

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

10.kötet

1962

4. szám

T A R T A L O M J E G Y Z É K

	Oldal
1. Somogyi Antal: A megszólaló számlálócsövek számának várható értéke hodoszkopizált kiterjedt légitápor észlelő berendezésekben.....	251
2. Erdőkürti Zoltán és Kántor Károly: Az interferencia rendszáma a Michelson interferométerben köralakú, centrált fényforrások esetén.....	269
3. Vértés Péter: Megjegyzés a neutron diffúziós paraméterek pulzált forrással való mérésénél fellépő felharmonikus problémához.....	289
4. Andrásfi Andor: Béta-aktív felület-szennyezettség standard készítése természetes uránból.....	295
5. Erdélyvári István: Lágy-gammasugárzás abszorpciómérő berendezés sugárvédelmi mérésekhez.....	305
6. Szőke József: Új, nagyteljesítőképességű, egysugaras, fotometrikus mérőrendszer alkalmazása a kémiai analízisben és szerkezetkutatásban.....	315

Technikai szerkesztő: Stancsich Györgyné



- 270 -

Kiadásért felelős: Jánossy Lajos

Megrendelve: 1962.szept.10. Példányszám:450

Készült Rotaprint eljárással

1187. KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZET, KIADÓI CSOPORT

Richard J. ...

...

...

THE KENTON ...

A MEGSZÓLALÓ SZÁMLÁLÓCSÖVEK SZÁMÁNAK  
VÁRHATÓ ÉRTÉKE HODOSZKOPIZÁLT KITERJEDT LÉGIZÁPOR  
ÉSZLELŐ BERENDEZÉSEKBE

Irta: Somogyi Antal

Összefoglalás

Feltételezve, hogy az  $x$  és  $x+dx$  közti sűrűségi kiterjedt légizáporok gyakorisága  $a \cdot x^{-\gamma} dx$ , explicit összefüggést vezettünk le a megszólaló számlálócsövek számának várható értéke és  $\gamma$  között. Az összefüggésből igen gyorsan lehet jó közelítő értéket nyerni  $\gamma$ -ra, a sűrűség-spektrum kitévőjére. Az eljárás alkalmazására numerikus példát is közlünk.

I. Bevezetés

1.§. Hodoszkopizált kiterjedt légizápor /a továbbiakban: KLZ/ berendezések észlelési adatainak kiértékelése nehéz matematikai és számítástechnikai problémákat vet fel. A Kozmikus Sugárzási Laboratóriumban jelenleg működő földalatti hodoszkopizált KLZ berendezés adataiból először is a KLZ-ok nagyenergiájú  $\mu$  mezonkomponens sűrűség-spektrumának kitévőjét  $\gamma$  kívánjuk meghatározni. Az erre a célra szolgáló eljárás kidolgozása a legnagyobb valószínűség elve alapján folyamatban van. A megoldandó egyenletrendszer rendkívül bonyolult, a megoldást célszerű ezért iterációs eljárással keresni. /Jánossy és Rupp mutattak rá az iterációs eljárás előnyeire ilyen problémák megoldásánál [1]./ Az iterációs eljáráshoz azonban  $\gamma$  közelítő értékének ismerete szükséges.

Jó közelítő értéket lehet nyerni  $\gamma$ -ra a következő eljárással: hodoszkopizált GM-csővekből álló észlelőberendezésben a megszólaló GM-csővek számának várható értéke  $\langle n \rangle$  a berendezés adatain kívül csak a sűrűség-spektrum kitévőjétől függ:

$$\langle n \rangle = f(\gamma)$$

Faint, illegible text at the top of the page, possibly a header or introductory paragraph.

Main body of faint, illegible text, appearing to be several paragraphs of a document.

Észlelési adatokból könnyen meghatározható a megszólaló GM-csövek átlagos száma  $\bar{n}$ , s a

$$\bar{\gamma} = f^{-1}(\bar{n})$$

ték nyilván igen jó közelítést ad  $\gamma$  valódi értékére.

$\bar{\gamma}$  számítása céljából tehát az  $f(\gamma)$  függvényt kell ismernünk. Igozatunk célja  $f(\gamma)$  explicit alakjának meghatározása.

A megszólaló számlálócsövek számának várható értéke  $\langle n \rangle$ .

2.§. Az észlelőberendezés álljon  $m$  számú észlelőfelületből  $\gamma > \gamma_0$ , minden észlelőfelület álljon  $k_i$  /  $i = 1, 2, \dots, m$  / számú számlálócsőből, minden egyes számlálócső érzékeny felülete legyen ugyanakkora,  $S$ . hodoszkóp-berendezés vezérlőjelét /master-impulzusát/ a következőképpen litjuk elő: az egyazon észlelőfelületben lévő számlálócsöveket párhuzasan kapcsoljuk s az így nyert  $m$  számú nagy felület  $m$ -edrendű koincinciái legyenek a vezérlőjelek. Egy tetszőszerinti vezérlőjel alkalmazásával az  $i$ -edik észlelőfelületben megszólaló csövek száma legyen  $n_i$  ( $i = 1, 2, \dots, m$ ) A vezérlőjel előállításából következik, hogy

$$n_i \geq 1 \quad (i = 1, 2, \dots, m)$$

-nel jelöljük az egész berendezésben megszólaló csövek számát:

$$n = \sum_{i=1}^m n_i$$

mét a vezérlőjel előállítási módjából következik, hogy

$$n \geq m.$$

természetesen  $n_i \leq k_i$  ( $i = 1, 2, \dots, m$ )

$$n \leq k,$$

ahol  $k = \sum_{i=1}^m k_i$  a berendezésben lévő összes számlálócsövek száma.

Feltételezzük, hogy az észlelőberendezést megszólaltató  $x$  és  $+ dx$  részecske/ $m^2$  közti átlagsűrűségű KLZ-ok gyakorisága /vagyis a Z-ok differenciális sűrűség spektruma/

$$D(x)dx = a \cdot x^{-\gamma-1} dx,$$

ahol  $\gamma > 0$ . /Tehát  $\gamma$  a továbbiakban mindig pozitív számot fog jelenteni/

Faint header text at the top of the page, possibly containing a title or reference number.

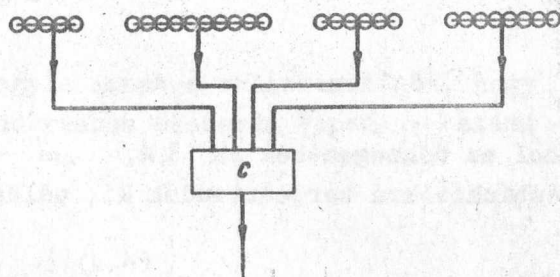
Section 1: Introduction or initial paragraph of text, starting with a faint heading.

Section 2: Middle paragraph of text, continuing the narrative or report.

Section 3: Lower middle paragraph of text, possibly containing a list or specific details.

Section 4: Final paragraph of text at the bottom of the page, possibly concluding the document.





1. ábra  
KLZ észlelőberendezés vázlatja:  
 $m=4; k_1=5, k_2=10, k_3=6, k_4=8.$

2. ábra  
A vezérlőjel előállításának az 1. ábrán látható berendezésben. /C: koincidencia-kör/

Feltételezzük továbbá, hogy a KLZ átlagsűrűsége minden egyes észlelőfelület felett ugyanaz, vagyis az észlelőfelületek nincsenek nagyon messze /  $\lesssim 20\text{m}$  / egymástól s végül feltételezzük, hogy a KLZ részecskék térbeli eloszlása a berendezés felett Poisson-eloszlás<sup>x/</sup>.

Feladat: meghatározandó  $\langle n \rangle$  a fenti feltételek mellett.

3. §. A vezérlőjelek gyakorisága /M/ nyilván a következőképpen írható fel:

$$M = \int_0^{\infty} D(x) \prod_{i=1}^m (1 - e^{-S k_i x}) dx \quad /1/$$

Ha  $\gamma$  nem egész szám, akkor a jobboldali integrál Jánossy és Broadbent [2] szerint a következő explicit alakban írható fel:

$$M = A w(\underline{k}, \gamma) \quad /2/$$

ahol

$$A = a S^{\gamma} (-\gamma - 1)! \quad /3/$$

és

$$\begin{aligned} w(\underline{k}, \gamma) = & (-1)^m k^{\gamma} + (-1)^{m-1} \sum_i (k - k_i)^{\gamma} + \\ & + (-1)^{m-2} \sum_{i,j} (k - k_i - k_j)^{\gamma} + \dots + \\ & + (-1)^3 \sum_{i,j,l} (k_i + k_j + k_l)^{\gamma} + \sum_{i,j} (k_i + k_j)^{\gamma} - \sum_i k_i^{\gamma}, \end{aligned} \quad /4/$$

<sup>x/</sup> Az említett feltevések csak közelítőleg teljesülnek, de  $\gamma$ -nak ebből származó szisztematikus hibája többnyire nem számottevő. E szisztematikus hiba becslésével más helyen fogunk foglalkozni.

ahol az összegezesek az  $1, 2, \dots, m$  elemekből alkotott megfelelő rendű kombinációkra terjesztendők ki, például  $m = 4$  esetén

$$\begin{aligned}w(\underline{k}, \gamma) &= (k_1 + k_2 + k_3 + k_4)^\gamma - \\ &- [(k_1 + k_2 + k_3)^\gamma + (k_1 + k_2 + k_4)^\gamma + \\ &+ (k_1 + k_3 + k_4)^\gamma + (k_2 + k_3 + k_4)^\gamma] + \\ &+ [(k_1 + k_2)^\gamma + (k_1 + k_3)^\gamma + (k_1 + k_4)^\gamma + \\ &+ (k_2 + k_3)^\gamma + (k_2 + k_4)^\gamma + (k_3 + k_4)^\gamma] - \\ &- [k_1^\gamma + k_2^\gamma + k_3^\gamma + k_4^\gamma]\end{aligned}$$

$\underline{k}$ -val a  $k_1, k_2, \dots, k_m$  számcsoportot jelöljük.

Há  $\gamma$  egész szám, akkor /2/ nem alkalmazható, mert egész számú  $\gamma$ -ra

$$(-\gamma - 1)! = \infty$$

és

$$w(\underline{k}, \gamma) = 0$$

A Függelék C/ pontjában levezetett általános összefüggés /29/ értelmében azonban, egész számú  $\gamma$  esetén

$$M = (-1)^{\gamma+1} a S^{\gamma+1} \frac{1}{\gamma!} \frac{dw(\underline{k}, \gamma)}{d\gamma} \quad /5/$$

4.§. Irjuk fel  $p(n, \vartheta)$ -t, vagyis annak a valószínűségét, hogy egy vezérlőjel alkalmazásával az egész berendezésben összesen éppen  $n$  számú cső szólal meg. Nyilván

$$p(n, \vartheta) = \frac{1}{M} g(\underline{k}, n) \int_0^{\infty} D(x) (1 - e^{-Sx})^n e^{-Sx(k-n)} dx \quad /6/$$

ahol  $g(\underline{k}, n)$  a következő kombinációk száma:

$k = k_1 + k_2 + \dots + k_m$  elemből kiválasztandó  $n$  elem úgy, hogy minden egyes, meghatározott, rendre  $k_1, k_2, \dots, k_m$  számú elemet tartalmazó alcsoportból legalább egy elemet kiválasztunk. Nyilván

$$\begin{aligned} g(\underline{k}, n) = & \binom{k}{n} - \sum_i \binom{k-k_i}{n} + \sum_{i,j} \binom{k-k_i-k_j}{n} - \\ & - \sum_{i,j,\ell} \binom{k-k_i-k_j-k_\ell}{n} + \dots + \\ & + (-1)^{m-2} \sum_{i,j} \binom{k_i+k_j}{n} + (-1)^{m-1} \sum_i \binom{k_i}{n}, \end{aligned} \quad /7/$$

ahol az összegezés kiterjesztendő az  $1, 2, \dots, m$  elemek összes megfelelő rendű kombinációira. Például  $m=4$  esetén:

$$\begin{aligned} g(k_1, k_2, k_3, k_4, n) = & \binom{k_1+k_2+k_3+k_4}{n} - \\ & - \left[ \binom{k_2+k_3+k_4}{n} + \binom{k_1+k_3+k_4}{n} + \binom{k_1+k_2+k_4}{n} + \binom{k_1+k_2+k_3}{n} \right] + \\ & + \left[ \binom{k_3+k_4}{n} + \binom{k_2+k_4}{n} + \binom{k_2+k_3}{n} + \binom{k_1+k_4}{n} + \binom{k_1+k_3}{n} + \binom{k_1+k_2}{n} \right] - \\ & - \left[ \binom{k_1}{n} + \binom{k_2}{n} + \binom{k_3}{n} + \binom{k_4}{n} \right] \end{aligned}$$

A /6/ jobboldalán szereplő integrál nem egészszámu  $\gamma$  esetén Jánossy és Broadbent módszerével számítható ki. Az eredmény /2/ figyelembevételével a következő:

$$p(n, \gamma) = \frac{A}{M} g(\underline{k}, n) h(k, n, \gamma) = \frac{g(\underline{k}, n) h(k, n, \gamma)}{w(\underline{k}, \gamma)} \quad /8/$$

ahol A jelentése ugyanaz mint /3/-ban és

$$\begin{aligned} h(k, n, \gamma) &= \sum_{i=0}^n (-1)^i \binom{n}{i} (k-n+i)^\gamma = \\ &= \binom{n}{0} (k-n)^\gamma - \binom{n}{1} (k-n+1)^\gamma + \dots + (-1)^n \binom{n}{n} k^\gamma. \end{aligned} \quad /9/$$

Ha  $\gamma$  egész szám, akkor a /6/-ban szereplő integrál kiszámítására a Függelék C/ pontjának /29/ egyenletét alkalmazzuk. Az eredmény - /5/ figyelembevételével - a következő:

$$p^*(n, \gamma) = g(\underline{k}, n) \frac{\frac{dh(k, n, \gamma)}{d\gamma}}{\frac{dw(\underline{k}, \gamma)}{d\gamma}} \quad /10/$$

/10/ lényegében véve azt fejezi ki, hogy egészszámu  $\gamma$  esetén " /8/ kifejezés kiszámítására a L'Hospital szabály alkalmazható.

5.3. Néhány összefüggés  $g(\underline{k}, n)$  és  $h(k, n, \gamma)$  -ra, melyekre a továbbiakban szükség lesz:

Mint már említettük,  $n$  nem lehet kisebb mint  $m$ , azonban a

$g(\underline{k}, n)$  függvényt /7/ segítségével formálisan értelmezhetjük  $n < m$  esetére is. /7/ szerint

$$g(\underline{k}, 0) \equiv (-1)^{m-1} \quad /11/$$

és

$$g(\underline{k}, n) \equiv 0, \quad \text{ha} \quad 1 \leq n \leq m-1. \quad /12/$$

A /11/ összefüggés közvetlenül evidens, a /12/ összefüggés pedig  $g(\underline{k}, n)$  kombinatorikai jelentéséből azonnal következik /nem lehet  $k$  elemből  $n$ -et kiválasztani úgy, hogy mindegyik alcsoportból legalább egyet válasszunk, ha  $n$  kisebb, mint az alcsoportok száma/.

További összefüggések!

Legyen  $s$  olyan tetszőszerinti egész szám, amelyre

$$0 \leq s \leq k.$$

Ekkor - figyelembevéve, hogy  $s < n$  esetén  $\binom{s}{n} = 0$  -

$$\sum_{n=0}^k \binom{s}{n} h(k, n, \gamma) \equiv (k-s)^\gamma. \quad /13/$$

Speciálisan,  $s = k$  esetén

$$\sum_{n=0}^k \binom{k}{n} h(k, n, \gamma) \equiv 0.$$

Továbbá

$$\sum_{n=0}^k n \binom{s}{n} h(k, n, \gamma) \equiv s(k-s)^\gamma - s(k-s+1)^\gamma \quad /14/$$

Speciálisan,  $s = k$  esetén

$$\sum_{n=0}^k n \binom{k}{n} h(k, n, \gamma) \equiv -k$$

A /13/ és a /14/ összefüggések bizonyítását a függelékben közöljük.

Ugyancsak a függelékben közöljük annak a bizonyítását, hogy  $p(n, \gamma)$  helyesen van normálva, azaz

$$\sum_{n=m}^k p(n, \gamma) \equiv 1 .$$

vagyis /v.ö. /3//

$$\sum_{n=m}^k g(\underline{k}, n) h(k, n, \gamma) \equiv w(\underline{k}, \gamma) . \quad /15/$$

/15/-t  $\gamma$  szerint deriválva

$$\sum_{n=m}^k g(\underline{k}, n) \frac{d}{d\gamma} h(k, n, \gamma) \equiv \frac{d}{d\gamma} w(\underline{k}, \gamma) ,$$

s mivel egészszámu  $\gamma$  esetén

$$\frac{d}{d\gamma} w(\underline{k}, \gamma) \neq 0 ,$$

azért

$$\sum_{n=m}^k g(\underline{k}, n) \frac{\frac{d}{d\gamma} h(k, n, \gamma)}{\frac{d}{d\gamma} w(\underline{k}, \gamma)} \equiv 1 ,$$

vagyis /10/ is helyesen normált eloszlás.

6.3. Térjünk rá ezekután  $\langle n \rangle$  kiszámítására. Definíció szerint

$$\langle n \rangle = \sum_{n=m}^k n p(n, \gamma) ,$$

illetve egészszámu  $\gamma$  esetén

$$\langle n \rangle = \sum_{n=m}^k n p^*(n, \gamma)$$

Vizsgáljuk először a nem egészszámu  $\gamma$  esetét. Ekkor /8/ értelmében

$$\langle n \rangle = \frac{1}{w(\underline{k}, \gamma)} \sum_{n=m}^k ng(\underline{k}, n)h(k, n, \gamma) \quad /16/$$

/16/ kiszámítása céljából először a

$$\sum_{n=0}^k ng(\underline{k}, n)h(k, n, \gamma)$$

összeget számítjuk ki.

/7/ és /14/ figyelembevételével

$$\begin{aligned} \sum_{n=0}^k ng(\underline{k}, n)h(k, n, \gamma) &\equiv -k - \sum_i (k-k_i) k_i^\gamma + \sum_i (k-k_i)(k_i+1)^\gamma + \\ &+ \sum_{i,j} (k-k_i-k_j)(k_i+k_j)^\gamma - \sum_{i,j} (k-k_i-k_j)(k_i+k_j+1)^\gamma - \\ &- \sum_{i,j,\ell} (k-k_i-k_j-k_\ell)(k_i+k_j+k_\ell)^\gamma + \\ &+ \sum_{i,j,\ell} (k-k_i-k_j-k_\ell)(k_i+k_j+k_\ell+1)^\gamma + \\ &+ \dots \dots \dots + \\ &+ (-1)^{m-2} \sum_{i,j} (k_i+k_j)(k-k_i-k_j)^\gamma - (-1)^{m-2} \sum_{i,j} (k_i+k_j)(k-k_i-k_j+1)^\gamma + \\ &+ (-1)^{m-1} \sum_i k_i (k-k_i)^\gamma - (-1)^{m-1} \sum_i k_i (k-k_i+1)^\gamma \equiv \\ &\equiv -k + kw(\underline{k}, \gamma) - w(\underline{k}, \gamma+1) - (k+1)w_1(\underline{k}, \gamma) + w_1(\underline{k}, \gamma+1), \end{aligned}$$

ahol  $w(\underline{k}, \gamma)$  jelentése /4/-ből látható és

$$\begin{aligned}
w_1(\underline{k}, \gamma) \equiv & (-1)^m (k+1)^\gamma + (-1)^{m-1} \sum_i (k-k_i+1)^\gamma + \\
& + (-1)^{m-2} \sum_{i,j} (k-k_i-k_j+1)^\gamma + \dots + \\
& + (-1)^3 \sum_{i,j,\ell} (k_i-k_j-k_\ell+1)^\gamma + \sum_{i,j} (k_i+k_j+1)^\gamma - \\
& - \sum_i (k_i+1)^\gamma
\end{aligned}
\tag{17/}$$

tehát - /12/ figyelembevételével -

$$\langle n \rangle = \frac{-k + kw(\underline{k}, \gamma) - w(\underline{k}, \gamma+1) - (k+1)w_1(\underline{k}, \gamma) + w_1(\underline{k}, \gamma+1)}{w(\underline{k}, \gamma)}, \tag{18/}$$

ahol  $w$  és  $w_1$  jelentése /4/-ből és /17/-ből látható.

Ha  $\gamma$  egész szám, akkor /10/ értelmében

$$\langle n \rangle = \frac{\frac{d}{d\gamma} \sum_{n=m}^k ng(\underline{k}, n)h(k, n, \gamma)}{\frac{d}{d\gamma} w(\underline{k}, \gamma)}$$

tehát az eddigi gondolatmenet és számítások megismétlésével nyerjük, hogy egészszámu  $\gamma$  esetén

$$\langle n \rangle = \frac{\frac{d}{d\gamma} [kw(\underline{k}, \gamma) - w(\underline{k}, \gamma+1) - (k+1)w_1(\underline{k}, \gamma) + w_1(\underline{k}, \gamma+1)]}{\frac{d}{d\gamma} w(\underline{k}, \gamma)} \tag{19/}$$

Ezzel előállítottuk  $\langle n \rangle$ -t, mint  $\gamma$  explicit függvényét. Adott  $\underline{k}$  mellett nem nehéz a /18/ ill. /19/ függvények táblázatát elkészíteni; ebből a táblázatból  $\bar{n}$  ismeretében  $\bar{\gamma}$  egyszerű visszakereséssel megállapítható.



### III. Numerikus példa

7.§. A Kozmikus Sugárzási Laboratórium földalatti észlelőhelyiségében jelenleg három, egyenként 30 GM-csőből álló hodoszkopizált felülettel észlelünk KLZ-okat /tehát  $m=3$  és  $k_1=k_2=k_3=30$  /. A vezérlő-jelet e három felület hármass koincideneciái szolgáltatják. /A téves koincideneciák számának csökkentése céljából mindhárom felület négyszeresen van fedve további, nem hodoszkopizált GM-csővel és a vezérlőjelet tulajdonképpen 12-szeres koincideneciák szolgáltatják. A KLZ-ok kiválasztása szempontjából azonban a berendezés hármass koincideneciaberendezésnek tekintendő/.

Ebben az esetben tehát /4/ és /17/ értelmében

$$w(k, \vartheta) = -3 \cdot 30^\vartheta + 3 \cdot 60^\vartheta - 90^\vartheta,$$

$$w_1(k, \vartheta) = -3 \cdot 31^\vartheta + 3 \cdot 61^\vartheta - 91^\vartheta,$$

s így /18/ szerint, megfelelő átalakítások után

$$\langle n \rangle = 90 \frac{2(31^\vartheta - 30^\vartheta) - (61^\vartheta - 60^\vartheta) - 1}{30^\vartheta(-3 + 3 \cdot 2^\vartheta - 3^\vartheta)} \quad /20/$$

illetve egészszámu  $\vartheta$  esetén /19/ értelmében

$$\langle n \rangle = 90 \frac{2(31^\vartheta \ln 31 - 30^\vartheta \ln 30) - (61^\vartheta \ln 61 - 60^\vartheta \ln 60)}{30^\vartheta(3 \cdot 2^\vartheta \ln 2 - 3^\vartheta \ln 3)} \quad /21/$$

Az 1. táblázatban és a 3. ábrán tüntettük fel  $\langle n \rangle$ -t mint  $\vartheta$  függvényét, a /20/ és a /21/ kifejezések alapján.

A 2. táblázatban a mérési adatokat tüntettük fel:  $C_n$  jelenti azoknak az eseményeknek az észlelt számát, melyekben az összes megszólaló GM-csővek száma pontosan  $n$ .

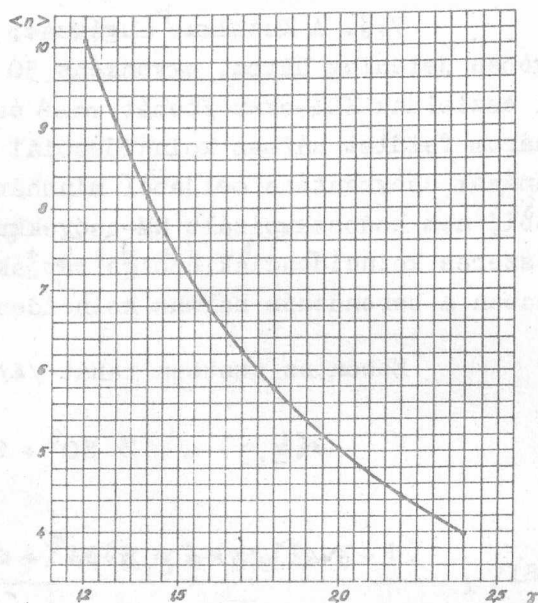
$\langle n \rangle$  "mért értékének" az

$$\bar{n} = \frac{\sum_{n=3}^{90} n C_n}{\sum_{n=3}^{90} C_n}$$

1. táblázat

$\langle n \rangle$  függése  $\gamma$ -tól. Számított értékek

$\gamma$	$\langle n \rangle$
1,2	10,0784
1,3	9,0122
1,4	8,1287
1,5	7,3896
1,6	6,7653
1,7	6,2330
1,8	5,7757
2,0	5,0297
2,2	4,4469
2,4	3,9832



3. ábra  
A megszólaló GM csövek számának várható értéke  $\gamma$  függvényében.

érték tekintendő.  $\bar{n}$  statisztikus hibája a

$$\delta \bar{n} = \sqrt{\sum_{n=3}^{90} \left( \frac{\partial \bar{n}}{\partial C_n} \delta C_n \right)^2} = \frac{1}{\sum_{n=3}^{90} C_n} \sqrt{\sum_{n=3}^{90} n^2 C_n - \bar{n}^2 \sum_{n=3}^{90} C_n}$$

kifejezésből számítható. Eredmény:

$$\bar{n} = 8,6 \pm 0,2$$

Az 1. táblázatból /vagy a 3. ábra grafikonjából/ visszakereséssel

$$\bar{\gamma} = 1,35 \pm 0,03$$

Mint látszik,  $\bar{\gamma}$  statisztikus hibája igen kicsi érték, tehát  $\bar{\gamma}$  igen jó közelítése a valódi  $\gamma$ -nak.

Magával a méréssel - amit Sándor Tamással és Telbisz Ferencsel együtt végeztünk -  $\gamma$  legjobb meghatározásával, a meghatározás szisztematikus hibáival és a  $\gamma$  értékéből levonható fizikai következtetésekkel más helyen fogunk foglalkozni.

2. táblázat

Észlelési adatok:  $C_n$  jelenti azoknak a kiterjedt légizaporoknak a számát, amelyek pontosan  $n$  számú GM-csővet szolgáltattak meg.

/Az összes GM-csővek száma 90. A kiterjedt légizaporok kiválasztása úgy történt, hogy a GM-csővek három egyenlő nagyságu csoportba voltak osztva, s mindegyik csoportból legalább egy GM-cső megszólalását kívántuk meg. Az észlelés időtartama 864,25 óra./

$n$	$C_n$	$n$	$C_n$	$n$	$C_n$	$n$	$C_n$
1	-	21	6	41	0	60	0
2	-	22	2	42	0	62	0
3	82	23	3	43	0	63	0
4	116	24	3	44	0	64	0
5	112	25	7	45	0	65	0
6	104	26	3	46	0	66	1
7	97	27	2	47	1	67	0
8	106	28	2	48	0	68	0
9	70	29	1	49	1	69	0
10	54	30	0	50	1	70	0
11	38	31	1	51	0		
12	40	32	1	52	0		
13	24	33	0	53	0		
14	18	34	0	54	0		
15	20	35	1	55	0		
16	14	36	4	56	0		
17	11	37	1	57	0		
18	8	38	0	58	0		
19	8	39	1	59	0		
20	4	40	0	60	0		

$C_n = 0$ , ha  $n > 66$

F ü g g e l é k

A./ A /13/ és a /14/ összefüggések igazolása

$h(k, n, \gamma)$  definíciója alapján,  $0 \leq s \leq k$  figyelembevételel

$$\begin{aligned} \sum_{n=0}^k \binom{s}{n} h(k, n, \gamma) &= \sum_{n=0}^s \binom{s}{n} h(k, n, \gamma) = \\ &= (k-s)^\gamma \binom{s}{s} \binom{s}{0} + (k-s+1)^\gamma \left[ -\binom{s}{s} \binom{s}{1} + \binom{s}{s-1} \binom{s-1}{0} \right] + \\ &+ (k-s+2)^\gamma \left[ +\binom{s}{s} \binom{s}{2} - \binom{s}{s-1} \binom{s-1}{1} + \binom{s}{s-2} \binom{s-2}{0} \right] + \dots + \\ &+ (k-s+i)^\gamma \left[ (-1)^i \binom{s}{s} \binom{s}{i} + (-1)^{i-1} \binom{s}{s-1} \binom{s-1}{i-1} + \dots - \binom{s}{s-i+1} \binom{s-i+1}{1} + \binom{s}{s-i} \binom{s-i}{0} \right] + \\ &+ \dots + k^\gamma \left[ (-1)^s \binom{s}{s} \binom{s}{s} + (-1)^{s-1} \binom{s}{s-1} \binom{s-1}{s-1} + \dots - \binom{s}{1} \binom{1}{1} + \binom{s}{0} \binom{0}{0} \right] \end{aligned}$$

Mivel

$$\begin{aligned} (-1)^i \binom{s}{s} \binom{s}{i} + (-1)^{i-1} \binom{s}{s-1} \binom{s-1}{i-1} + \dots - \binom{s}{s-i+1} \binom{s-i+1}{1} + \binom{s}{s-i} \binom{s-i}{0} &= \\ = \sum_{j=0}^i (-1)^j \binom{s}{s-i+j} \binom{s-i+j}{j} &= \sum_{j=0}^i (-1)^j \binom{s}{i} \binom{i}{j} = 0, \end{aligned}$$

feltéve, hogy  $i \geq 1$ , azért  $(k-s+i)^\gamma$  együtthatója mind zérus, kivéve  $(k-s)^\gamma$  együtthatóját. Ezzel /13/-t igazoltuk.

Ismét  $h(k, n, \gamma)$  definíciója ( $0 \leq s \leq k$ ) alapján

$$\begin{aligned} \sum_{n=0}^k n \binom{s}{n} h(k, n, \gamma) &= \sum_{n=0}^s n \binom{s}{n} h(k, n, \gamma) = \\ &= (k-s)^\gamma s \binom{s}{s} \binom{s}{0} + (k-s+1)^\gamma \left[ -s \binom{s}{s} \binom{s}{1} + (s-1) \binom{s}{s-1} \binom{s-1}{0} \right] + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + (k-s+2)^{\delta} \left[ +s \binom{s}{s} \binom{s}{2} - (s-1) \binom{s}{s-1} \binom{s-1}{1} + (s-2) \binom{s}{s-2} \binom{s-2}{0} \right] + \dots + \quad /22/ \\
 & + (k-s+i)^{\delta} \left[ (-1)^i s \binom{s}{s} \binom{s}{i} + (-1)^{i-1} (s-1) \binom{s}{s-1} \binom{s-1}{i-1} + \dots - (s-i+1) \binom{s}{s-i+1} \binom{s-i+1}{1} + (s-i) \binom{s}{s-i} \binom{s-i}{0} \right] + \\
 & + \dots + k^{\delta} \left[ (-1)^s s \binom{s}{s} \binom{s}{s} + (-1)^{s-1} (s-1) \binom{s}{s-1} \binom{s-1}{s-1} + \dots - 1 \cdot \binom{s}{1} \binom{1}{1} + 0 \cdot \binom{s}{0} \binom{0}{0} \right].
 \end{aligned}$$

Igazoljuk, hogy  $(k-s+i)^{\delta}$  együtthatója /22/-ben is 0, feltevé, hogy  $i \geq 2$ . Ebből a célból a következő átalakításokat végezzük el:

$$\begin{aligned}
 & (-1)^i s \binom{s}{s} \binom{s}{i} + (-1)^{i-1} (s-1) \binom{s}{s-1} \binom{s-1}{i-1} + \dots - (s-i+1) \binom{s}{s-i+1} \binom{s-i+1}{1} + (s-i) \binom{s}{s-i} \binom{s-i}{0} = \\
 & = \sum_{j=0}^i (-1)^j (s-i+j) \binom{s}{s-i+j} \binom{s-i+j}{j} = \\
 & = (s-i) \sum_{j=0}^i (-1)^j \binom{s}{s-i+j} \binom{s-i+j}{j} + \sum_{j=0}^i (-1)^j j \binom{s}{s-i+j} \binom{s-i+j}{j} = \\
 & = (s-i) \binom{s}{i} \sum_{j=0}^i (-1)^j \binom{i}{j} + \binom{s}{i} \sum_{j=0}^i (-1)^j j \binom{i}{j}.
 \end{aligned}$$

A jobboldal mindkét tagja 0, ha  $i \geq 2$ . Ezzel a /14/ összefüggést is igazoltuk.

B./ A  $p(n, \gamma)$  eloszlás normáltságának igazolása

$$\sum_{n=m}^k p(n, \gamma) = 1 \quad /23/$$

kimutatása céljából igazolni kell, hogy

$$\sum_{n=m}^k g(k, n) h(k, n, \gamma) = w(k, \gamma) \quad /24/$$

/7/ és /13/ alapján

$$\sum_{n=0}^k g(\underline{k}, n) h(k, n, \gamma) = (-1)^{m-1} \sum_i (k-k_i)^\gamma + (-1)^{m-2} \sum_{i,j} (k-k_i-k_j)^\gamma + \dots +$$

$$+ (-1)^3 \sum_{i,j,l} (k_i+k_j+k_l)^\gamma + \sum_{i,j} (k_i+k_j)^\gamma - \sum_i k_i^\gamma \quad /25/$$

/11/ és /12/ alapján,  $h(k, 0, \gamma) = k^\gamma$  /v.ö. /9// figyelembevételével

$$\sum_{n=0}^{m-1} g(\underline{k}, n) h(k, n, \gamma) = (-1)^{m-1} k^\gamma \quad /26/$$

/25/-ből kivonva /26/-t:

$$\sum_{n=m}^k g(\underline{k}, n) h(k, n, \gamma) = (-1)^m k^\gamma + (-1)^{m-1} \sum_i (k-k_i)^\gamma + (-1)^{m-2} \sum_{i,j} (k-k_i-k_j)^\gamma +$$

$$+ \dots + (-1)^3 \sum_{i,j,l} (k_i+k_j+k_l)^\gamma + \sum_{i,j} (k_i+k_j)^\gamma - \sum_i k_i^\gamma$$

A jobboldalt összehasonlítva  $w(\underline{k}, \gamma)$  /4/ alatti kifejezésével azonnal látszik, hogy /23/ igaz.

/23/ tulajdonképpen logikailag azonnal következik  $p(n, \gamma)$  definíciójából. Ezzel a levezetéssel tehát tulajdonképpen a számítások helyességét ellenőriztük, s ez a számítások bonyolultságára való tekintettel itt mindenképpen indokolt.

C./ Az /1/ és /6/ típusu integrálok kiszámítása egészszámu  $\gamma$  esetére

Tudjuk, hogy ha  $\gamma$  nem egész szám és az

$$J(\underline{k}, \underline{l}, \gamma) = \int_0^\infty x^{-\gamma-1} \prod_{i=1}^m (1-e^{-k_i x}) e^{-l_i x} dx \quad /27/$$

integrál konvergencia, akkor

$$\mathfrak{J}(\underline{k}, \underline{\ell}, \gamma) = (-\gamma - 1)! w(\underline{k}, \underline{\ell}, \gamma) \quad , \quad /28/$$

ahol a  $w(\underline{k}, \underline{\ell}, \gamma)$  függvény explicit alakját Jánossy és Broadbent megadták [2].

Egészszámu  $\gamma$  esetén  $(-\gamma - 1)! = \infty$  és  $w(\underline{k}, \underline{\ell}, \gamma) = 0$  tehát /28/ jobboldala határozatlanná válik.

Bebizonyítjuk, hogy ha  $\gamma$  egész szám, akkor

$$\mathfrak{J}(\underline{k}, \underline{\ell}, \gamma) = (-1)^{\gamma+1} \frac{1}{\gamma!} \frac{d}{d\gamma} w(\underline{k}, \underline{\ell}, \gamma) \quad /29/$$

Bizonyítás

/27/ nyilván folytonos függvénye  $\gamma$ -nak, tehát /ha  $r$  nem negatív egész számot és  $\gamma$  törtszámot jelent/

$$\mathfrak{J}(\underline{k}, \underline{\ell}, r) = \lim_{\gamma \rightarrow r} (-\gamma - 1)! w(\underline{k}, \underline{\ell}, \gamma) \quad ,$$

amennyiben a jobboldali határérték létezik. A L'Hospital szabály szerint

$$\mathfrak{J}(\underline{k}, \underline{\ell}, r) = \frac{\lim_{\gamma \rightarrow r} \frac{d}{d\gamma} w(\underline{k}, \underline{\ell}, \gamma)}{\lim_{\gamma \rightarrow r} \frac{d}{d\gamma} \frac{1}{(-\gamma - 1)!}} \quad , \quad /30/$$

amennyiben a nevezőben szereplő határérték létezik és nem zérus. Könnyű belátni, hogy

$$\lim_{z \rightarrow -(r+1)} \frac{d}{dz} \frac{1}{z!} = (-1)^r r! \quad /31/$$

Ugyanis

$$\frac{d}{dz} \frac{1}{z!} = - \frac{\psi(z)}{z!}$$

ahol  $\psi(z)$  a jól ismert digamma-függvény:

$$\psi(z) = \frac{d}{dz} \ln z!$$

Ismeretes, hogy mind  $\psi(z)$ -nek, mind  $z!$ -nak elsőrendű pólusa van negatív egészszámu  $z$ -knél, továbbá  $z = -(r+1)$ -nél

$$\psi(z) \text{ reziduuma} = -1, \text{ és}$$

$$z! \text{ reziduuma} = (-1)^r / r! .$$

/1.p.l. [3] /. Tehát

$$\lim_{z \rightarrow -(r+1)} \frac{d}{dz} \frac{1}{z!} = - \frac{\text{Res } \psi(z)}{\text{Res } z!} = (-1)^r / r! .$$

/31/-ből  $z = -\gamma - 1$ ,  $dz = -d\gamma$  helyettesítéssel

$$\lim_{\gamma \rightarrow r} \frac{d}{d\gamma} \frac{1}{(-\gamma-1)!} = (-1)^{r+1} / r! . \quad /32/$$

/32/-t beírva /30/-ba

$$J(\underline{k}, \underline{\ell}, r) = (-1)^{r+1} \frac{1}{r!} \left[ \frac{d}{d\gamma} w(\underline{k}, \underline{\ell}, \gamma) \right]_{\gamma=r} ,$$

ami bizonyítandó volt.

$\underline{\ell} \equiv 0$  esetén /27/ átmegy /1/-be, míg

$$k_i = S \quad (i = 1, 2, \dots, n) \quad ; \quad m = n ,$$

$$\ell_1 = S(k-n), \quad \ell_i = 0 \quad (i = 2, 3, \dots, n)$$

helyettesítésekkel /27/ a /6/ alakba megy át. /29/ segítségével tehát kiszámíthatjuk /1/ és /6/ értékét egészszámu  $\gamma$  esetén.

### I r o d a l o m

[1] Jánossy L., Rupp E., KFKI Közlemények, 8, 71, /1960/.

[2] Broadbent D., Jánossy L., Proc.Roy.Soc. A 192, 364 /1948/.

[3] Jahnke, Emde, Tafeln höherer Funktionen /Teubner, Leipzig, 1951. p.11 és p.18./

Érkezett 1962. július 3.  
KFKI Közl. 10. évf. 4.szám, 1962.



## AZ INTERFERENCIA RENDSZÁMA A MICHELSON INTERFEROMÉTERBEN KÖRALAKU, CENTRÁLT FÉNYFORRÁSOK ESETÉN

Irta: Erdőkürti Zoltán és Kántor Károly

### Összefoglalás

Egy optikai fáziskülönbségetektáló módszer segítségével, kör-  
alaku centrált fényforrások esetében, kísérletileg meghatározzuk a Michel-  
son interferométerben létrejövő interferencia rendszámának megváltozását,  
a fényforrás nagyságának, az interferométer geometriai paramétereinek és a  
megfigyelési pont térkoordinátáinak függvényében. A mérésből kapott rend-  
számeredmények egy korábbi közlemény [1] elméleti eredményeivel jó egyezést  
mutatnak.

### Bevezetés:

A Michelson interferométerben, amely általánosan elterjedt mérő-  
eszköz, a mérendő fizikai mennyiség /pl. hossz, törésmutató/ nagysága álta-  
lában az interferencia rendszámából határozható meg. Az interferenciaképnek  
a megfigyelési pontra vonatkozó rendszáma azonban, az interferáló sugarak  
optikai uthosszkülönbségén és a méréshez használt fény hullámhosszán kívül,  
az interferométer geometriai paramétereinek, a fényforrás alakjának, nagy-  
ságának és helyzetének, továbbá a megfigyelési pont térkoordinátáinak is  
függvénye. Ezek figyelembevételét speciális esetekben eddig is több szerző  
tárgyalta elméletileg [pl. 4, 5, 6, 7, 8, 9], de kísérleti eredményeket  
csupán két közlemény [4a, 4d] tartalmaz, amelyek azonban a kevés mérési  
adat és az alkalmazott vizuális megfigyelési módszer korlátozott pontossá-  
ga miatt, nem adnak elegendő információt az elméleti eredmények igazolásá-  
ra.

Egy korábbi közleményben [1] az interferométer geometriai para-  
métereinek és a megfigyelési pont térkoordinátáinak figyelembevételére ál-

talános összefüggéseket vezettünk le és az interferenciakép láthatóságára vonatkozó eredményeket kísérletileg is igazoltuk [2]. Jelen munkában viszont az interferenciakép fázisviszonyaira kapott eredményeket kívánjuk kísérletileg igazolni.

### 1.§. Rövid elmélet

Mint ismeretes, az interferencia kvantitatív mértékét a komplex koherenciafok  $\gamma_{12}$  határozza meg [pl. 3].

Ennek reális része

$$\operatorname{Re} \gamma_{12} = |\gamma_{12}| \cdot \cos \left[ \frac{2\pi}{\lambda} (d + \vartheta) \right]$$

amelyben  $|\gamma_{12}|$  felel meg a kontrasztosságnak /általában lassan változó függvény/, míg az interferencia gyorsan változó periodikus természetét a  $\cos \left[ \frac{2\pi}{\lambda} (d + \vartheta) \right]$  fázistag fejezi ki. Ebben  $d$  az interferáló sugarak optikai uthosszkülönbsége,  $\vartheta$  a különböző paraméterektől függő járulékos uthosszkülönbség és  $\lambda$  az alkalmazott fény hullámhossza.

$\operatorname{Re} \gamma_{12}$  kifejezése köralakú, az optikai tengelyen fekvő fényforrás esetén [1]

$$\operatorname{Re} \gamma_{12} = \frac{2}{w} \sqrt{u_1^2(w, z) + u_2^2(w, z)} \cdot \cos \left[ \frac{w}{u^2} \left( 1 - \frac{u^2}{2} \right) + \operatorname{arctg} \frac{u_2(w, z)}{u_1(w, z)} \right] \quad /1/$$

ahol  $w = Au^2$ ,  $z = Bu$ ,  $u$  = a fényforrás látószöge és  $A, B$  a homológ pontok koordinátakülönbségei hullámszámegegységekben kifejezve

$$A = \frac{2\pi}{\lambda} \left[ (p_1 - p)(\cos 2\beta - \cos 2\alpha) - q(\sin 2\beta - \sin 2\alpha) + d(1 + \cos 2\beta) \right] \quad /2/$$

$$B = \frac{2\pi}{\lambda} \left[ (p_1 - p)(\sin 2\beta - \sin 2\alpha) + q(\cos 2\beta - \cos 2\alpha) + d \sin 2\beta \right] \quad /3/$$

/lásd 1.ábra/, továbbá  $u_1, u_2$  a  $w, z$  változók Lommel függvényei.

Nem pontszerű ( $u \neq 0$ ) fényforrás esetén tehát az interferencia fázisa ( $\phi$ ) és az interferenciakép rendszáma ( $r$ )

$$\phi = \frac{w}{u^2} \left(1 - \frac{u^2}{2}\right) \operatorname{arctg} \frac{U_2(w, z)}{U_1(w, z)} \quad /4/$$

$$r = \frac{\phi}{2\pi} \quad /4a/$$

a pontszerű fényforrásból származó interferencia fázisával ( $\phi_0$ ) és rendszámával ( $r_0$ ) ellentétben

$$\phi_0 = \frac{4\pi d}{\lambda} \quad /5/$$

$$r_0 = \frac{2d}{\lambda} \quad /5a/$$

az uthosszkülönbségnek ( $d$ ) nem lineáris függvénye. Emiatt a pontszerű és kiterjedt fényforrásból létrejövő interferenciák között járulékos fáziskülönbség ( $\psi$ ), azaz járulékos rendszámkülönbség ( $\varepsilon$ ) lép fel:

$$\psi = \phi_0 - \phi \quad /6/$$

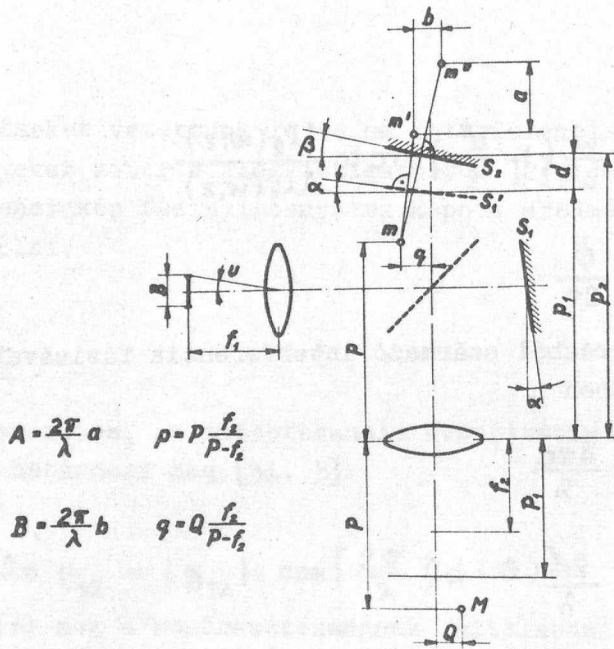
$$\varepsilon = r_0 - r = \frac{\psi}{2\pi} \quad /6a/$$

Nem pontszerű fényforrás esetén ezért az interferométerben az interferáló sugarak optikai uthosszkülönbségét meghatározó karhosszkülönbségnek  $\lambda/2$ -es történi megváltozásához nem pontosan  $360^\circ$ -os fázisváltozás, azaz egységnyi rendszámváltozás tartozik. Tehát a mérésekben közvetlenül kapott  $r$  rendszámeredményekhez a megfelelő rendszámkorrekciót ( $\varepsilon$ ) mindig hozzá kell adni.

A tényleges optikai uthosszkülönbséget ( $d$ ) a mérésből adódó rendszámkülönbség ( $r$ ) és a /6a/ alapján számítással meghatározható korrekciós tag ( $\varepsilon$ ) összegéből, kaphatjuk meg:

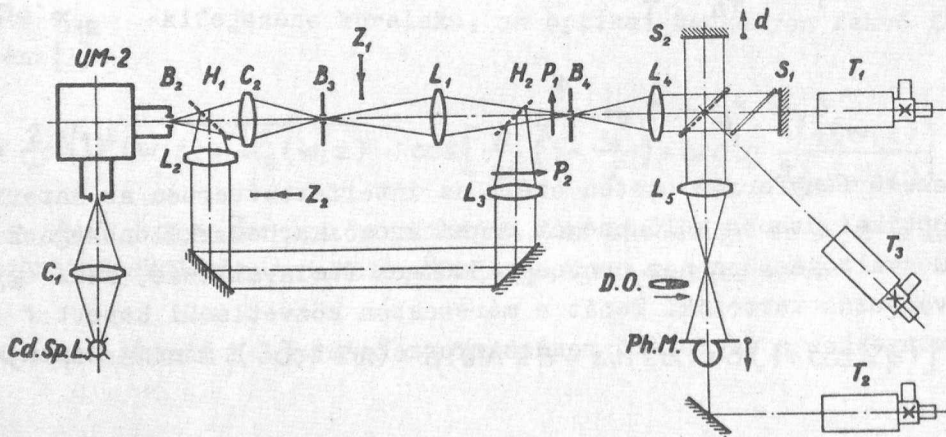
$$d = \frac{\lambda r_0}{2} = \frac{\lambda}{2} (r + \varepsilon) \quad /7/$$

Méréseink célja az  $\varepsilon$  korrekció nagyságának, a  $w$  változó függvényében történő kísérleti meghatározása és összehasonlítása a /6a/ segítségével számított értékekkel.



1. ábra

A Michelson interferométer geometriai paramétereit, a megfigyelési pont M/P,Q/ és a homológ pontok /m', m"/ helyzete



2. ábra

A mérés elrendezése.  $H_1, H_2$  féligáteresztő tükrök. Az  $L_4$  objektív fókuszában van a  $B_4 / \varnothing 5$  mm/ köralaku nyílás és  $B_4$ -nak  $L_1$ -gyel leképzett  $\varnothing 0,8$  mm-es ugyancsak köralaku képe. A kétféle nagyságu fényforrásból származó interferenciaképek intenzitását a  $Z_1$  és  $Z_2$  fényzárakkal változtatva és együttesen az  $L_5$  leképző lencse után elhelyezett fotomultiplier méri az  $S_2$  interferométer-tükör lassu eltolása mellett.  $P_1, P_2$  polaroid lemezek,  $T_1, T_2, T_3$  ellenőrző és beállító autokollimációs célzó távcsövek, D.O.-ket  $B_4$  és  $B_3$  koncentrikus helyzetének ellenőrzésére.

A méréseket a fázis ( $\phi$ ) értékét meghatározó /4/ kifejezésben szereplő Lommel függvények  $z = 0,3; 3,5; 3,832$  szignifikáns paraméterértékei mellett végeztük el és a korrekciók mérésrel meghatározott értékeit a rendszámváltozás egységében adjuk meg.

Meg kell jegyezni, hogy a fázis értékét, s így a rendszámot is, a mérésben felhasznált fény spektrális összetétele /vonalszélesség, finomszuktura/ is befolyásolja. Ez a változás azonban elhanyagolható, ha az interferométerben a geometriai eredetű koherenciaképesség dominál [1]. Méréseinkben a paraméterek megválasztása ennek figyelembevételével történt.

## 2.5. A mérési módszer megválasztása

A  $w \cong \frac{4\pi d}{\lambda} u^2$  értékének változtatása legcélszerűbben a kihuzat értékének változtatásával oldható meg.  $u$  változtatásakor a változás négyzetes, továbbá  $w = 0$  értékekhez közel a fényforrás igen kicsivé válik és az interferenciakép fénysegény lesz. Számítási és technikai nehézségek lépnek fel a megfigyelési pont helyzetének, az interferométer-tükrök hajlásszögének, vagy a fény hullámhosszának változtatása esetén is.

A rendszámkorrekció értékét célszerű valamilyen összehasonlító /gyakorlatilag pontszerűnek tekinthető fényforrásból származó/ interferenciaképhez viszonyítva mérni, amely a szisztematikus hibák elkerülése végett az interferométerben ugyanazon optikai tengely mentén képződik és az egyes mérések között gyorsan és reprodukálhatóan megfigyelhető. Fontos továbbá az is, hogy az összehasonlító interferenciaképnél is szükségszerűen fellépő korrekciók a mérendő interferenciakép korrekcióihoz képest kicsinyek legyenek.

Az említett szempontok figyelembevételével, a mérési elrendezést a következőképpen választottuk meg /2. ábra/. A  $B_2$  fényforrásból a  $H_1$  és  $H_2$  féligáteresztő tükrök segítségével optikai uton két különböző méretű  $B_4 = \emptyset 5 \text{ mm}$  és  $B_3 = 0,8 \text{ mm}$  másodlagos forrást hozunk létre az interferométer  $L_4$  kollimátorobjektívjének fókuszában  $f = 195 \text{ mm}$ /. Ezután a kétféle átmérőjű fényforrásból származó interferenciaképeket a  $Z_1$  és  $Z_2$  elektromágneses fényzárak alternatív működtetésével, változtatva bocsátjuk az észlelő multipliere /Ph. M./.

Ebben az optikai elrendezésben a fáziskülönbségmérés kétféle módon valósítható meg:

1./ a fotoáramot a  $Z_1$   $Z_2$  fényzárak alternatív működtetésével egyidejűleg, kétmérőhelyes regisztrálóműszerrel mérjük, az interferométer kihuzatának lassu változtatása mellett. Ekkor a két interferenciakép intenzitásértékeit külön-külön szaggatott vonallal felrajzolva kapjuk. A kapott regisztrátumból azután a két interferenciakép közötti fáziskülönbség az azonos fázisu helyek kijelölése után meghatározható.

Ennek a módszernek azonban több hátránya van: a/ az interferométer tükreinek eltolása alatt fellépő mechanikus rázkódások az interferenciaképek intenzitását leíró szinuszgörbék alakját erősen eltorzíthatják, b/ a tüköreltolás sebessége és a regisztrálóműszerben a papírtovábbítás sebessége nem mindig egyenletes, c/ a tüköreltolás csak igen lassu lehet, hogy a görbéket elegendő számú pontból lehessen megrajzolni, d/ kis kontrasztu interferencia esetén az azonos fázisu helyek kijelölése bizonytalan.

2./ a fáziskülönbséget a két fényforrásból külön-külön létrejövő, valamint az együttesen keletkező, egymásra szuperponált interferenciaképek kontrasztértékeiből határozzuk meg.

### 3.§. A szuperpozíciós mérési módszer, interferenciaképek fáziskülönbségének meghatározására

A centrált fényforrásokból keletkező interferenciaképek intenzitását leíró összefüggések, az interferométertükrök által kijelölt valamelyik polarizációs főirányban lineárisan polarizált fénysugarak esetén:

$$I_1(d) = J_1 + J_1 V_1 \cos \left[ \frac{2\pi}{\lambda} (d + \vartheta_1) \right] \quad /8/$$

$$I_2(d) = J_2 + J_2 V_2 \cos \left[ \frac{2\pi}{\lambda} (d + \vartheta_2) \right] \quad /9/$$

ahol  $J_1$ , ill.  $J_2$  az egyes interferenciaképek átlagos intenzitásértékét

$$J = \frac{I_{\max} + I_{\min}}{2} \quad /10/$$

és  $V_1$ , ill.  $V_2$  az egyes interferenciaképek kontrasztját jelöli.

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad /11/$$

Ha a két interferenciaképet létrehozó sugarak nem koherensek, a szuperponált interferenciaképek együttes intenzitását a két intenzitás algebrai összege adja meg,

$$J_1 + J_2 = J \quad /12/$$

tehát

$$I = J + JV \cos \left[ \frac{2\pi}{\lambda} (d + \vartheta) \right] = J_1 + J_2 + J_1 V_1 \cos \left[ \frac{2\pi}{\lambda} (d + \vartheta_1) \right] + J_2 V_2 \cos \left[ \frac{2\pi}{\lambda} (d + \vartheta_2) \right] \quad /13/$$

Ebből a fázisszögeket tartalmazó tagokat összegezve kapjuk

$$I = J + \sqrt{(J_1 V_1)^2 + (J_2 V_2)^2 + 2J_1 J_2 V_1 V_2 \cos \left[ \frac{2\pi}{\lambda} (\vartheta_1 - \vartheta_2) \right]} \cdot \cos \left[ \frac{2\pi}{\lambda} (d + \vartheta) \right] \quad /14/$$

vagyis /13/ baloldalával összevetve

$$JV = \sqrt{(J_1 V_1)^2 + (J_2 V_2)^2 + 2J_1 J_2 V_1 V_2 \cos \left[ \frac{2\pi}{\lambda} (\vartheta_1 - \vartheta_2) \right]} \quad /15/$$

amiből  $\frac{2\pi}{\lambda} (\vartheta_1 - \vartheta_2) = \varphi$  jelöléssel és  $JV = (J_1 + J_2)V$  felhasználásával

$$\cos \varphi = \frac{[(J_1 + J_2)V]^2 - (J_1 V_1)^2 - (J_2 V_2)^2}{2J_1 J_2 V_1 V_2} \quad /16/$$

azaz a három kontrasztérték  $V, V_1, V_2$  és az átlagos intenzitások  $J_1, J_2$  megmérése esetén egy esetleges járulékos fáziskülönbség  $\varphi$  /16/ alapján meghatározható, feltéve, hogy  $JV$  értéke és ezzel  $\cos \frac{2\pi}{\lambda} (\vartheta_1 - \vartheta_2)$ , valamint  $V_1$  és  $V_2$  sokkal lassabban változik, mint  $\cos \left[ \frac{2\pi}{\lambda} (d + \vartheta) \right]$ .

A /16/ formula /10/ és /11/ felhasználásával és

$$I_{\max} - I_{\min} = D \quad \text{jelölés bevezetésével}$$

$$\cos \varphi = s = \frac{D^2 - D_1^2 - D_2^2}{2D_1 D_2} \quad /17/$$

vagyis a fáziskülönbség

$$r = \arccos s = \arccos \frac{D^2 - D_1^2 - D_2^2}{2D_1D_2} \quad /18/$$

és az ebből meghatározható rendszámkülönbség

$$r = \frac{\varphi}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \arccos \frac{D^2 - D_1^2 - D_2^2}{2D_1D_2} \quad /18a/$$

Tehát a fáziskülönbség vagy a rendszámkülönbség a két fényforrásból külön-külön, valamint együttesen keletkező interferenciaképekben a maximális és minimális intenzitások különbségének megmérése esetén is meghatározható a /18/, ill. /18a/ formulák segítségével.

A fáziskülönbségmérés hibája /18/-ből

$$|\Delta\varphi| = \left| \frac{\Delta s}{\sqrt{1-s^2}} \right| = \left| \frac{\Delta s}{\sin\varphi} \right| = \frac{1}{|\sin\varphi|} \left[ \left( \frac{\partial s}{\partial D} \Delta D \right)^2 + \left( \frac{\partial s}{\partial D_1} \Delta D_1 \right)^2 + \left( \frac{\partial s}{\partial D_2} \Delta D_2 \right)^2 \right]^{1/2} \quad /19/$$

$$= \frac{1}{|\sin\varphi|} \left[ \left( \frac{D\Delta D}{D_1D_2} \right)^2 + \left( \frac{D^2 - (D_2^2 - D_1^2)}{2D_1^2D_2} \Delta D_1 \right)^2 + \left( \frac{D^2 + (D_2^2 - D_1^2)}{2D_1D_2^2} \Delta D_2 \right)^2 \right]^{1/2} \quad /20/$$

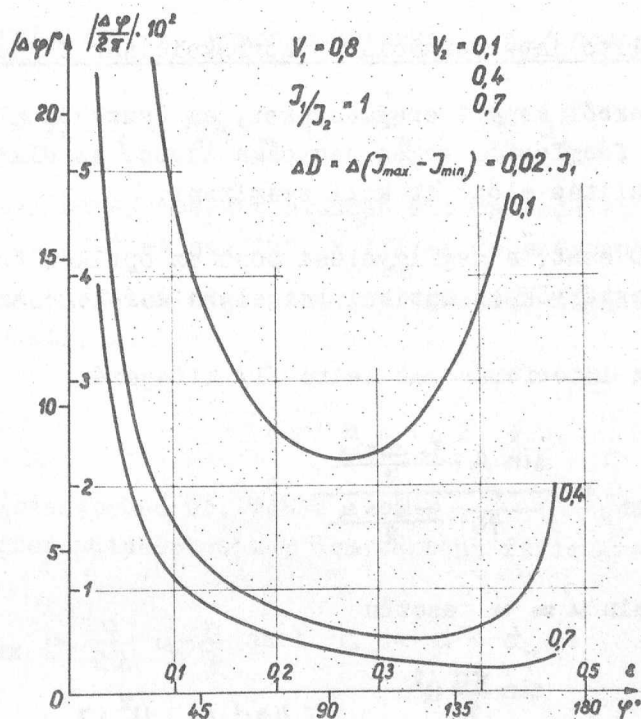
és a rendszámkülönbségmérés hibája

$$|\Delta r| = \frac{|\Delta\varphi|}{2\pi} \quad /20a/$$

A hibák nagyságának megbecsülésére a 3. ábrán három hibagörbét láthatunk, amelyeket a következő adatokkal számítottunk  $\mathfrak{J}_1 = \mathfrak{J}_2$ ,  $V_1 = 0,8$ ,  $V_2 = 0,7$ ;  $0,4$ ;  $0,1$   $\Delta D = \Delta D_1 = \Delta D_2 = k$ .  $\mathfrak{J}_1 = 0,02$ , ahol  $k$  az intenzitáskülönbségmérés hibája.

A görbék alapján a fáziskülönbségmérés hibája a  $0^\circ$  és  $180^\circ$  körüli tartományoktól eltekintve, még kis kontrasztu interferenciaképek esetén is általában  $7,2^\circ$  alatt, azaz a csiktáv 2%-a alatt van.





3. ábra

A szuperpozíciós optikai fáziskülönbségmérés hibagörbéi a fáziskülönbség függvényében. Az interferenciaképek felvett kontrasztértékei  $V_1 = 0,8$ ;  $V_2 = 0,1$ ;  $0,4$ ;  $0,7$  intenzitásarányuk  $I_1/I_2 = 1$  és a maximális és minimális intenzitások különbségének felvett hibája  $0,02 I_1$ .

Megjegyezzük, hogy a mérés eredményeire az interferométer tükrök hibái csak igen kicsi mértékben vannak befolyással, mivel a sugármenetben a tükröknek igen kicsi és mindig ugyanazon része szerepel /gyakorlatilag a multiplier részének optikailag leképzett képe/.

#### 4.§. Az összehasonlító interferenciakép korrekcióinak figyelembevétele

A mérésekből kapott eredményeket, az összehasonlító interferenciaképet létrehozó fényforrás véges nagysága miatt, az elméleti eredményekkel való összehasonlítás előtt át kell számítani.

$l/z = 0$  eset, a megfigyelési pont az optikai tengelyen fekszik és az interferométertükrök az optikai tengelyre merőlegesek, azaz  $\alpha = \beta = 0$ .

Ekkor az interferenciát leíró  $l$  kifejezés

$$\operatorname{Re} \delta_{12} = \frac{\sin A \cdot \frac{1 - \cos u}{2}}{A \cdot \frac{1 - \cos u}{2}} \quad /21/$$

alakra hozható és  $\sin u \approx u$  esetén

$$\operatorname{Re} \delta_{12} = \frac{\sin \frac{\pi d}{\lambda} u^2}{\frac{\pi d}{\lambda} u^2} \cos \left[ \frac{4\pi d}{\lambda} \left( 1 - \frac{u^2}{4} \right) \right] \quad /22/$$

A mérendő és összehasonlító interferenciaképek rendszáma a fázistag argumentumból ekkor

$$r_2 = \frac{2d}{\lambda} \left( 1 - \frac{u_2^2}{4} \right) \quad /23/$$

$$r_1 = \frac{2d}{\lambda} \left( 1 - \frac{u_1^2}{4} \right) \quad /24/$$

Az  $u_2$  látószögű fényforrásból keletkező interferenciakép számítással meghatározható rendszámkorrekciója  $\varepsilon_{sz}$  /5a/ /6a/ felhasználásával tehát

$$\varepsilon_{sz} = r_0 - r_2 = \frac{d}{2\lambda} u_2^2 \quad /25/$$

A nem pontszerű  $u_1$  látószögű fényforrásból származó összehasonlító interferenciaképhez mérhető rendszámkülönbségből  $r_m$

$$r_m = r_1 - r_2 = \frac{d}{2\lambda} (u_2^2 - u_1^2) \quad /26/$$

kísérletileg meghatározott rendszámkorrekció  $\epsilon_m$ / pedig

$$\epsilon_m = r_0 - r_2 = r_0 + r_m - r_1 = r_m + \frac{d}{2\lambda} u_1^2 \quad /27/$$

A /25/, ill. /27/ kifejezéseket azonban még egy additív taggal kell kiegészíteni, mivel az elmélet szerint, a /22/ kifejezésben lévő lassan változó  $\frac{\sin x}{x}$  alakú tag előjelváltása miatt a rendszám, meghatározott  $d_n$  ut-hosszkülönbségeknél

$$d_n = \frac{n \cdot \lambda}{u_2^2} \quad \text{ahol } n = 1, 2, 3 \dots \quad /28/$$

0,5 értékkel ugrásszerűen nő. Tehát a  $d < \frac{\lambda}{u_1^2}$  tartományban /az összehasonlító interferenciaképből még nem történt fázisugrás/

$$\epsilon_{sz} = \frac{d}{2\lambda} u_2^2 - \frac{n}{2} \quad \text{ahol } d_n < d < d_{n+1} \quad /29/$$

Megjegyzés: a két fényforrásból együttesen keletkező interferenciaképből az ut-hosszkülönbség függvényében meghatározható láthatósági görbe egyúttal közvetett kísérleti bizonyítékot adhat a /22/ formulából következő fázisugrás létezésére is. Abban az esetben ugyanis, ha a közös láthatósági görbe első differenciálhányadosa folytonos, akkor a /22/ alapján a  $\frac{\sin x}{x}$  alakú tag előjelváltása és ezzel együtt a fázisugrás is ténylegesen bekövetkezik. Az ellenkező esetben a közös láthatósági görbén  $|\operatorname{Re} \gamma_{12}(z=0)|$  értékéhez hasonlóan  $d_n$  ut-hosszkülönbségekértékeknél csúcspontok lépnek fel. A fázisugrás bekövetkezését egy korábbi munkában [2] közvetlenül is kimutattuk.

2/  $z = \text{konst.}$  eset, a megfigyelési pont az optikai tengelyen fekszik és  $\alpha \neq 0$ ,  $\beta = 0$ . A mozgó interferométertükrök az optikai tengelyre merőleges. Ekkor a rendszámok a /4/ és /4a/ kifejezésekből

$$r_2 = \frac{1}{2\pi} \left[ \frac{w_2}{u_2^2} \left( 1 - \frac{u_2^2}{2} \right) + \operatorname{arctg} \frac{u_2(w_2, z_2)}{u_1(w_2, z_2)} \right] \quad /30/$$

$$r_1 = \frac{1}{2\pi} \left[ \frac{w_1}{u_1^2} \left( 1 - \frac{u_1^2}{2} \right) + \operatorname{arctg} \frac{u_2(w_1, z_1)}{u_1(w_1, z_1)} \right] \quad /31/$$

tehát a pontszerű fényforrásra vonatkozó rendszámot /5a/-ból figyelembevéve a számítással meghatározható korrekció jó közelítéssel

$$\varepsilon_{sz} \approx \frac{w_2}{4\pi} - \frac{1}{2\pi} \operatorname{arctg} \frac{U_2(w_2, z_2)}{U_1(w_2, z_2)} \quad /32/$$

A rendszámkülönbségméréssel meghatározható kísérleti érték pedig, mivel

$$r_m = r_1 - r_2$$

$$\varepsilon_m \approx r_m + \frac{w_1}{4\pi} - \frac{1}{2\pi} \operatorname{arctg} \frac{U_2(w_1, z_1)}{U_1(w_1, z_1)} \quad /33/$$

/33/ harmadik tagja a  $\frac{w_1}{z_1} = t \frac{w_2}{z_2} < 1$  tartományban jól közelíthető

$$\frac{1}{2\pi} \operatorname{arctg} \frac{U_2(w_1, z_1)}{U_1(w_1, z_1)} \approx \frac{1}{2\pi} t \frac{w_2}{z_2} \cdot \frac{J_2(t \cdot z_2)}{J_1(t \cdot z_2)} \quad /34/$$

kifejezéssel, ahol  $J_1$  és  $J_2$  a megfelelő Bessel függvények.

A /34/ felhasználásával és  $c = \frac{J_2(t \cdot z_2)}{J_1(t \cdot z_2)}$  jelölés bevezetésével a /33/ kifejezés

$$\varepsilon_m \approx r_m + \frac{t}{4\pi} \left( t - \frac{2c}{z_2} \right) w_2 \quad /35/$$

alakra hozható, azaz szintén  $w_2, z_2$  függvényében adható meg.

A megfigyelési pont koordinátáit is figyelembevéve a korrekció pontos értéke /5a/ és /30/ felhasználásával

$$\varepsilon_{sz} = \frac{2d}{\lambda} - \frac{A}{2\pi} + \frac{w_2}{4\pi} - \frac{1}{2\pi} \operatorname{arctg} \frac{U_2(w_2, z_2)}{U_1(w_2, z_2)} \quad /36/$$

ekkor az első két tag különbsége / $\varepsilon'$ / nem tűnik el, hanem /2/ felhasználásával

$$\varepsilon' = \frac{2d}{\lambda} - \frac{A}{2\pi} = \frac{2d}{\lambda} - \frac{1}{\lambda} [(p_1 - p)(\cos 2\beta - \cos 2\alpha) - q(\sin 2\beta - \sin \alpha) + d(1 + \cos 2\beta)] \quad /37/$$

továbbá kis  $\alpha, \beta$  szögek esetén

$$\varepsilon' \cong \frac{2}{\lambda} [(p-p_1)(\beta^2 - \alpha^2) + q(\beta - \alpha) + d\beta^2] \quad /38/$$

és 
$$\varepsilon_{sz} = \varepsilon + \varepsilon' \quad /39/$$

$\varepsilon'$  /38/-cal meghatározott értékében általában a második tag, amely a megfigyelési pontnak az optikai tengelytől való távolságát veszi figyelembe /lásd 1. ábrát/, dominál.  $\varepsilon'$  szerepe különösen akkor fontos, amikor a mérés során más-más hullámhossz alkalmazására kerül sor. /Pl.  $\beta - \alpha = 7 \cdot 10^{-5}$ ,  $\lambda_1 = 450 \text{ nm}$ ,  $\lambda_2 = 600 \text{ nm}$   $q = 1 \text{ mm}$  esetén  $\varepsilon' = 0,078$ , azaz a csiktávolságnak kb. 8 %-ka!/.

### 5. §. A mérés

A mérésben az összes optikai elem pontos jusztálását és időszaki ellenőrzését a  $T_1$ ;  $T_2$ ;  $T_3$  autokollimációs célzótávcsövekkel végeztük. A  $B_4$  nyílás központosítását az  $L_5$  objektív fókuszában, egy kettősképekulárral külön ellenőriztük. Az interferenciaképek maximális és minimális intenzitását az interferométer /Hilger N.200/  $S_2$  tükrének egy szinkronmotorral és megfelelő mechanikus áttételekkel történő lassu eltolása mellett  $2 \cdot 10^{-9}$  A/osztásrész érzékenységu galvanométerrel mértük. Az előtolással egyidejűleg egy kapcsolószerkezet a  $Z_1$  és  $Z_2$  fényzárakat oly módon működtette, hogy egy-egy uthosszkülönbségértéknél először csak  $B_3$  volt kivilágítva, majd  $B_3$  és  $B_4$  közösen, azután csak  $B_4$  és végül a sötétáram ellenőrzésére mindkét fényut le volt zárva. Egy fényzárállásnál kb. 6-8 intenzitásmaximum, ill. minimum értéket olvastunk le és a  $D$ ,  $D_1$ ,  $D_2$  intenzitáskülönbség értékeket a maximumok, ill. minimumok középértékének különbségéből  $\Delta D$ ,  $\Delta D_1$  és  $\Delta D_2$ -t pedig ezen különbségek szórásából határoztuk meg. Az egy uthosszkülönbségnél történő mérés ideje alatt történő uthosszváltozást / $\sim 0,018 \text{ mm}$ / a mérési pontok közötti uthosszváltozáshoz képest /0,4 mm/ elhanyagoltuk.

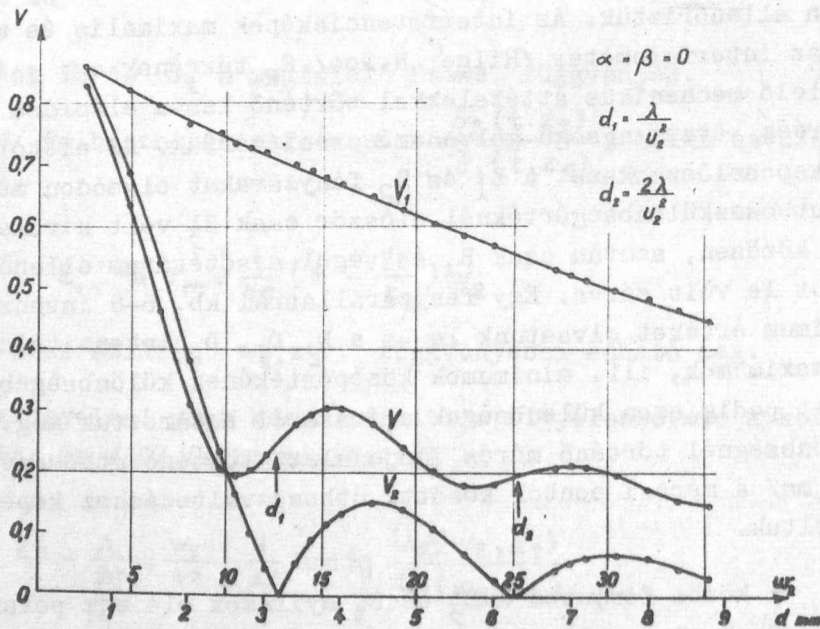
A közös fényutba a  $B_3$  és  $B_4$  nyílások elé egy polaroid lemezt / $P_1$ / helyeztünk el, amellyel a két fényut különböző polaritását megszüntettük, s egyuttal az interferométertükrök helyzete által megszabott egyik polarizációs főirányba /függőleges/ álltunk be. Ezáltal az interferométerben a polarizációs viszonyok mindkét fényforrásra nézve azonosak és a tük-

rökön fellépő fázisugrások nagysága is egyforma. A II. ábrán külön is elhelyeztünk egy polarizátort /P<sub>2</sub>/. Ennek segítségével a B<sub>3</sub>' és B<sub>4</sub> nyílásokból származó interferenciaképek intenzitásarányát lehetett könnyen beállítani, anélkül, hogy a kivilágítás nyílásszöge, vagy az interferométerben a polarizációs viszonyok megváltoztak volna.

Az összes méréseknél a multiplier nyílása pontosan az optikai tengelyen feküdt  $Z = 0$  esetben az álló S<sub>1</sub> tükörnek L<sub>5</sub>-el leképzett helyén,  $Z \neq 0$  esetekben pedig az  $\alpha = 1,84 \cdot 10^{-4}$  szögnek és  $Z$  értékeinek megfelelően hátrahuzva.

### 6.§. A mérési eredmények

Először az optikai tengelyre merőleges interferométertükrök esetén  $\alpha = \beta = 0$  mértük a korrekciók nagyságát. A 4. ábrán a mérések alapján külön feltüntettük a  $V_1$ ,  $V_2$ ,  $V$  láthatósági görbéket.  $V$  görbéjén a  $d_1$  és  $d_2$  uthosszkülönbségértékeknél a csúcspontok nem lépnek fel és így a /22/-ből következő fázisugrás kísérletileg is bizonyított.



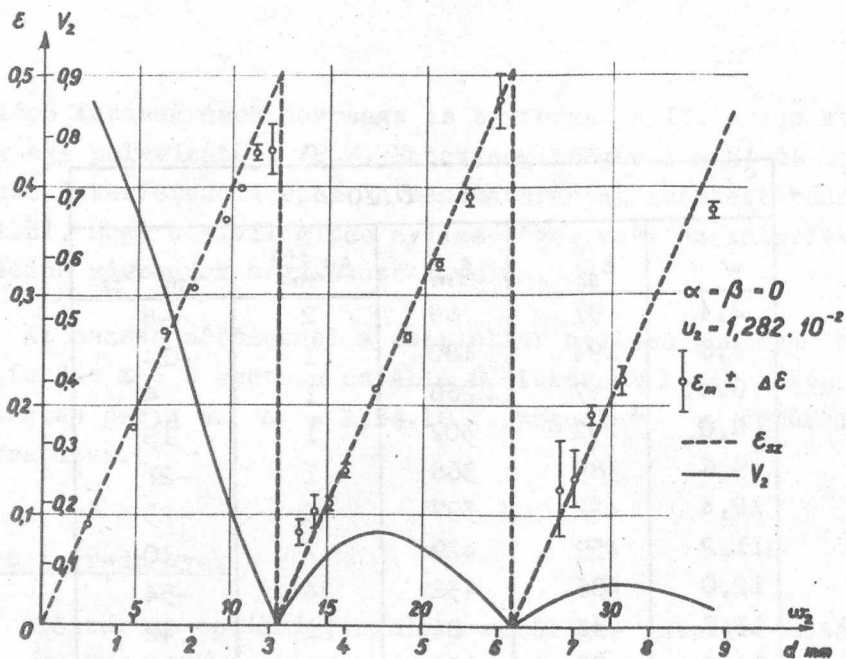
4. ábra  
 Az  $u_1 = 0,205 \cdot 10^{-2}$  és  $u_2 = 1,281 \cdot 10^{-2}$  látószögű fényforrásból külön-külön létrejövő interferenciakép / $V_1$ ,  $V_2$ /, valamint a szuperonált interferenciaképek közös láthatósági görbéje / $V$ /, az uthosszkülönbség, ill.  $\omega_2$  változó függvényében,  $\alpha = \beta = 0$  esetén. A  $V_2$  görbével ellentétben a  $V$  görbén  $d_1$  és  $d_2$  környezetében csúcspontok nem lépnek fel, tehát a fázisugrás bekövetkezik.

I. táblázat

$/\varepsilon = \varepsilon \cdot 10^3/$				
w	$\varepsilon_{sz}$	$\varepsilon_m$	$\Delta\varepsilon_m^{(\pm)}$	$\varepsilon_m - \varepsilon_{sz}$
2,4	97	89	2	-8
4,8	194	180	1	-14
6,4	257	266	1	9
8,0	292	307	1	15
9,6	389	368	1	-21
10,4	422	397	2	-25
11,2	459	429	7	-30
12,0	486	432	24	-54
13,6	42	84	12	42
14,4	75	103	14	28
15,2	110	110	5	0
16,0	142	140	6	-2
17,6	208	215	1	7
19,2	274	262	2	-8
20,8	341	328	4	-13
22,4	406	390	8	-16
24,0	474	475	24	1
27,2	95	124	43	29
28,0	129	133	27	4
28,8	161	191	8	30
30,4	229	223	14	-6
35,2	427	376	7	-51

A mérésből kapott korrekciók értékeit az I. táblázatban és az 5. ábrán tüntettük fel.

A korrekciók nagyságát a fényforrás átmérőjének függvényében is meghatároztuk oly módon, hogy a  $B_4$  nyílás átmérőjét lépésekben változtattuk. A két interferenciakép intenzitásarányát  $P_2$  polaroiddal szabályoztuk és a  $B_3$ -val való koncentrikus helyzetet a D.O. kettősképekulárral esetenként ellenőriztük. A kapott eredményeket a II. táblázatban és a 6. ábrán tüntettük fel.

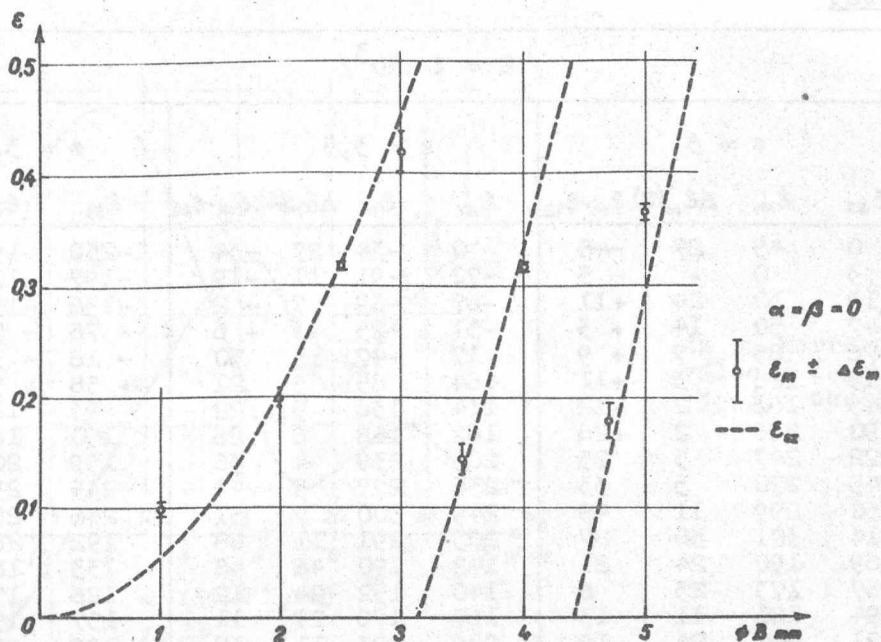


5. ábra  
 A mérési eredményekből meghatározható  $\epsilon_m$  korrekciók és az  $\epsilon_{sz}$  elméleti értékek /---/, az uthosszkülönbség /d/, ill. a  $\omega_2$  változó függvényében. A vékony vonal /—/ a  $V_2$  kontrasztértéket ábrázolja.

II. táblázat

/ $\epsilon = \epsilon \cdot 10^3$ /				
2b	$\epsilon_{sz}$	$\epsilon_m$	$\Delta \epsilon_m (\pm)$	$\epsilon_m - \epsilon_{sz}$
1	52	97	7	45
2	207	198	3	- 9
2,5	323	317	2	- 6
3,0	456	419	18	-37
3,5	134	144	18	10
4,0	328	318	5	-10
4,7	143	177	17	34
5,0	293	364	9	71





6. ábra

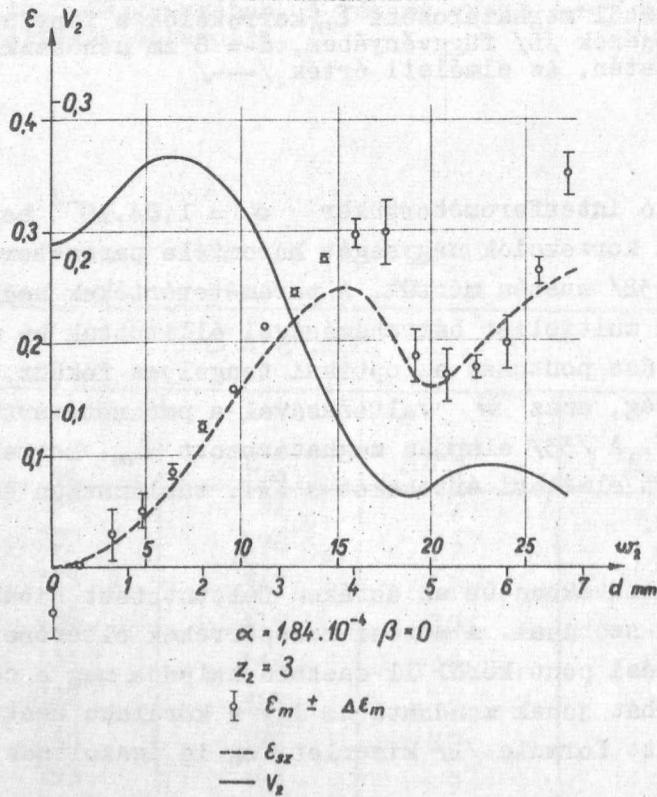
A mérésből meghatározott  $\epsilon_m$  korrekciók a fényforrás átmérőjének  $B$  függvényében,  $d = 8$  mm uthosszkülönbség esetén. Az elméleti érték /---/

Az álló interferométertükrök  $\alpha = 1,84 \cdot 10^{-4}$  hajlásszöge és  $z \neq 0$  esetében a korrekciók nagyságát háromféle paraméterérték  $/z_2 = 3; 3,5; 3,832/$  esetén mértük. A paraméterértékek beállítását a  $/3/$  formula alapján a multiplier hátrahúzásával állítottuk be oly módon, hogy a multiplier nyílása pontosan az optikai tengelyen feküdt. Mivel  $\beta = 0$ , az uthosszkülönbség, azaz  $w$  változásával a paraméterérték változatlan marad /lásd  $/3/$  /. A  $/33/$  alapján meghatározott  $\epsilon_m$  korrekciókat és a  $/32/$ -ből számított elméleti értékeket a III. táblázatban és a 7.-9. ábrákon tüntettük fel.

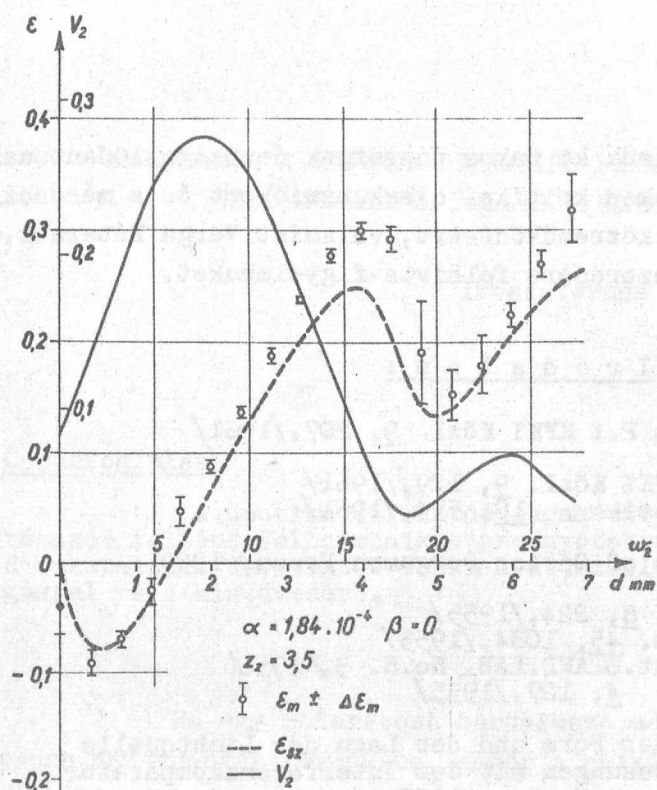
A táblázatokban és az ábrákon feltüntetett hibák a mérési eredmények átlagainak szórásai. A mérési középértékek eltérése az elméleti értékektől a 84 mérési pont körül 11 esetben haladja meg a csiktávolság 5 %-át. Az egyezés tehát jónak mondható és így a kör alakú centrált forrásokra korábban bevezetett formula  $/1/$  kísérletileg is igazoltnak tekinthető.

III. táblázat

$/ \epsilon = \epsilon \cdot 10^3 /$												
w	z = 3				z = 3,5				z = 3,832			
	$\epsilon_{sz}$	$\epsilon_m$	$\Delta\epsilon_m(\pm)$	$\epsilon_m - \epsilon_{sz}$	$\epsilon_{sz}$	$\epsilon_m$	$\Delta\epsilon_m(\pm)$	$\epsilon_m - \epsilon_{sz}$	$\epsilon_{sz}$	$\epsilon_m$	$\Delta\epsilon_m(\pm)$	$\epsilon_m - \epsilon_{sz}$
0	0	45	27	-45	0	-34	27	-34	-250	-197	8	53
1,6	3	0	-	-3	-72	-91	11	-19	-197	-185	7	12
3,2	19	30	24	+11	-67	-69	7	-2	-136	-134	5	2
4,8	47	50	14	+3	-31	-25	11	+6	-76	-77	8	-1
6,4	76	85	7	+9	+17	+47	13	30	-18	-38	7	20
8,0	115	126	3	+11	+64	85	5	21	+38	+56	6	18
9,6	149	161	2	+12	114	136	5	22	93	113	4	20
11,2	190	216	2	+26	162	188	6	26	150	162	3	12
12,8	222	247	5	25	203	239	4	36	199	209	3	10
14,4	245	278	3	33	236	277	5	41	235	253	2	18
16,0	250	299	11	49	249	300	7	51	246	287	15	41
17,6	214	301	30	87	203	291	11	88	192	267	23	75
19,2	169	190	24	21	142	190	46	48	133	188	48	55
20,8	167	173	23	6	140	152	24	12	126	155	26	29
22,4	194	181	11	-13	167	178	27	11	157	178	19	21
24,0	221	202	24	-19	206	223	11	17	199	225	16	26
25,6	245	268	10	23	236	267	11	31	239	247	10	8
27,2	264	356	20	92	257	317	33	60	268	271	22	3

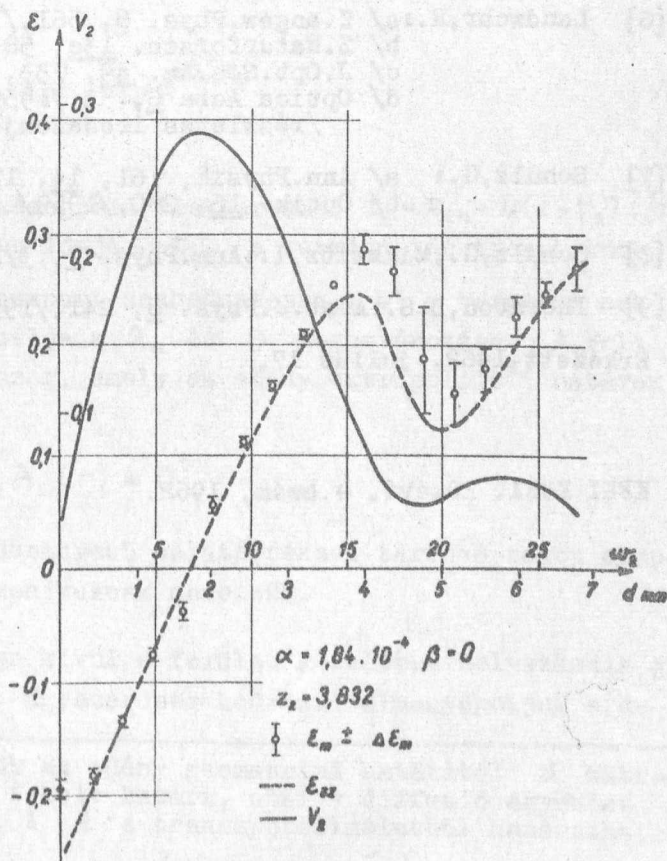


7. ábra  
 Az  $\epsilon_m$  korrekciók  $\omega_2$  változó függvényében  $z = 3$  esetén. Az elméleti érték /---/. Az interferenciaképmért kontrasztértéke /—/.



8. ábra  
Az  $\varepsilon_m$  korrekciók  $\omega_2$  változó függvényében  $z = 3,5$  esetén.

9. ábra  
Az  $\varepsilon_m$  korrekciók  $\omega_2$  változó függvényében  $z = 3,832$  esetén.



### Köszönetnyilvánítás

Köszönetünket fejezzük ki Bakos Józsefnek és Szigeti Jánosnak a mérési módszerre vonatkozó értékes kritikai diszkusszióikért és a mérések kezdeti szakaszában folytatott közreműködésért, valamint Varga Péternek, aki a polarizációs effektusok szerepére felhívta figyelmünket.

### I r o d a l o m :

- [1] Bakos J., Kántor K., Varga P.: KFKI Közl. 9, 207, /1961/
- [2] Bakos J., Kántor K.: a/ KFKI Közl. 9, 129, /1961/  
b/ Optik 18, 554, /1961/
- [3] Born, M. Wolf, E: Principles of Optics Pergamon Press, 1959.
- [4] Bruce, C.F.: a/ Aust.Z.Phys. 8, 224, /1955/  
b/ J.Opt.Soc.Am. 45, 1084, /1955/  
c/ Techn.Pap.nat.STAND.LAB. No.8. 3, /1956/  
d/ Optica Acta 4, 127, /1955/
- [5] Ignatowsky, W.: Einfluss der Form und der Lage der Lichtquelle bei den Messungen mit dem Interferenzkomparator nach Kösters. Moskva, 1935.
- [6] Landwehr, R.: a/ Z.angew.Phys. 8, 561, /1956/  
b/ Z.Naturforsch. 13a, 58, /1958/  
c/ J.Opt.Soc.Am. 49, 733, /1959/  
d/ Optica Acta 6, 52, /1959/  
/részletes irodalomjegyzék/
- [7] Schulz, G.: a/ Ann.Physik, 161, 14, 177, /1954/  
b/ Optik 16, 280, /1959/
- [8] Schulz, G., Minkwitz, I.: Ann.Phys. 7, 371, /1961/
- [9] Thornton, B.S.: Aust.J.Phys. 8, 241, /1955/

Érkezett 1962. július 17.

KFKI Közl. 10.évf. 4.szám, 1962.

MEGJEGYZÉS A NEUTRON DIFFUZIÓS PARAMÉTEREK PULZÁLT FORRÁSSAL  
VALÓ MÉRÉSÉNÉL FELLEPŐ FELHARMONIKUS PROBLÉMÁHOZ

Irta: Vértés Péter

Összefoglalás

A neutron diffúziós paraméterek pulzált módszerrel történő mérésekor fellépő felharmonikus szennyezettség csökkentésének néhány módját diszkutáljuk. Javaslatot teszünk az axiális felharmonikusok kadmium kiválassal való kiszűrésére.

Ha egy moderátort tartalmazó edénybe  $t=0$  időpillanatban gyors neutronokat lövünk be, akkor a pulzált mérések diffúzió egyenleten alapuló elemi elmélete szerint az  $n(\underline{r}, t)$  termikus neutron sűrűség [1] :

$$n(\underline{r}, t) = e^{-\lambda_a t} \sum_{n=1}^{\infty} s_n A_n(\underline{r}) e^{-B_n^2 \tau_g} \quad /1/$$

ahol  $1/\lambda_a$  a neutron végtelenközegbeli élettartama,  $\tau_g = \tau_{th} + D(t-t_s)$   $t_s$  a neutronok termikussá válásának ideje,  $\tau_{th}$  a termikus neutronok kora;  $D = \frac{\lambda_{tr} v}{3}$   $\lambda_{tr}$  a termikus transzport szabadúthossz,  $v$  a termikus neutronok átlagsebessége. A mérés célja a  $\lambda_a$  és  $D$  meghatározása.  $A_n(\underline{r})$  olyan ortogonális függvényrendszer, amely az edény extrapolált<sup>x/</sup> határán eltűnik és kielégíti a

$$\Delta A_n(\underline{r}) + B_n^2 A_n(\underline{r}) = 0$$

egyenletet. Az /1/-ben a legalacsonyabb sajátértékhez tartozó tagot alapharmonikusnak, a többi felharmonikusnak nevezzük.

A detektor az edényen kívül, a felület közelében helyezkedik el és a kifolyó áramot detektálja. Egyszerűség kedvéért elhanyagoljuk a de-

<sup>x/</sup> Extrapolált határnak nevezzük az edény geometriai határától  $d$  extrapolációs távolságban húzódó fiktív határt, ahol a diffúzió egyenlet megoldásának el kell tűnnie. A  $d$  a transzportelméletből határozható meg.

tektor vastagságát és az edénytől való távolságát. Ekkor a detektált neutron áram, /1/ felhasználásával:

$$J(t) = -D \int_F \text{grad } n(\underline{r}, t) \varphi(\underline{r}) d\underline{f} = \quad /2/$$

$$= -D \sum_{n=0}^{\infty} s_n e^{-\lambda_a t - B_n^2 [\tau_{th} + D(t-t_s)]} \int_F \text{grad } A_n(\underline{r}) \varphi(\underline{r}) d\underline{f}$$

lesz. Az integrálás a moderátor felületére vonatkozik. A  $\varphi(\underline{r}) \geq 0$  súlyfüggvény a felület azon pontjaiban különbözik nullától, ahonnan a kilépő neutronok a detektorba kerülnek. Ez a súlyfüggvény a detektor elrendezéstől függ és kadmiumborítással is befolyásolható, és ez a tény, amint majd később látni fogjuk, jól hasznosítható a mérés szempontjából.

A kiértékelés feladata a  $J(t)$  és  $B_n^2$  ismeretében megállapítani  $\lambda_a$ -t és  $D$ -t. Azonban  $s_n$ -ek ismeretlen vagy bizonytalanul meghatározható mennyiségek. A helyzeten az segíthet, ha a /2/ alatti sor első tagja lényegesen nagyobb a többinél. Ez esetben:

$$J(t) \approx C e^{-(\lambda_a + B_0^2 D)t} \quad /3/$$

vagyis

$$\log J(t) \approx -(\lambda_a + B_0^2 D)t + \log C \quad /4/$$

Tehát az egyenes iránytangenséből a  $\lambda_a + B_0^2 D$  kiszámítható. Különböző  $B_0^2$ -el azaz különböző méretű edénnyel mérve a  $\lambda_a$  és  $D$  meghatározhatók.

Mi annak a feltétele, hogy a /3/ alatti közelítés érvényes legyen? Képezzük a /2/ sor  $n$ -dik és első tagjának hányadosát:

$$P_n(t) = \frac{s_n}{s_0} e^{-(B_n^2 - B_0^2) [\tau_{th} + D(t-t_s)]} \frac{\int_F \text{grad } A_n(\underline{r}) \varphi(\underline{r}) d\underline{f}}{\int_F \text{grad } A_0(\underline{r}) \varphi(\underline{r}) d\underline{f}} \quad /5/$$

Az a kedvező eset, amikor  $P_n(t) \ll 1$  ( $n \geq 1$ ) már olyan  $t$  időre is, amely kicsiny a neutronok mérendő élettartamához képest. Mi ennek a kedvező esetnek a fizikai feltételei? Vegyük sorra /5/ tényezőit. Az  $s_n/s_0$  hánya-

dos a neutronok kezdeti eloszlásától függ, ez utóbbi pedig a belövés helyétől és irányától. Megfelelően szimmetrikus elrendezést választva az  $s_n$ -ek nagyrésze nullává tehető. A megmaradó  $s_n$ -ekre vonatkozóan a lassulási folyamat bonyolultsága miatt jóformán semmit sem mondhatunk.

A legjelentősebb szerepe a

$$e^{-(B_n^2 - B_0^2)[\tau_{th} + D(t-t_s)]}$$

tényezőnek lehet. A  $\tau_{th}$ -t és  $D$ -t a mérendő anyag minősége szabja meg. A  $t-t_s$ -nek határt szab az egyre csökkenő intenzitás, amely a beütésszám statisztika romlását vonja maga után. A  $B_n^2 - B_0^2$  a geometriától függ. Kis edény méret esetén ez a különbség nagy és ekkor ennek a faktornak csökkentő hatása elegendő lehet /3/ érvényességéhez. A méret csökkentésének azonban határt szab a megnövekedett kifolyásból eredő nagy intenzitás csökkenés, ami a mérési időt igen meghosszabbítja. Nagy méret esetén a  $B_n^2 - B_0^2$  különbség olyan kicsi lehet, hogy a fenti tényező hatása jelentéktelenné válik.

Adott  $B_0^2$  esetén a legkisebb  $B_n^2 - B_0^2$  /nyilván ez a legveszedelmesebb felharmonikus/ a méretarányoktól is függ. Helyes méretarány megválasztásával a  $B_n^2 - B_0^2$  maximalizálható.

A továbbiakban foglalkozunk henger alakú mérőedénnyel, tekintve, hogy ez a leggyakoribb geometria. Ha a belövés a henger tengelye mentén történik, akkor a neutron eloszlás forgásszimmetrikus lesz, tehát

$$n(C,t) = e^{-\lambda_a t} \sum_{\ell=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} C_{\ell m} J_0(\alpha_{\ell} \frac{r}{R}) \sin \frac{m\pi}{H} z e^{-B_{\ell m}^2 D t} \quad /6/$$

ahol  $R$  és  $H$  a henger extrapolált sugara illetve magassága; és

$$B_{\ell m}^2 = \left(\frac{\alpha_{\ell}}{R}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{H}\right)^2$$

A legkisebb buckling a  $B_{11}^2$ , a rá következő a  $B_{12}^2$  vagy a  $B_{21}^2$ . Rögzített  $B_{11}^2$ -nél a  $B_{\ell m}^2$  kifejezhető mint  $\frac{R}{H}$  függvénye:

$$B_{\ell m}^2 = \frac{B_{11}^2 [\alpha_{\ell}^2 + (m\pi \frac{R}{H})^2]}{\alpha_1^2 + (\pi \frac{R}{H})^2}$$

Könnyen meggyőződhetünk arról, hogy  $B_{12}^2$  monoton növekvő  $B_{21}^2$  pedig monoton csökkenő függvénye  $\frac{R}{H}$ -nak. Nyilván az az optimális  $\frac{R}{H}$  amelynél  $B_{12}^2 = B_{21}^2$ . Ebből pedig  $\frac{R}{H} = 0,91$  következik. Ez tehát az optimális méretarány.

Az /5/ utolsó tényezője:

$$\frac{\int_F \text{grad } A_n(\underline{r}) \varphi(\underline{r}) d\underline{f}}{\int_F \text{grad } A_o(\underline{r}) \varphi(\underline{r}) d\underline{f}} \quad /7/$$

elsősorban a detektor elrendezéstől függ. Ha detektor hatásfoka az egész kiterjedésében azonos, akkor  $\varphi(\underline{r})$  csak a 0 és  $\varepsilon$  értéket veszi fel /  $\varepsilon$  a detektor hatásfoka/ attól függően, hogy a moderátor felület  $r$  pontjából kilépő neutronok a detektorba kerülnek-e vagy sem. Ez utóbbi nemcsak a geometriai elrendezéstől függ, hanem azzal is befolyásolható, hogy a moderátor edényt részben beborítjuk kadmiummal.

A /7/ tényező meghatározásához henger esetén a

$$I_{lm} = \int_F \text{grad } f_o(\alpha_l \frac{r}{R}) \sin \frac{m\pi}{H} z \varphi(r, \varphi, z) d\underline{f} \quad /8/$$

integrált kell kiszámítani.

Ha detektor a paláston van elhelyezve, akkor  $\varphi(\underline{r})$  az alap és fedőlapon zérus, a paláson pedig  $r, \varphi$  és  $z$  hengerkoordinátákat használva:

$$\varphi(R, \varphi, z) = \begin{cases} \varepsilon & \text{ha } 0 \leq \varphi \leq \varphi_o(z) \\ 0 & \text{ha } \varphi > \varphi_o(z) \end{cases}$$

Ezzel

$$I_{lm} = -\alpha_l f_1(\alpha_l) \varepsilon \int_0^H \int_0^{\varphi_o(z)} \sin \frac{m\pi}{H} z d\varphi dz \quad /9/$$

Legyen először  $\varphi_o(z) = \varphi_o = \text{konst.}$  Ez azt jelenti, hogy a detektor a henger tengelyével párhuzamosan helyezkedik el, és a  $0 \leq \varphi \leq \varphi_o$  lapszögbe eső palástdarabból kilépő neutronokat detektálja. Ebben az esetben:



$$I_{\ell m} = \begin{cases} -\frac{2H}{m\pi} \alpha_{\ell} j_1(\alpha_{\ell}) \varepsilon & \text{ha } m \text{ páratlan} \\ 0 & \text{ha } m \text{ páros} \end{cases} \quad /9a/$$

Ha a hengerpalástot beborítjuk kadmiummal és ezen nyílást vágunk úgy, hogy a  $\psi = 0$  alkotó és a  $\varphi_0(z) = \varphi_0 \sin \frac{\pi}{H} z$  görbe között ne legyen kadmium, akkor

$$I_{\ell 1} = -\frac{H}{2} \alpha_{\ell} j_1(\alpha_{\ell}) \varepsilon \quad /9b/$$

minden más  $I_{\ell m}$  nulla. Így tehát az axiális harmonikusok közül csak az alapharmonikus marad meg.

Tekintsük most azt az esetet, mikor a detektor az alaplapot teljesen beborítja. Ekkor  $\rho(r)$  a paláston nulla, az alaplapon pedig  $r$  és  $\psi$  polárkoordinátákat használva/:

$$\rho(r, \psi) = \begin{cases} \varepsilon & \text{ha } 0 < \psi < \psi_0(r) \\ 0 & \text{ha } \psi > \psi_0(r) \end{cases}$$

Ha nincs kadmiumborítás, akkor  $\psi_0 = 2\pi$  és így:

$$I_{\ell m} = \frac{2\pi^2}{H} \frac{m}{\alpha_{\ell}} j_1(\alpha_{\ell}) \varepsilon \quad /10a/$$

Ha most olyan kadmium kivágást használunk, hogy  $\psi(r) = k j_0(\alpha_1 \frac{r}{R})$  legyen /a  $k$  nulla és  $\pi/2$  közé eső tetszőleges állandó/, akkor

$$I_{1m} = \frac{2\pi R^2 k \varepsilon}{H} j_1^2(\alpha_1) m \quad /10b/$$

minden más  $I_{\ell m}$  nulla. Vagyis ekkor a radiális módusok közül csak az alapharmonikus marad meg.

Az alábbi táblázatban összefoglaltuk a fent diszkutált négy esetet. Ebből a táblázatból láthatjuk, hogy mind a radiális, mind az axiális felharmonikusok külön-külön kiszűrhetők, egyszerre azonban nem szabadulhat

tunk meg mindkettőtől. Az is látható, hogy kombinált méréssel /paláston és az alaplapon mérve kadmiumkivágással és anélkül/ sem lehet teljesen kiszűrni a felharmonikusokat, mert ezek a palástmenti mérésnél más arányban detektáltak, mint az alaplapon.

Az alaplapon alkalmazott kadmium borítást már többen használtak a radiális felharmonikusok kiszűrésére [1] [2] [3]. Az axiális harmonikusok kadmiumborítással való kiszűrése még eddig nem került alkalmazásra.

Végezetül köszönetet szeretnék mondani Kosály Györgynek az értékes ösztönző diszkusszióért.

Kadmium nélkül	
Paláston	$\frac{2\varphi_0 D H \varepsilon}{\pi} e^{-\lambda a t} \sum_{\ell, m} C_{\ell, 2m+1} \frac{\alpha_\ell}{2m+1} j_1(\alpha_\ell) e^{-B_{\ell, 2m+1}^2 D t}$
Alaplapon	$\frac{2\pi^2 R^2 D \varepsilon}{H} e^{-\lambda a t} \sum_{\ell, m=1}^{\infty} \frac{m}{\alpha_\ell} C_{\ell, m} j_1(\alpha_\ell) e^{-B_{\ell, m}^2 D t}$
Kadmiummal	
Paláston	$\frac{D H \varphi_0 \varepsilon}{2} e^{-\lambda a t} \sum_{\ell=1}^{\infty} C_{\ell 1} \alpha_\ell j_1(\alpha_\ell) e^{-B_{\ell 1}^2 D t}$
Alaplapon	$\frac{2\pi R^2 D k \varepsilon}{2} j_1^2(\alpha_\ell) e^{-\lambda a t} \sum_{m=1}^{\infty} m C_{1m} e^{-B_{1m}^2 D t}$

#### I r o d a l o m

- [1] Von Dardel, G. és Sjöstrand, N.G.: Progr. Nucl. Energy Ser. I. 2, 183 /1958/  
 [2] Kühle, M.: Nukleonik 2, 131 /1960/  
 [3] Ádám A, Bod L., Pál L.: Acta Phys. Hung. 13, 25 /1961/

Érkezett 1962. május 31.

KFKI Közl. 10. évf. 4.sz., 1962.

- 305 -

BÉTA-AKTIV FELÜLET-SZENNYEZETTSÉG STANDARD KÉSZÍTÉSE  
TERMÉSZETES URÁNBÓL

Irta: Andrási Andor

Összefoglalás

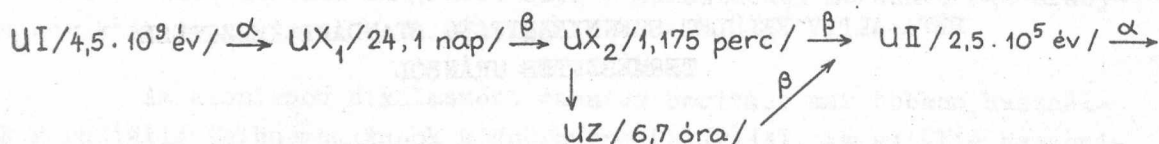
Elektrolitikus uton nagy felületű béta-szennyezettség standard dot állítottunk elő természetes uránból. Néhány készüléket hitelesítettünk standardjainkkal, s a TISSZ készülékhez nomogramot készítettünk, mely segítségével más béta-aktív izotóp felületi szennyezettsége is egyszerűen leolvasható.

Radioaktív izotópokkal dolgozó laboratóriumok munkája, valamint a sugárvédelmi gyakorlat során gyakran szükséges nagyobb felületek béta-aktív szennyezettségének gyors meghatározása. Erre a célra számos mérőberendezés áll ugyan rendelkezésre, hordozható telepes, valamint hálózati kivitelben, azonban a műszerek nagy többsége nincs felületi szennyezettség mérésére hitelesítve. Az egyes berendezések használhatóságát illetően feltétlenül szükséges tudni, hogy mekkora az általuk minimálisan kimutatható felületi szennyeződés. A hitelesítés és a minimálisan kimutatható felületi szennyeződés meghatározásánál feltétlenül figyelembe kell venni, hogy a detektor érzékeny térfogata és a radioaktív szennyeződés közötti abszorpciós réteg a más-más energiájú béta-sugárzásokra különböző mértékű abszorpciót okoz.

Ezek a problémák tették szükségessé, hogy béta-aktív felület-szennyezettség standardot készítsünk, majd a hitelesítést és a szükséges számításokat elvégezzük. Az intézetünkben ilyen célra általánosan alkalmazott TISSZ berendezés hitelesítésével részletesebben is foglalkozunk.

Természetes uránt aktivitás standardként használni igen előnyös, mert a benne 99,28 %-ban lévő  $U^{238}$  felezési ideje igen nagy, és így a

radioaktív egyensúly miatt a rövidéletű bomlástermékek aktivitását egyszerű súlyméréssel, számítás útján meg lehet adni. Az UI-ből kiinduló bomlási sor elejének vázlatja a következő:



ahol zárójelben a felezési idők szerepelnek.

A maximális béta-energiák:

<u>UX<sub>1</sub></u>	/Th <sup>234</sup> /	0,100 MeV	/35 %/
		0,191 MeV	/65 %/
<u>UX<sub>2</sub></u>	/Pa <sup>234</sup> /	0,58 MeV	/1 %/
		1,50 MeV	/9 %/
		2,31 MeV	/90 %/
<u>UZ</u>	/Pa <sup>234</sup> /	0,16 MeV	/28 %/
		0,32 MeV	/32 %/
		0,53 MeV	/27 %/
		1,13 MeV	/13 %/

Az UX<sub>2</sub> - UZ átmenet gyakorisága 0,63 % így a továbbiakban elhanyagoljuk. Összehasonlító méréseket végeztünk az általunk használt csehszlovák Lachema gyártmányú p. a. minőségű, valamint a Magkémia II laboratórium által gondosan megtisztított reaktor-tisztaságú uranilnitrát között, és jó egyezést találtunk. Azzal a feltételezéssel, hogy a reaktor-tisztaságú termék Ra<sup>226</sup>-t és bomlástermékeit nem tartalmazza, nem vettük figyelembe az UII további leányelemeit, valamint a 0,0058 % gyakorisága miatt a súlyát sem.

Természetes uránból vékony réteget készítve, 30 mg/cm<sup>2</sup> vastagságú alumínium fólia a bomlási sor alfa-sugárzását egészen, az UX<sub>1</sub> gyenge béta-sugárzását csaknem egészen elnyeli. A természetes uránban 0,72 % gyakorisággal jelenlevő alfa-aktív AcU/U<sup>235</sup> /leányelemének az UY/Th<sup>231</sup>/-nak alacsony energiájú béta-sugárzását így szintén nem kell figyelembe vennünk. Az így készített standardból a gamma-sugárzástól eltekintve, az UX<sub>2</sub> kemény béta-sugárzása lép ki, amelynek a 30 mg/cm<sup>2</sup> alumíniumban történő százalékos abszorpciója:

E max. /MeV/	abszorpció
0,58	70 %
1,50	25 %
2,31	14 %

ami az  $UX_2$ -re vonatkoztatva 16 %-os gyengítést jelent. A gamma-sugárzás okozta eltérés GM-csőves mérésnél 1-2 %-nál nem nagyobb.

A rendelkezésünkre álló legnagyobb érzékelő felülettel rendelkező TISSZ típusú szovjet berendezés detektorának érzékeny felülete  $130 \text{ cm}^2$ , tehát a standard aktív felületének legalább  $130 \text{ cm}^2$ -nek kell lennie. Ilyen nagy felület egyenletes bevonása uránnal, legcélszerűbben elektrolitikusan történhet. Urán elektrolitikus leválasztása számos szerző szerint [1], [2], [3], [4], [5], [6] akkor optimális, ha  $80 - 85 \text{ C}^\circ$ -on ammóniumoxalátos közegből történik. Így az elektrolízis körülményeitől nagymértékben függő összetételű bázisos oxid keletkezik [1], [2]. A természetes uránt tartalmazó elektrolit esetünkben ammóniumoxalátra  $0,2$  mólos volt, melyet  $\text{pH} = 8$ -ra állítottunk be. Az elektrolízist  $80 - 85 \text{ C}^\circ$ -on  $35 \text{ mA/cm}^2$  áramsűrűség mellett végeztük. Keverésről nem kellett gondoskodnunk az erős gázfejlődés miatt. Katódként polirozott rézlemez, anódként platina-lemezt használtunk. Az elektrolitban lévő uránt nem választottuk le teljesen, hanem a kiindulási oldat és a kielektrolizált oldat, valamint urántartalomra pontosan ismert hitelesítő oldat fajlagos béta-aktivitását mértük folyadékszámológéppel, így aktivitás-mérés alapján számítottuk ki a levált uránmennyiséget. Megjegyezzük, hogy a kielektrolizált oldat és a kész felület-szennyezettség standard béta-aktivitását hosszabb időn keresztül mértük, és ezt állandónak találtuk. Spektrofotometrikus úton is elvégeztettük az eredeti és a kielektrolizált oldat urán-tartalmának meghatározását, ez igen jó egyezést mutatott az aktivitás-mérés alapján számítottal. A leválasztott rétegvastagság fémuránra vonatkoztatva  $0,66 \text{ mg/cm}^2$ , ami radioaktív egyensúly esetén az  $UX_2$ -re [5]  $2,2 \cdot 10^{-4} \mu\text{C/cm}^2$  fajlagos felületi aktivitásnak felel meg. Figyelembe véve a fenti maximális béta-energiáknál  $1 \text{ mm}$  vastag rézlemez esetén fellépő telítési visszaszórást [8], valamint a  $30 \text{ mg/cm}^2$  vastagságú alumínium fólia okozta abszorpciót, végül  $2,7 \cdot 10^{-4} \mu\text{C/cm}^2$  fajlagos felületi aktivitásnak megfelelő béta standardot kaptunk. A bevont rézlemez ezután nyeles plexi-keretbe helyezve, reprodukálható geometriával hitelesíteni és ellenőrizni lehet a felület-szennyezettség-mérő berendezéseket.

Hozzávetőleges hibabecsléssel az urán felület-szennyezettség standard hibája  $\pm 12 \%$ . /A ténylegesen bevont felület bizonytalansága,

az aktivitás mérésének stat. hibája, ill. az urán analitikai meghatározásának hibája, a visszaszórási faktor megbecsült hibája, stb./.

A megbecsült  $\pm 12\%$ -os pontosság a felület-szennyezettség mérésekhez igen megfelelő, tekintve, az ilyen természetű méréseknél fellépő számos hibalehetőséget és bizonytalanságot.

A hitelesítést néhány hazai és külföldi berendezésre elvégezve, az alábbi táblázatban foglaltuk össze a  $10^{-4} \mu\text{C}/\text{cm}^2$ -re vonatkozó értékeket, háttér leolvasása után. Hitelesítésnél a standardot a detektorra közvetlenül ráhelyeztük.

1. táblázat

Néhány berendezésnek az  $\text{UX}_2$  kemény béta-sugárzására vonatkozó hitelesítési értékei

Tipus	$10^{-4} \mu\text{C}/\text{cm}^2$	átlagos háttér	műszer beállításának adatai
SM-1 IGV, TI-GM cső	100 imp/p	40 imp/p	k=1, B + G
UR-4M saját készítésű fejvel SzTSz-6 és SzTSz-5 GM cső	18 or.	5 or.	2. méréshatár
EMV, NS-107 Transrate	160 imp/p	20 imp/p	nyitott ablak
Philips PW - 4180/00	0,15 mr/ó	<0,05 mr/ó	$\alpha$ - cső, védősapka nélkül
TISSZ 3 db SzTSz-6	2800 imp/p	300 imp/p	$10^4$ imp/p méréshatár

Néhány berendezésre kiszámítottuk a kimutatható legkisebb felületi szennyeződést, amit úgy definiáltunk, hogy az átlagos háttérnek a háromszoros statisztikus hibával megnövelt értékét vettük figyelembe.

A háromszoros relatív statisztikus hiba

$$\sigma = 3 \sqrt{\frac{1}{2HT}}$$

ahol H a háttér imp/sec-ben  
T az időállandó sec-ben.

A 2. táblázat adatai az 1. táblázatban közölt műszer-beállítások mellett érvényesek

2. táblázat

A kimutatható legkisebb felületi szennyezettség néhány berendezésre kiszámított értékei

Tipus	Kimutatható szennyezettség $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
SM-1 IGV, TI-GM cső	$3 \cdot 10^{-5}$
EMV, NS-107 Transrate	$2 \cdot 10^{-5}$
TISSZ 3 db SzTsz - 6 GM cső	$5 \cdot 10^{-6}$

A fenti két táblázatban közölt értékek természetesen az  $\text{UX}_2$  kemény béta-sugárzására vonatkoznak. Ha más radioaktív izotóptól származó nagy felületű szennyeződés felületi aktivitását akarjuk meghatározni, akkor figyelembe kell venni a detektor és a szennyezett felület közötti közeg abszorpcióját is.

A használatunkban lévő TISSZ berendezésekre a következő módon végeztük el a számítást. Az SzTsz-6-os GM-csövek falvastagságának, a detektor fej műanyag védőfóliájának, valamint a várható levegőréteg vastagságának összege, méréseink alapján átlagosan  $60 \text{ mg}/\text{cm}^2$ -nek adódott.

A nagy felületű szennyeződés béta-sugárzásának mért intenzitása

$$I = I^0 e^{-\frac{\mu}{\rho} \cdot \ell}$$

ahol  $\ell = 60 \text{ mg/cm}^2$  abszorbens vastagság,  
 $\mu/\rho = a$  tömegabszorpciós koefficiens.

A tömegabszorpciós koefficiens energiafüggése kis abszorbens-vastagságnál és 0,15 - 3,5 MeV maximális bétaenergia tartományban számolható a következő kifejezésből [7]

$$\mu/\rho = 0,017 \cdot E^{-1,43} \text{ cm}^2/\text{mg}$$

ahol  $E$  a maximális bétaenergia MeV-ben.  
 Az  $UX_2$  standardon mért intenzitás tehát

$$I_{UX_2} = I_{UX_2}^0 \left[ a \cdot e^{-\left(\frac{\mu_1}{\rho}\right)_{UX_2} \cdot \ell + 30/} + (1-a) e^{-\left(\frac{\mu_2}{\rho}\right)_{UX_2} \cdot \ell + 30/} \right]$$

ahol az  $UX_2$  két nagyenergiás béta átmenetére

- $a$  2,31 MeV energiájú béta gyakorisága
- $1-a$  1,50 MeV " " "
- $\mu_1$  a 2,31 MeV-hez tartozó abszorpciós koefficiens
- $\mu_2$  az 1,50 MeV-hez " " "

A kérdéses  $E$  maximális energiájú béta-sugárzó szennyeződésen mért intenzitás pedig

$$I_x = I_x^0 e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_x \cdot \ell}$$

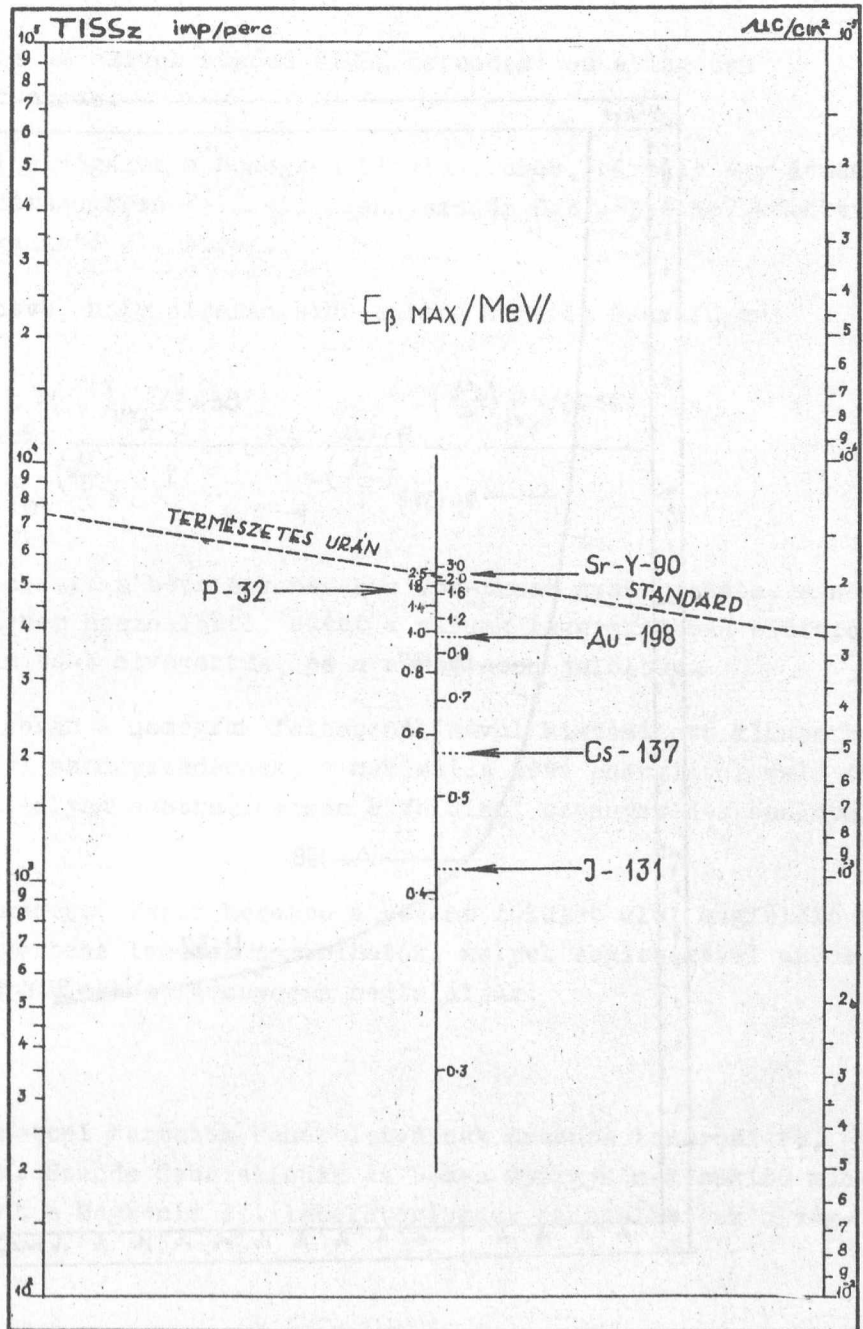
Az  $UX_2$  felület-szennyezettség standarddal azonos intenzitásúnak mért, de más energiájú béta-sugárzást emittáló szennyeződés felületi aktivitására fennáll

$$A_x^0 = A_{UX_2}^0 \frac{a \cdot e^{-\left(\frac{\mu_1}{\rho}\right)_{UX_2} \cdot \ell + 30/} + (1-a) \cdot e^{-\left(\frac{\mu_2}{\rho}\right)_{UX_2} \cdot \ell + 30/}}{e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_x \cdot \ell}}$$

ahol  $A_{UX_2}^0$  az  $UX_2$  aktivitás.

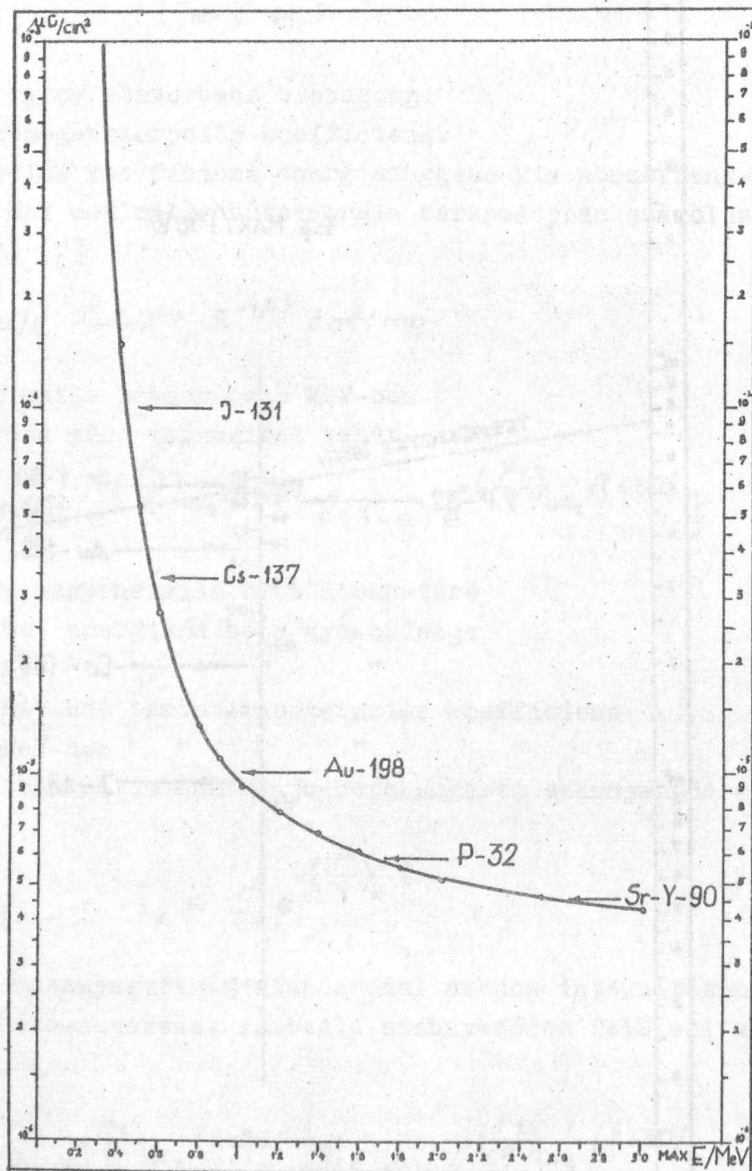
A hányados különböző maximális bétaenergiákra számított értékeiből a készített felület-szennyezettség standard felhasználásával nomogramot készítettünk. A  $2,7 \cdot 10^{-4} \mu\text{C/cm}^2$  felületi aktivitású uránstandardok





1. ábra

Nomogram, felületi szennyezettségek TISSZ-típusu berendezéssel történő meghatározásához



2. ábra

A TISSZ-típusú berendezéssel kimutatható legkisebb felületi szennyezettség a max. béta-energia függvényében

a 3 db SzTSz-6-os GM csővel működő TISSZ berendezésen átlagosan 7500 imp/perc-et adnak.

Ezzel elvégezve a nomogram hitelesítését, bármely egy átmenettel rendelkező bétasugárzó felületi szennyeződés 0,3 - 3,0 MeV közötti tartományban megadható /1. ábra/.

Tekintve, hogy általánosabb esetre a fenti összefüggés

$$A_x^o = A_{ux_2}^o \frac{a \cdot e^{-\left(\frac{\mu_1}{\rho}\right)_{ux_2} \cdot /l+30/} + (1-a) \cdot e^{-\left(\frac{\mu_2}{\rho}\right)_{ux_2} \cdot /l+30/}}{b \cdot e^{-\left(\frac{\mu'}{\rho}\right)_x \cdot l} + c \cdot e^{-\left(\frac{\mu''}{\rho}\right)_x \cdot l} + \dots}$$

alakú, ahol b, c, ... a béta átmenetekre vonatkozó gyakoriságok, a nomogram közvetlenül nem használható, ezért a nálunk leggyakrabban előforduló izotópokra a számítást elvégeztük, és a nomogramon jelöltük.

A 2. ábrán a nomogram felhasználásával kiszámított kimutatható legkisebb felületi szennyeződésnek, a maximális béta energiától való függetlenségét ábrázoltuk, olyan esetre, amikor a felületi szennyeződés önelnyelése elhanyagolható.

A standardot tartó keretbe a bevont felület elé, megfelelő rés-sel ellátott abszorbens lemezek is tolhatók, melyek segítségével az esetleg meghibásodott GM csövet könnyedén megtaláljuk.

Köszönettel tartozom Fehér Istvánnak hasznos tanácsaiért, Puskás Katalinnak, Szende Gabriellának és Dénes Györgynének segítő munkájukért, valamint a Magkémia II. laboratóriumnak az analizisek elvégzéséért.

I r o d a l o m

- [1] Cohen, B, Hull, D.E.: Report A-1235 /Aug.28, 1944/
- [2] Hufford, D.L, Scott, B.F.: The Transuranium Elements Part.II.p. 1167,  
New York 1949.
- [3] Wilson, C.R, Langer, A.: Nucleonics 11/8, 48 /1953/
- [4] Rulfs, C.L, De Anil, A.K, Elving, P.J.: Electrochem.Soc. 104/2, 80 /1957/
- [5] Weiss, C.F.: Radioaktive Standardpräparate. Berlin. 1957.
- [6] Brodsky, A, Hanscome, J.D.: Health Phys. 1, 189 /1958/
- [7] Gleason, G.I, Taylor, J.D, Tabern, D.L.: Nucleonics 8/5, 12 /1951/
- [8] Handbook of Radiology 258.old.

Érkezett 1962 július 2.

KFKI Közl. 10. évf. 4.szám, 1962.

## LÁGY-GAMMASUGÁRZÁS ABSZORPCIÓMÉRŐ BERENDEZÉS SUGÁRVÉDELMI MÉRÉSEKHEZ

Irta: Erdélyvári István

### Összefoglalás

Elkészítettünk egy abszorpciómérő berendezést, amely alkalmas az ismeretlen energiájú komponensekből álló lágy-gammasugárzások átlagenergiájának meghatározására. A készülék működését Cr-51, Hg-203 és Tm-170 izotópok monokromatikus lágy gamma-sugárzásával ellenőriztük. A berendezés segítségével meghatároztuk a 600 kV-os és 800 kV-os kaszkád-rendszerű gyorsító-berendezések környezetében lévő lágy-gammasugárzás átlagenergiáját. Az eredményül kapott átlagenergia értékek felhasználásával méretezett árnyékoló falak kielégítőnek bizonyultak.

### Bevezetés

A sugárvédelem területén dolgozókkal szemben gyakran vetődnek fel olyan igények, különösen a sugárforrásnak tekinthető berendezések üzemeltetésével kapcsolatban, hogy ismeretlen energiájú komponensekből álló gamma-sugárzások átlagenergiájának meghatározását kell elvégezni. Ilyen feladat elé az állította az osztályunkat, hogy szükségessé vált a 600 kV-os és 800 kV-os kaszkád-rendszerű gyorsító berendezések védőárnyékolásának megerősítése.

Az árnyékoló falak méretezésénél - a száraz egyenirányítókkal üzemeltetett két gyorsító-berendezés esetében - a targetból és a gyorsítócsőből kilépő sugárzással kellett számolni. A gyorsító-berendezés paramétereinek, a gyorsított részecskék és a target anyagának ismeretében a kikutató reakciótermékek - azaz a targetsugárzás spektruma és intenzitása számítható. Mindkét gyorsító-berendezésnél különálló "target szoba" van, így a kis helyre lokalizált target-sugárzás védőárnyékolásának méretezése könnyen elvégezhető. A mérési feladatot a gyorsítócsőből kilépő lágy-gamma-sugárzás átlagenergiájának meghatározása jelentette.

A gyorsított protonoknak és deutronoknak a targetba és a gyorsítócső falába történő ütközésekor szekunder elektronok keletkeznek, amelyek visszafele gyorsulva a gyorsítócsőben fékezési sugárzást keltenek.

Az így létrejött fékezési sugárzás spektrumát és intenzitását számítással meghatározni nem lehet, csupán a felső határ értékét kapjuk meg egyértelműen.

Az árnyékoló védőfalak méretezésénél - anyagi és biztonsági okok miatt - nem támaszkodhatunk becslésekre, így tehát méréssel kellett meghatározni a gyorsítócsőből kilépő fékezési sugárzás intenzitását és átlagenergiáját.

A sugárzás intenzitásának mérését ionizációs kamrával, az átlagenergia meghatározását pedig az e célra készített abszorpciómérő berendezés felhasználásával végeztük el.

A gammasugárzás abszorpciójának leírására az

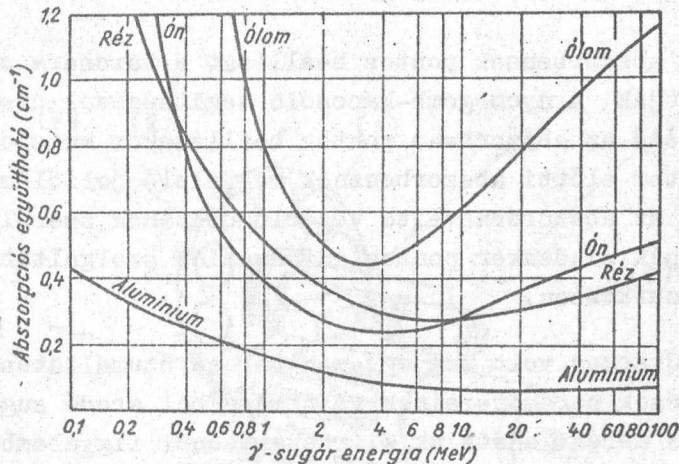
$$I = I_0 e^{-\mu' y} \quad /1/$$

exponenciális törvény érvényes, ahol  $I_0$  illetve  $I$  a sugárnyaláb intenzitása az abszorbens előtt, illetve után,  $\mu' = \mu/\rho$  a totális tömegabszorpció együttható  $/\text{cm}^2/\text{g}/$ ,  $y$  pedig az abszorbens felületi sűrűsége  $/\text{g}/\text{cm}^2/$ .

A sugárzás energiája és az abszorpció együttható között meghatározott összefüggés áll fenn. Ezt az összefüggést felhasználva az abszorpció együttható mérésével a sugárzás energiája meghatározható. Erre a célra táblázatokat és grafikonokat találunk az idevonatkozó irodalomban [1], melyek a gammasugárzás energiáját a  $\mu$  illetve a  $\mu'$  függvényében adják meg. A sugárzás energiájának meghatározása tehát visszavezethető az abszorbens okozta sugárzás-intenzitás változás mérésére.

Vigyáznunk kell azonban arra, hogy a totális abszorpció együtthatónak minden anyagban meglévő minimum értékei miatt minden  $\mu_{\min}$ -nál nagyobb abszorpció együttható értékhez több energiaértéket is rendelhetünk/pl.  $\mu = 0,49 \text{ cm}^{-1}$  totális abszorpció együtthatóhoz ólomban a gammasugárzásnak 2,3 MeV és 5,4 MeV értékei tartoznak./

Mint hogy különböző anyagokban különböző energiánál jelenik meg a totális abszorpció együttható minimuma, az abszorpció együtthatóknak két, vagy több különböző anyagban végrehajtott mérése módot nyújt a sugárzás energiájának egyértelmű meghatározására.



1. ábra

A gamma-sugárzásra vonatkozó totális abszorpciós együttható energiafüggése különböző anyagoknál [2].

### 1. Az abszorpciómérő berendezés

Az elvégzendő mérések természete szükségessé tette, hogy

- a berendezés mérőfeje az ólomárnyékolás mellett is könnyen mozgatható és bármilyen irányban beállítható legyen;
- a gyorsítócső közelében elhelyezett mérőfej előtt az abszorbens cseréjét a gyorsító berendezés üzemének megszakítása nélkül végezzük el.

E technikai követelmények kielégítése érdekében a méréseinkhez használt végablakos GM-csővet egy 40 mm falvastagságú ólomhengerbe helyeztük. Az ólomhenger GM-cső előtti végének 120 mm hosszúságú betétekkel változtatható átmérőjű furata - a berendezésünk kollimátora. Közvetlenül a GM-cső előtt és körül 2 mm vastag plexi lap, illetve köpeny van a "falhatások" /a GM-cső körül lévő anyagokban létrejövő szekunder és szórt sugárzások zavaró hatása/ kiküszöbölése céljából. A legnagyobb kollimátor átmérő is kisebb, mint a GM-cső ablakának átmérője, így módon a kollimált "primér" sugárnyaláb a GM-cső fém alkatrészeit elkerülve jut a GM-csőbe.

Az abszorbenscsere problémáját egy tárcsa segítségével oldottuk meg, melybe 10 db abszorbens helyezhető el. Az abszorbens sorozatot közvetlenül a kollimátor előtt helyeztük el. A GM-cső ólomköpenyére erősített abszorbenstartó tárcsa kollimátor előtti elforgatását elektromotor végzi, fogaskerék áttételeken keresztül.

Az abszorbensek pontos beállítását a tárcsára szerelt csuszóérintkezők biztosítják. A nyomógomb-kapcsoló segítségével üzembehelyezett elektromotor áramköre az abszorbens pontos beállásakor megszakad s ezzel egy időben a kollimátor előtti abszorbensnek megfelelő jelzőlámpa áramköre záródik. Ily módon az abszorbensváltó vezérlődobozának szerelvénylapján elhelyezett jelzőlámpák mindenkor pontos információt szolgáltatnak az abszorbensek helyzetére vonatkozóan.

Szükséges volt még egy monitorcső üzemeltetése is, hogy a gyorsító-berendezések paramétereinek változásaiból eredő sugárzás-intenzitás változásokat a mérési adataink kiértékelésénél figyelembe vehessük. Egy kisérzékenységi hengeres GM-csövet használtunk fel monitornak, melyet a végablakos GM-cső tartóállványára rögzítettünk. A végablakos GM-cső és a monitorcső scalerének indítását, illetve leállítását egy közös kapcsolóra biztosította.

A tartóállvány magassága 1 m-től 5 m-ig változtatható, s a kiépése lehetővé teszi a mérőfej 360°-os reprodukálható elforgatását úgy a vízszintes, mint a függőleges tengelye körül.

A mérőműszerek és GM-csövek, másrészt az abszorbens váltó vezérlőszerkezete és meghajtószerkezete között 10 m-es kábelcsatlakozás van, tehát a mérések a sugár- és nagyfeszültség veszélyes zónától elegendően nagy távolságban végezhetők el anélkül, hogy a gyorsítóberendezések üzemét megszakítanánk.

## 2. Az abszorpciómérő berendezéssel végzett ellenőrző mérések

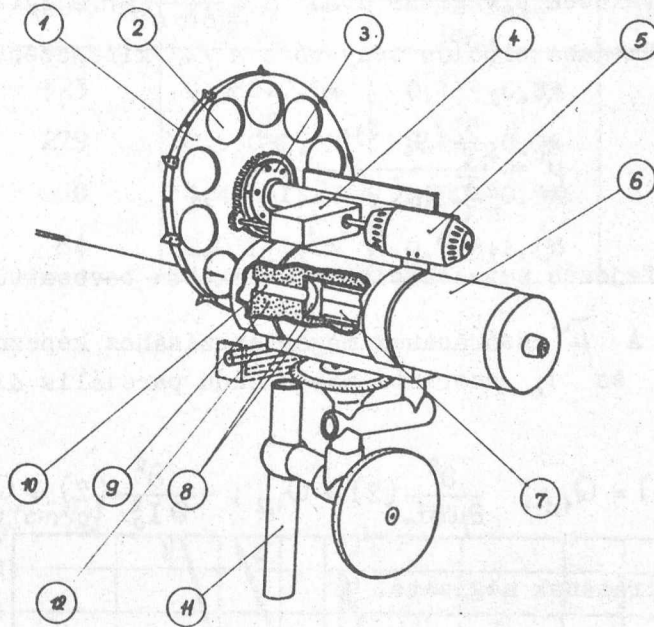
A gamma sugárzás abszorpcióját leíró /1/ exponenciális egyenlet birtokában a méréseinkhez legjobban használható legpontosabb eredményt biztosító kifejezést a totális tömeg abszorpció s együtthatóra a súlyozott legkisebb négyzetek módszerével kapjuk.

$$\sum_i \gamma_i \left[ \ln \frac{n_i}{t_i} - \ln(I_0 e^{-\mu' y}) \right]^2 = \min \quad /2/$$

ahol  $\gamma$  a hibák súlyfaktora,  $n$  a mért impulzusszám,  $t$  pedig a mérés időtartama.

A /2/ összefüggésből látható, hogy a  $\mu'$ -nek olyan kifejezését keressük, amely biztosítja, hogy a mért és az elméleti érték logaritmusai különbségének a négyzete legkisebb legyen.





2. ábra

Az abszorpciómérő berendezés:

- 1- abszorbenstartó tárcsa; 2- abszorbens; 3- csuszó érintkező;
- 4- fogaskerék áttétel; 5- elektromotor; 6- végablakos GM-cső tartó henger;
- 7- végablakos GM-cső; 8- plexi lap ill. köpeny;
- 9- ólomköpeny; 10- kollimátor furat; 11- tartó állvány;
- 12- monitor GM-cső

A /2/ kifejezésünk egy szélsőérték feladat a  $\mu'$ -re, így a szélső érték szükséges feltételeként felírhatjuk, hogy

$$\sum_i \frac{\partial}{\partial \mu'} \left\{ \gamma_i \left[ \ln \frac{n_i}{t_i} - \ln(I_0 e^{-\mu' y}) \right]^2 \right\} = 0 \quad /3/$$

A /3/ differenciál-egyenletből a  $\mu'$  már kifejezhető, de az így nyert összefüggésben még szerepel az  $y = 0$ -hoz tartozó sugárzás-intenzitás -  $I_0$  is. Az  $I_0$  mérése külön feladatot jelent. E feladat elvégzése elkerülhető, ha a  $\mu'$ -hez hasonlóan kifejezzük az  $I_0$ -t is a rendelkezésünkre álló két egyenletből a  $\mu'$  már kifejezhető az  $I_0$  nélkül.

E műveletek elvégzése után  $\sigma = \frac{1}{(\delta \ln n)^2} = n$  súlyfaktor alkalmazásával a totális tömegabszorpciós tényezőre a /4/ kifejezést nyerjük.

$$\bar{\mu}' = \frac{\sum_i (y_i - \bar{x}) n_i \ln \frac{n_i}{t_i}}{\sum_i n_i (y_i - \bar{x})^2} \quad /4/$$

A kifejezés egyszerűsítése érdekében bevezettük az  $\bar{x} = \frac{\sum_i n_i y_i}{\sum_i n_i}$  helyettesítést. A  $\bar{\mu}'$  szórásának meghatározásához képeznünk kell a /2/ egyenletünk  $\mu'$  és  $I_0$  szerinti másodrendű parciális differenciálhányadosát:

$$\frac{\partial^2}{\partial \mu'^2} (2) = Q_{1,1}; \quad \frac{\partial^2}{\partial \mu' \partial I_0} (2) = Q_{1,2}; \quad \frac{\partial^2}{\partial I_0^2} (2) = Q_{2,2} \quad /5/$$

ebből a  $\bar{\mu}'$  szórásának négyzete.

$$(\delta \bar{\mu}')^2 = \frac{Q_{1,1}}{Q_{1,1} Q_{2,2} - Q_{1,2}^2} \quad /6/$$

A kijelölt műveletek elvégzése után:

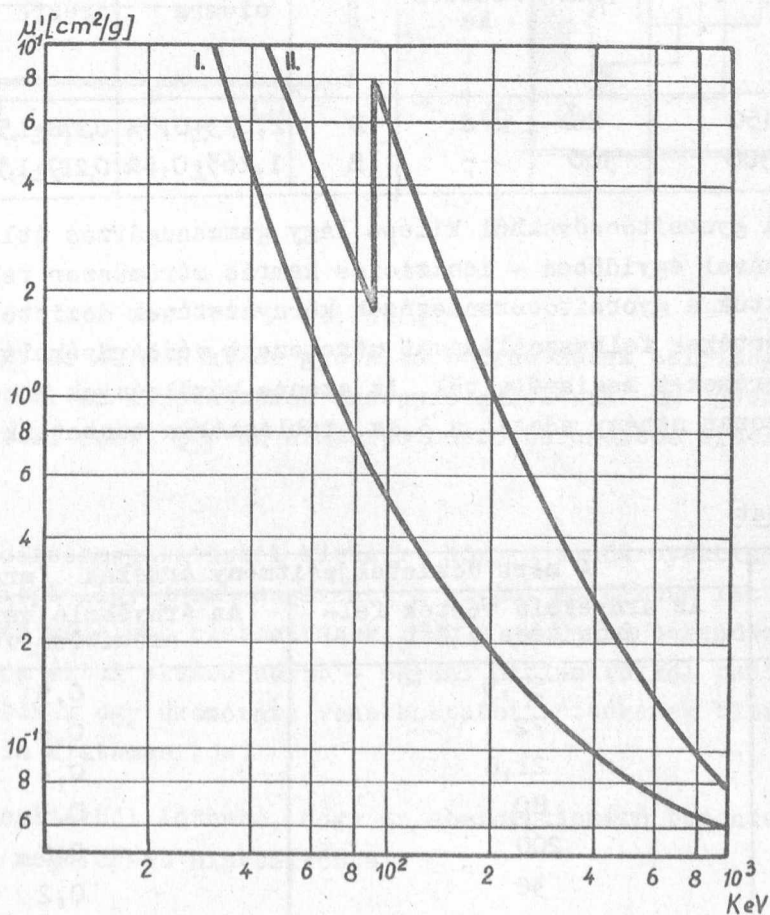
$$\delta \bar{\mu}' = \left[ \sum_i n_i (y_i - \bar{x})^2 \right]^{-1} \quad /7/$$

Az ellenőrző méréseket Cr-51, Hg-203, és Tm-170 izotópok felhasználásával végeztük el. Az abszorbens sorozatunk anyaga Cu és Pb volt. A mérési eredményeinkből a /4/ összefüggés alapján határoztuk meg a  $\bar{\mu}'$  értékeket. Eredményeinket az 1.sz. táblázatban foglaltuk össze. A táblázat utolsó oszlopában feltüntettük a méréseinkből kapott  $\bar{\mu}'$  értékekhez rendelhető energiaértékeket is.

Az összehasonlításkor látható, hogy az általunk meghatározott  $\bar{\mu}'$  értékekhez - az irodalomból vett görbéről /3. ábra/ leolvasott energiaértékek jó egyezést adnak az izotópokból kilépő fotonok energiájával.

1. táblázat

Izotóp	Foton energia (keV)	A mért $\bar{\mu}$ értékek (cm <sup>2</sup> /g)		A görbéről leolvasott energia-értékek	
		ólomra $\bar{\mu}_{Pb}$	rézre $\bar{\mu}_{Cu}$	$\bar{\mu}'_{Pb}$ -keV	$\bar{\mu}'_{Cu}$ -keV
Cr-51	323	0,388±0,5%	0,119±0,8%	320	325
Hg-203	279	0,530±0,6%	0,141±0,7%	280	275
Tm-170	60	4,421±1,2%	1,503±0,9%	62	60
	84	2,031±1,0%	0,725±1,1%	85	84



3. ábra

Gamma-sugárzásra vonatkozó totális tömegabszorpciós együttható energiafüggése rézben /I/ és ólomban /II/ [1], [3]

3./ A 600 kV-os /K-600/ és 800 kV-os /K-800/ kaszkárendszerű gyorsítóberendezések környezetében végzett méréseink

A gyorsítóberendezések gyorsítócsövéből kilépő lágy gamma-sugárzás átlagenergiájának meghatározására vonatkozó méréseinknél az abszorpciómérő berendezés mérőfejét a K-600-as gyorsítónál 6 m, a K-800-asnál pedig 5 m távolságra helyeztük el a gyorsítócsőtől. A mérőfej magassága mindkét esetben megegyezett az ionforrás magasságával. Eredményeink, valamint a gyorsító-berendezés - méréseink alatti - paraméter értékei a 2.sz. táblázatban láthatók.

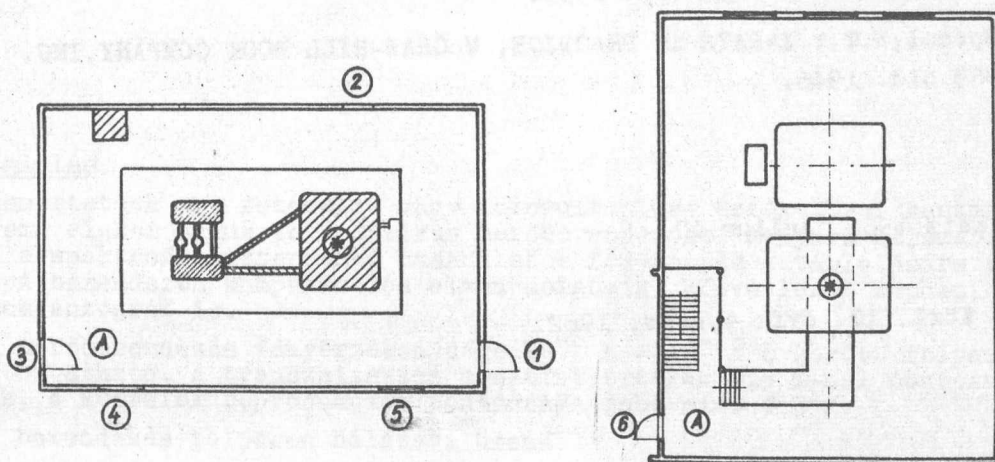
2.sz. táblázat

Gyorsító berendezés jele	Gyorsító fesz. [kV]	Target áram [μA]	Gyorsított részecske	Target anyag	A mért értékek [cm <sup>2</sup> /g]		A görbéről leolvasott energiaértékek	
					ólomra	rézre	$\bar{\mu}'_{Pb}$	$\bar{\mu}'_{Cu}$
							keV	keV
K-600	450	80	d	B	2,073±0,9%	0,278±1,5%	150	148
K-800	500	300	p	B	1,263±0,8%	0,219±1,3%	185	180

A gyorsítócsövekből kilépő lágy gamma-sugárzás átlagenergiájának meghatározásával egyidőben - ionizációs kamrás mérőműszer felhasználásával - elkészítettük a gyorsítóberendezések környezetének dózistérképét. Az átlagenergia értékek felhasználásával méretezett védőárnyékolások felerősítése után a méréseket megismételtük. Az azonos körülmények között elvégzett két mérésorozat néhány adatát a 3.sz. táblázatban tüntettük fel.

3.sz. táblázat

Mérési pontok	A mért dózisteljesítmény értékek (mr/h)	
	Az árnyékoló vérték felerősítése előtt	Az árnyékoló vérték felerősítése után
1	57,5	0,5
2	72	0,6
3	21,6	0,4
4	80	0,3
5	200	0,8
6	36	0,2



4. ábra

A 600 kV-os és 800 kV-os gyorsító berendezések helyiségeinek alaprajza. Az alaprajzokon szereplő jelölések:  $\otimes$  gyorsító cső,  $\textcircled{i}$  mérési pont,  $\textcircled{A}$  az abszorpciómérő berendezés elhelyezési pontja.

Az összehasonlításból kitűnik, hogy a védőárnyékolások a gyorsítócsövekből kilépő lágy gamma-sugárzást a kívánt mértékben lecsökkentették és így kielégítő védelmet biztosítanak. Ezt a gyorsító berendezések környezetében dolgozók által elszenvedett - egyéni dózismérőkkel rendszeresen mért - dózisértékek egy üzemóra vonatkoztatott értékének tizenötöd részére csökkenése is alátámasztja.

A fentiekből látható, hogy az abszorpciómérő berendezésünk a mérési feladat megoldását biztosította.

Ezúton mondok köszönetet Fehér István osztályvezetőnek hasznos tanácsaiért, Rocskai Lászlónak a mérések elvégzéséhez nyújtott lelkiismeretes munkájáért és Tonelli Miklósnak a mechanikai munkák gondos elkészítéséért.

I r o d a l o m

- [1] Davisson, C.M.; Evans, R.D.: Revs.Mod.Phys. 24, 79. /1952/
- [2] Whitehouse, W.J.; Putman, J.L.: RADIOAKTIVE ISOTOPES  
Clarendon Press 132.old. 1953.
- [3] Sproul, W.T.: X-RAYS in PRACTICE, MCGRAW-HILL BOOK COMPANY, INC.  
569.old. 1946.

Érkezett 1962. július 10.

KFKI Közl. 10. évf. 4.szám, 1962.

UJ, NAGYTELJESITŐKÉPESSÉGŰ, EGYSUGARAS, FOTOMETRIKUS  
MÉRŐRENDSZER ALKALMAZÁSA A KÉMIAI ANALIZISBEN ÉS SZERKEZETKUTATÁSBAN

Irta: Szóke József<sup>X/</sup>

Összefoglalás

Ismertetünk egy fotocella vagy fotomultiplier érzékelővel használható egyenáramú elektronikus fotometrikus mérőberendezést, melynek hálózati tápegysége a spektrofotométereknél használatos fényforrások táplálására is alkalmas. A berendezés kompenzációs elven dolgozik, közvetlenül kapcsolható hozzá kompenzográf is.

A mérőberendezés fényérzékenysége  $10^{-6}$  L -  $10^{-13}$  L között folyamatosan változtatható. A transzmissziós abszolút értékek 0,5 %-nál pontosabban mérhetők, a készülék reprodukciós pontossága jobb mint 0,3 %.

A berendezés teljesen hálózati üzemi.

A közleményben behatóan foglalkozunk a szovjet ЦФ-4 spektrofotométer és a Zeiss Spiegelmonokromátor összehasonlító vizsgálatával.

A modern kémiai szerkezetvizsgálatnál egyre gyakrabban merül fel a szükségessége annak, hogy valamely probléma megoldásához ismernünk kellene az anyag számos fizikai tulajdonságát. Különösképpen érvényes ez a megállapítás a spektroszkópiai mérésekre, ahol egy anyagi sajátság mérése, főleg nagyobb molekuláknál csak kvalitatív következtetéseket enged levonni. Mivel a spektrofotométerben rendelkezésünkre áll egy - rendszerint jó - felbontórendszer, melyet sokoldaluan lehet használni az anyagszerkezet-kutatásban, célszerű a széles tartományban alkalmazható mérőberendezést olyan adapterekkel ellátni, mely lehetővé teszi mindazon optikai tulajdonságok megfelelő pontosságú, hullámhosszfüggvényben történő mérését, melyek a szerkezetkutatás szempontjából jelentősek. A modern UV spektrofotométereket általában úgy tervezik, hogy könnyű és gyors átalakítással számos mérésfajta elvégzésére alkalmas legyen /transzmisszió-, reflexió-, összfluoreszcencia mérés, lángfotometria, papirkromatogram kiértékelő, reakciókinetikai vizsgálatokhoz adapter, stb./. Ezek az adapterek azonban csaknem kizárólag egyszerű analitikai feladatok megoldását teszik lehetővé, s értékük igen kicsi a szerkezetkutatás szempontjából.

X/ A közleményben tárgyalt mérőrendszer László Zoltánnal /Műszeripari Kutató Intézet, Bpest/ és Hanga Andrással /Finommechanikai Vállalat, Bpest/ közös szabadalmak és konstrukció alapján készült.

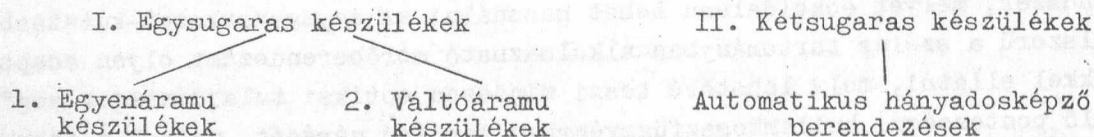
Szerkezetkutatásra irányuló munkánk szükségessé tette olyan mérőberendezés kifejlesztését, mely az analitikai feladatok megoldásán túl szerkezetvizsgálatokra is alkalmas. A jelenleg forgalomban lévő spektrofotométerek zöme a pontosság érdekében telepes kivitelben épül. Hazai viszonylatban mindezideig nem fejlesztettek ki olyan objektív mérőrendszert, mely a követelményeket kielégítő pontosságot és a kor műszaki fejlettségének megfelelő mérési kényelmet biztosítani tudná. Ezért műszerfejlesztési munkánkat elsősorban egy nagyteljesítőképességű fotometrikus, elektronikus mérőrendszer kifejlesztésére összpontosítottuk, mely a szokásos pontosság megtartása mellett nem tartalmazza a kényes és gondozást igénylő elemeket /há-lózáti megoldás telepek és akkumulátor helyett, az érzékelő és munkaellen-állások részére készített páramentes kamra kiküszöbölése, stb./, sok beál-lítási, szabályozási és ellenőrzési lehetőség biztosításával.

A fotometrikus mérőrendszerek alkalmazási területei. A mérőrendszerrel szemben támasztott igények

A fotométeres méréssel - mint ismeretes - az anyag intenzitásváltozáson alapuló relatív optikai sajátságait állapítjuk meg. E sajátságok mérésére alkalmas készülékek felosztását az I. táblázatban láthatjuk.

I. táblázat

Fotometrikus mérőberendezések

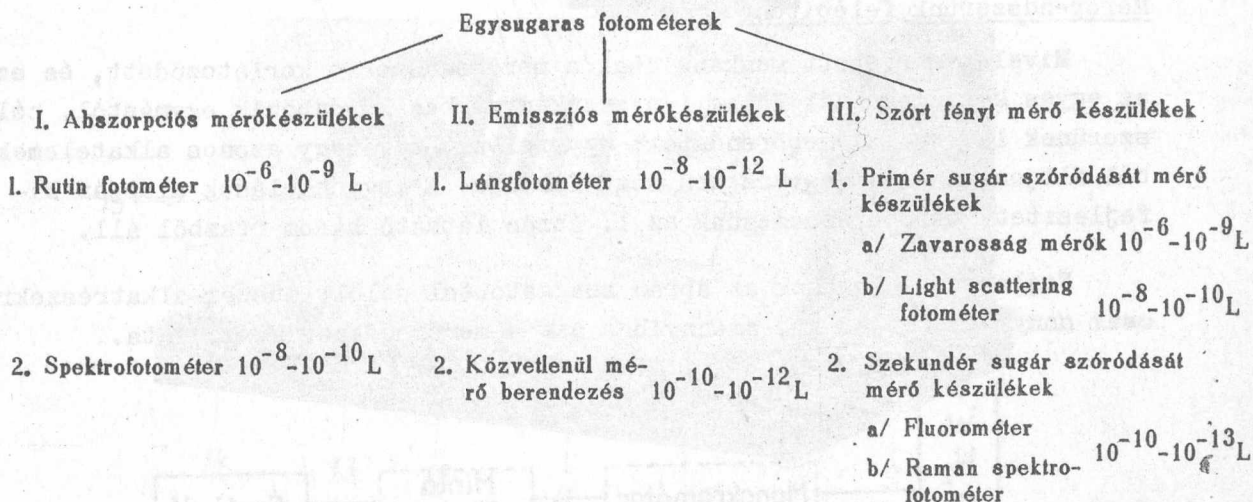


Kutatómunkánk első lépése egy egysugaras mérőrendszer megvalósítása volt. A két lehetőség közül az egyenáramu megoldást választottuk részint azért, mert az irodalomban e készülék-típussal igen sok jó eredmény született, másrészt a mérendő jel modulációjával kapcsolatosan előforduló üzembiztonsági zavarok itt nem lépnek fel.

Az egysugaras fotometrikus mérőberendezéssel kapcsolatos igények könnyen felmérhetők, ha áttekintjük azoknak a mérés-típusoknak a skáláját, ahol ezek használatosak /II.táblázat/.



II. táblázat



A II. táblázat mindhárom műszer csoportja lényegében azonos elemekből épül fel. Különbségük részben az alkotó elemek térbeli elhelyezésében, részben az alkalmazott mérőrendszer érzékenységében van. A II. táblázatban készüléktípusok melletti számérték a mérendő fényintenzitás határértékeit jelöli lumenben.

Az abszorpciómérő készülékekre jellemző az időben konstans fényforrás. A készülékek megkivánt műszaki jellemzője: a mérés pontossága abszolút értékben jobb, mint 1 %, reprodukálhatósága pedig az 0,1 % nagyságrendjében van /általában 0,3 %-on belül szokott lenni/.

Az emissziós mérőkészülékeknél a mérendő minta azonos a fényforrással. Igen nagy méréstechnikai nehézség e készülékeknél - a lángfotométer kivételével - a fényforrás fényintenzitásának instabilitása /szikra vagy ivgerjesztés/, melynek fotometrikus mérése csak időbeni átlagérték alapján lehetséges.

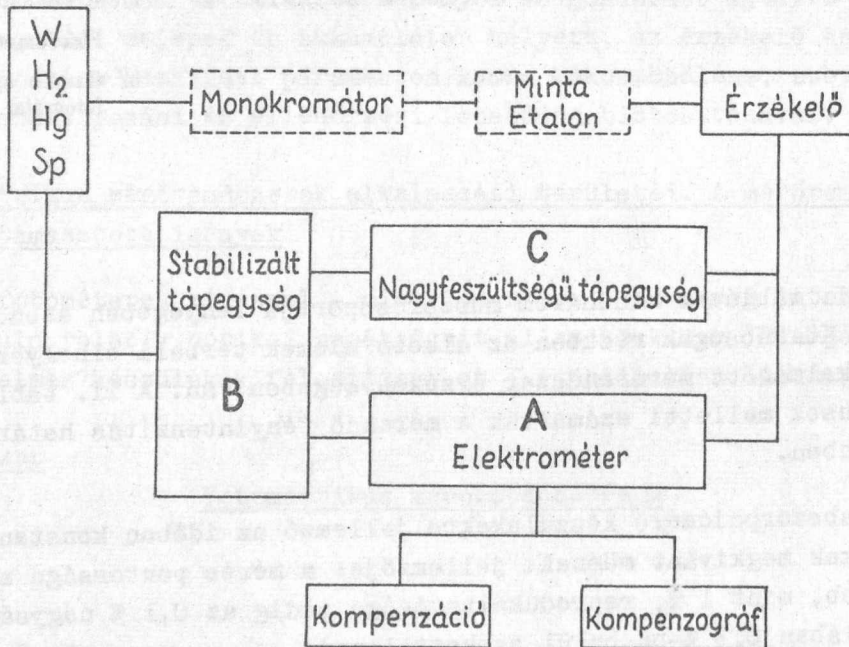
A fotometrikus készülékek harmadik csoportjánál a szórt fényt mérő készülékeknél a mérendő minta szintén fényforrás, mely a második műszer csoporttól abban különbözik, hogy időben konstans fény, direkt /primér/ vagy indirekt /szekundér/ szóródását kell mérni.<sup>x/</sup> A III.csoportba tartozó készülékeknél a mérendő fény igen kis intenzitású /pL nagyságrendű/.

<sup>x/</sup> Méréstechnikai szempontból ebbe a csoportba soroljuk a nem szóródás révén keletkező fluoreszcencia sugárzást is.

### Mérőrendszerünk felépítése

Mivel ismerttetett munkánk csak a mérőrendszerre korlátozódott, és ez az egyes készülékeknél főleg fényérzékenységben különbözik egymástól, célszerűnek látszott a mérőrendszert úgy felépíteni, hogy azonos alkatrészeken álljon kis- és nagyérzékenységű formája. E megfontolások alapján kifejlesztett mérőberendezésünk az 1. ábrán látható három részből áll.

Fejlesztési munkánk az ábrán szaggatottal jelölt műszer-alkatrészekre csak annyiban terjed ki, amennyiben azt a mérőrendszer megkívánta.

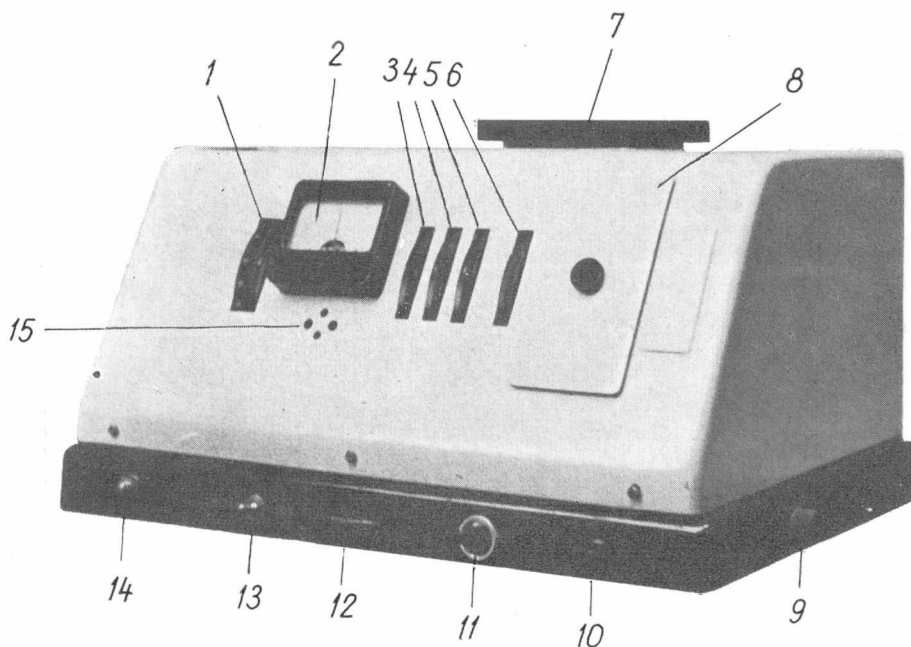


1. ábra Az egysugaras egyenáramú fotometrikus mérőrendszer elvi felépítése

Az "A" jelzésű elem kompenzációs elektrométer szimmetrikus hidkapcsolásban, mely megfelelő elektrométer csövekkel 1 V-nál kisebb feszültség mérésére alkalmas kisebb mint 1 pA fogyasztással.

A "B" jelzésű elem alacsony feszültségű tápegység, mely a fényforrások konstans körülmények között való üzemeltetésére, valamint a mérőkör táplálására szolgál.

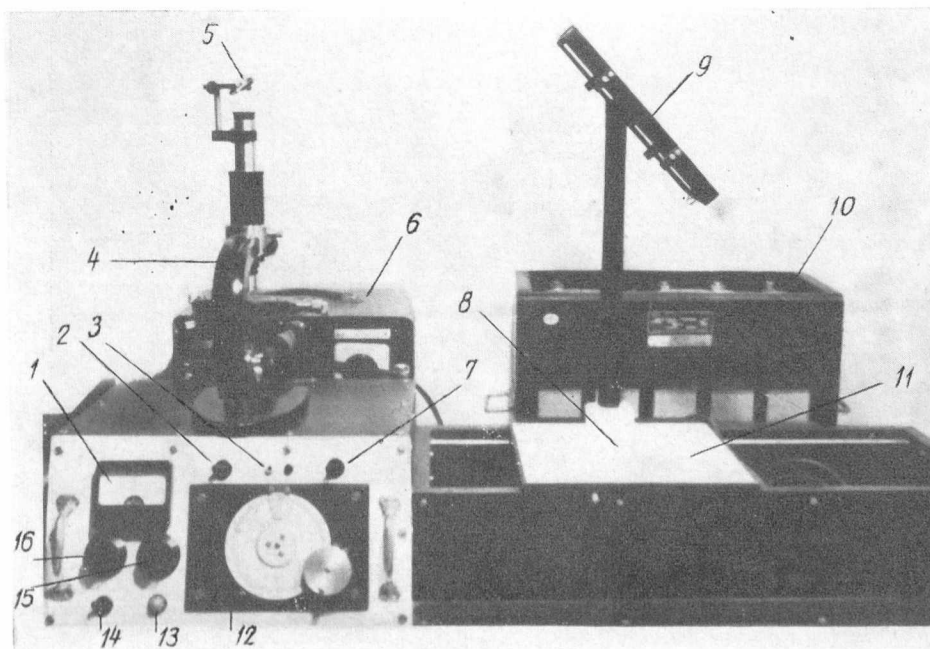
A "C" jelzésű elem nagy stabilitású nagyfeszültségű tápegység, mely a fotomultiplier dinóda feszültségét szolgáltatja.



2. ábra

Rutin fotométer

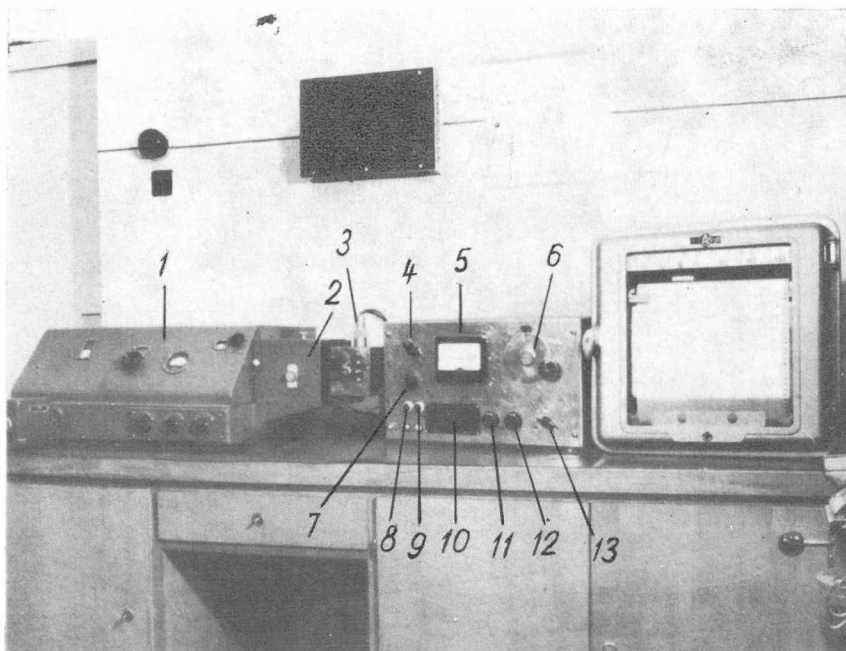
1. Mérőpotenciométer. 2. Null-műszer. 3. Filter I. 4. Filter II. 5. Blende. 6. Mintaváltó. 7. Lámpaház és analysis kvarclámpa. 8. Mintatér. 9. Fotocella váltó és munkaellenállás kapcsoló. 10. Shutter. 11. Mérés — hitelesítés kapcsoló. 12. Sötétáram potenciométer. 13. Hálózati kapcsoló. 14. Pilács. 15. Regisztráló kivezetés.



3. ábra

Mikroszkóp spektrofotométer

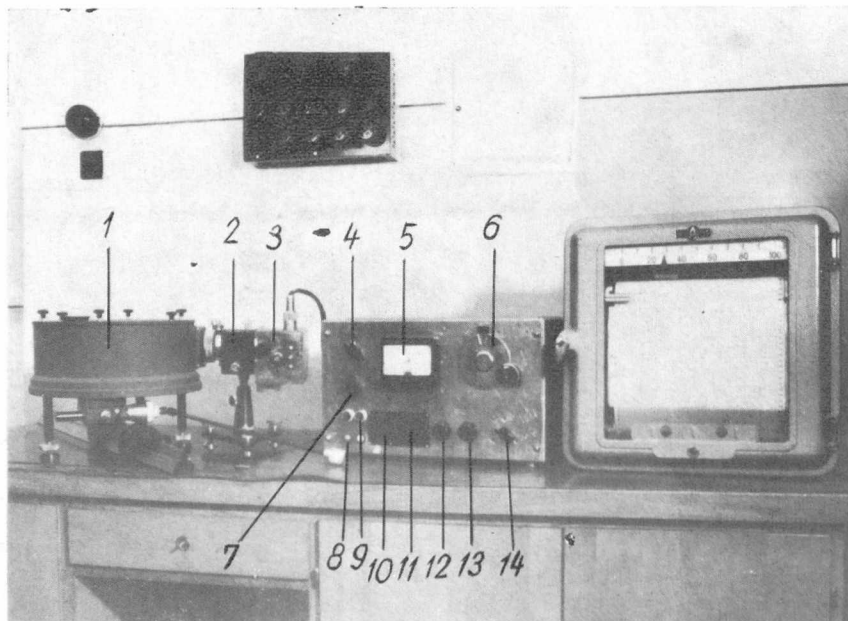
1. Null-műszer. 2. Regisztráló — Műszer kapcsoló. 3. Regisztráló kivezetés. 4. Mikroszkóp. 5. Vetítőtükör. 6. Nagyfeszültségű tápegység. 7. Mérés — hitelesítés kapcsoló. 8. Blende. 9. Vetítő tükör. 10. Akkumulátor a fényforrás táplálására. 11. Mérőasztal. 12. Kompenzációs mérőpotenciométer. 13. Pilács. 14. Hálózati kapcsoló. 15. Érzékenység finomszabályozó. 16. Érzékenység durvaszabályozó



4. ábra

Mérőrendszerünkben és CΦ—4 monokromátorból álló spektrofotométer

1. CΦ—4 monokromátor. 2. Mintatartó. 3. Multiplieres mérőfej. 4—13. Elektronikus mérőrendszer: 4. Munkaellenállásváltó kapcsoló. 5. Null-műszer. 6. Kompenzációs mérőpotenciométer. 7. Fényforrás kapcsoló. 8. Hálózati kapcsoló és pilács. 9. Nagyfeszültségkapcsoló és pilács. 10. Nagyfeszültségű I. és II. kapcsoló. 11. Dinódafeszültség finomszabályozó. 12. Sötétáram helipot. 13. Regisztráló — Hitelesítés — Mérés kapcsoló. Az ábra jobb oldalán az EPP—09—MI típusú regisztráló berendezés látható.



5. ábra.

Mérőrendszerünkben és a Spiegel monokromátorból álló spektrofotométer.

1. Spiegel monokromátor. 2. Mintatartó. 3. Multiplieres mérőfej. 4—14. Elektronikus mérőrendszer: 4. Munkaellenállás váltó kapcsoló. 5. Null-műszer. 6. Kompenzációs mérőpotenciométer. 7. Fényforrásváltó kapcsoló. 8. Hálózati kapcsoló és pilács. 9. Nagyfeszültség-kapcsoló és pilács. 10. Nagyfeszültség kapcsoló II. 11. Nagyfeszültség kapcsoló I. 12. Dinódafeszültség finomszabályozó. 13. Sötétáram helipot. 14. Regisztráló — Hitelesítés — Mérés kapcsoló. Az ábra jobb oldalán az EPP—09—MI típusú regisztráló berendezés látható.

A II. táblázat fényérzékenységi adatai alapján a különféle fotometrikus mérőberendezésekben legalább két egymástól kb. 4-6 nagyságrendben különböző mérőrendszerre van szükség:

1. A kisérzékenységi mérőkészülék tipikus képviselője a rutin fotométer. Mérőrendszerünkhöz ebben az esetben fotocella érzékelőt használunk, és a fenti három műszeregység közül csak az alacsonyfeszültségű tápegységet és a kompenzációs elektrométert használjuk.

2. Nagyérzékenységi mérőberendezés esetén az érzékelő fotomultiplier s ekkor mindhárom műszeregység igénybe van véve. Az igen nagy fényérzékenységet igénylő készülékeknél /mikroszkóp spektrofotométer, Raman-spektrométer/ az érzékelőket sötétáramra, zajra és érzékenységre válogatni kell.

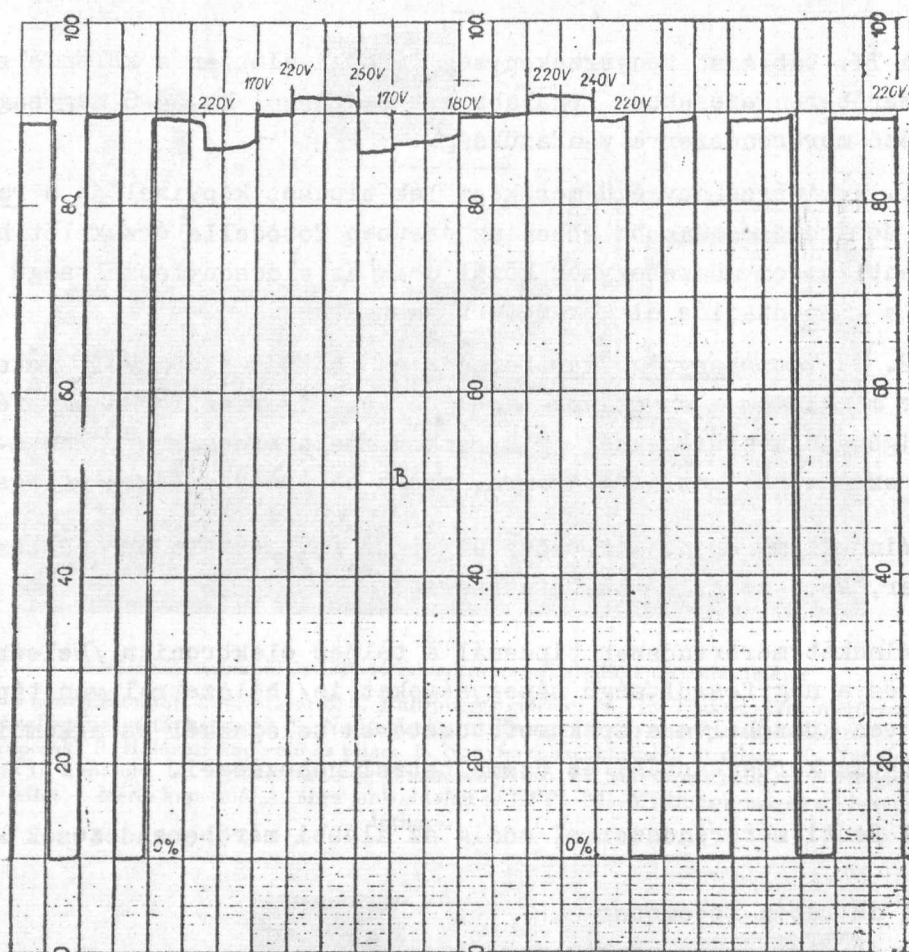
Mindkét mérőrendszer-típus alkalmas regisztráló berendezés /Brown recorder, kompenzográf/ működtetésére.

Mindkét mérőrendszer típusnál a teljes elektronika /beleértve a fényforrás és a nagyfeszültségű tápegységeket is/ hálózatról van táplálva s ezzel ki van küszöbölve a spektrofotométerek telepekkal és akkumulátorokkal kapcsolatos karbantartási és üzemeltetési nehézségei.

A fenti mérőrendszerrel eddig az alábbi mérőberendezések készültek el:

- 1 db rutin fotométer
- 2 db mikroszkóp spektrofotométer
- 2 db spektrofotométer
- és építés alatt áll egy Raman-spektrométer.

A rutin fotométerről, a mikroszkóp spektrofotométerről és a Raman spektrométerről, minthogy azok speciális feladatok megoldására készültek, külön közleményben számolunk be. A továbbiakban a mérőberendezés elvi alkalmazási lehetőségét vizsgáljuk a két spektrofotométeren szerzett tapasztalatok alapján. Az említett két spektrofotométer egyikében CQ-4, a másikban Zeiss "Spiegel-monokromátor" a felbontó rendszer. Mindkét monokromátorhoz a bemenés megkönnyítése és meggyorsítása céljából egy előre-hátra forgó meghajtó szerkezetet építettünk, mely 8 különböző, 1:2 faktoral csökkenő sebességgel működtethető. Ugyanezen okból a mérőrendszerhez egy egyenáramu bemenettel rendelkező 50 mV végkitérésű kompenzográfot, a jól ismert EPP-09-M1-et kötöttünk. A továbbiakban közölt mérési eredményeinket a prizma diszperziójával arányos osztású hullámhossz függvényben ábrázoljuk transzmisszió vagy emisszió abszolút értékben.



6.a. ábra

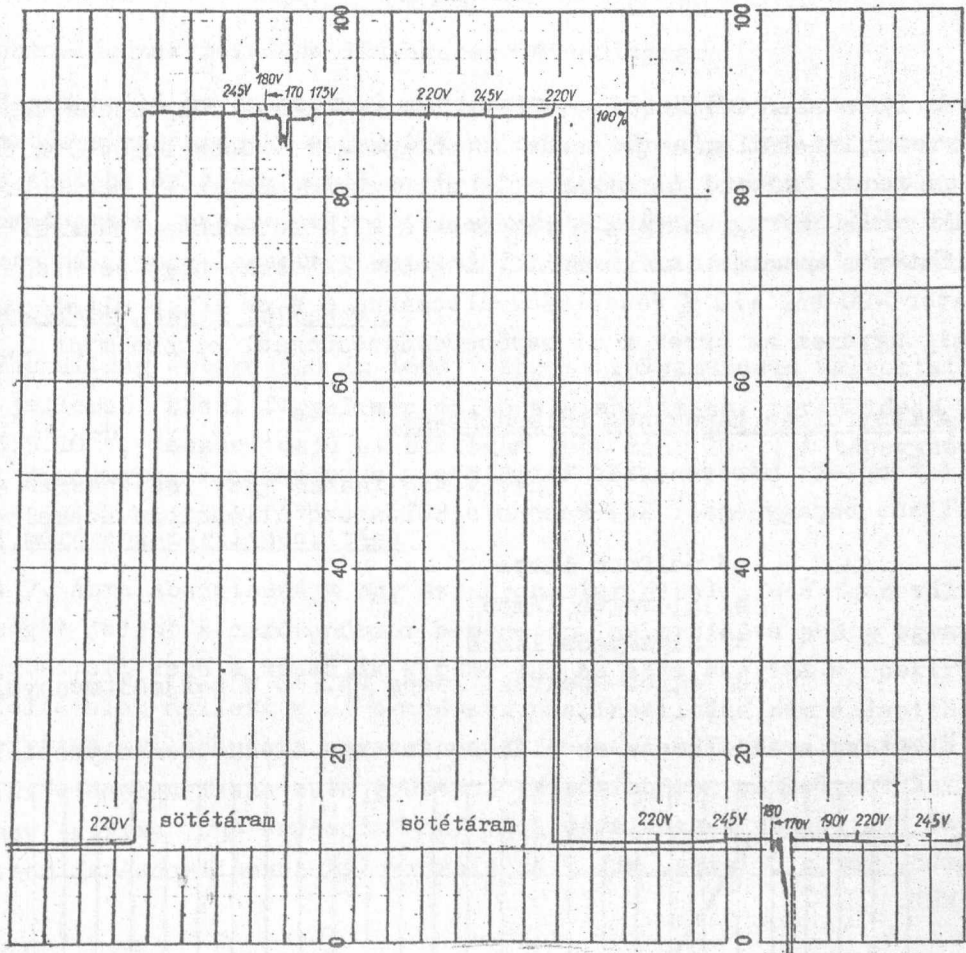
Hidrogén lámpa fényintenzitásának feszültség függése 180-240 V között. Mérőrendszer: kompenzációs elektrométer. Fényforrás-táplálás: CΦ-4 hálózati stabilizátorról.

### A mérőrendszer tulajdonságai

#### Stabilitási adatok

Az egyenáramu mérőberendezés 0-elcsuszása kb. 1/4 óras bemelegedés után olyan kismértékű, hogy a szokásos egysugaras fotometrikus mérés alatt nem érzékelhető. Az alábbi ábrákon ez több ízben ellenőrizhető. Az elcsuszás értéke kisebb mint 0,5 %/óra. Ez az érték érvényes a készülék mindenkori állapotára; az alkalmazott fényforrástól független és idegen fényforrás alkalmazása esetén is fennáll /0 fényforrás üzem/. Ugyanigy nem befolyásolja az elcsuszás értékét a dinóda-feszültség értékének változása sem.

A sötétáram abszolút értéke az érzékelő és a dinóda feszültség függvénye. A különböző fényforrások átkapcsolása, kivéve a gáztöltésű lámpákat, még átmenetileg sem változtatják meg a sötétáram értékét. Az elektronikus mérőrendszer hálózati feszültségtől függő stabilitását a III. táblázatban állítottuk össze.



6.b. ábra

Hidrogén lámpa fényintenzitásának feszültség függése 180-240 V között. Mérőrendszer: kompenzációs elektrométer. Fényforrás táplálás: saját tápegységünkről.

III. táblázat

A mérőrendszer stabilitása a hálózat 180-240 V /-20 - +10 %/ közötti változása esetén

Kompenzációs elektrométer fűtő- és tápfeszültség stabilitása	$1,5 \cdot 10^{-4}$
Sötétáram 0 pont ingadozása	
Rövidrezárt bemenet esetén	
0 fényforrás esetén	
W fényforrás esetén	kb. 0,2 %
H <sub>2</sub> fényforrás esetén	
Hg fényforrás esetén	
Fényforrások tápáramának stabilitása	$3 \cdot 10^{-4}$
W-lámpa 100 % fényintenzitásának változása	kb. 0,2 %
H <sub>2</sub> -lámpa 100 % fényintenzitásának változása	kb. 0,2 %
Nagyfeszültség rövididejű stabilitása	$3,5 \cdot 10^{-5}$
Nagyfeszültség hosszúidejű stabilitása	$< 10^{-4}$
A táblázatban szereplő %-os értékek feszültségekvivalense	1 % = 3 mV

A táblázat adatainak illusztrálására bemutatjuk a 6. ábrán a hidrogén lámpa stabilitás vizsgálatát.

Az ábra első része /a/ az CQ-4 hidrogénlámpa fényintenzitásának há-  
lózati stabilitását mutatja eredeti tápegységéről üzemeltetve. A fényin-  
tenzitás mérés EPP-vel összekapcsolt mérőberendezésünkkel történt. Az ábra  
második része /b/ ugyanannak a lámpának a mi mérőberendezésünkről történt  
üzemeltetését mutatja. Az ábrából világosan látszik, hogy az eredeti sta-  
bilizátor -20-tól +10 % feszültségváltozásra 6 %-os 100 % eltolódást szen-  
ved, míg ugyanez az érték a mi mérőberendezésünkénél kisebb mint 0,3 %.

#### A fényforrás tápegység tulajdonságai

A komplett mérőrendszer tartalmazza a szokásos fényforrások  $3 \cdot 10^{-4}$   
stabilitású tápegységét. Egy kapcsoló különböző állásaiban üzemeltethetők:

- a/ wolfram lámpa
- b/ hidrogén lámpa
- c/ higanygőz lámpa
- d/ egyéb spektral lámpa kb. 40 W teljesítménnyel.

Ezenkívül rendelkezik az elektronika egy olyan üzemhellyel, amely-  
ben egyik fényforrás sem dolgozik, lehetővé téve ezzel valamely külső ger-  
jesztésű fényforrás használatát /pl. lángfotométer égő, szikra- vagy iv-  
gerjesztő, Toronto lámpa, stb./ az elektronika üzemállapotának megváltozá-  
sa nélkül.

#### A kompenzáló kör értékelése

Fotometrikus méréseknél az esetek túlnyomó többségében nem a száza-  
lékos fényintenzitás változást, hanem ennek logaritmikus függvényét az  
extinkciót használjuk. Közvetlenül mutató műszerekkel a nagyobb elnyelési  
értékek a skála rövidsége miatt csak pontatlanul állapíthatók meg. Hosszu  
skála alkalmazása /pl. galvanométer/ esetén a rendszer egy igen kényes ele-  
met tartalmaz, mely a készülék használatánál igen nagy kényelmetlenséget  
jelent. A modern fotometrikus berendezések érzékenysége és pontossága lehe-  
tővé teszi hosszú skálák gyakorlati kihasználását is. Ezért a megfelelő  
elektronikával rendelkező fotométerek egy kisérzékenységű null-indikátor  
/pl. mA-mérő/ segítségével hosszú kompenzációs mérődobot alkalmaznak. A  
dobon a mérőskála kb. 40-50 cm hosszú.

E megfontolások alapján alkalmaztuk a kompenzációs eljárást.

További új megoldás készülékünkénél a mérőskála hosszúnövelésének mód-  
ja. A 0-3,16, a 0-10 ill. 0-31,6 % közötti érték teljes skálára való ki-  
nyújtása, azaz 0,5, 1,0 ill. 1,5 extinkció hozzáadása a mérési eredmén-  
yhez berendezésünkénél az érzékenység megfelelő arányú növelésével történik,  
és ezért minden méréstartományban a skála hosszegységére vonatkoztatott mű-  
szerkitérés változatlan marad. Az eddig ismert /Beckman-rendszerű/ spektro-  
fotométereknél, ahol a skalanövelés az érzékenység rovására történik, a



mérés pontosságának növelése lényegében látszólagos.

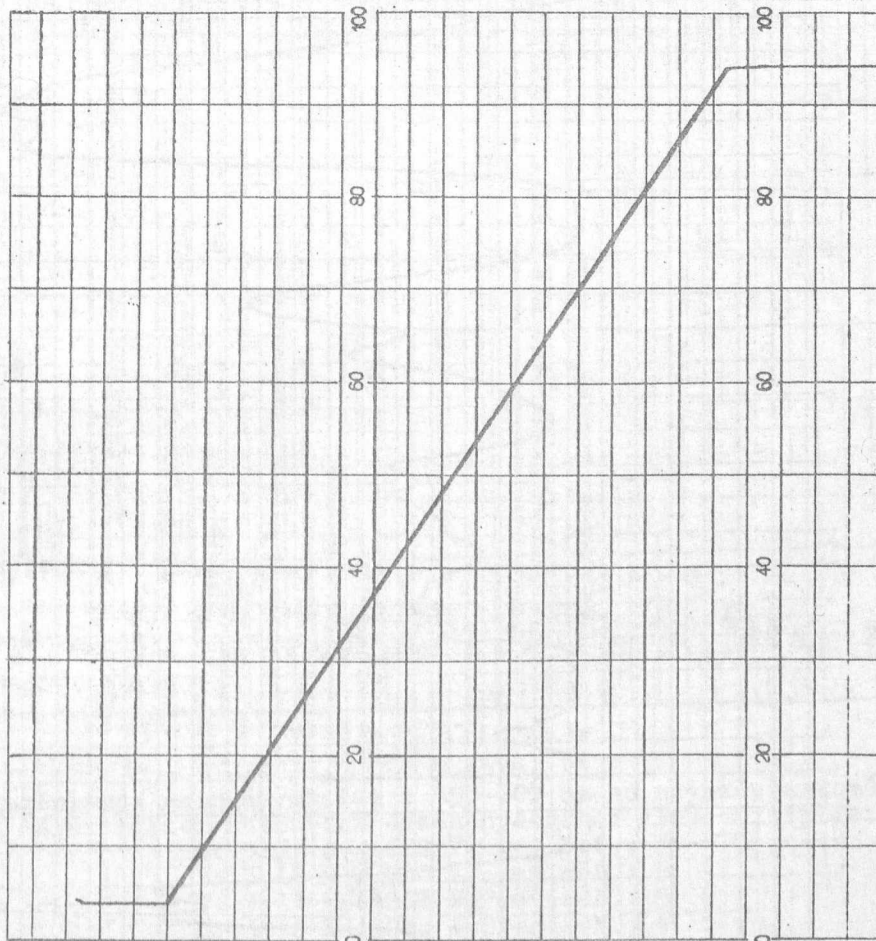
Regisztráló berendezéssel működtetve a készüléket, további skálakiterjesztésre van módunk: a 0-100 %-os skála bármely 10 %-os intervallumát kiterjeszthetjük az egész skálára. E tulajdonságnak hasznát lehet venni papirkromatogram, papirelektroforézis kiértékelésnél, reakciókinetikai vizsgálatoknál, vagy lemezre rögzített finomszerkezet vizsgálatoknál.

#### Nagyfeszültségű tápegység

Feszültség értéke 300 és 1600 V között folyamatosan változtatható. Műszaki jellemzői közül figyelemre méltó a stabilitása; rövid idejű stabilitása  $3,5 \cdot 10^{-5}$ , hosszú idejű stabilitása jobb mint  $10^{-4}$ . A tápegység különleges elrendezést vagy hűtést nem kíván.

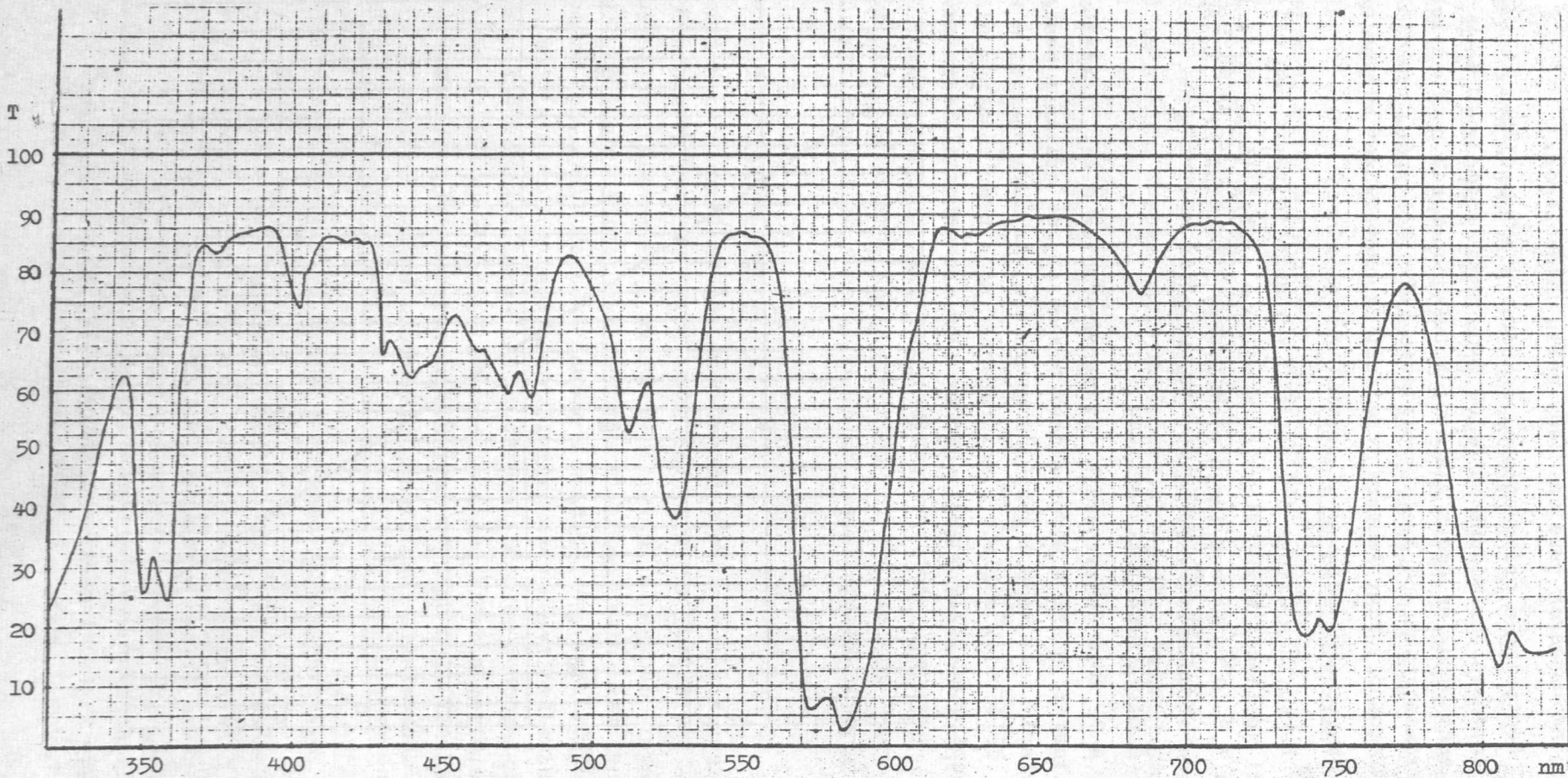
#### A mérőrendszer linearitása

A 7. ábra abszcisszája egy szinkronmotor által lineárisan változtatott feszültséget jelent a mérőrendszer bemenetén, az ordináta pedig ugyanezen érték felerősített képe a készülék kimenetén. Az ábra szerint a spektroszkópiai mérési feltételek mellett a mérőrendszer nonlinearitása nem állapítható meg. A regisztrátum mellé huzott egyenes vonal összehasonlításra szolgál.



7. ábra

A mérőrendszer linearitásának vizsgálata

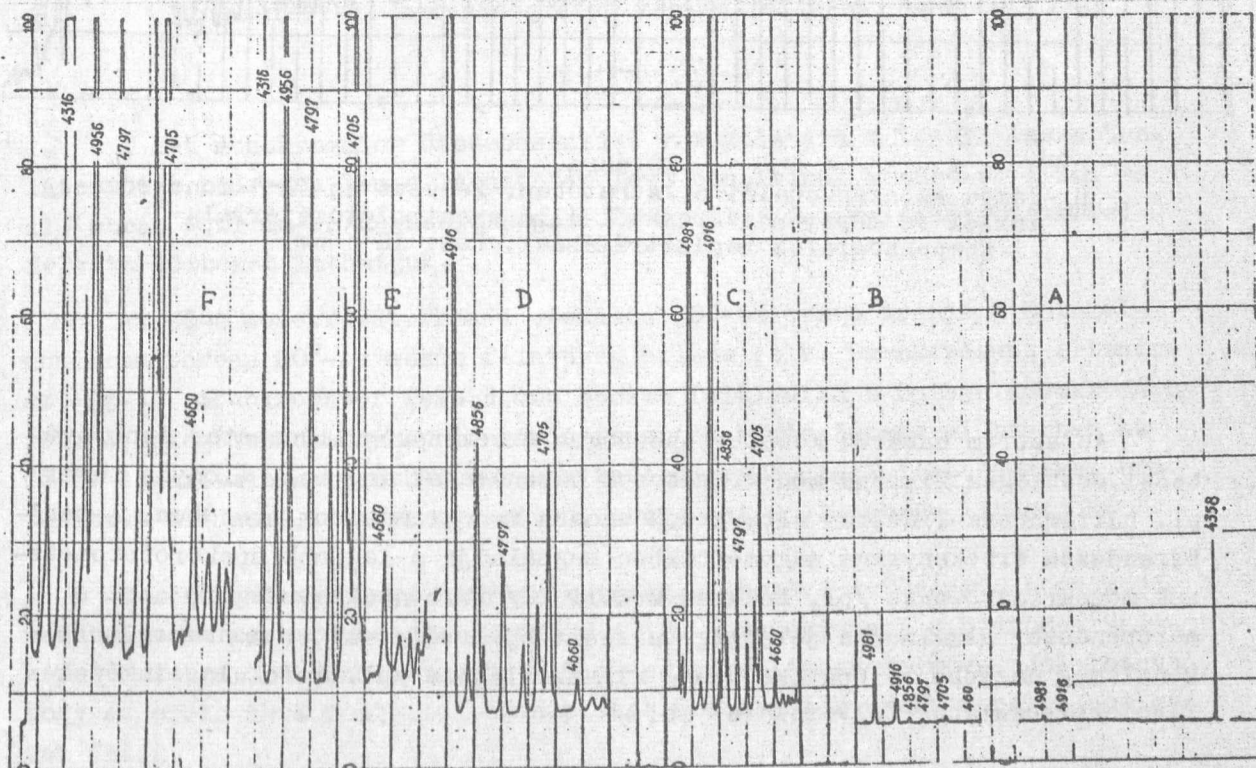


8. ábra  
 Didymium üveg /BG-20/ lévegővel szemben mért transzmissziója  
 Szinképtartomány: 320-810 nm  
 Rétegvastagság: 2 mm

A mérőrendszer linearitásának további példája a BG-20 jelzésű didymium üveg transzmissziója, melyet a 8. ábrán láthatunk. A szinképi adatok  $\pm 0,2\%$  on belül egyeznek az C $\Phi$ -4 saját elektronikájával készült mérési eredményekkel. Felvételünk érdekessége, hogy 320-810 nm közötti egész szinképterületen  $10^{-3}$  cm résszélességgel dolgoztunk.

### A mérőrendszer érzékenysége

A mérőberendezés fényérzékenysége az érzékelőtől függetlenül 5 nagyságrenddel változtatható. E nagy fényérzékenység növelés hasznosítását láthatjuk a 9. ábrán, ahol egy higanygőz lámpa szinképét mutatjuk be az érzékenység fokozatos növelésével 460-496 nm között. A 9.A. ábrán ez a terület a 491 és 496 nm-es sávok kivételével, mint láthatjuk, néma, a fokozódó erősitésnél azonban az egészen gyenge vonalak is mind erőteljesebbeknek mutatkoznak. A felvétel érzékelteti a Raman szinképek felvételénél zavaró háttérhatást is, mely szükségessé tette e célra az un. Toronto lámpa kifejlesztését.

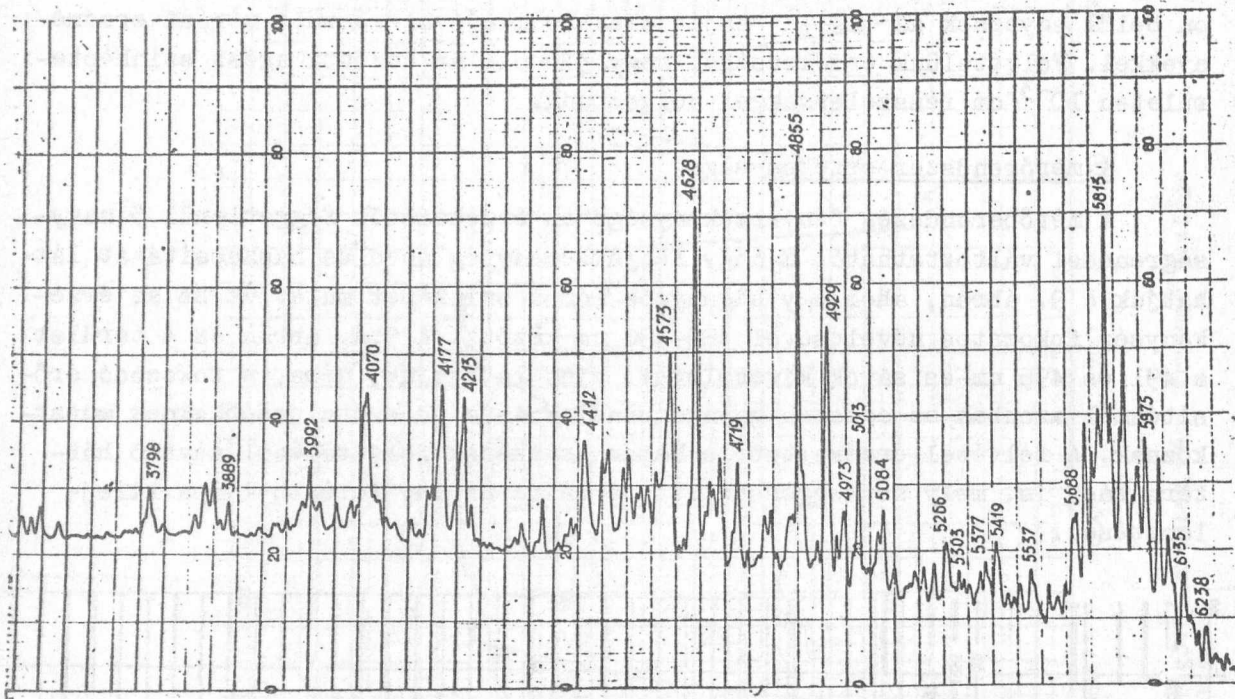


9. ábra

Hg-gőzlámpa szinképvonalai a 450-500 nm-es szinképtartományban a mérőrendszer különböző érzékenységénél 1P21 multiplierrel

- A: 316 k $\Omega$  600 V, reg.seb.: 5
- B: 3,16 M $\Omega$  600 V, reg.seb.: 5
- C: 3,16 M $\Omega$  1000 V, reg.seb.: 5
- D: 3,16 M $\Omega$  1000 V, reg.seb.: 4
- E: 3,16 M $\Omega$  1200 V, reg.seb.: 4
- F: 3,16 M $\Omega$  1300 V, reg.seb.: 4

A rés szélesség minden esetben 0,01 nm.

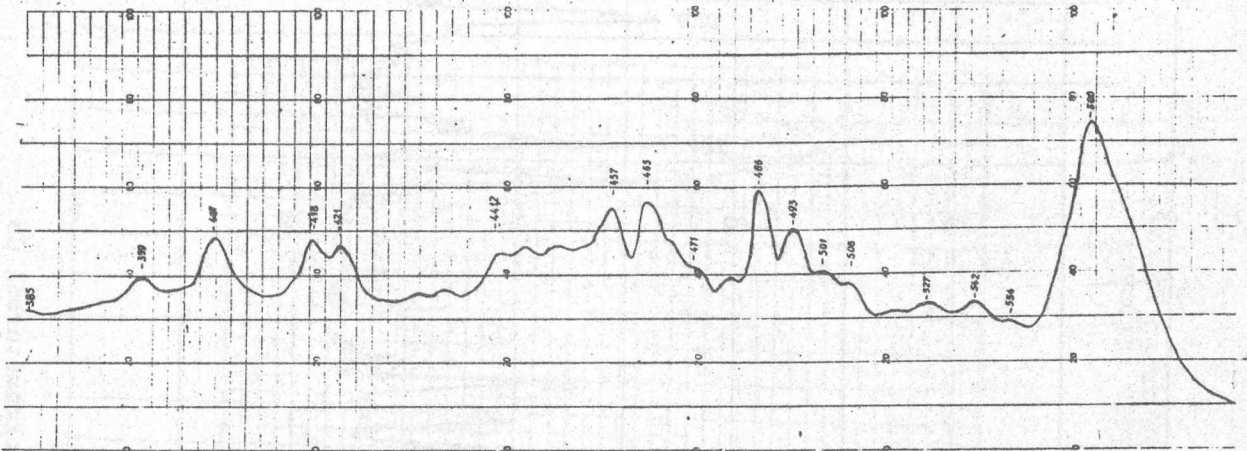


10. ábra  
H<sub>2</sub>-lámpa szinképvonalai a láthatóban. Felvéve az CΦ-4 monokromátorból és mérőrendszerünkből álló spektrofotométerrel, kompenzográfós regisztrálással. Rés: 10<sup>-3</sup> cm.

Az extrém határok között lehetséges érzékenységváltoztatás lehetővé teszi esetleges fixrésű monokromátorok használatát is, mely előnyös lehet pl. hullámhossz-lineáris eltérítésű rácsos monokromátorok esetében. A mérőberendezés érzékenysége nagymértékben meghaladja a legjobb spektrofotométerek monokromátorának /pl. Beckman Modell DU/ felbontóképességét, azaz a mérőrendszer alkalmas a jelenleg használt spektrofotométer monokromátoránál még nagyobb felbontóképesség kihasználására /pl. molekulaszinképek finomszerkezetének felvételére/ is.

#### Monokromátorok összehasonlító vizsgálata

Vizsgálataink céljára laboratóriumunkban rendelkezésre állt egy Wadsworth rendszerű /Zeiss-Spiegelmonokromátor/ és egy Littrow rendszerű, az CΦ-4 spektrofotométer monokromátora. Mérőberendezésünket mindkét monokromátorral összeépítettük, ahogy azt a 4. és 5. ábrán láthatjuk.



11. ábra

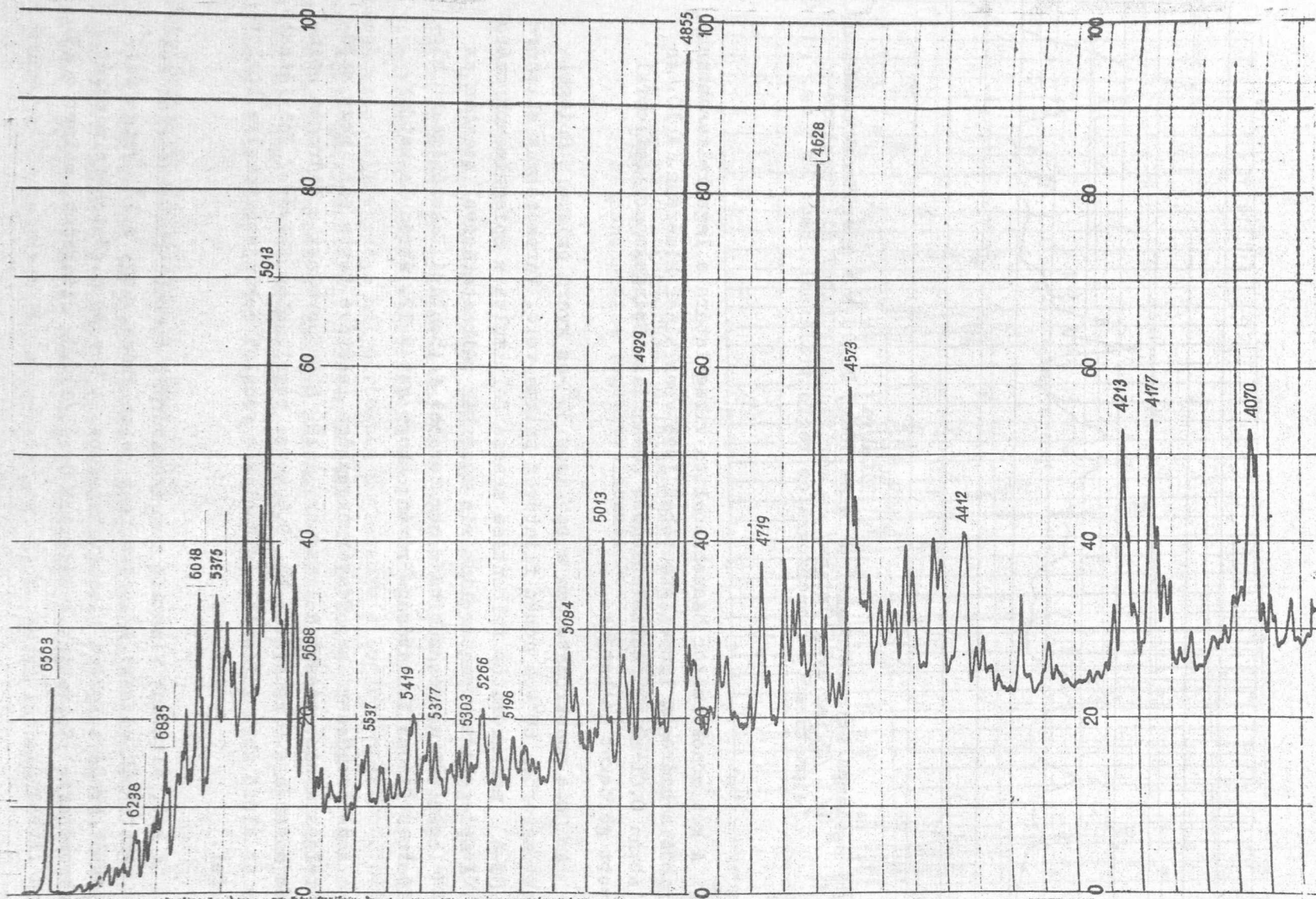
H<sub>2</sub>-lámpa szinképvonalai a láthatóban. Felvéve a Spiegelmonokromátorból /flint üveg prizma/ és mérőrendszerünkben álló spektrofotométerrel, kompenzográfós regisztrálással. Rés:  $10^{-5}$  cm.

A két monokromátor összehasonlító vizsgálatára a legalkalmasabbnak látszott a hidrogén lámpa láthatóban lévő vonalainak kimérése. A 10. és 11. ábrán 0,01 mm-es résszélességnél CΦ-4 ill. Spiegelmonokromátorral felvett görbéket láthatjuk.

Az CΦ-4 monokromátorban a szokásos 30°-os kvarc prizma a Spiegelmonokromátorban 60°-os nehéz flintüveg prizma volt. Várakozásunk ellenére az CΦ-4 monokromátor felbontása messze felülmulta a Spiegelmonokromatóréét. A Spiegelmonokromátor lineáris résérték változtatásával szemben az CΦ-4 logaritmikus résszükitése még további felbontási lehetőségeket biztosított a finomállíthatósága révén, ahogy azt a 12. ábrán láthatjuk.

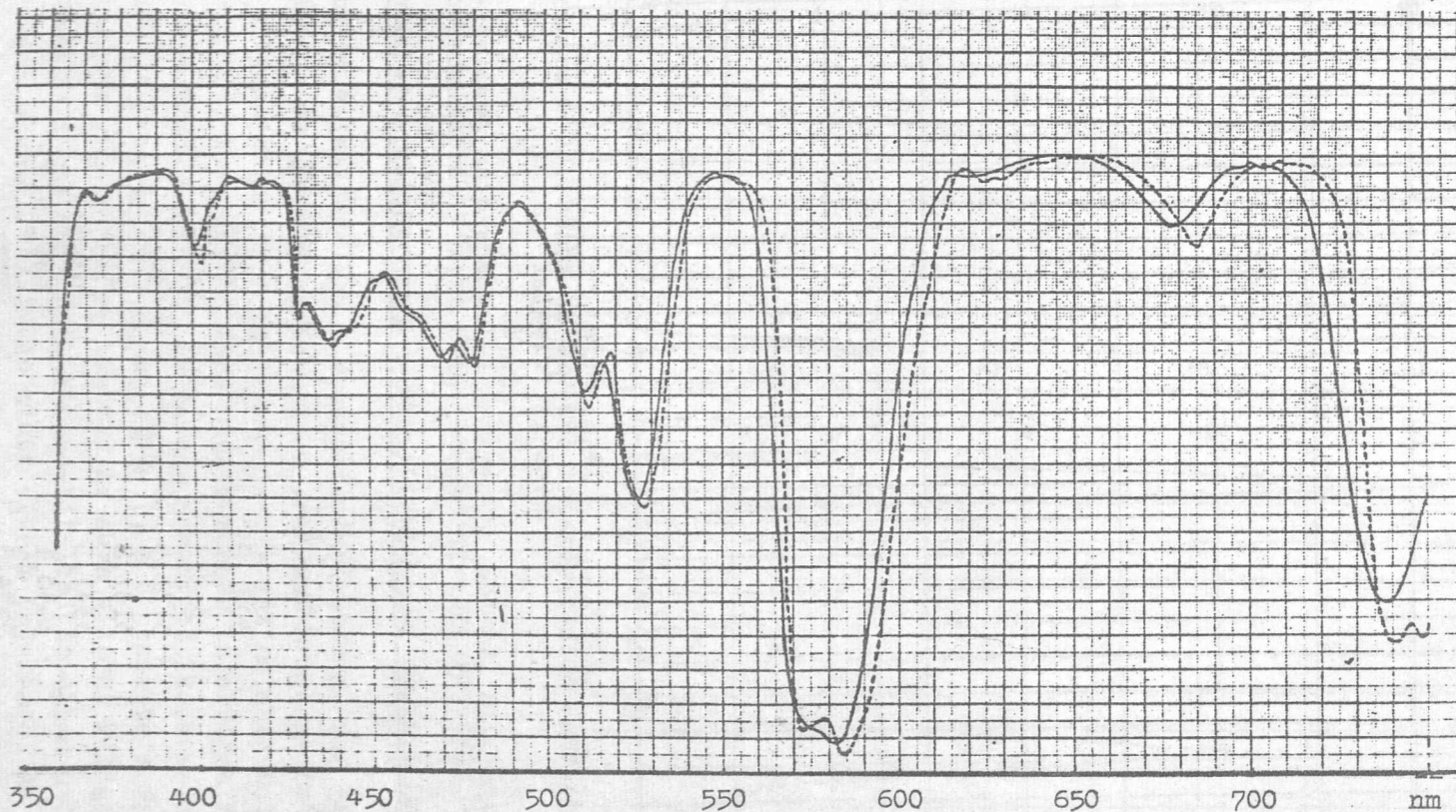
A mérőrendszer nagy fényérzékenysége lehetővé tette azt, hogy majdnem teljesen zárt réssel dolgozzunk. A 12. ábra ugyanazt a hidrogén szinképet mutatja a 0 vonalától kb. 0,5 mm-es résállásban felvéve. Jól látható, hogy az előző ábra inflexiói és duplikát vonalai sok újabb vonalra bomlottak fel.

A két, általunk vizsgált monokromátornál észlelt különbségeket két okra vezethetjük vissza: 1/ szórt fény jelenlétére, vagy a 2/ gyenge felbontásból eredő szinképi tisztátalanságra. A kérdés eldöntésére mindkét monokromátorral felvettük a didymium üveg /BG-20/ szinképet, melyet a 13. ábrán láthatunk.

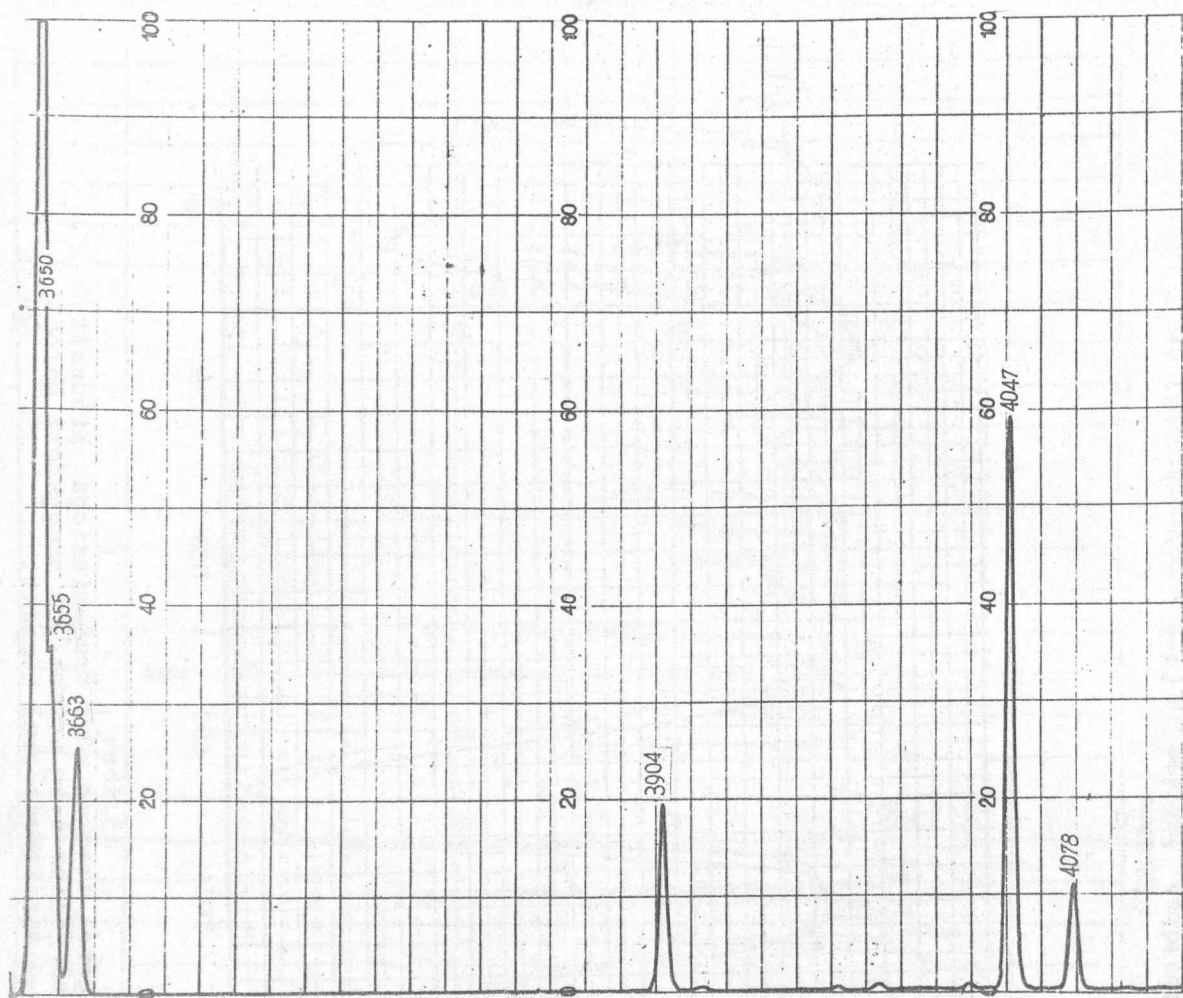


12.ábra

H<sub>2</sub>-lámpa színképvonalai a láthatóban. Felvéve az CΦ-4 monokromátorból és mérőrendszerünkből álló spektrofotométerrel, kompenzográfus regisztrálással. Részállás: kb. 0,5 mm a zérusvonalától.



13.ábra  
 Didymium üveg /BG-20/ levegővel szemben mért transzmissioja. Kihuzott görbe Spiegelmonokromátorral /flint üveg prizma/, a szaggatott görbe ЦФ-4 monokromátorral készült.



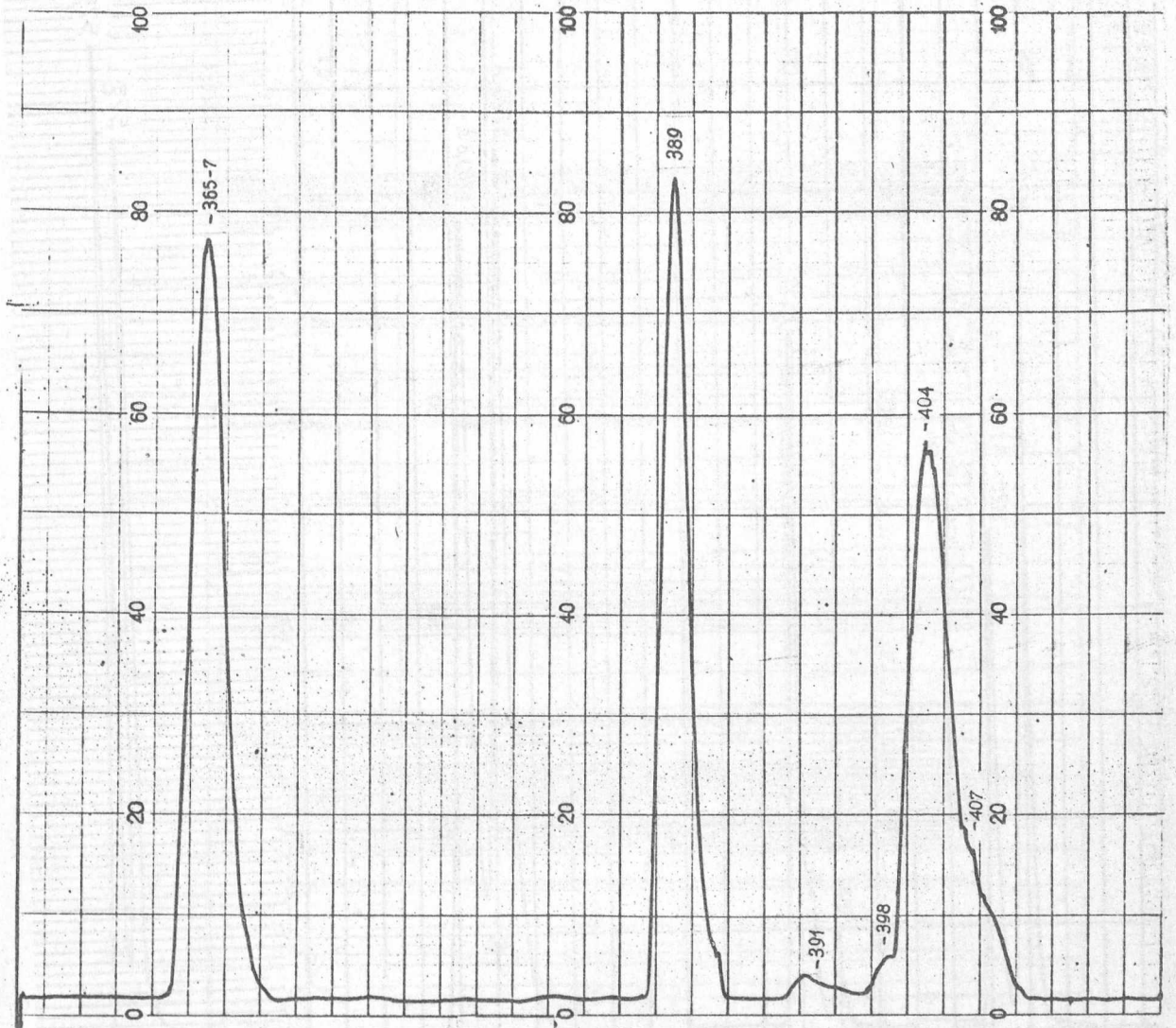
14.a. ábra  
Hg-gőzlámpa szinképvonalai 360-420 nm között. CΦ-4 monokromátorral készült felvétel

IV. táblázat

CΦ-4 hullárhossz skála hitelesítése higanygőzlámpa-szinképvonalaival

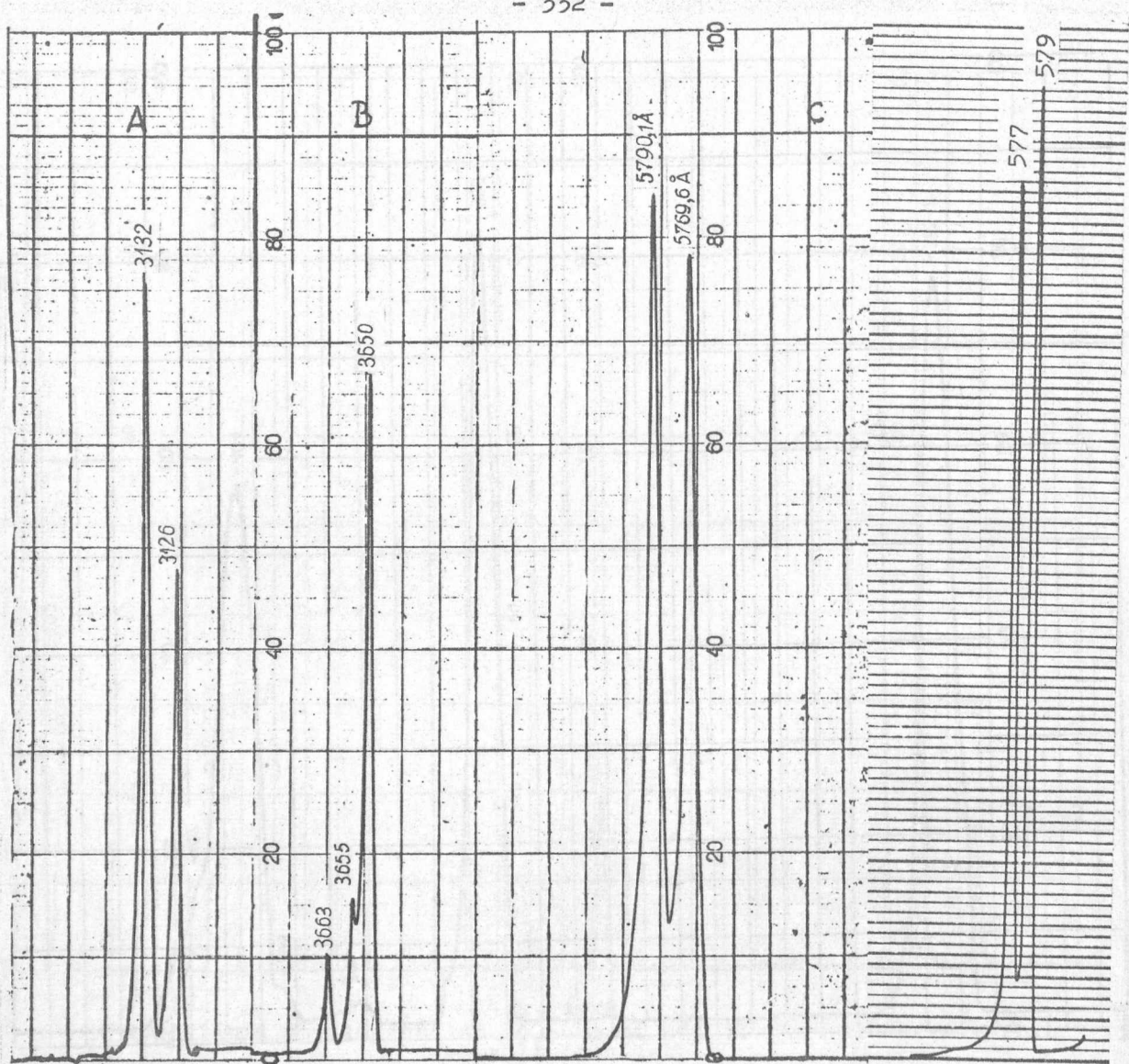
Névleges /Å/	Valódi /Å/	Névleges /Å/	Valódi /Å/
3021	3021,5	4078	4077,8
3125,5	312	4335	4339,2
3132	3131,5	4346	4344,7
	3131,8	4356	4358,4
3339,5	3341,5	5459	5460,7
3648	3650,1	5771	5769,6
3654	3654,8	5791	5790,7
3663	3662,9	5888	5890,2
	3663,3		
4048	4046,6	6155	6149,5





14.b. ábra  
Hg-gőzlámpa szinképvonalai 360-420 nm között. Spiegelmonokromátorral /flint üveg prizma/ készült felvétel.

Kihuzott vonallal jelöltük a Spiegelmonokromátoron, míg szaggatott vonallal az CΦ-4 -en készült méréseket. A felvétel a gyenge felbontásból eredő szinképi tisztátalanságot valószínűsíti. A két szinkép hullámhossz eltolódást is mutat. A hullámhosszdoz hitelesítését is elvégeztük mindkét esetben higanygőz lámpával. A 14. ábrán egy higanygőz lámpa szinképvonalait láthatjuk, melynek A részlete az CΦ-4 , a B részlete a Spiegelmonokromátorral készült 360 és 420 nm között. Az ábra alapján világos, hogy a Spiegelmonokromátor esetében a hullámhossz-hitelesítés olyan pontossággal, mint az CΦ-4 -nél a rossz felbontás miatt el sem végezhető. Az CΦ-4 monokromátor hitelesítése a IV. táblázatban látható, az egész szinkép területen nem rosszabb  $\pm 2 \text{ \AA}$ -nél.



a/

15. ábra

b/

CΦ-4 monokromátor felbontóképessége.

Hg-vonalak:

Hg sárga dublett  
Unicam SP 700-zal  
felvéve

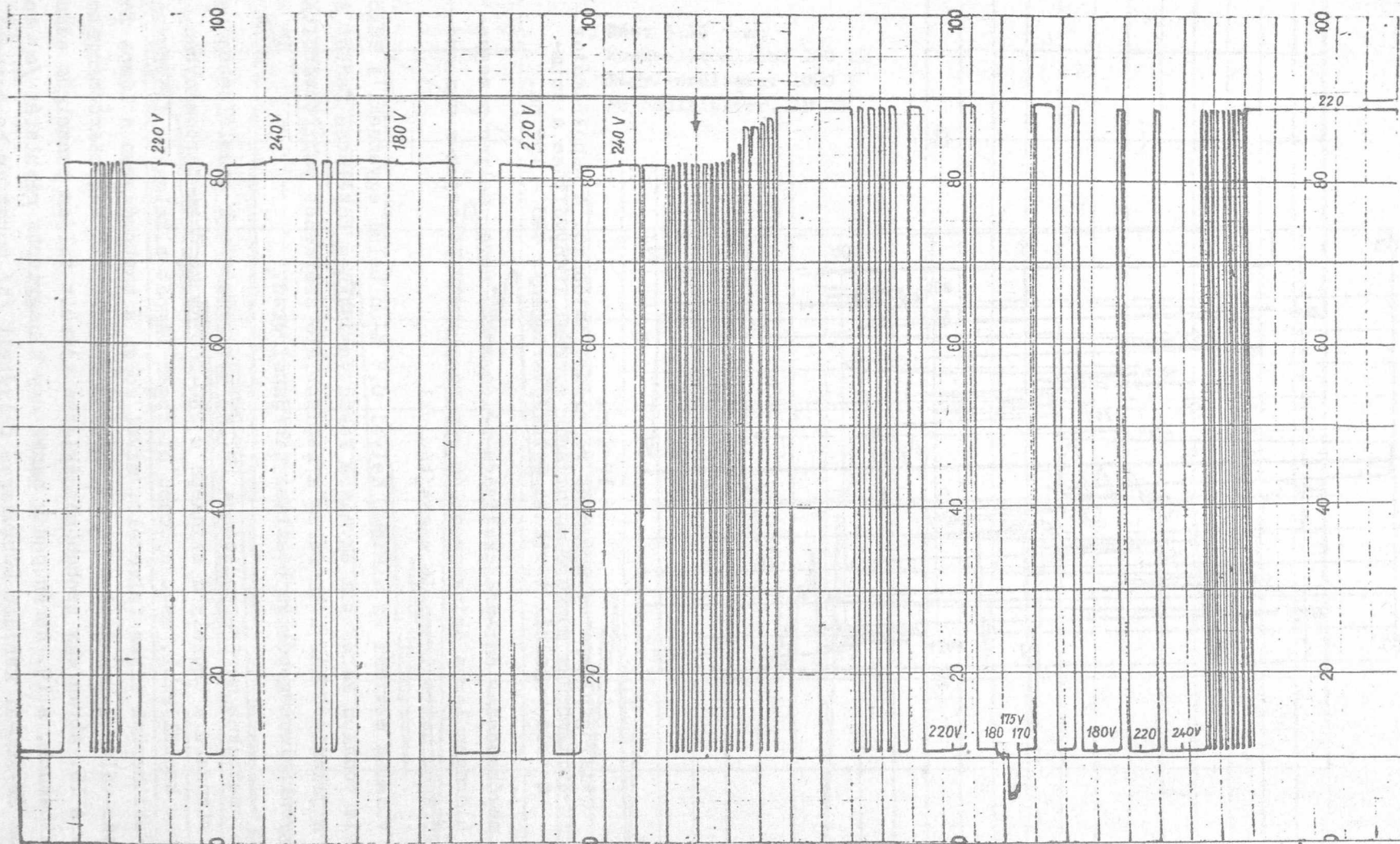
A: 312,5 nm  
313,2 nm

B: 365,0 nm  
365,5 nm  
366,3 nm

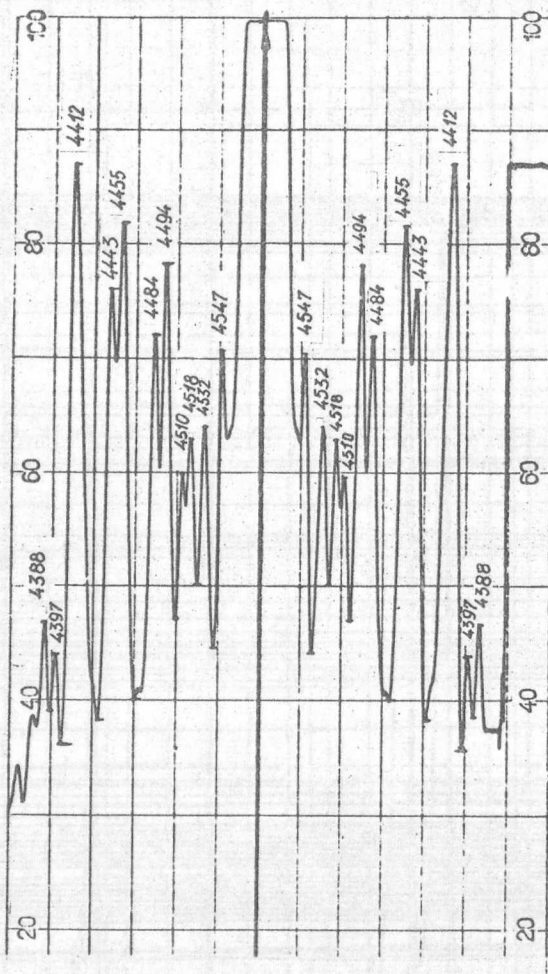
C: 577,0 nm  
579,0 nm

Az CΦ-4 monokromátorral egybeépített mérőberendezés felbontásának további példáját láthatjuk a 15. ábrán. A 15/a ábra a 313 nm-es, a 15/b ábra a 365 nm-es vonalcsoportokat, a 15/c ábra a higany sárga dublettjét ábrázolja /576 és 579 nm/. A 15/d ábra az Unicam SP-700 típusú kétsugaras automatával készült higany sárga dublettjét ábrázolja.

Az CΦ-4 monokromátor résszerkezetének mechanikai hibáját láthatjuk a 16. ábrán, melyen a wolfram lámpa stabilitását vizsgáltuk. A szórt fény-szűrő kihúzásakor a réslemezek elrázódtak és a többszöri mechanikus rázkódtatás következtében stabil helyzetet foglaltak el.



16. ábra  
 Wolfram-lámpa stabilitásának vizsgálata hálózati feszültség függvényében



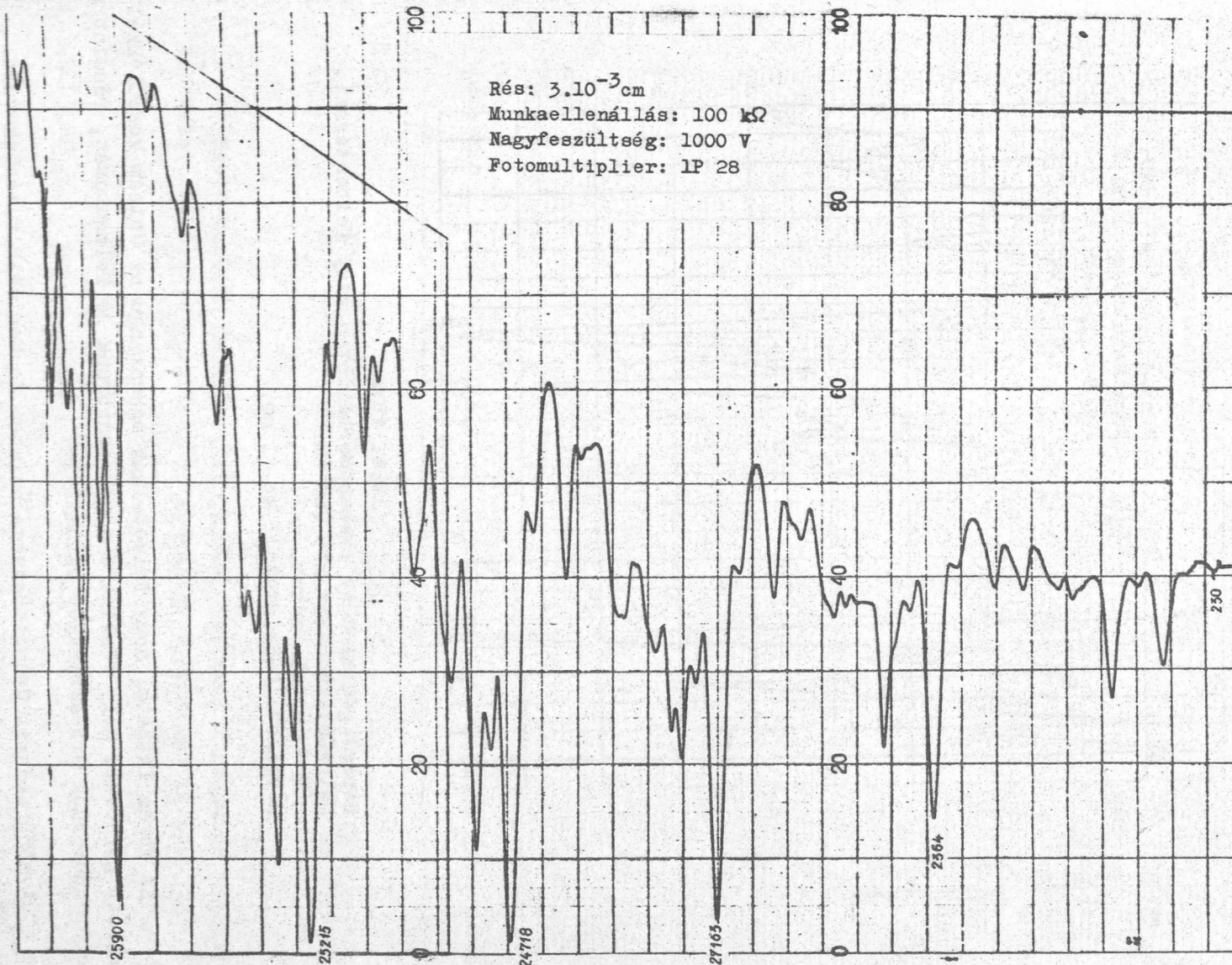
17. ábra

Hidrogénlámpa szinképeinek reprodukálhatósága. A monokromátor hullámhossz mozgató motorjának mozgási irányváltása a szimmetria-vonalnál történt. Szinképtartomány: 440 - 460 nm.

A mérőrendszer önreprodukciójára példa a 17. ábra, melyen a magasnyomású hidrogén lámpa szinképvonalak egy részletét láthatjuk a monokromátor előre és hátra irányuló meghajtásával.

A vonalak maximum és minimum helyei 0,5 %-on belül egyeznek. A tükörszimmetria vonalon keresztül egymásra fektetve csaknem tökéletes fedést mutatnak. A jelenlévő kis hiba főleg a regisztráló szerkezet papírtovábbításának egyenlőtlenségéből és beállási hibájából ered.

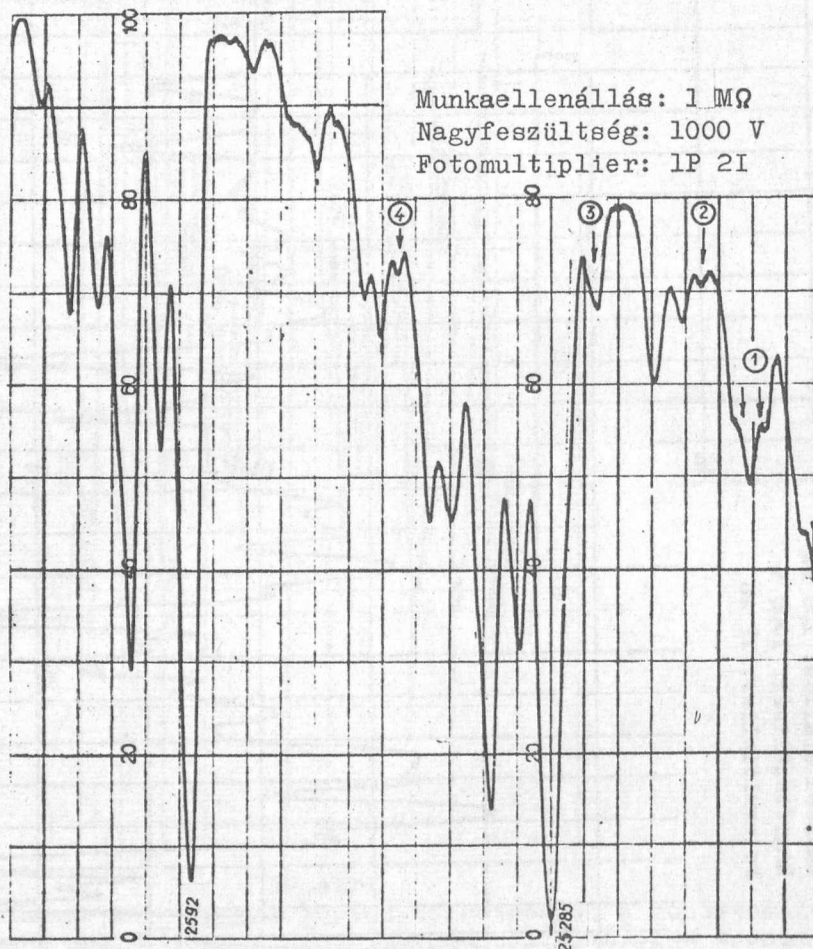
Fotometrikus mérőberendezések teljesítőképességének szemléltetésére kedvelt standard a benzolgőz szinképe a 230-260 nm közötti tartományban. Egysugaras készülékkel, magasnyomású hidrogén lámpát alkalmazva fényforrásként, készíthetünk ilyen felvételt, mivel ebben a tartományban a lámpa fény intenzitás-változása nem olyan nagy, hogy a regisztráló méréstartományából kilépne. A 18. ábrán egy szobahőmérsékleten készült teljes benzolgőz szinképet láthatunk, a 19. ábrán pedig annak egy kinagyított részletét /a/ és az Unicam SP-700-al készült kétsugaras felvételt /b/ mutatjuk be összehasonlítás céljából.



18. ábra

Benzol gőzsínképe szobahőmérsékleten közepes felbontással. Színképtartomány: 230-260 nm.

CQ-4 monokromátor. Rés:  $3 \cdot 10^{-3}$  cm.

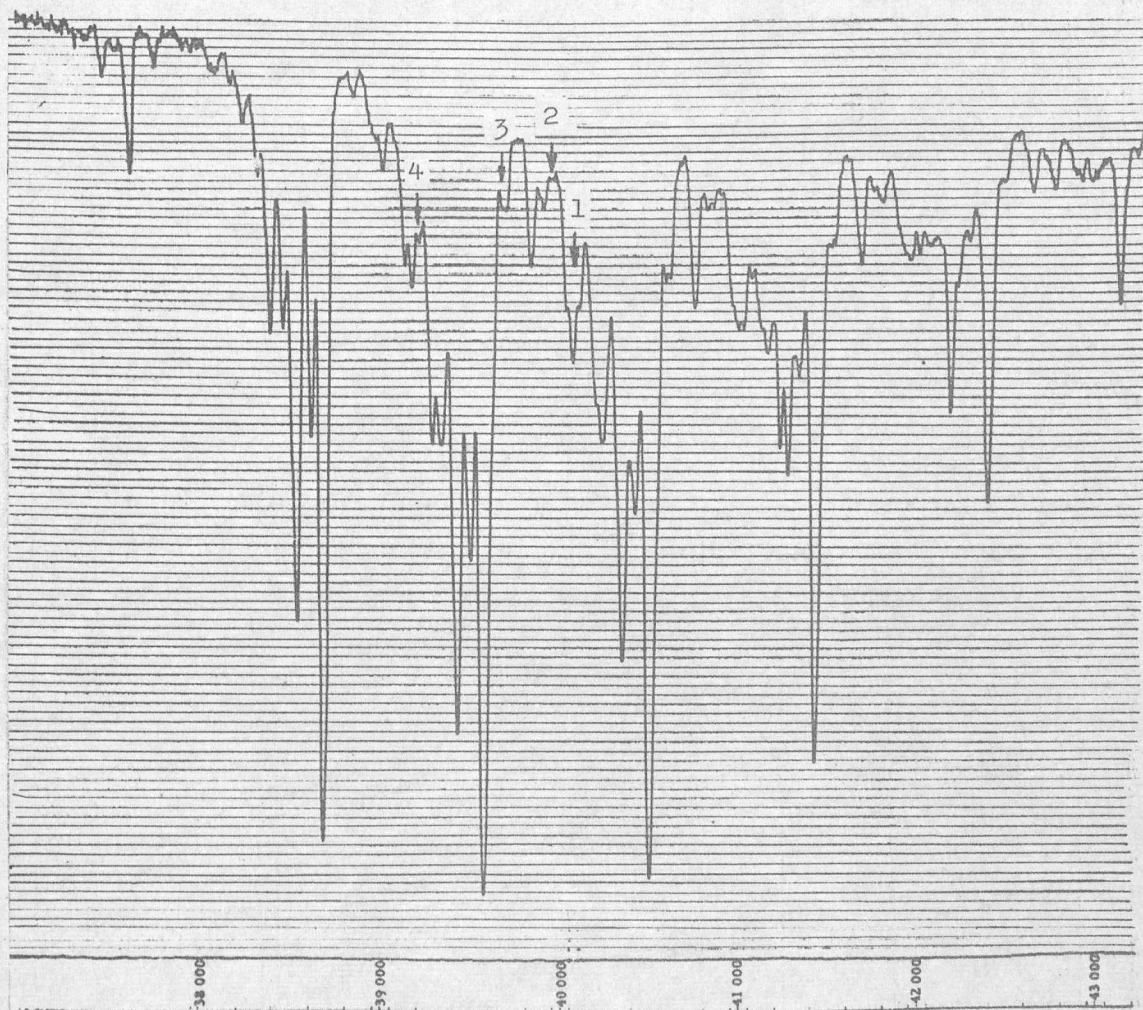


19.a. ábra

Benzol gőzsínképe szobahőmérsékleten nagy felbontással.  
Színképtartomány: 245-260 nm.  
CΦ-4 monokromátor.  
Részállás: 0-helyzettől kb. 1 mm

Az ábrán látható, hogy felvételünk egyenrangú az Unicam készülékkel felvett görbével, mely részint a monokromátorunk jó felbontását, részint a mérőrendszerünk érzékenységét bizonyítja.

A mérőrendszer üzembiztossága szintén fontos célkitűzésünk volt. Gondolva azonban a meghibásodás lehetőségére, a készülékbe hibakeresőt építettünk. Egy táblázat segítségével a hibakereső által szolgáltatott adatok alapján az elektronikában járatlan személy is elvégezheti a szükséges javítást.



19.b. ábra

Benzol gőzszipképe Unicam kétsugaras regisztráló berendezéssel, automatikus részvezérléssel 230-260 nm között.

Szabó Borbála és Kiss Tibor munkatársainkat a készülék megépítésével kapcsolatban végzett önzetlen, jó munkájukért köszönet illeti.

Érkezett 1961. július 7.

KFKI Közl. 10. évf. 4.szám, 1962.