

3

A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZETÉNEK
KÖZLEMÉNYEI

9. KÖTET

3. SZÁM

1961

BUDAPEST

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

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

9. kötet	1961	3. szám
----------	------	---------

T A R T A L O M J E G Y Z É K

	Oldal
1. Jánossy Lajos és Rupp Erzsébet: Nukleáráktív kozmikus részecskék abszorpciójára jellemző paraméterek meghatározása.....	101
2. Frenkel Andor: Megjegyzések a π - π kölcsönhatás fenomenológiai vizsgálatához.....	107
3. Csillag László: Megjegyzések a Balmer-szinkép elméletének kísérleti igazolásához.....	113
4. Bakos József és Kántor Károly: Az interferenciakép láthatóságának térbeli eloszlása Michelson interferometerben.....	129
4. Kósa Somogyi István: Néhány elektródfolyamat vizsgálata besugárzott vizes oldatokban.....	141
6. Schiller Róbert: A primer folyamatok szerepe a víz sugárkémiai átalakulásainak pH függésében.....	151
7. Schiller Róbert és Horváth László: A bikromát ionok hidrogénperoxid hatására végbemenő redukciójának pH függése.....	161

KISÉRLETI TECHNIKA

8. Berkes István, Demeter István, Dézsi István, L. Fodor Ilona és Keszthelyi Lajos: Vizsgálatok szcintillációs számlálók háttérének csökkentésére vonatkozóan..	165
9. Bakos József, Erdőkürti Zoltán és Kántor Károly: Laboratóriumi mechanikus egységrendszer, különös tekintettel optikai és félautomatikus mérésekre.....	171

- . -

Technikai szerkesztő: Stancsich Györgyné

NUKLEÁRAKTIV KOZMIKUS RÉSZECSKÉK ABSZORPCIÓJÁRA JELLEMZŐ
PARAMÉTEREK MEGHATÁROZÁSA

Irta: Jánossy Lajos és Rupp Erzsébet

Összefoglalás

Fizikai paramétereket határoztunk meg, a maximális valószínűség módszerével, olyan esetben, ahol ismert paraméter is szerepel adott hibával. Megadtuk a paraméterek egzakt szórás kifejezéseit és ezt összehasonlítottuk a körülményeket nem teljesen figyelembe vevő kifejezésekkel.

Bozóki Gy., Fenyves E., Sándor T. és mások [1] megmérték a kozmikus sugárzás nukleáráktív komponensének abszorpcióját levegőben, különböző tengerszint feletti magasságokban /Bukarest 80 m, Budapest 410 m, Busteini 950 m, Sztálin csúcs 2925 m/. A μ mezonok okozta háttér föld alatti mérések segítségével határozták meg. A mérési adatok a következők:

Rétegvastagság x_v (gr/cm ²)	Beütésszám N_v	Mérési idő t_v /óra/	Beütésszám/óra
0	19199	1374,8	13,96
204	4257	1631	2,61
266	3458	1997	1,73
306	3422	2925	1,17

Az intenzitás változása az abszorpció vastagság szerint:

$$J(x) = a_1 e^{-\mu_1 x} + a_2 e^{-\mu_2 x} \quad /1a/$$

ahol $a_1 e^{-\mu_1 x}$ a nukleáráktív kozmikus sugárzási részecskék abszorpció függvénye levegőben és $a_2 e^{-\mu_2 x}$ a μ mezonok okozta háttér abszorpció függvénye. A μ mezonok miatt fellépő háttér mért együtthatói:

$$\bar{a}_2 = 0,291; \quad \Delta \bar{a}_2 = 0,041;$$

$$\bar{\mu}_2 = 0,0018.$$

Számításainkban $\bar{\mu}_2$ kicsiny hibáját elhanyagoltuk.

A feladat az a_1 és μ_1 együtthatók mért értékeinek / \bar{a}_1 és $\bar{\mu}_1$ / meghatározása a mérési adatok és az ismert háttér alapján. A problémát háromparaméteresnek tekintjük, ismeretlen paraméterek \bar{a}_1 és $\bar{\mu}_1$, a harmadik paraméter mért értékét, \bar{a}_2 -t, hibájával, $\Delta\bar{a}_2$ -vel együtt ismerjük.

A beütésszámok várható értéke:

$$A_\nu = \langle N_\nu \rangle = (a_1 e^{-\mu_1 x_\nu} + a_2 e^{-\mu_2 x_\nu}) t_\nu \simeq \bar{A}_\nu . \quad /1b/$$

A kiértékelést a maximális valószínűség módszerével végeztük el. Feltehetjük, hogy a vizsgált beütésszámoknak Poisson eloszlás felel meg, továbbá \bar{a}_2 Gauss eloszlást követ. Így a következő valószínűségből indulunk ki:

$$P = \prod_\nu \frac{e^{-A_\nu}}{N_\nu!} (A_\nu)^{N_\nu} \cdot \frac{1}{2\pi\kappa^2} e^{-\frac{(\bar{a}_2 - a_2)^2}{2\kappa^2}} , \quad /2/$$

ahol $\kappa^2 = \langle (\delta\bar{a}_2)^2 \rangle \simeq (\Delta\bar{a}_2)^2$.

Az ismeretlen paramétereket úgy határozzuk meg, hogy a /2/ valószínűség maximális legyen. A szélsőérték feladat megoldása a paraméterek mért értékére vonatkozó egyenletekhez vezet:

$$P_1 = \frac{\partial \ln P}{\partial \bar{\mu}_1} = \sum \frac{\partial \bar{A}_\nu}{\partial \bar{\mu}_1} \left(\frac{N_\nu}{\bar{A}_\nu} - 1 \right) = 0 , \quad /3/$$

$$P_2 = \frac{\partial \ln P}{\partial \bar{a}_1} = \sum \frac{\partial \bar{A}_\nu}{\partial \bar{a}_1} \left(\frac{N_\nu}{\bar{A}_\nu} - 1 \right) = 0 , \quad /4/$$

ahol

$$\frac{\partial A_\nu}{\partial \bar{\mu}_1} = -\bar{a}_1 \sum x_\nu e^{-\bar{\mu}_1 x_\nu} t_\nu ,$$

$$\frac{\partial \bar{A}_\nu}{\partial \bar{a}_1} = \sum e^{-\bar{\mu}_1 x_\nu} t_\nu .$$

A harmadik paraméter miatt a $P_3 = \frac{\partial \ln P}{\partial \bar{a}_2} = 0$ egyenletet is képezhetnénk. Azonban \bar{a}_2 ismert, így a paraméterek meghatározása szempontjából a probléma analóg egy kétparaméteres / \bar{a}_1 és $\bar{\mu}_1$ / problémával. /Természetesen a paraméterek mért értékének szórását úgy kell felírni mint háromparaméteres esetben./ A /3/ és /4/ egyenletrendszer megoldása iterációs módszerrel történt, hasonló módon, mint [2]. Így /3/ és /4/ helyett:

$$P_1(\bar{\mu}_1, \bar{a}_1) = P_1(\bar{\mu}_1^{(0)}, \bar{a}_1^{(0)}) + h P_{11}^{(0)} + l P_{12}^{(0)} = 0,$$

$$P_2(\bar{\mu}_1, \bar{a}_1) = P_2(\bar{\mu}_1^{(0)}, \bar{a}_1^{(0)}) + h P_{12}^{(0)} + l P_{22}^{(0)} = 0,$$

ahol

$$\bar{\mu}_1 = \bar{\mu}_1^{(0)} + h$$

$$\bar{a}_1 = \bar{a}_1^{(0)} + l$$

és

$$P_{11} = \frac{\partial^2 \ln P}{\partial \bar{\mu}_1^2} = - \sum \left(\frac{\partial \bar{A}_v}{\partial \bar{\mu}_1} \right)^2 \frac{1}{\bar{A}_v} = - \bar{a}_1^2 \sum x_v^2 e^{-2\bar{\mu}_1 x_v} t_v^2 \frac{1}{\bar{A}_v},$$

$$P_{12} = \frac{\partial^2 \ln P}{\partial \bar{\mu}_1 \partial \bar{a}_1} = - \sum \frac{\partial \bar{A}_v}{\partial \bar{\mu}_1} \frac{\partial \bar{A}_v}{\partial \bar{a}_1} \frac{1}{\bar{A}_v} = \bar{a}_1 \sum x_v e^{-2\bar{\mu}_1 x_v} t_v^2 \frac{1}{\bar{A}_v},$$

$$P_{22} = \frac{\partial^2 \ln P}{\partial \bar{a}_1^2} = - \sum \left(\frac{\partial \bar{A}_v}{\partial \bar{a}_1} \right)^2 \frac{1}{\bar{A}_v} = - \sum e^{-2\bar{\mu}_1 x_v} t_v^2 \frac{1}{\bar{A}_v}.$$

Az iteráció részleteredményei összefoglalva:

k	$\bar{\mu}_1^{(k)} \cdot 10^3$	$\bar{a}_1^{(k)}$	$P_1^{(k)}$	$P_2^{(k)}$	$P_{11}^{(k)} \cdot 10^9$	$P_{12}^{(k)} \cdot 10^6$	$P_{22}^{(k)} \cdot 10^2$
0	8	13,6	$2,48 \cdot 10^5$	-63,1	2,178	2,813	0,9988
1	8,361	13,667	$1,00 \cdot 10^4$	-2,5	2,4933	2,8216	1,0015
2	8,420	13,672	$-1,59 \cdot 10^3$	0,423	2,51204	2,82276	1,00161
3	8,4172	13,6718	$-1,40 \cdot 10^1$	0,007	2,509521	2,822651	1,001587
4	8,41718	13,67173					

A kezdő értékeket nézve, $\bar{\mu}_1^{(0)}$ -t durva grafikus leolvasás szolgál-
tatta, $\bar{a}_1^{(0)}$ pedig $(J(0) - \bar{a}_2)$. A P_{11} , P_{12} , P_{22} értékek helyett a meg-
felelő inverz mátrixelemeket tüntettük fel:

$$P_{11}^+ = -\frac{P_{22}}{D}; \quad P_{12}^+ = \frac{P_{12}}{D}; \quad P_{22}^+ = -\frac{P_{11}}{D}$$

és

$$D = P_{11} P_{22} - P_{12}^2.$$

Ezek a kifejezések éppen a megfelelő paraméterek két paraméteres szóráski-
fejezései.

Tehát a mért paraméter értékek:

$$\begin{aligned} \bar{\mu}_1 &= 0,0084172, \\ \bar{a}_1 &= 13,6717. \end{aligned}$$

Ha az \bar{a}_2 harmadik paramétert hiba nélküli állandónak tekintjük a
 $\bar{\mu}_1$ paraméter meghatározásának két paraméteres szórás kifejezése és értéke:

$$\langle (\delta \bar{\mu}_1)^2 \rangle^{1/2} = (P_{11}^+)^{1/2} = 0,0000501, (0,6\%). \quad /5/$$

Ha az α_2 harmadik paramétert, mint \bar{a}_2 mért értéket hibájával
együtt ismertnek tekintjük, a három paraméteres szórás kifejezéséhez szüksé-
gesek még a következő kifejezések:

$$P_{13} = \frac{\partial^2 \ln P}{\partial \bar{\mu}_1 \partial \bar{a}_2} = -\sum \frac{\partial \bar{A}_v}{\partial \bar{\mu}_1} \frac{\partial \bar{A}_v}{\partial \bar{a}_2} \frac{1}{\bar{A}_v} = \bar{a}_1 \sum x_v e^{-(\bar{\mu}_1 + \bar{\mu}_2)x_v} t_v^2 \frac{1}{\bar{A}_v},$$

$$P_{23} = \frac{\partial^2 \ln P}{\partial \bar{a}_1 \partial \bar{a}_2} = -\sum \frac{\partial \bar{A}_v}{\partial \bar{a}_1} \frac{\partial \bar{A}_v}{\partial \bar{a}_2} \frac{1}{\bar{A}_v} = -\sum e^{-(\bar{\mu}_1 + \bar{\mu}_2)x_v} t_v^2 \frac{1}{\bar{A}_v},$$

$$P_{33} = \frac{\partial^2 \ln P}{\partial \bar{a}_2^2} = -\sum \left(\frac{\partial \bar{A}_v}{\partial \bar{a}_2} \right)^2 \frac{1}{\bar{A}_v} - \frac{1}{\kappa^2} = -\sum e^{-2\bar{\mu}_2 x_v} t_v^2 - \frac{1}{\kappa^2}.$$

A $\bar{\mu}_1$ paraméter meghatározásának három paraméteres kifejezése:

$$\langle (\delta \bar{\mu}_1)^2 \rangle = - \frac{1}{P_{11} + \frac{P_{12}^2 P_{33} + P_{13}^2 P_{22} - 2 P_{12} P_{13} P_{23}}{P_{23}^2 - P_{22} P_{33}}} \quad /6/$$

melynek értéke a meghatározott és adott paraméterek esetében:

$$\langle (\delta \bar{\mu}_1)^2 \rangle^{1/2} = 0,0000742 \quad , \quad (0,9\%) \quad /6a/$$

Ha az a_2 paramétert olyan ismeretlen paraméternek tekintjük, melynek mért értékét a közölt mérési adatok alapján határoztuk volna meg, úgy a

$$P' = \pi \frac{e^{-A_\nu}}{\nu N_\nu!} (A_\nu)^{N_\nu}$$

valószínűségből kellene kiindulni. Ebben az esetben a szóráshoz szükséges kifejezések közül egyedül P_{33} változik meg, és

$$P'_{33} = - \sum e^{-2\bar{\mu}_2 \times \nu} t_\nu^2 \frac{1}{A_\nu} \quad .$$

Igy a három paraméteres szórás számértéke:

$$\langle (\delta \mu_1)^2 \rangle^{1/2} = 0,0002599 \quad , \quad (3,1\%) \quad /7/$$

A $\bar{\mu}_1$ paraméter meghatározásának egzakt szórásértékét természetesen /6a/ adja, meg akartuk azonban mutatni, hogy milyen eltérést jelent az \bar{a}_2 paraméter különböző módon való figyelembevétele. Indokolt, hogy a /5/ szórásérték kisebb, mint /6a/, hiszen /5/ nem vette figyelembe, hogy \bar{a}_2 is hibával rendelkezik. A legnagyobb /7/ értéke, és ez mutatja, túl nagy hibát okozna, ha \bar{a}_2 -t is a közölt mérési adatokból határoznánk meg.

Befejezésül köszönetet mondunk Sebestyén Klárának a numerikus munka gondos elvégzéséért.

I r o d a l o m

- [1] Bozóky Gy., Fenyves E., Sándor T. és mások /megjelenés alatt JETP/
- [2] Jánossy L., Rupp E: 8,71 /1960/.

Érkezett 1961. július 7.

KFKI Közlemények 9. évf. 3.szám, 1961.

MEGJEGYZÉSEK A $\pi - \pi$ KÖLCSÖNHATÁS FENOMENOLÓGIAI
VIZSGÁLATÁHOZ

Irta: Frenkel Andor

Kozmikus Sugárzási Laboratórium

Összefoglalás

Ismertetjük a $\pi - \pi$ kölcsönhatás vizsgálatának egyik fenomenológiai módszerét. Megbeszéljük a módszer megalapozása körül fellepő nehézségeket. További kísérleteket javasolunk a $\pi - \pi$ kölcsönhatás mechanizmusának tanulmányozására.

Bevezetés:

Ha két elemi rész elég nagy energiával ütközik, a végállapotban újabb részecskék keletkezhetnek. Vizsgáljuk azt az általános esetet, mikor egy m_0 és egy M tömegű részecske ütközése után n darab m_i / $i = 1, 2, \dots$ n / tömegű részecske lesz a végállapotban. Irjuk fel az energia és az impulzus x irányu komponensének megmaradási tételét az M tömegű részecske nyugalmi rendszerében /labor-rendszer/. Az x irányt úgy választjuk, hogy m_0 mozgásirányával essék egybe. Ekkor $p_{0x} = p_0$ és

$$E_0 + M = \sum_{i=1}^n E_i ; \quad p_0 = \sum_{i=1}^n p_{ix}$$

ahol E_i a teljes energiákat, p_i az impulzusokat jelöli. A két egyenletből kivonással nyerjük, hogy

$$E_0 - p_0 + M = \sum_{i=1}^n (E_i - p_{ix}) \quad /1/$$

Ha $E_0 \gg m_0$, akkor $p_0 \approx E_0$ és a képlet egyszerűbb alakot ölt:

$$M = \sum_{i=1}^n (E_i - p_{ix}) \quad /2/$$

A képlet értelmében az M tömeg kiszámítható, ha ismerjük a végállapotban jelenlévő összes részecske energiáját és longitudinális impulzusát.

Vizsgáljuk most azt az esetet, mikor targetként nem elemi, hanem összetett részecske szolgál, pl. egy atommag. Ilyenkor előfordulhat, hogy a bombázó m_0 részecske nem a maggal mint egésszel, hanem csak a mag egy-két nukleonjával hat kölcsön. Minthogy a nukleonok kötési energiája és fermi-impulzusa kicsi a szóbajövő effektív targettömeghez képest, a folyamat megközelítőleg úgy fogható fel, mintha a primer részecske csak a kérdéses nukleonokkal hatott volna kölcsön. Ezért az effektív targettömeg az előbbi módszerrel kiszámítható. Természetesen most az összegezésből a visszalökött magot ki kell hagyni:

$$M_t = \sum_{i=1}^{n-1} (E_i - p_{ix}) \quad /3/$$

A mag teljes tömegét /2/-vel felírva

$$M_{mag} = \sum_{i=1}^{n-1} (E_i - p_{ix}) + (E' - p'_x)$$

/ E' , p'_x a visszalökött mag adatai/ látjuk, hogy a targettömeg így is kifejezhető:

$$M_t = M_{mag} - (E' - p'_x) \quad /4/$$

A kötési energia és a fermi-momentum elhanyagolása miatt M_t értéke ingadozni fog. Ha a /3/ vagy /4/ jobb oldalán álló mennyiségeket több azonos típusú ütközésre kiszámítjuk, azt várjuk, hogy ezek 1, 2, nukleontömeg körül fognak szórni.

Az itt ismertetett módszert N.G.Birger és J.A. Szmorogyin dolgozták ki [1].

A nukleonstruktúra és a $\pi - \pi$ kölcsönhatás

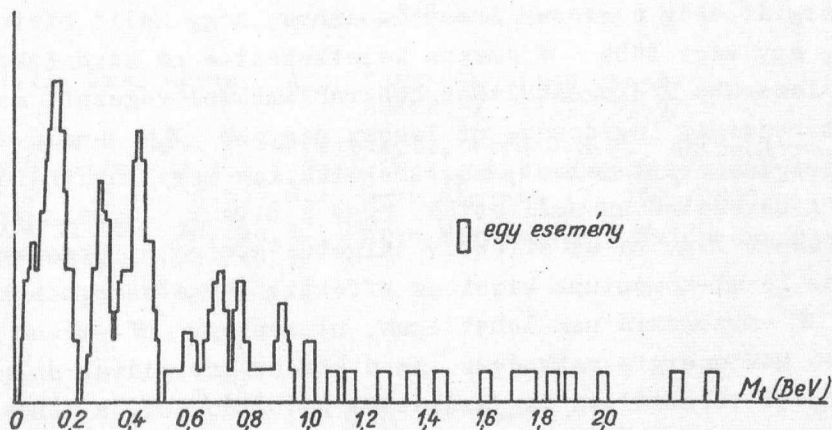
A nagyenergiájú $\pi-N$ és $N-N$ szórás kísérleti és elméleti vizsgálata arra mutat, hogy a nukleon valószínűleg egy, a baryontöltést hordozó centrális nukleontörzsből az un. core-ból és az ezt körülvevő, virtuális

π -mezonokból felépülő felhőből áll. A felhőnek valószínűleg komoly szerep jut a nagyenergiájú inelasztikus $\pi-N$ és $N-N$ ütközések mechanizmusában. A $\pi + N \rightarrow n\pi + N$ ($n \geq 2$) folyamatokat több szerző úgy próbálta leírni, hogy erős $\pi-\pi$ kölcsönhatást tételezett fel. Ez annyit jelent, hogy a primér π -mezon a nukleon π -mezonfelhőjével hat kölcsön és itt

keletkeznek a végállapot π -mezónjai. $N-N$ ütközések esetén a nukleonok felhői hatnának kölcsön egymással. Ezen elképzelések alapján E.R.T. Awunor-Renner és munkatársai [2] a Birger - Szomorogyn tesztet nagyenergiájú $\pi-N$ és $N-N$ ütközésre alkalmazták.^{x/} Mig a bevezetésben tárgyalt esetben egy atommag nukleonjai léptek fel effektív targetként, most a felhőben jelenlévő π -mezónok veszik át ezt a szerepet. Könnyű belátni, hogy /3/ és /4/ így alakul:

$$M_t = \sum_{\pi} (E_i - p_{ix}) = M - (E_N - p_{Nx})$$

ahol E_i , p_{ix} a végállapot π -mezónjainak adatai, M a nukleontömeg, mig E_N és p_{Nx} a visszalökött nukleon energiája és longitudinális impulzusa. Az effektív targettömeg értéke most attól függ, hány virtuális π -mezón vett részt a kölcsönhatásban. Ennek megfelelően $1\mu, 2\mu, \dots$ körüli értéket fogunk kapni. Az 1.ábrán jól látható, hogy a csúcsok valóban a várt helyen vannak /a π -mezón tömege 140 MeV/.



1. ábra

Awunor-Renner és munkatársainak mérési eredménye. Az ábrán jól láthatók az $M_t = \sum_{\pi} (E_i - p_{ix})$ mennyiség eloszlásában mutatkozó csúcsok

^{x/} A szerzők 30 BeV körüli kozmikus sugárzási részecskék alumíniumban keltett záporait vizsgálták Wilson-kamra segítségével. Ezért eredményük csak közvetve nyújt információt a $\pi-N$ és $N-N$ kölcsönhatásról.

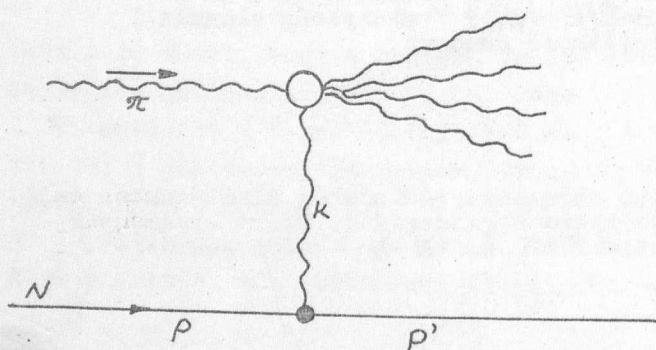
További kísérleti lehetőségek

Mint említettük, E.R.T. Awunor-Renner és munkatársai kozmikus sugárzási részecskék alumíniummal való kölcsönhatását vizsgálták. Tanácsosnak látszik a mérést hidrogéntöltésű buborékkamra segítségével jól definiált primér részecskenyalábbal, nagy statisztikus pontossággal megismételni. Így a jelenleginél megbízhatóbb és közvetlenül a nukleonokra vonatkozó információt nyernénk a fenti szerzők által talált effektusról. Pozitív eredmény esetén még a következő mérések elvégzését javasoljuk:

a/ Értékes információt adhat egy "parciális" Birger - Szmorogyin-teszt. Ezen azt értjük, hogy az eseményeket két csoportra osztjuk: az elsőbe tartozzanak a $\pi + N \rightarrow 2\pi + N$ események, a másodikba mindazok, melyekben kettőnél több π -mezon van a végállapotban. A Birger - Szmorogyin tesztet a két csoportban külön elvégezve felvilágosítást kapnánk a $\pi - \pi$ kölcsönhatás néhány tulajdonságáról. Pl. a második csoportban az 1μ csúcs az inelasztikus $\pi - \pi$ ütközések gyakoriságát mutatja a vizsgált energián. Az első csoportban ez a csúcs a rugalmas $\pi - \pi$ ütközésekkel van kapcsolatban.

A parciális Birger-Szmorogyin teszt elvégzése feltételezi, hogy a primérenergiát elég pontosan ismerjük ahhoz, hogy kellő biztonsággal megmondhassuk, egy vagy több π -mezon keletkezett-e az ütközéskor. A kísérletet legcélszerűbb hidrogéntöltésű buborékkamrával végezni, megkövetelve, hogy a primérenergia ingadozása ne legyen nagyobb $\pm\mu$ -nél. 10 BeV-en ez 1-2 %-os energiaszórást jelent, ami technikailag megvalósítható követelmény.

b/ A bevezetésben említettük, hogy a Birger - Szmorogyin teszt csak akkor alapozható meg, ha az effektív targetül szolgáló részecskék kötési energiája és fermi-momentuma kicsi az effektív targettömeghez képest. Ez a virtuális π -mezonokra nem lehet igaz, hiszen egy π -mezon keltéséhez legalább 140 MeV energia szükséges. Ha a kötési energiával dolgozó klasszikus kép helyett térelméleti magyarázattal próbálkozunk, a nehézségek csak fokozódnak. Pl. ha az 1μ csúcsnak megfelelő, egy virtuális π -mezont tartalmazó folyamathoz az alábbi Feynmann diagrammot rendeljük, akkor a virtu-



ális π -mezon tömegnégyzete

$$\mu_v^2 = k^2 = (p - p')^2 \leq 0,$$

tehát semmi köze sem lehet egy valódi π -target tömegéhez.

Arra a kérdésre, hogy a kísérletileg megtalált maximumoknak lehet-e egyáltalán virtuális π -mezont megfeleltetni, választ adhat a következő kísérlet:

Ismét két csoportra osztjuk az eseményeket aszerint, hogy páros /1.csoport/ vagy páratlan /2.csoport/ számú π -mezon van-e a végállapotban. Az utóbbi időben már sikerült 2π és 3π -mezont tartalmazó eseményeket szelektálni [3], úgyhogy a kísérlet technikailag megvalósítható. Mármost ismeretes, hogy a G -paritás / mezoparitás/ megmaradásának törvénye szerint páros számú π -mezonból csak páros, páratlan számából csak páratlan számú π -mezon keletkezhet. Ezért, ha az inelasztikus π - N kölcsönhatás valóban π - π kölcsönhatáson keresztül történik, a core közvetlen részvétele nélkül, akkor az első csoportban a 2μ , 4μ , a másodikban az 1μ , 3μ csúcsoknak hiányozniuk kell. Ha ez nem következik be, a π - π kölcsönhatás önmaga nem magyarázhatja a Birger - Szmorogyin teszt sikerét.

Köszönetemet fejezem ki dr.Fenyves Ervinnek, Surányi Péternek, Domokos Gábornak, Sebestyén Ákosnak, Bozóki Györgynek és Gombosi Évának értékes tanácsaikért és kritikai megjegyzéseikért.

I r o d a l o m

- [1] Birger, N.G., Szmorogyin, J.A., ZSETF 36, 1159 /1959/
ZSETF 37, 1359 /1959/
- [2] Awunor-Renner, E.R.T., Blaskovitch, L., French, B.R., Ghesquiere, C., de Minivielle-Devaux, I.B., Neale, W.W., Pelletier, C., Rivet, P., Sahiar, A.B., Shillicron, I.O.: Nuovo Cimento 17, 134 /1960/
- [3] Alles-Borelli, V, Bergia, S., Perez Ferreria, E., Waloschek, P.: Nuovo Cimento 14, 211 /1959/

Érkezett 1961. jul. 4.

KFKI Közlemények 9. évf. 3.szám, 1961.

MEGJEGYZÉSEK A BALMER-SZINKÉP ELMÉLETÉNEK KISÉRLETI IGAZOLÁSÁHOZ

Írta: Csillag László

Fizikai Optikai Laboratórium

Összefoglalás

Átvizsgálva a Balmer-sorozat vonalain eddig elvégzett hullámhosszméréseket, megmutatjuk, hogy a Lamb-eltolódással korrigált Sommerfeld-Dirac formula helyessége a nagyobb főkvantumszámú vonalakra is a mérési hibákon belül / $n = 8$ -ig $\sim 10^{-3} \text{ \AA}$, $n = 20$ -ig $\sim 10^{-2} \text{ \AA}$, $n = 37$ -ig $\sim 10^{-1} \text{ \AA}$ / igazoltnak tekinthető.

A függelékben a Balmer-formulával kapcsolatban utalunk a Landolt-Börnstein táblázat és más könyvek néhány téves ill. félreérthető adatára.

1. Bevezetés

Ismeretes, hogy a relativisztikus kvantummechanika első sikerét a hidrogén-spektrum finomszerkezetének értelmezésével érte el. A $H\beta$ és $H\alpha$ ^{x/} vonalakon elvégzett mérések lényegében igazolták a Sommerfeld-Dirac féle finomszerkezeti formulát. A tapasztalt kis eltéréseket a kvantum-elektrodinamika értelmezni tudta. Nem történt azonban semmi kísérlet arra, hogy az elméleti helyességét a magasabb főkvantumszámú vonalakra is igazolják. Ennek okát egyrészt a vonalak gerjesztésének nagy kísérleti nehézségeiben kereshetjük, másrészt pedig abban, hogy az első vonalakon elvégzett méréseknek a számításokkal való jó egyezése önmagában is a teljes igazolás erejével hatott.

Ujabb elméleti megfontolások nyomán azonban ez a kérdés ismét előbukkant. Jánossy L. [1] hívta fel a figyelmet arra, hogy egy erősen kiterjedt elektronfelhő - pl. a hidrogénatomban magas főkvantumszámú Bohr-pályán tartózkodó elektron - másként viselkedhet, mint ahogy azt a kvantumelmélet kis sugaru pályára megadja. Ennek következményeként a nagy n -ű pályáról való átmeneteknél emittált spektrumvonalak hullámhosszában, illetve finomszerkezetében eltérések lehetnek attól, amit a Dirac-elmélet előír.

^{x/} A továbbiakban a hagyományos $H\alpha$, $H\beta$, stb. jelölés helyett a vonalakat a felső állapot főkvantumszámával jelöljük.

A jelzett eltérések létét, vagy nem-létét nagy n -ű / $n \sim 40$ / vonalakon végzett pontos mérésekkel lehet eldönteni. Ez elsősorban kísérleti probléma és arra ösztönöz, hogy a harmincas években elindított sikeres próbálkozásokat tiszta atomspektrum előállítására [2], [3] tovább folytassuk. Ugyanakkor azonban szükségesnek látszik megvizsgálni azt is, hogy a nagy n -ű vonalakon eddig elvégzett hullámhosszmérések /földi fényforrásban $n = 20$ -ig, csillagspektrumban $n = 37$ -ig/ mennyire egyeznek a Dirac-formula által előírtakkal; vagyis, hogy mennyire tekinthető nagy n -re igazoltak a Sommerfeld-Dirac finomszerkezeti formula.

A következőkben éppen ezért röviden áttekintjük a Balmer-sorozaton eddig elvégzett pontosabb hullámhossz-méréseket. Megmutatjuk, hogy míg a $H3$ és $H4$ esetében mind a komponensek abszolút hullámhossza, mind azok egymástól való távolsága tekintetében a Lamb-shifttel korrigált Dirac-formula az optikai spektroszkópiailag elérhető pontosságig / $\sim 10^{-3}$ cm / igazoltank tekinthető, eddig a további vonaloknál az abszolút hullámhosszokra csak a feloldatlan finomszerkezetű vonalak ún. "vonalsúlypontjának" hullámhosszai, a finomszerkezetre pedig csak a $H5 - H7$ vonalak dublet-felbomlási adatai állnak rendelkezésre. Ezek alapján annyi állapítható meg, hogy a Dirac-formulából számított vonalsúlypontok - az n növekedésével két nagyságrenddel romló mérési hibákon belül - egyeznek a számítottakkal /a hibák: $n = 8$ -ig $\sim 10^{-3}$ Å, $n = 20$ -ig $\sim 10^{-2}$ Å, $n = 37$ -ig $\sim 10^{-1}$ Å /, a $H5 - H7$ vonaloknál pedig a megfelelően korrigált intervallum-értékek $\sim 10^{-3}$ cm $^{-1}$ hibán belül, tehát nagyon jól egyeznek az elméletiekkel.

2. A hidrogénatom energianívói. A vonalak finomszerkezete. Intenzitások.

Mielőtt rátérnénk a mérések diszkussziójára, tekintsük át a hidrogénatom termrendszerét és a Balmer vonalak strukturáját. Az energianívókat a Lamb-shifttel korrigált Sommerfeld-Dirac képlet adja meg. Ez első közelítésben a következőképpen írható:

$$T_{n,l,j} = \frac{R_H}{n^2} + \frac{R_H \alpha^2}{n^3} \left[\frac{1}{j + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4n} - \Lambda(n, l, j) \right] + \dots \text{ cm}^{-1} \quad /1/$$

Itt $R_H = 109677,576 \text{ cm}^{-1}$ a Rydberg-állandó, α a finomszerkezeti állandó, $\alpha^2 = 5,32504 \cdot 10^{-5}$, $j = l + s$ az összimpulzus-/belső/kvantumszám. A Λ -tag a Lamb-eltolódásra jellemző és csak kis n és $l = 0$ esetén különbözik lényegesen 0-tól. Az egyes termek számértékei, amelyet a következőkben mi is felhasználunk, [4] -ben található meg.

Az $1/l$ -ből látható, hogy egy adott n főkvantumszámhoz több nivó is tartozik. A nivók ezen felhasadása egyrészt $\frac{1}{n^3}$ -nel arányos, tehát csak kis n -eknél jelentős, másrészt a j -től függ. Az egyébként különböző l , de azonos j -értékkel rendelkező termek általában egybeesnek. Csupán az S -termek $l=0$ válnak el kismértékben a P -termektől.

A termek közötti megengedett átmeneteket a j -re és az l -re vonatkozó kiválasztási szabályok adják meg: $\Delta j = \pm 1, 0$ és $\Delta l = \pm 1$. Ennek megfelelően minden Balmer-vonal általában hét komponensből áll. Az 1. ábra mutatja példaképpen a $H3$ vonal finomszerkezetét. /A vonalhossz az elméleti intenzitásokat jelzi./

Az 1. ábra alapján elképzelhetjük a magasabb felsőállapotú vonalak finomszerkezetét is. Növekvő n -nél a felső nivó felbomlása csökken, ennek eredményeképpen a két főkomponens, $1-2b$ távolsága kissé nő és az alpnivó $2P_{3/2} - 2P_{1/2}$ távolságához tart. A $2a-2b$ távolság változatlan marad. /Ez nem más, mint az alpnivóbeli Lamb-eltolódás! A 4. és 5. komponens az 1-hez, a $3a$ a $2a$ -hoz, míg a $3b$ a $2b$ -hez közeledik. Végeredményben tehát a nagyobb n -ű Balmer-vonalaknál a gyengébb komponensek az 1 és $2b$ főkomponensek köré csoportosulnak és egy olyan dublettet alkotnak, amelynek felbomlása közelítőleg a $2P_{3/2} - 2P_{1/2}$ intervallummal egyenlő; $\Delta\nu \approx 0,365 \text{ cm}^{-1}$.

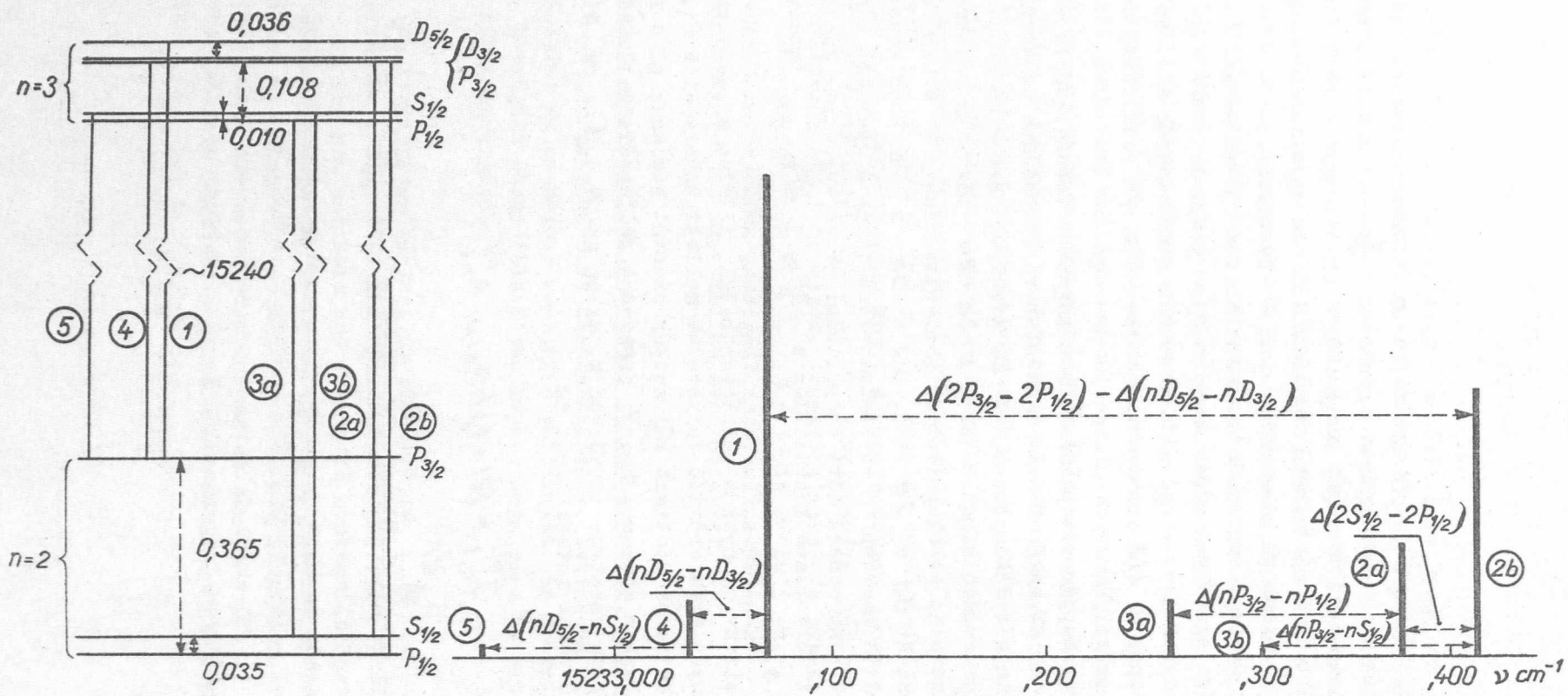
Az intenzitásviszonyok a sorozaton belül, illetve egy-egy vonal komponenseire bizonyos egyszerűsítő feltételek mellett számíthatók ki. Tegyük fel, hogy az elektronok statisztikai súlyuk szerint oszlanak el a nivókon, vagyis, hogy átlagban minden n, l, m -mel jellemzett gerjesztett állapotban azonos számú elektron tartózkodik, akkor az $n, l, \rightarrow n', l'$ átmenethez tartozó vonal intenzitását az

$$J_{n,l}^{n',l'} = (2l+1) h \nu_{n,l,n',l'} A_{n,l}^{n',l'}$$

kifejezés adja, ahol $A_{n,l}^{n',l'}$ az átmeneti valószínűséget jelenti [6].

Az 1. táblázat mutatja az intenzitásokat 10^{-4} erg/sec -ban arra az esetre, amikor a kezdő állapotban átlagosan egy elektron van jelen.

A táblázatból látható, hogy egy Balmer-vonal komponenseinek intenzitásaránya n -nel változik, kis n -nél erősebben, nagyobb n -re már csak kevésbé. A nagyobb n -eknél jelentkező dublettben a két vonalcsoport eredő intenzitása közel egyenlő egymással / 1. az 1. táblázat utolsóelőtti oszlopát./



1. ábra
 A H₃ vonal finomszerkezete
 /intervallumok cm⁻¹-ben/

1. táblázat

Intenzitások a Balmer-sorozatban [6] / 10^{-4} erg/sec-ban/

n	$2S_{1/2} - nP_{1/2}$	$2S_{1/2} - nP_{3/2}$	$2P_{1/2} - nS_{1/2}$	$2P_{3/2} - nS_{1/2}$	$2P_{1/2} - nD_{3/2}$	$2P_{3/2} - nD_{3/2}$	$2P_{3/2} - nD_{5/2}$	$\frac{J_{\text{vörös}}}{J_{\text{ibolya}}}$	Össz-intenzitás
3	0,66	1,31	0,06	0,13	3,20	0,64	5,76	1,25	11,8
4	0,38	0,77	0,03	0,07	1,37	0,28	2,48	1,12	5,38
5	0,22	0,45	0,02	0,04	0,71	0,14	1,29	1,05	2,87
6	0,14	0,28	0,012	0,024	0,390	0,078	0,702	0,98	1,63
7	0,090	0,180	0,007	0,013	0,250	0,050	0,450	0,98	1,04
8	0,060	0,120	0,005	0,010	0,177	0,035	0,318	0,975	0,73
9- ∞	0,21	0,42	0,017	0,033	0,567	0,113	1,02	0,97	2,4

Itt említjük meg, hogy az /1/ finomszerkezeti formula csak közelítés, amely 10^{-3} cm^{-1} nagyságrendig jó. Nagyobb pontosság igénye esetén már figyelembe kell venni különböző korrekciókat. Például a deutérium $2^2P_{3/2} - 2^2P_{1/2}$ intervallumánál, amelyet Lamb és munkatársai [5] mikrohullámu rezonancia módszerrel 10^{-6} cm^{-1} pontossággal mérték meg, már nem vezet helyes eredményre az /1/-ből nyert

$$\Delta \nu_D = \frac{R_D \alpha^2}{16} \quad /1a/$$

kifejezés. A helyes formula:

$$\Delta \nu_D = \frac{R_D \alpha^2}{16} \left[1 + \frac{5}{8} \alpha^2 + \frac{\alpha}{\pi} \left(1 - 5,946 \frac{\alpha}{\pi} \right) \right]. \quad /1b/$$

Ebben $\frac{5}{8} \alpha^2$ a Dirac formula sorfejtésében egy további tag, ez 10^{-6} cm^{-1} nagyságrendű korrekciót ad; az $\frac{\alpha}{\pi} \left(1 - 5,946 \frac{\alpha}{\pi} \right)$ pedig az elektron anomális mágneses momentumából származó 10^{-4} cm^{-1} nagyságrendű korrekció.

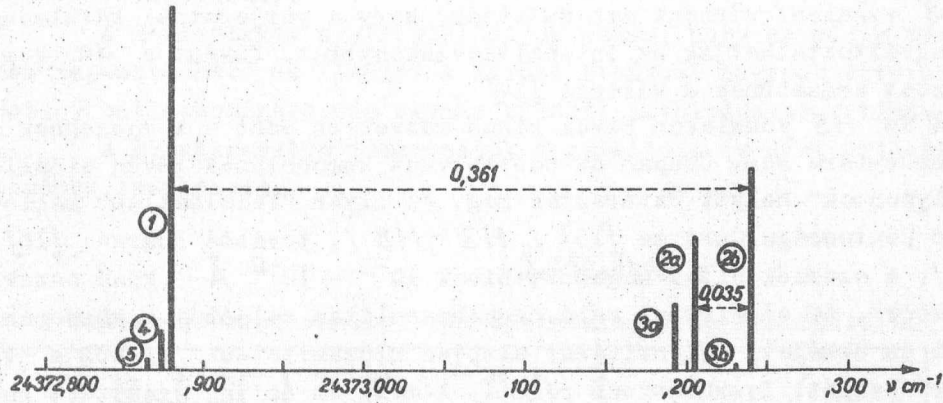
A mondottak alapján magyarázható meg az az eltérés, amelyet Faragó P. és Jánossy L. [20] talált a relativisztikus tömegformula érvényességével kapcsolatos vizsgálataikban. Ők a 10^{-3}cm^{-1} -ig pontos /1a/ formulában használták fel a 10^{-6}cm^{-1} pontossággal mért $\Delta\nu_D$ értéket. A pontos /1b/ formula alkalmazásával azonban ez az eltérés teljesen eltűnik.

3. A mérési eredmények áttekintése

Mint már jeleztük a *H3* és *H4* vonalakon ill. a megfelelő termeken elvégzett mérések igen jól egyeznek az elméleti eredményekkel. Ezért ezeket szükségtelennek látszik részletesen ismertetni. Csupán megemlítjük, hogy a méréseknek két fontos csoportja van. Az egyik csoportba Houston [8], továbbá Drinkwater, Richardson és Williams [9] munkája tartozik. Ők a hidrogén ill. deutérium első és második Balmer-vonalában a komponensek abszolút hullámhosszát mérték meg interferometrikus úton, $\sim 10^{-3}\text{cm}^{-1}$ hibával. A hullámhosszból számított R_H és $\frac{e}{m}$ értékek jól egyeznek egymással és a más úton nyert eredményekkel [10], ami a Dirac-formula helyességét mutatja. A másik csoportba Lamb és munkatársainak mikrohullámu rezonancia-mérései tartoznak [5]. Az optikai pontosságot jóval meghaladó precizitású mérési eredményeik az $n = 2, 3$ és 4 főkvantumszámú termek felbomlására jól egyeznek a számítottakkal.

Amíg azonban a *H3* és *H4* vonalak esetében ilyen kedvező a helyzet, a további vonalak finomszerkezetére már alig találunk adatot. Számunkra legfontosabb Hansen [11], valamint Houston és Hshieh [12] mérése. Ők jutottak ugyanis a finomszerkezeti analízisben a legtovább; az első öt Balmer-vonal dublett-felbomlását és intenzitásarányát mérték meg. Eredményeik lényeges eltérést mutattak a főkomponensek számított távolságától, amit ők akkor nem tudtak mivel magyarázni /1. 2.táblázat/. Pasternack [13] nevezetes felismerése volt az, hogy az S -term feltételezett eltolódásával Houston eredményeit összhangba lehet hozni a számítottakkal. Ma ezen S -term eltolódás mértékének pontos ismeretében már nemcsak Houston és Hshieh, hanem Hansen intervallum-adatairól is ki lehet mutatni, hogy jól egyeznek az elméleti értékekkel. /1. köv.részt/ Tehát az /1/ az első öt vonalnál $\sim 10^{-3}\text{cm}^{-1}$ pontossággal helyesen adja meg a komponensek távolságát.

A *H7*-en túl már nincs semmi mérési adat a vonalak finomszerkezetére.



2.ábra
A H6 vonal finomszerkezete

2.táblázat

Az $nP_{3/2} - nP_{1/2}$ intervallum számított / $\Delta \nu_{sz}$ / , mért / $\Delta \nu_m$ / és korrigált / $\Delta \nu_{korr}$ / hullámszámértékei
/Hullámszám adatok 10^3 cm^{-1} -ben/

n	Hanson mért értékei $\Delta \nu_m$	k	Korrekciók			Korrigált intervallum $\Delta \nu_{korr}$	/1/-ből számított intervallum: $\Delta \nu_{sz}$	Houston és Hsieh mért értékei [12] $\Delta \nu_m$	Korrigált intervallum Pasternack [13] $\Delta \nu_{korr}$
			Súlypont		Zsugorodás				
			1-4-5 csoport	2a-2b-3a-3b csoport					
3	316	0,4	-6	18	-	328	329	0,307	0,328
4	317	0,42	-2	24	3	342	350	0,330	0,350
5	328	0,48	-1	21	9	357	357	0,339	0,357
6	322	0,51	-1	20	16	357	361	0,345	0,363
7	324	0,525	0	19	21	364	363	0,351	0,369

A további vonalak súlypontjának hullámhosszára /egészen H37 -ig/ a csillagspektrumokból nyerhetünk információt [17]. Ezen mérések pontossága azonban csak 10^{-1} \AA nagyságrendű. Annyit mindenesetre itt is megállapíthatunk, hogy a számított és a mért értékek eltérése nem haladja meg ezt a hibát /l. 4. táblázat/.

A mondottakat úgy foglalhatjuk össze, hogy az eddig mért vonalaknál nem tapasztalható az /l/-től a mérési hibáknál nagyobb eltérés sem a komponensek hullámhosszait sem egymás közötti távolságukat tekintve.

A következőkben ismertetjük a számított és mért értékek összehasonlításának részleteit.

3. táblázat

A Balmer-sorozat vonalsúlypontjainak mért és számított hullámhosszai

n	Az /l/-ből számított λ szám \AA	Curtis [15] λ mért \AA	Ruark [16] λ mért \AA	λ szám. λ mért. 10^3\AA	
				Curtis	Ruark
5	4340,468	4340,467 \pm 0,0009	4340,464 \pm 0,003	1	4
6	4101,738 ₅	4101,738 \pm 0,0019	4101,731 \pm 0,006	0	7
7	3970,076	3970,075 \pm 0,0024	3970,073 \pm 0,0016	1	3
8	3889,053	3889,051 \pm 0,0016	3889,064 \pm 0,0017	2	-11
9	3835,388		3835,397 \pm 0,0023		-9
10	3797,901 ₅		3797,910 \pm 0,0025		-9
11	70,634		70,634 \pm 0,010		0
12	50,155 ₅		50,152 \pm 0,010		3
13	34,372		34,372 \pm 0,010		0
14	21,942		21,948 \pm 0,007		-6
15	11,974		11,98		-10
16	03,857		03,86		0
17	3697,155		3697,15	\pm 0,02	0
18	91,558 ₅		91,55		10
19	86,835		86,83		0
20	82,8115		82,82		-10

4. táblázat

A Balmer-sorozatnak a Nap kromoszférájában mért hullámhosszai [17]

n	$\lambda_{\text{mért}} \text{ \AA}$	$\lambda_{\text{szám}} \text{ \AA}$	$\Delta\lambda \cdot 10^2 \text{ \AA}$	n	$\lambda_{\text{mért}} \text{ \AA}$	$\lambda_{\text{szám}} \text{ \AA}$	$\Delta\lambda \cdot 10^2 \text{ \AA}$
21	3679,38	3679,36	-2	31	3661,28	3661,22	-6
22	76,38	76,36	-2	32	60,33	60,28	-5
23	73,79	73,76	-3	33	59,71	59,42	-29
24	71,37	71,48	11	34	58,66	58,64	-2
25	69,48	69,47	-1	35	58,00	57,93	-7
26	67,72	67,68	-4	36	57,26	57,27	1
27	66,10	66,10	0	37	56,67	56,67	0
28	64,66	64,68	2				
29	63,42	63,41	-1				
30	62,23	62,26	3				

4. A zsugorodás és a vonalsúlypont számítása

Mint a 3.-ban már említettük, a feloldott finomszerkezetű vonalakon végzett intervallummérések nyers adatait nem lehet összeegyeztetni a számítottakkal. Ennek oka az, hogy a vonalkomponensek a Doppler-effektus miatt kiszélesednek, egymásba belenyulnak. Méréskor az egymásba olvadó komponensek eredőjét tudjuk csak meghatározni. Ennek az eredő intenzitásgörbének profilja a komponensek félszélességétől, tehát végeredményben a gáz hőmérsékletétől függ. Ha a hőmérséklet elég alacsony és az alkalmazott bontóelem felbontóképessége megfelelő nagy, akkor a két elkülönült vonalcsoportnak megfelelően /lásd 2. / általában két elkülönült maximumot észlelünk.

A maximumok távolsága azonban az egymásbanyulás miatt kisebb az 1-2b főkomponensek valódi távolságánál, az intervallum összébb "zsugorodott". A hőmérséklet növekedésével a két komplexum egyre jobban egymásbaolvad, a maximumok közelednek egymáshoz, elég magas hőmérsékletnél pedig egy maximummá olvadnak össze. Ennek az egyetlen maximumnak a helye a vonalsúlypont.

Ahhoz, hogy a mérési adatokból következtetéseket vonhassunk le, tudnunk kell azt, milyen pontosan számítható ki a zsugorodás korrekciója, illetve határozható meg a vonalsúlypont helye. A hullámhosszmérés hibája mellett ugyanis ezek hibája is lényeges lehet az /1/-nek optikai spektroszkópiai igazolhatósága szempontjából.

Vizsgáljuk meg először a zsugorodás kérdését. Mint mondtuk, az első öt vonal dublett-távolságára Houston és Hsieh [12] bonyolult analizise alapján Pasternacknak [13] sikerült 10^{-3}cm^{-1} nagyságrendű pontossággal elvégezni a korrekciót. Annak igazolására, hogy ez nemcsak ebben az egy esetben sikerült, hanem a korrekció általában is ilyen pontosan számítható, megkíséreltük Hansen korábbi mérési adatainak korrekciót is meghatározni a következő egyszerű módon.

Feltételezve, hogy a kiszélesedést csak a Doppler-effektus okozza, az egyes vonalak profilja haranggörbe. Legyen két ilyen vonal intenzitásmaximumának aránya $J_1 : J_2$, a hozzájuk tartozó hullámszámok ν_1 és ν_2 , akkor a geometriai súlypontot ν_s -t választva origónak, az eredő görbét az

$$J(\nu) = J_1 e^{-\frac{(\nu-a)^2}{k^2}} + J_2 e^{-\frac{(\nu-b)^2}{k^2}} \quad /2/$$

függvény írja le, ahol $a = \nu_1 - \nu_s = \frac{J_2}{J_1 + J_2} (\nu_1 - \nu_2)$ ill. $b = \nu_2 - \nu_s = \frac{-J_1}{J_1 + J_2} (\nu_1 - \nu_2)$

$$\text{és } k = 4,3 \cdot 10^{-7} \nu_s \sqrt{T} \quad /3/$$

T az abszolút hőmérséklet és a vonalak félszélessége $\delta = 1,67 k /$. Egyszerűség kedvéért legyen $\nu_1 - \nu_2 = 1$. A különböző k értékekhez tartozó szélsőérték-helyeket /2/-ből meghatározhatjuk. A 3. ábra az egyszerűbb

$k = f(\nu_e)$ inverz függvény képet mutatja, ha $J_1/J_2 = 1,25 / H3$ esete/. Egy adott k_i -hez tartozó maximumok és a köztük lévő minimum helyét a $k = k_i$ egyenesek és a $k = f(\nu_e)$ görbe metszéspontjai adják.

A 3. ábrából a következőket állapíthatjuk meg: /A megállapítások kvalitatíve más intenzitásaránynál is érvényesek, a megadott k -értékek az $J_1/J_2 = 1,25$ esetére vonatkoznak./ Amíg $k^x/$ kicsi / $k < 0,4$ / a zsugorodás elhanyagolható /kisebb, mint az intervallum 1/2 %-a/. A $0,4 < k < 0,6$ tartományban k növekedésével a csúcsok nagyon gyorsan közelednek egymáshoz. $k = 0,6$ felett pedig már megszűnik a nyereg, egyáltalában nem kapunk elkülönült maximumokat. Az egyetlen maximumnak a helye azonban általában nem esik össze a geometriai súlyponttal, csak akkor, ha k elég nagy /jól megközelíti, ha $k > 2/$, vagy ha $J_1 = J_2$ mert akkor a maximum mindig a felezőpontban van.

^{x/} Egy adott $\Delta \nu$ intervallumhoz tartozó $k_y = k \cdot \Delta \nu$

Kimutatható az is, hogy az összeolvadás az intenzitásviszonyokat nem változtatja meg lényegesen. Ha csak egy maximum van, akkor az eredő intenzitás közelítőleg az egyes intenzitások összege lesz.

Tekintsük most Hansen méréseit. A számoláshoz szükséges k -értékeket a Hansen által megadott nyeregmagasság-adatokból / $H3$: 36 %, $H4$: 48 %, $H5$: 65 %/ számítottuk. A $H6$ és $H7$ esetére a k -t /3/ alapján a $H5$ -höz tartozó k -ből számoltuk ki /lásd 2.táblázatot/.

A rövidebb hullámhosszu vonalcsoport tagjai / $2a$, $2b$, $3a$, $3b$ / olyan közel esnek egymáshoz, hogy eredő intenzitásként az egyes intenzitások összegét, a maximum helyének pedig a geometriai súlypontot vehetjük. Hasonlóan járhatunk el a hosszú-hullámu csoportnál /1, 4, 5/ is. Feltéve, hogy a két csoport ismét haranggörbét ad, a vázolt modell alapján a zsugorodás kiszámítható. Egyszerűsíti a számolást az a tény, hogy a két csoport intenzitása nagyobb n -re közel egyenlő /lásd 1.táblázatot/. A részletes eredményeket a 2.táblázat tartalmazza. A táblázat eredményei alapján megállapíthatjuk, hogy a zsugorodott intervallum és a félszélesség ismeretében a valódi intervallum 10^{-3}cm^{-1} pontossággal meghatározható és ilymódon minden eltérés megszüntethető a számított és mért értékek között.

Történetileg érdekes, hogy az ibolya-csoport eltolódását zömmel a Lamb-shift okozza, ezért nem tudta Hansen annak idején mérési eredményeit korrigálni.

Tekintsük most a vonalsúlypont meghatározásának kérdését. Láttuk, hogy ha k elég nagy, akkor az intenzitásmaximum a geometriai súlypontba esik. Az egyes Balmer-vonalak súlypontját az elméleti intenzitások /lásd 1. táblázatot/ és az /1/ finomszerkezeti formula alapján számítottuk ki.^{x/} A számított hullámhosszértékeket az összehasonlítás céljából Kayser-táblázata alapján Å -ban adtuk meg. A 3.táblázat tartalmazza a számított hullámhosszokat, valamint az eltéréseket a mért és számított adatok között.

A táblázat tanúsága szerint az eltérések általában nem haladják meg a mérési hibákat. Kivételt csak a Ruark által mért $H8$, $H9$ és $H10$ vonalak jelentenek, ahol az eltérések jelentősebbek, elérik a hiba öt-hatszorosát. Valószínű, hogy ezek az eltérések a felvétel vagy a kiértékelés zavaró körülményeiből /molekulaspektrum, szennyeződések, elmozdulás/ adódnak. Ezt mutatja az is, hogy míg a $H8$ vonal Curtis által mért hullámhossza jól egyezik a számítottal, addig Ruark mért adata e vonalra $11 \cdot 10^{-2} \text{Å}$ -mel, tehát a mérési hiba hatszorosával, tér el a számítottól. Mindenesetre indokolt lenne az említett vonalak hullámhosszát újból megmérni.

^{x/} Tudomásunk szerint az utolsó számított vonalsúlypont-értékek Ch.S.Moore: Multiplet Table, etc. /1945/ találhatóak. Ezek $1-2 \cdot 10^{-3} \text{Å}$ -mel kisebbek az általunk számítottaknál. Ez érthető, mert az azóta igazolt Lamb-eltolódás a vonal-súlypontokat éppen kb. $1,5 \cdot 10^{-3} \text{Å}$ -mel tolja el.

Az intenzitásviszonyokkal kapcsolatban megemlítünk még egy megvizsgálandó kérdést. Mint érintettük, a $H\beta$ -nál többen az elméleti intenzitásoktól a gerjesztési körülményektől függő eltéréseket tapasztaltak. Ha netán a nagyobb n -ű vonalak intenzitásviszonyai is változnának a gerjesztéssel, ez a vonalsúlypont helyének változását is eredményezné. Az intenzitásmaximum helye általában nem esne az $1-(2a, 2b)$ távolság középpontjába úgy, mint $J_{ib} = J_{vör}$ -nél, amellet az ettől való eltérése függene a gerjesztési viszonyoktól, illetve egy adott gerjesztési módnál a gáz hőmérsékletének - tehát k -nak - változásaitól is /lásd előbb/. Ez azt eredményezné, hogy a különböző felvételi körülmények miatt az egyes szerzők hullámhosszmérési eredményei eltérhetnének egymástól. Pl. a főmaximumok intenzitásarányának 20 %-os változása a vonalsúlypontot kb. $0,02 \text{ cm}^{-1} / \sim 3 \cdot 10^{-3} \text{ \AA} /$ -gyel tolná el. Talán ilyen okra vezethető vissza az a /mérési hibán belül maradó/ tendencia, hogy Curtis mérési adatai a számítottaknál kisebbek, Ruark adatai pedig többnyire nagyobbak? Erre csak további mérések adhatnak választ.

Összefoglalás

Megvizsgálva a rendelkezésre álló mérési adatokat, azt a következtést vonhatjuk le, hogy semmi jel nem mutat arra, hogy a Lamb-eltolódással korrigált Sommerfeld-Dirac finomszerkezeti formula annak első közelítésében akár a komponensek hullámhosszára, akár felbomlására, érvényességi határán belül / $\sim 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ / ne lenne nagyobb n -ekre is igaz. A mérések száma azonban olyan kevés már viszonylag kis főkvantumszámú vonalaknál is, hogy a kérdés alapvető fontossága miatt további nagy pontosságú ellenőrző méréseket kellene végezni a vonalsúlypontokra, a finomszerkezeti felbomlásra és az intenzitásviszonyokra egyaránt.

Megköszönöm Jánossy Lajos akadémikusnak a téma felvetését és Náray Zsolt főosztályvezetőnek értékes utmutatásait.

F ü g g e l é k

A vonalsúlypontra érvényes sorozatformula

A régebbi mérések átvizsgálása során kiderült, hogy az újabb kiadásu könyvekben bizonyos zavar tapasztalható az un. Balmer-formula értékelése, ill. a Balmer-sorozat számított és mért hullámhosszai körül. A következőkben ezeket a kérdéseket tekintjük röviden át.

A Bohr-elmélettel értelmezett Balmer-formula fogyatékoságául azt szokták felróni, hogy nem ad számot a vonalak finomszerkezetéről. Van azonban egy másik tökéletlensége is, nevezetesen, hogy nem adja vissza a vonalsúly-

pontok hullámhosszát a mérési hibán belüli pontossággal. Az eltérések, mint azt Curtis [15] megmutatta, az első néhány vonalnál jelentősek. /A H3 -nál $\sim 0,03 \text{ \AA}$!/

Ez az eltérés az /1/ alapján könnyen magyarázható. Egy Balmer-vonal súlypontjának hullámhosszát ugyanis /1/-ből

$$\bar{\nu}_n = R_H \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2} \right) + A(n) \text{ cm}^{-1} \quad /4/$$

alakban kapjuk. A /4/ "súlypont-formula" első tagja az un. Balmer-vonalat adja, ami ténylegesen semmilyen vonalnak nem felel meg, csupán azért hordozza ezt a nevet, mert formálisan azonos a Balmer-képlettel. A második tag, $A(n)$ a vonal-súlypontra jellemző, számértéke $\sim 0,3 \text{ cm}^{-1}$. Pontos értéke az alap- és felső nivó finomszerkezeti felbomlásából és az intenzitásarányokból számítható. Az $A(n)$ változása csak kis n -nél számottevő, ahol a felső nivó felbomlása még nem elhanyagolhatóan kicsi és az intenzitásarányok is lényegesen változnak. Nagyobb n -ekre / $n > 10$ / az $A(n)$ már gyakorlatilag állandó: $A / \infty / = 0,268 \text{ cm}^{-1}$.

Ha most a vonalsúlypontok hullámszámát megadó /4/-t a

$$\bar{\nu}_n = R \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2} \right) \text{ cm}^{-1} \quad /4a/$$

alakba írjuk át, ez már nem lesz tulajdonképpen Balmer-típusú formula, mert R itt nem állandó, hanem

$$R = R(n) = R_H + \frac{A(n)}{\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2}} \quad /5/$$

Az R tehát növekvő n -nel csökken. A csökkenés sebessége csak az első vonalaknál számottevő, nagy n -eknél R már alig változik és értéke:

$$R_\infty = R_H + 4A(\infty) = 109678,65 \text{ cm}^{-1} \quad /5a/$$

Az /5/ és /5a/ egyenletekből látszik, hogy R több mint 1 cm^{-1} -gyel nagyobb az R_H Rydberg-állandónál. / $R_H = 109677,576 \text{ cm}^{-1}$ /.

A mondottak alapján nyilvánvaló tehát, hogy Balmer-típusú formulával nem lehet az összes vonalsúlypontot megfelelő pontossággal megadni. Ez persze nem jelenti azt, hogy jó \bar{R} átlagértéket használva nem kaphatunk egy jó közelítő formulát. Itt azonban az a nehézség támad, hogy mivel /5/ szerint

az R az első vonalaknál változik lényegesen, azért az R értéke különösen attól függ majd, hogy az átlagolásnál kis n -ű vonalakból számolt R -értékeket használtunk-e fel vagy sem. Így például Curtis átlaga a $H3 - H8$ vonalakból: $109678,85 \text{ cm}^{-1}$, míg Ruarké a $H5 - H13$ vonalakból már csak $109678,64 \text{ cm}^{-1}$. Mindenesetre az $R = 109678,70 \text{ cm}^{-1}$ választás mellett a Balmer-formula $\sim 10^{-2} \text{ \AA}$ hibán belül még jól visszaadja a hullámhosszakat.

Praktikusan még használhatóbb azonban Curtisnak egy empirikus interpolációs formulája:

$$\bar{\nu}_n = 109678,28 \left[\frac{1}{(2-3,83 \cdot 10^{-6})^2} - \frac{1}{(n+2,1 \cdot 10^{-6})^2} \right] \text{ cm}^{-1} \quad /4b/$$

Ez ugyanis az összes mért vonalsúlypontot $\sim 10^{-3} \text{ \AA}$ pontossággal, tehát a mérési hibákon belül megadja. Hozzá kell tennünk azonban, hogy /4b/-nek semmi mélyebb fizikai tartalma nincs, lehetne más típusu interpolációs képletet is készíteni, mely hasonló jól simulna a mérési eredményekhez.

Mindezek a tények a régebbi irodalomban világosan kifejezésre jutottak. A régebbi kiadási táblázatok és könyvek /lásd pl. [18] / közlik a Balmer formulát egy empirikus \bar{R} értékkel; a mért adatokkal való összehasonlítás céljából pedig a hullámhosszadatokat a Curtis-féle /4b/ interpolációs formulából számítják és ezt a táblázatok előtt külön is hangsúlyozzák. Az újabb kiadványokban azonban már nem ilyen tiszta és áttekinthető a helyzet. Három dolgot említünk meg, amelyek szerintünk helytelenek vagy félreérthetők:

1/ A Landolt-Börnstein táblázatban [7] és sok más helyen a /4a/-beli R helyett az /1/-ben szereplő és finomszerkezeti mérésekből meghatározott R_H értékét irták a Balmer-formulába. Ennek helytelensége /5/ alapján nyilvánvaló; igaz, hogy valamikor a Balmer-formula "konstansa" volt a Rydberg-állandó, de a történeti fejlődés során lényegesen megváltozott a szerepe: ma az /1/ finomszerkezeti formulában szereplő egyik állandót jelöljük így. A két mennyiség közötti kapcsolatot /5/ adja meg.

2/ A Balmer-sorozat "számított hullámhosszai" címén rendszerint a /4b/ Curtis-formulával számított "kisímitott" adatokat közlik /pl. [19] /, anélkül, hogy erre az interpolációs formulára utalnának, sőt mint számítási alapra a legtöbbször az /1/-ben említett hibás Balmer-formulára hivatkoznak. Ez nemcsak a Balmer-formula tökéletlenségét leplezi, hanem hamis következtésekre is alapot nyújthat.

3/ Félreérthető végül az is, hogy a Landolt-Börnstein táblázatban a Balmer-sorozat hullámhosszaiként minden hivatkozás vagy utalás nélkül csak a Curtis-formulával számított hullámhosszadatokat közlik egészen $H37$ -ig,

10^{-3} Å pontossággal. Véleményünk szerint fel kellene tüntetni egyrészt ezen adatok számított voltát, másrészt közölni kellene a lényegesen kisebb pontosságu mért hullámhosszakat is.

I r o d a l o m

- [1] Jánossy, L., Ann. d. Phys. 11, 351 /1953/
- [2] Wood, R.W., Phil. Mag. 44, 538 /1922/
- [3] Herzberg, G. Ann. d. Phys. 84, 553 /1927/
- [4] Moore, Ch.E., Atomic Energy Levels, Vol. 1, 1 /1949/
- [5] Dayhoff, E.S.-Triebwasser, S.-Lamb, W.E., Phys.Rev. 89, 106 /1953/^x/
- [6] Flügge, S., Handbuch d. Phys. Bd. XXXV. 353. Springer Verl. 1957
- [7] Landolt-Börnstein, Zahlenwerte und Funktionen, 6. Aufl. Springer Verl.
- [8] Houston, W., Phys. Rev. 30, 68 /1927/
- [9] Drinkwater, I.W.M.-Richardson, S.O.-Williams, W.E. Proc.Roy.Soc. A 174, 164 /1940/
- [10] Du Mond, I.W.M.-Cohen, E.R., Rev.Mod.Phys. 25, 691 /1953/
- [11] Hansen, G., Ann.d.Phys. 78, 558 /1925/
- [12] Houston, W.-Hshieh, Y.M. Phys.Rev. 45, 263 /1934/
- [13] Pasternack, S. Phys.Rev. 54, 1113 /1938/
- [14] Series, G.W., The Spectrum of Atomic Hydrogen, 36. Oxford, 1957.
- [15] Curtis, W.E. Proc.Roy.Soc. A 90, 605 /1914/
- [16] Ruark, A.E., Astrophys. Journ. 58, 46 /1923/
- [17] John, St. Revision of Rowland's Preliminary Table of Solar Spectrum Wave-Length with an Extension to the Present Limit in the Infrared Carnegie Inst. Washington Publ. Nr. 396, /1928/
- [18] Fowler, A., Report on Series in Line Spectra 89-90. London, 1922
- [19] Spolszkij, E.V. Atomnaja Fizika, Gosz.Izd.Techn.Theoreticeszkoj Literaturü, Moszkva, 1951. Tom. 1. 304
- [20] Faragó, P.S.-Jánossy, L., Il Nuovo Cimento 5, 1411 /1957/

Érkezett 1961. augusztus 2.

KFKI Közlemények 9. évf. 3.sz. 1961.

^x/Ujabb mérések: Lamb, W.E.-Sanders, T.M.Phys.Rev. 119 /1960/

AZ INTERFERENCIAKÉP LÁTHATÓSÁGÁNAK TÉRBELI ELOSZLÁSA
MICHELSON INTERFEROMÉTERBEN

Írta: Bakos József és Kántor Károly

Fizikai Optikai Laboratórium

Összefoglalás

A Michelson interferométerben az interferencia csak meghatározott helyeken figyelhető meg, és láthatósága térbeli strukturát mutat az alkalmazott fényforrás véges kiterjedése miatt. Egy másik munkában [8] elvégzett elméleti megfontolásokra támaszkodva kísérleti vizsgálatokat végeztünk az ott kapott eredmények igazolására. A kísérleti eredmények jól egyeztek az elméleti értékekkel.

Bevezetés:

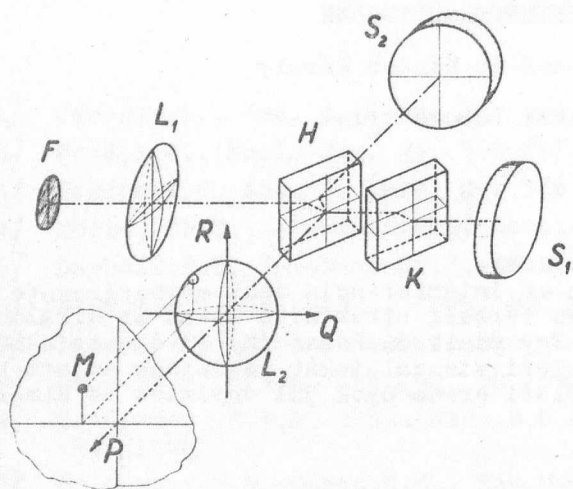
A tudomány és technika sokszor használja a Michelson típusu interferométereket. A kapott interferenciakép leírása pontszerű fényforrás használata esetén közismert. A gyakorlatban azonban mindig kiterjedt fényforrással dolgozunk és ez a körülmény új jelenségeket okoz. Így például, az interferenciakép, kiterjedt fényforrás használatakor, a térben határozott strukturát mutat. Ezen térbeli strukturának leírására eddig ugyan számos közlemény jelent meg [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7], de alig van közöttük kísérleti munka, továbbá az elméleti tárgyalás szükségtelen megszorításokat tartalmaz és igen körülményes. Fontosnak látszott tehát a problémának egy szemléletes, könnyen kezelhető általános megoldását megkeresni, továbbá fejlett kísérleti módszerekkel ellenőrizni az elméletből adódó eredményeket.

1.§.

A Michelson interferométer általános vázlata a következő /1.ábra/. A feladat az interferenciakép kontrasztjának az M megfigyelési pont koordinátáitól való függésének

$$V(P, Q, R, i) = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad /1/$$

a meghatározása. P, Q, R az M megfigyelési pont térkoordinátái I_{max} és I_{min} az interferenciaképben a fényes, ill. sötét csíkokon mért intenzitás.



1. ábra

Michelson interferométer vázlatja

F = fényforrás, L_1 = kollimátorobjektív
 H = félig áteresztő tükör, K = kompenzációs lemez, S_1, S_2 = interferométertükrök, L_2 = leképező objektív, M = a leképező objektív terében lévő megfigyelési pont, amelynek koordinátái P, Q, R .

Az általános, de egyszerű megoldás [8] egy, a parciális koherencia-elméleten alapuló modell segítségével történik, amelynek fő gondolatai a következők: helyettesítve az interferométer szerepét a 2. ábrán látható elrendezéssel, az interferométer lényegében az M megfigyelési ponthoz két M_1, M_2 pontot rendel. / Ez annyit jelent, hogy a két ponttól jövő összes sugarak az M pontban egyesülnek. / Az M pontban az intenzitás a következőképpen fejezhető ki:

$$I_M = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \gamma_{12} \cos \phi / 2 /$$

ahol I_1 és I_2 az M_1 , ill. M_2 pontokból az M pontba jutó sugarak intenzitása, γ_{12} a M_1, M_2 pontokban a koherencia foka és ϕ az M_1 és M_2 közötti átlagos fáziskülönbség.

A további vizsgálat ekkor lényegileg már csak γ_{12} szerepére korlátozódhat.

A tárgyalásban feltételeztük, hogy

- 1/ a fényforrás kör alakú és az optikai tengelyen fekszik,
- 2/ a Fizeau csíkok az R tengellyel párhuzamosak,
- 3/ a lencsék leképezése ideális,
- 4/ a fényforrás abszolút monokromatikus.

Ekkor γ_{12} értéke, ha M_1 és M_2 pontok az optikai tengelyre merőleges egyenesen fekszenek

$$\gamma_{12} = \frac{2J_1(Bu)}{Bu}, \quad B = \frac{2\pi}{\lambda}(y_2 - y_1) \quad /3/$$

Ha pedig $y_2 - y_1 = 0$, vagyis $B = 0$, azaz M_1 és M_2 az optikai tengelyen, vagy azzal párhuzamos egyenesen vannak

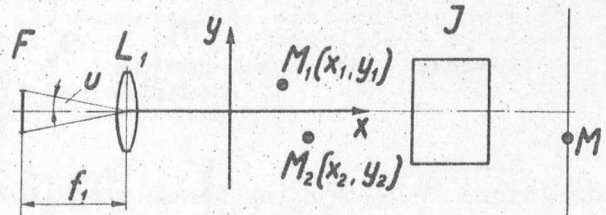
$$\gamma_{12} = \frac{\sin \frac{Au^2}{4}}{\frac{Au^2}{4}}, \quad A = \frac{2\pi}{\lambda}(x_2 - x_1) \quad /4/$$

Végül, ha M_1 és M_2 helyzete tetszőleges, de az ábra síkjában maradnak /2. feltétel/

$$\gamma_{12} = \frac{1}{Au^2} \sqrt{U_1^2 + U_2^2} \quad \text{vegyes esetet kapjuk,} \quad /5/$$

ahol U_1 és U_2 , az Au^2 , Bu változók Lommel függvényei. Az /5/ összefüggés határesetekben ha A , ill. $B = 0$, a /3/, ill. /4/ összefüggésekbe megy át.

A és B értékei, vagyis M_1 és M_2 pontok helyzete azonban az interferométer geometriai paramétereinek és a megfigyelési pont koordinátáinak függvénye. A 3. ábrán az interferométernek kétszeri tükröztetéssel előállított, helyettesítő képét tüntetjük fel, aminek segítségével A és B értékeit trigonometrikus összefüggésekkel pontosan kaphatjuk meg.



2. ábra

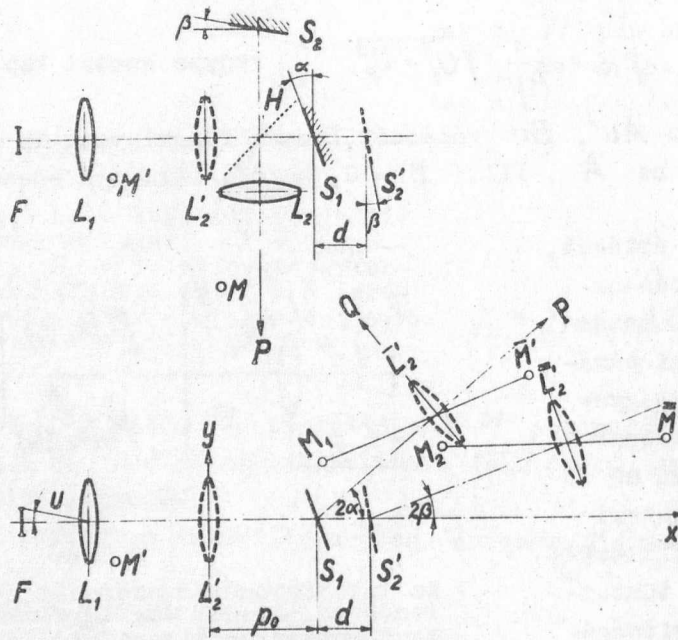
Az interferométer szerepét helyettesítő elrendezés. Az M megfigyelési pontot az interferométeren visszafelé leképezve, az M_1 , M_2 pontokat kapjuk. Az M pontban észlelhető interferenciakép kontrasztját ekkor a fényforrásból az M_1 és M_2 -re jutó sugarak koherenciafoka és átlagos uthosszkülönbsége fogja meghatározni.

F = fényforrás, u = a fényforrás szög nagysága, L_1 = kollimátorobjektív, J = interferométer.

$$A = \frac{2\pi}{\lambda} \left[(p_0 - p) (\cos 2\beta - \cos 2\alpha) - q (\sin 2\beta - \sin 2\alpha) + d(1 + \cos 2\beta) \right] \quad /6/$$

$$B = \frac{2\pi}{\lambda} \left[(p_0 - p) (\sin 2\beta - \sin 2\alpha) + q (\cos 2\beta - \cos 2\alpha) + d \sin 2\beta \right] \quad /7/$$

ahol $p = P \frac{f_2}{P - f_2}$, $q = Q \frac{f_2}{P - f_2}$ értékeit az L_2 leképző lencsére alkalmazott lencsetörvény segítségével kapjuk.

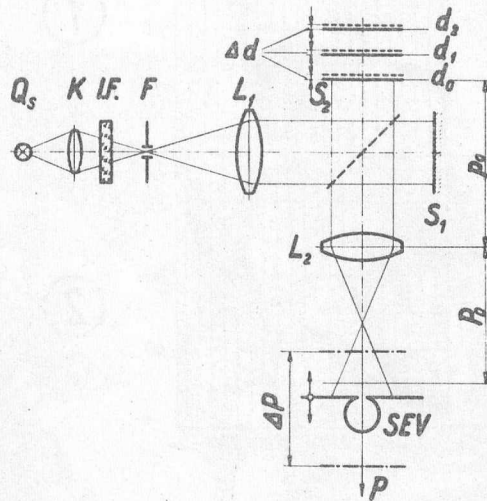


3. ábra

Az M_1 , M_2 pontok helyzetének, az interferométer geometriai paramétereit segítségével történő meghatározására. Felül: M , L_2 és S_2 tükröztetése a H féligáteresztő tükrön /a megfelelő tükörképek M' , $L_2 S_2$ /. Alul: tükröztetés az S_1 , S_2 tükrökön /a megfelelő tükörképek M' , $L_2 S_1$ illetve M' , $L_2 S_2$ /. α és β a tükrök normálisának az optikai tengellyel bezárt szögei. d = kartávolságkülönbség /kihuzat/.

2.§.

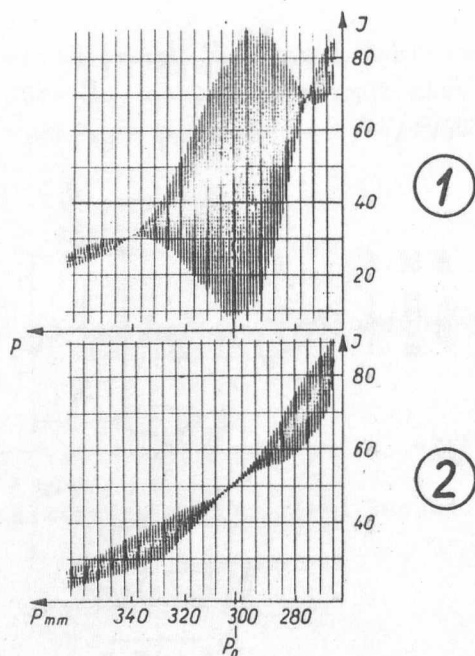
A mérésben a kontrasztnak csak a P koordinátától való függését vizsgáltuk, mivel a Q -tól való függés gyenge és R -tól az itt választott esetben a kontraszt nem függ.



4. ábra

A kísérleti elrendezés vázlatja. Q_s = higany spektrallámpa, K = kondenzorlencse, $I.F.$ = interferenciaszűrő / $\lambda = 546m\mu$ /, F = /másodlagos/ fényforrás. S_1, S_2 az interferencia tükrök. d_0, d_1, d_2, \dots az egymásután következő mérésekben az S_2 tükör helyei, míg Δd az egy mérés alatti elmozdulást mutatja. P_0 az S_1 tükör képének távolsága az L_2 lencsétől. L_2 terében az interferenciamezőt a P irányban mozgó elektronsókszorzó /SEV/ tapogatja le ΔP tartományban.

A 4. ábrán látható a kísérleti elrendezés vázlatja. A P koordináta irányában az interferenciamezőt egy szinkronmotorral görgőkön eltolható multiplier tapogatta le, a kiválasztott ΔP tartományban. A multiplier haladása közben az S_2 interferométertükröt egy másik hajtómű segítségével lassan eltoltuk, miáltal az interferenciacsíkok a multiplier letapogató rése előtt elvándoroltak. A fotoáramot kompenzográfal regisztráltuk. Miután a multiplier a ΔP tartományt végigfutotta, az S_2 tükröt egy harmadik hajtómű meghatározott értékkel d_0 értékről d_1 -re állította, majd az egész folyamat automatikusan megismétlődött, oly módon, hogy a letapogató ezuttal az ellenkező irányban történt. Az 5. ábrán a kísérleti berendezés fényképe látható.



6. ábra

A kompenzográf által felrajzolt intenzitásgörbék a P koordináta függvényében, a kihuzat egyidejű lassu növelésével. A kontraszt a diagramm felső és alsó burkolójának a P -hez tartozó értékeiből számítható. 1.görbe $d = 0$ mm, 2.görbe $d = 1,6$ mm. Ekkor az S_1 interferométer tükörképének helyén / P_0 -nál/ a kontrasztnak minimuma van!

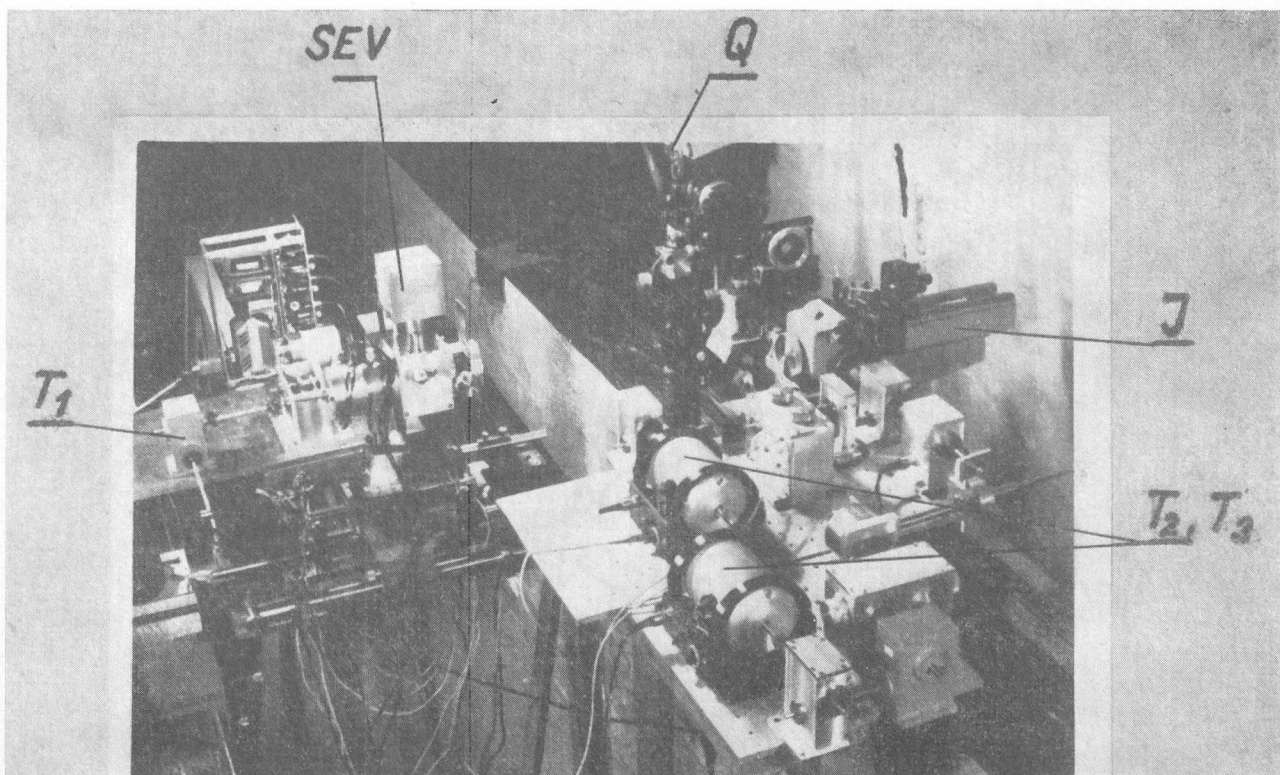
A 6.ábrán két, a kompenzográf által felrajzolt intenzitásgörbét mutatunk be. Az abszcisszán az M pont P koordinátája, az ordinátán pedig a hozzátartozó intenzitásértékek olvashatók le. Az álló S_1 interferométertűkör optikailag leképzett képének koordinátáját P_0 -val jelöltük meg. Az egyes P értékekhez tartozó kontrasztértékek a P értékhez tartozó maximális és minimális intenzitásból, amelynek kifejezése a /2/ összefüggésből

$$I_{max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \gamma_{12} \quad /8/$$

$$I_{min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \gamma_{12}$$

$$V = \frac{2\sqrt{I_1 \cdot I_2}}{I_1 + I_2} \gamma_{12}$$

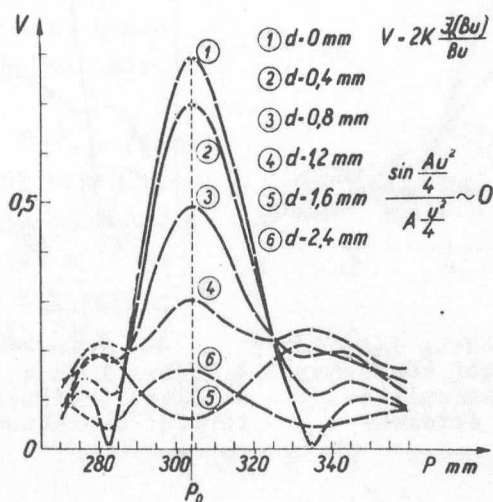
alakban adhatók meg.



5. ábra. A kísérleti elrendezés fényképe. Q = spektrállámpa, I = interferométer, SEV = elektronsokszorozó, T₁ = hajtómű az elektronsokszorozónak P irányú elmozdításához, T₂ = hajtómű az S₂ tükör lassú eltolásához, T₃ = hajtómű az S₂ tükör lépésenkénti elmozdításához

A 6/2 görbéből jól látható, hogy $d = 1,6$ mm esetén a görbének a P_0 értéknél van minimuma, azaz olyan helyen, ahol általában a maximális kontraszt várható. A mérések egyéb adatai:

$$u = 1,78 \cdot 10^{-2}, \quad \alpha = 2,9 \cdot 10^{-4}, \quad \beta = 0, \quad f_2 = 160 \text{ mm}, \quad d_1 - d_0 = 0,2 \text{ mm}$$

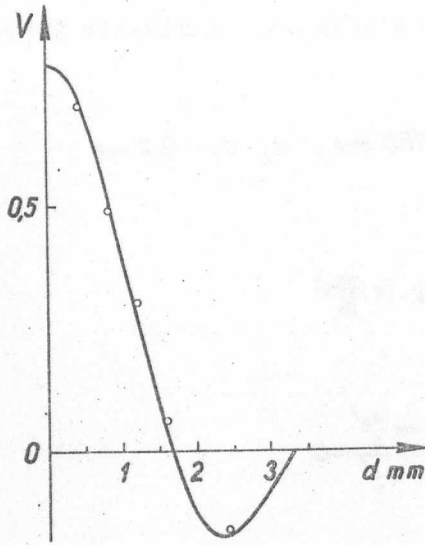


7. ábra

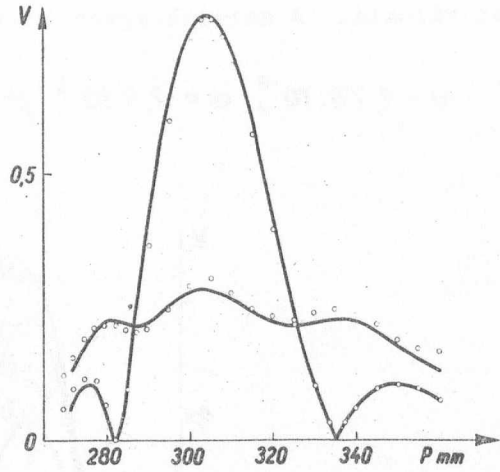
A kiértékelt láthatósági görbék P függvényében, különböző d /kihuzat/ paraméterértékeknél. A görbék az L_2 -ön történő leképzés miatt P irányban aszimmetrikusak.

A 7. ábra ezen intenzitásgörbéktől meghatározott kontrasztossági /láthatósági/ görbéket mutatja különböző d /kárta-volságkülönbség/ paraméterértékeknél. Az /1/ görbe felel meg a /3/ összefüggésnek. A $P - P_0$ helyen mért kontrasztértékek a /4/ összefüggésből számítható értékekkel, a görbék további lefutása pedig az /5/ összefüggéssel jó egyezést mutatnak. A kísérleti értékeknek az elméletivel való egyezését a 8. és 9. ábrákból láthatjuk. A 7. ábra 5. görbéjéből egyúttal az is nyilvánvaló, hogy amikor $\sin \frac{Au^2}{4} / \frac{Au^2}{4} \approx 0$ a megfigyelésre legalkalmasabb hely /maximális kontraszt/, nem az álló S_1 tükröz képeznek helyén van.

Mivel a gyakorlatban a megfigyelési hely legtöbbször nem mozdul el mérés közben, a láthatósági görbéket a d kárta-volságkülönbség függvényében is felvettük, különböző P értékre állított multiplierrel.



8. ábra

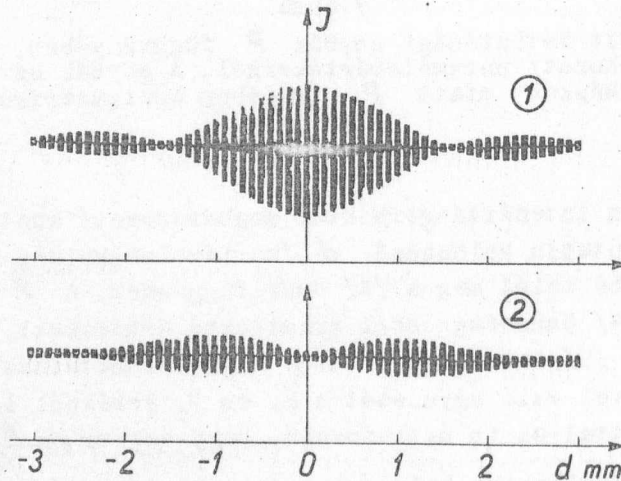


9. ábra

A 7. ábra P_0 helyén kapott kontrasztértékek /o/ összehasonlítása az elméletből kapott értékekkel /kihuzott görbe/

$$V = \frac{\sqrt{I_1 \cdot I_2}}{I_1 + I_2} \cdot \frac{\sin A \frac{u}{4}}{A \frac{u}{4}}$$

A 7. ábra 1 és 4. görbéjének /o/ az elméleti értékekkel /kihuzott görbe/ történő összehasonlítása.



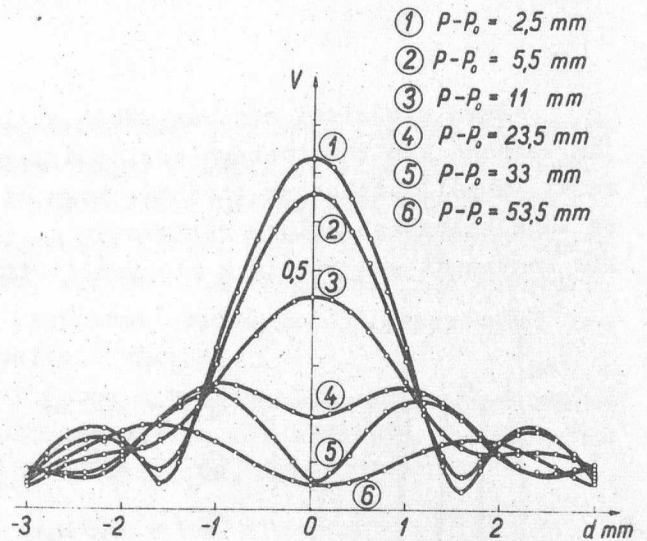
10. ábra

Intenzitásgörbék a d /kihuzat/ függvényében. 1. görbe $P = P_0$ 2. görbe $P - P_0 = 33$ mm. Ekkor a kiegyenlített kártyavolságú interferométer esetében a kontrasztnak minimuma van!

A 10. ábrán két ilyen intenzitás görbe látható a kartávolságkülönbség függvényében. Ezeket a görbéket ugyanazzal a berendezéssel vettük fel, de mivel a kontrasztváltozás d függvényében lassu, az intenzitás görbét nem folyamatosan, hanem csak 0,1 mm-es lépéseknél mértük.

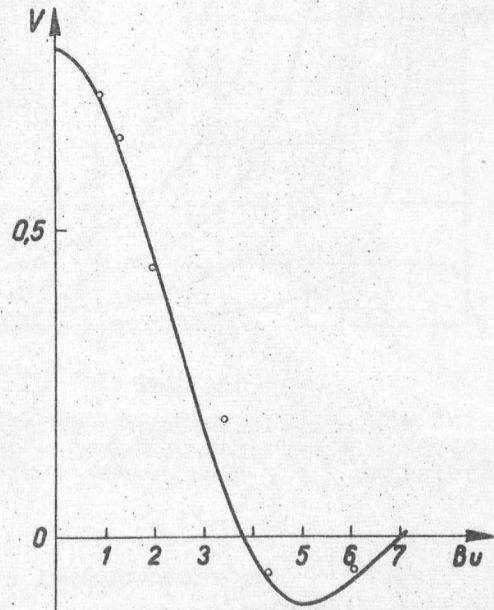
A 10/2 ábra $P - P_0 = 33$ mm-es multiplierállásnál készült. Ekkor az intenzitás görbe felső burkolójának /egyuttal a láthatósági görbének is/ a kiegyenlített kartávolságnál $d = 0$ /van minimuma.

A 11. ábrán láthatjuk a különböző multiplierállásokhoz tartozó láthatósági görbéket. A kontraszt nagyságát $d = 0$ értéknél a /3/ összefüggésből számíthatjuk, míg $P = P_0$ esetén a görbe futását a /4/ összefüggés írja le. Az elméleti értékek a kísérlettel való összevetését a 12. ábra mutatja. A vegyes eseteket itt is az /5/ összefüggés adja meg.



11. ábra

Láthatósági görbék a kihuzat függvényében különböző P paraméterértékek esetében



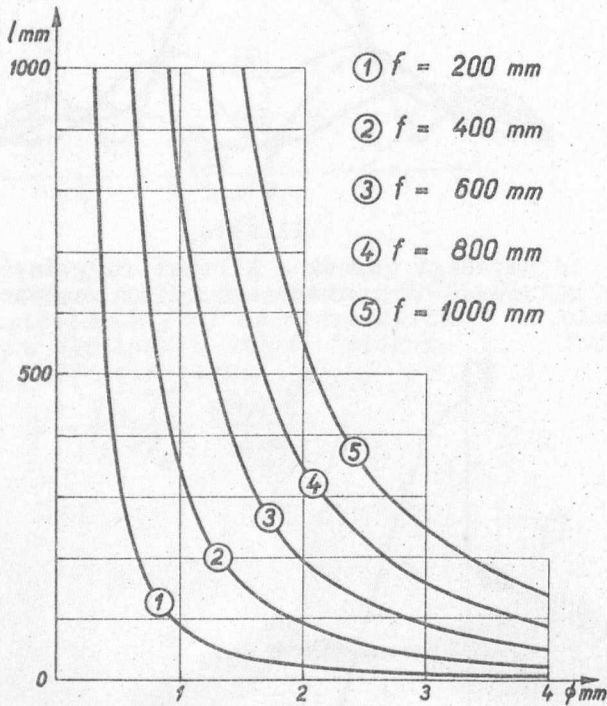
12. ábra

A 11. ábra $d = 0$ helyen mért kontrasztértékeknek /o/ az elméletivel való összehasonlítása.

$$V = \frac{\sqrt{I_1 \cdot I_2}}{I_1 + I_2} \cdot 2 \cdot \frac{J_1(Bu)}{Bu}$$

3.§.

Ezen kísérleti eredményekből nyilvánvaló, hogy a közölt modell alapján várható kontrasztosságeloszlás a mérési eredményekkel igen jó egyezést mutat. Megállapíthatjuk továbbá, hogy az interferenciajelenség megfigyelésére legalkalmasabb helyek nem mindig az álló tükör helyén vannak és a maximális kontraszt sem mindig a kiegyenlített kartávolságnál érhető el.



13. ábra

ϑ_{12} első minimumhelyei /lmm/, különböző fényforrásméret / ϕ mm/ és kollimátorobjektív-fókusz távolságuk / f / esetén

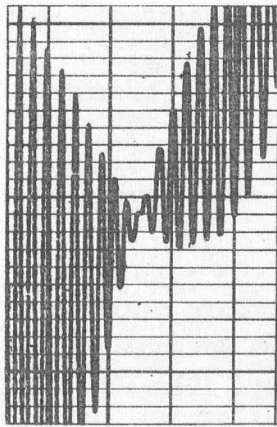
éppen $P - P_0 \neq 0$ megválasztásával célszerű megvalósítani, úgy, hogy ugyanakkor a kihuzott tükör az optikai tengelyre merőleges maradjon, mivel ekkor a kapott B érték nagysága nem függ a kihuzattól /lásd 7. összefüggést/.

Ha a megfigyelés helyét az optikai tengelyen P_0 értékre állítjuk ($B=0$) amint az általában szokás, akkor a /4/ összefüggés szerint $Au^2 = 4\pi$ értékeknél ϑ_{12} értéke, és ezzel a láthatóság nullára esik. Márpedig különösen hosszabb távolságok mérésénél és nagyobb fényforrásméret esetén ez hamar bekövetkezik /13. ábra/. Ekkor a megfigyelési pont helyzetét megváltoztatva, ismét kaphatunk interferenciát és az interferenciakép észlelhetőségét csak a használt fényforrás koherenciahossza, illetve az érzékelő berendezés, nem pedig az interferométer geometriája fogja meghatározni. A vegyes esetet $B \neq 0$ a hosszmeréseknél, amint az a /7/ összefüggésből látszik,

4.§.

Megvizsgálhatjuk az interferenciakép megfigyelhető fázisát is, amely a fényforrás nagyságától szintén erősen függ. Például az elméletből következik, hogy a kihuzat / d / függvényében felvett láthatósági görbék zérus helyein / $Au^2 = 4\pi$ / a fázis π értékkel ugrik. Ezt a fázisugrást, amely különösen hosszmeréseknél igen fontos, kísérletileg mindeddig nem sikerült kimutatni. De az elmélet és a jelen kísérleti eredmények jó egyezéséből létezésére ennek ellenére biztosan következtethetünk.

Hasonló fázisugrásnak kell fellépnie a megfigyelési hely P koordinátájának függvényében felvett láthatósági görbék zérus helyen is. Ez a fázisugrás a kapott regisztrátumokon jól látszik /14. ábra/.



14. ábra

P függvényében felvett intenzitásgörbében fellépő fázisugrás. Az ábra a 6/1 ábra minimumszakaszának felnagyított képe.

I r o d a l o m

- [1] Bruce, F.G., Austr. J. Phys. 8, 224 /1955/
- [2] Francon, M., Rev. d'Opt. 26, 434 /1947/
- [3] Hansen, G., Zeiss Nachrichten 4, 109 /1942/
- [4] Hansen, G. - Kinder, W., Optik 15, 460 /1958/
- [5] Hopkins, H.H., J. Opt. Soc. Am. 47, 508 /1957/
- [6] Landwehr, R., Optica Acta 6, 52 /1959/
- [7] Schultz, G., Ann. d. Phys. 14, 177 /1954/
- [8] Bakos J. - Kántor K. - Varga P., megjelenés alatt

Érkezett 1961. augusztus 4.

KFKI Közlemények 9.évf. 3.szám 1961.

NÉHÁNY ELEKTRODFOLYAMAT VIZSGÁLATA BESUGÁRZOTT VIZES OLDATOKBAN

Irta: Kósa Somogyi István

Magkémia I. Laboratórium

Összefoglalás

Megvizsgáltuk Pt, Au, platinázott platina és rozsdamentes acél elektrodák potenciáljának változását besugárzott vizes oldatokban az elnyelt dózis és az oldat pH-jának függvényében.

10^{-4} M/l $K_2Cr_2O_7$ oldatokban a sima platina elektropotenciálját pH = 0,5-2 tartományban a $Cr_2O_7^{2-}$ teljes redukciójáig ezen elem oxidált és redukált formáinak aktivitásaránya határozza meg, tehát az elektropotenciál mérése jól alkalmazható a sugárkémiai redukció követésére. A pH = 2-nél lugosabb oldatokban a $2H^+/H_2$ egyensúly a potenciálmeghatározó s így a stationárius potenciál az oldat pH-jának lineáris függvénye. A pH = 2-3 tartományban a stationárius potenciál eltér a lineáris összefüggéstől, amely feltehetőleg a H_2O_2 katalitikus felbomlásával kapcsolatos.

Besugárzott kénsavas oldatokban a sima Pt és Au elektrodok potenciálját a $2H^+/H_2$ folyamat szabja meg, amelyre a besugárzás nincs hatással.

Besugárzott kénsavas oldatokban a 0,5-7 pH-ig a rozsdamentes acél elektropotenciálja a +200 és +300 mV /n.h.e./ közötti tartományban a passzív zónában van, tehát γ sugárzás hatására a korrózió nem gyorsul.

Bevezetés:

Valamely fém és a vele érintkező elektrolitoldat alkotta rendszerben ionizáló sugárzás hatására olyan változások következnek be, amelyek a Me/elektrolit határfelületen fellépő potenciál megváltozását idézhetik elő. A potenciálváltozást a sugárzás hatására az oldatban keletkezett kémiailag aktív gyökök, illetve ezek rekombinációjakor és egymásközötti reakciójakor létrejött molekuláris termékek, valamint a fémbe és a felületi fémoxidrétegbe beállott szerkezeti változások okozhatják. Az eddigi tapasztalatok és elméleti megfontolások [1] alapján a jelenleg elérhető fluxusok által létrehozott szerkezeti változások /rácshibahelyek, diszlokációk, stb./ nem fejtenek ki lényeges hatást a fémek felületi aktivitására, így tehát a felületen lejátszódó elektrod-folyamatok kinetikájára sem. Az ilyen besugárzott rendszerek potenciálváltozása következésképpen főleg az elektrolitban végbement sugárkémiai folyamatokkal áll kapcsolatban.

A vizes oldatok sugárkémiajának elméleti, bár egyelőre több lényeges kérdésben egymásnak ellentmondanak és kiegészítésre szorulnak, az elektrod-folyamatokra ható szabad gyökök és molekuláris termékek létezését illetően

egymással teljesen megegyeznek. Besugárzott vizes oldatokban ennek megfelelően az elektródpotenciált a rendszerben található redox oldott anyagon kívül a H, OH, HO₂ gyökök, ill. H₂O₂, H₂ és O₂ molekuláris termékek határozzák meg.

A víz radiolízisekor keletkezett aktív termékek megfelelő körülmények között mind oxidációra, mind redukcióra képesek. Dainton, F.S. és Collinson, E. [2] ismert redox-potenciálu vizes oldatok sugárkémiai folyamatainak irányát tanulmányozva a besugárzott víznek 0,9 voltal jellemezhető redox-potenciált tulajdonítottak. Ez a félig termodinamikai jellemző az ekvivalens redox-potenciál /ERP/ elnevezést kapta. Értékét Henderson és munkatársai [3] nagyszámu ellenőrző mérés alapján 0,85 voltra javították.

Az ERP koncepcióját Veszeloovszkij [4] és több szovjet sugárkémikus [5] kezdettől fogva kritizálta, rámutatván arra, hogy ez az elképzelés nincs tekintettel a kinetikai tényezők fontosságára. Fentemlitett szerzők és legutóbb Cartledge [6] egészen világosan megfogalmazták a vizes oldatokban sugárzás /főként γ -sugárzás/ hatására lejátszódó folyamatok kinetikáját.

Jelen munka célja az volt, hogy néhány besugárzott vizes oldatban az elektródfolyamatok pH-függését tanulmányozza, amely a korroziós elektródfolyamatoknál igen fontos külső tényező.

Kísérleti módszerek

Méréseinknél sima és platinázott platina, arany és rozsdamentes acél /tip. KOR 5/ elektródokat használtunk. A sima platinát használat előtt néhányszor füstölgő salétromsavban kezeltük, desztillált vízzel mostuk, majd hig lugban 15 percig katódnak kapcsolva elektrolitikus úton felületét hidrogénnel telítettük. A felület azonos előkészítése nagyon fontos tényezőnek bizonyult az eredmények reprodukálhatósága szempontjából. A platinázott platinát a szokásos módszerekkel készítettük [7]. Az arany elektródokat tisztítás és zsirtalanítás után levegőn 250 C^o-on 1 órán keresztül hevítettük, hogy felületükön egységes oxidréteget hozunk létre.

A különböző pH-ju oldatok készítésére háromszor desztillált kénsavat és vizet használtunk: a bikromát-oldatok Merck p.a. minőségű K₂Cr₂O₇-ből készültek. Az oldatok savasságát Radiometer 4b típusu pH-mérővel állítottuk be.

A besugárzásokat 64 c aktivitású CO⁶⁰ forrásban végeztük kb. 2.10²¹ eV/cm³ sec dózisteljesítmény mellett: összehasonlító elektródként a forráson kívül ólomvédelem mögött elhelyezett és a besugárzott rendszerrel kapillárison keresztül érintkező telített kalomel-elektrod szolgált. A besugárzás után végzett összehasonlító mérések azt mutatták, hogy a kalomel-elektrodra a besugárzás és termékei nem hatottak.

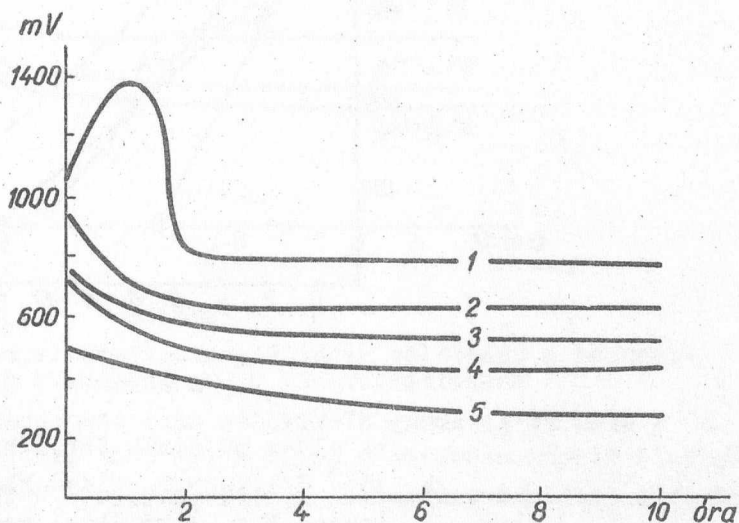
Az elektródpotenciálok időbeni változását Feussner-féle kompenzátorral és néhány esetben Sefram Graphispot regisztráló készülékkel rögzítettük.

Az eredmények és tárgyalásuk

Bikromát-oldatokban inert elektródokon a sugárzás hatására lejátszó-
dó redukció következtében a $\text{Cr}^{6+}/\text{Cr}^{3+}$ átmenetnek megfelelő elektródpotenciál
kialakulása várható. A 10^{-4} M/l $\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$ koncentrációju oldatokban a sima pla-
tina elektródpotenciál-változása az 1. ábrán látható. Körülbelül pH = 2-nek
megfelelő savasságig besugárzás hatására az elektródpotenciál egy, a savas-
ságnak megfelelő adott

kezdeti értékről a
 $\text{Cr}_2\text{O}_7^{2-} + 14\text{H}^+ + 6\text{e} = 2\text{Cr}^{3+} + 7\text{H}_2\text{O}$
reakciónak megfelelő

$E_0 = 1,33$ volt potenci-
álra emelkedik a sugár-
kémiai redukció mértéké-
nek arányában. Ezután
titrálási görbe formá-
jában bizonyos állandó
értékre csökken. A pH = 2-
nél lugosabb oldatokban a
potenciálgörbe menete
láthatóan megváltozik.
A görbe kezdettől fogva
csökken, tehát a Cr^{6+} re-
dukciójára jellemző po-
tenciál-érték felé való
pozitív irányú eltolódás
nem következik be.

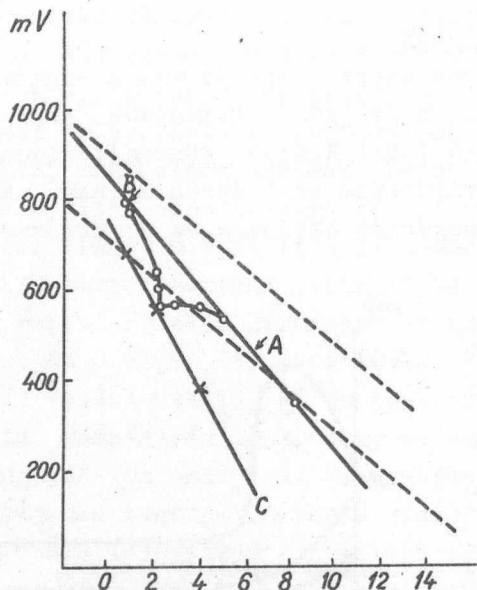


1. ábra

A sima Pt elektród potenciáljának változása
különböző savkoncentrációju 10^{-4} M/l $\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$
oldatokban

- | | | |
|--------------|--------------|-------------|
| 1. pH = 0,9 | 3. pH = 2,5 | 5. pH = 8,3 |
| 2. pH = 2,18 | 4. pH = 3,53 | |

A 10^{-4} M/l $\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$ koncentrációju, de különböző H^+ ion koncentrációju
oldatokban elég hosszú ideig tartó /általában 10-20 órás/ besugárzás után az
elektródpotenciál stacionárius értéket vesz fel. Ezeket a potenciál-értékeket
a pH függvényében ábrázolva a 2. ábrán látható görbéhez jutunk. A görbén 2-4
pH tartományban törés látható. Az ennél alacsonyabb és magasabb pH értékeknél
a kísérleti pontok egy 59 mV/pH hajlásszögű egyenesen helyezkednek el jó kö-
zelítéssel. A stacionárius potenciál kialakításában tehát a H^+ ionok koncent-
rációjának van igen nagy szerepe és amint a görbéből látható, a Cr^{3+} ionok a
potenciálmeghatározó folyamatra nincsenek hatással.



2. ábra

A sima Pt és arany elektródán mért stacionárius potenciál-értékek az oldat pH-jának függvényében

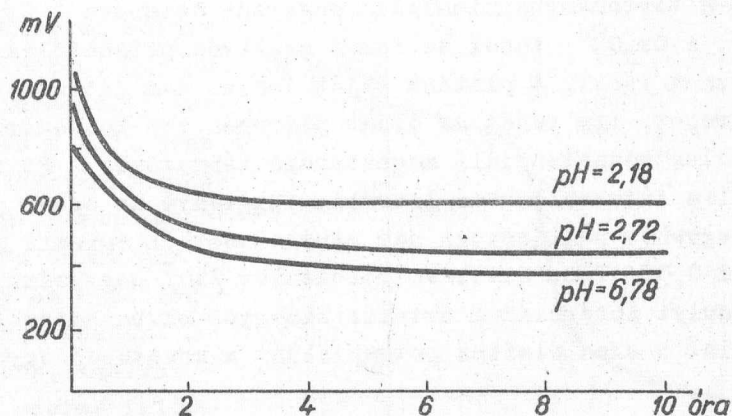
- A. 10^{-4} M/l $K_2Cr_2O_7$ oldatokban
- B. Feates, F.S. [12] által megadott összefüggés
- C. Arany elektródon besugárzott kén-savban kapott eredmények

A szaggatott vonalak az /1/ egyenlet által kijelölt tartomány alsó- és felső határát jelölik.

Utóbbi feltevés igazolására elektródpotenciál-méréseket végeztünk platina és arany elektródokkal különböző savasságu besugárzott H_2SO_4 oldatokkal. A sima platina elektróddal nyert potenciál-értékek egyenesen helyezkednek el /lásd 2. ábra/. Az arany elektród a platinával lényegében azonos módon viselkedik, azonban az elektródpotenciálok pH függésének hajlásszöge ennél a fémnél kissé meredekebb /lásd 2. ábra C. görbe/.

Platinázott platina elektródon a stacionárius állapotnak megfelelő egyensúly csak igen lassan áll be; a megfelelő potenciál értéke pedig mindig alacsonyabb, mint az azonos pH-ju oldatba merülő sima platináé. Ennek oka feltehetően az, hogy a porózus felületen az aktiv termékek diffúziója igen lassu. Ezenkívül lehetségesnek tartjuk azt is, hogy a platinázott felületen

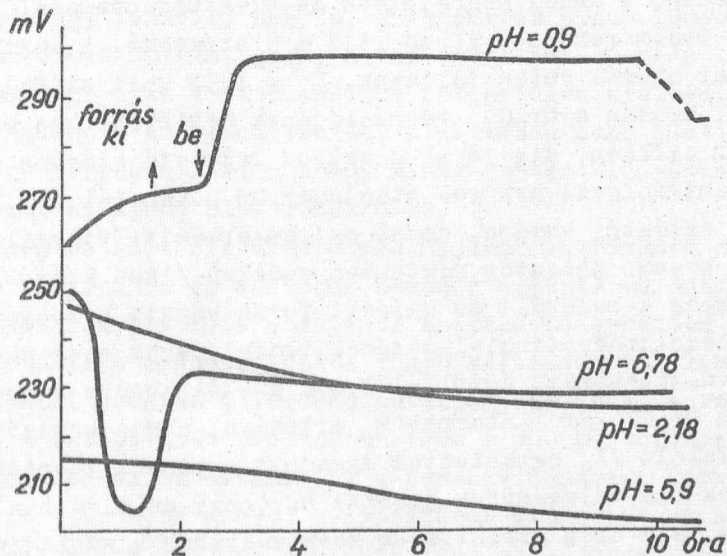
az adszorpciós viszonyok, valamint az ionizációs folyamatok mások mint sima platinán. A platinázott platina elektróddal kénsavban kapott eredményeket a 3. ábra mutatja be.



3. ábra

A platinázott platina elektródpotenciáljának változása a besugárzási idő függvényében különböző pH-ju kénsavoldatokban

A rozsdamentes acél elektróddal 10^{-4} M/l $K_2Cr_2O_7$ oldatokban kapott elektródpotenciál görbéket a 4. ábrán vázoltuk. Itt az elektródpotenciálok időbeli változása jelentéktelen, a stacionárius potenciálok pH függése azonban elég bonyolult.



4. ábra

A rozsdamentes acél elektródok potenciáljának változása a besugárzási idő függvényében különböző pH-ju 10^{-4} M/l $K_2Cr_2O_7$ koncentrációju oldatokban

A $K_2Cr_2O_7$ oldatokban sima platinával mért elektródpotenciál-változások ezen rendszer sugárkémiai folyamatainak pH függése alapján értelmezhetők. A bikromát oldatokban, amint azt már korábbi munkáinkban [8, 9] közöltük, a pH = 0,5-2 tartományban ionizáló sugárzás hatására a $Cr_2O_7^{2-}$ redukciója játszódik le. A $Cr_2O_7^{2-}$ ionok az inert elektród potenciáljának kialakításában nem vesznek részt. A platina saját ionjai nem játszanak potenciál-meghatározó szerepet, így tehát az oldat hidrogén ion koncentrációja válik a legfontosabb elektródpotenciált meghatározó tényezővé. A Pt elektródpotenciálja elég széles intervallumban lineáris függvénye az oldat pH-jának, bár a potenciál-pH egyenes hajlásszöge nem minden esetben egyezik pontosan a hidrogénelektrod 0,059 V-os értékével. Shatalov [10] nagyszámu mérés alapján a nem egyensúlyi potenciálok értékét bizonyos sávba határolja a pH függvényében. Eszerint a sima platina potenciálját a következő egyenlet adja meg:

$$E_{Pt} = \begin{vmatrix} 0,70 \\ 0,88 \end{vmatrix} - 0,041 \text{ pH} \quad /1/$$

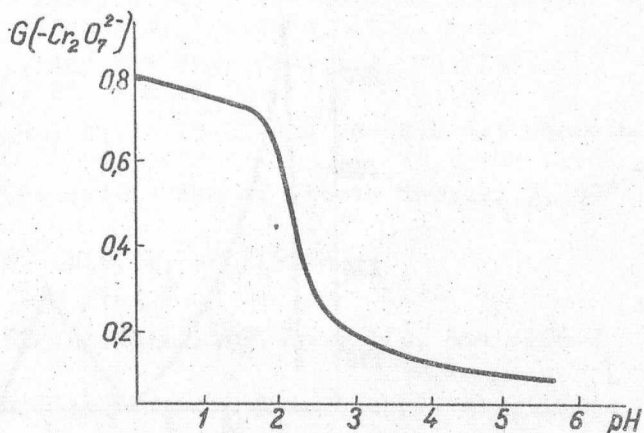
Az /1/ egyenletnek megfelelő potenciálérték valóban minden esetben kialakul rövidebb vagy hosszabb idő alatt.

Besugárzás hatására az előbb említett savasságu oldatokban megindul a $Cr_2O_7^{2-}$ ionok redukciója. A Cr^{3+} ionok koncentrációja a kapott dózissal arányosan emelkedik, s ennek megfelelően az elektródpotenciál kialakításában a Cr^{6+}/Cr^{3+} redox rendszer kiszorítja a H atomokat. A maximális potenciál ezen átmenet normál potenciáljának, $E_0 = 1,33$ voltnak felel meg /lásd 1. ábra 1 görbe/. Ezután a $Cr_2O_7^{2-}$ redukciójának mértékében az elektródpotenciál fokozatosan csökken, míg végül a teljes redukció elérése után ismét a hidrogénionkoncentrációval arányos stacionárius potenciál fog kialakulni.

A pH = 2 értéktől kezdve, amint ezt sugárkémiai vizsgálataink mutatták, a redukció hozama jelentős mértékben csökken /lásd 5. ábra/ és ennél lugosabb oldatokban a redukált és oxidált forma között bizonyos egyensúly is kialakulhat. Az elektródpotenciál-mérések igazolják az ezen pH-nál bekövetkező kinetikai változásokat. Körülbelül a 2 pH-tól kezdve a potenciálgörbék nem emelkednek a $Cr_2O_7^{2-}/Cr^{3+}$ átmenet E_0 értékére, hanem kezdettől fogva a savasságnak megfelelő /1/ egyenlettel megadott egyensúlyi érték elérésére törekednek. Ennek oka véleményünk szerint az, hogy az oldatban lévő H atomok a platinához való erős affinitásuk következtében kiszorítják a keletkezett kisszámu és valószínűleg komplex alakban jelenlévő Cr^{3+} ionokat. Így tehát ebben a pH tartományban a stacionárius potenciál értékét a besugárzott

oldatokban is a H^+ ionok koncentrációja szabja meg. Egyébként ezt látszik igazolni a kénsavban és bikromát oldatokban kapott stacionárius potenciálok jó egyezése is.

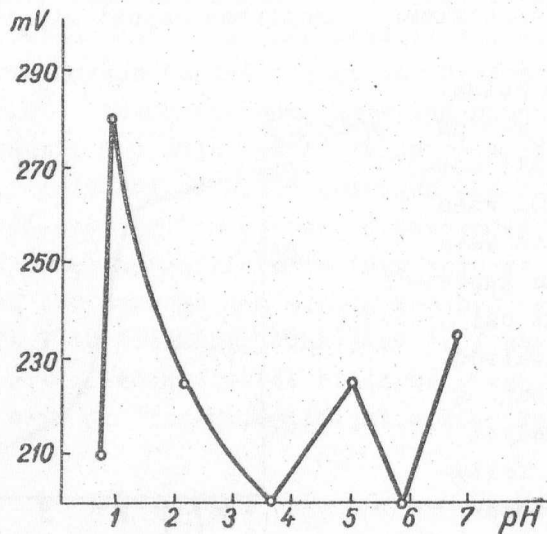
A stacionárius potenciálok pH függésében, 2-3 pH tartományban tapasztalt észrevehető eltérés a H_2O_2 ezen savasságnál bekövetkező katalitikus bomlásával van kapcsolatban [11]. Ez tehát azt jelentené, hogy az elektródpotenciál kialakításában a H_2O_2 is részt vesz, amelyet egyébként több szerző feltételezett [12, 3]. Véleményünk szerint, mivel a H_2O_2 az elektródokra nem közvetlen, hanem eddig még nem teljesen tisztázott mecha-



5. ábra

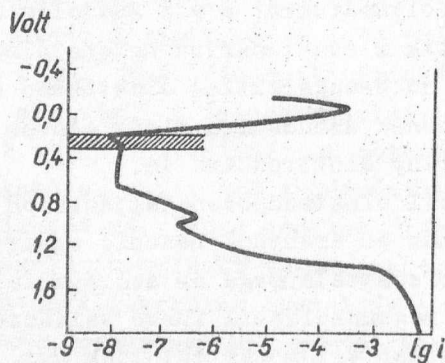
A $Cr_2O_7^{2-}$ ionok sugárkémiai redukciója hozamának $Cr_2O_7^{2-}$ változása az oldat pH-jának függvényében keresztül hat, mindenképpen a $2H^+ \rightarrow H_2$ folyamatot kell elektródpotenciál meghatározónak tekinteni. A besugárzott oldatokban végzett elektródpotenciál-mérések alapján úgy látszik, hogy a γ sugárzás nincs lényeges hatással a potenciálmeghatározó folyamatokra; a víz radiolízise során keletkező H atomok csupán megkönnyítik a stacionárius potenciálok kialakulását. Ez egyébként a besugárzott és besugárzatlan oldatokban sima platinán mért elektródpotenciálok pH függésének azonossága miatt erősen elfogadhatónak látszik. Ugyanez vonatkozik az arany elektródokra is.

A rozsdamentes acél elektródpotenciáljának pH függése /lásd 6. ábra/ nem írható le a platinához és aranyhoz hasonló egyértelmű összefüggéssel. Az elektródpotenciálok bizonytalansága és szórása feltehetően a felületi oxidréteg állapotának a megmunkálástól függő változásaival lehet kapcsolatban. A 6. ábra adatai azonban világosan mutatják azt, hogy a rozsdamentes acél potenciálja a besugárzott oldatokban +200 - 300 mV tartományban van. Ezeknél a potenciáloknál az elektródok a passzív zónában, korróziós szempontból optimális viszonyok között helyezkednek el, amint ez a kapott eredmények és a rozsdamentes acél potenciostatikus görbéjének összevetéséből jól látható /7. ábra/. A görbéből látható az is, hogy a potenciálnak külső tényezők hatására negatív potenciálok felé történő elmozdulása a rozsdamentes acél gyors oldódását fogja eredményezni. Ugyanakkor a tulpassziválódás veszélye sokkal kisebb a viszonylag széles passzív zóna miatt.



6. ábra

A rozsdamentes acél elektródák stationárius potenciáljának pH függése besugárzott 10^{-4} M/l $K_2Cr_2O_7$ oldatokban



7. ábra

A rozsdamentes acél potenciostatikus görbéje. A stationárius potenciálok a bevonalkázott sávba esnek.

I r o d a l o m

- [1] Young, F.W., Cathcart, I.V. and Jenkins, L.H.: AEC-Euratom Conference on Aqueous Corrosion of Reactor Materials, Brussels, 1959, p.30
- [2] Dainton, F.S. and Collinson, E.: Ann.Rev.Phys.Chem., 2, 99 /1951
Cf. also Disc.Faraday Soc. 12, 251 /1952/
- [3] Henderson, I.H.S., Lovering, E.G., Hainer, R.L. and Casey, E.J.: Canadian J.Chem. 37, 164 /1959/
- [4] Veszolovszky, I.V.: Int. Conf.Peaceful Uses of Atomic Energy, 7, 599 /1956/
- [5] Proskurnin, M.A.: Problemy Fiz.Himii, 1, 48 /1958/
- [6] Cartledge, G.H.: Nature, 186, 370 /1960/
- [7] Kortüm-Bockris, Textbook of Electrochemistry, Vol. II., 564 /1951/
Elsevier P. Comp.
- [8] Kósa Somogyi I., Kiss I., Schiller R.: Acta Chim. Hung., megjelenés alatt
- [9] Schiller R.: KFKI Közlemények, megjelenés alatt
- [10] Shatalov, A.Ja.: Iszledovania po korrozii metallov, 4, 237 /1955/ Moszkva, Leningrad
- [11] Kuelkes-Pujo, A.M.: Ann.Chim., 5, 705 /1960/
- [12] Feates, F.S. and Knight, B.: Trans. Farad. Soc. 56, 1680 /1960/
- [13] Feates, F.S.: Trans. Farad. Soc., 56, 1670 /1960/

Érkezett 1961. július 7.

KFKI Közlemények 9.évf. 3.sz. 1961.

A PRIMER FOLYAMATOK SZEREPE A VIZ SUGÁRKÉMIAI ÁTALAKULÁSAINAK pH FÜGGÉSÉBEN

Irta: Schiller Róbert

Magkémiai Laboratórium I.

Összefoglalás

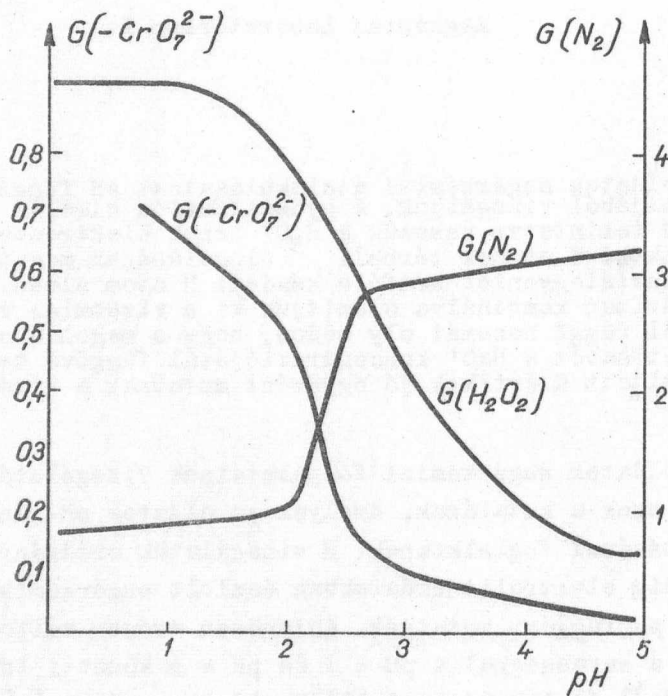
A vizes oldatok sugárkémiai átalakulásainak pH függését a primer folyamatok szempontjából vizsgáljuk. A gyökdiffúziós elmélet alap gondolatát továbbfejlesztve tekintetbe vesszük a H_2O^+ ionok elektronbefogását is, ami a primeren keletkező H atomok térbeli eloszlásának megváltozására vezet. A halmaz differenciálegyenlet kétféle kezdeti H atom eloszláshoz tartozó megoldását lineárisan kombinálva számítjuk ki a vizbomlás valamennyi termékének savasságtól függő hozamát oly módon, hogy a megoldások kombinációjakor fellépő együtthatót a H_3O^+ koncentrációjától függővé tesszük. Az elmélet alapján számított G értékek jó egyezést mutatnak a kísérleti adatokkal.

A vizes oldatok sugárkémiai folyamatainak vizsgálatában jelentős szerepet játszanak azok a kutatások, amelyek az oldatok pH-jának a folyamatokra gyakorolt hatásával foglalkoznak. E vizsgálatok eredményei szerint ugyanis a különböző hig elektrolit oldatokban észlelt sugárkémiai átalakulások hasonló jellegű pH függést mutatnak. Különösen erősen változik a sugárkémiai reakciók hozama a savassággal a pH = 1 és pH = 3 közötti intervallumban. Így pl. a $Cr^{VI} \rightarrow Cr^{3+}$ átalakulásra $5 \cdot 10^{-4} M$ oldatban mérve [1], az $N_2O \rightarrow N_2$ folyamat esetére, az oldat fölött 395 Hg mm N_2O nyomást tartva [2] és a kén-savas vizből keletkező H_2O_2 stacionárius koncentrációjára [3] vonatkozóan az 1. ábra mutatja be a hozamnak a pH-val való változását. E jelenséget a legtöbb szerző különféle szekunder folyamatoknak tulajdonítja. Koukès-Pujo [2] a HO_2 gyök, Dainton és Peterson [3] a H_2^+ ion disszociációs állandójával hozza összefüggésbe.

Csak a szekunder folyamatok alapján azonban nehéz volna egységes magyarázatot adni az említett pH intervallumban észlelhető jelenségekre. Ezért felmerült a kéznfekvő feltételezés, hogy az oldatok savassága primer folyamatokra is hatással van.

A gyökdiffúziós elmélet alapján, amely a sugárkémiai folyamatok sajátosságait a primeren keletkezett H és OH gyökök koncentrációjának térbeli inhomogenitásával magyarázza, Hochanadel [4] / a fenti szerzőkkel szemben/ úgy értelmezi a pH változás okozta jelenségeket, hogy alacsony pH tar-

ományban a H atomok nem az OH gyökökkel azonos, hanem azoknál lazább kezde-
 ti eloszlásban vannak jelen. Összhangban áll ezzel a felfogással a H atom
 termelés pH függése, amelyet Rothschild és Allen [5] a FeSO_4 vizes oldatának
 sugároxidációja alapján /lásd 2.ábra/ határozott meg, anélkül azonban, hogy
 az eredményeket értelmezte volna.

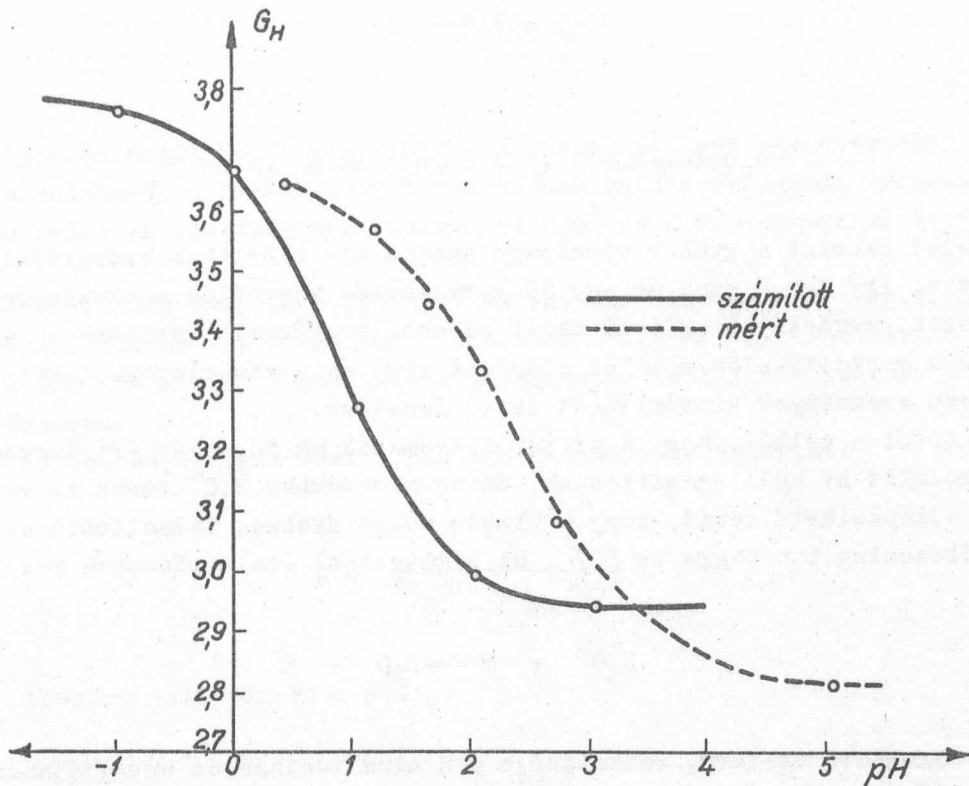


1.ábra

Néhány sugárkémiai folyamat termelésének pH függése $G(-\text{Cr}_2\text{O}_7^{2-}) = A \text{Cr}^{\text{VI}} \xrightarrow{\text{---}} \text{Cr}^{\text{III}}$ sugárredukcióban a $\text{Cr}_2\text{O}_7^{2-}$ redukciójának hozama [1].

$G(\text{H}_2\text{O}_2) = \text{H}_2\text{O}_2$ keletkezés hozama kénsavas vízben [2]. Önkényes egységekben felmérve.

$G(\text{N}_2) = \text{Az } \text{N}_2\text{O} \xrightarrow{\text{---}} \text{N}_2$ átalakulásban az N_2 hozama [3].



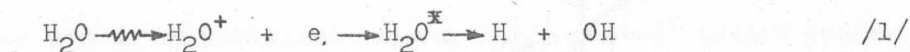
2. ábra

A H atom termelés pH függésének kísérletileg meghatározott [5] és az elmélet alapján számított görbéje

A következőkben megkísérleljük a Samuel-Magee-féle gyökdiffúziós elmélet alapján, kis lineáris energiaátadású sugárzások esetére, egységes modell segítségével kvantitatíve leírni valamennyi gyökös és molekuláris hozam pH függését.

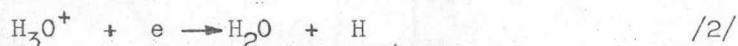
A primér folyamatok pH függésének értelmezése

A Samuel-Magee elmélet [6] a gyökök keletkezésére a következő sémát adja meg. Egy sugárrész / γ foton, gyors β rész, δ sugárrész/ ionizál egy vízmolekulát. A molekulából egy elektron kilép és egy pozitív molekulaiont hagy hátra. A kilépő elektron ionizálás, rugalmatlan ütközés és a H_2O^+ Coulomb-terében történő mozgás következtében oly hamar elveszti kinetikus energiáját, hogy termalizálódása pillanatában még a H_2O^+ erős sztatikus terében van. Ez az elektronnak egy gerjesztett állapotba történő visszafogását eredményezi. A gerjesztett molekula bomlik el azután H atomra és OH gyökre. Szokásos írásmóddal e folyamat vázlatosa:



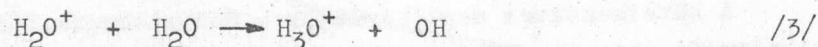
Az elmélet szerint a gyökök elhanyagolhatóan kis kinetikus energiával jönnek létre, így egy H atom és egy OH gyök egymás közvetlen szomszédságában keletkezik, kezdeti eloszlásuk tehát azonos. A gyökkeletkezésnek ez a mechanizmusa a gyökdiffúziós elmélet alapjává lett és a kísérletekkel kvantitatíve egyező eredmények kiszámítását tette lehetővé.

Abból a célból, hogy a primer folyamatok pH függését értelmezhessek, ezt a modellt ki kell egészítenünk. Savas oldatokban H_3O^+ ionok is vannak jelen, elképzelhető tehát, hogy a vízben mozgó szabad, termalizált elektront egy hidroxonium ion fogja be [7]. Ez a következő átalakulásokra vezet:



A reakció exoterm, reakcióhője a H atom ionizációs energiájának $/I_{\text{H}} = 311,2 \text{ Kkal/mol/}$ és a proton hidratációs energiájának $/E_{\text{H}^+} = -264 \text{ Kkal/mol/}$ összege [8] $\Delta H = -47,2 \text{ Kkal/mol.}$

A semlegesítetlenül maradt H_2O^+ ion viszont egy szomszédos vízmolekulával reagál:



Mint /2/, mind /3/ reakció gőzfázisban végbemenő, tömegspektrometriás mérésekből jól ismert folyamat [4]. Stöchiometriai szempontból a H_2O^+ és H_3O^+ ion elektronbefogása között nincs különbség. A /2/, /3/ reakció épp úgy egy H, OH gyökpárt eredményez, mint az /1/ reakció. A gyökök kezdeti eloszlásában azonban már eltérés lesz. Ha hidroxonium-ion fogja be az elektront, a H atom a befogó H_3O^+ ion helyén, az OH gyök az eredeti H_2O^+ ionén keletkezik. Így ez a folyamat az OH gyökökénél lazább kezdeti H atom eloszlást hoz létre.

Egy nem-gerjesztő elektron^{*} termalizálódása kb. 15 A° -ön belül lejátszódik, míg egy H_2O^+ ion /és hasonlóképpen egy H_3O^+ ion is/ egy kb. 200 A°

* Az angol szakirodalomban: subexcitation electron

sugaru gömbön belül képes nagy valószínűséggel befogni egy elektront [6]. Tehát a halmaznak a nem-gerjesztő elektronok hatótávolságával megnövelt térfogatán belül az elektron még valamennyi H_2O^+ és H_3O^+ vonzásának ki van téve.

Tételezzük fel, hogy egy H_3O^+ és egy H_2O^+ ion a priori egyenlő valószínűséggel fog be egy termalizált elektront. Így az elektronbefogás megoszlását a H_2O^+ és a H_3O^+ ionok között a halmazban lévő ionok számával tekintjük arányosnak.

Az összes befogásoknak a H_3O^+ -ra eső hányada eszerint:

$$x = \frac{n_{H_3O^+}}{n_{H_2O^+} + n_{H_3O^+}} \quad /4/$$

a H_2O^+ ionokra jutó törtrész pedig:

$$1-x = \frac{n_{H_2O^+}}{n_{H_2O^+} + n_{H_3O^+}} \quad /5/$$

ahol $n_{H_2O^+}$ és $n_{H_3O^+}$ a megfelelő ionok számát jelenti egy halmazban.

Elhanyagolva annak a lehetőségét, hogy egy sugárrész egy H_3O^+ ionnal kölcsönhatásba lép /ilyen kölcsönhatás valószínűsége még normál savoldatokban is csak mintegy 1,5 %/, az egy halmazban keletkező H_2O^+ ionok száma nem fog függeni a pH-tól. A H_3O^+ ionoké ezzel szemben természetesen pH függést mutat:

$$n_{H_3O^+} = \frac{[H_3O^+] N_A \cdot v}{1000} \quad /6/$$

ahol

$$v = \frac{4}{3} \pi /R_1 + R_2/3$$

v = a szabad elektronok bejárta térfogat cm^3 -ben kifejezve,
 R_1 = a halmaz sugara,

R_2 = a nem-gerjesztő elektronok közepes hatótávolsága,
 N_A = Avogadro-féle szám.

Egy halmazban a befogások x törtrésze egymástól távol keletkező, $1-x$ törtrésze egymás közvetlen közelében keletkező H atomokat és OH gyököket hoz létre. A matematikai tárgyalhatóság kedvéért a rendszert két halmaztípusból felépítettnek gondoljuk és úgy tekintjük, mintha a halmazok x törtrészeiben csak egymástól távol, $1-x$ törtrészeiben csak egymás közelében keletkeznének a gyökök. Tehát az egyik típusban a H atomok és OH gyökök kezdeti eloszlása egyforma, a másikban az OH gyökök eloszlása változatlan, a H atomoké azonban lazább.

A gyökdiffúziós elmélet szerint minden molekuláris és gyökös bomlástermék hozama függ a halmazok kezdeti eloszlásától. A mérhető, valódi termeléseket úgy tekintjük, mint a két különböző eloszlású halmaztípus termelésének súlyozott algebrai középértékét. A H atom-hozam például a sugárkémiaiában szokásos G értékekkel kifejezve:

$$\bar{G}_H = xG_H' + (1-x) G_H \quad /7/$$

\bar{G}_H az egész rendszerben, G_H' a laza eloszlású, G_H pedig a tömör eloszlású halmazokban 100 eV hatására keletkező H atomok számát jelenti.

Hasonlóképpen írhatjuk fel az OH, H_2 és H_2O_2 termelésének pH függését, valamint - minthogy a kezdeti gyökeloszlás a H és OH között lejátszódó rekombinációra is hatással van - a vízmolekulák bomlását is.

A vízbomlás termékek hozamának /G értékének/ kiszámítása

A Samuel-Magee elmélet és az azt részletesen vizsgáló Dyne és Kennedy-féle számítás [8] közös feltételezése, hogy a keletkezett gyökök kezdeti térbeli koncentrációeloszlása egy Gauss-függvényt követ:

$$C(r) = N_0 \frac{\beta^3}{\pi^{3/2}} \cdot e^{-\beta^2 r^2}$$

Az eloszlás tömörségére a függvény β modulusa jellemző. Ez annak a távolságnak a reciproka, amelyen a gyökkoncentráció a maximális érték e^{-1} részére esik. Általában $\frac{1}{R_1}$ - nek, a halmazsugár reciprokának szokás választani.

Ilyen alakú kezdeti eloszlásokat tételezünk fel mind a tömör, mind a laza eloszlású halmazokban, H atomokra és OH gyökökre egyaránt. Az eloszlás modulusa OH gyökökre egyforma és a halmaz geometriai sugarának reciprokával egyenlő mindkét esetben. H atomokra a modulus tömör eloszlás esetén az OH gyökök modulusával egyenlő, laza eloszlás esetén annál kisebb érték. Itt a H atomok átlagos megjelenési helyét tekintjük a modulus reciprokának. Ezt a következőképpen számíthatjuk ki. A szabad elektronok bejárta gömb sugara az R_1 halmazsugárnak és a nem-gerjesztő elektronok R_2 hatótávolságának összegével egyenlő. Ha feltételezzük, hogy e gömb bármely pontjában egyenlő valószínűséggel fog be egy H_3O^+ ion egy elektront, a befogások átlagos helye /tehát a H atomok megjelenésének átlagos helye/ egy olyan gömbhéj lesz, amelynek sugara a teljes gömb sugarának $3/4$ része. Egy esemény bekövetkezésének valószínűsége egy dr vastagságú gömbhéjban ugyanis:

$$dw_r = \frac{3r^2}{R^3} dr ;$$

a valószínűségi sűrűség

$$\rho(r) = \frac{3r^2}{R^3}$$

Az esemény átlagos helye tehát

$$\bar{r} = \int_0^R r \frac{3r^2}{R^3} dr = \frac{3}{4} R$$

E gömbhéj sugarának reciprokát választjuk a laza halmazban a H atomok kezdeti eloszlásának modulusául. Ennek megfelelően:

$$\frac{1}{\beta_{OH}} = \frac{1}{\beta_H} = R_1$$

$$\frac{1}{\beta'_{OH}} = R_1 \frac{1}{\beta'_H} = \frac{3}{4} (R_1 + R_2)$$

ahol β a tömör, β' a laza eloszlásu halmaz megfelelő modulusa.

A problémát csak a H és OH között különbséget tevő, ún. két-gyök modell segítségével lehet tárgyalni.

A modellt leíró differenciál egyenlet-rendszert Dyne és Kennedy [9] oldották meg különböző paraméter értékekre elektronikus számológép segítségével. Kiszámították többek között a termeléseket különféle modulusu kezdeti eloszlásokra, a többi paraméter legvalószínűbbnek látszó értéke mellett. Ez utóbbiak:

$$k_{11} = 1,2 \cdot 10^{-11}; \quad k_{12} = 3 \cdot 10^{-11}; \quad k_{22} = 0,9 \cdot 10^{-11};$$

$$D_1 = 8 \cdot 10^{-5}; \quad D_2 = 2 \cdot 10^{-5}; \quad n_{H_2O^+} = 6;$$

$$k_S C_S = 6,0 \cdot 10^6; \quad R_1 = 10 \text{ A}^0.$$

/A jelölések részletes magyarázatát lásd az idézett cikkben./ A nem gerjesztő elektronok hatótávolságát $R_2 = 15 \text{ A}^0$ -nek választottuk, minthogy az a Samuel és Magee [6] megadta két szélső érték számtani közepe.

Az ezekkel az állandókkal számított H atom hozam [9] :

$$G_H = 2,94 \text{ atom/100 eV}$$

$$G'_H = 3,78 \text{ atom/100 eV.}$$

Utóbbi értéket, amely $\beta'_H = 0,534 \cdot 10^7 \frac{1}{\text{cm}}$ modulusnak felel meg, a $\beta_H = 0,65 \cdot 10^7 \frac{1}{\text{cm}}$ és $0,4 \cdot 10^7 \frac{1}{\text{cm}}$ modulusokhoz tartozó G_H értékek között végrehajtott interpolálással nyertük. A /7/ egyenletben még szereplő x kiszámítását /6/ és /4/ összefüggések szerint végeztük. Számításaink eredményeit az I. táblázat tartalmazza:

I. TÁBLÁZAT

pH	-1	0	1	2	3
x	0,985	0,868	0,396	0,062	0,006
\bar{G}_H	3,76	3,67	3,27	2,99	2,94

A 2. ábrán ezeket az eredményeket Rothschild és Allen [5] mérési eredményeivel együtt tüntettük fel. A két görbe menete jó egyezést mutat, a számított görbe azonban magasabb hidrogén-ion koncentrációk felé tolódott el. Számításainkat a modell érvényességi körét túlhaladó hidrogén-ion koncentrációkra is kiterjesztettük, hogy a görbe teljes menetét bemutathassuk. Az eltolódást feltehetően vagy a számítás alapjául szolgáló paramétereknek /mint pl a halmazsugárnak és a nem-gerjesztő elektronok hatótávolságának /bizonytalansága okozza, vagy az, hogy a H_2O^+ és H_3O^+ elektronbefogási hatáskeresztmetszete nem teljesen egyenlő, mint ahogy számításainkban feltételeztük. Oka lehet az eltolódásnak még az is, hogy a gyökök a valóságban nem Gauss-eloszlásban keletkeznek.

A sugárbojlás többi termékére és a teljes vizbojlásra nézve sajnos nem rendelkezünk a pH függés részletes adataival. Ismeretes azonban a termelés savanyu és semleges oldatokban. Ezeket a mérési eredményeket a /7/ egyenlettel analóg kifejezések $x = 1$, illetve $x = 0$ helyen felvett értékeivel kell összehasonlítani. Más szóval a savanyu oldatban mért termelést G'_A -val, a semlegesben mértet G_A -val vetjük össze, ahol A a szóbanforgó terméket jelöli. G'_A számértékeire hasonló módon jutottunk mint G'_H -éra. Az eredményeket a II. táblázat tartalmazza:

II. TÁBLÁZAT

		G_H	G_{OH}	G_{H_2}	$G_{H_2O_2}$	G_{H_2O}
Savanyu oldat	mért [4]	3,63	2,95	0,45	0,79	4,53
	számított	3,78	2,72	0,36	1,55	4,15
Semleges oldat	mért [4]	2,75	2,23	0,45	0,71	3,65
	számított	2,94	2,40	0,56	1,10	3,50

Látható, hogy a számított és mért értékek kielégítő egyezést mutatnak. Nagyobb eltérés csak $G_{H_2O_2}$ értékében mutatkozik; a H_2O_2 nagy reakciókészségét figyelembe véve, ezért feltehetően szekunder folyamatok felelősek.

Ugyanakkor az elmélet a kísérleti adatokkal megegyező eredményeket szolgáltat a G_{H_2O} savassággal való változására, amit a pH hatás magyarázatá-

ra vonatkozó eddigi elképzelésekkel nem sikerült értelmezni. Ugyanis a vizbomlás nettó hozamának pH függését szekunder reakciók segítségével nem lehet leírni. Ha azonban a változó savkoncentrációt a gyökök kezdeti eloszlását befolyásoló hatásnak tekintjük, a vizbomlás hozamának a savasságtól való függését azonos módon írhatjuk le mint az egyes bomlástermékekét.

Az előzőekben alkalmazott modell a Platzman [10] elmélettel is összhangba hozható. Számításainkat elősorban azért végeztük a Samuel-Magee elmélet alapján, mert itt már közvetlenül alkalmazható numerikus eredmények birtokában voltunk.

A szerző köszönettel tartozik M.Haissinsky professzor úrnak értékes tanácsaiért és bátorításáért.

I r o d a l o m

- [1] Kósa Somogyi I., Kiss I., Schiller R.,: Acta Chim. /megj.alatt/
- [2] Koulkès-Pujo, A.M.: Compt. rend. 243, 1865 /1956/
- [3] Dainton, F.S., Peterson, O.B.: Nature, 186, 878 /1960/
- [4] Hochanadel, C.J., in Comparative Effects of Radiation, ed. Burton, M., Kirby-Smith, J.S., Magee, J.L. pp. 178-180 Wiley, New York, 1960
- [5] Rothschild, G.W., Allen, A.O.: Rad. Res. 8, 101 /1958/
- [6] Samuel, A.H., Magee, J.L.: J. Chem. Phys. 21, 1080 /1953/
- [7] Allen, A.O.: Actions Chimiques et Biologiques des Radiation, T.V. ed. M.Haissinsky, Paris 1961 p.23
- [8] Erdey-Gruz T., Schay G.: Elméleti fizikai kémia, pp. I. 35, II. 596. Tankönyvkiadó Bp. 1955
- [9] Dyne, P.J., Kennedy, J.M.: Can. J. Chem. 36, 1518 /1958/
- [10] Platzman R.L.: Basic Mechanisms in Radiobiology II. Physical and Chemical Aspects pp. 22-50, Washington, 1953

Érkezett 1961. június 2.

KFKI Közlemények 9.évf. 3.sz. 1961.

A BIKROMÁT IONOK HIDROGÉNPEROXID HATÁSÁRA VÉGBEMENŐ
REDUKCIÓJÁNAK PH-FÜGGÉSE

Irta: Schiller Róbert és Horváth László

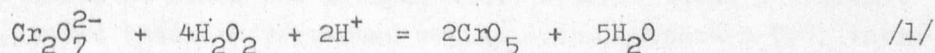
Magkémiai I. Laboratórium

Összefoglalás

Megvizsgáltuk hig bikromát-oldatok hidrogénperoxid hatására végbemenő redukcióját az oldat savasságának függvényében. Méréseink szerint a redukció termelése növekvő pH-val monoton csökken. Különösen erős változást a pH = 3 érték körül észleltünk a hozamban. A jelenségeket két különböző krómperoxid párhuzamos keletkezésével magyarázhatjuk, amelyek közül az egyik kromi ionokká redukálódik, a másik bikromát ionokká alakul vissza.

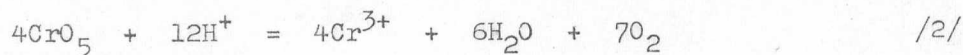
A $K_2Cr_2O_7$ és H_2O_2 között lejátszódó reakció pH-függésének tanulmányozását a $K_2Cr_2O_7$ vizes oldatának sugárkémiai vizsgálatai vetették fel. Ugyanis, mint egy korábbi közleményünkben [1] említettük, a besugárzás hatására keletkező H_2O_2 fontos szerepet játszhat a $K_2Cr_2O_7$ sugárredukciójában.

A krómnak háromféle izolált és ismert összetételű peroxid-típusú vegyülete ismeretes: a CrO_5 összetételű kék krómperoxid, a $K_2Cr_2O_{12}$ összetételű kék káliumperoxidikromát, végül a K_3CrO_8 képletnek megfelelő vörös káliumperoxikromát [2]. Minthogy a két utóbbi csak 30 %-os hidrogénperoxid hatására és csak 0 °C körüli hőmérsékleten keletkezik, sugárkémiai szempontból csak a CrO_5 érdemel figyelmet. Ez a vegyület ugyanis már hig H_2O_2 hatására szobahőmérsékleten is létrejön, olyan körülmények között tehát, amelyek besugárzott vizes oldatokban alakulnak ki. Képződése az alábbi reakció-egyenlet szerint megy végbe [3]:



A vegyület vízben meglehetősen bomlékony, piridinbe, anilinba, kinolinba vagy éterbe átrázható. Ezekkel a vegyületekkel addíciós komplexet alkot, így a szerves oldószerekben viszonylag stabilis. Vízben Cr^{3+} ionokká redukálódik,

feltehetően a következő reakció-egyenlet szerint:



Ha az oldat pH-ja 4,5-nél nagyobb, Glasner [4] szerint egy ibolya színű vegyület keletkezik, amelynek feltehetően H_3CrO_7 sz összetétele. /A képlet Evans [3] és Glasner és Steinberg [5] későbbi eredményeinek ismeretében nem tekinthető biztosnak./ Ugyanez a vegyület keletkezik a kék CrO_5 vizes oldatának semlegesítésekor. Az ibolyaszínű peroxid sem stabilis vegyület, állás közben CrO_4^{2-} -tá alakul vissza.

A bruttó átalakulást tekintve tehát két folyamat játszódhatik le a H_2O_2 és a $\text{Cr}_2\text{O}_7^{2-}$ között. Az egyik során a hidrogénperoxid a bikromát ionokat kromi ionokká redukálja, a másikban pedig bikromát hatására katalitikusan elbomlik. Célunk az volt, hogy eldöntsük, vajon e két reakció között a pH = 4,5 éles határt jelent-e, nemleges válasz esetén pedig meghatározzuk e két reakció viszonyát az oldat savasságának függvényében.

A kísérlet leírása

$5 \cdot 10^{-4}$ M koncentrációju bikromát oldatokat készítettünk Merck p.a. tisztaságu káliumbikromátból. A pH-t p.a. cc. H_2SO_4 -val és p.a. cc. NaOH oldattal állítottuk be. Az oldatból 5 ml-t kis választótölcsérbe mértünk és 5 ml Chinoin p.a. étert rétegeztünk fölé. 0,1 ml Merck p.a. 30 %-os hidrogénperoxidot adtunk hozzá, összeráztuk, és a vizes fázist leengedtük. Az éteres CrO_5 oldatot egy 10 mm-es kvarcküvetébe öntöttük és Beckman DU típusu kvarc spektrofotometerrel 580 m μ hullámhossznál, 0,32 mm résszélesség mellett azonnal mértük az extinkcióját. Az extinkciós maximum helyét megelőző külön spektrumfelvétellel állapítottuk meg. Az oldatok pH-ját Radiometer PHM4b típusu pH-mérővel határoztuk meg.

Külön kísérletben győződünk meg az éteres oldatokra a Beer-törvény érvényességéről. Egy adott pH-ju bikromát oldat felett változtatva az éter mennyiségét, az extinkció a mérés hibahatárán belül az éter mennyiségével fordított arányban változott. Ez egyszersmind azt is bizonyítja, hogy az alkalmazott éter-vizes oldat arány mellett a CrO_5 gyakorlatilag teljesen az éteres fázisba megy át.

Az eredmények ismertetése

Az extinkció-mérést megelőzően néhány pH értéknél tájékozódásképpen megmértük a CrO_5 bomlásának sebességét vizes közegben. Azt tapasztaltuk, hogy csökkenő pH-val a sebesség nő - kvalitatív összhangban a /2/ egyenlettel. A reakció annyira gyors, hogy a sebességméréseket reprodukálni nem lehetett, azt azonban mégis megmutatták, hogy csak a $\text{pH} > 1,4$ tartományban lesz lehetséges extinkció-méréseket biztonsággal végrehajtani, mert itt az összerázás ideje alatt nem játszódik le számottevő bomlás.

Méréseinket a $\text{pH} = 1,5$ és $\text{pH} = 4,75$ közti intervallumban végeztük. Az extinkciókat a pH függvényében az I. táblázat tünteti fel. Minden extinkcióérték három mérés átlaga.

I. TÁBLÁZAT

Az éteres CrO_5 oldat extinkciója a pH függvényében

pH	1,45	1,70	2,01	2,16	2,35	2,64	2,76	3,07	3,29	4,77
ϵ	0,647	0,643	0,627	0,599	0,605	0,547	0,453	0,341	0,202	0,020

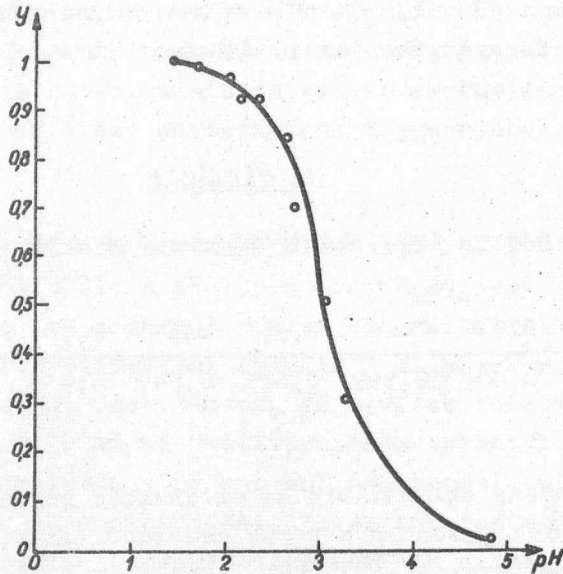
A mérhető pH tartomány alsó határán az extinkciós görbe még nem érte el biztosan maximális értékét, azonban a görbe menetéből látnivaló /lásd még 1. ábra/, hogy nem követünk el számottevő hibát, ha a $\text{pH} = 1,45$ -nél mutatott extinkciót fogadjuk el maximálisnak.

Az éteres kirázás után visszamaradó oldat, különösen $\text{pH} = 3$ -tól kezdődően szemmel láthatóan ibolyaszínű volt, és ez a szín, párhuzamosan a CrO_5 extinkciójának csökkenésével, növekvő pH-val mélyült. Nyilvánvaló bizonyítéka ez annak, hogy a Glasner [4] megadta $\text{pH} = 4,5$ nem éles határ a CrO_5 és a H_2CrO_7 keletkezése között, hanem párhuzamos reakciókról van szó, amelyeknek viszonylagos sebessége a pH függvényében változik.

A bikromát ionoknak csak az a törtrésze redukálódik kromi ionokká, amely hidrogénperoxid hatására kék krómperoxidá alakul. Tehát a bikromát ionok hidrogénperoxid hatására végbemenő redukciójának hozama a CrO_5 termeléssel egyenlő. Egy adott pH-nál a hozam viszonylagos értékét, másszóval a bikromát redukálódott törtrészt úgy kapjuk meg, hogy a kérdéses savkoncentrációnak megfelelő CrO_5 extinkciót elosztjuk a $\text{pH} = 1,45$ mellett gyakorlatilag teljesen CrO_5 -té alakított oldat extinkciójával. A viszonylagos hozam:

$$y = \frac{\cdot \varepsilon / \text{pH} /}{\varepsilon / 1,45 /}$$

y változását a pH függvényében az 1. ábrán tüntettük fel. Ez a görbe a bikromát-hidrogénperoxid redox-rendszer egyensúlyi viszonyairól ad kvantitatív felvilágosítást. Segítségével megkísérelhetjük a bikromát oldatok sugárkémiai folyamatainak néhány jellegzetességét értelmezni.



1. ábra

A bikromát redukciójának viszonylagos hozama a pH függvényében

I r o d a l o m

- [1] Kósa-Somogyi I., Kiss I., Schiller R.: Acta Chim./megj. alatt/
- [2] Remy, H.: Lehrbuch der anorg. Chemie. 8 Aufl. Bd. II., S. 158. Akademische Verlagsgesellschaft
- [3] Evans, D.F.: J. Chem. Soc. 4013/1957/
- [4] Glasner, A. ibid. 2795/1950/
- [5] Glasner, A., Steinberg, M. ibid. 2569/1957/

Érkezett 1961. július

KFKI Közlemények 9. évf. 3. sz. 1961.

KISÉRLETI TECHNIKA

VIZSGÁLATOK SZCINTILLÁCIÓS SZÁMLÁLÓK HÁTTÉRÉNEK CSÖKKENTÉSÉRE VONATKOZÓAN

Irta: Berkes István, Demeter István, Dézsi István, L.Fodor Ilona és
Keszthelyi Lajos

Magfizikai Laboratórium I.

Összefoglalás

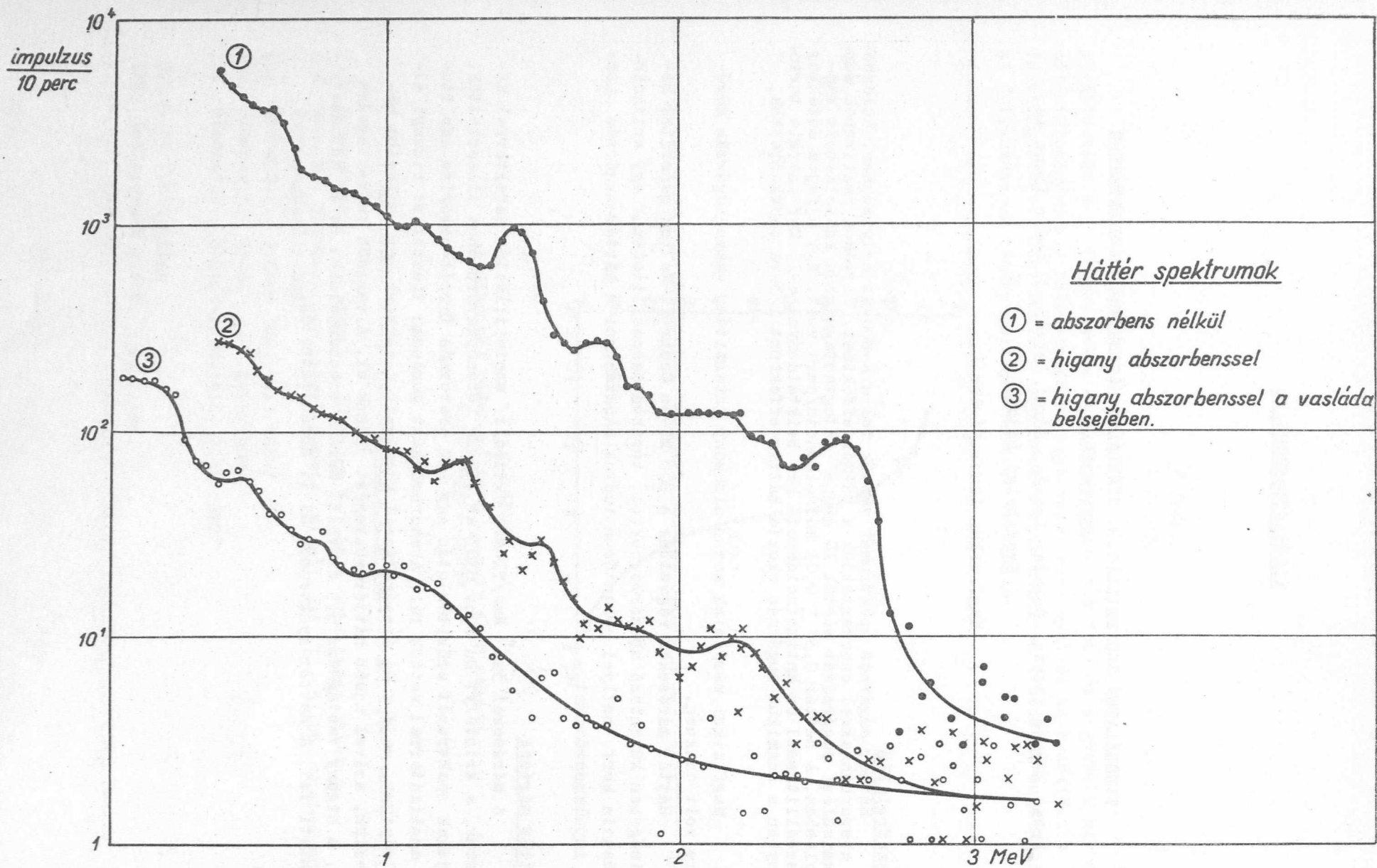
Háttér sugárzás spektrumát vettük fel a K-800-as helyiségben. Különböző abszorbensekkel csökkentettük a háttér effektust, ilymódon pozitronok megsemmisülési sugárzását mértük 10 gr/cm^2 rétegvastagságban koincidencia kapcsolásban. A háttér $0,37 \pm 0,03$ koincidencia/perc volt. Egy újfajta detektor összeállítással és antikoincidencia kör beiktatásával 4-15 MeV energia tartományban a kozmikus sugárzás okozta háttér-effektust $1/3$ -ra csökkentettük.

Magfizikai méréseink során alacsony intenzitású gamma-sugárzás mérésére volt szükség.

Háttér méréseket végeztünk a 800 kV-os Cockroft-Walton generátor helyiségében különböző abszorbensekkel, továbbá összeállítottunk egy antikoincidencia kört, mellyel jelentősen tudtuk csökkenteni a háttér-sugárzás okozta impulzusszámokat.

Háttér mérések

A méréseket 3×3 " NaJ/Tl-mal aktivált/ szcintillációs detektorral végeztük, a kristályt Du Mont 6363-as típusú foton sokszorozóhoz illesztettük. A jelek spektrumát erősítés után egy 100 csatornás ferrit-memoriás amplitúdó analizátorral vettük fel. Abszorbensként gondosan tisztított higanyt alkalmaztunk, majd a Hg árnyékolással körülvett detektort egy vasládába helyeztük, amivel újabb háttércsökkenést értünk el. A vasláda falvastagsága 23, a higany vastagsága 5,5 cm volt. Mérési eredményeinket az 1. táblázat tünteti fel. A háttér-spektrumok az 1. ábrán láthatók.



1. ábra
Háttér spektrumok

I. TÁBLÁZAT

Energia MeV-ben	Impulzus/perc		
	Abszorbens nélkül	Hg abszor- bensben	Hg + Vas ab- szorbensben
0,4 - 1,1	4296	291	102
1,1 - 2,2	1238	79	18
2,2 - 3,3	118	11	5

A háttér spektrumból látszik, hogy nagy arányban a lágyabb gamma-komponens van jelen. A spektrumban több vonal fedezhető fel. Pl. RaC-2,2, ThC¹¹-2,6, J¹³¹-0,39 MeV-os vonala, stb. A háttér sugárzás egy része az épületben raktározott radioaktív anyagoktól ered.

A háttércsökkentő abszorbensben két detektort helyeztünk el és koincidenca körbe kapcsoltuk azokat. Célunk az volt, hogy pozitronok megsemmisülési sugárzását mérjük. A hatásfok $4 \cdot 10^{-2}$, a háttér koincideneciák száma $0,37 \pm 0,03$ koincidenca/perc volt. A pozitronokat ilymódon 10 gr/cm^2 vastagságu rétegből mutattuk ki.

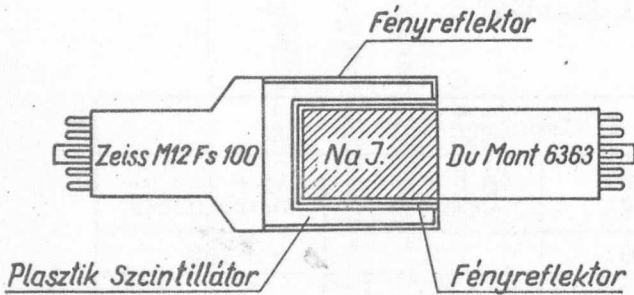
Antikoincidenca mérések

A kozmikus sugárzástól eredő impulzusszámot 4-15 MeV energiatartományban antikoincidenca kör beiktatásával szándékoztunk csökkenteni.

A méréseket két szcintillációs detektorral végeztük. Az egyik az előbb említett NaJ kristály, a másik egy üreges pasztik, melyet M12 FS 100 típusu Zeiss fotonsokszorozóhoz illesztettünk. A pasztik határfelületeit kivéve azt, amely a sokszorozóhoz illeszkedett - alumínium fényreflektorral vontuk be. A NaJ szcintillátort a pasztik üregébe helyeztük /2. ábra/. Az elrendezés biztosította, hogy a háttér effektus egy részét okozó kozmikus komponenst a γ -sugaraktól való különböző energia átadási folyamatok alapján 4-15 MeV energiatartományban megkülönböztethettük a nagyenergiájú - fotonoktól.

Az elektronikus berendezés blokksémáját a 3. ábra mutatja.

Jó hatásfoku háttér csökkentést akkor kapunk, ha egy azon részecske által keltett impulzus egy időben érkezik az antikoincidenca kör bemenetére, pontosabban, ha a tiltó jel lezárta a kaput, mire a másik detektorból jövő jel eléri a bemenetet. Ezért a NaJ detektor jeleit késleltető művonalon vit-



2. ábra
Detektorok

tük át. Az antikoincidenca spektrumot felvettük a késleltetési idő függvényében - 0,5 usec-os késleltetés mellett kaptunk minimális beütésszámot. Méréseink alapján 4-15 MeV energiatarományban a tiltó kör beiktatásával a háttér az eredeti érték egyharmadára csökkent. A fenti energia intervallumon belül a csökkenés mértékét a 2. táblázat tünteti fel.

II. TÁBLÁZAT

Energia MeV-ben	Impulzusszám/25perc	
	Tiltás nélkül	Tiltással
3,5 - 8	350	208
8 - 9,5	140	60
9,5 -13	114	46
13-- 15	135	44

Becsléseket végeztünk ar-
ranézve, hogy a jelenle-
gi árnyékolás mellett
/1 számláló és vasláda/
lehetséges-e emberi szer-
vezetbe jutott radioaktív
anyag kimutatása gamma-
sugárzás alapján.

Egy radioaktív multtal
nem rendelkező emberből ki-
mutatható gamma aktivitás
főként a szervezetben lé-
vő kálium K^{40} -es izotóp-



3. ábra
Elektronikus blokséma

jától, Ra bomlástermékeitől, és a "fall-out"-ból bekerülő Cs¹³⁷-ből ered. Mérések szerint [1] a K⁴⁰ és Cs¹³⁷ aktivitása közel egyenlő nagyságu. Tekintettel arra, hogy a szervezet kálium-tartalma ismert [2, 3], illetve esetenként meghatározható a kimutatható gamma-aktivitásból következtethetünk az inkorporált anyag mennyiségére.

A rendelkezésre álló adatok [1, 4] és méréseink alapján félórás mérési idő alatt 3x3" NaJ kristállyal kb. 450 összipulzusszám, az A⁴⁰ 1,45 MeV-es γ -sugárzásának fotocúcsában 300 imp/1/2 óra várható.

A szervezetben lévő kálium mennyiség meghatározásának bizonytalansága korlátozza a többi radioaktív anyagmennyiség mérésének pontosságát. 30 %-os kálium mennyiség bizonytalansága esetén a módszer érzékenysége a különböző radioaktív anyagokra a szervezetben megengedhető mennyiséghez viszonyítva a következő: Ra²²⁶: 30 % /egyensúlyban bomlástermékeivel/, J¹³¹: 2 %, Na²⁴: 0,01 %.

I r o d a l o m

- [1] McNeill, K.G., Green, R.M.: Can. J. Phys. 37, 683 /1959/
- [2] Anderson, E.C., Schuch, R.L., Perrings, I.D., Lengham, W.H.: Nucleonics 14, 26 /1956/
- [3] Marinelli, L.D., Miller, C.E., Gustafson, P.F., Rowland, R.E.: Am. J. Roentgenol. 73, 661 /1955/
- [4] Marinelli, L.D., Miller, C.E., Rowland, R.E., Rose, J.E.: Radiology 64, 116 /1955/

Érkezett 1961. július 7.

KFKI Közlemények 9.évf. 3.sz., 1961.

LABORATÓRIUMI MECHANIKUS EGYSÉGRENDSZER,
KÜLÖNÖS TEKINTETTEL OPTIKAI ÉS FÉLAUTOMATIKUS MÉRÉSEKRE

Írta: Bakos József, Erdőkürti Zoltán és Kántor Károly
Fizikai Optikai Laboratórium

Összefoglalás:

Univerzális elemekből gyorsan és pontosan összeállítható mechanikus laboratóriumi rendszert, továbbá a távirányításhoz szükséges ugyancsak elemekből összeállítható, laboratóriumi távvezérelhető meghajtórendszert ismertettünk, amelyek a kivánalmaknak megfelelően külön-külön, vagy együttesen is használhatók. Az egyes elemek több gyár által előállított optikai és finommechanikai eszközökhöz csatlakoztathatók és ezáltal használhatóságukat jelentősen fokozni lehet.

A laboratóriumokban végzett munkák és mérések eredményessége igen erősen függ attól a lehetőségtől, hogy valamilyen időegység alatt milyen mennyiségű és pontosságú műveletet tudunk elvégezni, illetve az időegység alatt milyen mennyiségű és pontosságú információt tudunk szerezni a vizsgálandó jelenségről.

A kísérletek és mérések elvégzéséhez szükséges idő két részből tevődik össze: 1/ mellékidőből, amely a kísérlet, vagy mérés előkészítéséből és beállításából áll: 2/ a főidőből, vagyis a kísérlet, vagy mérés effektív idejéből.

Laboratóriumokban legtöbb esetben olyan munkákat végeznek, ahol éppen a kísérleti jellegnél fogva a legkülönbözőbb berendezéseket kell összeállítani gyors egymásutánban. Ehhez sokféle olyan mechanikai elemre, eszközre is szükség van, melyeknek egyedi megtervezése és legyártása az előkészítés idejét erősen meghosszabbítja, tehát a mellékidő erősen megnő.

A főidő az elvégzendő kísérlet, ill. mérés jellegétől függ. Különösen ott lehet jelentős, ahol mérés közben nagyszámú művelet, mérési pont beállítás, paraméterváltoztatás elvégzése szükséges.

Kézenfekvő tehát az a gondolat, hogy a kísérletek, ill. mérések elvégzésének ideje erősen lecsökkenthető egy olyan alkalmasan összeállított egységrendszerrel, amelyből sokféle kísérleti berendezés építhető fel és melynek egyes elemei félautomatikusan, vagy automatikusan is üzemeltethetők.

A félautomatikus, ill. automatikus mérési móddal a mérés főideje fog csökkenni és ez a körülmény a mérések pontosságát is javítja, mivel a mérőberendezések időbeli stabilitása különösen hosszú ideig tartó méréseknél nehezen biztosítható.

A következőkben egy, a bevezetőben említett szempontok alapján felépített egységrendszer fő jellemvonásait és fontosabb elemeit szeretnénk ismertetni, azzal a megjegyzéssel, hogy mivel laboratóriumunkban optikai alapkísérleteket végzünk, az általunk felépített rendszer különösen egy optikai jellegű laboratórium méréseinek szükségleteihez igazodik.

I.

A mellékidő csökkentésére építőköcka rendszerű, mechanikus befogó és beállító, továbbá meghajtó elemeket dolgoztunk ki. A főidő csökkentése céljából viszont azokat az elemeket, amelyekkel a mérés alatt valamilyen műveletet akarunk végezni, olyan mozgatósi lehetőséggel láttuk el, amelyekhez a meghajtó egységek közvetlenül csatlakoztathatók és így a mérések félautomatikusan, egy kibővített kivitelben pedig automatikusan is elvégezhetőek.

Méréseinkhez sokszor használtunk gyári készülékeket is /Zeiss, Hilger MOM/ és ezért az egyes elemek fő- és csatlakozó méreteinek megállapításánál a gyári készülékekhez való csatlakoztatási lehetőségből indultunk ki.

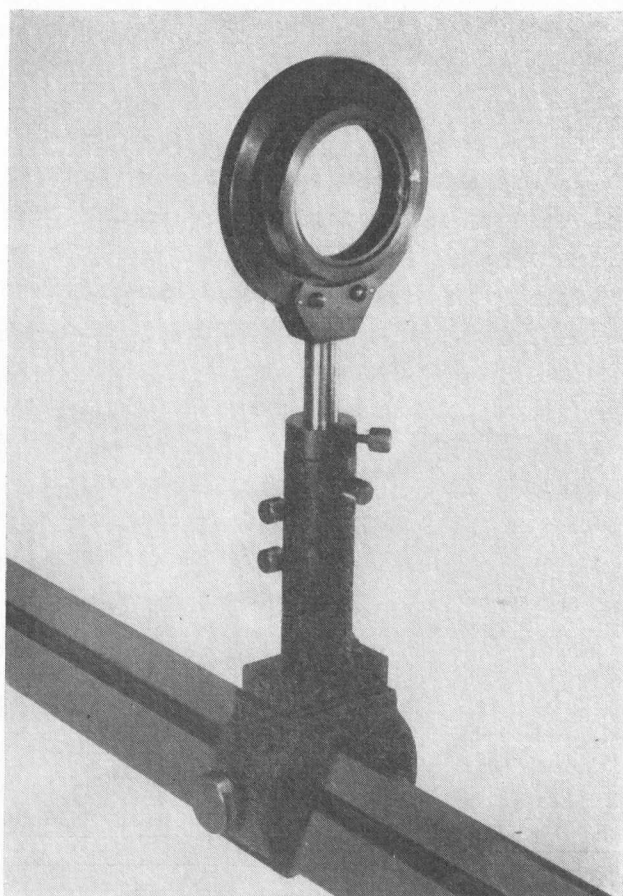
Mindezek alapján a rendszer fő jellemvonásai a következők:

- 1/ A rendszer elemeiből a legkülönbözőbb összeállításokat lehet könnyen és gyorsan összeállítani.
- 2/ A rendszer félautomatikusan, vagy automatikusan üzemeltethető.
- 3/ A rendszer gyári készülékekhez is csatlakoztatható.

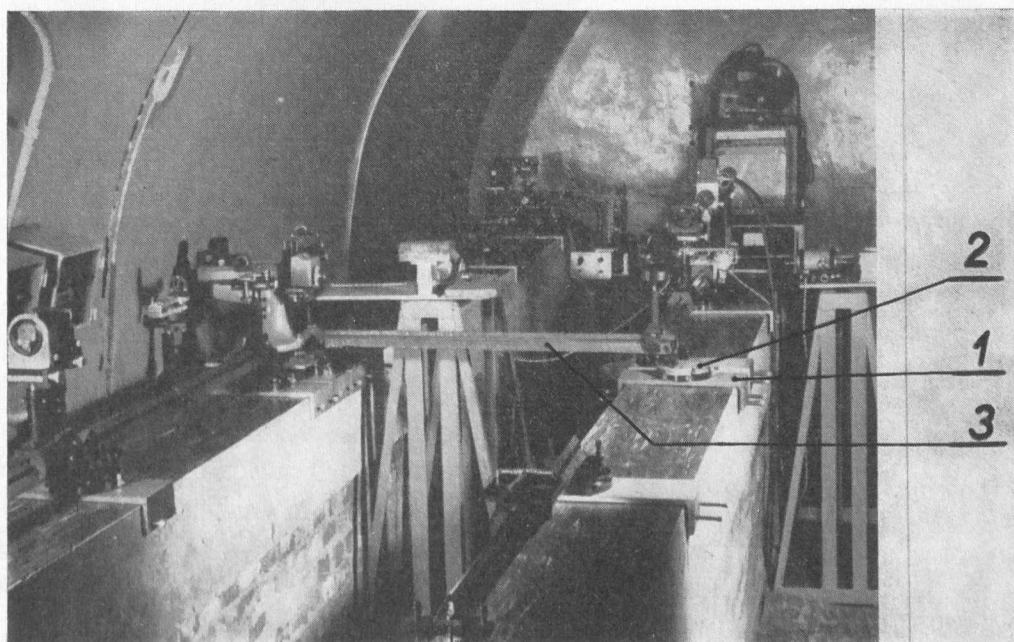
Rendszerünket, felépítését tekintve, két részre lehet osztani. A következőkben először az optikai befogó és beállító elemeket, a későbbiekben pedig a beállító elemek motorikus meghajtásához, a helyzetadatok visszajelzéséhez és a mérési eredmények regisztrálásához szükséges elemeket ismertetjük.

I/a. Az optikai rendszer

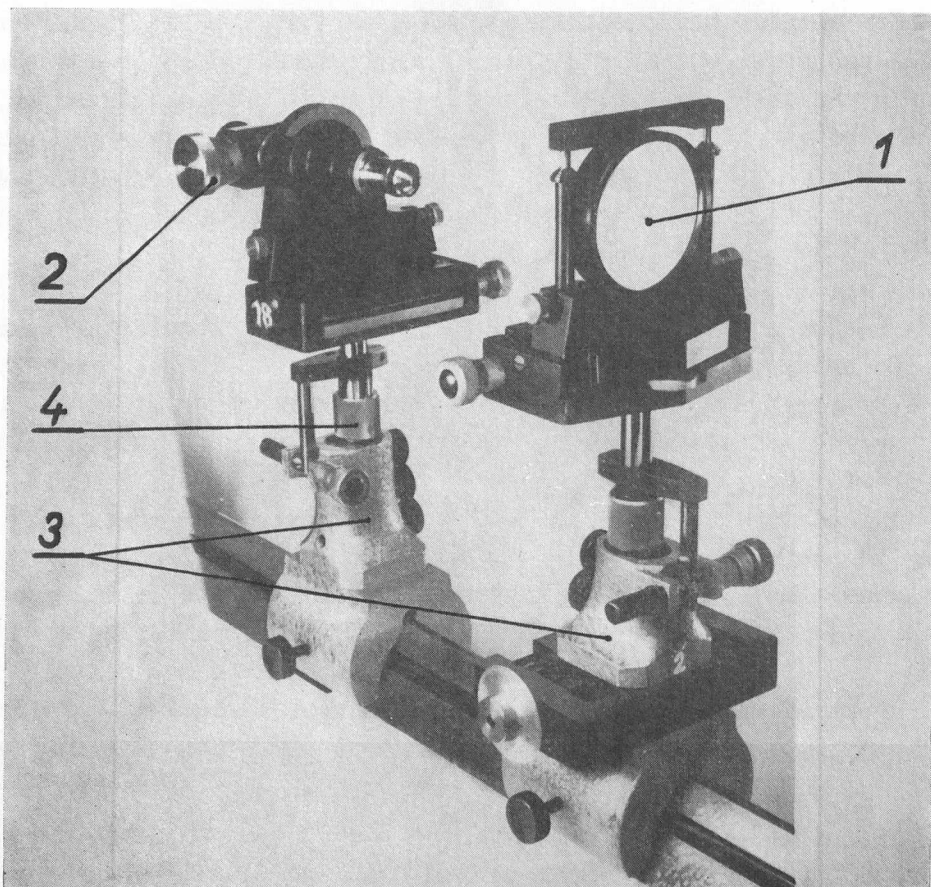
Optikai mérésösszeállításaink alapja általában az optikai pad, amely lényegében finoman megmunkált, hosszirányu csuszófelületekkel rendelkező öntöttvas prizma. Ez arra szolgál, hogy az ún. lovas segítségével a ráhelyezett optikai elemet más helyre lehessen tolni oly módon, hogy annak kitűzött pontja változatlanul az optikai tengelyben maradjon /l. ábra/. A tapasztalat azonban azt mutatta, hogy a padok az idők folyamán az anyagban lévő belső



1. ábra. Optikai pad és lovas



2. ábra. Laboratórium, az optikai padokat tartó beton mellvédekkel, 1. talplemez, 2. alaptárcsa, 3. optikai pad



4. ábra. Különböző magasságú prizmás feltétekbe fogott univerzális tartók.
1. \varnothing 68 mm-es tárcsába peremezett lencse, 2. mérőmikroszkóp, 3. prizmás feltétek, 4. magassági emelő

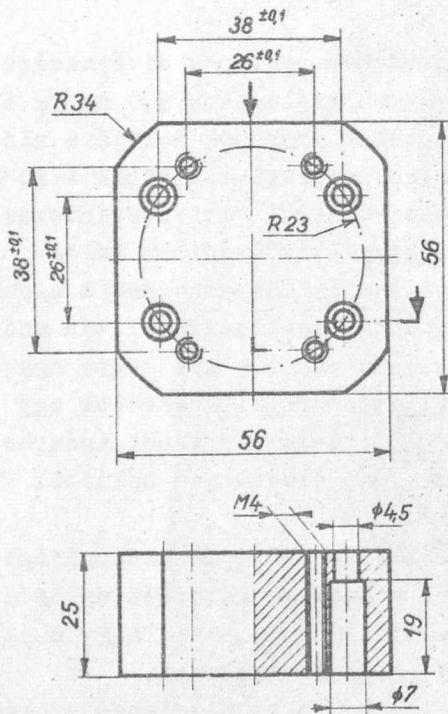
feszültség, továbbá változó terhelés hatására alakváltozáson mennek keresztül. Éppen ezért különösen nagy pontosságú méréseknél mi a padot kizárólag az egységeknek az alaphoz való felfogására használjuk. A padok profiljai általában két csoportba sorolhatók: az egyik az "ösméter" keresztmetszetéhez hasonlít, így készülnek a Hilger cég és a szovjet gyárak padjai; a másik 60° ékszögű prizma /Zeiss, MOM/. Mi az utóbbi padtípust használjuk, mivel a ráhelyezett lovas a rögzítő-csavar meghuzása nélkül is azonnal központos helyzetbe fekszik fel.

A padok stabil felállítása érdekében, kényesebb mérések elvégzésére egybefüggő beton mellvédeket építettünk, amelyeknek szélessége 300 mm /2. ábra/. A felfogás úgy történik, hogy a mellvéd tetszés szerinti pontjára először egy talplemezt helyezünk el, amelyet oldalcsavarokkal rögzítünk ± 10 mm oldalállítási lehetőség mellett. Erre a talplemezre kerül egy vízszintezhető alaptárcsa, amely vízszintezett helyzetben, bármelyik irányban külön ± 5 mm oldalállítással rendelkezik. Ennek felső lapján támaszkodnak a padok végén lévő magasságállító csavarok, amelyek a pontos magasságbeállítás után lebiztosíthatók /2. és 8. ábra/. A beállítás után a padot a két végén egy-egy rögzítő csavarral fogjuk le. A magasságállító- és rögzítőcsavarok egyenesben fekszenek és így a felfogás a padot hajlításra nem veszi igénybe, ami különösen hosszantartó méréseknél a deformálódás elkerülése céljából igen fontos.

A padok hossza 500, ill. 1000. A betonmellvédek középvonaltávolsága 1100 mm, így az 1000 mm-es padokkal az egyikről a másikra való áthidalás a mellvéd bármely pontján megvalósítható. Ez egyúttal azt jelenti, hogy a mellvédekkel határolt területen bárhol felfoghatók az optikai elemek.

Az optikai elemeket befogó mechanikus elemeket, mint általában szokás, a mi rendszerünkben is lovasokkal rögzíthetjük az optikai padokra. Azonban a padok időbeni alakváltozása miatt a befogó elemeket úgy alakítottuk ki, hogy az optikai elem helyzetének be szabályozását gyorsan és pontosan végezhessük el. A tervezés megkezdése előtt mindenekelőtt megállapítottuk az optikai tengelynek a pad felső lapjától, illetve a mellvéd felső lapjától való távolságát. Az előbbi, figyelembevételével az általunk használt gyári készülékeket, 230 mm-re, az utóbbi hozzászámítva a padok felfogásának helyszükségletét, 360 mm-re adódott. A lovasok a rájuk szerelendő egységek súlyától és alakjától függően háromféle hosszban készülnek. A lovasokra történő szerelés a lovasoknak az optikai pad tetejétől 20 mm magasan lévő, felső lapjára történik. Az általunk általánosan használt felerősítési mód 4 db M4 csavar 26x38 mm távolságban oly módon, hogy négy súllyesztett átmenő furat, ill. négy menetes furat van egymáshoz képest 90° -ra elhelyezve. /A nyolc furat

egy R 23 mm-es körön fekszik /3.ábra/. Ez lehetővé teszi az elemeknek egymáshoz képest 90° -al elfordított helyzetben történő felerősítését, továbbá az elemeknek sorozatos egymásutáni összeerősítését is. Mivel ez a furatelhelyezés igen sok elemen megtalálható, az összeerősítés a lovasoktól függetlenül is, majdnem minden elem között közvetlenül biztosítható. A kisebb egy-



3.ábra

Az R-23-as furatelrendezés /25mm-es magasító tuskó

ségeknek a lovasra való felfogása úgy történik, hogy a lovas tetejére először egy ún. prizmás feltétet erősítünk, amelybe $\varnothing 14$ g6 átmérőjű száraz foghatók be. A szárazak a durván beállított magassági érték körül ± 5 mm tartományban finom magasságállítással rendelkeznek és a szár tengelye körül $\pm 5^\circ$ tartományban reprodukálhatóan elfordíthatók. Felső végükön felerősítő peremmel és illesztő csappal kapcsolódnak a felfogandó elemekhez vagy egységekhez /lásd későbbiekben 6.ábra/. Ha a prizmás feltét és a lovas közé más eszközt, pl. a későbbiekben ismertetésre kerülő szupportot akarunk elhelyezni, a szárral biztosítható magasságállítás nem lesz mindig elegendő az optikai elemeknek a 230 mm-es optikai tengelymagasságba való állításához. Ezért a szárazak és a prizmás feltétek is háromféle hossz méretben készülnek, s így gyakorlatilag minden összeállításhoz kiválaszthatjuk a megfelelő

csatlakozási lehetőséget /4.ábra/.

Az optikai rendszer összeállításakor először a padokat a végükön elhelyezett talprészek segítségével vízszintbe és egyenlő magasságba állítjuk. A beállítást igen megkönnyíti a Zeiss gyár Richtungs- und Fluchtungsprüfgerät autokollimációs változatának távcsöve, amelynek tengelyét vízszintesen, az alaptól 360 mm magasságra állítjuk be. A távcső állványát a padoktól függetlenül egy külön alaplemeze fogjuk fel, hogy a padok változó terheléséből esetlegesen adódó deformáció a távcső tengelye által kitűzött optikai tengely irányát ne változtassa meg. A kollimátorcsövet egy lovasra szereltük 230 mm magasságban és irányát a pad tengelyével párhuzamosra állítottuk. A végte-

lenre állított távcső és a kollimátor segítségével akkor először párhuzamosra állítjuk az optikai padot, majd a kollimátor objektívje előtt elhelyezett skálára állunk be élesen, s ekkor a tengelyek paralel eltolódását korrigálhatjuk. A padok elhelyezése után először a fényforrást helyezük a távcső optikai tengelyébe, ezután az egyes optikai elemek helyzetét, a helyzetben lévő fényforrás, vagy autokollimáció segítségével könnyen beállíthatjuk. A beállítás után a távcsövet helyén hagyjuk, hogy az optikai rendszert a mérés alatt is időnként ellenőrizhessük.

A továbbiakban néhány befogó és beállító elemet ismertetünk részletebben, melyek segítségével az optikai elemek befogása, helyzetüknek pontos beszabályozása, illetőleg a mérések elvégzéséhez szükséges különböző irányú mozgások megvalósíthatók.

1/ Univerzális tartó /UT/. Az optikai elemek beállítására 4 szabadsági fokkal rendelkezik. A hiányzó két szabadsági fok az optikai tengely irányába történő elmozdítás és az optikai tengely körüli elforgatás, mivel azokra ritkábban van szükség, külön tartozékokkal oldható meg /szupport, résbefogó, stb./. Az U.T. a szabványosított cserélhető szárral \emptyset 14g6/ a prizmás felébe fogható be, amellyel a függőleges tengely körüli forgatást és magasságemelést végezhetjük el. Az U.T. felső lapja, amelyen az R 23-as furatok vannak elhelyezve, a szárhoz képest oldalirányban +3 mm-re eltolható 0,01 mm leolvasási pontossággal és az elmozdulás irányával párhuzamos tengely körül $\pm 2^\circ$ tartományban billenthető. Szabvány tartozéka a felső lapra szerelhető 120° -os vályu, amelyre rugós kengyel segítségével \emptyset 25-70 mm-es hengeres testek foghatók fel. A kiegészítő tartozékokkal a legkülönbözőbb elemek: okulárok, prizmák, rések, fényképezőgép, stb. felfogására is van mód. Itt említjük meg, hogy a gyakrabban használt hengeres testek, illetőleg eszközök külső méretét \emptyset 68 mm-ben állapítottuk meg. Pl. tárcsába peremezett lencsék, meghatározott furatu blendék, stb. Ekkor több tárcsa egymás mögé felfűzhető akár meghatározott távkozókkal is, és összeerősítés után az egész sorozat együttesen fogható fel /5.ábra/.

2/ Szupport. A mozgó rész elmozdulási tartománya 40 mm, az orsó menet emelkedése 1 mm, forgatása 100-as, vagy 60-as osztású gomb segítségével, kézzel, vagy motorikusan történhet, utóbbi esetben a gomb csak a beállított elmozdulásérték leolvasására szolgál. A tengelyvég átmérőjét \emptyset 6(g6) mm-ben állapítottuk meg. Ez megegyezik a később tárgyalásra kerülő motorikus meghajtások tengelyméreteivel. A szupport álló és mozgó részén egyaránt megtalálhatók az R-23-as felerősítő furatok, ill. menetek. Alkalmazási példaként említjük meg,

hogy két 90° -ban egymásra helyezett szupporttal egy elemnek derékszögű koordináta rendszerben történő elmozdítása valósítható meg /6.ábra/.

3/ Körszupport. 360° -ban történő körbeforgatást tesz lehetővé motorikusan, vagy kézi uton a beépített csigahajtás segítségével. Álló és forgó részére a felerősítés az R 23-as furatokkal történhet. Alkalmazási példa: a szupport és körszupport egymásrahelyezésével a független változó változtatása polár koordináta rendszerben végezhető el /7.ábra/.

4/ Körasztal. 360° -ban történő körbeforgatást, rögzített helyzete körül pedig $\pm 5^\circ$ finomállítást tesz lehetővé. A finomállítás osztással ellátott dob segítségével reprodukálható. Álló és forgó részére a csatlakozás, vagy felerősítés R 23-as furatokkal történik. Csak a ráfogott elem finom beállítására szolgál, motorikus meghajtásra nincs lehetőség.

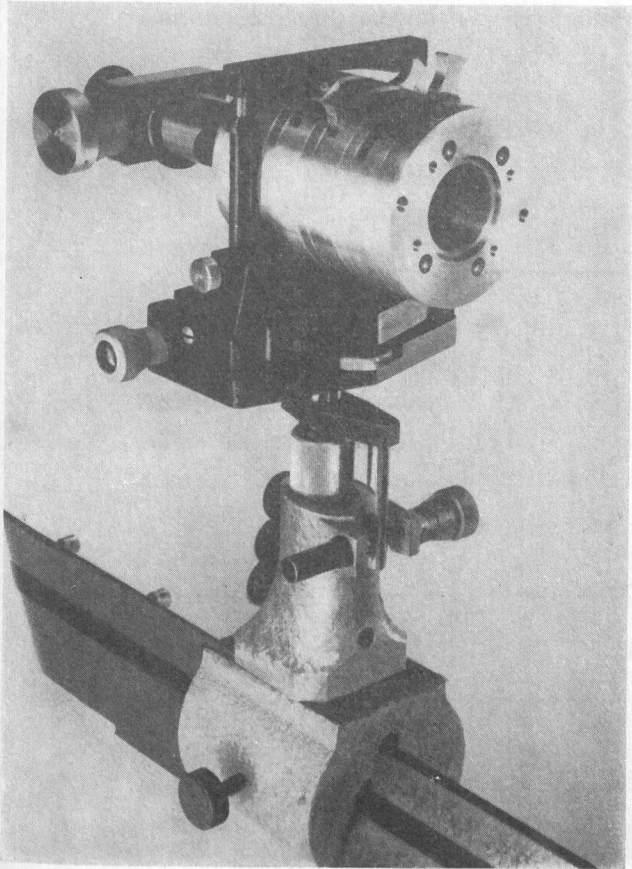
5/ Billenő asztal. Lényegében 70×110 mm nagyságú lapos doboz, amelynek felső lapja az alsóhoz képest $\pm 3^\circ$ -ban billenthető. A felső és alsó lapon az R 23-as furatelrendezés található /7.ábra/.

6/ Magasító tuskó. 10, 25 és 70 mm-es magasságokban készül, alsó, felső és oldallapján az R 23-as furatokkal, továbbá 4 db 30×30 mm-re lévő, süllyesztett $\varnothing 4,5$ mm-es átmenő furattal. Egyszerűsége mellett is szinte minden összeállításban szerepel. Akár egyedileg mint közdarab, akár egymás után össze-csavarozva mint oszlop, amelynek magassága a kombinációk folytán 5 mm-es lépcsőkben változtatható.

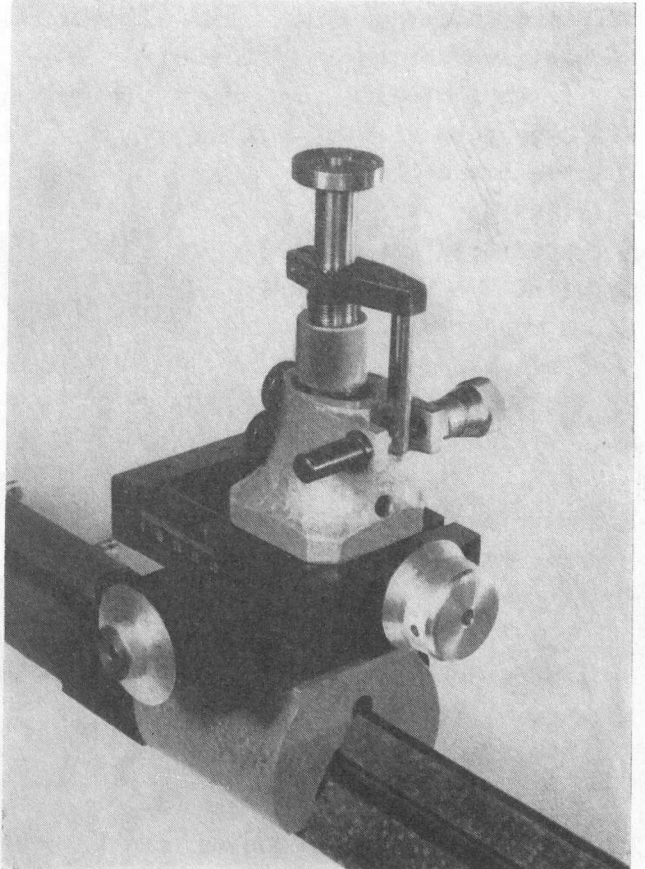
A felsorolt elemek együttes alkalmazására szeretnénk egy példát bemutatni. A 8. ábrán egy autokollimációs távcső állványa látható, körasztalból, billenő asztalból, szupportból és magasító tuskókból felépítve. A távcső beállításához szükséges szabadsági fokok rendelkezésre állnak.

I/b. A távirányítású rendszer

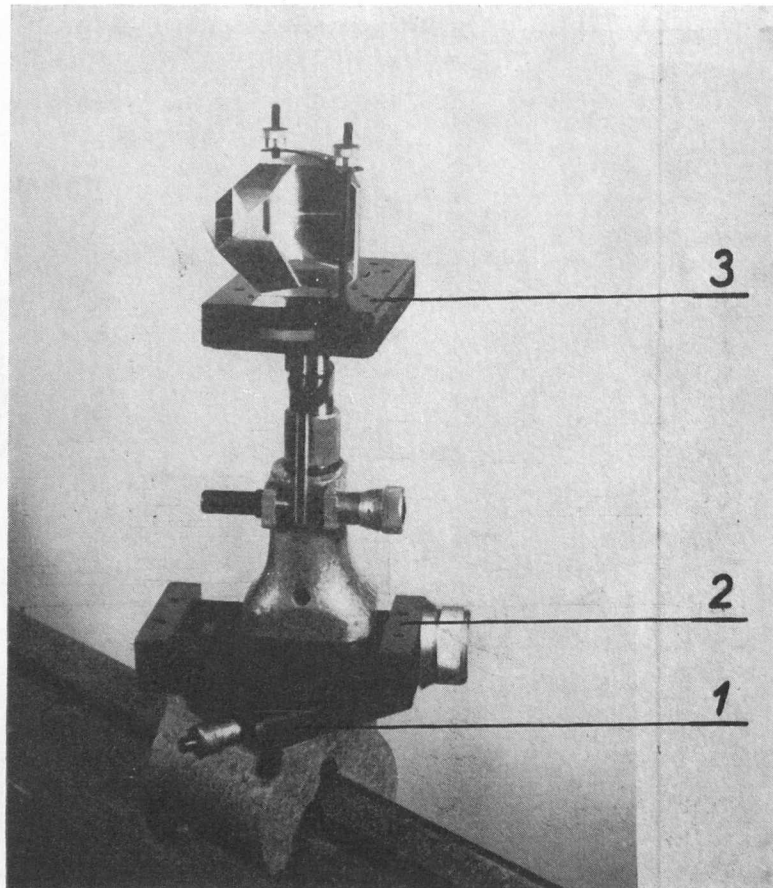
Optikai, különösen interferometrikus kísérleteknél a mérést végző személy jelenléte a mérési eredményeket könnyen meghamisíthatja. A mérő személy jelenléte azonban a mérési pontok beállításához, sok esetben ezenkívül az észleléshez is szükséges. Megfelelő érzékelők használatával /fotocella, fotomultiplier/ a mérési eredmények könnyen meghatározhatók ugyan egy szomszédos helyiségből, de a mérési pontok beállítása továbbra is kézzel történik.



5. ábra. Univerzális tartóba fogott tárcsasorozat



6. ábra. Derékszögű koordináta asztal, 90° -ban elfordított szupportokból felépítve



7. ábra. Polár koordináta asztal, körszupportból és szupportból felépítve. 1. körszupport, 2. szupport. 3. billenőasztal

Emiatt a beállító személy távozása után a hőfokegyensúly beállása érdekében még hosszú ideig kell várni, s így néhány ponton történő mérés is több órát vehet igénybe.

A mérés ideje nagyon lecsökkenthető, ha a mérési pontok beállítását távirányítással végezzük. Sok esetben fontos lehet a méréseredmények folyamatos regisztrálása is. Rendszerünkkel mindkét mérési mód megvalósítható. Ez utóbbi esetben a rendszer könnyen kiegészíthető szakaszos paraméterállítással és ekkor a mérési eredményeket görbesereg formájában kaphatjuk meg.

A független változó, vagy paraméter megfelelő értékű és sebességű állításához, vagy továbbításához, motorikus meghajtásra, változtatható arányu áttételekre, helyzetjelző potenciométerekre, stb., a folyamatos regisztráláshoz regisztráló potenciométerre, vagy fénymutató galvanométer kitérését rögzíteni tudó jelkövető íróra /Graphispot, Photodyn/, esetleg mozgó filmszalagra van szükség. A regisztráló potenciométerek és jelkövető írók előnye a filmszalaggal szemben az, hogy a mérési értékeket előhívás nélkül közvetlenül papírra rajzolva kapjuk meg. További elemekre van akkor szükség, ha a mérő és regisztráló hely bármelyikén a továbbításhoz nem szinkronmotort használunk, mivel ekkor a két rendszer együttfutásának ellenőrzéséhez a mérő helyről a regisztrálóhoz szinkronizáló jeleket kell adnunk. Ez a szinkronizáló jeladó használható egyuttal szakaszos továbbításoknál a szakasz végének kijelzéséhez is.

A távirányítású rendszerünk felépítését megint úgy végeztük, hogy aránylag kisszámú, de univerzálisan használható elemből legyen összeállítható. A cserélhetőség miatt itt is néhány méretet rögzíteni kellett és ezek megállapításánál ismét a közvetlenül felhasználható gyári elemek /Gamma/ fő és csatlakozó méreteiből indultunk ki. Fontosabb méretadatok:

- 1/ tengelyvég átmérője $\varnothing 6$ (g6) kétoldali kivezetéssel,
- 2/ tengelymagasságok 34, illetve 64 mm,
- 3/ fogaskerekek és csigakerekek 0,5 mm modullal készülnek,
- 4/ az elemek felerősítő csavarjai M4, a furattáv 30 mm egészszámu többszöröse.

A távirányítású rendszer meghajtó elemeit, tetszés szerinti kombinációban egy 10 mm vastag alaplemezen szerelhetjük össze, amelyen az egyes elemek szabványfelerősítési módjának megfelelően 30 mm-es oldalu négyzethálózattal M4-es méretek vannak furva. A komplett meghajtó egység azután az alaplemezzel együtt az optikai rendszer mellé állítható egy külön állványra, vagy rázkódásra kevésbé kényes esetekben az optikai rendszerben ismertetett talplemez segítségével közvetlenül a betonmellvédre is felfogható /9. ábra/.

Meghajtó egységeinket a következő fontosabb elemekből építjük fel:

1/ Csigahajtások. Csak lassításra használhatók. Háromféle fokozatban készülnek: 1:10, 1:30, s 1:100 áttételűek. A dobozméretük úgy vannak megállapítva, hogy a lassu, vagy gyors tengelyvég bármelyike a doboz egyszerű átfordításával akár a 34, akár a 64 mm-es tengelymagasságba hozható /9.ábra/. A gyorsfordulatu tengelyek golyóscsapágyazva vannak.

2/ Négyfokozatu áttételi szekrény. Lassításra, vagy gyorsításra egyaránt használható, mindkét tengelymagasságban. A megvalósítható áttételek értékei 1:1, 1:2, 1:5, 1:10, vagy ezek reciprocai. A sebességváltás a doboz oldalán lévő 2 gomb segítségével történik, közben 0-állás mellett. A csapágyazás golyóscsapágy /9.ábra/.

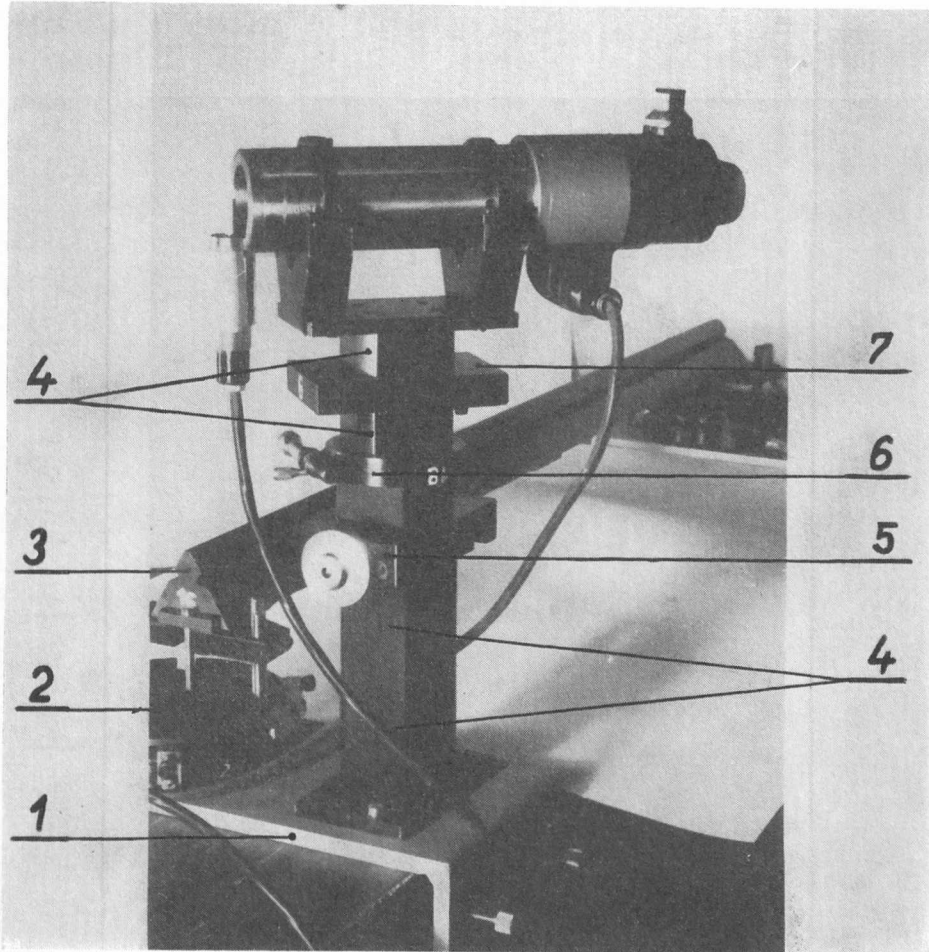
3/ 90°-os tengelytörés. Sokszor szükséges a tengely irányának 90°-al való megváltoztatása. Ezt a célt szolgálja ez az elem, amely kétféle kivitelben készült. Az egyiknél a tengelyek közötti kapcsolatot kupfogaskerékpárral valóítottuk meg, itt a tengelyek egyenlő magasságban vannak, a másiknál csavarkerékpárral, ennél a tengelyek a 2 szabványosított tengelymagasságban vannak kivezelve. Mindkét elem áttétele 1:1, 1:1,5, 1:2 arányban, cserekerékkel változtatható /9.ábra/.

4/ Tengelymagasságváltó. A két szabványos tengelymagasság közti átmenetet biztosítja tengelyirányváltás nélkül 1:1, 1:1,5, 1:2 áttételben, cserélhető kerekekkel. Az egyes összeállítások megvalósításánál jelent könnyebbséget /9.ábra/.

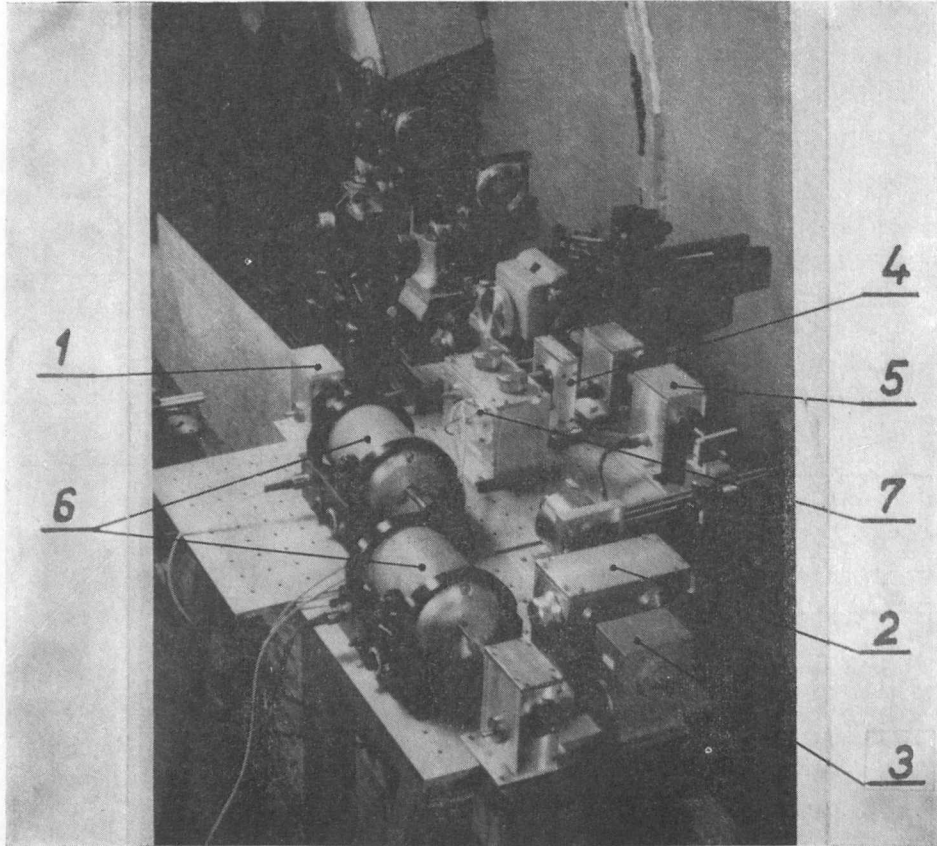
5/ Mágneses tengelykapcsoló. Átfordítással mindkét tengelymagasságban használható. Két méretben készül, az átvihető nyomaték $M = 0,5$ és 3 cmkg, a 220V-ra méretezett tekercsek ellenállásai 4, 8 és 12 KOhm /9.ábra/.

6/ Motorok, szelzinek. Felfogásuk a 30x30 mm-es felerősítő furat elhelyezési tartókra történik. A motorméretük miatt a tengelymagasság legnagyobb részét 64 mm /9.ábra/.

7/ Szinkronjeladó. Kétféle kivitelben készül. Az egyik az áttételi szekrények, vagy csigahajtások tengelyére szerelhető, 1, ill. 2 érintkezővel ellátott tárcsái a meghajtó tengelyek egy fordulatra 1, ill. 2 áramkörzárást végeznek és segítségével a mérő és regisztráló rendszer szinkronizálható, ill. az említett szakaszkapcsolások elvégezhetők /9.ábra/. Másik kiviteli formá-



8. ábra. Autókolimációs távcső, elemekből felépített állványon. 1. talplemez, 2. alaptárcsa, 3. optikai pad, 4. magasító tuskók, 5. szupport, 6. körasztal, 7. billenő asztal



9. ábra. Michelson interferométer tükrének szakaszos meghajtó egysége. 1. csigahajtás, 2. négyfokozatú áttételi szekrény, 3. 90° -os tengelytörés, 4. tengelymagasság váltó, 5. mágneses tengelykapcsoló, 6. meghajtómotorok, 7. szinkronjeladó

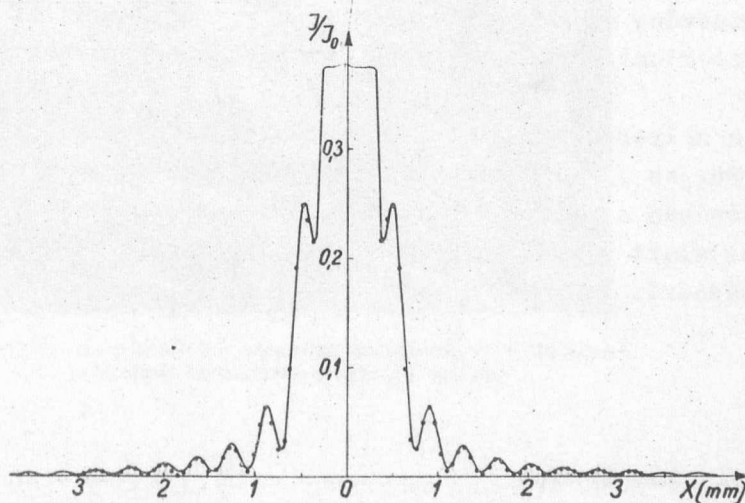
jánál az időjeladó külön egységként négyféle frekvenciájú jelet adhat ki. A frekvenciák aránya 1:1, 1:2, 1:5, 1:10, a tengelyforgás frekvenciájához viszonyítva.

I/c.

Az építőköcka elven felépülő rendszerek igen fontos kelléke a megfelelő katalógus. A KFKI Fizikai Optikai Laboratóriumában készült optikai és mechanikai alapelemekről és azok kiegészítő tartozékairól ezért bővithető katalógust készítettünk, amelyben a fő és csatlakozó méretek megadásán kívül a kombinációs lehetőségekre is példákat sorolunk fel.

II.

Mérőrendszerünk segítségével ezideig is több mérést hajtottunk végre. A 9. ábrán egy Michelson-interferométer mozgó tükrének meghajtását mutattuk be, amely az interferométer mozgó tükrének szakaszos lassu, ill. gyors elmozdítását végzi.



10. ábra

Résen létrehozott diffrakciós kép intenzitáseloszlása.
A pontok az elméleti értéket jelentik.

A 10. ábrán bemutatjuk egy egyrösen létrejött, Fresnel-típusú elhajláskép intenzitáseloszlását, melyet egy szuppontra helyezett photomultiplierrel mérünk ki. A multiplier jelét hidas egyenáramú erősítőfokozat közvetítésével egy EPP-09 regisztráló potenciométerre kapcsoltuk. Az érzékelő rendszer érzékenysége ekkor $5 \cdot 10^{-10}$ A/osztásrész volt. A pontok az elméleti értékeket jelzik, a folytonos vonal a regisztráló által felvett mérésérték.

A 11. és 12. ábrán két laboratóriumi mérésösszeállítást láthatunk, amelyeket a KFKI magfizikai, ill. Magkémiai Laboratóriumában építettek az itt leírt elemek felhasználásával.

III.

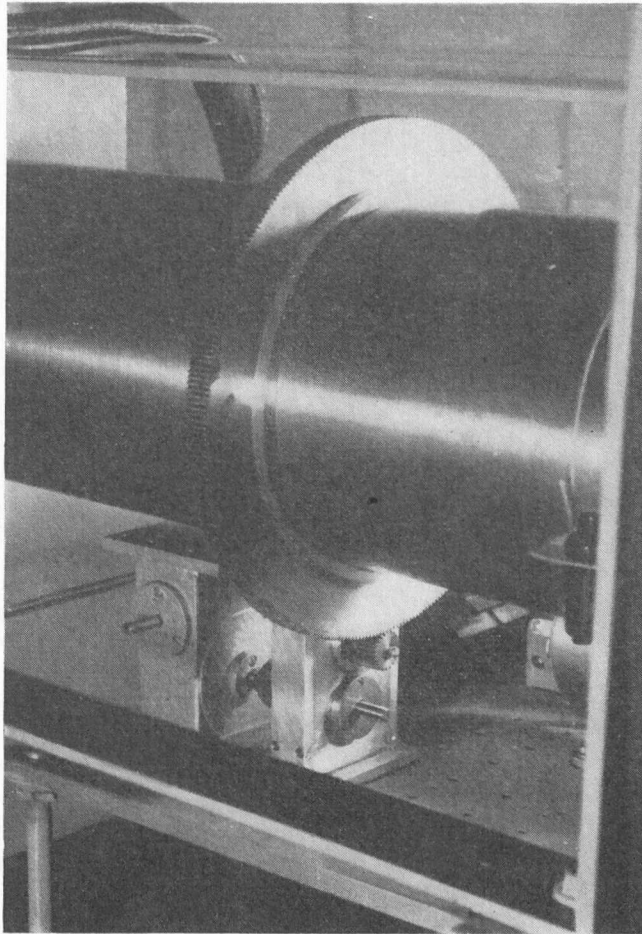
Mint a korábbiakban említettük, az itt ismertetett rendszer optikai laboratóriumi igényekre épült, de a használatbavétel óta eltelt időszakban arról győződünk meg, hogy annak egységeit a KFKI különböző laboratóriumai is széles körben alkalmazzák.

Az eddigi tapasztalataink és a hozzánk érkezett érdeklődések alapján hasznosnak tartanánk az esetleges speciális igények összehangolása után kialakított "szabvány elemek" elfogadását és gyártását. Ezzel véleményünk szerint a laboratóriumi munkák igen sok területen megkönnyebbednének és meggyorsulnának.

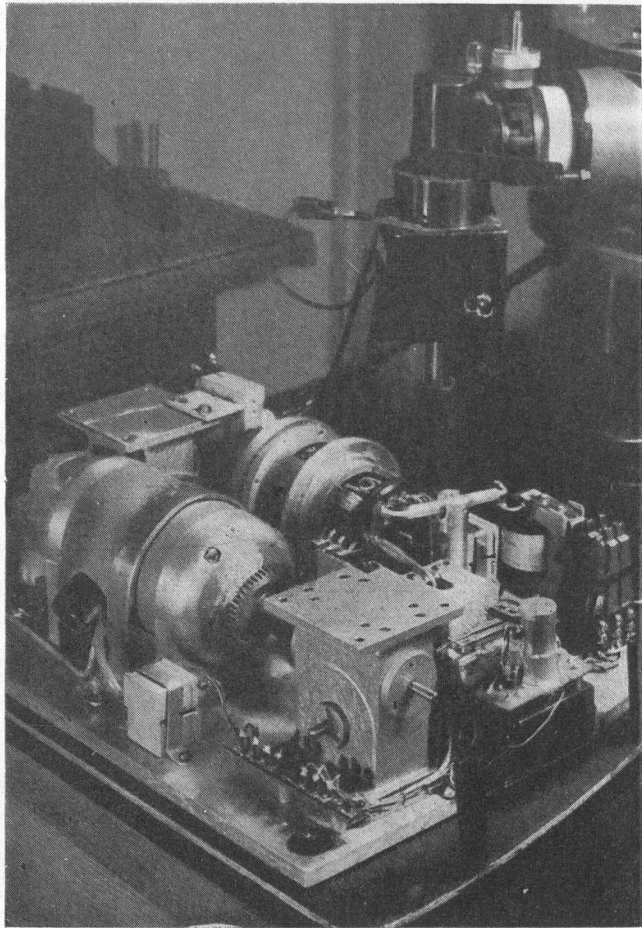
Ezen a helyen szeretnénk köszönetünket kifejezni Bódy Katalin, Csonka Lajos és Fürjes József szerkesztőknek, akik az egyes elemek tervezésében és szerkesztésében nyújtottak számunkra értékes segítséget, valamint Kurtha Géza vezetése alatt működő Mechanikai Műhelyünknek a kísérleti darabok gondos elkészítéséért.

Érkezett 1961. június 8.

KFKI Közlemények 9.évf. 3.sz. 1961.



11. ábra. $n-\gamma$ reakciók szögkorrelációjának vizsgálatához szükséges berendezés meghajtó egysége



12. ábra. Zeiss típusú tükrös monokromátor meghajtó
egysége