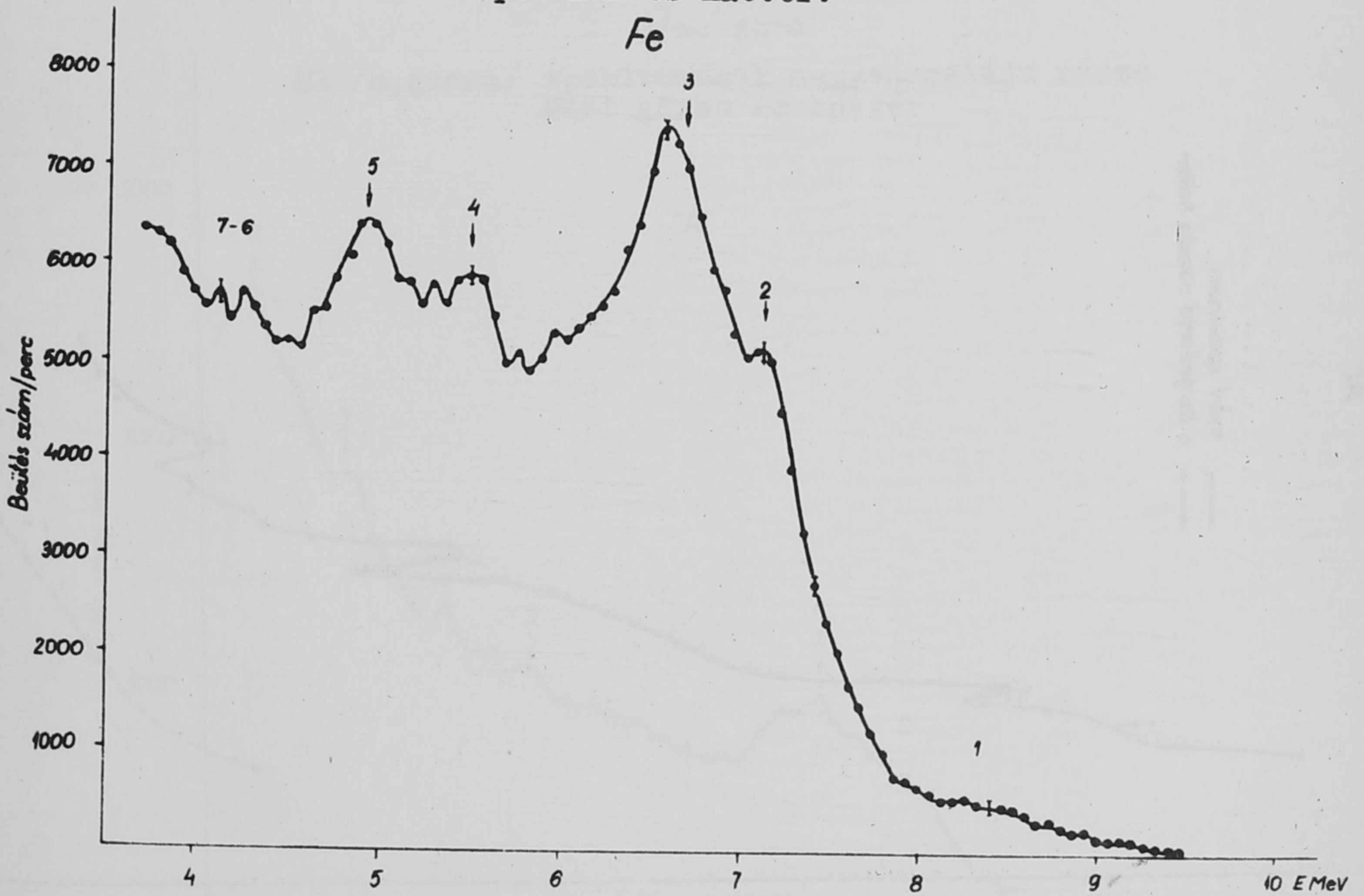
6/b. ábra: Fe /n,gamma/ spektrumának kisenergiájú része háttérre korrigálva

6/a. ábra: Fe/n,gamma/ spektrumának kisenergiájú része. Mért spektrum és háttér.



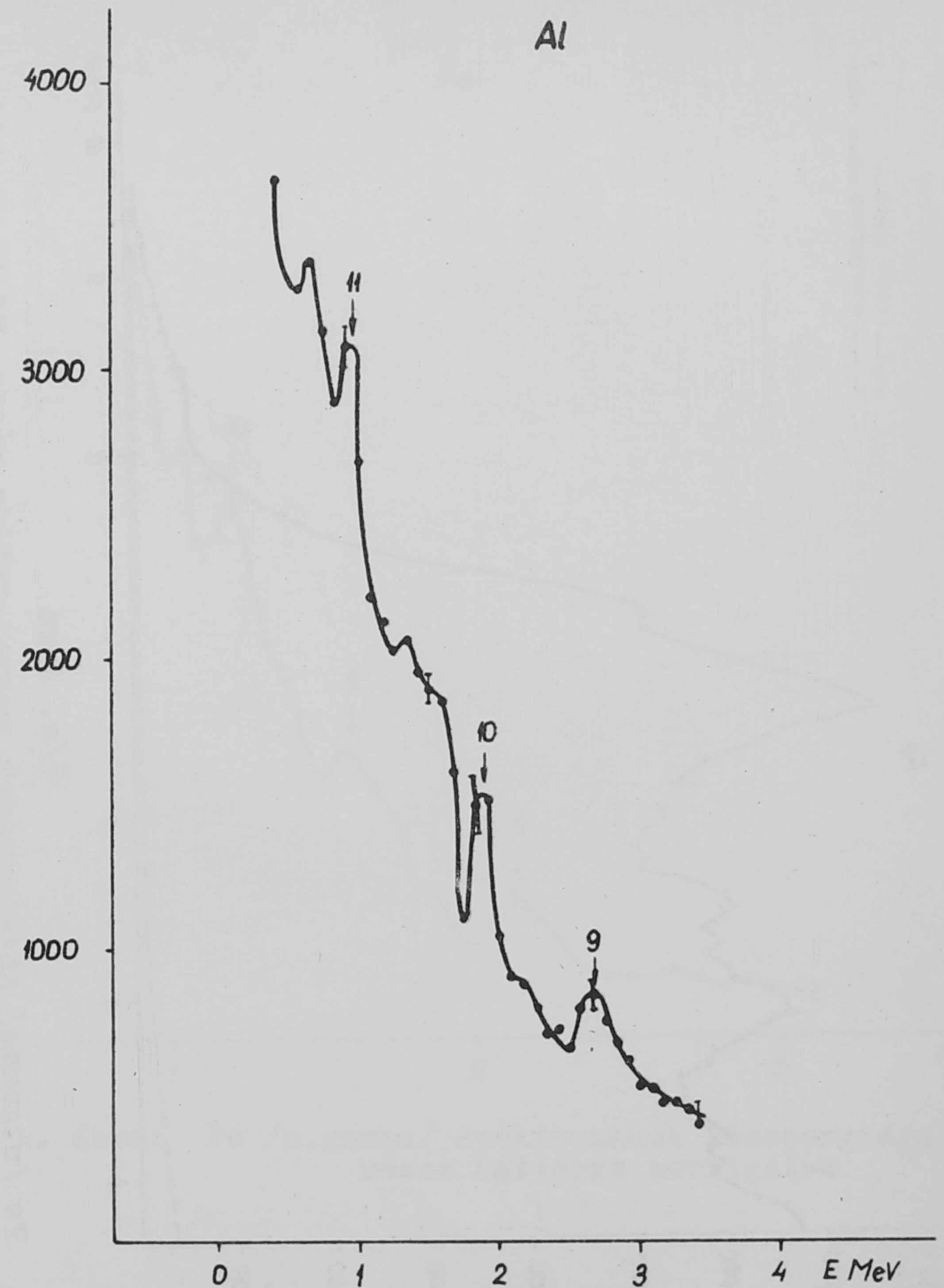
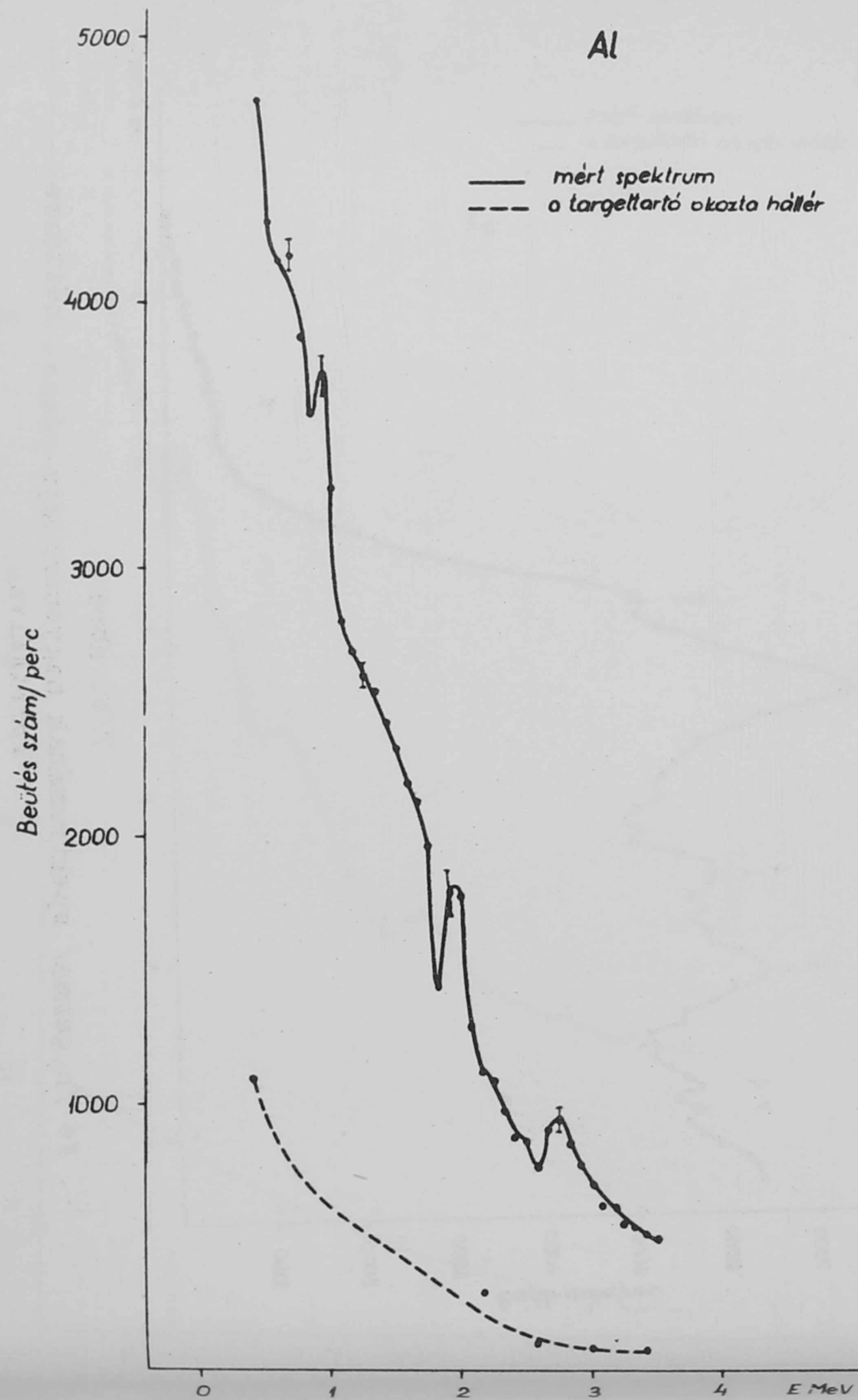
7/a. ábra

Fe /n,gamma/ spektrumának nagyenergiájú része. Mért spektrum és háttér.



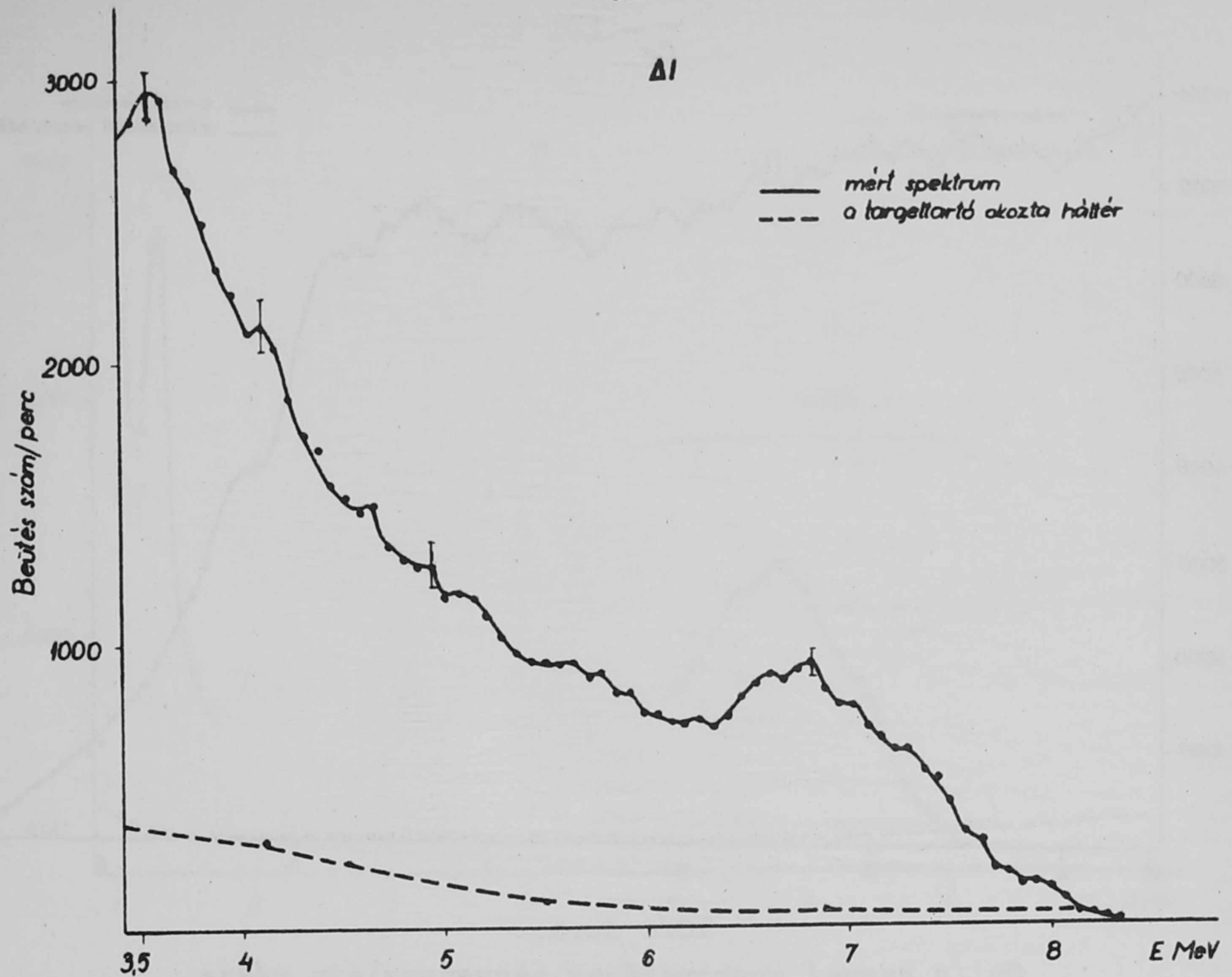
7/b. ábra

Fe /n,gamma/ spektrumának nagyenergiájú része, háttérre korrigálva.

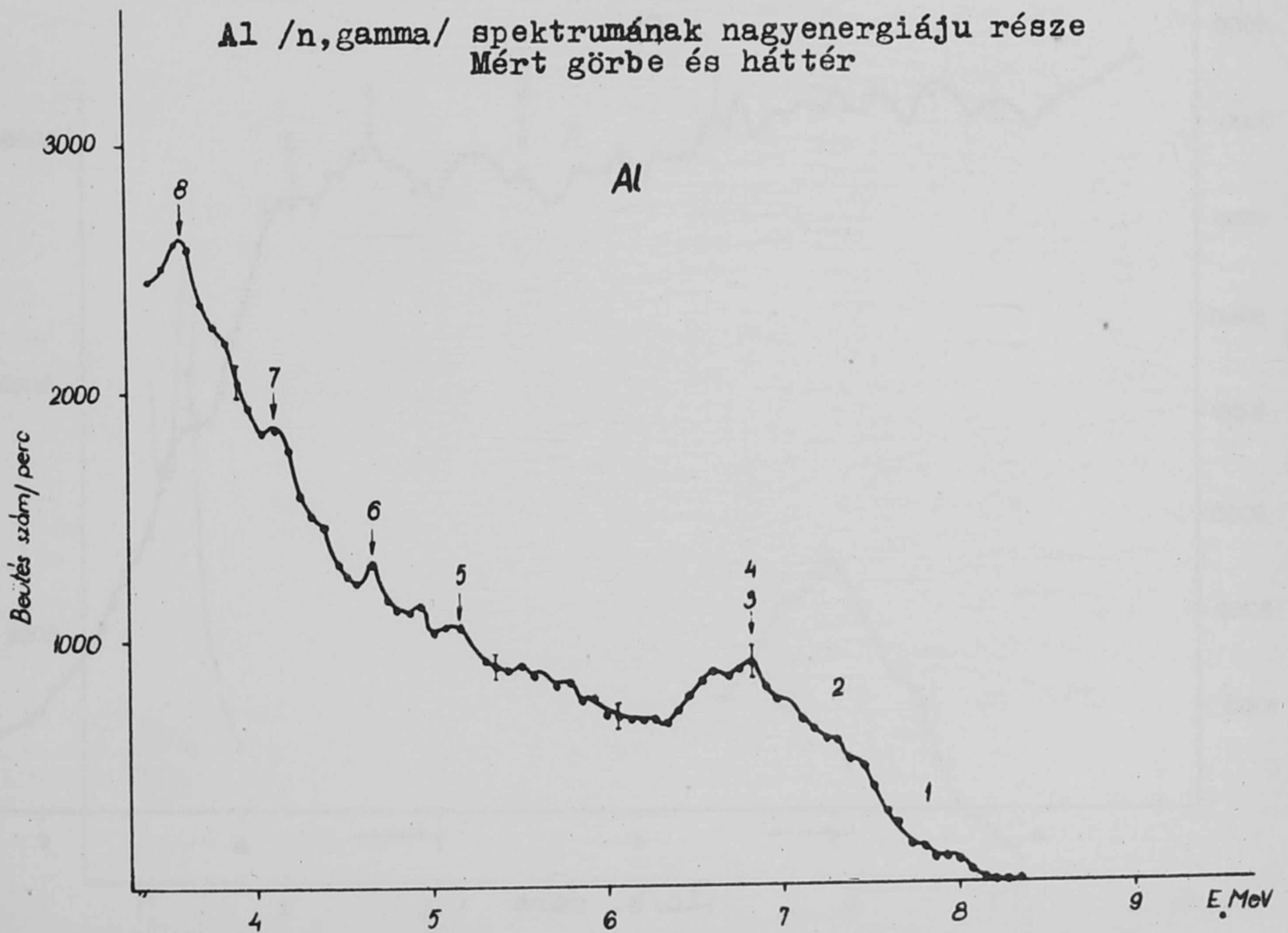


8/b. ábra: Al /n,gamma/ spektrumának kisenergiájú része, háttérre korrigálva

8/a. ábra: Al /n,gamma/ spektrumának kisenergiájú része. Mért görbe és háttér



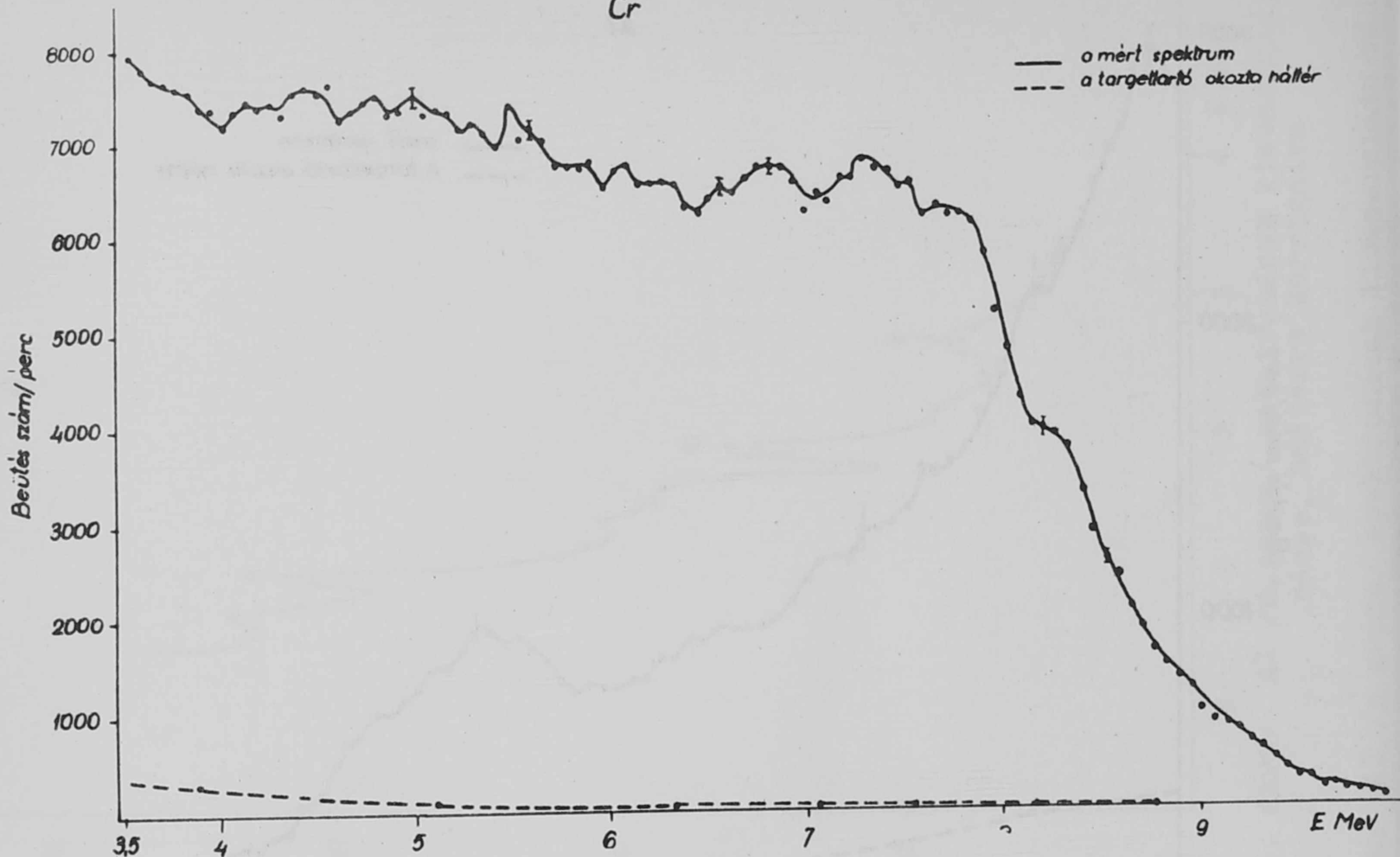
9/a. ábra



9/b. ábra

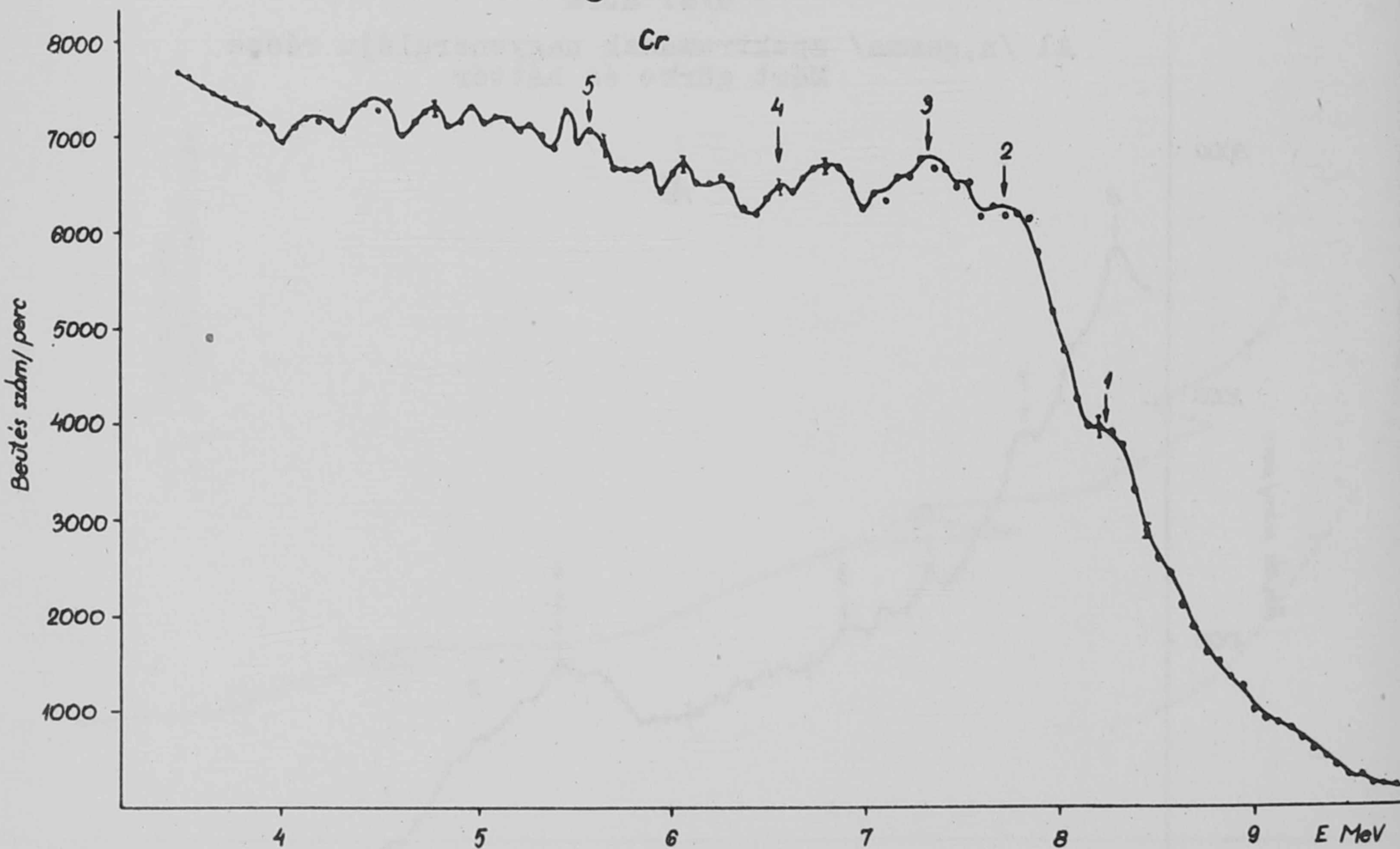
Al /n,gamma/ spektrumának nagyenergiájú része háttérre korigálva

Cr



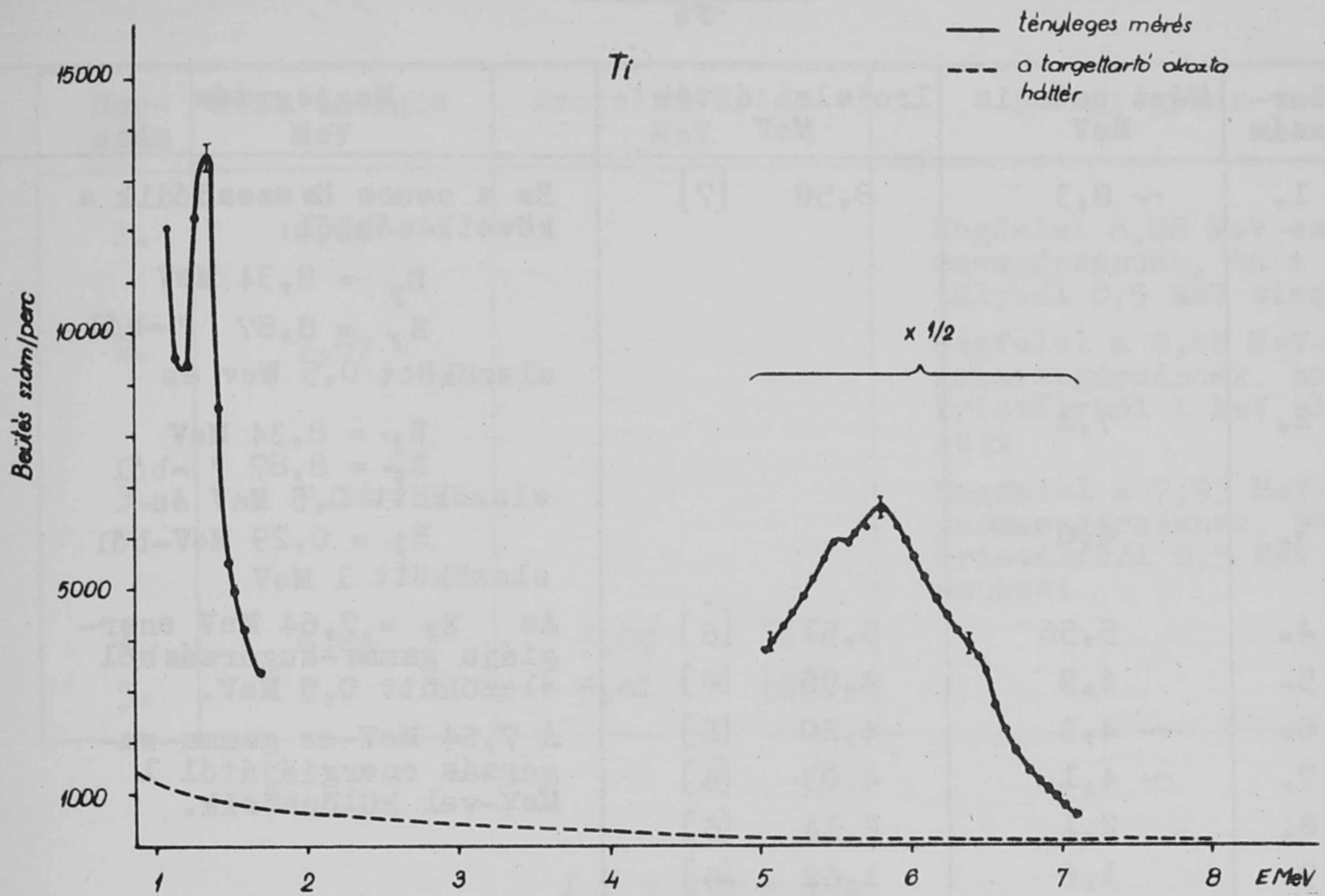
10/a ábra,

Cr /n,gamma/ spektrumának nagyenergiájú része
Mért görbe és háttér



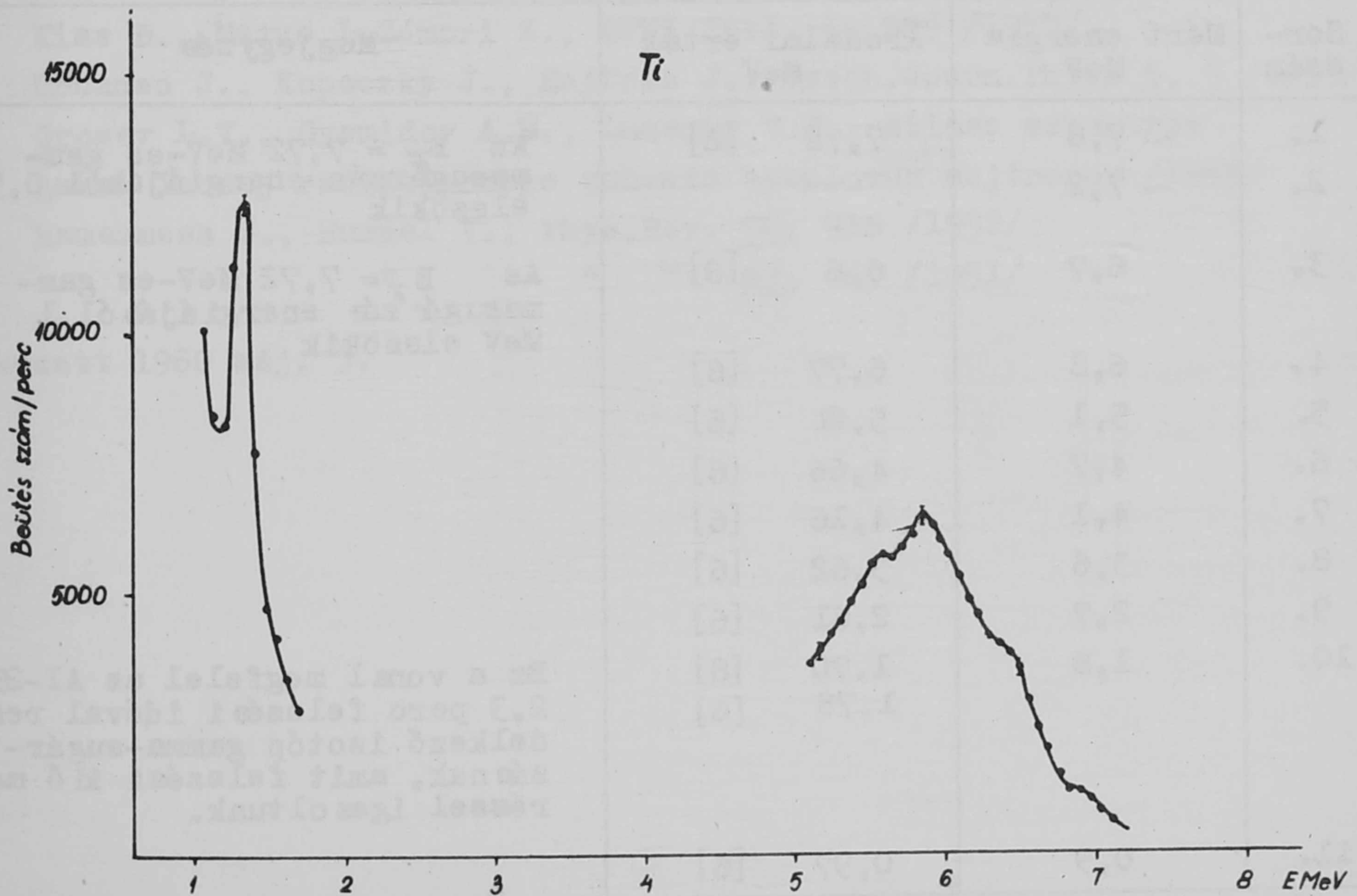
10/b. ábra

Cr /n,gamma/ spektrumának nagyenergiájú része háttérre
korigálva



11/a. ábra

Ti /n,gamma/ spektruma. Mért görbe és háttér



11/b. ábra

Ti /n,gamma/ spektruma háttérre korrigálva

IV. TÁBLÁZAT
Fe

Sor- szám	Mért energia MeV	Irodalmi érték MeV	Megjegyzés
1.	~ 8,3	8,50 [7]	Ez a csucs összeadódik a következőkből: $E_{\gamma} = 8,34 \text{ MeV}$ $E_{\gamma} = 8,87 \text{ " -ből}$ elszökött 0,5 MeV és
2.	7,1		$E_{\gamma} = 8,34 \text{ MeV}$ $E_{\gamma} = 8,87 \text{ " -ből}$ elszökött 0,5 MeV és
3.	6,6		$E_{\gamma} = 0,29 \text{ MeV-ből}$ elszökött 1 MeV
4.	5,56	5,51 [6]	Az $E_{\gamma} = 7,64 \text{ MeV}$ ener- giájú gamma-sugárzásból elszökött 0,5 MeV.
5.	4,9	4,96 [6]	
6.	~ 4,3	4,20 [6]	A 7,64 MeV-es gamma-su- gárzás energiájától 1 MeV-vel különbözik.
7.	~ 4,1	4,03 [6]	
8.	2,1	2,14 [6]	
9.	1,6	1,62 [6]	
10.	1,2	1,23 [6]	

V. TÁBLÁZAT
Al

Sor- szám	Mért energia MeV	Irodalmi érték MeV	Megjegyzés
1.	~ 7,8	7,72 [6]	
2.	~ 7,2		Az $E_{\gamma} = 7,72 \text{ MeV-es}$ gam- masugárzás energiájából 0,5 elszökik
3.	6,7	6,6 [8]	Az $E_{\gamma} = 7,72 \text{ MeV-es}$ gam- masugárzás energiájából 1 MeV elszökik
4.	6,8	6,77 [6]	
5.	5,1	5,21 [6]	
6.	4,7	4,66 [6]	
7.	4,1	4,16 [6]	
8.	3,6	3,62 [6]	
9.	2,7	2,61 [6]	
10.	1,8	1,70 [8] 1,78 [6]	Ez a vonal megfelel az Al-28 2,3 perc felezési idővel ren- delkező izotóp gamma-sugár- zásnak, amit felezési idő mé- réssel igazoltunk.
11.	0,9	0,97 [6]	

VI. TÁBLÁZAT

Cr

Sor-szám	Mért energia MeV	Irodalmi érték MeV	Megjegyzés
1.	8,25		Megfelel 8,88 MeV-es gamma sugárzásnak, ha a kristályból 0,5 MeV elszökött
2.	7,67		Megfelel a 8,88 MeV-es gamma sugárzásnak, ha a kristályból 1 MeV elszökött
3.	7,34		Megfelel a 7,93 MeV-es gamma sugárzásnak, ha a kristályból 0,5 MeV elszökött
4.	6,64	6,60 [6]	
5.	5,7	5,61 [6]	

I r o d a l o m

- [1] Ádám A., Lovas I., KFKI Közl. 5, 521 /1957/
- [2] Csákány A., " " 5, 608 /1957/
- [3] Albert Á., " " 5, 559 /1957/
- [4] Kiss D., Matus L. Zámori Z., KFKI Közl. 5, 589 /1957/
- [5] Urbanec J., Kopeczky J., Kajfosz J., Czech. Journ. Phys. 5, 9 /1959/
- [6] Grosev L.V., Gyemidov A.M., Lucenko V.N., Atlasz szpektrov gamma lucsej radiacionnogo zahvata tyeplovüh nejtronov /1959/
- [7] Hamermesh B., Hummel V., Phys. Rev. 88, 916 /1952/
- 8 " " " 83, 663 /1951/

Érkezett 1960 máj. 3.

SPEKTRÁLIS TÖMEGDISZKRIMINÁCIÓ CsJ/Tl/ SZCINTILLÁLÓ KRISTÁLLYAL

Irta: Hrehuss Gyula
Magfizikai Laboratórium I.

Összefoglalás

Megvizsgáltuk a könnyű és nehéz részekkel bombázott CsJ/Tl/ szcintillátor emissziós spektrumát, s a méréseredmények kiértékelése azt mutatja, hogy a könnyű részekkel nyert emissziós spektrumban a rövidebb hullámhosszak dominálnak a nehéz részekkel nyert spektrumhoz képest. Ezzel egy új lehetőség adódik a tömegdiszkriminálásra a szcintillációs részecske-detektálásban.

A magreakciók vizsgálatánál használatos szcintillációs részecske-detektoroknál a részecskék tömeg szerinti szétválasztását az az újonnan felismert tény teszi lehetővé, hogy a szcintillátor fényimpulzusának karaktere a gerjesztő részecske tömegétől függően különböző. Az ezzel kapcsolatos korábbi tapasztalatokat a következőképpen foglalhatjuk össze [1], [2].

A használatos szcintillátorok fluoreszcenciája két exponenciális komponensből tevődik össze, melyek felezési idejében kb. 1 nagyságrendi különbség van. A hosszabb felezési idejű komponens felezési ideje független a gerjesztő részecske tömegétől, ellentétben a rövidebb komponensével, mely felezési ideje elektronok, illetve α részek gerjesztése esetén egy kettős faktorialis is különbözhet. A CsJ/Tl/ esetében a tömegtől független komponens átlagos élettartama 7 usec, a második komponensé 0,43 usec, illetve 0,7 usec α illetve β részekkel való gerjesztés esetén. A helyzet hasonló a szerves szcintillátorok esetében is, azzal a különbséggel, hogy ott az átlagos élettartamok lényegesen rövidebbek és a tömegtől függő komponensben a β részekre vonatkozó átlagos élettartam rövidebb. A továbbiakban azonban csak a szervetlen CsJ/Tl/ szcintillátorral foglalkozunk.

Ha feltételezzük, hogy a tömegtől függő komponens metastabil állapotok legerjesztődéséből származik, az is elgondolható, hogy a különböző tömegű részecskék különböző metastabil állapotokat gerjeszthetnek nagyobb valószínűséggel, azaz hogy a könnyű, illetve nehéz részekkel nyert emissziós spektrum nem azonos. Amennyiben a különbség elég nagy, ezzel egy viszonylag egyszerű tömegdiszkriminációs lehetőséghez jutnánk: a fotomultiplier és a foszfor közé iktatott szinszűrővel a könnyebb, illetve nehezebb részecskékre jellemző spektrum tartományt engednénk át.

A kérdés eldöntésére a következő méréseket végeztük el:

- 1./ Egy 3 cm \varnothing és 2,0 cm magas CsJ/Tl/ /Harkovkij Zav.Chimreaktivov gytm./ szcintillációs kristály és RCA 6342 multiplier közé ismert transzmissziós karakterisztikájú üveg szinszűrőket helyeztünk. Po α sugarakkal,

melyek 5,0 MeV energiával érték a kristályt és Na-22 izotópból származó 0,52 MeV annihilációs, illetve 1,28 MeV direkt γ sugárzással gerjesztve a foszfort, egycsatornás amplitudó analizátorral felvettük az α illetve γ spektrumokat különböző színszűrők alkalmazása esetén. Mindkét sugárforrásnál a szcintillációk száma kb. 10^3 /sec. volt.

A multiplier anód-munkaellenállásán a kristályból származó fényimpulzus fotonszámával arányos feszültséglökést kapunk, ha az anódköri időállandó elég nagy. Az egységnyi hullámhossz intervallumba eső fotonszámot $\delta(\lambda)$ -val, a multiplier spektrális érzékenységgüggvényét $\sigma(\lambda)$ -val, végül a színszűrő transzmisszió-függvényét $\tau(\lambda)$ -val jelölve a multiplier feszültségimpulzusa

$$S = K \int_{-\infty}^{+\infty} \tau(\lambda) \cdot \sigma(\lambda) \cdot \delta(\lambda) d\lambda$$

egy meghatározott részecske energiánál.

A színszűrők transzmissziós függvénye:

$$\tau(\lambda') \approx \begin{cases} 0 & \text{ha } \lambda' < \lambda \\ \text{konst.} & \text{ha } \lambda' > \lambda \end{cases}$$

alaku /integrális/ volt. A multiplier vörös határát Λ -val jelölve

$$S = K \int_{\lambda}^{\Lambda} \sigma(\lambda') \cdot \delta(\lambda') d\lambda'$$

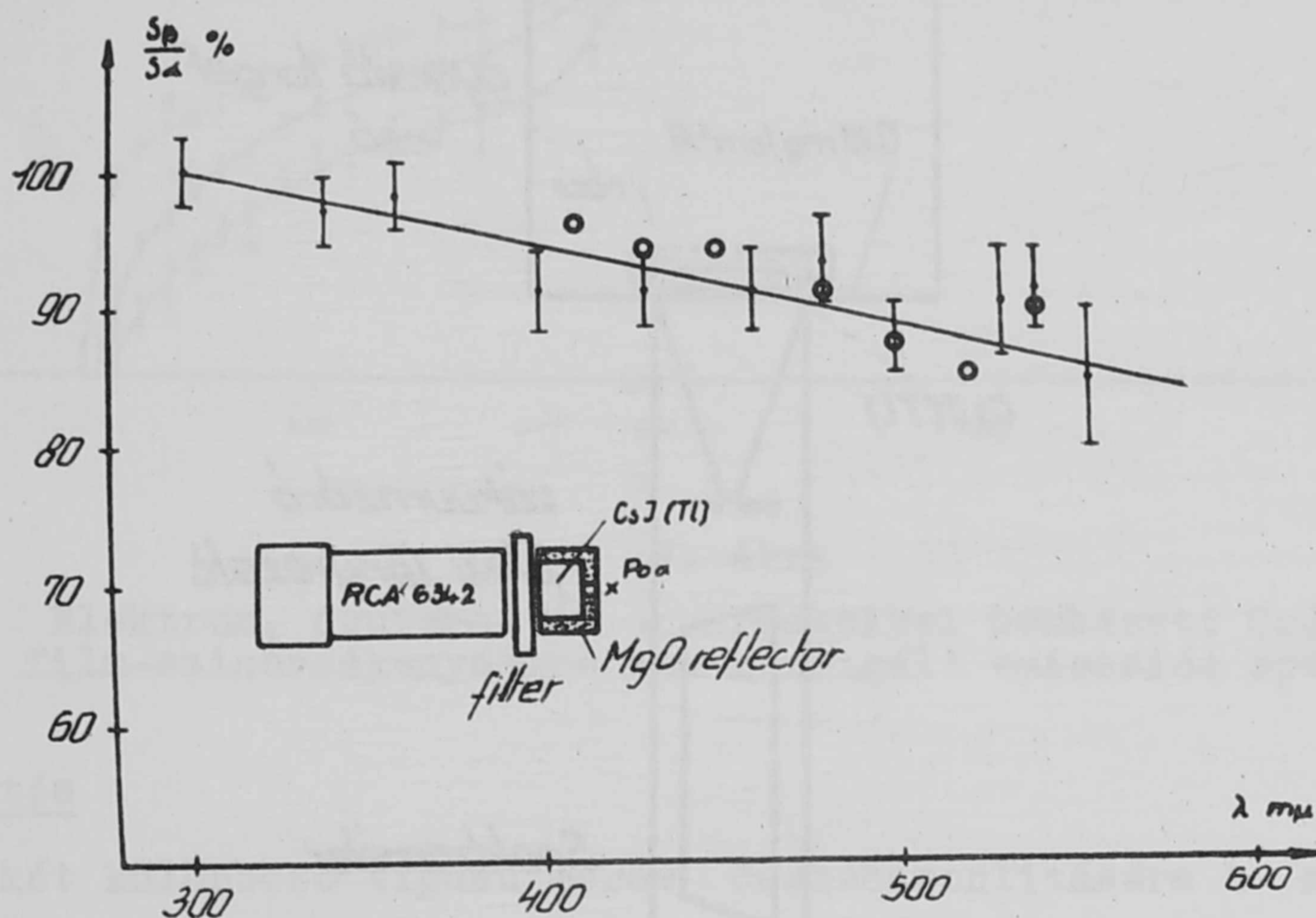
Az

$$\delta(\lambda) = \frac{S_{\beta}}{S_{\alpha}} = \frac{\int_{\lambda}^{\Lambda} \sigma(\lambda') \cdot \delta_{\beta}(\lambda') d\lambda'}{\int_{\lambda}^{\Lambda} \sigma(\lambda') \cdot \delta_{\alpha}(\lambda') d\lambda'}$$

nányadossal jellemezhetjük a β ill. α részekkel gerjesztett foszfor spektrális tulajdonságát, erre a függvényre kapott méréseredmény az 1. ábrán látható, egyenessel közelítve, melyet a legkisebb négyzetek módszerével illesztettük a mérési pontokhoz. Egy-egy szűrő esetén az α és γ spektrumokat a multiplier feszültség megváltoztatása nélkül mértük, az amplitudó analizátor méréstartományába az erősítő előzetesen kalibrált attenuátorával töltük a fotócsucsokat és az α csucst a megfelelő helyre, a minél pontosabb kiértékelhetőség végett. Mérést végeztünk arra vonatkozólag is, hogy vajon a multiplier telítődési effektusa nem rontja-e el a linearitást, de azt találtuk, hogy az alkalmazott feszültség-intervallum határai között /1000 és 1370 V/ is kisebb a linearitástól való eltérés, mint 2,5 %.

Hasonló jellegű effektust okozhat az, hogy az α -részek által gerjesztett fény utja a β részekénél nagyobb a kristályban. A CsJ/Tl/ kristály esetleges szelektív abszorpciója a mérthez hasonló effektust okozhat. Ezért spektrofotométerrel megvizsgáltuk a kristályt, de a felületi reflexion kívül semmi más hullámhossztól függő effektust nem találtunk a

400-600 μm -ig terjedő tartományban, a felületi reflexió pedig az adott esetben nem játszik szerepet.



1. ábra

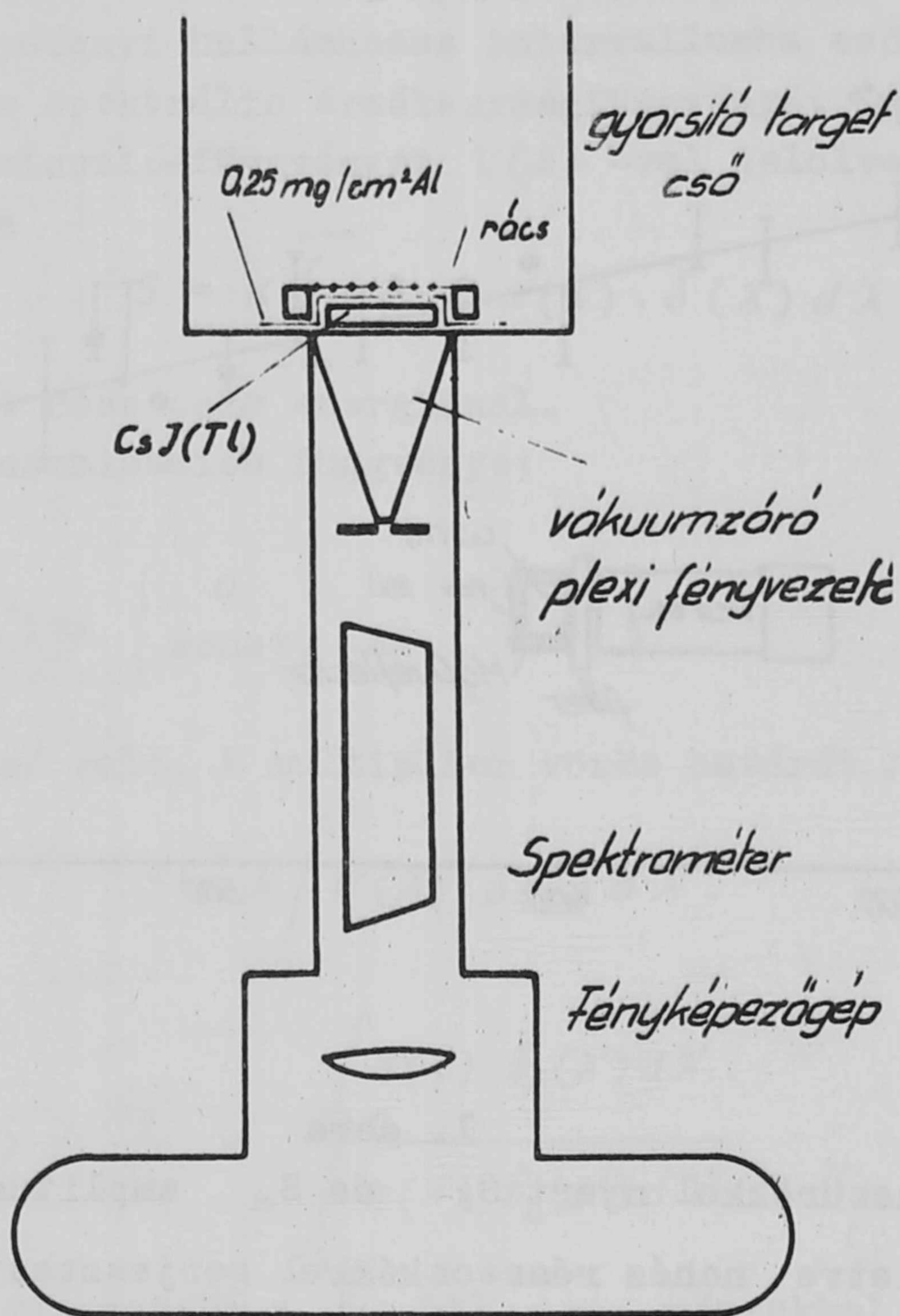
Szinszűrőkkel nyert S_β és S_α amplitudók hányadosa

2./ A könnyű, illetve nehéz részecskékkel gerjesztett CsJ/Tl/ szcintilláló-kristály emissziós spektrumát a 2. ábrán látható elrendezéssel vizsgáltuk meg. Tekintettel arra, hogy nem várunk vonalas spektrum szerkezetet, a méréshez egy kis felbontású spektroszkóp is elegendő volt, a spektrumot Contax D fényképezőgéppel fényképeztük Agfa Isopan F filmre. A kristály kb. 1 cm^2 felületű és 1 mm vastag volt, a fényt egy hozzáillesztett plexi ék vezette a spektroszkóp réséhez. A bombázott oldalon $0,25 \text{ mg/cm}^2$ vastag Al fóliával borítottuk be a kristályt, melyet egy drótháló szorított le, ez egyuttal a felületen összegyűlő töltések levezetésére is szolgált.

/2. ábrát lásd a 110. oldalon/

Elektronokkal való gerjesztés esetén, a bombázó nyalábot az intézet 1 MeV-es Van de Graaff gyorsítója szolgáltatja, az elektronnyalábot egy 20 mg/cm^2 vastag fűrészfém fólián át szabad levegőre engedték, ebben kb. 2 cm ut megtétele után érte el a kristályt. A kristálynál az elektronok energiája 400 keV , az áramsűrűség kb. $1 \mu\text{A/cm}^2$ volt.

A nehéz részecskékkel való gerjesztésnél a kristály az Intézet 600 keV -os iongyorsítójának vákuumrendszerében volt elhelyezve úgy, hogy az ionnya-

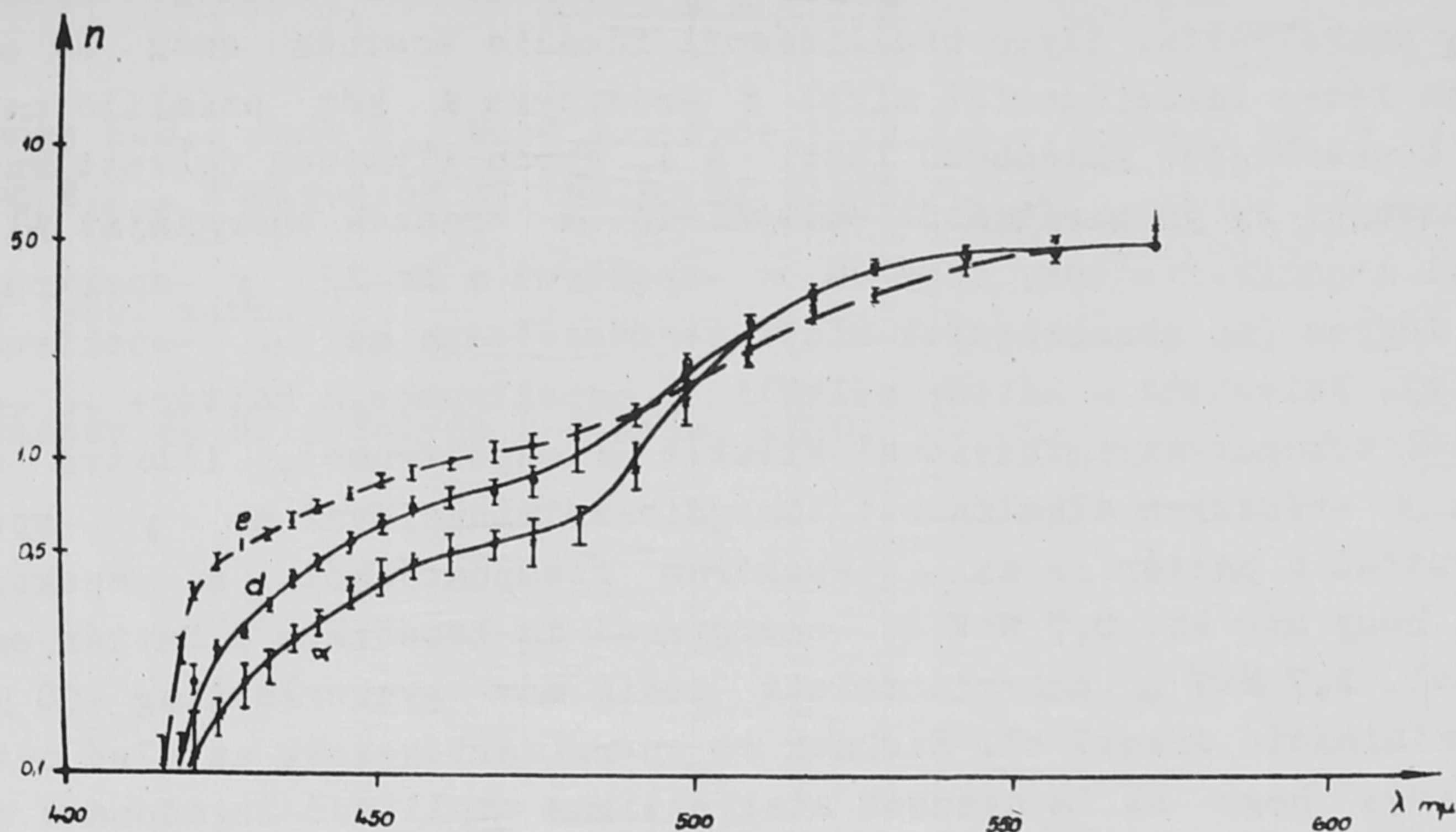


2. ábra

A spektrum közvetlen vizsgálatának kísérleti elrendezése

láb közvetlenül érte az Al fóliával, illetve ráccsal beborított kristályt. Deuteronokkal és α részecskékkel bombáztuk a kristályt, az előbbiek energiája 300 keV volt, az utóbbiaké pedig 500 KeV He^{++} , illetve 250 keV He^+ ionokra. Figyelembevéve a kristályt borító fóliában való lefékeződést, a kristályt érő deuteronok energiája 180 keV, az α részecské 250 keV volt, a He^+ ionoké pedig elenyészően kicsi. Az áramsűrűség a kristály felületén ebben az esetben is $1 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ körüli értékű volt.

A besugárzások után megvizsgálva a kristály felületét, azon semmilyen roncsolódást nem láttunk. A kalibrált hullámhossz skálával ellátott spektrum felvételeket lépcsős ék felvételekkel is elláttuk, majd előhívás után MØ-4 mikrofotométerrel kiértékeltek. A 410-580 m μ hullámhossz tartományban azonos fotonszámra normált spektrumokat a 3. ábra mutatja.



3. ábra

Elektron, deuteron és α részeckekkel bombázott CsJ/Tl/ film-szinérzékenységre nem korrigált emissziós spektrum

Következtetés

A két különböző típusu mérés összehasonlítására a második mérésben kapott spektrumokat a következőképpen vizsgáltuk meg:

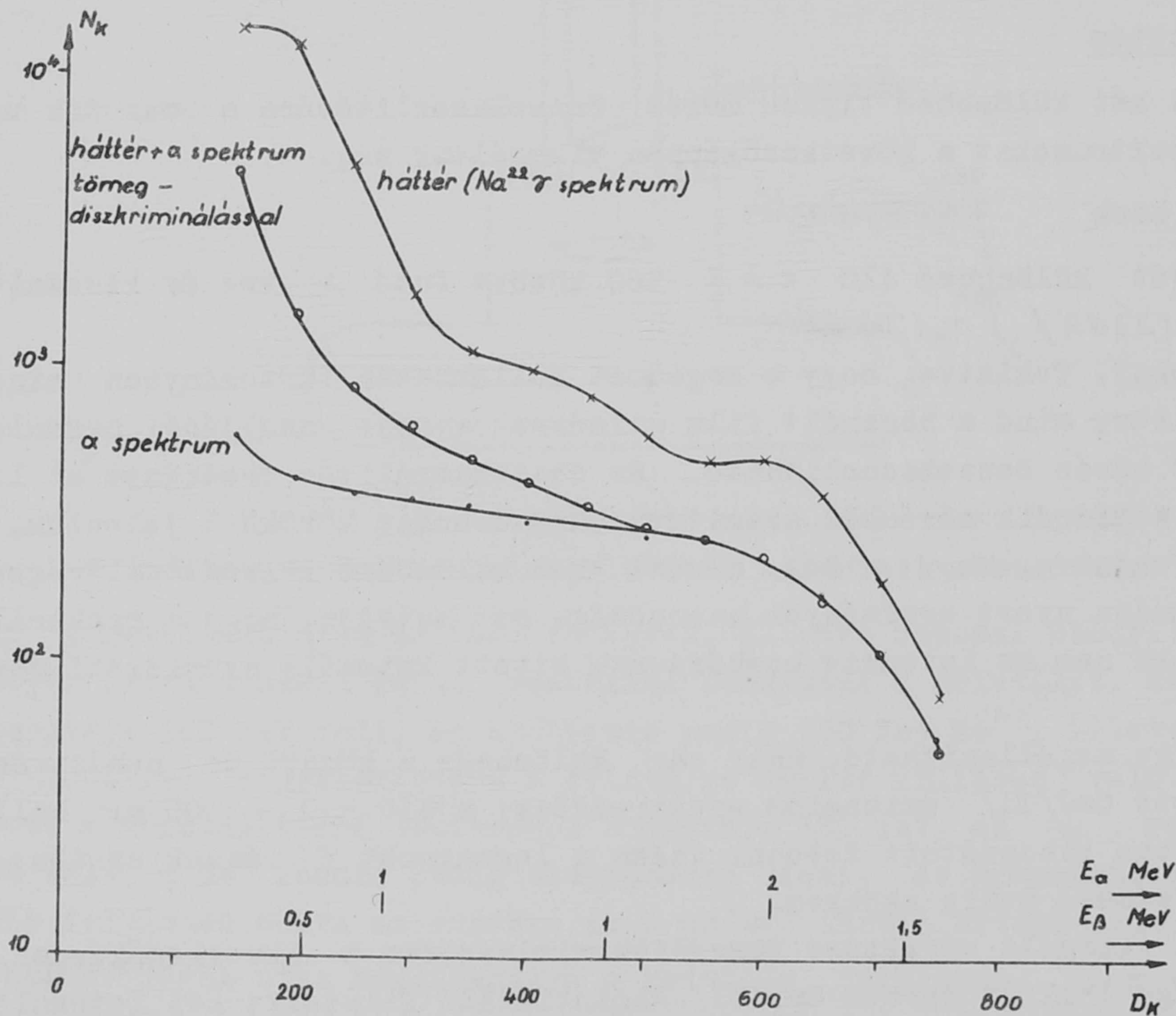
képeztük azok $\int_{\lambda}^{580} n(\lambda') d\lambda'$ integrálját különböző $410 < \lambda < 580$ között futó λ -kra és kiszámítottuk, az $\int_{\lambda}^{580} n_{\beta}(\lambda') d\lambda' / \int_{\lambda}^{580} n_{\alpha}(\lambda') d\lambda'$ hányadosokat. Tekintve, hogy a megadott hullámhossz tartományban mind a fotomultiplier, mind a használt film szinérzékenysége nagyjából hasonló mentű, a két mérés összehasonlítható. Az összehasonlítás eredménye az 1. ábrán látható: a második mérésből számított hányadosokat körökkel jeleztük.

Tekintve, hogy a két mérést két különböző kristállyal végeztük, a kétféle módon nyert eredmények azonossága azt mutatja, hogy a spektrális különbség oka nem az intenzív bombázásnak kitett kristály szerkezeti megváltozása.

Igy megállapítható, hogy van különbség a könnyű és nehéz részeckek gerjesztett CsJ/Tl/ emissziós spektrumában; a $410 < \lambda < 500 \text{ m}\mu$ hullámhossz tartományban kibocsátott fotonok száma a legnagyobb β részecskék esetén, növekvő tömegszámmal pedig csökken.

A vizsgált effektust tömegdiszkriminációra a következőképpen alkalmaztuk. Egy $1 \times 1/2$ méretű CsJ/Tl/ szcintilláló kristályt két fotomultiplier nézett egy sárga ($\lambda_{tr} > 600 \text{ m}\mu$) illetve egy kékt ($\lambda_{tr} < 600 \text{ m}\mu$) szin-szűrőn keresztül. A multiplier feszültségeket úgy állítottuk be, hogy egy meghatározott energiájú α részecskére mindkét számláló egyenlő nagyságú impulzussal reagáljon a számlálók utáni erősítők kimenetén mérve. Az impulzu-

sokat egy-egy egycsatornás amplitudó analízátorba vezettük, melyek koincidenzába voltak kapcsolva és amelyek diszkriminációs szintjét közös előfeszültség szabályozta. Ilyen beállításnál ideális esetben csak az α részék hozhatnak létre koincidenzáát mivel β -részekre a két számláló amplitudó-energia összefüggése különböző lesz. A 4. ábrán ily módon felvett spektrumokat láthatunk. Po preparátumból emittálódó α -részek energiáját Al abszorbensekkel lecsökkentettük, hogy az α -spektrum a Na-22 γ -spektrumával lefedhető legyen (az abszorbensek miatt természetesen az α -spektrum alakja elromlott). Felvettük a háttér nélküli α -spektrumot, a háttér+ α -spektrum keverékből tömegdiszkriminációval kiemelt α -spektrumot, illetve a keverékből a β -részekre alkalmazott tömegdiszkriminációval a γ -spektrumot mely egyúttal a háttér is az α -spektrum szempontjából. A spektrumokból látható, hogy még kb. 0,7 MeV α -energiánál is lecsökken a háttér egy nagyságrenddel, 1,7 MeV α energia felett pedig már gyakorlatilag 100 %-os tömegdiszkrimináció érhető el. Ezeknek az energiaértékeknek az alsó határát az szabja meg, hogy az impulzusok statisztikus amplitudó-ingadozása mekkora. Kisenergiájú részecskéknél a kiváltott és viszonylag kis fotonszám miatt az amplitudó ingadozás már akkora lehet, hogy az α részék kiemelésére beállított analízátor-pár koincidáló impulzusokat regisztrál β részék esetén is. Mindenesetre ez szabja meg az effektív tömegdiszkrimináció alsó energiahatárát.



4. ábra

Spektrális tömegdiszkriminációval felvett α ill. γ energiaeioszlások

I r o d a l o m

- [1] Storey R.S., Jack W., Ward A., Proc. Phys. Soc. /London/ 72, 1 /1958/
- [2] Owen R.B., Nucleonics 17, No. 9. 92 /1959. /

Érkezett 1960. márc. 4.

KFKI Közlemények 8. évfolyam 2-3 szám, 1960.

SZUSZPENZIÓK HŐÁTADÁSÁNAK VIZSGÁLATA

Irtta: Szentgyörgyi István, Török Antal és Szabados László
Reaktorfizikai és Technikai Laboratórium

Összefoglalás:

Egyes szerves anyagok /difil, difenil, terfenil, stb./ - számos kitűnő tulajdonságuknál fogva - alkalmasak atomreaktorok hűtésére. Hőátadási képességük azonban lényegesen rosszabb, mint a hagyományosan alkalmazott vízé. A folyadékba szuszpendált jó hővezetőképességű szilárd anyagokkal kísérletet tettünk a hőátadási tényező megjavítására. Ezt a problémát elméletileg és kísérletileg megvizsgáltuk és megállapítottuk, hogy ilyen módon gazdaságosan nem lehet a szerves hűtőközegek hőátadási tulajdonságait megjavítani.

I. A hőátadási tényező számítása

A szuszpenzió hőátadási tényezőjének meghatározásánál a folyadékoknak körkeresztmetszetű csövekben történő kényszeráramlása esetén felírható

$$Nu = 0,023 Re^{0,8} Pr^{0,4} \quad /1/$$

Nusselt-féle empirikus összefüggéséből indulunk ki. Ez az összefüggés csak turbulens áramlás / $Re > 2320$ / esetében igaz. Az /1/ egyenletben szereplő hasonlósági kritériumok /dimenzió nélküli számok/ a következők:

$$Nu = \frac{hd}{k} \quad - \text{Nusselt-féle szám;}$$

$$Re = \frac{vd\gamma}{\mu} \quad - \text{Reynolds-féle szám;}$$

$$Pr = \frac{g\mu c}{k} \quad - \text{Prandtl-féle szám;}$$

ahol	h	- hőátadási tényező;	$\text{kcal/m}^2 \cdot \text{ó C}^0$;
	d	- csőátmérő,	m;
	k	- hővezetési tényező,	$\text{kcal/m} \cdot \text{ó C}^0$;
	γ	- fajsúly,	kg/m^3 ;
	v	- áramlási sebesség,	m/sec ;
	μ	- dinamikai viszkozitás,	$\text{kg/m} \cdot \text{sec}$;
	g	- nehézségi gyorsulás,	m/sec^2 ;
	c	- fajhő /állandó nyomáson/	$\text{kcal/kg} \cdot \text{C}^0$

Ha a szuszpenzió és a tiszta folyadék hőátadási tényezőjét ugyanabban a berendezésben vizsgáljuk azonos áramlási sebesség és hőfok mellett, akkor a fizikai jellemzők behelyettesítése után az /1/ egyenletből a relatív hőátadási tényezőre az alábbi összefüggést kapjuk:

$$\frac{h_s}{h_1} = \left(\frac{k_s}{k_1}\right)^{0,6} \left(\frac{\mu_1}{\mu_s}\right)^{0,4} \left(\frac{\gamma_s}{\gamma_1}\right)^{0,8} \left(\frac{C_s}{C_1}\right)^{0,4} \quad /2/$$

A /2/ egyenletből látható, hogy a relatív hőátadási tényező meghatározásához a szuszpenzió hővezetési tényezőjének, viszkozitásának, fajsúlyának és fajhőjének ismerete szükséges a koncentráció függvényében.

A fajsúly és fajhő additív mennyiségek, s relatív értékük a következő módon számítható:

$$\frac{\gamma_s}{\gamma_1} = 1 + x_v \left(\frac{\gamma_2}{\gamma_1} - 1 \right) \quad /3/$$

$$C_s = \frac{(1-x_v) \gamma_1}{(1-x_v) \gamma_1 + x_v \gamma_2} C_1 + \frac{x_v \gamma_2}{(1-x_v) \gamma_1 + x_v \gamma_2} C_2 \quad /4/$$

ahol

$$x_v = \frac{V_2}{V_1 + V_2} \quad - \text{a koncentráció;}$$

V_1 - a folyadék térfogata, m^3 ;

V_2 - a szuszpendált szilárd anyag térfogata, m^3 .

Az /S/ indexszel a szuszpenzió, az /1/ indexszel a folyadékfázis és /2/ indexszel a szilárdfázis fizikai jellemzőit fogjuk a továbbiakban jelölni.

Hővezetési tényező

Ha a diszperz-fázis hatását vizsgáljuk a folyadék hővezetőképességére, akkor megállapítható, hogy a szuszpenzió hővezetőképessége gyakorlatilag csak olyan mértékben növekszik, amilyen mértékben a szuszpendált részecskék csökkentik a hővezetés irányába eső több nagyságrenddel rosszabb hővezetőképességű folyadék-réteg vastagságát. A folyadék hővezetési tényezője ugyan is kb. három nagyságrenddel kisebb, mint a diszperz fázis hővezetési tényezője. Hővezetés szempontjából a szuszpenzió mint sorbakapcsolt ellenállás fogható fel és a három nagyságrenddel jobb hővezetési képességű diszperz fázis ellenállása a folyadékhoz képest elhanyagolható. A szuszpenziók hővezetési tényezőjének számítására az irodalomból ismert alábbi összefüggést használtuk fel:

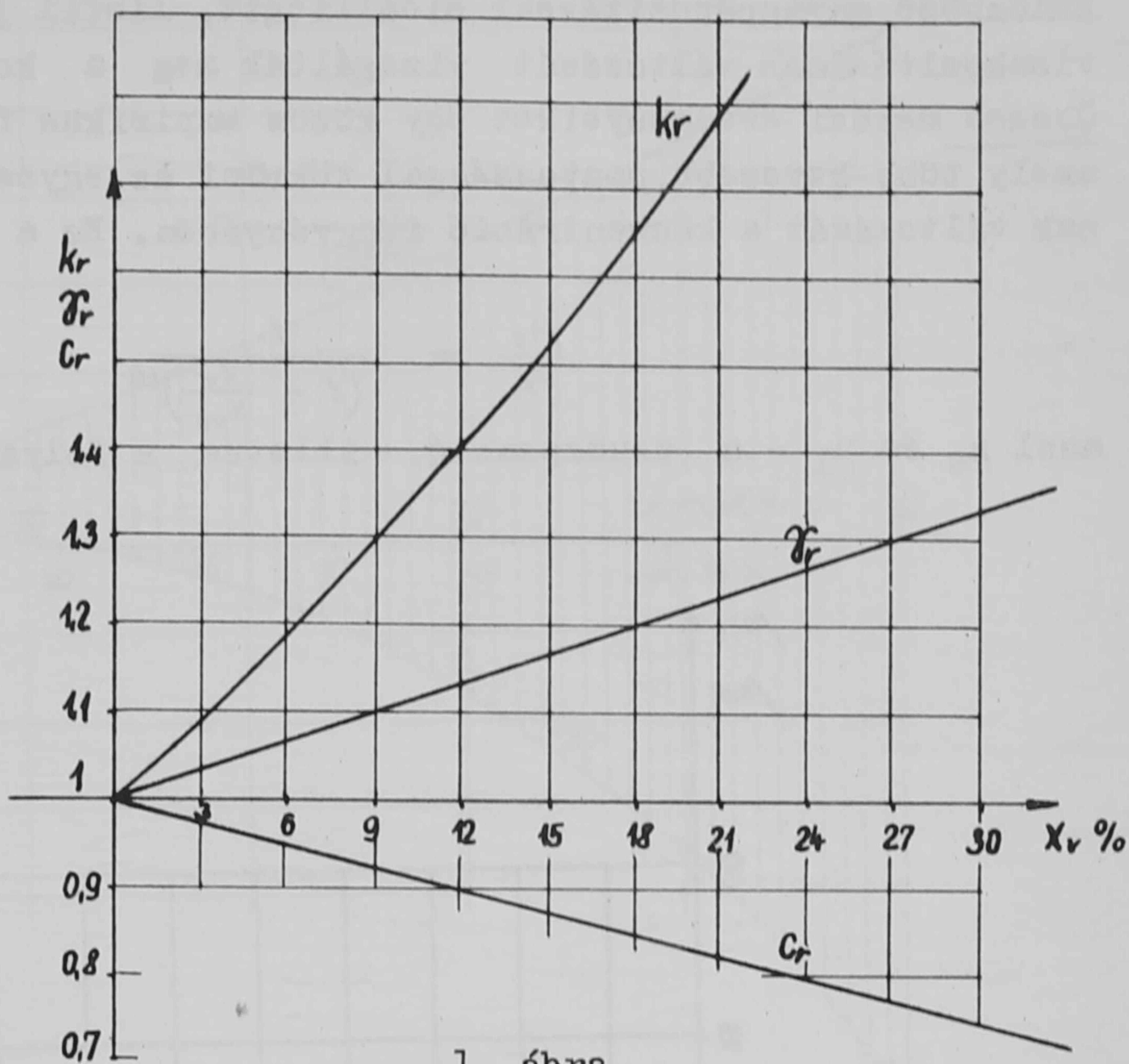
$$\frac{k_s}{k_1} = \frac{2 k_1 + k_2 - 2x_v / k_1 - k_2 /}{2 k_1 + k_2 + x_v / k_1 - k_2 /} \quad /5/$$

Ha $k_2 \gg k_1$, akkor az /5/ összefüggésre egyszerűbb alakot kapunk:

$$\frac{k_s}{k_1} = \frac{1 + 2x_v}{1 - c_v} \quad /6/$$

Ezt az összefüggést kétfázisú rendszer villamos-hővezetésének analógiája alapján vezették le. Mi hőtechnikai megfontolások alapján azonos eredményre jutottunk. A hővezetés lényege a következő: feltételeztük, hogy a diszperz

rendszerben, az alak-
talan diszperz fázis
egyenletes eloszlás-
ban helyezkedik el.
Kiválasztottuk ennek
a rendszernek egy e-
lemét, amely egy sza-
bálytalan geometriá-
ju diszperz részecs-
két és a koncentráció
által meghatározott
folyadék - mennyiség
tartalmazott. Felir-
tuk az elem hővezeté-
sét. és a következő
függvény -kapcsolatot
nyertük: $k_s/k_l =$
 $=f(k_1, k_2, x_v, \vartheta(x_v))$.
A k_s/k_l függvényben
szereplő $/x_v/$ függ-
vényt úgy határoztuk
meg, hogy az egyenlet-
hővezetés szempontjá-



1. ábra

A relatív hővezetési tényező, fajhő és faj súly
a koncentráció függvényében

ból - az egész rendszer viselkedését írja le. /rendezés után az /5/, /6/-nak
megfelelő egyenletet nyertük./ Az /5/ és a /6/ összefüggésekből kitűnik, hogy
a hővezetési tényező értéke nem függ a szemcsenagyságtól. Orr és Dalla Valle
2 - 260 mikron szemcseméret tartományban méréseket végeztek és a szemcse-
nagyság hatását a szuszpenzió hővezetőképességére nem észlelték.

Viszkozitás

Diszperz-rendszerek viszkozitását sokan vizsgálták és bizonyos meg-
kötésekkel elméleti összefüggéseket, vagy közvetlen mérésekből empirikus
formulákat irtak fel. Az eredmények nagymértékben eltérnek egymástól, mivel
az egyes szerzők mind más-más feltételekből kiindulva határozták meg az el-
méleti összefüggéseket, illetve végezték méréseiket.

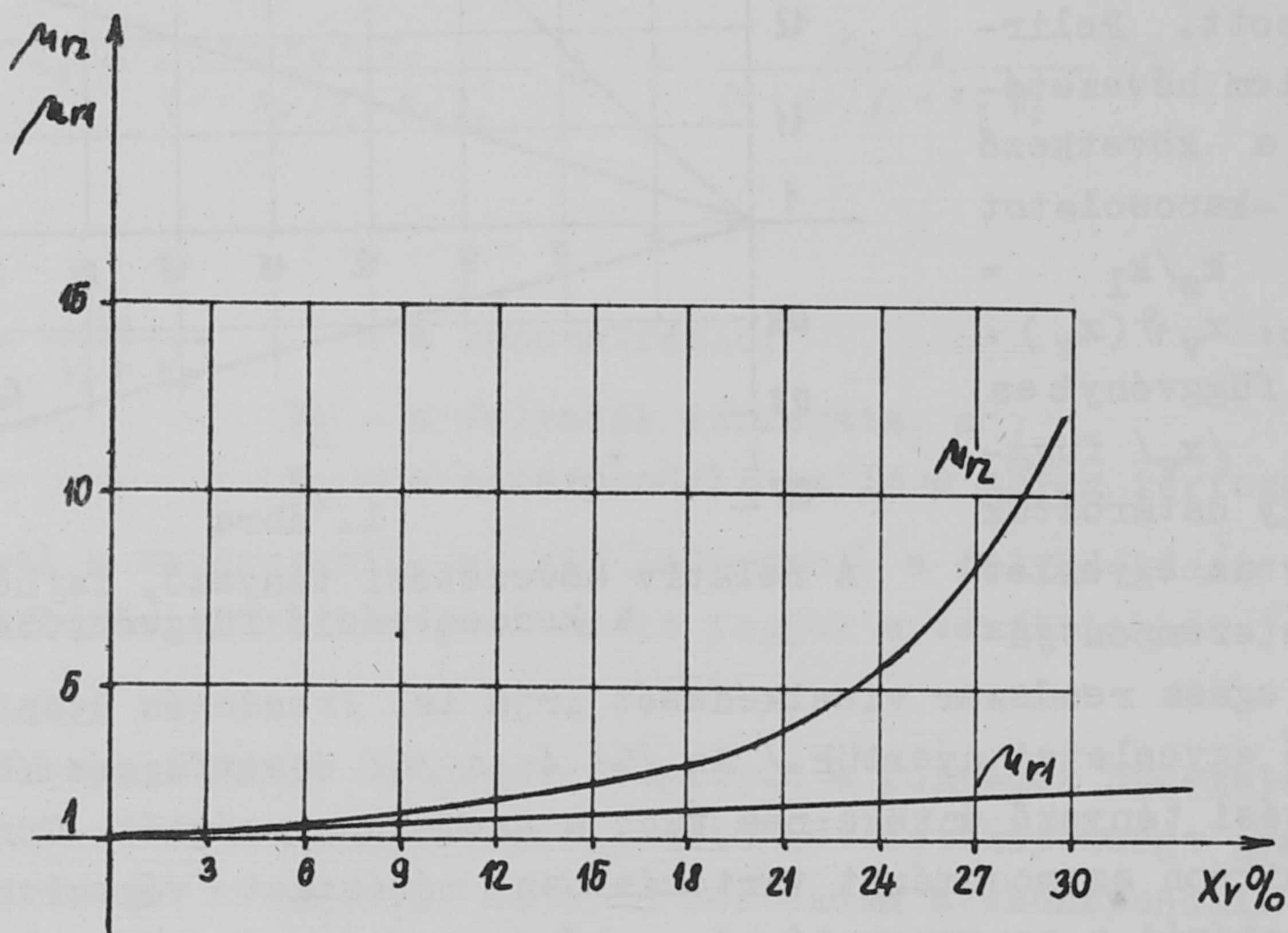
A szuszpenzió viszkozitásának változása a koncentráció függvényében
attól függ, hogy a diszperz-rendszer liofób, vagy liofil jellegű mutat. Lio-
fob jellegű mutató szuszpenziónál a folyadék és a szilárd részecskék között
valamint az egyes szilárd szemcsék között fiziko-kémiai, illetve mechanikai
kölsönhatás nem lép fel, ezért a csusztatófeszültség a sebesség gradienssel
arányos. Ebben az esetben a szuszpenzió newtoni-folyadéknak tekinthető és a
viszkozitás a koncentráció függvényében lineárisan változik. Liofób jellegű
szuszpenziók viszkozitására Hatschek az alábbi, kísérletekkel is igazolt ösz-
szefüggést vezette le:

$$\frac{\mu_s}{\mu_l} = 1 + 4,5 x_v$$

Hatschek szerint ez a formula 40 térfogat%-ig érvényes. Orr és Dalle Valle különböző anyagpárosítással előállított, liofil jellegű mutató, szuszpenziók viszkozitásának változását vizsgálták meg a koncentráció függvényében. Összes mérési eredményeiket egy közös empirikus formulában foglalták össze, amely több-kevesebb pontossággal tükrözi az egyes szuszpenziók viszkozitásának változását a koncentráció függvényében. Ez a formula

$$\frac{\mu_s}{\mu_1} = \frac{1}{\left(1 - \frac{x_v}{x_{v0}}\right)^{1,8}} \quad /8/$$

ahol μ_s és μ_1 - a szuszpenzió, illetve a folyadék dinamikai viszkozitása;



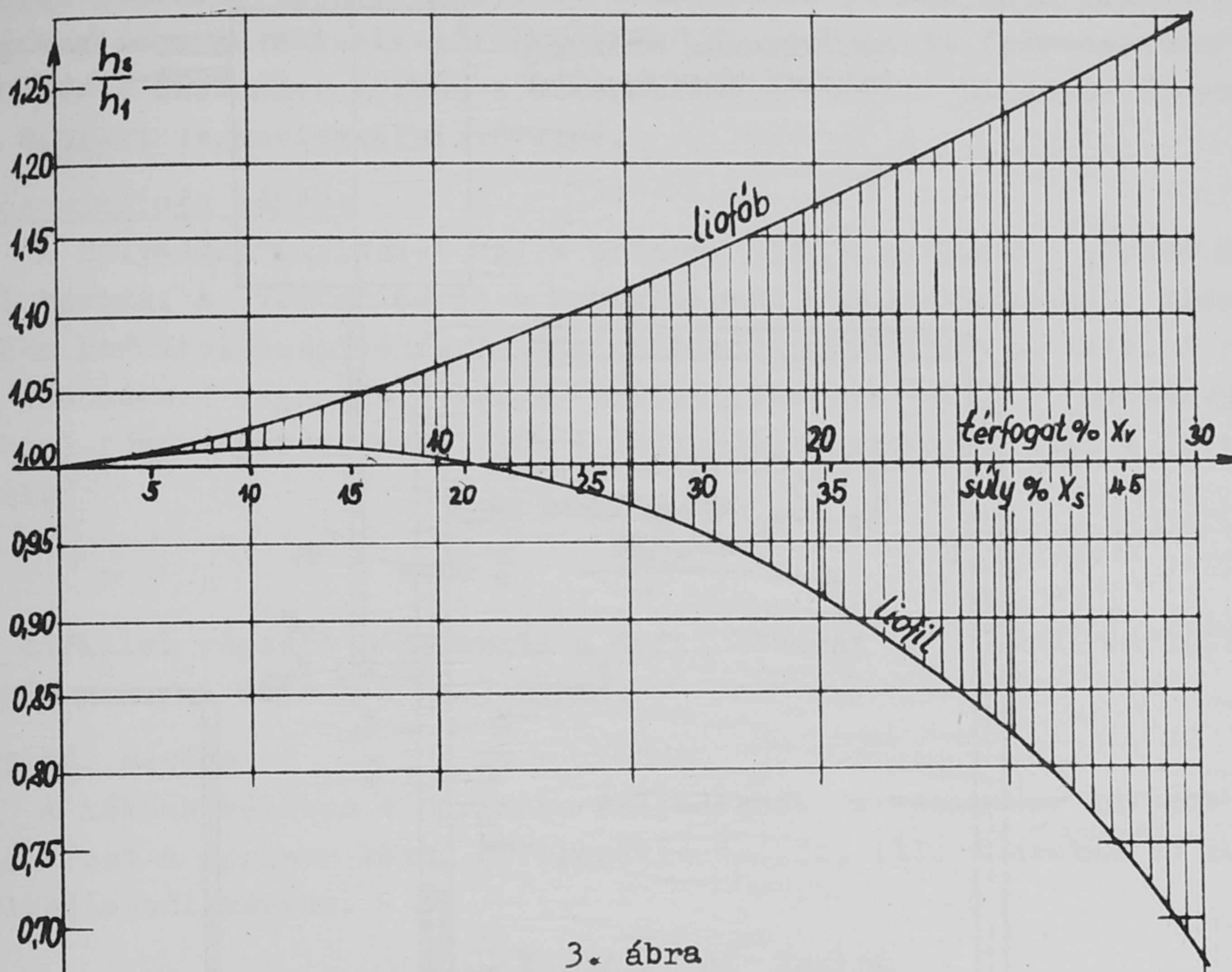
2. ábra

A relatív viszkozitás a koncentráció függvényében liofób μ_{r1} / és liofil μ_{r2} / esetben

x_{v0} - az a koncentráció, amelynél a viszkozitás végtelen nagyvá válik és a szuszpendált részecskék ülepedése megszűnik.

A 2. ábrából látható, hogy a liofil szuszpenziók viszkozitása rohamosan nő a koncentráció függvényében.

A szuszpenziók fizikai jellemzőinek ismeretében a /2/ összefüggés alapján felírhatjuk a relatív hőátadási tényező változását a koncentráció függvényében. A /2/ egyenletben szereplő relatív hővezetési tényező, fajhő és fajhő kielégítő pontossággal határozható meg a /6/ /3/ és /4/ összefüggések alapján. A relatív viszkozitás meghatározásánál, mivel nem tudtuk előre, hogy a difil-grafit szuszpenzió liofób, vagy liofil jellegű lesz-e - mindkét összefüggést a /6/ és a /8/ fel kellett használni. Ezeket az értékeket behelyettesítve a /2/ egyenletbe, a relatív hőátadási tényezőre két görbét kaptunk /3. ábra/. Feltehető, hogy a relatív hőátadási tényező tényleges változását ábrázoló függvény a 3. ábrán látható két görbe között bevonalká-



3. ábra

A relatív hőátadási tényező változása liofób és liofil jellegű szuszpenzióknál a koncentráció függvényében.

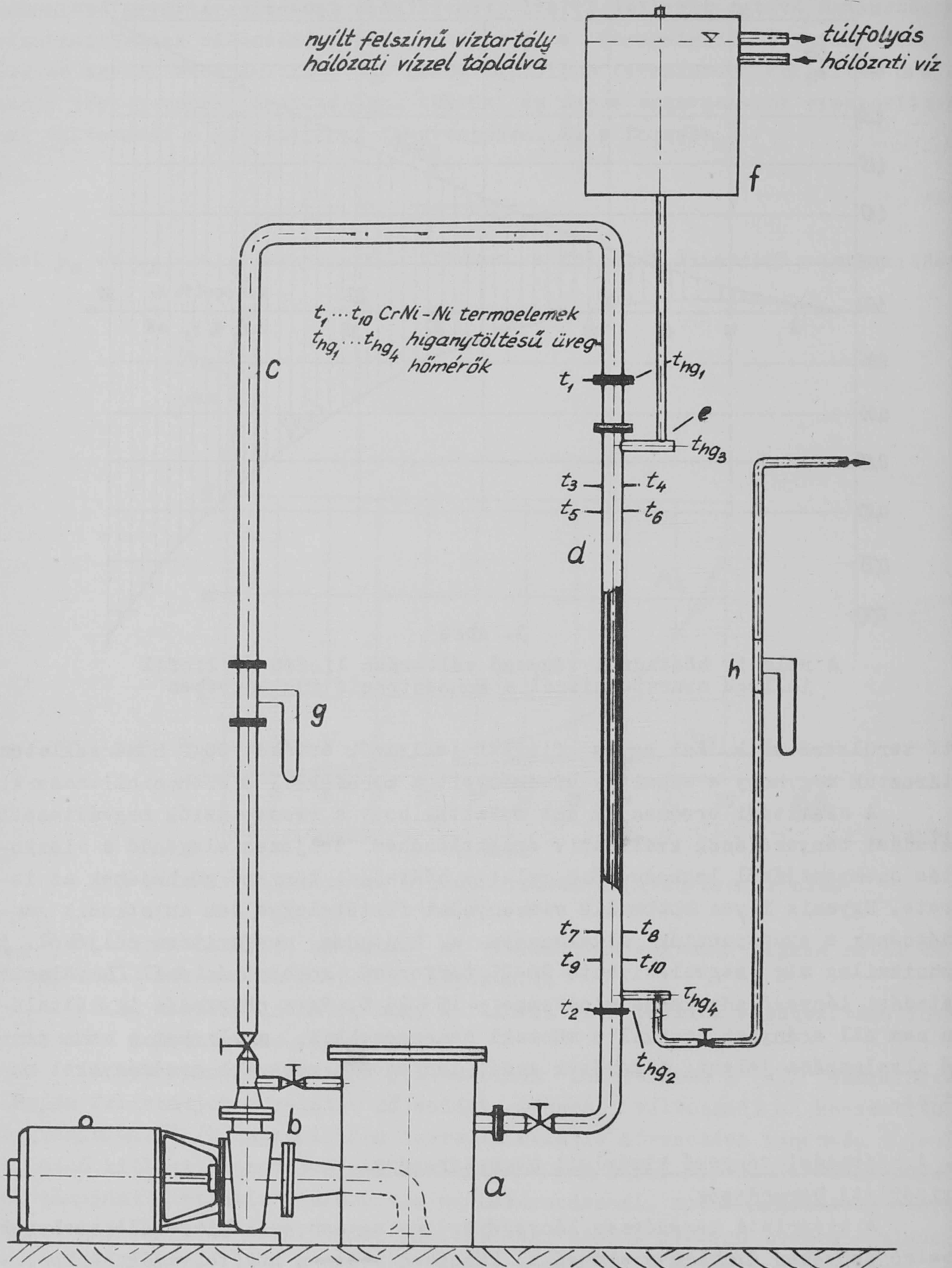
zott területre esik. Az egyes fizikai jellemzők értékét 90°C hőmérsékleten határoztuk meg, hogy a számítás eredményeit a mérésekkel összehasonlíthassuk.

A számítási eredmények azt mutatták, hogy a szuszpenziók megváltozott hőátadási tényezőjének kvalitatív értékeléséhez teljesen elegendő a viszkozitás szempontjából legkedvezőbb relatív hőátadási tényező görbéjének az ismerete. Ugyanis ilyen optimális viszonyokat feltételezve sem mutatkozik gazdaságosnak a szuszpenziók alkalmazása a hőátadás megjavítása céljából. A technikailag még megvalósítható 20÷25 térfogat% koncentrációnál a relatív hőátadási tényező növekedés mindössze $\sim 15 \div 25\%$. Ez a növekedés így általában nem áll arányban azokkal a műszaki nehézségekkel, amelyeket a szuszpenzió alkalmazása jelent. A mérések ennél lényegesen rosszabb eredményeket mutattak.

II. A hőátadási tényező kísérleti meghatározása

A kísérleti berendezés

A kísérleti berendezés lényegében egy egycsöves hőkicserélő, amelynek a belső csövében áramlik a vizsgált, külsőben pedig a hűtőfolyadék. A berendezés vázlatát a 4. ábrán van feltüntetve. Az a tartályból b szivattyú szállítja a vizsgált folyadékot c csővezetéken keresztül a d hőkicserélőbe. Az a tartály és a c csővezeték egy része fűtőtesttel van ellátva. A hőkicserélő



4. ábra

hütése az e hűtőcsővel történt, amelyen keresztül az f tartályból gravitációsan áramló hálózati víz szolgáltatta a hűtést. A primer és a szekunder rendszerben a g és a h venturimérővel mértük a szállított folyadékmennyiséget. A primer és a szekunder körben a hőmérsékletek mérése higanyos üveghőmérőkkel és CrNi-Ni termoelemekkel történt.

Folyadékmennyiség mérése

A folyadékmennyiséget úgy a primer, mint a szekunder körben venturimérővel mértük. A venturimérők a szabványosan alkalmazhatóknál kisebb csőátmérőben kerültek beépítésre, ezért azokat hitelesíteni kellett. A hitelesítést köbözéssel végeztük, ennek eredményeképpen Δh (nyomáskülönbség hgomm-ben) függvényében felvittük a folyadékmennyiséget, ill. a folyadéksebességet.

$$V = \frac{G/\gamma}{f} \text{ m/mp} \quad /9/$$

Tiszta difillel végzett méréseknél a difil hőfokát 90°C körül tartottuk, ezen a hőfokon a difil fajsúlya 1003 kg/m^3 .

Hőmennyiség mérése

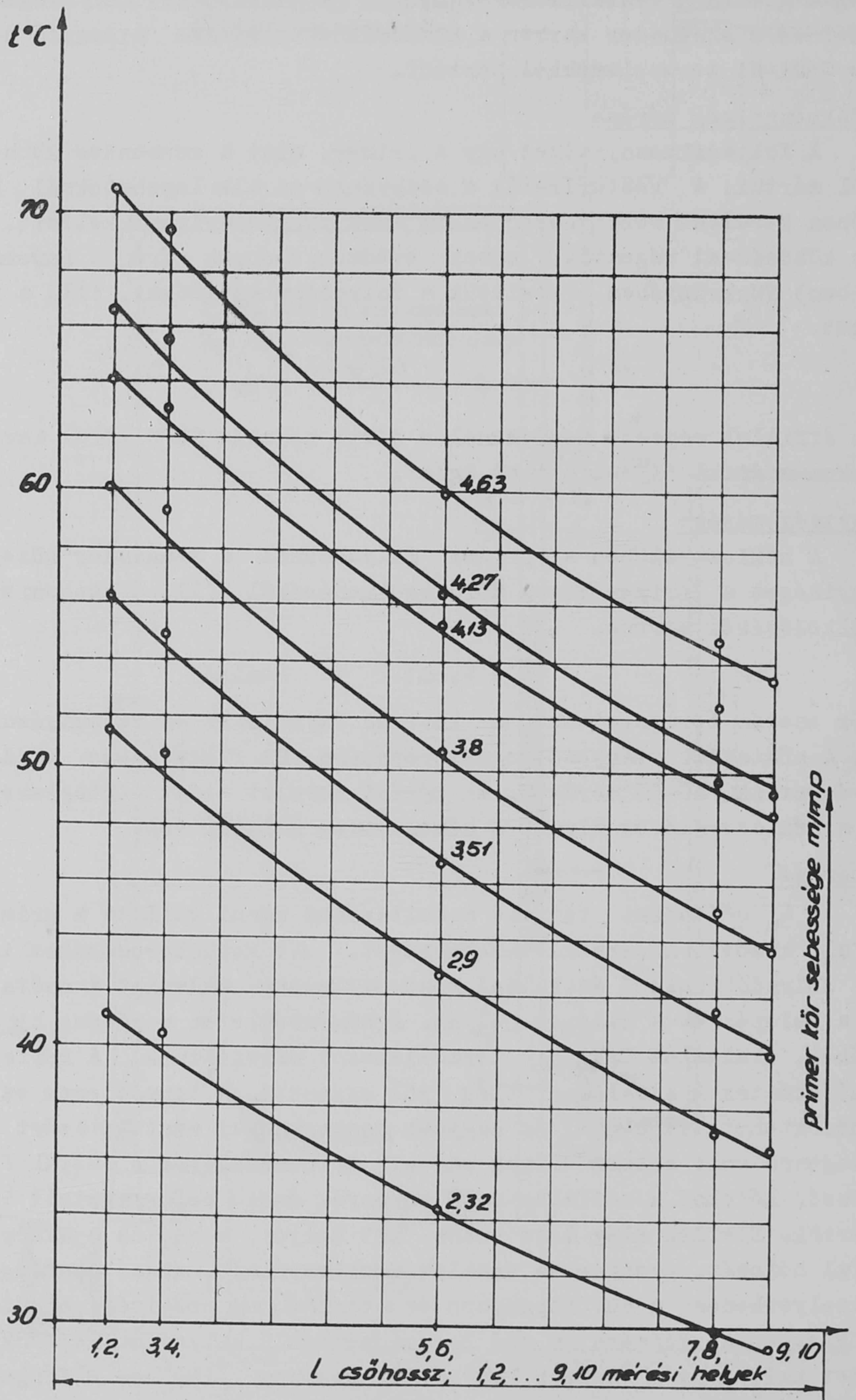
A hőkicserélőben a primer folyadékból a szekunder közegbe áramlott hőmennyiséget a primer közeg hőfokcsökkenéséből, ill. a szekunder közeg hőfokemelkedéséből mértük.

$$Q = V \cdot \Delta t \cdot c \cdot \gamma \text{ Kcal/ó} \quad /10/$$

Keverék esetén természetesen a keverék fajhőjével és fajsúlyával kell számolni. A hőátadási tényező meghatározására Re függvényében mindig több mérést végeztünk /10-12 mérést/. A mérési sorozat alatt a hőegyensúly beállásakor a hőkicserélőben elvont Q hőmennyiség állandó volt.

Δt mérése

A h_g hőátadási tényező számításához mérni kellett a primer közeg és a csőfal közötti hőmérsékletkülönbséget. Δt meghatározásához ismerni kellett a folyadék belépő és kilépő hőmérsékletét, valamint a csőfal hőmérsékletét a belépés és a kilépés helyén. A hőmérsékletek méréseire higanyos üveghőmérőket, valamint CrNi-Ni termoelemeket használtunk. A két fajta hőmérőn mért hőfokértékek általában elég jól egyeztek, a termoelemek valamivel kisebb hőfoktehetetlenséggel és nagyobb pontossággal mértek, ezért a számítás-hoz elegendő volt a termoelemek adatait felhasználni. A csőfal /2oxl-es vörösrézcső/ hőfokát a csőfalba mart horonyba ónnal beforrasztott termoelemekkel mértük. Elvileg elég lett volna két helyen, a be- és a kilépésnél mérni a csőfal hőfokát, azonban az áramlás asszimetriája, a cső esetleges excentrikus elhelyezkedése a hűtőköpenyben és a termoelemek beépítési hibái okozta hatások kiegyensúlyozására a cső hossza mentén 5 helyen helyeztünk el 10 termoelemet úgy, hogy a csövön egymással szemben / 180° -os elforgatással/ 2-2 termoelemet építettünk be. A mérés kiértékelésénél az egymással szemben lévő termoelemek értékeinek számtani közepét vettük. A cső hossza mentén öt helyen mért hőfokadatokat diagramba vittük fel a csőhossz függvényében, s a



5. ábra

kapott pontokat összekötve megkaptuk a csőfal hőfokváltozási görbét. Ezzel a módszerrel a hőfokmérésben elkövetett hibákat elég jól ki lehetett kompenzálni. /5. ábra, lásd 122. oldalon/ A csőfal belépő, illetve kilépő hőfokának ismeretében az ellenáramu hőcserélőre érvényes logaritmikus hőmérsékletkülönbség /méréseinket ellenáramban végeztük/.

$$\Delta t_{\log} = \frac{/t_1' - t_2'/ - /t_1' - t_2'/}{\ln \frac{t_1' - t_2'}{t_1' - t_2'}} \quad /11/$$

ahol t_1' és t_1' a primer, t_2' és t_2' a szekunder folyadék be ill. kilépő hőmérséklete /6. ábra/.

Méréseinknél a két hőfokgörbe eléggé párhuzamos volt egymással, s ez azt eredményezte, hogy Δt_{\log} számításában $/t_1' - t_2'/$ ill. $/t_1' - t_2'/$ mérésében elkövetett hiba felerősítve jelentkezett. Ezért, Δt_{\log} helyett a számtani közepet vettük.

$$\Delta t = \frac{/t_1' + t_1' / - /t_2' + t_2' /}{2} \quad /12/$$

Ezzel a módszerrel a számítás gyakorlatilag sokkal pontosabb és gyorsabb mint Δt_{\log} számítása, s ugyanakkor az elméletileg elkövetett hiba nem volt több $\pm 0,5\%$ -nál. Ha a folyadék és a csőfal közötti legnagyobb hőfokkülönbséget $\Delta t'$ -vel, a legkisebbet $\Delta t''$ -vel jelöljük, akkor a

$\frac{\Delta t_{\log}}{\Delta t} = f\left(\frac{\Delta t''}{\Delta t'}\right)$ és a $\frac{\Delta t}{\Delta t'} = f\left(\frac{\Delta t''}{\Delta t'}\right)$ függvényt a 7. ábra tünteti fel. A függvény szerint, ha $\frac{\Delta t''}{\Delta t'} > 0,5$ akkor a számtani és a logaritmikus hőmérsékletkülönbség között a hiba kisebb 3% -nál. /7. ábra/.

Méréseinknél $\frac{\Delta t''}{\Delta t'} > 0,8$, s az elkövetett hiba kisebb $\pm 0,5\%$ -nál.

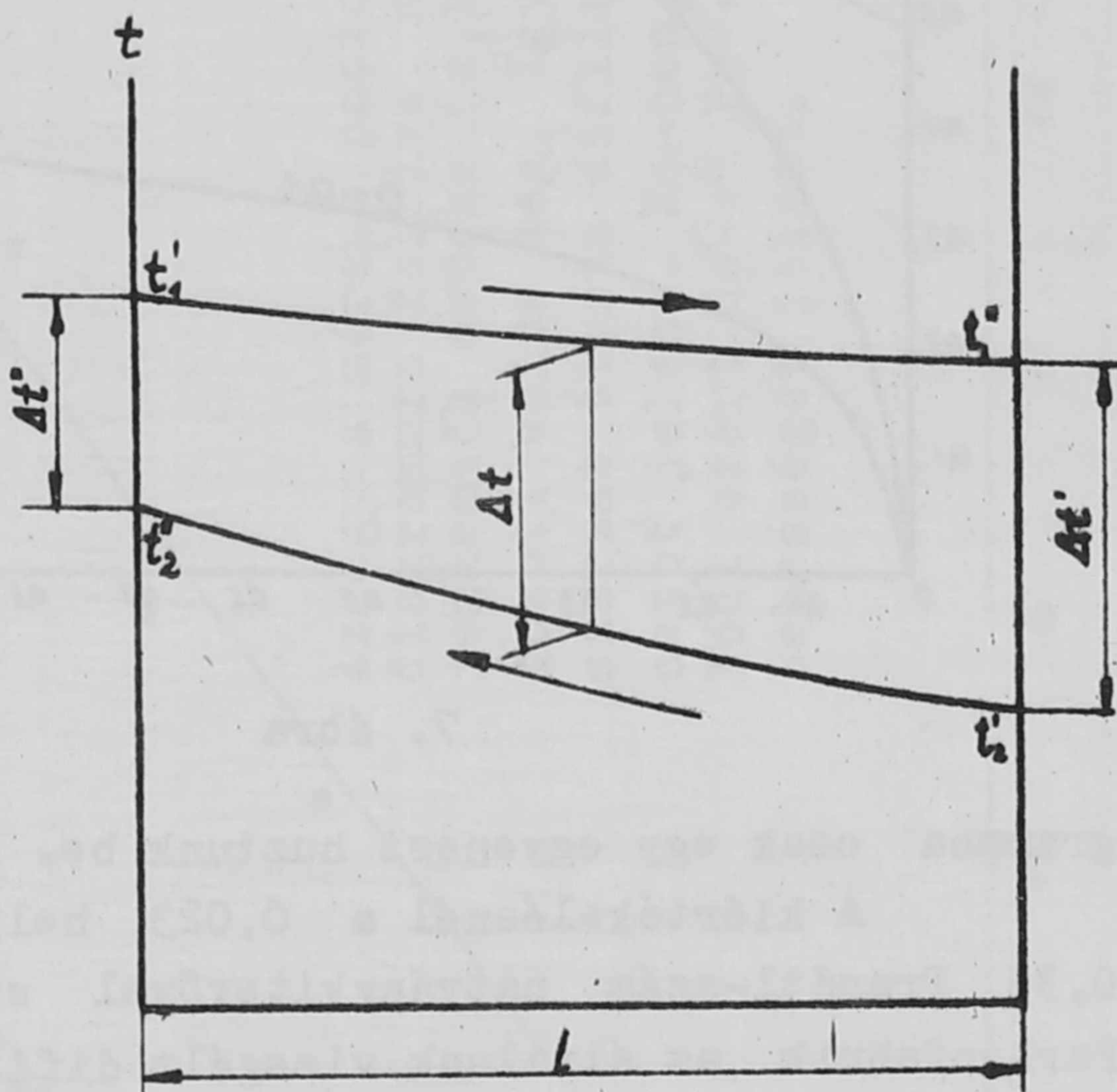
A mérések kiértékelése

A mérési adatokból a hőátadási tényezőt az

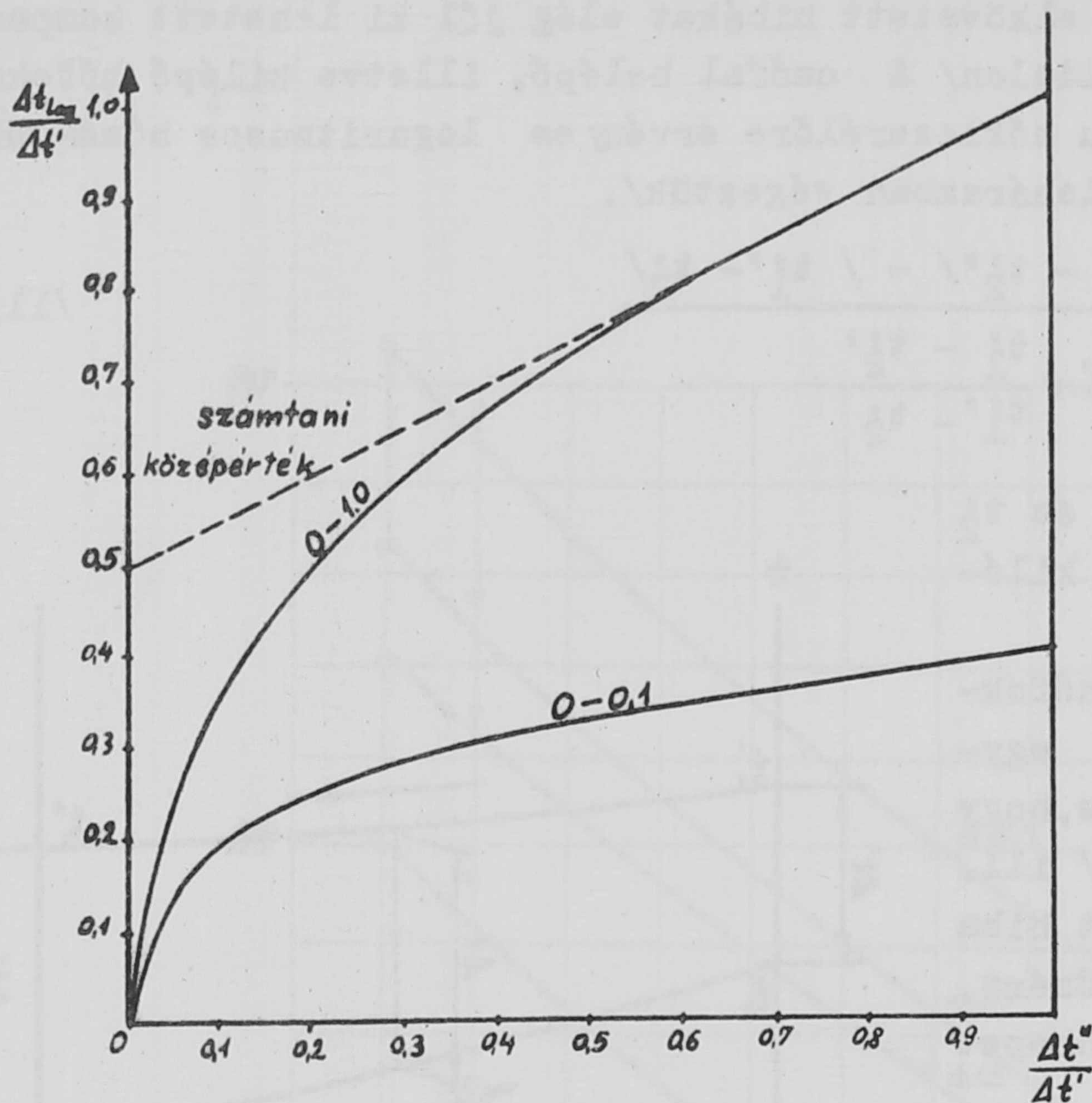
$$h = \frac{Q}{\Delta t \cdot F} \quad /13/$$

összefüggés szerint számoltunk. Itt F a hőátadásban résztvevő felület.

A hőátadási tényező, mint már láttuk, a /2/ egyenlettel írható fel. A d csőátmérő az összes mérés alatt, k pedig egy-egy mérési sorozat alatt



6. ábra



7. ábra

állandó volt, ezért h -t a $Re^{0,8} Pr^{0,35}$ szorzat fv -ében vittük fel, s így a mérés eredményei egy egyenesen feküdtek. Szuszpenziók mérésénél a tiszta difilhez hasonlóan egyeneseket kaptunk, amelyek a koncentrációtól, mint paramétertől függően egészen kis mértékben eltértek a tiszta folyadék egyenesétől. A tiszta folyadék és a szuszpenzió mérési pontjait ábrázoló egyenesek párhuzamosak voltak, ami azt jelenti, hogy mindkét esetben ugyanazon hatványfüggvényekkel, ugyanazokkal a kitevőkkel írható le a jelenség. /A közölt dia-

grammba csak egy egyenest húztunk be. /8. ábra/

A kiértékelésnél a 0,023 helyett 0,024 konstanssal és 0,4 helyett 0,35 Prandtl-szám hatványkitevővel számoltunk, mivel a leverkunseni Bayer Farbenfabrik az általunk vizsgált difillel megegyező difilre, h számítására a következő összefüggést adta meg:

$$h = 0,024 \frac{k}{d} Re^{0,8} Pr^{0,35} \quad /14/$$

Ez az összefüggés /14/ annyiban tér el a /3/-tól, hogy a konstans 0,023 helyett 0,024 és a Pr szám kitevője 0,4 helyett 0,35. A 14. képlet a leverkunseni Bayer Farbenfabrik /röv. B.F./ által ajánlott összefüggés és mi azért használtuk ezt, mert a B.F. difilje és az általunk használt difil, teljesen azonos összetételű volt. /73,5 % difeniloxid és 26,5 % difenil/. A fizikai jellemzők értékeit szintén a B.F. adataiból vettük.

Mint a 8. ábrán látható, az elméleti és a mért adatok kitűnő egyezést mutatnak.

A mérési pontok közé behuzott egyenest a legkisebb négyzetek módszerével számoltuk ki. Az így kapott egyenes a leverkunseni Bayer Farbenfabrik adataival számolva az alábbi egyenletbe írható fel:

$$h = 0,0246 \frac{k}{d} Re^{0,8} Pr^{0,35} \quad /15/$$

mint látható ez a /14/ egyenlettel csak a konstansban tér el, alkalmazásával a két egyenes egybe esik.

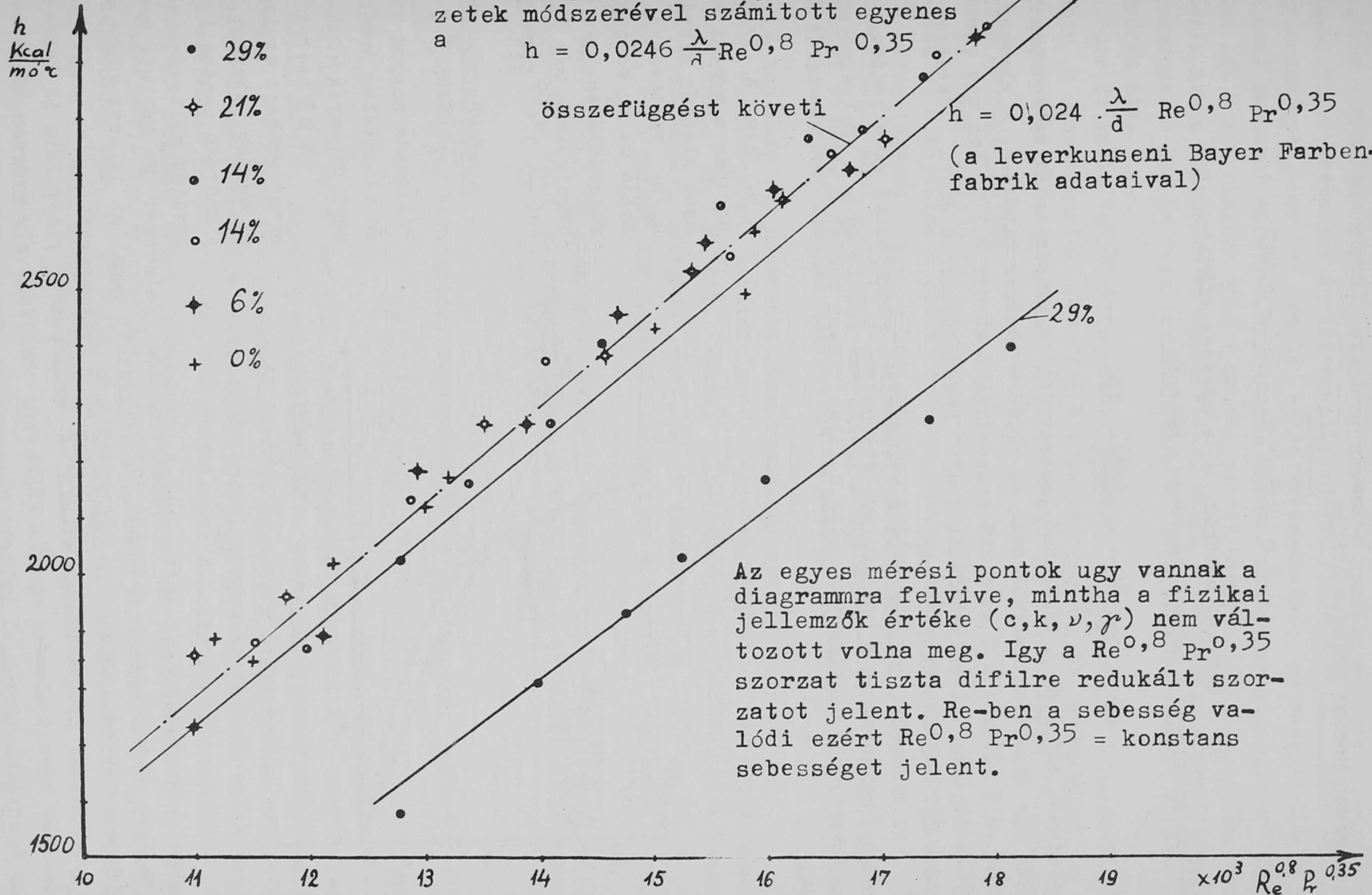
A mérési pontokból a legkisebb négyzetek módszerével számított egyenes

$$h = 0,0246 \frac{\lambda}{d} Re^{0,8} Pr^{0,35}$$

összefüggést követi

$$h = 0,024 \frac{\lambda}{d} Re^{0,8} Pr^{0,35}$$

(a Leverkuseni Bayer Farbenfabrik adataival)



Az egyes mérési pontok úgy vannak a diagrammra felvive, mintha a fizikai jellemzők értéke (c, k, ν, γ) nem változott volna meg. Így a $Re^{0,8} Pr^{0,35}$ szorzat tiszta difilre redukált szorzatot jelent. Re -ben a sebesség valódi ezért $Re^{0,8} Pr^{0,35} = \text{konstans}$ sebességet jelent.

A mérési pontok közepes hibája

$$s = \sqrt{\frac{\sum \delta^2}{n-1}} = 0,457 \quad /16/$$

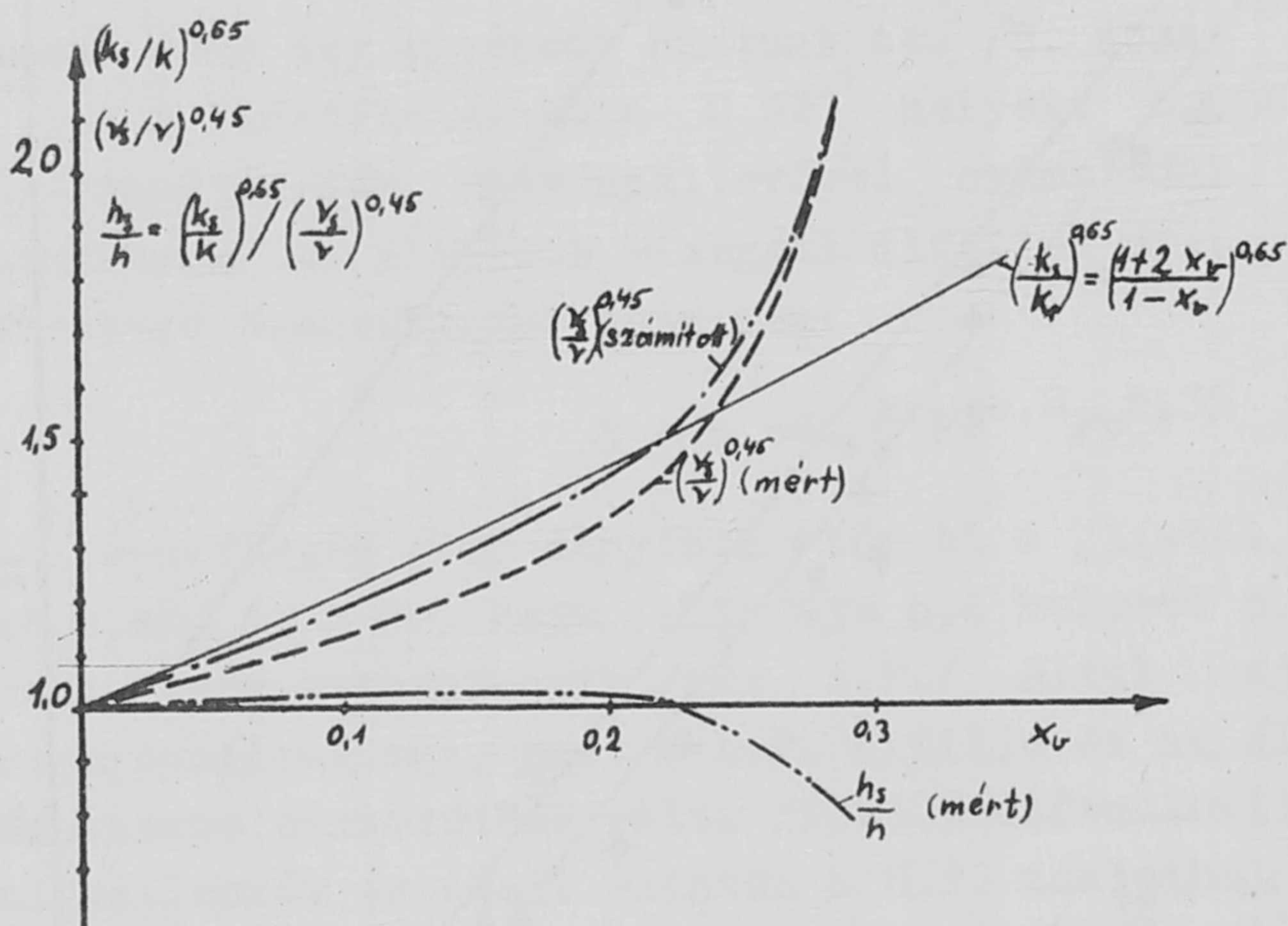
(δ a közepes eltérés, n a mérések száma)

%-ban kifejezve a mérési tartomány közepén

$$s\% = \frac{s}{h_{\text{közép}}} = \frac{0,457}{24,6} \cdot 100 = \pm 1,86\% \quad /17/$$

A tiszta difil és a különböző koncentrációju szuszpenziók mérési pontjai közel egy egyenesen helyezkednek el /1,86 % közepes hibával/. A közepes értéktől való eltérés a 0 és a 21% koncentráció között 2,1 %, ami más szóval azt jelenti, hogy 21 súlyszázalék grafit hozzáadásakor a difil hőátadási tényezője 2,1 %-al növekedett meg.

Nem volt meglepő a 29 súlyszázaléku szuszpenzió viselkedése, amelynél h romlása 20,6 %. Ez a koncentráció már közel van a 0 folyékonyághoz és a viszkozitás rohamos növekedése a hővezetési tényező javítóhatását lerontja.



9. ábra

A 9. ábra a /3/-hoz hasonlóan a mérési eredmények alapján kiszámított h_2/h_1 változását ábrázolja az x_v koncentráció függvényében. Az ábrába berajzoltuk még $(k_s/k_w)^{0,65}$ és $(\frac{\gamma_s}{\gamma})^{0,45}$ görbéjét is.

$$\left(\frac{\gamma_s}{\gamma}\right) \cdot \left(\frac{C_s}{C_1}\right)$$

változása nagyon kicsiny és ellentétes értékű, ezért elhanyagoltuk.

A hővezetési tényező görbéje az irodalmi adatok szerint megbízhatóan pontos. A viszkozitás változására két

görbét rajzoltunk fel, az eredményvonallal jelzettet Nu képlete szerint h_2/h és k_s/k -ból számoltuk vissza, a szaggatott vonallal jelzett görbe pedig saját viszkozitásmérésünk eredménye / $\pm 10\%$ pontossággal/.

Mérési programunkban alumínium szuszpenzió vizsgálata is szerepelt. A difilbe kevert alumíniumpor a szivattyú tömitését oly gyorsan tönkretette, hogy a további mérést el kellett hagynunk. C. Orr és J.M. Dalla Valle szintén megvizsgálták a szuszpenziók hőátadását /10. ábra/. A diagramba felvitt pontok víz-, víz - agyag, víz- réz, víz - üveghomok, víz - grafit, ethylene

glycol, viz - ethylene glycol, ethylene glycol - grafit, ethylene - glycol - aluminium, viz - kréta /ez utóbbi Bonilla adatai /szuszpenziók hőátadásméréseinek/ eredményei. Orr és Dalla Valle vizsgálataik eredményét a mérési pontok közé behuzott egyetlen egyenessel ábrázolták. A nagy szórás miatt /helyenként 100 % / a cikkben közölt mérési adatok alapján megállapítottuk, hogy az eltérés nem a különböző anyagpárosítás, hanem a mérés nagy pontatlanságának eredménye. A kis Re szám tartományban a keverék plasztikussá válása a nagy szórás oka.

Orr és Dalla Valle a diagrammba behuzott eredő alapján - megállapítják, hogy a szuszpenziók hőátadása a Nusselt függvényel számolható, ha a Nu-ban szereplő fizikai jellemzők a szuszpenzió tényleges fizikai jellemzői.

Keverékek csiszoló hatása

Az áramló szuszpenzió a csőfalra koptató hatást fejt ki. Egyenes csőszakaszban ez a koptatás a csőfal érdességének lecsiszolásában nyilvánul meg és ez a csősurlódásra, ezzel a keringtetési teljesítményre kedvezően hat. Azokon a helyeken ahol a szilárd részecskék valamilyen erő hatására nagyobb sebességgel ütődnek a falhoz /centrifugális erő/ a koptatás számottevő lehet.

A koptatás egy atomreaktorban rendkívül veszélyes. Heterogén reaktorokban a hűtőfolyadék útjában, különösen az aktív zónában, fűtőelemek, rácsok, stb. vannak elhelyezve, s a hűtőfolyadék/szuszenzió/ körüláramolva koptatja őket. Ha a szuszpenzió a fűtőelem falát kilyukasztja, az a primer kör beszennyeződését és a reaktor leállítását vonja maga után.

Fent vázolt hatások miatt akkor is megfontolandó volna szuszpenziók atomreaktorokban való alkalmazása, ha az a hőátadási tényezőt többszörösen megnövelné.

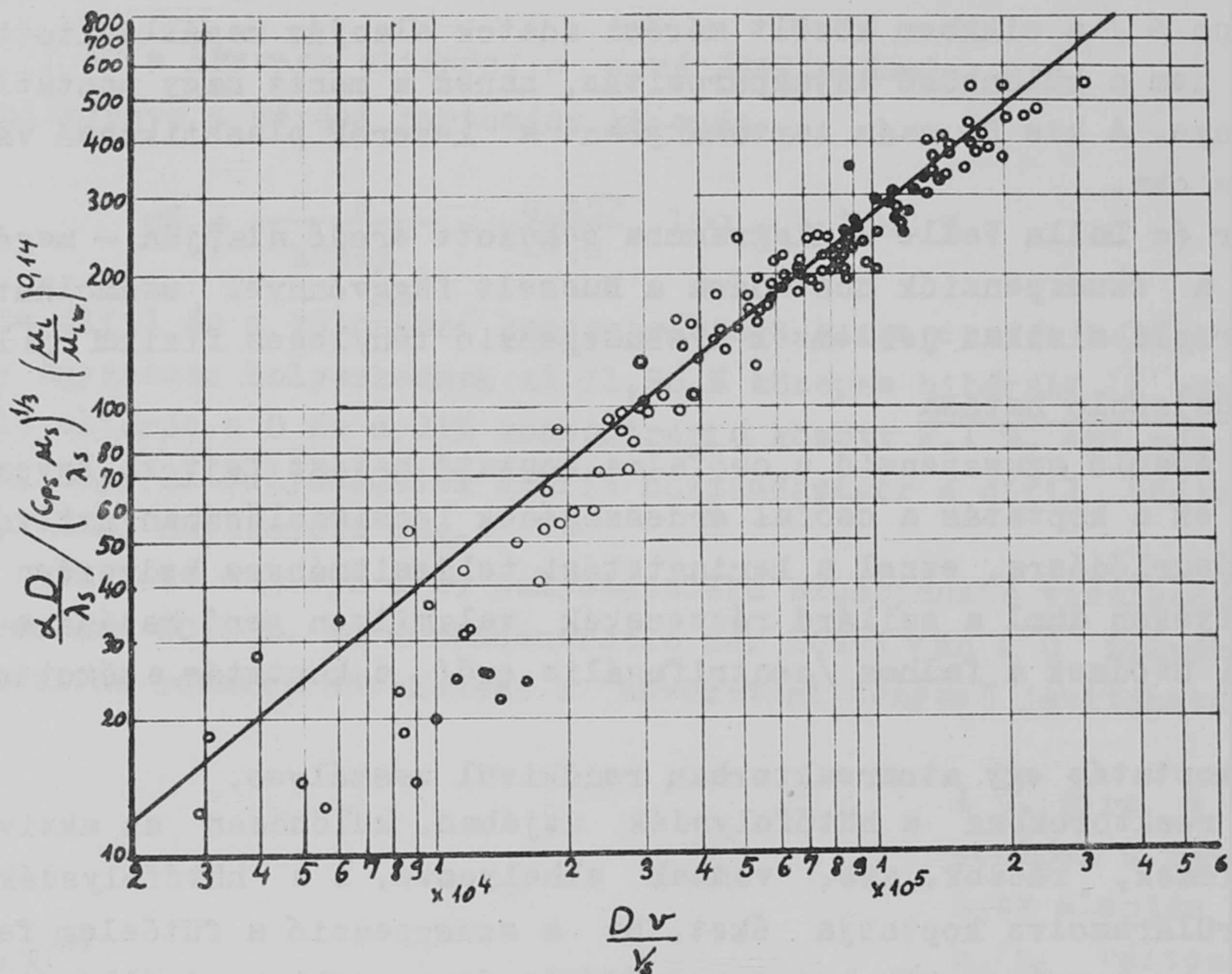
Teljesítménynövekedés

A hűtőközeg keringetési teljesítményét a következőkép számíthatjuk:

$$N = \frac{V \cdot \gamma \cdot H}{\eta \cdot 75} \text{ LE} \quad /18/$$

ahol V m³/mp, γ kg/m³ és H m. Ha szuszpenziónál ugyanazt a folyadéksebességet állítjuk elő, akkor V változatlan. H a statikus magasságkülönbségből és a csőfal surlódási veszteségéből tevődik össze. A H statikus nem változik, h' a csősurlódás vesztesége viszont a csőfal simára csiszolása miatt csökken. A csökkenés Re -től függően 0 - 25 % lehet. A kopás miatt a szivattyú hatásfoka is csökken, ezért becsléshez a H/η viszont állandónak vesszük.

γ a szuszpenzió koncentrációjával egyenes arányban nő, s mivel a teljesítmény képletében csak ez változik, a szuszpenzió keringetésének teljesítményszükséglete a fajsúly megváltozásának %-ában nő.



10. ábra

Szuszpenziós rendszerek vizsgálatának összefoglaló értékelése

1./ Az olyan szilárd anyagok, amelyeknek hővezetési tényezője a folyadékénál több nagyságrenddel nagyobb, a keverék hővezetési tényezőjét megjavítja. A javulás 30 súlyszázaléknál kb. 70 %.

A hőátadás azonban nemcsak a hővezetési tényezőtől, hanem a közeg viszkozitásától is függ. Mivel a keverék viszkozitása a tiszta folyadékhoz képest megnövekszik, ez ellensúlyozza a hővezetési tényező javító hatását, s végeredményben nem, ill. nagyon kismértékben javul meg a hőátadás. Egy bizonyos koncentráción felül a szuszpenzió hőátadása a tiszta folyadékhoz képest csökken. Az átváltás helye elsősorban a szuszpenzió viszkozitásának függvénye. A vizsgált grafit-difil szuszpenziónál ez 90°C hőmérsékleten kb. 23 súlyszázaléknál következett be.

2./ A folyadék és a belekevert szilárd részecskék kémiaiilag heterogén, áramlástanilag azonban homogén folyadéknak tekinthető, s a szuszpenzió úgy viselkedik, mintha a keverék tulajdonságaival rendelkező valódi folyadék lenne, ezért a valódi folyadék hőátadását leíró Nusselt függvénnyel számítható a hőátadási tényezője.

3./ A fajszulynövekedés arányában megnövekszik a hűtőszivattyúk keringetési teljesítménye. Ez 30 súlyszázalék $\gamma = 1600 \text{ kg/m}^3$ fajszulvu grafit és

difilből álló szuszpenziónál kb 12 % teljesítményszükséglet növekedést jelent.

4./A szuszpenziók áramlása a hűtőkörben rengeteg problémát jelent. Megkoptatja, sőt elkoptatja a szivattyúk lapátjait, a fűtőelemek falát, a csővezetékekbe szerelt idomdarabokat kilyukasztja és minden, az áramlás útjában levő elemet megrongál.

A fenti tények alapján megállapítható, hogy a folyadékok hőátadási képessége - több nagyságrenddel nagyobb hővezetési tényezőjű szilárd anyagok szuszpendálásával - nem, vagy csak igen kismértékben /néhány %-kal/ növelhető.

Szuszpenziók áramoltatása a rendszerben olyan hátrányokat eredményeznek, hogy miattuk még akkor sem szabadna atomreaktorokban hűtésre szuszpenziót alkalmazni, ha ezáltal a hőátadás a többszörösére emelkedne.

I r o d a l o m

- [1] Bonilla Charles F: Nuclear Engineering. McGraw-Hill. Book Company, New-York, Toronto, London 1957.
- [2] Orr C., Ir., and Dalla Valle I.M., Chem. Eng. Progress. Symposium Ser. No. 9, 502 /1954/
- [3] Lipatov Sz.M.: A kolloidok fizikai kémiája. Akadémiai Kiadó Budapest 1951.
- [4] Durand R., Condolios E.: Szilárd anyagok szállítása és ülepitése. Av "Societe Hydraulique de France" 1952. Konferencia anyaga
- [5] Gruber József - Blahó Miklós: Folyadékok mechanikája. Tankönyvkiadó, Budapest, 1955.
- [6] Kagan S.S., Tschetschetkin A.W.: Organische Wärmeträger für hohe Temperaturen und ihre Verwendung in der Industrie. VEB Verlag Technik Berlin 1953.
- [7] Mihejev M.A.: A hőátadás gyakorlati számításának alapjai. Tankönyvkiadó Budapest, 1956.
- [8] Pattantyus Á.Géza: Gyakorlati áramlástan. Tankönyvkiadó Budapest, 1959.
- [9] Varren H. Giedt: Principles of Engineering Heat Transfer. D. Van Nostrand Company Toronto, New-York, London 1957.

Érkezett. 1960. június 1.

KFKI Közlemények 8. évf. 2-3. szám, 1960.

FÉNY DIFFRAKCIÓJA RÉSEN KITERJEDT FÉNYFORRÁS ESETÉN

Írta: Bakos József és Kántor Károly

Összefoglalás

Pontszerű fényforrás esetén a diffrakciós kép közismert. A gyakorlatban azonban mindig kiterjedt fényforrással van dolgunk, amikor is a fényforrás nagyságától függően a rés élei koherens, inkohereus, illetve parciálisan koherens megvilágítást kapnak. Tekintetbe véve, hogy Young-Rubinowich szerint a diffrakciós kép úgy jön létre, hogy a rés éléből kiinduló szekunder hullámok egymás között és a beesővel interferálnak, kimutatjuk, hogy koherenciaképességtől függően a diffrakciós képen az interferenciára jellemző csíkok kontrasztosak, teljesen eltűnnek, illetve a két határeset közti, kontrasztosságértéket veszik fel. A maximumok helye, kivéve a főmaximumot, szintén a fényforrás nagyságának függvénye. Ennek igazolására a számított görbéket az általunk felvett kísérleti görbékkel hasonlítottuk össze és igen jó kvantitatív egyezést kaptunk.

Bevezetés

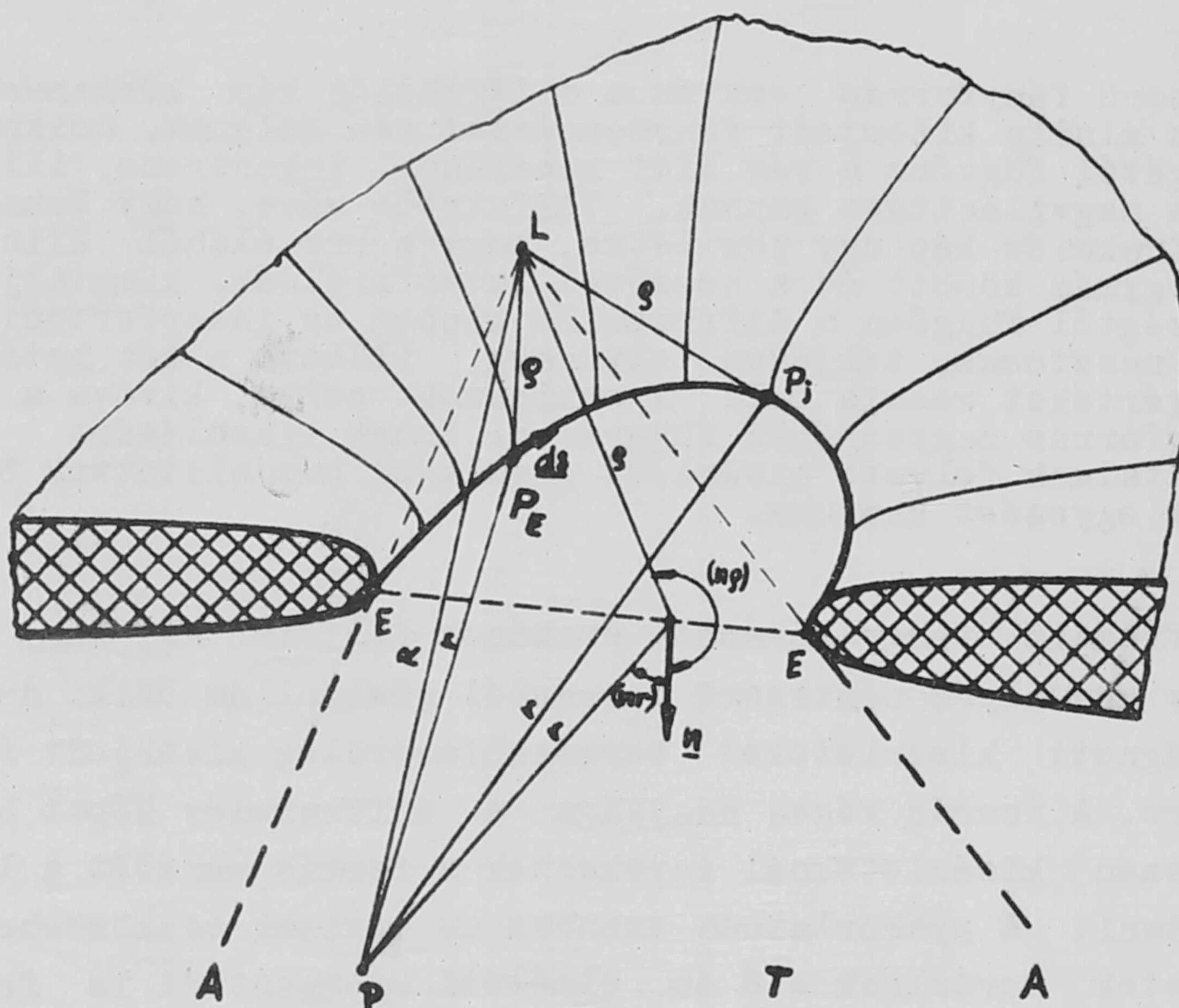
A diffrakció tárgyalásánál szokásos feltétel az, hogy az elhajlító nyílásra, vagy akadályra pontszerű forrásból gömbhullám esik. Az elmélet ellenőrzésére végzett kísérleteket természetesen kiterjedt fényforrással hajtották végre. A forrás véges nagysága a diffrakciós képet befolyásolja, éppen ezért ezen kísérleteknél igyekeztek a forrás méretét a lehető legkisebbre választani. A gyakorlatban azonban az optikai eszközökben mindig véges forrásméretet fordulnak elő és elméleti szempontból is fontos, hogy a fenti korlátozástól megszabaduljunk. Wolf [1] parciális koherenciaelmélete, amely a Huygens-Fresnel-Kirchhoff-elv általánosításának tekinthető, módot nyújt ugyan a fényforrás kiterjedtségének figyelembevételére, de az itt felmerülő többszörös felületi integrálok kezelése meglehetősen nehézkes és nem tükrözi a diffrakciónál lejátszódó, valódi mechanizmust, mivel az elmélet interpretációjával ellentétben szekunder hullám csak a diffraktáló akadályból indulhat ki, az üres térből pedig nem.

Számításainkban, melyeket rés diffrakciós képre vonatkozólag végeztünk, megvizsgáltuk, hogy hogyan függ a diffrakciós kép a fényforrás nagyságától és ezen számításokban a diffrakció mechanizmusának leírására a Young-Rubinowich [2] elképzelést vettük alapul, mely szerint a diffrakció jelenlétét az elhajlító éléből kiinduló szekunder hullámok egymás közötti és a beeső hullámmal alkotott interferenciája hozza létre. Az interferáló hullámok egymáshoz viszonyítva a fényforrás nagyságától függően koherensek, inkohereusak, illetve parciálisan koherensek. A kialakuló interferencia-mező kontrasztossága ennek megfelelően alakul. A rés éleire eső hullámok koherenciaképességét a Zernike-Wolf [3] elmélet alapján számítottuk, feltételezve, hogy a

fényforrás atomjai egymástól függetlenül sugároznak. Az elméleti görbéket kísérletileg ellenőriztük és igen jó kvantitatív egyezést kaptunk.

A dolgozat 1.§.-ban elméletileg tárgyaljuk a kiterjedt forrás esetén fellépő diffrakciós képet a Rubinowich-elmélet segítségével, majd a 2.§.-ban a kísérleti berendezést és mérési eredményeket ismertetjük. A kísérleti adatokat az elméleti értékekkel hasonlítjuk össze.

1. §.



1. ábra

A Huygens-Fresnel-Kirchhoff elképzelés szerint egy L forrással megvilágított diffraktáló nyílás esetén /1. ábra/ a nyílásba feszített f_0 felület minden pontja gömbhullámot sugároz és a T térben lévő P pontban teret ezen hullámok összege

$$u(P) = \frac{ik}{4\pi} \int_{f_0} \Lambda e^{ik\xi} df \quad /1/$$

alkotja, ahol $\Lambda = \frac{\cos(nq) - \cos(nr)}{r'q}$ és $\xi = r + q$, k a terjedési állandó, n a felület normálisa, q az L forrásnak az f_0 felület egy pontjától, r pedig ugyanazon pontnak a P ponttól való távolságát jelentik. Az /1/ kifejezést egy, az elhajlító E élmenti vonalmenti integrállá alakítható át, úgy, hogy a T térben a teret az E élből kiinduló

$$u_B = - \frac{i}{4\pi} \int_E \Lambda' e^{ik\xi} ds \quad /2/$$

elhajláshullámok és a beeső hullám szuperpozíciója alkotja. Az él minden egyes pontja gömbhullámot sugároz és ezek összege alkotja az elhajláshullámot

A /2/ kifejezésben a $\Lambda' = \frac{\cos(nr)}{1 + \cos(r\varrho)} \sin(\varrho ds)$ az irányfüggő amplitudófaktor, ahol ds az E-nek a P_E pontbani érintő vektora. A /2/ kifejezésben a fázis az E mentén általában igen gyorsan változik / $k \gg 0$ /, az integrálhoz azonban csak azok a pontok adnak lényeges járulékot, ahol a változás nem nagyon gyors, vagy éppen zérus, azaz $\frac{d\xi}{ds} \approx 0$. Az E vonalmenti integrálást tehát csak ezen ún. stacionárius pontok környékén érdemes elvégezni. Az elhajlító él geometriájától függően ilyen pont lehet egy vagy több, és több pont esetében természetesen az egyes integrálokat összegezni kell, azaz

$$u_B = \sum_j u_B \Big|_j = -\frac{i}{4\pi} \sum_j \int_{s_j - \Delta s_j}^{s_j + \Delta s_j} \frac{\Lambda'(\xi)}{\frac{d\xi}{ds}} e^{ik\xi} d\xi \quad /4/$$

ahol Δs_j a j-edik stacionárius pont környékén vett integrációs utat jelent.

Egy féltér esetében csak egy stacionárius pont van, ahol $r + \varrho = \min$. A /3/ integrált közelítőleg kiszámítva, közvetlenül az árnyékhatár /A/ közelében az elhajláshullámot

$$u_B = \mp \frac{e^{i\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{2}} \cdot \frac{e^{ikR}}{R} \int_{-\infty}^{\omega} e^{i\frac{\pi}{2}v^2} dv \quad /4/$$

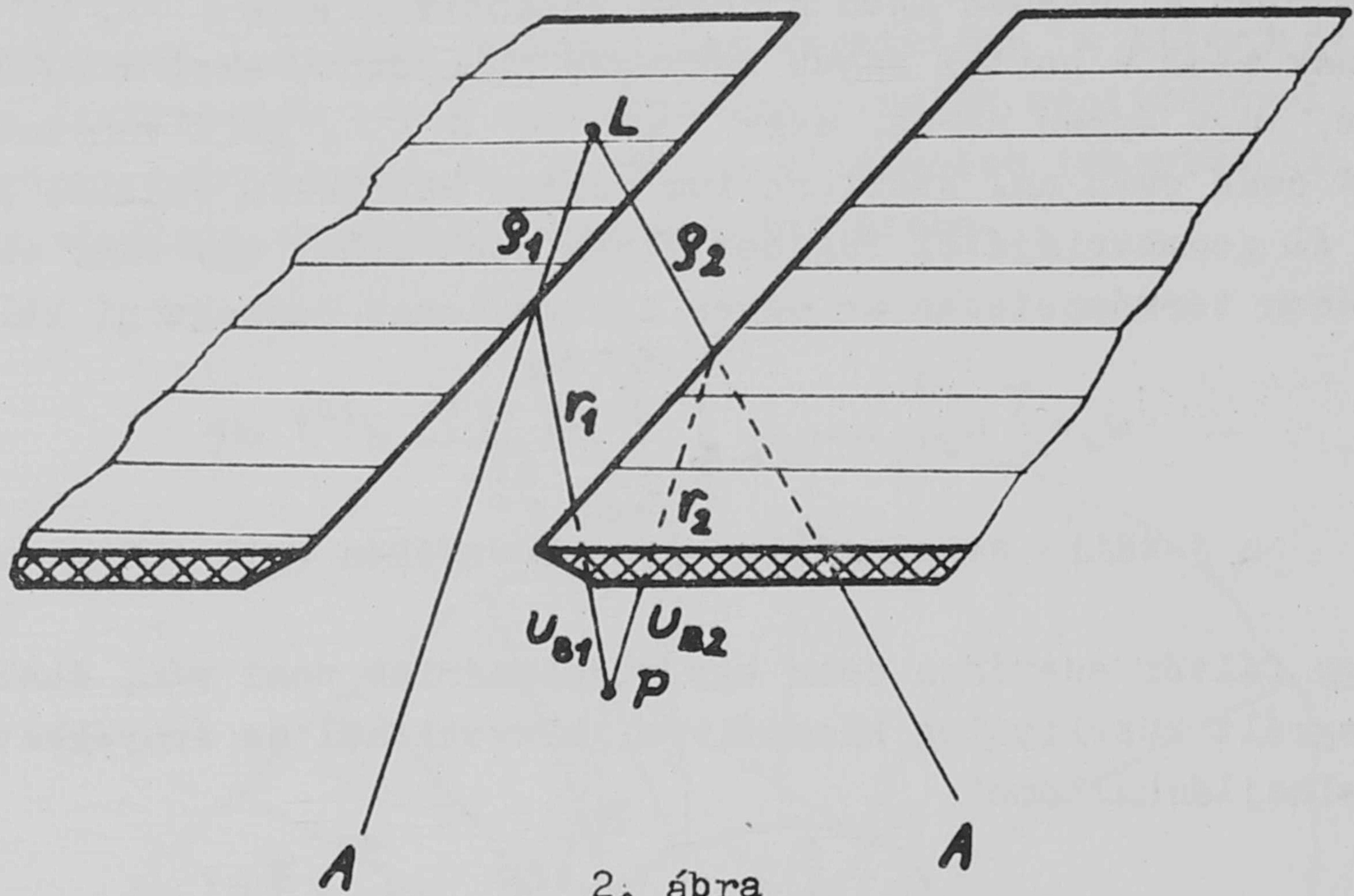
kifejezés adja meg, ahol $\omega = \sqrt{\frac{2k}{\pi}}(r + \varrho - R)$ és R a fényforrás és a P pont távolsága. Az árnyéktérben a negatív, a fénytérben a pozitív előjelet kell venni. A fénytérben elhajláshullámhoz a beeső hullámot természetesen még hozzá kell adni.

Rés esetében, melyet két különböző féltérként képzelhetünk el, két stacionárius pont van. Az egyik az egyik féltér, másik a másik féltérnek a szélén, ahol $r + \varrho = \min$ és az ezekből kiinduló szekunder hullámok összege alkotja az elhajláshullámot. A két kifejezés között előjelkülönbség van, mivel egy adott P pont az egyik féltér szempontjából árnyéktérben, míg a másik szempontjából fénytérben van. Ezért az elhajláshullám

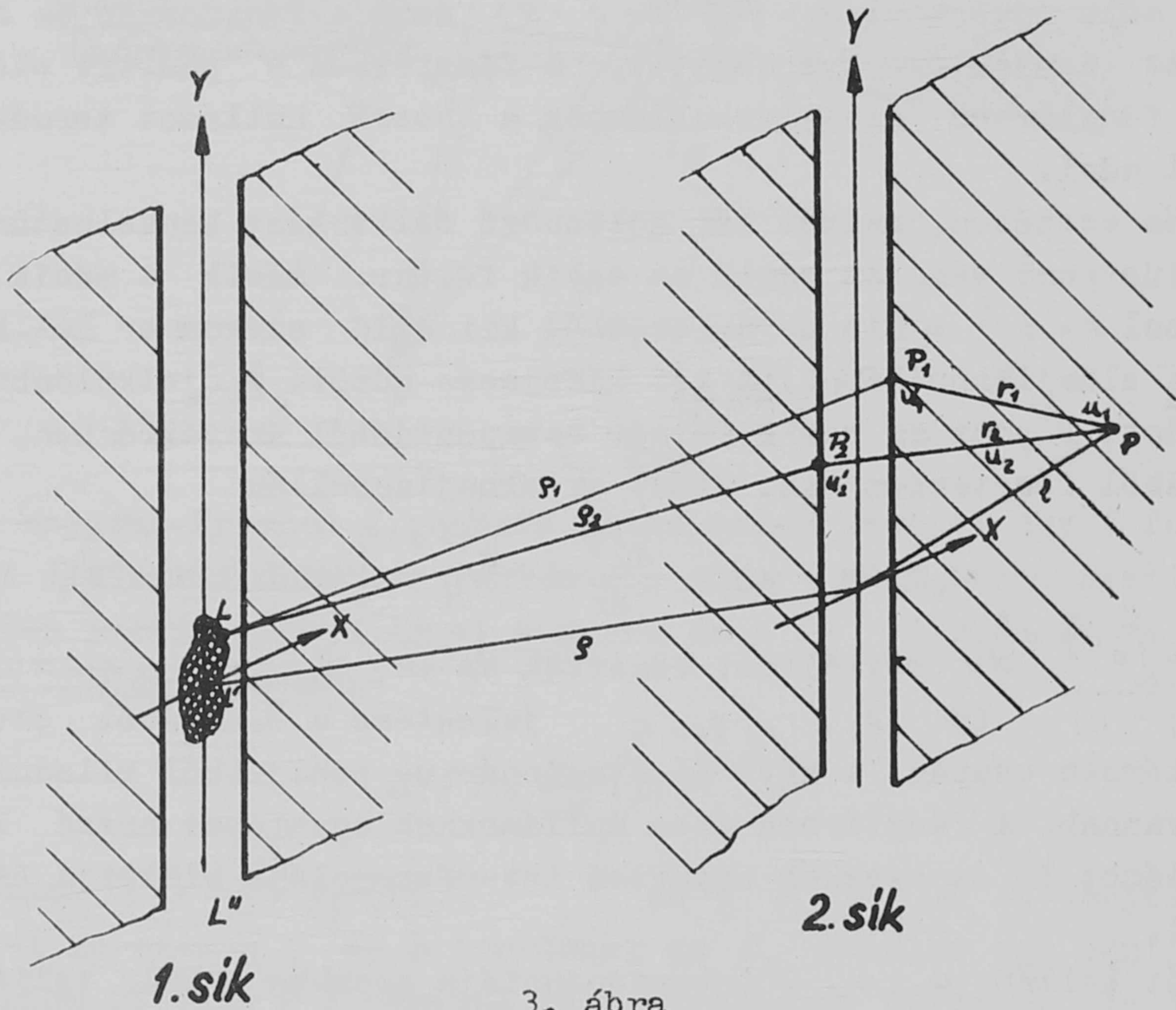
$$u_B = u_{B_1} + u_{B_2} = \frac{e^{i\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{2}} \cdot \frac{e^{ikR}}{R} [H(\omega_1) - H(\omega_2)] \quad /5/$$

ahol $H(\omega) = \int_{-\infty}^{\omega} e^{i\frac{\pi}{2}v^2} dv$ rövidítést vezettük be és $\omega_1 = \sqrt{\frac{2k}{\pi}}(\varrho_1 + r_1 - R)$, $\omega_2 = \sqrt{\frac{2k}{\pi}}(\varrho_2 + r_2 - R)$ és $\varrho_1, r_1, \varrho_2, r_2$ jelentése a 2. ábrából olvasható le. Az árnyéktérben csupán a két él stacionárius pontjaiból kiinduló elhajláshullámok vannak. A fénytérben ezen hullámokhoz ugyancsak hozzá kell adni a beeső hullámot is és ezeknek együttes interferenciája alakítja ki a diffrakciós teret.

Két hullám u_1, u_2 interferenciája azonban akkor teljes, ha azok koherensek. Ekkor a P pontban az intenzitás /3. ábra/ $\mathcal{J} = u_1^2 + u_2^2 + 2R(u_1 \cdot u_2^*)$ alakban adható meg. Ez azonban két egymástól távol fekvő P_1, P_2 pontból kiinduló hullámok interferenciájánál csak akkor teljesül, ha a P_1, P_2 pontokban lévő hullám egy pontszerű L fényforrásból származik. Kiterjedt L' forrás esetén a két hullám csupán parciálisan koherens, ezért a P pontban az intenzitás $\mathcal{J} = u_1^2 + u_2^2 + 2\gamma_{12} R(u_1 \cdot u_2^*)$ alakban adható meg, ahol γ_{12} a P_1, P_2



2. ábra



3. ábra

pontban lévő tér koherenciafoka [4] $\gamma_{12} = \frac{u_1' \cdot u_2'^*}{2\sqrt{J_1' \cdot J_2'}}$ ahol u_1', u_2' a P_1, P_2 pontban uralkodó teret és J_1', J_2' az ottani intenzitást jelöli. Kiterjedt L' forrás esetén, melynek minden egyes pontja egymástól függetlenül gömbhullámot sugároz, a koherencia foka

$$\gamma_{12} = \frac{u_1' \cdot u_2'^*}{2\sqrt{J_1' \cdot J_2'}} = \frac{1}{2\sqrt{J_1' \cdot J_2'}} \int_{\Sigma} J(\Sigma) \frac{e^{ik(\varrho_1 - \varrho_2)}}{\varrho_1 \varrho_2} d\Sigma$$

alakban adható meg, ahol $J(\Sigma)$ a forrás felületi intenzitásűrűségét jelenti. Ezen kifejezés résszerű, Y irányban végtelen, $2d$ szélességű L'' forrás esetén, amely a P_1, P_2 pontokat tartalmazó sikkal /2 sikk/ párhuzamos X, Y síkban fekszik /1 sikk/

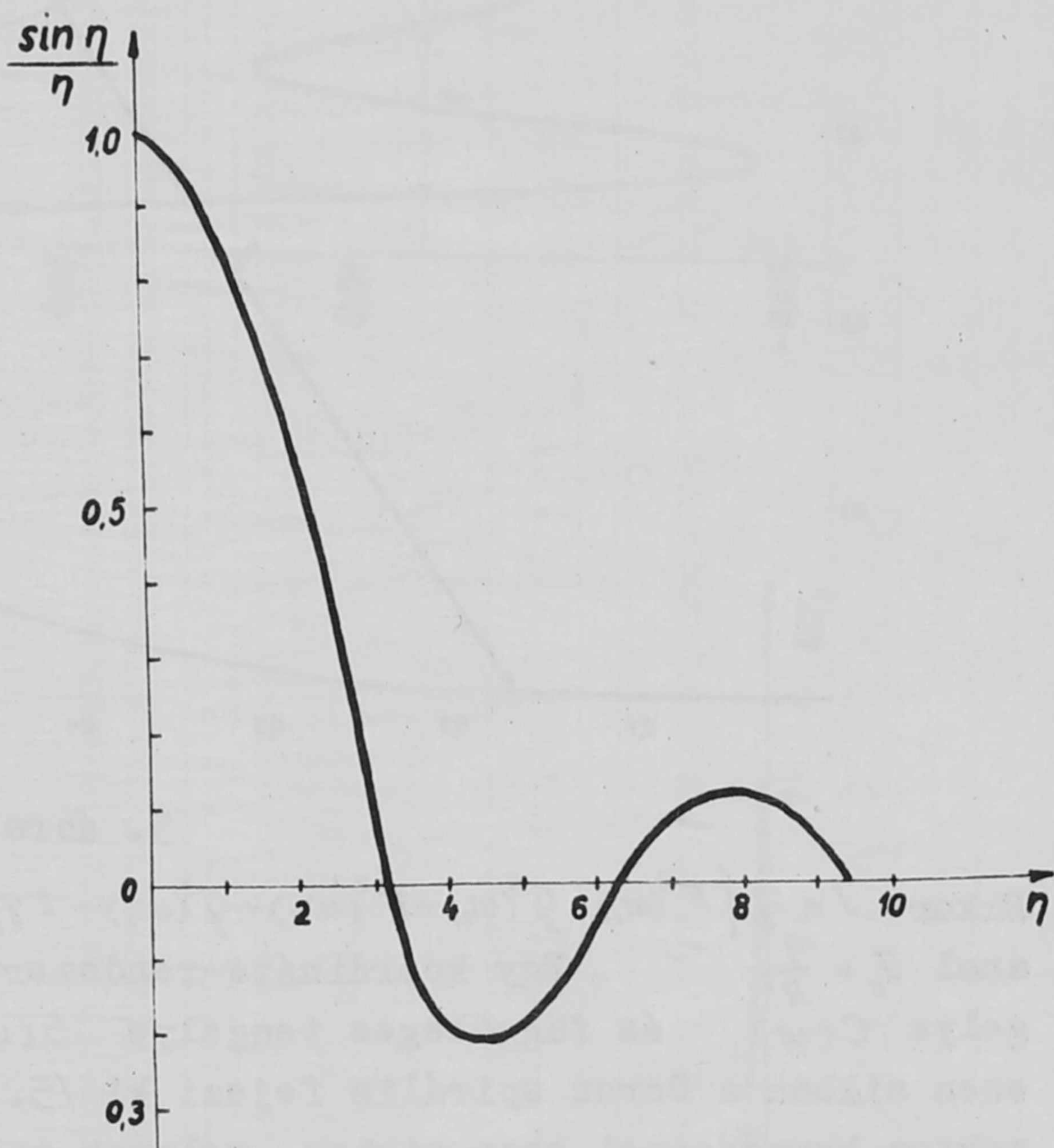
$$\gamma_{12} = \frac{\sin \left[\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{d}{\rho} (X_1 - X_2) \right]}{\frac{2\pi}{\rho} \cdot \frac{d}{\rho} (X_1 - X_2)} \quad /7/$$

ahol λ a megvilágító fény hullámhossza; X_1 és X_2 a P_1 és P_2 koordinátái a 2 síkban. A jól ismert függvényt a 4. ábra mutatja. Itt $\eta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{d}{\rho} (x_1 - x_2)$

A résen fellépő diffrakciónál szintén két hullámunk van, mely a két stationárius pontból indul ki. Az árnyéktérben lévő P pontban az intenzitás tehát

$$J_B = \frac{1}{2R^2} \left[H^2(\omega_1) + H^2(\omega_2) - 2\gamma_{12} R [H(\omega_1) H^*(\omega_2)] \right] \quad /8/$$

Ha a réssel párhuzamos Y irányu résszerű forrással világítjuk meg a 2. síkban diffraktáló rést /3. ábra/, akkor γ_{12} értékeire a /7/ kifejezést kell a /8/ kifejezésbe helyettesíteni.



4. ábra

A továbbiakban a /8/ kifejezést egy kicsit átalkítjuk, amelynek következtében egy szemléletes modellhez jutunk. A

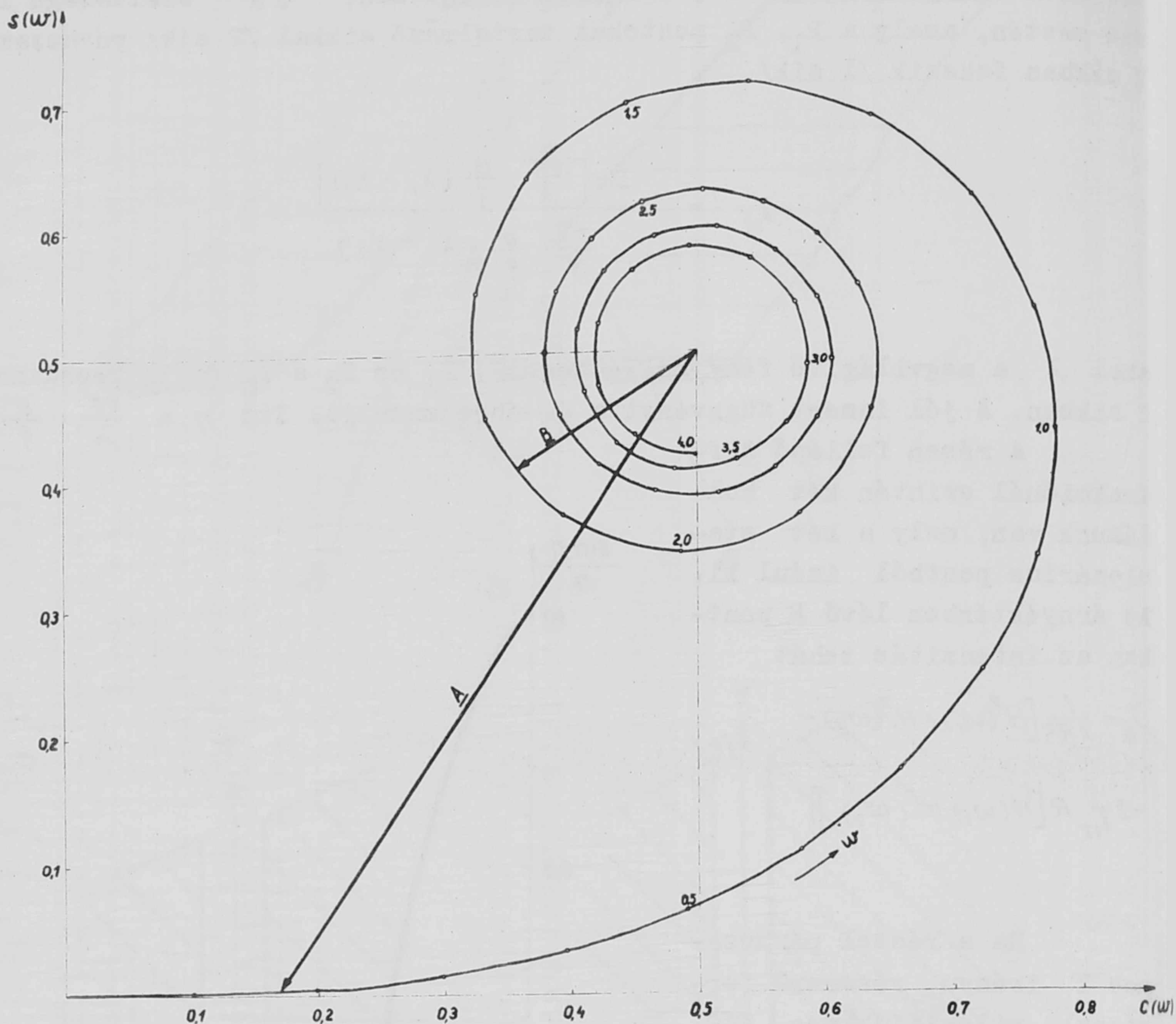
$H(\omega)$ komplex integrál $H(\omega) = (\frac{1}{2} - S(\omega)) + i(\frac{1}{2} - C(\omega))$ ahol $S(\omega) = \int_0^\omega \sin x^2 dx$ és $C(\omega) = \int_0^\omega \cos x^2 dx$

Ezeket felhasználva

$$R [H(\omega_1) H^*(\omega_2)] = F(\omega_1) F(\omega_2) + G(\omega_1) G(\omega_2)$$

ahol

$$F(\omega) = \frac{1}{2} - S(\omega) \quad \text{és} \quad G(\omega) = \frac{1}{2} - C(\omega)$$

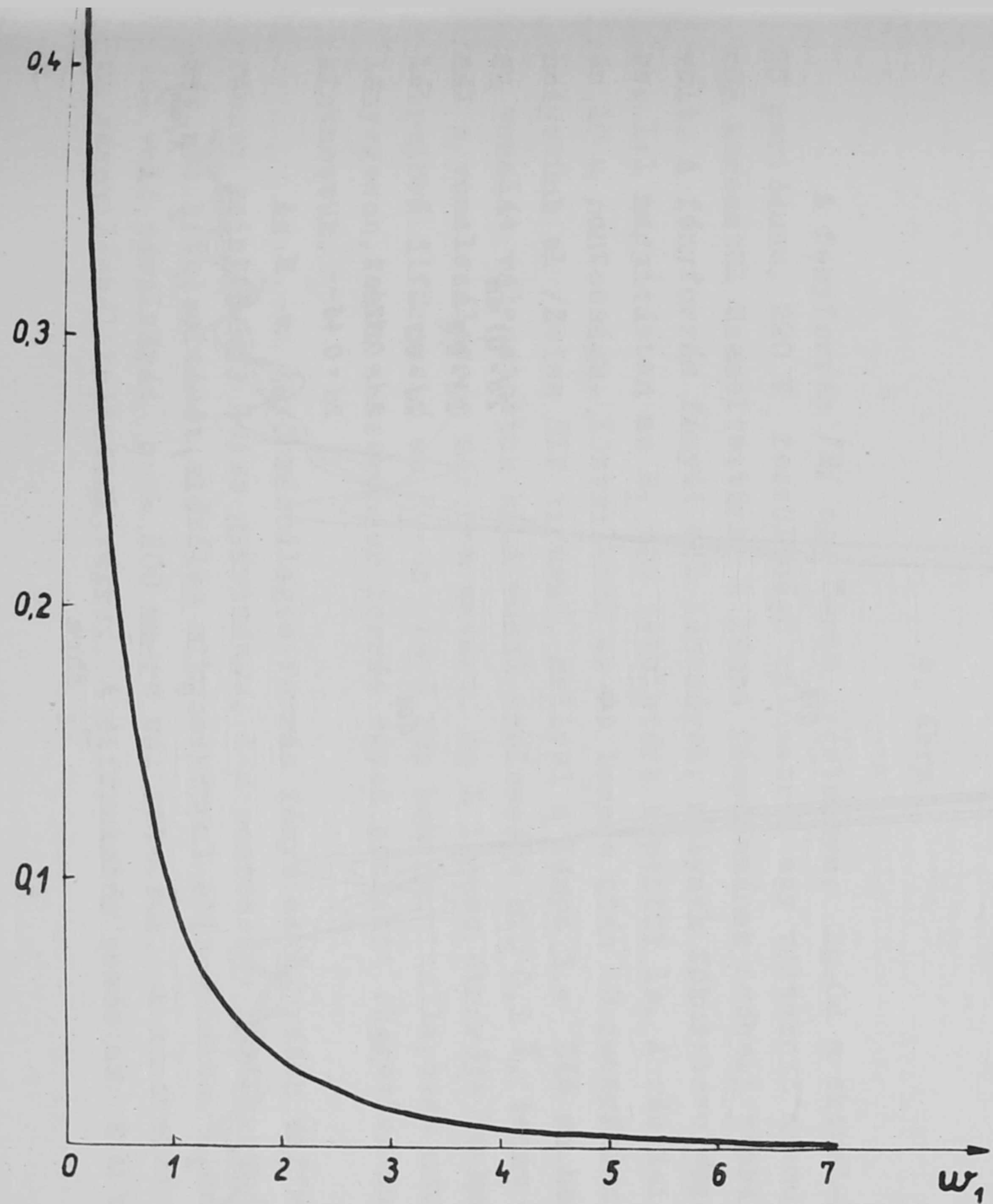


5. ábra

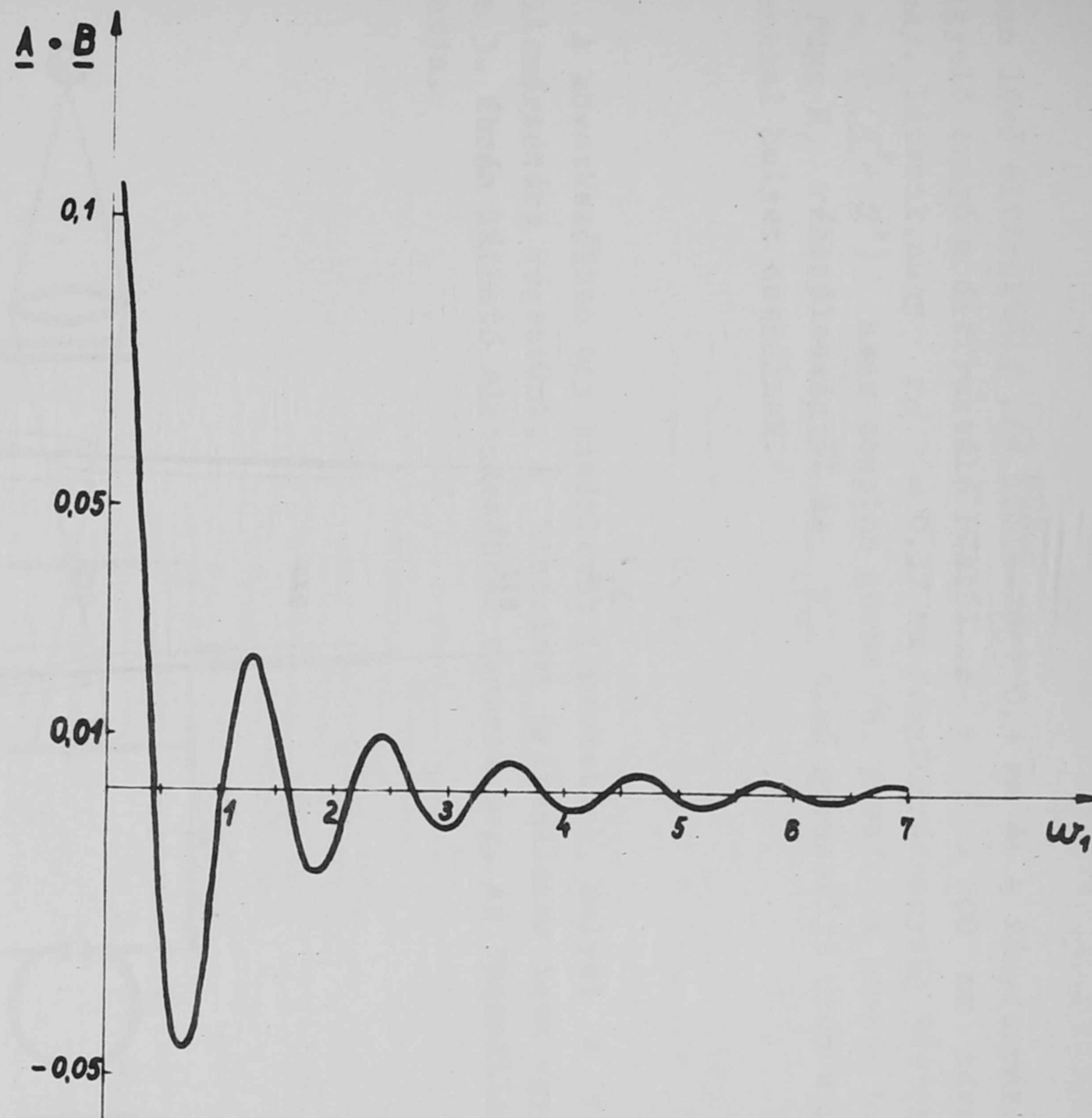
Ekkor
$$J = \frac{J_0}{2} \left\{ F^2(\omega_1) + G^2(\omega_1) + F^2(\omega_2) + G^2(\omega_2) - 2\gamma_{12} [F(\omega_1)F(\omega_2) + G(\omega_1)G(\omega_2)] \right\}$$
 ahol $J_0 = \frac{1}{R^2}$. Egy koordináta-rendszert felvéve, melynek vízszintes tengelye $C(\omega)$ és függőleges tengelye $S(\omega)$, a kettő közötti összefüggést ezen síkban a Cornu spirális fejezi ki /5. ábra/. $F(\omega)$, $G(\omega)$ egy olyan vektor komponensei ezen síkban, melynek talppontja $S(\omega) = \frac{1}{2}$ és $C(\omega) = \frac{1}{2}$ és a vektor a Cornu spirális egy pontjára mutat. Legyen két ilyen vektor $\underline{A}[F(\omega_1), G(\omega_1)]$; $\underline{B}[F(\omega_2), G(\omega_2)]$ akkor a P pontban lévő intenzitást

$$J = \frac{J_0}{2} (\underline{A}^2 + \underline{B}^2 - 2\gamma_{12} \underline{A}\underline{B}) \quad /9/$$

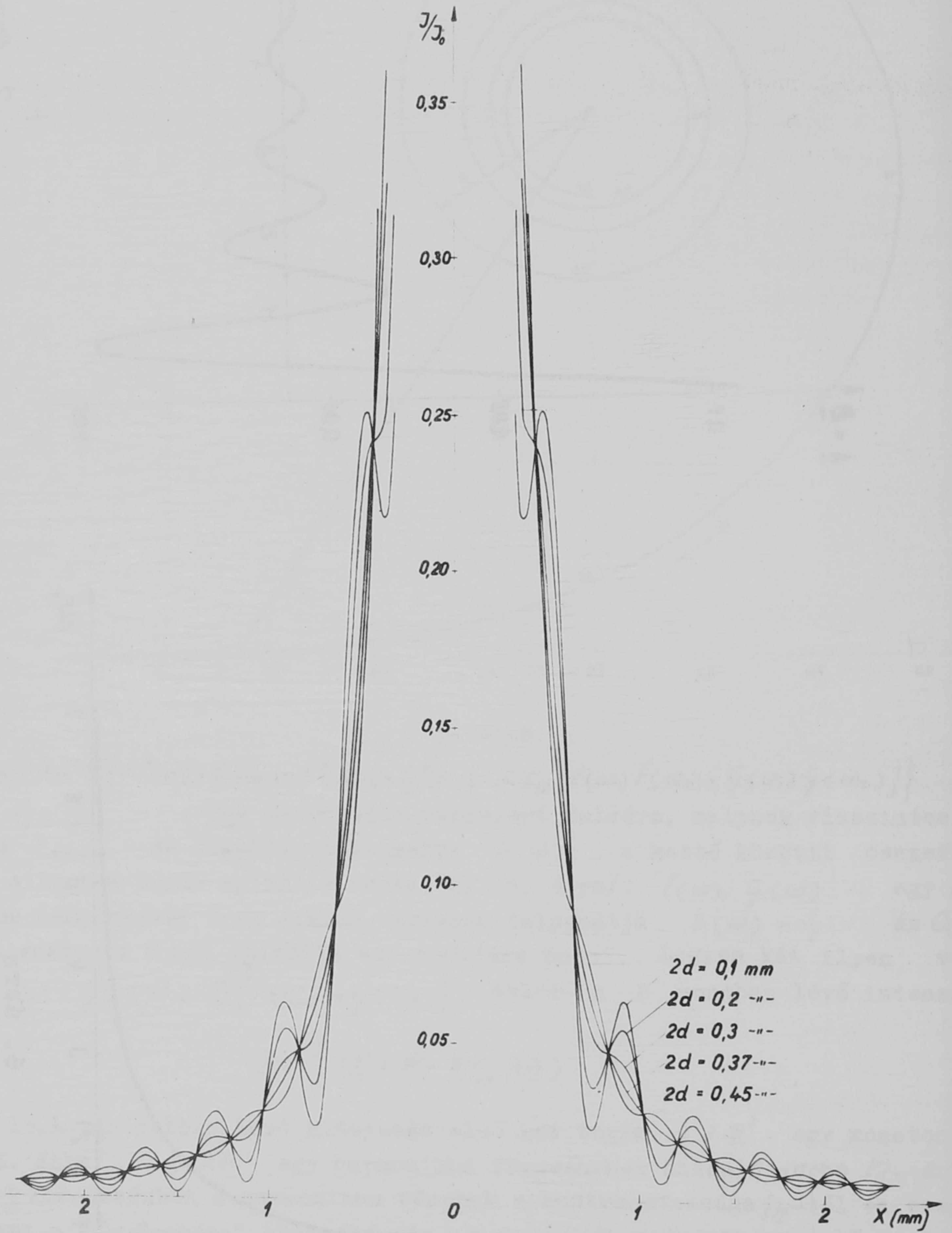
írja le. $\underline{A}^2 + \underline{B}^2$ egy monoton görbe /6. ábra/, míg $\underline{A}\underline{B}$ egy harmonikus függvényhez hasonló görbe /7. ábra/. A [9] kifejezésben a harmonikus résznek a kontrasztossága γ_{12} -től és ezen keresztül a fényforrásul szolgáló rés $2d$ szélességétől függ. A $2d$ mint paraméter függvényében kialakuló diffrakciós képeket a 8. ábra mutatja, ahol



6. ábra



7. ábra

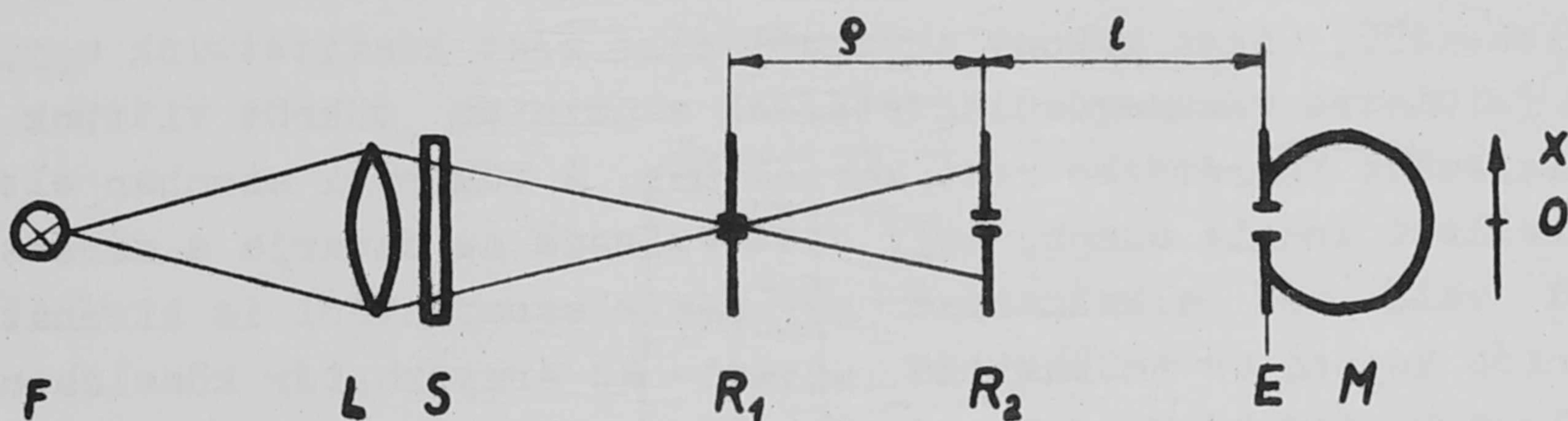


8. ábra

2. síkban lévő diffraktáló rés szélessége 0,3 mm és a fényforrás, valamint a megfigyelő ernyő a diffraktáló réstől $\varrho = \ell = 200$ mm távolságra van /3. ábra/. Látszik, hogy $2d = 0,37$ mm fényforrásnagyság esetén $\gamma_{12} = 0$ és $\gamma = \frac{\gamma_0}{2} (A^2 + B^2)$ azaz monoton görbe /6. ábra/. A görbék hullámossága, erősen függ R_1 résszélességtől és γ_{12} első zérushelye után a maximumok a minimumokkal helyet cserélnek.

2. §.

A következőkben egy kísérletet ismertetünk, melyet a fenti eredmények ellenőrzésére végeztünk. A kísérleti összeállítás igen egyszerű és elvileg a 3. ábrán látható elrendezéssel egyezik meg. Az összeállítást a 9. ábra mutatja.



9. ábra

A fényforrás /E/ egy Osram gyártmányu, Hg-Cd spektrál-lámpa, melyet 50 periódusu, 220 V feszültségű hálózatról egy váltakozó áramu stabilizátoron keresztül üzemeltettünk. A lámpa fényáramának időbeli stabilitása kb. 1% volt. A fényforrás fényét a L lencsével, melynek fókusztávolsága $f = 100$ mm, kb. 1:1 nagyításban az R_1 rés felületére képeztük le. A rés Zeiss gyártmányu és 10 u pontosságú. Közvetlenül az L lencse után S interferenciaszűrőt helyeztünk el /Zeiss SIF típusu/, mellyel a lámpa $\lambda = 546$ m μ hullámhosszúságú vonalát választottuk ki. A vonal szélessége kb. 0,1 Å, tehát a diffrakciónál a vonalszélesség már nem zavart. Az L lencse átmérője 30 mm, így a rajta létrejövő diffrakció az R_1 -en lévő kép koherenciaállapotát nem befolyásolta lényegesen, tehát a szekunder forrás egyes pontjait független sugárzóknak tekinthettük.

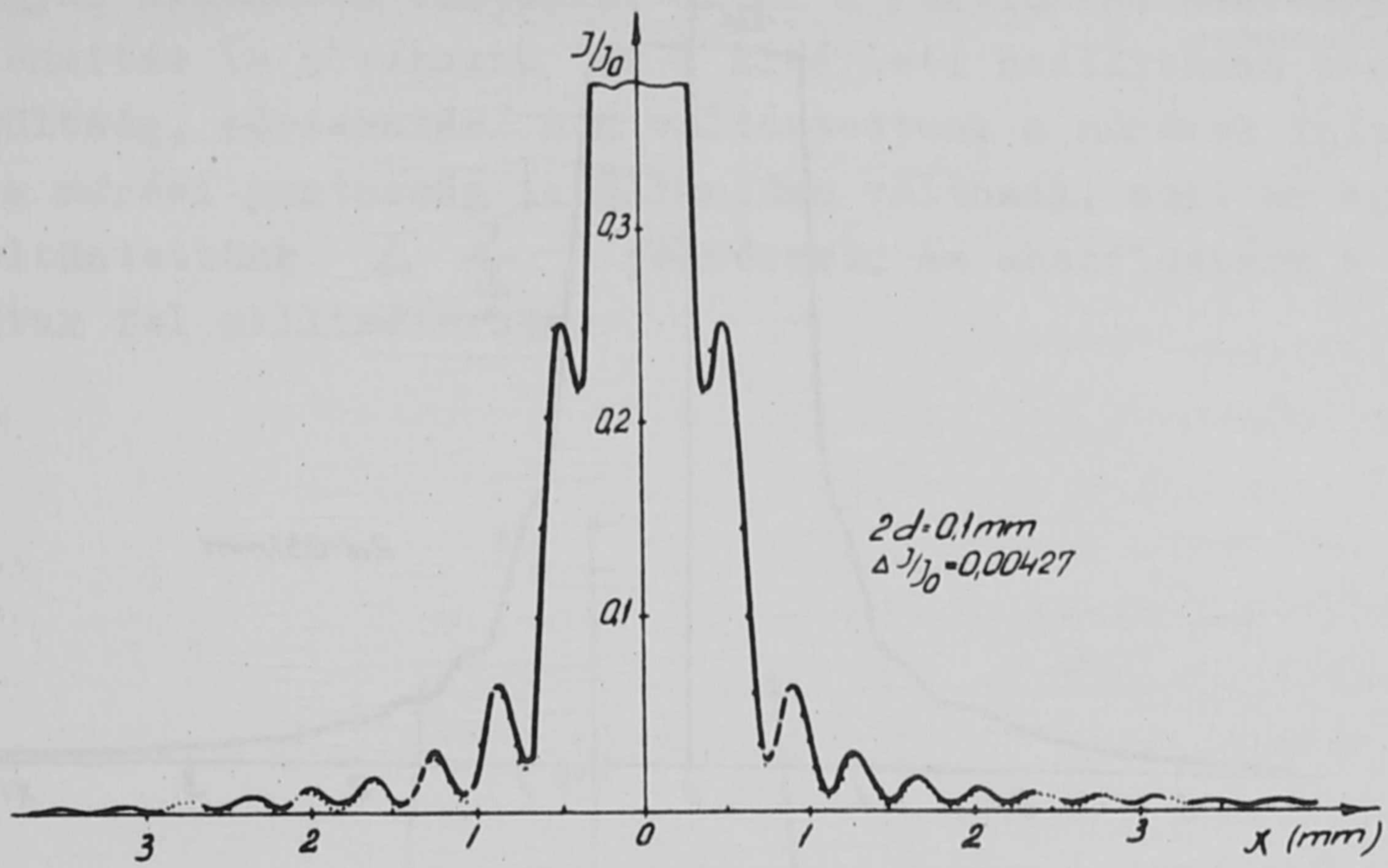
Az R_1 -en lévő másodlagos forrás fénye az R_2 résen diffraktált. Az R_2 résnek szintén egy Zeiss gyártmányu, 1 μ pontosságú rést használtunk. Mindkét rés hitelesítését előzőleg mikroszkóppal ellenőriztük. A két rés egymástól való távolságát $\varrho = 200$ mm-re választottuk. A méréseket R_2 résnek 0,3 mm résnyílásnál hajtottuk végre. A diffrakciós mezőt az E síkban az M mul-

tiplierrel /Zeiss M-12 FS 35/ tapogattuk le. A multiplier elé az R_1 , R_2 részekkel párhuzamos letapogató R_3 részt helyeztük el, melynek szélességét úgy választottuk meg, hogy a diffrakciós képen jelentkező csiktávolságnál legalább egy tizes faktossal kisebb legyen, hogy számottevő integrálódás ne lépjen fel. Az R_2 diffraktáló rész és a letapogató rész távolsága megegyezett az R_1 és R_2 rész közötti távolsággal $\varrho = l = 200$ mm. A részeket - beleértve a multipliernek letapogató részét is - egy Zeiss gyártmányu Richtungs- und Fluchtungsprüfgerät távcsővével gondosan párhuzamosra állítottuk.

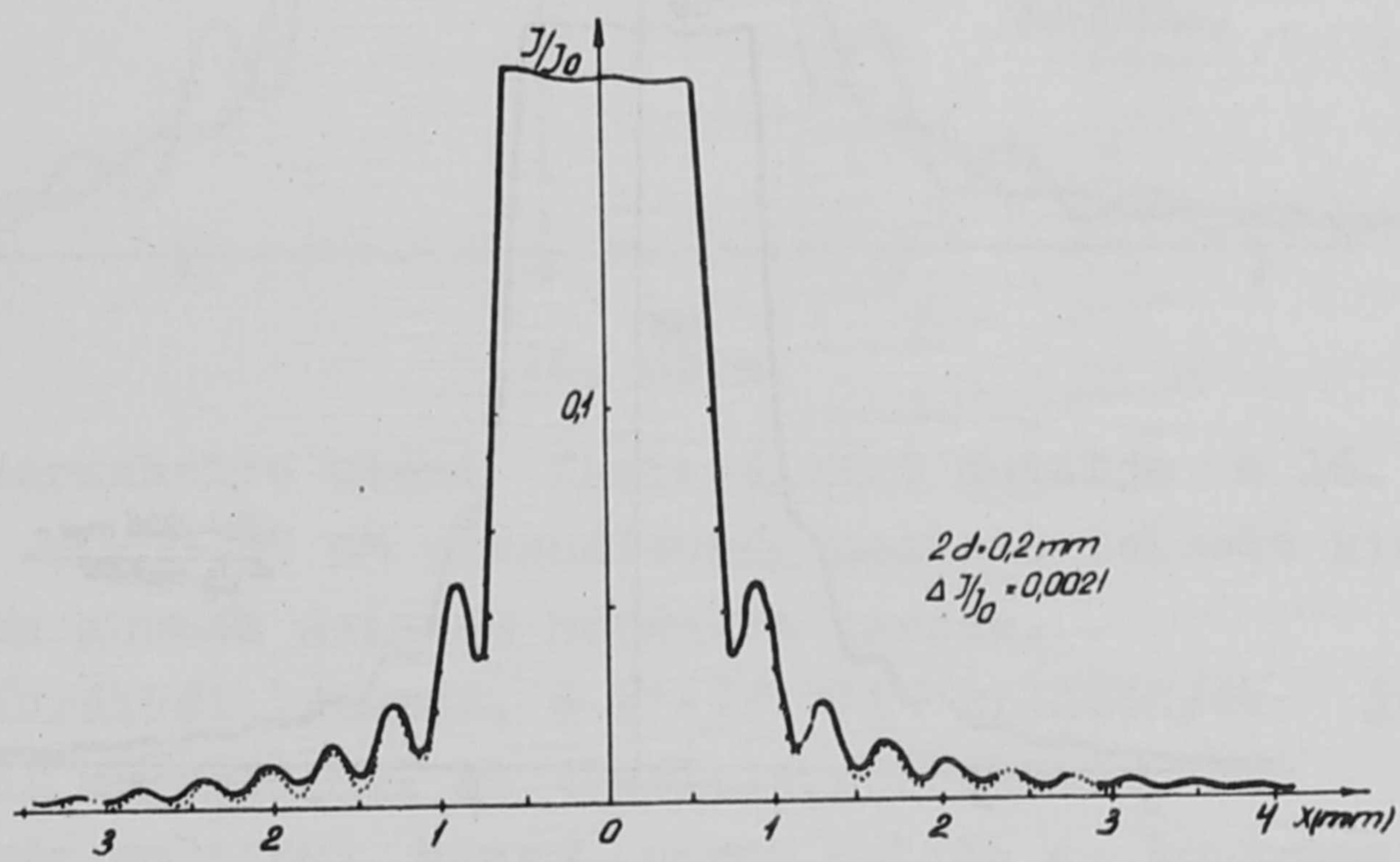
A multiplier kiválasztásánál az a szempont vezetett bennünket, hogy a még rendelkezésünkre álló RCA 1 P 21 multiplier jel/ sötétáram viszonyánál ezen multiplier jel/ sötétáram viszonya kb. 2-3 faktossal jobb. A végablakos kivitel ezenkívül sokkal tisztább optikai viszonyokat nyújt, mint a döntött katód, amikor egyrészt az ugynevezett "beesési szög" effektus lép fel, amelyet tapasztaltunk is első méréseinkben, melyeket 1 P 21-el hajtottunk végre. Ezen effektus a felvett diffrakciós görbének a középponthoz viszonyított aszimmetriájában mutatkozott meg. A képnek a fotokatódon való vándorlásának kiköszöbölésére a letapogató részt közvetlenül a fotokatódra helyeztük. Hogy ezt megtehesük, igen vékony anyagból álló részt készítettünk úgy, hogy üveg hordozó felületre vákuumgőzölögtetéssel alumínium tükröt vittünk fel, s az így keletkezett fémrétegbe részt karcoltunk. A tükörnek azonban elegendő vastagnak kellett lennie ahhoz, hogy áttetszősége ne zavarja a mérést. A vékony anyagból való rész alkalmazása egy másik szempontból is kívánatos volt. A diffrakciós képen az intenzitás ugyanis az árnyékhatár közelében igen erősen emelkedik, így közönséges résnél a résfokon beszóródó fény a mért görbét erősen torzítja.

A multiplier egy szupporton helyezkedett el, mellyel az optikai tengelyre merőlegesen elmozdithattuk. A multiplier elmozdítását motorikusan végeztük egy szinkron motor segítségével, úgyhogy a multiplier mérés közben 0,67 mm/perc sebességgel haladt az x irányban /9. ábra/. A multiplier által adott jelet egy EPP 09 szovjet gyártmányu automatikus regisztráló potenciométer, 30 cm széles papírszalagján rögzítettük. A szalagon 60 mm távolság felelt meg a multiplier 1 mm-es elmozdulásának. A multiplier és a feszültségérzékeny potenciométer között egy hidas egyenáramu erősítőfokozatot alkalmaztunk a szükséges erősítés és impedanciatranszformáció végrehajtására. A rendszer érzékenysége így $5 \cdot 10^{-10}$ A/osztásrész volt. A 100-as beosztásu regisztráló műszeren óránként egy beosztás elmozdulást tapasztaltunk, amely az erősítő stabilitására jellemző. A műszer visszaállási pontossága 0,5 osztásrész. A multiplier-eltolás és a szalag-eltolás együttlátása igen jónak mondható, mert a reprodukálhatósági hiba a multiplier eltolására számítva kb. 0,02 mm körül mozgott.

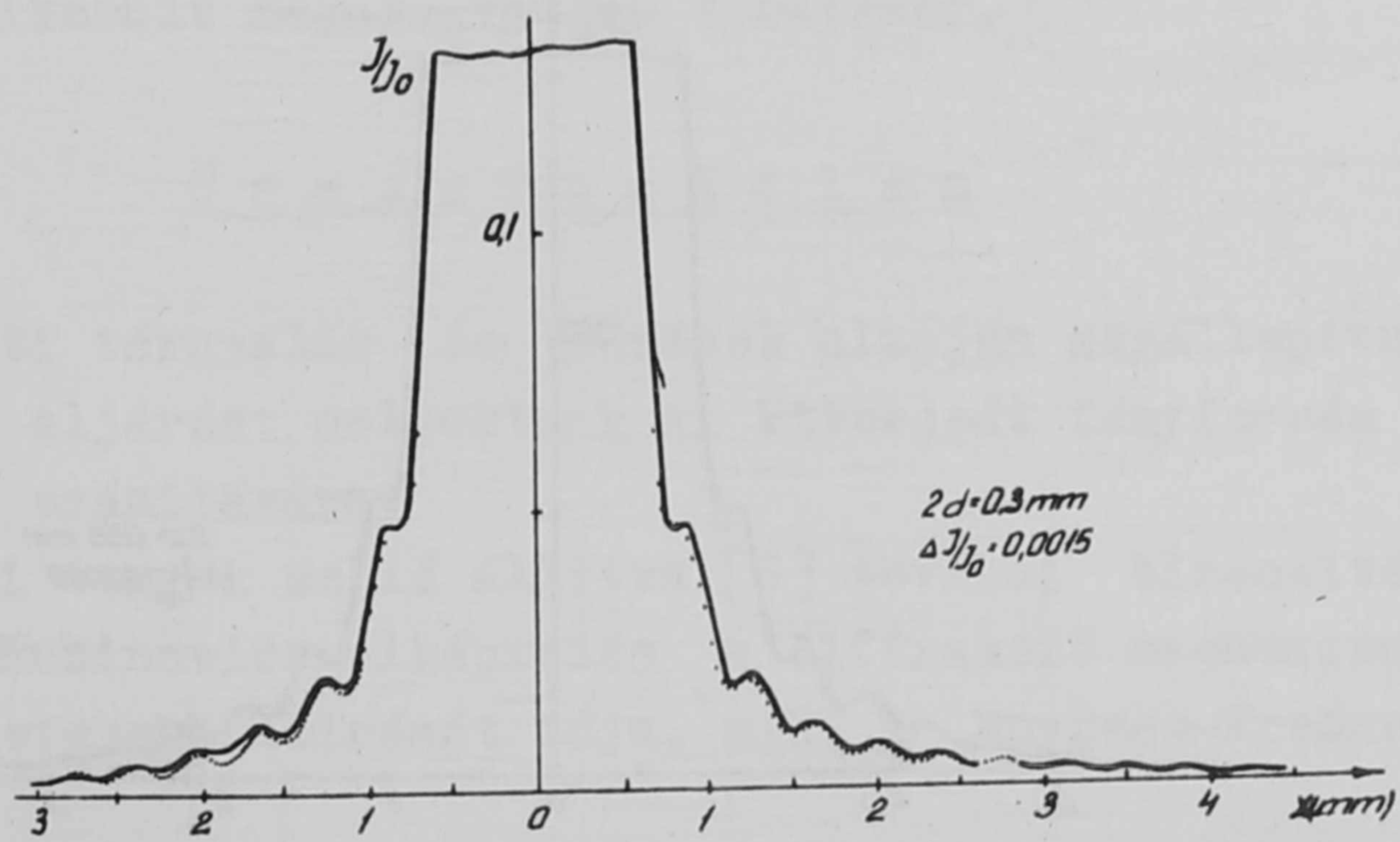
A fent leírt elrendezésben különböző R_1 résszélesség ek esetén felvettük a diffrakciós képet. Az eredmény a 8. ábrán adott görbékkel megegyezett. A felvett görbéket a 10-15 ábrák mutatják. A kihuzott görbe a műszerrel felvett kísérleti görbéket jelenti, míg a görbe mellé helyezett pontok az összehasonlítás céljából felrakott elméleti értékek. A görbék normálva



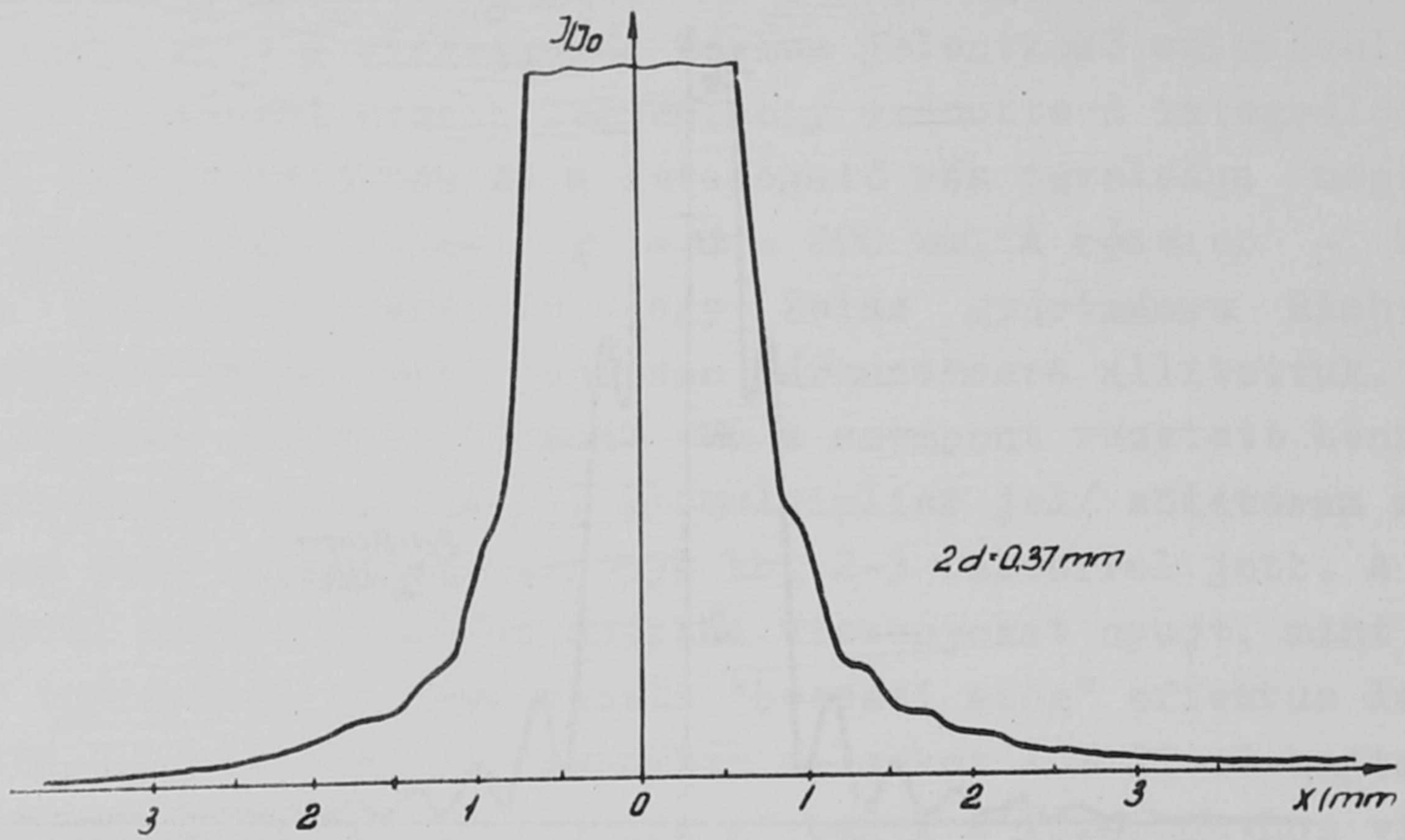
10. ábra



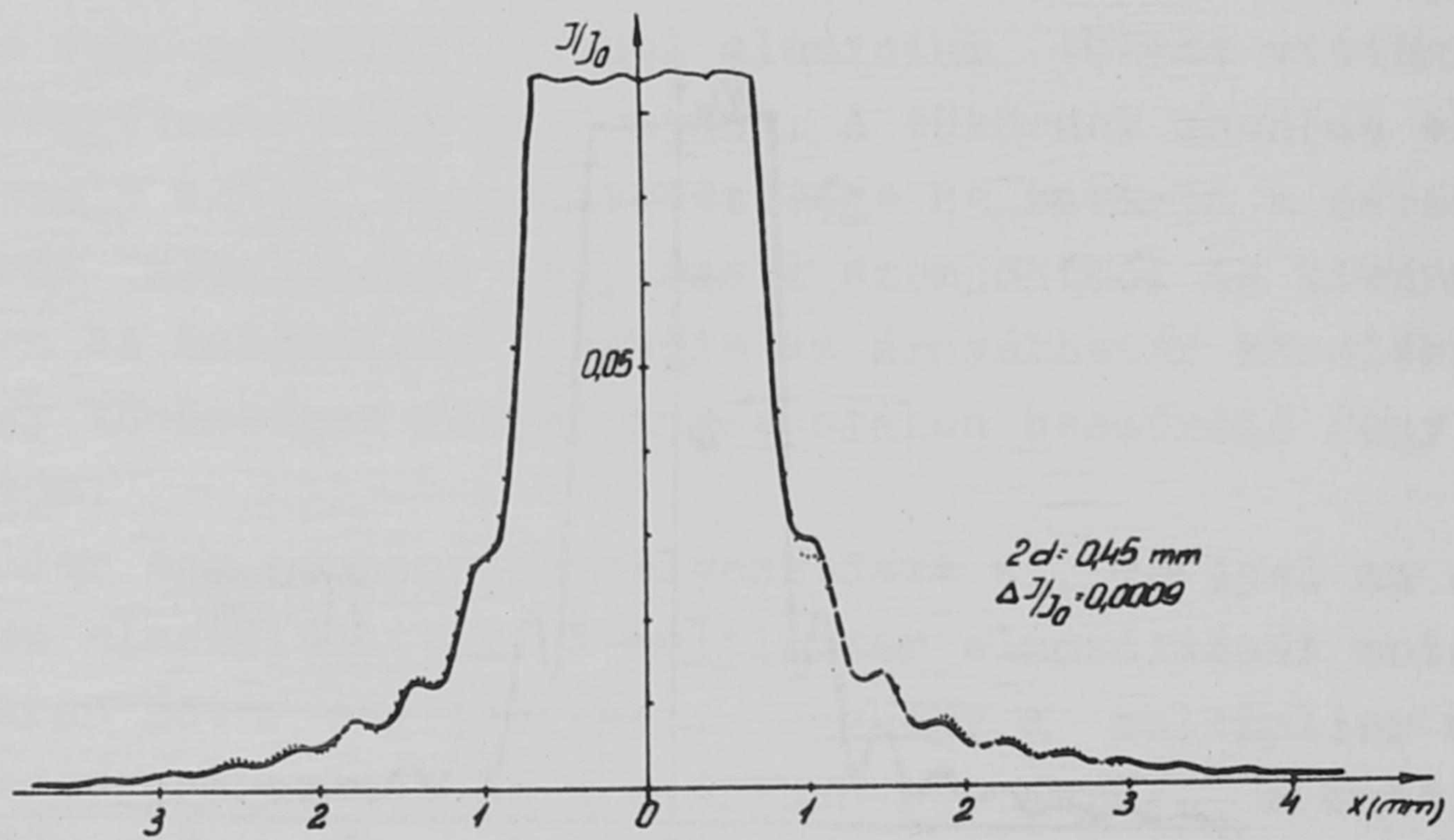
11. ábra



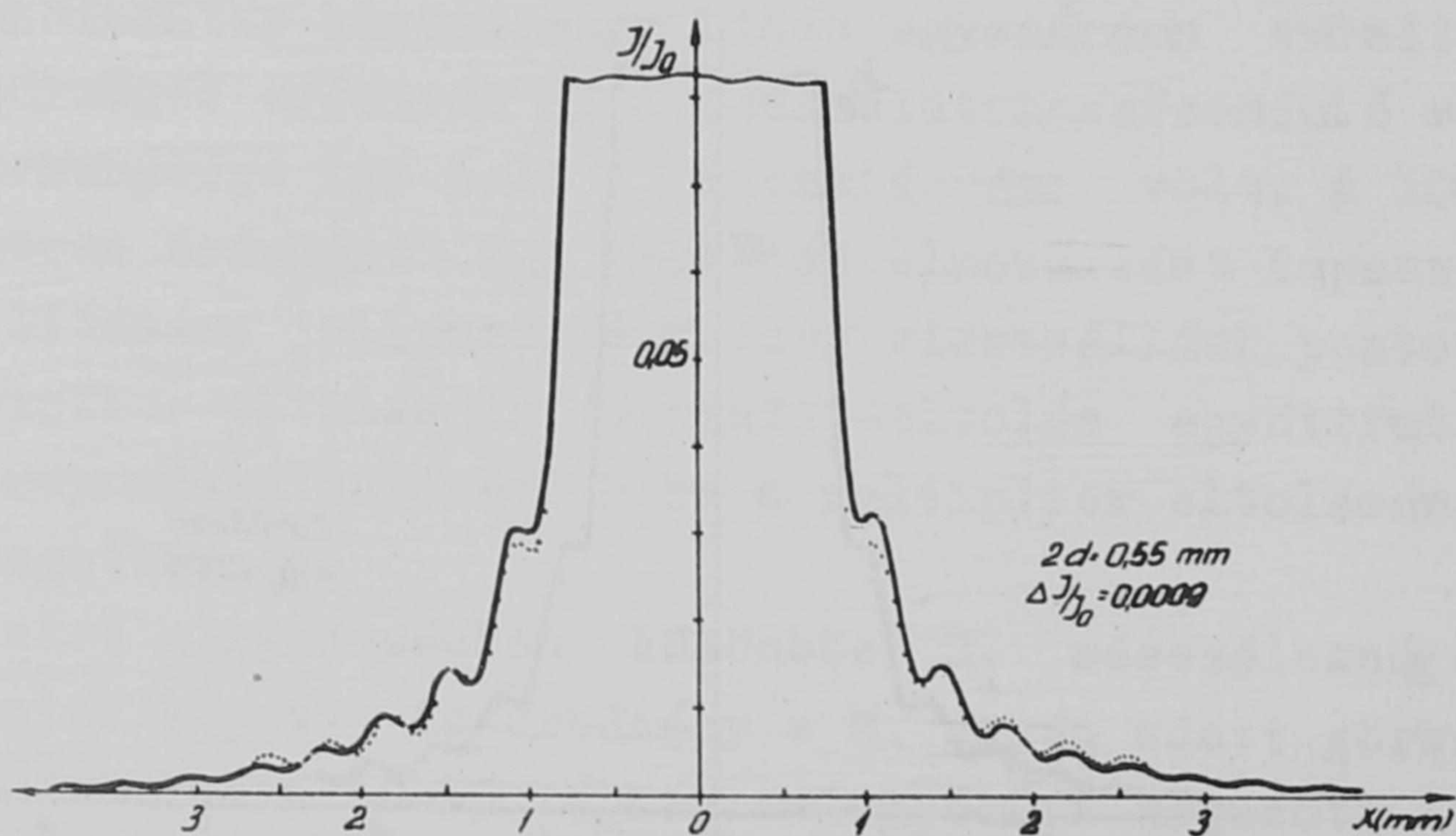
12. ábra



13. ábra

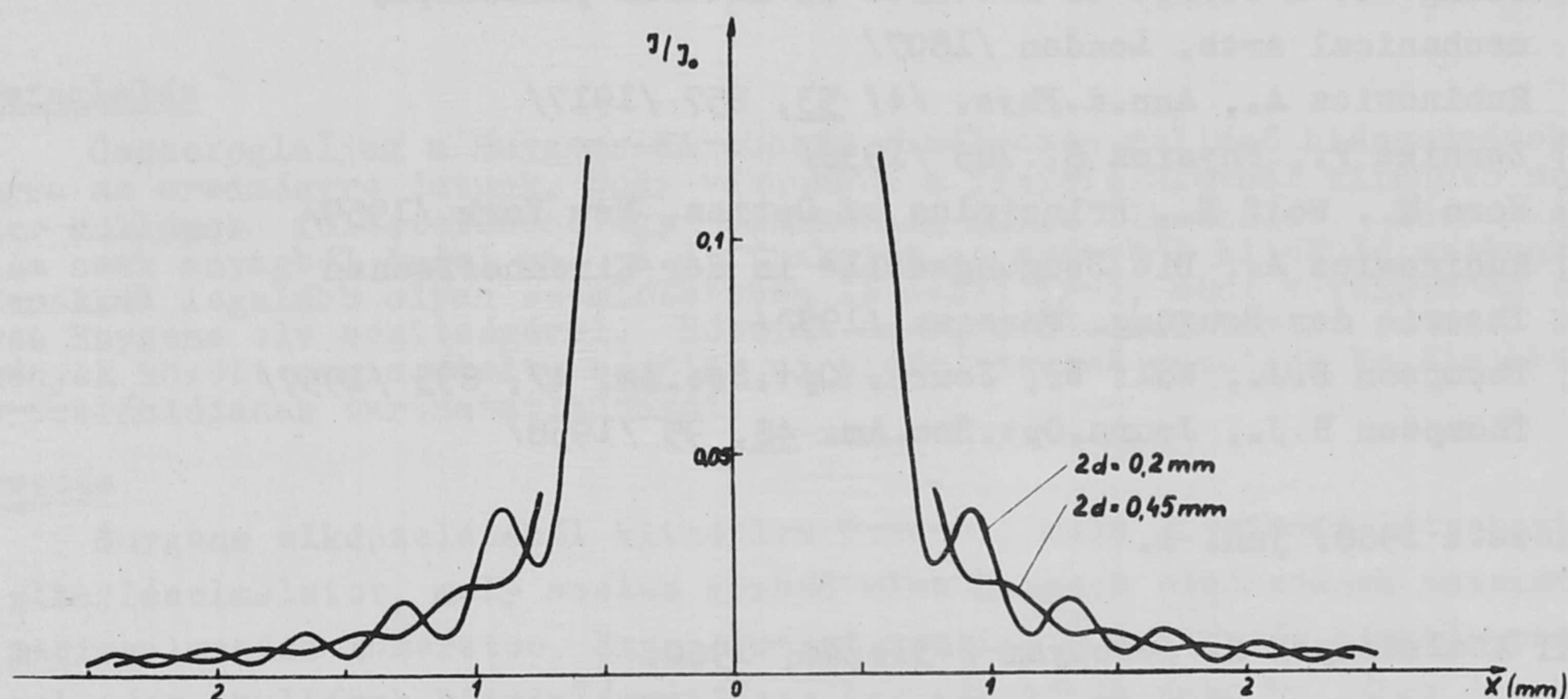


14. ábra



15. ábra

vannak, azaz a relatív I/I_0 intenzitáseloszlást adják meg. Az ordináta skálabeosztása ugyan állandóan változik, mivel a fényforrás nagyságának növelésével az intenzitás is növekszik és a kísérleti beállításon pedig /multiplier tápfeszültség, méréshatár/ nem változtattunk a mérések folyamán. Ennek megfelelően a mérési pontosság is állandóan változik, amit az egyes görbék-nél mindig feltüntettünk $\Delta \frac{\gamma}{\gamma_0}$ jelzéssel. Az abszcisszára a multiplier-eltolását raktuk fel milliméterben.



16. ábra

A γ_{12} zérushelye utáni fázisváltást mutatja a 16. ábra, ahol a $2d = 0,2 \text{ mm}$ és $2d = 0,45 \text{ mm}$ résszélesség mellett felvett kísérleti görbék-láthatjuk. Ezen görbék szintén normálva vannak.

Amint az ábrákból látható, a kísérleti eredmények jellegükben és kvantitativ is jól megegyeznek az elméleti görbékkel.

Meg kell még említeni, hogy γ_{12} zérus helyén a kontrasztosság nem tűnik el. Többféle próbálkozást hajtottunk végre, hogy ennek okát kiderítsük. Bár igen sokféle magyarázat kínálkozik, de az eddigi mérések alapján ezen jelenséget még nem sikerült megnyugtatóan tisztázni.

Ö s s z e f o g l a l á s

Fenti elméleti tárgyalás és mérések alapján megállapíthatjuk, hogy

1./ egyszerű eljárást dolgoztunk ki kiterjedt fényforrás esetén fel-lépő diffrakciós kép számítására;

2./ az eddigi tények mellé állítva [5] további bizonyítását kaptuk annak, hogy a Young-Rubinowicz-elképzelés a diffrakció mechanizmusának egy-szerűbb és szemléletesebb leírását adja, mint a Huygens-Fresnel-Kirchhoff féle;

3./ hogy az eddigi kvalitatív mérések után [6] a mérés a Zernike-Wolf parciális koherencia-elméletének kvantitatív bizonyítását adja.

Köszönetünket fejezzük ki Náray Zsolt és Varga Péter tudományos munkatársaknak a mérések folyamán adott hasznos tanácsaikért.

I r o d a l o m

- [1] Wolf E., Proc.Roy.Soc. /A/ 225, 96 /1954/
- [2] Young T., A course of lectures on natural philosophy
mechanical arts. London /1807/
Rubinowicz A., Ann.d.Phys. /4/ 53, 257 /1917/
- [3] Zernike F., Physica 8, 785 /1938/
- [4] Born M., Wolf E., Principles of Optics, New York /1959/
- [5] Rubinowicz A., Die Beugungswelle in der Kirchhoffschen
Theorie der Beugung. Warsawa /1957/
- [6] Thompson B.J., Wolf E., Journ. Opt.Soc.Am. 47, 895 /1957/
Thompson B.J., Journ.Opt.Soc.Am. 48, 95 /1958/

Érkezett 1960. jun. 1.

KFKI Közlemények 8. évfolyam 2-3.szám, 1960.

A VÁKUUMBAN ÉRVÉNYES HUYGENS ELVRŐL

Irtta: Bakos József

Fizikai Optikai Laboratórium

Összefoglalás

Összefoglaljuk a Huygens-Kirchhoff elméletben fellépő hiányosságokat és arra az eredményre jutunk, hogy vákuumban a fázisfelületből kiinduló szekunder hullámok feltételezése egy fizikailag hamis elképzelés. Másodlagos hullám csak anyagból indul ki. A diffrakciót az anyagból kiinduló szekunder hullámokkal legalább olyan szemléletesen le lehet írni, mint a vákuumban érvényes Huygens elv segítségével. Részint az irodalomból ismert és más körülmények között megismételt, részint új kísérletekkel mutatjuk be Kirchhoff interpretációjának tarthatatlanságát.

Bevezetés

Huygens elképzeléséből kiindulva Fresnel, majd Kirchhoff létrehozta egy elhajláselméletet, mely széles körben mint Huygens elméletének matematikai megfogalmazása ismeretes. Ezen elmélet szerint a hullámtér bármely pontja szekunder hullámok kiindulópontjának tekinthető és ezen hullámok szuperpozíciója alkotja a hullámteret. Az elmélet a kísérletekkel igen jól meg egyezik, s ezért az optikában manapság is legáltalánosabban használt elvek egyike /lásd pl. Wolf [1] /.

A Kirchhoff-féle kifejezéseknek ilyen interpretációja Kirchhoffnak a határértékekre vonatkozó, önmagukban plauzibilis feltételein nyugszik. Amellett azonban, hogy ezen elmélet matematikai bonyodalmakhoz is vezet [2], megállapítható, hogy a hozzájuk fűzött fizikai interpretáció teljesen helytelen. Strohmayr feltételezésével ellentétben szekunder hullám csak olyan pontból indulhat ki, ahol valamiféle anyag van jelen. Szekunder hullám forrása lehet pl. egy szabad elektron, fémbe a fényhullám hatására fellépő áram, stb. Born [3] hangsúlyozza is, hogy a vákuumból kiinduló szekunder hullámok interpretációját nem szabad komolyan venni. A Kirchhoff elmélet sikerei azonban elfeledtették, hogy egy jó matematikai közelítésnek teljesen önkényes, a valóságnak meg nem felelő interpretációjáról van szó, mely kötve van a Kirchhoff által adott speciális közelítéshez. Ennek tudható be, hogy Rubinowicz [4] ezt már mint lehetséges fizikai interpretációt említi. Kossel és Strohmayr [5] is rámutat azonban, hogy másodlagos forrás csak anyag lehet, azonban az elméleti munkákban ezzel kapcsolatban meglehetősen zűrzavar uralkodik. A legutóbbi időkben Raman [6] Huygens munkáját elemezve, megállapítja, hogy a szekunder hullámnak Huygens csak dielektrikumban tulajdonított fizikai realitást, míg vákuumban csupán munkahipotézisként használta. Az a téves elképzelés, hogy a Huygens elv vákuumban is igaz, a Kirchhoff utáni időkben származik és az tudatosan, vagy tudat alatt mind a mai napig tartja magát.

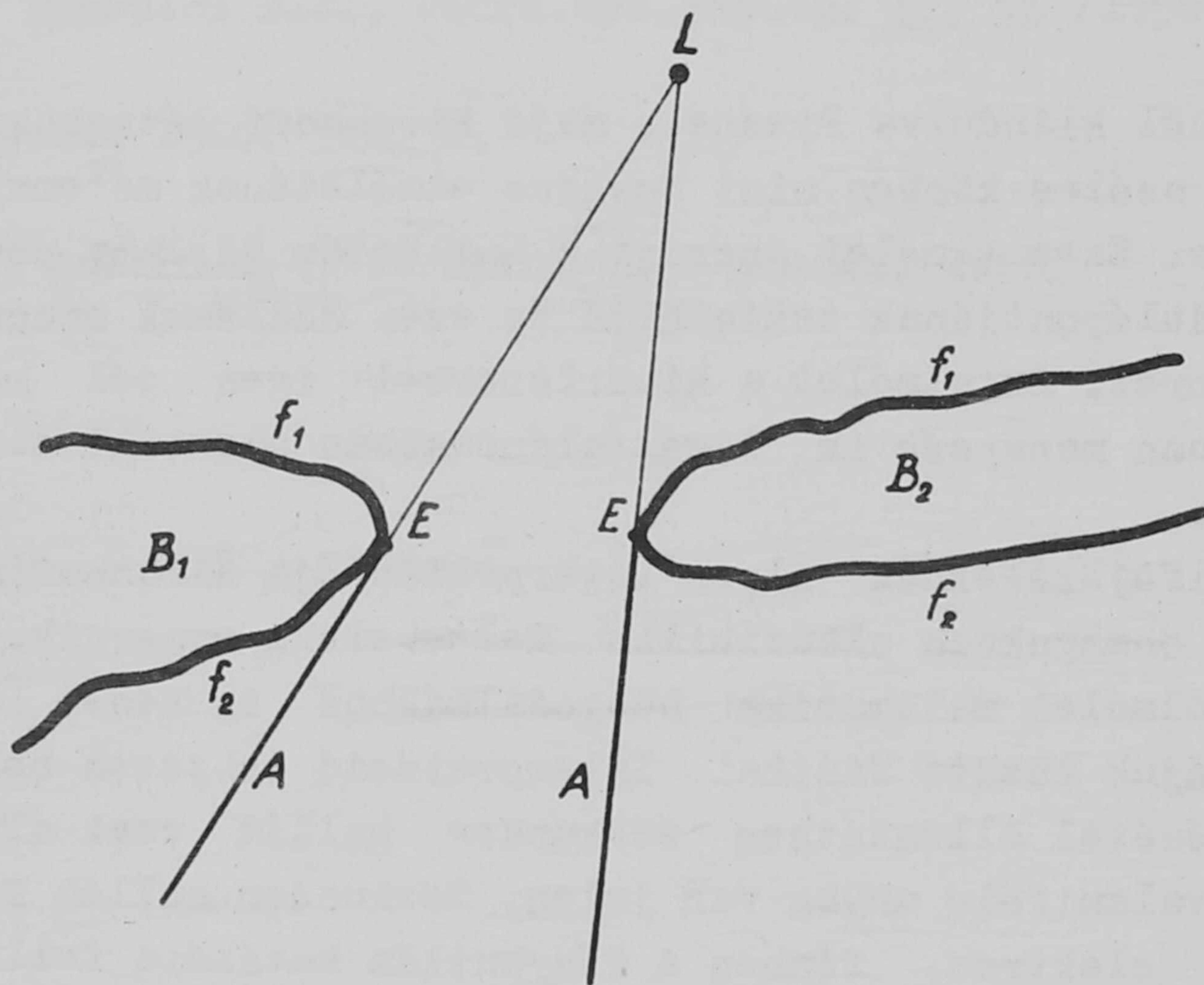
Az alábbiakban először a Kirchhoff feltételek fizikai interpretációjának tarthatatlanságát mutatjuk be /1.§./, majd a 2.§-ban utalunk a fizikailag helyesnek látszó eljárás alapjaira. A Kirchhoff feltételek általánosításának helytelenségét McDonald és Harris, valamint Burghard egy-egy kísérleti eredményének analízisével is alátámasztjuk /3.§/.

A 4.§-ban ismertetjük azon kísérleti eredményeinket, melyeket egy olyan elrendezésben kaptunk, ahol az említett ellentmondások fokozottan kifejezésre jutnak.

Az egyes paragrafusokhoz kapcsolódó ismert matematikai tárgyalásokat a Függelékben adjuk meg.

1.§.

A probléma szemléletesebb tárgyalására tekintsük a következő konkrét elrendezést (1. ábra): legyen a térben az L pontszerű fényforrás és a B_1 és B_2



1. ábra

testek. A fényforrás terét az $\frac{e^{ik\varrho}}{\varrho}$ függvénnyel írhatjuk le, ahol ϱ a tér valamely pontjának L -től való távolságát, k pedig a terjedési konstans jelenti. Az L -től a B_1 testekhez húzott érintő sugaraknak a testekkel való érintési pontjai az ún. elhajlító élt alkotják /E/. Ez általában egy térgörbe. Az elhajlító él a testek felületét is két részre, a f_1, f_2 felületekre osztja. Az érintő sugaraknak az elhajlító élen tul le-

vő részét árnyékhatárnak /A/ nevezük.

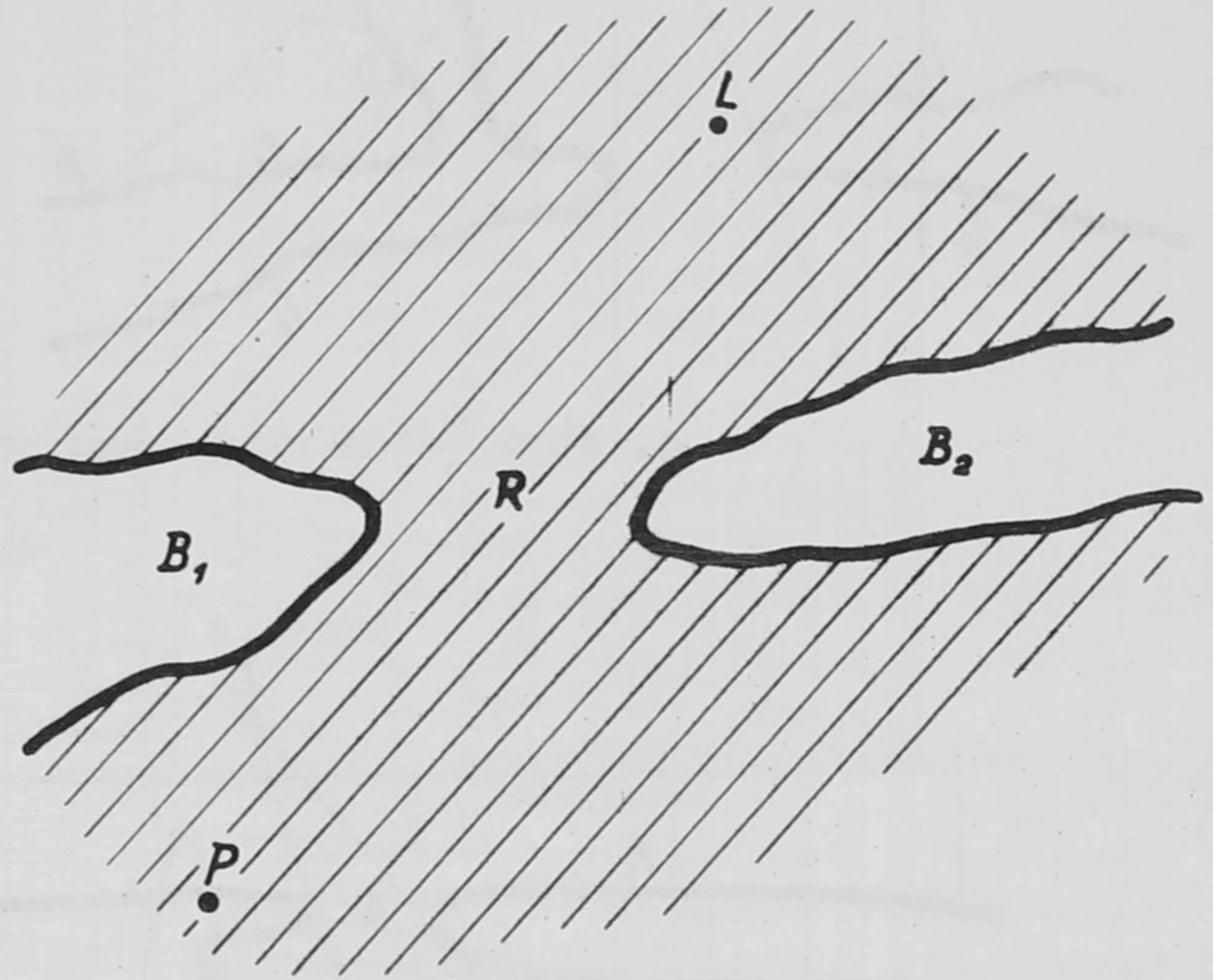
A probléma megoldása a $\varphi(P)$ hullámfüggvénynek a B_1 testen kívől fekvő R térben /2. ábra/ való megadásából áll. Ez a Helmholtz-Huygens-elvvel /lásd Függelék /A// lehetséges, ha ismerjük a felületen a határértékeket. Mivel azonban ezek általában nem ismeretesek, Kirchhoff feltételezte, hogy nem sokban tér el a valóságtól, ha felteszi /1. ábra/,

- $\alpha.$ / hogy az f_1 felületen a határérték a beeső hullámfüggvénynek a felületen felvett értékével egyezik meg;
- $\beta.$ / hogy az f_2 felületen a hullámfüggvény értéke zérus;
- $\gamma.$ / hogy a B_1, B_2 testek által képezett nyílásban a hullámfüggvény a beeső hullámfüggvénnyel megegyezik.

A R^+ térben /3. ábra/ az α, β, γ Kircchoff-feltételekkel, felhasználva a Helmholtz-Huygens elvet, a hullámfüggvény

$$\varphi_K(P) = \frac{1}{4\pi} \int_{f_0} \left(\frac{e^{ikr}}{r} - \frac{\partial}{\partial n} \cdot \frac{e^{ik\varrho}}{\varrho} \cdot \frac{e^{ik\varrho}}{\varrho} \cdot \frac{\partial}{\partial n} \cdot \frac{e^{ikr}}{r} \right) df$$

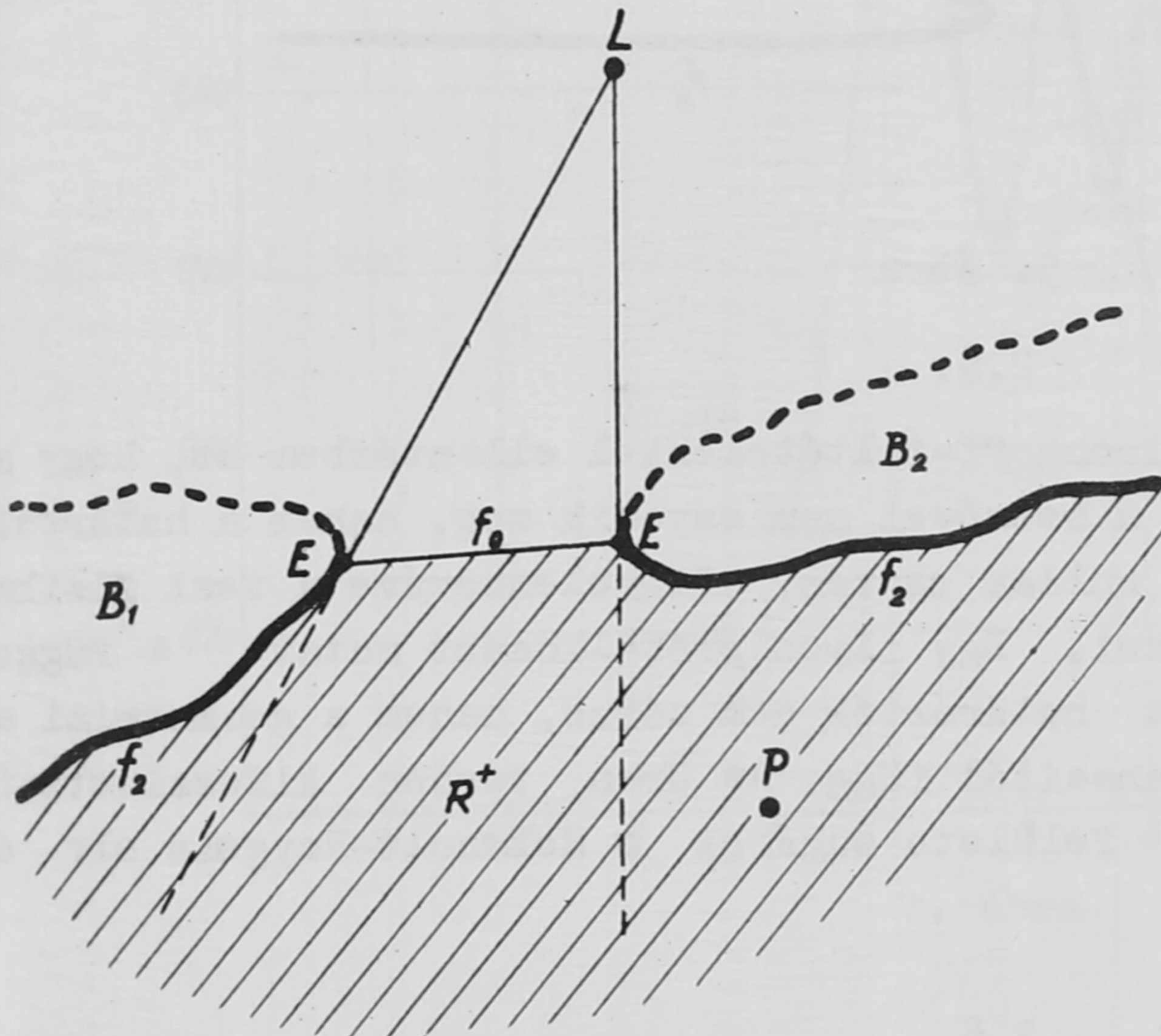
alakban írható, ha a B_1, B_2 testek által adott nyílásba egy tetszős szerinti f_0 felületet feszítünk, mely keresztülmegy az elhajlító élen. Ennek alapján az f_0 felület minden egy pontjából gömb $\frac{e^{ikr}}{r}$ ill. dipolus $\frac{\partial}{\partial n} \cdot \frac{e^{ikr}}{r}$ hullámok indulnak ki, melyeknek szuperpozíciója adja



2. ábra

a P pontban a hullámfüggvényt. r az f_0 felület egy pontja és a P pont közti távolságot a $\frac{\partial}{\partial n}$ pedig f_0 felület normálisa irányába vett deriválást jelent. A fenti kifejezés azonban a következő fizikai ellentmondásokat tartalmazza:

1./ A $\varphi_K(P)$ értéke nem függ a f_1 felület alakjától. Feltettük ugyanis, hogy ha f_1 -nek a 4. ábra

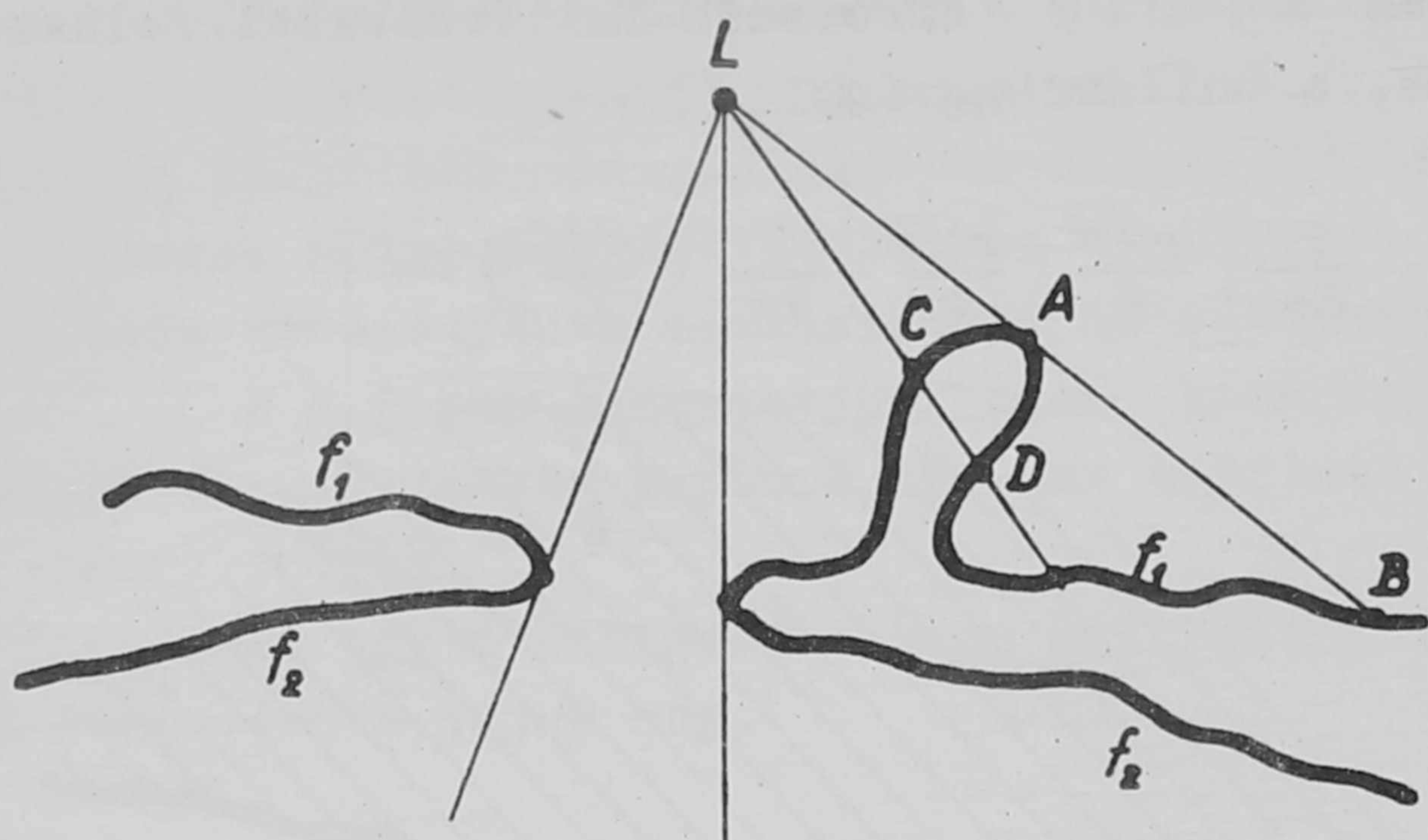


3. ábra

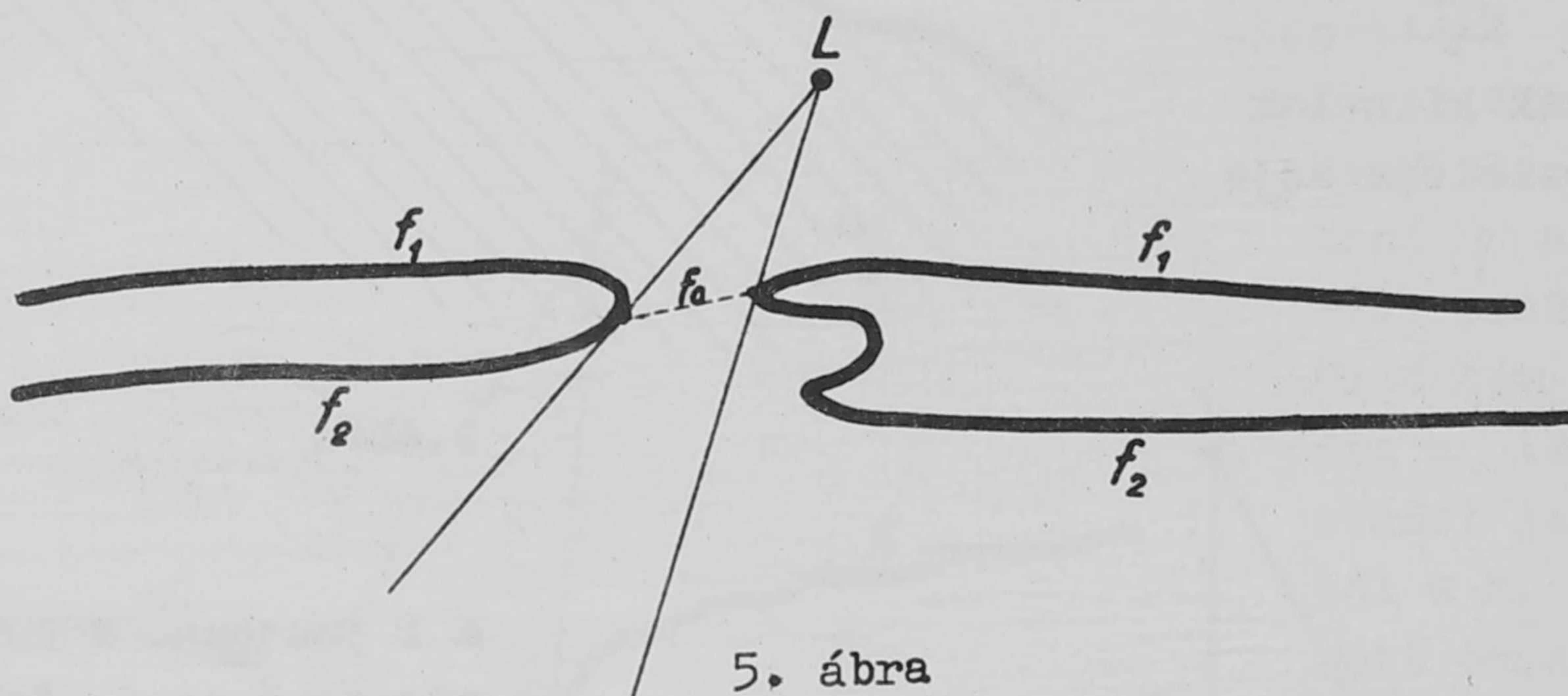
által mutatott alakja van, a felületen az A és B pontok között is a határérték a beeső hullámfüggvény értékével egyezik meg, pedig a geometriai optika szerint az A, B pontok között a f_1 felületen árnyék van. Az LCD sugárra nézve tehát az ernyő átlátszó.

2./ $\varphi_K(P)$ nem függ a f_2 alakjától még abban az esetben sem, ha f_2 az 6. ábra által mutatott alakú. Feltettük ugyanis, hogy a határérték a f_2 felületen zérus. A f_0 felületből kiinduló hullámok részére tehát az ernyő átlátszó.

Az ernyő egyébként teljesen abszorbeál, amint az a feltételekből kiderül, az 1./, 2./ ellentmondásoknál adott sugarakra nézve viszont teljesen átlátszó. A $\varphi_K(P)$ megoldás csak az elhajlító él alakjától függ / Függelék /B//



4. ábra



5. ábra

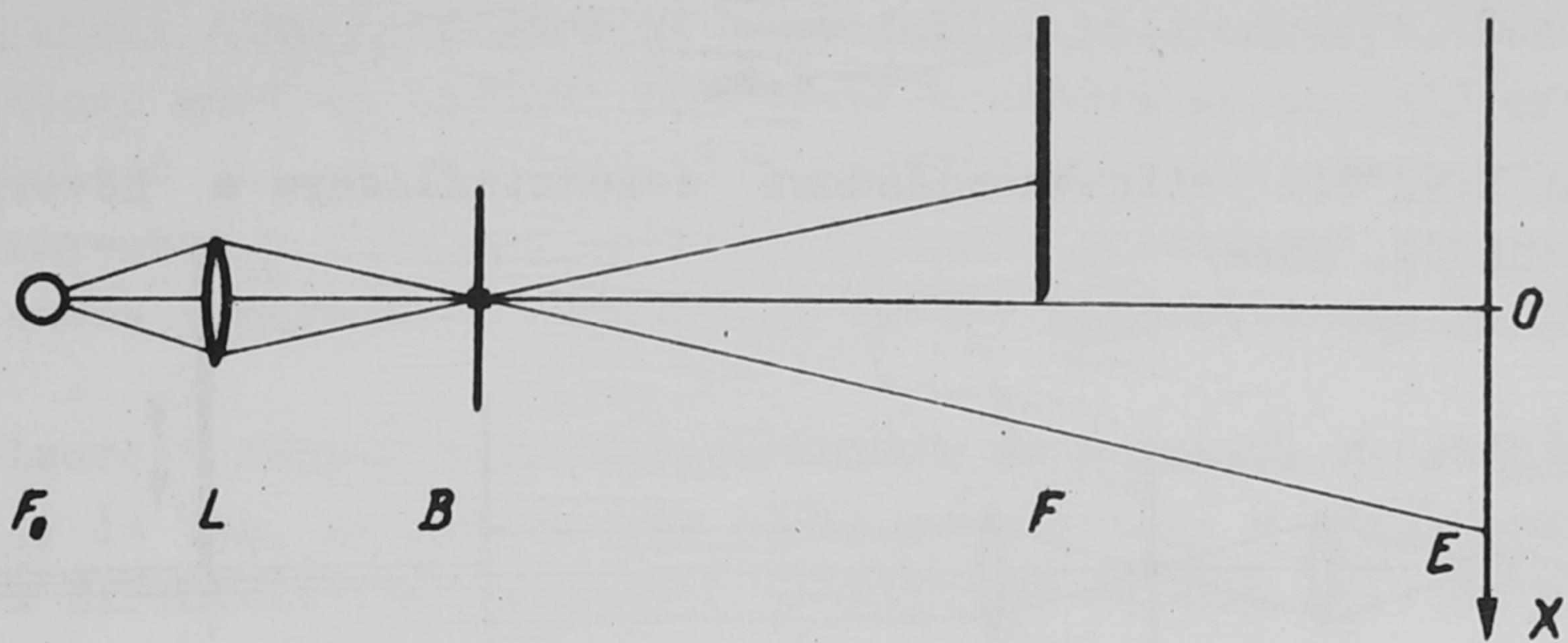
2.§.

A valódi helyzet a Kirchhoff-feltételekkel ellentétben az, hogy az f_1 felületen a hullámfüggvény a beesővel nem egyezik meg, hanem a határfeltételeket egy megadott beeső hullám esetén, figyelembevéve a test fizikai tulajdonságait, kell meghatározni. Egy ilyen próbálkozást mutat a Függelék B. pontja. A f_2 felületen a határérték nem zérus, hanem a geometriai alaktól és a test fizikai konstansaitól függ. Az üres térben kifeszített f_0 felület nem, de az egész test felülete sugároz a Helmholt-Huygens elv és interpretációja szerint.

3.§.

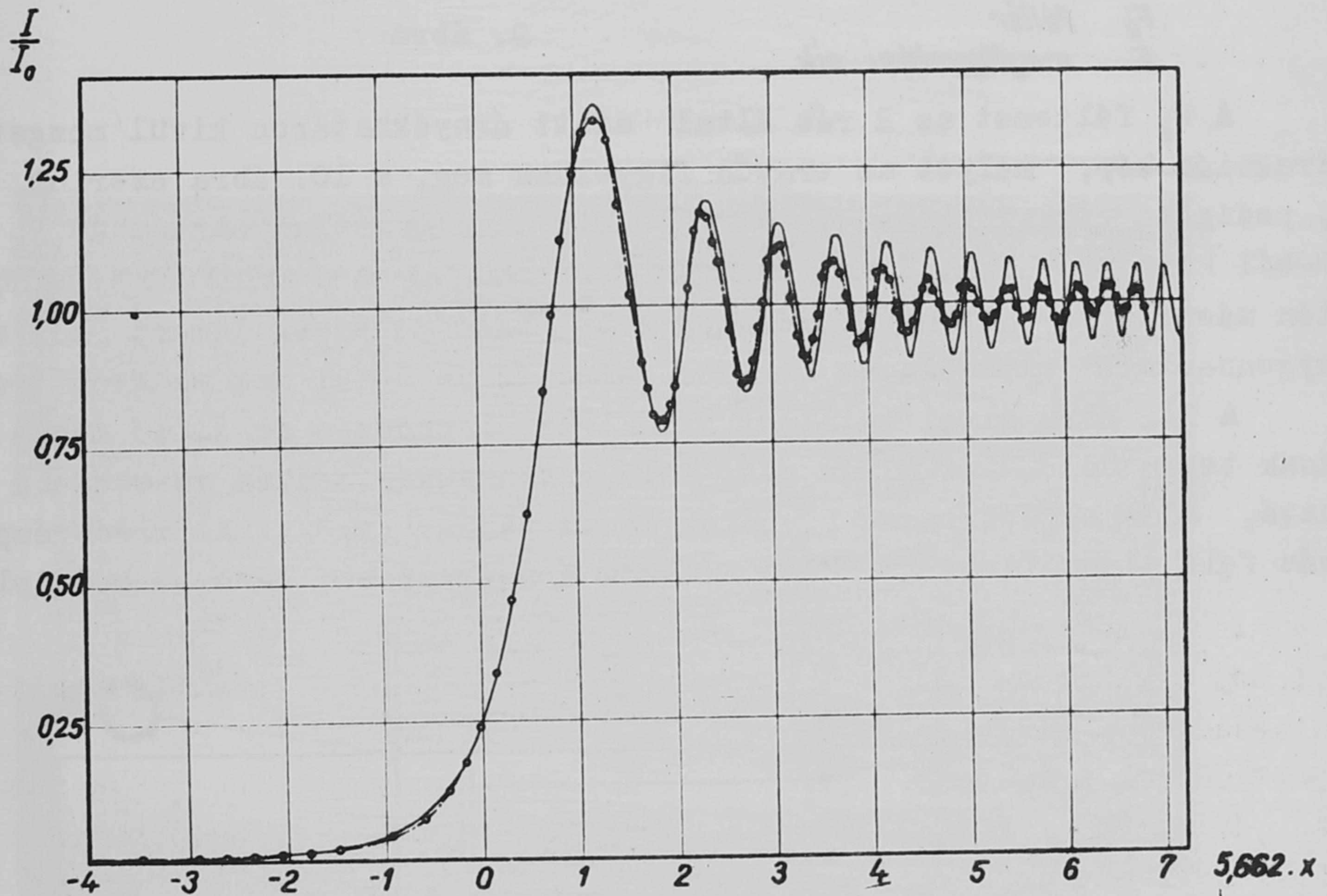
A kirchhoff-féle megoldás elégtelenségét és ellentmondásait az optika területén kísérletekkel könnyen demonstrálhatjuk.

McDonald és Harris [10] egy féltér elhajlási képét vizsgálták a Kirchhoff-elmélet szerint a 6. ábra által adott kísérleti elrendezésben. Az E síkban mért fényintenzitás és a beeső intenzitás hányadosára I/I_0 az elmélettől eltérő görbét kaptak /7. ábrán a szaggatott görbe a mért, a kihuzott a számított görbét jelenti/, mely eltérés számításaink szerint [11] nem a B blende /6. ábra/ véges nagyságából származó kísérleti hibának tudható



- F_0 fényforrás
- L lencse
- B $\sim \phi 0,2 \text{ mm}$ blende (másodlagos forrás)
- F féltér
- E megfigyelési sík

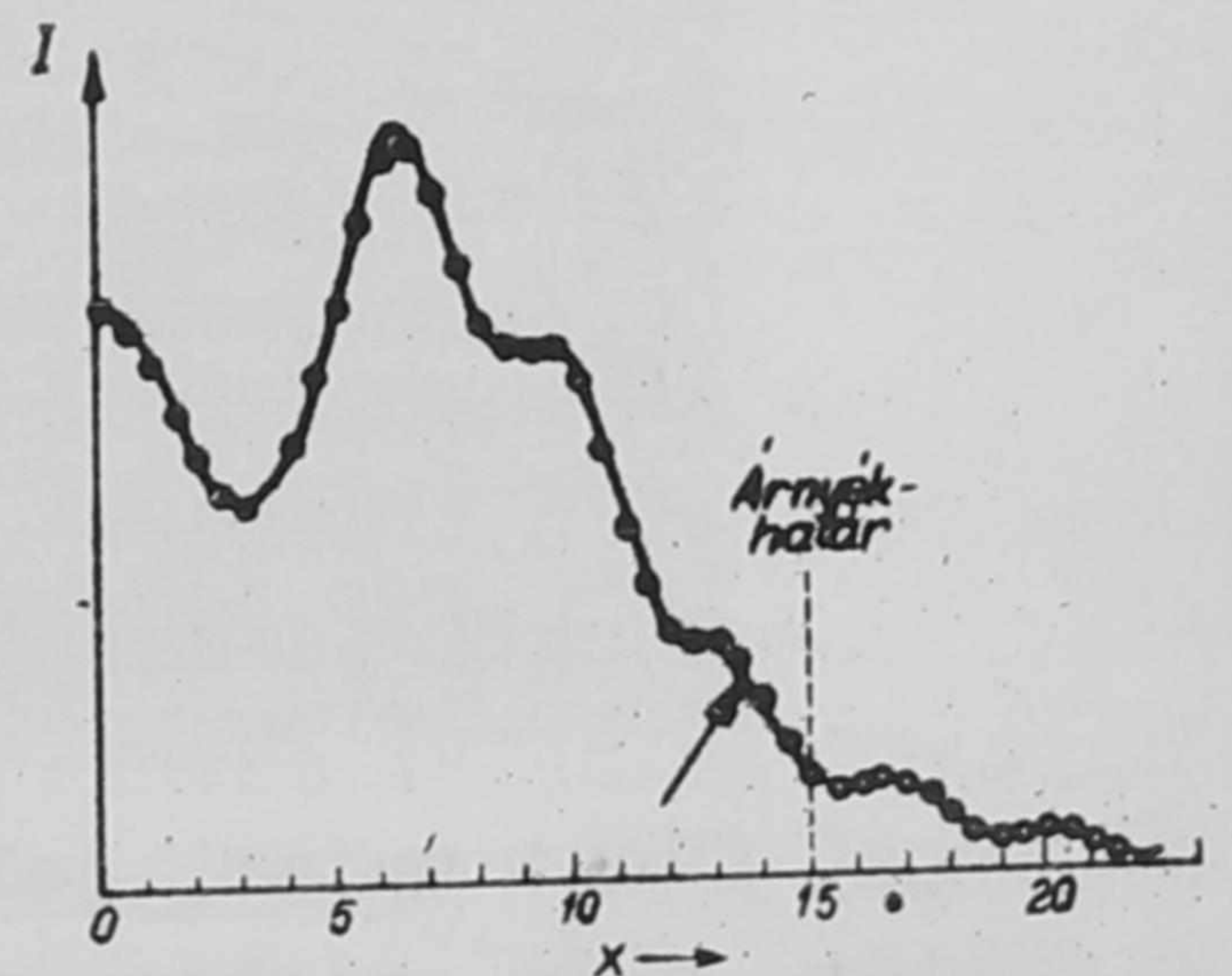
6. ábra



7. ábra

be, mint a szerzők vélik, hanem onnan származik, hogy a valódi helyzet a Kirchhoff által feltételezettől eltér.

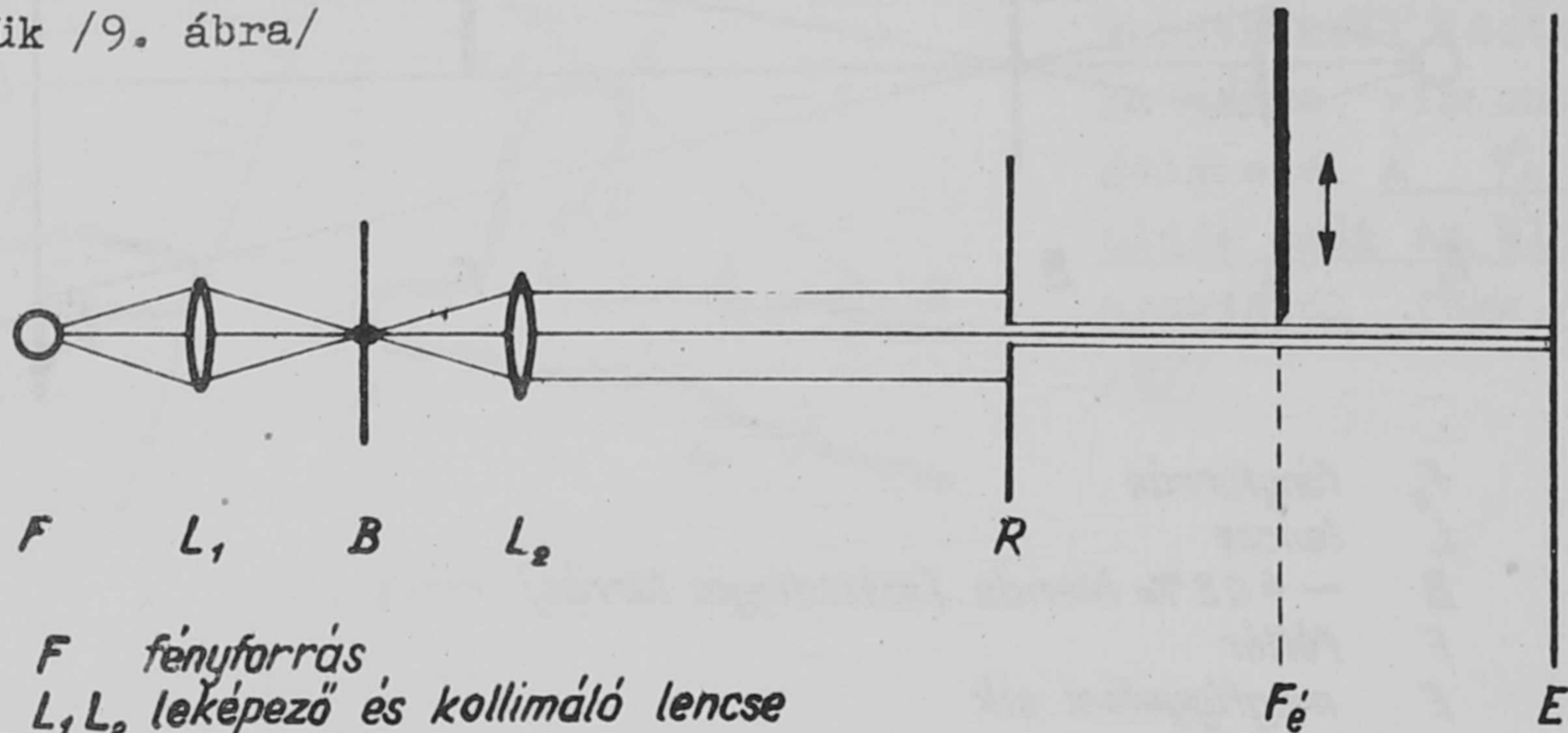
Hasonló eltéréseket tapasztalt széles rés diffrakciós képének vizsgálatánál Burghardt [12] is /8. ábra, nyíllal jelölt résznél/, aki ezen eltérést a rés geometriájával hozta kapcsolatba.



8. ábra

4.§.

Az 1.§. 2./ ellentmondásának demonstrálására a következő kísérletet végeztük /9. ábra/

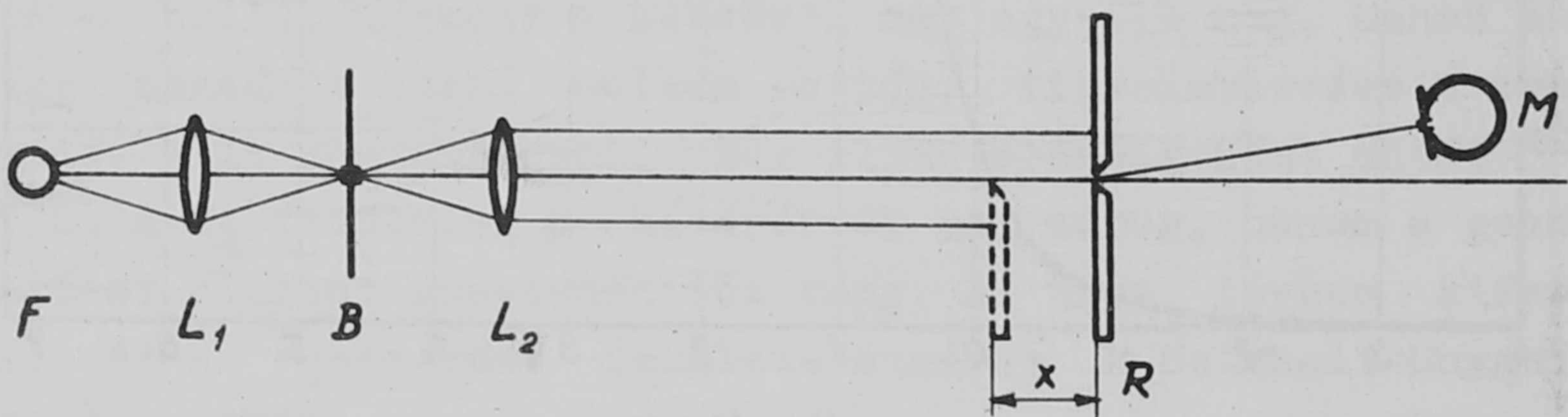


- F fényforrás
- L_1, L_2 leképező és kollimáló lencse
- B $\phi 0,2 \text{ mm}$ blende
- R $\phi 0,2 \text{ mm}$ rés
- F_e féltér
- E megfigyelési sík

9. ábra

A F_e féltérrel az R rés által adott árnyékhatáron kívül mozgatva, a diffrakciós kép, melyet az ernyőn figyelünk meg, a 10. ábra szerint változik, pedig az elhajlító él az R rés széle, változatlan marad. Az F_e féltér az R -ből kiinduló elhajláshullámokra nyilvánvalóan nem átlátszó és az F_e féltér szélén másodlagos diffrakció játszódik le. Ezen jelenség ismert [13] azonban a Huygens-elvvel kapcsolatos fizikai jelentésére senki nem mutatott rá.

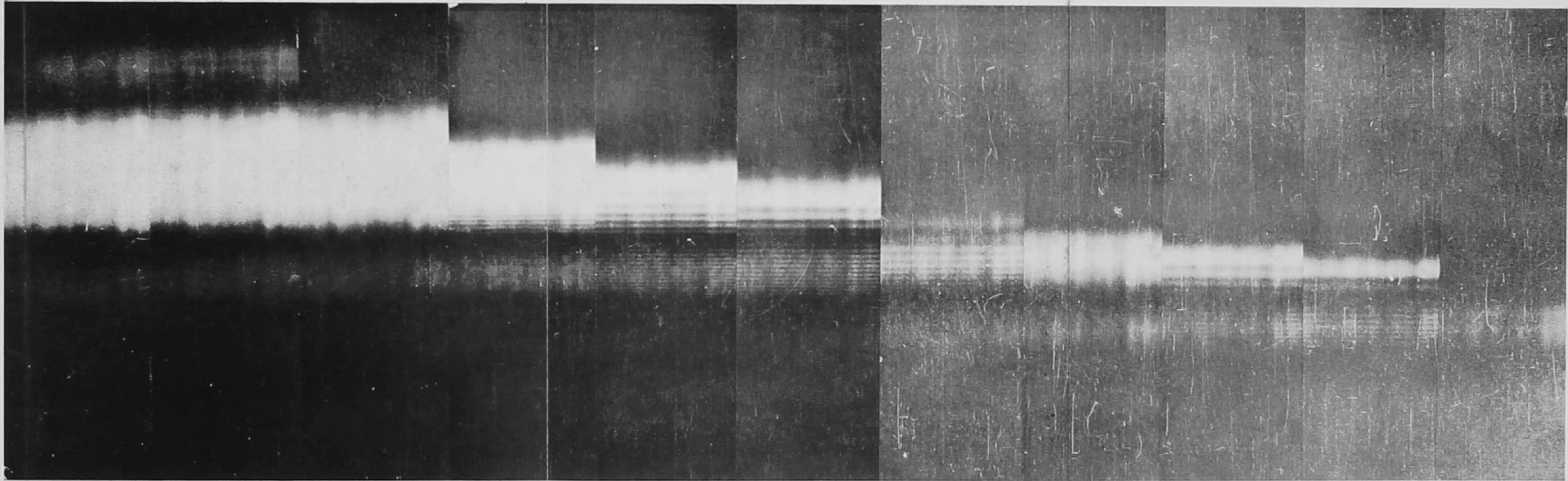
A 11. ábra által mutatott kísérleti elrendezés az előző mérés finomításának tekinthető. Az R rés alsó fele a fénysugár mentén visszafelé elmozdítható, alaphelyzetben a réspofák zárva vannak / $x=0$ /. Az alsó réspofát a forrás felé elmozdítva, a felső réspofa árnyékterében lévő M multiplier x -

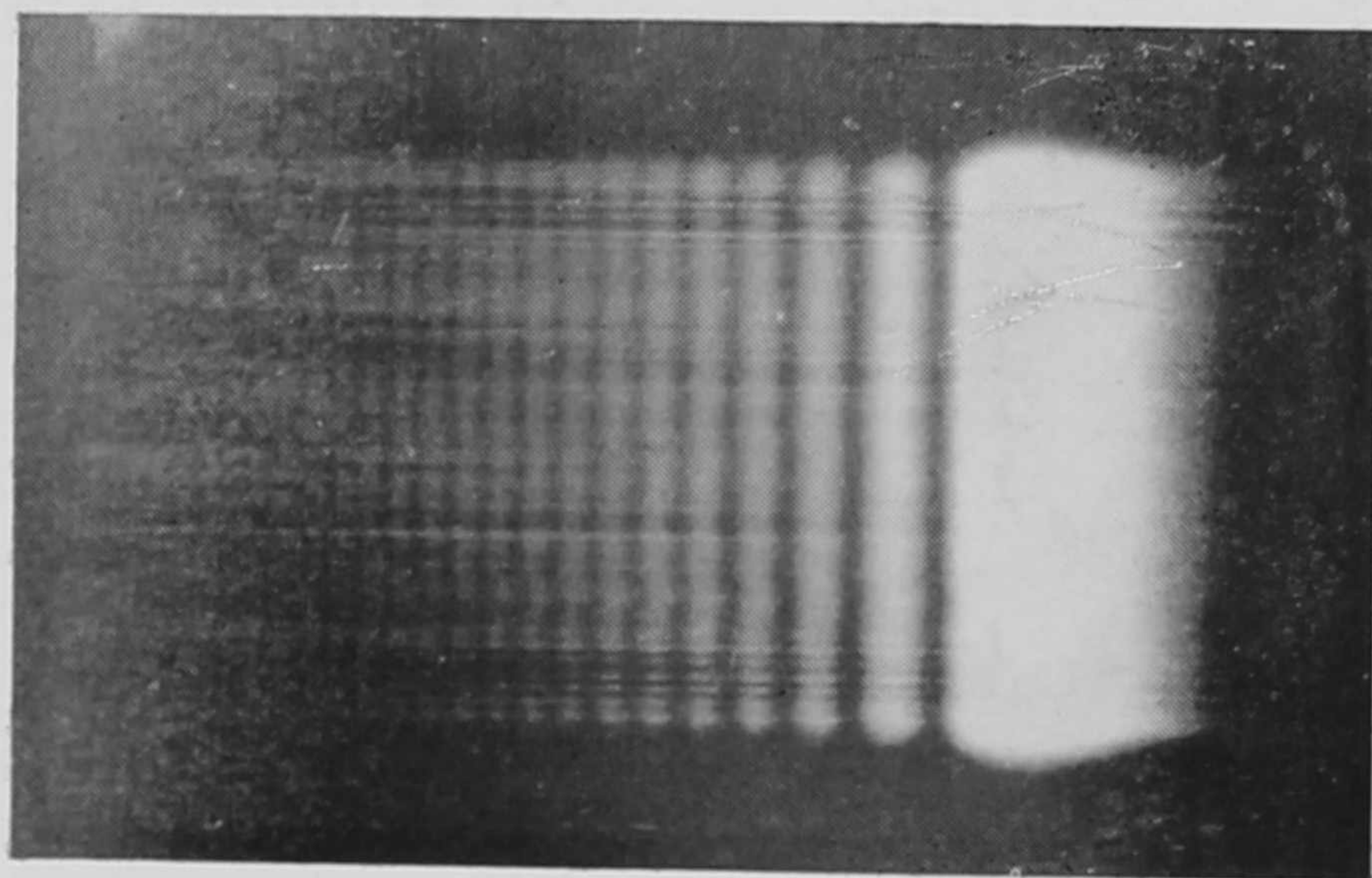


- F fényforrás
- L_1, L_2 leképező ill. kollimáló lencse
- B $\phi 0,2 \text{ mm}$ blende
- M megfigyelő multiplier
- R rés (állítható)

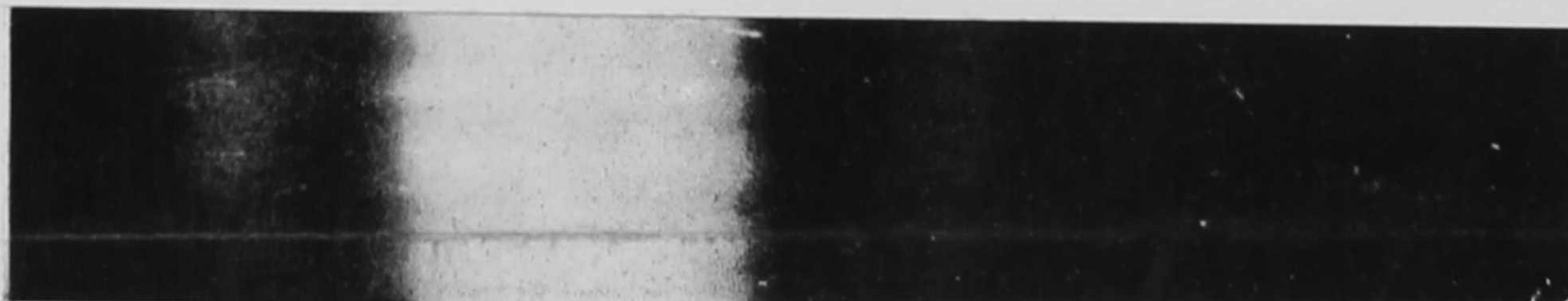
11. ábra

től függő fényt mutat, jelezve, hogy az alsó féltér diffraktált fénye a felső féltér élén végbemenő diffrakciót befolyásolja. Ugyanakkor a multiplier helyén lévő ernyőn jelentkező diffrakciós kép aszimmetrikus a 12. ábra szerint. Az előzőekből az a következtetés vonható le, hogy a Kirchhoff-megoldás





12. ábra



legfeljebb síkbeli elhajlító élre ad kvalitatív jó eredményt. Ezen jelenség különösen fontos, mert az optikai műszerekben számtalanszor előfordul, hogy a térben különböző helyen elhelyezett blendék együttesen alakítják ki a diffrakciót, s ilyenkor a Kirchhoff-közelítés hamis eredményre vezet. Az irodalomban a jelenség tárgyalását csupán egy szerző kísérelte meg Kirchhoff-módszerrel [14].

A felsorolt tények igen egyszerűeknek és maguktól értetődőeknek látszanak. Ez így is van, de nem szabad elfelejteni, hogy a vákuumban érvényes Huygens-elv a Kirchhoff-feltételekből következik és ezek triviálisnak látszó cáfolata a vákuumban érvényes Huygens-elv cáfolatát is jelenti és éppen ezért ezen elv alkalmazásánál elővigyázatosnak kell lenni.

Függelék

A./ Legyen adva egy F zárt felület, melynek térfogata R . Az F felület kifelé mutató normálisa \underline{n} . A skaláris, stacionárius hullámegyenlet

$$\Delta \varphi + k^2 \varphi = 0$$

megoldását a Green tétellel

$$\varphi(P) = \frac{1}{4\pi} \int \left(\frac{e^{ikr}}{r} \cdot \frac{\partial u}{\partial n} - u \frac{\partial}{\partial n} \cdot \frac{e^{ikr}}{r} \right) df + \sum_i \varphi_{L_i}(P)$$

alakban adhatjuk meg, ahol r az F felület egy pontja és a P vonatkoztatási pont távolságát, k a terjedési konstans, u , $\frac{\partial u}{\partial n}$ egy tetszőleges szerinti u függvény, illetve ennek az F felület normálisa irányában vett deriváltjának értékeit jelentik az F felületen. $\varphi_{L_i}(P)$ az F által bezárt R térfogatban lévő források terét írja le. Bármely $\varphi(P)$ függvény u , $\frac{\partial u}{\partial n}$ megfelelő megadásával előállítható ilyen integrális formában /Helmholtz-Huygens-elv/.

A fenti kifejezések nagyon hasonlítanak a potenciál-elméletből jól ismert kifejezésekhez. A potenciál-elméletben ugyanis a teret

$$\Delta \varphi' = 0$$

differenciál - egyenlet írja le. A ponttöltés potenciálja $1/r$, a dipolus potenciálja pedig $\frac{\partial}{\partial n} \cdot \frac{1}{r}$. Egy tetszőleges szerinti P pontban a potenciál

$$\varphi'(P) = \int \left(\omega' \frac{1}{r} + \tau' \frac{\partial}{\partial n} \cdot \frac{1}{r} \right) df$$

ahol ω' a felületi töltéssűrűség és τ' a kettős réteg momentumát jelenti.

Az ω' és τ' fizikai interpretációjához hasonlóan mondhatjuk, - ha a pontszerű fényforrás terét $\frac{e^{ikr}}{r}$ a dipolforrás terét viszont $\frac{\partial}{\partial n} \cdot \frac{e^{ikr}}{r}$ írja le - hogy a R térfogat P pontjában a hullámfüggvény

$$\varphi(P) = \int \left(\omega \frac{e^{ikr}}{r} + \tau \frac{\partial}{\partial n} \cdot \frac{e^{ikr}}{r} \right) df + \sum \varphi_{L_i}(P)$$

alakban írható, ahol $\omega = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{\partial u}{\partial n}$ a pontszerű fényforrások felületi sűrűségét, és $\tau = -\frac{1}{4\pi} \mu$ a dipólus fényforrások felületi sűrűségét jelenti. Azaz az F felületen - ezen analógiából következőleg, mely a két probléma megoldásai között fennáll - pontszerű és dipólus fényforrásokból álló réteg van, melyeknek együttes sugárzása alakítja ki a P pontban a teret.

B./ Az 1. §-ban tárgyalt elrendezésben tehát a Kirchhoff-féle határ feltételeket figyelembevéve, a hullámfüggvényre a következő kifejezést

$$\varphi_K(P) = \frac{1}{4\pi} \int_{f_0} \left(\frac{e^{ikr}}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial n} \cdot \frac{e^{ik\varrho}}{\varrho} - \frac{e^{ik\varrho}}{\varrho} \cdot \frac{\partial}{\partial n} \cdot \frac{e^{ikr}}{r} \right) df$$

kaptuk, mely, mint már említettük, csak az elhajlító él alakjától függ.

Ez utóbbi tény és azon törekvés, hogy a kényelmetlenül kezelhető felületi integrál helyett egy vonalmenti integrált kapjunk, vezette Rubinowiczot [4, 7, 8.], hogy ezt a felületi integrált valamiképpen átalakítsa. A

$\varphi_K(P)$ két felületi integrál összegeként írható

$$\varphi_K(P) = \frac{1}{4\pi} \int_{f_0+A} \left(\frac{e^{ikr}}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial n} \cdot \frac{e^{ik\varrho}}{\varrho} - \frac{e^{ik\varrho}}{\varrho} \cdot \frac{\partial}{\partial n} \cdot \frac{e^{ikr}}{r} \right) df - \int_A \left(\frac{e^{ikr}}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial n} \cdot \frac{e^{ik\varrho}}{\varrho} - \frac{e^{ik\varrho}}{\varrho} \cdot \frac{\partial}{\partial n} \cdot \frac{e^{ikr}}{r} \right) df$$

Az első integrál a beeső hullámfüggvényt / φ_E / állítja elő, míg a második integrál az un. elhajláshullámot / φ_B /. Felírható tehát, hogy

$$\varphi_K = \varphi_B + \varphi_E$$

Az elhajlási hullámokra kapott integrál vonalmenti integrállá alakítható át.

$$\varphi_B = \int_E C(P_E, P, L) \frac{e^{ikr}}{r} ds$$

A C faktor tartalmazza az egyes élpontokból kiinduló hullámok irányfüggését és amplitudóját, mely az illető élpont P_E -nek a L és P-hez viszonyított geometriai helyzetétől függ.

A megoldás hangsúlyozza, hogy $\varphi^{(P)}$ csak az elhajlító éltől függ, s ez csak kiélezi az 1. § 2./ ellentmondását. Az elhajláshullámok részére tehát az ernyő átlátszó.

C./ Elektromágneses esetet véve, a beeső hullám a testben áramokat kelt. Ezen áramok másodlagos sugárzása a beesővel együtt alakítja ki a R térben /2. ábra/ az elhajlást leíró hullámfüggvényt. Az áramok nagysága a test fizikai konstansaitól, a σ vezetőképességtől, az ϵ dielektromos állandótól és a μ mágneses permeabilitástól függ. A $z=0$ síkban lévő végtelen jó vezető esetén / $\epsilon, \mu = 1 \quad \sigma \gg 1$ / pl. a határfeltételeket /Grinberg [9] /

$$\frac{\partial}{\partial x} (\bar{\varphi} + \bar{\varphi}_0) + ik(\bar{A}_x + \bar{A}_x^0) = -(E_x + E_x^0)_{z=0} = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial y} (\bar{\varphi} + \bar{\varphi}_0) + ik(\bar{A}_y + \bar{A}_y^0) = -(E_y + E_y^0)_{z=0} = 0$$

alakban adhatjuk meg. $\bar{\varphi}_0, \bar{A}^0$ a beeső tér skaláris, ill. vektorpotenciálját, $\bar{\varphi}, \bar{A}$ a másodlagos tér skalár-, ill. vektorpotenciálját jelenti a felületen. \underline{E}^0 , ill. E a beeső, illetve a másodlagos tér elektromos térerejét jelentik. A másodlagos tér vektorpotenciálja, felhasználva az előző egyenleteket:

$$\bar{A}_x = \frac{1}{c} \int_f \frac{j_x e^{ik\varrho}}{\varrho} df = -\bar{A}_x^0 - \frac{1}{ik} \cdot \frac{\partial u}{\partial x}$$

$$\bar{A}_y = \frac{1}{c} \int_f \frac{j_y e^{ik\varrho}}{\varrho} df = -\bar{A}_y^0 - \frac{1}{ik} \cdot \frac{\partial u}{\partial y}$$

lehetőséget ad a j_x, j_y felületi áramsűrűségek meghatározására, ahol definíció szerint $u = \bar{\varphi} + \bar{\varphi}_0$ és ki kell elégítenie $\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + k^2 u = ik \left(\frac{\partial \bar{A}_z^0}{\partial z} \right)_{z=0}$ differenciál egyenletet. A j_x, j_y ismeretében az \bar{A} képezhető és a probléma megoldása $\varphi, \varphi_0, \bar{A}, \bar{A}^0$ ismeretében teljes.

I r o d a l o m

- [1] Wolf E., Proc. Roy.Soc. /A/ 225, 96 /1954/
Proc. Roy.Soc. /A/ 230, 246 /1955/
- [2] Kottler F., Ann.d.Phys. 70, 407 /1923/
Ann.d.Phys. 75, 634 /1924/
- [3] Born M., Optik. Springer Verlag, Berlin /1933/
- [4] Rubinowicz A., Die Beugungswelle in der Kirchhoffschen Theorie der Beugung, Warsawa, /1957/
- [5] Kossel W., Strohmayr K., Zs.f.Naturforsch. 6a, 504 /1951/
- [6] Raman C.V., Proc.Ind.Ac.Sci. 69, 185 /1959/
- [7, 8] Rubinowicz A., Ann.d.Phys. 53, 257/1917/
Ann.d.Phys. /4/ 73, 339 /1924/
- [9] Grinberg G.A., Sov.Phys. /Techn./ 3, 509, 521 /1958/
- [10] McDonald K.L., Harris F.S., Journ.Opt.Soc.Am. 42, 321 /1951/
- [11] Bakos J., megjelenés alatt
- [12] Burkhardt H., Zs.Phys. 138, 89 /1954/
- [13] Nienhuis K., Diss.Groningen.
- [14] Jentsch F., Hb.d.Phys. 18, 255-298 Berlin, 1926.

Érkezett 1960. máj. 10.

KFKI Közlemények 8. évf. 3-4.szám, 1960.

MEGJEGYZÉSEK A NUKLEONSTRUKTURÁRA VONATKOZÓ KISÉRLETEK EGY LEHETSÉGES ÉRTELMEZÉSÉHEZ

Irta: Domokos Gábor
Kozmikus Sugárzási Laboratórium

Összefoglalás

Szabad, nemlokális Klein-Gordon-egyenlet megoldásait vizsgáljuk. Ha a megoldás létezik, az olyan anomális tulajdonságokkal rendelkezik, amelyek fizikai értelmezhetőségét kétségessé teszik. Eredményünk alapján nem valószínű, hogy a nukleonstruktúrára vonatkozó kísérleteket közönséges értelemben vett alakfaktoros elmélettel lehessen magyarázni.

1. Bevezetés

A nukleonstruktúrára vonatkozó kísérletek eredményeit [1, 2.] többen azzal kívánják magyarázni, hogy kis távolságokon a tér strukturája más, mint makroszkopikus méretekben [3]. Ezek szerint az elképzelések szerint ez a változás abban jut kifejezésre, hogy a konvencionális tér elméleteket egy alakfaktor bevezetésével kellene módosítani. Ujabban ennek az alakfaktornak szükségességét az információelmélet segítségével is próbálják indokolni. Az információelméletnek fizikai szempontból egyik legérdekesebb eredménye, hogy hosszúságok - és így időtartamok - nem mérhetők tetszőleges pontossággal. Tipikus kísérletek analizise alapján Brillouin arra az eredményre jutott, hogy a hosszúságmérés hibája fordítva arányos a mérés során kívülről befektetett energiával [4]. Így ahhoz, hogy a hiba zérussá váljék, végtelen nagy energiabefektetésre volna szükség. Ennek az eredménynek vissza kell tükröződnie a fizikai jelenségeket leíró téregyenletek strukturájában is. Fontos azonban észrevennünk, hogy a fenti általános megállapítás még valószínűleg nem elegendő, s hogy jelenlegi ismereteinknek valószínűleg mélyreható felülvizsgálása szükséges ahhoz, hogy ez a tény helyesen tükröződjék a fizikai elméletekben. Tekintsük a következő példát. A hely- és impulzummérés szórása közt fennálló határozatlansági összefüggést meg lehet sejteni bizonyos jólismert gondolat-kísérletek analiziséből. /pl. A Heisenberg-féle "mikroszkóp-kísérlet"/. Meg lehetne próbálni, hogy ezt az eredményt beépítsük a klasszikus dinamikába pl. a következő módon.

A p_i, q_i klasszikus dinamikai változók helyett vezessünk be új függvényeket:

$$Q_i = F(p_i, q_i) \quad P_i = G(p_i, q_i)$$

s tekintsük Q_i, P_i -t a koordináta és az impulzus eloszlásfüggvényeinek. A klasszikus dinamikai határesetet akkor kapjuk vissza, ha F, G, δ -függvényé

redukálódik. P_i, Q_i -re le lehet egy mozgásegyenletrendszer vezetni, amely a Poisson-zárójel felhasználásával:

$$\begin{aligned} \dot{P}_i &= \{H, P_i\} \\ \dot{Q}_i &= -\{H, Q_i\} \end{aligned}$$

alakú lesz, és H a Hamilton-függvény, P_i, Q_i -vel kifejezve. Ez a formalizmus valóban tükrözi azt a kísérleti tényt, hogy az egyszerre meghatározott koordináta - és impulzus értékek szórnak, de mesterkélttsége nyilvánvaló. Leglényegesebb hiányosság az, hogy F, G függvény alakjáról alig tudunk valamit, s legfeljebb találgathatunk, hogy mi a helyes kifejezés. Részletesebb vizsgálat valószínűleg megmutatná, hogy ez a formalizmus több szempontból is ellentmondásos. A helyes megoldást nyilvánvalóan a mozgásegyenletek kvantálása adja.

Valószínűleg hasonló a helyzet a közelmúltban gyakran javasolt alakfaktoros térelméletekkel. Ezeket eredetileg az ismert divergencianehézségek kiküszöbölésére vezették be, majd az alakfaktort Brillouin megkísérelte a "hosszuságmérés információelméleti bizonytalansága" visszatükröződéseként értelmezni.

Chrétien és Peierls azonban megmutatta, hogy egy alakfaktoros elmélet általában legalább olyan erős divergenciákat tartalmaz, mint egy lokális [5]; ebben a dolgozatban pedig egy megoldható, reális példán arra szeretnénk rámutatni, hogy egy következetes alakfaktoros elméletnek olyan abnormalis tulajdonságai vannak, amelyek legalábbis igen kétségesé teszik fizikai értékét.

Dolgozatunk matematikai módszereiben egy előző munkánk eredményeit használja fel [7]. A levont fizikai következtetések azonban eltérnek [7]-megtalálhatóan optimista - konkluziójától. A következő két fejezetben kidolgozzuk a vizsgálataink alapjául szolgáló modellt, majd megbeszéljük az eredmény fizikai következményeit.

2. Nemlokális Klein-Gordon-tér dinamikája

Szabad, klasszikus Klein-Gordon-teret vizsgálunk. Ha a hosszúságmérés információelméleti korlátozottságát következetesen be akarjuk építeni az elméletbe, s egyetértünk Brillouin álláspontjával [4], hogy ez egy alakfaktor bevezetésével érhető el, akkor a kiindulásul szolgáló hatáselv a következő alakú:

$$W = \frac{1}{2} \int F(x-x') [\partial_\mu \varphi(x) \partial^\mu \varphi(x') - m^2 \varphi(x) \varphi(x')] dx dx' \quad /1/$$

$F(x, x')$ az alakfaktor. Pontos függvényalakját nem ismerjük.

Kézenfekvő azonban, hogy $F(x, x')$ a következő kikötésnek tegyen eleget:

a/ $F(x, x')$ invariáns az inhomogén kibővített Lorentz-csoporttal szemben.

b/ $F(x, x')$ valós és $F(x, x') \geq 0$

c/ $F(x, x')$ tartalmaz egy skaláris ℓ paramétert /univerzális hosszúság, hogy

$$\lim_{\ell \rightarrow 0} F(x, x') = \delta(x - x')$$

/a lokális határeset létezése/

d./ $F(x, x') \rightarrow 0$ ha $x \rightarrow \infty$ vagy $x' \rightarrow \infty$

a./ -ből következik, hogy F x -et és x' -t csak $(x-x')^2$ alakban tartalmazza. (1)-et ennek figyelembevételével irtuk fel.

Hajtsunk végre Fourier-transzformációt (1)-en:

$$\varphi(x) = (2\pi)^{-3/2} \int q_k(t) \exp i \underline{k} \underline{x} d^3 k$$

$$F(x) = (2\pi)^{-3/2} \int F_{\chi}(t) \exp i \underline{\chi} \underline{x} d^3 \chi$$

A Fourier-transzformáltakkal W a következőképpen fejezhető ki:

$$W = (2\pi)^{-3/2} \text{Re} \int d^3 k \int dt dt' F_{\chi}^*(t-t') [\dot{q}_k(t) \dot{q}_k(t')^* - \omega_k^2 q_k(t) q_k(t')^*]$$

ahol $\omega_k^2 = \underline{k}^2 + m^2$ és felhasználtuk, hogy

$$\begin{aligned} q_k &= q_{-k}^* \\ F_{\chi} &= F_{-\chi}^* \end{aligned} \quad /2/$$

/valóssági feltétel/.

q_k mozgásegyenleteit $\delta W / \delta q_k = 0$ adja.

a./ és b./ alapján következik, hogy F_{χ} -ra az erősebb $F_{\chi} = F_{-\chi}$ igaz. /1/-ből a fenti feltevésekkel a következő mozgásegyenleteket kapjuk:

$$\int dt' [\dot{F}(t-t') \dot{q}(t') + \omega^2 F(t-t') q(t')] = 0 \quad /3/$$

/Elhagytuk a k-indexet/.

Eddig nem beszéltünk arról az intervallumról, amelyre az idő szerinti integrálás kiterjed. Állapodjunk most meg, hogy $-T < t < T$; eszerint $2T$ az az időtartam, amelyben a mozgást vizsgáljuk.

Keressük a megoldást Fourier-integrál alakjában:

$$q(t) = (2\pi)^{-1/2} \int c(k^0) \exp -ik^0 t dk^0 \quad /4/$$

Behelyettesítés és parciális integrálás után kapjuk:

$$q(k^0) [(\omega^2 - k^{02}) c(k^0) - \dot{q}(T) e^{ik^0 T} + \dot{q}(-T) e^{-ik^0 T}] \quad /5/$$

ahol

$$q(k^0) = (2\pi)^{-1/2} \int F(\tau) \exp ik^0 \tau d\tau \quad /6/$$

/4/ megoldásai rendkívül meglepő tulajdonságúak. Először is, ha valamilyen $k^0 = K$ értékekre $q(K) = 0$ akkor $c(K)$ teljesen tetszőleges. Fizikai okokból azonban kizárhatjuk ezt az esetet.

Ekkor azt látjuk, hogy a megoldás általában függ T -től:

$$c(k^0) = \frac{c^{\pm}}{2k^0} \delta(k^0 \pm \omega) + \frac{\dot{q}(T) e^{ik^0 T} - \dot{q}(-T) e^{-ik^0 T}}{\omega^2 - (k^0 \pm i\epsilon)^2}, \quad /7/$$

ahol c^{\pm} a kezdőfeltételek által meghatározott integrációs állandó.

Rögtön látjuk /7/-ből, hogy általában sem a retardált, sem az avanszált megoldás nem rendelkezik a lokális elméletből megismert analitikus tulajdonságokkal. /Ezt el is várjuk, mert az alakfaktor "elrontja" a mikroszkopikus kauzalitást. /Meglepőbb azonban, hogy a /7/ -ben adott megoldás $g(k^0) \rightarrow 1$ esetén sem megy át a lokális megoldásba.

Valóban, a lokális határeset szinguláris: /3/-ban az alakfaktorról feltesszük, hogy pl. négyzetesen integrálható, míg a lokális határesetben $F(x) \rightarrow \delta(x)$ és így nem is függvény, hanem egy disztribúció magja. E miatt nem is lehet általában elvárni, hogy egy nemlokális elmélet megoldásai "simán" tartsanak a lokális megoldásokhoz.

Fizikailag jól használható megoldást csak akkor kapunk, ha $\dot{q}(T)e^{ik^0T} - \dot{q}(-T)e^{-ik^0T} = 0$. Ebben - és csak ebben - az esetben $c(k^0)$ független T -től és a szokásos alakú.

Az eredmények kiértékelése

Mint láttuk, igen egyszerű meggondolások szerint az /1/ hatáselvhez tartozó téregyenleteknek fizikailag használható megoldása csak egészen speciális esetekben adható meg. Ilyen speciális eset pl. a végtelen hosszú időintervallum vagy az intervallum kezdetén és végén eltűnő időderiváltak. Ezekben az esetekben a megoldás egybeesik egy lokális hatáselvhez tartozóval. Általában azonban nem mondhatunk le arról, hogy a téregyenleteknek véges intervallumokra is legyen megoldása, mert ez pl. instabil részek leírásához elengedhetetlen. Maga az az eredmény, hogy egy klasszikus elméletben a megoldás - ha egyáltalán létezik - függ a hatáselvben szereplő intervallumtól, meglepő és fizikailag nem látszik értelmezhetőnek.

Talán nem felesleges megjegyeznünk, hogy két oszcillátor, amelyet egy nemlokális potenciállal csatolunk össze - Sebestyén Ákos vizsgálatai szerint [8] - hasonló viselkedést mutat.

Semmi remény sincs arra, hogy egy ilyen rendszer kvantálása - ha egyáltalán sikerül - ezeket az anomáliákat megszüntetné.

Ezek alapján azt kell következtetnünk, hogy egy alakfaktoros elmélet valószínűleg nem alkalmas formalizmus fizikai terek leírására.

Befejezésül, köszönetet szeretnénk mondani Györgyi Gézának értékes kritikai megjegyzéseiért.

I r o d a l o m

- [1] Hofstadter R., Ann.Rev.Nuc.Sci. 7, 231 /1957/
- [2] Domokos G., Sebestyén Á.; Nuc.Phys.megjelenés alatt, és ott idézett korábbi irodalom.
- [3] Yennie D.R., Lévy M.M., Ravenhall D.G., Rev.Mod.Phys. 29, 144, 146 /1957/
- [4] Brillouin L., "Science and information Theory", p.235. Academic Press, New York, 1956.
- [5] Brillouin L., Ann. of Phys. 5, 243 /1958/
- [6] Chrétien M., Peierls R.E., Proc.Roy.Soc. A 223, 468 /1954/
- [7] Domokos G., Acta Phys.Hung. 11, 81 /1960/
- [8] Sebestyén A., - személyes közlés.

Érkezett 1959. okt.9.

KFKI Közlemények 8. évfolyam 2-3. szám, 1960.

nsec FELFUTÁSI IDEJÜ ÉS IDŐTARTAMU FÉNYIMPULZUSOK
ELŐÁLLÍTÁSA GÁZKISÜLÉSI CSÖVEKKE L

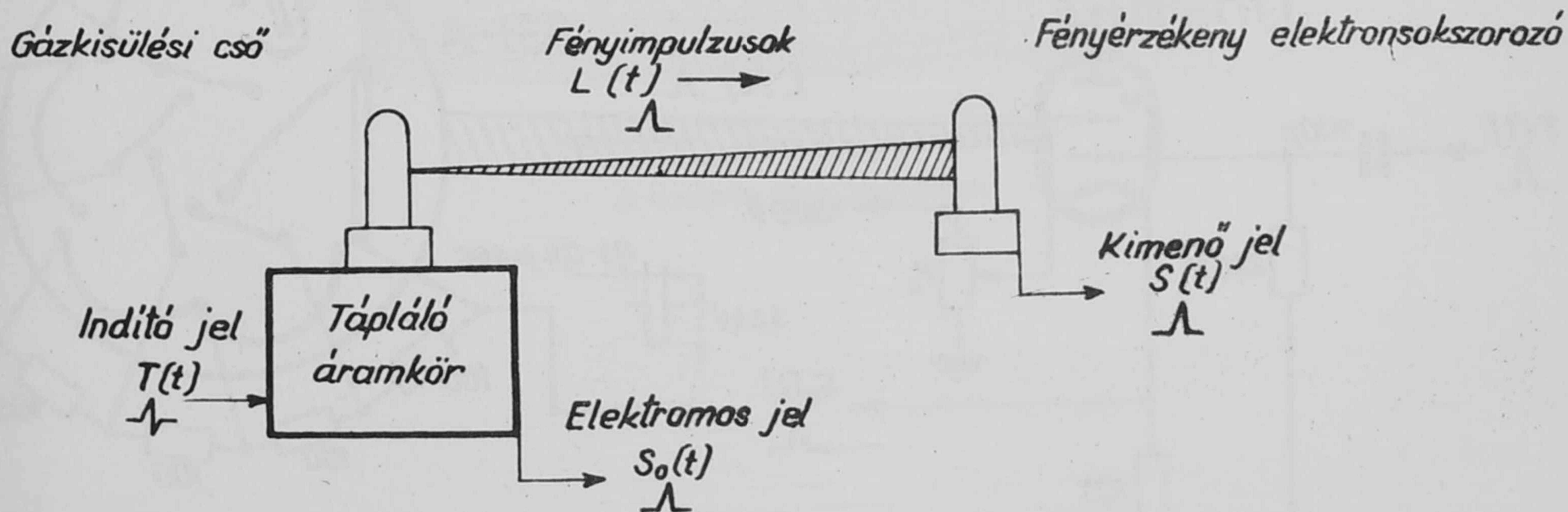
Irta: Náray Zsolt és Varga Péter
Fizikai Optikai Laboratórium

Összefoglalás

Közismert típusu gázkisülési csövekkel /pl. 2050 típusu tiratron, VR 150 típusu stabilizátorcső/ egyszerű kapcsolatban és elrendezésben rövid fényimpulzusok állíthatók elő, amelyek felfutási ideje $3 \cdot 10^{-9}$ sec. A fényimpulzusok intenzitása elegendő ahhoz, hogy nagy erősítésű fényelektromos sokszorozókkal, erősítő közbeiktatása nélkül közvetlenül is ki lehessen őket mutatni katódsugárcsővön.

Meredek felfutásu fényimpulzusok előállítására több eljárást dolgoztak ki. Kerns, Kirnsten, Cox [1] egy különlegesen kiképzett higanyos kapcsoló megszakitásakor fellépő kisüléssel állítják elő a fényimpulzust, Whetstone [2] pedig egy erre a célra kidolgozott félvezetőt tartalmazó kísérleti berendezést alkalmazott. Malmberg [3] ugyancsak speciálisan meredek felfutásu fényimpulzusok előállítására kidolgozott flash csővel állított elő mintegy 1 nsec emelkedési idejű fényimpulzusokat.

Az alábbiakban - szélesebb körű laboratóriumi alkalmazás céljaira - néhány könnyen hozzáférhető típusu gázkisülési csővel /pl. 2050, ill. T/1 -01/1,3 típusu tiratron, VR 150 típusu stabilizátorcső/ működő nsec-os felfutásu fényimpulzus-generátor kapcsolást ismertetünk. Megjegyezzük, hogy ezek kialakításánál figyelembevett elveket speciális fényimpulzuscsövek tervezésénél is hasznosítani lehet.



1. ábra

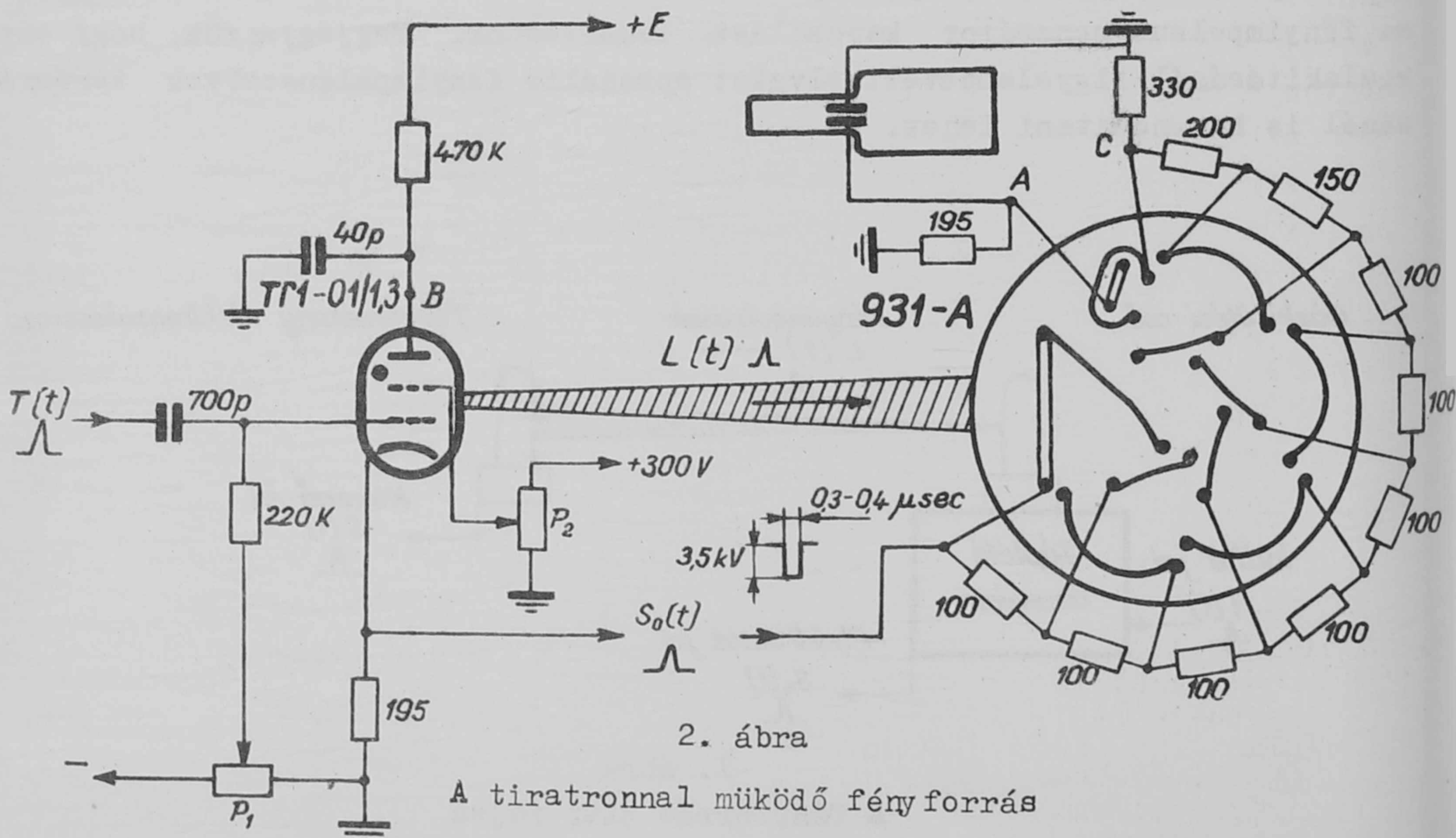
A fényforrás elvi rajza

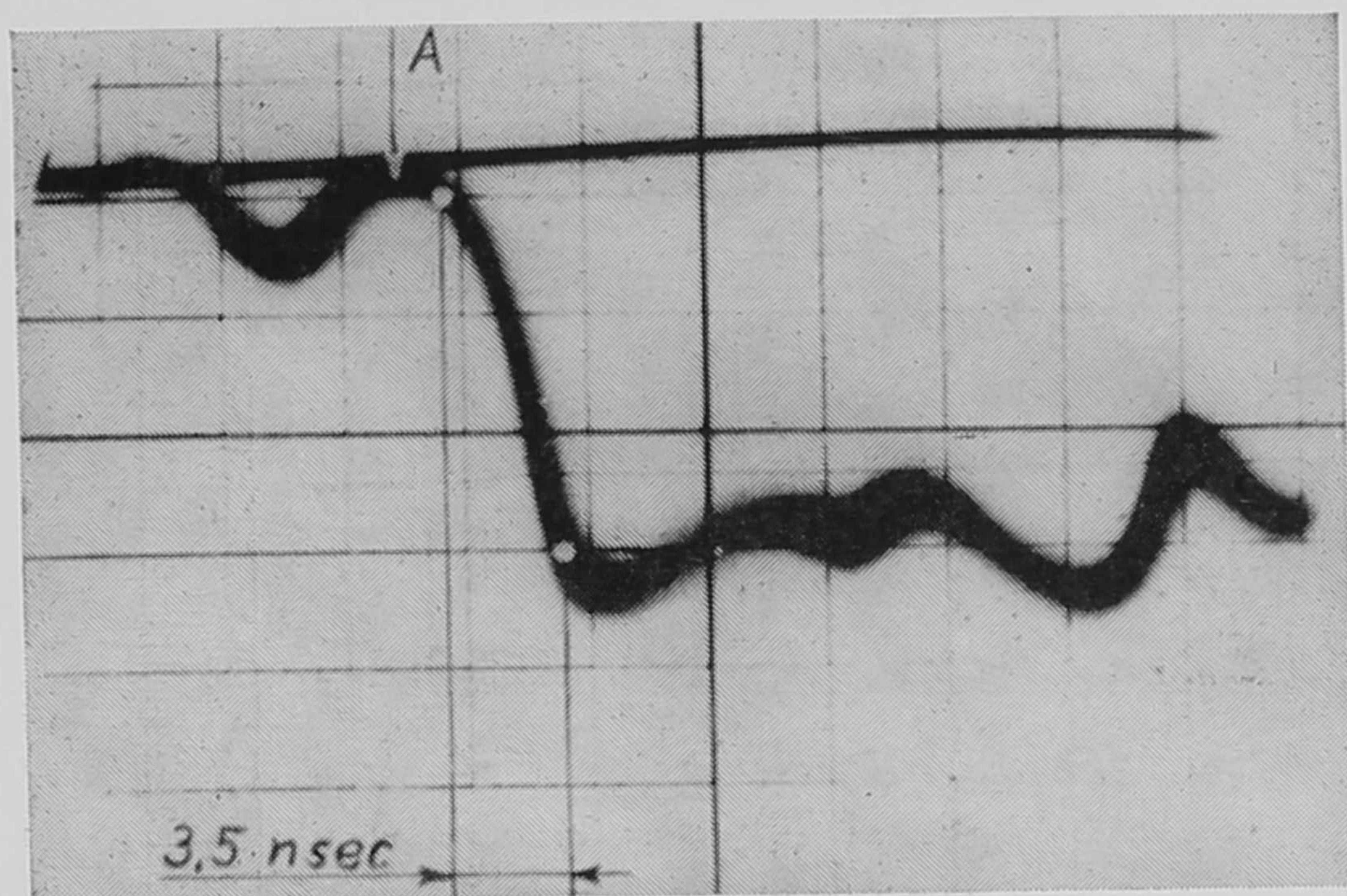
Az általunk kidolgozott berendezés elvi vázlatát az 1. ábrán látható. A $T(t)$ indítójel hatására a tápláló áramkörrel üzemeltetett gázkisülési cső $L(t)$ időbeli lefutású fényimpulzust állít elő. Ugyanekkor a tápláló áramkör a fényimpulzus alakjával és megjelenési időpontjával szoros kapcsolatban lévő $S_0(t)$ feszültségimpulzust ad ki. A $T(t)$ feszültségimpulzus közvetlenül alkalmazható a berendezés egyéb részeinek indítására, mivel az áramköröket úgy alakítottuk ki, hogy $T(t)$ illetve $L(t)$ és $S_0(t)$ jelek megjelenési időpontja között megfelelően szabályozható késleltetés legyen.

Az alábbiakban néhány konkrét kapcsolást ismertetünk, amelyek alkalmasak a kereskedelmi forgalomban lévő gázkisülési csövekkel nsec nagyságrendű felfutási idejű fényimpulzusok előállítására.

Tiratron fényimpulzus generátor

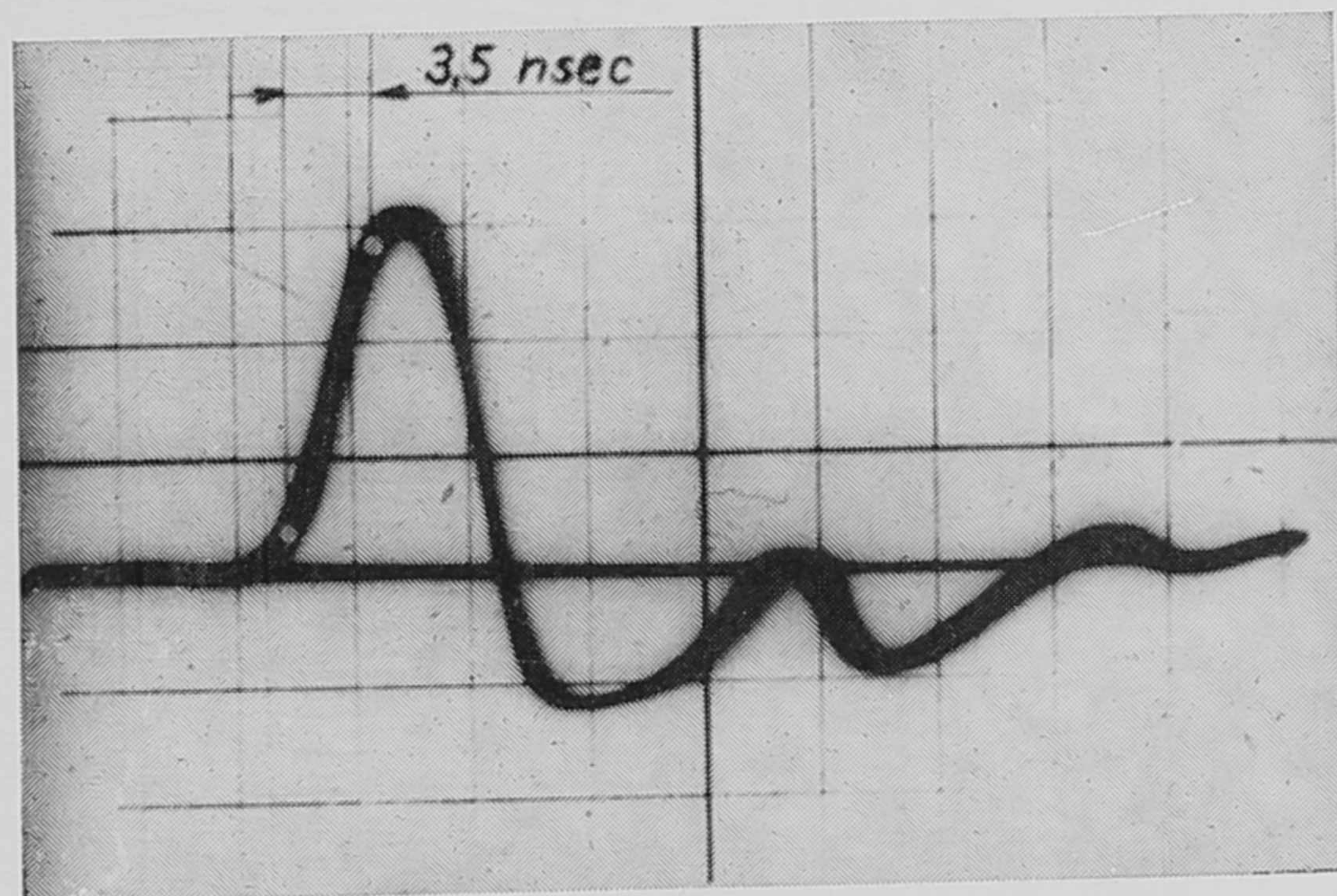
Mint ismeretes, bizonyos tiratron típusokkal nsec felfutási idejű áramimpulzusokat lehet előállítani. Különösen jó eredmények érhetők el a 2D21, 2050 és a $T\Gamma 1-01/1,3$ típusú tiratronokkal. Ezen tiratronok alkalmazása fényimpulzusok előállítására azért előnyös, mert a gáztöltésük olyan, hogy a begyújtáskor emittált fény spektruma aránylag jól megfelel a leggyakrabban használt sokszorozók spektrális érzékenység-eloszlásának. Ezen előny mellett azonban egyes alkalmazások szempontjából hátrányos az, hogy /különösen a 2D21-es típusnál/ kisülési terük zárt és így csak aránylag kis fényintenzitású impulzusok előállítása lehetséges. A 2050, vagy a megfelelő $T\Gamma 1-01/1,3$ típusú kisülési terét lezáró csillámlemez ablakán keresztül azonban elegendő nagy fényintenzitás lép ki ahhoz, hogy egy nagyfeszültségű impulzusokkal táplált osztóláncú elektronsokszorozó anódjáról (erősítés kb. 10^8) akár 100 V-os amplitudójú jeleket lehessen kapni.





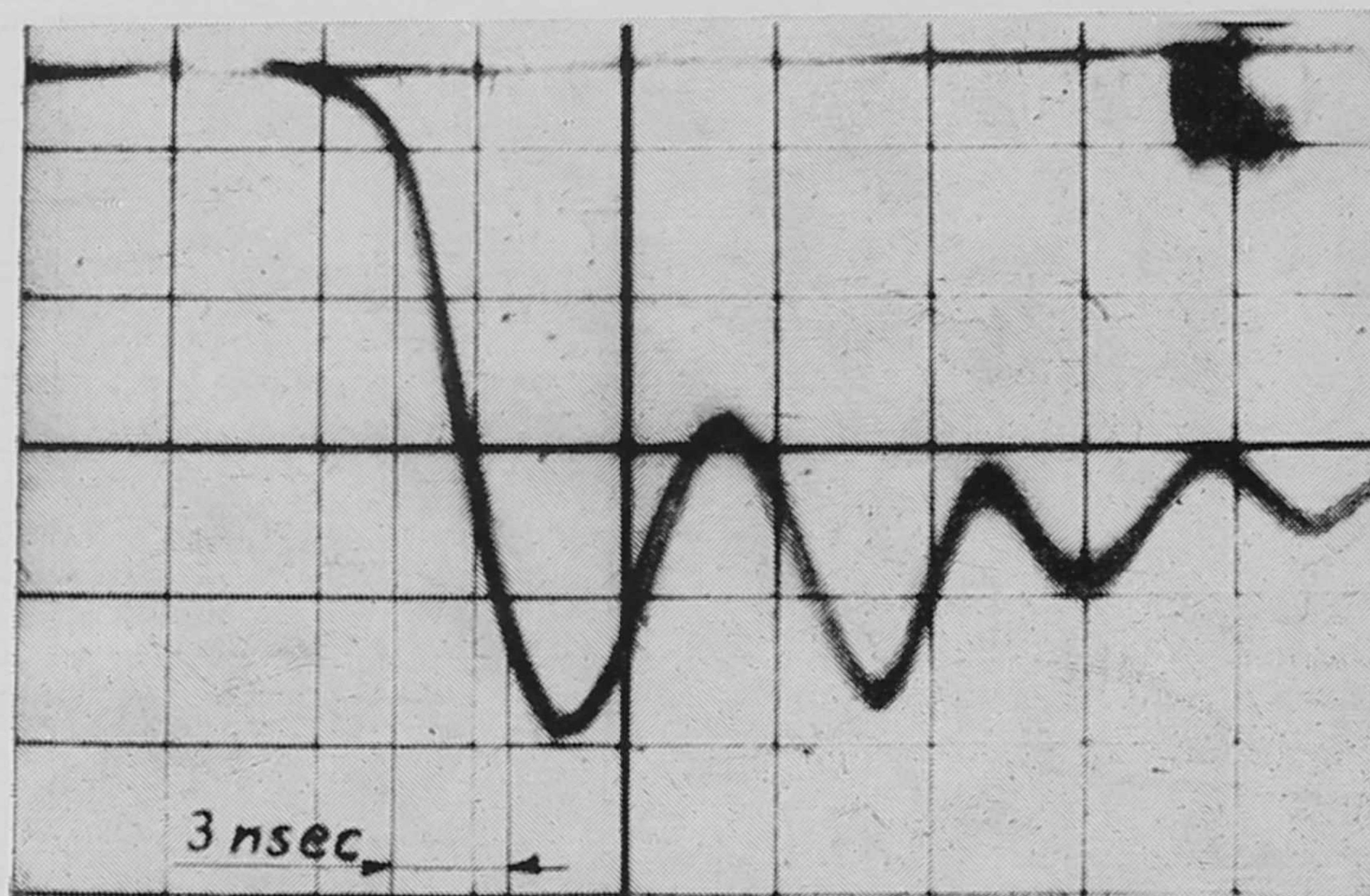
3a ábra

A tiratron fényimpulzusának oszcillogrammja. A fényimpulzus az *A* pontban kezdődik. Az *A* ponttól balra levő csúcs a sokszorozót a katódsugárcsővel összekötő vezetéken fellépő szórt jel



3b ábra

A tiratron áramimpulzusa



5. ábra

A stabilizátorcső fényimpulzusának alakja

A 2. ábrán egy $T \Gamma 1 - 0,1/1,3$ típusu tiratronnal épített fényimpulzus generátor kapcsolását mutatjuk be. A tiratron a $T(t)$ indítójel hatására kb. 100 nsec késéssel begyújt. A begyújtás időpontjának finom beállítása a tiratron előfeszültségének a P_1 potenciométerrel végzett szabályozásával lehetséges. /lásd pl. [4]/ A berendezést 1 kc/s ismétlődési frekvenciával működtettük.

A begyújtás pillanatában a katódon megkapjuk az előzőekben ismertetett $S_0(t)$ jelet és ezzel egyidőben a tiratron, hossz tengelye irányában, kibocsátja az $L(t)$ fényimpulzust is. A tiratron homloklfelületével szemben áll a 931-A típusu elektronsokszorozó, melyet a $T(t)$ jellel kb. egyidőben indított 3,5 kV feszültségű 0,3-0,5 usec időtartamu negatív impulzusokkal tápláltunk. A sokszorozó sötétáramának csökkentésére megfelelő eljárásokat [5], [6] alkalmazva, a sokszorozó üzembiztosan működött. A sokszorozó anódján megjelenő jelet egy spirál gyorsító katódsugárcső eltérítő lemezére vezettük /a katódsugárcső érzékenysége 7 V/Cm/+.

A katódsugárcső eltérítését /a [7] -ben leírt kapcsoláshoz hasonló módon/ egy a $T(t)$ jellel indított, kb. $3,2 \cdot 10^8$ cm/sec eltérítési sebességű fűrész eltérítő generátorról biztosítottuk, az $L(t)$ fényimpulzusról, illetve $S_0(t)$ katódimpulzusról a 3a, ill. 3b oszcillogrammokat kaptuk. A fényimpulzus hossza a B helyre kapcsolt oltókábellel állítható be, míg a sokszorozó kimenő jelének formálása egy az A pontra kapcsolt megfelelő hosszúságú rövidrezárt kábellel végezhető el.

Az előzőekben leírt berendezés - mint a 3. ábrából is látható - 3-4 nsec felfutási és kielégítő amplitudóju jittermentes jelet ad. A jittermentességet egyrészt a tiratron anódfeszültségének optimális beállításával /2050 és $T \Gamma 1 - 0,1/1,3$ típusok esetén az optimális anódfeszültség 1400-1600 V./, másrészt a segédrácsfeszültség esetén a katód és az egész elektróda-rendszert körülvevő segédrács között állandó gázkisülési áram folyik, a katód környezetében tehát állandó, negatív és pozitív töltéshordozókból álló felhő van. Vezérlés esetén az áram az anód irányában azonnal, időbeli fluktuáció nélkül megindul. A jitter lényegesen kisebb 1 nsec-nál.

A fényimpulzus generátor és a fűrészgenerátor kölcsönös jittere teljesen kiküszöbölhető, ha a fűrészgenerátor tiratroncsövét alkalmazzuk egyszerűen fényimpulzus generátorként. Ebben az esetben a sokszorozó dióda- és anódjelét kábellel kell késleltetni, hogy az $L(t)$ jel felfutása jól észlelhető legyen. Ezen eljárás alkalmazása különösen elektronsokszorozók futási idő szórásának mérésénél előnyös.

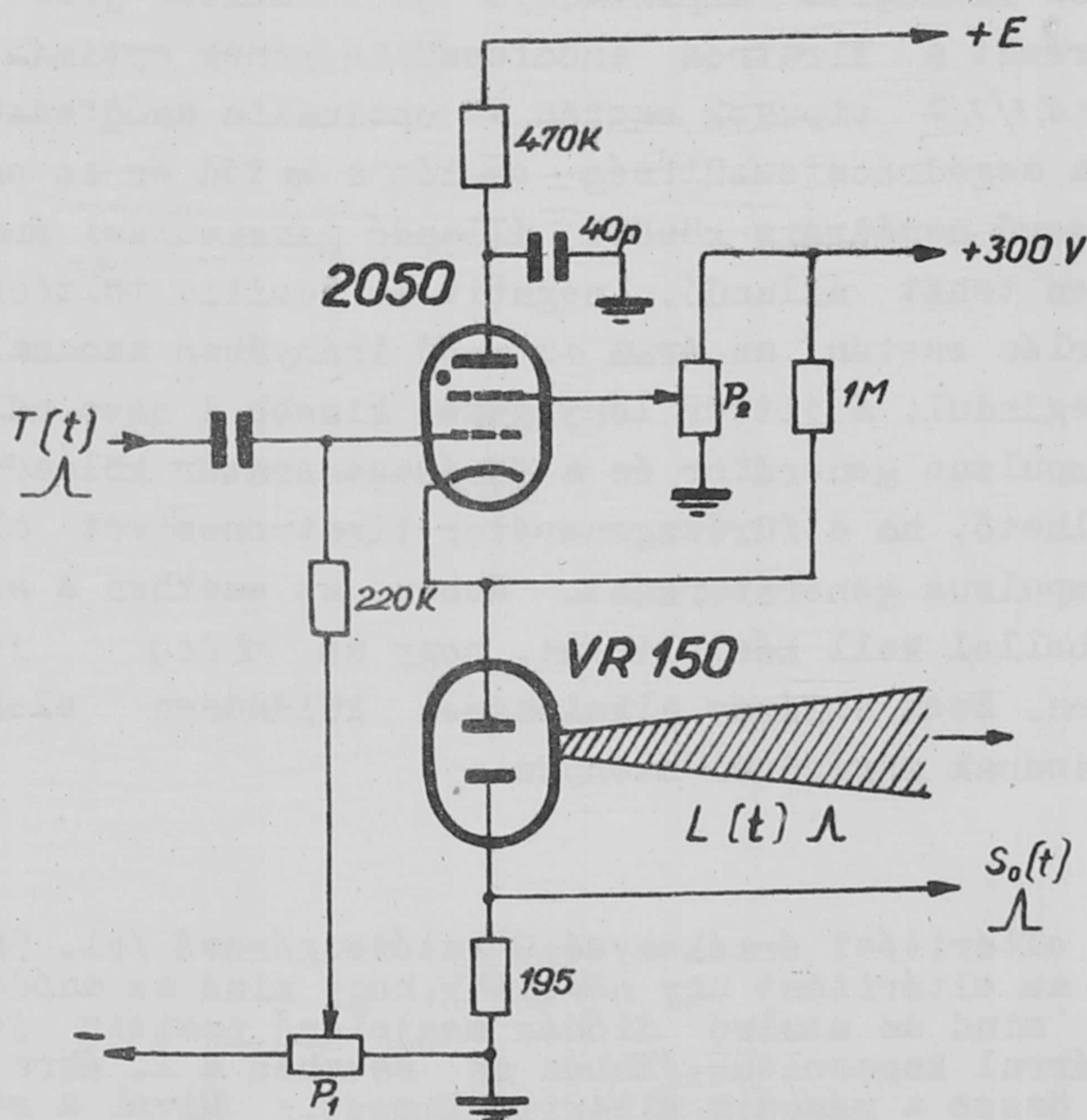
+Kisebb eltérítési érzékenységű katódsugárcső /pl. 5RPLA/ használata esetén az eltérítést úgy növeltük, hogy mind az anódon megjelenő negatív, mind az utolsó diódán megjelenő pozitív jelet az eltérítő lemezpárral kapcsoltuk. /Ebben az esetben a 2. ábra C.pontjával kötöttük össze a második eltérítő lemezt./ Mivel a sokszorozó osztóláncára rákapcsolt nagyfeszültségű impulzus teteje lapos és a tápimpulzus időtartama hosszabb a mérendő fényimpulzus időtartamánál, a nagyfeszültségű impulzus nem zavarja a diódán a fényimpulzus hatására kialakult pozitív jelet.

Stabilizátor-csőves fényimpulzus generátor

A leggyakrabban használt stabilizátor csövek kisülési tere nyitott és így azoknál a tiratronokkal kapcsolatban említett nehézségek nem lépnek fel. Ugyanakkor azonban ezen csövekre lökészerű feszültséget kapcsolva, az áram és így a kibocsájtott fényimpulzus is csak lassan - néhány μsec alatt - fut fel [8]. Ennek oka - mint ismeretes - az, hogy a kisülés gyors felfutásához a kezdetben nem áll rendelkezésre elegendő számú töltéshordozó és így viszonylag hosszú időbe telik, míg a lavina ki tud alakulni.

A felfutási időt lényegesen meg lehet rövidíteni a 4. ábra kapcsolás alkalmazásával, ahol a VR 150 típusú stabilizátor csövön állandóan kis áramot bocsájtunk át, tehát a térben állandóan elegendő számú töltéshordozó van. Ha a tiratron $T(t)$ indító impulzussal begyújtjuk, a stabilizátor cső kapcsain egy feszültségimpulzus jelenik meg és annak hatására a stabilizátor cső kibocsátja az $L(t)$ fényimpulzust és ugyanakkor a stabilizátor cső és a föld közé kapcsolt ellenálláson megjelenik az $S_0(t)$ feszültségimpulzus is.

A kibocsájtott fényimpulzus, illetve az $S_0(t)$ impulzus mérésére a 2. ábra szerinti elrendezés alkalmazható. Ugyancsak a 2. ábrával kapcsolatban elmondottak érvényesek értelemszerűen a jitter, valamint a jelhosszak tekintetében is. A 4. ábra szerinti elrendezéssel $E = 1900\text{ V}$ mellett előállított $L(t)$ fényimpulzus oszcillogrammja az 5. ábrán látható. Az emelkedési idő 3 nsec és a jitter kisebb, mint $2 \cdot 10^{-10}\text{ sec}$.



4. ábra

Stabilizátorcsővel működő fényforrás

Összefoglalás

A fentiekből látható, hogy egyszerű elrendezésekkel lehetséges rövid felfutási idővel rendelkező fényimpulzusok előállítása. Ezen elrendezés előnye az is, hogy a $T(t)$ indító jelhez képest a fényimpulzus késik és így a sokszorozó kimenete még viszonylag nagy időbázis beindulási késés esetén is késleltetés /és így az ezzel járó torzítás veszélye/ nélkül vihető egy katódsugár oszcilloszkópra.

A gázkisüléses fényimpulzus adónak a fent említett előnyei mellett vannak hátrányai is. Ezek közé tartozik, hogy a fényimpulzus hullámhossza nem választható meg tetszőlegesen és az intenzitás értéke is meglehetősen kötött egy csőtípus használata esetében. Ez a hátrány azonban bizonyos mértékben kiküszöbölhető, ha a kívánt intenzitásnak és spektrális összetételének figyelembevételével megfelelő töltésű gázkisülési csövet alkalmazunk.

Köszönetünket fejezzük ki Jánossy Lajos professzornak munkánk támogatásáért. A kísérleti munka végzésében Titschka Kálmán és Hamza Emil nyújtott értékes segítséget.

I r o d a l o m

- [1] Kerns Q.A., Kirnsten F.A., Cox G.C., Rev.Sci.Instr. 30, 31 /1959/
- [2] Whetstone H., Rev.Sci.Instr. 30, 447 /1959/
- [3] Malmberg J.H., Rev.Sci.Instr. 28, 1027 /1957/
- [4] Náray Zs., Acta Phys.Hung. 5, 175 /1955/
- [5] Náray Zs., Acta Phys.Hung. 5, 159 /1955/
- [6] Náray Zs. Journ.Sci.Instr. 33, 476 /1956/
- [7] Soller T., Starr M.A., Valley D.E., Cathode Ray Tube Display McGraw Hill, New York, 1948. p. 288.
- [8] Barszukov J.K., ZSTF, 25, 475 /1956/

Érkezett 1960. máj.10.

KFKI Közlemények 8. évf.2-3.sz. 1960.

A K-800-as KASZKÁDGENERÁTOR FESZÜLTSEGGKALIBRÁCIÓJA

Irta: Berkes István, Demeter István, Fodor Ilona és
Keszthelyi Lajos
Magfizikai Laboratórium I.

Összefoglalás

A K-800-as kaszkádgenerátor feszültségét mérő rotációs termérőt B-11/p, γ /C-12, F-19/p, α γ /O-16 és Li-7/p, γ /Be-8 magreakciók rezonanciahelyeivel kalibráltuk. A kalibráció segítségével a generátor feszültségét 1%-nál pontosabban tudjuk mérni. A kalibráció méréseket vékony és vastag targettel végeztük.

Gyorsítóberendezések feszültségkalibrációját - mióta különböző magreakciók rezonanciájához tartozó gyorsító feszültségek pontos mérésekből ismeretesek - ismert magreakciókkal szokás elvégezni. Következő méréseinkben szükségünk lesz arra, hogy a K-800-as kaszkádgenerátor feszültségét viszonylag pontosan /0,6-1 %/ ismerjük, ezért a B-11/p, γ /C-12, F-19/p, α γ /O,16, Li-7/p, γ /Be-8 magreakciók rezonanciái segítségével meghatároztuk a kaszkádgenerátor feszültségkalibrációját.

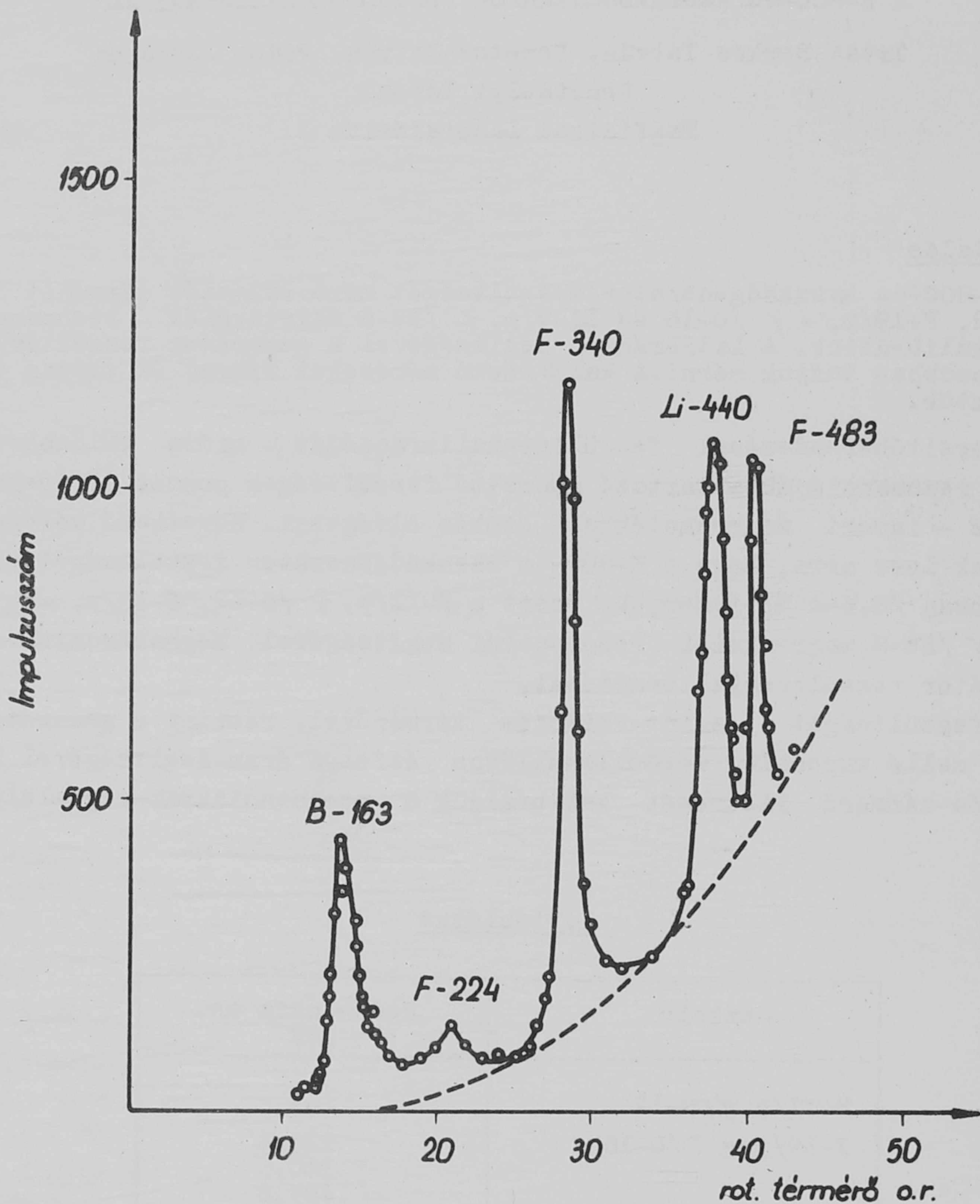
A feszültséget részint rotációs termérővel, részint a generátor első fokozata mellé kapcsolt mérőellenálláson átfolyó áram segítségével mértük. A rotációs termérő kitérését kalibráljuk a rezonanciáknak megfelelő energiákhoz.

I. táblázat

Reakció	Rezonancia en. keV
B-11/p, γ /C-12	163
F-19/p, α γ /O-16	224,4 340,5 483,6
Li-7/p, γ / Be-8	441,2

A mérésekhez az I. táblázatban található magreakciók rezonanciáit [1] használtuk fel. A protonbefogásból származó γ -sugarakat szcintillációs számlálóval számláltuk. Méréseket végeztünk vékony és vastag targeteken is. Az 1. ábrán bemutatunk egy vékony targeten végzett mérést. Vákuumgőzöléssel vékony bórréteget készítettünk, amely fluor- és litiumszennyezést is tartalmazott, ezért a fluor és litium rezonanciák is jelentkeztek a gerjesztési függ-

vényen. / 1. ábra /. Vékony targetek esetében a rezonancia - görbe csúcsa $E_{\max} = E_r + \Delta E$, ahol E_r a rezonancia energia, ΔE pedig a target vastagsága a bombázó részecske által a targeten való áthaladáskor elvesztett ener-

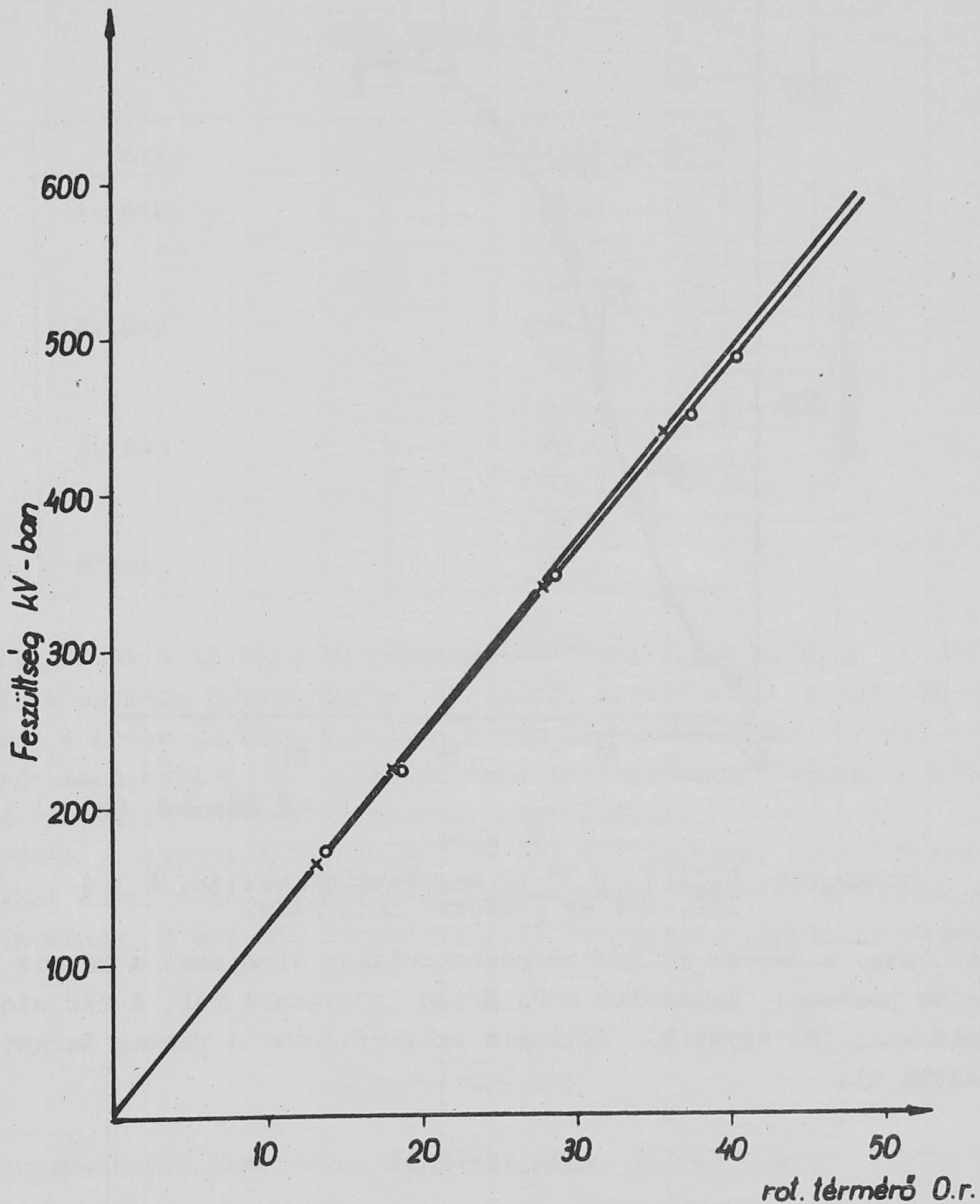


1. ábra

Vékonytarget-gerjesztési függvény Li és F-al szennyezett B target esetén. A folytonosan emelkedő szaggatott vonallal kihuzott görbe a B gerjesztési függvénye, amelyre a Li és F rezonancia szuperponálódnak

giával kifejezve. ΔE értékét legegyszerűbb a mért rezonancia-görbe segítségével meghatározni, ha a rezonancia Γ félértékszélessége ismert. Ekkor ugyanis $\Delta E = \sqrt{\Gamma'^2 - \Gamma^2}$ ahol Γ' a mért félértékszélesség. Az így meghatározott ΔE érték 163 keV rezonancia esetén 19 keV, a 483 keV rezonancia

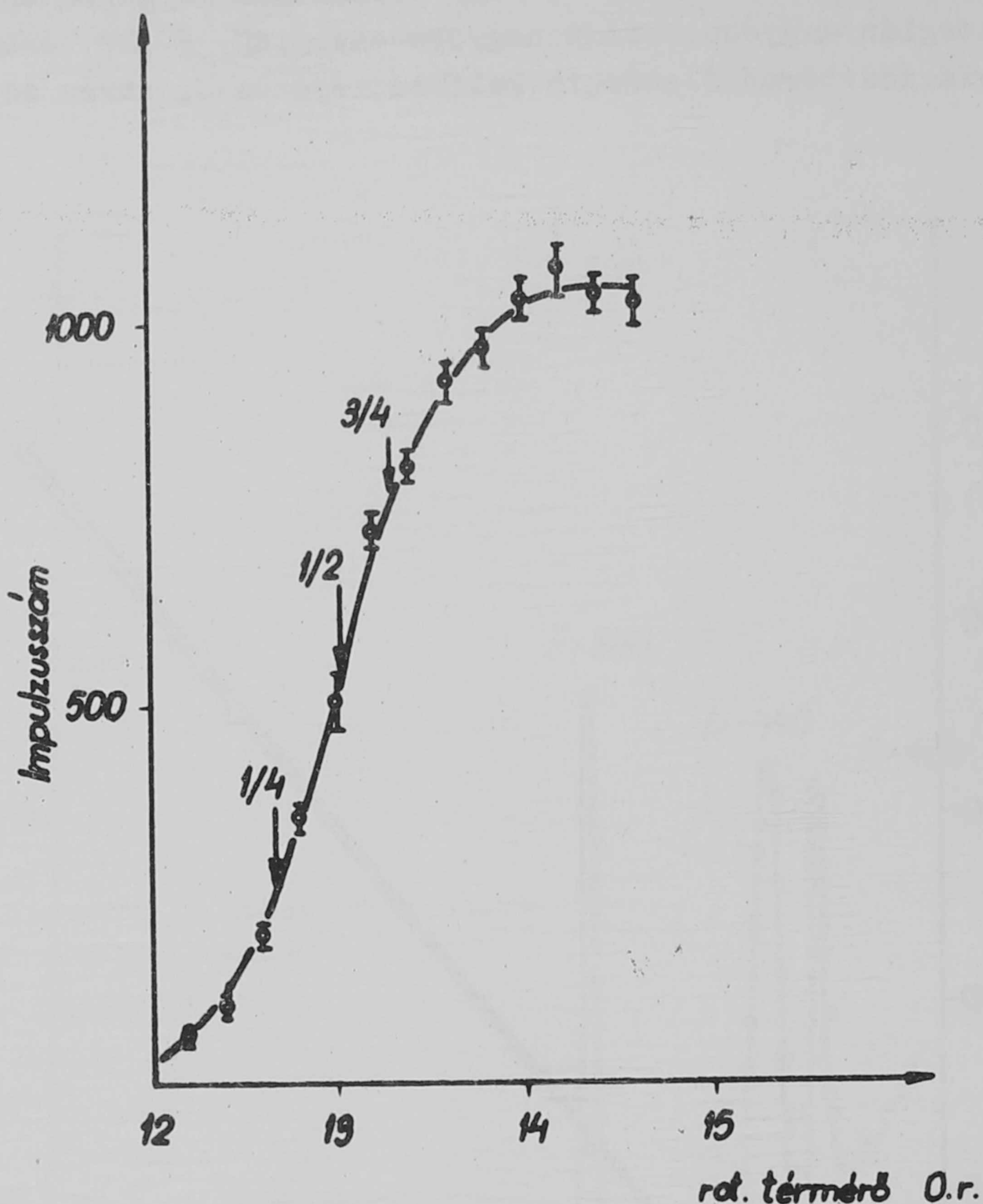
esetén 9,5 keV, összhangban azzal, hogy a protonok fajlagos energiavesztése kisebb energián nagyobb, mint nagyobb energián. A ΔE értéket figyelembe véve a rotációs termérő energia kalibrációját a 2. ábrán adjuk.



2. ábra

Kalibrációs görbe, \circ a vékonytarget adatok, \times vastag target adatok

Ez az eljárás nem hibátlan. Ugyanis ΔE megállapításához előzőleg már fel kellett használnunk a csucok helyzetéből közelítőleg meghatározott kalibrációs görbét, és azután azt korrigálni a ΔE értékekkel. Ezt a pontatlanságot elkerülhetjük, ha a gerjesztési függvényt vastag targettel vesszük fel. Bór target esetére a vastag target gerjesztési függvényét a 3. ábrán találjuk. A rezonancia energiának a hozam-görbe fél-magasságának az energiaér-



3. ábra

Hozamgörbe B-11/p, γ /C-12 magreakciók esetén. A 3/4, 1/2, 1/4-es pontokat nyíl jelzi

éke felel meg. A mérést különböző rezonanciákon elvégezve a kapott energiamalibrációs pontokat ugyancsak a 2. ábrán tüntettük fel. A két uton kapott malibráció elég jól egyezik. Végleges kalibrálásnak a vastag target méréseit fogadtuk el.

II. táblázat

Reakció	Félértékszél. keV	Félértékszél. mért keV
B-11/p, γ /C-12	7 ± 1	$7,4 \pm 2$
F-19/p, α γ /O-16	$3,3 \pm 0,2$	3 ± 2
Li/p, γ /Be-8	12 ± 1	10 ± 2

A vastag target hozamgörbéken a félmagasság helye felel meg a rezonancia energiának, az $\frac{1}{4}$ és $\frac{3}{4}$ -es pont távolsága a félértékszélességet adja. Görbéinket ebből a szempontból kiértékelve a II. táblázatban levő eredményeket kaptuk. A mért értékek jól egyeznek az irodalmi adatokkal.

III. táblázat

nap	rotációs térmérő
1. nap	35,5
	35,8
	35,5
2. nap	35,7
	35,7
	35,7
3. nap	35,8
	35,9
	36,-
közép	35,7

Megvizsgáltuk a kalibráció reprodukálhatóságát. A $\text{Li/p, } \gamma$ / reakció esetében három egymást követő napon háromszor egymás után vettük fel vastag target esetén a hozam-görbét. A hozam-görbék félmagasságának helyét a rotációs térmérőn leolvassva a III. táblázatban levő sorozatot adják. A középértéktől való maximális eltérés is kisebb, mint 1 %.

A mérések eredményeit összefoglalva azt állithatjuk, hogy 1 %-nál pontosabban lehet mérni a kaszkádgenerátor feszültségét és hogy a kaszkádgenerátor hullámossága 2 keV-nél kisebb szórást hoz létre a protonok energiájában.

I r o d a l o m

[1] Ajzenberg-Selove, F. Lauritsen, T. Nucl. Phys. II, 1, /1959/

Érkezett 1960. jun. 10.

KFKI Közlemények 8. évfolyam 2-3. szám, 1960.

DANYISZ TIPUSU FÉLKÖRÖS FOKUSZÁLÁSÚ SPEKTROMÉTER

Írta: Dézsi István, Erdélyszky Zsigmond*

Nagy Lajos** és Orient Ottó***

Összefoglalás

Megépítettünk egy 180° -os félkör fókuszálású β -spektrométert. A mágneses tér homogenitása a trajektoriák mentén 0,1%-os volt. A Cs-137 K-L-M és Th B F konverziós vonalának felvétele alapján 0,4 és 0,1%-os felbontóképességeket mértünk. A transzmisszió $3 \cdot 10^{-4}$ volt. A Cs-137 α_K / α_{L+M} értéke $5,2 \pm 1,2$ -et kaptunk.

A sugárzások energiaeioszlása vizsgálatának egyik alapvető módszere a beta-spektrometria. Az ilyen vizsgálatok sok aktuális probléma megoldását teszik lehetővé pl.: radioaktív bomlással, magreakciókkal kapcsolatos jelenségek és a mag strukturájának néhány problémája. Ilyen megfontolások alapján építettünk beta spektrométert.

Ismeretes, hogy minden egyes konkrét problémához megfelelő típusú beta-spektrométert használnak, univerzális beta spektrométerről nem beszélhetünk. Először a belső konverziós viszonyok vizsgálatával kívántunk foglalkozni. A belső konverziós viszonyok vizsgálatára kettős fókuszálású spektrométert, Danysz típusú spektrométert és harmadrendű félkörfókuszálású mágneses spektrométert lehet alkalmazni. Az anyagi, technikai és tapasztalati lehetőségeink alapján a Danysz [1] típusú spektrométert választottuk.

A mágnes felépítésénél az volt a szempontunk, hogy a konstrukció egyszerű, a mágnes nagy homogenitású és minimális remanenciájú legyen. A mágnes tervezésénél számításaink alapjául az alábbi egyenlet szolgált. Mágneses körnél légrés esetén az ampermenetszám képlete:

$$IN = \frac{10}{4\pi} (B_\ell d_\ell + \sum H_v l_v)$$

ahol d_ℓ a légrés vastagsága cm-ben, B_ℓ a légrés indukció, $H_v l_v$ a szakaszonként állandó mágneses térerősség és a szakasz hosszának szorzata az erővonal mentén összegezve /Oe.cm/. A mágnes alakját /lásd 1.a,-b. ábra/ úgy terveztük meg, hogy a mágnes műszakilag könnyen kivitelezhető, könnyen szerelhető és a légrés a mágnespólusok között könnyen változtatható legyen. A megmunkálás lehetőségei korlátot szabtak a mágnes térbeli kiterjedésének, így alakult ki az 1.a,-b. ábrán látható méretezés szerint megépített mágnes. A homogenitást a pófák közötti légrés /3 cm/ 0,01 mm hibahatáron belüli párhuzamosságával biztosítottuk.

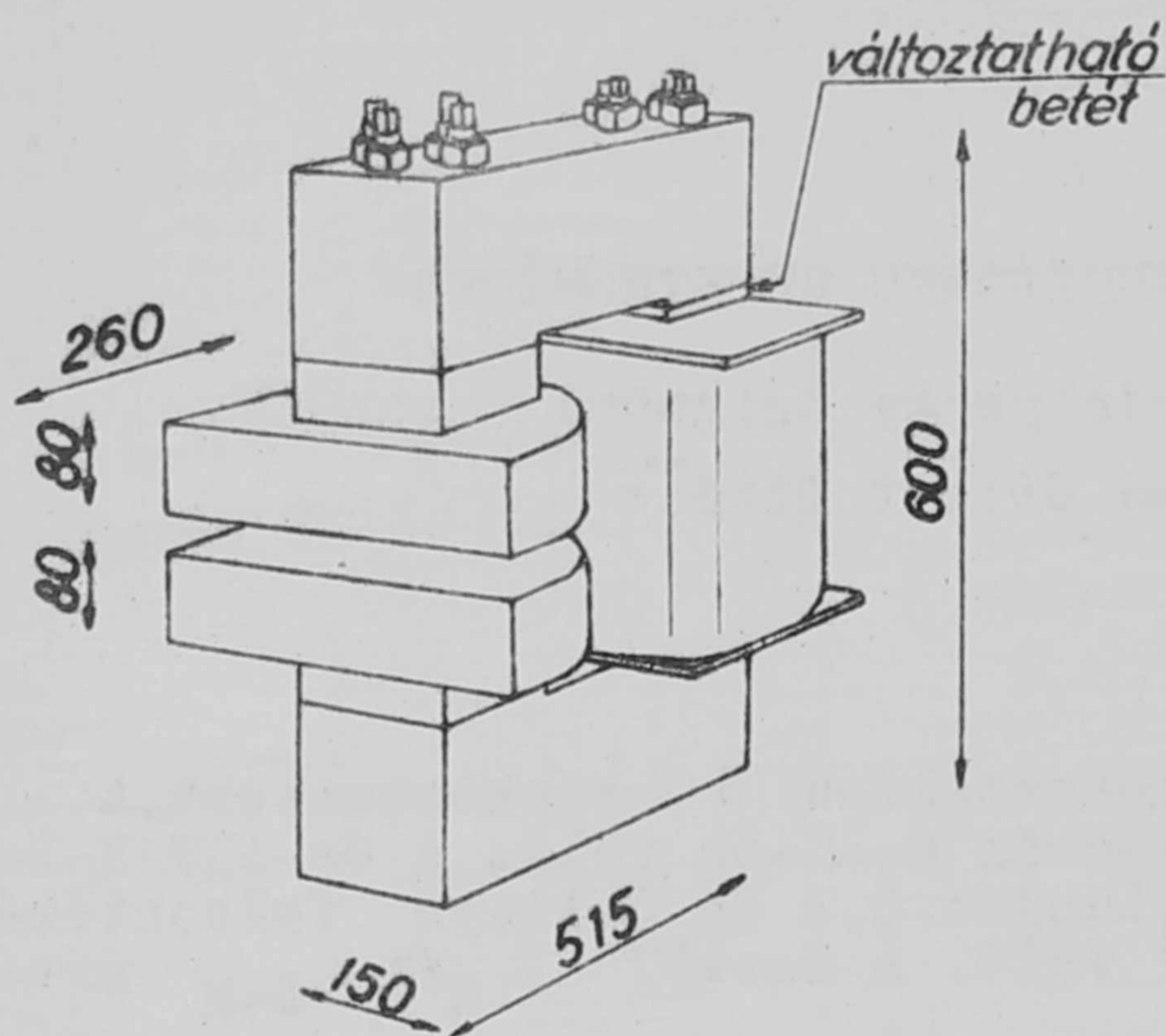
* Műszaki Egyetem

Atomfizikai Tanszék

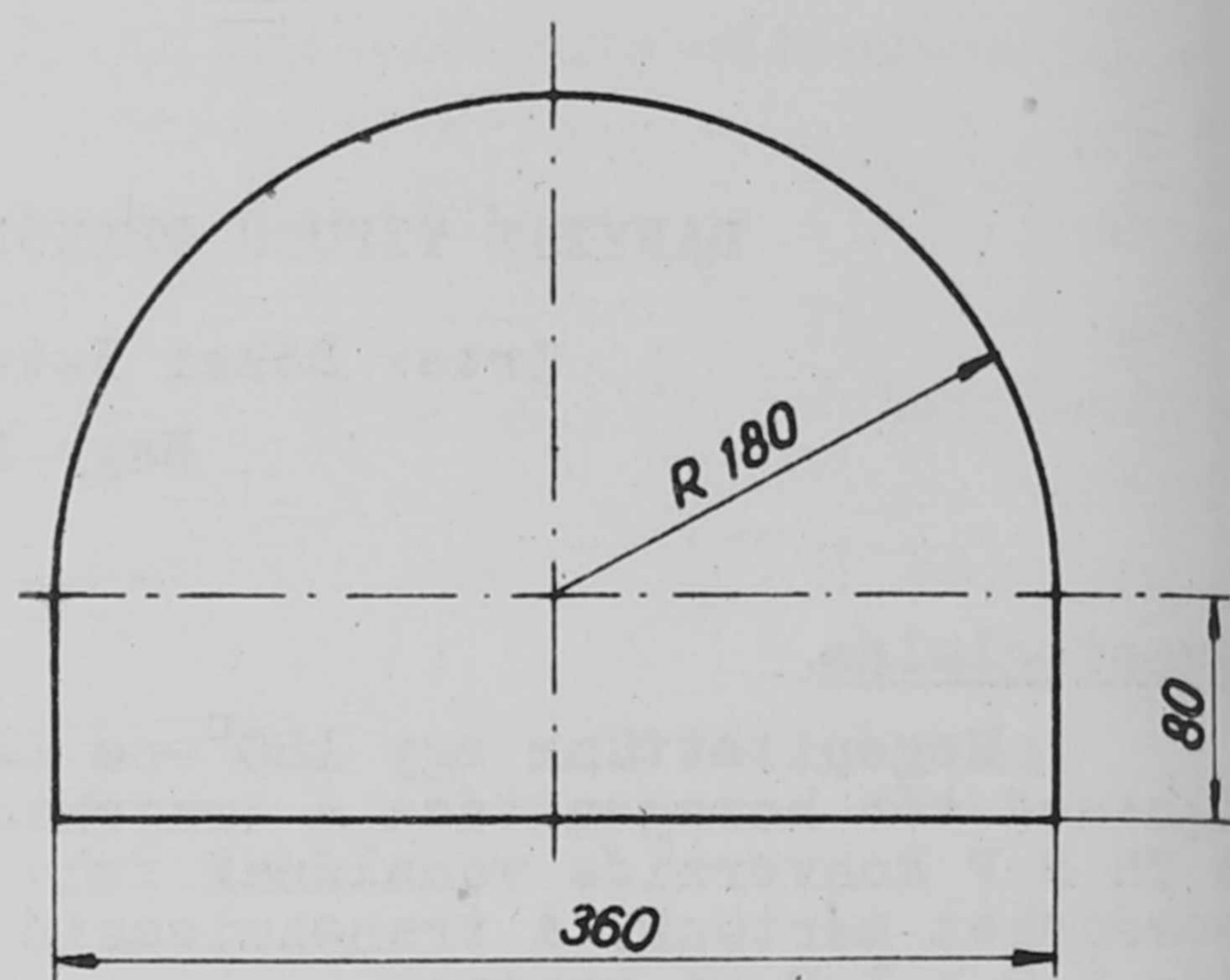
** Műszaki Egyetem

Fizikai Intézet

*** Központi Élelmiszeripari Kutató Intézet

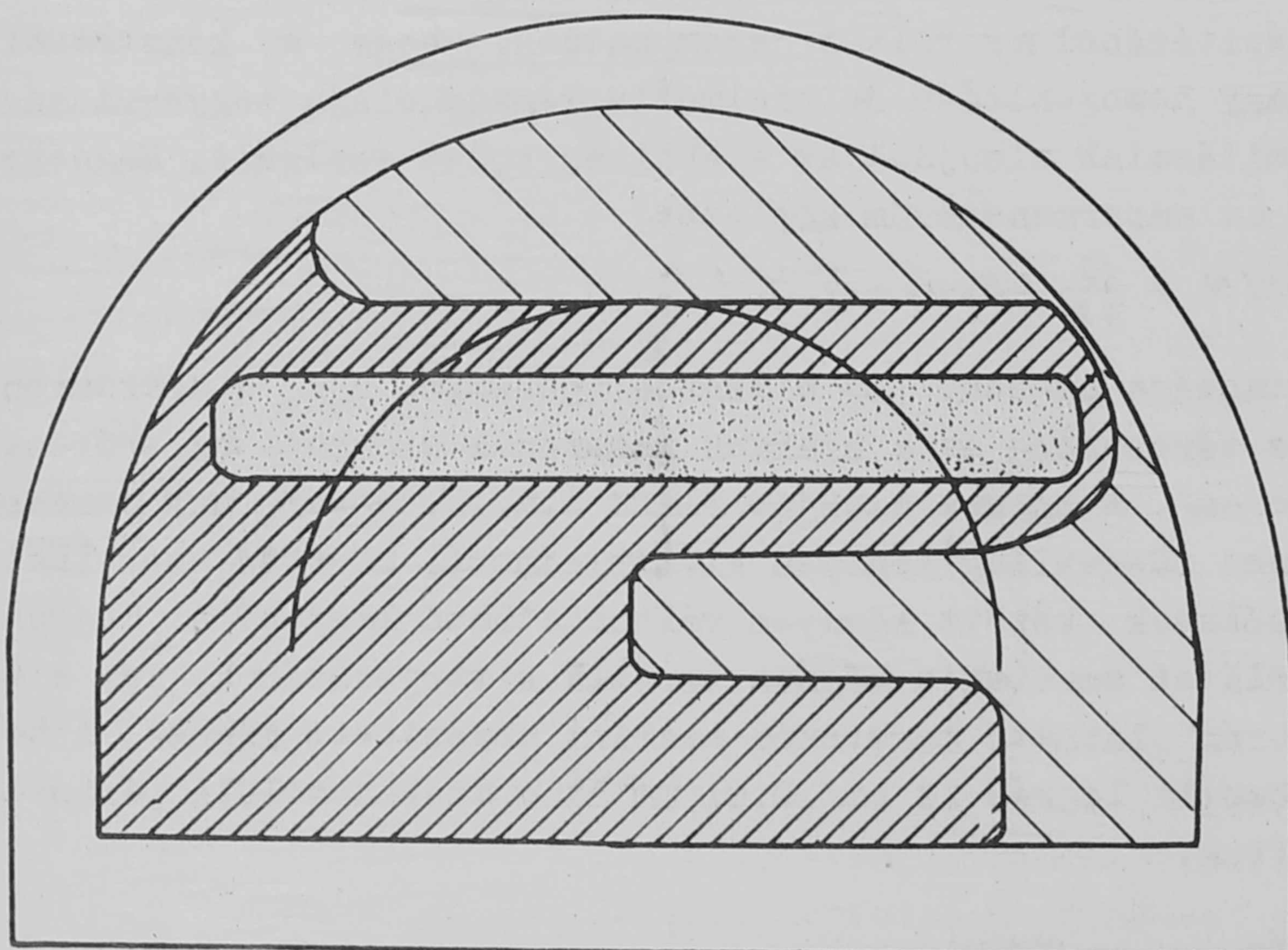


1/a. ábra






1/b. ábra

A mágnes anyaga a hazánkban beszerezhető legjobb permeabilitású és igen kis remanenciájú kovácsolt szilícium acél ötvözetből készült, /telítési permeabilitása 20,000 gauss, a remanenciája 1,3 gauss/. A kovácsolás az anyag homogenitását a célnak megfelelően biztosította. A mágneses tér pofák közötti homogenitását magrezonanciás módszerrel mértük. A mérési pontosság ezzel az eljárással 10^{-4} nagyságrendű. Mérési eredményeinket a 2.sz. ábrán tüntettük fel. A mágneses tér inhomogenitása a mért térerő $1 \cdot 10^{-3}$ -ad rész volt.



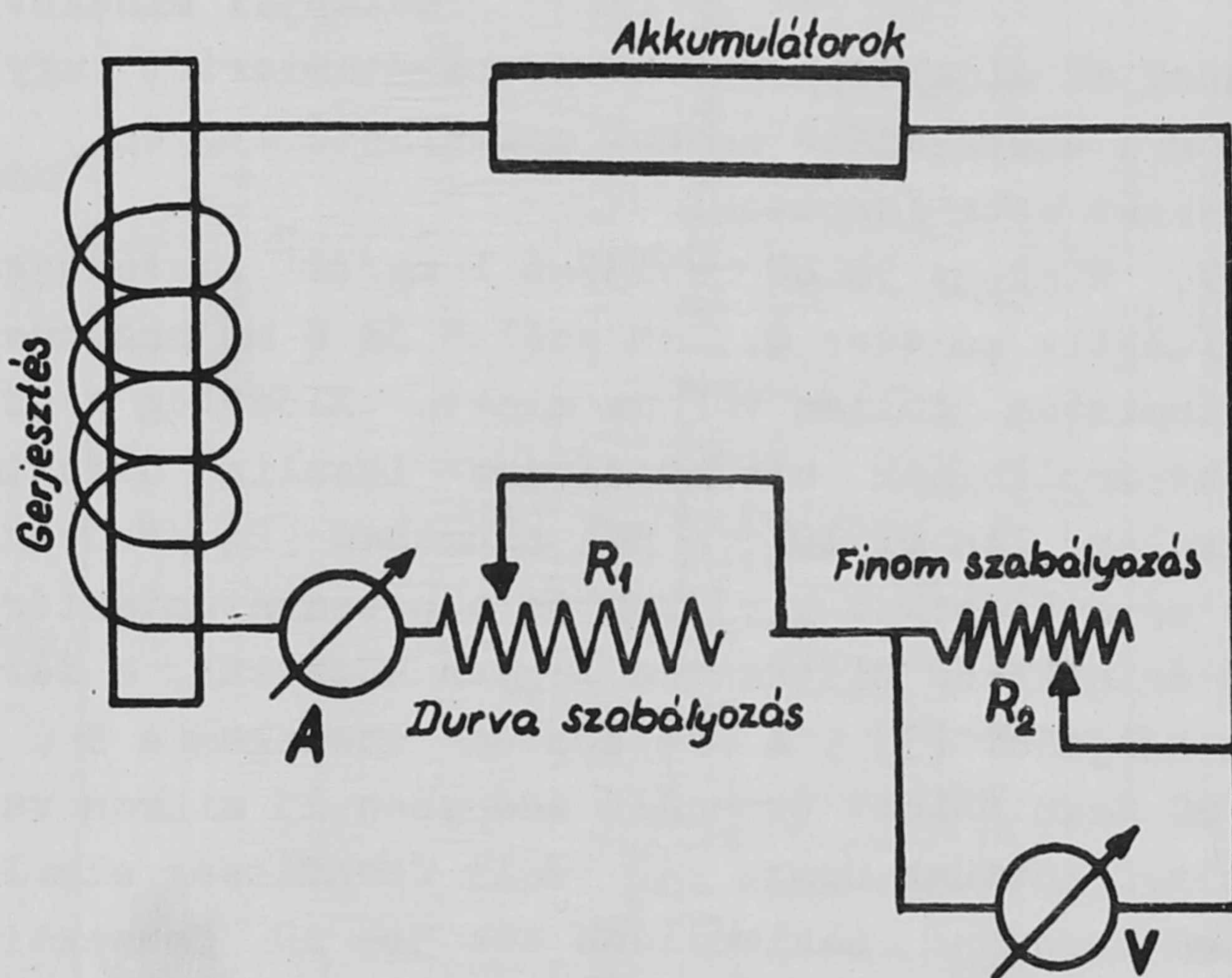
Térerő = 1010 Gauss

-  1010 ± 0,2 Gauss
-  1010,5 ± 0,2 Gauss
-  1011,0 ± 0,2 Gauss

2. ábra

A mágnes gerjesztése a jármon elhelyezett tekercsel történt, amely 2185 menetből áll, 1000 menetes leágazással. A gerjesztő tekercset 2,5 mm átmérőjű vörösréz huzalból készítettük. A gerjesztő tekercset ólomakkumulátorokról tápláltuk, amely biztosította az áramstabilitást és ezzel egyidejűleg a mágneses tér stabilitását is. Egy spektrum felvételének időtartama alatt /kb. 3 óra/ a protonrezonanciás mágneses termérő berendezés 0,1 gauss szélességű jele az oszcilloszkóp ernyőjén mozdulatlanul állt, tehát az áram és mágneses tér instabilitása 0,1 gauss hibahatáron belül volt ez idő alatt. /Az ólomakkumulátorok áramstabilitására vonatkozó fenti megjegyzésünk arra az esetre vonatkozik, amikor az akkumulátorból kivett áram erőssége nem haladja meg az 500 mA-t. Ennél nagyobb áramerősséget eddigi méréseink során nem használtunk./

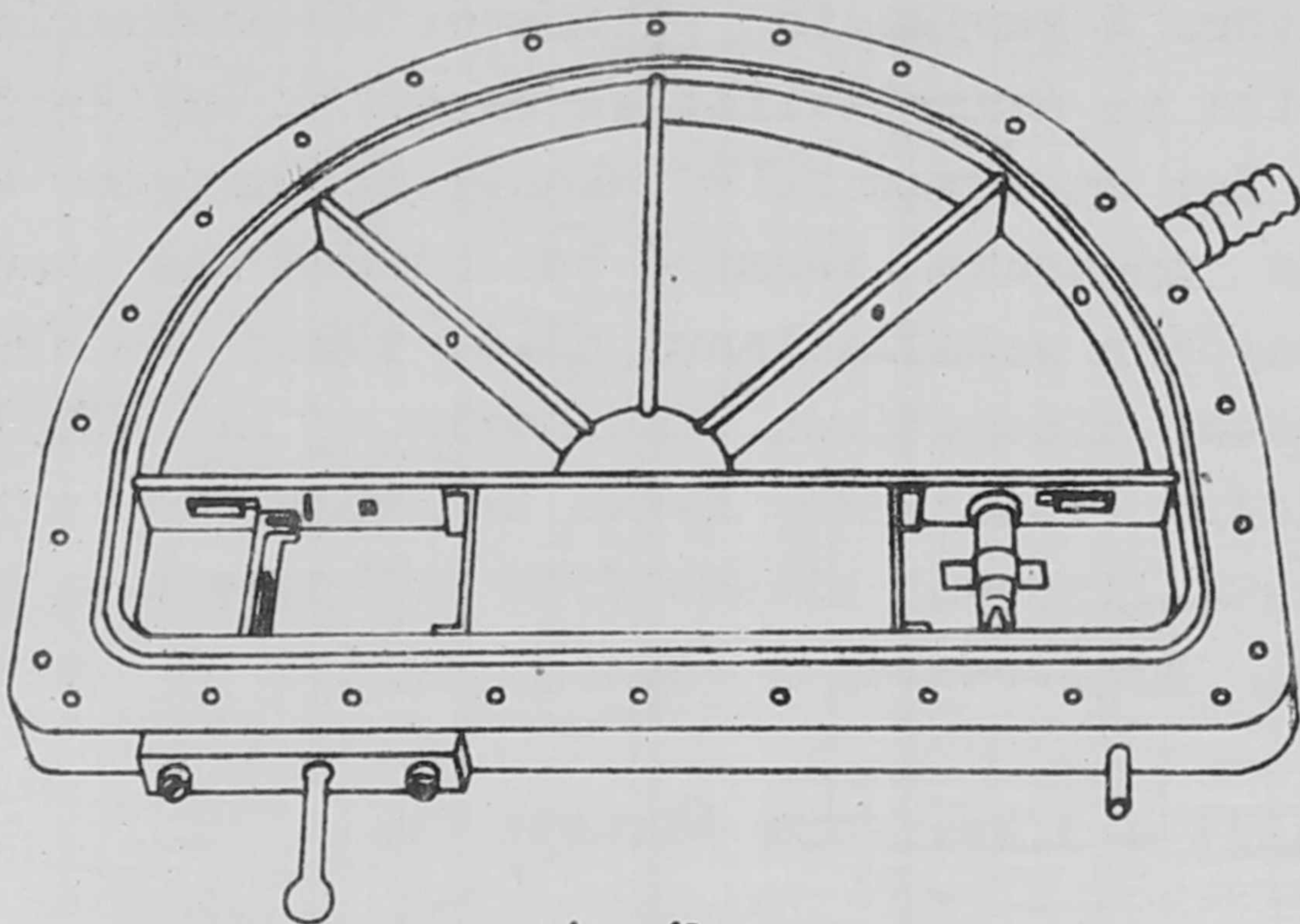
Az áramszabályozás kapcsolását a 3.sz. ábra tünteti fel.



3. ábra

R_1 helipotméterrel szabályoztuk durván az áramerősséget, a konverziós vonalak környezetében pedig az R_2 ellenállással változtattuk finoman az áramerősséget. A finom áramszabályozásnál jelentkező áramerősségváltozást az R_2 ellenálláson fellépő feszültségeséssel hoztuk kapcsolatba. Az R_1 és R_2 ellenállás hőmérsékletváltozása mérés során nem volt számottevő. A voltmérőként használt műszer által mutatott feszültségesés és az áramerősségváltozás közötti összefüggés kis feszültségesés esetén lineáris volt. Az ábrán látható kapcsolással az áramerősséget mérésünknek megfelelő módon lehetett változtatni. A mérésnél 0,5 %-os alapműszereket használtunk.

A vákuumkamra /lásd 4.sz. ábrát/ sárgarézből készült. A vákuumkamra egyik oldalán, mint azt az ábrán is láthatjuk, a preparátumtartót, a másik oldalán pedig a végablakos GM csövet helyeztük el. A kettő között ólomárnyékolást alkalmaztunk a forrásból a detektor felé kilépő γ -sugárzás elnyelésére.



4. ábra

A rés és diafragma rendszer elhelyezése az elektronpályák megszerkesztése alapján készült. A kamra belső felületén a szóródás nem számottevő az adott geometria mellett, ezt a konverziós vonal alakja bizonyítja. A diafragma-rendszer aluminiumból készült és a résszélességek változtathatók. A vákuumkamrát gumitömítéssel láttuk el. A kamrában előállított nyomás 10^{-5} Hg mm nagyságrendű volt. A kamra fedőlapjai mindkét oldalon csavarokkal illeszkednek az oldallaphoz.

A preparátumtartót úgy szerkesztettük meg, hogy az a kamra szétszedése nélkül cserélhető legyen.

A felhasznált beta-források:

1. Cs-137. Mintegy $50 \mu\text{C}$ Cs-137-t 1 mg/cm^2 vastagságú alumínium fóliára vittünk fel. Aktiv mérete: $0,3 \text{ mm}$ széles és 8 mm hosszúságú. 1 mC Cs^{137} pároltuk be az alumínium fólián vákuum alatt. Előzőleg a fólia felületét a CsCl egyenletes bepárolásának biztosítására inzulin oldattal hidrofíllá tettük $/200 \text{ E inzulin}/ 100 \text{ ml } 10^{-3} \text{ n HCl oldatban } [2]$ /Ezután megfelelő módszerrel a kívánt méretű csíkot kivágtuk és a preparátumtartóra ragasztottuk, úgy hogy a fémes érintkezés biztosítva legyen közöttük, a forrás feltöltődésének elkerülése céljából $[3]$. A preparátum vastagsága 1 mg/cm^2 volt.

2. ThB 6 mC RaTh fölött exponáló edényben 13 mikron vastagságú wolfram-szátra ThA-t gyűjtöttünk össze 240 volt feszültség alkalmazása mellett. Így a szálon $/8 \text{ mm}$ hosszan/ maximálisan cca $500 \mu\text{C}$ összaktivitást lehetett mérni. Ez a forrás ideális a beta-spektrometriai módszer alkalmazásához, mivel az aktiv anyag hordozómentes, így végtelen vékony rétege nem csökkenti a beta részek energiáját $[4]$. A szál földeléséről szintén gondoskodtunk.

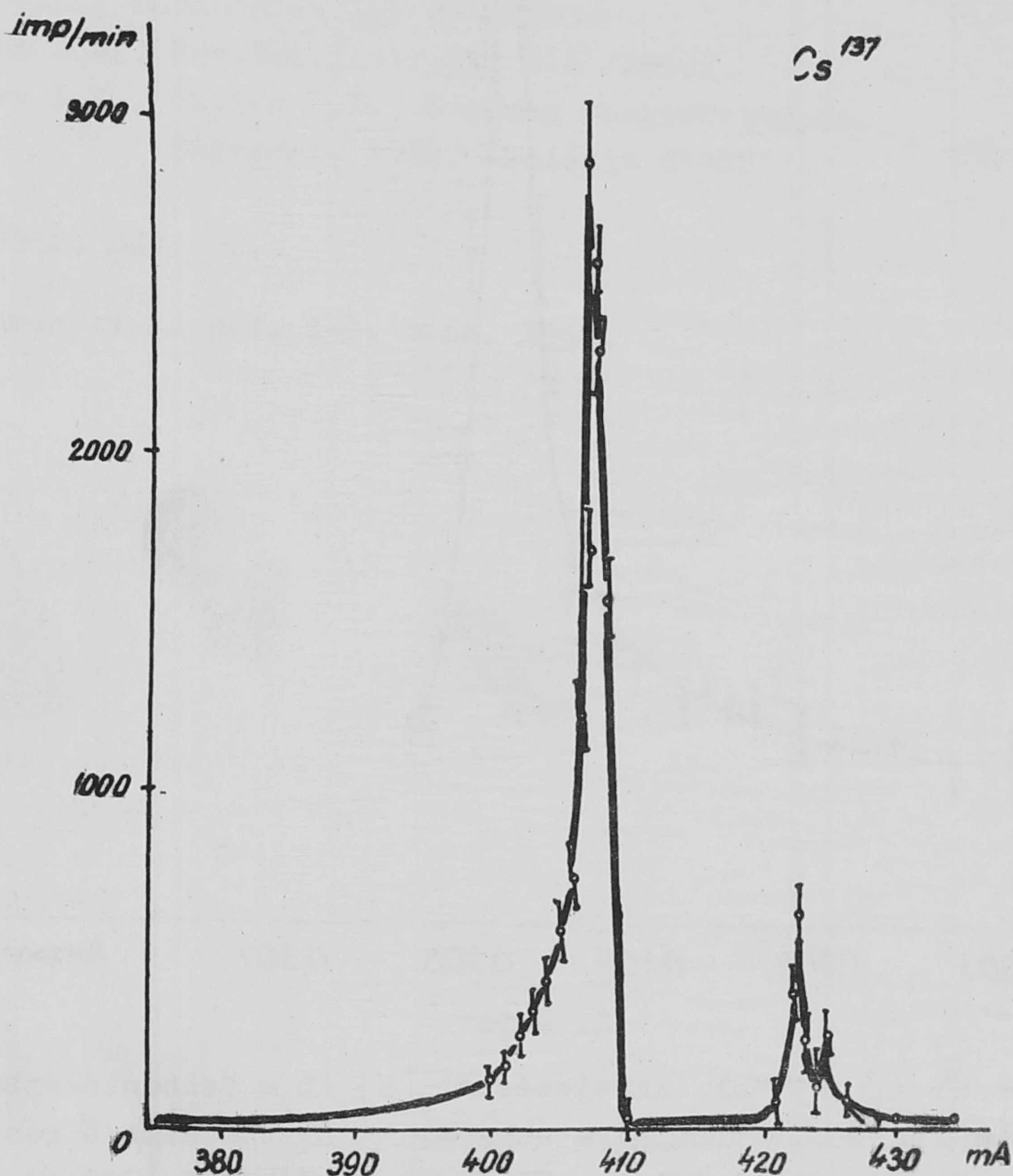
A beta-részecskéket speciális végablakos GM csővel detektáltuk, amelynek adatai a következők: $4,5 \text{ cm}$ hosszú, végablak átmérő 1 cm , az ablak $1,0 \text{ mg/cm}^2$ vastagságú csillámfólia. Töltőgáz 300 Hg mm Ar , kioltógáz 15 Hg mm etilbromid. Katódja $/0,1 \text{ mm}$ vastag/ rézlemez, anódja wolfram-szál volt. A végablak elektronabszorpciója 100 keV felett nem számottevő. A GM cső munkaellenállásán kapott jeleket oszcilloszkópra és 1000 -es leosztású scalerre vittük.

Mérések

A spektrométer felbontóképességének ellenőrzésére felvettük a Cs-137 izotóp belső konverziós vonalainak spektrumát. A Cs-137 igen alkalmas erre a célra, mivel a konverziós tényezője elég nagy $/: \text{Cs-137 } \alpha \text{ K} = 9,7\%:/$ és a konverziós vonalak csak a 8% -ban jelenlevő $1,18 \text{ MeV max } \beta$ energiával

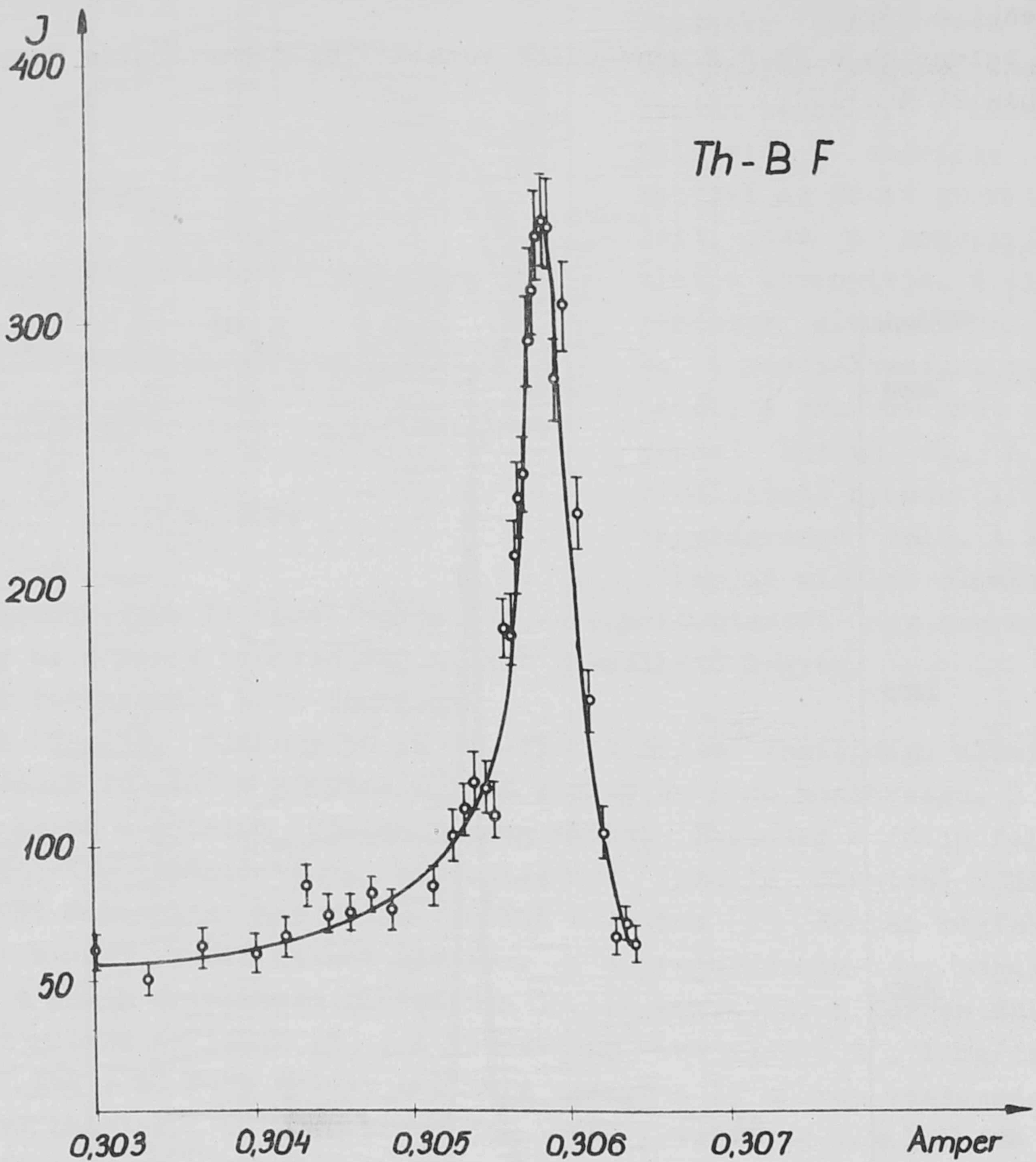
biró folytonos spektrumra szuperponálódnak. A hosszú felezési idő is kényelmessé teszi a mérést.

Felvettük a Th B F konverziós vonalát is. A konverziós tényező ebben az esetben 21 %.



5. ábra

A spektrumok felvétele a mágneses tér változtatásával történik, így a detektorba jutó elektronok ugyanazon pályán haladnak. A konverziós vonalak spektruma az 5. és 6.sz. ábrán látható. A felérték szélesség alapján Cs-137 esetében 0,4 % felbontóképesség adódik, alátámasztja ezt az értéket a három konverziós vonal külön válása is. Az elméleti értéktől való kis eltérés a forrás véges vastagságának és az elektronok szóródásának tulajdonítható. A Th B F konverziós vonalának felérték szélessége alapján 0,1 % felbontóképesség adódott megfelelően annak, hogy ebben az esetben vékonyabb forrást használtunk.



6. ábra

A $D = \frac{Q}{2\varrho} + (1 - \cos \alpha_0)$ kifejezésből [5] /D = felbontóképesség, Q = forrás szélesség, ϱ = elektronpálya sugara, α_0 = bemenő rés nyílásszögének fele/ számított felbontóképességtől /0,05 %/ való eltérés a tér inhomogenitásából származó szóródás és geometriai elrendezés pontatlanságának következménye.

A transzmisszió értéke a spektrométernél: $3 \cdot 10^{-4}$

A méréseket a Központi Fizikai Kutató Intézet Radiológiai Osztályán végeztük.

I r o d a l o m

- [1] Siegbahn K.: Beta- and Gamma-ray spectroscopy. North Holland Publishing Comp. /1955/ Amsterdam
- [2] Schaefer V.J., Harker D., J.Appl.Phys. 13, 427 /1942/
- [3] Cook C.S., Nucleonics 10, 28 /1953/
- [4] Langer L.M., Rev.Sci.Instr. 20, 216 /1949/
- [5] Grosev L.V., Sapiro F.I., Atommag spektroszkópia. Budapest, 1958. Akadémia Kiadó.

Érkezett 1960. máj. 26,

KFKI Közlemények 8. évf. 2-3. szám, 1960.

Kiadásért felelős: Dr. Jánossy Lajos

Megrendelve: 1960. VI. 30. Pédány szám: 450
Készült Rotaprint eljárással az MSZ 5601-54 Á és MSZ 5602-55 Á szabványok
szerint 17 (A/5) ív terjedelemben 73 ábrával

60 - 2087 — FELSOOKTATÁSI JEGYZETELLÁTÓ VÁLLALAT, BUDAPEST