



A

MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA  
KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ  
INTÉZETÉNEK  
KÖZLEMÉNYEI

1955

3. ÉVFOLYAM 4. SZÁM



1950 - 1955

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

Erő János, Mátrai Tibor, Nagy László és Vödrös Dániel  
közreműködésével szerkeszti:

Faragó Péter

---

3. évfolyam 4. szám

1955. július-augusztus

---

T A R T A L O M J E G Y Z É K

	Oldal
1. Falta Eva és Láng László: Szubsztituensek specifikus hatása az angulárisan kondenzált aromás szénhidrogéneknél .....	323
2. Scari Ottó: A BiO molekula emissziós szinképe .....	341
3. Mátrai Tibor: Az inercia-rendszer kinematikai értelmezéséről .....	355
4. Faragó Péter és Jánossy Lajos: A relativisztikus tömegváltozási formula kísérleti igazolásáról .....	370
5. Erő János: Rádiófrekvenciás ionforrás ionsugarának energiaspektruma .....	402
6. Schmidt György: Cserenkov sugárzás hullámvezetőben és üregrezonátorban .....	422

-----

Technikai szerkesztő: Stancsich Györgyné



## A SPEKTROSKÓPIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: KOVÁCS ISTVÁN

### Szubsztituensek specifikus hatása az angulárisan kondenzált aromás széhidrogéneknél

Irta: Falta Éva és Láng László

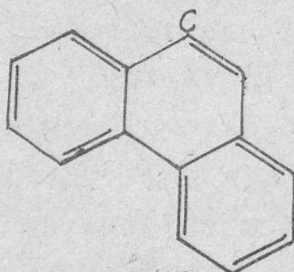
Az abszorpciós spektroszkópia feladatai között egyik legfontosabb a vegyületek szerkezete és a fényelnyelés mechanizmusa közötti összefüggés felderítése szempontjából, az egyes atomok, atomcsoportok hatásának tanulmányozása. Kérdés az, hogy egy alapvegyületnek tekintett anyag ultraibolya abszorpciós szinképe milyen mértékben, hogyan változik meg akkor, ha magát a vegyületet egy-egy gyök hozzáadásával megváltoztatjuk. Ez a problémakör számtalan irodalmi adattal rendelkezik, de ennek ellenére véleményünk szerint hosszú kutatás szükséges még ahhoz, hogy a kérdést lezártnak, megoldottnak lehessen tekinteni.

A szinképek összehasonlító vizsgálata alapján olyan szabályos ismétlődések állapíthatók meg, melyekre támaszkodva hipotézisek állíthatók, sőt esetleg végső következtetésre törvények is levonhatók. Ezt a módszert igen sokan alkalmazták sikerrel a legkülönbözőbb vegyületek vizsgálatánál.

Egyik előző dolgozatunkban [1] a fenantrén szinképének szerkezetével foglalkoztunk, s azt az orientált fényelnyelés továbbfejlesztett elmélete [2] szempontjából igyekeztünk értelmezni. Ugyanott részletes vizsgálat alá vettük a továbbfejlesztett elméletet is. Összehasonlítottuk a különböző helyeken szubsztituált fenantrén származékok szinképeit abból a célból, hogy a feltételezett gerjesztési tengelyek meghosszabbítása következtében létrejött szinképváltozásokat megfigyelhessük. Jelen dolgozatunkban azon vizsgálatainkról számolunk be, melyeknél a megoldandó kérdést a következőképpen vetettük fel:

A fenantrénváz egy kiválasztott helyén különböző gyököket szubsztituálva, felfedezhető-e valamilyen törvényszerűség az alapvegyület szinképének megváltozásában. Minthogy a szubsztitúció helyét nem változtattuk, így az alapvegyület szinképének megváltozásáért kizárólag a szubsztituens változása lehet felelős. Ez viszont esetleg módot nyújt arra, hogy az egyes szubsztituenseket észlelt hatásuk alapján rendszerezzük, csoportokba soroljuk és megállapítsuk az egyes csoportokra vonatkozó szabályokat. Jones [3] is végzett hasonló vizsgálatokat, értékes következtetései azonban szerintünk nem teljesek, mert egyrészt nem egy és ugyanazon alapvegyület származékait vizsgálta, másrészt pedig a szubsztituens az alapváz bármely helyén előfordulhatott kutatásaiban.

Az általunk vizsgált fenantrén származékok kivétel nélkül a középső gyűrűn monoszubsztituáltak:



A megjelölt szénatom a fenantrénváznak legérzékenyebb pontja, ott a legnagyobb elektronsűrűség és így feltehető, hogy az alapváz szinképének a szubsztitúció hatására létrejött változása a szubsztituensre igen jellemző lesz. Kizárólag monoszubsztituált származékok vizsgálatát végeztük el, mert a di- és polysubsztituált származékoknál a viszonyok sokkal bonyolultabbak, figyelembe kellene venni ugyanis az egyes szubsztituensek egymásra gyakorolt hatását is.

A fenantrénváz szinképében talált sávok besorolását és jelölését már előző dolgozatunkban [1] ismertettük, így ebben a tanulmányunkban is ugyanazon jelöléseket használva, a részletezéstől eltekintünk.

A szubsztituensek csoportbeosztását a Kiss által elvégzett vizsgálatok [4] szem előtt tartásával, s a Clar-féle sávhozrendelés [5] továbbfejlesztésével kapott viszonyszámok [1] felhasználásával végeztük el. Olyan beosztást javasolunk a

szubsztituált fenantrén származékokra, mely a szubsztituensek elsődleges hatását veszi csak figyelembe, ami azt jelenti, hogy ha többféle hatás jelentkezik, akkor a legjellemzőbbet. Vizsgálatainknál háromféle típusu szinkép fordult elő:

1. Első csoport. Az alapvegyület szinképe szerkezetét és helyét tekintve, kevésbé változik meg a szubsztituens hatására. Ez a csoport megfelel elvi szempontból a Jones-féle batokróm-hatású csoportnak, s a Kiss-féle tiszta induktív hatású szubsztituenseknek.

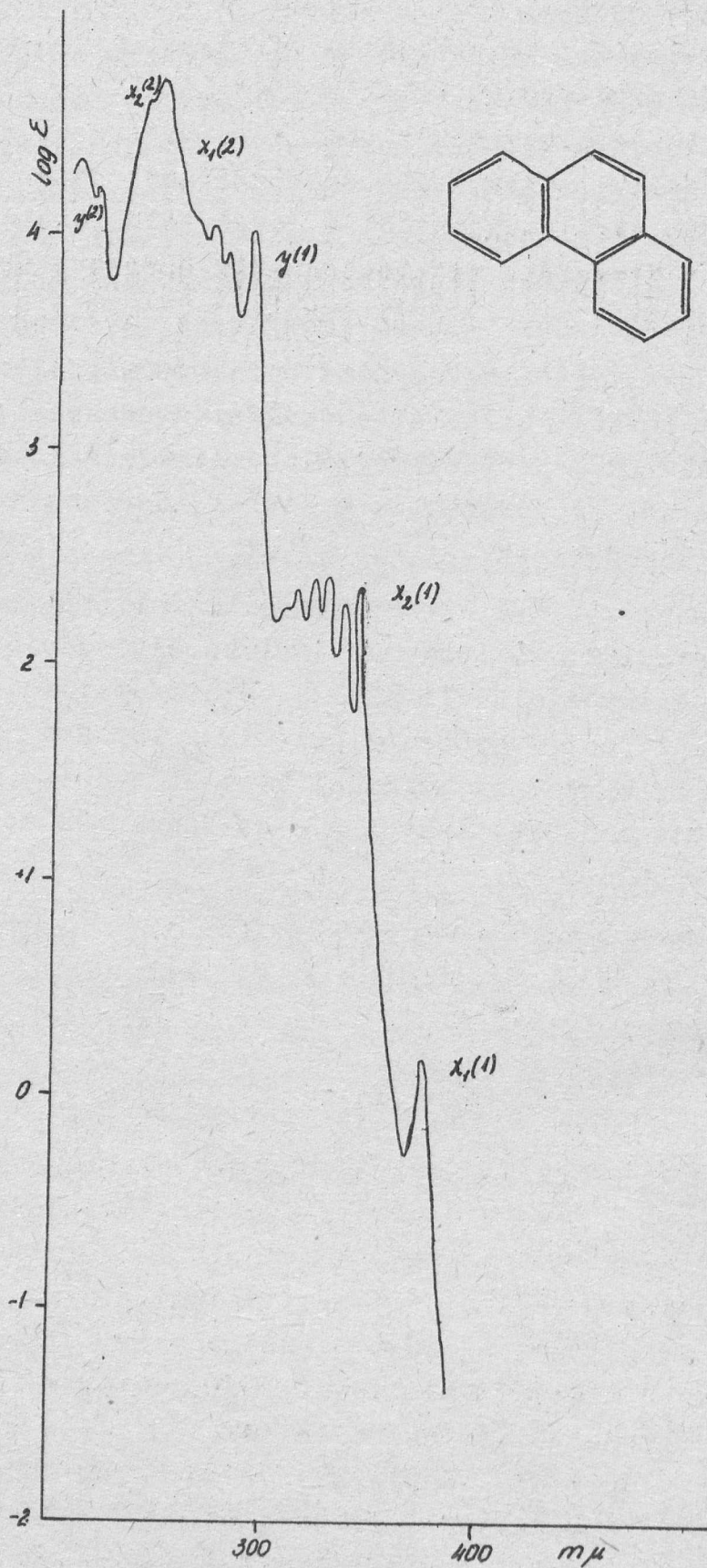
2. Második csoport. Az alapvegyület szinképe megváltozik, a finomszerkezet részben eltűnik, a szinkép a hosszabb hullámok felé tolódik el. Ez a csoport megfelel részben a Jones szerinti konjugációs hatású csoportnak, s a Kiss-féle gyengébb mezomer hatású szubsztituenseknek.

3. Harmadik csoport. Az alapvegyület szinképe felismerhetetlené változik, a különböző irányhoz tartozó első gerjesztések összeolvadnak, az így kialakult széles sávnak extinkció-értéke igen magas és súlypontja erősen eltolódik a látható hullámhosszterület felé. Ez a csoport megfelel részben a Jones szerinti konjugációs hatású csoportnak, s a Kiss-féle erős mezomer hatású szubsztituenseknek.

Az egyes csoportokba sorolt fenantrén származékok közül néhány igen jellemzőt emelünk ki és azoknak tárgyaljuk részletesen a szinképét.

### Első csoport

A fenantrén alkil-származékainak szinképével többen foglalkoztak [6], vizsgálatainknál azonban főképpen di- és poli-alkil-származékokat használtak. A monoalkil-származékok szinképének értelmezése az eddigi szubsztituációs hatásra vonatkozó eleméletek szerint a legegyszerűbb. Jones szerint [3] az alkil-származékok szinképe alakját és intenzitását tekintve, hasonló az alapváz szinképéhez, de az egész extinkciós görbe a hosszabb hullámok felé tolódik el, vagyis gyenge batokróm hatást mutat. Megállapításával egyetértünk, de ezen túlmenően a különböző alkilgyököket tartalmazó 9-szubsztituált fenantrének szinképének részletes analizise még egyéb következtetésekre is módot nyújt.



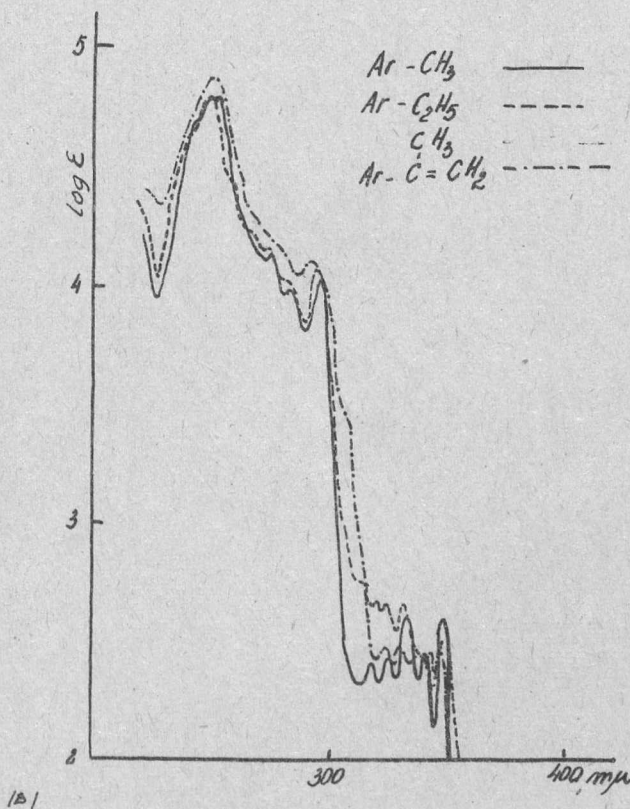
Ábra.



A fenatrén szinképéhez /1. ábra/ a 9-metil-fenantrén szinképe /2. ábra, 1. görbe/ igen jól, a 9-etil-fenantréné /2. ábra, 2. görbe/ már kevésbé hasonlít, a 9-izopropenil-fenantrén szinképében /2. ábra, 3. görbe/ az eredeti fenantrén-sávrendszer pedig alig ismerhető fel. A 350-300  $m\mu$  közé eső szinképterületen lévő sávok élessége erősen változik az alkil-szubsztituens nagyságával. Az  $x_2/1/$  gerjesztésre az első sáv a legjellemzőbb, tehát célszerű legelsősorban ennek változását figyelembevenni.

Míg a metil-származéknál az  $x_2/1/$  gerjesztés első sávmaximuma és minimuma közötti különbség  $\log \xi$  egységben 0,48, addig az etil-származéknál 0,31, az izopropenil-származéknál pedig 0,27.

A metil-származék éles, finomszerkezete szinképe helyett az etil-származéknál a sávok élessége sávról-sávra csökken, az ötödik sávnál pedig már csaknem inflexióvá változik. Az izopropenil-származéknál az ötödik sáv teljesen eltűnik. Az  $y/1/$  gerjesztéshez tartozó sávoknál a változás még szembe-tűnőbb. A három  $y$ -sáv legélesebben a metil-származéknál jelentkeznek, kevésbé élesen az etil-származéknál és csak az első sáv marad meg az izopropenil-származéknál.



2. ábra.

Az egyes szinképeknél tehát a szubsztituensek növekvő nagyságával /metil < etil < izopropenil/ arányosan csökkenve, a sávok finomszerkezetében állott be lényeges változás, ami azt jelenti, hogy az induktív hatás kombinálódhat sztérikusan gátló hatással és ez esetben a reagáló szinképterület erős változást szenved. A szintartomány megfelelő részének változása sokkal nagyobb, mint ha az induktív hatás csak önmagában lépne fel.

A 9-acetilamino-fenantrén ultraibolya abszorpciós szin-  
képében mind alkoholos, mind pedig benzolos oldatban az acetil-



amino-gyök batokróm ha-  
tását észlelhetjük. Ez  
a hatás nagyságrendileg  
megegyezik az alkil-cso-  
portok hatásával és ép-  
pen ezért egészen ujsze-  
rű lehetőségeket nyújt  
a spektroszkópiai szer-  
kezetvizsgálatoknál. Az  
alkil-származékok előál-  
litása ugyanis nem egy-  
szerű. Különösen bonyo-  
lult a monoalkil-szár-  
mazékoké, s ha elő is  
állítunk egy alkil-szár-  
mazékot, akkor csupán  
olyan vegyület vizsgá-  
latára van lehetőségünk,  
melynél a szubsztituens  
csak induktív hatást fejt  
ki, esetleg némi sztéri-  
kus gátlással kombinálva.  
Ha viszont előállítjuk  
az amino-származékot, ak-  
kor egyrészt olyan vegyü-  
let van kezünkben, mely  
erős mezomer-hatásu szub-  
sztituenst tartalmaz, más-  
részt egy lépésben átala-  
kíthatjuk olyan vegyület-  
té, melyben a szubszti-  
tuens már induktív-hatásu.

Az acetilamino-  
származék szinképét /3.  
ábra/ vizsgálva látható,

3. ábra.

12/

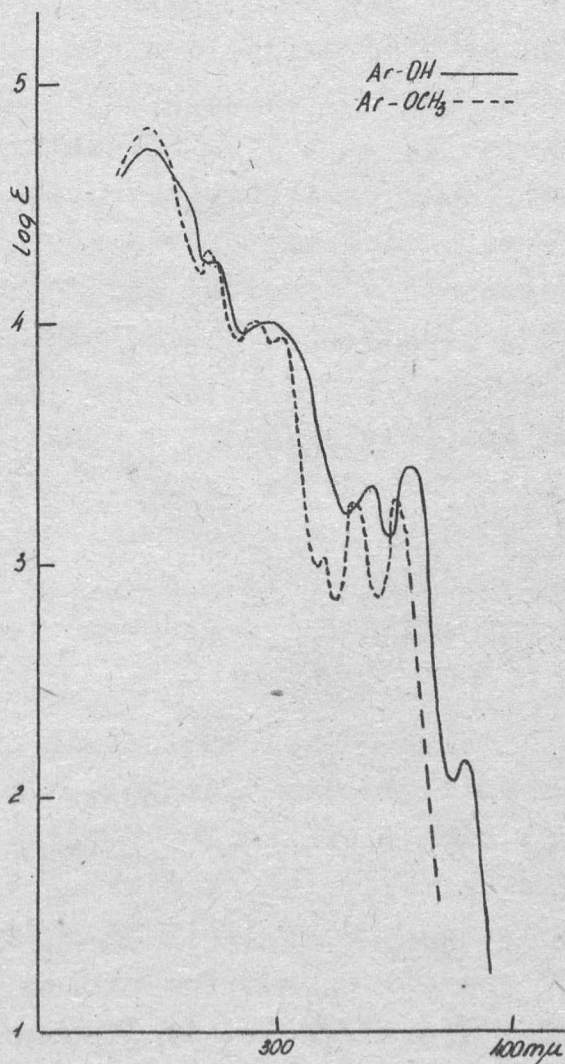
hogy az  $x_2/1/$  gerjesztéshez tartozó sávok csekély intenzitás-csökkenés mellett strukturálisan is megváltoznak, viszont az  $y/1/$  gerjesztésű sávoknál a szerkezetbeli változás sokkal kisebb, a második gerjesztéshez tartozó sávok pedig majdnem helyükön maradnak és felépítésük is igen hasonló. Mindebből az következik, hogy az acetilamino-csoportnál szterikus hatás nem lép fel.

Összefoglalva az első csoportba tartozó szinképeket, a következőket állapíthatjuk meg:

- 1./ A szubsztituensek induktív hatásuk révén, batokróm hatást gyakorolnak a fenantrén szinképére.
- 2./ A nagy térkitöltésű szubsztituenseknél az induktív hatáshoz szterikus gátlás is hozzájárul.
- 3./ Az  $x_2/1/$  gerjesztés hatodik sávja eltűnik a 9-helyen történt szubsztitúció hatására.

#### Második csoport

A 9-oxi-fenant-  
rénnél a hidroxil-csoport mezomériaképes szubsztituens és így az alapvegyület szinképére erős batokróm hatást gyakorol, s ezenkívül jelentősen megváltoztatja a szinképszervezetét is /4. ábra, 1.görbe/. Az  $x_2/1/$  gerjesztéshez tartozó sávok számát lecsökkenti, mégpedig úgy, hogy a hosszabb hullámok felé való eltolódással egyidejűleg az eredeti fenantrén-szinkép  $x_2/1/$  gerjeszté-



4. ábra.

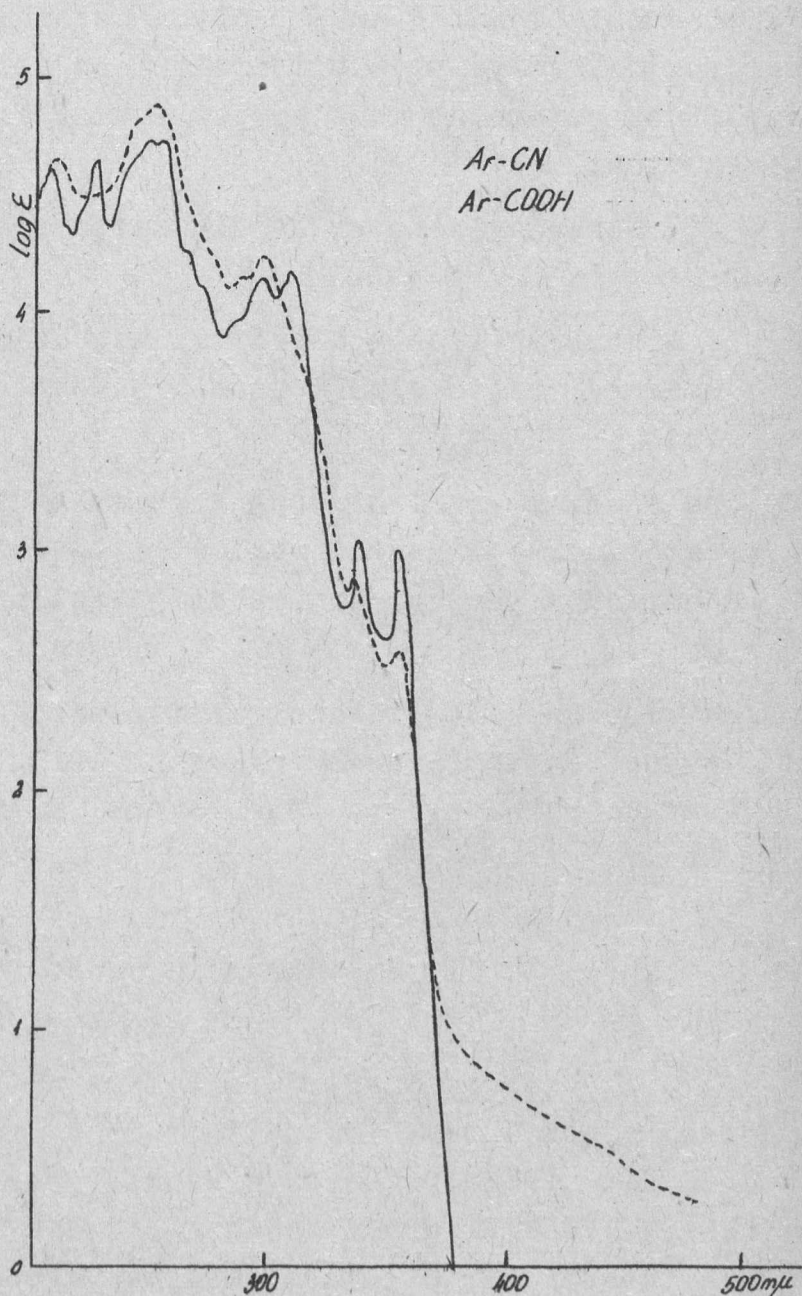
séhez tartozó sávok közül a második, harmadik és negyedik sávot összeolvasztja úgy, hogy a gerjesztés súlypontja a harmadik sáv helyére kerül és ez tolódik el néhány  $m\mu$ -nal a hosszabb hullámok felé. Ezt a feltevésünket az a kísérleti tény támasztja alá, hogy a fenantrén  $x_2/1/$  gerjesztéshez tartozó sávjai közül a harmadik sáv extinkcióértéke a legmagasabb, tehát, ha a három sávra burkológörbét szerkesztünk, ennek maximuma a harmadik sáv eredeti maximumhelyére esik, a hidroxil-csoport batókróm-hatása révén bekövetkezett eltolódás mértéke is a harmadik sáv maximumhelyét erősíti meg, mint kiindulási helyet. A hidroxil-csoport erős mezomer hatása indokoltá teszi ebben a sávrendszerben az igen nagy extinkciónövekedést. Csökkent intenzitással jelentkeznek, kissé a hosszabb hullámok felé eltolódva, az  $y/1/$  gerjesztés sávjai. Meg kell jegyeznünk, hogy az oxi-fenantrének előállítása az erős oxidáció miatt rendkívül nehéz és így tiszta állapotban felvett szinkép talán nem is létezik. Az irodalom két szinképet közöl a 9-oxi-fenantrénről [7] melyek aránylag igen jól egyeznek, ami különbség azonban mégis van köztük, az kizárólag a keto-enol tautóméria következtében beállott "szennyeződésre" vezethető vissza. Az oxi-fenantrének előállításánál sohasem lehet a tiszta enol-alakot oldatba vinni, mert már oldódás közben kialakul 1-2 % keto-alak [7]. Valószínűleg a keto-alak kialakulása felelős a 381  $m\mu$ -nál lévő sáv megjelenéséért, amely így magábaolvasztja az  $x_1/1/$  egyébként soha meg nem jelenő sávjait is. Hogy a két irodalmi szinkép különbségét a keto-típusú "szennyeződés" okozza, annak valószínűségét beláthatjuk, ha utalunk egy előző dolgozatunkban ismertetett szinképdeformációra [8].

A keto-enol tautóméria meggátlása úgy történhet, hogy a hidroxil-csoport hidrogénjét metil-csoporttal cseréljük ki. Az így kapott vegyület a 9-metoxi-fenantrén /4. ábra, 2. görbe/ melynek szinképe főképen abban különbözik az oxi-származék szinképétől, hogy megjelenik az  $x_2/1/$  gerjesztésnél még egy sáv, ami az eredeti fenantrén-szinkép ötödik sávjának felel meg. Az extinkcióértékek itt is lényegesen megnövekedve jelentkeznek, az  $y/1/$  gerjesztéshez tartozó sávok nem olvadtak egy sávvá össze, hanem csak a második és harmadik sáv egyesült, míg az első megmaradt változatlanul, de erősen a hosszabb hullámhosszterületre.

1197/G.

let felé tolódva. A metoxi-csoport batokróm hatása lényegesen kisebb, mint az oxi-csoporté. A keto-alakra jellemző 381 m $\mu$ -nál lévő sáv a metoxi-fenantrén szinképében természetesen hiányzik.

A 9-cián-fenantrén szinképe /5. ábra, 1. görbe/ az  $x_2/1/$  gerjesztésű sávok összeolvadását tekintve, a hidroxil-származék szinképéhez hasonlít, lényeges különbség tapasztalható azonban az  $y/1/$  és  $y/2/$  gerjesztésű sávoknál. Tudjuk jól, hogy egy mezomeria-képes gyök megváltoztatja az egész szinképet, elsősorban a szubsztitúcióval meghosszabbított tengelyhez tartozó sávokat, másodsorban a szinképterület egyéb részét, azonban a ciángyök hatása egészen egyedülálló. A mezomeria-képesség miatt lényeges batokróm hatás észlelhető minden sávnál egyaránt. Az extinkció növekedése az  $x_2/1/$  gerjesztésű sávoknál normális, az  $y/1/$  és  $y/2/$  sávoknál a vártnál nagyobb. Ennek magyarázatát egyelőre még nem tudjuk megadni.



5. ábra.

A 9-karboxil-fenantrén szinképében /5. ábra, 2.görbe/ olyan jelenségeket lehet észlelni, amelyek arra utalnak, hogy a karboxil-gyök átmenetet képez a második és harmadik csoportba tartozó szubsztituensek között. Hogy mégis a második csoportba nyert besorolást, annak az a magyarázata, hogy az  $x_2/1/$  sávrendszer összeolvadása ellenére a viszonyszám még meghatározható és értéke szerint a karboxil-gyök feltétlenül a második csoportba sorolandó. Az  $x_2/1/$  sávrendszer ún. "második" sávja inflexióvá alakul és az  $y/1/$  gerjesztésű sávok extinkciónövekedése igen nagy. Ezeket a kísérleti tényeket azzal lehet magyarázni, hogy ennél a vegyületnél oldatban inkább olyan mezomer-alakok lépnek fel a gerjesztési folyamat alatt, melyek az előző vegyületeknél szereplő szubsztituensekhez képest sokkal erősebb mezomer hatást gyakorolnak.

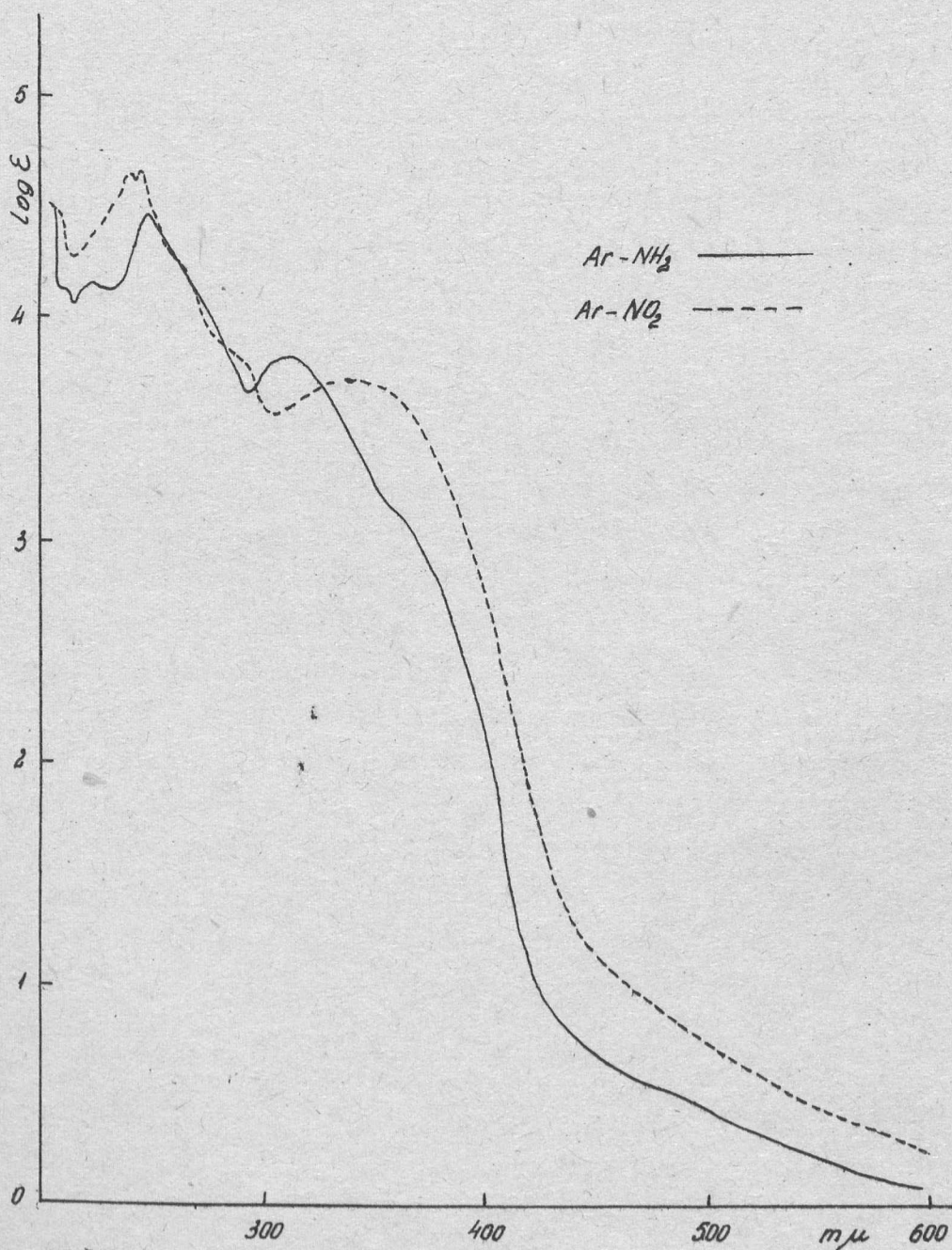
Összefoglalva a második csoportra vonatkozó fejtegetéseket:

- 1./ a mezomeriaképes szubsztituensek hatására az  $x_2/1/$  sávrendszer két sávra olvadt össze, jelentős extinkciónövekedés mellett,
- 2./ ha a mezomeria lehetőségét lecsökkentjük, akkor az extinkció értékének csökkenése mellett megjelenik az  $x_2/1/$  sávrendszer "harmadik sávja, /ami az alapvegyület szinképében az ötödik sáv/.,
- 3./ a viszonyszám értékének változását össze lehet kapcsolni az egyes szubsztituensek gyengébb, ill. erősebb mezomer-hatásával. Ebben az irányban további kutatások vannak folyamatban.

### Harmadik csoport

A 9-amino-fenantrén szinképe /6. ábra, 1. görbe/ nem támasztja alá Jones elképzelését [3], mely szerint egy aromás, kondenzált gyűrűs rendszer hidroxil-, vagy amino-származékának szinképfelvétele, annak gondos elemzése után módot nyújt egy olyan módszer birtoklására, melynek révén a molekulában az orientációs tengelyek meghatározhatók. Az amino-származék szinképe az amino-csoport szabad elektronpárjának igen nagy mezome-

ria-késztsége miatt annyira deformálódik, hogy a megjelölt célra nem látszik alkalmasnak. Az ezzel kapcsolatos további kutatásokról egy később dolgozatunkban fogunk beszámolni. A 9-amino-fenantrén szinképében a sokféle mezoméria-lehetőség miatt az összes első gerjesztésű sávok összeolvadtan jelennek meg, úgyhogy ebből pillanatnyilag semmi különleges következtetést levonni nem tudtunk.



6. ábra.

A 9-nitro-fenantrén szinképével kapcsolatban /6. ábra, 2. görbe/ ugyanezeket lehet megállapítani. Minden első gerjesztéshez tartozó sáv összeolvadtnan jelenik meg, s a nitro-csoport igen erős kromofór lévén, saját fényelnyelése és rendkívül nagy mezomer hatása dominál az egész szinképben.

Összefoglalásul megállapíthatjuk, hogy ebben a csoportban a szubsztituensek jellemző tulajdonsága az, hogy az alapvegyület szinképében meglévő első gerjesztési sávokat egy széles, nagy extinkcióju sávra olvasztják össze, s ezzel az egész szinkép jellegét annyira megváltoztatják, hogy az eredeti szinképszerkezet fel sem ismerhető. Ennél a csoportnál viszonzyszámokkal nem is lehetett dolgozni a sávösszeolvadások miatt.

Az előzőkben leírt szinképekre vonatkozó fontosabb adatokat az alábbi táblázatokba foglaltuk össze, kihagyva az aminos és nitroszármazék szerkezet nélküli szinképére vonatkozó adatokat.

Az A táblázatban az  $x_2/1/$  gerjesztésnek megfelelő sávokat, a B táblázatban az  $y/1/$ ,  $x_2/2/$  és  $y/2/$  gerjesztésű sávokat tüntettük fel. Tekintettel arra, hogy a B táblázat tulajdonképpen folytatása az A táblázatnak, így az A táblázat második és harmadik oszlopát a B táblázatnál elhagytuk. A C táblázatban állítottuk össze a sávok eltolódását jelző hullámhosszértékeket  $m\mu$ -ban, a D táblázatban pedig a sávhozrendelésre jellemző viszonzyszámok vannak feltüntetve. Minden spektrumnál a kapott adatok etilalkoholos oldatra vonatkoznak, kivételt képez az acetilamino-fenantrén szinképének a látható hullámhosszterületen lévő leszálló ága, melynek adatai benzolos oldatra vonatkoznak. A táblázatokban zárójelben lévő értékek inflexiós helyeket jelentenek, az irodalmi hivatkozásokat felsoroló oszlopban pedig az S jelzés saját mérésekre vonatkozik.

/A, B, C, D táblázatokat lásd a köv.oldalakon./



A táblázat

Vegyület	Ábra	Forrás- munka	$x_2/1/$						
			1	2	3	4	5	6	
			$\lambda_{mu} \log \epsilon$	$\lambda_{mu} \log \epsilon$	$\lambda_{mu} \log \epsilon$	$\lambda_{mu} \log \epsilon$	$\lambda_{mu} \log \epsilon$	$\lambda_{mu} \log \epsilon$	
Fenantrén	1. ábra	S	346 2,36	338 2,29	330 2,41	323 2,40	315 2,35	309 2,27	
Metil-	2. ábra, 1. görbe	6 d	348 2,60	339 2,44	332 2,61	325 2,45	317 2,41	-	-
Etil-	2. ábra, 2. görbe	6 e	348 2,60	340 2,48	332 2,66	325 2,66	320 2,67 314 2,76	-	-
Izopropenil-	2. ábra, 3. görbe	6 f	348 2,48	339 2,45	330 2,47	324 2,47	-	-	-
Acetilamino-	3. ábra	S	348 2,12	340 2,18	332 2,34	324 2,26	/316/ /2,47/	-	-
Oxi-	4. ábra, 1. görbe	7 b	358 3,40	-	341 3,33	-	-	-	-
Metoxi-	4. ábra, 2. görbe	7 b	352 3,30	-	334 3,26	-	321 3,03	-	-
Cián-	5. ábra, 1. görbe	S	356 3,01	-	339 3,04	-	-	-	-
Karboxil-	5. ábra, 2. görbe	S	356 2,61	-	/340//2,81/	-	-	-	-

B táblázat

	$\nu/1/$						$\nu_2/2/$				$\nu/2/$			
	1		2		3		1		2		1		2	
Vegyület	$\lambda_{\text{mu}}$	$\log \epsilon$	$\lambda_{\text{mu}}$	$\log \epsilon$	$\lambda_{\text{mu}}$	$\log \epsilon$	$\lambda_{\text{mu}}$	$\log \epsilon$	$\lambda_{\text{mu}}$	$\log \epsilon$	$\lambda_{\text{mu}}$	$\log \epsilon$	$\lambda_{\text{mu}}$	$\log \epsilon$
Fenantren	293	4,02	281	3,92	274	4,04	251	4,70	245	4,61	220	4,21	211	4,34
Metil-	296	4,03	282	4,00	275	4,14	252	4,80	/245/	/4,72/	-	-	-	-
Etil-	296	4,08	285	4,01	276	4,16	252	4,80	246	4,70	/220/	/4,36/	-	-
Izopropenil-	294	4,09	/280/	/4,15/	-	-	251	4,88	/242/	/4,70/	/223/	/4,39/	-	-
Acetilamino-	298	3,90	286	3,83	276	3,90	254	4,61	247	4,56	221	4,34	210	4,47
Oxi-	300	4,01	-	-	-	-	250	4,73	-	-	-	-	-	-
Metoxi-	304	3,95	292	4,02	-	-	249	4,83	-	-	-	-	-	-
Cian-	311	4,16	299	4,15	-	-	258	4,73	251	4,72	229	4,65	210	4,61
Karboxil-	300	4,24	290	4,15	-	-	254	4,88	249	4,82	225	4,51	212	4,66

C táblázat

Vegyület	$x_2/1/$						$y/1/$			$x_2/2/$		$y/2/$	
	1	2	3	4	5	6	1	2	3	1	2	1	2
Fenantrolin	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Metil-	+2	+1	+2	+2	+2	-	+3	+1	+1	+1	/ø/	-	-
Etil-	+2	+2	+2	+2	+3	-	+3	+4	+2	+1	+1	/ø/	-
Izopropenil-	+2	+1	ø	+1	-	-	+1	/-1/	-	ø	/-3/	/+3/	-
Acetilamino-	+2	+2	+2	+1	/+1/	-	+5	+5	+2	+3	+2	+1	+1
Oxi-	+12	-	+11	-	-	-	+7	-	-	-1	-	-	-
Metoxi-	+6	-	+4	-	+6	-	+11	+11	-	-2	-	-	-
Cián-	+10	-	+9	-	-	-	+18	+18	-	+7	+6	+9	-1
Karboxil-	+10	-	/+10/	-	-	-	+7	+9	-	+3	+4	/+5/	+1

D táblázat

Vegyület	$\frac{x_2/2/}{x_2/1/}$		$\frac{y/2/}{y/1/}$	
	első sáv	második sáv	első sáv	második sáv
Fenantrén	1,378	1,379	1,332	1,332
Metil-	1,381	1,384	-	-
Etil-	1,381	1,382	1,345	-
Izopropenil-	1,386	1,401	1,318	-
Acetilamino-	1,370	1,376	1,348	1,362
Oxi-	1,432	-	-	-
Metoxi-	1,414	-	-	-
Cián-	1,379	1,351	1,336	1,424
Karboxil-	1,401	/1,365/	/1,333/	1,368

Kísérleti rész

Az irodalomban talált szinképek nem voltak elegendők vizsgálatainkhoz, ezért néhány vegyületet elő is kellett állítanunk, hogy a szubsztituensek vizsgálatához a megfelelő kísérleti anyagot összegyűjthessük.

A 9-cián-fenantrént 9 brom-fenantrénből nyertük kuprociániddal hevítve 260 C<sup>0</sup>-on [9]. Lehűtve a masszát kloroformos extrakció után etanolból átkristályosítva, hófehér, tűs kristályok alakjában kaptuk a tiszta anyagot. O.p. 109-110 C<sup>0</sup>. Irodalmi o.p. 109,5 - 110 C<sup>0</sup>.

A 9-karboxil-fenantrént 9-cián-fenantrénből hidrolízis útján /25 %-os metanos káliumhidroxiddal/ nyertük [9], Etanolból átkristályosítva, hófehér, tűs kristályokat kaptunk, o.p. 252-253 C<sup>0</sup>. Irodalmi o.p. 252 C<sup>0</sup>.

A 9-nitro-fenantrént fenantrén nitrálásával /jégecetben salétromsav és ecetsavanhidrid keverékével/ kaptuk [10]. A különböző izomereket etanos oldatukból frakcionált kristályokból kaptuk. 1197/G.

lyositással választottuk szét. Mivel az izomerek közül csak a 9-es származék képez pikrátot, így ezen keresztül az esetleges izomer-szennyezésektől is elválasztottuk. Jégecetből átkristályosítva, o.p. 117 C<sup>o</sup>, pikrát o.p. 98-99 C<sup>o</sup>. Irodalmi o.p. 116-117 C<sup>o</sup>, pikrát o.p, 98-99 C<sup>o</sup>.

A 9-amino-fenantrén előállításához a 9-nitro-származékot jégecetben sztannokloriddal redukáltuk [10]. Etanolból kristályosítottuk át a nyert terméket, majd szublimáltuk. A fehér, tús kristályok o.p.-értéke 137 C<sup>o</sup>, irodalmi o.p. 137-138 C<sup>o</sup>.

A 9-acetil-aminofenantrént 9-amino-fenantrénből állítottuk elő ecetsavandhidriddel főzve [11]. Acetonból kristályosítottuk át. A hófehér, táblás kristályok o.p.-értéke 196-197 C<sup>o</sup>. Irodalmi o.p. 207-208 C<sup>o</sup>. Két uton ellenőriztük anyagunkat. A mikroanalízis eredménye:

	Számított %	talált %
C	81,7	80,7
H	5,53	5,52
N	5,95	5,3

Ezenkívül elkészítettük a 2- és 3-helyen acetilamino-szubsztitu-  
enst tartalmazó fenantrén-származékot, s ezek szinképeit össze-  
hasonlítottuk a fentiek szerint nyert anyag szinképével. Dolgo-  
zatunk elméleti részében elmondottak alapján a szinképeknek szer-  
kezeti hasonlóságot kell mutatniok. Az eredmény teljesen kielé-  
gitő volt [1], s így csak arra az eredményre lehetett jutni,  
hogy az irodalmi o.p. hibás.

A vegyületek ultraibolya szinképeit Beckman DU spektro-  
fotométerrel vettük fel a szokásos módon.

- . -

I r o d a l o m :

- [1] Falta É., Láng L.: KFKI Közlemények 2, /1954/, 431.  
A III. Magyar Fizikus Vándorgyűlésen elhangzott előadás.
- [2] a/ Kiss Á.: MTA Kémiai Tudományok Osztályának Közleményei 2, /1952/, 329,  
b/ Kiss Á.: MTA Kémiai Tudományok Osztályának 1954, febr. 5-i ülésén tartott előadás.
- [3] Jones R.N.: J.Am.Chem.Soc. 67, /1945/, 2127.
- [4] Kiss Á. és munkatársai: Acta Univ.Szeged, Pars Chem. et Phys, 2,/1948/, 25,30,37,83,129,132,189.  
Compt.Rend. 228./1949/, 1423,227./1948/,724.  
Bull.Soc.Chim.France 5 16, /1949/, 275.
- [5] a/ Clar E.: Chem.Ber. 82, /1949/, 495.  
b/ Clar E.: Spectrochim. Acta 4, /1950/, 116.
- [6] a/ Askew F.A.: J.Chem.Soc. 1935, 509.  
b/ Heilbronner E., Däniker H.U., Plattner Pl.A.:  
Helv. Chim.Acta 32, /1949/, 1723.  
c/ Jones R.N.: Chem.Rev. 32, /1943/, 1.  
d/ Jones R.N.: J.Am.Chem.Soc. 67, /1945/, 1956.  
e/ Jones R.N.: J.Am.Chem.Soc. 67, /1945/, 2021.  
f/ Friedel R.A., Orchin M.: Ultraviolet Spectra of  
Aromatic Compounds.J.Wiley & Sons 1951.  
g/ lásd 3 .
- [7] a/ lásd 6/f.  
b/ Ramart Lucas., Matti N.J.: Guilmart T.: Bull.  
Soc. Chim. France 5 15, /1948/, 1215.
- [8] Falta É., Láng L.: KFKI Közlemények 3,/1955/,217.
- [9] Mosetting, Van de Kamp: J.Am.Chem.Soc,54, /1932/,  
3328.
- [10] Schmidt J., Heinle E.: Ber. 44, /1911/, 1488.
- [11] Schmidt J., Strobel M.: Ber. 34, /1901/, 1466.

Érkezett 1955. június 21.

A SPEKTROSKÓPIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: KOVÁCS ISTVÁN

A BiO molekula emissziós szinképe

Irta: Scari Ottó

A BiO molekula emissziós szinképében a közeli infravörös szinképtartományban számos eddig nem észlelt sávot fényképeztünk. Új vibrációs analízis készült, amely szerint a sávfejek hullámszámát a

$$\nu = 14182,91 + \left\{ 510,37 \left( \nu' + \frac{1}{2} \right) - 2,92 \left( \nu' + \frac{1}{2} \right)^2 \right\} - \left\{ 690,65 \left( \nu'' + \frac{1}{2} \right) - 3,85 \left( \nu'' + \frac{1}{2} \right)^2 \right\}$$

formula szolgáltatja.

B e v e z e t é s

A periódusos rendszer V.b. csoportjába tartozó elemek oxidjainak szinképi vizsgálata még korántsem tekinthető kielégítőnek. A NO molekulával számos dolgozat foglalkozik napjainkban is, viszont a homológ molekulákról, a PO-, AsO-, SbO-, BiO-ról, alig jelenik meg publikáció. Különösen a három utóbbi molekula szinképének hiányos ismerete teszi szükségessé, hogy analízisüket kiegészítsük. Ezen program keretén belül először a BiO molekulával foglalkozunk részletesebben. Dolgozatunk távolabbi célja pedig az, hogy a BiO emissziós sávrendszerének eddigi vibrációs analízisét kontrolláljuk és ezáltal előkészítsük az utat a rotációs analízishez.

A BiO molekulának tulajdonított szinképről először Meeke és Gmillery [1] közöl mérési eredményeket. Ghosh [2] bizmutkloriddal táplált villamos ivben gerjeszti a BiO sávokat, azokat négy rendszerbe sorolja, valamennyit a BiO molekulának tulajdonítja. Morgan [3] kimutatja, hogy Ghosh tévesen BiCl sávokat is BiO sávokként sorolt be. Ray [4] a BiCl szinképét vizsgálta meg és méréseiből kiderül, hogy a Ghosh által analizált sávok túlnyomó többségének emittálója a BiCl molekula. A fennmaradó sávokról Sen Gupta [5] készít vibrációs analízist. A kísérleti

körülmények, valamint a vibrációs állandók nagysága alapján feltételezhető, hogy a Sen Gupta által analizált sávok amittálója valóban a BiO molekula.

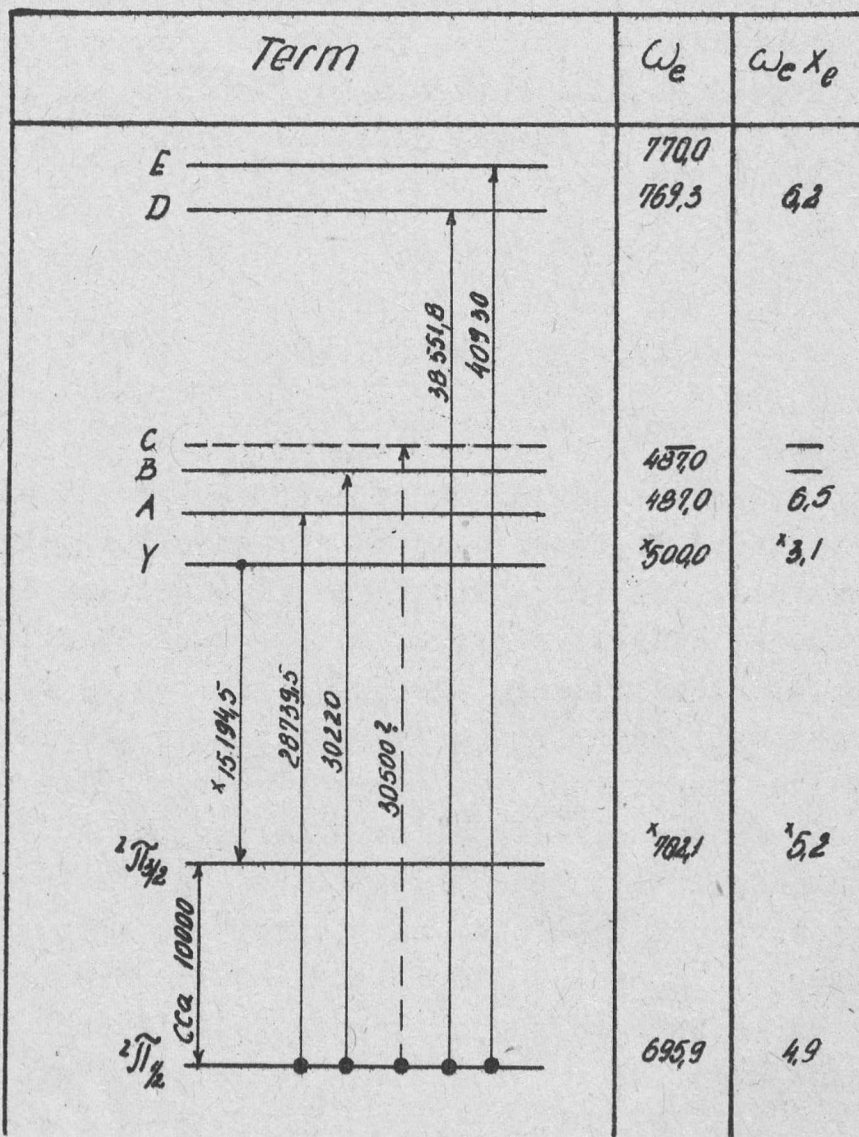
Sen Gupta emissziós kísérleti munkájának számszerű eredményét sávfejformulája szolgáltatja:

$$\nu = 15194,5 + \left\{ 500,0 \left( \nu' + \frac{1}{2} \right) - 3,10 \left( \nu' + \frac{1}{2} \right)^2 \right\} - \left\{ 702,1 \left( \nu'' + \frac{1}{2} \right) - \left( \nu'' + \frac{1}{2} \right)^2 \right\}.$$

A NO, PO, AsO és SbO molekulák alapállapota  ${}^2\Pi$  term. Bár az AsO és SbO esetében az alapállapot  ${}^2\Pi$  voltát rotációs analízis még nem erősítette meg, Sen Gupta ezen utóbbi molekulákat is felhasználja ahhoz az induktív jellegű következtetéshez, hogy a BiO molekula alaptermje szintén  ${}^2\Pi$ . A NO, PO, AsO és SbO molekuláknál észlelt dublettfelbomlások extrapolációjából és néhány más nehéz molekulánál észlelt dublettfelbomlásból a BiO molekula alaptermjének felbomlását  $4000-4500 \text{ cm}^{-1}$ -re becsüli. Az emissziós sávok egyfejú voltából, valamint az alapállapot  ${}^2\Pi$  jellegéből Sen Gupta a sávrendszert  ${}^2\Pi - {}^2\Pi$  átmenetből származónak tekinti, ezen dublettátmenet másik komponenséhez tartozó sávokról pedig feltételezi, hogy azoknak a még át nem vizsgált közeli infravörös szinképtartományban kell lenniök.

Bridge és Howell [6] megvizsgálták a BiO molekula fényelnyelését. Az ultraibolya szinképtartományban számos abszorpciós sávot észleltek. Ezen sávokat mátrixdiagramjukban két dublettrendszerbe sorolva találjuk, termszkémájukban viszont négy független termként szerepelnek. /1. ábra, lásd köv. oldalon./ Termszkémájuk alapját az képezi, hogy átveszik Sen Gupta feltevését arról, hogy az alapállapot egy nagy felbomlású  ${}^2\Pi$  rendszer. Az abszorpcióban észlelt BiO sávok alsó állapotát a BiO  ${}^2\Pi_{1/2}$  alapállapotával azonosítják, míg az emissziós rendszer alsó állapotát a dublett felső,  ${}^2\Pi_{3/2}$ , komponensének tekintik. Az alapterm dublettfelbomlására a Sen Gupta által megbecsült  $4000-4500 \text{ cm}^{-1}$ -et túl kevésnek találják és újabb analógiák alapján a dublettfelbomlást legalább  $8000 \text{ cm}^{-1}$ -re becsülik. Ha pedig az A és Y-nal jelölt termeket, amelyeknek vibrációs állandói nem egyeznek túl jól, azonosnak tekintik, akkor az alapállapot dublettfelbomlása  $13500 \text{ cm}^{-1}$ -nek adódik. Az A és Y nivó vibrációs állandóinak nem kielégítő egyezését annak tulajdonítják,





1. ábra.

A BiO termszkémája Bridge és Howell szerint. A csillaggal jelölt adatok Sen Gupta mérési eredményei. A "C" term létezésére néhány, a többi rendszerbe be nem sorolható sáv utal.

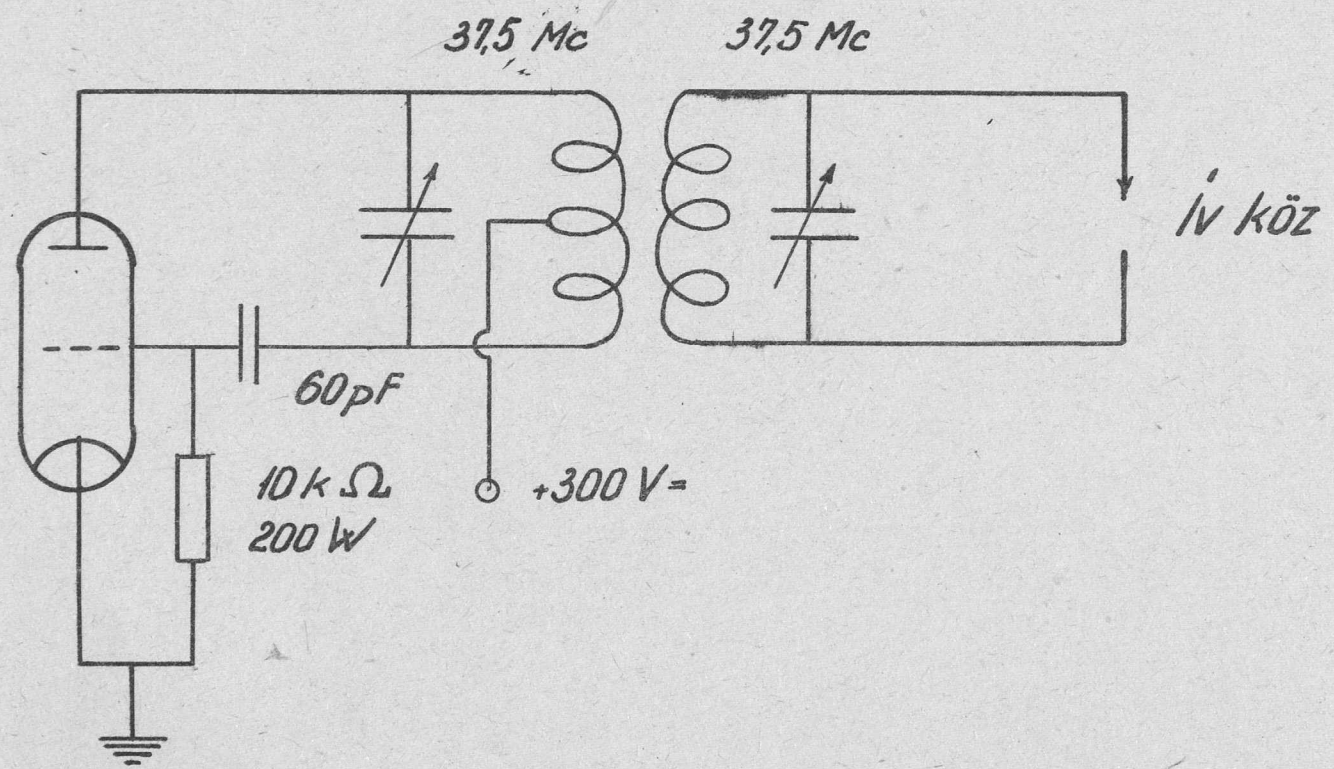
hogy azokat kevés számú sávból határozták meg. Az A és B nivót, valamint a D és E nivót viszont, amelyeknek a vibrációs állandójuk páronként egyezik, különálló nivóknak kénytelenek tekinteni.

Vizsgálataink célja részben annak megállapítása, hogy az infravörös szinképtartományban vannak-e olyan sávok, amelyek Sen Gupta feltevéséhez alkalmazkodnak, részben pedig annak eldöntése, hogy a Bridge és Howell jelölése szerinti A és Y nivó tényleg azonos-e?

### A kísérleti berendezés

A BiO emissziós sávjainak gerjesztése végett spektrál-tiszta szén furatába Bi-ot ömlesztettünk. Az ellenelektroda ugyancsak szén volt. Fényforrásként a Sen Gupta által alkalmazott egyenáramu iv helyett nagyfrekvenciás ivet alkalmaztunk. A nagyfrekvencia előállítására egy 500 W kimenő teljesítményű elektroncsöves oszcillátor szolgált, amely  $3,75 \cdot 10^7$  rezgésszámra volt hangolva. Kapcsolási vázolata a 2. ábrán látható. /Köv. oldalon./ A nagyfrekvenciás ivvel való gerjesztés különösen az infravörös szinképtartományban vált jól be. Nagyfrekvenciás ivvel való gerjesztésnél a szinkép alapfátyola az egyenáramu gerjesztéshez képest elhanyagolható volt. Az infravörös szinképtartományban az egyenáramu gerjesztésnél fellépő erős fátyol különösen megnehezítette volna a sávok észlelését, minthogy a spektrográf kis diszperziója a folytonos háttérrel fokozottan kiemeli. Az iváramot úgy állítottuk be, hogy stabilan égő ivet kapjunk és a szénelektroda furatában lévő Bi a fejlődő hő hatására még ne forrjon fel. Az elektrodák körül légköri nyomásu oxigénáramot létesítettünk és ezzel elértük, hogy a BiO sávok intenzitása a levegőn való gerjesztéshez képest mintegy három-négyszeresére növekedett, egyúttal a Bi atom szinképvonalainak intenzitása is jelentősen csökkent.

Tungsram  
0QQ  
501/3000



2. ábra.

A BiO gerjesztésénél alkalmazott rádiófrekvenciás generátor kapcsolási vázlata.

A felvételek ISzP 51 típusu üvegoptikás spektrográfon készültek. A készülék diszperziója

5000 Å-nél	47 Å/mm,
6000 "	87 " ,
7000 "	149 " ,
8000 "	196 " ,

hatásos relatív nyílása 1:5,4. Valamennyi felvétel kemény gradációjú Agfa Spektral Blau, Gelb, Rot, Infra 700, 750, 800, és 850 fotoemulzióon készült. A megvilágítási idő a látható szinképtartományban 10-100 másodperc között, az infravörösben pedig 1-15 perc között változott. A sávfejeket Zeiss gyártmányú komparátorral mértük ki. A mérési hiba a látható szinképtartományban kisebb 0,5 Å-nél, az infravörösben pedig kisebb 3 Å-nél. A hullámszámra való átszámítást Kayser féle táblázat segítségével végeztük.

### Mérési eredmények

5300 és 8300 Å között számos vörös felé árnyékolt egyfejű sávot észleltünk, amelyek vibrációs analízisünk lentebb közölt adatai szerint valamennyien egy rendszert alkotnak. Megvizsgáltuk a 8300 és 9000 Å közötti szinképszakaszt is, de ott sávokat már nem észleltünk.

Az 1. táblázat a Sen Gupta és az általunk mért sávfejek hullámhosszainak összehasonlítására ad lehetőséget. A táblázat utolsó rovatában álló hullámhosszadatokat a folyamatban lévő rotációs analízisből számítottuk.

A 2. táblázat valamennyi észlelt sáv vibrációs kvantumszámairól, hullámhosszáról, hullámszámáról, valamint a mérési eredmények alapján előállított

$$\nu = 14182,91 + \{510,37(\nu' + \frac{1}{2}) - 2,92(\nu' + \frac{1}{2})^2\} - \{690,65(\nu'' + \frac{1}{2}) - 3,85(\nu'' + \frac{1}{2})^2\}$$

sávfejformulától való eltéréseiről ad felvilágosítást.

A 3. táblázat a sávrendszer mátrixdiagrammját tünteti fel. Az alsó állapot vibrációs nivóinak távolsága feltűnően jól egyezik Bridge és Howell [6] abszorpciós méréseinek adataival.

1. táblázat

BiO sávok a  $\lambda$  5300- $\lambda$  6700 Å tartományban.

Sen Gupta mérései szerint	Saját mérések szerint	Saját rotációs vizsgál- atok alapján számítva
--	5296,2	
--	5426,9	5426,4
5563,9	5564,5	5564,8
5638,5	5635,-	
--	5661,-	
5712,1	5712,1	5712,1
5786,1	--	
5867,9	5869,2	5869,7
--	5933,2	
5943,5	--	
6022,3	6020,1	
6036,9	6037,7	6038,1
6116,7	--	
--	6164,3	
--	6193,7	
6217,6	6218,6	6218,8
6299,3	6297,8	
6380,-	6378,5	
6411,7	6412,6	6412,5
6495,8	6495,-	
6583,-	--	
6621,5	6621,9	
6710,3	6708,-	

A vízszintes vonallal kihuzott helyen nem áll rendelkezésre mérési eredmény.

## 2. táblázat

A BiO emissziós sávjai.

$\nu^o - \nu''$	$\lambda$ /Å/	$\nu$ mért / $\text{cm}^{-1}$ /	$\nu$ számított	$\nu$ mért $\nu$ számított
10-0	5296,2	18876	18875,5	+ 0,5
9-0	5426,9	18422	18423,5	- 1,5
8-0	5564,5	17966	17965,7	+ 0,3
9-1	5635,-	17741	17740,6	+ 0,4
18-7	5661,-	17660	17662,1	- 2,1
7-0	5712,1	17502	17502,1	- 0,1
6-0	5869,2	17033	17032,6	+ 0,4
10-3	5933,2	16850	16849,8	+ 0,2
8-2	6020,1	16606	16607,5	- 1,5
5-0	6037,7	16558	16557,3	+ 0,7
16-8	6164,3	16218	16216,7	+ 1,3
7-2	6193,7	16141	16143,9	- 2,9
4-0	6218,6	16076	16076,1	- 0,1
5-1	6297,8	15874	15874,3	- 0,3
6-2	6378,5	15673	15674,4	- 1,4
3-0	6412,6	15590	15589,1	+ 0,9
4-1	6495,-	15392	15393,1	- 1,1
2-0	6621,-	15097	15096,3	+ 0,7
3-1	6708,-	14904	14906,1	- 2,1
7-4	6747,3	14817	14816,5	+ 0,5
1-0	6848,9	14597	14597,9	- 0,9
5-3	6879,-	14533	14531,5	+ 1,5
2-1	6936,5	14413	14413,3	- 0,3
3-2	7026,4	14228	14230,9	- 2,9
0-0	7093,5	14094	14093,-	+ 1,-
4-3	7115,2	14051	14050,3	+ 0,7
8-6	7157,-	13988	13983,5	+ 4,5
1-1	7184,-	13916	13914,6	+ 1,4
2-2	7277,3	13738	13738,-	0,0
0-1	7452,6	13414	13410,1	+ 3,9
1-2	7550,-	13241	13239,3	+ 1,7
3-4	7748,3	12903	12903,5	- 0,5
5-5	7845,-	12744	12738,3	+ 5,7
1-3	7950,2	12575	12571,8	+ 3,2
0-3	8282,7	12070	12067,3	+ 2,7

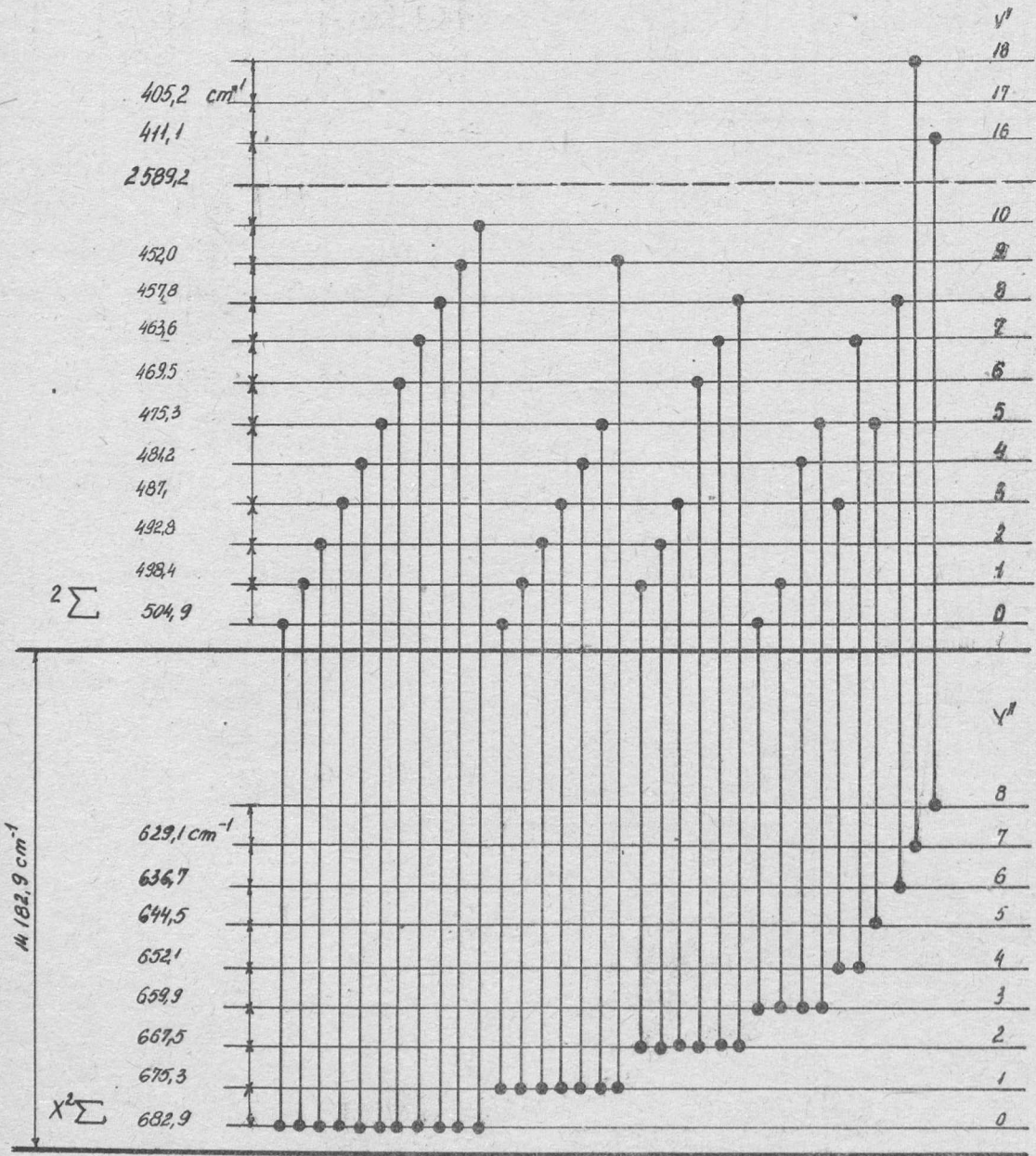
## 3. táblázat

A BiO emissziós sávrendszerének mátrixdiagrammja.

$v'$ \ $v''$	0	1	2	3	4	5	6	7	8
0	14094 503	680 13414 502		12070 502					
1	14597 500	681 13916 497	675 13241 666 497	12575					
2	15097 493	684 14413 491	675 13738 490						
3	15590 486	686 14904 488	676 14228		12903				
4	16076 482	684 15392 482		14050 483					
5	16558 475	684 15874		14533		12744			
6	17033 469		15673 468						
7	17502 464		16141 465	14817					
8	17966 456		16606				13988		
9	18422 454	681 17741							
10	18876			16850					
.									
.									
16									16218
17									
18								17660	

A 3. ábra az emissziós sávrendszer termszékémáját mutatja be. Figyelemre méltó, hogy az alsó állapot

v=0	nivóján	11,
v=1	"	7,
v=2	"	6,
v=3	"	4,
v=4	"	2,
v=5,6,7 és 8	"	1-1 sávot találunk.



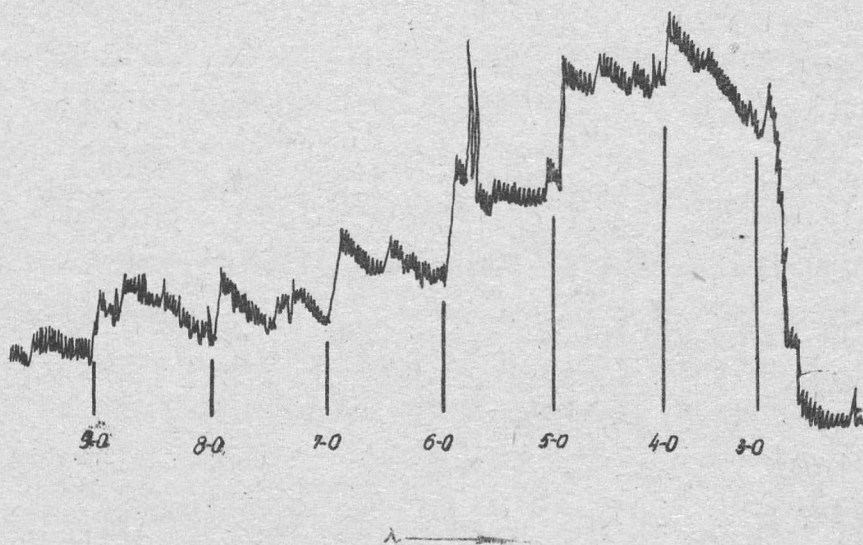
3. ábra.

A BiO emissziós sávrendszerének termszékémája.



A vibrációs nivók számának a vibrációs kvantumszám növekedésével való ilyen szabályszerű csökkenése arra utal, hogy a sávrendszer alsó állapota egyuttal a BiO molekula alapállapota is.

A 4. ábrán bemutatjuk a látható szinképtartomány egy részében fekvő sávokról regisztráló fotométer segítségével készült fotométergörbét, amely a sávok intenzitásviszonyairól jobb képet ad, mint a spektrogrammok nyomdatechnikai reprodukciói.



/B/

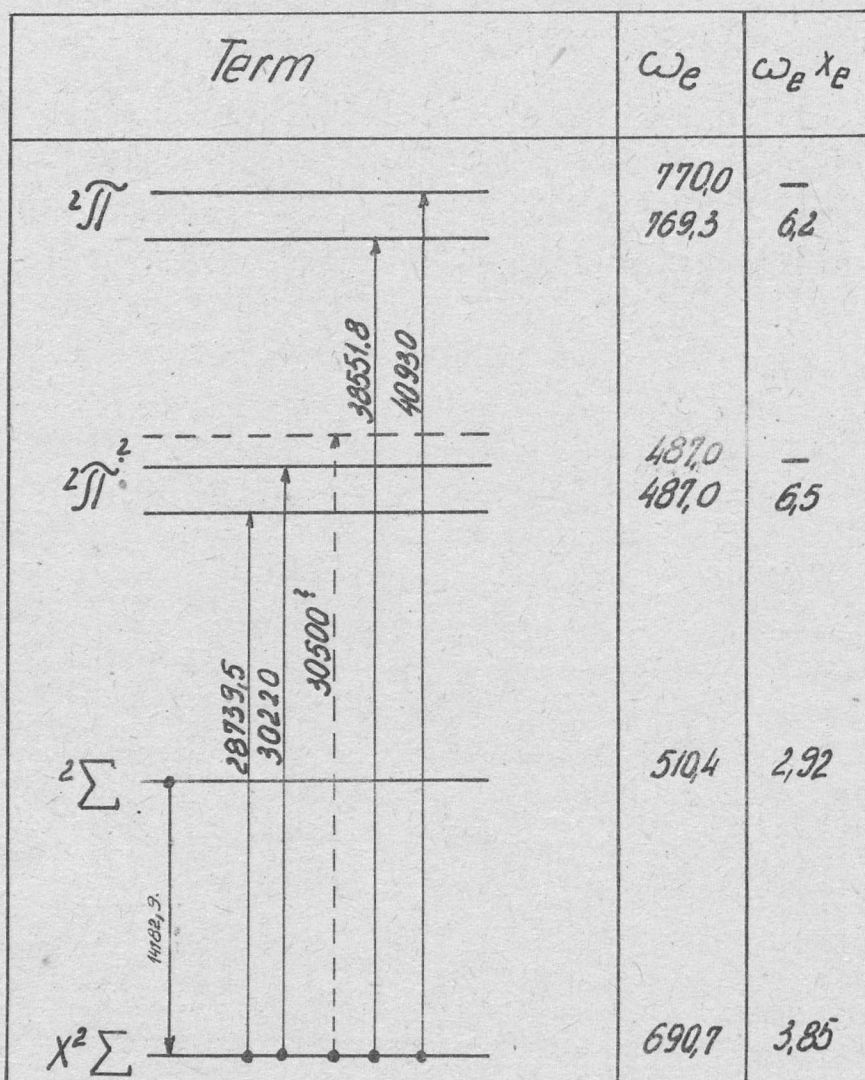
4. ábra.

A BiO emissziós sávjairól készült fotométer-görbe. Az ábrán jól láthatók a sávfejeket jellemző intenzitásugrások.

#### Megjegyzések

Lehetségesnek tartjuk, hogy a BiO termszékémáját az 5. ábra szerint kell felépítenünk:

/5. ábrát lásd a köv. oldalon./



5. ábra.

A BiO módosított termszkémája.

Az abszorpciós és általunk mért emissziós sávok alsó állapotának vibrációs állandói igen jól megegyeznek. Bár látszólag a Sen Gupta-féle mérési eredményekből számított vibrációs állandók ugyanolyan jól egyeznek Bridge és Howell méréseivel, mégis a mátrixdiagrammok közvetlen összehasonlításából kitűnik, hogy a mi eredményeinkkel sokkal jobb egyezést mutatnak. Termszkémánkban az abszorpciós és emissziós sávok alsó állapotát azonosnak tekintjük és ez a közös alsó term, a BiO molekula alapállapota, esetleg egy  ${}^2\Sigma$  term. Az emissziós sávok egyfejtől következnek, hogy a sávrendszer felső állapota szintén  ${}^2\Sigma$  term. Az  $\omega_e = 487 \text{ cm}^{-1}$  vibrációs állandóval bíró két nívót 1197/G.

/Bridge és Howell jelölése szerint A és B nivót/ egy  ${}^2\Pi$  term két komponensének tekinthetjük, hasonlóan lehetséges, hogy az  $\omega_e = 770 \text{ cm}^{-1}$  állandóju D és E nivó is egy  ${}^2\Pi$  term két komponensével azonos.

Termszkémánknak kétségtelenül előnye, hogy míg a Bridge és Howell-féle termszkémánál felvetődhet a kérdés, hogy a dublett egyik komponense miért csak abszorpcióban, a másik komponense pedig miért csupán az emissziós szinképben jelentkezik, addig a módosított termszkémánál ezt a kérdést fel sem lehet tenni. Bridge és Howellnek az A és Y nivók azonosítására való törekvése sem lehet helyes, mert analízisünk szerint az A és Y nivó vibrációs állandói közötti eltérés sokkal nagyobb, semhogy azt mérési hibának lehetne tekinteni, tehát az A és Y termek nem lehetnek azonosak. Ebből következik, hogy a  $13500 \text{ cm}^{-1}$  nagyságú dublettfelbomlást analízisünk nem erősíti meg.

Annak feltételezése, hogy a BiO molekula alapállapota esetleg  ${}^2\Sigma$  típusu, eltér a konvencióktól. A nitrogéncsoport valamennyi XO típusu molekulájának eddig  ${}^2\Pi$  alapállapotot tulajdonítottak. Rá kell mutatnunk arra, hogy ez a sematikus állásfoglalás nem szükségszerűen helyes. A Bi atom kémiai sajátosságai lényegesen eltérnek a foszfor, arzén és antimon tulajdonságaitól, így pl. a bizmut nem savképző, hanem lúgképző hatása. A bizmutnak a kémiai kötésben megnyilvánuló ilyen eltérő sajátossága indokolja, hogy oxidjának szinképi szerkezete is eltérhet a foszfor-, arzén- és antimon oxidjának szinképétől. Rámutathatunk továbbá arra, hogy az  $\text{O}_2$  molekula alapállapota  ${}^3\Pi$ , míg a vele egy oszlopba tartozó  $\text{Se}_2$ -nél már  ${}^1\Sigma$  alapállapot a valószínű. Ujabban Lagerqvist és Huldt [7] mutatott rá arra, hogy a Be csoport oxidjai közül a CaO és SrO alapállapota nem tekinthető teljes bizonyossággal  ${}^1\Sigma$  termnek, ahogy az a BeO, MgO és BaO analógiájára várható lenne. Láthatjuk, tehát, hogy homológ molekulák sorozatában nem szükségszerűen azonosak az alaptermek.

A jelen dolgozatban közölt kísérleti adatok nem elegendők annak eldöntésére, hogy a Bridge és Howell által megadott, vagy pedig az általunk javasolt termszkéma egyike valóban termszkémája-e a BiO molekulának. A döntést esetleg az emissziós sávok folyamatban lévő rotációs analízise fogja lehetővé tenni.

[8].

Molekula állandók

A BiO alapállapotának vibrációs állandóira Bridge és Howell, valamint saját méréseink átlagolásából

$$\omega_e = 693,25 \text{ cm}^{-1} \text{ és } \omega_e x_e = 4,35 \text{ cm}^{-1} \text{ adódik.}$$

Ha  $\omega_e$  valószínű hibáját  $\pm 10 \text{ cm}^{-1}$ -re,  $\omega_e x_e$ -ét pedig  $\pm 1 \text{ cm}^{-1}$ -re becsuljuk, akkor a  $D_e = \frac{1}{8063,3} \frac{\omega_e^3}{4\omega_e x_e}$  összefüggésből

$$D_e = 3,69 \pm 0,90 \text{ eV.}$$

- . -

Köszönettel tartozom Dr.Kovács István akad.lev.tagnak, amiért munkámat figyelemmel kísérte és értékes tanácsaival gyakran segítségemre volt.

I r o d a l o m :

- [1] Mecke, R. und Guillery, M.: Bandenspektra II. Phys.Z. 28, 514, /1927/.
- [2] Ghosh, Ch.: Das Bandenspektrum des Wismutoxids. Z. Phys. 86, 241, /1933./
- [3] Morgan, F.: Band Spectre of BiBr, BiCl, BiF and BiI in Absorption. Phys.Rev. 49, 41, /1936/.
- [4] Ray, : Band Spectrum of Bismuth Monochloride, Ind.J. Phys, 16, 35, /1942./
- [5] Sen Gupta, A.K.: The Band Spectrum of Bismuth Monoxide /BiO/, Ind.J.Phys, 18, 182, /1944/.
- [6] Bridge, N.K. and Howell, H.G.: The Absorption Spectrum of Bismuth Oxide, Prod.Phys.Soc, 67, 44-51, /1954/
- [7] Lagerqvist, A. und Huldt, L.: Über die Höhe der angeregten Elektronenzustände von CaO, SrO und BaO, Arkiv f. Fysik, 8, Nr. 41, 427, /1954/
- [8] Soari, O.: Előzetes jelentés a BiO molekula szinképek vizsgálatáról. Központi Fizikai Kutató Intézet Kiadványai. 2.évf. jan.febr. 13-38. 1954.

Érkezett 1955. július 6.

A SPEKTROSKÓPIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: KOVÁCS ISTVÁN

Az inercia-rendszer kinematikai értelmezéséről

Irta: Mátrai Tibor

Dolgozatomban az inercia-rendszer számára a szokásos dinamikai értelmezésénél [1] egyszerűbb kinematikai értelmezést adok meg, amelyben a "magárahagyott pontot" a szerencsére koordinátamentesen is definiálható un. geodetikus órapont /1. 2.§.1. bekezd./ helyettesíti. Ennek alapján egyben az inercia-rendszer kontinuumát /a Minkowski-kontinuumot/ pusztán a természetes óra fogalmából származtatom le és pedig, elemi matematikai eszközökkel, geometriai szabatosságra törekedve /1. 3-4.§./ . Teljesen mellőzöm tehát a merev mérőrudnak a relativitáselmélet által realizálhatatlannak felismert [2] fogalmát, valamint a fényjelnek a kinematikában már az optikai természete miatt is idegen fogalmát, amely fogalmakat pedig a korábbi munkák [3] [4] igénybe vettek. Megmutatom még, hogy az inercia-rendszer új értelmezéséből a Lorentz-transzformáció egyszerűen levezethető /1. 5.6. §./ .

1.§. /Irányelvek. Időmérési elvek vázlata. Jelölések./

Dolgozatomban a relativisztikus kinematika fogalmainak értelmezését, valamint azok tulajdonságainak tapasztalatból való leszűrését a fizika módszeréhez hiven /legalábbis elvben pontosan/ elvégezhető mérésekhez kötöttem, kerülvén tehát a fogalmaknak egymással kapcsolatos /implicit/ értelmezéseit /az axiómákat/, amilyenek pl. a geometria megalapozásában is használatosak. Ezáltal egyrészt a relativisztikus kinematika elvont alapfogalmait szemléletesekké véltem tenni, másrészt egy-egy fogalomnak tapasztalatadta tulajdonságait élesen meg tudtam különböztetni azoktól, amelyek a fogalmat éppen csupán definiálják. Az ilyen megkülönböztetés a kinematikának olyan továbbfejleszthető megalapozásához vezet el, amelyen a tapasztalatok későbbi esetleges helyesbitésének módosító következményei is azonnal áttekinthetők.

A relativisztikus kinematika alapjai alábbi elemzésének is /más fogalmakra vissza nem vezetett, vagyis kiindulási fogalmi: az anyagi pont és ennek eseményeinek időbeli rende-

zetsége, továbbá a pontoknak viszonylagos mozgása, végtelenül közelbe jutása /koincideneciája/, ill. végtelenül távolba jutása /disszideneciája/.

Az anyagi pontokat a továbbiakban egyszerűen pontoknak fogjuk nevezni és dőlt latin nagybetűkkel, pl. A, B, D, ... stb.-vel fogjuk jelölni.

A pont- /valamely tulajdonságá/-nak legelemibb megváltozását /mozzanatát/ eseménynek szoktuk nevezni. Mindig el tudjuk /objektíven/ dönteni azt, hogy ugyanazon ponton az egyik esemény a másiknál "későbbi"-e, vagy sem. A tapasztalat szerint bármely pontnak eseményei a "később" rendező állítással ugy rendezhetők, akár a reális számok /eseménykontinuum/. Ugyanazon pontnak két oly eseményét, amely közül egyik sem későbbi a másiknál, egyszerre történőnek mondjuk. Ugyanazon pont két eseményének un. időközét reális számmal jellemezni, vagyis mérni akarjuk, akár az egyenesdarabot /szakaszt/ szoktuk. A mérésnél a mérendő időközt reprodukálható időköz-egységgel /röviden: idő-egységgel/ kell összehasonlitanunk.

Az időegységet /ill. annak egész-tört részét/ a ponton működtethető óra állítja elő, amely a pont bármely eseményekor megindítva emél későbbi eseményt képes kiváltani azon, a két egymást követő esemény időközét pedig egységnyiinek /ill. egész-tört résznek/ tartjuk. A tapasztalat szerencsére a mérés feltételének, az un. Archimedesi /helyesebb elnevezéssel Rudoxusi/ tulajdonságnak fennállását igazolja, amely szerint lényegileg egy időközbe mindig csupán legfeljebb véges számú egymást követő időegység /másszóval: véges időegységsorozat/ fér el.

Minthogy az időköz mulékony, viszont a méréssel velejáró sorozatos összehasonlító próbálgatásnak minden egyes próbája új meg új kongruens időközt emészt fel, ezért az eseménykontinuumban biztosítani kell valamely adott időközzel kongruens időköznek későbbi előállítását is. Két azonos szerkezetű óra ezt már lehetővé teszi. E célból az egyik órával időegységsorozatot kell indítani a reprodukálendő időköz kezdő eseményekor, majd a másik órával a záróeseményekkor. E két időegységsorozat egyező sorszámú eseményeinek időköze /vagyis eltolódása/ a mérési elvek teljesülésének jóvoltából szükségképen kongruens a reprodukálendő időközzel.

Ismeretes, hogy órát a természet szinte korlátlan számban, azonos /legalábbis  $10^{-8}$  pontosságú/ kivitelben a fénysugárzó atomok alakjában bocsát rendelkezésre. /természetes óra, atom-óra./ Időegységül választhatjuk tehát a Cd-atom fénye ama vörös összetevője ( $\tau$  rezgésidejének egy sokszorosát /sec./, amelynek ( $\lambda$ ) hullámhosszából a hosszegységet /cm/ is származtatni ( $\lambda = c\tau$ ) szoktuk. A továbbiakban mindig ilyen órával felszerelt pontokról /órapont/ lesz szó. Valamely pontnak /pl.  $\alpha$  -nak/ óráján leolvasott időadatot /un. saját időt/ ezentúl a megfelelő görög kisbetűvel /pl.  $\alpha$  -val/ jelölhetjük.

A kinematika felépítésénél kísérletileg mindig eldönthetőnek szoktuk tartani azt is, hogy két pont /valamelyikükön mérve/ adott időben egymáshoz végtelen közelbe kerül-e /másszóval: együtt van-e, egybeesik-e, találkozik-e, koincidál-e/, vagy sem. A tapasztalat szerint a koincidencia tranzitív: vagyis, valahányszor A és B az  $\alpha$  ill.  $\beta$  időpontban, a B és C pedig a  $\beta$  ill.  $\delta$  időpontban találkozik, egyszersmind a A és C is találkozik éspedig épen az  $\alpha$  ill.  $\delta$  időpontban.

További tapasztalat szerint /azonos nemű/ két óra egyike a másikkal való /valamely időközön belül mindig fennálló/ vagyis tartós koincidenciájának időközét /más szóval: az "együtt eltöltött" időt/ egyenlőnek méri. De nem méri általában mindig egyenlőnek két óra az egymástól távol eltöltött időt.

Tárgyilagosan eldönthetőnek ítéljük meg /végül/ azt is, vajjon két pont egymástól valamikor is "végtelenül messze" jut-e /kerül-e/, vagy sem. /A végtelenül messzejutás, az egy becsléssel mintegy ellentétes fogalom./

/Az időmérés elemzésére vonatkozóan l. még [5] ./

## 2.§. Az un. geodetikus óra meghatározása. Inercia-rendszer.

Valamely  $\tau$  órát akkor mondunk a  $\tau_0$  /saját-/ ideje és az ennél későbbi  $\tau$  között nemgeodetikusnak, ha található legalább  $\tau_0$  -kor és  $\tau$  -kor vele koincidens más oly óra, amely a két koincidenciának időközét a  $\tau - \tau_0$  értéknél nagyobbnak méri.

Minden más órát viszont geodetikusnak nevezünk. A tapasztalat szerint a természetben ugyanis a geodetikus óra létezésének semmi sem mond ellent.

A geodetikus óra értelmezésének egyik fontos korolláriu-  
ma az a megállapítás, hogy egy óra a geodetikussági időközének  
egyszersmind bármely részidőközében is geodetikus. Ha ugyanis a  
T-óra a  $\tau_0 < \tau$  időközben geodetikus, de ennek  $\tau' < \tau''$  részidőközében  
nem az lenne, ugy épen emiatt szükségképen létezne olyan B-óra,  
amely a T-órát  $\tau$  -kor elhagyva, majd vele  $\tau''$ -kor ismét találko-  
zván e találkozás időpontját, mondjuk  $0 < \delta$ -val többnek mérné. Le-  
gyen azonban előzőleg ez a B óra a T-vel  $\tau_0$  -tól  $\tau'$ -ig együtt,  
majd az ujratalálkozástól a T-n mérve  $\tau''$ -tól  $\tau$ -ig ismét együtt.  
Ekkor ez a B-óra a T által  $\tau$  -nek mért végidőpontot pontosan  
szükségképen ugyanannyival méri későbbinek, mint az ismét-talál-  
kozásuk időpontját, vagyis a B-óra a  $\tau - \tau_0$  időközt  $\delta$  -val nagyobb-  
nak méri T-nél, szöges ellentétben ama kikötésünkkel, amely sze-  
rint T-órának a  $\tau_0$  -tól  $\tau$  -ig terjedő időközben geodetikuskak  
kell lennie. Tételünknek tagadása tehát ellentmondásra vezet,  
következésképen állítása csak igaz lehet. /A tétel természetese-  
sen nem fordítható meg./

A most bebizonyított sajátság szükségképen végtelen ki-  
csiny részidőközökre is érvényes. Minthogy pedig valamely végte-  
lenül szűkülő kicsiny időköz mindig egy időpontot skatulyáz be,  
ezért egy órának tartós geodetikussága egyszersmind egy állapo-  
tot jelent.

A továbbiakban tartósan geodetikus bármely órát egysze-  
rűen geodetikus órának fogunk hívni.

Két geodetikus órát, amely sohasem kerül egymástól vég-  
telenül messze, egymáshoz képest nyugvó geodetikus órának nevez-  
hetünk.

A tapasztalat szerint, ha A és B egymáshoz képest, vi-  
szont B és C egymáshoz képest nyugvó geodetikus óra, akkor egy-  
szersmind A és C egymáshoz képest szintén nyugvó geodetikus óra.  
Vagyis a geodetikus óráknak egymással szemben tanusított nyugal-  
ma tranzitív. Ez a sajátság a következő fogalomalkotást engedi  
meg: Geodetikus órákból álló olyan közeget, amelynek bármely  
két órapontja egymáshoz képest még nyugvó is, inercia-rendszer-  
nek nevezünk.



Ugy képzeljük el, hogy az inerciarendszert alkotó pontok közegében /kontinuum-számosságának talált halmazában/ a közegehez nem tartozó, tehát mozgó pontok szabadon át tudnak haladni. A mozgó pont eközben az inercia-rendszer egy-egy nyugvó óráján halad át /vagyis azzal egy-egy pillanatra találkozik/. Említeni szoktuk azt a szinonimát is, hogy a mozgó pont az inercia-rendszerben bizonyos pályát tapint le.

A további tapasztalat szerint ugyanis valamely mozgó pont bármely eseményekor található az inercia-rendszernek a koincidencia tranzitivitása miatt csak egy oly nyugvó pontja, amellyel a mozgó pont épen az adott eseményekor koincidens.

3.§. Az inercia-rendszer nyugvó óráinak szinkronozását /összeigazitását/ lehetővé tevő tapasztalatok. Metrika értelmezése az inercia-rendszerben, geometria és tapasztalat. A tapasztalat szerint egymáshoz képest nem nyugvó A és M geodetikus óra egymással csak legfeljebb egyszer találkozhatnak. Ha találkoznak, úgy annak időpontját a továbbiakban a A-órán leolvasva  $\alpha_M$ , a M-n leolvasva pedig  $\mu_A$  jelölheti. Általánosságban  $\alpha_M$ -nek nem kell  $\mu_A$ -val egyenlőnek lennie.

Olyan T geodetikus órát, amely az inercia-rendszer egyik A nyugvó pontjáról /valamilyen később megállapítandó pályán/ egy másik B nyugvó pontjára megy át, kinematikai jelnek nevezünk. E jelnek beszélünk  $\tilde{\tau}_{AB}$  -vel jelölendő "saját-menetidejéről"/tehát:  $\tilde{\tau}_{AB} \equiv \tilde{\tau}_B - \tilde{\tau}_A$  /, további "helyi menetidejéről" is, amelyet viszont  $\mathcal{T}$  -vel jelölhetünk a  $\mathcal{T}$ -jel esetén /a  $\mathcal{T}_{AB}$  indexében a A és B között később megérthető megkülönböztetés végett vessző is szerepel./ . A  $\mathcal{T}_{A,B} (\equiv \beta_{\mathcal{T}} - \alpha_{\mathcal{T}})$  helyi menetidőt tehát a B-n lévő helyi órának, ill. a A-n lévő /találomra beigazitott/ helyi órának a T-vel való találkozásakor leolvasott adatából számítjuk./ Ha pl. az A és B állandóan koincidens nyugvó pontok, úgy bármely két kinematikai jel saját-menetideje a koincidencia tranzitivitása miatt szükségképen zérus, helyi menetideje pedig egymással egyenlő./

További tapasztalat szerint: Az inercia-rendszernek nyugvó A és B pontjait összekötő bármely két /T és S/ kinematikai jel ( $\mathcal{T}_{A,B}$  és  $\mathcal{S}_{A,B}$ ) helyi menetidejét képesek vagyunk egy e meny-

nyiségektől független /reális/  $\omega_{AB}$  értékkel korrigálni, hogy a korrigált  $[t_{AB} \equiv t_{A,B} + \omega_{AB}$  és  $s_{AB} \equiv s_{A,B} + \omega_{AB}$  un. "rendszer"] menetidők-re nézve:

$$t_{AB}^2 - \tau_{AB}^2 = s_{AB}^2 - \sigma_{AB}^2 \geq 0 \quad /3,1/$$

/ahol a görög betűs mennyiségek itt is természetesen a megfelelő kinematikai jelnek saját menetidejét jelzik/.

Vegyük észre, hogy bármely kinematikai jel helyi menetidejének ugyanazon  $\omega_{AB}$ -értékkel való korrigálása voltaképpen egyenértékű azzal, hogy a A-éval szemben a B-nek előzőleg találomra beállított óráját  $\omega_{AB}$ -értékkel hátraigazítjuk, másszóval a B-órát a A-hoz "szinkronozzuk". Ha  $\omega_{AB} = 0$ , ugy az A és B-órát egymással szinkronnak /összeigazítotttnak/ mondjuk.

A /3,1/ egyenletben kifejezett tapasztalat /"szinkronizációs törvény"/ módot ad egyben az  $\omega_{AB}$ -nek kísérleti meghatározására.

Minthogy a /3,1/-gyel kifejezett tapasztalat szerint bármely T kinematikai jelet használunk is, a  $t_{AB}^2 - \tau_{AB}^2$  mennyiség ugyanazon nem negatív/ értékűnek adódik, ezért a

$$|AB|^2 \equiv c^2(t_{AB}^2 - \tau_{AB}^2) \quad /3,2/$$

egyenlettel értelmezett  $|AB|$  mennyiség /itt  $c$  egy reális állandó/ egyedül az A és B egymáshoz nyugvó pontokra nézve jellemző adat. Ezért  $|AB|$ -t az A, B pontpár távolságának nevezzük, és azt a /3,2/ egyenlet cm-egységekben adja meg, ha az időt sec-ben mérve a  $c$  állandót  $3 \cdot 10^{10}$  értékűnek választjuk. /Itt a  $c$  ugyanis kifejezi, hogy a hosszegységet is megszabó Cd-fény hullámhosszának mérőszámát a rezgési ideje  $\tau$  mérőszáma hányszorosának tartjuk./ Ha pl. A és B két tartósan koincidens nyugvó pont, ugy szükségképen  $|AB| = 0$ .

Vizsgáljuk most az inercia-rendszernek három nyugvó pontját: A-B- és D-t. A tapasztalat azt mutatja, hogy ha B-órája az A-éval, D órája pedig a B-jével szinkron, ugy a D órája az A-éval is szinkron. Ezt a tapasztalatot ugy is kifejezhetjük, hogy az egyidejűség tranzitív az inercia-rendszer nyugvópontjain.

Ha pedig öt tetszőleges, /akár egybe is eső/ nyugvó pontot: A, B, D, F, C-t tekintünk, ugy a tapasztalat arra vezet, hogy ezeknek a /3,2/ definiálta kölcsönös távolságaikból képzendő következő matrix determinánsa mindig eltűnik:

$$A_{MN} \equiv |AM|^2 + |AN|^2 - |MN|^2 \quad M, N = B, D, F, G \quad /3,3/$$

Ennek a matrixnak eltűnő determinánsa, amely néhány determinánstétel jóvoltából szerencsére csak látszólag tűnteti ki a többivel szemben a A-pontot, tetszőleges öt pontnak valamennyi /és pedig számszerint tiz/ párosítása között un. euklideszi térmetrikát megszabó oly összefüggést jelent, amely a metrikus geometria tapasztalati tartalmát foglalja össze.

Ha valamely inercia-rendszerben a pontok áramlása stationárius [a nyugalom esetét kivéve, ilyen mozgás azonban kontinuus anyageloszlást tételez fel], akkor egy szilárd testnek [pl. mérőrudnak, interferométer karjának] pontjait a test bármely lehetséges nyugalmi helyzetében a /3,2/ értelemben változtatlan távolságának mutatja a tapasztalat. [Arra nézve pedig, hogy a mérőrud valamely esetleg ismeretlen oknál fogva deformálódott-e, épen a /3,2/ egyenlet ad kritériumot.] A mérőrudnak a fenti tapasztalatadta sajáttsága teszi lehetővé a geometriai uton, vagyis nyugvó mérőrudakkal, tehát nem /3,2/ alapján órák segítségével történő távolságmérést.

Minthogy a távolság-kongruenciát csupán valamely inercia-rendszer nyugvó pontjainak halmazában értelmeztem, a geometriának is csak az inercia-rendszer kontinuumában van értelme. A távolság-kongruenciát mégis lehet /Lorentz-inverziósan/ nem geodetikus mozgási órapontok között is definiálni [6]. Öt ilyen pontnak így definiált tiz lehetséges távolságából alkotott /3,3/ determináns azonban általában nem tűnik el.

4.§. Általánosan mozgó óra sajátidejének összefüggése a rendszer-idővel. - Mozogjon a T-órapont az  $F = F(t)$  vektoregyenlet szerint.

[A kinematikában nemcsak a T-pontnak, hanem más pontnak rendszeridejét is egyszerűen  $t$ -vel szokás jelölni.] A T órapont mozgása legyen olyan, hogy a sebesség-vektora mindig létezzék. Mutasson a mozgó T óra  $\tau$ , ill.  $\tau + d\tau$  sajátidőt akkor, amikor az a két, egymástól  $dr$ -távolságban talált helyi óra, amelyen a T

a  $\tau$ -kor, ill. ( $\tau + d\tau$ -kor áthalad /koincidál/, épen  $t$  ill.  $t + dt$  időt mér. Az így megmért  $d\tau, dt$  és  $dr$  mennyiségekre a tapasztalat szerint fennáll a következő un. óratörvény:

$$d\tau^2 = c^2(dt^2 - dr^2). \quad /4,1/$$

Ennek az egyenletnek a /3,2/ formulával való egybevetéséből arra következtethetünk, hogy bárhogyan mozgó óra is végtelenül kis  $dt$  időközben geodetikus órának tekinthető. [Viszont egy geodetikus órára a törvény újat nem mond, hanem csupán a vele, mint kinematikai jellel mért nyugvó  $dr$  távolságnak /3,2/ értelmezését ismétli meg.] Az eddig csak a távolságnak [így a  $dr$ -nak is] értelmezésében szereplő  $c$  állandónak a /4,1/ óratörvény már tapasztalati jelentést is tulajdonít /határsebesség/.

A /4,1/ differenciál-összefüggésnek elemi következménye az alábbi: mutasson a mozgó  $\underline{T}$ -óra  $\tau_0$  sajátidőt akkor, amikor a vele épen koincidens helyi óra  $t_0$ -at mér,  $\tau = t$  pedig akkor, amikor ugyancsak vele épen koincidens helyi óra  $t$ -t mér; ekkor /4,1/-ből:

$$\tau - \tau_0 = \int_{t_0}^t \sqrt{1 - \dot{r}^2/c^2} dt. \quad /4,2/$$

Ha speciálisan  $\dot{r}^2 = \text{áll.}$ , akkor pedig:

$$\tau - \tau_0 = (t - t_0) \sqrt{1 - \dot{r}^2/c^2} \quad /4,3/$$

Az óratörvény néhány fontos következménye:

a/ Valamely pont egyidejűen csak egy helyen található meg. Ha ugyanis a  $\underline{T}$  órapont egyazon rendszeridőben az inercia-rendszernek  $\underline{M}$  és  $\underline{N}$  pontján is tartózkodna, akkor is a  $\underline{T}$  a /4,2/ miatt ugyanazon sajátidejékor koincidálna a  $\underline{M}$  és  $\underline{N}$  ponttal, vagyis a koincidencia tranzitivitása miatt a  $\underline{M}$  és  $\underline{N}$  pontnak össze kell esnie.

b/ Valamely geodetikus óra az inercia-rendszerben /vektori értelemben/ csakis időben állandó sebességgel mozoghat és megfordítva.

A geodetikus óra sajátideje ugyanis értelmezésénél

fogva extrémális, vagyis /4,2/-re nézve:

$$\delta(\tau = \tau_0) \equiv \delta \int_{t_0}^t \sqrt{1 - \dot{\vec{r}}^2/c^2} \cdot dt = 0. \quad /4,4/$$

E variációprincípiummal egyenértékű Euler-egyenlet pl. az  $x$  -koordinátára így írható fel:

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial}{\partial \dot{x}} \sqrt{1 - \frac{\dot{\vec{r}}^2}{c^2}} = (-\ddot{x} =) 0, \quad \text{és ugyanígy az } y \text{ - és } z \text{ -koordinátára is; vagyis valóban}$$

$$\dot{\vec{r}} = \text{dll. vektor.}$$

/4,5/

E tétel megfordíthatóságát pedig biztosítja az, hogy az Euler-egyenlet /esetünkben:  $\dot{\vec{r}} = 0$ / fennállásából a /4,4/-egyenlet és ezzel az órapont geodetikus mivolta következik.

c/ Két, egymáshoz képest nyugvó geodetikus óra valamely inercia-rendszerben /vektori értelemben/ csakis egyező és a/ miatt időben egyben állandó sebességgel mozoghat. Továbbá fordítva: vektori értelemben egyező és időben állandó sebességű két órapont egymáshoz képest nyugvó, geodetikus órapontok.

Ezeknek a későbbiekben alkalmazandó tételeknek bebizonyításától elementáris mivoltuk miatt eltekinthetünk.

### 5. §. Az egy dimenzióra korlátozott Lorentz-transzformáció.

A Lorentz-transzformáció - mint ismeretes - két inercia-rendszer ugyanazon eseményre vonatkozó téridőadatainak összefüggését hivatott megadni.

Mozogjon az inercia-rendszernek valamely /nyugvó/ tengelyén a  $\underline{M}$  és  $\underline{N}$ -pont egyező  $v < c$  sebességgel. Az  $\underline{M}$  és  $\underline{N}$  épen ezért [4. §. b/-c/ miatt] egymáshoz képest nyugvó geodetikus órapontok, vagyis azok egy másik, ún. mozgó inercia-rendszernek pontjait alkotják. Előzze meg azonban a  $\underline{N}$ -pont a  $\underline{M}$ -pontot ugyanazon rendszeridőben egy  $f$ -nyi távolságértékkel, maga a mozgó  $\underline{M}$ -pont pedig a zérus rendszeridőben épen a tengelynek a  $\underline{A}$  nyugvó pontján haladjon át: tehát a 3. §. 1. bekezdésében lerögzített jelölést használva  $\alpha_M = 0$  legyen.

Számítani akarjuk a mozgó  $\underline{M}, \underline{N}$  pontpárnak a /3,2/ definiálta távolságértékét:  $/MN/-$ et. E célból a /3,1/ törvényt kell igénybevenni, vagyis a  $\underline{M}$  és  $\underline{N}$  pontot két különböző menetidejű kinematikai jellel kell összekötni. Az egyik ilyen

kinematikai jel maga a A-pont lehet. Ennek sajátmenetideje:

$$\alpha_{NM} \equiv \alpha_M - \alpha_N = -\alpha_N = \frac{f}{\tau} (\neq 0).$$

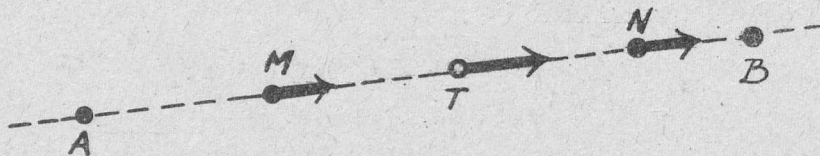
Ha a mozgó rendszer idejét is pl. M-nek a A-n való átcsapásától számítjuk, vagyis  $\mu_A = 0$ , úgy viszont ugyanezen A-nek mozgó rendszerbeli menetideje:

$$a_{NM} \equiv -v_A + \mu_A = -v_A$$

A másik kinematikai jel T, amely M-et és N-et összeköti, induljon M-ből épen a  $\mu_T = 0$  M-beli időben. A koinciden-  
cia tranzitivitása miatt egyben:  $\alpha_T = 0$ . Mozogjon ez a T a nyug-  
vó inercia-rendszerből megítélve  $w (> v)$  sebességgel /csakis így  
tudja ugyanis a T a N-et utólélni/, de  $w < c$  legyen. Amikor a  
T a N-et a  $\nu_T$  időben utoléri, akkor a N az álló rendszernek  
épen egy nyugvó pontjával - mondjuk - B-vel koincidens, tehát

$$\beta_N = \beta_T; \nu_T = \nu_B$$

[A viszonyokat a menet közben az /5,1/ ábra szemlélteti.]



/5,1/ ábra.

A T-pont sajátmenetideje a /4,3/ óratörvény miatt:

$$\tau_{MN} \equiv \tau_N - \tau_M = (\beta_T - \alpha_T) \sqrt{1 - w^2/c^2} = \beta_N \sqrt{1 - w^2/c^2}$$

A T-nek a mozgó rendszerbeli menetideje pedig:

$$t_{MN} \equiv \nu_T - \mu_T = \nu_B.$$

A A-ban és a T-ben tehát két kinematikai jelünk van, amelyre  
a /3,1/ szinkron feltételi egyenletünk:

$$a_{MN}^2 - \alpha_{MN}^2 = t_{MN}^2 - \tau_{MN}^2$$

a megelőzők alapján így íródik:

$$v_A^2 - \left(\frac{v}{\beta}\right)^2 = v_B^2 - \beta_N^2 \left(1 - \frac{w^2}{c^2}\right).$$

/5,1/

Az itt még szereplő  $v_A$  számítására határozzuk meg ismét  
1197/G.

a /4,3/ óratörvény alapján a N órapont sajátidőközét a A-val és a T-vel találkozása között:

$$v_T - v_A = (\beta_N - \alpha_N) \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = (\beta_N + \frac{f}{v}) \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

ahonnan a  $v_A$ -t kifejezve és behelyettesítve a /5,1/ egyenletbe:

$$-2v_B (\beta_N + \frac{f}{v} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} + (\beta_N + \frac{f}{v})^2 (1 - \frac{v^2}{c^2}) - (\frac{f}{v})^2 = -\beta_N^2 (1 - \frac{v^2}{c^2}) \quad /5,2/$$

Itt azonban a  $w$  sebesség az értelmezése miatt:  $w = |AB| / [\beta_T - \alpha_T]$

$= |AB| / \beta_N$ , az  $f$  pedig szintén az értelmezése miatt:

$f = |AB| - w \beta_N$ , vagyis  $\beta_N + \frac{f}{v} = |AB| / w$ . Behelyettesítve ezeket az /5,2/ egyenletbe és azt megoldva  $v_B$ -re:

$$v_B = \frac{\beta_N - w |AB| / c^2}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}}. \quad /5,3/$$

Mostmár az  $|MN|$  mozgó távolságot is számítani tudjuk, hiszen per def. /3,2/ és az /5,1/ jobboldalára helyettesített /5,3/ alapján

$$|MN|^2 \equiv c^2 (t_{MN}^2 - \tau_{MN}^2) = c^2 (v_B^2 - \beta_N^2 + |AB|^2 / c^2),$$

ahonnan /5,3/ helyettesítése és  $v_B$ -re való megoldás után:

$$|MN| = \frac{AB - v \beta_N}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}}. \quad /5,4/$$

Vegyük észre, hogy /5,3/ és /5,4/ ugyanazon eseménynek /nevezetesen a mozgó N-pont és a nyugvó B pont koincidenenciájának/ mozgó rendszerbeli ( $v_B$ ) idejét és ( $|MN|$ ) helyét adja meg az álló rendszerbeli ( $\beta_N$ ) idő és ( $|AB|$ ) hely függvényében /Lorentz-transzformáció/. Bevezetve pedig a szokásos

$$\begin{aligned} t &\equiv \beta_N; & x &\equiv |AB|, \\ t' &\equiv v_B; & x' &\equiv |MN| \end{aligned} \quad /5,5/$$

jelöléseket, az /5,4/ és /5,3/, vagyis a Lorentz-transzformáció egy dimenzióra korlátozva így írható:

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}}; \quad t' = \frac{t - vx / c^2}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}} \quad /5,6/$$

6.§. Harántirányában egyenletesen mozgó távolságnak kiszámítása. A térre kiterjesztett Lorentz-transzformáció. Az inercia-rendszer  $x$ - $y$  síkján tartózkodó, nyugvó A, B és mozgó M, N, valamint S, T/ pontokról legyen szó. E pontok koordinátái legyenek:

$$x_A = 0, y_A = 0 \quad ; \quad x_B = 0, y_B = g, \quad /6, AB/$$

továbbá

$$x_M = vt, y_M = 0 \quad ; \quad x_N = vt, y_N = g, \quad /6, MN/$$

$$x_S = vt, y_S = wt \quad ; \quad x_T = vt, y_T = -wt + g,$$

$$/6, ST/$$

ahol most az egyenletek jobboldalán a  $t$  a rendszeridőváltozót jelenti. Ennek kivételével azonban a többi mennyiség állandó. A4.§. b/ miatt a S, T, továbbá a M, N órapontok is geodetikusak a nyugvó A, B-vel egyetemben, sőt a M, N a megegyező /harántirányu/ sebessége miatt még egymáshoz képest nyugvó is, vagyis M, N egyszersmind egyazon "mozgó inercia-rendszernek" egy-egy pontja.

Számítani akarván az  $|MN|$  távolságot megfontolásaink egyszerűsítésére bevezetjük még a következő koordinatájú nyugvó /és egymással szintén átellenes/ D ill. F pontot:

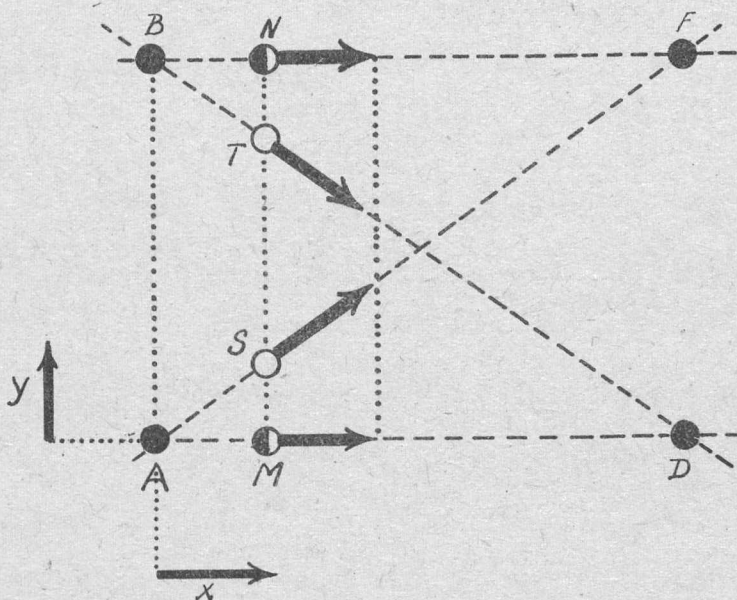
$$x_D = g \frac{v}{w}, y_D = 0, \text{ ill. } x_F = g \frac{v}{w}, y_F = g \quad /6, DF/$$

amelynek helyén tehát a M és T-vel, ill. N a S-sel ko incidál ( $\tau_M = \tau_D, \mu_D = \mu_T$ , ill.  $\nu_F = \nu_S, \sigma_N = \sigma_F$ ). (A pályákat és a konfigurációt a  $0 < t < |AD|/v$  időközben a /6,1/ ábra illusztrálja )/L. következő oldalon./

A felírt pályae egyenletek szerint a 3.§. elején megállapított jelöléseinkkel:  $\alpha_M = \alpha_S = 0$ . Legyen azonban rövideg kedvéért még a tetszőlegesen választható  $\mu_S = \mu_A = 0$ . A M és N órapontok legyenek szinkronozottak. Számítani akarjuk  $|MN|$ -et. E célból itt is a /3,1/ szinkronozási egyenletet kell igénybe vennünk, amelyben a M-et és a N-et két jellel, a S-sel és T-vel kell összekötni:

$$s_{MN}^2 - \sigma_{MN}^2 = t_{MN}^2 - \tau_{MN}^2 \quad /6,1/$$





/B/

/6,1/ ábra.

Előbb a baloldallal foglalkozunk. Az  $\Delta_{MN} \equiv \nu_S - \mu_S = \nu_F$  számítására vegyük észre, hogy a N órapont szintén kinematikai jel a B és F között, amelynek sajátmenetideje

tehát  $\nu_{BF} \equiv \nu_F - \nu_B = [(4,3) \text{ miatt}] \frac{|AD|}{v} \sqrt{1 - v^2/c^2},$

$$\Delta_{MN} \equiv \nu_F = \nu_{BF} + \nu_B = \frac{|AD|}{v} \sqrt{1 - v^2/c^2} + \nu_B. \quad /6,2/$$

$$\sigma_{MN} \equiv \sigma_N - \sigma_M = \sigma_F - \sigma_A = [(4,3) \text{ miatt}] \frac{|AD|}{v} \sqrt{1 - \frac{v^2 + w^2}{c^2}}. \quad /6,3/$$

Térjünk át /6,1/ jobboldalára, ahol  $-t_{MN} \equiv \mu_S - \nu_S = \mu_B - \nu_B.$

Itt azonban  $\mu_A = 0$  miatt:

$$\mu_T = \mu_S = \mu_A = [(4,3) \text{ miatt}] \frac{|AD|}{v} \sqrt{1 - v^2/c^2}, \quad \text{vagyis}$$

$$-t_{MN} = \frac{|AD|}{v} \sqrt{1 - v^2/c^2} - \nu_B. \quad /6,4/$$

$$\tau_{MN} \equiv \tau - \tau_M = [(4,3) \text{ miatt}] \frac{|AD|}{v} \sqrt{1 - \frac{v^2 + w^2}{c^2}}. \quad /6,5/$$

Helyettesítsük be /6,1/-be a /,62/, /6,3/, /6,4/ és /6,5/ kifejezéseket és fejezzük ki onnan  $v_F$  -et:

$$v_F = \frac{|AD|}{v} \sqrt{1 - v^2/c^2} - v_B$$

Adjuk ehhez a /6,2/-t, ekkor a  $v_B$  kiesik és marad:

$$v_F = \frac{|AD|}{v} \sqrt{1 - v^2/c^2}. \quad /6,6/$$

Ennek alapján a /6,2/-t és /6,3/-t is figyelembe véve számítani tudjuk a keresett  $|MN|$ -et:

$$|MN|^2 \equiv c^2 (\sigma_{MN}^2 - \sigma_{MN'}^2) = c^2 \left\{ \frac{|AD|^2}{v^2} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) - \frac{|AD|^2}{v^2} \left(1 - \frac{v^2 + w^2}{c^2}\right) \right\} = \frac{|AD|^2 \cdot w^2}{v^2}.$$

Mint hogy itt  $w = \frac{v g}{|AD|}$  ezért egyben:

$$|MN|^2 = g^2, \quad /6,7/$$

amit épen bizonyítani akartunk. Harántirányban egyenletesen mozgó távolság nem "huzódik" tehát össze.

A /6,7/ alapján megadhatjuk most már az  $x$ -tengelyen kívül lejátszódó esemény álló ill. mozgó rendszerbeli téridőkoordinátájának összefüggését, E célból az /5,6/ egyenletet ismeretes módon csupán az

$$y' = y, \quad z' = z \quad /6,8/$$

egyenletekkel kell kiegészíteni /speciális Lorentz-transzformáció/.

Dolgozatomban sikerült tehát a természetes óráknak oly egyszerű sajátosságait megállapítanom, amelyek a Lorentz-transzformációnak egy új, elemi interpretációját szolgáltatják.

Marx György kandidátusnak ösztönző érdeklődéséért hálás vagyok.

- . -

I r o d a l o m:

- [1] M.v.Laue: Die Relativitätstheorie, /Vieweg, Braunschweig, 1952./ Bd.I.S.3.
- [2] M.v.Laue: Phys,Zs. 12. 85, 1911.
- [3] H.Reichenbach: Axiomatik der relativistischen Raum-Zeit-Lehre, /Vieweg, Braunschweig, 1924/.
- [4] C.Carathéodory: Zur Axiomatik der speziellen Relativitätstheorie, Sitzungsberichte der preussischen Akademie, 1924. V.S.12.
- [5] H.Weyl: Raum Zeit und Materie /Springer-Berlin, 1923./ S.6.
- [6] T.Mátrai: Nature, Vol. 172. /1953./ P. 858.

- . -

Érkezett 1955. július 6.

A KOZMIKUS SUGÁRZÁSI OSZTÁLY

OSZTÁLYVEZETŐ: JÁNOSSY LAJOS

és

AZ ELEKTROMÁGNESES HULLÁMOK OSZTÁLYA

OSZTÁLYVEZETŐ: FARAGÓ PÉTER

KÖZLEMÉNYE

A relativisztikus tömegváltozási formula kísérleti igazolásáról

Irta: Faragó Péter és Jánossy Lajos

Összefoglalás. - Az alábbi dolgozatban áttekintjük azokat a kísérleteket, amelyeket a tömeg sebesség-függésére vonatkozólag végeztek. Az áttekintés azt mutatja, hogy kvantitatív szempontból kielégítő bizonyítékot csak közvetett úton, és pedig spektroszkópiai mérések alapján lehet találni. A közvetlen kísérletek eredménye kevésbé kielégítő, mert bár nem mondanak ellent a relativisztikus elmélet szerinti várakozásnak, azonban e kísérletek hibája meglehetősen nagy, és pedig összemérhető azzal az eltéréssel, amely különböző feltevések alapján levezetett formulák között van. Éppen ezért a relativisztikus tömegváltozási formula közvetlen kísérletekkel való pontos kvantitatív igazolása még mindig aktuális feladat.

1. B e v e z e t é s

A speciális relativitás elmélet egyik legfontosabb eredménye az a kifejezés, amely megadja, hogy hogyan függ a tömeg a sebességtől:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad /1.a/$$

Ha a részecske  $v$  sebessége jóval kisebb a  $c$  fénysebességnél, akkor az előbbi kifejezés hatványsorba fejthető:

$$m = m_0 \left( 1 + \frac{1}{2} \left( \frac{v}{c} \right)^2 + \frac{3}{8} \left( \frac{v}{c} \right)^4 + \dots \right) \quad /1.b/$$

Mint ismeretes, ezt a formulát már Lorentz levezette az elektron tömegének a sebességtől való függésére, feltételezve, hogy az elektron tömege elektromágneses eredetű és hogy ha nagy sebességgel mozog, akkor a sebesség irányába eső mérete megrövidül. Ha az elektront tökéletesen merev gömbnek tételezzük fel, akkor egy másik tömegváltozási formula adódik, nevezetesen az Abraham-féle:

$$m = m_0 \frac{3}{4(\nu/c)^2} \left[ \frac{1 + (\frac{\nu}{c})^2}{2 \frac{\nu}{c}} \log \frac{1 + \frac{\nu}{c}}{1 - \frac{\nu}{c}} - 1 \right], \quad /2.a/$$

amelyet az alábbi hatványsorral közelíthetünk meg:

$$m = m_0 \left[ 1 + \frac{6}{3.5} \left(\frac{\nu}{c}\right)^2 + \frac{9}{5.7} \left(\frac{\nu}{c}\right)^4 + \dots \right] \quad /2.b/$$

Ha az elektronnak másfajta belső strukturát tételezünk fel, mint Abraham, vagy Lorentz, akkor másfajta tömegváltozási formulát vezethetünk le.

Általában elterjedt nézet, hogy az /1/ alatti formulát számos kísérlet tökéletesen bizonyítja /lásd pl. Möller [1] lábjegyzet/ sőt eltekintve a tömegváltozási formula bizonyítására elvégzett közvetlen kísérletektől, az is szokásos megállapítás, hogy a nagyfeszültségű részecskegyorsítók működése is bizonyítékául szolgál a relativisztikus tömegváltozási formula helyességének.

A rendelkezésre álló kísérleti anyagot tanulmányozva a fentiekkel szemben, azt találtuk, hogy a relativisztikus tömegváltozási formula kísérleti bizonyítékainak kérdése nem egészen úgy áll, mint ahogyan a köztudatban van. Jóllehet, nem ismerünk egyetlen olyan kísérletet sem, amelynek eredménye elmentmondana az /1/ alatti formulának, azonban a rendelkezésre álló kísérleti anyag tulnyomó része összeegyeztethető olyan tömegváltozási formulákkal is, amelyek az /1/ alattitól többé-kevésbé eltérnek. Sőt nem találtunk olyan szabad elektronokon végzett kísérletet, amelynek a hibahatárait figyelembe véve okvetlenül ki kellene zárni az Abraham-féle formulát.

Tudomásunk szerint az egyetlen olyan kísérleti eredmény, amely igen nagy pontossággal igazolja a relativisztikus tömegváltozási formulát, a hidrogén spektrumában fellépő finomszer-

kezeti felbomlás méréséből adódik. Érdekes, hogy erre viszont alig találni hivatkozást az irodalomban. Minthogy a tömegnek a sebességtől való függését kifejező összefüggés a modern fizika egyik legalapvetőbb törvénye, nézetünk szerint kívánatos lenne olyan közvetlen kísérlet elvégzése is, amely e formula érvényességét kvantitatív módon igazolná.

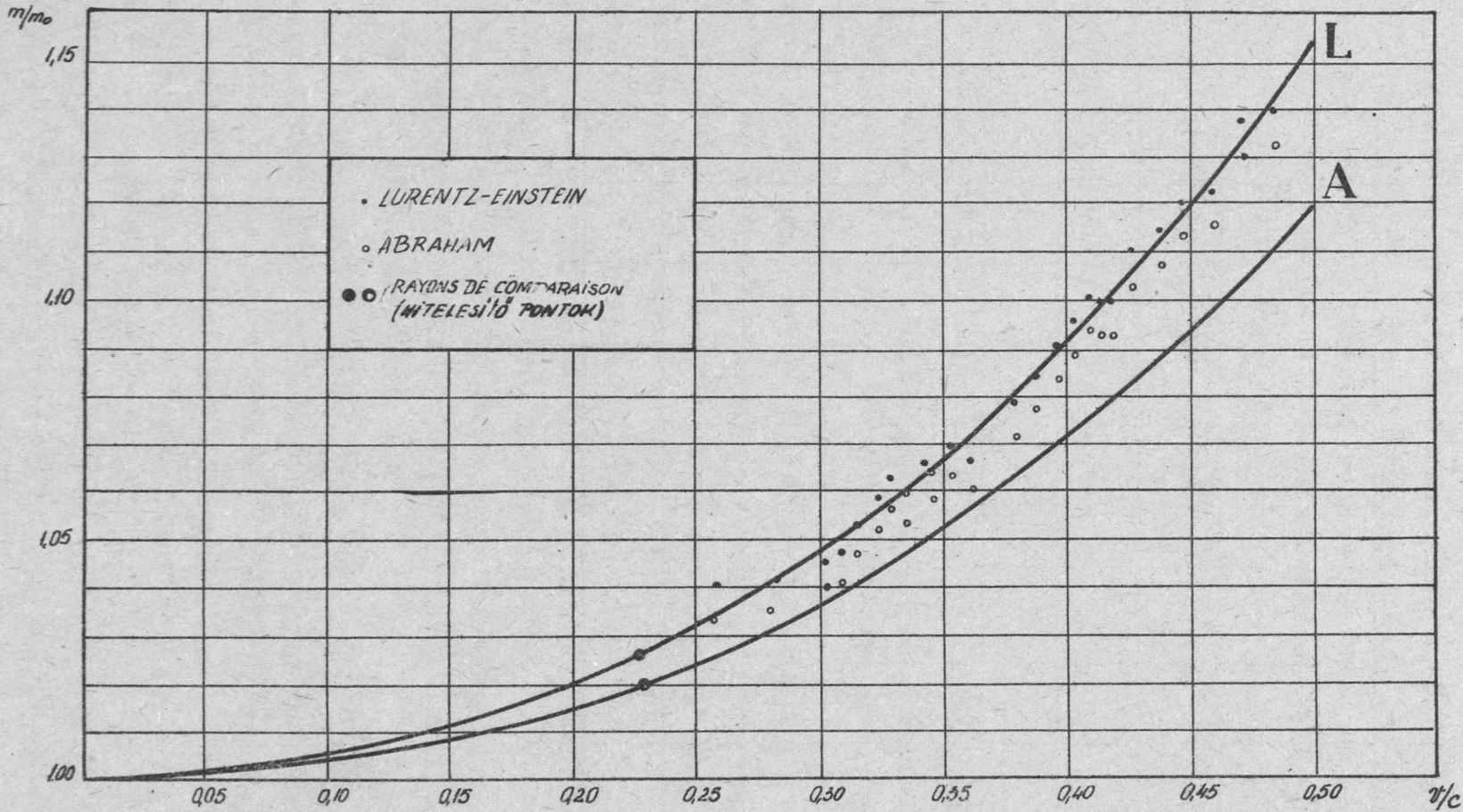
Ha a finomszerkezeti felbomlás méréséből adódó eredményektől eltekintünk, akkor minden más kísérleti eredmény csupán a következő három állítás helyességét bizonyítja minden kétséget kizáró módon:

- 1/ a tömeg változik a sebességgel,
- 2/ a fénysebesség az elérhető sebességek felső határát jelenti,
- 3/ a kísérletek számszerű eredményei nem mondanak ellent a relativisztikus formulának.

A helyzet azonban az, hogy a fenti állítások közül az első kettő nemcsak a relativitás elmélet alapján várható, hanem jóformán bármilyen klasszikus elmélet alapján is és ez a két állítás egyformán összefér a relativisztikus és az Abraham-féle tömegváltozási formulával. Ha tehát a relativisztikus formulát kvantitatív módon akarjuk bizonyítani, akkor olyan sebességre részesen célszerű méréseket végeznünk, amelyek sebessége zérus és a fénysebesség közé esik e tartománynak valahol a közepe felé. Hogy az /1/ és /2/ alatti formula közti eltérést szemléltessük, mindkét esetre felrajzoltuk  $m/m_0$  -t  $v/c$  függvényében. /1. ábrán a kihuzott görbék. A pontok a 3.b/ szakaszban leírt Guye, Ratnowsky Lavanchy-féle kísérlet eredményei./ A 2. ábrán  $(m_0/m)^2$  -et ábrázoltuk  $(v/c)^2$  függvényében./1. és 2. ábrát lásd a köv. oldalakon./

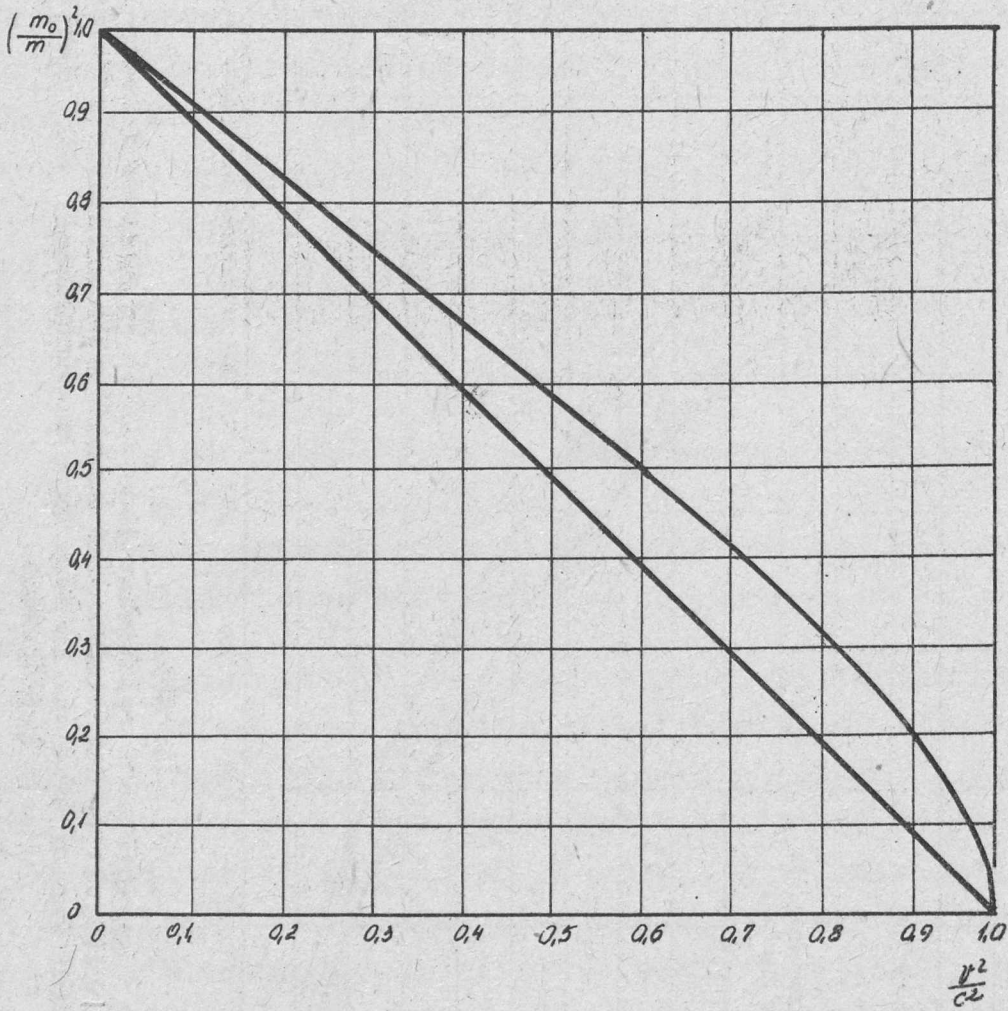
E közlemény 2. szakaszában vázoljuk azokat a megfontolásokat, amelyek alapján a spektroszkópiai mérésekből a relativisztikus tömegváltozási formula helyessége igen nagy pontossággal és igen meggyőző módon következik.

1971/2



1. ábra.

A tömeg változása a sebesség függvényében a relativisztikus /L/ és az Abraham formula /A/ szerint. A pontok Guye és munkatársai mérési eredményeit szemléltetik a relativisztikus, illetve Abraham formula szerint visszaszámolva. Az ábra Guye és munkatársai [20] cikkéből vett reprodukció.



2. ábra.

A tömeg változása a sebesség függvényében. Az egyenes a relativisztikus, a görbe az Abraham formulának felel meg.



A 3. szakaszban összefoglaljuk azokat a kísérleteket, amelyek eredménye már kritikai vizsgálatok tárgya volt az irodalomban, vagy amelyekre vonatkozólag nem állnak rendelkezésre részletes adatok és ezért nem lehet őket kritikai megfontolások tárgyává tenni. A 4. és 5. szakaszban Guye, Ratnowsky és Lavanchy kísérleteinek eredményét tesszük vizsgálat tárgyává, ugyanis számos hivatkozás szerint e területen ezek a kísérletek a legpontosabbak. Meg fogjuk látni, hogy a kísérleti hibák ebben az esetben is összemérhetők a kétféle elméleti formula közti eltéréssel. Végül a 6. szakaszban a tömegváltozási formula néhány további, közvetett igazolásával kapcsolatban teszünk megjegyzéseket.

## 2. A tömegváltozási formula igazolása spektroszkópiai úton

Egy fizikai törvényszerűség igazolására bármilyen jelenség tanulmányozását felhasználhatjuk, amelyben az illető törvényszerűség egyáltalán szerepet játszik, feltéve természetesen, hogy a többi szerepet játszó törvényszerűséget biztonsággal ismerjük. Ha az illető jelenség kísérleti úton nagy pontossággal tanulmányozható, akkor a jelenség bonyolultsága ellenére is messzebbmenő következtetéseket lehet levonni belőle, mint elvileg könnyen áttekinthető, de technikai okok miatt kísérletileg kevésbé hozzáférhető jelenségekből. A tömegváltozási formula kísérleti igazolására történt első lépések során talált technikai nehézségek indították arra a Sommerfeld-iskolát, hogy más területen keressen bizonyítékot a relativisztikus tömegváltozási formula helyességére.

1917-ben Glitscher [2] mutatta meg, hogy a hidrogén-szerű spektrumok finomszerkezetére vonatkozó mérések a kívánt bizonyítékot megadják. A lehetőség abból adódik, hogy a hidrogén-szerű spektrumokban fellépő finomszerkezet - mint Sommerfeld elméletéből ismeretes - éppen annak következménye, hogy a Bohr-modell szerint keringő elektron impulzusát és energiáját a klasszikus mechanika nem írja le maradéktalanul, hanem a finomszerkezeti felbomlás éppen a relativitás elmélet felhasználásával értelmezhető. Felmerül azonban az a kérdés, hogy milyen eredmény adódik, ha az elektron viselkedését a relativitás elmélet helyett más olyan elmélettel próbáljuk leírni, amely ugyan-

csak figyelembe vesz tömegváltozást, tehát például az Abraham-féle elmélet alapján. Ha a kétféle elmélet különböző eredményt ad, akkor a spektroszkópiai mérések segítségével el kell dönteni tudni, hogy a kétféle leírás közül melyik a helyes.

Glitscher említett dolgozatában a Bohr-féle modell és a Sommerfeld-féle elmélet alapján a következő módon tárgyalta a finomszerkezeti felbomlást. A számításokban szükség van az elektron energiájára és impulzusára. Ezeket a mennyiségeket a relativisztikus, illetve az Abraham-féle kifejezés hatványsorral fejezte ki és pedig csak a  $(v/c)^2$ -ben lineáris tagot tartva meg. Ebben az esetben - akárcsak a tömegváltozási formulánál - a két elmélet közti különbség a sorfejtés együtthatóinak különböző voltában jelentkezik. A kétféle elmélet alapján történő számításokat ilyen módon egyszerre lehet elvégezni és a finomszerkezeti felbomlás kifejezésében mint bizonytalan állandó érték jelenik meg az említett sorfejtési együttható /lineáris közelítésben egy bizonytalan konstans/. Ilyen módon a finomszerkezeti felbomlásra a következő kifejezést kapjuk:

$$\Delta\nu = 2\gamma\left(\frac{Z}{2}\right)^2 R_\infty \alpha^2$$

ahol  $R_\infty$  a Rydberg-féle állandó végtelen tömegű atommag esetén,  $\alpha$  a Sommerfeld-féle finomszerkezeti állandó,  $Z$  a hidrogénszerű spektrumot adó atom rendszáma és  $\gamma$  az energia illetve impulzus sorbafejtett kifejezésében a lineáris tag együtthatójából adódó állandó: a relativisztikus esetben  $\gamma = \frac{1}{2}$ , az Abraham-féle esetben  $\gamma = \frac{2}{5}$ . A kifejezésben szereplő mennyiségek közül  $R_\infty$  máshonnan igen nagy pontossággal ismeretes,  $\alpha$  pedig más, ugyancsak jólismert univerzális állandókkal fejezhető ki:

$$\alpha = \frac{2\pi e^2}{ch}$$

/ $e$  az elektron töltése,  $h$  a Planck-féle állandó./ Glitscher  $\Delta\nu$  értékéül az egyszer ionizált hélium Paschen által mért finomszerkezeti felbomlását használta és azt nézte meg, hogy ha  $\gamma$ -ra a relativisztikus, vagy az Abraham-féle értéket használja, akkor a  $\Delta\nu$  fenti kifejezéséből  $\alpha$ -ra található érték mennyire egyezik meg az univerzális állandókból számított értékkel. Nyilvánvaló, hogy az eredmény a  $\Delta\nu$  értéken kívül az univer-

zális állandók feltételezett értékétől is függ. Glitscher az akkor rendelkezésre álló adatok alapján azt találta, hogy

$\delta = \frac{1}{2}$  esetén  $\alpha$ -ra pontosan megkapja az elméleti értéket, míg  $\delta = \frac{2}{3}$  esetén akkor sem kap jó értéket, ha  $e$  és  $h$  annak idején elfogadott értékétől lényegesen eltérő értékekkel számol.

Mivel az azóta eltelt közel 40 év alatt az univerzális állandók meghatározása terén is igen nagy fejlődés történt, érdemes a Glitscher-féle formulákat az újabban meghatározott értékek felhasználásával is megvizsgálni. Kérdés azonban, hogy melyek legyenek a felhasznált számszerű adatok.

Közvetlen kísérletekkel csak kevés atomi állandó határozható meg, legtöbb esetben ezek különböző kombinációja mérhető, és sokszor éppen a közvetettebb mérések vezetnek a nagyobb pontosságra. Viszont ha különböző mérések eredményeit összevetve ugyanazon állandó számértékét meghatározzuk, akkor a mérések eredményének a szórásából adódó bizonytalanságon túlmenő diszcrepanciák is adódnak. E diszcrepanciák tisztázásával, a szükségképpen véges pontosságú mérések eredményei alapján az atomi állandók "legjobb" értékének meghatározásával és a valószínű hibák megállapításával számos szerző foglalkozott. Az ezidő szerinti legfrissebb vizsgálatok eredményét [3] jelenlegi megfontolásainkhoz nem lenne célszerű felhasználni. DuMond és Cohen idézett dolgozatában ugyanis - hogy a legpontosabb mérési eredményekből induljon ki - olyan méréseket vesz alapul, amelyekben relativisztikus effektusok is szerepet játszanak és a köztük lévő összefüggéseket a relativitáselméletnek megfelelő összefüggések írják le. Bár az állandóknak általuk talált értékei nem mondanak ellent más rendszer szerint meghatározott eredményeknek, logikailag helytelen lenne egy relativisztikus formula körüli problémát olyan adatok alapján vizsgálni, amelyek meghatározásában relativisztikus összefüggések már eleve szerepeltek.

Az elmondottak miatt használjuk fel az alábbi, közvetlenül kísérleti eredmények kiértékeléséből származó adatokat:

$$\begin{aligned} 1/ e &= (4,8025 \pm 0,0004) \cdot 10^{-10} \text{ c.g.s.} \\ 2/ h/e &= (1,37938 \pm 0,00008) \cdot 10^{-17} \text{ c.g.s.} \\ 3/ c &= (2,997926 \pm 0,000007) \cdot 10^{10} \text{ cm sec}^{-1} \end{aligned}$$

$$4/ R_D = 109707,419 \pm 0,012 \text{ cm}^{-1}$$

$$5/\Delta V_0 = 0,365969 \pm 0,000008 \text{ cm}^{-1}$$

A felsorolt adatok forrása a következő.

1/ Az  $e$  elektron-töltés legpontosabban a Faraday-féle állandó és az Avogadro-féle szám hányadosaként adódik. Az előbbi elektrolitikus mérésekből, az utóbbi pedig röntgenspektroszkópiai úton határozható meg./ Reflexiós ráccsal megmérhető a használt röntgensugár hullámhossza abszolút értékben, és így valamilyen kristály, pl. mészpát rácsállandója is. Ezen adatokból az Avogadro-féle szám kiszámítható [4]./ Ilyen mérések eredményeinek felhasználásával határozta meg Dunnington [5] a fent megadott értékét.

2/ A  $h/e$  hányados legpontosabban a folytonos röntgenspektrum rövidhullámu határának meghatározásán alapul és pedig célszerűen az "izokromátok" felhasználásával./ Egy röntgencső sugárzásából egy meghatározott hullámhosszu komponens intenzitását vizsgálják a gerjesztő feszültség függvényében; nagy pontossággal megállapítható az a  $V_0$  feszültségérték, amelynél a kiszemelt hullámhosszu sugárzás fellép. A fényelektromos jelenségre vonatkozó Einstein-féle egyenlet a fénysebesség ismeretében  $h/e$  értékét szolgáltatja./ Ilyen irányu vizsgálatokat legújabbán és a legnagyobb körültekintéssel Bearden és Schwarz [6] végzett, az ő eredményüket idézzük.

3/ Froome [7] eredményét használjuk, amelyet mikrohullámu tartományban végzett szabad téri interferencia kísérleteivel ért el.

4/ Hidrogénen, deuteriumon és heliumon különböző szerzők által végzett spektroszkópiai mérések eredményét Birge [8] majd Cohen [9] vizsgálta felül. A Rydberg-állandónak a deuterium esetében érvényes értékét az utóbb említett szerző eredményei szerint idézzük.

5/ A deuterium finomszerkezeti felbomlására Dayhoff [10] eredményét használjuk fel, melyet atomsugarak mágneses rezonanciájának módszerével határozott meg.

Az 1/ - 5/ alatti adatok segítségével  $\beta$  és  $\alpha$  korábban felírt kifejezéséből határozzuk meg az eddig ismeretlen  $\beta$  állandó értékét:

$$\beta = \frac{2 \Delta \nu_D \cdot c^2 (h/e)^2}{R_D \pi^2 e^2}$$

és hibáját. A numerikus számítás eredménye:

$$\beta = 0,5012$$

$$\frac{\Delta \beta}{\beta} = 0,0002$$

Ha hibahatárul a standard hiba háromszorosát vesszük, akkor  $\beta = 0,5012 \pm 0,0003$ , tehát az eredmény kitűnően egyezik a relativitás elmélet szerinti 0,5 értékkel.

Glitscher idézett dolgozatában még másodrendű közeli-tésben is végez számításokat és ezeket alkalmazza a röntgenspektrum L-sorozatában fellépő dublet tárgyalására. Anélkül, hogy dolgozatának eme részét közelebbről ismertetnénk, megemlítjük, hogy itt is kizárólag a relativisztikus kifejezésnek megfelelő esetben jut helyes eredményre.

Az imént rámutattunk, hogy az igen nagy pontossággal elvégezhető mérésekből az atomi állandók meghatározása, de általában minden lényeges következtetés csak meglehetősen bonyolult elméleti megfontolások láncolatán át történhet, mert a mérések eredményének kialakulásában különféle jelenségek és fizikai mennyiségek egész szövevénye játszik szerepet. Éppen ezért kívánatos a tömegváltozás törvényét is minél közvetlenebb kísérlettel igazolni.

### 3. A tömeg sebesség szerinti változásával foglalkozó közvetlen kísérletek.

#### a/ Kísérletek $\beta$ -részekkel.

Mint ismeretes, a tömeg sebesség szerinti változásával kísérleti téren elsőnek Kauffmann [11] foglalkozott, vizsgálatait a parabola módszerrel végezte. Eredményei nem hoztak döntést az Abraham-féle illetve a Lorentz-féle formula érvényességéről való vitában. Dolgozatának megjelenése után nem sokkal Planck [12] diszkutálta az eredményeit részletesen, és pedig a mérési eredményeket újra kiértékelte egy a Kauffmanétól kissé

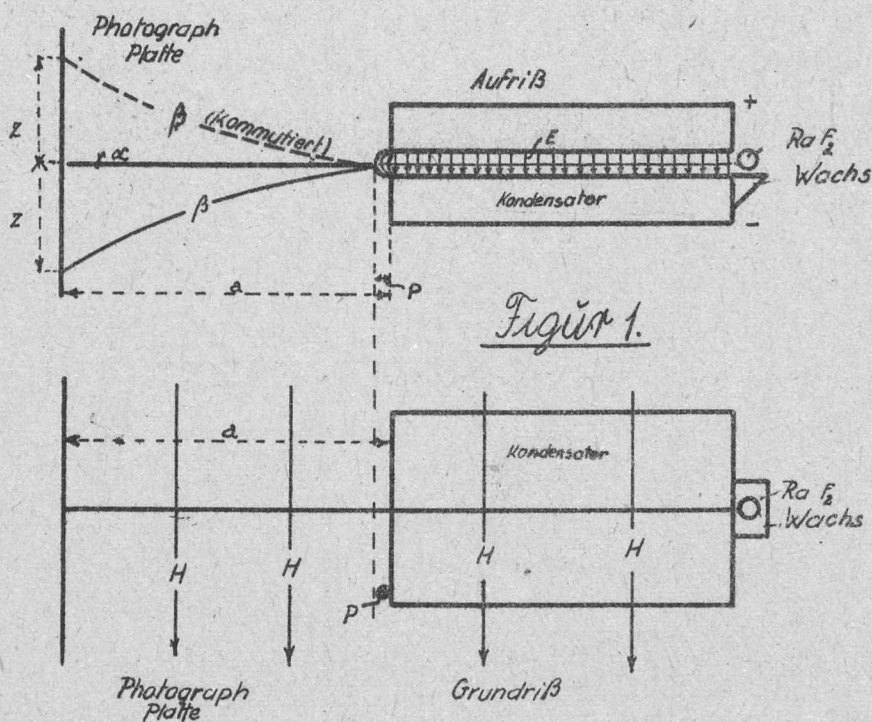
eltérő módszer segítségével. Planck eredményei lényegében ugyanazok voltak, mint amit Kauffmann kapott. E szerint a kísérletek még inkább az Abraham-féle formula mellett szólnak, ha egyáltalán van értelme az "inkább" vagy "kevésbé" jelző használatának. Planck maga szószerint a következőt mondja: "Az a tény, hogy a kísérleti eredmények az egyik elmélet szerinti várakozástól kevésbé térnek el, mint a másik szerintitől, az még nem jelenti okvetlenül az előbbinek a helyességét."

Hosszu időn keresztül a legnagyobb pontosságot a Bucherer-féle kísérleteknek [13] tulajdonították, amelyet megisméltelt majd tovább fejlesztett Neumann [14]. A kísérlet elvét a következőkben foglalhatjuk össze. Egy párhuzamos körlapokból álló kondenzátor lemezei között egy  $\beta$ -forrás foglal helyet. Az egész rendszer egy homogén mágneses térben helyezkedik el, amelynek iránya merőleges a kondenzátor lemez között kialakuló elektromos erőter irányára. Így csak azok az elektronok jutnak ki a kondenzátorlemezek közül, amelyek sebessége meghatározott értékű, t.i. akkora, hogy ezekre az elektronokra nézve az elektromos és a mágneses erőter hatása éppen kompenzálja egymást. A kondenzátoron kívül az elektronok mozgását csak a mágneses tér befolyásolja, tehát az elektronok mozgási irányában bekövetkező eltérés az impulzusokkal fordítva arányos. Végeredményben tehát az elektromos és mágneses térintenzitás és az elektronok eltérítése mértékének ismeretében mind a sebesség, mind az impulzus meghatározható. Folytonos spektrumot adó  $\beta$ -forrás esetén közvetlenül fel lehet venni az elektronok tömegét a sebességük függvényében.

A 3. ábra a Neumann-féle elrendezés elvét mutatja az idézett cikkében megjelent eredeti vázlat szerint. /Nála a preparatum a kondenzátor szélén helyezkedett el./ /3. ábrát l. a köv. oldalon./

1938-ban Zahn és Spees hívta fel a figyelmet arra, hogy a Bucherer - Neumann-féle kísérleti berendezésnek a leglényegesebb sajátságát, t.i. a felbontóképességét sosem vizsgálták meg kellőképpen, csupán arra vonatkozólag történtek megjegyzések [16] hogy milyen következménye van annak, ha a  $\beta$ -részek szóródnak a kondenzátor lemezeken és ha a kísérleti berendezés

felépítése nem eléggé szimmetrikus. Elemi elektronoptikai megfontolások segítségével Zahn és Spees a következő eredményekre jutott [16].



3. ábra.

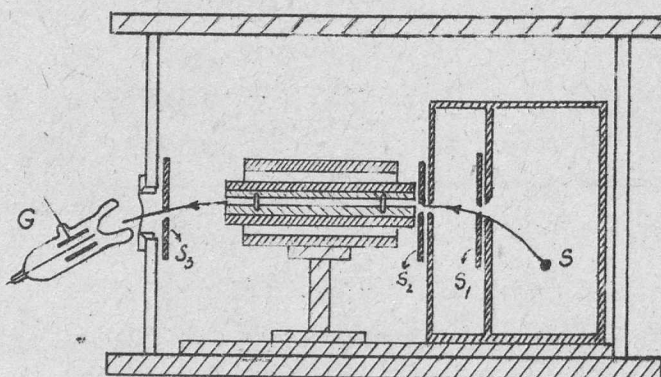
Neumann kísérletének vázlatja, a [14] alatt idézett cikkből vett reprodukció.

A szóbanforgó sebességszűrő, még abban az esetben is, ha elhanyagoljuk az elektronoknak a kondenzátorlemezekén való szórását, semmiféle felbontást nem ad, ha  $v/c > 0,7$ . Kisebb sebességek esetén is a felbontóképesség körülbelül csak akkora, mint amennyit az egész relativisztikus tömegváltozás kitevő. Azt is megmutatták, hogy az elrendezés geometriájának bizonyos megválasztása esetén az igen gyenge felbontóképesség mellett félrevezető fókuszáló hatások lépnek fel. Neumann próbálkozások alapján éppen így állította be a készülékét, hogy a felvételein éles vonalak jelenjenek meg. Tehát - és most idézzük Zahn és Spees szavait: "Indokoltnak találjuk azt állítani, hogy a Bucherer - Neumann-féle kísérlet ha egyáltalán valamit mutat, alig mutat többet, mint a Kauffmann-féle: az

1197/G.

eredmények értelmezésében a bizonytalanság igen nagy, és alig lehet meggyőző egy mindössze 10%-ot kitevő effektus esetében".

Elektronoptikai megfontolások alapján Zahn és Spees módosította a Bucherer - Neumann-féle berendezést, úgy hogy a lényegében változatlan alapelv mellett a felbontóképesség jelentékenyen megnőtt még akkor is, ha tekintetbe vesszük a kondenzátor lemezekén fellépő elektronszórást és más szekundér effektusokat. Az elektronforrást /lásd 4. ábra/ a mágneses térben, de a kondenzátoron kívül helyezték el és az elektronokat az erőterek befutása után egy Geiger-Müller csővel detektálták, amely



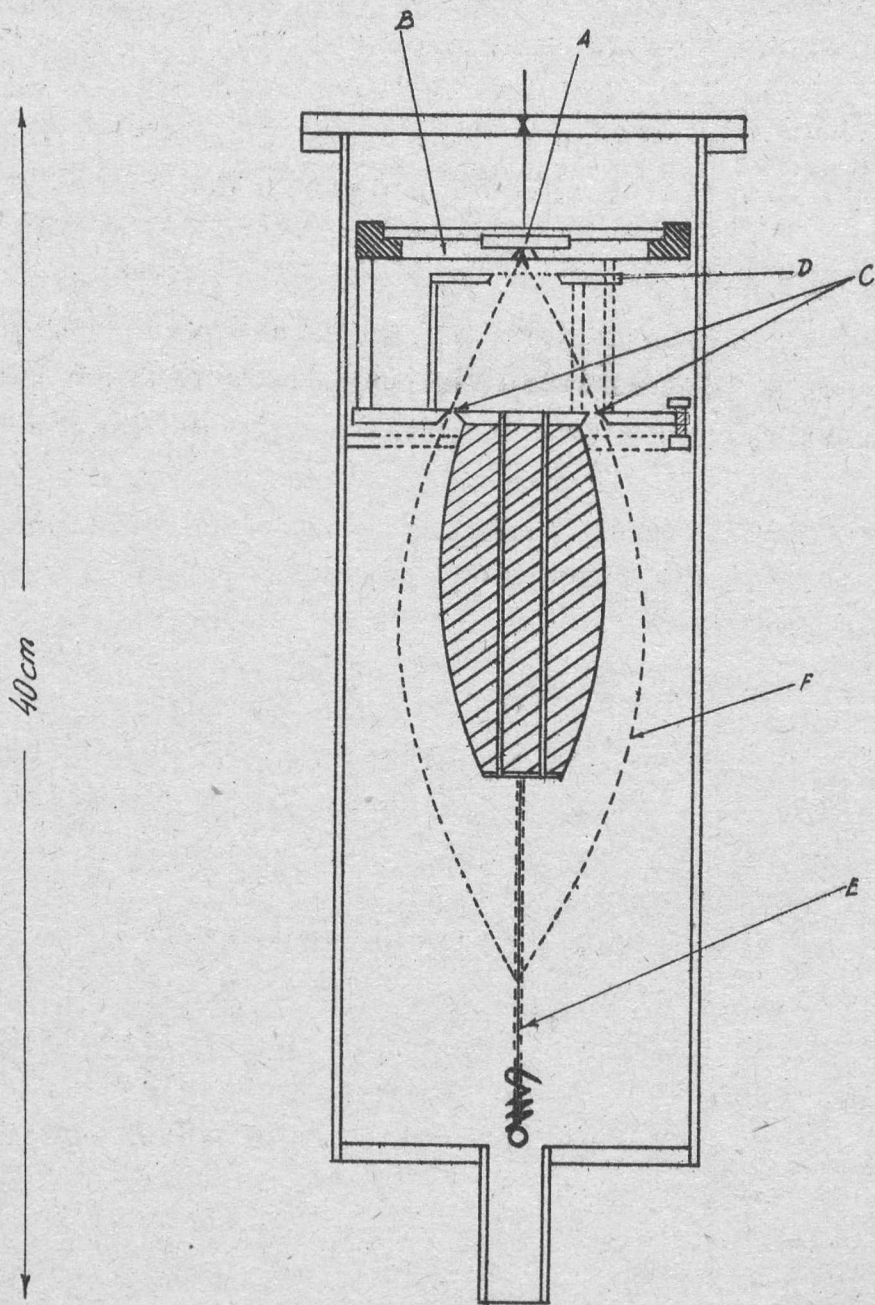
4. ábra.

Zahn és Spees kísérleti elrendezése a [16] alatt idézett dolgozathól vett reprodukció. S: sugárforrás, G: számlálócső,  $S_1, S_2, S_3$ : diafragmák. A mágneses tér merőleges a rajz síkjára.

a kondenzátor tengelyére vonatkoztatva az elektronforráshoz képest szimmetrikusan volt elhelyezve. A szerzők azt állítják, hogy méréseik eredménye mintegy 1,5 % hibahatáron belül megegyezik a Lorentz-formula szerinti várakozással. Sajnos a dolgozatban nem közlik a részletes kísérleti eredményeket, tehát a mérési adatok kiértékelését sem nyomonkövetni, sem más módszerrel újra elvégezni nem lehet.

Bucherer és Neumann, illetve Zahn és Spees kísérleteinek időpontja között Tricker [17] végzett méréseket egy erre a célra módosított  $\beta$ -spektrográffal. /L. 5. ábra./





5. ábra.

Tricker kísérleti berendezésének vázlata a [17] alatt idézett cikkből. A: preparátum, B: nagyfeszültségre kapcsolható elektróda, amely az elektronok sebességét az eredeti sebességükhöz képest növeli, vagy csökkenti, C: körgyűrű alakú diafragma, D: földelt lemez, E: fényképező lemez, F:elektronpályák burkolója.

Az eljárás a longitudinális mágneses tér fókuszáló hatását használja ki és azt a tényt, hogy a fókusz távolság függ az elektronok sebességétől. Az alkalmazott  $\beta$ -forrásnak diszkrét impulzus spektruma volt és ezt más mérésekből pontosan ismerte. Bár maga a szerző is mintegy előzetes közleménynek tekintette dolgozatát, nem tudunk róla, hogy e kísérletek valóban folytatódtak volna. Mindenesetre kár, hogy a kísérletek megszakadtak, ugyanis a mérések tartományában a kétféle tömegváltozási formula között csak mintegy 5 % az eltérés, viszont a mérések hibáját maga a szerző kb. 2 %-ra becsüli. Ez a hiba azonban nem annyira a módszer nyújtotta korlátolt lehetőségekből fakad, hanem inkább abból, hogy kevés mérés történt: kilenc felvételen történt mérések eredményei kerültek publikálásra, de még ezek közül is - a szerző saját megítélése szerint - tulajdonképpen csak öt megbízható egészen, négy kevésbé sikerült.

#### b/ Kísérletek katódsugarakkal.

Az elektronok tömegének a sebességtől való függését mesterségesen gyorsított elektronokon először Hupka vizsgálta 1908-ban [18]. Abban az időben a nagyfeszültség és a nagy vákuumtechnika gyermekcipőben járt, az elektronoptika pedig teljességgel ismeretlen volt. A kísérleteket 90 kV-ig terjedő gyorsító feszültségen végezte. A kísérleti berendezés primitív volta mellett Hupka egy nagyon szellemes nullmódszerhez folyamodott, hogy az eredmények pontosságát fokozza. Az elektronnyalábot egy légmagos tekercspár mágneses terével térítette el és az eltérítő teret úgy változtatta, hogy különböző gyorsító feszültség mellett az elektronnyaláb mindig ugyanaz az eltérítést kapja. Mivel a tekercsek légmagosak voltak, az eltérítő erőter arányos volt a gerjesztő árammal. Így a gyorsító feszültséget és a gerjesztő áramot mérve a tömeg és a sebesség közötti összefüggést meg lehet határozni az impulzus és a kinetikus energia kifejezésének felhasználásával. Végeredményben ki lehet számítani mindegyik sebesség értéken mért tömegből a nyugalmi tömeget. Hupka azt találta, hogy ha a mérési eredmények kiértékelésénél a relativitás elmélet szerinti formulákat használja, akkor kis szórással állandó értéket kap a nyugalmi tömegre. Az Abraham-féle elmélet alapján viszont a "nyugalmi" tömeg szisztematikusan csökken, ha egyre nagyobb sebességen mért adatokból indul ki. E szerint a kísérlet a relativitás elmélet mellett dönt; Hupka dol-

1197/G.

gozatában megjelent grafikonok ezt nagyon meggyőzően mutatják.

Nem sokkal Hupka dolgozatának megjelenése után Heil [19] tette a közölt eredményeket alapos kritika tárgyává és súlyos érvekkel támasztotta alá az eredmények megbízhatóságával kapcsolatos kétségeit.

Nyilvánvaló, hogy az eredmények pontossága főleg a mágneses tekercs gerjesztő áramának és a gyorsító feszültség mérésének pontosságától függ. Az elsővel kapcsolatban semmi számottevő probléma nincs. A gyorsító feszültség tekintetében azonban meg lehet mutatni, hogy a kétféle elmélet szerint várható tömegváltozást csak akkor lehet megkülönböztetni, ha a gyorsító feszültség mérésében elkövetett hiba kisebb, mint 1 %. Már pedig éppen ekkora hiba fordul elő Hupka méréseinél. Ezért igen fontos, hogy milyen feltevések mellett végezzük el a kísérleti adatok kvantitatív kiértékelését. A hiba eloszlására vonatkozó bizonyos feltételek mellett Hupka olyan eredményre jutott, amely a relativisztikus tömegváltozás mellett szól. Heil azonban megmutatta, hogy ugyanezeket a kísérleti adatokat más, ugyanannyira indokolt hiba-törvény feltételezésével az Abraham-féle elmélet javára is ki lehet értékelni. E szerint azt kell mondanunk, hogy a Hupka-féle kísérletek kevésbé viszik előre a tömegváltozási formula igazolásának az ügyét.

Tudomásunk szerint még egy kísérletsorozat történt mesterségesen gyorsított elektronokkal a Lorentz-féle tömegváltozási formula kísérleti igazolására. Ezt a kísérletsorozatot 1907 - 1915 között Guye - Ratnowsky és Lavanchy [20] végezte el. Ennek a kísérletnek az eredményét idézi számos tankönyv azzal a megjegyzéssel, hogy a relativisztikus tömegváltozási formula érvényességének ez a legpontosabb bizonyítéka.

A kísérlet elve a következő. Nagy sebességre ( $v/c \sim 0,5$ ) felgyorsított elektronokat egyszer elektromos térrel, másszor mágneses térrel térítenek el. A kétféle eltérítés mértékét külön-külön határozzák meg, az így kapott két adat közül az egyik fordítva arányos a részecske kinetikus energiájával, a másik

pedig az impulzusával. Az elektromos eltérítés:

$$x = A \frac{V}{m v^2}, \quad /3.a/$$

a mágneses eltérítés pedig:

$$y = B \frac{I}{m v}, \quad /4.a/$$

ahol  $m$  és  $v$  az elektron tömege, illetve sebessége,  $V$  az eltérítő lemezekre alkalmazott feszültségkülönbség,  $I$  a légmagos eltérítő tekercsek gerjesztő árama, végül  $A$  és  $B$  a berendezés geometriai adataitól függő műszerállandó. A fenti kifejezésekből

$$v = \frac{B}{A} \cdot \frac{y}{x} \cdot \frac{V}{I} \quad /5/$$

$$m = \frac{B^2}{A} \cdot \frac{x}{y^2} \cdot \frac{I^2}{V} \quad /6/$$

Tehát a kísérletileg meghatározott  $x$ ,  $y$ ,  $I$ ,  $V$  mennyiségekből előállíthatunk egy az elektron sebességével, illetve tömegével arányos mennyiséget.

Két különböző gyorsítófeszültségen végzett mérési sorozatból két adatosortot kapunk:  $x_1, y_1, I_1, V_1$  és  $x_2, y_2, I_2, V_2$ . Ezekből az adatokból már meghatározható a megfelelő sebességek aránya,  $v_1/v_2$ , illetve a tömegek aránya,  $m_1/m_2$ , függetlenül az  $A$  és  $B$  állandóktól. Kis sebességeknek megfelelő gyorsítófeszültséget nagy pontossággal lehet mérni, tehát itt a kinetikus energia abszolút értéke is meghatározható. Ha ugyanezen gyorsítófeszültség értéken a többi adatot is meghatározzuk, akkor a sebesség abszolút értéke, illetve az  $A$  állandó is meghatározható. Ha az  $m_0$  nyugalmi tömeget más kísérletek eredményéből vesszük, megkaphatjuk különböző sebességekre az  $m/m_0$  hányadost. A kísérleti eredményeket a relativisztikus formulák szerint számítva ki Guye és munkatársai azt találták, hogy az eredmény 0,02 %-ra megegyezik a Lorentz-féle formula szerint várhatóval. Ha viszont az adatokat az Abraham-féle elmélet formulái alapján értékelik ki, akkor az Abraham-féle tömegváltozási formulától 1,12% eltérés adódik.

Ezek az eredmények látszólag a legmeggyőzőbb módon igazolják a relativitás elméletét. Azonban a kísérleti adatok ki-

értékelésének azzal a módszerével szemben, amely az idézett eredményre vezet, súlyos kifogásokat lehet támasztani.

Az eddig ismerttetett kísérletek szerzői valamennyien lényegében ugyanazt a módszert követték az eredmények kiértékelésénél, éspedig a következőt. A mérési adatokat kétszer értékelték ki: egyszer azt tételezték fel, hogy az egyik elmélet helyes, majd azt, hogy a másik. A ténylegesen helyes elméletnek azt tartják, amelyik a kísérleti eredmények kiértékelésénél nem vezet ellentmondásra, vagyis amelyik szerint kiértékelt kísérleti adatok az illető elmélet várakozásával megegyeznek. Esetünkben annak kellene bekövetkeznie, hogy kiszámítva a mérési eredmények alapján a különböző  $v/c$  értékekhez tartozó  $m/m_0$  értékeket, ezek az értékek vagy a Lorentz-formulát, vagy az Abraham-féle formulát ábrázoló görbére esnek. A kísérleti hibák miatt azonban az eredmény sosem ez, hanem a kísérleti adatok alapján számolt pontok az egyik vagy másik elméleti görbét többé, vagy kevésbé megközelítik. /L. az 1. ábrán feltüntetett görbéket és a mérési eredményeket feltüntető pontokat./Éppen ez az az eredmény, amely Planck szerint nem alkalmas arra, hogy segítségével a két elmélet közül a helyeset kiválasszuk. Ami speciálisan Guye és munkatársai dolgozatát illeti, ezen túlmenő nehézségek is vannak. A kísérleti eredmények és az elméleti formula közti eltérés jellemzésére bizonyos közepes kísérleti eredmények és a megfelelő elméleti értékek közti eltérés számítani közepét használják fel anélkül, hogy a mérési eredmények szórásáról szó esne. Nézetünk szerint az ilyen módon megadott hibahatár alig lehet jellemző a kísérletek megbízhatóságára.

Mínt hogy az említett dolgozat a közvetlen mérési eredményeket részletesen megadja, módunkban volt az eredményeket újra kiértékelni éspedig úgy, hogy nyilvánvalóan lássék, hogy a szóbanforgó effektusra nézve milyen megbízhatóan lehet kvantitatív következtetéseket levonni.

#### 4. Közelítő kifejezés a kísérleti eredmények leírására

Guye és munkatársai kísérleteit egy meglehetősen kis sebességtartományban végezték ( $v/c < 0,5$ ). Ebben a tartományban a tömegnek a  $(v/c)^2$ -től való várható függése majdnem lineáris és ha  $m/m_0$ -t ábrázoljuk  $(v/c)^2$  függvényében, akkor mindkét

elmélet szerint jó közelítést ad egy parabola. Ha egyik elmélet javára sem akarunk előítélettel viselkedni, akkor azt kell mondanunk, hogy  $m/m_0$ -t kifejezhetjük egy  $q = (v/c)^2$  hatványait tartalmazó polinommal, amelyben az állandó együtthatókat egyelőre nem ismerjük. Másszóval egy egyszerű algebrai alakban írható empirikus törvényt keresünk. Kiindulásul  $m/m_0$ -t mint  $q$  függvényét egy parabolával akarjuk megközelíteni és pedig úgy, hogy a konstans együtthatókat a legkisebb négyzetek módszerével határozzuk meg. Hogy a közelítés lépésről lépésre legyen elvégezhető, kifejezésünket ortogonális polinomokból építjük fel.

Az /5/ és /6/ alatti egyenletekből látható, hogy a kísérleti eredmények egy a tömeggel arányos mennyiséget:

$$\eta = \frac{x}{y^2} \cdot \frac{T^2}{V} = k_1 m, \quad /7.a/$$

és egy a  $(v/c)^2$ -ével arányos mennyiséget adnak:

$$\xi = \left(\frac{y}{x} \cdot \frac{v}{T}\right)^2 = k_2 \left(\frac{v}{c}\right)^2, \quad /8.a/$$

ahol  $k_1$  és  $k_2$  állandó.

Ha a kísérletekből  $n$  számú  $\xi_i$  és  $\eta_i$  értékpárt kapunk, akkor definiálhatjuk a következő mennyiségeket:

$$X_i = \xi_i - \frac{\sum \xi_i}{n}, \quad /7.b/$$

$$Y_i = \eta_i - \frac{\sum \eta_i}{n}, \quad /8.b/$$

amelyek a következő sajátsággal bírnak:

$$\sum X_i = \sum Y_i = 0 \quad /9/$$

Most felrajzolva az  $Y_i$  pontokat, mint  $X_i$  függvényét, keressük meg azt az  $Y = f(X)$  függvényt, amelyik legjobban illeszkedik az  $(X_i, Y_i)$  pontokhoz, vagyis amelyre fennáll, hogy

$$\sigma^2 = \sum (Y - Y_i)^2 = \text{minimum} \quad /10/$$

Ha a fenti feltételt kielégítő  $Y$  függvényt meghatároztuk, akkor /7.a/, /7.b/, /8.a/, /8.b/ a következő összefüggésre vezet:

$$\frac{Y}{\sum_i \eta_i / n} = \frac{m}{m^0} - 1 = \frac{1}{\sum_i \eta_i / n} \cdot f[k_2 (q - q^0)] \quad /11/$$

ahol

$$q^0 = \frac{1}{k_2} \cdot \frac{\sum_i \xi_i}{n}; \quad m^0 = \frac{1}{k_1} \cdot \frac{\sum_i \eta_i}{n}$$

a  $q = (v/c)^2$  illetve az  $m$  tömeg középértéke a mérési tartományban. Majd ennek a kifejezésnek az explicit alakját kell összehasonlítani az elmélettel. Ehhez persze szükséges a  $k_2$  konstans meghatározása is, ezt később el is fogjuk végezni.

Legyen az  $Y = f(X)$  függvény alakja a következő

$$Y = a_1 X + a_2 P_2(X) \quad /12/$$

ahol  $P_2(X)$  egy másodrendű,  $X$ -re ortogonális és normált polinom:

$$P_2(X) = A_0 + A_1 X + A_2 X^2 \quad /13/$$

amely tehát kielégíti a következő feltételeket:

$$\left. \begin{aligned} \sum_i P_2(X_i) &= 0 \\ \sum_i X_i P_2(X_i) &= 0 \\ \sum_i P_2^2(X_i) &= 1 \end{aligned} \right\} \quad /14/$$

A /10/ alatti egyenlet által megadott feltétel  $a_1$ -re illetve  $a_2$ -re a következő egyenleteket szolgáltatja.

$$\frac{\partial(\sigma^2)}{\partial a_1} = 2 \sum_i [a_1 X_i + a_2 P_2(X_i) - Y_i] X_i = 0$$

$$\frac{\partial(\sigma^2)}{\partial a_2} = 2 \sum_i [a_1 X_i + a_2 P_2(X_i) - Y_i] P_2(X_i) = 0$$

Ha figyelembe vesszük a /14/ alatti feltételt, akkor látjuk, hogy ez a két egyenlet egymástól független és a következő eredményre vezet:

$$a_1 \frac{\sum X_i \cdot Y_i}{\sum X_i^2} \quad \text{és} \quad a_2 = \sum Y_i P_2(X_i) \quad /15/$$

Felhasználva  $P_2$  explicit alakját és figyelembe véve a /9/ és /14/ alatti egyenletet, felírhatjuk a következő összefüggést:

$$a_2 = \sum_i Y_i \cdot P_2(X_i) = A_1 \sum X_i \cdot Y_i + A_2 \sum X_i^2 Y_i \quad /15.a/$$

A  $P_2(X)$  kifejezésében szereplő állandókat a /14/ alatti egyenletrendszer megoldásából nyerjük, figyelembe véve a /9/ alatti egyenletet is:

$$A_0 = \frac{1}{n} \left[ \frac{\sum X_i^4}{(\sum X_i^2)} - \frac{(\sum X_i^3)^2}{(\sum X_i^2)^3} - \frac{1}{n} \right]^{-\frac{1}{2}}$$

$$A_1 = A_0 \frac{n \sum X_i^3}{(\sum X_i^2)^2}$$

$$A_2 = -A_0 \frac{n}{\sum X_i^2}$$

/16/

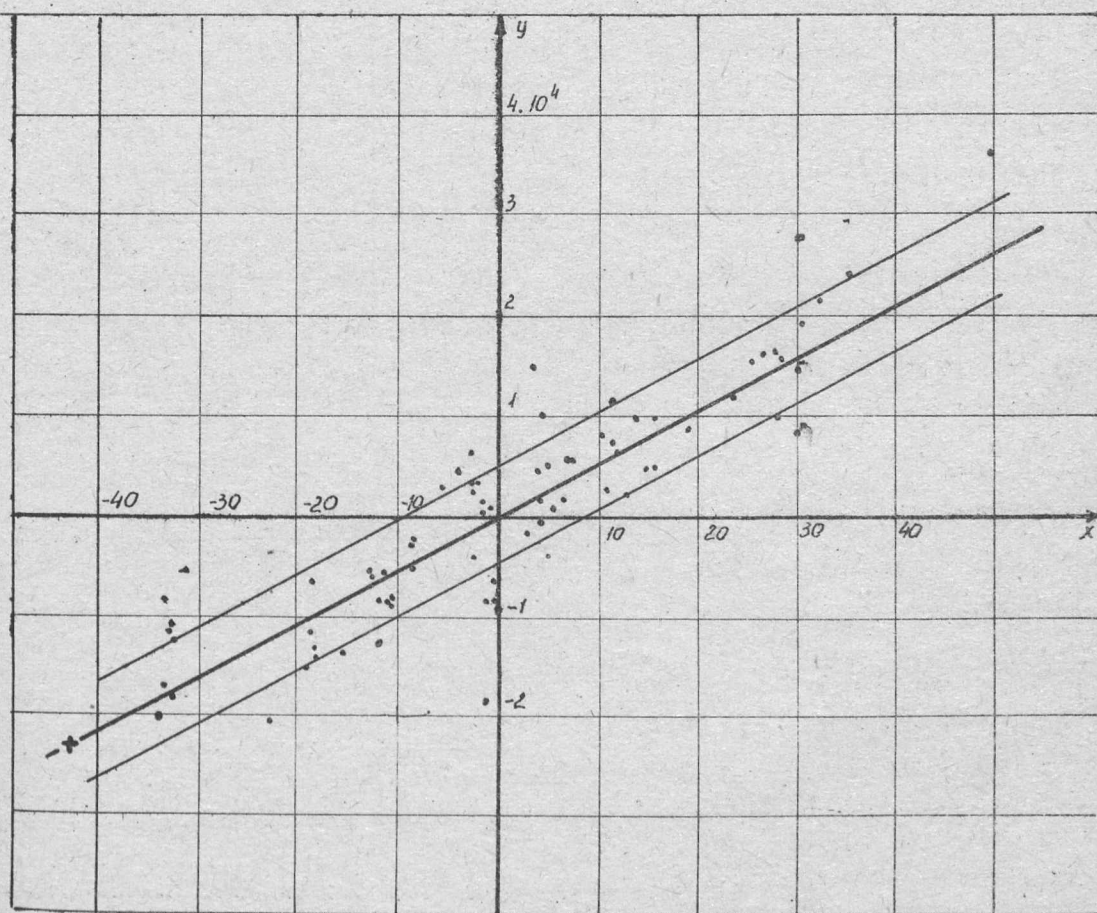
Az eddig levezetett összefüggések és a Guye és munkatársai dolgozatában megjelent számszerű adatokat felhasználva most már megalkothatjuk az  $Y = f(X)$  függvény explicit alakját. - Az említett szerzők két mérési sorozatot végeztek, az első 85, a második 67 adatrendszer tartalmaz. Az  $m/m_0$  függését  $v/c$ -től a szerzők eredeti diagrammja szerint az 1. ábra mutatja. A numerikus számítások során azt találtuk, hogy az 1. sorozatból két adat és a 2. sorozatból egy adat valószínűleg hibásan van közölve. /Az is erre mutat, hogy ha ezeket az adatokat felhasználjuk, akkor tömegnövekedés helyett tömegcsökkenést kapunk./ A hibásnak tekintett adatokat kihagyva kaptuk az 1. táblázatban összefoglalt adatokat.

1. táblázat

	1. sorozat. n = 83	2. sorozat. n = 66
$\sum X_i^2$	$3,0343 \cdot 10^4$	$4,3415 \cdot 10^4$
$\sum X_i^3$	$-1,8295 \cdot 10^4$	$-1,2330 \cdot 10^6$
$\sum X_i^4$	$3,0444 \cdot 10^7$	$1,4817 \cdot 10^8$
$\frac{\sum \eta_i}{n}$	0,731	0,7836
$\sum X_i Y_i$	15,82	27,049
$\sum X_i^2 Y_i$	54,407	799,56
$\sum Y_i^2$	$1,0403 \cdot 10^{-2}$	$1,8537 \cdot 10^{-2}$
$A_0$	0,0831	0,0718663



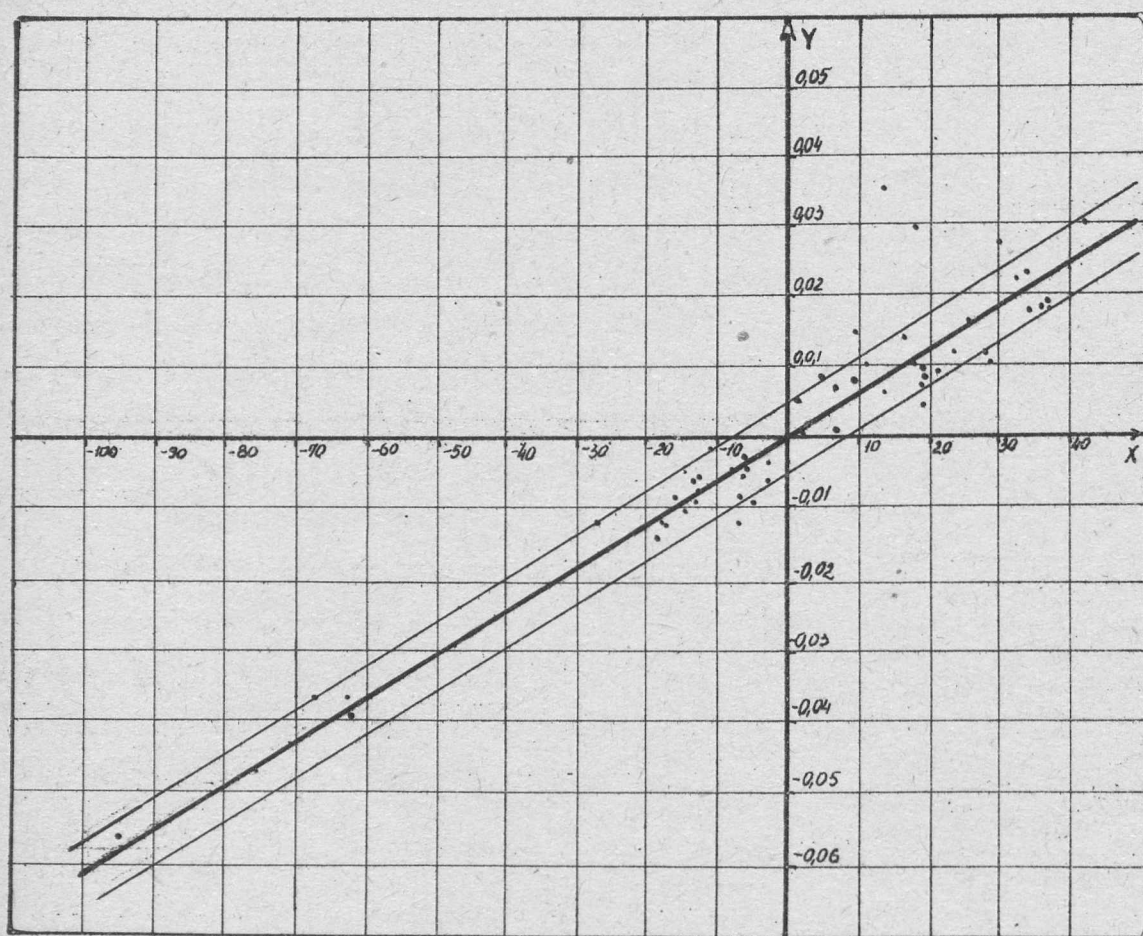
	1. sorozat. n = 83	2. sorozat. n = 66
$A_1$	$-1,37 \cdot 10^{-4}$	$-3,1028 \cdot 10^{-3}$
$A_2$	$-2,272 \cdot 10^{-4}$	$-1,09252 \cdot 10^{-4}$
$\sum X_i P_2(X_i)$	-0,01453	0,0034261
$a_1$	$5,2137 \cdot 10^{-4}$	$6,23034 \cdot 10^{-4}$
$a_2$	-0,01453	0,0034261



6. ábra.

Guye és munkatársai első mérési sorozatának eredményei.

A mérési eredményekből kapott  $(X_i; Y_i)$  pontokat feltüntettük a 6., illetve 7. ábrán a két sorozatnak megfelelően külön-külön. A vastagon kihuzott egyenes az  $Y = a_1 X$  függvényt mutatja,  $a_1 = 5,2 \cdot 10^{-4}$ , illetve  $a_1 = 6,2 \cdot 10^{-4}$  értékkel. Ez tehát a kísérleti pontokhoz legjobban illeszkedő egyenes. A másik két egyenes a szórásra jellemző és ezeknek az értelmére majd rövidesen visszatérünk.



/b/

7. ábra.

Guye és munkatársai második mérési sorozatának eredményei.

Felhasználva az 1. táblázat számadatait, az  $Y = f(X)$  függvényt a következőképpen írhatjuk fel:

1. sorozatnál  $Y(X) = 5,21 \cdot 10^{-4} X + 3,30 \cdot 10^{-6} (X^2 + 0,6X - 365,8)$  /17.a/

2. sorozatnál  $Y(X) = 6,23 \cdot 10^{-4} X - 3,74 \cdot 10^{-7} (X^2 + 28,4X - 657,8)$  /17.b/

Nyilván ezek azok a legvalószínűbb függvénykapcsolatok, amelyek a két mérési sorozatban talált mérési eredményekkel legjobban összeegyeztethetők. A kísérleti adatok szórása azonban nem teszi lehetővé, hogy a szóbanforgó mennyiségek között exaktul érvényes kapcsolatot állapítsunk meg. A módszerünk leglényegesebb sajátysága éppen az, hogy könnyen megbecsülhetővé teszi a kísérletre jellemző hibákat és bizonytalanságokat.

Y négyzetes hibája:

$$(\delta Y)^2 = \frac{\sigma^2}{n} = \frac{1}{n} (\sum Y_i^2 - a_i^2 \sum X_i^2 - a_2^2). \quad /18.a/$$

/Ezt a kifejezést /10/, /12/, /13/ alapján az ortogonalitási összefüggések figyelembevételével kaptuk./ Ha felhasználjuk az 1. táblázat számadatait, akkor a következő eredményre jutunk:

az 1. sorozatnál  $(\delta Y)^2 = 2,34 \cdot 10^{-5}$

a 2. sorozatnál  $(\delta Y)^2 = 2,53 \cdot 10^{-5}$

Érdeemes megnézni, hogy mennyire csökken az  $(\delta Y)^2$  értéke, ha megközelítésül egyre magasabbfokú polinomokat használunk. Ha  $(\delta_1 Y)^2$  és  $(\delta_2 Y)^2$  a lineáris illetve a másodfokú közelítésnél adódó négyzetes hiba, akkor /18.a/ alapján a következő összefüggést írhatjuk fel:

$$(\delta_2 Y)^2 = (\delta_1 Y)^2 \left[ 1 - \frac{a_2^2}{n(\delta_1 Y)^2} \right], \quad /18.b/$$

és a megfelelő numerikus adatokat felhasználva

az 1. sorozatnál  $(\delta_2 Y)^2 = 0,903 (\delta_1 Y)^2$

a 2. sorozatnál  $(\delta_2 Y)^2 = 0,997 (\delta_1 Y)^2$

Látjuk tehát, hogy nem javul lényegesen a közelítés, ha a lineárisról áttérünk a másodrendűre. Fizikailag ez azt jelenti, hogy az aránylag kis kísérleti tartományban a mérési adatok szórása olyan nagy, hogy nincs sok értelme a mérési pontokhoz egyenes helyett parabolát illeszteni. Hozzá kell tenni, hogy ez kifejezetten a mérési eredmények szórása miatt van így és nem az igazolandó elméleti formula sajátysága.

Valójában nem a  $(\delta Y)^2$  érdekel bennünket, hanem az  $a_1$  és  $a_2$  paraméterek bizonytalansága. Az előbbi adja nyilván az empirikusan talált egyenes iránytangensét, amennyiben megelégszünk a lineáris közelítéssel. Tegyük fel, hogy az  $X_i$  értékek exaktak, és csak  $Y_i$ -ben van hiba. Éspedig minden  $i$  esetén a hiba ugyanaz, a  $\delta Y_i$  érték. Ekkor:

$$(\delta a_1)^2 = \sum \left( \frac{\partial a_1}{\partial Y_i} \right)^2 (\delta Y_i)^2 ; \quad \delta Y_i = \delta Y,$$

amelyből /15/ szerint:

$$(\delta a_1)^2 = \frac{(\delta Y)^2}{\sum X_i^2} \quad \text{és} \quad (\delta a_2)^2 = (\delta Y)^2$$

Ha a megfelelő számadatokat behelyettesítjük az 1. táblázatból, akkor az 1. sorozatnál:

$$\frac{\delta a_1}{a_1} = 0,053 \quad \text{és} \quad \frac{\delta a_2}{a_2} = 0,33$$

és a 2. sorozatnál:

$$\frac{\delta a_1}{a_1} = 0,039 \quad \text{és} \quad \frac{\delta a_2}{a_2} = 1,47$$

Mindenekelőtt feltűnik, hogy mindkét sorozat esetén milyen nagy a  $\delta a_2/a_2$  relatív hiba. Ez is azt mutatja, amit már korábban állítottunk, hogy t.i. nincs jelentősége a közelítésben szereplő másodrendű tagnak. A lineáris taggal adott közelítés hibáját a  $\delta a_1/a_1$  érték jellemzi. Ez a mennyiség szabja meg, hogy a sebességváltozási formulák közül választás, illetve az egyik igazolása szempontjából az egész kísérlet mennyire megbízható. Visszatérve a 6., illetve 7. ábrához, a két vékonyan kihuzott egyenes a vastagon kihuzott vonalnak ( $\pm \delta Y$ ) -nal való párhuzamos eltolásával adódik.

5. Az elméleti kifejezések megközelítése és összehasonlítása a kísérleti eredményekkel.

Mint a /11/ alatti egyenlet mutatja, a tömegváltozásra a következő empirikus formulát írhatjuk fel:

$$\frac{m}{m^0} - 1 = \frac{1}{\sum \eta_i / n} \{ a_1 [k_2 (q - q^0)] + a_2 P_2 [k (q - q^0)] \} \quad /19/$$

ahol  $q^0$  a  $q = (v/c)^2$ -nek a középértéke a mérési tartományban,  $m^0$  a megfelelő tömeg. Hogy a /19/ alatti kifejezést összehasonlíthassuk az elmélettel, a  $k_2$  állandót ki kell küszöbölnünk és a fenti kifejezésnek megfelelő közelítéssel kell előállítanunk az elméleti formulákat.

A  $k_2$  konstans nem tudjuk meghatározni a Guye és munkatársai dolgozatában szereplő kiértékelési eljárástól függetlenül, mert a közölt kísérleti adatok ehhez nem elegendők. A vizsgált sebességtartomány elején azonban a sebesség olyan kicsi, hogy ha a külön mért gyorsító feszültségből és a katódsugarak eltérítéséből kiszámítjuk a sebességet, akkor akár állandó tömeggel, akár a Lorentz-formula, akár az Abraham-formula szerint változó tömeggel számolunk, 1‰-en belül azonos eredményre jutunk. Tehát egyszerűen úgy határozzuk meg  $k_2$ -t, hogy vesszük a legkisebb  $\xi_c$  értéket, és a dolgozatban megadott legkisebb sebességértéket. Eszerint

$$k_2 \sim 730.$$

Ha  $k_2$ -re ezt az értéket használjuk, akkor /19/-ből, /17.a/ és /17.b/ felhasználásával

$$\frac{m}{m^0} - 1 = 0,52(q - q_0) + 2,48[(q - q_0)^2 + 8,35 \cdot 10^4(q - q_0) - 6,87 \cdot 10^{-4}] \quad /20.a/$$

$$\frac{m}{m^0} - 1 = 0,58(q - q_0) - 0,255[(q - q_0)^2 + 3,5 \cdot 10^2(q - q_0) + 1,29 \cdot 10^3] \quad /20.b/$$

egyenleteket kapjuk, mint a kísérletben vizsgált sebesség tartományra érvényes empirikus tömegváltozási formulát. A lineáris tag együtthatójának értéke tekintetében figyelembe kell venni a korábban meghatározott  $\delta a_1/a_1$  értéket. A lehetséges hiba határául az észlelési eredmények statisztikai tárgyalásá-

ból ismert indokok miatt a hiba háromszorosát tekintjük. Eszerint a lineáris tag együtthatója a fenti két egyenletben:

$$0,52 \pm 0,09 \quad \text{és} \quad 0,58 \pm 0,08.$$

Most térjünk rá az elméleti formula ama megközelítésére, amelyet majd összehasonlithatunk a /20.a/ illetve /20.b/ alatti kifejezéssel. Tulajdonképpen akkor kapnánk a mérési tartományban érvényes és az empirikus formulákkal jól összehasonlitható közelítést az elméleti kifejezésekre, ha ezeket a mérés tartományában harmonikus gömbfüggvények szerint fejtenénk sorba. Eleendő lesz azonban a mérési tartomány elején, végén és közepén adott elméleti pontokon átmenő parabolát meghatároznunk. Ilyenformán a következő kifejezésre jutunk:

$$\frac{m}{m^0} - 1 = B_1 (q - q_0) + B_2 (q - q_0)^2, \quad /21/$$

ahol

$$B_1 = \frac{m_2 - m_1}{m^0 (q_2 - q_1)}$$

és

$$B_2 = 2 \frac{m_1 + m_2}{m^0 (q_2 - q_1)}$$

és

$$m_i = (m)_{q=q_i}$$

A közelítés egyszerűsített elvégzésének az az eredménye, hogy a /21/ alatti kifejezésben csak egy másodrendű tag van egy másodrendű polinom helyett. Ennek a tagnak azonban gyakorlatilag semmi szerepe nincs, eleve azért, mert a mérési tartomány igen kicsi, másfelől azért, mert az empirikus formulában az ennek megfelelő tag ugyanis igen bizonytalan.

A 2. táblázatban megadtuk az elméleti formulák közelítéséhez szükséges számadatokat az exakt Lorentz-, illetve Abraham-féle formula szerint.

/Táblázatot lásd a köv. oldalon./

2. táblázat.

	v/c	q	m	
			Lorentz	Abraham
1. sorozat	0,2	0,04	1,021	1,016
	0,316	0,10	1,054	1,044
	0,4	0,16	1,091	1,071
2. sorozat	0,2	0,04	1,021	1,016
	0,38	0,145	1,086	1,064
	0,5	0,25	1,155	1,120

A 3. táblázatban végre megadjuk a lineáris tag együtt-hatóját az empirikus formulákban, és a megfelelő elméleti közelítő formulákban. A 2. és 3. oszlopban nem adtuk meg a hibahatárt, mivel az itt fellépő hiba elhanyagolhatóan kicsi az első oszlopban feltüntetett hibához képest.

3. táblázat.

	Empirical	Lorentz	Abraham
1. sorozat	0,52 ± 0,09	0,55	0,44
2. sorozat	0,58 ± 0,08	0,59	0,47

A 3. táblázatban feltüntetett eredmények szerint a Guye és munkatársai által publikált eredmények összeférnek a relativitás elmélettel, a mérési eredmények szórása azonban akkora hibára vezet, hogy az már összemérhető a relativisztikus formulából és az Abraham-féle formulából adódó eredmény közti különbséggel. Ennek megfelelően azt mondhatjuk, hogy a relativisztikus tömegváltozási törvény közvetlenül szabad elektronokon végzett kísérletek útján való bizonyítására még ezután is szükség van.

Tegyük még hozzá, hogy megfontolásainkban csak azokat a hibákat vettük figyelembe, amelyek a mérési pontoknak egy parabola körüli szórásából adódnak. Nem vehettük tekintetbe azokat a hibákat, amelyek a  $k_2$  konstans értéknek a meghatározásából származhatnak, jóllehet ez eléggé kritikus érték, hiszen a  $B_1$  állandó értékét szabja meg. Tehát az általunk megadott hiba egy alsó hibahatárt jelent. Értékét némi fenntartással kell fogadnunk, már csak azért is, mert különösnek hat, hogy két mérési sorozat külön-külön igen jól egyező középértékre vezet, ugyanakkor, amikor a hiba ilyen nagy.

#### 6. Megjegyzés néhány közvetett kísérleti bizonyítékról

a/ Ebben a szakaszban először azt vizsgáljuk meg, hogy a nagyfeszültségű gyorsítók működéséből levonható következtetések milyen értékűek.

Ismeretes, hogy egy körkörös rezonancia gyorsítóban mozgó részecske tömegét, illetve sebességét a következő összefüggések adják:

$$m = \frac{e}{c} \cdot H \frac{1}{\omega} \quad \text{és} \quad v = \omega \varrho$$

ahol  $H$  a mágneses térintenzitás,  $\varrho$  a pálya görbületi sugara,  $\omega$  a szögsebesség, a többi betűnek a jelentése a szokásos. Rezonancia akkor jön létre, ha a részecske szögsebessége és a gyorsító tér körfrekvenciája megegyezik. A szinkrociklotronokban  $H =$  állandó, a részecske energiája /a tömegnövekedésen keresztül/  $\omega$  csökkentésével növelhető. Természetesen ekkor  $\varrho$  is növekszik. A szinkrotronban a részecske energiája /szintén a tömegnövekedésen keresztül/ a  $H$  és  $\omega$  egyidejű változtatásával növelhető.

Minthogy  $\omega$ ,  $\varrho$  és  $H$  igen pontosan mérhető, ésszerű feltételezni, hogy az ilyen típusú gyorsítóknál a tömeg és sebesség összefüggése igen nagy pontossággal tanulmányozható.

A valóságban azonban a helyzet nem ilyen egyszerű. Ha  $\omega$  a gyorsító tér körfrekvenciáját jelenti, akkor a fenti összefüggések a rezonanciafeltételt írják le. A felgyorsított elektronok között azonban vannak olyanok is, amelyek nem elégítik ki pontosan a rezonancia feltételt, hanem e feltételnek e-



leget tevő, ugynevezett rezonancia részecskék körül lengéseket végeznek. Ezeknek a körfrekvenciája periodikusan változik egy  $\omega \pm \Delta\omega$  szögsebesség tartományban és ezzel együtt változik pályájuk görbületi sugara is egy megfelelő  $\vartheta \pm \Delta\vartheta$  tartományban. Ahhoz, hogy a felgyorsított elektronokból álló nyaláb intenzitása minél nagyobb legyen, a gyorsítót úgy kell megszerkeszteni, hogy a stabil egyensúlyi helyzet körüli kilengések tartománya lehetőleg minél nagyobb legyen. Pontosabban ezek a tartományok csökkenthetők anélkül, hogy ez az intenzitás kárára menne, ekkor azonban a mágneses teret kell megfelelően kiképezni és pedig megfelelő eloszlásban inhomogénné tenni. Ez természetesen a H értékben jelent bizonytalanságot.

Anélkül, hogy az ilyen berendezésekről rendelkezésre álló adatokat részletes vizsgálat tárgyává tennénk, mindenesetre úgy látszik, hogy  $\Delta\vartheta/\vartheta \sim 10^{-2}$  érték jó becslésnek tekinthető. Minthogy a részecskék sebessége a nagy gyorsítóknál már igen közel fénysebesség,  $\Delta\omega/\omega$ -nak is ez a nagyságrendje, ami pedig azt jelenti, hogy ilyen nagyságrendű a tömeg meghatározásban elkövetett hiba is. Ez a hiba ugyan kisebb lehet, mint amennyi a közvetlen kísérletekben általában előfordul, azonban ne felejtsük el, hogy a fénysebességhez nagyon közel a szükséges pontosság növekszik. - Egyáltalán nem gondoljuk, hogy a mai kísérleti technika mellett nem lehet olyan pontos kísérleteket végezni, mint amilyen szükséges. Sőt ellenkezőleg az a nézetünk, hogy ilyen kísérleteket lehet végezni és hangsúlyozni kívánjuk, hogy ilyen kísérletek elvégzését fontosnak tartjuk.

b/ Jánossy [21] megmutatta, hogy szoros kapcsolat van a tranzverzális Doppler-effektus és a tömegváltozás között. Otting [22] mérései, amelyek eredménye jól összeegyeztethető a relativitáselmélet szerinti várakozással nem elég pontosak ahhoz, hogy szigorubb következtetéseket vonhassunk le belőle, mint az előzőkből.

c/ Érdeemes megemlíteni, hogy a Michelson - Morley-féle kísérletek negatív eredményéből is lehet bizonyos következtetéseket levonni az elektron tömegváltozására nézve. Meg lehet mutatni [23], hogy a relativisztikus hosszúság rövidülés levezethető, mint egy rácsban helyetfoglaló atomok egyensúlyi állapotában az atomok közti távolság megváltozása, feltéve, hogy az

1197/G.

elektromágneses erőtér és az elektronok relativisztikus tulajdonságaik. Ha feltételezzük, hogy a tömegváltozás az /1/ alatti egyenletből eltérő módon irandó le, akkor ez befolyásolná a tranzlációs mozgást végző rácsok egyensúlyi állapotában az atomok közti távolságot. Ennek meg kellene mutatkoznia a kísérletekben is. Hozzávetőleges számítások azt mutatják azonban, hogy a rácsponatok közti távolságok sokkal inkább függenek tisztán elektromágneses természetű erőktől, mint az elektron kinetikus energiájától, tehát a relativisztikus tömegváltozási formulától való nagy eltérés is csak aránylag kis korrekciót jelentene a hosszrövidülési formulában.

d/ Végezetül hangsúlyoznunk kell, hogy valamennyi kísérlet amelyről e dolgozatban szó esett, beleértve az igen nagy pontosságú spektroszkópiai méréseket és a kisebb pontosságú közvetlen kísérleteket, egyaránt mind elektronokra vonatkoznak. Nincs azonban semmi komoly kvantitatív kísérleti bizonyíték arra nézve, hogy más atomi részecskék tömegének a sebesség függése ugyanezt a törvényt követi-e. A további kísérleteknek éppen ezen a téren lesz a legfontosabb teendője.

- . -

Köszönetünket fejezzük ki Stancsich Györgynének a numerikus számítások gondos elvégzéséért.

- . -

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

- [1] C. Møller: The Theory of Relativity /Oxford, 1952./
- [2] K. Glitscher: Ann.d.Phys. 12, 608, 1917.
- [3] J.W M DuMond, E.R. Cohen: Rev.Mod.Phys. 25, 691, 1953.
- [4] E.V. Spolszkij: Atomfizika. I.köt. 39.§.
- [5] F.G. Dunnington: Rev.Mod.Phys. 11, 68, 1939.
- [6] J.A. Bearden, G.Schwarz: Phys.Rev. 79, 674, 1950.
- [7] K.D. Froome: Proc.Roy.Soc. A. 213, 123, 1952.
- [8] R.T. Birge: Phys Rev. 60, 766, 1941.
- [9] E.R. Cohen: Phys.Rev. 88, 353, 1952.

- [10] E.S. Dayhoff: Preprinted report No. VI. on Fine Structure of the H atom, Columbia University /1952/.
- [11] W. Kaufmann: Ann.d.Phys. 4, 19, 487, 1906.
- [12] M. Planck: Phys.Zs., 7, 753, 1906.
- [13] A.H.Bucherer: Ann.d.Phys. 4, 28, 513, 1909; 30, 974, 1909.
- [14] G.Neumann: Ann.d.Phys. 4, 45, 529, 1914.
- [15] Bestelmeyer: Ann.d.Phys. 4, 30, 166, 1909; 32, 231, 1910.
- [16] C.T.Zahn, A.H.Spees: Phys.Rev. 53, 357, 1938; 53, 511, 1938.
- [17] R.A.R.Tricker: Proc.Roy.Soc.A. 109, 384, 1925.
- [18] E.Hupka: Ann.d.Phys. 4, 31, 169, 1910.
- [19] W.Heil: Ann.d.Phys. 4, 31, 519, 1910; 33, 403, 1910.  
E.Hupka: Ann.d.Phys. 4, 34, 400, 1910.
- [20] C.E.Guye, S.Ratnowsky, C.Lavanchy: Mém.Soc.Phys. Geneve, vol 39, fasc.6. 273, 1921.
- [21] L.Jánossy: kézirat.
- [22] Otting: Phys. Zs. 40, 681, 1939.
- [23] L.Jánossy: Ann.d.Phys. sajtó alatt.

- . -

Érkezett 1955. július 4.

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

Rádiófrekvenciás ionforrás ionsugarának energiaspek-  
truma

Irta: Erő János

A rádiófrekvenciás ionforrásból kilépő ionsugár energiájának a Langmuir-féle szonda-elmélet alapján meg kell egyeznie a kisülési csőre adott egyenfeszültséggel, az energia-szórás értéke pedig nem lehet több néhány voltnál. A katód előtti sötétrétegben keletkező ionok száma nem nagyobb, mint az összes ionok 1-2 %-a. A jelenlévő rádiófrekvenciás tér hatására az energiaviszonyokban eltolódás következik be, mind az ionok átlagenergiája, mind az energiaszórás megnőhet.

A 127<sup>0</sup>-os elektrosztatikus eltérítővel végzett mérések sokkal nagyobb energiaszórást mutattak ki, mint ami az elmélet alapján várható. A nagy energiaszórás oka a katódnál bekövetkező átütésekben keresendő. Ezeket a katódfelület tisztításával és megfelelő kiképzésével meg lehetett szüntetni, így az energiaszórás 40-50 V körüli értékre csökkent. Az energia átlagértéke - alkalmas kisülési csőnél - a csőre adott egyenfeszültség értékétől függetlenül, annál 50-100 V-al nagyobbak adódtak. Az energiaspektrumban fellépő kisebb energiájú csúcsokat nem az ionforrásból kilépő ionok okozzák.

B e v e z e t é s

A rádiófrekvenciás ionforrás egyik nagy előnye a többi típussal szemben az, hogy a kilépő ionsugár energiaszórása kicsi. Ez elsősorban elméleti megfontolásokból következik, de különböző kísérleti eredmények is alátámasztják, mint pl. a tömeganalízis alkalmával kapott keskeny spektrumvonalak, vagy Thonemann erre vonatkozó mérései. [1] Ugyancsak elméleti megfontolások alapján várható, hogy az ionok átlagenergiája a kisülési csőre adott feszültséggel megegyezik és egyes közvetett mérések szerint ez valóban fenn is áll. [2]. Mindaddig azonban az ionsugár teljes energiaspektrumára vonatkozóan közvetlen mérés nem történt, és az energiaszórást meghatározó mérés is csak egy speciális esetre vonatkozik. Jelen munka célja ezért egy üzemi körülmények között dolgozó ionforrás teljes energiaspektrumának felvétele volt.

A várható energiaspektrum

Az energiaspektrum alakjára vonatkozó megfontolások két részre oszthatók. A gázkisülések plazmájába nyuló szondák-nál kialakuló feszültségviszonyok és az ionok keletkezési helyének ismerete közelítő képet ad az ionforrást elhagyó ionok energiájáról, a rádiófrekvenciás tér hatásának vizsgálata azonban ezt némiképen módosítja.

a./ A feszültségeloszlás vizsgálata a szondaelmélet alapján. A Thoneman-féle rádiófrekvenciás ionforrás szondás kiszivással dolgozik, s így a benne kialakuló feszültségviszonyok Langmuir szondaelmélete alapján követhetők. [3]. Legyen egy gázkisülés plazmájában az ionok, illetve az elektronok koncentrációja  $n_i = n_e = n$  hőmérséklete pedig  $T_i$  illetve  $T_e$ . Helyezzünk most a plazmába egy sík elektródát, amelynek potenciálja a plazmához képest  $U$ . Az elektródára jutó töltéshordozók által létrehozott áram nagyságát az ionok és elektronok számának különbsége határozza meg. Ha az elektróda negatívabb a plazmánál, a rájutó ionáram sűrűsége független a feszültségtől:  $i_i = ne \left( \frac{kT_i}{2\pi m_i} \right)^{1/2}$ , az elektronáram pedig exponenciálisan változik:  $i_e = -ne \left( \frac{kT_e}{2\pi m_e} \right) \exp\left(-\frac{eU}{kT_e}\right)$   
A teljes áramsűrűség:

$$i_- = i_i + i_e = ne \left( \frac{kT_i}{2\pi m_i} \right)^{1/2} \left[ 1 - \left( \frac{T_e m_i}{T_i m_e} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{eU}{kT_e}\right) \right] \quad /1/$$

Pozitív elektróda esetén az elektronáram konstans és az ionáram változik a feszültséggel, az áramsűrűség:

$$i_+ = ne \left( \frac{kT_e}{2\pi m_e} \right)^{1/2} \left[ 1 - \left( \frac{T_e m_e}{T_i m_i} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{eU}{kT_i}\right) \right] \quad /2/$$

Ha a plazmába két azonos felületű sík elektródát helyezünk és közöttük  $U_0$  feszültségkülönbséget hozunk létre, akkor olyan feszültségviszonyoknak kell kialakulni, hogy az áramerősség mindkét elektródán megegyező legyen. A katódra jutó pozitív áram telítési értéket ér el  $U_k \gg kT_e/e$  plazma-feszültség mellett. Ilyenkor csak ionok jutnak az elektródára, a telítési áramsűrűség:

$$i = ne \left( \frac{kT_i}{2\pi m} \right)^{1/2} \quad /3/$$

Ha az anód pozitívabb volna a plazmánál, akkor a rájuto elektronáram sokszorososan felülmulná a katódra jutó telítési áramot, hiszen egyrészt az elektronhőmérséklet sokkal nagyobb, mint az ionhőmérséklet  $T_e \gg T_i$  másrészt  $m_e \ll m_i$ . Ezért az anódra jutó áram csak akkor fog megegyezni a katódárammal, ha a plazma az anódnál néhány voltal pozitívabb feszültségre töltődik fel. A katód áramát  $U_k \gg kT_e/e$  esetén a /3/ egyenlet, míg a plazmánál néhány voltal negatívabb anódot az /1/ egyenlet írja le. A két áram egyenlő:

$$ne \left( \frac{kT_e}{2\pi m_e} \right)^{1/2} = -ne \left( \frac{kT_i}{2\pi m_i} \right)^{1/2} \left[ 1 - \left( \frac{T_e m_i}{T_i m_e} \right)^{1/2} \exp \left( -\frac{eU}{kT_e} \right) \right]$$

Innen a feszültség:  $U = \frac{kT_e}{e} \left[ \ln \frac{T_e m_i}{T_i m_e} - \ln 2 \right]$  /4/

A gázkisülésekben előforduló elektron- és ionhőmérséklettel számolva ez a feszültség néhány voltnak adódik. A plazma tehát mind az anódnál, mind a katódnál pozitívabb, az anód előtt néhány volt, a katód előtt az elektródák közötti feszültségnél néhány voltal nagyobb feszültségkülönbség áll fenn.

Fentiek két különböző potenciálon levő síkelektrodára vonatkoztak. A rádiófrekvenciás ionforrásnál teljesen hasonló viszonyok állnak fenn. A rádiófrekvenciás tér által létrehozott plazmába két elektróda nyulik be, amelyek között néhány ezer volt potenciálkülönbség van. Az eltérés mindössze annyi, hogy az elektródák nem sík alakúak, s így a rájuk jutó áram nemcsak a /1/-el megadott áramsűrűségtől, hanem a plazma és a sötétréteg közötti határfelület nagyságától is függ. Emiatt a potenciálviszonyokban néhány voltos eltérés jöhet létre, de a plazma lényegében itt is jó közelítéssel a pozitív szonda potenciálját veszi fel. A plazma maga a töltéshordozók nagy koncentrációja következtében ekvipotenciális, a teljes feszültségesés a katód előtti néhány mm vastag sötétrétegre koncentrálódik.

Vizsgáljuk meg ezek után, hogy milyen energiával rendelkezhetnek az ionforrást elhagyó ionok. A katódra, illetve a katódcsatornán át a gyorsító térbe legnagyobb részt azok az ionok jutnak, amelyek a plazmából indulnak ki. A sötétrétegben ui. igen kevés ion keletkezik, mert ide a katód és a plazma közötti erős elektromos tér miatt a plazma elektronjai nem

léphetnek be. A sötétrétegben ionokat vagy a katódból ionbombázás során kilépő szekunder elektronok, vagy a plazmából kilépő ionok hozhatnak létre. Egy 3-4000 V-os hidrogénion becsapódásakor alumíniumból átlag 0,5 szekunderelektron lép ki. [4] Ezek az elektronok végigfutnak a sötétrétegen és az ottlévő gázrészecskéket ionizálják. 1000 eV energia körül a differenciális ionizáció értéke hidrogénben  $\sim 1/\text{cm Hgmm}$ , [4] így a kislülési csőben uralkodó  $10^{-2}$  Hgmm nyomáson a 4-5 mm-es sötétrétegben az elektronok mintegy 0,5 %-a hoz létre iont. Figyelembe véve a szekunder emisszió hatásfokát, az így keletkező ionok a plazmából kilépőknek 0,2-0,3%-át teszik ki. A plazmából kilépő ionok közvetlenül is hozhatnak létre új ionokat áttöltés következtében. [5] Nagy sebességgel haladó ionok a semleges gázrészecskébe ütközve töltésüket átadják, ezáltal egy nagysebességű semleges részecske mellett egy kisenergiájú ion keletkezik. Az áttöltések bekövetkezésének valószínűsége az alkalmazott nyomáson és feszültségeknél kb. 1 %. A katód felé tartó ionoknak tehát 1-2 %-a keletkezik a sötétrétegben, legnagyobb részét azonban azok az ionok teszik ki, amelyek a plazmából indultak ki.

Az ionforrást elhagyó ionsugár energiaspektrumára vonatkozóan, ezenkívül a következőket állapíthatjuk meg. Az ionok legnagyobb része a plazmából indul ki, ahol termikus energiájuk 1 eV alatt van. A sötétrétegben a plazma és a katód közötti feszültségkülönbségnek megfelelően 4-5000 V energiát kapnak, amely mellett az 1 eV-os szórás elhanyagolható, Ezek az ionok tehát monoenergetikusoknak tekinthetők, energiájuk a plazma potenciáljának felel meg, ami jó közelítéssel megegyezik a pozitív elektróda feszültségével. Ettől eltérő energiájuk van azoknak az ionoknak, amelyek akár szekunder elektronnal való ütközés, akár áttöltődés során keletkeztek a sötétrétegben. Ezek energiáját a keletkezési helyen lévő potenciál határozza meg, az tehát a plazma-potenciálnál kisebb bármilyen értéket felvehet. Ez a rész azonban - mint láttuk - az összes ionoknak csak 1-2 %-át teszi ki. Számottevő energiaszórása tehát csak az ionok egy kis törtrészének van, legnagyobb részük a plazma potenciáljának megfelelő energiával hagyja el az ionforrást.

b/ A rádiófrekvenciás tér hatása. Az anód és plazma, illetőleg a katód és a plazma között fennálló rádiófrekvenciás tér megváltoztathatja mind az átlagenergia, mind pedig az energiaszórás értékét.

Az átlagenergia megváltozása.

Kirchner mérései szerint [6] rádiófrekvenciás gázkisülés plazmájából 100 V körüli energiával ionok lépnek ki. Ennek oka abban keresendő [7], hogy a plazma, az elektronok nagy mozgékonyasága következtében, közelítően a nagyfrekvenciás feszültségnek megfelelő pozitív egyenfeszültségre töltődik fel.

A jelenség áttekintése, és az ionforrásnál fennálló viszonyokra való alkalmazása céljából vizsgáljunk ismét sikelektrodák között kialakuló plazmát és legyen az elektródák és a plazma között  $U_1$  csúcsertéssel rendelkező nagyfrekvenciás feszültség. Ha a két elektróda között egyenfeszültség is van, akkor a plazma potenciálját most is a  $z$  a feltétel szabja meg, hogy az áramerősség értéke a katódon és az anódon megegyezzen. Elegendő nagy egyenfeszültség esetén a katódra csak a telítési ionáram jut, ez pedig a plazma és a katód közötti potenciáltól független. Ezzel kell megegyeznie az anódnál az áram időbeli középértékének. Ha azonban az anód és a plazma között eredetileg fennálló néhány voltos egyenfeszültségre szuperponálódna a nagyságrenddel nagyobb  $U_1$  váltófeszültség, akkor az anód csaknem egy teljes félperióduson keresztül pozitívabb lenne a plazmánál és ez, az elektronok nagy mozgékonyasága következtében a telítési ionáram értékénél jóval nagyobb áramot eredményezne. A plazma és az anód közötti feszültség egyenáramu komponense ezért annyival lesz pozitívabb a plazmánál, hogy az anódra elektronáram csak a periódusidőnek egy tört részében jusson. A plazma potenciálja tehát a váltófeszültség kétszeres csúcsertékeként  $/2U_1/$  megfelelő ingadozást mutat, és átlagértéke közel  $U_1$ -el nagyobb az anód potenciáljánál.

Ionforrások esetében hasonló a helyzet, de csak akkor, ha az anód és a plazma között közvetlen kapcsolat áll fenn. Olyan kisülési csöveknél, amelyekben az anód a plazmától erősen el van árnyékolva, nyilvánvalóan lényeges eltérés fog bekövetkezni.



### Az energiaszórás megnövekedése

Fentiekből következik, hogy a feszültség a plazma és a katód között sem állandó, hanem  $U_0$  és  $U_0 + 2U_1$  között a nagyfrekvenciás tér ütemében ingadozik. Vizsgáljuk most meg, hogy mennyire fog megváltozni az ionok energiája a nagyfrekvenciás tér hatására. A rádiófrekvenciás térnek a plazmában lévő ionok energiájára - az ionok nagy tehetlensége miatt - számottevő hatása nyilvánvalóan nincs.  $\nu$  frekvenciájú váltófeszültség hatására mozgó ionok maximális energiája, ha a térerősség  $E_0$ :

$\mathcal{E} = \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{e}{m} \cdot e$  Protonok pl.  $\nu = 70$  Mc/sec frekvenciájú és  $E_0 = 100$  V/cm nagyságú térerősség hatására is, csak legfeljebb 0,1 eV energiát vehetnek fel. A plazmában ilyen nagyságú térerősségek általában nem fordulnak elő, ezért plazmából kilépő ionok nagyfrekvenciás eredetű energiaszórása még ezt az értéket sem érheti el.

Fennáll azonban a nagyfrekvenciás energiamoduláció lehetősége akkor, ha az ionok egy nagyfrekvenciás potenciálkülönbséget szuperponált egyenfeszültség hatására rövid idő alatt futnak be. Ilyenkor első közelítésben az ion a nagyfrekvenciás térből a futási idő alatti átlag-feszültségnek megfelelő energiát veheti fel, ami fél periódusnál rövidebb futási idő esetén nyilván a nagyfrekvenciás feszültség nagyságrendjébe esik. Könnyen kiszámítható, hogy egy  $e/m$  fajlagos töltésű részecske  $v=0$  kezdősebesség esetén  $d$  távolságot akkor fut be, a  $\nu$  frekvencia fél periódusánál rövidebb idő alatt, ha a távolság két végpontja közötti egyenfeszültség:  $U_1 > 8 \left(\frac{m}{e}\right) d^2 \nu^2$  Ha tehát a RF ionforrás katódja és a plazma között nagyfrekvenciás feszültségkülönbség van, akkor  $\nu = 70$  Mc/s frekvencia és  $d = 3$  mm vastag sötétréteg esetén már 3-4000 V egyenfeszültség mellett bekövetkezhet a nagyfrekvenciás energiamoduláció.

Foglaljuk össze ezek után az energiaspektrumra vonatkozó megfontolásainkat. A szondaelmélet alapján az várható, hogy az ionok a kiszívó feszültségnek megfelelő energiával, és igen nagy homogenitással hagyják el az ionforrást. A rádiófrekvenciás tér jelenléte azonban megváltoztatja a viszonyokat, a plazma potenciáljának egyenáramu komponense, és ezzel az ionok átlag-

energiája a váltófeszültség csúcserkével megnő, az energiaszórás értéke pedig olyan nagy kiszívófeszültségeknél, amikor az ionok futási ideje a sötétrétegben a periódusidővel összemérhető, elérheti a váltófeszültség nagyságát is.

### Az energiaspektrum mérése

A rádiófrekvenciás ionforrás teljes energiaspektrumát kísérleti úton mindeztideig nem határozták meg, bár bizonyos mérési adatokból arra lehet következtetni, hogy fenti megfontolások helytállóak. Egyes mérések szerint [2] az ionforrást elhagyó ionsugár további fókuszálása során a fókuszáló feszültség értékéből megállapítható, hogy az ionok energiája szondapotenciál közelében van. Az energiaszórásra vonatkozóan az ionsugár mágneses analízisei szolgáltatnak adatokat. Ezek során "flat top" spektrumvonalakat lehetett észlelni, ami kis sebességdiszperzióra, illetve kis energiaszórásra utal. A mágneses analízisek adataiból [8] megállapítható, hogy a szórás nem nagyobb, mint 8-10 %.

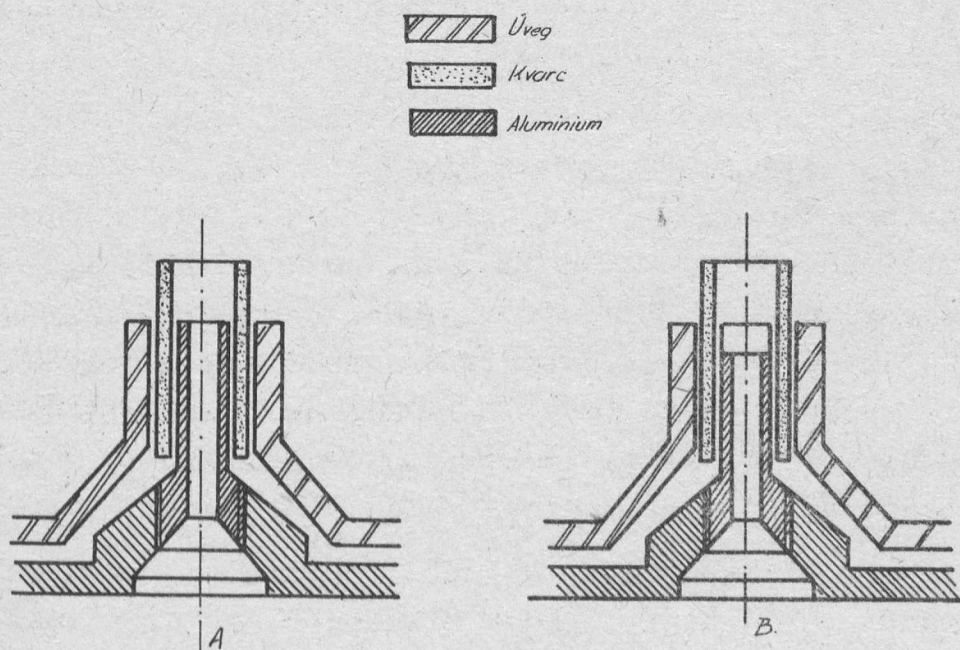
Pontosabb vizsgálatokat az ionsugár energiaszórására Thoneman végzett. [1] Méréseink eredménye szerint az ionok több mint 90 %-ánál az energiaszórás kisebb mint 40-50 V. Sajnos ezek a mérések nem kielégítőek. Az energiaspektrum felvételénél az ionforrás árnyékolóhálóval volt körülvéve, hogy a rádiófrekvenciás tér tengelyirányú komponense ne hozhasson létre energiamodulációt. Így az ionforrás nem üzemi körülmények között működött, olyannyira, hogy a begyújtást is csak egy Tesla-transzformátor segítségével lehetett előidézni. A mérés másik hiányossága, hogy nem közvetlenül az ionforrásból kilépő sugarat vetette analízis alá, hanem az előbb áthaladt egy 10 kV-os fókuszáló téren. Amennyiben ez a lencse helyesen volt beállítva, a sugarat az analízis részre fókuszálta és ezzel egy természetes energiaszelekciót hozott létre. A leképzés helyén ui. a fókuszáló feszültségnek megfelelő energiával rendelkező ionok sűrűsége nyilván nagyobb, mint azoké, amelyek energiája ettől eltér.

Az alábbiakban ismertetendő vizsgálatok során az energiaspektrumot fenti hiányosságok kiküszöbölésével kívántam felvenni, vagyis közvetlenül az ionforrásból kilépő sugarat analízis alá, miközben az ionforrás normális üzemben dolgozott.

### A kísérleti berendezés

Az ionforrás lényegében a Moak-Reese-Good által [9] leírt elrendezésben épült meg, amely a Thoneman-féle megoldás egy változata. Az alkalmazott oszcillátor frekvenciája 70 Mc/sec, teljesítménye kb. 150 W. Az energia induktív csatolással jut a gerjesztő tekercset tartalmazó rezgőkörbe. A gerjesztő tekercs közvetlen közelében vannak a mintegy 50 Gauss erősségű keresztirányú mágneseret előállító permanens mágnesek. A kisülési csőben a gáz nyomása kb.  $10^{-2}$  Hgmm. A kisülési cső végén levő wolfram elektródára 0-5 kV-ig változtatható feszültséget lehet adni.

A katód környezetének kialakítása az említett cikk alapján történt és az 1. a. ábrán látható. A katódot képező alumíniumcső 2 mm átmérőjű és 15 mm hosszú. A rájutó teljes ionáram nagymértékben függ az árnyékoló kvarccső helyzetétől. Minél inkább előre nyulik ez, annál kisebb lesz az iváram, 10-15 mA-ról 3-4 mA-re esik le. Ugyanakkor az ionforrásból kilépő ionáram értéke 100-150  $\mu$ A-ról 7-800  $\mu$ A-re is megnő. Az ionsugár mintegy 15-20°-os kupban hagyja el az ionforrást. Az első vizsgálatok ezzel a katódkiképzéssel folytak, az ionforrás működése azonban nem bizonyult kielégítőnek. Az ionáram rövid idő alatt, 5-10 órás üzem után a kezdeti értéknek 1/5, 1/10-ére csökkent,



1. ábra.

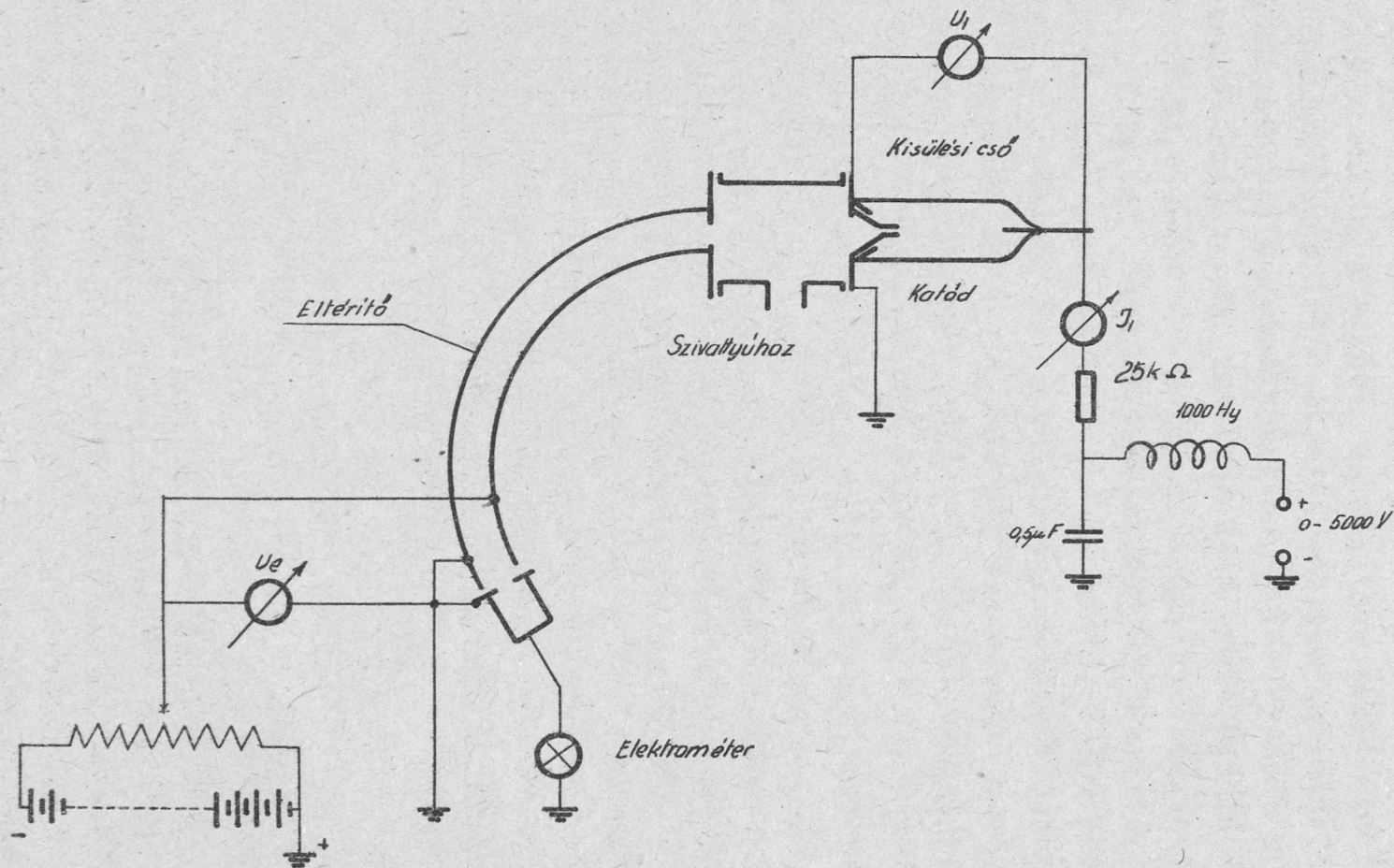
ugyanakkor az iváram megemelkedett és a katódcsatorna belső felületén durva elváltozások léptek fel. Az ionforrásnak ez az instabil viselkedése kiküszöbölhető volt az 1.b. ábrán látható katódalakkal. Ezzel továbbra is 7-800  $\mu$  A áramot lehet elérni 3-4 mA iváram mellett, az ionsugár divergenciája azonban nem több, mint  $3-4^\circ$  és így az ionsugár további fókuszálása kondenzorlencse alkalmazása nélkül is lehetséges. Ezzel a Reifenschweiler [3] által ismerttetett "Kanalblende"-s kiképzéshez közelálló katódelrendezéssel az ionforrás igen stabilnak bizonyult, működésében eddig közel 100 óras üzem után sem következett be változás.

Az ionsugár energiaspektrumának mérése során az ionforrásból kilépő ionok minden további gyorsítás vagy fókuszálás nélkül jutottak az energiamérő 30 cm távolságban elhelyezett részéhez.

Az energiamérés  $127^\circ$ -os radiális elektromos térben való elhajlítással történt. A két körivalaku elektróda  $r_1=159,7$ mm és  $r_2=167,4$  mm sugaru rézlemez. Az elektródák méreteiből következik, hogy a készülék felbontóképessége 1 mm résméret mellett  $\sim 160$ . A lemezek között végigfutó részecskék energiája arányos az elektródákra kapcsolt feszültséggel:  $\mathcal{E} = A V_e$ . Az A arányossági tényező értéke a készülék geometriai adataiból  $A = 10,04$ -nek adódott és az ellenőrző-mérések adatai ezzel hibahatáron belül megegyeztek. Az energiamérés teljes kapcsolási rajza a 2. ábrán látható. /L. a köv. oldalon./

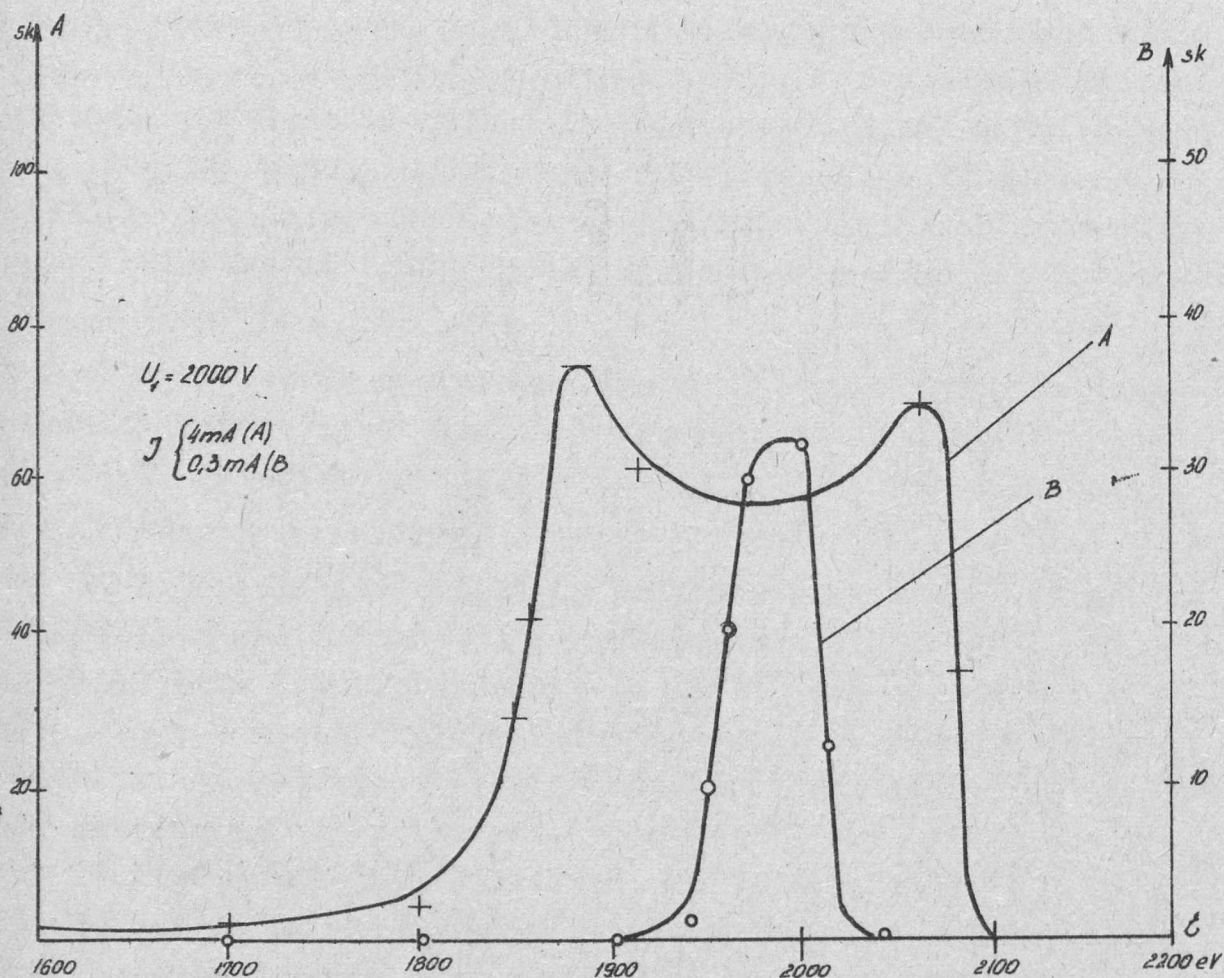
### Mérési eredmények

Az első mérések során az 1.a. ábrán látható katód /továbbiakban A katód/ volt az ionforrásba építve s az ezzel előállított ionsugarat vizsgáltam. Üzemi körülmények között, amikor tehát az ionsugár intenzitása néhány száz  $\mu$  A körüli és ennek megfelelően a kisülési csőben az iváram  $I_1 = 4$ mA volt,



2. ábra

a 3. ábrán látható széles energiaspektrumot kaptam. /A görbe/.  
 Csökkentett áramerősség mellett /kisebb RF rádiófrekvenciás  
 teljesítménynél, vagy kisebb gerjesztő mágnes térnél/ azonban az



3. ábra.

energiaszórás lecsökken az eredetinek kb. egy ötöd részére /B görbe/. Az ábrából leolvashatóan az energiaszórás értéke 4 mA-nél 2-300 V, míg  $I_1 = 0,3$  mA iváram esetén mindössze 50-60 V. Ezt a nagy iváramoknál fellépő tekintélyes energiaszórást a termikus ionenergia megnövekedésével természetesen nem lehetett megmagyarázni, hiszen 100 eV  $10^6$  K körüli hőmérsékletnek felel meg. Nem származhatott azonban a nagy energiaszórás a rádiófrekvenciás tértől sem, mert nagysága kizárólag az iváramtól függött és azonos, sőt növekvő rádiófrekvenciás tér/ esetén is csökkent a szórás, ha az iváramot valamilyen módon, pl. a gerjesztő mágnes tér csökkentésével lecsökkentettem.

A nagy energiaszórás felléptének legkézenfekvőbb oka a plazmapotenciálban bekövetkező egyéb változásokban keresendő. A szondafeszültség oszcilloszkópos vizsgálata valóban kimutatótt 2-300 V körüli ingadozást. Ez impulzusszerű negatív feszültség lökések megjelenéséből áll, amelyek száma az áramerősséggel rohamosan nő. Az impulzusok a kisülési csőben kialakuló áramlökésektől származnak, amelynek hatására a kisülés stabilitását biztosító 250 k $\Omega$  -védőellenálláson impulzusszerű feszültségesések lépnek fel. Ezek az impulzusok 1-2  $\mu$ sec-os éles csuccsal indulnak, majd 30-40  $\mu$  sec-ig tartó, 2-300 V-os plató után tűnnek el. Alakjuk és nagyságuk egymáshoz teljesen hasonló, számuk az ivárammal rohamosan nő. Míg 0,5 mA-nél másodpercenként kb 100 impulzus jelenik meg, addig 4-5 mA-nél számuk annyira megnő, hogy különálló impulzusokat meg sem lehet különböztetni.

Az impulzusok eredetét a katód környezetében kell keresni. Megjelenésüket itt apró felvillanások kísérik, ami arra mutat, hogy a plazma és a katód között átütések jönnek létre. Ez annál is inkább valószínű, mert a teljes feszültségesés a katód előtti vékony sötétrétegre van koncentrálnva. Az impulzusok fellépte természetesen érthetővé teszi az észlelt nagy energiaszórást és annak áramfüggését is. Nagy áramerősségeknél ui. a nagy számú impulzus következtében a szondán lévő eredetileg sima egyenfeszültségre 2-300 V-os zajfeszültség szuperponálódik, ugyanakkora energiaszórása lesz tehát az ionforrást elhagyó ionoknak is.

Fentiek értelmében az ionsugár energiahomogenitását az impulzusok megszüntetésével nagymértékben növelni lehet. Különböző katódfelületekkel végzett vizsgálatok azt mutatták, hogy az átütések oka a katód felületén levő szennyeződésekben keresendő. Új, teljesen tiszta katód alkalmazása esetén az átütések gyakorlatilag megszűntek. Hosszabb /kb. 10 óra/ üzem után azonban egy vékony réteg alakult ki a katód felületén, amelynek eredete feltehetően a gáztérben lévő organikus szennyeződések, /elsősorban a diffúziós szivattyuból származó olajgőzök/ lerakódásában keresendő és főleg a katódnak azon a részén volt észlelhető, amely ionbombázásnak volt kitéve. Az ilyen módon szennyezett katódfelületen azután nagyszámban jelennek meg az előzőek során említett felvillanások, illetve átütések. Minthogy az átütéseket a

katód felület tisztításával csak rövidebb időre lehetett megszüntetni, célszerűnek látszott a katód alakjának olyan módosítása, aminél a katód felület a plazmától el van árnyékolva, s így nincs kitéve az ionbombázás hatásának. Az 1. b. ábrán feltüntetett katódalak /B katód/ ebből a szempontból is igen kedvezőnek bizonyult. A katódcsatorna elé nyúló 0,1 mm falvastagságú és 3 mm magas perem hatására az ionok jól koncentrált nyaláb formájában jutnak a csatornába, így az ionbombázás jelentősen mérséklődik. Ezáltal az átütések ugyszólván teljesen megszűntek és a már említett, közel 100 órás üzem után is 4000 V kiszívófeszültség és 6 mA iváram mellett másodpercenként alig 5-10 átütést lehetett észlelni.

Az impulzusok eltűnésével együtt természetesen az energiaszórás is kisebb lett, és a spektrum pontosabb vizsgálatára volt szükség. Ezért az analizáló résznek 0,5 mm-re való csökkentésével a felbontóképességet 320-ra növeltem. Az így felvett teljes spektrum 4000 V kiszívó feszültség és 6 mA iváram mellett a 4. ábrán van feltüntetve. /Lásd a köv. oldalon./

#### Kisenergiájú részek vizsgálata

Az energiaspektrum vizsgálatából kitűnik, hogy az ionok döntő többsége közel azonos energiával hagyja el az ionforrást és ez az energia valamivel nagyobb, mint a kisülési csőre adott kiszívó feszültség. Ezeken az ionokon kívül azonban megjelennék olyanok is, amelyek energiája a szondapotenciál felének, harmadának és kétharmadának felel meg. Ezek nyilvánvalóan teljes energiájú  $H_2^+$ , illetve  $H_3^+$  ionok töredékei, és semleges gázmolekulákon való ütközéskor keletkeztek. Annak eldöntése, hogy ezek az ionok már az ionforrás belsejében jönnek létre és így az ionforrást elhagyó ionsugár már tartalmazza őket, vagy pedig csak az ionforrás és az analizáló közötti ütközések során keletkeztek, legegyszerűbben közvetlenül az ionforrás kilépő nyílásánál alkalmazott 500 V-os ellentérrel történhetett. Ha ezek az ionok az ionforrás belsejéből lépnek ki, akkor az egész spektrumnak el kell tolódnia 500 V-al, ha azonban az ionforrás és az analizáló között keletkeztek, akkor energiájuk továbbra is a maximális ionenergia felének, illetve harmadának felel meg.



5/11/67

Elektrométer kitérés

sk  
10  
5

$U_1 = 4000 \text{ V}$   
 $I_1 = 6 \text{ mA}$

1000 2000 3000 4000  
4 dbca

$\frac{U_1}{3}$

$\frac{U_1}{2}$

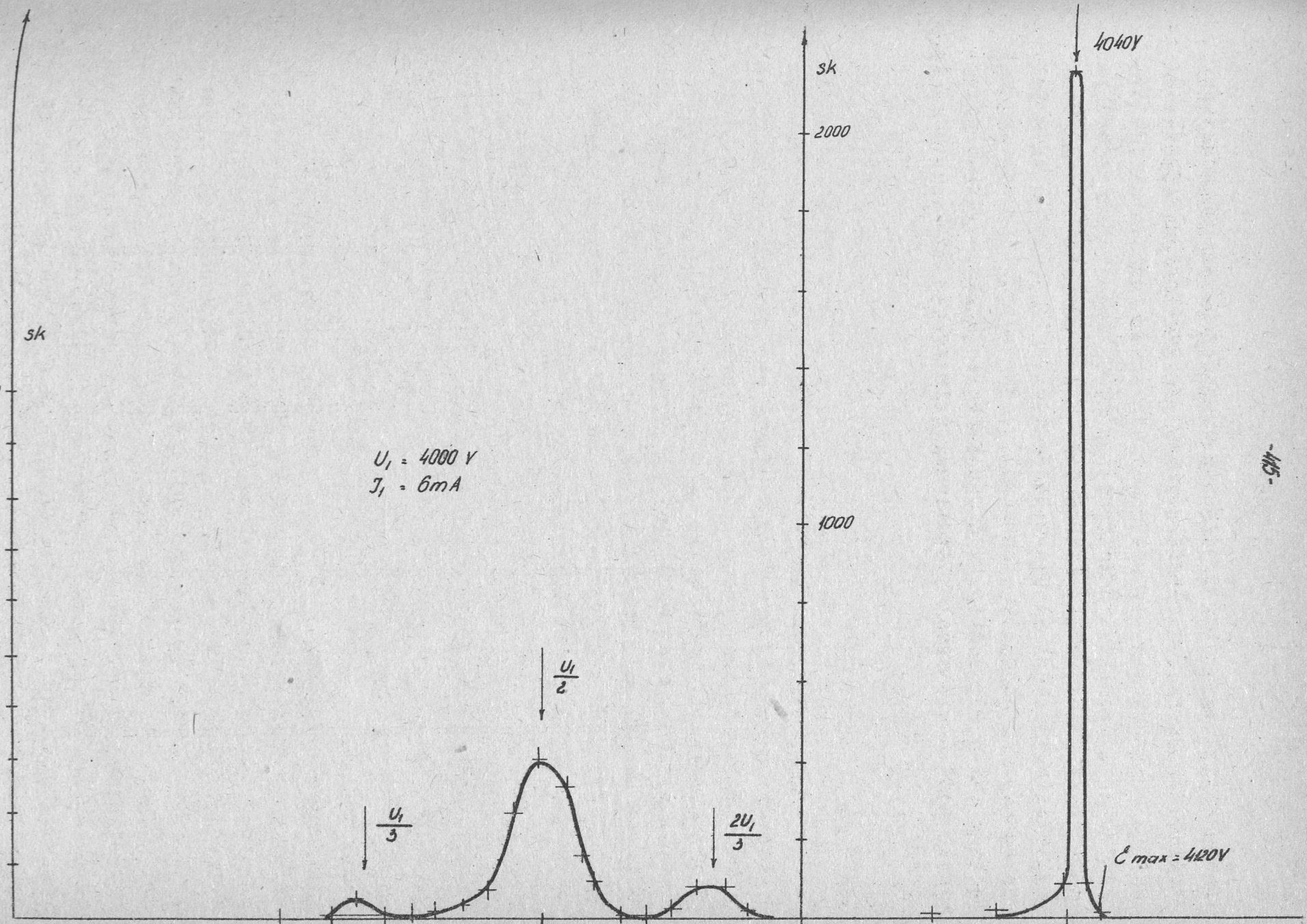
$\frac{2U_1}{3}$

sk  
2000  
1000

4040V

$C_{max} = 4120 \text{ V}$

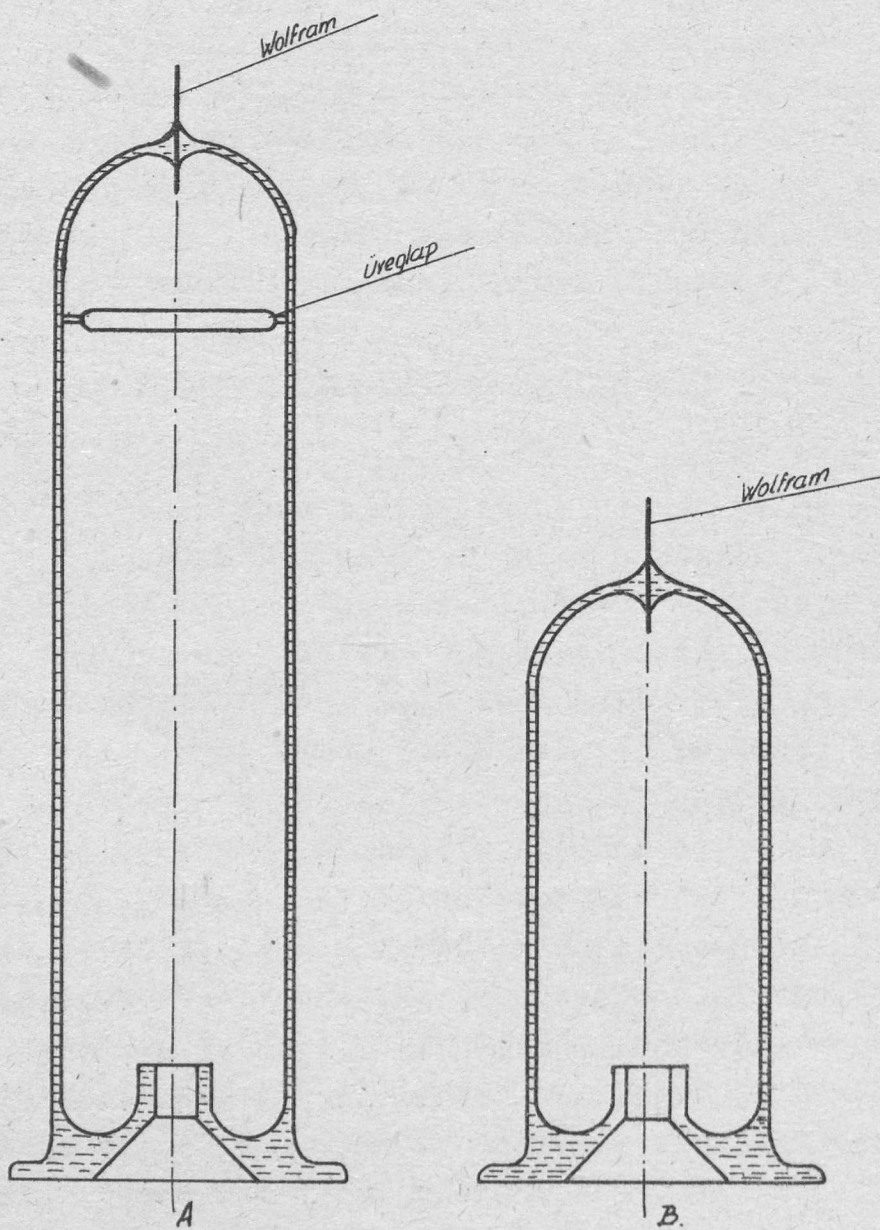
-511-



A kísérletek az utóbbi eredménnyel végződtek, amiből következik, hogy a kis energiájú részecskék nem az ionforrásból lépnek ki.

Az ionok átlagenergiája

Az átlagenergia vizsgálatát kétfajta kisülési csővel végeztem. Az egyik az általánosan használt kiképzéssel rendelkezett, hossza kb. 15 cm volt, és az anód előtt árnyékoló üvegtárcsával volt ellátva /5/a. ábra./. A másik cső lényegesen rövidebb volt és az anód a plazmával közvetlenül érintkezett /5/b. ábra./. Az



121

5. ábra.

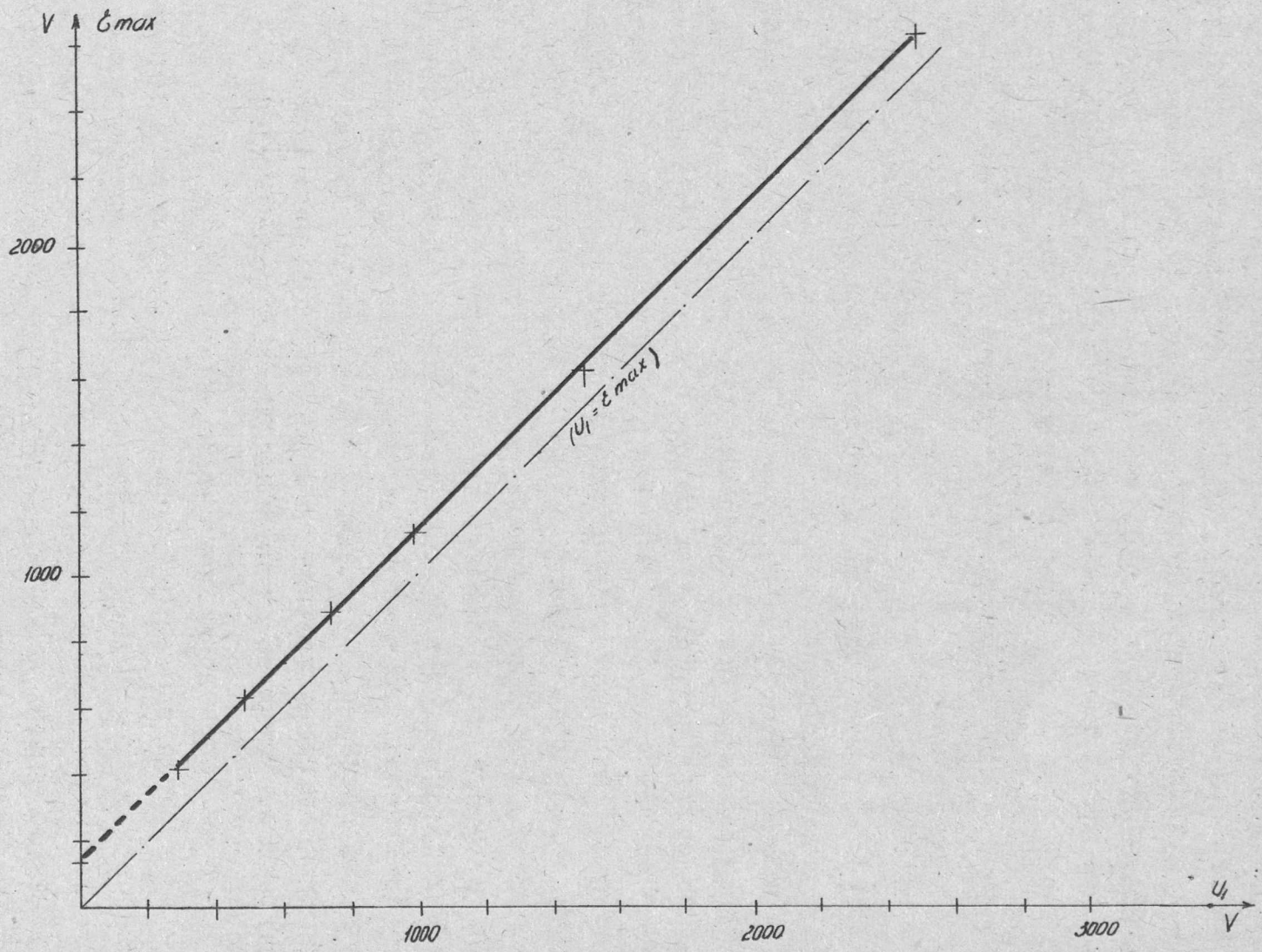
első megoldásnál az átlagenergia értéke igen erősen függött a kisülés állapotától és jól kiértékelhető mérési eredményekhez nem lehetett jutni. Mindössze azt a kvalitatív megállapítást lehetett tenni, hogy az átlagenergia 100 V körüli értékkel alacsonyabb a kiszívó feszültségnél, és nagyobb az energiacsökkenés kisnyomásu, gyenge kisülésnél, mint intenzív kisülés esetén. Ez arra mutat, hogy az anód előtti üvegernyő nagy ellenállást jelent az anód felé tartó elektronok számára.

Sokkal áttekinthetőbben alakult az átlagenergia változása a rövid kisülési csőnél. A 4. ábrából látható, hogy az ionok átlagenergiája kb. 50 V-al, maximális energiája pedig kb. 120 V-al nagyobb, mint a kisülési csőre adott feszültség. A szondafeszültség és a tényleges energia közötti különbség egyedül a nagyfrekvenciás tértől, illetve a gázkisülés állapotától függ, és a kiszívó feszültség értéke a legkevésbé sem befolyásolja. A 6. ábrán /L. köv. oldalon/ az ionok maximális energiája a kiszívó feszültségek függvényében van feltüntetve. Látható, hogy míg a szonda feszültség több mint egy nagyságrenddel változik, az ionok maximális energiája állandóan kb. 130 V-al van az  $E_{\max} = U_1$  egyenes felett. 130 eV energiával rendelkező ionok jelenlétét még akkor is ki lehetett mutatni, amikor az ionforrás kisülési csövén a feszültségkülönbség  $U_1 = 0$  volt. Mindez tökéletes összhangban van azzal, ami a rádiófrekvenciás tér hatásától várható volt.

#### Az ionok energiaszórása

Az ionok energiaszórása, mint a 7. ábrából látható, /7. ábrát l. a 419. oldalon/ lényegesen kisebb, mint az A katóddal végzett mérések alkalmával, és mindössze 40-50 V-ot tesz ki. Ez a szórás már minden valószínűség szerint a rádiófrekvenciás tér moduláló hatásától származik, bár a szórás természetére vonatkozó pontos vizsgálatokat, egyrészt a szórás kicsisége, másrészt az energiastabilitás ki nem elégítő volta miatt nem tudtam végezni. A kvalitatív vizsgálatok mindenesetre alátámasztják ezt a megállapítást, mert a szórás értéke csökken, ha az oszcillátor energiája, vagy az iváram, illetve a kiszívó feszültség kisebb lesz. Mindez egyezésben van a nagyfrek-

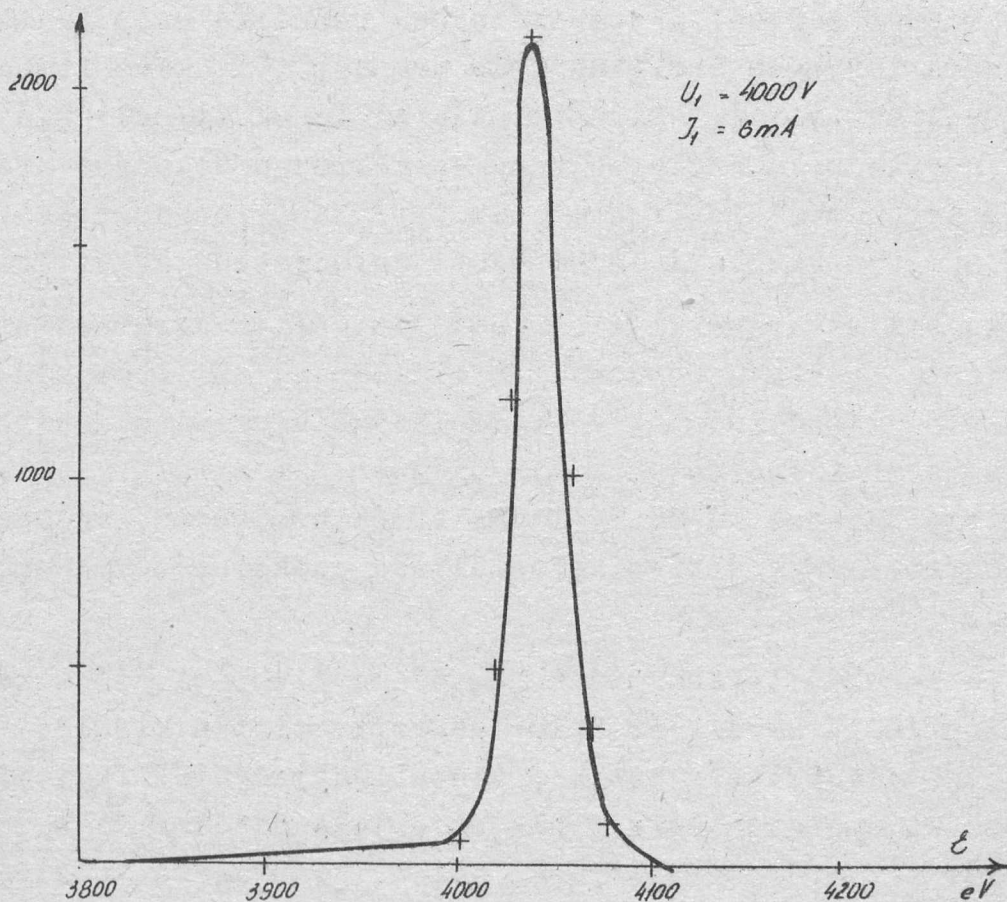
-418-



6. ábra.

1197/B

venciás moduláció lehetőségével, hiszen az első esetben - csökkent oszcillációs energiánál - maga a rádiófrekvenciás tér lesz kisebb, kis iváramnál nagy lesz a sötétréteg vastagsága, míg kis kiszívó feszültségnél az ionok sebessége lesz elégtelen a



7. ábra.

rádiófrekvenciás energia felvételére. 200 V kiszívó feszültség mellett pl. az energiaszórás mindössze 10-15 V-ot tesz ki.

- . -

## ÖSSZEFOGLALÁS

A rádiófrekvenciás ionforrás ionsugarának energiaspektroma elméleti megfontolások alapján igen keskenynek várható. Számottevő 10-100 V-os energiaszórást csak a rádiófrekvenciás tér okozhat, ha az ionok futási ideje a sötétrétegben összemérhető a periódus idővel. A sötétrétegben fennálló erős sztatikus tér hatására lényeges energiaszórás nem lép fel, mert itt az ionképződés valószínűsége igen kicsi. Az ionok átlagenergiájának meg kell növekedni a rádiófrekvenciás tér megnövekedése miatt. Ideális esetben a rádió frekvenciás feszültség csúcserővel haladhatja meg a kisülési csőre adott egyenfeszültséget.

Az energiaspektrum kísérleti vizsgálata azzal az eredménnyel járt, hogyha a katódnál semmiféle instabilitás nincs, - ami a katód tisztításával és megfelelő kiképzésével elérhető, - akkor az energiaszórás normális üzemben a maximális ionáram mellett is mindössze 40-50 V. Ez az érték az iváram, az oszcillációs energia, vagy a kiszívófeszültség csökkentésével még kisebb lesz.

Az ionok átlagenergiája megfelelő kisülési cső alkalmazása esetén 100 V körüli értékkel nagyobb, mint a kisülési csőre adott egyenfeszültség értéke, utóbbi nagyságától függetlenül. Ennek az energianövekedésnek az értéke elsősorban a rádiófrekvenciás tér erősségétől függ, ami nyilvánvalóvá teszi, hogy az elméleti megállapítások helytállóak. A kisülési cső általában szokásos kiképzésénél az átlagenergia nagy mértékben függött a kisülés intenzitásától és a vizsgálatok nem vezettek jól kiértékelhető eredményekhez.

Befejezésül köszönetet mondok Simonyi Károly professzornak, aki állandó figyelemmel kísérte munkámat és a vizsgálatok elvégzéséhez a legmesszebbmenő segítséget nyújtotta, valamint Kertész Károly műszerésznek, aki a készülékek gondos kivitelezésével nagymértékben járult a mérések sikeres elvégzéséhez.

I r o d a l o m :

- [1] Thoneman: Proc.Phys.Soc. 61,483 /1948/
- [2] Lareymondie - Salmon - Wajsbrum: J. de Physique 15,  
117, /1954/
- [3] Reifenschweiler: Ann.d.Phys. 14,33, /1954/
- [4] Dosse - Mierdell: Der elektrische Strom im Hochvakuum  
und im Gasen. /Hittzel, 1945/
- [5] Deutscher - Kamke: Z.f.Phys. 135, 380, /1953/
- [6] Kirchner: Z.f. Naturforsch. 3.A. 620, /1948/
- [7] Schneider: Z.f. Angew.Phys. 6,456, /1954/
- [8] Hall: Rev.Sci. Instr. 19, 905, /1948/
- [9] Moak - Reese - Good: Nucl. 9,3, /1951/.

- . -

Erkezett 1955. junius 29.

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

Cserenkov sugárzás hullámvezetőben és üregrezonátorban

Irta: Schmidt György

Az elmúlt években több cikk foglalkozott a hullámvezetőkben fellépő Cserenkov sugárzással, illetve ennek esetleges mikrohullámos alkalmazásaival. [1], [2], [3]. Ezen közlemények elsősorban dielektrikummal töltött hullámvezetőkkel foglalkoznak. Jelen cikk keretében a dielektrikum nélküli esetre kívánunk szorítkozni, tovább elemezve [3] cikk periodikus hullámvezetőre adott megoldását, továbbá megvizsgáljuk az üregrezonátorban fellépő Cserenkov sugárzást, s ezzel az üregrezonátorok, áthaladó elektronok hatására létrejövő berezgési folyamatát új szempontból vizsgáljuk meg és kvantitatív eredményekre is jutunk a leadott energiát illetőleg.

Az elektromágneses tér általános felbontása

Vákuumban a Maxwell egyenletek a következő alakúak:

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{i} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad /1.a/$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad /1.b/$$

$$\operatorname{div} \vec{E} = 4\pi \rho \quad /1.c/$$

$$\operatorname{div} \vec{H} = 0 \quad /1.d/$$

Az elektromágneses teret a szokásos módon felbontjuk egy longitudinális és egy transzverzális részre. Bennünket kizárólag a transzverzális /sugárzási/ tér érdekel. A sugárzási térhez tartozó  $\vec{E}_1$  elektromos és  $\vec{H}_1$  mágneses térerősséget a szokásos módon leszámaztathatjuk  $\vec{A}$  vektorpotenciálból:



$$\vec{H}_1 = \text{rot } \vec{A} \quad /2.a/$$

és

$$\vec{E}_1 = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad /2.b/$$

egyenletekkel. A vektorpotenciál kielégíti a

$$\Delta \vec{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi \vec{e}_1}{c} \quad /3/$$

hullámegyenletet, ahol  $\vec{e}_1$  az áramsűrűség transzverzális része. Árammentes esetben a homogén differenciálegyenlet:

$$\Delta \vec{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = 0 \quad /4/$$

Keressük a megoldást

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \sum_{\kappa} q_{\kappa}(t) \vec{A}_{\kappa}(\vec{r}) \quad /5/$$

alakban. Akkor

$$\sum_{\kappa} [q_{\kappa}(t) \Delta \vec{A}_{\kappa} - \frac{1}{c^2} \ddot{q}_{\kappa}(t) \vec{A}_{\kappa}] = 0 \quad /6/$$

Legyenek a  $q_{\kappa}(t)$ -k ilyen alakúak:

$$q_{\kappa}(t) = A_{\kappa} \sin \omega_{\kappa} t + B_{\kappa} \cos \omega_{\kappa} t \quad /7/$$

akkor

$$\sum_{\kappa} [q_{\kappa}(t) \Delta \vec{A}_{\kappa} + \frac{\omega_{\kappa}^2}{c^2} q_{\kappa}(t) \vec{A}_{\kappa}] = 0 \quad /8/$$

vagyis

$$\sum_{\kappa} q_{\kappa}(t) (\Delta \vec{A}_{\kappa} + \frac{\omega_{\kappa}^2}{c^2} \vec{A}_{\kappa}) = 0 \quad /9/$$

Az egyes  $q_{\kappa}(t)$ -k ortogonalitása miatt minden  $\kappa$ -ra külön igaz, hogy

$$q_{\kappa}(t) (\Delta \vec{A}_{\kappa} + \frac{\omega_{\kappa}^2}{c^2} \vec{A}_{\kappa}) = 0 \quad /10/$$

Ez minden időpontra csak úgy lehet igaz, hogy

$$\Delta \vec{A}_{\kappa} + \frac{\omega_{\kappa}^2}{c^2} \vec{A}_{\kappa} = 0 \quad /11/$$

Tulajdonképpen nem tettünk mást, minthogy  $\bar{A}$ -t felbontottuk normál módusok szuperpozíciójaként. Könnyen kimutatható a szokásos módon az  $\bar{A}_\kappa$ -k ortogonalitása is.

Az előzőekben hallgatólágoosan feltettük, hogy degeneráció nem lép fel, vagyis minden  $\omega_\kappa$  -hoz csak egy  $\bar{A}_\kappa / \bar{r}$  függvény és így egy lehetséges rezgési módus tartozik. A gyakorlatban használt mikrohullámu rezgőrendszerek általában nagyfokú degenerációval rendelkeznek, tehát egy  $\omega_\kappa$  körfrekvenciájú rezgés különböző módusokon léphet fel. Ez azonban nem okoz bajt, mert az azonos  $\omega_\kappa$  -hoz, de különböző módusokhoz tartozó  $\bar{A}_\kappa$  -k is az előbbi módon egymásra is ortogonálisak. [6]. Így minden módus külön kezelhető.

Normálási feltételként a legcélszerűbb azt kikötni, hogy  $\int \bar{A}_\kappa^2 d\bar{V} = 4\pi c^2$ , ahol  $V$  a vizsgált üreg, hullámvezető, stb. térfogata. Tehát:

$$\int \bar{A}_\kappa \bar{A} d\bar{V} = 4\pi c^2 \delta_{\mu\nu} \quad /12/$$

/  $\delta_{\mu\nu}$  a Kronecker-féle szimbólum/

Térjünk most vissza az általános esethez. A

$$\Delta \bar{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \bar{A}}{\partial t^2} = - \frac{4\pi \bar{L}}{c} \quad /13/$$

egyenlet megoldását keressük ismét a következő alakban:

$$\bar{A} = \sum q_\kappa(t) \bar{A}_\kappa(\bar{r}) \quad /14/$$

és legyenek az  $\bar{A} / \bar{r}$ -ek az előbbi üres térre vonatkozó megoldások. /Ez megtehető, mert kimutatható róluk, hogy teljes rendszert alkotnak olyan értelemben, hogy tetszőleges divergencia-mentes és a határfeltételeknek megfelelő térfüggvény előállítható lineárkombinációjukkal. / Természetesen az időtől függő  $q_\kappa / t$  együtthatók most ismeretlenek. Így

$$\sum_\kappa [q_\kappa(t) \Delta \bar{A}_\kappa - \frac{1}{c^2} \ddot{q}_\kappa(t) \bar{A}_\kappa] = - \frac{4\pi \bar{L}}{c} \quad /15/$$

/11/-ből  $\Delta \bar{A}_\kappa$  értékét behelyettesítve:

$$\sum [ \frac{\omega_\kappa^2}{c^2} q_\kappa(t) + \frac{1}{c^2} \ddot{q}_\kappa(t) ] \bar{A}_\kappa = \frac{4\pi \bar{L}}{c} \quad /16/$$

Az egész egyenletet  $\bar{A}_\mu$ -vel szorozva és integrálva, /12/-t figyelembevéve:

$$\ddot{q}_\mu + \omega_\mu^2 q_\mu = \frac{1}{c} \int_V \bar{L}_1 \bar{A}_\mu d\bar{V} \quad /17/$$

Az integrál elvégzése után a jobboldalon maradt tag csak az időfüggvénye lesz:

$$\ddot{q}_\mu + \omega_\mu^2 q_\mu = f_\mu(t) \quad /18/$$

ahol

$$f_\mu(t) = \frac{1}{c} \int_V \bar{L}_1 \bar{A}_\mu d\bar{V} \quad /19/$$

az oszcillátorra ható "kényszerítő erő" szerepét betöltő tag. A teret így kényszerített lineáris oszcillátorok összegére bontottuk. Minden  $\mu$ -nek megfelel a rezonator egy módusa, amelynek amplitudója az időben  $q_\mu / t$  szerint változik.

Hasonlóképen a tér energiája is felírható, mint az egyes módusokhoz tartozó oszcillátorok energiájának összege.

$$U = \frac{1}{2} \sum (\dot{q}_\mu^2 + \omega_\mu^2 q_\mu^2) \quad /20/$$

Könnyen kimutatható, hogy  $f_\mu / t$ -kifejezésében  $i_1$  helyett  $\bar{I}$  vagyis a teljes áramsűrűség is írható, /figyelembevéve a  $\text{div} \bar{A} = 0$  feltételt./ Így

$$f_\mu(t) = \frac{1}{c} \int_V i \bar{A}_\mu d\bar{V} \quad /21/$$

### Cserenkov sugárzás periódikus hullámvezetőkben

Ahiezser, Ljubarszkij és Fainberg [3]-ban megvizsgálták a sugárzást egy periódikusan diafragmákkal ellátott végtelen hullámvezetőben.



1. ábra.

Haladjon egy  $v$  sebességű elektron az  $x$ -tengely irányában. Az áramsűrűség:

$$\vec{i} = \rho \vec{v} = e \delta(x-vt) \delta(y) \delta(z) \vec{v} \quad /22/$$

/ahol  $\delta$  a Dirac függvény/. Ennek megfelelően:

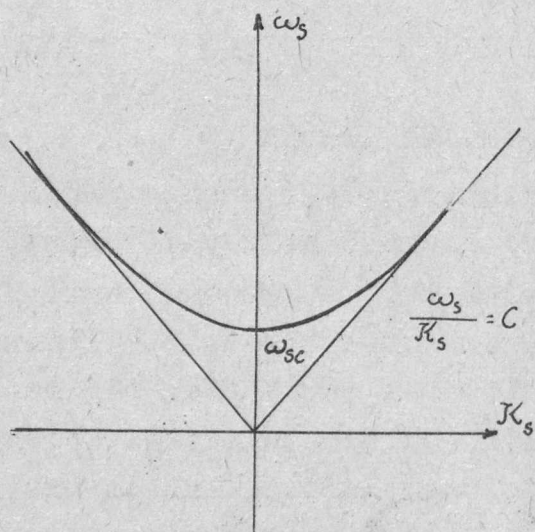
$$\begin{aligned} \vec{A}_{\mu}(t) &= \frac{1}{c} \int \vec{i} \tilde{A}_{\mu} d\tilde{V} = \frac{1}{c} ev \int \delta(x-vt) \delta(y) \delta(z) A_{\mu x} d\tilde{V} = \\ &= \frac{1}{c} ev A_{\mu x}(vt, 0, 0) \end{aligned} \quad /23/$$

Itt  $A_{\mu x}$  az  $\vec{A}_{\mu}$   $x$  komponensét jelenti.

A diafragma nélküli esetben:

$$A_{\mu x}(x, 0, 0) = \sum_s a_s e^{i\mathcal{K}_s x} \quad /24/$$

ahol a  $\mathcal{K}_s$ -ek a terjedési együtthatók, az  $s$ -re való szummázás pedig azt jelenti, hogy egy  $\omega_{\mu}$  körfrekvenciájú rezgés különböző  $s$  módusokon jöhet létre, pontosabban mindazokon, amelyeknél az  $\omega_{sc}$  határfrekvencia mint kisebb  $\omega_{\mu}$ . Az  $s$ -re való szummázás csak ezekre a módusokra terjed ki. Mint ismeretes, egyetlen  $s$  módusnál a körfrekvencia és a vezetési együtthatók között a 2. ábra szerinti összefüggés áll fenn. A hullámok fázissebessége egy meghatározott frekvencián:



/2/

2. ábra.

$$v_f = \frac{\omega}{K} \geq c \quad /25/$$

Ez mindig csak  $\omega_s \rightarrow$  esetben közelíti meg a fénysebességet, különben mindig nagyobb annál. Látjuk, hogy egy határfrekvenciától felfelé minden frekvencia lehetséges, így az  $\omega_k$ -k folytonos sokaságba a /14/ és /2/ szummák pedig Fourier integrálokba mennek át. Ez azonban megállapításainkat lényegükben nem érinti.

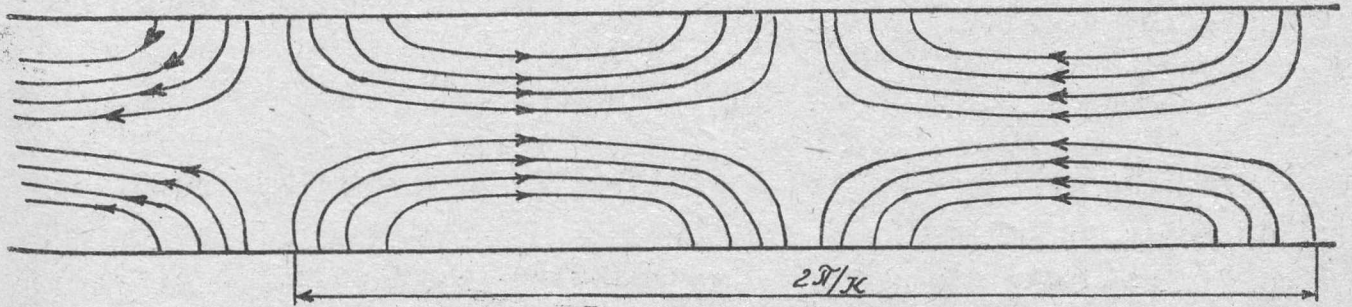
Szorítkozzunk most egyetlen  $s$  rezgési mód vizsgálatára, pl. úgy, hogy  $\omega_{\mu}$ -t olyan kicsinek választjuk, hogy az adott hullámvezetőben csak egyetlen  $s$ -re lesz kielégítve az  $\omega_{sc} < \omega_{\mu}$

követelmény. Így /24/ egyenletünk

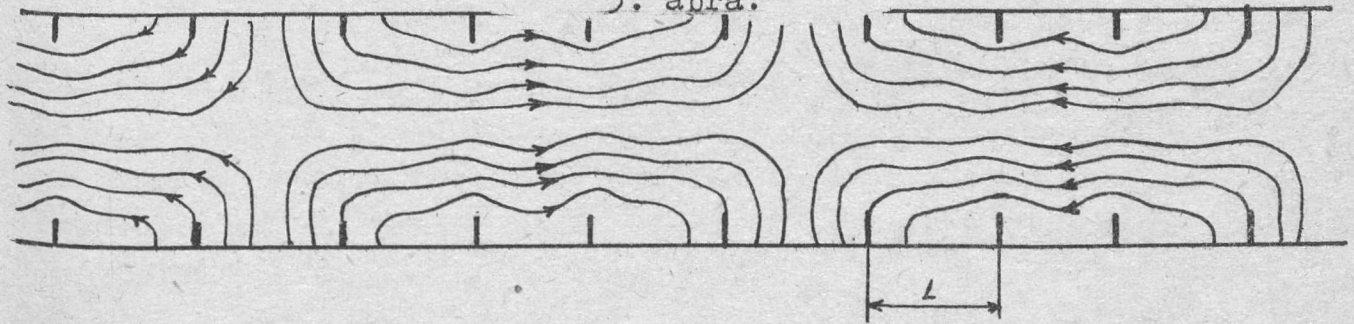
$$A_{\mu x}(x, 0, 0) = ae^{iK_{\mu}x} \quad /26/$$

alakra egyszerűsödik.

Ha most a rajzolt módon diafragmákkal látjuk el a hullámvezetőt, akkor ez a térjellemezőkben  $L$  periódusú perturbációk formájában fog megnyilvánulni, amint az alábbi ábra mutatja. Az  $A_{\mu x}(x, 0, 0)$  most már nem lesz tisztán  $K$  periódusú függvénye a helynek, hanem fellép egy moduláló tag is, amely a diafragmák hatását fejezi ki.



3. ábra.



4. ábra.

A fenti ábrákból látható, hogy a diafragmák nélküli hullámvezető esetében kialakult tér az időben változatlanul  $v_f$  fázissebességgel terjedhet. A diafragmákkal ellátott hullámvezetőben azonban ez nem lehetséges, hiszen a diafragmák rögzítettek és így a továbbhaladó térnek állandóan az ezek által meghatározott határfeltételekhez kell alkalmazkodnia. A hullám így nem tolódhat el változatlan alakban, hanem a diafragmák miatt deformációkat szenved. Ez abban nyilvánul meg, hogy a tér Fourier-felbontásában minden komponens más-más sebességgel halad.

A diafragmákkal ellátott hullámvezető esetében tehát a modulált térfüggvény a következő alakú:

$$A_{\mu x}(x, 0, 0) = ae^{i\mathcal{K}_{\mu}x} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} B_{\mu}^{(k)} e^{i\frac{2\pi}{L}kx} = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} C_{\mu}^{(k)} e^{i(\mathcal{K}_{\mu} + \frac{2\pi}{L}k)x} \quad /27/$$

Az itt fellépő  $B_{\mu}^{(k)}$  ill.  $C_{\mu}^{(k)}$  Fourier együtthatók értékei konkrét esetben a hullámvezető és a diafragmák alakjától függ.

A felbontásból látható, hogy az egyes Fourier komponensekben a terjedési együttható szerepét most  $\mathcal{K}_{\mu} + \frac{2\pi}{L}k$  veszi át. /mindegyik komponens körfrekvenciája ugyanis ugyanaz az  $\omega_{\mu}$ /. A megfelelő komponens fázissebessége:

$$v_f = \frac{\omega_{\mu}}{\mathcal{K}_{\mu} + \frac{2\pi}{L}k} \quad /28/$$

tehát elég nagy  $k$ -nál kisebb is lehet a vákuumbeli fénysebesség-nél.

A megfelelő  $/\mu$  -ik/ oszcillátor rezgését leíró differenciálegyenlet tehát /18/, /23/ és /27/ felhasználásával:

$$\ddot{q}_{\mu} + \omega_{\mu}^2 q = \frac{4\pi}{c} ev \sum_k C_{\mu}^{(k)} e^{i(\mathcal{K}_{\mu} + \frac{2\pi}{L}k)vt} \quad /29/$$

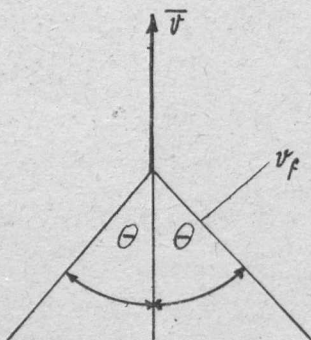
Az egyes Fourier komponensek közül annak lesz a legnagyobb hatása, amely a kérdéses oszcillátorral éppen rezonanciában van, vagyis amelynél:

$$(\mathcal{K}_{\mu} + \frac{2\pi}{L}k)v = \omega_{\mu} \quad /30/$$

/28/ figyelembevételével:

$$(\mathcal{K}_{\mu} + \frac{2\pi}{L}k)v = (\mathcal{K}_{\mu} + \frac{2\pi}{L}k)v_f \quad /31/$$

tehát a  $v$  sebességgel áthaladó elektron azt a Fourier komponenst fogja berezgetni, amelynek fázissebessége éppen  $v_f = v$ . Ez egészen hasonló a dielektrikumban fellépő Cserenkov effektus esetéhez,

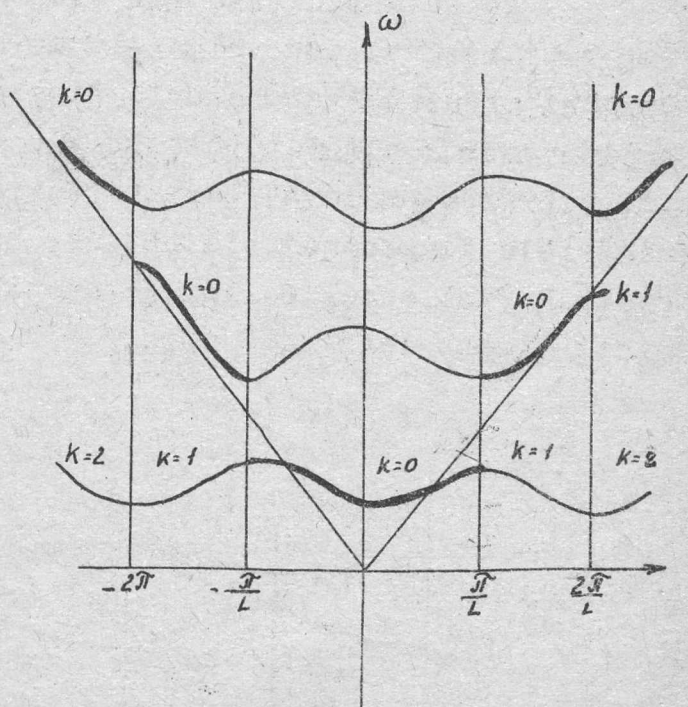


ahol a térnek szintén csak azok a hullámái fognak berezgetni, amelyeknek fázissebessége megegyezik az elektron sebességének a hullámterjedés irányára való vetületével [3]. Az ábra jelöléseivel:

$$\sin\theta = \frac{v_f}{v} \quad /32/$$

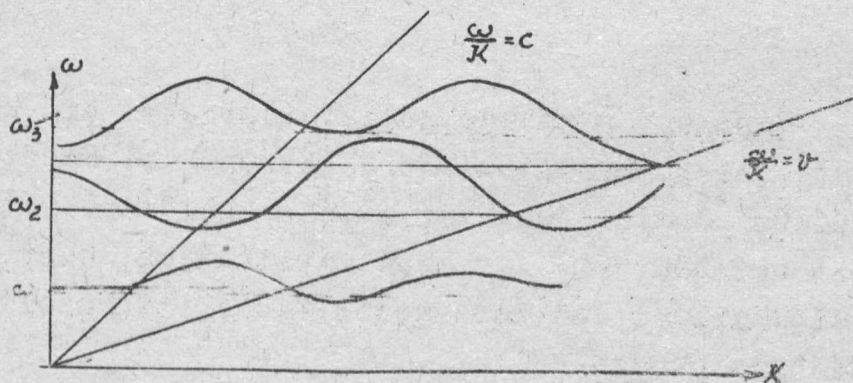
5. ábra.

Periódikus hullámvezetőben a körfrekvenciának a vezetési együtt-  
hatótól való függése a 6. ábra szerint alakul. Ha a diafragmák  
hatása kicsi, akkor a legnagyobb sullyal a  $k = 0$  -nak megfelelő  
tag fog a Fourier felbontásban szerepelni, ennek felelnek meg a  
vastagon kihuzott vonal-  
darabok. Szerepelni fog-  
nak azonban a felbontás-  
ban a nagyobb  $k$ -k is a  
megfelelő  $C_{\mu}^{(1)}$ ,  $C_{\mu}^{(2)}$  stb.  
együtthatóknak megfelelő  
sullyal, ezeket is beje-  
löltük a diagrammba. Ha  
azt akarjuk megvizsgál-  
ni, hogy az illető rez-  
gésforma milyen frekven-  
ciával fog berezgni és  
mely  $C$  együtthatókat  
kell figyelembevenni, ak-  
kor az eljárás a követ-  
kező: az ábra minden pont-  
jának megfelel egy fázis-



6. ábra.

sebesség, amely éppen az illető pontot az origóval összekötő  
egyenes iránytangense. Ha az elektron sebessége  $v$ , akkor beraj-  
zolhatjuk az ábrába az ennek megfelelő egyenest. /7. ábra./

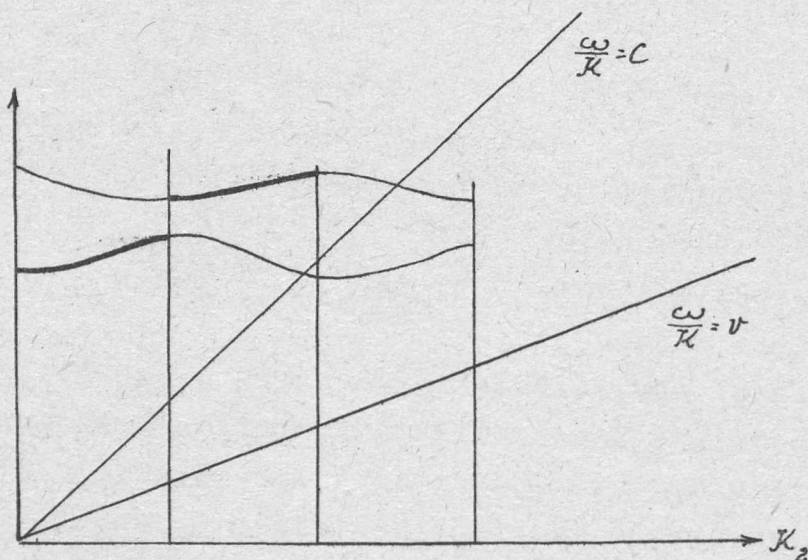


7. ábra.

Ez több pontban metszi az  $\omega = \omega(k)$  görbéket, az ezeknek a pon-  
toknak megfelelő  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  stb. frekvenciák fognak berezgni. Lát-

juk azonban, hogy amíg a diafragmák csak kis perturbációt okoznak, addig csak az első néhány pont fog nagy sullyal szerepelni, mert a távolabbi metszéspontok már nagy  $k$ -hoz tartoznak, amelynek megfelelő  $C_{\mu}^{(k)}$  súlyfaktorok kicsinyek.

Ne tévesszük azonban szem elől, hogy ez csak egy meghatározott rezgési mód volt /pl. az  $s = 1$  -nek megfelelő/. Minden rezgési módusnak van hasonló diagramja. Ismeretes azonban, a hullámvezetők elméletéből, hogy a további módusok mindig nagyobb  $\omega_c$  határfrekvenciával bírnak. Felrajzolva a következő módusnak megfelelő diagrammot, láthatjuk, hogy a metszéspontok most nagyobb  $k$ -khoz esnek és így a keletkező sugárzás a kisebb  $C^k$ -k miatt kisebb lesz. /8. ábra./



/B/

8. ábra.

Mint hogy a haladó hullámu csöveket úgy készítik, hogy az üzemi állapotban áthaladó elektronokkal együttfutó hullámhoz tartozó  $C_{\mu}^{(k)}$  domináljon, itt az első belótt elektronok nagy berezgést okoznak [7]. Így megállapíthatjuk, hogy tulajdonképpen a haladó hullámu cső berezgését is az itt vázolt Cserenkov-szerű effektus okozza.

Összefoglalva megállapítható, hogy a periódikus hullámvezetőben haladó töltés Cserenkov sugárzása vonalas spektrummal bír, ahol minden módusban a vonalaknak egy végtelen sorozata lép fel. Kis zavarásnál azonban ezen vonalak közül csak néhány

1197/G.



lesz jelentős, és pedig éppen azok, amelyek a legkisebb frekvenciákkal bírnak, tehát a mikrohullámu tartományba esnek.

Üregrezonátorok berezgése áthaladó elektronok hatására

Láttuk, hogy a hullámvezetőben a diafragmák okozták a hullámfüggvény perturbációját, ami kis fázissebességekhez és így a Csereukov-sugárzás kialakulásához vezetett. Természetes az a feltételezés, hogy a diafragma nyílásának csökkentésével ez a jelenség még fokozódni fog, hiszen a nagyobb k-khoz tartozó C együttható részesedése a Fourier felbontásban egyre nagyobb lesz. A diafragma nyílásainak minden határon túl való csökkentése üregrezonátorok rendszeréhez vezet. Az állandó sebességgel áthaladó elektron tehát ezekbe energiát sugároz. A jelenség természetesen nem új, hiszen pl. klisztron üregének berezgésénél is ez játszik szerepet. Jelen cikk mindössze új szempontból kívánja a kérdést megvilágítani és kvantitativé is megadni a leadott energia nagyságát, frekvenciaspektrumát és a futási időtől való függését.

Egy üregrezonátor meghatározott diszkrét módusokban tud rezegni, amelyek mindegyikéhez egy meghatározott  $\omega_{\mu}$  tartozik. /A degenerációtól most tekintsünk el./ A megfelelő  $A_{\mu x} /x, 0, 0/-k$  a geometriai elrendezésből kiszámítható. Tekintettel az üregrezonátor véges méreteire, az  $A_{\mu x} /x, 0, 0/$  függvény is csak egy  $0 < x < L$  szakaszon lesz 0-tól különböző. A függvény általában Fourier integrál alakjában állítható elő:

$$A_{\mu x}(x, 0, 0) = \int_0^{\infty} [a_{\mu}(k) \cos kx + b_{\mu}(k) \sin kx] dk \quad /33/$$

A /18/ egyenlet tehát esetünkben:

$$\ddot{q}_{\mu} + \omega_{\mu}^2 q_{\mu} = \frac{1}{c} ev \int_0^{\infty} [a_{\mu}(k) \cos vkt + b_{\mu}(k) \sin vkt] dk. \quad /34/$$

Vizsgáljuk meg a Fourier integrál egy egységnyi k intervallumra eső szakaszának hatására létrejövő rezgést. A megfelelő differenciál-egyenlet:

$$\ddot{q}_{\mu}(k) + \omega_{\mu}^2 q_{\mu}(k) = \frac{1}{c} ev [a_{\mu}(k) \cos vkt + b_{\mu}(k) \sin vkt] \quad /35/$$

Kezdeti feltételnek előírjuk, hogy a  $t = 0$  pillanatban, amikor az elektron bejut az üregbe,  $q = \dot{q} = 0$ . A kezdeti feltételt kielégítő megoldás:

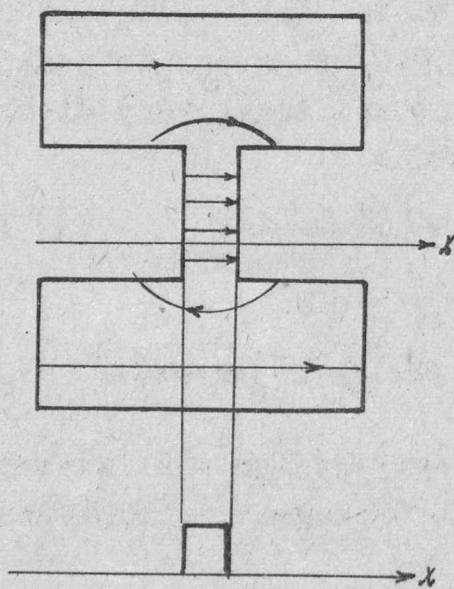
$$q_{\mu}(k) = \frac{1}{c} e v \left[ \frac{a_{\mu}(k)}{\omega_{\mu}^2 - v^2 k^2} (\cos vkt - \cos \omega_{\mu} t) + \frac{b_{\mu}(k)}{\omega_{\mu}^2 - v^2 k^2} (\sin vkt - \sin \omega_{\mu} t) \right] \quad /36/$$

Látjuk, hogy az egész spektrumból csak a  $k = \omega_{\mu}/v$  hullámszámmal bíró komponens lesz jelentős az  $\omega_{\mu}$  frekvencia begerjesztése szempontjából. Tekintettel a  $k = \frac{\omega}{v}$  vagyis hullámszám jelentésére,  $\omega_{\mu}/k = v_{\mu}$  a megfelelő komponens fázissebessége lesz, és így látjuk, hogy az elektron a  $v = v_{\mu}$  feltételt kielégítő komponenseket rezgeti be. A  $\mu$ -ik oszcillátor teljes amplitudója a következő alakú /ha a  $\omega_k = \omega_{\mu}$  jelölést bevezetjük, /:

$$q_{\mu} = \frac{1}{c} e \int_0^{\infty} \left[ \frac{a_{\mu}(\omega)}{\omega_{\mu}^2 - \omega^2} (\cos \omega t - \cos \omega_{\mu} t) + \frac{b_{\mu}(\omega)}{\omega_{\mu}^2 - \omega^2} (\sin \omega t - \sin \omega_{\mu} t) \right] d\omega \quad /37/$$

A gyakorlatban általában a legcélszerűbb a /34/ egyenletet a Laplace transzformáció segítségével megoldani.

Vizsgáljunk meg most egy konkrét esetet. A klisztronban levő üregrezonátor általában a 9. ábra szerinti alakú.



elektromos térerősséggel azonos differenciálegyenletet és határfeltételeket kielégítő  $A_1/a_{\mu} - 1$  alaplómodust vizsgáljuk/ előzárását feltüntetettük az ábrán. Az  $A_1(x, 0, 0)$  impulzus függvény alakú. A megoldandó differenciál-egyenlet /a  $\mu = 1$  indexet elhagyva/:

$$\ddot{q} + \omega^2 q = f(t) \quad /38/$$

ahol

$$f(t) = \begin{cases} 0 & \text{ha } t < 0 \text{ és } t > \frac{1}{v} = T \\ \frac{1}{c} e v A_x(x, 0, 0) & \text{ha } 0 < t < T \end{cases} \quad /39/$$

9. ábra.

Itt bevezetjük a T futási időt. Kezdeti feltételnek felvesszük a

$$q(0) = \dot{q}(0) = 0 \quad /40/$$

feltételt. Mindkét oldal Laplace transzformáltját képezve,  $\mathcal{L}[q] = Q$  jelöléssel, a kezdeti feltételek figyelembevételével, kapjuk:

$$p^2 Q + \omega^2 Q = \mathcal{L}[f(t)] \quad /41/$$

f(t) függvény összetehető két részből. Ha bevezetjük az

$\mathcal{L}[f_1(x, 0)] = K$  jelölést, írható, hogy

$$f(t) = f_1(t) + f_2(t) \quad /42/$$

ahol

$$f_1(t) \begin{cases} 0 & \text{ha } t < 0 \\ K & \text{ha } t > 0 \end{cases} \quad /43/$$

és

$$f_2(t) \begin{cases} 0 & \text{ha } t < T \\ -K & \text{ha } t > T \end{cases} \quad /44/$$

A Laplace transzformáció lineáritását kihasználva, transzformációs táblázat alapján írható, hogy

$$\mathcal{L}[f(t)] = \mathcal{L}[f_1(t) + f_2(t)] = \frac{K}{p} - \frac{Ke^{-Tp}}{p} \quad /45/$$

A transzformált sikon Q könnyen kifejezhető:

$$p^2 Q + \omega^2 Q = \frac{K}{p} - \frac{Ke^{-Tp}}{p} \quad /46/$$

amiből

$$Q(p) = \frac{K}{p(p^2 + \omega^2)} - \frac{Ke^{-Tp}}{p(p^2 + \omega^2)} \quad /47/$$

A visszatranzfomálás eredménye:

$$q(t) = q_1(t) + q_2(t) \quad /48/$$

ahol

$$q_1(t) = \begin{cases} 0 & \text{ha } t < 0 \\ \frac{K}{\omega^2} (1 - \cos \omega t) & \text{ha } t > 0 \end{cases} \quad /49/$$

és

$$q_2(t) = \begin{cases} 0 & \text{ha } t < T \\ -\frac{K}{\omega^2} [1 - \cos \omega(t-T)] & \text{ha } t > T \end{cases} \quad /50/$$

Vizsgáljuk meg az energia változását: A  $t < 0$  időben, vagyis amikor az elektron még nem jutott be az üregbe, az energia természetesen itt zérus.

A  $0 < t < T$  időközben, vagyis amikor az elektron az üregben tartózkodik:

$$q(t) = \frac{K}{\omega^2} (1 - \cos \omega t) \quad /51/$$

és

$$\dot{q}(t) = \frac{K}{\omega} \sin \omega t \quad /52/$$

Az üregben lévő energia /természetesen még mindig csak a  $\mu = 1$  módusról van szó/:

$$\begin{aligned} U &= \frac{1}{2} [\dot{q}^2 + \omega^2 q^2] = \frac{K}{2\omega^2} [\sin^2 \omega t + 1 - 2 \cos \omega t + \cos^2 \omega t] = \\ &= \frac{K^2}{\omega^2} [1 - \cos \omega t] \end{aligned} \quad /53/$$

Miután az elektron az üreget elhagyta,  $t > T$ :

$$q(t) = \frac{K}{\omega^2} [\cos \omega(t-T) - \cos \omega t] \quad /54/$$

és

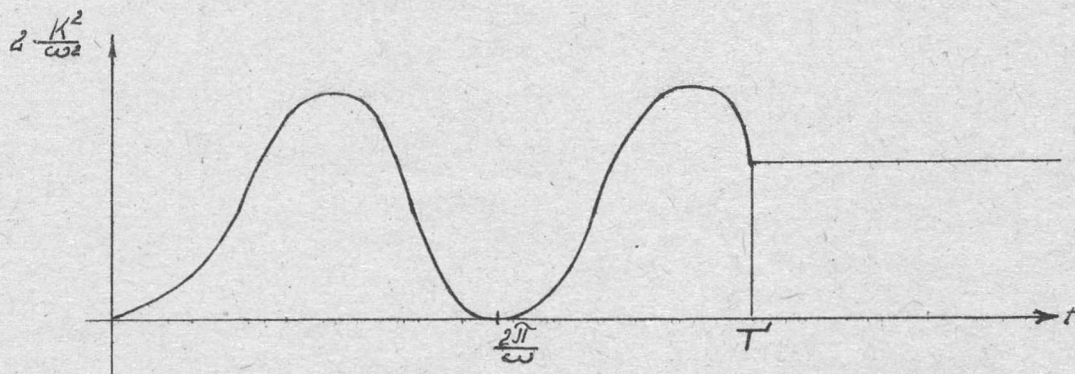
$$\dot{q}(t) = \frac{K}{\omega} [\sin \omega t - \sin \omega(t-T)] \quad /55/$$

Az energia:

$$\begin{aligned} U &= \frac{1}{2\omega^2} [\sin^2 \omega t - 2 \sin \omega t \sin \omega(t-T) + \sin^2 \omega(t-T) + \\ &+ \cos^2 \omega t - 2 \cos \omega t \cos \omega(t-T) + \cos^2 \omega(t-T)] = \\ &= \frac{K^2}{\omega^2} [1 - \cos \omega T] \end{aligned} \quad /56/$$

Az eredmény fizikai szempontból megnyugtató. Az elektronnak az üregből történő kilépése után az üreg energiája nem változik. Az üreg kizárólag a saját frekvenciáján fog rezegni.

Felrajzolhatjuk az energia változását a  $t$  függvényében /10. ábra./

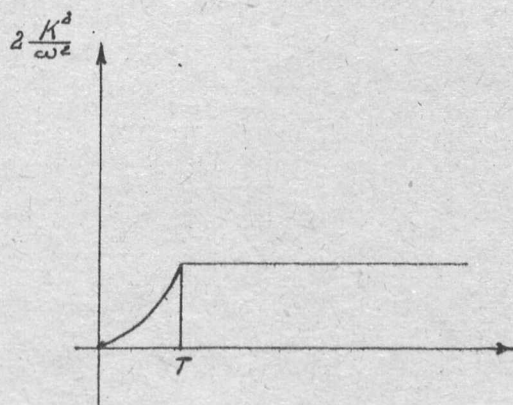


10. ábra.

Ez a görbe is jól interpretálható fizikailag. Az elektron belép az üregrezonátorba és gerjeszti a teret. Természetesen ez energialeadással jár, és így az üregben tárolt energia monoton növekszik. Egy fél periódus múlva  $t = \frac{\pi}{\omega}$  -kor azonban az erőtér irányt vált és az elektront gyorsítja,  $t = 2\frac{\pi}{\omega}$ -kor az egész energiát visszaadja az elektronnak. Ez a játék addig folytatódik, míg az elektron ki nem lép az üregből. Ekkor a bennmaradt energia "leszakad" az elektronnál és tőle függetlenül rezeg az üregben.

Klisztronban általában  $T < \frac{\pi}{\omega}$  úgyhogy az energiacurve a mellékelt alakú /11. ábra/. Ez felel meg a közönséges Cserenkov-sugárzásnál annak az esetnek, hogy az elektron sebessége nagyobb az illető közegbeli fénysebességnél. Láttuk

/B/



11. ábra.

azonban, hogy  $T > \frac{\pi}{\omega}$  esetben is leadhat az elektron energiát. Ennek is megvan az analogonja a közönséges Cserenkov sugárzás-

nál. Wawilow [8] és Schiff [9] említik, hogy véges kiterjedésű dielektrikumban  $v < c/n$  sebességgel mozgó elektron is sugároz. Schiff szerint ezt a mozgás kezdetén és végén fellépő fékezési sugárzás okozza, fenti gondolatmenet alapján azonban ez nem tekinthető helytállónak. Inkább azt kell mondani, hogy a véges dielektrikum-vákuum rendszerre felírt hullámmegoldások Fourier előállításában kis fázissebességű komponensek is szerepelnek.

Látjuk, hogy az üregben maradt energia függvénye a futási időnek. Ha

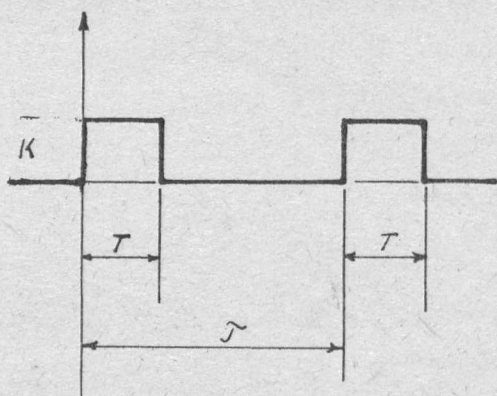
$$T = (2k+1) \frac{\pi}{\omega} \quad /57/$$

az üregben maradt energia maximális. Ha

$$T = \frac{2k\pi}{\omega} \quad /58/$$

az üreg berezgetlen állapotban marad. Ez szintén összevág a jelenséghez fűzött fizikai képpel. Az  $f/t/$  függvény /vagyis tulajdonképpen  $A_x/vt, 0,0/$  /Fourier felbontásában az előbbi esetben a legnagyobbak az  $\omega$  frekvenciához tartozó együtthatók, az utóbbi esetben viszont nincs ilyen komponens, a berezgést tehát valóban az elektronnak a megfelelő Fourier komponenssel való rezonanciája, együttfutása okozza.

Az eddigiekben mindig egyetlen töltés hatását vizsgáltuk. Nézzük meg azonban, hogy mi a helyzet folytonos elektron-áram esetén, ahol a töltések statisztikusan vannak elosztva.



12. ábra.

Vizsgáljuk meg először két elektron esetén, amelyek  $\tilde{T}$  időközben követik egymást. Az  $f/t/$  függvény ilyenkor két eltolt impulzus-függvényből áll /12. ábra/.

A számítás Laplace transzformációval itt is

könnyen keresztülvihető. Az üregben maradt energia a második elektron távozása után:

$$U_2 = 2 \frac{K^2}{\omega^2} \left( 1 + \cos \omega \tilde{T} - \cos \omega T - \frac{\cos \omega (T - \tilde{T} + \cos(T + \tilde{T}))}{2} \right) \quad /59/$$

Ha két elektron belépése között  $T = n \cdot 2 \frac{h}{h\nu}$  idő telik el, akkor koherensen sugároznak. Ekkor:

$$(U_2)_{koh} = 4 \frac{h^2}{\omega^2} (1 - \cos \omega T) = 4U \quad /60/$$

Ha az elektronok időbeli egymásutánját csak statisztikus törvények szabályozzák, akkor az átlagos energia:

$$\bar{U}_2 = \frac{1}{\omega} \int_0^{2n\pi} m_2 d\tau \quad /61/$$

Könnyen belátható, hogy ennek értéke:

$$\bar{U}_2 = 2 \frac{h^2}{\omega^2} (1 - \cos \omega T) = 2U \quad /62/$$

Statisztikus rendezetlenségben tehát az elektronok inkoherensen sugároznak. N elektron esetén a leadott energia tehát

$$U_N = NU \quad /63/$$

lesz.

Egy gyakorlati esetben számítsuk ki, hogy milyen nagyságrendeket várhatunk az elektronok által leadott energiára.

Legyen  $\omega = 2\pi \cdot 10^{10}$  /sec, az üreg azon részének térfogata, ahol A sűrűsége nagy:  $1 \text{ cm}^3$ , akkor A normáltságát tekintetbe véve:

$$A_x(x,0,0) = A_n \sqrt{4\pi} c \quad /64/$$

Az áthaladó elektron sebessége  $v = 10^9$  /sec, /ez megfelel kb. 250 eV-nek/. Ekkor

$$K = \frac{1}{c} 4,8 \cdot 10^{-10} \cdot 10^9 \sqrt{4\pi} c \quad /65/$$

és

$$\frac{K^2}{\omega^2} = 7,7 \cdot 10^{-22} \text{ erg} \quad /66/$$

Ha az átmenő elektronáram 1 mA, akkor  $N = 6,25 \cdot 10^{15}$  /sec

$$N \frac{K^2}{\omega^2} = 4,9 \cdot 10^{-6} \frac{\text{erg}}{\text{sec}} = 4,9 \cdot 10^{-13} \text{ W/sec} \quad /67/$$

Az üregnek átadott teljesítmény tehát ilyen nagyságrendű. Ez elegendő lehet arra, hogy megfelelő visszacsatolással egy klisztronban az elektronok csomósodását megindítsa és így berezgéshez vezessen.

## Az elektromágneses tér és részecskék kölcsönhatásának klasszikus formái

Felvethető még az a kérdés, hogy mennyiben jogos azt a régen jól ismert jelenséget, hogy elektronok berezgetnek egy üregrezonátort, vagy haladó hullámu csövet, Cserenkov sugárzásnak nevezni. Ez terminológiai kérdés. Mindenesetre megállapítható, hogy fizikailag hasonló jelenségekről van szó. Mindegyik esetben rezonanciaszerűen begerjed a térnek az a hulláma, amelynél az elektron sebességének a hullámnormálisra eső komponense megegyezik az illető hullám fázissebességével.

Elégé természetesen adódik így az elektromágneses tér és töltött részecskék kölcsönhatásának a következő felosztása:

- 1./ A multipol sugárzás, fékezési sugárzás, betatron elektronjainak sugárzása, mind a töltött részecskék gyorsulásán alapszik.
- 2./ A Cserenkov-sugárzó, haladó hullámu csövet vagy üregrezonátort begerjesztő elektron állandó sebességgel mozogva ad le a térnek energiát olyan módon, hogy a kis fázissebességű tér mintegy "leszakad" róluk.

Ugyanez a csoportosítás vonatkozik az energia abszorpciójára is. Az első csoportba tartozik pl. az az eset, amikor egy multipolus energiát vesz fel a térből, a másodikba, amikor egy lineáris akceleratorban egy hullámmal együtt mozgó elektron a hullámenergia rovására energiát nyer.

Természetesen a Cserenkov típusu sugárzásnál is lassulást szenvednek a töltések. Itt azonban ez következménye és nem oka a sugárzásnak. Ha pl. alkalmasan megválasztott sztatikus gyorsítóteret alkalmazunk, az ebből felvett energia éppen kompenzálhatja a sugárzási energiaveszteséget, és az állandó sebesség így biztosítható.

- . -



Köszönettel tartozom Simonyi Károly professzornak és Faragó Péter osztályvezetőnek, akik értékes megjegyzéseikkel támogattak és Keszthelyi Lajos kandidátusnak, aki felhívta figyelmemet a vékony rétegekben kis sebességgel haladó elektrok Cserenkov sugárzására. Ugyancsak köszönettel tartozom Géher Károly tanársegédnek, amiért felhívta a figyelmemet a Laplace transzformáció alkalmazásának lehetőségére az üregrezonátor-probléma tárgyalásánál.

- . -

I r o d a l o m :

- [1] Abele: Nuovo Cimento IX.3. /1952/
- [2] Muzikar: Czechoslovak Journal of Physica /1955/
- [3] Ахиезер, Любарский, Файнберг ДАН СССР. 73 /1950/
- [4] Slater: The Quantum Theory of Matter. Appendix XI./1951/
- [5] Heitler: The Quantum Theory of Radiation /1950/
- [6] Slater: Mikrohullámu elektronika /1954/
- [7] Faragó-Pócza: Elektronfizika /1954/
- [8] Wawilow: Die Mikrostruktur des Lichtes /1954/
- [9] Schiff: Quantum Mechanics /1949/

- . -

Érkezett 1955. jun. 29.

---

F.k.: Faragó Péter  
JEGYZETSOKSZOROSÍTÓ ÜZEM - Bpest, V., Királyi Pál u. 5.  
F.v.: Csajági István