

K

A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZETÉNEK
KÖZLEMÉNYEI

9. KÖTET

5-6. SZÁM

1962 MAJ 1 11

1961

BUDAPEST



A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADEMIA
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

9.kötet

1961

5-6. szám

T A R T A L O M J E G Y Z É K

	Oldal
1. Siklós Tivadar: Ferromágneses anyagok spontán mágnesezettségének kvantumelmélete a dipol-dipol kölcsönhatás figyelembevételével.....	279
2. Dési Sándor, Lajtai Albert és Nagy László: U-235 hasadásánál keletkező gamma-sugárzás időbeli eloszlásának vizsgálata.....	283
3. Ádám András, Quittner Pál és Zentai Pál: Összetett amplitudóspektrumok statisztikus kiértékeléséről.....	293
4. Páris Gyula: Fokuszálás periódikusan változó elektrosztatikus térben.....	301
5. Bakos József, Kántor Károly és Náray Zsolt: Amplitudóosztással előállított hullámvonulatsorozatok közötti interferenciák.....	307
6. Kiss István és Kules Inna: A difenil-difeniloxid rendszer folyadék-gőz egyensúlya.....	317
7. Szőke József: A 8-oxi-kinolin abszorpció elősávjának fizikai-kémiai értelmezése.....	323
8. Szabó Elek, Sárdi András és Vasáros László: Az uránérc szódás feltárása közben végzett ioncsere hatása a feltárássra.....	341

KISÉRLETI TECHNIKA

9. Dési Sándor: Elektronsokszorozók vizsgálata gyors oszcilloszkóp segítségével.....	347
10. Koch József és Thaler György: Sokcsatornás hodoszkóp.....	351
11. Zsigmond György: Laboratóriumi elektromágnes.....	357

- . -

Technikai szerkesztő: Stancsich Györgyné

FERROMÁGNESES ANYAGOK SPONTÁN MÁGNESEZETTSÉGÉNEK
KVANTUMELMÉLETE A DIPOL-DIPOL KÖLCSÖNHATÁS FIGYELEMBEVÉTELÉVEL

Irta: Siklós Tivadar

Összefoglalás

Jelen dolgozatunkban a kétidős hőmérsékleti Green-függvény módszert alkalmazzuk ferromágneses anyag spontán mágnesezettsége kiszámítására; figyelembevéve a dipol-dipol /mágneses/ kölcsönhatást.

Holstein és Primakoff [1] kiszámították a spontán mágnesezettségnek a hőmérséklettől /az alacsony hőmérsékletek tartományában/ és a külső mágneses tértől való függését, a dipol-dipol /mágneses/ kölcsönhatás figyelembevételével. Jelen dolgozatunkban e feladat megoldására a kétidős hőmérsékleti Green-függvény módszert [2], [3] alkalmazzuk.

A Heisenberg-modellben, figyelembevéve a dipol-dipol kölcsönhatást és feltételezve, hogy a külső mágneses tér vektora a z tengellyel párhuzamos, valamint, hogy a mágnesezettség vektora és a külső tér vektora egymással párhuzamos, a ferromágneses anyagot az alábbi Hamilton-operátorral írhatjuk le [1], [4]:

$$H = - \sum_{(f_1)} \mu \mathcal{H} S_{f_1}^z - \frac{1}{2} \sum_{(f_1, f_2)} J(f_1, f_2) (\vec{S}_{f_1} \vec{S}_{f_2}) + \frac{1}{2} \sum_{(f_1, f_2)} \frac{\mu^2}{R_{f_1, f_2}^5} \left\{ R_{f_1, f_2}^2 (\vec{S}_{f_1} \vec{S}_{f_2}) - 3 (\vec{S}_{f_1} \vec{R}_{f_1, f_2}) (\vec{S}_{f_2} \vec{R}_{f_1, f_2}) \right\} \quad //1/$$

ahol S_f^α - az f rácspontban lévő elektron spin operátornak α -komponense $/\frac{\hbar}{2}$ egységekben/; μ - Bohr-magneton, \mathcal{H} - külső mágneses tér, $-J(f_1, f_2)$ kicserélődési integrál.

$\vec{R}_{f_1, f_2} = \vec{R}_{f_1} - \vec{R}_{f_2}$ az f_1 és f_2 rácspontokban lévő atomok egyensúlyi távolsága.

A spin operátorokról áttérve a Pauli operátorokra a

$$S_f^x = b_f^+ + b_f; \quad S_f^y = i(b_f^+ - b_f); \quad S_f^z = 1 - 2n_f \quad (n_f = b_f^+ b_f) \quad //2/$$

transzformációs képletek segítségével, az [1] Hamilton-operátort az alábbi alakban írhatjuk fel:

$$E_0 = -\mu \mathcal{H} N - \frac{1}{2} N J_1(0)$$

$$H_1 = -\mu^2 \sum_{(f_1, f_2)} P(f_1, f_2) b_{f_1}^+ - \mu^2 \sum_{(f_1, f_2)} P^*(f_1, f_2) b_{f_1} \quad /3/$$

$$H_2 = 2 \sum_{(f_1, f_2)} \left\{ \frac{\mu \mathcal{H}}{N} + J_1(f_1, f_2) \right\} n_{f_1} - 2 \sum_{(f_1, f_2)} J_2(f_1, f_2) b_{f_1}^+ b_{f_2} - \frac{\mu^2}{2} \sum_{(f_1, f_2)} \left\{ Q(f_1, f_2) b_{f_1}^+ b_{f_2}^+ + Q^*(f_1, f_2) b_{f_1} b_{f_2} \right\}$$

$$H_3 = 2\mu^2 \sum_{(f_1, f_2)} \left\{ P(f_1, f_2) b_{f_1}^+ n_{f_2} + P^*(f_1, f_2) b_{f_1} n_{f_2} \right\} \quad /4/$$

$$H_4 = -2 \sum_{(f_1, f_2)} J_1(f_1, f_2) n_{f_1} n_{f_2}$$

ahol

$$J_1(f_1, f_2) = J(f_1, f_2) - \frac{\mu^2}{R_{f_1, f_2}^3} \left(1 - 3 \frac{z_{f_1, f_2}^2}{R_{f_1, f_2}^2} \right);$$

$$J_1(0) = \frac{1}{N} \sum_{(f_1, f_2)} J_1(f_1, f_2); \quad N = \sum_{(f)} 1;$$

$$J_2(f_1, f_2) = J_1(f_1, f_2) + \frac{3}{2} \frac{\mu^2}{R_{f_1, f_2}^3} \left(1 - 3 \frac{z_{f_1, f_2}^2}{R_{f_1, f_2}^2} \right);$$

$$P(f_1, f_2) = 3 \frac{z_{f_1, f_2} R_{f_1, f_2}^+}{R_{f_1, f_2}^5}; \quad P^*(f_1, f_2) = 3 \frac{z_{f_1, f_2} R_{f_1, f_2}^-}{R_{f_1, f_2}^5}$$

$$Q(f_1, f_2) = 3 \frac{(R_{f_1, f_2}^+)^2}{R_{f_1, f_2}^5}; \quad Q^*(f_1, f_2) = 3 \frac{(R_{f_1, f_2}^-)^2}{R_{f_1, f_2}^5}$$

$$R_{f_1, f_2}^+ = x_{f_1, f_2} + iy_{f_1, f_2}; \quad R_{f_1, f_2}^- = x_{f_1, f_2} - iy_{f_1, f_2}$$

Meghatározva a Pauli-operátorok idő szerinti deriváltjait a mozgásegyenlet segítségével, a $\langle\langle b_g(t) | b_f^+(t') \rangle\rangle$; $\langle\langle b_g^+(t) | b_f^+(t') \rangle\rangle$; $\langle\langle b_g(t) | b_f(t') \rangle\rangle$; $\langle\langle b_g^+(t) | b_f(t') \rangle\rangle$

Green-függvényekre felírhatjuk az egyenleteket, melyekben, természetesen más, több operátort tartalmazó Green-függvények is fellépnek.

Ekkor ugyanazzal a módszerrel, mint amelyet a [3] és [5] dolgozatban alkalmaztunk, - vagyis az alacsonyabbrendű Green-függvényekre felírt egyenletben szereplő magasabbrendű /több operátort tartalmazó/ Green-függvényeket részben alacsonyabbrendű Green-függvényekre visszavezetjük, a fennmaradó magasabbrendű Green-függvényeket pedig elhanyagoljuk, - lehet a fent kapott összefonódó egyenleteket szétválasztani.

Ekkor, a

$$G_{gf}^{(1)} = \langle \mu_g(t) | \mu_f^+(t') \rangle ; \quad G_{gf}^{(2)} = \langle \mu_g^+(t) | \mu_f^+(t') \rangle ;$$

$$G_{gf}^{(3)} = \langle \mu_g(t) | \mu_f(t') \rangle ; \quad G_{gf}^{(4)} = \langle \mu_g^+(t) | \mu_f(t') \rangle$$

új Green-függvényekre az alábbi egyenletrendszert nyerjük:

$$i\dot{G}_{gf}^{(1)} = \alpha_{11} G_{gf}^{(1)} + \alpha_{12} G_{gf}^{(2)} - \sum_{(p)} \alpha_{13}(gp) G_{pf}^{(1)} - \sum_{(p)} \alpha_{14}(gp) G_{pf}^{(2)} + i\delta(t-t') \delta_{fg} \delta$$

$$i\dot{G}_{gf}^{(2)} = -\alpha_{12}^* G_{gf}^{(1)} - \alpha_{11}^* G_{gf}^{(2)} + \sum_{(p)} \alpha_{14}^*(gp) G_{pf}^{(1)} + \sum_{(p)} \alpha_{13}^*(gp) G_{pf}^{(2)} \quad /5/$$

$$i\dot{G}_{gf}^{(3)} = \alpha_{11} G_{gf}^{(3)} + \alpha_{12} G_{gf}^{(4)} - \sum_{(p)} \alpha_{13}(gp) G_{pf}^{(3)} - \sum_{(p)} \alpha_{14}(gp) G_{pf}^{(4)} \quad /6/$$

$$i\dot{G}_{gf}^{(4)} = -\alpha_{12}^* G_{gf}^{(3)} - \alpha_{11}^* G_{gf}^{(4)} + \sum_{(p)} \alpha_{14}^*(gp) G_{pf}^{(3)} + \sum_{(p)} \alpha_{13}^*(gp) G_{pf}^{(4)} - i\delta(t-t') \delta_{fg} \delta$$

ahol

$$\alpha_{11} = 2 \{ \mu \mathcal{K} + \delta J_1(0) + \beta [2\beta^* J_2(0) + \mu^2 P^*(0)] + \mu^2 \beta^* [(\delta+1)P(0) + \beta^* Q(0)] \}$$

$$\alpha_{12} = 2\beta \{ 2J_2(0)\beta + \mu^2 [\delta P(0) + \beta^* Q(0)] \}$$

$$\alpha_{13}(gp) = 2 \{ \delta J_2(gp) + 2\beta^* \beta J_1(gp) - \mu^2 [\delta \beta^* P(gp) - \beta P^*(gp)] \}$$

$$\alpha_{14}(gp) = \{ \delta \mu^2 Q(gp) + 2\beta [2\beta J_1(gp) - \mu^2 (\delta+1)P(gp)] \}$$

Az így nyert egyenletrendszer teljesen analóg alakú a [3] és [5] dolgozatban nyert egyenletrendszerrel, ezért azonnal felírhatjuk a mágnesezettség δ , valamint β és β^* meghatározására szolgáló egyenleteket:

$$\frac{1}{2} = \frac{\delta}{2} \frac{v}{(2\pi)^3} \int \frac{A_k}{E_k} \operatorname{cth} \frac{E_k}{2\vartheta} d\vec{k} + (\operatorname{Re} \beta)^2 + (\operatorname{Im} \beta)^2 \quad /7/$$

$$(\operatorname{Re} \beta)^2 - (\operatorname{Im} \beta)^2 = \frac{\delta}{2} \frac{v}{(2\pi)^3} \int \frac{\operatorname{Re} B_k^{(1)}}{E_k} \operatorname{cth} \frac{E_k}{2\vartheta} d\vec{k} \quad /8/$$

$$2(\operatorname{Re} \beta)(\operatorname{Im} \beta) = \frac{\delta}{2} \frac{v}{(2\pi)^3} \int \frac{\operatorname{Im} B_k^{(1)}}{E_k} \operatorname{cth} \frac{E_k}{2\vartheta} d\vec{k} \quad /9/$$

ahol

$$A_k = \frac{1}{2} \{A_k^{(1)} + A_k^{(2)}\}; \quad A_k^{(1)} = \alpha_{11} - \alpha_{13}(k) \quad A_k^{(2)} = A_k^{*(1)}$$

$$B_k^{(1)} = \alpha_{12} - \alpha_{14}(k); \quad B_k^{(2)} = B_k^{*(1)}$$

$$E_k = \{A_k^2 - B_k^{(1)} B_k^{(2)}\}^{1/2}$$

A [7] és [9] egyenleteket iterációval oldhatjuk meg. Mint első iteráció, feltételezzük, hogy $\beta_0 = \beta_0^* = 0$.

Ebben a közelítésben a következő egyenletet kapjuk a mágneszettség meghatározására:

$$\frac{1}{\delta} = \frac{v}{(2\pi)^3} \int \frac{A_k^{(0)}}{E_k^{(0)}} \operatorname{cth} \frac{E_k^{(0)}}{2\vartheta} d\vec{k} \approx$$

$$\approx \frac{v}{(2\pi)^3} \int \left\{ 1 + \frac{1}{8} \delta^2 \mu^4 \frac{Q_k^* Q_k}{[\mu\mathcal{K} + \delta(J_1(0) - J_2(k))]^2} + \dots \right\} \operatorname{cth} \frac{E_k^{(0)}}{2\vartheta} d\vec{k} \quad /10/$$

$$E_k^{(0)} = 2 \{ \mu\mathcal{K} + \delta [J_1(0) - J_2(k)] \} \left\{ 1 - \frac{\delta^2 \mu^4}{4} \frac{Q_k^* Q_k}{[\mu\mathcal{K} + \delta (J_1(0) - J_2(k))]^2} \right\}^{1/2} \quad /11/$$

Meg kell jegyezni, hogy a [10] és [11] kifejezések jobboldalán $\delta = 1$ esetében az általunk nyert eredmények, mint azt várni lehetett, átmennek az [1] dolgozat eredményeibe és amennyiben a dipol-dipol kölcsönhatást leíró tagokat elhanyagoljuk, megkapjuk a [3] dolgozatban az izotrop ferromágneses anyagra kapott kifejezést.

Megjegyezzük továbbá, hogy a /10/ képlet tetszés szerinti hőmérsékletre és külső terekre érvényes.

A szerző köszönetét fejezi ki Sz.V.Tyablikov elvtársnak, a fizikai és matematikai tudományok doktorának, jelen dolgozat megvitatásáért.

I r o d a l o m

- [1] Holstein, T., Primakoff, H., Phys. Rev. 58, 1098 /1940/
- [2] Боголюбов, Н.Н., Тябликов, С.В., ДАН. СССР 126, 53 /1959/
- [3] Пу Фу-чо, Тябликов, С.В., Шиклош Т, Acta Phys. Hung. 11, 323 /1960/
- [4] Akhiezer, A., J. of Phys. of USSR, 10, 217 /1946/
- [5] Тябликов, С.В., Шиклош, Т., Acta Phys. Hung. 12, 35 /1960/

Érkezett 1961. november 8.

KFKI Közlemények 9.évf. 5-6.sz. 1961.

U-235 HASADÁSÁNÁL KELETKEZŐ GAMMA-SUGÁRZÁS IDŐBELI ELOSZLÁSÁNAK VIZSGÁLATA

Irta: Dési Sándor, Lajtai Albert és Nagy László

Összefoglalás

Megmértük az U-235 hasadásánál keletkező, illetve a hasadási termékek által kibocsátott gamma-sugárzás időbeli eloszlását néhány $m\mu\text{sec}$ -ig, nagy felbontóképességű idő-amplitudó konverter alkalmazásával. A gamma-sugárzás időbeli eloszlása a sugárzás energiájától függően változott, mégpedig kisebb energiák esetén a hasadás pillanatához képest nagyobb időkéésések adódtak.

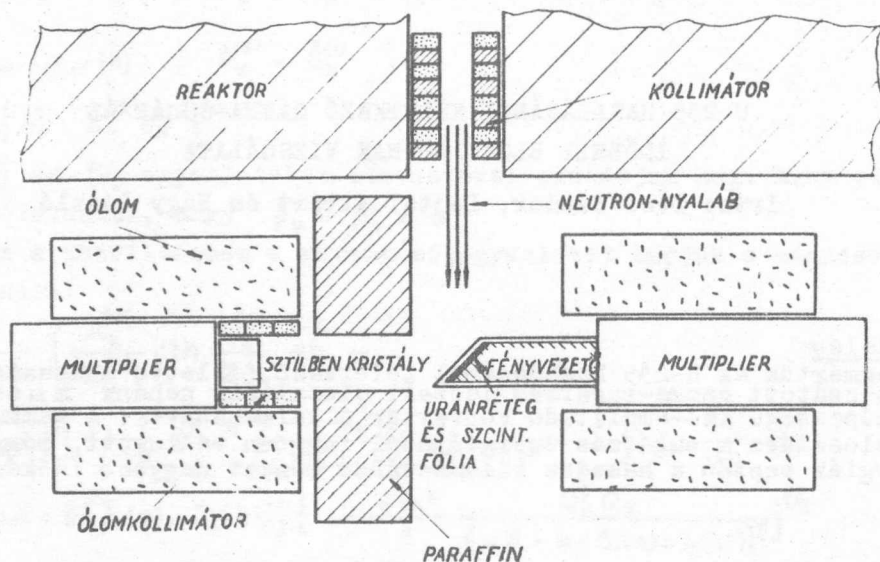
Bevezetés

Szkljarevszkij és munkatársai [1] megvizsgálták az U-235 hasadásánál keletkező gamma-sugárzás energiaspektrumát 20-250 keV energiatartományban. Mérésüknél alkalmazott berendezés alkalmas volt arra, hogy közvetve, geometriai megfontolások alapján következtetést vonjanak le a hasadási termékek gamma-kibocsátással kapcsolatos gerjesztettségének átlagos élettartamára vonatkozólag. Ezt 0,5 és 2,5 $m\mu\text{sec}$ között lévőnek találták.

Méréseinkben az U-235 lassu neutronokra történő hasadásánál keletkező gamma-sugárzás időbeli eloszlását kb. 25 keV-os energiától felfelé terjedő energiatartományban vizsgáltuk, közvetlen módszerrel, szcintillációs gamma- és hasadvány-detektor segítségével.

A berendezés ismertetése

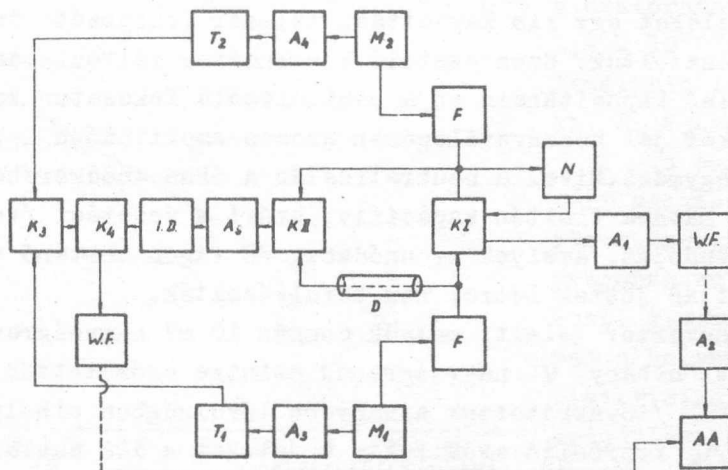
A mérési berendezés sémája az 1. ábrán látható. A reaktor vízszintes csatornájából jövő 25 mm átmérőjű kollimált neutronnyaláb egy uránrétegre esett. Ezt az uránréteget két detektor "nézte". Az egyik detektor a hasadásnál keletkező hasadási termékeket, a másik detektor a hasadásnál keletkező gamma-sugarakat detektálta. A hasadási termékek detektorát, mely a hasadás pillanatát jelezte, közvetlenül az uránrétegre, a gamma-detektort az uránrétegtől 20 cm távolságra, a neutronnyalábra merőleges irányban helyeztük el. A két detektor jelei közötti időkülönbséget egy idő-amplitudó konverter segítségével az időkülönbséggel arányos amplitudóju impulzussá alakítottuk. Az így kapott impulzusokat 128 csatornás amplitudó analízátorral vizsgáltuk.



I. ábra
Mérési elrendezés

Az urántarget egy vékony alumínium lapra elektrolizissal felvitt U-235-ben 35 %-ra dúsított, 2 mg/cm^2 vastag uránoxid réteg volt. A hasadási termékek detektoraként egy 18μ vastagságú pasztik szcintillációs fólia szolgált [2, 3]. Ilyen vastagságú fólia a gamma-sugarakra és gyors neutronokra igen kevésbé érzékeny. A fólia szcintillációs impulzusait egy 25 mm átmérőjű 10 cm hosszú plexi fényvezetővel vittük a multipliere, hogy a multiplifier ne legyen közvetlenül a reaktor csatornájának sugárnyalábjában. A gamma-detektor egy 30 mm átmérőjű és 20 mm vastagságú sztilben egykristály volt. Mindkét multiplifier 6810-A típusu. A multiplifier fotokatódjának csak a belső 25, illetve 30 mm átmérőjű részét használtuk az időszórás csökkentése céljából.

A multiplierek anódról levett jeleit μsec -os idő-amplitudó konverterre vittük. Az alkalmazott konverter típus működési elvét tekintve hasonló Garg által készített berendezéshez, és annak módosításaként tekinthető. Itt csak a módosított részekre térünk ki, a berendezés részleteit illetően utalunk az említett szerző közleményére [4].



2. ábra
A berendezés blokk-sémája

A berendezés blokk-sémáját a 2. ábra mutatja. A konverterként / κ -I/ használt 6BN6 cső előtt D3a típusú csövet tartalmazó fázisfordító és négyszögjel formáló fokozatot alkalmaztunk /F/. Méréseink szerint az alkalmazott plastik szcintillátor esetén a 6810-A típusú multiplierek anódáram impulzusának időtartama 15 m μ sec körül van. Mivel az általunk mérni kívánt idők ennél rövidebbek, a hasadási termékeket detektáló multiplier jeleit közvetlenül, jelnyújtás és katód-follower alkalmazása nélkül használtuk fel. Ennek fontos következménye, hogy a hasadási detektort és a fényvezetőt érő intenzív gamma- és gyorsneutron-sugárzás kis amplitudójú impulzusai összerakódásának zavaró effektusa lényegesen kisebb, mint jelnyújtás esetén. A gamma-detektor oldalon, ahol a háttérimpulzusok száma lényegesen kisebb, jelnyújtást alkalmaztunk. Az F formáló fokozatok 8 m μ sec szélességű négyszögjeleket adnak és így az analizált időintervallum is ennek megfelelően kb. ugyanennyi.

Ilyen rövid jelek esetén a 6BN6 cső anódján megjelenő hasznos /koincidencia/ impulzusok amplitudójával már összemérhető az az impulzus, amely a cső anód-rács kapacitásán keresztül akkor is kialakul, ha csak a harmadik rácsára jut négyszögjel. Ezek az impulzusok jelentős alapszinteltolódást jelentenének és kiküszöbölésére a konvertercső harmadik rácsa és anódja közé egy neutralizáló fokozatot /N/ helyeztünk el, melyet az F-ről vezérel-

tünk. Az N anódköréből a bemenő jellel ellentétes fázisu, de nagyjából azonos alakú jeleket egy kis kapacitású trimmer kondenzátoron keresztül a 6BN6 anódjára csatoltuk. Ezen csatoló kondenzátor változtatásával elérhető, hogy a 6BN6 belső kapacitásain és a neutralizáló fokozaton keresztül a 6BN6 anódjára jutó két jel hozzávetőlegesen azonos amplitudójú legyen, és ezáltal közömbösítse egymást. Mivel a neutralizálás a 6BN6 anódkörében nem okoz vezetési áramot, hatása tisztán kapacitív, ezért a vezetési /koincidencia/ impulzusok amplitudóját, amelyek az anódköri RC tagon történő vezetési áram integrálódás útján jöttek létre, nem befolyásolták.

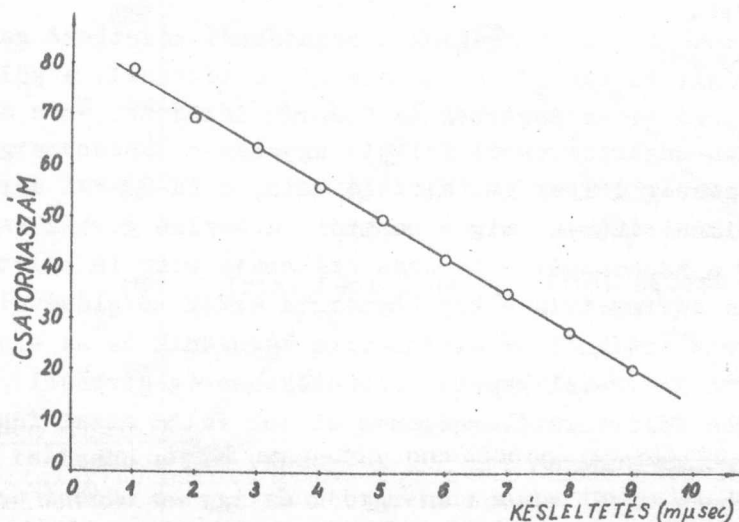
A KI konverter jeleit, melyek csupán 10 mV nagyságrendűek, előbb az A_1 előerősítővel néhány V nagyságrendű szintre erősítettük, utána white-followeren / W.F. / továbbítottuk a nagyobb távolságban elhelyezett A_2 főerősítőig. Az A_2 főerősítő erősítette a jeleket a 128 csatornás amplitudó analízátor számára megfelelő szintre.

A véletlen események számának a felére való csökkentésére szolgált a KII jelű; a KI-gyel teljesen azonos felépítésű második konverter, melynek egyik csatornájában egy fix időkésést / D / iktattunk közbe, míg a másik csatorna a KI-gyel azonos időben kapta a jelet. A KII után alkalmazott erősítő / A_5 / és integrális diszkriminátor / ID / segítségével elérhető volt, hogy az ID diszkriminátor csak akkor adott ki kapuzó jelet a K_4 lassu koincidencia egyik bemenetére, ha az M_2 detektor jele az M_1 detektor jele után következett, fordított esetben nem.

A berendezés amplitudó, illetve energiaérzékenységének beállítására a két multiplier egy-egy dinódájáról levett kvázigyors jelek szolgáltak, melyeket változtatható erősítési tényezőjű gyors erősítők / A_3 , illetve A_4 / után szekunder emissziós csővel működő gyors jelformáló triggerekre / T_1 , illetve T_2 / vettünk. A triggererek után kapcsolt K_3 kvázi-gyors koincidencia kimenő jele szolgáltatta a K_4 koincidencia második csatornájának bemenő jelét. A K_4 kimenő jele kapuzta az amplitudó analízátort.

A berendezés hitelesítése

A mérőberendezés idő-amplitudó hitelesítését Na-22 gamma-sugárforrás és késleltető kábelek segítségével végeztük. A hitelesítés során mindkét detektor azonos méretű sztilben kristály volt, a Na-22 forrástól egyenlő távolságra elhelyezve. Az M_2 detektort és a konvertert összekötő kábelbe további, adott hosszúságú, illetve késleltetésű kábelt iktatva, felvettük a berendezés felbontási görbéit. Meghatároztuk a különböző hosszúságú késleltetések esetére a csucsnak megfelelő csatornaszámot és ezt ábrázolva, megkaptuk a konverter idő-amplitudó hitelesítési görbéjét /3. ábra/. Látható a



3. ábra

A konverter idő-amplitudó hitelesítési görbéje

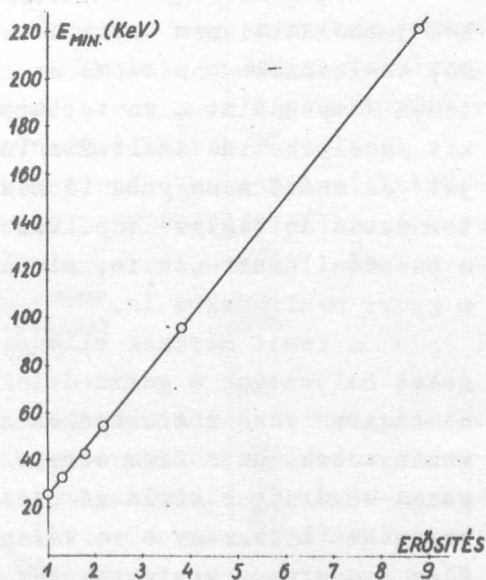
nek megállapítását. Ezt a következőképpen végeztük el.

A K_3 koincidenciára kapcsolt M_1 és M_2 detektorokkal Na-22 sugárforrás kb. 500 keV energiájú annihilációs gamma-sugárzását detektáltuk. Ezenközben lecsökkentettük az M_2 multiplier tápfeszültségét a mérésnél használt értékről egészen addig, míg - az A_4 adott erősítése mellett - a T_2 trigger éppen beindult és működte a K_3 koincidenciát. A multiplier tápfeszültség-erősítési tényező görbéjéből megállapítottuk a multiplier erősítését az eredeti, valamint a csökkentett tápfeszültség érték mellett. Ezen adatok ismeretében az A_4 különböző erősítéséhez tartozó küszöbenergia értékek, vagyis a kalibrációs görbe meghatározhatók /4. ábra/.

A fenti energiaérzékenységi küszöb megállapításának helyességét egy hordozható röntgen készülékkel ellenőriztük. A röntgenkészülékkel, mint sugárforrással meghatároztuk a gamma detektor küszöbenergia érzékenységét 50 keV-ig. A két különböző módon meghatározott küszöbenergia érzékenységet azonosnak találtuk.

berendezés linearitása; a csatornaszélesség $1,4 \cdot 10^{-10}$ sec és az analizálható időintervallum kb. 8 m μ sec.

A berendezéssel mért gamma-sugárzás alsó küszöbenergia értékét lényegében az M_2 detektor kvázi-gyors /dinóda/ágában elhelyezett energia diszkrimináló egység/ T_2 / beindulási szintje szabja meg. Ennek a szintnek valamely hiteles gamma-energiához történő kalibrálása jelenti a berendezés energiaérzékenysége-



4. ábra

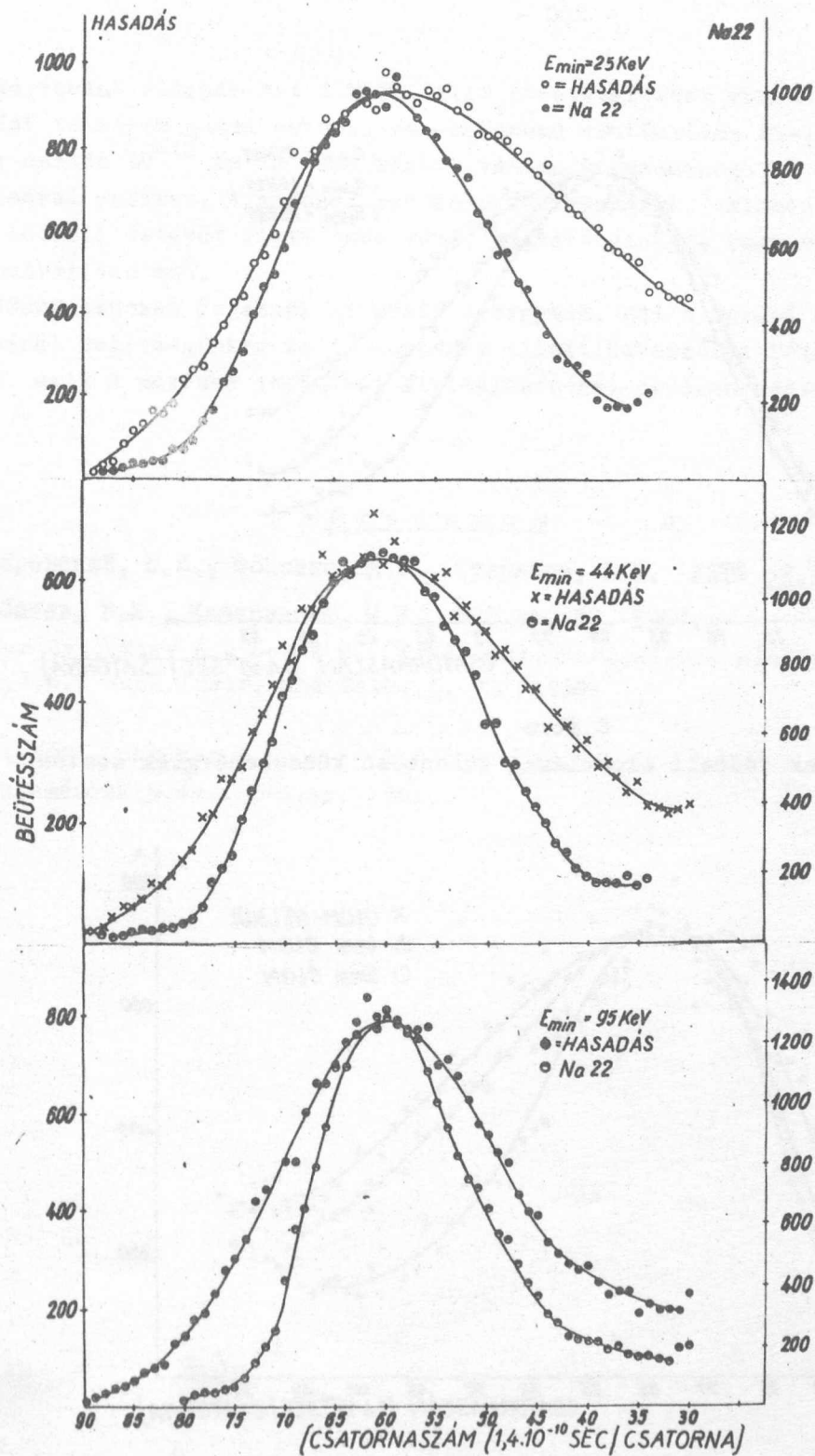
A berendezés küszöbenergia kalibrációs görbéje

Mérési eredmények

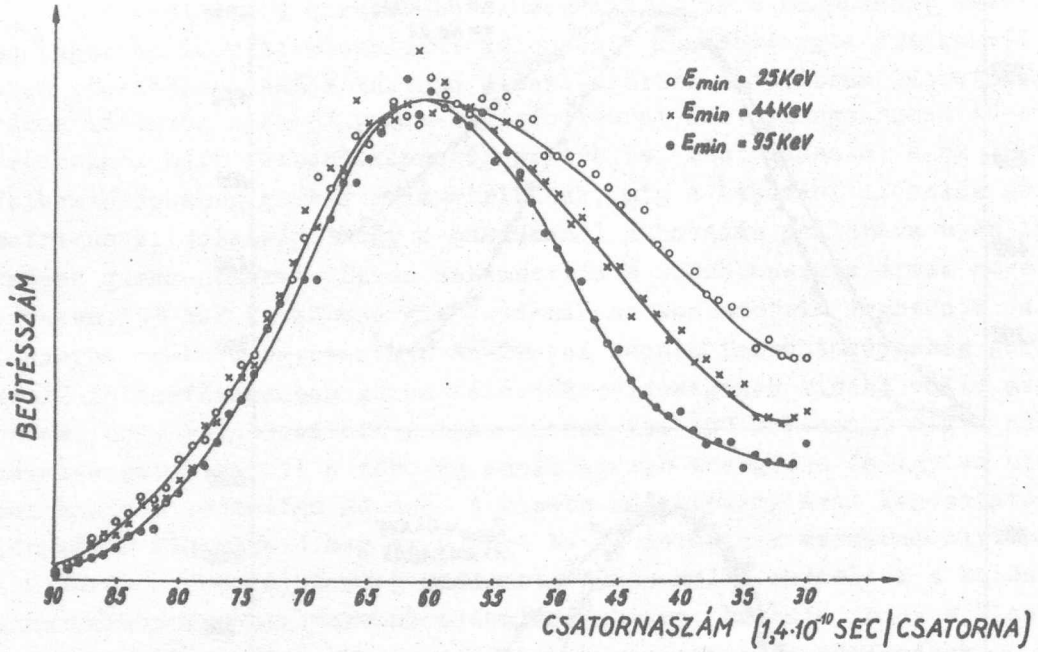
A fent leírt berendezéssel megvizsgáltuk a hasadásnál keletkező gamma-sugárzás időbeli eloszlását különböző küszöbenergia értékeknél. A különböző küszöbenergiákhoz tartozó eloszlásgörbék az 5. ábrán láthatók. Ezen ábrákon láthatók a Na-22 gamma-sugárforrással felvett ugyanezen küszöbenergia értékeknél mért felbontóképesség görbék is. Mint látható, a Na-22-vel mért felbontóképesség görbék szimmetrikusak, míg a hasadási eloszlás görbék aszimmetrikusak, jelezvén, hogy a hasadásnál a hasadás pillanata után is keletkeznek gamma-sugarak. Ez az aszimmetria a küszöbenergia érték növelésével csökken. 95 keV küszöbenergia értéknél az aszimmetria megszűnik és az eloszlásgörbe csaknem egybeesik a Na-22-vel kapott felbontóképesség görbével. /A Na-22 felbontóképesség görbe félértékszélességének kisebb volta azzal függ össze, hogy a kibocsátott gamma-sugarak kb. 500 keV-osak, míg a hasadási gamma-sugarak között a többség ennél kisebb energiájú és így ez utóbbi esetben nagyobb időszórás adódik. A kisebb küszöbenergiával kapcsolatos nagyobb időszórás figyelhető meg az 5. ábra Na-22 görbéinek összehasonlításánál is. /A 6. ábrán a szemléletesség kedvéért egymás mellé rajzoltuk a különböző energiaérzékenységekhez tartozó eloszlásgörbéket. Látható, hogy a kisebb küszöbenergia felé haladva az eloszlásgörbék aszimmetriái növekednek.

Meg kell jegyezni, hogy az eloszlásgörbék és a felbontóképesség görbék jobboldalai nem tartanak konstans értékekhez, hanem egy minimum után ismét emelkednek. Ennek oka az, hogy a neutralizáló fokozat nem képes tökéletesen kompenzálni a konvertercső g_3 -anód kapacitásán átjutó "egyes" jeleket /amelyeket az analizált intervallumon belül nem kísért a g_1 -re jutó jel/ és ezért a nagyobb időkéséshez tartozó /kis amplitudót regisztráló/csatornákban az "egyes" impulzusok is beszámolódtak. Ehhez hozzájárulást adtak a hasadási neutronok is, mivel az általunk használt gamma-detektor érzékeny a gyors neutronokra is.

A fenti mérések ellenőrzéseként rendre 1, 3 és 5 mm vastag ólom lemezeket helyeztünk a gamma-detektor elé. Ilyenkor a hasadásnál keletkező gamma-sugarak ezen abszorbenseken áthaladva az ólom vastagságának megfelelően keményedtek. Ezen ólom abszorbensekkel is felvettük a hasadásnál keletkező gamma-sugárzás eloszlásgörbéit, amikor is az elektronikus gamma energia-érzékenységet a legnagyobbra választottuk /7. ábra/. Mint az ábrából kitűnik, az ólom abszorbens vastagságának növekedésével az eloszlásgörbék aszimmetriája csökken. /Megjegyezzük, hogy a 3 és 5 mm-es ólom abszorbenseknél a gamma-sugárzás eloszlásgörbéi csaknem megegyeznek, ezért csak az 5 mm-es ólom abszorbenssel mért eloszlásgörbét ábrázoltuk./

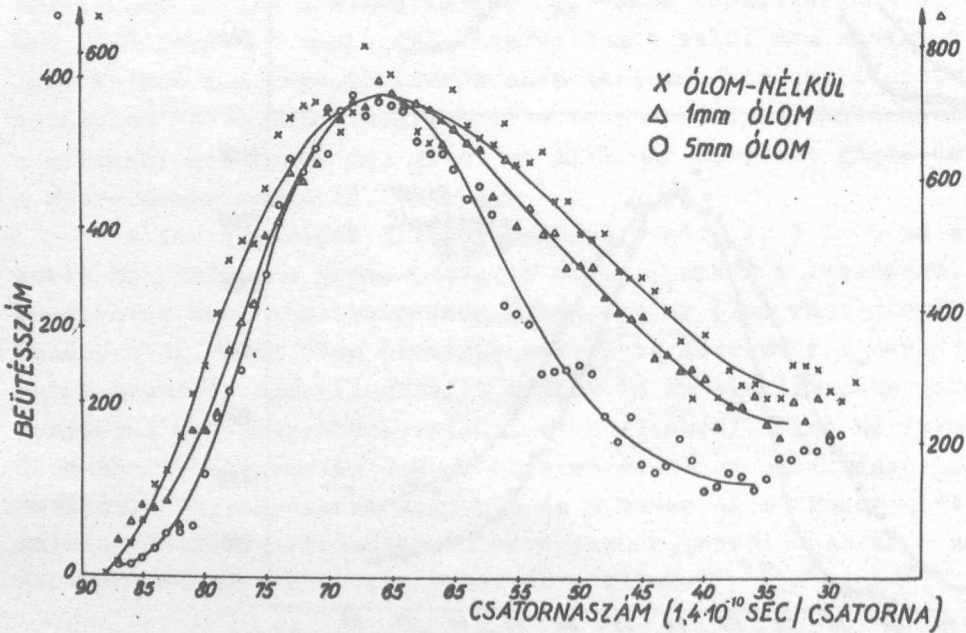


5. ábra
Hasadási gamma-sugarak eloszlási görbéi és a Na-22 gamma-sugaraival mért felbontóképeséggörbék különböző küszöbenergiák esetén.



6. ábra

Hasadási gamma-sugarak időbeli eloszlásai különböző küszöbenergiák esetén



7. ábra

Hasadási gamma-sugarak időbeli eloszlásgörbéi különböző vastagságú ólom abszorbensek esetén

Méréseink alapján azt a kvalitatív következtetést vonhatjuk le, hogy a hasadási termékek gamma-emisszióra vonatkozó élettartama 25-100 keV gamma energiák esetén 10^{-10} és 10^{-9} sec között van és a gamma-sugarak energiájának növekedésével csökken. A szóbanforgó energiatartományt, valamint az aszimmetriák időbeli értékét figyelembe véve, legvalószínűbb, hogy mágneses dipólátmenetről van szó.

Köszönetünket fejezzük ki Graff Györgynek, aki a mérési eredmények taglalásánál segítségünkre volt. Köszönet illeti Udvarhelyi Pált és Fekete Györgyöt, akik a mérések technikai kivitelezésénél tevékenykedtek.

I r o d a l o m

- [1] Скляревский, В.В., Фоменко, Д.Е., Степанов, Е.П. ЖЭТФ 32, 256, 1957.
- [2] Горбачев, В.М., Казаринова, М.И., ПТЭ №4, 20, 1957.
- [3] Binder Gy., Nagy Á., Seres Z., KFKI Közl. /megjelenés alatt/
- [4] Garg, J.B., Nucl. Instr. and Meth. 6, 72 /1960/

Érkezett 1961. október 3.

KFKI Közlemények 9.évf. 5-6.sz. 1961.

ÖSSZETETT AMPLITUDÓSPEKTRUMOK STATISZTIKUS KIÉRTÉKELÉSÉRŐL

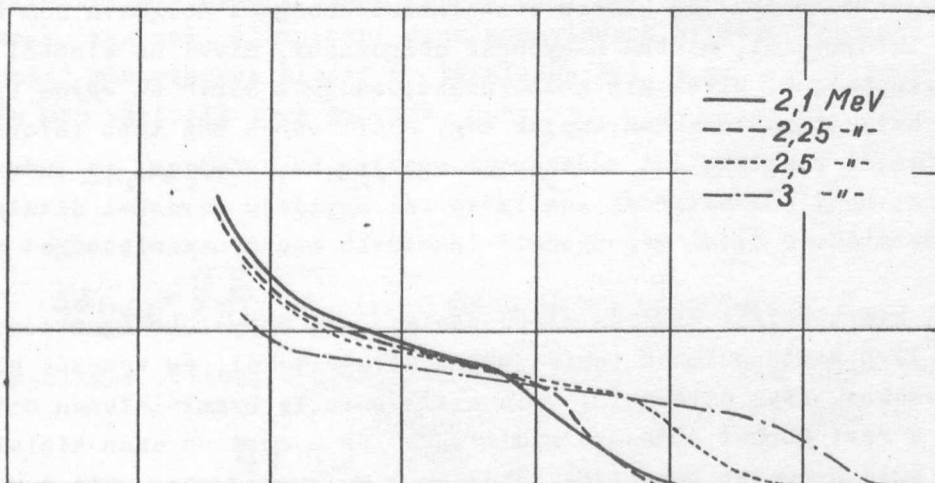
Irta: Ádám András, Quittner Pál és Zentai Mihály

Összefoglalás

Olyan összetett amplitudóspektrumoknál, melyekben a spektrumnak valamilyen jellegzetes helye, pl. csúcsa vagy törése van, előfordulhat, hogy ezek jelenlétét csak az egymás melletti pontok figyelembe vételével a statisztikus hiba miatt nem tudjuk megállapítani. Az alábbiakban egy módszert mutatunk be, melynek alapján több szomszédos csatornában lévő beütésszámból megfelelően képzett mennyiségek segítségével ezeket a jellegzetes helyeket jobban megtalálhatjuk. Egy gyorsneutron spektroszkópiai problémánál konkrétan megvizsgáljuk a módszer alkalmazását.

Bevezetés

Monoenergiás neutronok protonvisszalökéses ionizációs kamrában energiájuktól függően az 1. ábrán látható kísérletig mért amplitudóspektrumokat hozták létre [1]. Több diszkrét energiából álló neutroncsoport által létrehozott amplitudóspektrum ezek szuperpozíciója lesz. Mindegyik monoenergiás spektrum jellegzetessége, hogy egy lankás egyenes szakasz után egy meredekebb szakasszal ér véget. Monoenergiás neutronokkal végzett szórás-kísérleteknél a neutronok rugalmatlan ütközéssel különböző nivókat gerjeszthetnek. A szórt neutronnyalámban az egyes nivóknak megfelelően különböző monoenergiás csoportok jelennek meg. A neutroncsoportok energiájának és ebből az



1. ábra

energianívok helyének megállapításához elegendő az összetett spektrum töréshelyeit meghatározni. Gyakran az egyik energiájú csoport intenzitása többszöröse az összes többinek és ez a mérések kiértékelését megnehezíti. Mivel az össz-beütésszámnak a rendelkezésre álló idő és a neutronforrás intenzitása határt szab, ezért az egyes mérési pontok statisztikus pontossága külön-külön nem mindig elegendő ahhoz, hogy ezekből egyértelműen következtethessünk a töréshelyekre. Az alábbiakban vázolunk egy eljárást, melynek segítségével egy folytonos spektrumnak valamilyen szisztematikus okból adódó jellegzetes helyét /pl. ugrás, csucs, meredekség változás/ megállapíthatjuk.

Az amplitudóspektrum kiértékelésének módja

Sokcsatornás amplitúdó- vagy időanalizátorral mérve, az első feladat a csatornaszélesség helyes megválasztása. Első pillanatra talán azt várhatnánk, hogy van egy optimális csatornaszélesség, aminek az értéke a beütésszámtól függ. Kis csatornaszélességnél ugyanis a statisztikus hiba még igen nagy lehet, míg nagy csatornaszélességnél az egyes csatornában elegendő beütés gyűlik össze, így a statisztikus hiba elegendő kicsivé tehető. Tul nagy csatornaszélességnél azonban az egyes szisztematikus okokból származó különbségek kiátlagolódhatnak, így a spektrumban lévő jellegzetes pontokat már nem tudjuk megkülönböztetni, vagy ha igen, akkor is csak nagyon pontatlanul tudjuk megállapítani a helyüket.

Ez a gondolatmenet azonban teljesen helytelen. Ha ugyanis a több szomszédos csatornában lévő beütésszámot egyszerűen csak összeadjuk és ezt tekintjük beütésszámnak, a több csatorna együttes hosszát pedig csatornaszélességnek, akkor ugyanazt az eredményt kapjuk, mintha nagyobb csatornaszélességgel mérnénk. Így kisebb csatornaszélességgel dolgozva nem kaphatunk kevesebb információt, mintha nagyobbal dolgoznánk, mivel az elsőből a másodikat megkaphatjuk. Mivel kis csatornaszélességgel mérve az egyes ingadozásoknak a helyeit pontosabban kapjuk meg, ezért ebben még több információ van, amit megfelelő kiértékelési módszerrel esetleg hasznosítani is tudunk. Ebből következik, hogy sokcsatornás analizátornál egyidejű mérésnél általában célszerű a berendezés által megengedett legkisebb csatornaszélességet használni.

A kiértékelési eljárás alap gondolata az, hogy több szomszédos csatornában lévő beütésszámnak tekintjük az átlagértékét, és vesszük az egyes beütésszámoknak ezen átlagoktól való eltérését. Ez szemléletesen azt jelenti, hogy a mért görbét először "kisimitjuk" és a mért és ezen kisimitott görbe közti különbségeket tekintjük. Ahol ez a különbség nagy, ott a mért gör-

be menete megváltozik. Mivel azonban az egyes különbségek statisztikus hibája igen nagy, célszerű az eltérésekből olyan mennyiségeket képezni, melyeknek hibája kicsi, de értéke igen erősen változik ott, ahol a spektrum szerkezete /általában a meredeksége/ változik.

A fentiekben vázolt cél érdekében vizsgáljuk meg az alábbi mennyiségeket:

$$A_k = \sum_{\ell=0}^L \delta n_{k+\ell} \delta n_{k-\ell}$$

$$B_k = \sum_{\ell=0}^L \delta' n_{k+\ell} \delta' n_{k-\ell}$$

$$C_k = \sum_{\ell=0}^L \delta'' n_{k+\ell} \delta'' n_{k-\ell}$$

ahol n_k jelenti a k -ik csatornában lévő beütésszámot, \bar{n}_k a szomszédos $2L$ csatorna figyelembe vételével képezett átlagos beütésszámot

$$\bar{n}_k = \frac{1}{2L+1} \sum_{\ell=-L}^L n_{k+\ell}$$

és

$$\delta n_{k+\ell} = n_{k+\ell} - \bar{n}_{k+\ell}$$

$$\delta' n_{k+\ell} = n_{k+\ell} - \bar{n}_k$$

$$\delta'' n_{k+\ell} = n_{k+\ell} - n_{k-\ell}$$

Ha a spektrum meredeksége állandó, akkor A_k , B_k és C_k is egy állandó érték körül ingadozik, ha azonban a meredekség változik, akkor az összegben is igen erősen változik mindenegyik tényező, így A_k , B_k és C_k is ugrásszerűen megváltozik. Természetesen ahhoz, hogy ezt a változást szignifikánsnak mondhassuk, meg kell állapítani ezen mennyiségek hibáit. Jelöljük Δ -val a különböző mennyiségek hibáit és tételzzük fel, hogy n_k Poisson-eloszlást követ és nem változik igen gyorsan, azaz

$$\Delta n_k = \sqrt{n_k} \quad ; \quad n_{k+\ell} \approx n_k \approx \bar{n}_k \quad /-L \leq \ell \leq L/$$

akkor

$$\Delta \delta n_{k+\ell} = \sqrt{\frac{2L}{2L+1} \cdot n_k} \quad ; \quad \Delta \delta' n_{k+\ell} = \sqrt{\frac{2L}{2L+1} \cdot n_k}$$

/itt figyelembe vettük, hogy $n_{k+\ell}$ és $\bar{n}_{k+\ell}$ illetve \bar{n}_k nem függetlenek egymástól/

és

$$\Delta \delta'' n_{k+\ell} = \sqrt{2n_k}$$

amiből

$$\Delta A_k = \left\{ \sum_{\ell=-L}^L \frac{2L}{2L+1} n_k (\delta n_{k+\ell})^2 + \frac{2L}{2L+1} n_k \cdot 3(\delta n_k)^2 \right\}^{1/2}$$

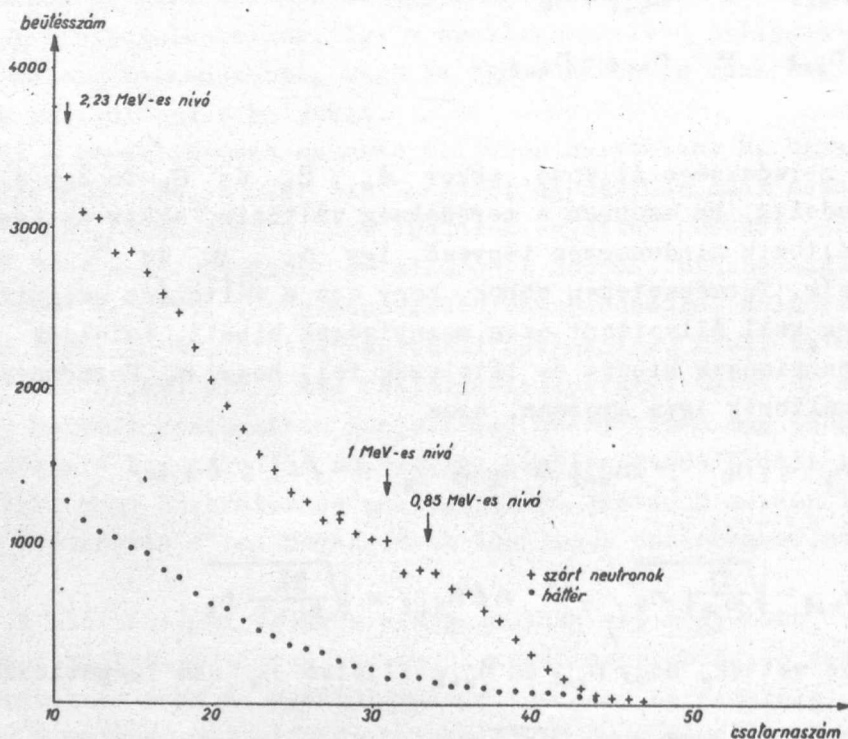
$$\Delta B_k = \left\{ \sum_{\ell=-L}^L \frac{2L}{2L+1} n_k (\delta' n_{k+\ell})^2 + \frac{2L}{2L+1} n_k \cdot 3(\delta' n_k)^2 \right\}^{1/2}$$

$$\Delta C_k = \left\{ 4 n_k \sum_{\ell=-L}^L (\delta'' n_{k+\ell})^2 \right\}^{1/2}$$

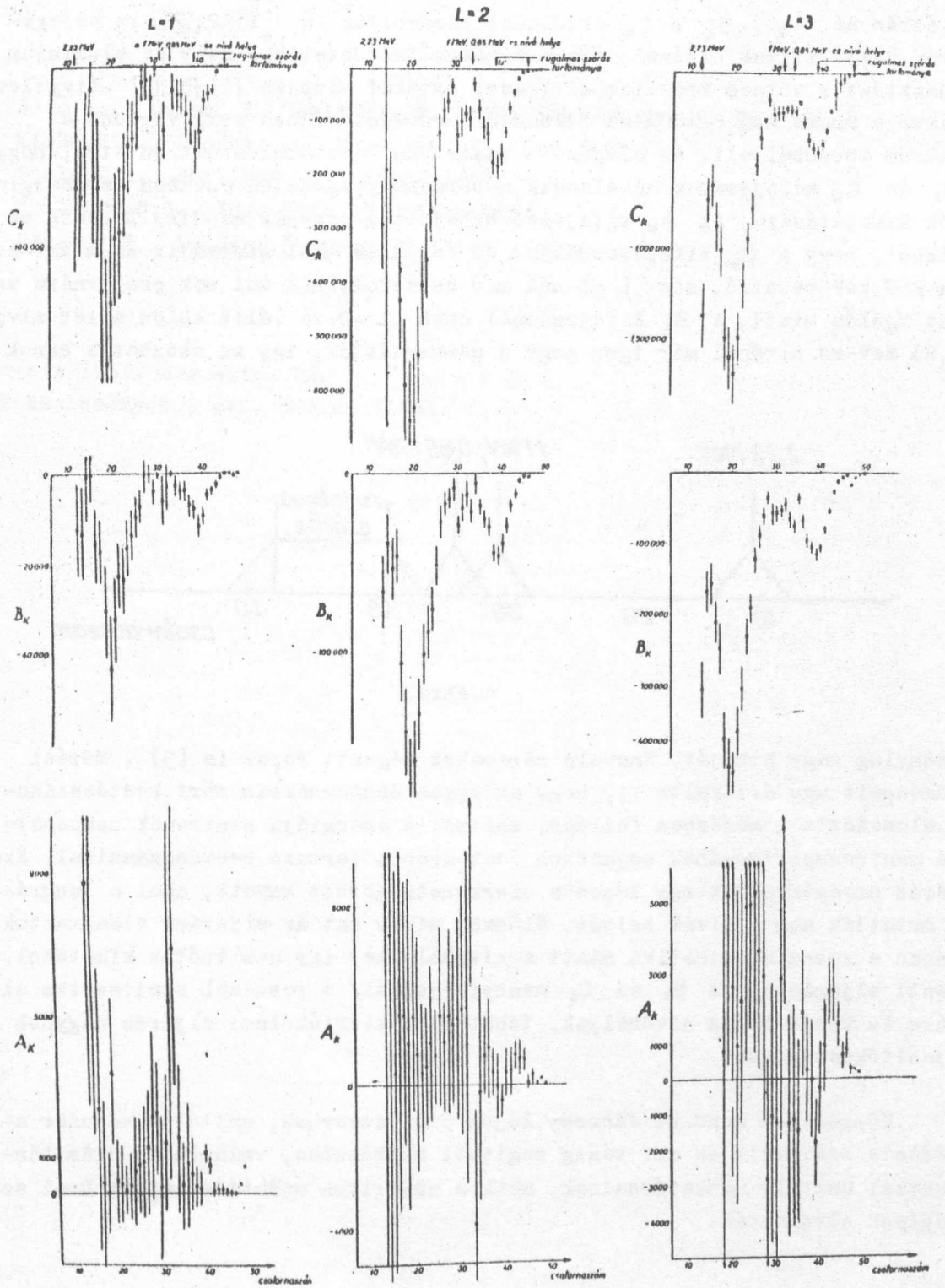
Természetesen az itt felsoroltakon kívül még igen sok hasonló jellegű mennyiséget képezhetünk és a vizsgált probléma dönti mindig el, hogy ezek közül melyik alkalmazható a legeredményesebben.

Összetett neutronspektrum kiértékelése

3 MeV-es neutronoknak alumíniumon való szórásakor a 2. ábrán látható differenciális amplitúdóspektrumot kaptuk. Az ábrán feltüntettük a háttérgörbét is. Mivel azonban a háttér "simán" változik és a neutronok energiájának megállapításához csak a spektrum hirtelen változást helyei szükségesek, ezért a mért értékeket a háttérrel nem kellett korrigálnunk.

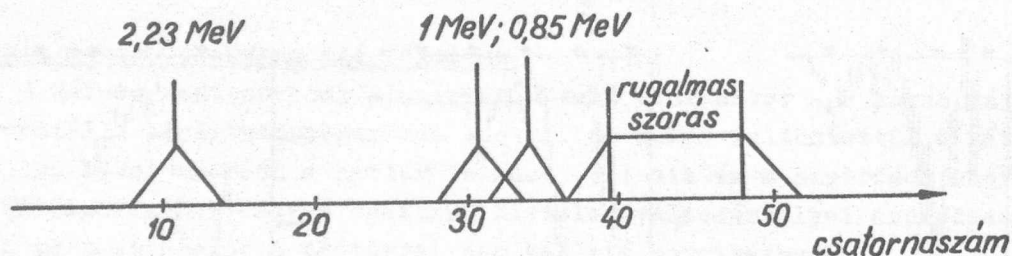


2. ábra



3. ábra

A 3. ábrán az A_k , B_k , C_k értékeket ábrázoltuk $L = 1; 2; 3$ -ra az egyszeres statisztikus hibával, míg a 4. ábrán feltüntettük, hogy az alumínium gerjesztési nivóinek irodalomból ismert értékei alapján [2],[3],[4] -figyelembe véve a kamra kb. 8-10 %-os felbontóképességét - hová kell várnunk a spektrum töréshelyeit. Az elvégzett numerikus kiértékelés azt mutatja, hogy a B_k és C_k kifejezések alkalmasak a töréshelyek, jelen esetben az energianivók kimutatására. Az A_k kifejezés hibája túl nagyra adódik. Látható az ábrákból, hogy a C_k kifejezésnél $L = 1$ és $L = 2$ -nél szétválik az 1 MeV-es és a 850 keV-es nivó, míg $L = 3$ -nál már összefolyik a túl sok csatornára való átlagolás miatt. A B_k kifejezésnél csak $L = 2$ -re válik külön a két nivó. A 2,23 MeV-es nivónál már igen nagy a gamma-háttér, így ez okozhatja ennek



4. ábra

viszonylag nagy hibáját. Hasonló méréseket végzett Popov is [5]. Mérési eredményeit úgy értékelte ki, hogy az egyes csatornában mért beütésszámokat elosztotta a mérésben fellépő, maximális energiájú neutronok monoenergiás neutronspektrumának ugyanazon csatornához tartozó beütésszámaival. Ezen eljárás eredményeként egy lépcsős szerkezetű görbét kapott, ahol a leugrások mutatták meg a nivók helyét. Először mi is ezt az eljárást alkalmaztuk, azonban a rossz statisztika miatt a nivóhelyeket így nem tudtuk kimutatni. A fenti eljárással /a B_k és C_k mennyiségekkel/ a rosszabb statisztika ellenére is kiadódnak a nivóhelyek, tehát ez a kiértékelési eljárás nagyobb teljesítőképességű.

Köszönetet mondunk Jánossy Lajos professzornak, akitől a módszer alapötlete származik és aki végig segített munkánkban, valamint a Számítástechnikai Osztály munkatársainak, akik a numerikus számításokat az Ural számológépen elvégezték.

I r o d a l o m

- [1] Ádám A., Hraskó P., Quittner P., KFKI Közlemények 9, 25 /1961/
- [2] Kiehn, R.M., Coodman, C., Phys.Rev. 95, 989 /1954/
- [3] Poole, M.J., Phil.Mag. 44, 1398 /1953/
- [4] Whitmore, B.G., Phys.Rev. 92, 654 /1953/
- [5] Попов, В.И., Атомная Энергия, Т.3 498 /1957/

Érkezett 1961. augusztus 28.

KFKI Közlemények 9.évf. 5-6.sz. 1961.

FOKUSZÁLÁS PERIÓDIKUSAN VÁLTOZÓ ELEKTROSZTATIKUS TÉRBEN

Irta: Páris Gyula

Összefoglalás

Minőségi leírását adjuk periódikusan váltakozó potenciálu diafragma-sor optikai tulajdonságainak. A formulák kvantitativé akkor érvényesek, ha a diafragmák nyílásának átmérője a közöttük lévő távolságnál kisebb, s $N = V_1/V_2$ nem nagy értékű. A módszer azonban alkalmas tetszőleges azonos periódusokból összetett rendszer vizsgálatára is. A két-tárgytávolság közötti összefüggést, valamint a vonalas nagyítást adjuk meg.

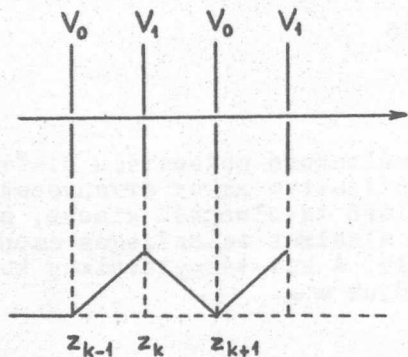
Töltött részecskékből álló hosszú nyalábok fókuszálására előnyösen alkalmazható periódikus mágnestér, vagy periódikus elektrosztatikus tér [1]. Haladó hullámu csöveknél periódikus mágnes alkalmazása szolenoid helyett jelentős súlycsökkenést eredményez. Ennél is jelentősebb a súlycsökkenés, ha periódikus elektrosztatikus teret alkalmazunk a részecskék hosszú uton történő együtttartására. Megfelelő konstrukció esetén a fókuszálás teljesítményt alig igényel, haladó hullámu csövek esetén pedig a fókuszálófeszültséget kettős spirálra vihetjük fel, s ez alapvető feladata mellett ellátja a nyaláb együtttartását is.

A fenti elv alkalmazása jelentős előnyökkel járhat rádiófrekvenciás ionforrásokban. Mint ismeretes, ezekben a kiszivórendszer kettős feladatot lát el, egyrészt részecskenyaláb megformálását végzi, másrészt a gyorsítócső és ionforrás közötti nyomáskülönbség kialakításában vesz részt. Ha kiszivónyílásként tömörfalú hengert alkalmazunk, a két feladat ellátása igen erősen összefügg. Amellett adott átmérőjű és hosszúságú hengeren, melyben a nyaláb mozgását a tértöltés befolyásolja, nem rendelkezvén semmiféle lehetőséggel a nyaláb hengerbeni mozgásának irányítására, nagyon is meghatározott és nehezen változtatható paraméterekkel rendelkező nyaláb vihető át.

Ha most a tömör hengert diafragmákkal helyettesítjük, és az egyes diafragmákra megfelelő feszültséget adunk, a nyaláb mozgása is hatásosan befolyásolható. Jelen cikk célja, hogy legalábbis minőségi jellemzőiben bemutassuk, hogyan viselkedik optikai szempontból a fent leírt rendszer.

Periódikus mozgás vizsgálatához különösen kényelmes eszközként használhatók a matrixszámítás módszerei. E módszerekkel ujabban mind gyakrabban találkozunk a korpuszkulóoptikában is. Egyik leghatásosabb előnyük, hogy nagyszámu, azonos elemekből felépített rendszerek hosszadalmas numerikus vizsgálatát a minimálisra csökkentik.

Vizsgáljunk meg egy egymástól d távolságban elhelyezett diafragma-sort, melyek V_0 és V_1 feszültsége periódikusan ismétlődik. Ha a nyílások átmérője elég kicsiny, a potenciáeloszlás jó közelítéssel lineáris lesz /lásd ábra/. Matrixmódszerrel egy diafragmapár fókuszálását a következő a-



lakban írhatjuk fel [2]. A mozgást teljesen meghatározza a részecske tengelytávolsága (r) és pályájának a z tengellyel bezárt szöge, illetve ennek r' tangense. Ha a pr' és r értékeket keressük a z_k síkokban, felírhatjuk a következő összefüggést / p a részecske impulzusával arányos mennyiség/:

$$\begin{vmatrix} pr' \\ r \end{vmatrix}_k = \begin{vmatrix} AB \\ CD \end{vmatrix} \begin{vmatrix} pr' \\ r \end{vmatrix}_{k-1}, \quad p = \sqrt{2V}$$

/1/

Az

$$\|M\| = \begin{vmatrix} AB \\ CD \end{vmatrix}$$

mátrix csatolómátrixnak nevezhető, amennyiben a két síkban megfigyelhető mozgásjellemzőket csatolja egymáshoz. Két diafragma esetén a rendszer előtt V_0 utána V_1 a potenciál, közöttük pedig a térerősség állandó. A csatolómátrix ez esetben felírható, mint elemi mátrixok szorzata /tengelyközeli mozgásra/:

$$\|M\| = \|M\|_3 \|M\|_2 \|M\|_1$$

ahol $\|M\|_2$ a konstans térerősségű szakasz, $\|M\|_3$ és $\|M\|_1$ pedig a z_2 és z_1 síkokban előálló gradiensugrás hatását reprezentálja.

Értékük

$$\left. \begin{aligned} \|M\|_2 & \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 2 \frac{z_2 - z_1}{p_0 + p_1} & 1 \end{vmatrix} \\ \|M\|_{1,3} & \begin{vmatrix} 1 & -\frac{1}{2} \frac{\Delta V_{1,3}}{p_{1,3}} \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \end{aligned} \right\}$$

/2/

A diafragmapár teljes csatolómátrixa tehát, lineáris potenciáeloszlást /kisátmérőjű nyílásokat/ és paraxiális mozgást feltételezve:

$$\|M\|_{\mathcal{L}} = \left\| \begin{array}{cc} \frac{1}{2} \frac{3\sqrt{N}-1}{\sqrt{N}} ; & -\frac{3}{8} \frac{p_0}{d} \frac{(\sqrt{N}-1)(N-1)}{\sqrt{N}} \\ \frac{2d}{p_0(1+\sqrt{N})} ; & \frac{1}{2} (3 - \sqrt{N}) \end{array} \right\| \quad /3/$$

ahol $N = \frac{V_1}{V_0}$ a feszültségek aránya. Megjegyezzük, hogy a formalizmus eredményeként a mátrixok determinánsa $\det \|M\| = 1$, ami reciprokképzésnél és stabilitási vizsgálatoknál nagyon előnyös lehet, de a hatványozásnál is, mint azt később látni fogjuk.

Ezt az eljárást követve, felírhatjuk a következő szakasznak, vagyis egy lefutó potenciálu szakasznak az $\|M\|_{\mathcal{L}}$ mátrixát is, majd a kettő szorzataként egy teljes periódus mátrixát határozhatjuk meg. A számításokat elvégezve kapjuk a rendszer láncmátrixát:

$$\|M\|_{\mathcal{L}} = \left\| \begin{array}{cc} \frac{8\sqrt{N}-3N-3}{2\sqrt{N}} ; & -\frac{3}{8} \frac{p_0}{d} \frac{(3-\sqrt{N})(\sqrt{N}-1)(N-1)}{\sqrt{N}} \\ 2 \frac{d}{p_0} \frac{3\sqrt{N}-1}{\sqrt{N}+N} ; & \frac{8\sqrt{N}-3N-3}{2\sqrt{N}} \end{array} \right\| \quad /4/$$

Ha a rendszer n diafragmapárból áll / $2n+1$ diafragma esetén/, a csatolómátrix

$$\|M\|_{\mathcal{L}}^n = \left\| \begin{array}{cc} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{array} \right\|^n \quad /5/$$

alakú lesz. Itt $A_{11} = A_{22}$, továbbá

$$\det \|M\| = A_{11}A_{22} - A_{12}A_{21} = 1. \quad /6/$$

Ezzel az eljárással határozhatjuk meg a csatolómátrixot abban az esetben is, ha a potenciáeloszlást nem lehet egyszerű lineáris szakasszal leírni. A valóságos potenciáeloszlást több egyenesből álló poligonnal helyettesíthetjük, s ily módon tetszőleges pontosságot érhetünk el. Más módszer: meghatározhatjuk egy periódus optikai jellemzőit /fokusz távolságait és a fókuszok helyzetét/, s azután kiszámíthatjuk a csatolómátrix elemeit. A láncmátrix ismeretében a következő módon határozhatjuk meg a rendszer együttes viselkedését.

Sylvesternek a mátrixelméletből ismert tételét felhasználva, de matematikai indukció segítségével is bizonyítható, hogy /5/ és /6/ alapján a csatolómatrix

$$\|M\|_{\Lambda}^n = \left\| \begin{array}{cc} \text{cha} & ; \quad z_0 \text{shan} \\ \frac{\text{shan}}{z_0} & ; \quad \text{cha} \end{array} \right\| \quad /7/$$

ahol

$$\text{cha} = A_{11} \quad , \quad z_0 = \sqrt{\frac{A_{12}}{A_{21}}} \quad /8/$$

továbbá, ha kívánt r és r' értékekhez keresünk bemenő paramétereket

$$\left\| \begin{array}{c} pr' \\ r \end{array} \right\|_0 = \|M\|_{\Lambda}^{-n} \left\| \begin{array}{c} pr' \\ r \end{array} \right\|_n \quad /7'/$$

mivel /7/ negatív egész kitevők értékeire is érvényes. A mátrixelemekben szereplő mennyiségek adott esetben a következő értéket veszik fel:

$$\left. \begin{array}{l} \text{cha} = \frac{8\sqrt{N} - 3N - 3}{2\sqrt{N}} \\ z_0 = \frac{\sqrt{3}}{4} i \frac{p_0}{d} (N-1) \sqrt{\frac{3-\sqrt{N}}{3\sqrt{N}-1}} \end{array} \right\} \quad /8'/$$

Ha $\text{cha} = 1$, akkor α értéke tiszta imaginárius szám.

Ekkor $\alpha = ib$, $\text{ch}ib = \cos b$, továbbá $\text{sh}ib = -i \sin b$, s ezek alapján a csatolómatrix:

$$\|M\|_{\Lambda}^n = \left\| \begin{array}{cc} \cos bn & ; \quad -z_0 \frac{\sin bn}{i} \\ -\frac{\sin bn}{iz_0} & ; \quad \cos bn \end{array} \right\| \quad /9/$$

Mivel z_0 is tiszta imaginárius, a mátrixelemek valós értékűek.

Ha T a diafragmasor tárgyoldali végétől számított tárgytávolság,

K pedig a képoldali végétől számított képtávolság, felírhatjuk a következő összefüggést:

$$\frac{K}{d} = - \frac{\frac{T}{d} + \frac{1}{\frac{d}{p_0} i} \text{tg nb}}{1 - \frac{T}{d} \frac{d}{p_0} \frac{z_0}{i} \text{tg nb}} \quad /10/$$

ahol /8'/ alapján

$$\left. \begin{aligned} b &= \arccos \frac{8\sqrt{N}-3N-3}{2\sqrt{N}} \\ \frac{d}{p_0} \frac{z_0}{i} &= \frac{\sqrt{3}}{4} (N-1) \sqrt{\frac{3-\sqrt{N}}{3\sqrt{N}-1}} \end{aligned} \right\} /8'/$$

a rendszer nagyítása

$$M = \frac{1}{\cos nb \left(1 - \frac{T}{d} \frac{d}{p_0} \frac{z_0}{i} \operatorname{tg} nb \right)} \quad /11/$$

Bár [3] számításai hengeres elektródák terére vonatkoznak, a közölt ábra jellegével /10/ teljesen megegyezik, azonos paraméterek mellett numerikusan is közeli értékeket kaptunk. A számítások gyakorlati felhasználására a későbbiek során visszatérünk.

I r o d a l o m

- [1] Pierce, J.R., Theory and Design of Electron Beams, Van Nortrand Company, 1954. 11. fejezet
- [2] Sturrock, P.A., Static and Dinamic Electron Optics, Cambridge University Press, 1955.
- [3] Dähnick, W., Neuert, H., Timm, U., Z.Naturforschg. 10a, 603-605 /1955/

Érkezett, 1961. október 2.

KFKI Közlemények 9. évf. 5 - 6.sz. 1961.

AMPLITUDÓOSZTÁSSAL ELŐÁLLITOTT HULLÁMVONULATSOROZATOK
KÖZÖTTI INTERFERENCIÁK

Irtta: Bakos József, Kántor Károly és Náray Zsolt

Összefoglalás

Egyszerű eljárást ismertetünk, melynek segítségével adott koherenciahosszúságú hullámvonulatból amplitudóosztások segítségével olyan hullámvonulatsorozatot lehet előállítani, amelynek hossza az eredeti hullámvonulat sokszorososa. Mivel a hullámvonulatsorozat egyes tagjai egymással koherensek, a hullámvonulatsorozat sok tekintetben egyenértékű egyetlen, a hullámvonulatsorozat teljes hosszának megfelelő koherenciahosszúságú hullámvonulattal. Megvizsgáljuk az eljárás alkalmazásának határait és a kapott eredményeket Michelson interferométerben kísérletileg is ellenőrizzük.

Bevezetés

Mind a fény tulajdonságainak megismerésére irányuló kísérletekben [pl. 1], mind a mérés technikai gyakorlatban /pl. interferometrikus hossz-mérés/ gyakran szükségesek a meghatározott frekvenciájú és nagy koherenciahosszúságú fényt sugárzó fényforrások. Az utóbbi évtizedekben számos munkában foglalkoztak ezért nagy koherenciahosszúságú fény előállítására alkalmas fényforrások /izotóp lámpa, atomsugárlámpa/ megvalósításával, és ezen munkák eredményeképpen az elérhető maximális koherenciahossz jelenleg kb. 2,00 m körül van [2]. /Eltekintettünk az utóbbi időben ismeretessé vált fényforrástípustól, az u.n. "laser"-től, melyek koherenciahossza, irodalmi adatok szerint több nagyságrenddel nagyobb, mint a közönséges fényforrásoké. Bár meg kell jegyezni, hogy a laserek által kibocsátott fény koherenciahosszát nem direkt mérésekkel határozták meg [3]./

Mint ismeretes, a koherenciahosszat egy hiperfinomstruktúra mentes spektrumvonal esetében a fényforrás tulajdonságai, nevezetesen a kérdéses spektrumvonal természetes szélessége, a fényforráson belül az emittáló atomok átlagos szabad úthossza /az emittáló gáz nyomása/, az emittáló atomra ható elektromos tér nagysága és az emittáló atomok sebessége /az emittáló gáz hőmérséklete/ határozza meg [lásd pl. 4].

A felsorolt tényezők közül az első három hatása abban nyilvánul meg, hogy az elemi emisszióban nem végtelen szinuszos elektromágneses hullám körül kisugárzásra, azaz egy elemi emisszióban kibocsátott elektromágneses hullám fázisa és frekvenciája a hullámnak csak véges tér /és természetesen idő/ intervallumban kötött, vagy másképpen az emittált hullám amplitudója csak egy véges intervallumban különbözik nullától. Ilymódon tehát véges hosszúságú hullámvonulatok alakulnak ki.

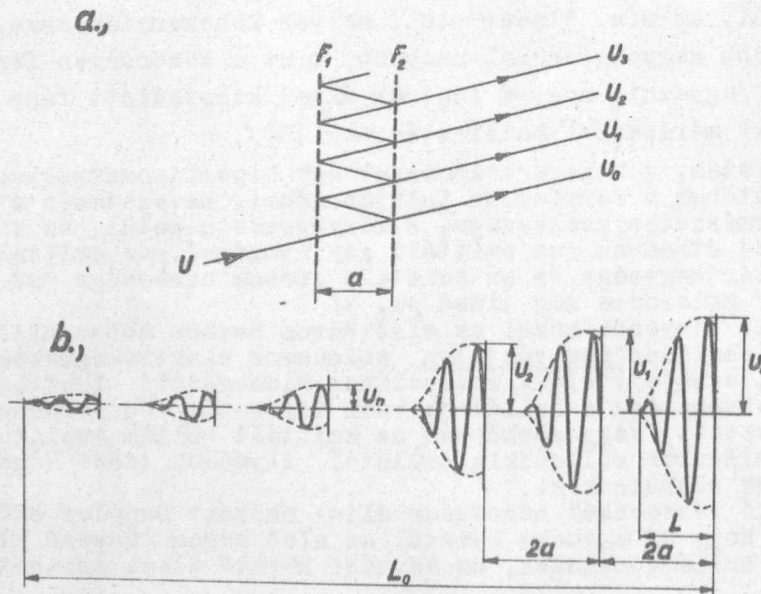
Az emittáló részecskék hőmozgása által okozott Doppler effektus abban jut kifejezésre, hogy az egymást követő, az első három tényező hatása miatt véges hosszúságú hullámvonulatok, az egymást követő elemi emissziók során -

az emittáló részecske sebességétől függően - kismértékben eltérő alapfrekvenciákon emittálódnak.

A hullámvonulat véges hosszának természetes következménye, hogy az amplitudóosztással vagy hullámfrontosztással részekre bontott elektromágneses sugárzásnak csupán a hullámvonulathossznak megfelelő vagy annál kisebb útkülönbségen belüli újraegyesítésével lehet stationer interferenciát létrehozni. A hullámvonulatok amplitúdója általánosan elterjedt feltételezések szerint exponenciálisan esik, és így annak "vége" egyértelműen nem határozható meg. Az L hullámvonulathossz megadása tehát csak definíciószerűen lehetséges oly módon, hogy egy adott hullámvonulat hosszának azt az útkülönbséget tekintjük, amelynél az interferenciakép kontrasztja $V = 0,01$, azaz még mérhető érték $V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$, ahol I_{\max} és I_{\min} az interferenciaképben a fényes, ill. sötét csíkokon mért intenzitásérték/.

Doppler effektus esetén azonban az egyes véges hullámvonulatok alapfrekvenciája különböző, és így az interferenciakép tényleges $V = 0,01$ kontrasztjához tartozó útkülönbség mindig kisebb, mint a hullámvonulathossz. Ezt a tényleges $V = 0,01$ kontraszthoz tartozó útkülönbséget a hullámvonulathossz definíciójához analóg módon koherenciahossznak nevezzük. A koherenciahossz tehát csak akkor egyezik meg a hullámvonulathosszal, ha a Doppler effektus elhanyagolható.

Nagyobb koherenciahosszuságú fény iránti igények gyakran kielégíthetők oly módon, hogy egy - az emittált fény koherenciahossza szempontjából esetleg nem is különösen kiemelkedő - fényforrás által kibocsátott hullámvonulatból sorozatos amplitudóosztás /1/a. ábra/ révén hullámvonulatsorozatot állítunk elő /1/b. ábra/, melyben az eredeti hullámvonulattal megegyező alakú és hosszúságú L - de kisebb amplitúdójú - hullámvonulatok periódikusan követik egymást [5], [6], [7]. Tekintettel arra, hogy a hullámvonulatsorozat egyes tagjai egymással koherensek, a hullámvonulatsorozat sok szempontból egyenértékű a sorozat teljes hosszával L_0 egyenlő hosszúságú hullámvonulattal.



1. ábra

a/Sorozatos amplitudóosztás párhuzamos, részben át-
eresztő felületeken F_1, F_2 /
b/Periódikus hullámvonulatsorozat

1. Hullámvonulatsorozatok közötti interferenciák Michelson interferométerben

Az F fényforrásból kiinduló és L_1 lencsével párhuzamosított fény először az interferométer elé helyezett, két egymástól $- a -$ távolságban lévő, az optikai tengelyre merőleges, részben tükröző, részben átteresztő F_1, F_2 felületeken halad át /2.ábra/. Ha ezután a többszörös reflexiók által keletkezett hullámvonulatsorozat egy $- d -$ kartávolságkülönbségű Michelson interferométerre jut, az interferométer két ágából egymáshoz képest $2d$ értékkel eltolva érkező sorozatok /I, II/ /3.ábra/ között az interferenciajelenség háromféle formában jöhet létre a

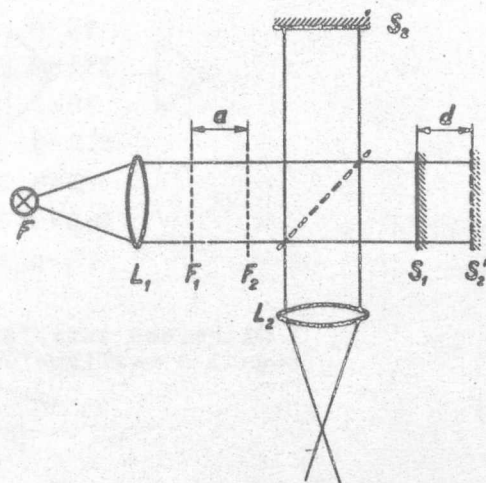
$k = \frac{L}{a}$ arány nagysága szerint.

a/ $k \leq 1$, akkor a sorozat tagjai $2a-L$ távközökkel követik egymást, és így d bármely értéknél az interferométer egyik ágából érkező bármely sorozattal a másik interferométerágból érkező sorozatnak csak egy tagjával interferálhat.

b/ $1 < k < 2$, akkor egy sorozattal a másik ágból érkező két sorozattal szimultán is interferálhat.

c/ $k > 2$, akkor a sorozatok egymásbanyulnak, és az F_1, F_2 tükrőpár az utánahelyezett interferométer nélkül is, mint önálló Fabry-Perot interferométer működik.

Könnyen belátható, hogy a b/ és c/ esetekben ha a $2a$ távolság a használt fény hullámhosszának nem egészszámu többszöröse, az átfedő helyeken az interferenciakép erős kontrasztsökkenést szenvedhet [7]. A továbbiakban ezért csak a $k \leq 1$ esettel kívánunk foglalkozni.

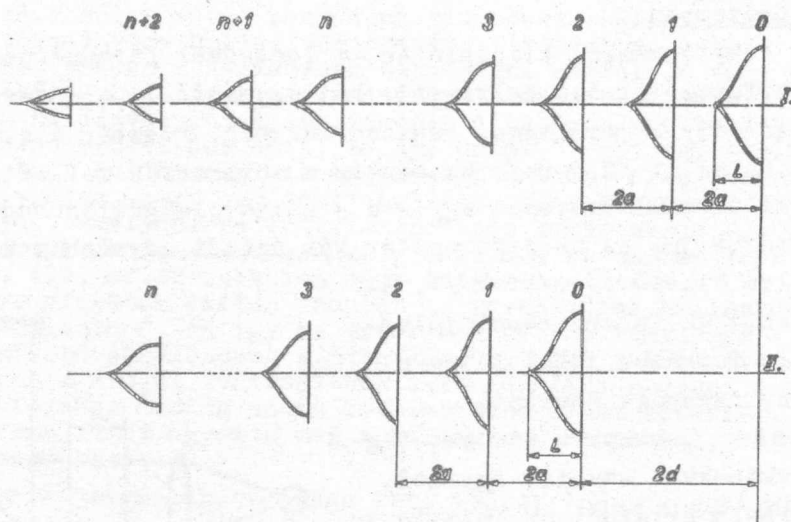


2.ábra

Optikai elrendezés hullámvonulatsorozat alkalmazására Michelson interferométerben. / F = fényforrás, L_1 = kollimátorlencse, F_1, F_2 részben átteresztő felületek, S_1, S_2 interferométertükrök./

2. Az interferenciakép kontrasztja a kihuzat $- d -$ függvényében

Vizsgáljuk meg először, mekkora lesz az 1.§. a/ pontjában leírt hullámvonulatsorozat alkalmazása esetén egy kompenzált Michelson interferométerben az interferenciakép kontrasztja $- d -$ függvényében. Jelöljük az F_1F_2 lemezpárra beeső hullámvonulat egy meghatározott /pl. maximális/ amplitudóját U -val, a tükrök /intenzitásra vonatkozó/ reflexiók ill. transzmissziós együtthatóját R , ill. D -vel. Ekkor az egymást $2a$ távolságban követő hullám-



3. ábra

A Michelson interferométer két ágából $-2d$ - útkülönbséggel a megfigyelési pontba érkező hullámvonulatso-rozatok

vonulatoknál az n -ik sorozattag az előzőekben U -val meghatározott amplitudó-nak megfelelő /ugyancsak maximális/ amplitudója.

$$U_n = UDR^n \quad /1/$$

Az interferométer két ágából érkező hullámvonulatsorozatok a 3.áb-rán $d = n \cdot a$ kihuzat esetén olymódon tüntettük fel, hogy a megfigyelési pontba egyidejűleg érkező /I. és II. jelű/ sugárzás amplitudói egymás fölé vannak rajzolva. Az interferenciaképben észlelhető maximális ill. minimális intenzitás, ha az interferométer osztótükrének /intenzitásra vonatkozó/ transzmissziós és reflexiós együtthatójának értéke $0,5$,

$$I_{\max} = \frac{D^2 U^2}{4} \left[(1+R^n)^2 \sum_{i=0}^{\infty} R^{2i} + \sum_{i=0}^n R^{2i} \right] \quad /2/$$

$$I_{\min} = \frac{D^2 U^2}{4} \left[(1-R^n)^2 \sum_{i=0}^{\infty} R^{2i} + \sum_{i=0}^n R^{2i} \right] \quad /3/$$

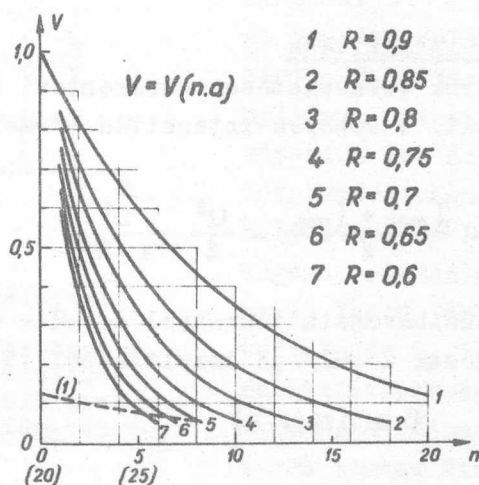
de

$$(1 \pm R^n)^2 \sum_{i=0}^{\infty} R^{2i} = \frac{(1 \pm R^n)^2}{1 - R^2} \quad \text{és} \quad \sum_{i=0}^n R^{2i} = \frac{1 - R^{2n}}{1 - R^2}$$

vagyis

$$V_{(n,a)} = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = R^n \quad /4/$$

$V(n,a)$ értékeit különböző R értékekre a 4. ábrán tüntettük fel.



4. ábra

Az interferenciakép kontrasztja a $d = n \cdot a$ kihuzatértékeknel, a többszörözés rendszámának függvényében, a részben áteresztő felületek különböző reflexióképessége esetén

Ha az interferenciakép megfigyelési pontját az interferométeren és az $F_1 F_2$ tükörpáron értelemszerűen visszatükröztetjük [8], a parciális koherenciaelmélet segítségével könnyen kimutatható, továbbá, hogy a

$$d = \pm(n \cdot a \pm \frac{L}{2}) \quad \text{kihuzattartományokban a kontraszt arányos lesz a } d = \pm \frac{L}{2}$$

tartományban mérhető kontraszttal, tehát a többszörözéssel előállított hullámvonulatsorozatnál az interferenciakép kontrasztja

$$V(\pm d) = |\gamma_{12 \text{ fiz}}(|d| - n \cdot a)| \cdot |\gamma_{12 \text{ geom}}(|d| - n \cdot a)| \cdot K_{\text{int}} \cdot R^n \quad /5/$$

ahol $\gamma_{12 \text{ fiz}}$ ill. $\gamma_{12 \text{ geom}}$ a koherenciafoknak a fizikai tényezőkkel, ill. az interferométer geometriájával adott értéke [8], és K_{int} az interferáló su-

garak közötti intenzitáskülönbségnek és az inkoherens háttérfénynek kontrasztcsökkentő hatását kifejező tényező

$$K_{\text{int}} = \frac{2\sqrt{I_I I_{II}}}{I_I + I_{II} + \Sigma I_{\text{ink}}} \quad /6/$$

Az alábbiakban /4.§/ az /5/ formula érvényességét kísérletileg is ki fogjuk mutatni.

3. Az interferenciakép intenzitása

Az F_1 és F_2 tükrök természetesen csökkenteni fogják az interferenciakép közepes intenzitását. A közepes intenzitás bármely d értéknél

$$\bar{I}_t = \frac{I_{\text{max}} + I_{\text{min}}}{2} = \frac{U^2}{2} \frac{D^2}{1-R^2} \quad /7/$$

D értéke azonban ezüstbevonatu tükröknél az $R = 0,6-0,9$ tartományban / $\lambda = 550$ nm hullámhossz körül/ jó közelítéssel [9]

$$D \cong 0,74(1-R) \quad /8/$$

vagyis

$$\bar{I}_t \cong \frac{U^2}{2} \cdot 0,55 \frac{1-R}{1+R} \quad /9/$$

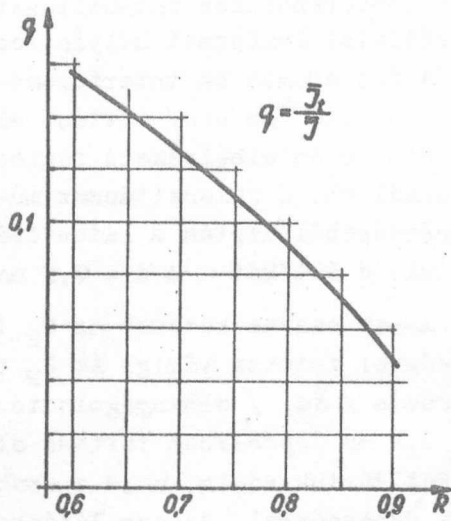
Többszörözés, azaz $F_1 F_2$ tükrök nélkül a közepes intenzitás

$$\bar{I} = \frac{U^2}{2}$$

és így az intenzitásarány

$$q = \frac{\bar{I}_t}{\bar{I}} \cong 0,55 \frac{1-R}{1+R} \quad /10/$$

lásd 5.ábra.



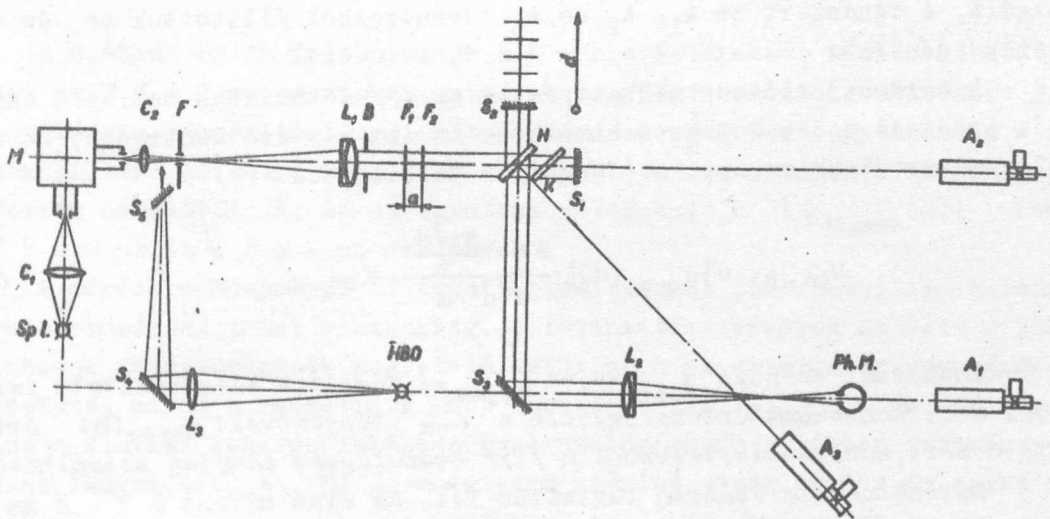
5. ábra

A többszörözéssel előállított interferenciakép és a részben átteresztő felületek /többszörözés/ nélküli interferenciakép intenzitásaránya, a felületek reflexióképességének függvényében

4. A kísérleti berendezés és a mérési eredmények

A kapott eredmények ellenőrzésére a 6. ábrán feltüntetett optikai elrendezésben végeztünk méréseket.

Egy 220 V 50 ~ stabilizátorról táplált higany spektrállámpa /Sp.L./ fényéből C_1 kondenzoron át az M monokromátorral a $\lambda = 546$ nm hullámhosszúságú vonalat választottuk ki és a kilépő rést a C_2 kondenzorral az F kör alakú nyílásra, mint másodlagos fényforrásra képeztük le. Az F nyílást egy 840 mm fókusztávolságú L_1 objektív fókuszába helyeztük, Az L_1 -ből kilépő párhuzamos sugarak ezután áthaladtak az $a = 15,15$ mm-es kvarc távtartógyűrűvel elválasztott F_1 és F_2 tükörpáron / $R = 0,655$ reflexióképességű Fabry-Perot etalonlemezek/. A láthatósági görbét egy Hilger N-200 típusu Michelson interferométerrel



6. ábra

Kísérleti elrendezés a hullámvonulatsorozatok tulajdonságainak vizsgálatára.

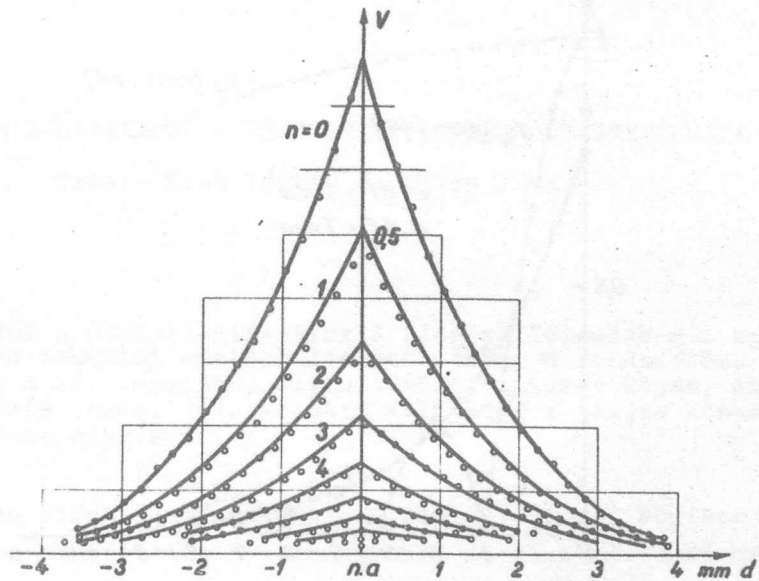
határoztuk meg, oly módon, hogy a keletkezett interferenciakép intenzitását az álló $/S_1/$ interferométertükröknek az L_2 objektívvel leképzett helyén, egy $\varnothing 0,4$ mm nyílással ellátott multiplier mérte. A fotoáramot az interferométer másik $/S_2/$ tükrének igen kis sebességgel $v=0,5 \cdot 10^{-4}$ mm/sec/ történő elmozdításával egyidejűleg, hidas egyenáramu erősítő után elhelyezett regisztráló potencióméter rajzolta fel. Minden d értéknél kb. 6 intenzitásmaximumot és minimumot regisztráltunk, amelyek középértékéből azután a láthatóságot a $V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$ képlet alapján számítottuk. d értékét $\Delta d = 0,2$ mm-es lépésekben szakaszosan változtattuk. A $0,2$ mm-es szakaszközöket az S_2 tükrök aránylag nagy $v_2 = 1,6 \cdot 10^{-2}$ mm/sec sebességgel futotta végig. Az S_2 tükrök lassu eltolásából származó d érték megváltozás δd / elhanyagolható $\delta d \approx 0,80 \cdot 10^{-2} \Delta d / a$ Δd értéke mellett. A $0,2$ mm lépésekben történő eltolással a $d \approx n \cdot 15,15 \pm 3,75$ mm-es szakaszokat mértük végig, majd a szakaszok közötti $7,5$ mm-es távolságot ugyancsak v_2 sebességgel, de egy lépésben állítottuk be. Az egyes lépések nagyságát és sorrendjét, valamint a kétféle eltolási sebesség megfelelő kapcsolását egy szervoberendezés automatikusan végezte. A 6. ábrán egy második fényút is látható. Ebben egy HBO 107 nagynyomású Hg lámpa L_3 lencsével kollimált fényét S_4, S_5 segédtükrök az F nyílásra vetítette. Ez részint arra szolgált, hogy a HBO 107 nagy fényereje az optikai rendszer, különösen az $F_1 F_2$ rétegek pontos beállítását megkönnyítse, részint pedig mint közelítőleg fehér fényforrás a kiegyenlített kartávolság beállítását lehetővé tegye. A B blende csupán a megfelelő sugárkúp határolására szolgált. A rendszert az A_1, A_2 és A_3 távcsövekkel állítottuk be, és ellenőriztük időnkint.

A mérésben először meghatároztuk az /5/ formulában szereplő együtt-hatók értékeit a $d = 0 \pm \frac{L}{2}$ szakaszban. Az itt mérhető kontraszt, ha az interferométertükrök az optikai tengelyre merőlegesek

$$V_{(n=0)} = |\gamma_{12 \text{ fiz}}(d)| \frac{\lambda \sin \frac{\pi u^2 d}{\lambda}}{\pi \cdot u^2 \cdot d} \cdot K_{\text{int}} \quad //11/$$

$d = 0$ kihuzatnál azonban $\gamma_{12 \text{ fiz}} = 1$, és $\gamma_{12 \text{ geom}} = 1$, vagyis a kiegyenlített kartávolságnál mért kontraszt értéke egyenlő a K_{int} tényezővel. $\gamma_{12 \text{ fiz}}(d)$ értékei pedig a mért kontrasztértékekből a //11/ összefüggés alapján számolhatók.

Méréseinket a 7. ábrán tüntettük fel. Az első mérést $\varnothing F = 2$ mm fényforrással végeztük $n = 1-9$ -ig. Ekkor az $n = 0$ esetben mért kontrasztértékek gyakorlatilag $\gamma_{12 \text{ fiz}}(d)$ értékeivel egyeznek meg, mivel $\gamma_{12 \text{ geom}}(d) \approx 1$. További $n = 1, 2, 3, \dots$ kihuzott görbék az $n = 0$ -ra mért értékekből az /5/ formula alapján számított elméleti értékek. A körök a ténylegesen mért kontrasztértékek.

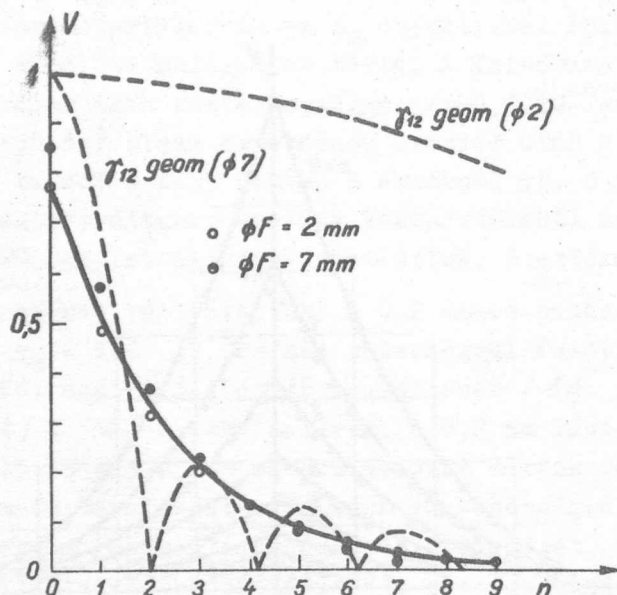


7. ábra

Az $n = 0$ esetén mért láthatósági görbe alapján számított /kihuzott görbe/ és a kísérletileg kapott /o/ láthatósági értékek a kihuzat függvényében, különböző többszöröségi rendszámok / n / esetén

A 8. ábrán külön feltüntettük a $d = n \cdot a$ értékeknél mért kontrasztértékeket az $\emptyset F = 2$ mm esetében, valamint az /5/ formula ellenőrzésére $\emptyset F = 7$ mm-es fényforrásmérettel megismételt mérés eredményeit ugyancsak $d = n \cdot a$ értékeknél. Jól látható, hogy a kontraszt a $d = n \cdot a$ értékenél nem függ a fényforrás méretétől. Az ábrán egyuttal feltüntettük $|\mathcal{V}_{12\text{geom}}(d)|$ értéket $\emptyset F = 2$ mm és $\emptyset F = 7$ mm esetére.

A méréseredmények az elvégzett számításokat jól igazolták. A fent leírt sokszorozással tehát viszonylag jó intenzitásvizonyok mellett a koherenciahossz többszörösének megfelelő távolságok interferometrikus mérése is elvégezhető, mivel a geometriai koherenciaképesség $\mathcal{V}_{12\text{geom}}$ az /5/ formula szerint a fizikai koherenciaképességgel analóg módon a térben szintén periódikusan ismétlődik. Az /5/ formula ezek szerint kísérletileg is igazoltnak tekinthető.



8.ábra

Többszörözéssel előállított interferenciaképek mért láthatósága különböző fényforrások esetén

I r o d a l o m

- [1] Jánossy L., Náray Zs., Varga P., KFKI Közlemények, 9, 4 /1961/
- [2] Gordner, I.C., Nefflen, K.F., J.O.S.A. 50, 184 /1960/
- [3] Kotik, J., Newstein, M.C., J.Appl.Phys. 32, 178 /1961/
Skinner, T.J., J.O.S.A. 51, 909 /1961/
- [4] Candler, C. Modern Interferometers. Hilger & Watts, 1951.
- [5] Náray Zs., Magyar szabadalom, Nr. 147.129
- [6] Bakos J., Kántor K., Náray Zs., Optikai konferencia, Bp. 1960. előadás
- [7] Saunders, J.B., J.O.S.A. 50, 184 /1960/
- [8] Bakos J., Kántor K., Varga P., KFKI Közlemények, 9, 4 /1961/
- [9] Mayer, H., Physik dünner Schichten. Wiss.Verlag.M.B.H., Stuttgart/1950/

Érkezett 1961. november 28.
KFKI Közlemények 9.évf. 5-6.sz. 1961.

A DIFENIL-DIFENILOXID RENDSZER FOLYADÉK-GŐZ EGYENSULYA

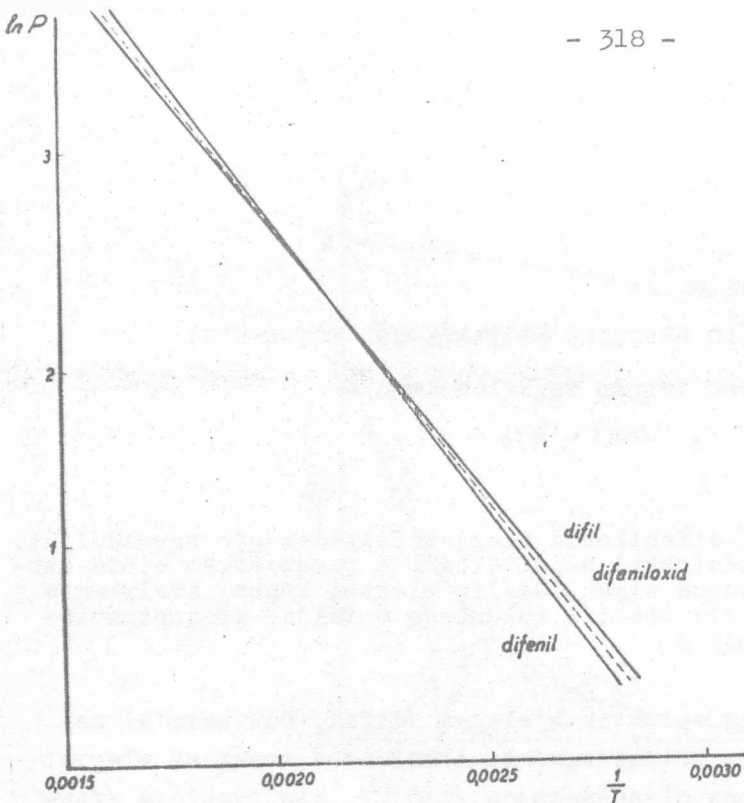
Irta: Kiss István és Kules Inna

Összefoglalás

Meghatároztuk a difenil-difeniloxid elegyek folyadék-gőz egyensúlyát. Kimutattuk, hogy az irodalmi adatokkal ellentétben, a rendszerben nincs azeotrop elegy, hanem a két komponens olyan ideális elegyet képez, amelyben a folyadék és gőz fázis összetétele közötti különbség a teljes koncentráció-intervallumban kisebb mint 2 mól %.

A difenil és difeniloxid eutektikus elegye /difil, Dowtherm A/ az iparban elterjedten használatos hűtőközegként. Alkalmassá teszi az elegyet erre a célra viszonylag alacsony olvadáspontja /130 C⁰/, kis tenziója /forráspontja 760 Hg mm nyomáson 256,7 C⁰/, valamint nagyfokú hőállósága. Ujabb felmerült felhasználhatóságának lehetősége atomreaktorok hűtő- és moderátor anyagaként is [1, 2]. Főként ezen utóbbi célra történő alkalmazása szükségessé teszi az elegy fizikai-kémiai jellemzőinek pontos ismeretét. A tiszta komponensek, valamint az elegy tulajdonságaira, azok hőmérsékletfüggésére részletes adatokat találhatunk az irodalomban [3, 4], melyek között azonban a folyadék-gőz egyensúlyra vonatkozó közlések bizonyos tévedésekre hívják fel a figyelmet. Így általánosan elterjedt az a megállapítás, hogy a két komponens azeotrop elegyet képez, és az eutektikus összetételnek megfelelő /28,5 mól % difenil/ folyadékfázis és egyensúlyi gőz fázisa azonos összetételű. Ugyanakkor pl. Csecsetkin és Kogan monográfiájában [3], amelyben amellet, hogy ugyancsak megtalálható az azeotrop elegy létezésére vonatkozó megállapítás, a rendszer folyadék-gőz egyensúly adatait felüntető ábrán nem látható azeotrop pont. Felmerül továbbá az a kérdés, hogy a rendszerben van is azeotrop elegy, nem változik-e annak összetétele a hőmérséklettel.

A megfelelő tenziógörbék összehasonlításán alapuló Horsley-féle közelítő grafikus módszert [5] alkalmazva annak eldöntésére, hogy az eutektikus összetételű elegy /difil/ lehet-e a rendszer azeotropja, negatív eredményt kapunk /lásd 1. ábra/. Ha ugyanis azeotrop elegy lenne a feltüntetett hőmérsékleti intervallumban, a difil tenziójának egy meghatározott szakaszon vagy kisebb vagy nagyobb kellene lennie mindkét tiszta komponens gőznyomásánál. A kérdés pontosabb tisztázása céljából kísérletileg is meghatároztuk a rendszer folyadék-gőz egyensúlyát.



1. ábra

A difenil, difeniloxid és difil gőznyomásának változása a hőmérséklettel

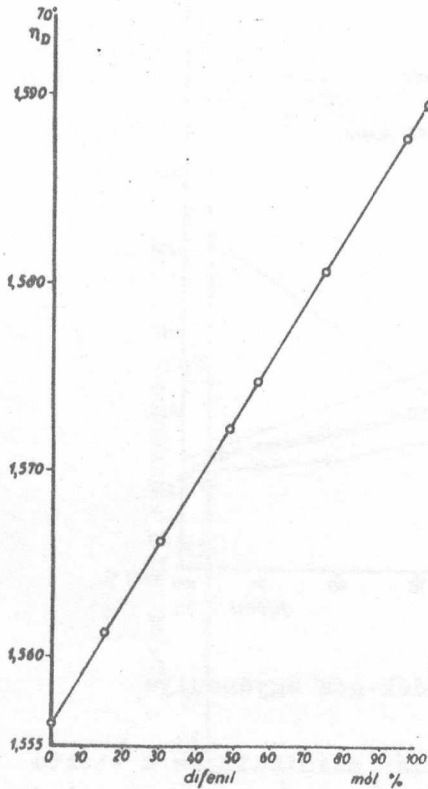
A mérésekhez átkristályosítással és desztillációval többszörösen tisztított difenilt és difeniloxidot használtunk. A tiszta komponenseket jellemző adatokat az I. táblázat tartalmazza. Annak megállapítása céljából, hogy a technikai difil esetleges szennyezései mennyiben befolyásolják a folyadék-gőz egyensúlyi viszonyokat, méréseket végeztünk a difilnek tiszta difenillel, ill. difeniloxiddal történő higitása révén készített elegyekkel is.

I. táblázat

	o.p.C ^o	f.p.C ^o	törésmutató 70 C ^o -on
difenil	69,7	255,25	1,5898
difeniloxid	26,8	258,25	1,5562
difil /technikai/	13,0	256,0	1,5663

Az elegyek összetételének analizisére a törésmutató mérését alkalmaztuk. Az ehhez használt Zeiss-Abbé-féle refraktométer $\pm 0,0001$ egységnyi leolvasási pontossága, valamint a hőmérséklet $\pm 0,05$ C^o-os állandósága az összetétel meghatározására $\pm 0,5$ mól % pontosságot biztosított. A 70 C^o-on mért törésmutató koncentrációfüggését a 2. ábra szemlélteti.

A folyadék-gőz egyensúly meghatározása céljából megmértük a különböző összetételű folyadékelegyek forráspontját és a velük egyensúlyban lévő gőzfázis összetételét atmoszféra nyomáson. A forráspont meghatározásához



2. ábra

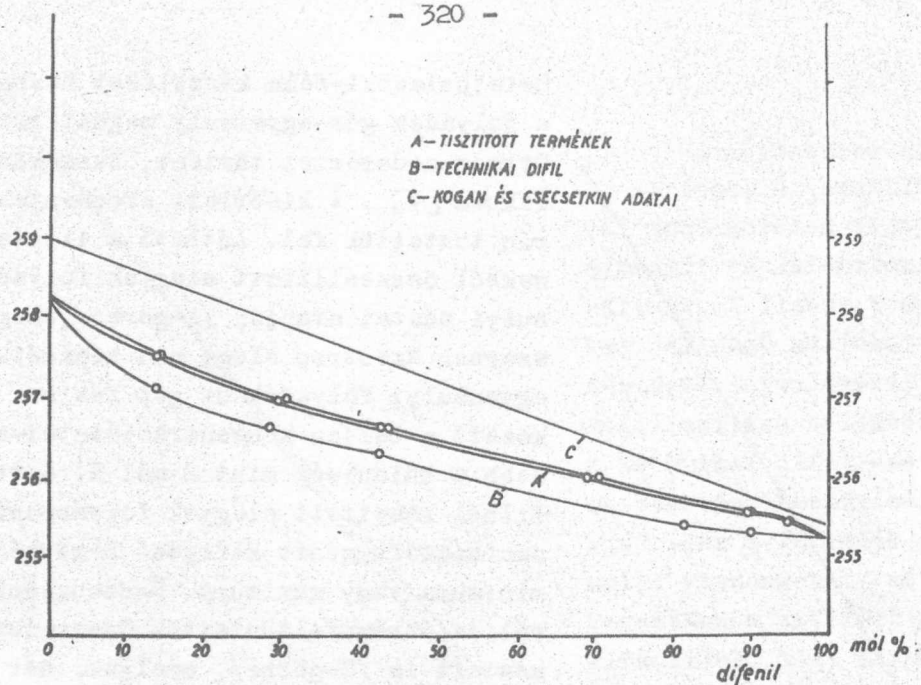
A difenil-difeniloxid elegyek törésmutatójának n_D^{70} függése az elegy összetételétől

Swietoslowski-féle készüléket használtunk [6], a folyadék gőz-egyensúly meghatározása pedig Othmer-módszerrel történt, Busmakin-féle készülékben [7]. A kísérleti eredményeket a 3. ábrán tüntettük fel. Látható a tiszta komponensekből összeállított elegyek folyadék-gőz egyensúlyi adatai alapján /A-görbe/, hogy a rendszerben azeotrop elegy nem képződik, de az egyensúlyi folyadék és gőz fázisok összetétele között a teljes koncentrációintervallumban kisebb a különbség mint 2 mól %. A technikai dízfűlből készített elegyek forráspontjának koncentrációfüggését kifejező B-görbének sincs minimuma vagy maximuma. Összehasonlítás céljából az ábrán feltüntettük Csecsetkin és Kogan adatait is /C-görbe/, amelyek, bár némi eltérést mutatnak az általunk kapott értékektől, ugyancsak nem utalnak azeotrop pontra.

II. táblázat

	Folyadékelegy összetétele difenil mól %	Forráspont C°	$\alpha = \frac{x'(1-x)}{x(1-x')}$ /kísérleti/	$\alpha = \frac{P_1}{P_2}$ /ideális/
1.	100	255,25	-	1,065
2.	94,98	255,45	1,060	
3.	89,65	255,55	1,060	
4.	85,80	255,70	1,066	
5.	69,30	255,90	1,059	
6.	42,50	256,65	1,046	
7.	29,50	256,95	1,049	
8.	13,90	257,50	1,058	
9.	0	258,25	-	-

x = difenil mól % a folyadékban
 x' = difenil mól % a gőzben



3. ábra

A difenil-difeniloxid rendszer folyadék-gőz egyensúlya

A II. táblázatban a mérési adataink alapján számított és a tiszta komponensek gőznyomása alapján számított ideális dúsítási tényező (α) értékek összehasonlítása látható. A tiszta komponensek tenzióinak (P) hőmérsékletfüggésére a következő egyenleteket alkalmaztuk [8]

difenil $\log P_1 = 4,576 - \frac{2213,3}{t + 230}$,

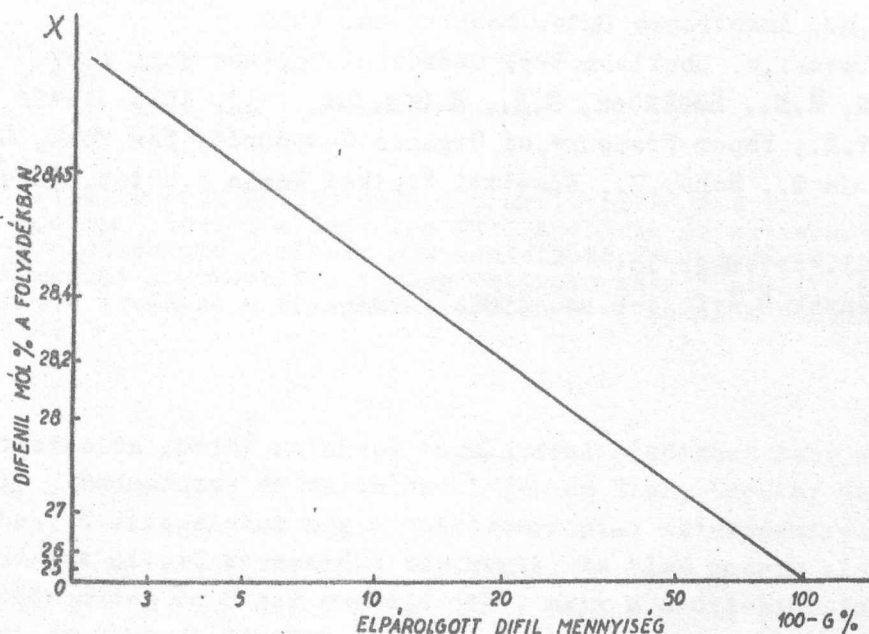
difeniloxid $\log P_2 = 4,4573 - \frac{2168,3}{t + 230}$.

A II. táblázat adataiból látható, hogy a difenil és difeniloxid méréseink hibahatárán belül ideális elegyet képez. Ennek megfelelően α értéket 1,060-nak véve kiszámíthatjuk az eutektikus összetételű, 28,5 mól % difenilt tartalmazó elegy összetételének változását egyensúlyi elpárolgás mellett a még el nem párolgott folyadék mennyiségének függvényében. A Rayleigh-féle formula [9] alapján:

$$\log \frac{1-x}{x^\alpha} = (\alpha-1) \log G + [\log(1-x_0)G_0 - \alpha \log x_0 G_0] ,$$

ahol x_0 a difenil molaránya a G_0 kezdeti mennyiségű folyadékban, x pedig ugyanezen komponens molaránya a még el nem párolgott G mennyiségű folyadékban. G_0 értékét 100-nak véve 28,5 mól % difenilt tartalmazó kiindulási elegy párolgása folyamán:

$$\log \frac{1-x}{x^{1,06}} = 0,060 \log G - 0,524$$



4. ábra

A difil összetételének változása egyensúlyi desztillációja folyamán

A 4. ábrán látható, hogy a rendszer eutektikus összetételű elegyének egyensúlyi párologtatása során az összetétel alig változik és például ahhoz, hogy a folyadékban a difeniloxid koncentrációja 3 mól %-kal megnövekedjék, egyensúlyi elpárolgás révén az elegy 90 %-ának átdestillálása szükséges. Azaz, bár a rendszerben termodinamikai értelemben vett azeotrop elegy nem képződik, a technikai alkalmazások követelményeinek megfelelő közelítéssel úgy tekintjük, hogy a rendszerben a szóbanforgó hőmérsékleti intervallumban az egyensúlyi folyadék és gőz fázis összetétele megegyezik.

I r o d a l o m

- [1] Blackman, T.E., Lakey, J.R., Preston, G., The Measurement of the Moderating Properties of Dowtherm A, AERE, R/R 2345, 1957
- [2] Pál L., Bata L., Kiss I., Acta Physica Hungarica 10, 173 /1959/

- [3] Коган, С.З., Чечеткин, А.В., Органические высокотемпературные теплоносители и их применение в промышленности, Москва-Ленинград, 1951
- [4] Diphyl, Wärmeübertragungsmittel, Bayer R.T. Leverkusen /gyártmányismertető/
- [5] Horsley, H., Azeotropic Data, Washington, 1952
- [6] Swietoslawski, W. Ebulliometry, Chem. Publ. Co. New York 1937
- [7] Бушмакин, И.Н., Воейкова, Е.Д., *Ж.Общ.Хим.* 19, 1615 /1949/
- [8] Jordan, T.E., Vapor Pressure of Organic Compounds, New York, London 1954
- [9] Erdey-Grúz T., Schay, G., Elméleti Fizikai Kémia I.kötet, Budapest 1955

Érkezett 1961. november 13.

KFKI Közlemények 9.évf. 5-6.sz. 1961.

A 8-OXI-KINOLIN ABSZORPCIÓS ELŐSÁVJÁNAK FIZIKAI-KÉMIAI ÉRTELMEZÉSE

Irta: Szőke József

Összefoglalás

A 8-oxi-kinolin szinképében poláris, aktiv hidrogént tartalmazó oldószerekben 400-500 m μ között elősáv lép fel. Apoláris és aktiv H-t nem tartalmazó poláris oldószerekben elősáv nem észlelhető. Az elősáv megjelenése fizikailag a fémkelát szerkezettel analóg "hidroxó-kelát" kialakulásához rendelhető, melyre érvényes a tömeghatás törvénye. A komplex stabilitása rendkívül kicsiny.

A 8-oxi-kinolin /oxin/ szinképvizsgálatával elsősorban Dabrowski és Marchlewski [1], Bednarczyk és Marchlewski [2] és Kiss, Bácskay és Csokán [3] foglalkoztak. E vizsgálatok még a spektroszkópiai szinképfelvételek és szinképértelmezések uttörő korszakába tartoznak. Az első modern elektron-szinképértelmezés Ewing és Steck munkája [4], akik a 8-oxi-kinolin szinképét α -naphtol szinképanalogonnak tartják. A jelen munka szempontjából is igen fontos megállapításuk, hogy a 8-oxi-kinolinnak nincs belső protonhidja. Ewing és Steck említett munkájukban a mezomer határhelyzetek vizsgálatánál feltételezik a N-heteroatom tökéletes mezomeria-képességét. Á.I.Kiss [5], a szinképeket az orientált fényelnyelés [6], [7] továbbfejlesztett elmélete [8] alapján értelmezi. Feltételezi, hogy a kinolin gyűrű C = N kettős-kötése a N-atom C-hez viszonyított nagyobb elektronaffinitása miatt állandó jellegű. Ez a feltételezés az Ewing és Steck által vázolt mezomer határhelyzetek számát igen nagymértékben lecsökkenti. A kinolin szinképében észlelhető 3 sávot Klevens és Platt [18] és mások elméleti vizsgálatait alapján a csökkenő hullámhossz sorrendjében 1L_b , 1L_a és 1B_b -vel jelölik [19].

Zimmermann és Joop [20] az elektrongerjesztési sávok polarizációjának vizsgálatával az 1L_b és 1B_b - sávokat a hosszú, az 1L_a sávot pedig a rövid "molekula-/polarizációs/-tengely" mentén fellépő gerjesztéshez rendelik.

A 8-oxi-kinolinban a szubsztituens mezomer hatása következtében 1L_a sáv nagyintenzitású és átfedi az 1L_b sávot. Savanyu közegben a phenolos-OH disszociációja visszaszorul és kinolinium ion jön létre és ez eredményezi a

I_{1a} sáv csökkenését az I_{1b} sáv növekedtét, mely a sávok szétválásához vezet.

Laboratóriumunkban a 8-oxi-kinolin szinképvizsgálata az urán komplex vegyületeinek kutatásával kapcsolatban merült fel [9]. Komplexeink oldékonysági viszonyai szükségessé tették, hogy az ideális spektroszkópiai oldószerek /szénhidrogének/ mellett egyéb poláris jellegű oldószerben is elvégezzük a szinképvizsgálatot. A modern szinképfelételi technika mellett még az a megfigyelés is, hogy vizes oldatban a /gondosan tisztított/ 8-oxi-kinolin erősen megsárgul, arra ösztönzött bennünket, hogy vizsgált oldataink koncentrációit oly mértékig növeljük, hogy elérjük a $\lg \epsilon \ll -1$ értéket. E vizsgálataink vezettek a 8-oxi-kinolin hosszú hullámhosszu szinképterületen lévő elősávjának felfedezéséhez. E sáv viselkedéséről és lehetséges fizikai értelmezéséről kívánunk a továbbiakban beszámolni.

Kísérleti rész

A/ A kísérletekhez felhasznált anyagok:

- 1/ Az oxin tisztítása: Kiindulási anyagként 8-oxi-kinolin p.a. "Chinoïn" szolgált. Az anyag enyhén rózsaszínű volta tette szükségessé az oxikinolin átkristályosítását. A legszebb és legtisztább készítményt 60-70 °C f.pontu petroléterből forró átkristályosítással nyertük. A nyert termék hófehér, tüalaku kristályos anyag. Olvadáspontja: 76 °C.
- 2/ Oldószerek: Ciklohexan The British Drug Houses LTD "Special for Spectroscopy" kereskedelmi termék. Szilikagél oszlopon átengedve a 81-82 °C-u párlatot használtuk [10].
- 3/ Kloroform: p.a. "Chinoïn". Használat előtt Na_2CO_3 -mal és vízzel mosva, majd sötétben desztillálva. Szinképvizsgálat céljára frissen desztillált oldószert használtunk.
- 4/ Abszolút metanol és etanol: "Alkohol absolutus Reanal" és "Methanol p.a. Reanal"-ból 1 ill. 0,5 % vizet feltételezve fém Na-mal abszolútizáltuk és az abszolút körülményeknek megfelelően desztilláltuk. Szinképfelvételhez frissen desztillált oldószert használtunk.
- 5/ Metil-izobutil keton: p.a. "Schuchard" tisztítás nélkül használtuk.
- 6/ Desztillált víz: Háromszor üvegen desztillált víz. Vezetőképessége jobb mint $10^{-6} \Omega^{-1}$.
- 7/ 0,1 n HCl: Analitikai előírásnak megfelelően faktorozva. Kiindulási anyag "Acidum Hydrochloricum p.a. Reanal". A savhigitást a 6/ pontban ismertetett desztillált vízzel végeztük.

- 8/ 0,1 N-NaOH: "Nátrium hydricum in rotulis p.a. Chemapol"-ból készítettük, Sørensen előírása szerint [11].
- 9/ Pyridin: "Analar" Karl Fischer. Tisztítás nélkül használtuk.
- 10/ Benzol: "Chinoin" p.a. Fém Na-on állni hagytuk fél napig. Utána abszolút feltételek mellett desztilláltuk.
- 11/ Dioxan: p.a. Th. Schuchard. Tisztítás nélkül használtuk.
- 12/ Uranil-oxinát: A preparátumot H.Gôto [12] előírása szerint készítettük. A szárított terméket kloroformból kristályosítottuk. Urán-tartalma $ML_3 \cdot 2H_2O$ összetételre számítva: 33,86 %. Talált: 33,90 %.

B/ Készülékek:

- 1/ Kvarcspektrofotométer: C ϕ -4 típusu egysugaras, kvarc spektrofotométer. Az eredeti készülék 2000 M Ω -os munkaellenállását 10,000 M Ω -ra cseréltük ki, s ezáltal az érzékenységet nagymértékben megnöveltük. A használt kivetta rétegvastagságok a következők voltak: 0,0005, 0,001, 0,005, 0,01, 0,05, 0,1, 0,5, 1,0, 5,0, 10,0 cm.
- 2/ pH-elektrométer: Orion-EMG gyártmányu, váltóáramu mV-méter. A pH-skála hitelesítését a National Bureau of Standards által gyártott alapanyagokból készítettük vezetőképességi vízzel. A mérések pontossága $\pm 0,05$ pH.

Kísérleti eredmények leírása és értékelése

1/ Apoláris oldószerekben felvett szinképek:

Általánosan elfogadott nézet szerint az oldott anyag szelektív elnyelését apoláris oldószerekben, lehetőleg alifás szénhidrogénben lehet mérni. 8-oxi-kinolin felvételeinket ciklohexanban, dioxanban és benzolban készítettük. A szinképek alig mutatnak eltérést egymástól. Az észlelt kis-mértékű szinképi eltérést első közelítésben elhanyagolhatjuk. A kapott szinképeket az 1. ábrán, a számszerű adatokat pedig az I. táblázatban láthatjuk. A 8-oxi-kinolin szinképe /1. ábra/ egy nagy intenzitású, rövidebb hullámhosszu /B/ és egy kisebb intenzitású, hosszabb hullámhosszu /L/ sávot tartalmaz. A sávok intenzitásmaximumai a különböző oldószereknél igen jó közelítéssel egybeesnek. A minimumhelyek, különösen a B és L sávok közötti minimumhely hullámhosszát és intenzitását tekintve is elég nagymértékű különbségeket mutatnak. Ez arra utal, hogy

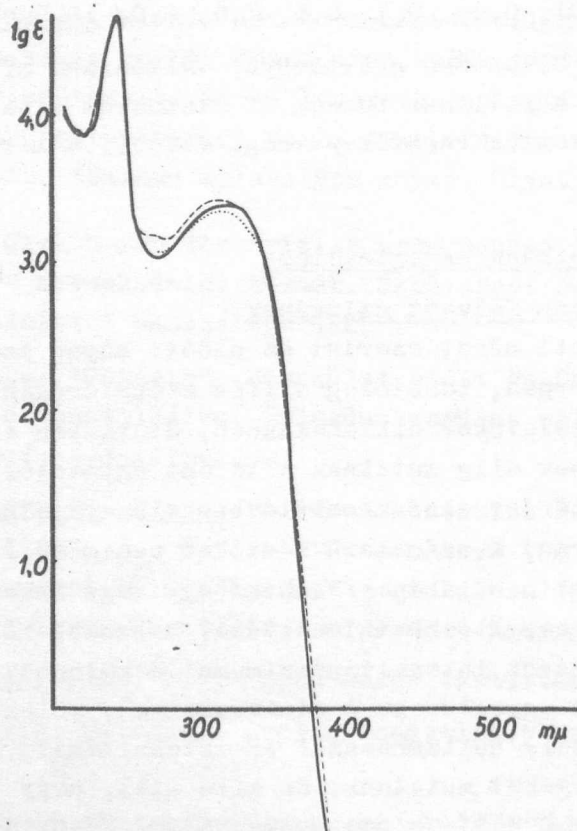
/1/ a két sáv között valószínűleg valami könnyen befolyásolható gerjesztési lehetőség van, mely igen érzékeny a külső /médium/ behatásokra.

A ciklohexanban mért szinkép minimumhelyén rezgési szerkezet nyomai látszanak.

I. táblázat

A 8-oxi-kinolin szinképi adatai apoláris oldószerekben

Oldószerek	Maximumhelyek				Minimumhelyek			
	B-sáv		L-sáv		a		b	
	mμ	lg ε	mμ	lg ε	mμ	lg ε	mμ	lg ε
Ciklohexan	244	4,68	318- 322	3,38	221	3,87	272	3,03
Benzol	-	-	316- 318	3,36	-	-	-	-
1,4-dioxán	243	4,66	312- 320	3,42	221	3,87	266	3,13



1. ábra

8-oxi-kinolin szinképe apoláros oldószerekben

———— ciklohexánban

----- 1,4-dioxánban

..... benzolban

Minden apoláris oldószerben felvett szinkép a hosszú hullámhosszak felé meredeken csökken, $\lg \epsilon$ értéke $390 \text{ m}\mu$ -nál már eléri a -1-et a $400 \text{ m}\mu$ -nál a -2-t / $\epsilon = 0,011$ /. Ezért az apoláris oldószerben oldott 8-oxi-kinolin nagy töménység esetén is /1 %-os oldatban = $6,89 \cdot 10^{-2}$ mol/liter/ teljesen szintelen. A jelen közlemény szempontjából fontos elősáv az apoláris oldószerekben felvett szinképeknél teljes mértékben hiányzik. Az apoláris oldószerben mért szinképek alapján állíthatjuk, hogy

/2/ a $400 \text{ m}\mu$ felett észlelhető elősáv nem tartozik a 8-oxi-kinolin szelektív elnyeléséhez.

2/Poláris oldószerben felvett szinképek:

A 2. és 3. szinkép-ábra alapján célszerű a poláris oldószereket két csoportra osztani aszerint, vajon a 8-oxi-kinolinnak fellép-e benne elősávja. A II. táblázatban külön csoportosítva összeállítottuk azokat a poláris oldószereket, melyekben elősáv észlelhető, s azokat, melyekben nem észlelhető. Az oldószerek mellett feltüntettük a dipolusmomentumokat és az elősáv intenzitások értékeit is. A táblázatból megállapíthatjuk, hogy

/3/ az oldószer dipolus momentuma és az elősáv intenzitása között nincs összefüggés.

II. táblázat

A használt poláris oldószerek dipolus momentuma [18] és a mért elősáv intenzitás értéke

Van elősáv			Nincs elősáv		
Oldószer	μ /Debye/	Elősáv intenzitás $\lg \epsilon$	Oldószer	μ /Debye/	Elősáv intenzitás $\lg \epsilon$
Víz	1,84	1,80	Metilizobutilketon	2,72	\emptyset
Metanol	1,69	- 0,34	Piridin	2,25	\emptyset
Etanol /abs/	1,69	- 0,73	Kloroform	1,15	\emptyset
n-Butanol	1,66	- 0,79	/Dioxán/	0,4	\emptyset

A II. táblázat két vegyületcsoportja abban különbözik egymástól, hogy azok a vegyületek, melyekben elősáv mérhető mind aktív hidrogént tartalmaznak, míg a másik csoportban ilyen vegyület nem található. /Elvileg enol-oxo-tautomériával keletkezhet a metil-izobutil-ketonnál, de ez az egyensúly túlságosan az oxo-forma oldalán áll, s ez nagyon csekély ahhoz, hogy mérhető elősáv intenzitást tudna létrehozni./ A 2. és 3. ábra és a II. táblázat alapján világos, hogy

/4/ elősáv csak aktív /disszociálabilis vagy kripto-ionos/ H-t tartalmazó poláris oldószerekben lép fel.

Az aktív H-t nem tartalmazó poláris oldószerekben mért 8-oxi-kinolin szinképek számszerű elnyelési adatai a III. táblázatban találhatók.

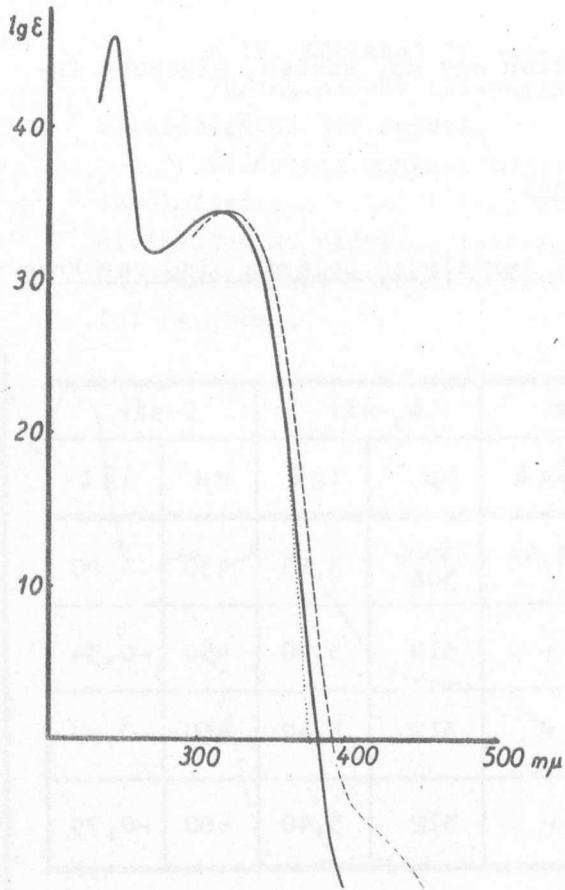
III. táblázat

A 8-oxi-kinolin szinképi adatai aktív H-t nem tartalmazó poláris oldószerekben

Oldószer	Maximumhelyek				Minimumhelyek			
	B-sáv		L-sáv		a		b	
	m μ	lg ϵ	m μ	lg ϵ	m μ	lg ϵ	m μ	lg ϵ
Kloroform	243	4,60	308-312	3,44	-	-	270-274	3,17
Piridin	-	-	320	3,40	-	-	-	-
Metil-izobutil-keton	-	-	308-312	3,46	-	-	-	-

A 2. ábra görbéinek közös jellemzője, hogy a hosszú hullámhosszak felé meredeken csökkenő görbe alacsony lg ϵ értékeinél /lg ϵ < -0,5/ alig észlelhető járulékos elnyelés lép fel. Ez a hatás kifejezettebb a piridin esetében. Itt feltételezhető, hogy a protonakceptor kinolin -N hatására bekövetkező fokozottabb mértékű phenolat-piridiniumsó kölcsönhatás okozza ezt a járulékos elnyelést.

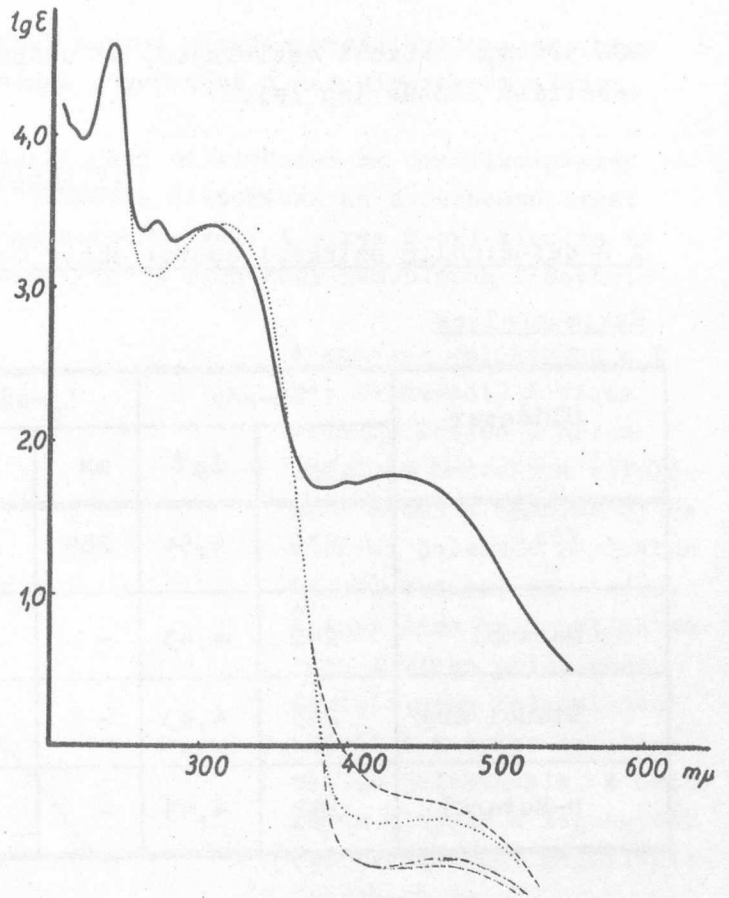
A 8-oxi-kinolin szinképe sajátosságos elváltozást mutat olyan oldószerekben, melyek aktív -H-t tartalmaznak /3.ábra/.



2. ábra

8-oxi-kinolin szinképe aktiv hidrogént nem tartalmazó poláris oldószer-ekben

- kloroformban
- piridinben
- metil-izo-butil-ketonban



3. ábra

8-oxi-kinolin szinképe aktiv hidrogént tartalmazó poláris oldószer-ekben

- vízben
- metanolban
- abs. etalonban
- .-.-.-.- n-propanolban
- .-.-.-.- n-butanolban

A ciklohexanoshoz, mint standard görbéhez viszonyított alkoholban és vízben felvett szinképek kisfokú hipszokrom eltolódást mutatnak. Ez a hatás kifejezetten jelentkezik a hosszú hullámhosszu L-sávnál. Az alkoholos szinképeknél a görbe tagoltsága pontosan megfelel a ciklohexanban mértnek. A vizes közegben felvett szinképben a B és L sáv között új maximumhely jelentkezik, mely intenzitásában az L sávnak felel meg, s helye a könnyen változó minimumhelyen található. /L: /l/ pontot./ A IV. táblázatban és a 3. ábrán ezért megkülönböztetünk L_a és L_b sávot, valamint b_1 és b_2 minimumhelyet. A legnagyobb eltérés az 1. és 3. ábra görbéi között

400-500 m μ között észlelhető, az utóbbiban egy új, széles, alacsony intenzitású elősáv lép fel.

IV. táblázat

A 8-oxi-kinolin szinképi adatai aktív H-t tartalmazó poláris oldószerekben

Maximumhelyek

Oldószer	B-sáv		L _a -sáv		L _b -sáv		C-sáv	
	m μ	lg ϵ	m μ	lg ϵ	m μ	lg ϵ	m μ	lg ϵ
Víz	239	4,54	269	3,44	302- 308	3,41	430	1,80
Metanol	242	4,43	-	-	310	3,40	450	-0,34
Etanol/Abs/	243	4,43	-	-	312	3,42	460	-0,73
n-Butanol	242	4,45	-	-	312	3,40	460	-0,79

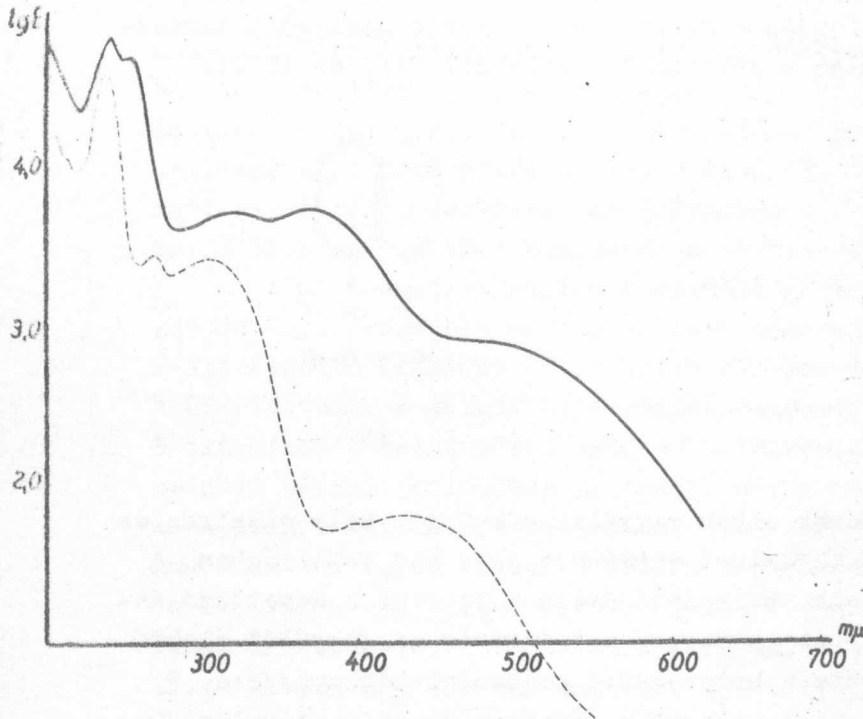
Minimumhelyek

Oldószer	a		b ₁		b ₂		c	
	m μ	lg ϵ	m μ	lg ϵ	m μ	lg ϵ	m μ	lg ϵ
Víz	219	3,97	261	3,38	278- 284	3,30	376- 384	1,71
Metanol	220	3,98	-	-	266-8	3,21	430 ^{+/}	-0,35
Etanol	220- 222	3,99	-	-	266-8	3,08	424	-0,78
n-Butanol	220- 222	3,98	-	-	266-9	3,06	424	-0,80

+/ inflexió

A IV. táblázat "C"-sávjának adatai alapján megállapíthatjuk, hogy /5/ az elősáv intenzitásának növekedése a sáv hipszokrom irányu eltolódásával jár együtt.

Kísérleti munkánk tulajdonképpeni célkitűzése az uranilkomplexek tanulmányozása volt. A komplex szinképek birtokában az összehasonlítást elvégeztük az elősávot tartalmazó szinképekkel. A vizes 8-oxi-kinolin és az uraniloxinát alkoholos szinképe között igen nagy hasonlóság fedezhető fel /4.ábra/.



4.ábra

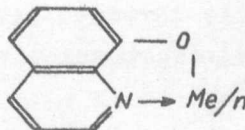
8-oxi-kinolin szinképe savanyu és lúgos közegben

————— 0,1 n vizes HCl-ban
- - - - - vizes NaOH oldatban
pH=11,80±0,05

A komplex szinképben a B sáv felhasadt. A vizes szinkép kettős L sávja nagyfokú bathochrom eltolódást mutat a komplexnél és a sávok jelentős mértékben kiszélesednek, de a sávok intenzitása változatlan marad. A vizes szinképben észlelt nagy intenzitású elősáv a komplex szinképben is jelentkezik. A szinképek alapján a legnagyobb valószínűséggel megállapíthatjuk, hogy

/6/ hasonló fizikai folyamatra vezethető vissza az aktiv H-t tartalmazó poláris oldószerekben mért 8-oxi-kinolin elősáv, mint amely az oxin fémkomplexeinél létrejön.

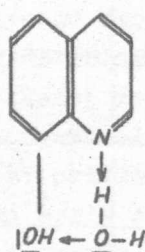
A 8-oxi-kinolin fémekkel [14] öttágu kelát-szerkezet képez az alábbi képlet szerint /I/



I.

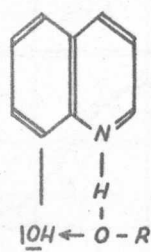
ahol $n = 2$ vagy 3 a fémek típusa szerint. Az oxin-kelát elektronszinképe elsősorban egységes elektron szerkezet gerjesztésének felel meg, s nem a kialakult gyűrűk külön gerjesztésének következménye. A homeopoláris kötésű fém az egész molekulán belül a π -elektroneloszlást igen nagymértékben megváltoztatja. Ennek a hatásnak tulajdonítható a hosszú hullámhosszu fényvel történő gerjesztés lehetősége. A sáv széles voltára magyarázat lehet az a laza kötés, mely a fém és a kelátképző atomok között fellép.

A fémkelát analógia alapján a 8-oxi-kinolin aktív hidrogént tartalmazó oldószerekben valószínűleg a következő szerkezetű /II. és III./:



II.

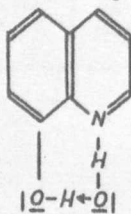
III.



III.

Ilyen pszeudokelát képzésre csak olyan vegyület alkalmas, mely elektron és proton akceptor csoportot is tartalmaz egymáshoz igen kis távolságban. A II. és III. képletnek megfelelő szerkezet nézetünk szerint a következő mechanizmus révén jön létre: 1/ az aktív protont tartalmazó vegyület elektronakceptor része rákapcsolódik a heterogyűrű szabad elektronpárjára, 2/ a kelátképző vegyületcsoport protonakceptor része és az oxin phenolos HO-ja között létrejön a protonhid.

A fenti mechanizmus könnyen lejátszódhat víz segítségével. Itt először a víz disszociábilis hidrogénje rákötődik a hetero-N-atom szabad elektronpárjára. A víz vegyérték szöge fenti rajznak megfelelően kifordul és kialakul a phenolos HO-val is a hidrogénhid. A három hidrogénatom a vízből származó oxigént csaknem szimmetrikusan veszi körül, létrehozva egy hidroxonium szerkezetet. Ez utóbbi, minthogy pozitív töltéssel rendelkezik, az oldatban uralkodó tömeghatás törvénye miatt a víz nem használt eredeti H-jét leadja, s ily módon az új szerkezet elektromosan stabilizálódik /IV/.



IV.

Igy tehát a kelát létrejöttéhez végeredményben csak a -OH csoport volt szükséges. Ezért nevezzük ezt a szerkezetet hidroxokelátnak.

3/ Az elősáv fizikai-kémiai értelmezése:

Abszolút oldószereket figyelembe véve az elősáv intenzitása a következő sorrendben csökken:

viz >>> metanol >> etanol > n-butanol,

azaz a csökkenő protonaktivitás sorrendjében. Az etanolban és n-butanolban talált elősávok intenzitása már alig különbözik egymástól /1. IV. táblázat/. Így a n-butanolban mért elősáv gyakorlatilag az alkoholokra jellemző alsó határértéknek tekinthető. Ez a jelenség könnyen értelmezhető az alkil csoportoknak az alkoholos OH-ra kifejtett induktív hatásával [15], mely a lánc hosszával a fentiek értelmében változik.

A protonaktivitás fontosságának gondolata szükségessé tette a savas és lúgos közegben mért szinképek ismeretét. Az 5. ábrán látható a 8-oxi-kinolin szinképe 0,1 n vizes HCl-ben és $\text{pH} = 11,80 \pm 0,05$ -ös vizes NaOH-oldatban. A görbék első megtekintésekor megállapíthatjuk, hogy a 8-oxi-kinolin szinképénél amfoter halokromia jelensége lép fel, azaz a szinkép sávjai /különösen az L-sáv/ sav és lúg hatására egyaránt batokrom irányu eltolódást szenvednek [16]. A H^+ koncentráció megváltozásának hatására lúgos közegben fellép a phenolát-sáv, mely az L-sávval összeolvadva egy széles sávot hoz létre. Összetett volta a görbén biztosan érzékelhető. Sav hatására felhasad az L-sáv és a vizes szinkép L_b sávja helyén egy két-maximumu sáv jön létre. A vákuum UV-sáv fészálló szakaszán - 220 μm körül - egy latens sáv inflexiója látszik. A szinképi adatok az V. táblázatban láthatók.

A desztillált vízben felvett szinkép /3. ábra/ két rokon vonást mutat a savas közegben felvett szinképpel: a B-sáv felhasad és a távoli UV-sáv felszálló szakaszán /210 μm -nál/ enyhe inflexió jelentkezik. Ebből következik, hogy

/7/ a víz disszociábilis hidrogénjei hatására bekövetkező elektromos szerkezeti elváltozások is számításba jönnek a vizes közegben észlelt szinkép létrejötténél.

Mind a savas, mind a lúgos közegben felvett szinképre jellemző, hogy a vízben észlelt jelentékeny elősáv nem jelentkezik a szinképben. Lehetséges azonban az is, hogy az elősáv sav és lúg hatására nem szenved batokrom eltolódást és így az amfoter halokromia következtében fellépő batokromia és sávfelhasadás ill. a fellépő nagyintenzitású, új sáv

vok átfedik az alacsony intenzitású elősávot. A görbék összehasonlítása alapján azonban biztosan megállapíthatjuk, hogy

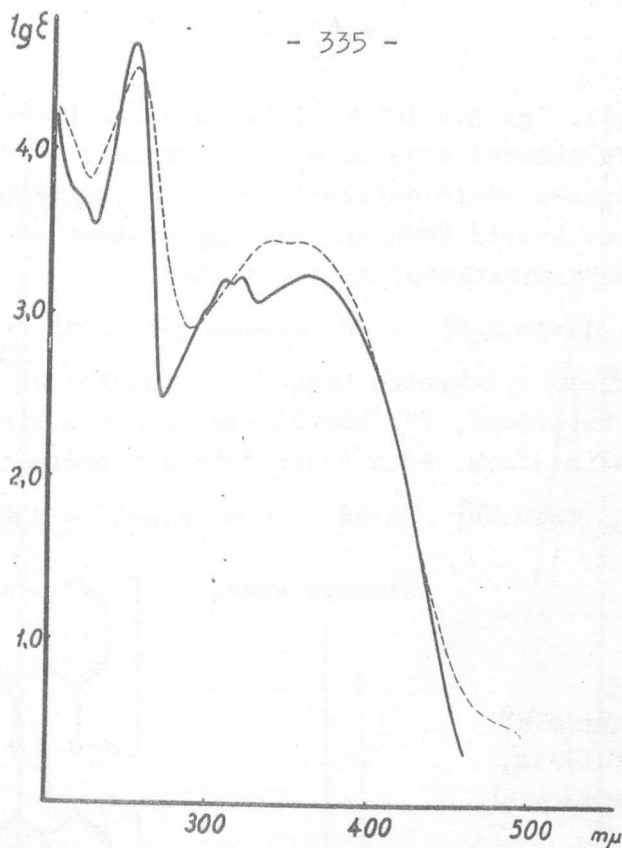
/8/ az elősáv a pH-hatással nem azonos mechanizmus révén jön létre.

V. táblázat

A 8-oxi-kinolin szinképi adatai 0,1 n HCl-ban és vizes NaOH-ban

/pH = 11,80 + 0,05/

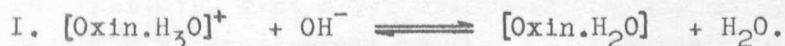
	0,1 n HCl		pH = 11,80	
	mμ	lg ε	mμ	lg ε
<u>Maximumhelyek:</u> B /infl./	220	3,67		
B	251	4,64	252	4,49
L _a	309	3,19	336	3,44
	319	3,21		
L _b	354-360	3,22	351-354	3,44
<u>Minimumhelyek:</u> a	227	3,51	224	3,81
b ₁	271	2,46	288-292	2,91
b ₁	312	3,17	-	-
b ₂	328	3,08	346	3,43



5. ábra

————— H/UO₂ oxin₃/ összetételű kelát
komplex /oxin = /C₉H₆NO/ / alkoholban
- - - - - 8-oxi-kinolin-vizben

Ha a H⁺ koncentráció változás elektronszerkezeti következményeit vizsgáljuk, akkor a /7/ pontban feltételezett megállapításunk könnyen beigazolódik. Savanyu közegben ugyanis a jelenlévő hidroxonium-ionok H₃O⁺ erős elektrofil tulajdonságuk miatt a kinolin N-heteroatomjával oniumkomplexet képeznek s a beépült csoport egyetlen részletének sincs nukleofil tulajdonsága. Ugyanakkor savanyu közeg hatására a fenolos -OH disszociációja, s ezzel hidrogénhid képzési hajlama is lecsökken /V. a/ és b/ képlet/. A H⁺-koncentráció csökkentésekor az oldatban a víz konstans ionszorzata miatt az V.képletben kialakult koordinatív kötésű hidroxonium ion egyre labilisabbá válik, míg végül a dativ kötésű /egyik/ hidrogén proton alakjában távozik.



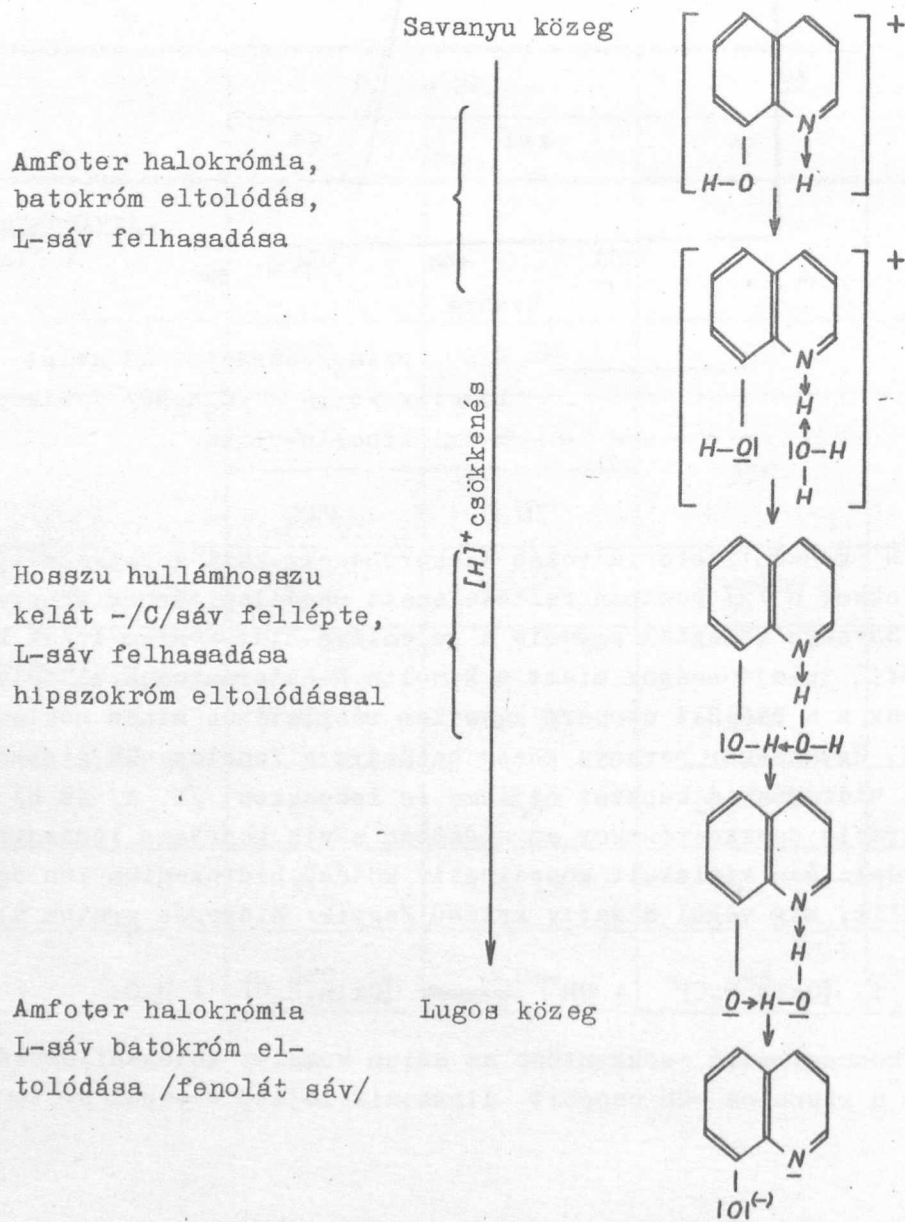
A H⁺ koncentráció csökkentése az onium komplex kötésszilárdságát csökkenti és a phenolos -OH csoport disszociációját, s ezzel protonhid

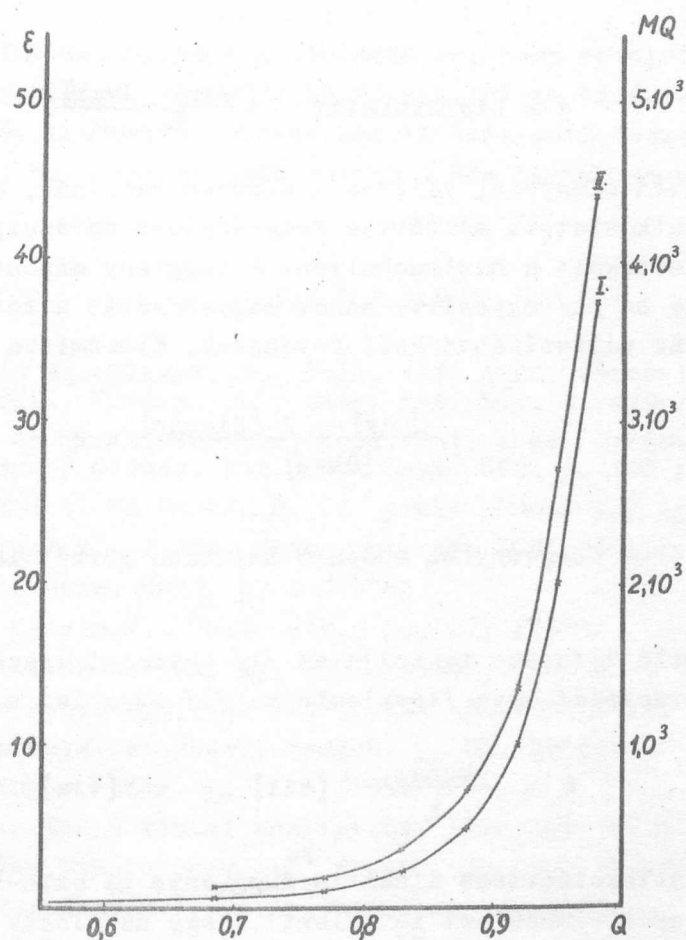
képző hajlamát növeli. Így jön létre az előbbieken II-val jelzett komplex. Ezt az egyensúlyi folyamatot írja le az I. egyenlet.

További H^+ -koncentráció-csökkentésre a II. képletbe beépült vízmolekula /hidroxonium szerkezet/ könnyen lead egy protont és a fentieknek megfelelően létrejön a "hidroxokomplex" /IV.képlet/



További H^+ -koncentráció csökkentés hatására a fenolos OH^- ledisszociálja protonját /fenolát képződés/, /VI.képlet/ megszűnik a kinolin N-atomjainak oniumkomplex képzési hajlama, és a "pszudokelát" szétesik /III.egyenlet/.

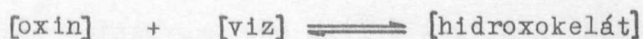




6. ábra

Az oxin elősáv ϵ -értékének változása viz-dioxán móltört függvényében
 I. mért érték
 II./2/ egyenlettel számított görbe

A tömeghatás törvényének bizonyítására szolgál a 6. ábra, mely a 8-oxi-kinolin elősávjának maximumhelyen zárt intenzitásértékét ábrázolja ϵ -ben kifejezve az oldószerkeverék vízre vonatkoztatott móltörtjének függvényében. Az exponenciális jellegű görbe alaposabb megvizsgálásakor kiderül, hogy amíg a víz el nem éri az 1:2 molarányu dioxán-víz "molekulavegyület" összetételt, gyakorlatilag alig keletkezik hidroxokelát. /A hidroxokelát kevésbé stabilis, mint a 2:1 arányu dioxán-víz molekulavegyület! / Feltételezve a következő egyensúlyi reakciót.



a hidroxokelát koncentrációja lineárisan arányos az elősáv extinkciójával:

$$\epsilon = \text{hidroxokelát} = \frac{[\text{oxin}] [\text{viz}]}{K} \quad /1/$$

A 6. ábra viz-dioxán elegyben, változó vízkoncentrációnál, a víz koncentráció dioxánra vonatkoztatott móltörtje függvényében ábrázolja /I. görbe/ az oxin elősáv ϵ értékeit a maximumhelyen. A függvény exponenciális jellegét nem támasztja alá az /1/ egyenlet. Ennek magyarázatát a ternér rendszer oxin-víz arányának változásában kell keresnünk. Kiszámítva a

$$\frac{[\text{viz}] - 2 [\text{dioxán}]}{[\text{Oxin}]} = q \quad /2/$$

hányadost, az előbbi függvényhez hasonló lefutású görbét kapunk /6. ábra II. görbe/,

A két görbe hasonló lefutása igazolja az /1/ egyenlet igazát, mivel az oxin konstans koncentrációját véve figyelembe az /1/ egyenlet a következőképpen alakul:

$$\epsilon = \frac{\text{konst.}}{K} [\text{viz}] = c [\text{viz}] \quad /3/$$

azaz az elősáv extinkcióértéke lineáris függvénye az oxin-víz mólaránynak. A /3/ egyenlet egyértelműen azt is jelenti, hogy az elősáv nem követi a Bouger-Lambert törvényt.

A kísérleti eredmények és a fenti megfontolások valószínűvé teszik, hogy

/9/ ilyen "pszeudokelátok" csak olyan "vegyületekkel" jöhetnek létre, melyek elektron- és protonakceptor funkcionális résszel is rendelkeznek. Ilyen vegyületsorozatot képeznek a periódusos rendszer 6. oszlopának elemei H-nel.

/10/ A "hidroxokelát" kialakulására érvényes a tömeghatás törvénye.

/11/ A hidroxokelát stabilitása rendkívül kicsi, különösen akkor, ha az oxigéne csak egy mozgékony proton van.

/12/ A hidroxokeláthoz kötött szinképi elősáv nem követi a Bouger-Lambert törvényt. Ez az eltérés gyakorlatilag alig érzékelhető, mert az optimális mérési lehetőség területén az oxin/víz-mólarány nagyon kis mértékben változtatható.

Vizsgálatainkat nem volt célunk más vegyületcsoportokra kiterjeszteni. Valószínűnek tartjuk azonban, hogy hasonló jelenség más vegyülettípusoknál is előfordul. Hires és Hackl [17] a Schiff-bázisoknál észleltek elősáv-

vot. Nézetünk szerint valószínű feltételezés az, hogy az elősávot itt is "hidroxokelát" hozza létre. Hires és Hackl szerint az oldószer dipolusmomentuma és az elősáv intenzitás értéke között számszerű összefüggés van. Ezt a megállapítást /l. B./ pont az oxin esetében nem tudtuk megerősíteni.

I r o d a l o m

- [1] Dabrowski, J. és Marchlewski, L., Bull. int. Acad. Cracovic /Acad. pol. Sci./ Classe. sci. math. nat. Sér. A. 479 /1935/
- [2] Bednarczyk, W. és Marchlewski, L., Bull. int. Acad. Cracovic /Acad. pol. Sci./ Classe. sci. math. nat. Sér. A. 187 /1937/
- [3] Kiss, Á., Bácskai G. és Csokán P., J. prakt. Chem. /2/ 160, 1 /1942/
- [4] Ewing, G. és Steck, E., J. Am. Chem. Soc. 68, 2181 /1946/
- [5] Kiss Á.I., Acta Chim. Hung. 5, 1 /1954/
- [6] Lewis, G.N. és Calvin, M., Chem. Rev., 25, 273 /1939/
- [7] Jones, R.N., J. Am. Chem. Soc., 67, 1021 /1945/, Chem. Rev. 41, 353 /1947/
- [8] Kiss Á., Compt. Rend. 229, 726 /1949/, MTA Kém. Oszt. Közl. 2, 329 /1952/
- [9] Szőke, J., Acta Phys. et Chem., Szeged, 5, 51 /1959/
- [10] Pestemer, M., Angew. Chem. 63, 118 /1951/
- [11] Erdey, L., Bevezetés a kémiai analízisbe, II. kötet, 49. oldal
- [12] Gôto, H., Sci. Rep. Tohoku Univ. 1st Series, 26, 391 /1937/
- [13] Moeller, Th., Ramaniah, M.V., J. Am. Chem. Soc. 76, 5251
- [14] Hollingshead, Oxin and Its Derivatives Butterworth-London/1954/
- [15] Johnson, J.R., Gilman, Organic Chemistry 1821. oldal.
- [16] Pestemer, M., Brück, D., Houben-Weyl IV. Aufl. III/2. kötet 644. old.
- [17] Hires J., Hackl, L., Acta Phys. et Chem. Szeged 5, 19 /1959/
- [18] Klevens, H.B., Platt, J.R., J. Chem. Phys. 17, 470 /1949/
Platt, J.R., J. Chem. Phys. 17, 484 /1949/; 18, 1168 /1950/
Dewar, M.J.S., Longuet-Higgins, H.C., Proc. phys. Soc. Sect. A. 67, 795/1954/
Pople, I.A., Proc. Phys. Soc. Sect. A. 68, 81 /1955/
Moffitt, W., J. Chem. Phys. 22, 320 /1955/
Ham, N.S., Ruedenbert, K., J. Chem. Phys., 26, 1, 13 /1956/
Pariser, R., J. Chem. Phys. 24, 250 /1956/
- [19] Zimmermann, H., Joop, N., Z. Elektrochem. 64, 1215 /1960/
- [20] Zimmermann, H., Joop, N., Z. Elektrochem., 65, 61 /1961/

Érkezett 1961. július 3.

KFKI Közlemények 9.évf. 5-6.sz. 1961.

AZ URÁNÉRC SZÓDÁS FELTÁRÁSA KÖZBEN VÉGZETT IONCSERE
HATÁSA A FELTÁRÁSRA

12439

Irta: Szabó Elek, Sárdi András és Vasáros László

Összefoglalás

Megvizsgáltuk milyen mértékben befolyásolja az uránkinyerést az érc szódás feltárása során keletkező zagyban végzett ioncsere. A feltárás után végzett ioncserevel az adszorbeált és a nem teljes kimosás miatt visszamaradt urán nagy részét távolítottuk el. A feltárás közben, annak megszakításával, 15 percig végzett ioncsere kb. 1-1,5 %-kal javította a 6 órás feltárás kihozatalát. A feltárási idő 40-100 %-a alatt lefolytatott ioncsere 2-5% hatásfokjavítással járt.

Ismeretes, hogy Magyarország olyan urántartalmu kőzetekkel rendelkezik, amelyeket mind urántartalmuk, mind mennyiségük érdekessé tesz ipari feldolgozásra [1].

Intézetünk Magkémiai Laboratóriumában foglalkoztunk a hazai uránérc feldolgozás néhány tudományos vonatkozásu, a technológiai munkát előkészítő alapkérdése tanulmányozásával. Többek között megvizsgáltuk a savas és szódás ércfeltárás optimális körülményeit, valamint a feltárási oldatokból való uránkinyerés lehetőségeit, különös tekintettel az ioncsereelő gyanták alkalmazhatóságára [2, 3].

Vizsgálataink során azt tapasztaltuk, hogy a feltárási hatásfok néhány százalékkal megnő, ha az érc feltárása közben az urán egy részét ioncsereelő gyantával eltávolítjuk. Így vetődött fel a kérdés, hogy vajon nem lenne-e még hatásosabb, ha az ioncsérés kinyerést a feltárás alatt, közvetlenül a feltárási zagyból végeznénk el.

Az alábbiakban a szódás feltárás közben végzett ioncsérés vizsgálatok eredményéről kívánunk beszámolni.

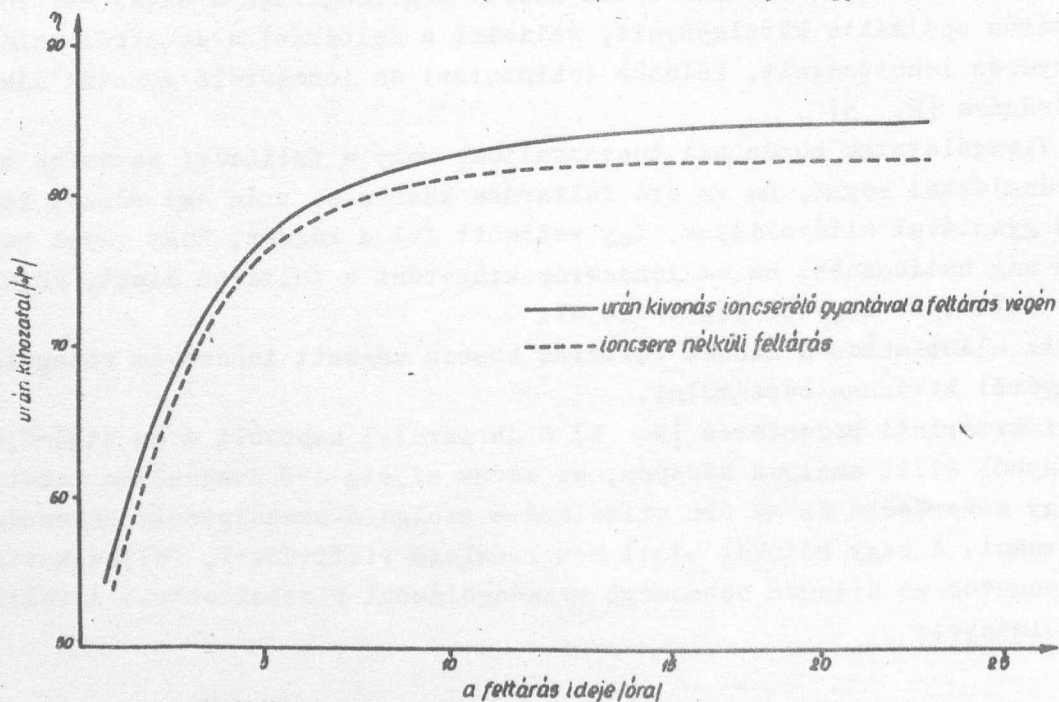
A kísérleti berendezés [2, 4] 6 db paralel kapcsolt 6 cm átmérőjű, üvegedényből állt, amelyek közepén, az edény aljáig érő üvegcsövön vezettük be a zagy keverésére és az érc oxidálására szolgáló szabályozott sebességű levegőáramot. A zagy hőfokát adott hőmérsékletű vízfürdővel, folyadékszintjét folyamatos és állandó sebességű vizadagolással biztosítottuk. A feltárás körülményei:

hőmérséklet: 95 C°
szódakeverék koncentrációja: 2,5 suly %
Na₂CO₃:NaHCO₃ = 3:1
szilárd: folyadék = /Sz:É- / 1:4 /sulyarány
bemérés: 50 g érc
levegőkeverés sebessége: 160 l/óra

A kísérleteknél használt érc összetétele:

SiO ₂	65,00 "
Al ₂ O ₃	13,20 "
CaO	10,40 "
CO ₂	4,20 "
Fe ₂ O ₃	2,50 "
MgO	2,00 "
TiO ₂	0,40 "
C	0,16 "
V ₂ O ₅	0,047 "

Első ilyenirányu vizsgálatainkból kitűnt, hogy a feltárás bejezése után a zagyban végzett ioncsere mintegy 2 %-os kihozatalnövekedéssel jár, különböző feltárási idők esetén is /1.ábra/. Látható, hogy a kihozatal te-



1.ábra

Feltárás után végzett ioncsere hatása az uránkihozatalra, szódás eljárásnál

litési görbeszerűen változik az idő függvényében mind ioncserével, mind anélkül végzett feltárásnál, előbbi azonban mindig utóbbi fölött helyezkedik el, mintegy 2 %-kal. Az ioncserét a következő körülmények között folytattuk le:

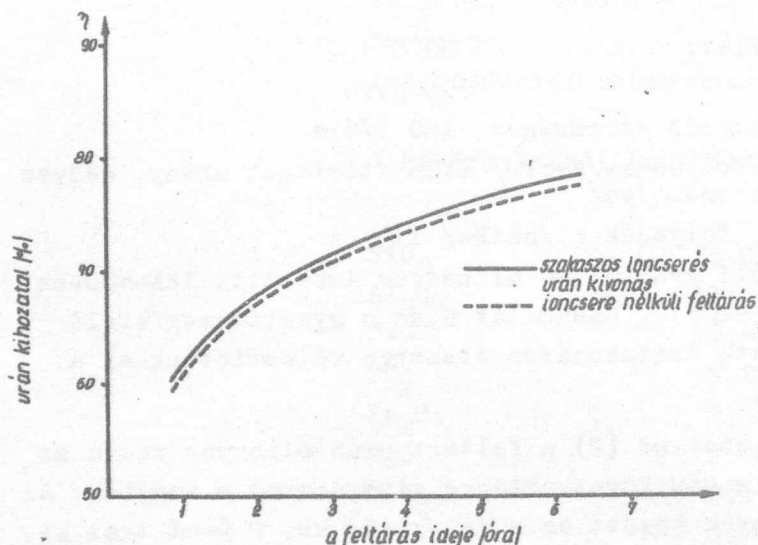
hőmérséklet: 30 C°
idő: 15 perc
levegőkeverés sebessége: 160 l/óra
gyanta: folyadék=/Gy:F=/ 1:25 /térfogat arány, nedves gyantára számolva/
szilárd: folyadék = /Sz:F=/ 1:5
Ioncserélő gyanta: 10 ml nedves Amberlite IRA-400-as, klorid formájú. Használat után a gyantát megfelelő lyukméretű szitakosáron átszűrve választottuk el a zagyától.

Régebbi vizsgálataink szerint [2] a feltárt urán bizonyos része az adszorpció és a nem teljes kimosás következtében visszamarad a zagyban. Az általunk alkalmazott körülmények között ez a mennyiség kb. 2 %-ot tesz ki. Ez arra mutat, hogy a feltárást utáni ioncsere az adszorbeált és nem kimosott urán nagy részének eltávolítása által "növeli" a kihozatalt.

Második lépésként azt vizsgáltuk meg, hogy az ércből kioldott urán, esetleg más komponensek eltávolítása feltárást közben ioncserélő gyantával, milyen befolyást gyakorol a kihozatalra.

6 órás feltárást végeztünk. A feltárást első és harmadik órája után a fent leírt módon ioncserét hajtottunk végre. Összehasonlítás céljából azonos körülmények között, paralel végrehajtottunk ioncsere nélküli feltárást is. A gyanta bevitelénél, valamint a zagy és a gyanta elválasztásánál, kimosásánál bekövetkező higitásnak megfelelően higitottuk az ioncsere nélküli feltárási oldatot is és az ioncsere alatt a levegő keverést is azonos ideig és azonos körülmények között végeztük. A vizsgálat eredményei azt mutatják, hogy az uránkihozatal kb. 1 %-kal nő meg a fenti módon végrehajtott ioncsere következtében /2.ábra/, tehát ez az eljárás az előzőnél valamivel kisebb kihozatalnövekedéssel jár. A csökkenést az okozhatta, hogy a feltárást végén, a zagy kimosásakor az oldat jóval több uránt tartalmazott, mint az első kísérletsorozatban /ahol az ioncserét a feltárást végén végeztük, s ezzel az oldat uránkoncentrációját jelentősen lecsökkentettük a mosás előtt/, így az ércen is több urán maradhatott vissza, adszorbeált vagy nem kimosott formában.

Harmadik kísérletsorozatunkban azt vizsgáltuk meg, hogy a feltárást folyamán hosszabb ideig tartó ioncsere hogyan befolyásolja az uránkihozatalt.



2. ábra

Feltárás közben, szakaszosan végzett ioncsere hatása az uránkihozatalra, szódás eljárásnál

rásnak vetettük alá 40, 60 és 80 C^o-on. 0,4 T idő eltelte után a második edényben lévő gyantát elválasztottuk a zagyától. A feltárás befejeztével még egy 15 perces ioncserét végeztünk minden kísérletnél, hogy az adszorpció és a nem teljes kimosás miatti veszteséget minimálisra csökkentsük.

Az eredményekből /3. ábra/ az tűnik ki, hogy a kihozatal nő, ha a feltárást ioncsereelő gyanta jelenlétében folytatjuk le. Az uranilionok, és esetleg más kioldódó komponensek nagyrészt így szinte keletkezésük pillanatában eltávolítjuk az oldatból. 40 C^o-on pl. T = 12 óra, t = 0 esetében a kihozatal 46 %, t = 0,4 T-nél 47 % - és t = T-nél 48,5 % volt. Hasonló különbségek észlelhetők 40 és 60 C^o-on más T értékeknél is, csak míg 40 C^o-on a közepes kihozatal T = 3-48 óra közt 38-ról 60 %-ra nő, 60 C^o-on 46-ról 80 %-ra növekszik ugyanez.

Kissé eltér a többiektől a 80 C^o-os feltárási görbék menete. Itt t = 0,4 T-nél 3-4 % volt a kihozatal növekedése, viszont míg t = T-nél T = 3-6 óra esetében nagyobb a kihozatal, mint t = 0,4 T-nél, hosszabb időknél már alacsonyabb ennél és csak kb. 1 %-kal haladja meg az ioncsere nélküli feltárás uránkihozatalát. Ez azzal magyarázható, hogy a magas hőmérsékletnek és hosszúidejű mechanikus hatásnak kitett gyantaszemcsék elkopnak és a kopás-

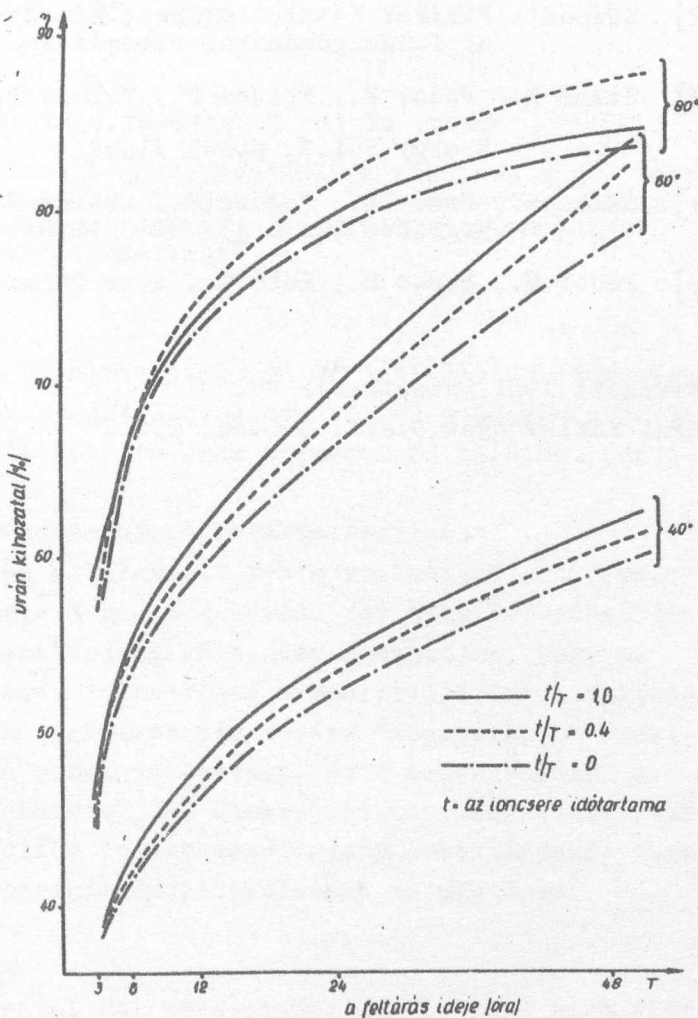
Ennek meghatározására három edényben paralel végeztünk azonos idejű feltárást. Az ioncsereelő gyantát már a feltárás megkezdésekor a feltároló oldatba helyeztük és az első edényben a teljes feltárási idő /T/ alatt benne hagytuk a gyantát, a másodikban ennek 40 %-ig /az ioncsere ideje, t = 0,4 T/, a harmadikban pedig egyáltalán nem tettünk /t = 0/. Sz:F = 1:2 aránnyal végeztük a feltárást és Gy:F = 1:10 aránnyal az ioncserét - a többi paraméter nem változott.

Az uránércet 3, 6, 12, 24 és 48 órás feltá-

termékek, amelyek szintén tartalmaznak adszorbeált uranilionokat, az ioncserélő gyanta kiszűrésénél a zagygal mennek tovább. A közepes kihozatal növekedés emellett hosszabb kísérleti idő alatt lassabb, mint 60 C° -on: 3-48 óra közt 58 %-ról 85-re nő csak a kihozatal, mivel a könnyebben feltárható részek már rövidebb idő alatt feltáródtak.

Következtetések:

A kísérleti eredmények azt mutatják, hogy közepes hőmérsékleten / 60 C° körül/, a feltárás folyamatával együtt, hosszabb ideig végzett ioncserére számottevő mértékben növeli az uránkihozatalt, viszonylag elég gyors és jó hatásfoku kinyerést eredményez és az ioncserélő gyantát sem veszi túlzottan igénybe. Erre vonatkozólag részletesebb vizsgálatok is folytak laboratóriumunkban [5]. Magasabb hőmérsékleten a jelenleg forgalomban lévő gyanták gyorsabban mennek tönkre, alacsonyabb hőfokon pedig a feltárás lassu, ill. kis kihozatalu. A feltárás közben vagy után végzett rövidebb idejű zagyos ioncserék csak kisebb mértékben befolyásolják a végső kihozatalt.



3. ábra

Feltárás közben, folyamatosan végzett ioncsere hatása az uránkihozatalra, szóadás eljárásnál

I r o d a l o m

- [1] A Magyar Szocialista Munkáspárt VII. kongresszusának irányelvei a gazdasági feladatainkról és a második ötéves terv előkészítéséről. Budapest, 1959.
- [2] Központi Fizikai Kutató Intézet, Kémiai Osztály: Hazai uránérccek kémiai feldolgozásának vizsgálata. I. /1958/
- [3] Szabó E., Fodor M., Földes P., Molnár F., Stocker L., Vigvári M., Proc. of the 2. Internat. Conf. of the Peaceful Uses of Atomic Energy Vol. 3, p. 245 /1958/
- [4] Szabó E., Fodor M., Földes P., Molnár F., Stocker L., Vigvári M., Magy. Kém. Lapja 13, 210 /1958/
- [5] Fodor M., Szabó E., Pokó Z., Acta Chim. 29, 1 /1961/

Érkezett 1961. szeptember 29.

KFKI Közlemények 9. évf. 5-6. sz. 1961.

ELEKTRONSOKSZORÓZÓK VIZSGÁLATA GYORS OSZCILLOSZKÓP
SEGÍTSÉGÉVEL

Írta: Dési Sándor

Összefoglalás

Gyors időbeli lefolyású jelenségek vizsgálatára alkalmas magas határfrekvenciájú szinkroszkópot építettünk /rise-time = 1,6 nsec/, melynek segítségével megmértük néhány, a nsec-os időmérés technikában használatos elektronsokszorozó impulzus-karakterisztikáját.

Bevezetés

A kísérleti magfizikában alkalmazott gyors szcintillációs időmérés technikával elérhető mérési pontosságot lényegében két tényező alakítja ki:

1/ a szcintillátorban keletkező fotonok számának és kilépési idejének fluktuációja,

2/ az alkalmazott elektronsokszorozó karakterisztikája.

Figyelembe véve a jelenleg alkalmazott gyors szcintillátorok, valamint az utóbbi években kifejlesztett kis időszórású /és nagy erősítési tényezőjű/ elektronsokszorozók karakterisztikáit, azt mondhatjuk, hogy az elektronsokszorozó okozta időszórás többszöröse a szcintillátorhoz tartozó fluktuációknak. Lényeges tehát a legkisebb időszórású "leggyorsabb" elektronsokszorozó típus kiválasztása abban az esetben, ha a berendezéstől a maximális időmérési pontosságot követeljük. Elektronsokszorozók időszórásának vizsgálatára készült el az alább ismertetendő gyors oszcilloszkóp, amely azonban bármely gyors áramkörű berendezés vizsgálatára is alkalmas.

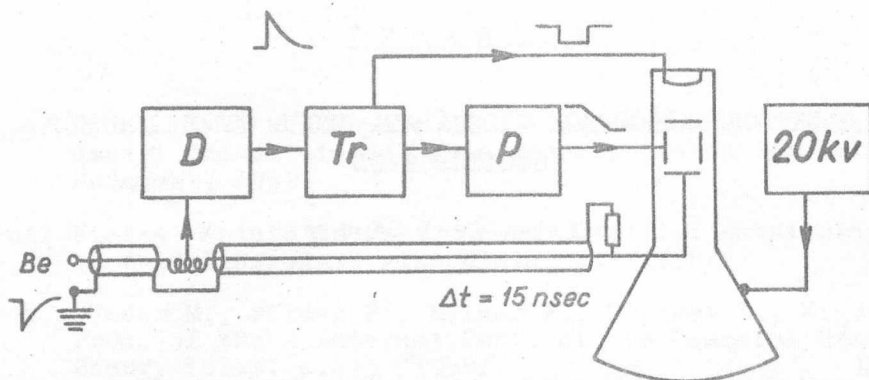
A mérő oszcilloszkóp ismertetése

Az oszcilloszkóp tervezésénél két követelményt tartottunk szem előtt:

1/ az oszcilloszkóp kis anyagigényű legyen,

2/ minimális jeltorzulást okozzon /maximális határfrekvencia elérése/

A berendezés blokk-sémája az 1. ábrán látható. A berendezéshez 75 Ohm-os koaxiális kábelen vezetett jelek egy T-szűrőtag kiképzésű leágazáson át a D diszkriminátor és fázisfordító fokozatra jutnak, mely indítja a Tr szekunderemissziós csővel működő trigger fokozatot. Ez utóbbi néhány nsec fel-futású és kb. 100 nsec időtartamu pozitív és negatív négyszögjelet szolgáltat. A negatív jelek a fényintenzitás-modulációt végzik a katódsugárcső



1. ábra

Az oszcilloszkóp blokk-sémája

katódjában, míg a pozitívok egy nagyáramú pentódát P nyitnak. A pentóda közel állandó árammal süti ki anódkörének szórt kapacitását és ezt a feszültségváltozást mint eltérítő feszültséget a katódsugárcső vízszintes eltérítő lemezpárjára csatoljuk. Az eltérítés sebessége a pentóda lezáró feszültségével változtatható. Ily módon 3 nsec/cm - 10 nsec/cm eltérítő sebesség érhető el kielégítő linearitással.

A katódsugárcső DG 13-58 típusú spirál-utógyorsítóju cső, közvetlen lemezpár kivezetésekkel. Az utógyorsító nagyfeszültséget multivibrátorral meghajtott TV sorvégfokozat állítja elő feszültségduplázással. A teljes sebességű vízszintes eltérítés időbeli késése az indítójel frontjához képest kb. 10 nsec. Ennek megfelelően elegendő 10-15 nsec késleltetésű kábelben vezetni a jelet az elágazási pontból a függőleges lemezpárig, ilyen késleltetés esetén pedig a jel még nem szenved megfigyelhető torzulást. A vízszintes eltérítő rendszer maximális indulási érzékenysége kb. 0,5 V, 4 nsec időtartamu bemenő jelek esetén, míg a vertikális eltérítő érzékenysége kb. 8 V/cm és a vonalvastagság 0,15 mm körül van. Természetesen megfelelő láncerősítő, mint előerősítő használata esetén mind az indulási, mind az eltérítő érzékenység lényegesen megnő.

A vízszintes eltérítés kalibrációja mechanikus /higanyos/ szaggatóval működő nsec-os impulzusgenerátor, valamint ismert késleltetésű koaxiális kábelek segítségével történt. Az impulzusgenerátor által szolgáltatott impulzusok emelkedési ideje az irodalmi adatok szerint 10^{-10} sec nagyságrendű, így kiválóan alkalmas volt az oszcilloszkóp impulzus karakterisztikájának vizsgálatára. Ily módon az oszcilloszkóp saját emelkedési ideje 1,6 nsec-nak adódott.

Néhány elektronsokszorozó impulzuskarakterisztikájának összehasonlítása

A fent ismertetett oszcilloszkóp segítségével megvizsgáltunk néhány különböző típusu, a magfizikai méréseknél használatos elektronsokszorozót, elsősorban időszórásukra való tekintettel. Az elektronsokszorozók montírozásánál is figyelembe vettük ezt a szempontot, minden esetben ugyanazt a foglalatot használtuk és a jel kicsatolást úgy oldottuk meg, hogy a jel nagyfrekvenciás komponenseinek vesztesége minimális legyen.

A mérések során három különböző típusu elektronsokszorozót vizsgáltunk; az RCA gyártmányu 6810-A, illetve 7264 és a francia 56 AVP típusu elektronsokszorozókat. A felfutási időszóráson kívül megvizsgáltuk a szcintillációs áramimpulzusok teljes időbeli lefutását, valamint az egyes sokszorozó típusokból egyáltalán kivehető maximális impulzus csúcsáramot is. A felfutási időt különböző átmérőjű szcintillátorok használata esetén is megmértük, amiből a katód-első dinóda közti időszórásra lehet következtetni. A mérések során Co-60 gamma-sugárforrást és azonos összetételű plastik szcintillátorokat használtunk. A kapott méréseredményeket a táblázatban foglaltuk össze:

Típus	Felfutási idő		Impulzushossz nsec-ban	Max.áram az imp. csúcsban mA
	nsec-ban / $d^x = 10$ mm /	nsec-ban / $d^x = 45$ mm /		
6810-A	3,3	4,1	15	400
7264	3,9	3,9	19	300
56 AVP	1,7	1,7	5,6	660

x A használt szcintillátor átmérője

xx A max. amplitudó e-ed részére történő csökkenésének ideje

Figyelemre méltó, hogy a 6810-A, valamint 7264 típusoknál az áramimpulzus időtartama meglehetősen nagy, függetlenül az alkalmazott /4-5 nsec lecsengésű/ plastik szcintillátoroktól, amit pl. gyors szcintillátorral történő jelalak diszkrimináció esetén, átlagáram és impulzus összerakódás /pile-up/ számításánál figyelembe kell venni.

Láthatóan az 56 AVP típusu elektronsokszorozó minden mért vonatkozásban felülmúlja a másik két típust és egyéb /katalógusból ismert/ jellemzői sem rosszabbak.

Érkezett 1961. november 15.
KFKI Közlemények 9.évf. 5-6.sz. 1961.

SOKCSATORNÁS HODOSZKÓP

Irta: Koch József és Thaler György

Összefoglalás

A cikkben kozmikus sugárzási mérésekhez kifejlesztett hodoszkóp-rendszert ismertetünk. A rendszer fő jellemzői: elektroncsöves koincidencia-körök, átmeneti információ-tárolás hidegkatódos triggercső és glimmlámpa segítségével, az információ rögzítése fényképezéssel. Csatornaszám tizes egységekben, max. kb. 200-ig.

Cikkünkben a kozmikus sugárzási mérések egyik legfontosabb eszközét, a hodoszkópot kívánjuk ismertetni, melynek segítségével a GM-csövek alkalmazási területe lényegesen kibővíthető.

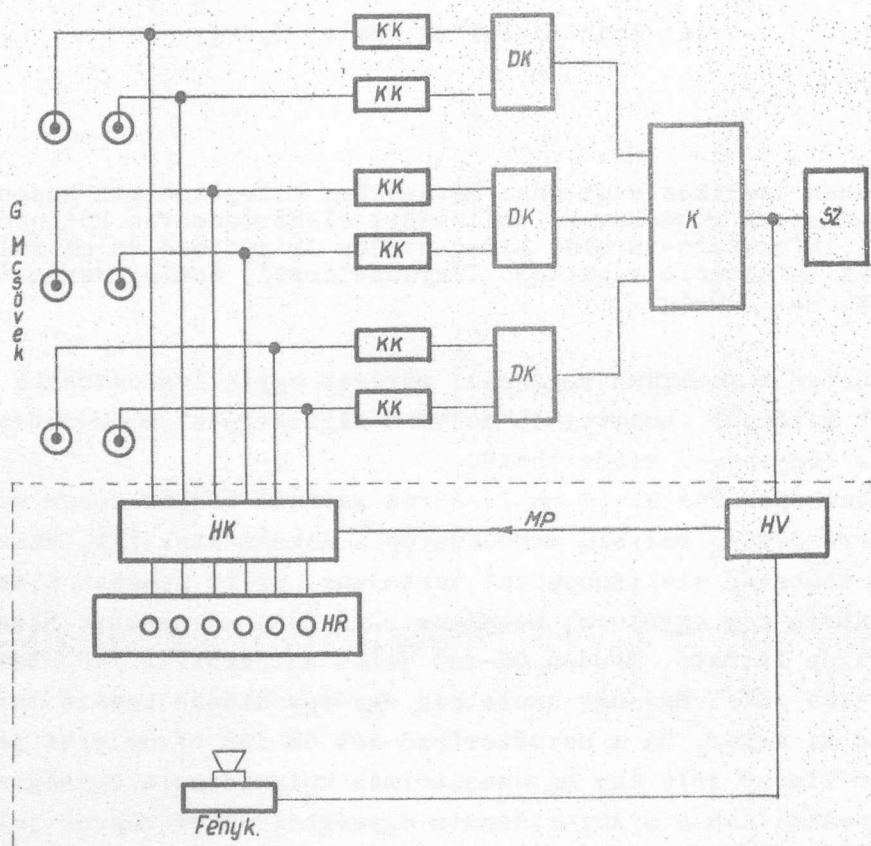
A hodoszkópizálás elvét az 1. ábrán látható berendezésen mutatjuk be, mivel az a berendezés, melyben a hodoszkópot alkalmaztuk [1], száznál több GM-csövet és többszáz elektroncsövet tartalmaz, ezért nehezen áttekinthető.

Az 1. ábrán egy egyszerű, kozmikus sugárzási mérésekhez használatos GM-cső teleszkóp látható. Minden GM-cső jelét katódkövető /KK/ továbbítja a diódás keverőbe /DK/. Egy-egy emelethez egy-egy diódás keverő tartozik, amely jelet ad ki akkor, ha a hozzátartozó két GM-cső bármelyike jelet ad. A diódás keverő kimenő jele egy háromsatornás koincidencia egységre /K/ jut. Ebben az összeállításban a koincidencia-egységből akkor kapunk jelet, ha minden emeleten a két GM-cső közül legalább az egyik megszólalt. A koincidencia-kör kimenő jeleit egy számláló számlálja.

Gyakran nem elegendő a fentiekben leírt berendezés által szolgáltatott információ, hanem pontosan tudni akarjuk azt is, hogy mely GM-csövek szólaltak meg. /Ennek különösen nagyobb berendezésnél van értelme, ahol egy emeleten 10-30 GM-cső is lehet./ Ennek érdekében az 1. ábrán látható berendezést az ábrán szaggatott vonallal keretezett egységekkel egészítjük ki. Ezek alkotják a hodoszkópot.

A hodoszkóp működésének lényege az, hogy a koincidenciaegység minden kimenő jelére a hodoszkóp vezérlő egység /HV/ kiad egy főimpulzust /Master Pulse, MP/, amelyet koincidenciába hozunk minden egyes katódkövető kimenő jellel. Ez a hodoszkóp-koincidencia /HK/ egységben történik. Ha van koinci-

dencia-jel, tehát a kérdéses GM-cső résztvett a koincidencia-eseményben, a HK egység kigyújtja a csőhöz rendelt glimmlámpát a regisztráló egységen /HR/. Ekkor a vezérlő egység meghuzza a fényképezőgép exponáló mágnesét, így a fényképezőgép lefényképezi a meggyulladt glimmlámpákat, majd visszaállítja nyugalmi állapotába a berendezést.

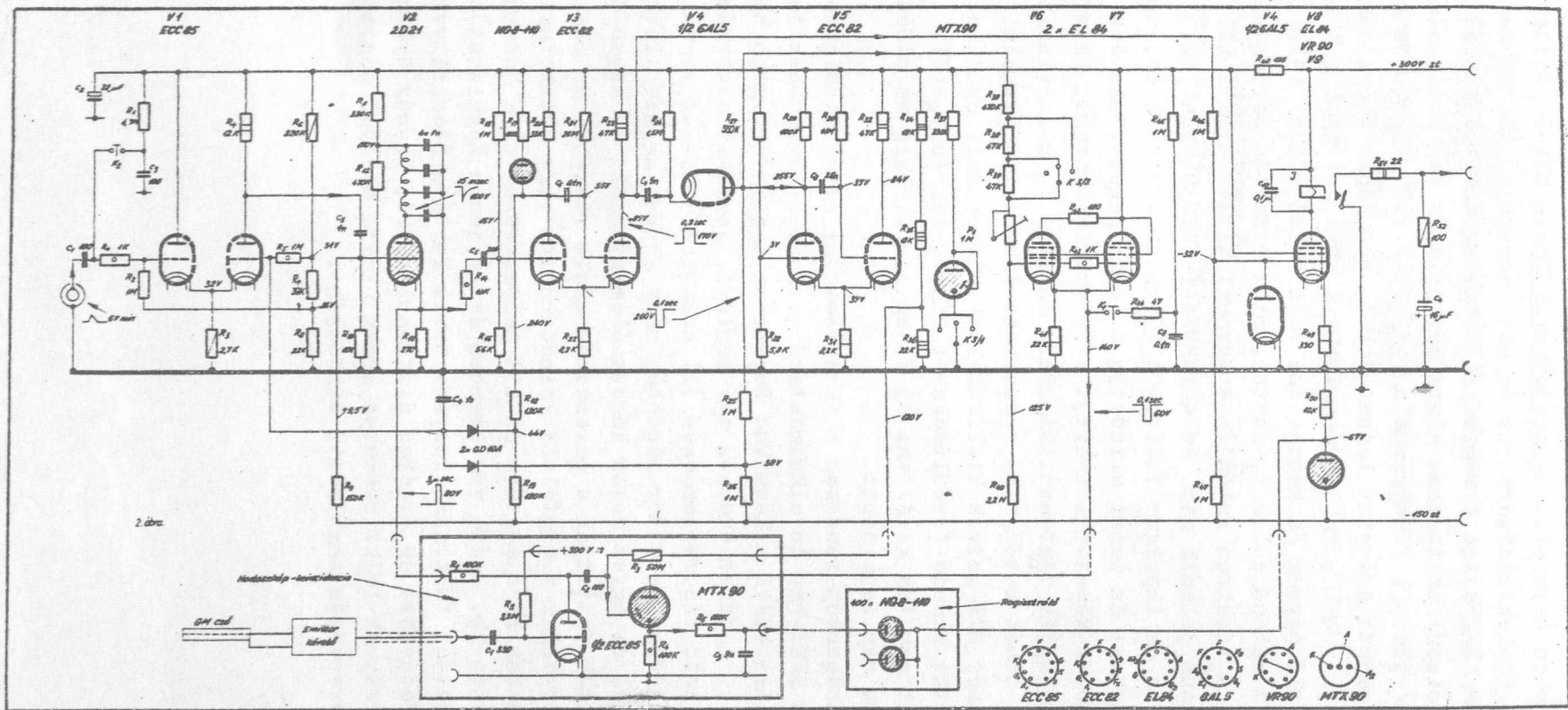


1. ábra

A regisztráló-egységen a glimmlámpák a GM-csővek geometriájának megfelelően helyezkednek el, így a felvételtől könnyen meg lehet állapítani, hogy a koincidenciában mely GM-csővek vettek részt.

Az 1. ábra szerinti berendezés HV, HK és HR egységeinek kapcsolása a 2. ábrán látható. A HK-áramkör /a kapcsolási rajz alsó részén/ működése a következő:

A trióda anód-munkaellenállása nyugalmi állapotban földpotenciálón van a vezérlő egységen keresztül, csak a főimpulzus teszi pozitívvá. Ha a főimpulzus egyszerre következik be egy negatív GM-impulzussal, a cső lezár,



2.ábra

nagy ellenállást képvisel és anódján megjelenik a teljes főimpulzus, amely a csatolóelemeken keresztül a szovjet gyártmányú MTX-90 típusú hidegkatódos triggercső segédelektrodájára jut és azt begyújtja. Az MTX-cső katódján felugró feszültség begyújtja a regisztráló-egységben elhelyezett glimmlámpát.

Ha a főimpulzus tartama alatt nem jelenik meg GM-impulzus a trióda rácán, a cső vezet, a főimpulzus a cső belső ellenállása és munkaellenállása által megszabott arányban leosztódik és nem képes begyújtani az MTX-csövet.

A vezérlő egység /a kapcsolási rajz felső része/ felépítése röviden a következő: a bemenő jel a V_1 csövön, mint erősítőn keresztül indítja a V_2 tiratron. A tiratron katódján a művonal által formált kb. 80 V kb. 3 μ sec-os impulzus jelenik meg, ez a rendszer főimpulzusa, mely eljut minden csatornához. Ez az impulzus indítja a V_3 multivibrátort is, amely egyrészt nyitja a V_8 csövet és ezzel elindítja a fényképezést, másrészt kb. 0,4 sec múlva a V_4 csövön keresztül indítja a V_5 multivibrátort. Az MTX-csövek V_6 , V_7 katódjából kapják tápfeszültségüket. Amint a V_5 multivibrátor átbillent, V_6 , V_7 rácsa, tehát katódja is negatívabb lesz, mint nyugalmi feszültsége, így a kigyulladt MTX-csövek kialszanak. V_1 jobboldali csőfele két kristálydiódán keresztül kapuzó feszültségeket kap V_3 -ról és V_5 -ről, így egy következő bemenőjel nem tud kiváltani új főimpulzust, amíg az előző esemény regisztrálása be nem fejeződött.

Ez a hodoszkóp-rendszer a Karabljov [2] által kidolgozott rendszer /melyet már a KFKI-ban is alkalmaztak/ továbbfejlesztésének tekinthető. Felépítésében illeszkedik a Kozmikus Sugárzási Laboratóriumban használatos egységrendszerhez. A jelen esetben egy meglévő, kozmikus sugárzási mérésekre szolgáló áthatoló záporberendezés [1] hodoszkóvizálását végeztük el.

A berendezés detektor-részében négy sorban egymás alatt 10-10 GM-cső van elhelyezve, az egyes sorok között ólomréteggel. Az egyes GM-csövek jelet katódkövetők juttatják a berendezés másik részébe, az elektronikus központba. Itt történik a megfelelő koincidencia, vagy antikoincidencia esemény elektronikus kiválasztása és itt helyezkednek el a hodoszkóp áramkörök is. A berendezés kb. 2 éve van üzemben és teljesen megbízhatóan működik.

Köszönettel tartozunk Fenyves Ervin kartárs főosztályvezetőnek a probléma felvetéséért és értékes diszkusszióért, Szendy Györgyné és Bak Miklós kartársaknak lelkiismeretes munkájukért, mellyel nagymértékben hozzájárultak a berendezés megbízható működéséhez.

I r o d a l o m

- [1] Bozóki Gy., Fenyves E., Sándor T., Somogyi A., KFKI Közlemények 6, 36 /1958/
- [2] Karabljev DAN 62, 315 /1948/, 69, 643 /1949/, 75, 375 /1952/
PTE, No 2, 54 /1956/
- [3] Lendvay B., Nagy L., KFKI Közlemények 5, 195 /1957/

Érkezett 1961. szeptember 8.
KFKI Közlemények 9.évf. 5-6.sz. 1961.

LABORATÓRIUMI ELEKTROMÁGNES

Irta: Zsigmond György

Összefoglalás

Ismertetünk egy általános laboratóriumi használatra tervezett, állítható légrésű, cserélhető pólusokkal ellátott vízűtéses elektromágnezt, amely 45 000 Oe. légréstérerősség előállítására alkalmas. Súlya kb. 560 kg, hűtéséhez 6-8 lit./perc víz szükséges. Maximális fogyasztása 100 V mellett, kb. 40 Amp.

1/ Általános szempontok

A ferromágneses anyagok tanulmányozásához gyakran szükségesek erős mágneses terek. Ezek előállítására különböző módszerek ismeretesek. Megválasztásuknál elsősorban a kutatási probléma jellege, másodsorban a gazdaságosság játszik jelentős szerepet.

Az egyik ismert módszerrel kapcsolatban korábban már ismertettünk közepes és erős mágneses tereket létesítő laboratóriumi szolenoidokat [1], [2], [3] és az irodalomban is nagy számban található idevonatkozó közlemények [4], [5], [6], [7], [8].

A szolenoidok azonban, kedvező tulajdonságaik ellenére sem pótolhatják minden esetben az elektromágneseket, amelyeknek kétségtelenül igen nagy előnyük a szolenoidokkal szemben a légrés minden oldalról való hozzáférhetősége mellett az aránylag kis elektromos teljesítménnyel elérhető nagy térerősség. Ez utóbbi abból következik, hogy a szolenoidok hosszu, a levegőn keresztül záródó mágneskörével szemben az elektromágnes vas járma és pólusai a mágneses tér energiájának nagy részét a pólusok között légrésbe koncentrálja.

Igen nagy hátrányuk azonban a vas mágnesezési karakterisztikája miatt fellépő nonlineáris, és a hiszterézis következtében fellépő nem egyértelmű összefüggés a mágnesező áram és a tér erőssége között.

Ezért ellentétben a szolenoidokkal, amelyeknél a mágnesező áram és a tekercsre jellemző "K" tekercsállandó ismeretében a mindenkori térerősség pontosan ismert, az elektromágnes légrésében a térerősség méréséről külön gondoskodni kell /pl. Hall szonda, rotációs térmérő vagy nagyobb pontosságot megkívánó esetekben proton rezonancia-jel méréssel/.

Számolni kell még az elektromágnesek alkalmazása esetén az u.n. "mágneses tükörhatás" jelenségével is, amelynek az az oka, hogy az elektromágnes pólusai közé helyezett ferromágneses minta /próbatest/ és a pólusok kölcsönhatása következtében a pólusokban az egyébként homogén tér erősen eltorzul, ennek következtében a próbatest sem mágnesesödik egyenletesen.

Mindezen hátrányok ellenére is célszerű elektromágnezt alkalmazni olyan esetekben, amikor igen erős mágneses terekre van szükség és a mágneses tér merőleges irányból is hozzáférhető kell legyen.

Az irodalomban elég nagy számban találhatók laboratóriumi használatra tervezett elektromágnesek részletes leírásai. Bár a hivatkozott cikkek közül egyesek még elavultnak tekinthetők [9], [10], mégis érdekes és értékes összehasonlításra adnak lehetőséget az újabb konstrukciós elvek és szemlélet alapján tervezett és kivitelezett elektromágnesekkel szemben [11], [12], [13], [14], [15], [16].

A tapasztalatok szerint speciális esetektől eltekintve elégséges ha egy laboratóriumi mágnes 4-5 cm légréstávolság mellett 12-13 kOe. térerősséget biztosít, mivel az ilyen térbe helyezett legkedvezőtlenebb geometriájú vas próbatest, a nagy lemágnesező tere ellenére is gyakorlatilag telítésbe kerül.

Ahhoz pedig, hogy a légrésben a tér irányára merőlegesen elég homogén legyen a mágneses tér, célszerű a pólusokat legalább 10-12 cm átmérőre választani.

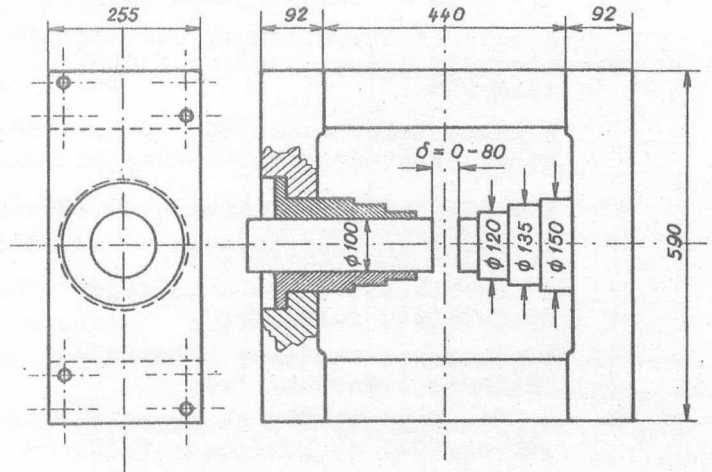
Fontos követelmény a légrés állíthatósága és a pólusfejek cserélhetősége, mert a légrésben a legtöbb esetben nem csupán a vizsgálandó anyagot /próbatestet/ kell elhelyezni, hanem egyéb szerelvényeket is /pl. kályha, mérőtekercsek, hűtőköpeny, magnetométer, kriosztát, stb./. Állítható légréssel és cserélhető, a célnak legjobban megfelelő idomu pólusfejekkel pedig mindig a legkedvezőbb viszonyokat teremthetjük meg egy kísérlet elvégzéséhez.

Ezért egy olyan elektromágnes tervezését határoztuk el, amelynek légrése 0-80 mm távolságig folyamatosan állítható, a mágnespofák könnyen cserélhetők, és követelménynek állítottuk, hogy 100 mm \varnothing síkpólusok esetén 50 mm légrésben 5 kW-nál nem nagyobb elektromos fogyasztás mellett legalább 10 000 Oe, illetve 10 mm \varnothing -ra szűkített kúpos pofákkal 2 mm légrésben legalább 40 000 Oe légréstérerősség legyen elérhető. Emellett hatásos hűtés biztosítsa a tartós üzemeltetés lehetőségét, és egyszerű módon biztosítsuk a kikapcsolási áramlökések elleni védelmet.

Több közelítő számítás elvégzése után a járommal kapcsolatban támasztott mágneses követelmények és a mágnesező tekercsek aránylag legkedvezőbb jellemzőinek összhangba hozása után az 1. ábrán látható fő méretek alakultak ki.

A jármot erősen túl-dimenzionáltuk, hogy ugyanazon méretű előre gyártott járomanyag felhasználásával, nagyobb /200-250 mm Ø/pólusok alkalmazását is lehetővé tegyük. Ez esetben természetesen lemondanánk a pólusok állíthatóságáról.

A tervezés menetére nem kívánunk részletesen kitérni, helyette ismertetjük a számítások alapján kapott lényegesebb adatokat.



1. ábra

A mágneses út hossza a járomban
A járom keresztmetszete
A lépcsős pólushüvely ármérői

$l_v = 145 \text{ cm}$
 $q_v = 240 \text{ cm}^2$
 $Dh_1 = 150 \text{ mm}$

A pólusmag átmérője
A pólusok közötti légrés
Légréstérorósság $\delta = 50 \text{ mm-nél}$

$Dh_2 = 135 \text{ mm}$
 $Dh_3 = 120 \text{ mm}$

Ehhez szükséges hasznos gerjesztő
Amper-menetek száma:

$D_p = 100 \text{ mm}$
 $\delta = 0-80 \text{ mm}$
 $H_f = 10 \text{ 000 Oe}$

A szórás figyelembevételével szükséges
össz. gerjesztő Amper-menetszám:

$\Theta_h = 40 \text{ 200 Am}$
 $\Theta_{\delta} = 72 \text{ 000 Am}$

Maximális mágnesáram:

$I = 40 \text{ A}$
 $\sigma_v = 4 \text{ A/mm}^2$
 $q_r = 10 \text{ mm}^2$

Max. áramsűrűség a vezetőkben:

A szükséges vezető keresztmetszete:

A tekercs anyaga Cu, mérete 10x1 mm,
diagonál szövésű 2x papir szigetelés,
impregnálva

Tápfeszültség:

$U = 100 \text{ V}$

Összmenetszám: $N_{\delta} = \frac{\Theta_{\delta}}{I} /$

$N_{\delta} = 1800$

Tekercsek száma /pólus/:

$S_p = 12$

Összes tekercselemek száma:

$S_{\delta} = 24$

Egy tekercs közepes menetszáma:

$n_t = 75$

A tekercsek max. külső átmérője:

$D_t = 345 \text{ mm}$

A sorosított 24 db tekercs ellenállása
 $\Delta t = 40 \text{ C}^\circ$ túlmelegedés esetén:

$$R_m = 2,45 \Omega$$

A tekercs sorosítások, csatlakozások
átmeneti ellenállásának figyelembevételével:

$$R_m = 2,57 \Omega$$

A mágnestekercseken 40 A áram áthajtásához szükséges feszültség:

$$U_{ii} = 102,8 \text{ V}$$

A tekercsekben felszabaduló veszteség

$$P_v = 4100 \text{ W}$$

Az egyes ikertekercsekben "

$$P_t = 340 \text{ W}$$

Az ikertekercseknek a hőátadás irányába mutatott felülete

$$F_t = 560 \text{ cm}^2$$

A tekercsek fajlagos hőterhelése /a hőátadás irányába/

$$\sigma_p = 0,6 \text{ W/cm}^2$$

A pólusonkénti 6-6 db ikertekercset körülvevő 7-7 db hűtőborda felülete

$$F_b = 28\,000 \text{ cm}^2$$

A hűtőtárcsákra eső fajlagos hőterhelés

$$\sigma_h = 0,15 \text{ W/cm}^2$$

A mágnesező tekercsek elektromos szigetelési követelményei miatt a fém hűtőbordák és a tekercsek közé egy rossz hővezetésű anyag kerül, ami szükségszerűen rontja a hőátadást. A bizonytalan felületi érintkezések és a sok rossz hővezetésű anyag annyira bonyolítja a hőtechnikai számításokat, hogy a végzett közelítő számítások mellett szükségesnek láttuk egy modell-kísérlet elvégzését is, hogy megnyugtató módon tisztázhassuk a hőátadás és a hűtés lehetőségét a tervezett módszer mellett.

Ezért felépítettünk egy a végleges tekercsformát tökéletesen imitáló, rétegenként szigetelt, az egyik oldalán a számítás szerinti hűtőfelülettel ellátott tekercselemet, amelyet egy peremhűtéses vörösréz tárcsára fektettünk illetőleg szorítottunk rá.

A tekercs másik /hűtött/ oldalát a lehetőségekhez képest elzártunk minden hőleadási lehetőségtől.

Az így elkészített fél-tekercsbe az ikertekercsekre cső elektromos teljesítménynek a felét vezettük be, azaz 340 W helyett 170 W-ot. A termikus egyensúly beálltáig mértük a tekercs ellenállásváltozását és a

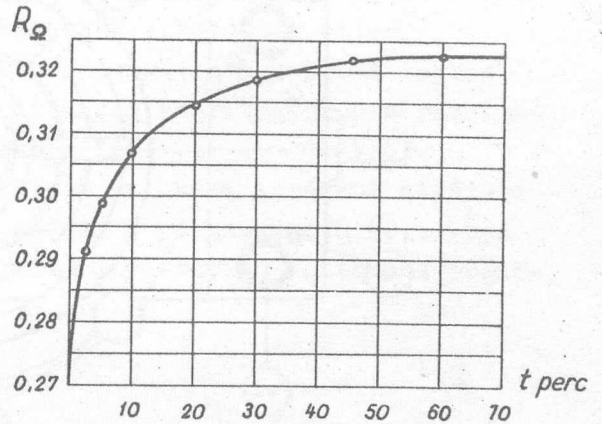
$$\Delta t = \left(\frac{R_m}{R_h} - 1 \right) \frac{1}{\alpha}$$

összefüggés alapján ahol is R_m = a tekercs melegellenállása, R_h = a tekercs ellenállása 20 C° -on, $\alpha = 0,00429$ /vörösrézre/ azt találtuk, hogy a tekercs túlmelegedése $\Delta t = 39,4 \text{ C}^\circ$.

Ez a kísérletileg meghatározott érték a közelítő számításokkal meghatározottéval igen jól egybeesett. A termikus egyensúlyi állapot beállítását

a 2. ábra szemlélteti. A modellkísérletet a maximális üzemi veszteségi körülményeknek megfelelő feltételek mellett végeztük, bár üzemszerűen ilyen állapot csak a legritkább esetben fordulhat elő, mert amint azt a későbbi térmérések is igazolták, a fele teljesítménnyel /2 kW/ üzemeltetett mágnessel is elérhető a maximális légréstérerősség 90-95 %-a.

Az elektromágnes felépítését és lényegesebb alkatrészeit a 3. ábra szemlélteti. Az ábrán alkalmazott jelölésekre az illető alkatrész vagy alkatrészcsoport tárgyalásánál hivatkozunk.



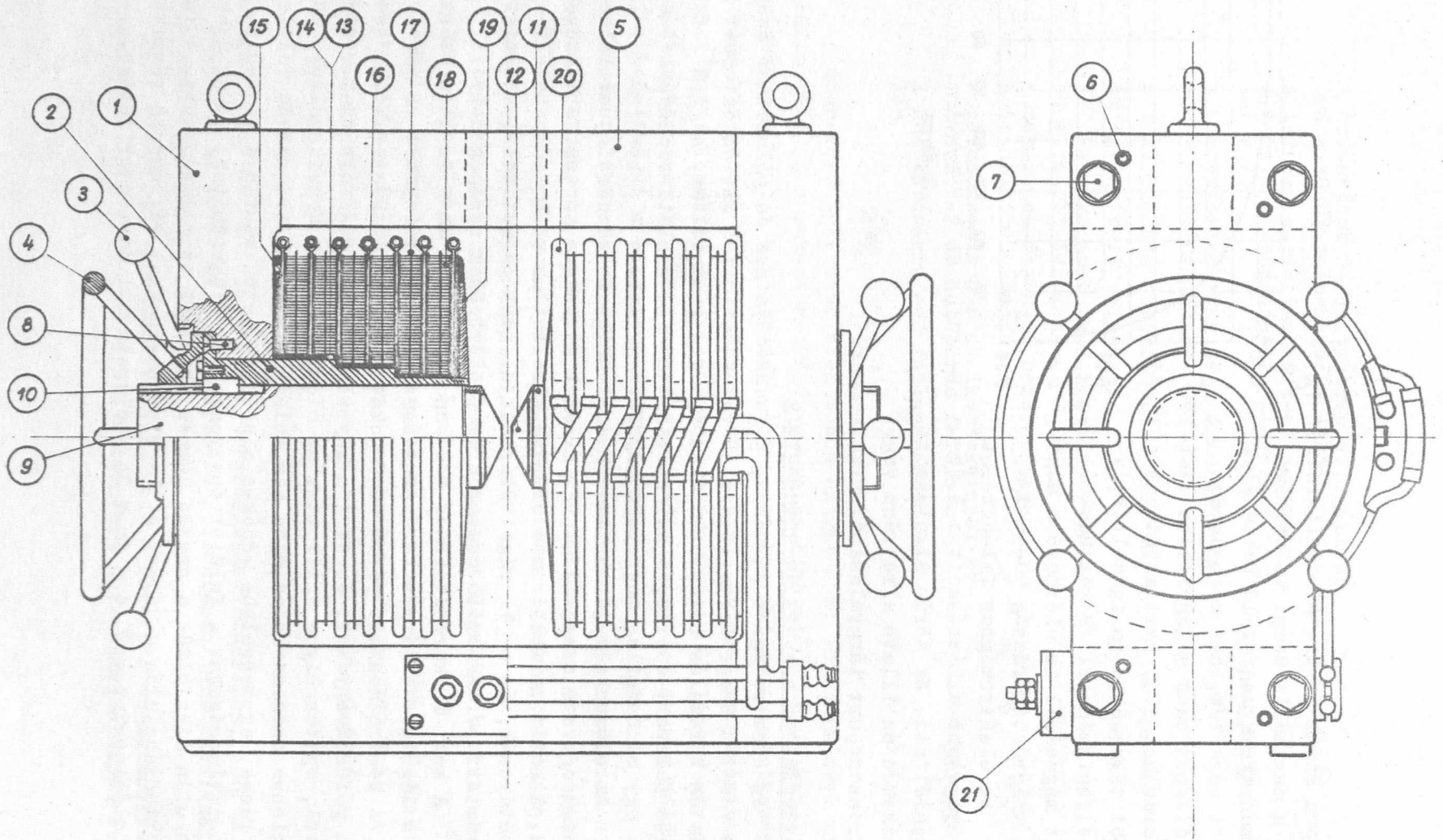
2. ábra

2/ Mágnesjárom, pólusok és pólushüvely

Az elektromágnes jármához, pólushüvelyeihez és pólusaihoz szükséges ARMCO vasat a Csepeli Vas és Acél Művek készítették el. Az öntecset kovácsolás és hőkezelés után 15-20 mm mélységig lehántoltuk, hogy a felületi rétegekbe belevert esetleges oxidzárványokat és felületi repedéseket eltávolítva egy minőségileg megfelelő anyagot kapjunk.

Az előmunkált járom illeszkedő felületeit köszörüléssel illesztettük, gondosan mérve a szereléshez feltétlenül szükséges pontos derékszögek állapotát. A két 1. oldaljáromba előre elkészítettük a 2. pólushüvelyek, a 3. állítótárcsák, és a 4. rögzítőtárcsák üléseit és meneteit, valamint a sülyesztett járomszorító csavarok és előfúrt brezoncsapok helyeit.

A két 5. keresztjáromot középen egy kb. 80 mm \varnothing furattal törtük át, hogy a légrésbe a járomon keresztül hosszabb szerelvényeket is bevezethessünk. A készre munkált járom oszlopokat sikasztalon összeraktuk, beszereltük a pólushüvelyeket, és ezeken egy illesztett köszörült tuskét dugva keresztül, egytengelybe állítottuk az oldaljáromokat. Megvizsgáltuk, hogy az ideiglenes összeszerelés után nem keletkeztek-e az illeszkedő felületek között rések, egytengelybe esnek-e a pólusok, stb. Ezután a kisebb felfekvés pontatlanságokat a felület tusirozásával elhárítottuk, és az újabb ellenőrzés után átjelöltük a brezon csapok furatait az ellendarabra. A furatok feldörzsölése után a járomot a 6. brezoncsapokkal véglegesen rögzítettük, majd oldalanként a 7. 4-4 db M 24 acélcsavarral összeszorítottuk.



3. ábra

A lépcsős pólushüvelyt a 8. súlyesztett fejű csavarokkal rögzítettük a járom erre a célra kiképzett ülésében. Belsejét köszörültük, és a benne mozgó 9. pólusmagot a 10. ékkel biztosítottuk elfordulás ellen.

A pólusmagok mindkét végét menetes kiképzéssel láttuk el. A légrés felöli oldal menetes csomkjára a 11. hollandi anyás szorítógyűrűk segítségével különböző idomu 12. pólusfejek csavarhatók fel.

A pólusmag járom felöli menetes részébe a 3. kézi kerékkel ellátott menetes tárcsa kapaszkodik, amelynek forgatásával a pólusmagot a hüvelyben előre-hátra lehet tolni. A pólusmag beállított helyzetét a 4. tárcsa rögzíti, amely 1/12 fordulattal rögzít vagy felold.

3/ Mágnesetekercsek, hűtőtárcsák, szigetelés

A kiszámított tekercsadatok alapján elkészítettük a 10x1 mm lapos, papírszigetelésű vörösrézszalagból a 24 db sik tekercset. A tekercsek menetszámai a lépcsős pólushüvely átmérő változásai miatt nem voltak egyformák. Közepes értékben minden tekercs 75 menet volt.

A tekercselést vastag oldaltárcsák között végeztük el, a nagy átmérőjű tekercset a szétesés ellen a tekercs belső /kezdő/ része felől 6 db. radiális irányba /kifelé/ haladó cikk-cakk-ba vezetett pamutszalag átkötéssel biztosítottuk.

Az egyenként elkészített tekercset a lépcsőzetnek megfelelően kettésével párosítottuk, és a belső végeit folytatólagos menetirányban egymással összeforrasztva beszigeteltük. Így minden véget illesztve kivezetést a külső kerületen tudunk kivezetni, ami a mágnesbe való beépítés után nagyon megkönnyítette a további sorosítások és összekötések elkészítését. A kivezetéseket oldalra elcsavarva a szomszéd tekercs felé nézően előre kihajlítottuk és beónoztuk. Az így elkészített ikertekercset csak a beszerelés előtt impregnáltuk, hogy így még alakítható állapotban biztosíthassuk a hőátadás szempontjából oly fontos jó felületi felfekvéseket.

A tekercsek beszerelése előtt felhúztuk a pólushüvelyek lépcsőire a 13. papír-bakelitből készített szigetelőcsöveket, és a 14. oldal szigetelő tárcsákat. A járom belső oldalához támaszkodó 15. bakelit szigetelő tárcsa elhelyezése után egy megfelelő méretű 16. hűtőtárcsa, majd egy 0,25 mm vastag presspann lemezből készített 17. szigetelő tárcsa behelyezése után a lépcső méretének megfelelő belső méretű 18. ikertekercset húztunk rá a pólushüvely lépcsőjére. Ezután egy újabb 0,25 mm szigetelő tárcsa, majd egy hűtőtárcsa következett, és így ismétlődött a szerelés sorrendje a befejezésig.

A készre szerelt pólustekercs-köteget a 19. kúpos, sárgarézről készített záróanya szorította össze.

A tekercsekben az áram kikapcsolásakor nagy feszültséglökések lépnek fel. Ezek többszáz, esetleg több ezer V sec-ra tehetők. A vörösréz hűtőtárcsák fémes összekötése esetén a teljes kikapcsolási csúcsfeszültség egyetlen hűtőtárcsa kétoldali szigetelésére esik. A jó hőátadás és aktív hűtés érdekében azonban ez a szigetelés nem lehetett 0,2-0,25 mm-nél vastagabb. Emiatt a fém hűtőtárcsákat nemcsak a járomtól, hanem egymástól is elszigeteltük, úgy hogy vászonbetétes gummicsővel kötöttük össze a vízhűtött peremek csővezetékeit. Így a szigetelések is sorosítottak, és egy hűtőtárcsa szigetelésére csupán két tekercsben fellépő feszültséglökés eshet.

A hűtőtárcsákat 1,5 mm vastag vörösrézlemezről, fémmnyomással készítettük. Korrozó elleni védelem miatt galvanikus úton Cd bevonattal láttuk el, majd 2-2 darabot egymással szembe fordítva összeszegecseltünk. A kihajlító peremükbe beforrasztottuk a 20. 9/7 mm \varnothing vörösréz hűtőcsöveket, majd méretre vágva és kihajlítva a sorosításra alkalmassá tettük.

A hűtőbordák mint rövidrezárt menetek, elektromos csillapító hatásuknál fogva tökéletes védelmet nyújtanak a kikapcsolási áramlökésekkel szemben.

A hűtőbordákat körülvevő hűtőcsöveket egy rövid szakaszon kihajlítotuk, ami részben az elemek könnyebb sorosítását eredményezte, részben pedig az így kialakított üregben "rejtve" helyezhettük el az egyes tekercselemek elektromos összekötéseit is. Ez részben érintésbiztonsági, részben pedig esztétikai szempontból is kedvező volt. Az előre kihajlítot, méretre vágott és beőnozott tekercsvégeket a szükséges sorosítási rendbe elhelyezve egymásra borítottuk, majd egy U alakú lemezkével összefogva gondosan megforrasztottuk. A tekercs kezdetét és végét 16 mm² rézkábelhez forrasztva a elektromos csatlakozó táblához vezettük ki, ahol sines áthidalással soros vagy párhuzamos kapcsolást létesíthetünk a két pólustekercs között.

A tekercsek vízűtéséhez szükséges nyomó, illetőleg elfolyó vezetékét és csaptelepét a mágnes alsó jármára szereltük. A vezetékrendszeren egy-egy csappal ellátott külön csatlakozási lehetőséget biztosítottunk a mágnes egyéb szerelvényeinek, kísérleti eszközeinek stb. esetleges hűtésére.

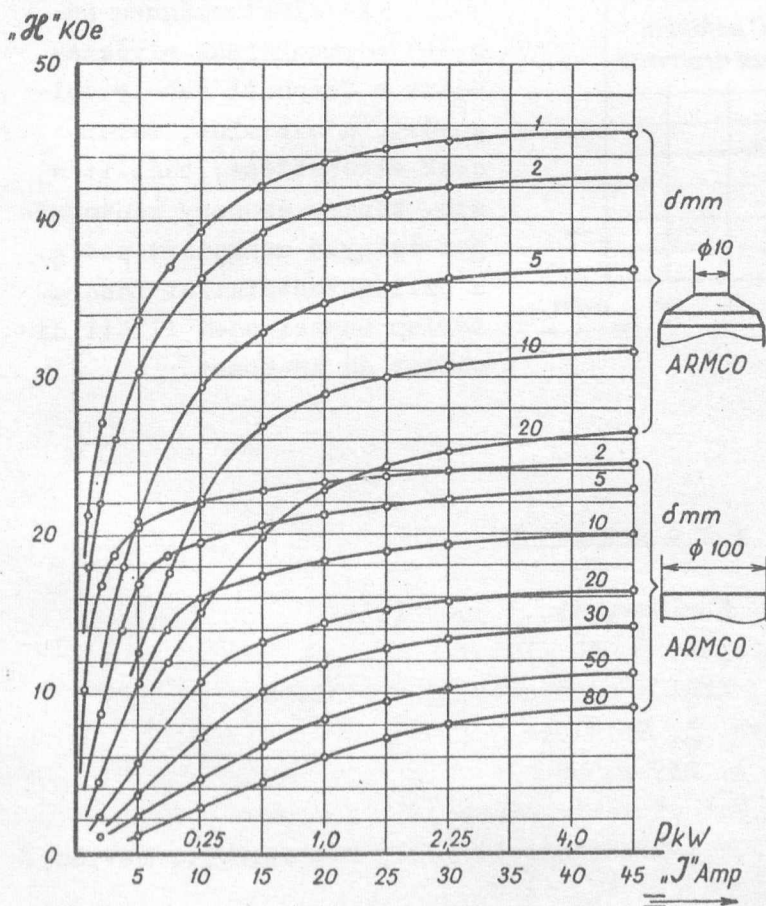
A mágnes könnyebb szállíthatósága érdekében a felső, és egyik oldal járomon 2-2 db emelőhorgot helyeztünk el.

Az elektromágnes egyik oldalán a pólusállító szerkezet eltávolítható, és helyére egy a járomba besűlyedő rögzítő szerkezet szerelhető. Így az elektromágnes függőleges helyzetben is üzemeltethető.

4/ A mágneses tér vizsgálata

A mágnesező áram - légréstérerősség összefüggését ballisztikus módszerrel vizsgáltuk. Több mérőtekercset készítettünk, hogy a nagy térerősség intervallumban elvégzendő mérés még kis tereknél is jól leolvasható galvanométer kitérést adjon. A tekercsek menetszámait és geometriáját nagy pontossággal állapítottuk meg, hogy a mérési hibát ezzel is csökkentjük. A tekercsváltás a mérési eredményekben nem okozott hibát, amit egyébként a grafikus ábrázolások is bizonyítanak.

A ballisztikus eljárással kapott mérési adatokat néhány ponton egy hiteles térmérővel is ellenőriztük. Az ellenőrző mérések a mérési pontosságon belül megegyeztek. Mindkét esetben azonban kb. 10 %-kal nagyobb térerősségeket kaptunk a várt, illetőleg számított értékeknél. Ennek az volt az oka, hogy az igen nehezen számolható mágneses szórást jó közelítéssel, de kellő óvatossággal becsültük, és a légrésbe koncentrálható hasznos fluxust a ténylegesnél alacsonyabbra értékeltük.



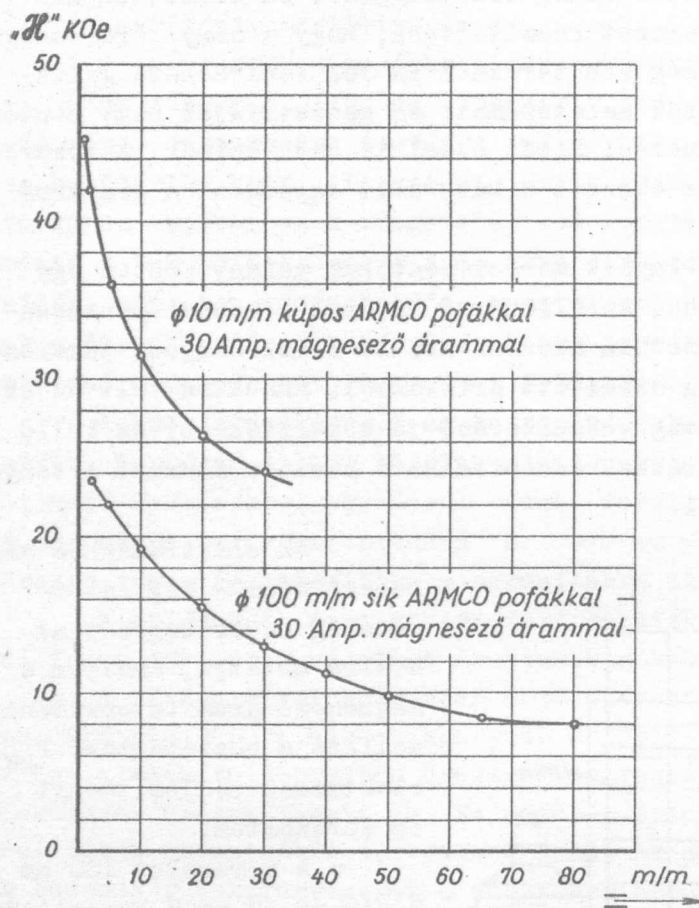
4. ábra

Az elektromágnes mágnesező áram - légréstérerősség összefüggését az 4. ábra mutatja, amelyen a mágnesező áram intenzitása mellett a hozzá tartozó P_{kW} elektromos teljesítményt is ábrázoltuk.

A méréseket 100 mm ϕ sík és 10 mm ϕ kuposított ARMCO pólusokkal végeztük. Az elkészítés alatt álló 36 % Fe-Co pólusok alkalmazásával kb. 12 %-os térerősség növekedéssel számolhatunk.

Az 5. ábrán $I = 30$ Amp állandó gerjesztő áram mellett a légréstérerősségnek a légréstávolságtól való függését ábrázoltuk 100 mm ϕ sík, és 10 mm ϕ kúpos pólusok alkalmazása esetén.

Megvizsgáltuk az elektromágnes remanenciáját



5.ábra

is, és azt találtuk, hogy maximális árammal való felgerjesztés után 1 mm légrésben a tér kikapcsolása után 30 sec-al 45 Oe remanens térerősség maradt.

A pólusokra és a mágnesetekercsekre ható vonzóerő tetemes, de a járom mechanikai szilárdságát figyelembevéve teljesen veszélytelen. A fellépő erő 100 mm ϕ síkpólusokkal 25 kg-nál kb. 2000 kg.

Az elektromágnes nagyobb gépmunkáinak elvégzéseért a Központi Műhely dolgozóit, a szerelés, tekercsek elkészítése, beállítás, stb. kényes és nagy pontosságot igénylő munkáiért pedig a Szilárdtestfizikai Laboratórium műszerészeit illeti dicséret és köszönet.

I r o d a l o m

- [1] Pál L., Zsigmond Gy., KFKI Közlemények, 3 300 /1955/
- [2] Zsigmond Gy., KFKI Közlemények, 3 690 /1955/
- [3] Zsigmond Gy., Tarnóczi T., KFKI Közlemények, 6 420 /1958/
- [4] Heddle, A.T., Br.J.Appl.Phys. 3, 95 /1952/
- [5] Lewis, B., Br.J.Appl.Phys. 1, 239 /1950/
- [6] Puzej, I.M., Fiziceszkije Metodi Iszledovanyija 176 /1949/
- [7] Gardner, M.E., Jungermann, J.A., Lichtenstein, P.G., Patten, C.G., Rev.Sci. Instr.Vol. 31. No.9. 929 /1960/
- [8] Barker, I.R., Brit.J.Appl.Phys. 1, 238 /1950/
- [9] Weiss, P., J.de Phys. 4^e serie VI. /1907/

- [10] Boas, H., Pederzani, Th., Z.f.Physik 19, 351 /1923/
- [11] Bitter, F., Reed, E., Rev.Sci.Instr. 22, 171 /1955/
- [12] Cotton, M.A., C.R.Ac.Sci. /Paris/ 187, 77 /1928/
- [13] Lange, H., Kohlhaas, R., Z.F.Physik 10 461 /1958/
- [14] Sucksmith, W., Anderson, S.P., J.Sci.Instr. 33 234 /1956/
- [15] Bates, L.F., Modern Magnetism. Cambridge University Press /1951/

Érkezett 1961. november 30.

KFKI Közlemények 9.évf. 5-6.sz. 1961.

ÖSSZESÍTETT TARTALOMJEGYZÉK AZ 1961. ÉVBEN MEGJELENT SZÁMOKHOZ

Oldal

Ádám András, Hraskó Péter és Quittner Pál: Gyors neutronok energiájának mérésére szolgáló ionizációs kamra.....	25
Ádám András, Quittner Pál és Zentai Pál: Összetett amplitudóspektrumok statisztikus kiértékeléséről.....	293
Bakos József és Kántor Károly: Az interferenciakép láthatóságának térbeli eloszlása Michelson interferométerben.....	129
Bakos József, Erdőkürti Zoltán és Kántor Károly: Laboratóriumi mechanikus egységrendszer, különös tekintettel optikai és félautomatikus mérésekre.....	171
Bakos József, Kántor Károly és Varga Péter: Az interferencia a Michelson interferométerben kiterjedt fényforrás esetén....	207
Bakos József és Erdőkürti Zoltán: Állítható tengely.....	273
Bakos József, Kántor Károly és Náray Zsolt: Amplitudóosztással előállított hullámvonulatsorozatok közötti interferenciák.....	307
Berkes István, Demeter István, Dézsi István, L.Fodor Ilona és Keszthelyi Lajos: Vizsgálatok szcintillációs számlálók hátterének csökkentésére vonatkozóan.....	165
Békés Mártonné és Makra Zsigmond: Személyi sugárvédelmi ellenőrzés filmdoziméterrel.....	251
Csillag László: Megjegyzések a Balmer-szinkép elméletének kísérleti igazolásához.....	113
Demeter István: 1. Berkes István, Demeter István, Dézsi István, L.Fodor Ilona és Keszthelyi Lajos.....	165
Dési Sándor, Lajtai Albert és Nagy László: U-235 hasadásánál keletkező gamma-sugárzás időbeli eloszlásának vizsgálata.....	283
Dési Sándor: Elektronsokszorozók vizsgálata gyors oszcilloszkóp segítségével.....	347
Dézsi István: 1. Berkes István, Demeter István, Dézsi István, L.Fodor Ilona és Keszthelyi Lajos.....	165
Dézsi István és Imre Lajos, Fábry Gyula: RaD standard-készítmények előállításának új módszere.....	233
Ember György: Elektronikus impulzusszámláló és tároló áramkör.....	87

Erdőkürti Zoltán: 1. Bakos József, Erdőkürti Zoltán és Kántor Károly.....	171
Erdőkürti Zoltán: 1. Bakos József és Erdőkürti Zoltán.....	273
L. Fodor Ilona: 1. Berkes István, Demeter István, Dézsi István, L. Fodor Ilona és Keszthelyi Lajos.....	165
Frenkel Andor: Megjegyzések a $\mathcal{P} - \mathcal{P}$ kölcsönhatás fenomenológiai vizsgálatához.....	107
Horváth László és Schiller Róbert: A bikromát ionok hidrogénperoxid hatására végbemenő redukciójának pH függése.....	161
Hraskó Péter: 1. Ádám András, Hraskó Péter és Quittner Pál.....	25
Imre Lajos: 1. Dézsi István, Imre Lajos és Fábry Gyula.....	233
Jánossy Lajos és Rupp Erzsébet: Nukleáráktív kozmikus részecskék abszorpciójára jellemző paraméterek meghatározása.....	101
Jánossy Lajos és Nárayné Ziegler Mária: Táblázatok a kvadratikus átlagok hibájának számítására gamma-eloszlás esetén.....	183
Jánossy Lajos, Náray Zsolt és Varga Péter: Kohérens fénynyalábok korrelációjának kísérleti vizsgálata.....	197
Kántor Károly: 1. Bakos József és Kántor Károly.....	129
Kántor Károly: 1. Bakos József, Erdőkürti Zoltán és Kántor Károly	171
Kántor Károly: 1. Bakos József, Kántor Károly és Varga Péter.....	207
Kántor Károly: 1. Bakos József, Kántor Károly és Náray Zsolt.....	307
Keszthelyi Lajos: 1. Berkes István, Demeter István, Dézsi István, L. Fodor Ilona és Keszthelyi Lajos.....	165
Kiss István és Kules Irina: A difenil-difeniloxid rendszer folyadék-gőz egyensúlya.....	317
Koch József és Thaler György: Sokcsatornás hodoszkóp.....	351
Kósa Sömogyi István: Néhány elektródfolyamat vizsgálata besugározott vizes oldatokban.....	141
Kroó Norbert: A vas teljes hatáskeresztmetszete hőmérsékletfüggésének mérése.....	227
Kules Irina: 1. Kiss István és Kules Irina.....	317
Lajtai Albert: 1. Dési Sándor, Lajtai Albert és Nagy László.....	283
Makra Zsigmond: 1. Békés Mártonné és Makra Zsigmond.....	251
Nagy László: 1. Dési Sándor Lajtai Albert és Nagy László.....	283
Náray Zsolt: 1. Jánossy Lajos, Náray Zsolt és Varga Péter.....	197

Náray Zsolt: 1. Bakos József, Kántor Károly és Náray Zsolt.....	307
Nárayné Ziegler Mária: 1. Jánossy Lajos és Nárayné Ziegler Mária..	183
Németh Géza, Raszl Károly, Szabados László, Szeghő László és Török Antal: Állandósult hőmérsékleteloszlás heterogén reaktorok aktiv zónájának hengersizmetrikus egységcellájában, konvektív hőátadás esetén.....	3
Németh Géza: Aszimptotikus módszerek alkalmazása a szilárdtestek rácssérüléseit leíró differenciálegyenletek megoldásánál...	43
Páris Gyula: Adalékok rádiófrekvenciás ionforrás kiszivórendszerének számításához.....	57
Páris Gyula: okuszálás periódikusan változó elektroztatikus térben.....	301
Pásztor Endre: Nyomás alatt működő ionforrás.....	63
Pásztor Endre: Elektronágyu a 4 MV-os tankgenerátorhoz.....	77
Quittner Pál: 1. Ádám András, Hraskó Péter és Quittner Pál.....	25
Quittner Pál: 1. Ádám András, Quittner Pál és Zentai Pál.....	293
Raszl Károly: 1. Németh Géza, Raszl Károly, Szabados László, Szeghő László és Török Antal.....	3
Rupp Erzsébet: Megjegyzések a maximális valószínűség /maximum likelihood/ és a súlyozott legkisebb négyzetek módszeréhez...	37
Rupp Erzsébet: 1. Jánossy Lajos és Rupp Erzsébet.....	101
Sárdi András, Szabó Elek és Vasáros László: Az uránérc szódás feltárása közben végzett ioncsere hatása a feltárássra.....	341
Siklós Tivadar és Sz.V.Tyablikov: Egytengelyű anizotrop ferromágneses anyagok rezonancia-képletei.....	193
Siklós Tivadar: Ferromágneses anyagok spontán mágnesezettségének kvantumelmélete a dipól-dipól kölcsönhatás figyelembevételével.....	279
Schiller Róbert: A primer folyamatok szerepe a víz sugárkémiai átalakulásainak pH függésében.....	151
Schiller Róbert: 1. Horváth László és Schiller Róbert.....	161
Schiller Róbert: Gázkromatográf építése és hitelesítése szerves vegyületek sugárbonlásának tanulmányozásához.....	263
Szabados László: 1. Németh Géza, Raszl Károly, Szabados László, Szeghő László, Török Antal.....	3
Szabó Elek; 1. Sárdi András, Szabó Elek és Vasáros László.....	341
Szeghő László: 1. Németh Géza, Raszl Károly, Szabados László, Szeghő László, Török Antal.....	3

Szőke József: A 8-oxi-kinolin abszorpció előszájának fizikai-kémiai értelmezése.....	323
Thaler György: 1. Koch József és Thaler György.....	351
Török Antal: 1. Németh Géza, Raszl Károly, Szabados László, Szeghő László, Török Antal.....	351
Varga Péter: 1. Jánossy Lajos, Náray Zsolt és Varga Péter.....	197
Varga Péter: 1. Bakos József, Kántor Károly és Varga Péter.....	207
Vasáros László: 1. Sárdi András, Szabó Elek, és Vasáros László....	341
Zentai Pál: 1. Ádám András, Quittner Pál és Zentai Pál.....	293
Zsigmond György: Laboratóriumi elektromágnes.....	357

TUDOMÁNYOS PUBLIKÁCIÓK AZ 1961. ÉVBEN

- András L.-Bakos L.-Kiss L.: Oldószeres extrakció alkalmazása uránércek kémiai feldolgozásánál
Magyar Kémikusok Lapja 16, 341-350 /1961/
- Ádám A.-Bod L.-Pál L.: Measurement of Thermal Neutron Diffusion Parameters in Water and in Solid Diphenyl with Pulsed Neutron Source
Acta Phys. Hung. 13, 25 /1961/
- Bakos J.-Kántor K.: Light Diffraction on Slits in Case of Light Sources of Finite Extension
Nuovo Cimento 22, 519 /1961/
- Bartha T.-Gyimesi Z.-Szabó F.-Turi L.-Vigassy J.: Investigations on the ZR-1 Critical Assembly
Nemzetközi Kutatóreaktor Konferencia, Bukarest 1961. Preprint
- Bata L.: A reaktor paraméterek mérése II.
Energia és Atomtechnika 14, 32 /1961/
- Berkes I.-Demeter I.-Fodor I.-Keszthelyi L.: Absolute Messung der Anzahl der Gamma-Quanten
Exp. Techn. d. Phys. 9, 197 /1961/
- Berkes I.-Demeter I.-Fodor I.-Keszthelyi L.: Energy Dependence of the Cross Section of the $0-16 \text{ /}\gamma, n \text{ /} 0-15$ Nuclear Reaction
Nuclear Physics 23, 513 /1961/
- Berkes I.-Demeter I.-Fodor I.-Keszthelyi L.: Detection of High Energy Gamma-Rays by Plastic Phosphors
Nuclear Instruments 10, 193 /1961/
- Bozóki Gy.-Balea, O.-Batagni, M.-Betev, B.-Fenyves E.-Friedländer, E.-Kavlov, S. Mitrani, L.-Sándor T.: Pogloscsenie jadernoaktivnu csasztic koszmicseszko izlucsenija
ZsETF 41, 1043 /1961/
- Bozóki Gy.-Fenyves E.-Gombosi É.-Biczó G.: High Energy Interactions of a Heavy Primary in Emulsion
Nuovo Cimento 20, 662 /1961/
- Bozóki Gy.-Fenyves E.-Jánossy L.: Measurement of the Collision Mean Free Path of Penetrating Shower Producing Cosmic Ray Neutrons in Lead
Nuclear Physics 24, 412 /1961/
- Bozóki Gy.-Fenyves E.-Gombosi É.-Surányi P.: Investigation of the Mechanism of High Energy Nucleon-Nucleus Interaction
Nuovo Cimento 20, 429 /1961/
- Dési S.-Lajtai A.-Nagy L.: Time Distribution of the U-235 Fission Fragment Gamma Radiation
Symposium on the Programming and Utilization of Research Reactors, Vienna 16-21 Oct. /1961/ Preprint

- Domokos G.: Proposal for the Determination of the Mesonic Mean Square Radius of Nucleons from "Knock-on" Pion Production
Nuovo Cimento 19, 122 /1961/
- Domokos G.: On the High Energy Behaviour of the Pion-Nucleon Elastic Scattering Amplitude
Acta Phys. Hung. 13, 89 /1961/
- Elkholy Hussein: A Method for Measuring the Hall Coefficient at High Temperature
Acta Phys. Hung. 13, 447 /1961/
- Erő J.-Pócs L.-Szentpétery I.-Zimányi J.: Krugovaja poljarizacija gamma-kvantov v reakcii B-10 /d,p,gamma/ B-11
ZsETF 2, 710 /1961/
- Feit P.: Ólomtéglá sorozat sugárvédelmi célokra
Magyar Fizikai Folyóirat 9, 367 /1961/
- Fenyves E.: 30 GeV körüli neutronok ütközési hatáskeresztmetszetének vizsgálata ólomban
Magyar Fizikai Folyóirat 9, 107 /1961/
- Fenyves E.-Gasirowski, G.-Gémesy T.-Németh F.-Sándor T.-Starsynski, A.: Poluavtomaticheskij izmeritelnyj pribor dlja obrabotki sznimkov ot puzir'kovoij
Pribori i Technika Experimenta 2, 68 /1961/
- Fodor M.-Pokó Z.-Szabó E.: Investigation of the Properties of Ion Exchange Resins Used for the Recovery of Uranium at Various Temperatures
Acta Chimica Hung. 29, 1 /1961/
- Fogarassy B.-Németh G.: Über die Berechnung der spezifischen Wärme und Wärmeausdehnung fester Körper
Festkörperphysik Akad. Verlag, Berlin 387 /1961/
- Fóti E.-Gyimesi Z.-Muzsnay L.-Szabó F.-Turi L.-Zobor E.: Wassermoderiertes kritisches System Typ ZR-1
Nemzetközi Kutatóreaktor Konferencia Bukarest, 1961. Preprint
- Frenkel A.: Semi-Classical Description of High Energy Electron Scattering on Heavy Nuclei
Acta Phys. Hung. 13, 321 /1961/
- Györgyi G.-Menyhárd N.: A multipólsugárzás forrásainak szemléletes leírása
Magyar Fizikai Folyóirat 9, 1 /1961/
- Györgyi G.: Elméleti magfizika
Műszaki Könyvkiadó Bp. 447. o. /1961/
- Hoffmann T.: Eine Theorie der Kristallkeimbildung
Festkörperphysik Akad. Verlag, Berlin 40.o. /1961/
- Hoffmann T.: The Theory of Melting
Acta Phys. Hung. 13, 381 /1961/
- Jánossy L.: Filozofszkij analiz szpecialnoj teorii odnoszitelnoszti I-II.
Voproszi Filozofii 15/8, 101 /1961/, 15/9, 89 /1961/
- Jánossy L.: Megfontolások a valószínűségszámítás alapjairól
Magyar Fizikai Folyóirat 9, 327 /1961/

- Jánossy L.-Rózsa P.: Maximum Likelihood Determination of the Scattering Constant of an Emulsion Track in the Presence of Noise
Nuovo Cimento 20, 817 /1961/
- Kardon B.-Kiss D.-Lovas I.-Zámori Z.: Gamma-gamma Angular Correlation in the Ti-48 /n,gamma/ T-49 Reaction
Nuclear Physics 24, 151 /1961/
- Kardon B.-Kiss D.-Lovas I.-Zámori Z.: Energy Distribution and /gamma-gamma/ Angular Correlation Measurements for /n,gamma/ Reactions
Symposium on Pile Neutron Research IAEA Wien 265. /1961/
- Keszthelyi L.: A Mössbauer-effektus és alkalmazásai
Magyar Fizikai Folyóirat 2, 289 /1961/
- Kisdi D.-né-Zsigmond Gy.-Praveczi E.-Kroó N.: Grafitból készült neutron-kollimátorok vizsgálata
Magyar Fizikai Folyóirat 2, 341 /1961/
- Kiss I.: Utilization of the WWRS type Reactor in Hungary for Isotope Production and Research in Nuclear Chemistry
Symposium on the Programming and Utilization of Research Reactors Vienna 16-21 /1961/ Preprint
- Kiss I.: Phase Equilibrium and Isotope Separation
IA /588-tr/ Israel At.En.Comission /1961/
- Kiss I.-Opauszky I.-Matus L.: Dannue o rozdelenie izotopov bora v vide ego letucsik szoedinenij
Atomnaja Energia 10, 73 /1961/
- Kiss I.-Kósa Somogyi I.-Szabó E.-né: Szerves anyagok, mint reaktor moderátorok
Energia és Atomtechnika 14 455 /1961/
- Kosály Gy.-Vértess P.-Weiss Z.: Some Problems Concerning the Theory of Pulsed Neutron Experiments
Nemzetközi Kutatóreaktor Konferencia Bukarest 1961. Preprint
- Krén E.-Szabó P.: Goniometr dlja orientacija bol'sih monokrisztallov primenjaemüh dlja monohromatizacija nejtronov
Priborü Techniki i Experimenta 2, 76 /1961/
- Krén E.-Szabó P.: Egyszerü módszer nagy egykristályok előállítására alacsony olvadáspontu fémekből
Magyar Fizikai Folyóirat 2, 161 /1961/
- Lovas I.: Interferencija mezsdu prjamüm i rezonansznüm zahvatami medlennüh nejtronov
ZSETF 41, 1178 /1961/
- Marxné Kockás E.-Mátrai T.: Beiträge zu dem Wienerischen Interferenzfeld Optik und Spektroskopie aller Wellenlängen
Jena-Berlin /1961/
- Munkaközösség: Exszpluatacionnüe opütü, polucsennüe za iszteksij god na vengerszkom reaktore tipa VVRSz
Nemzetközi Kutatóreaktor Konferencia Bukarest 1961. Preprint

- Nagy E.: Einfluss von Gitterfehlern auf die elektrischen Transporteigenschaften der Metalle und Legierungen
Festkörperphysik Akad. Verlag Berlin 152 /1961/
- Nagy E.-Nagy I.-Tóth J.: Kinetik der Entstehung der geordneten Phase in der Cu₂Au-Legierung
Festkörperphysik Akad. Verlag Berlin 157 /1961/
- Nagy L.-Nagy T.-Pavlicsek I.: Measurement of the Thermal Neutron Spectrum of the WWR-S Reactor in Budapest
Symposium on Pile Neutron Research IAEA, Wien /1961/
- Náray Zs.-Varga P.: Production of Light Pulses of μ Sec Rise-Time and Duration by Means of Gas Discharge Tubes
Journal of Scientific Instruments 38, 352 /1961/
- Németh G.: Calculation on the Replacement Effect in the Statistical Theory of Lattice Damage
Nuovo Cimento 21, 764 /1961/
- Németh G.-Raszl K.-Szabados L.-Szeghő L.-Török A.: Állandósult hőmérséklet-eloszlás heterogén reaktorok aktiv zónájának hengersizmetrikus egységcellájában konvektív hőátadás esetén I.
Energia és Atomtechn. 14, 560 /1961/
- Németh G.-Raszl K.-Szabados L.-Szeghő L.-Török A.: Raszcsojt sztacionarnoj teploprovodnoszti v osziszimmetricsnoj jacszejke geterogennüh reaktorov
Nemzetközi Kutatóreaktor Konferencia Bukarest 1961. Preprint
- Németh G.-Pál L.: Fluktuacija vühoda nejtronov v impulsznüh büsztrüh reaktorah
Symposium on Pile Neutron Research IAEA Wien /1961/
- Ördög M.+Upor V.: Some Data on the Activation Analysis of High Purity Silicon
Acta Chimica 26, 253 /1961/
- Pátoh P.-Schneer A.: A cirkónium-uránium rendszer vizsgálata II.
Magyar Kémiai Folyóirat 61, 334 /1961/
- Pallagi D.: Reaktor-irányítás
OAB Atomtechnikai Tanfolyam, jegyzet
- Pál L.: Sztaticheszkaja teorija cepnoj reakcii v jadernüh reaktorah I., II., III.,
Nemzetközi Kutatóreaktor Konferencia Bukarest 1961 Preprint
- Pál L.-Tarnóczy T.: Untersuchung von Ordnungprozessen in Eisen-Aluminium Legierungen
Festkörperphysik Akad. Verlag, Berlin 170 /1961/
- Praveczi E.: Szemelvények a ferromágnesség elméletének újabb fejezeteiből I.
Magyar Fizikai Folyóirat 9, 145 /1961/
- Praveczi E.: Abszorpciós operátorok bevezetése a spinhullám elméletbe
Fiz. Metal. Metalovedenie 12, 296 /1961/
- Sándor T.-Somogyi A.-Telbisz F.: Kiterjedt légizáporok vizsgálata 40 m viz-ekvivalens mélységben
Magyar Fizikai Folyóirat 9, 51 /1961/

- Sándor T.-Somogyi A.-Telbisz F.: Az atmoszféra állapotának a kozmikus sugárzás müon-komponensére gyakorolt hatását korrigáló eljárások összehasonlító vizsgálata
Magyar Fizikai Folyóirat 9, 355 /1961/
- Sándor T.-Somogyi A.: Ob energeticseszkom szpektre /u mezonov v sirokih atmosfermüh livnjah
ZsETF 41, 334 /1961/
- Sebestyén B.: Degenerativ tipusu tápegységek feszültség szabályozó szervének méretezése
Mérés és Automatika 9, 84 /1961/
- Sebestyén B.: Egyenfeszültség stabilizálása félvezető zenerdiódával
Magyar Hir. Techn. 12, 69 /1961/
- Szabó E.: Bevezetés az urán kémiai technológiájába
OAB Atomtechnikai Tanfolyam, jegyzet
- Szabó P.: Über die Nachweisbarkeit der unordnung feinkristalliner Kohlenstoffe
Festkörperphysik Akad. Verlag, Berlin 185
- Szabó P.: The Sensitivity of the Correction for Extinction in Crystals using Polarized X-Rays and Neutrons
Acta Crystallographica 14, 1206 /1961/
- Szerzői kollektiva: Review of Research Work in Physics in Hungary Carried on with Help of the WWRS type Reactor
Symposium on the Programming and Utilization of Research Reactors
Vienna 16-21.oct./1961/ Preprint
- Szentgyörgyi I.: Heat Transfer Studies on Organic Coolants
Nemzetközi Kutatóreaktor Konferencia, Bukarest 1961.- Preprint
- Tóth G.: Transurán elemek fizikai kémiája
OAB Atomtechnikai Tanfolyam, jegyzet
- Tóth G.: Production of Carrierfree J-131 from Telluric Acid by Adsorption Method
J.Inerg. and Nuclear Chem. 19, 186 /1961/
- Vigassy J.: Buckling-mérés fűtőanyag cserélési módszerrel
Energia és Atomtechn. 14, 283 /1961/
- Vértés P.: On the K-Mesonic Interaction of Muons
Acta Phys. Hung. 13, 341 /1961/

Kiadásért felelős: Dr. Jánossy Lajos

Megrendelve: 1962. I. 15.

Példányszám: 450

Készült Rotaprint eljárással

1027 KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZET, KIADÓI CSOPORT