

A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA  
KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZETÉNEK

K Ö Z L E M É N Y E I

Erő János, Gáspár Rezső, Haiman Ottó, Mátrai Tibor,  
Nagy László és Tari László  
közreműködésével szerkeszti:  
Faragó Péter

2. évfolyam 2. szám

1954. március-április

T A R T A L O M J E G Y Z É K

Oldal

1. Vorsatz Bruno: Szaggatóberendezés szinképelemzésnél használt gerjesztőkhöz . . . . .	125
2. Bardócz Árpád: Elektronikus vezérlésű szaggatott ivgerjesztő szinképelemzés céljaira . . . . .	133
3. Békéssy András: A Fermi-statisztika egy integráljának közelítő meghatározása . . . . .	150
4. Kántor Károly: Wilson kamra építése. . . . .	155
5. Sándor Tamás és Somogyi Antal: Ujabb adatok a kiterjedt légizáporok barométer-effektusáról . . . . .	165
6. Ziegler Mária: Párenergia számítása Yukawa potenciál völgy saját függvényeivel. . . . .	171
7. Keszthelyi Lajos: $\gamma$ -sugarak abszorpciója NaJ szcintilláló kristályban . . . . .	176
8. Barna Péter, Nagyné Kaposi Ilona, Tóthné Bitskey Margit: Igen alacsony nyomású nagyfrekvenciás gázkisülések mechanizmusáról. . . . .	203
9. Turi László: Üreg jósági tényező mérése 25 cm-es tartományban . . . . .	219
10. Hedvig Péter: Relatív frekvenciamérő berendezés cm hullámokon. . . . .	229
11. Kostka Pál: Mérések tankrendszerű elektrosztatikus generátoron. . . . .	239
12. Czike Kálmán és Fodor Józsefné: A nehézhidrogén elektrolitos szétválasztási tényezőjére vonatkozó vizsgálatok . . . . .	252
13. Szentpéteri Imre: Vizdekomponáló berendezés hidrogénminták előállítására tömegspektrográfias analízishez . . . . .	261

Olvasótermi példány

Leírás s. n. 9559 i. sz. kiadv.

Budapest, 1957. IV. hó 25. dn.

Korény

1988

A SPEKTROSKÓPIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: KOVÁCS ISTVÁN

Szagatóberendezés szinképelemzésnél használt  
gerjesztőkhöz

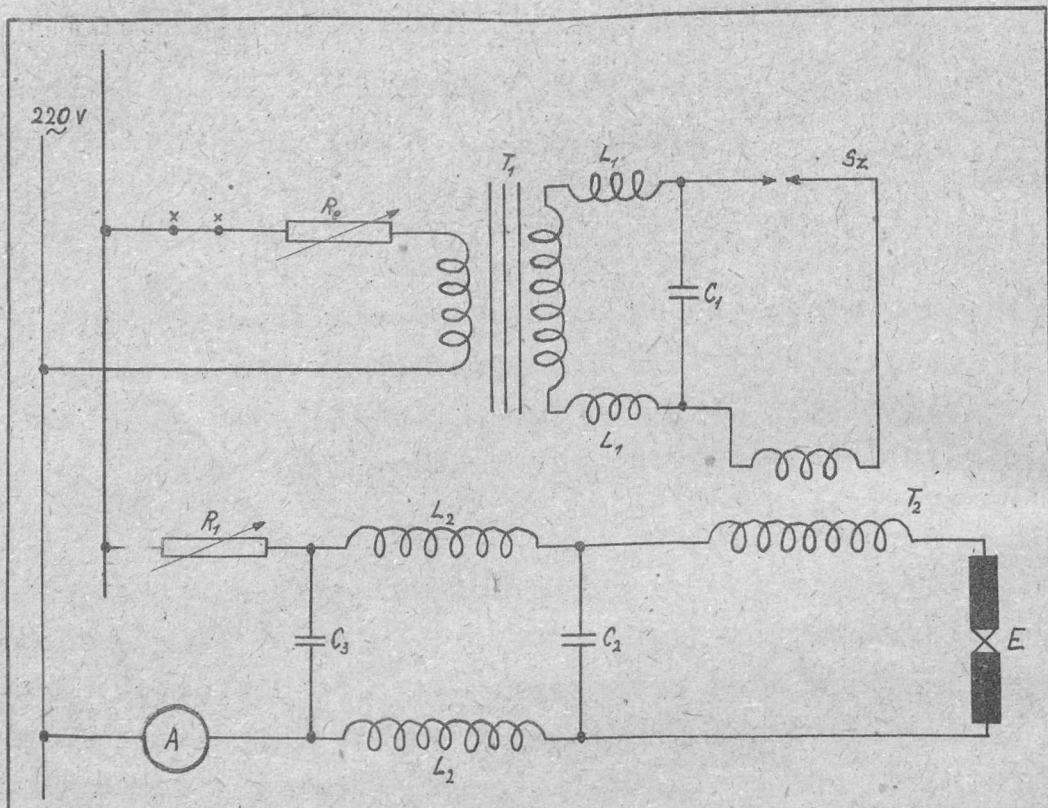
Irta: Vorsatz Brunó

A minőségi és mennyiségi szinképelemzés legelterjedtebb két gerjesztési módja a kondenzált szikra és az iv. A kondenzált szikra igen alkalmas egyes minőségi, de főleg mennyiségi elemzések elvégzésére, sok esetben azonban az ivet kell előnyben részesíteni.

Az ivgerjesztés legegyszerűbb formája, az egyenáramu iv, bár a legérzékenyebb fényforrás, több ismert hibája miatt mennyiségi elemzésre csak különleges esetekben és módon alkalmas. /1/ A nagyfrekvenciás árammal gyújtott váltóáramu szagatózott iv azonban az egyenáramu állandó, illetve a mechanikusan szagatózott egyenáramu iv legtöbb hibáját kiküszöböli és még legegyszerűbb formájában is alkalmas a legtöbb minőségi elemzés, sőt egyes mennyiségi elemzések elvégzésére is. /2/, /3/

A váltóáramu ivgerjesztő működése könnyen megérthető az alábbi kapcsolási rajzból: /Ábrát lásd a tuloldalon!/

A  $T_1$  nagyfeszültségű transzformátor által feltöltött  $C_1$  kondenzátor az Sz szikraköz átütésekor kisül a  $T_2$  Tesla-transzformátor primér tekercsét magában foglaló rezgőkörben, mialatt a Tesla-transzformátor szekundér tekercsében indukált nagyfeszültségű nagyfrekvenciás áram átüti az E elemző szikraközt és ezzel begyújtja az ivet, mely addig ég míg a váltóáramu feszültsége a begyújtás félperiódusában az iv égési feszültsége alá nem csökken. A következő félperiódusban újra bekövetkezik a gyújtás és kialvás, stb. / $L_1$  és  $L_2$



önindukeiós tekercsek valamint  $C_3$  kondenzátor a nagyfrekvenciás áramoknak a  $T_1$  trafóba valamint a hálózatba való jutását gátolják meg./

Mivel a  $S_z$  szikraköz átütésének időpontja határozza meg az iv benyújtásának idejét, átütésének bizonytalansága egyúttal a váltóáram egyes félszériódusaiban égő iverk időtartamában mutatkozik, valamint ennek a bizonytalanságnak a következménye az, hogy az egyes iverk mindig más és más feszültségen gyuladnak be. Ezeknek a jelenségeknek folyománya azután az ilyen gerjesztővel előállított váltóáramu iverknek tökélet-

len működése, mely különösen villamosan nem vezető anyagoknak és oldatoknak szén segédelektrodákon, valamint egyes vas- és acélfajták és alumíniumötvözetek, stb. elemzésénél jelentkezik. Ezenkívül az elemzendő elektródák rendszerint igen erősen felmelegednek.

Ezeknek a nehézségeknek a megszüntetésére, illetőleg lecsökkentésére két változtatás szükséges. Az egyik abban áll, hogy az Sz szikrakózt a Feussner-féle vezérelt szikragerjesztőben használt szinkronmotorral hajtott forgókapcsolóval cseréli ki. Ezáltal a  $C_1$  kondenzátor kisütése - és ennek megfelelően az iv begyújtása - mindig a váltóáramu feszültség egy bizonyos - beállítható-értéknél történik meg. Ez a vezérlés elérhető még az  $R_e$  ellenállás,  $C_1$  kondenzátor, Sz szikraköz valamint a  $T_1$  transzformátor önindukciójának megfelelő összehangolásával, valamint a gyújtóáramkör elektronikus vezérlésével is. /4./

A másik változtatás ezenkívül abban áll, hogy az 1. ábrában  $T_1$  transzformátor primér körét az x - x pontokban megszakítják és egy erre a célra készített berendezés segítségével periódikusan kapcsolják. Ugyanez a szaggatás elektronikusan vezérelt gerjesztőknél a vezérlést végző /vagy abban résztvevő/ elektroncső rácsára alkalmazott megfelelő ütemű impulzusok segítségével lehetséges.

A szaggatás a legtöbb gerjesztőnél mechanikus uton történik, szinkronmotorral hajtott tárcsák vagy higanykapcsoló segítségével, vagy egyéb hasonló elven alapuló módokon /5/, /6/, /7/.

A szaggatást ezek a berendezések úgy végzik, hogy az 1. ábrában x - x-el jelzett pontokat  $t_e$  ideig rövidre zárják, majd  $t_{sz}$  ideig nyitják az x - x pontok kapcsolatát. Ezáltal a gerjesztőberendezés  $t_e$  ideig váltóáramu ivet létesít az elemzendő elektródák között, majd ezen idő eltelte után  $t_{sz}$  idejű szünetet iktat be. Az égés szünet

viszony /vagyis  $t_e/t_{sz}$ / beállításával, valamint emellett az égés-szünetből álló periódusok hosszának  $t_p = t_e + t_{sz}$  az adott körülményekhez való megválasztásával az elemzendő elektródák az ivelés közben keletkező /oxidokból, nitridekből, stb. álló/ szigetelő hártvány és egyéb jelenségek okozta gyújtási nehézségek erősen csökkennek, de főleg azok a hibák, melyek az elektródák túlzott felmelegedéséből erednek, igen nagymértékben kiküszöbölhetők. Különös jelentősége van ennek vékony lemezek, könnyen olvadó fémek, stb. valamint a hüvelyes szénelektrodákkal /Porous Coup Electrode-dal/ való oldatos elemzés esetében.

Az alábbiakban ismerttetendő berendezés segítségével a gyakorlatilag tekintetbejövő határokon belül folyamatosan változtatható a  $t_e/t_{sz}$  viszony, valamint a  $t_p$  idő, ezenkívül kis kiegészítéssel a berendezés alkalmas nagyfrekvenciával gyújtott szaggatott egyenáramú iverk vezérlésére is. A berendezés a beállított időket 1 % -on belüli pontossággal reprodukálja.

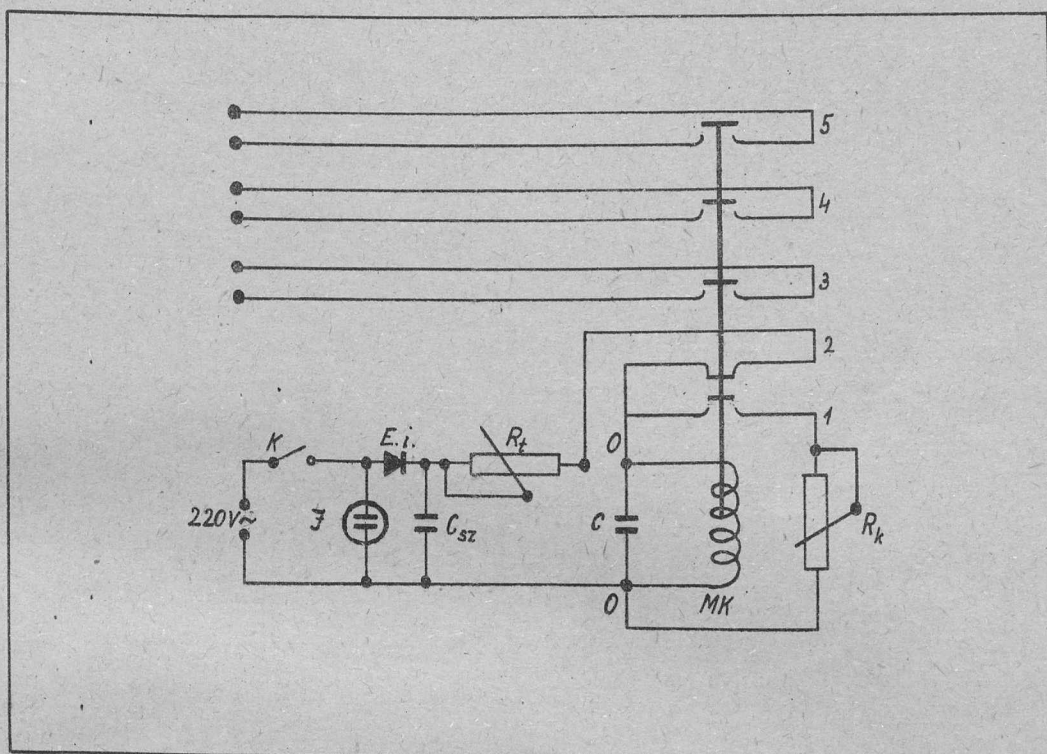
A szaggatóberendezésben a kapcsolásokat egy kis-méretű mágneskapcsoló- legcélszerűbben egy telefon relais-végzi, melynek kontaktusai 6 A-ra méretezett wolframkontaktusokkal vannak ellátva. A 2. ábrán a berendezés kapcsolási rajza látható.

A 220 V  $\sim$  hálózatra kapcsolt berendezést K kapcsoló hozza működésbe, bekapcsolt állapotát J jelzőlámpa jelzi.

Ábrát lásd a tuloldalon !

A váltóáramot E.i. szelén-egyenirányító egyenirányítja, C<sub>sz</sub> szűrőkondenzátor. A C kondenzátor a 2. kontaktus bekapcsolt állapotában /nyitott mágneskapcsolónál/ a változtatható R<sub>t</sub> ellenálláson keresztül töltődik, ezalatt nő a mágneskapcsoló tekercsének az árama is. Mikor a mágnes-

kapcsoló teljesen behuzott állapotba kerül, a 2. kontaktus szétkapcsol, ezáltal megszűnik a kondenzátor töltése és a mágneskapcsoló sem kap a hálózat felől áramot. Ugyanakkor az 1.

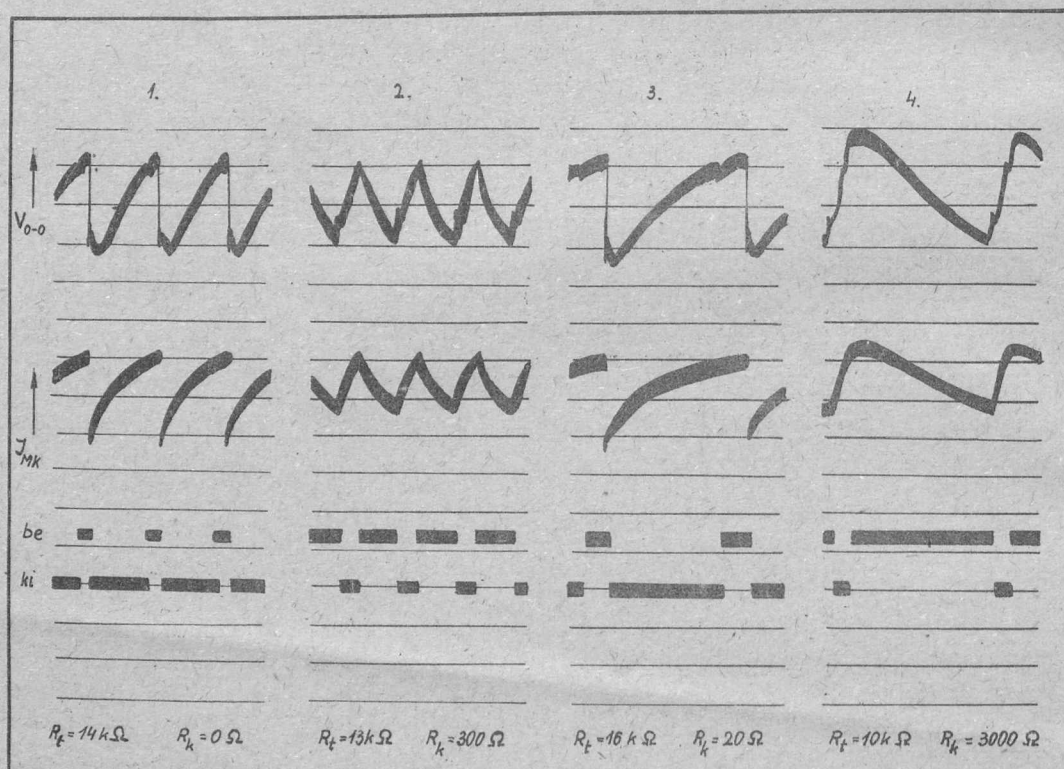


kontaktus bekapcsol és a kondenzátor az  $R_k$  ellenálláson keresztül kisül. Ezzel együtt csökken a mágnestekercs árama is és a mágnes kienged, majd a folyamat újból kezdődik. A mágneskapcsoló behuzási ideje az  $R_t$ , a kiengedési ideje az  $R_k$  ellenállással szabályozható. Mivel az egyes kontaktusok külön-külön rugózó lemezekre vannak szerelve, azok szükség szerint úgy állíthatók be, hogy teljes becsukás előtt már zárjanak - illetőleg nyissanak, ugyanígy nyitáskor. A 3. kontaktuspárra kapcsolandó az 1. ébrán x - x-el jelölt két pont, a 4. ill. 5. kontaktuspár segítségével működtethető a szaggatott egyenáramu

gerjesztéshez szükséges különleges kapcsoló és még egyéb itt nem ismertető segédberendezések.

A kontaktusok megfelelő beállítása esetében /melyre csak a készülék megépítésekor van szükség/ az  $R_t$  ellenállás változtatásával a  $t_p$  idő 1/20-60 sec. között állítható be a  $t_e/t_{sz}$  pedig 1/10-10/1 között változtatható, mindkettő folyamatosan.

A 3. ábrán a készülékről hurkos oszcillográffal készült oszcillogrammok láthatók



Az ábrán látható oszcillogrammok segítségével megállapítható a kontaktusparok helyes beállítása. Az oszcillogrammok felső görbéje a 2. ábrán  $O_1-O_1$ -el jelölt pontok közötti feszültségkülönbség változást, a középső görbe a mágneskapcsoló tekercsében folyó áram vál-



tozását mutatja az idő függvényében, az alsó görbe pedig a 3. kapocs nyitási és zárási idejét.

A leirt berendezést mintegy 1 éve használjuk, üzembizavart, vagy bizonytalanságot működésében nem tapasztaltunk, ugyancsak nem látszik elhasználódás a mágneskapcsoló kontaktusain. Igen alkalmasnak mutatkozott a legkülönbözőbb anyagok és tárgyak elemzésénél, emellett kezelése nagyon egyszerű és bármilyen gerjesztőhöz egyszerűen alkalmazható. Felépítése egyszerű, összesen 8 szabványos rádió - illetőleg telefon - alkatrészből áll, egy 10 x 15 x 15 cm-es méretű dobozban kényelmesen elfér és emellett a többi használatban lévő hasonló berendezéseket teljes mértékben pótolja, sőt legtöbbjüknél pontosabb és több beállítási lehetőséget nyújt.

#### Összefoglalás.

A szinképelemzés céljait szolgáló váltóáramu szaggatott ivkeltő berendezések egyik lényeges alkatrésze a szaggatóberendezés, melynek segítségével megfelelő égés - szünet viszony állítható be, valamint megválasztható az égés + szünet-ből álló periódus ideje. Az ismertetett berendezés segítségével a periódus idő 1/20-60 sec-ig állítható, az égés/szünet viszony 1/10-10/1 között, mindkettő folyamatosan. A berendezésben a kapcsolást egy mágneskapcsoló végzi. A mágneskapcsoló tekercsével párhuzamosan egy kondenzátor van kapcsolva, melynek töltési ideje, valamint kisülési ideje változtatható ellenállásokkal állítható. E folyamatokkal együtt nő, ill. csökken a mágneskapcsoló tekercsének árama, vagyis behuz, illetve kinyit. A mágneskapcsoló behuzáskor a kondenzátort töltésről kisülésre kapcsolja, ugyanakkor létesít kapcsolatot a gerjesztő nagyfeszültségű transzformátorának primer áramkörében. A kondenzátor kisülésekor a mágneskapcsoló nyit és a folyamat előlről kezdődik. A berendezés a beállított időket 1 %-on belüli pontossággal reprodukálja, egyúttal a gyújtóáramkör kapcsolása mellett még néhány segéd-

berendezést is működtet. 8 alkatrészből áll, olcsó, kisméretű és a legtöbbfajta gerjesztőhöz egyszerűen kapcsolható.

Irodalom.

- 1./ Gerlach W. és Gerlach W.: Chem. Emissions-Spektralanalyse. Voss, Leipzig 1953.
- 2./ Gerlach W. és Rollwagen W.: Metallwirtsch. 16,/1937/, 1083.
- 3./ Pfeilsticker K.: Zs. Elektrochem. 43,/1937/, 718-721.
- 4./ Bardócz Á.: Spectrochim. Acta 5,/1953/, 397-408.
- 5./ Zeiss-Mess 41-425. Carl Zeiss, Jena
- 6./ Bückert H.: Spectrochim. Acta 4/1952/, 525-532.
- 7./ Török T.: Magyar Technika 6 /1951/ 81-83.

Érkezett: 1954. márc. 31.

A SPEKTROSKÓPIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: KOVÁCS ISTVÁN

Elektronikus vezérlésű szaggatott ivgerjesztő  
szinképelemzés céljaira

Írta: Bardócz Árpád

Bevezetés.

Korábbi, szinképelemzés céljaira szolgáló szaggatott ivgerjesztő kérdésével foglalkozó dolgozatunkban /1,2/ a szaggatott ivgerjesztő, illetőleg kisfeszültségű kondenzált szikrakeltő berendezéseket négy osztályba soroltuk aszerint, hogy a kisfeszültségű ivet gyújtó nagyfrekvenciájú és nagyfeszültségű áramokat miként állítják elő. Ezen osztályozás szerint megkülönböztettünk vezérlés nélküli gyújtású /3,4,5,6,7,8,9,10,11,12,13,14,15,28a,28b,36/, nagyfeszültségű oldalon mechanikusan vagy vezérlő szikraközzel vezérelt gyújtású /16,17,18,19,20,21,22,23,24,25,26,27,28,/ elektronikus gyújtású /29,30,31,32,33,34,35/ és kisfeszültségű oldalon mechanikusan vezérelt gyújtású berendezéseket /1,2,36,3,38,39/. Az elektronikus vezérlésű szaggatott ivkeltő berendezések száma a többiekhez viszonyítva csekély és meg lehetőségen ujkeletű, ezért még kevéssé elterjedtek. Az elektronikus gyújtású szaggatott ivkeltő berendezések között legrégebb Findeisen /29/ készüléke, aki az iv gyújtásához szükséges nagyfrekvenciájú áramokat elektroncsővel kelti. Kisfeszültségű iv gyújtásához thyatron-csövet először Kemmler /34,35/ alkalmaz, akinek elrendezésénél feltöltött kondenzátor transzformátor primer tekercsével és thyatroncsővel sorba van kapcsolva. Ha a kondenzátor feltöltött állapotban van és a thyatroncső rácsának előfeszültségét annyira csökkentjük, hogy az áram meginduljon, a kondenzátor a transzformátor primer tekercsén és a thyatroncsövön át kiszül.

Ekkor a transzformátor szekunder tekercsében az iv gyújtásához szükséges feszültség indukálódik. Dwyer /33/ szaggatott ivének vagy helyesebben kondenzált szikrájának gyújtásánál Kemmler elvét alkalmazza. Dwyer berendezésénél a thyatroncső előfeszültsége állandó értékű. Egyenáramu forrásból kondenzátort tölt fel, amely Tesla-transzformátor primer tekercsével sorba-kapcsolva, thyatroncsővel van athidalva. Amikor a kondenzátor meghatározott feszültsége töltődik, amelynél a rögzítetten beállított előfeszültség mellett a thyatroncső gyújt, nagy feszültség-lökés keletkezik, mely a Tesla-transzformátor primer tekercsén halad át. A Tesla-transzformátor szekunder tekercsében indukált feszültség gyújtja az ivet. A gyújtás és ezzel együtt az iv gyakorisága, függvénye - egyéb tényezők mellett - az éppen alkalmazott kondenzátor kapacitásának. A braudo és Clayton /30, 31, 32/ által leírt kondenzált szikrakeltő berendezés a szokásos ivár mkörön kívül a vezérlést illetőleg a gyújtást végző szinkronizáló és indítóáramkörből, továbbá nagyfeszültségű gyújtóáramkörből áll. Ez az utóbb említett berendezés váltakozóáramu hálózatról dolgozik, elektronikus vezérlőberendezése szimmetrikus, így a hálózati periódus mindkét félhulláma alatt szolgáltat gyújtást. Az összes eddigi váltakozóárammal működtetett elektronikus berendezéseknél az iv gyakorisága /az időegységre eső ivék száma/ nem változtatható

Változtatható gyakoriságú szaggatott  
ivgerjesztő.

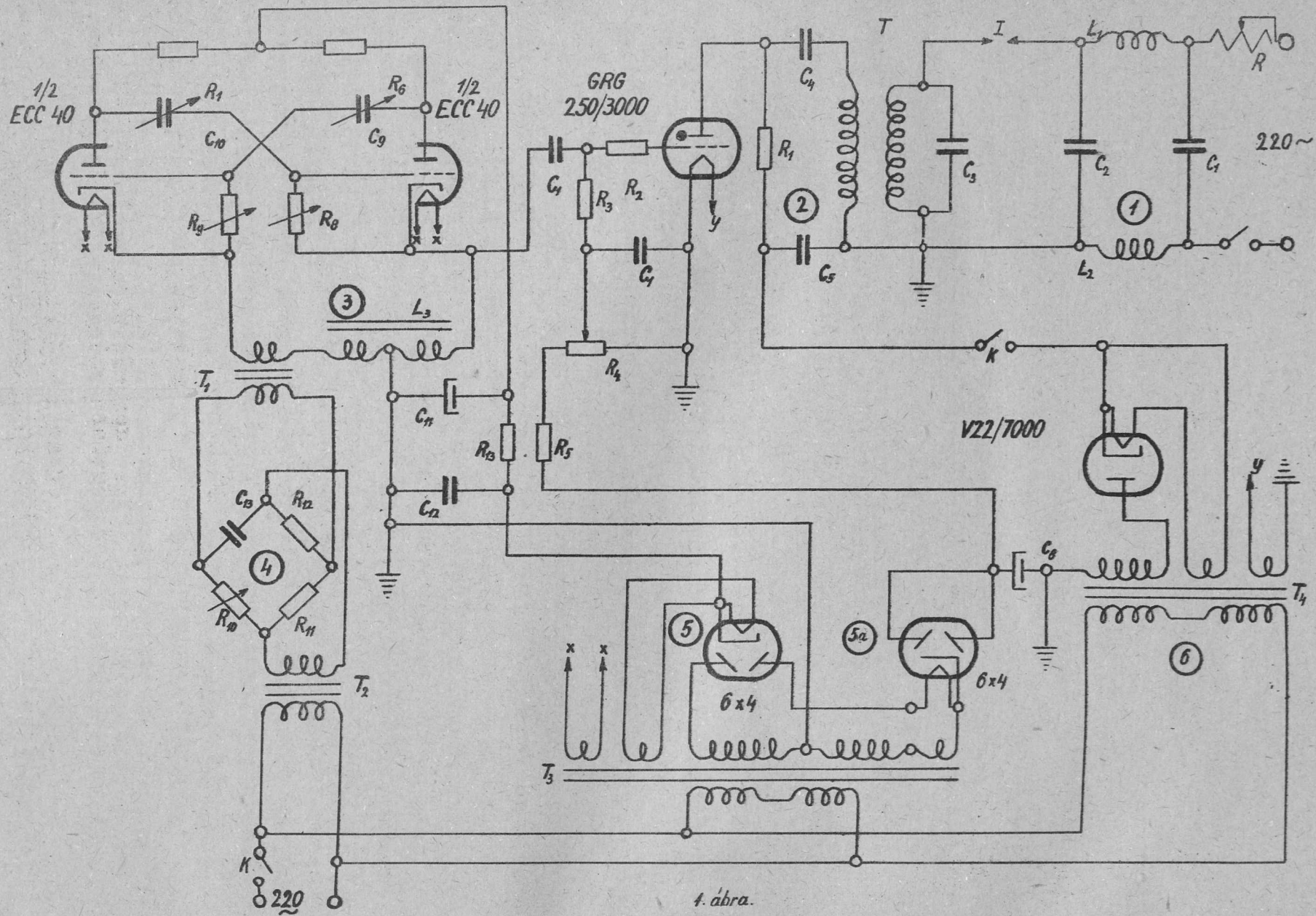
A szaggatott ivkeltőberendezés igen nagy jelentősége többek között abban van, hogy az árammentes szünetek beiktatása miatt az elektródok csak kisebb mértékben melegszenek fel, mint folyamatosan égő iv esetében. Ha például a szaggatott ivet váltakozóárammal tápláljuk, az iv gyújtása rendszerint a hálózati feszültség csúcserékénél történik, minden félperiódus végén azután az iv kialszik. Az iv kialvásának feltétele azonban az hogy az áramerősség határozott érték

alatt legyen, hogy az elektródok ne melegedjenek fel túlságosan, mert egyébként a következő félperiódusban a gyújtás a thermoionos hatás következtében önmagától fog bekövetkezni, a rendszer nem lesz vezérelhető. Az elektródoknak az iv szaggatása ellenére is fennálló felmelegedését még tovább úgy szokás csökkenteni, hogy a váltakozóáramu feszültség félperiódusa alatti áramszüneteket még további szünetekkel egészítik ki. Ilyen további árammentes szünet beiktatása úgy lehetséges, hogy váltakozóárammal táplált szaggatott iv, vagy kisfeszültségű kondenzált szikragerjesztőnél egyenirányító elemmel félhullámu egyenirányítást alkalmazunk /16,17,18,22,28/ így iv, illetőleg szikra csak minden második félperiódusban van, miáltal az iveknek az időegységre eső száma csökken. Ha ennél is hosszabb árammentes szünetekre van szükség, ezek megvalósítását rendszerint olyan mechanikus szaggató beiktatásával eszközlik, amelyek az iv keltését az iváramkör, vagy gyújtóáramkör megszakításával bizonyos időre kikapcsolják, ami a gerjesztés ideje alatt folytonosan megismétlődik. A gerjesztés és a szünet időtartama változtatható azáltal, hogy az iváramkörbe /3,11,29,37/, a gyújtóáramkörbe /15,24, 25, 26,36,38,39/, vagy mindkét helyre /12/ iktatott rendszerint forgó kapcsoló fordulatszámát változtatják. Calker /10/ az iváramkör működését időlegesen úgy szünteti meg, hogy azt rövidre zárja.

Ha az égési idő hosszú, vagyis az ivet aránylag sok félperióduson át égetjük, amit rendszerint ugyancsak hosszú szünet követ, az elektródok hőmérsékletének az ingadozása erős mértékű. Az ilyen erős mértékű hőmérsékletingadozások egyes esetekben az elektródokon nemkívánt változásokat idéznek elő, amelyek az elemzési eredményeket hátrányosan befolyásolhatják. Ha ezzel szemben az iv égési ideje nagyon rövid, csak fél, vagy egy periódus nagyságrendű, amit azután hosszabb-rövidebb szünet követ, a fenti berendezéseknél az ismételhetség szenvedhet hiányt a kapcsolás szinkronizmusának hiánya miatt. Ha az iv égési ideje aránylag rövid, az elektródok hőmérséklete nem fog nagymértékben ingadozni és mérsékelt nagy hőmérsékletegyensúly fog beállni.

A továbbiakban olyan elektronikus vezérlésű váltakozóáramu szaggatott ivgerjesztő berendezést fogunk ismertetni, amelynél iv csak egy félperiódusban van, utána pedig tesszőleges szünet következik. A berendezés működési elve a következő: A szokásos iváramkör minden további vezérlő elem közbeiktatása nélkül, közvetlenül a váltakozóáramu hálózatra csatlakozik. Az iv gyújtásához szükséges nagyfrekvenciájú és nagyfeszültségű áramokat Tesla-transzformátor szolgáltatja. A Tesla-transzformátor primer tekercsével kondenzátor van sorbakötve, mindkettőt thyatron cső hidalja át. A thyatroncső rácsának állandó negatív előfeszültsége miatt ez az áramkör nyitott. Ha a kondenzátort feltöltjük és azt az áram útjának a thyatroncsővön át való megnyitásával kisütjük, a Tesla-transzformátor nagyfeszültségű gyujtószikrát szolgáltat, amely az ivet gyujtja. A thyatroncső rácsának vezérlése multivibrátor segítségével történik. A multivibrátor a thyatroncső rácsának negatív előfeszültségénél nagyobb pozitív feszültséglökéseket szolgáltat, ennek következtében a cső gyujt. A multivibrátor rezgésszáma tág határok között változtatható és az a váltakozóáramu hálózat frekvenciájának valamely alharmónikusával egyenlő. Az iv természetesen csak abban a félperiódusban-ég, amelyben nagyfeszültségű gyujtás van. A következő gyujtás csak a multivibrátor rezgésszáma által meghatározott szünet után fog bekövetkezni.

Abrát lásd a tuloldalón !



Elektronikus vezérlésű szaggatott ivgerjesztő szinképelemzés  
céljaira. Villamos kapcsolási vázlat./Tuloldali ábrához./

1. iváramkör, 2. thyatronos gyújtóáramkör, 3. impulzusgenerátor áramkör. 4. fázisforgató áramkör, 5. 5/a, 6. feszültségforrások,  $C_1$  0,1 mikrofarađ. 500 V,  $C_2$  0,1 mikrofarađ, 500 V,  $C_3$  0.00015 mikrofarađ, 10000 V változtatható,  $C_5$  0,05 mikrofarađ, 3500 V,  $C_5$  0,5 mikrofarađ, 3500 V,  $C_6$  1,0 mikrofarađ, 500 V,  $C_7$  0,05 mikrofarađ, 1500 V,  $C_8$  16 mikrofarađ, 450/500 V /elektrolitikus/,  $C_9$  változtatható az I. táblázat szerint,  $C_{10}$  változtatható az I. táblázat szerint,  $C_{11}$  16 mikrofarađ 450/500 V /elektrolitikus/  $C_{12}$  4 mikrofarađ 500 V,  $C_{13}$  6 mikrofarađ 500 V,  $L_1$  0,35 millihenry  $L_2$  0,35 millihenry,  $L_3$  legalább 20 + 20 H legf. 500 + 500 Ohm vas-magos iker-fojtótekeres.  $R$  75 ohm, 10 A tolóellenállás,  $R_1$  0,03 megohm, 12 W, huzalellenállás,  $R_2$  0.01 megohm, 1 W, rétegellenállás  $R_3$  0.05 megohm, 1 W, rétegellenállás,  $R_4$  0,02 megohm, 2 W, potencióméter.  $R_5$  0,05 megohm, 3 W, rétegellenállás,  $R_6$  0,2 megohm, 1 W, rétegellenállás,  $R_7$  0,2 megohm, 1 W, rétegellenállás,  $R_8$  rétegellenállás változtatható az I. táblázat szerint.  $R_9$  rétegellenállás változtatható az I. táblázat szerint.  $R_{10}$  0-0.10 megohm, 3 W, huzalpitencióméter,  $R_{11}$  0,01 megohm, 6 W, huzalellenállás,  $R_{13}$  5000 ohm, 6 W, huzalellenállás, ECC40 kettős trióda, GRG 250/3000 thyatroncső, V22/7000 egyenirányító-cső, 6x 4 egyenirányítócső. T Tesla-transzformátor, primer tekercsátmérő 110 mm, menetszám 10, huzalátmérő 3 mm, szekunder tekercsátmérő 80 mm, menetszám 250, huzalátmérő 1 mm.  $T_1$  transzformátor 2 : 1 áttétellel, primer önindukció legalább 25<sup>1</sup>H,  $T_2$  transzformátor 220/25 V áttétellel,  $T_3$  transzformátor 220/2x320 V legf. 40 m A. 3 x 6.3 V legf. 1 A  $T_4$  transzformátor 220/1600 V, legf. 20 m A. 6.3 V legf. 1 A, 2.5 V legf. 5 A, I ivköz, K kapcsolók

A leirt elv alapján működő váltakozóáramú szaggatott ivkeltő berendezés elvi kapcsolási vázlatát az 1. ábra tünteti fel.



A szóbanforgó szaggatott ivgerjesztő öt főrészből áll és pedig az 1. ábra jelöléseivel:

1. iváramkör,
2. thyatronos gyujtóáramkör
3. impulzusgenerátor,
4. fázistoló áramkör,
- 5,5/a.6. feszültségforrások.

#### 1. Iváramkör.

Az 1. ábrában a váltakozóáramu hálózatról táplált 1. jelzésű iváramkör a szokásos felépítésű, A T Tesla transzformátor szekunder tekercsében indukált nagyfeszültségű és nagyfrekvenciájú áramok gyujtják a hálózatra kapcsolt I. ivközt. Az R ohmos ellenállás az áram korlátozására szolgál az I ivközben.  $C_3$  hangoló kondenzátor,  $L_1$ ,  $L_2$ , és  $C_1$  szűrőelemek, amelyek a nagyfrekvenciájú áramokat a hálózattól visszattartják.

#### 2. Thyatronos gyujtóáramkör.

Az I. ábrában a 6. jelzésű feszültségforrás a thyatron anódkörében lévő  $C_4$  kondenzátort nagyfeszültségre tölti fel. Az 5/a jelű feszültségforrásról  $R_4$  és  $R_5$  ellenállásokon osztott mintegy kb.- 100 Volt feszültséggel gondoskodunk a thyatroncső zárásáról. Ha most a thyatron vezérlő rácsa olyan nagy pozitív feszültséglökést kap, hogy a cső gyujt, a thyatron anódkörében lévő kondenzátor a csövön és a T Tesla transzformátor primer tekercsén át kisül. A T Tesla transzformátor primer tekercsén áthaladó áram indukálja a szekunder tekercsben a nagyfeszültségű és nagyfrekvenciájú gyujtóáramot.

#### 3. Impulzusgenerátor áramkör.

Az 1. ábra szerinti kapcsolásban a 3. jelzésű impulzusgenerátor a jólismert multivibrátor alapkioscsolásának e célra való módosítása. Az itt használt kapcsolás a

szokásostól abban tér el, hogy katódkörében az  $L_3$  földszimmetrikus reaktanciát tartalmazza. Erre azért van szükség, mert a szokásos kapcsolású multivibrátort szinkronizálva annak kimenetén a negatív feszültséglökések nagy amplitudójuak, míg a thyatroncső gyújtásához szükséges pozitív feszültséglökések amplitudója kicsi. Az itt eszközölt változtatással nagy pozitív feszültséglökések érhetők el akkor, ha a kimenet a multivibrátor csövének katódjához csatlakozik. A multivibrátor szinkronizálása az 50 periódusú hálózatról a  $T_1$  és  $T_2$  transzformátorokon, valamint a 4. fázistoló áramkörön át történik. A szinkronizáló feszültség betáplálása a multivibrátor áramkörömbaloldali csövének katódkörébe történik. A szinkronizálás hatására az áramkör csak a hálózati frekvencia valamely egészszámu alharmónikusán adhat feszültséglökéseket. A 3. jelzésű multivibrátor áramkörben levő  $R_8$ ,  $R_9$ ,  $C_9$  és  $C_{10}$  elemek értéke úgy van megválasztva, hogy a multivibrátor az általunk kívánt rezgésszámmal dolgozzék. A vonatkozó értékeket az 1. táblázat tartalmazza.

I.

Az 1. ábra 3. jelzésű impulzusgenerátor áramkörének különböző rezgésszámaihoz tartozó  $R_8$ ,  $R_9$ ,  $C_9$  és  $C_{10}$  értékek.

Gyújtó feszültséglökés frekvenciája mp-ként	$R_8$ megohm	$R_9$ megohm	$C_9$ mikrofarad	$C_{10}$ mikrofarad
1/1 . 50	0,2	0,2	0,02	0,017
1/2 . 50	0,6	0,4	0,02	0,017
1/3 . 50	0,8	0,8	0,02	0,017
1/4 . 50	1,0	1,2	0,02	0,017
1/5 . 50	1,8	1,6	0,02	0,017
1/6 . 50	2,2	2,0	0,02	0,017
1/7 . 50	2,6	2,4	0,02	0,017
1/8 . 50	3,4	3,2	0,02	0,017
1/9 . 50	4,2	4,0	0,02	0,017

/folytatás előző oldalról/

Gyújtó feszültség- lökés frekvenciája mp-ként	$R_8$ megohm	$R_9$ megohm	$C_9$ mikrofarad	$C_{10}$ mikrofarad
1/10 . 50	0.6	0.4	0.1	0.08
1/15 . 50	0.8	0.8	0.1	0.08
1/20 . 50	1.0	1.2	0.1	0.08
1/25 . 50	1.8	1.6	0.1	0.08
1/30 . 50	2.2	2.0	0.1	0.08
1/35 . 50	2.6	2.4	0.1	0.08
1/40 . 50	3.4	3.2	0.1	0.08
1/45 . 50	4.2	4.0	0.1	0.08
1/50 . 50	5.0	5.0	0.1	0.08

#### 4. Fázistoló áramkör.

Az 1. ábrán a 4. jelű áramkör azt a célt szolgálja, hogy a multivibrátor által szolgáltatott feszültség-lökések időpontját a hálózati feszültséghez képest el lehessen tolni azért, hogy az iv gyújtása a kívánt fázishelyzetben történjék.

#### 5. 5/a, 6. Feszültségforrások.

Az 1. ábrán az 5/a jelű áramkör szolgáltatja a thyatroncső előfeszültségét, az 5. jelű áramkör a multivibrátort tápláló egyenfeszültséget, a 6. jelű áramkör pedig a thyatronos gyújtóáramkörben lévő kondenzátor nagyfeszültségre való feltöltéséről gondoskodik.

#### A szaggatott ivgerjesztő működésének szemléltetése.

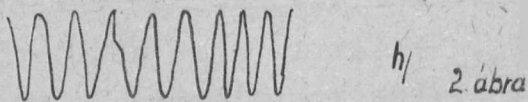
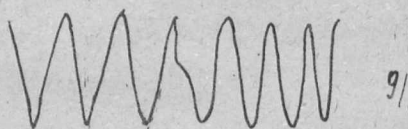
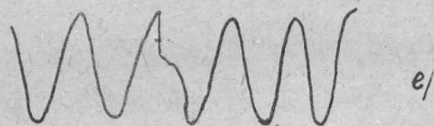
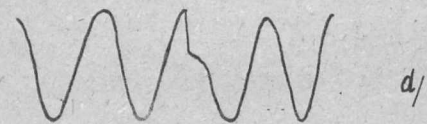
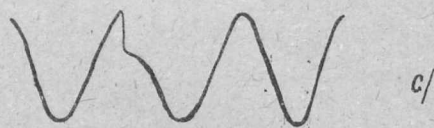
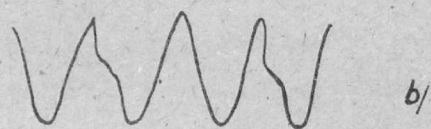
Az 1. ábra szerinti berendezés működésének szemléltetésére készültek a 2. ábrán feltüntetett oszcillogrammok. A felvételek az 1. ábra szerinti kapcsolás I elemző ivközében fellépő feszültségviszonyokat ábrázolják. A 2. ábra a/képe arra az esetre tünteti fel az I ivközben a feszültségviszo-

nyokat, amikor a multivibrátor rezgésszáma a hálózati rezgésszámmal azonos. A sinus-alapgörbe a hálózati feszültség lefolyását jelképezi. Mindannyiszor, ahányszor a pozitív félhullámban a hálózati feszültség eléri csúcsertékét, a nagyfeszültségű és nagyfrekvenciájú áramok gyújtják az ivet. Ebben az időpontban a feszültség a hálózati feszültségről az ivfeszültség értékére csökken. Az iv a félperiódus végén mindig elalszik.

A 2. ábra b-h képei hasonló viszonyokat tüntetnek fel azokra az esetekre, amikor a multivibrátor rezgésszáma a hálózat rezgésszámának a  $1/2$ ,  $1/3$ ,  $1/4$ ,  $1/5$ ,  $1/6$ ,  $1/7$ ,  $1/8$  és  $1/9$ -e. Tisztán felvételi nehézségek miatt nem készítettünk olyan oszcillogrammokat, ahol az egyes iverk közötti szünet nagyobb. Az érdekesség miatt megemlítjük, sikerült folyamatosan és ismételtetően olyan kis rezgésszámokat is előállítani, amikor az egyes iverk közötti szünet 25 mp-t tett ki.

A multivibrátor rezgésszámai:

a/ képen	$1/1,50$ /mp;	e/ képen	$1/5,50$ /mp
b/ "	$1/2,50$ "	f/ "	$1/6,50$ /mp
c/ "	$1/3,50$ "	g/ "	$1/7,50$ /mp
d/ "	$1/4,50$ "	h/ "	$1/9,50$ /mp

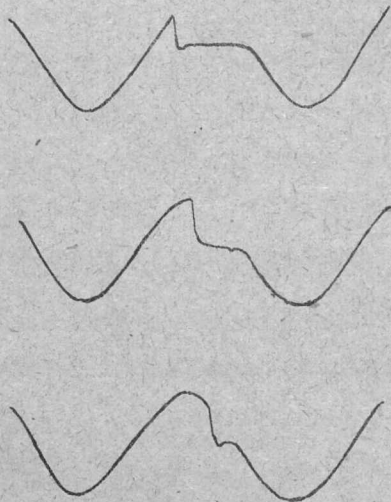


Feszültségviszonyok az 1. ábra szerinti kapcsolás I ivközén.

A feszültség amplitudó értéke 300 Volt  
A sinus alapgörbe az 50 periodusu hálózat feszültséggörbéje.

A feszültség amplitudójának értéke az összes ábrán 300 Volt.

Annak jellemzésére hogy a 2. ábrában illetőleg az I. sz. táblázatban megadott állapotokon belül tisztán csak a fá-



3. ábra

A feszültség lefolyása az 1. ábra szerinti kapcsolás I. iv-közén ha az iv gyújtása különböző fázishelyzetekben történik. A fázisállítással az iv időtartama egy-egy félperióduson belül tág határok között változtatható. Az impulzusgenerátor rezgésszáma  $1/3 \cdot 50/\text{mp}$ . A feszültség-amplitudó értéke 300 Volt. A sinus alapgörbe az 50 periódusu hálózat feszültséggörbéje.

zis állításával milyen beállítási lehetőségek vannak, bemutatjuk a 3. ábra oszcillogrammjaait. Ezeket a görbét  $1/3 \cdot 50$  mp-kénti multivibrátor-rezgésszám mellett vettük fel, vagyis minden harmadik periódusban van iv. A 3. ábra középső görbéje esetében az iv gyújtása megközelítően a sinus félhullám közepén történik. A fáziseltolás hatását az iv időtartamára a 3. ábra felső és alsó görbéi jelzik. Ez a beállítási lehetőség az itt ismertetett berendezés további rugalmasságára vall. A 3. ábrában a feszültség amplitudójának értéke 300 Volt. A sinus alapgörbe az 50 periódusu hálózat feszültséggörbéje.

### Az eredmények értékelése

A 2. és 3. ábrák oszcillogrammjainak megfigyelése azt mutatja, hogy az itt leírt szaggatott ivkeltő berendezéssel igen jól ismételhető viszonyokat lehet előállítani. A kérdéses oszcillogrammok szemlélésénél tudni kell azt, hogy több száz görbe van egymásra helyezve /a fényképfelvételeknél a megvilágítási idő 30 mp-t tett ki/ és ennek ellenére is a görbék élessége kifogástalan. Ez a kiváló ismételhetőség egyébként az elektronikusan vezérelt rendszerek ismert tulajdonsága.

Igen kellemes tulajdonsága a leírt gerjesztőberendezésnek, hogy az időegységre eső kisülések száma könnyen, gyorsan és megbízhatóan változtatható. Az iverk időegységre eső száma az 1. ábrában  $R_8$ ,  $R_9$ ,  $C_9$  és  $C_{10}$  értékének megfelelő megválasztásával állítható be.

Az egyszer beállítható berendezés szabályosan órákon át működik. A kisülések időegységre eső számának megfelelő beállításával el lehet érni, hogy az elektródok izzásba ne jöjjenek. Aránylag igen nagy áramerősségű iverkekkel lehet dolgozni anélkül, hogy az elektródok károsan felmelegednének.

### Megjegyzések a gyújtóáramoknak az iváramkörre való átvitelével kapcsolatban

A tapasztalatok szerint elegendő nagyfeszültségű gyújtószikra eléréséhez az 1. ábra 2. jelű áramkörében levő  $C_4$  kondenzátor töltési feszültségét aránylag nagyra kell választani.

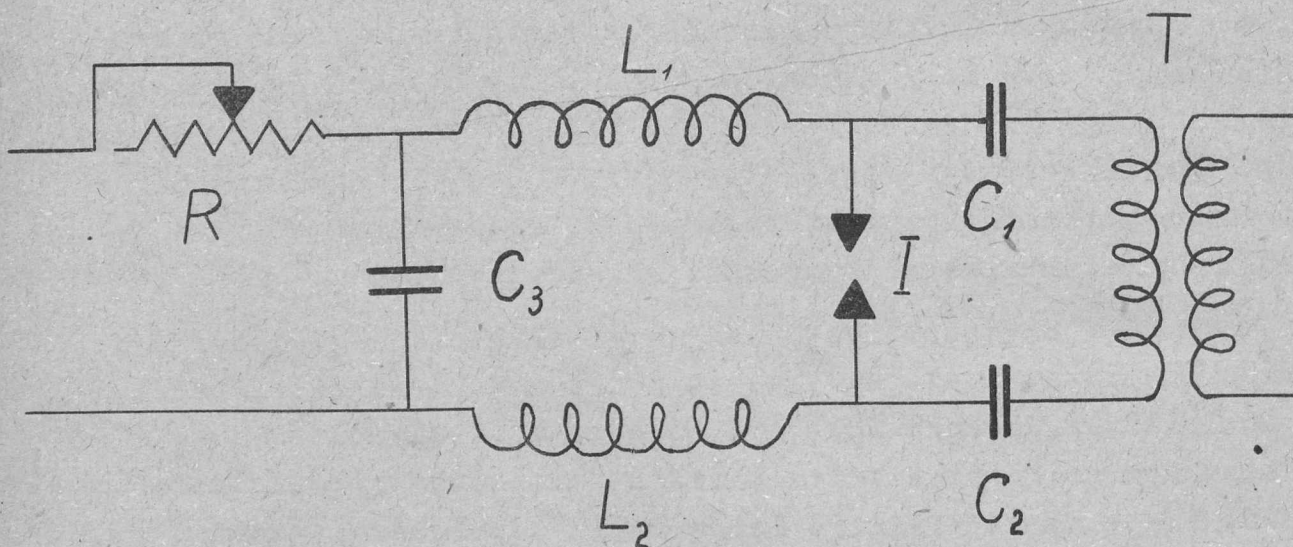
Nincsen semmi nehézsége annak, hogy az 1. ábra  $C_4$  kondenzátorának kisebb töltési feszültsége mellett is a T Tesla transzformátor sarkain több centiméter hosszú erőteljes szikrát állítsunk elő, ha a Tesla transzformátor áttételét elég nagyra választjuk. Nagy Tesla-transzformátoráttétel mellett azonban nehézségek származnak a gyújtószikrának az I ivközre való átvitelénél.

A gyújtóáramok iváramkörre való átvitelének egyik módja abban van, hogy a nagyfeszültségű és nagyfrekvenciájú

kercsén az iváram is átfolyik. Erre példa az 1. ábrán látható. Ez az átviteli mód a leggyakoribb. /3,4,5,6,7,8,9,11,12,13, 14,16,18,19,20,21,24,25,26,29,33,34,35,36,37,38,39./ Ennél az elrendezésnél a T Tesla transzformátorral szemben az alábbi követelményeket állítjuk fel: a szekundertekercs kis ohmos ellenállású és önindukcióju kell legyen ahhoz, hogy rajta az iváram át tudjon haladni, ugyanakkor a Tesla-transzformátor áttétele legyen elég nagy ahhoz, hogy az iv megbízható gyújtásához elegendő nagy szekunder feszültség álljon rendelkezésre. Ilyen körülmények között a T Tesla transzformátor villamos adatai bizonyos mértékig rögzítettek, és a  $C_4$  kondenzátor töltési feszültségével kell a viszonyokhoz alkalmazkodni.

A nagyfeszültségű és nagyfrekvenciájú gyújtóáramok ivközre való átvitelének a másik módja a 4. ábra szerinti /1, 2,10,15,17,22,28,28/a 28/b, 30,31,32/. Ebben az esetben az iváram nem halad át a T Tesla-transzformátor szekunder tekercsén, így a Tesla transzformátor adatainak látszólag nincs közvetlen befolyása a berendezés működésére és méretezésére. A valóságban ez azonban egészen másképp van. Ahhoz ugyanis, hogy az 1. ábra szerinti kapcsolásnál a gyújtóáramok az I ivközön haladjanak át és ne jussanak az iváramkört tápláló hálózatba, hatásos szűrésre van szükség, amit az  $L_1$  és  $L_2$  fojtótekercsek és a  $C_2$  kondenzátor végeznek el. Ezeknek a tekercseknek a szűréshez szükséges önindukciója nyilván függvénye lesz a gyújtóáramok frekvenciájának, mégpedig olyan értelemben, hogy minél nagyobb azok frekvenciája, annál kisebb önindukcióra lesz szükség a hatásos szűréshez. Nagyáttételű és nagy szekunder menetszámú Tesla-transzformátor kis gyújtóáram rezgés-számot eredményez, aminek kiszűréséhez nagy önindukció kell, különben a szűrőáramkörön fog átfolyni a nagyfrekvenciájú gyújtóáramok nagy része és az ivközön csak igen kis gyújtófeszültség fog fellépni. Hatásos szűréshez ennek következtében a 4. ábra szerinti  $L_1$  és  $L_2$  tekercsek önindukcióját olyan nagyra kell választani, hogy gyakorlatilag rosszabb eredményt

kapunk, mint az előbbi megoldásnál, ahol a transzformátor szekunder tekercsén fellépő nagyfrekvenciás feszültség csaknem teljes egészében az ivközön jelentkezik.



4. ábra

Nagyfeszültségű és nagyfrekvenciájú gyújtóáramok átvitelének egyik módja az I ivközre szaggatott ivgerjesztőknél. T Tesla-transzformátor,  $C_1$ ,  $C_2$ ,  $C_3$  kondenzátorok, I ivköz,  $L_1$   $L_2$  önindukciós tekercsek. R ohmos ellenállás. Az I ivköztől jobbra eső rész a gyújtóáramkör, a balra eső rész az iváramkör.

Az összes szempontok egybevetéséből a Tesla-transzformátor adatai az alábbiak szerint alakultak ki: primértekercs átmérője 110 mm, menetszám 10, huzalátmérő 3 mm, szekundertekercs átmérője 80 mm, menetszám 250, huzalátmérő 1 mm. A Tesla transzformátor kivitele egyébként azonos azzal, amit Bardócz korábban ismertetett /1, 2./ Ezekkel az adatokkal a  $C_4$  kondenzátor /1. abra/ 2400 Volt töltési feszültsége mellett voltak kielégítő gyújtási viszonyok elérhetőek.

Azok a kísérletek, amelyek a leírt berendezést kisfeszültségű kondenzált szikrakisulések előállítására is alkalmassá teszik, folyamatban vannak és azokról rövidesen ismertetést adunk.



### Összefoglalás.

A dolgozat szinképelemzésben használt elektronikus vezérlésű váltakozóáramú táplálású szaggatott ivgerjesztő berendezést ismerttet. Az egyébként szokásos kapcsolású szaggatott ivgerjesztő változtatható ütemben gyújtható, így az időegységre eső iverk száma változtatható. A nagyfeszültségű és nagyfrekvenciájú gyújtást thyatronos áramkör Tesla transzformátor közbeiktatásával végzi. A gyújtások ütemét a thyatroncső rácsának megfelelő vezérlésével lehet beállítani. A cső rácsát multivibrátorból jövő feszültség impulzusok vezérlik.

### Köszönetnyilvánítás.

Az itt leírt eredmények az Egyesült Izzólámpa és Villamosági Vállalattal végzett közös munka alapján voltak elérhetőek. Az első kísérleti impulzusgenerátort ugyancsak nevezett vállalat készítette részünkre. Rédl Endre tudományos munkatársnak ez ügyben adott értékes tanácsait és támogatását köszönjük. Az impulzusgenerátor kapcsolását Kemény Ádám tudományos munkatárs készítette, aki a közvetlen kísérletekben is segítségünkre volt. Fáradozásait ezuton is megköszönjük. Az Intézet részéről a kísérletekben Vorsatz Brunó és Sibalszky Zoltán tudományos munkatársak vettek részt, akiknek segítségét ezuton is köszönjük.

### I r o d a l o m

1. Bardócz Á.: Investigations Concerning Light Sources for Spectrum Analysis I. Interrupted Arc Source for Spectrum Analysis. Acta Physica Hungarica 1, 1952, 247-60.
2. Bardócz Á.: Szaggatott ivkeltőberendezés szinképelemzés céljaira. Elektrotechnika 44, 1951. 174-79.
3. Pfeilsticker K.: Der Abreissbogen mit Hochfrequenzzündung. Zs. Elektrochem. 43, 1957, 719-21.
4. Sventickij N.S.: Interruption Arc for Spectral Analysis. Zavodskaya Lab. 6, 1937. 325-26.
5. Sventickij N.S.: Quantitative Spectrographic Analysis of Brass and Bronze. Zavodskaya Lab. 7, 1938. 1371-78.
6. Sventickij N.S.: Stabilization of A.C. Arc used for Quantitative Spectrographic Analysis. Zavodskaya Lab. 8. 1940. 470.

7. Sventickij N. S.: A.C.Arc as a Light Source for Quantitative Spectrographic Analysis. Bull. Acad. Sci. USSR. Ser. Phys. 5,1941. 222-23.
8. Sventickij N. S.: Present-day Sources of Light for Spectrographic Analysis. Bull. Acad. Sci. USSR. Ser. Phys. 9. 1943. 677-90.
9. Sventickij N. S.: A steeloskop és alkalmazásai. O.G.J.Z. /Techniko teoreticeseszki/ Moszkva, Leningrad, 1948.
10. Calker J.: Über einige Erfahrungen bei spektralanalytischen Untersuchungen mit einem Abreissbogen begrenztzer Bogenlänge. Zs. anorg. allg. Chemie 234. 1937. 179-88.
11. Gerlach W. és Rollwagen W.: Fortschritte in der spektralanalytischen Methodik. Metallwirtschaft 16,1937. 1083-94.
12. Hemmendinger H.: Time Effects and Arc Intensities. J. Opt. Soc. Amer. 32. 1942.149-53.
13. Sauderson, J.L. és Caldecourt V.J.: Accessory Equipment for Spectrochemical Analysis. J. Opt.Soc. Amer. 34,1944.116-20.
14. Mika J., Macher F. és Vorsatz B.: Der Niederspannungsfunke als Lichtquelle der quantitativen Spektralanalyse. Anal. Chim. Acta 3.1949.228-51.
15. Török T.: Spektralanalytische Bestimmung der Verunreinigungen in Aluminium und seinen Legierungen. Acta Chimica Hungarica 1,1950,289-318.
16. Schmidt R.: A normalized D.C.Interrupted Arc for Spectrochemical Analysis. Rec. Trav. Chim. Pays-Bas. 60.1941. 378-80.
17. Hasler M.F. és Dietert H.W.: A New Spectroscopie Source Unit. J. Opt. Soc. Amer. 33. 1943.218-28.
18. Schmidt R. és Schuringa A.: An Interrupted Direct-Current Arc for Spectrochemical Analysis. Rec. Trav. Chim. Pays-Bas. 64. 1945.349-45.
19. Caldecourt V.J. és Sauderson J.L.: A Combination Arc-Spark Source for Magnesium Analysis. J.Opt.Soc. Amer. 36.1946.99-102.
20. The Dow Chemical Co. Magnesium Laboratory Methods. Spectrographic Analysis. 1946.
21. Sinclair D.A.: A Condensed Arc Source Unit for Spectrochemical Analysis. J. Opt. Soc. Amer. 38. 1948. 547-553.
22. Marti W.: Ein Generator für rechteckförmige bogenähnliche Stromimpulse. Spectrochim. Acta 4. 1950. 43-46.
23. Bardócz Á.: A világító atomokról és azok gyakorlati alkal-

alkalmazásáról, Elektrotechnika 33, 1940. 141-46 és 149-53.; 34, 1941. 129-39.

24. Carl Zeiss, Jena: Funkenerzeuger nach Feussner. Abreissbogen-  
gerät nach Pfeilsticker. Mess. 264 B.
25. Carl Zeiss, Jena: Bedienungsanweisung für Funkenerzeuger nach  
Feussner Modell II. Abreissbogengerät nach Pfeiló  
sticker Mess. 277/II.
26. Carl Zeiss, Jena: Funkenerzeuger nach Feussner Abreissbogen-  
gerät nach Pfeilsticker. Mess. 41-425.
27. Carl Zeiss-Kaiser H.: Anordnung zur Funkenerzeugung für die  
Spektralanalyse. 735 033 számú német szabadalom.  
1943.
28. Enns J.H. és Wolfe R.A.: An Air Interrupter Type Spectrographic  
Light Source. J.Opt.Soc.Amer. 39, 1949. 2986304
- 28/a Walsh A.: A Generaló Purpose Source Unit for the Spectrographic  
Analysis of Metals and Alloys. Bull. Brit. Non-  
Ferrous Met. Res. Assoc. No 201. 1946. 60-80;  
Metal Industry 68, 1946. 243, 263, 293.
- 28/b Walsh A.: Spectrographi: Analysis of Uranium. Spectrochim.  
Acta 4, 1950. 47-56.
29. Findeinsen O.: Abreissbogen nach Pfeilsticker. Zs. Metallkunde  
30. 1938. 213-14.
30. Braudo C. és Clayton H.R.: An Improved Spectrographic Source.  
J.Soc. Chem. Ind. 66, 1947. 2596267.
31. Braudo C.J., Craggs J.D. és Williams G.C.: On the Excitation  
Temperature in a Spectroscopic Spark Source.  
Spectrochim Acta 3, 1949. 546-59.
32. The British Aluminium Co Ltd. Analysis of Aluminium and its  
alloys. 1949.
33. Dwyer R.J.: A Variable Frequency Electronic Interrupter for  
Direct Current Arc. J.Opt. Soc.Amer.40.1950.180.
34. Kemmler F.: Anordnung zum Erzeugen elektrischer Bogenentladun-  
gen regelbarer Frequenz und Intensität für spektral-  
analytische Zwecke. 712 654. sz. német szabadalom.  
1941.
35. Nähring Z.: Neuerungen auf dem Gebiet der Spektrolanalyse.  
Messtechnik 18, 1943. 113-17.
36. Meyer-Eppler W.Koehler W.: Versuche an einem mit pulsierendem  
Gleichstrom betriebenen Abreissbogen. Arch.Elektro-  
technik 35, 1941. 603-608.
37. Heraeus W.C.-Pfeilsticker K.: Method and Apparatus for Spectrum  
Excitation 2 212 950. sz. U.S.A. szabadalom, 1938.
38. Carl-Zeiss-Kaiser H.: Einrichtung zur Erzeugung eines Abreiss-  
bogens zur Spektralanalyse. 699 052 sz. német szaba-  
dalom. 1940.
39. Heraeus W.C.-Pfeilsticker K.: Verfahren zum Anregen von  
Spektren. 709 179 sz. német szabadalom, 1941.

Megjelent az Elektrotechnika c.folyóirat 1951.évi 8. számában.

A KOZMIKUS SUGÁRZÁSI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: JÁNOSSY LAJOS

A Fermi-statisztika egy integráljának közelítő meghatározása

Írta: Békéssy András

A magfizikai csoport kutatásai során szükségesnek látszott a következő integrál közelítő kiszámítása:

$$/1/ \quad F(\alpha) = \int_0^{\omega} \frac{x^m dx}{e^{x-\alpha} + 1} \int_0^x \frac{y^n}{e^{y-\alpha} + 1} dy,$$

ahol  $m, n > 0$  és  $\alpha \gg 1$ .

$\alpha \gg 1$  miatt az integrandus kb.

$$\sim \begin{cases} x^m y^n & , \text{ ha } x < \alpha, y < \alpha \\ 0 & , \text{ ha } x > \alpha, \text{ vagy } y > \alpha \end{cases}$$

Ezért

$$F(\alpha) \sim \int_0^{\alpha} x^m dx \int_0^x y^n dy = \frac{\alpha^{m+n+2}}{(m+n+2)(n+1)}$$

Emellett azonban kívánatosnak látszott e közelítés javítása is.

A. Sommerfeld /1/ a Fermi-statisztikában előforduló

$$f(\alpha) = \int_0^{\infty} \frac{x^m}{e^{x-\alpha} + 1} dx$$

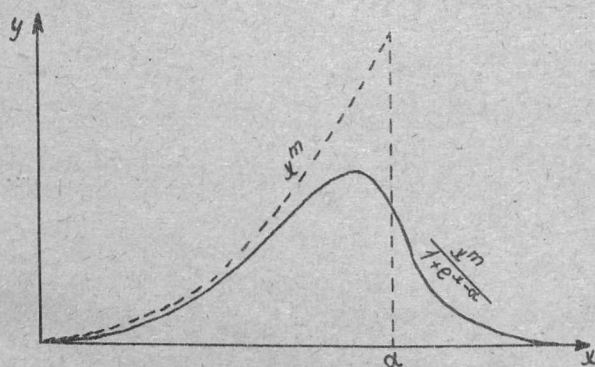
alaku integrálok kiszámítására kidolgozott egy módszert, amelynek eredménye:

$$/2/ \quad f(\alpha) \sim \frac{\alpha^{m+1}}{m+1} \left( 1 + \frac{(m+1)(m+2)}{\alpha^2} \frac{\pi^2}{6} + \dots \right)$$

A jobboldalon  $f(\alpha)$  asszimptotikus sora áll, amely  $\alpha$  nagy

értékeire jó közelítést ad. Az asszimptotikus sor kiszámítására Sommerfeld úgy jár el, hogy első közelítésnek

$$f(\alpha) \sim \int_0^{\alpha} x^m dx = \frac{\alpha^{m+1}}{m+1}$$



1. ábra

-et vesz, szemléletesen az 1. ábrán kihuzott vonallal rajzolt görbe alatti terület helyett a szaggatott vonal alatti területet fogadja el közelítésnek, és ezután a két terület különbségét:

$$\Delta(\alpha) = \int_0^{\alpha} \frac{x^m}{e^{x-\alpha} + 1} dx - \int_0^{\alpha} x^m dx$$

-et fejti sorba

$$\Delta(\alpha) = - \int_0^{\alpha} \frac{x^m}{1 + e^{\alpha-x}} dx + \int_{\alpha}^{\infty} \frac{\alpha^m}{e^{x-\alpha} + 1} dx$$

azonos átalakítás után. A jobboldalon ugyanis az első integrálban  $u = \alpha - x$ , a másodikban  $u = x - \alpha$  helyettesítés

$$\Delta(\alpha) = -\alpha^m \int_0^\alpha \frac{(\alpha - u)^m}{1 + e^u} du + \alpha^m \int_0^\infty \frac{(\alpha + u)^m}{1 + e^u} du$$

-ra vezet és akkor az integrandusok binomjait sorba lehet fejteni:

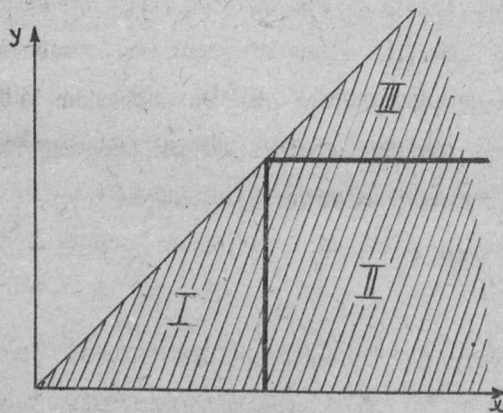
$$\Delta(\alpha) = -\alpha^m \left\{ \int_0^\alpha \frac{du}{1 + e^u} - \frac{1}{\alpha} \int_0^\alpha \frac{u du}{1 + e^u} + \dots \right\} + \alpha^m \left\{ \int_0^\infty \frac{du}{1 + e^u} + \frac{1}{\alpha} \int_0^\infty \frac{u du}{1 + e^u} + \dots \right\}$$

Az első sorozat integrálban az  $\alpha$  felső határ  $\infty$ -nel helyettesíthető, mert a különbség csupán  $e^{-\alpha}$  nagyságrendű, az

131 
$$\int_0^\infty \frac{u^k}{1 + e^u} du$$

határozott integrálok értéke pedig ismeretes. A  $\Delta(\alpha)$  -ra kapott sor véges, ha  $m$  egész szám, egyébként végtelen asszimptotikus sor /nem konvergens/.

A jelen probléma /1/ integrálja esetében hasonló eljárás vezet célhoz. Az integrandus  $(x, y)$  síkján a 2. ábrán vonalkázott terület az integrációs tartomány, osszuk ezt három részre,



2. ábra

és ennek megfelelően:

$$\bar{I}(\alpha) = \int_0^{\alpha} \frac{x^m dx}{1+e^{x-\alpha}} \int_0^x \frac{y^n dy}{1+e^{y-\alpha}}, \quad \bar{II}(\alpha) = \int_{\alpha}^{\infty} \frac{x^m dx}{1+e^{x-\alpha}} \int_0^{\alpha} \frac{y^n dy}{1+e^{y-\alpha}}, \quad \bar{III}(\alpha) = \int_{\alpha}^{\infty} \frac{x^m dx}{1+e^{x-\alpha}} \int_{\alpha}^x \frac{y^n dy}{1+e^{y-\alpha}}$$

$$F(\alpha) = \bar{I}(\alpha) + \bar{II}(\alpha) + \bar{III}(\alpha)$$

Az  $\bar{I}(\alpha)$  adja az  $F(\alpha)$  fő járulékát,  $\bar{II}(\alpha)$  és  $\bar{III}(\alpha)$  pedig korrekciókat. A  $\bar{II}(\alpha)$  integrál két egyszeres integrálra bomlik, ezek a Sommerfeld-eljárás szerint kiszámíthatók. A  $\bar{III}(\alpha)$  integrál egyszerű átalakítás után:

$$\bar{III}(\alpha) = \int_0^{\infty} \frac{(u+\alpha)^m du}{1+e^u} \int_0^u \frac{(v+\alpha)^n dv}{1+e^v}$$

és ilyen alakban sorba fejthető, a Sommerfeld-eljárás eredményéhez képest most csak annyi a különbség, hogy az ismert /3/ integrálok helyett

$$/4/ \int_0^{\infty} \frac{u^k du}{1+e^u} \int_0^u \frac{v^l dv}{1+e^v}$$

alakú bonyolultabb kétszeres határozott integrálok az együtt-hatók. Az  $\bar{I}(\alpha)$  integrálban az

$$\int_0^{\alpha} \frac{x^m dx}{1+e^{x-\alpha}} \int_0^x y^n dy$$

főrészt megint Sommerfeld eljárása szerint számíthatjuk ki, a különbséget pedig

$$\Delta(\alpha) = -\frac{\alpha^{m+1}}{m+1} \int_0^{\alpha} \frac{x^n}{1+e^{\alpha-x}} dx + \frac{1}{m+1} \int_0^{\alpha} \frac{x^{m+n+1}}{1+e^{\alpha-x}} dx + \int_0^{\alpha} \frac{(\alpha-u)^m du}{1+e^u} \int_u^{\alpha} \frac{(\alpha-v)^n}{1+e^v} dv$$

alakra hozhatjuk, ahol a jobboldalon az első két integrál

Sommerfeld-típusu, a harmadikat pedig sorba fejthetjük.

E számítások után az eredmény

$$F(\alpha) = \frac{\alpha^{m+n+2}}{(m+n+2)(h+1)} \left\{ 1 + \frac{(m+n+2)m}{\alpha^2} \frac{\pi^2}{6} + \dots \right\}.$$

Magasabb közelítések eléréséhez a /4/ alakú határozott integrálok számszerű értékei kellettek volna. Ilyen magasabb közelítésekre azonban nem volt szükség, viszont az első korrekció kiszámításához csak az egyszerű

$$\int_0^\alpha \frac{dx}{e^x+1} \int_0^x \frac{dy}{e^y+1} = \frac{(\ln 2)^2}{2} + O(e^{-\alpha}), \quad \int_0^\infty \frac{dx}{e^x+1} \int_0^x \frac{dy}{e^y+1} = \frac{(\ln 2)^2}{2};$$

integrálok kellettek, de ezek is csak látszólag, mert a számítás során kiestek.

Irodalom:

1./ A. Sommerfeld: Z.f. Phys. 47, 1. /1928./

Érkezett 1954. március 31.



A KOZMIKUS SUGÁRZASI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: JÁNOSSY LAJOS

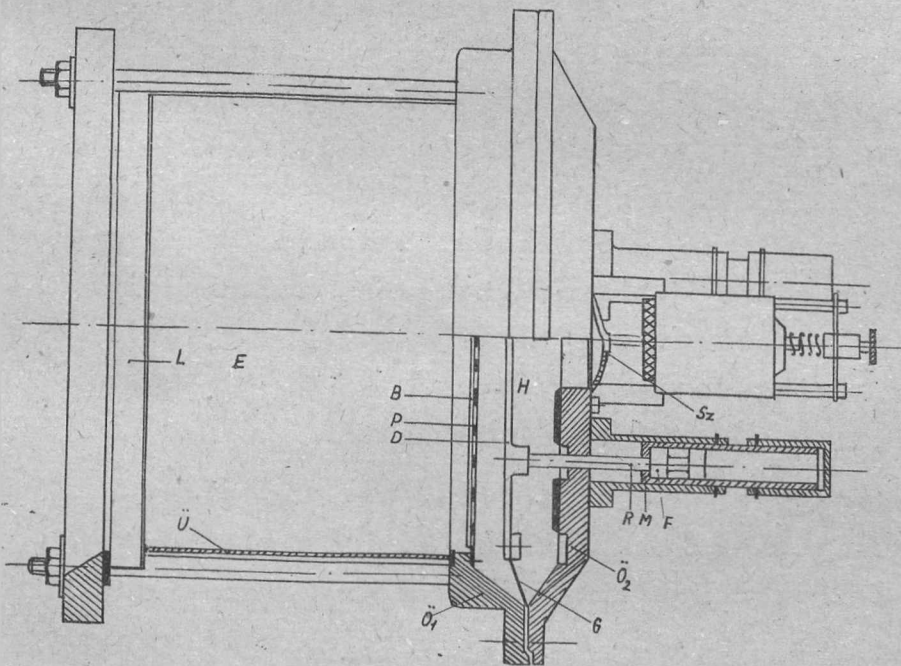
Wilson kamra építése

Irta: Kántor Károly

A kozmikus kiterjedt légizapórok vizsgálatára, egy automatikus működésű Wilson kamra van építés alatt.

1./ A kamra szerkezete:

A kamra elvi megoldása Blackett típusu. /Ld. 1. ábra/



- B fekete bársony
- D dugattyulemez
- E hasznos kamratér
- F dugattyúfej
- C gumimembrán
- H hátsó kamratér
- L fedőlemez
- M menetes ütköző
- Ö<sub>1</sub>, Ö<sub>2</sub> öntvényfalak
- P perforált lemez
- R dugattyúrúd
- Sz gyors expanziós szelep
- Ü üveghenger

1. ábra

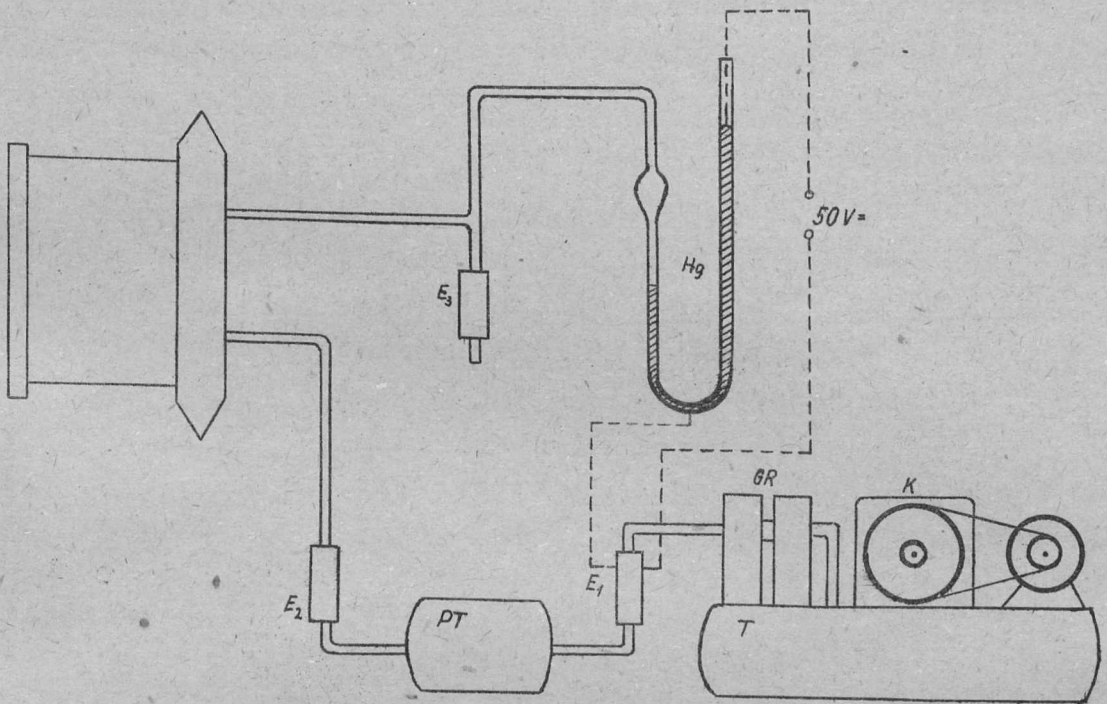
A tulajdonképpeni, u.n. "érzékeny" kamratert /E/ a 30 cm átmérőjű és 20 cm-mély üveghenger /Ü/, a fedőlemez /L/ és a fekete bársonnyal /B/ borított perforált lemez /P/ határolják. A megfelelő tömitést, az üvegrészek és a sárgaréz

öntvény /Ö<sub>1</sub>/ között műgumi tömitőgyűrűk szolgáltatóják. /A nyers gumit az alkohol oldja/. A fekete szövetanyag háttérként szolgál a fényképezé néél, a perforált lemez pedig az expanziókor keletkező lég rvényeket, turbulenciát, csökkenti. A perforált lemez, valamint a dugattyulemez /D/ és a gumimembrán /G/ közötti térrész, az érzékeny térfogattal gáztöltés szempont ából egy egységet képez. A kamra kb. 920 hgmm nyomásra van levegővel feltöltve. /Első összeszerelésnél a kamratér nyomása naponként kb. 20-30 hgmm-t esett. Kiderült, hogy az aluminium öntvényből készült dugattyulemezben öntési hibák voltak és ott szökött ki a levegő. A második dugattyulemezt hengerelt aluminiumból készítettük és akkor a tömitetlenség megszűnt./

Ha a hátsó kamratérbe /H/ nem adunk levegőt, akkor a tulnyomás a dugattyumembránt a hátsó öntvényhez /Ö<sub>2</sub>/ szoritja. A kamrát ugy hozzuk működésre kész állapotba hogy a lassu /2. ábra E<sub>3</sub>/ és gyors /Sz/ expanziós szelepet zárjuk és addig nyomunk a dugattyu mögé levegőt, amig a dugattyulemez elöretolódása folytán a dugattyurudon /R/ elhelyezett fej /F/, az expanzióviszony beállítására szolgáló menetes ütközöt /M/ el nem éri. Ha most a gyors expanziós, elektromágnesesen vezérelt szelepet hirtelen kinyitjuk, a belső tulnyomás a dugattyut hátra dobja, ezáltal a kamra térfogata megnagyobbodik és az adiabatikus lehülés következtében a cseppképződés megindul.

Az expanzióviszony ily módon történő beállításánál a hátsó kamratér nyomását, elég szűk határok között állandó értéken kell tartani. A körgyűrű alakú gumimembrán, a dugattyulemez felüli részen, nem tud u.i. az első öntvényfalra teljesen felfeküdni. Tehát ha a kamranyomás megváltozik, a gumimembrán is megváltoztatja az alakját és ezzel együtt a kamra expanzió előtti térfogatát is. Ez pedig az expanzióviszony megváltozását okozza. / $\epsilon = v_2/v_1$ , ahol  $\epsilon$  = expanzióviszony,  $v_1$  = expanzió előtti kamratérfogat,  $v_2$  = az expanzió utáni kamratérfogat/.

Mivel a helyes nyomképződés az expanzióviszony értékének csak igen kis szakaszán megfelelő, ezt a bizonytalanságot ki kellett küszöbölni. Az expanziókhoz szükséges levegőt egy automatikus kompresszor /K/ szolgáltatja, amely a tartályt /T/ állandóan 2,5 - 3,5 atmoszféra közötti nyomáson tartja. /Lásd 2. ábra/



2. ábra

- |                |                                  |    |                         |
|----------------|----------------------------------|----|-------------------------|
| E <sub>1</sub> | El. mágn. redukálószelep         | K  | automatikus kompresszor |
| E <sub>2</sub> | El. magn. szelep                 | Hg | higanyos manométer      |
| E <sub>3</sub> | El. mágn. lassu expanziós szelep | PT | puffertartály           |
| GR             | gőznyomás redukáló szelep        | T  | levegőtartály           |

A tartályon elhelyezett Jété-Solo gőznyomás redukáló szelep /GR/ a fent megokolt finom nyomás szabályozásra nem volt megfelelő. A pontos szabályozáshoz egy elektromágneses szelepet /E<sub>1</sub>/ készítettünk, amelyet a hátsó-kamratérre kapcsolt higanyos manométer /Hg/ vezérel. A szelep tehetetlensége a

hátsó kamratér nyomásában egy lengő állapotot eredményezett, amit a higanymanométer higanyoszlopának lengő mozgása még inkább elősegített. Hogy ezt megszüntessük, a hátsókamratér, /H/ köbtartalmát egy második elektromágneses szelepen /E<sub>2</sub>/ keresztül egy puffertartállyal /PT/ megnagyobbítottuk. Így a szelepnýtáskor beáramló levegő csak kis nyomás növekedést okozott. A higanyoszlop lengő mozgása is mérséklődött és az első kamratérre kapcsolt higanyos manométer maximális ingadozása  $\pm 0,5$  mm-re csökkent. Ez expanzióviszonyra átszámítva, kb. 0,01 %-nak felel meg.

Ennek a második szelepnek a vezérlése olyan, hogy a kamra készenléti állapotában nyitva van, míg lassu vagy gyors expanziónál lezár, tehát a levegőnek a puffertartályból a hátsókamratérbe való áramlását megakadályozza.

## 2./ Nyomképződésnél fellépő zavaró körülmények:

A cseppképző folyadék 60% n-propil alkohol és 40 % viz, Ebből az elegyből 30 cm<sup>3</sup>-t adagolunk a kamrába. A kamra üzemszerű működéséhez megfelelő expanzióviszony ennél az összetételnél, levegő használata esetén, kb. 12,5 %.

Előfordulhat az, hogy a cseppképző folyadék valamelyik alkotórésze a fotografiai háttérnek alkalmazott szövetanyag festéket oldja. A kioldott festékrészecskék kondenzációs magokat képezhetnek. Ilyen esetben a kamrában a nyomok mellett mindig erős háttérködösödés is fellép. Emiatt célszerű a szövetanyagot beszerelés előtt legalább egy hétig a cseppképző folyadékkal azonos összetételű folyadékba beáztatni. Az esetleges oldódás a folyadék szineződésében jelentkezik.

Erős háttérrel okozhat, a kamra egyes alkatrészeinek rádióaktív szennyeződése. Az általunk használt üveghengerek ebből a szempontból nem teljesen megfelelőek. Általában

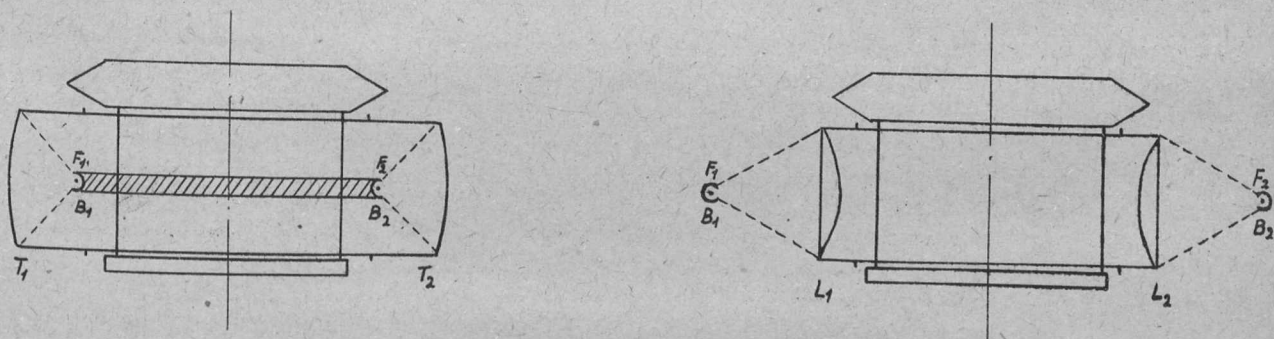
mindegyik tartalmaz  $\beta$  szennyezést. Egyes hengereknél  $\alpha$  szennyeződés is előfordul. Célszerű emiatt az egyes alkatrészeket megfelelő számlálóval radióaktivitás szempontjából a kamra összeszerelése előtt kiválogatni.

### 3./ Expanzió előtt képződött nyomok eltávolítása

Az expanzió előtt képződött ionok eltávolítására a kamra-fedő és hátlemeze közé 2000 V feszültséget kapcsolunk, amelyet az expanzió pillanatában meg kell szüntetnünk, mert ha a tér nincs lekapcsolva, a nyom + és - ionokból álló két párhuzamos részre bomlik. A nagyfeszültségű elektróda egy 0,3 mm-es vörösrézlemezről készült körgyűrű. Ezt a lemezt két gumitömítő gyűrű segítségével a kamra fedőlemeze és az üveghenger közé helyezzük el. A lemez belső fele benyulik a hasznos kamratérbe. A másik pólus a kamra vázára van kapcsolva.

### 4./ A kamra megvilágítása és fényképezése.

A hasznos kamratér megvilágítása két oldalról egy-egy flashcsővel / $F_1, F_2$ / történik. /3. ábra/.



3. ábra

$B_1, B_2$  blendék,  
 $F_1, F_2$  flashcsövek

$T_1, T_2$  henger parabolatük-  
rök  
 $L_1, L_2$  henger lencsék

A flashcsövek fényét ezideig hengeres parabola-tükrök / $T_1, T_2$ / vetítették a kamrába. A jó kontraszt elérése

miatt, a tükröket úgy kell beállítani, hogy sem a hátsó báronyra, sem a kamra fedőlemezére ne juthasson fény. Emiatt a flashcsövek kamra felőli oldalára még egy-egy blendét / $B_1$ ,  $B_2$ / kell elhelyezni, hogy az előbb említett helyekre közvetlenül se juthasson fény. Ezek a blendék azonban a tükrőről visszavert fényből kb. 10-12 mm széles sávot eltakarnak és ezáltal a megvilágítás a kamra mélység irányában nem lesz egyenletes.

A tükrök beállítását igen pontosan kell elvégezni, mivel a szembenlévő tükrőről visszaverődve is juthat zavaró fény az elő- vagy hátlapra.

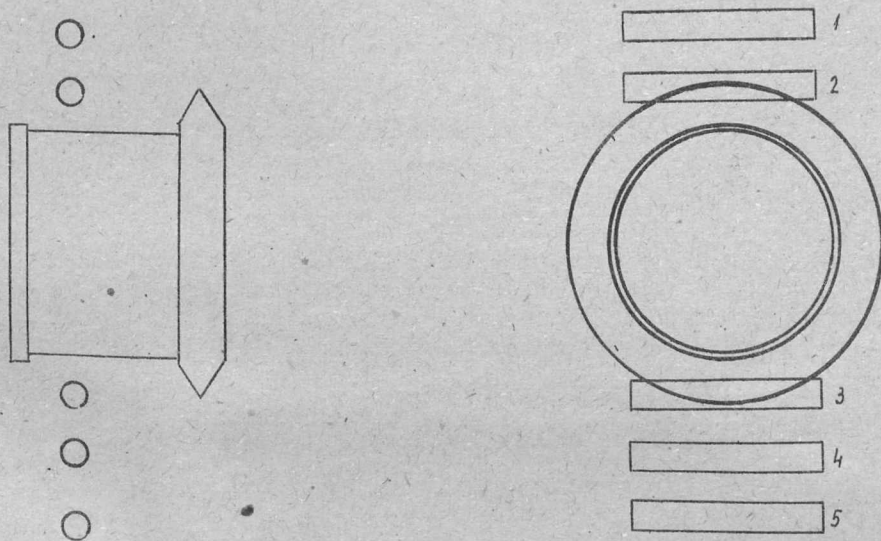
Hengerlencsék alkalmazásakor a beállítás egyszerű és a kamra megvilágítása is egyenletesebb. Vizuális megfigyelésekhez egy vetítő izzókból álló lámpasorozatot használhatunk fényforrásnak. Egyszerűség kedvéért ez állandóan is beszerelve maradhat, csak akkor a sugármenet útjába egy  $45^\circ$ -ban elhelyezett siktükröt kell alkalmaznunk.

A flashcsöveket 2000 V-ra töltött 100  $\mu$ F-os kondenzátorokról tápláljuk. Flashcsövek felvillanásának idejét az expanzióhoz képest késleltetni kell, hogy a képződött cseppeknek elég idejük legyen felnövekedni. Ezáltal a nyomokat könnyebben tudjuk észlelni. A késleltetést egy Compur fényképezőgép zárral oldottuk meg. A maximális késleltetés 0,2 sec. Nagyobb késleltetésnél a turbulencia a nyomokat igen erősen zavarja.

A fényképezés, ideiglenesen, Beltica fényképezőgéppel történik. Az objektív Tessar,  $F = 1:3,5$ ,  $f = 50$  mm. A fényképezési távolság 105 cm. A használt filmanyag Agfa Isopan F. A tulajdonképeni expozíciót a flashcsövek felvillanása adja. A fényképezőgép zárjának kioldását egy kis elektromágnes végzi. A záron az expozíciós idő a flash késleltetésénél valamivel nagyobb értékre van beállítva.

5./ A kamra vezérlése.

A kamra automatikus vezérlésére kozmikus részecskék vizsgálatakor egy ötös koincidencia berendezés szolgál. A csövek elhelyezése a 4. ábrán látható.



4. ábra

1,2,3,4,5, GM-csövek /átmérő 40 mm, érzékeny hossz kb 250 mm/.

Egy munkaexpanzióhoz a következő kapcsolásokat kell elvégezni:

- 1./ nagyfeszültségű tisztítóter lekapcsolása,
- 2./ gyors expansziós szelep nyitása,
- 3./ fényképezőgépjárjábanak nyitása,
- 4./ a flashnak meghatározott késleltetése utáni felvillantása,
- 5./ lassu expanszió vezérlőszerkezet indítása.

Ezután a szervó elvégzi a kamra tisztításához szükséges lassu expansziókat oly módon, hogy egy forgó bütykös tárcsa, relék segítségével, hol az  $E_2$ , levegő beeresztő szelepet, hol a lassu expansziós  $E_3$  szelepet nyitja. A kapcsolóval beállítható

megfelelő számú lassu expanzió elvégzése után a szervó automatikusan leáll és a kamra ismét felvételre kész állapotba kerül.

Az 1-5 kapcsolásoknak relékkel történő megoldásakor bizonyos késés mutatkozik. Így pl. a tisztítóter késve történő lekapcsolása azt eredményezi, hogy a nyomok + és - ionokból álló részecskékre vannak széthúzva. A relékésés okozza a gyors expanziós szelep késői nyitását is. Emiatt a nyomok még túl vastagok, mivel a képződött ionoknak idejük van diffundálni.

A vezérlőrészek elektronikus megoldása ezeket a hibákat kiküszöböli.

## 6./ Összeszerelés és beállítás.

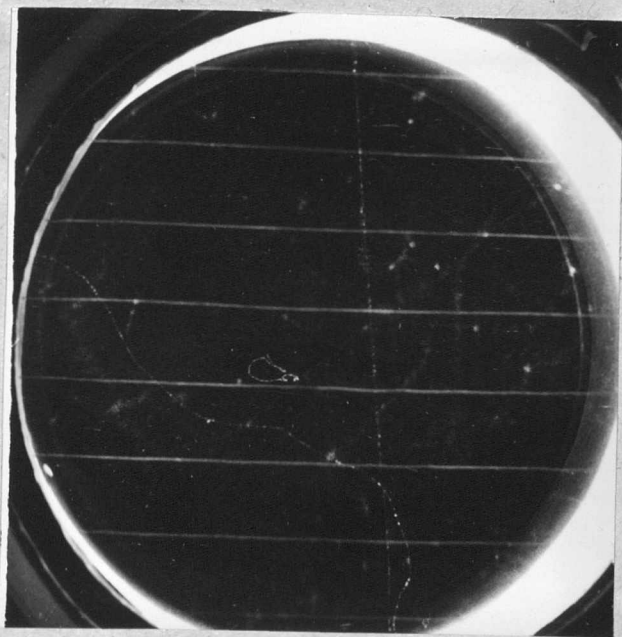
A kamra összeszerelésekor az üvegrészeket salétromsavval átmoszuk, majd alkohollal és desztillált vízzel leöblítjük. Az üvegrészekeken minden karcot és porlerakódást el kell kerülnünk, mert az oldalról jövő megvilágításnál ezekről fény szóródik, a kamra elő- és hátlapjára. A fémrészeket, amelyek a hasznos kamratérrel kerülnek érintkezésbe, acélspongyával tisztítjuk, majd benzollal mossuk át. A csiszolóvaszon használatát el kell kerülnünk, mivel azzal radioaktiv szennyeződést tartalmazó anyag kerülhet a kamrába. Összeszerelés után a cseppképző folyadékot a háttérnek használt szövetanyaggal felitatjuk, majd a kamrát feltöltjük kb. 920 hgmm nyomásra és a tisztító feszültséget rákapcsoljuk. Először 5-6 gyors expanziót végzünk kb. 15 % körüli expanzió-viszony érték mellett, hogy a gőzegyensúly beálljon. Ezután kb. 8 % körüli expanzióviszony mellett lassu expanziókat végzünk. Az első expanzióknál egész sűrű ködöt kapunk. A köd további lassu expanziók hatására ritkulni kezd, mivel a kamrában lévő füst- és porrészecskék fokozatosan lecsapódnak. A köd ritkulásával a cseppek fokozatosan nagyobbodnak. Kb. 30-40 percnyi járatás után /40-50 lassu expanzió/ a kamra lassu expanzióval teljesen tiszta marad. Ekkor a kamra alá ki  $\checkmark$  preparátumot helyezünk és az expanzióviszonyt fokozatosan növeljük addig, amíg a preparátum által kiváltott szekundér



elektronnyomok megjelennek. Az expanzióviszonyt növelve, a nyomok erősödnek, de ugyanakkor egyes elszórt u.n. "background" cseppek jelennek meg, amelyek száma folyton növekszik. Az expanzióviszonyt úgy állítjuk be, hogy a nyomok elég erősek, de a background még gyenge legyen. Ezután rákapcsoljuk a GM-cső vezérlést és a fényképezőgépet.

Az egész kamra egy  $\pm 0,5^{\circ}$  Celsiusra kondicionált helységben van elhelyezve. Erre azért van szükség, mert az expanzióviszony a hőfoktól is függ.

A mellékelt képen egy ötös koincidenzával kapott kozmikus rész nyoma látható. A halvány görbe nyomok, a kamrafalból kijövő lassu elektronokból származnak /Radioaktiv szennyezés/.



Köszönetet mondok Jánossy Lajos osztályvezetőnek értékes gyakorlati tanácsaiért. Továbbá Fenyves Ervinnek, aki a kamra tulajdonképeni építését megkezdte és közben más-irányu elfoglaltsága mellett is, tanácsaival állandóan segítségemre volt.

A kamra alkatrészeit a Mechanikai Műhely készítette. Az elektronikus egységek tervezését és megépítését az Elektronikus Csoport végezte Zsdánszky Kálmán irányítása mellett. A fenti munkákért ezúton fejezem ki köszönetemet.

Külön dicséret illeti meg Grábler Márton korábbi, továbbá Dencs Béla és Gémesi Tibor jelenlegi munkatársaimat, akik kitartó és önzetlen munkájukkal járultak hozzá a kamra megépítéséhez.

Érkezett: 1954. márc. 31.

A KOZMIKUS SUGÁRZÁSI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYEI

OSZTÁLVÉZETŐ: JÁNOSSY LAJOS

Ujabb adatok a kiterjedt légizapórok barométereffektusáról

Irta: Sándor Tamás és Somogyi Antal

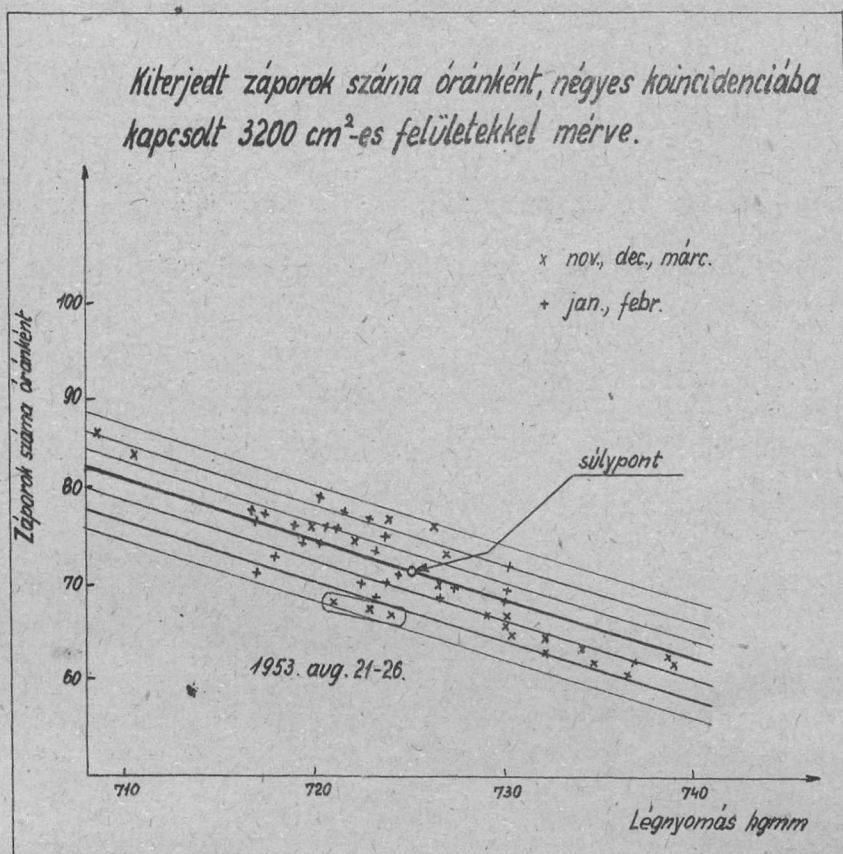
A kiterjedt légizapórok sűrűség-spektrumának méréséről egy előző dolgozatban /1/ már beszámoltunk. A sűrűség-spektrum méréséhez kapcsolódva, a méréseket kiegészítve, meghatároztuk a kiterjedt záporok barométer-effektusát, vagyis a záporgyakoriságnak a légnyomástól való függését. Ebben a tanulmányban az erre vonatkozó méréseinket és eredményeinket ismertetjük.

A KISÉRLETI BERENDEZÉS.

A kiterjedt légizapórokat négy egyenként  $3200 \text{ cm}^2$  érzékeny felületű számlálócső sorozattal négyes koincidenca-kapcsolásban észleltük 410 méterrel a tenger színe felett. A számlálócső sorozatokat egy  $8,6 \times 9,9$  méteres téglalap négy sarkában helyeztük el. /1 ábra/ Lásd a tuloldalpn !

Egy-egy számlálócső sorozatban 10 darab számlálócső volt párhuzamosan kapcsolva. /Az ábrán: 1/ A számlálócsövek kb.  $200\text{--}300 \mu\text{sec}$  hosszú jeléből trigger és differenciáló erősítő segítségével  $2 \mu\text{sec}$ -os jeleket formáltunk. A formálókörökből /az ábrán: 2/ a jelek mintegy 20 méter hosszú nagyfrekvenciás kábelén jutottak a mérőközpontban elhelyezett  $2,5 \mu\text{sec}$  felbontóképességű koincidenca-fokozatba /az ábrán: 3/, amely lényegében a szokásos Rossi-kapcsolásból és egy mechanikus számlálóberendezésből állt. A  $2,5 \mu\text{sec}$ -os felbontóképesség biztosította azt, hogy a véletlen négyes koincidenckiák száma elhanyagolható a mért záporintenzitás mellett. 300 óra alatt várható egy véletlen négyes koincidenca, míg az átlagos záporintenzitás óránként 70.





2. ábra

Látható, hogy valamennyi észlelési adat a háromszoros statisztikus hiba adta határon belül fekszik, bár az is észrevehető, hogy mindamellett a diszperzió a normálnál nagyobb. /V.ö. a számítás eredményeivel/.

A barométer-együtthatót az

$$N_i - \bar{N}t_i = \alpha t_i (b_i - \bar{b}) \quad i = 1, 2, \dots, k \quad (1)$$

regressziós egyenlet megoldásával számítottuk ki. Az alkalmazott jelölések:

- $k$  az észlelési periódusok száma,
- $N_i$  az észlelt záporok száma  $t_i$  idő alatt
- $b_i$  a légnyomás átlagértéke  $t_i$  idő alatt

$$\bar{n} = \frac{\sum_{i=1}^k N_i}{\sum_{i=1}^k t_i}$$

$$\bar{b} = \frac{\sum_{i=1}^k b_i t_i}{\sum_{i=1}^k t_i}$$

Minden összegezés a továbbiakban  $i = 1$ -től  $k$ -ig terjed.

Mint ismeretes, az /1/ egyenlet megoldása

$$\alpha = \frac{\sum (N_i - \bar{n} t_i) (b_i - \bar{b})}{\sum t_i (b_i - \bar{b})^2}$$

A diszperziót a szokásos

$$K^2 = \sum t_i (N_i/t_i - \bar{n})^2 / (k-1)$$

képletből, a minimális diszperziót pedig

$$K_{\min}^2 = k^2 - \alpha^2 \sum t_i (b_i - \bar{b})^2 / (k-1)$$

alapján számítottuk,  $\alpha$  hibájának azt a  $\Delta \alpha$  értékét tüntettük fel, amelyre a diszperzió megváltozása  $\chi_{\min}^2$  standard hibájával, vagyis  $\chi_{\min}^2 \sqrt{2 / (k-1)}$ -el egyenlő. Ez az érték

$$\Delta \alpha = \sqrt[4]{\frac{2}{k-1}} \cdot \frac{\sqrt{\chi_{\min}^2 / \sum t_i (b_i - \bar{b})^2}}$$

A százalékos barométer-együttható az intenzitás relatív megváltozását jelenti 10 hgmm légnyomás-változás esetén:

$$\Gamma = 100 \cdot 10 \alpha / \bar{n} \%$$

A szóbanforgó mennyiségeket - a szokásos módon számított korrelációs együtthatóval /r/ együtt - az alábbi táblázat tünteti fel:

k	$\bar{b}$	$\bar{n}$	$\chi^2$	$\chi_{\min}^2$	$\Delta\chi^2$	$\alpha$	$\Delta\alpha$	$\Gamma$	r
	hgmm	$h^{-1}$						$hgcm^{-1}$	
49	725,1	$71,35 \pm 0,25$	849	180	37	-0,81	0,19	$-11,4 \pm 2,3 \%$	0,89

A redukált specifikus diszperzió értéke  $\chi_{\min}^2/n = 2,53/$  még mindig lényegesen nagyobb, mint 1, ami arra mutat, hogy a záporintenzitás a légnyomáson kívül még más tényező behatására is változott a mérés során. Ennek a változásnak a valószínű amplitudója

$$\sqrt{\chi_{\min}^2/n} \approx \sqrt{(k-1)/\sum t_i} = 2,$$

ami kb. 3 %-os ingadozásnak felel meg. Feltételezhető, hogy ez a változás a troposféra alsó részének hőmérsékleti ingadozásától származik. Erre látszik mutatni az, hogy a január-februárban, tehát hideg időben észlelt értékek túlnyomórészt az átlagot képviselő regressziós egyenes felett helyezkednek el /az ábrában álló kereszttek jelölt adatok/, az augusztus, november, december, márciusban észlelt értékek túlnyomórészt a regresszió egyenes alatt találhatók /az ábrában dőlt kereszttek jelölt értékek/. Különösen feltűnő ez az augusztusban észlelt három értéken.

Az augusztus, november, december, márciusban észlelt, 725,1 hgmm-re korigált záporintenzitások átlaga  $70,7 \pm 0,37 h^{-1}$ , míg ugyanez a hidegebb január - februári időszakban  $71,9 \pm 0,36 h^{-1}$ . Az eltérés  $1,2 \pm 0,5 h^{-1}$ , tehát jelentősnek látszik és hőmérsékleti effektusra mutat. A részletes számítások folyamatban vannak.

Összehasonlításként közöljük az eddigi nevezetesebb barométer-együtthető-mérések eredményét.

Szerző:	Tszf. magasság m	Hányas koinc.	Bázis táv. m.	Hány záport észleltek	Barométer-együttható %
Clay <sup>4</sup>		4			-13
Castagnoli <sup>5</sup>	3500	4	6	21300	-9,2 ± 1,0
Millar <sup>8</sup>	Daudin			20000	-11,0 ± 1,0
Hodson <sup>7</sup>	0	3	2.2	37000	-9,0 ± 1,1
Daudin <sup>8</sup>	2860	3	80	2,4x10 <sup>6</sup>	-9,5 ± 0,2
"	2860	2	5	0,5x10 <sup>6</sup>	-10,1 ± 0,4 <sup>z</sup>

z Az eredeti cikkben - 9,9 ± 0,2 ill. - 10,3 ± 0,2 szerepel, s szerint, hogy a kettes koincidenciák miatt nagyszámu véletlen koincidenciák száma /5-10 %/ milyen függvénye a légnyomásnak.

A feltüntetett mérési hibák számításának menete az idézett dolgozatokban egyetlen esetben sem követhető, valószínűleg más elvek szerint vannak számítva mint az általunk megadott hiba.

- . -

Köszönettel tartozunk Jánossy akadémikusnak a munka irányításáért, Arányi István laboránsnak és Schnierer József műszerésznek a napi leolvasások és kontrollmérések lelkiismeretes végzéséért, illetőleg a készülék gondos üzembentartásáért, továbbá Deák Ferenc egyetemi hallgatónak a numerikus számítások végrehajtásában való segédkezésért.

Budapest, 1954. március hó 22.

#### I R O D A L O M

- 1./ Koch, Sándor, Somogyi, Szivek. KFKI Közl. 1, 1953. p.61.
  - 2./ Jánossy: Cosmic Rays, /Oxford/ 2 kiadás, 1950, p. 332.  
A.Daudin és J.Daudin: J.Phys.Rad. 14,1953.p.169
  - 3./ Jánossy: MTA Mat.és Termtud. Oszt.Közlem. I., 1,1951.p.3.
  - 4./ Clay: Proc.Ned.Ak.Wed. 52, 1949. p.450.
  - 5./ Castagnoli, Gigli, Sciuti, Nouvo.Cim. 7. 1950. p. 307.
  - 6./ Millar, Proc. Roy.Ir.Acad. A 54, 1951. p. 115
  - 7./ Hodson, Proc.Phys.Soc. A.66, 1953. p.49.
  - 8./ A.Daudin és J. Daudin i.m.
- Erkezett: 1954. márc. 31.



A KOZMIKUS SUGÁRZÁSI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: JÁNOSSY LAJOS

Párenergia számítása Yukawa potenciál völgy saját-  
függvényeivel

Irta: Ziegler Mária

M.G.Mayer [1] a mért magspin értékek magyarázatára fel-  
tételezi, hogy ugyanazon magban lévő két pálya közül a nagyobb  
impulzuszmomentumhoz tartozónak van nagyobb abszolút értékű pár-  
energiája. A fenti hipotézis ellenőrzésére végzett számításai-  
ban a két nukleon közti potenciált  $\delta$  függvény alakjában véve  
fel, az  $n$ -fő,  $l$ -mellék - és  $j$  -belső kvantumszámokkal mega-  
dott pályához tartozó párenergiát abszolút értékben a következő  
alakban kapta:

$$P_{nlj} = (2j + 1) J_{nl} \quad /1/$$

ahol

$$J_{nl} = \int_0^{\infty} R_{nl}^4(r) r^2 dr \quad /2/$$

és  $R_{nl}(r)$  a normált radiális energiasajátfüggvényt,  $r$  pedig  
a rádiuszvektort jelenti.

/A továbbiakban az  $(n, l, j)$ -től nem függő faktorokat elhagyjuk,  
tekintve, hogy az egyes energianívókhoz tartozó párenergiáknak  
csak relatív értéke érdekel bennünket./

A párenergia meghatározásához tehát az egyes kvantum-  
állapotokhoz tartozó energiasajátfüggvények ismeretére van  
szükség.

A számításokat eddig kétféleképen végezték el. M.G.  
Mayer fentebb idézett cikkében a /2/ integrál értékét meg-  
becsülte, A.J.M.Hitchcock [3] pedig oszcillátor sajátfüggvények-  
kel számolt, azaz a párenergiában szereplő integrál nála való-  
ban csak  $(n, l)$  értékétől függ,  $j$  értékétől nem. Így azonban,  
a párenergiának azonos  $l$ -nél  $j$ -vel való növekedése  
trivális.

Célszerűnek látszik tehát a számításokat erős spin-pálya kölcsönhatás feltételezésével elvégezni. Ekkor u.i. az energiasajátértékek s egyszersmind a sajátfüggvények az  $-n$  kívül a  $-l$ -től is fognak függeni. A /2/ integrálra kapjuk tehát:

$$J_{mlj} = \int_0^{\infty} R_{mlj}^4(r) r^2 dr \quad 131$$

Számításainkat SZAMOSI G. [4] eredményeinek felhasználásával végeztük. SZAMOSI két nukleon közt Yukawa kölcsönhatást véve fel, számítja ki az állandó sűrűségűnek feltételezett mag terének potenciálját. A potenciál kifejezése ekkor lesz.

$$V(r) = \begin{cases} -\frac{3gA}{\mu^2 R^3} \left[ 1 - (1 + \mu R) e^{-\mu R} \frac{\text{sh} \mu r}{\mu r} \right], & \text{ha } r < R \\ -\frac{3gA}{\mu R^2} \left[ e^{\mu R} - (1 + \mu R) \frac{\text{sh} \mu R}{\mu R} \right] \frac{e^{-\mu r}}{\mu r}, & \text{ha } r > R \end{cases}$$

ahol  $A$  a nukleonszám,  $g$  a mezontér csatolási állandója, pedig a  $\mu$  mezontömegével áll ismert összefüggésben. Hartree közelítésben az  $(m, l, j)$  kvantumszámhoz tartozó egy részecske Schrödinger egyenlet:

$$\Delta \psi_{mlj} + \frac{2M}{\hbar^2} \left[ E_{mlj} + \frac{1}{2} g V' \right] \psi_{mlj} = 0$$

alaku. Spin-pálya kölcsönhatást feltételezve, a potenciál lesz:

$$V'(r) = \begin{cases} V(r) - \chi \frac{1}{r} \frac{dV}{dr} l & , \text{ha } j = l + \frac{1}{2} \\ V(r) - \chi \frac{1}{2} \frac{dV}{dr} (l+1) & , \text{ha } j = l - \frac{1}{2} \end{cases}$$

ahol

$$\chi = \left( \frac{\hbar^2}{Mc} \right)^2 \lambda$$

A fentiekben  $\psi_{mlj}$  az egy részecske energiasajátfüggvényt,  $E_{mlj}$  az energiasajátértéket,  $M$  a részecske tömegét jelenti,  $\lambda$  pedig egy a spin-pálya kölcsönhatás erősségére jellemző számfaktor.

A  $\Psi_{nlj}$  sajátfüggvényekről a szögtől függő részt leválasztva, a

$$\Phi_{nlj}(r) = r R_{nlj}(r)$$

csak  $r$ -től függő részre kapott differenciálegyenletet adott  $g, \Lambda$  paraméter értékek mellett numerikusan oldhatjuk meg. Figyelembevéve, hogy az  $J_{nlj}$  integrálban a radiális sajátfüggvények normált alakja szerepel, /1/ és /3/-ból kapjuk a párenergia abszolút értékére:

$$P_{nlj} = (2g + 1) \frac{\int_0^{\infty} \Phi_{nlj}^4(r) \cdot r^{-2} dr}{\left[ \int_0^{\infty} \Phi_{nlj}^2(r) dr \right]^2}$$

A számításokat a  $Z = 60$  és  $N = 83$  proton, - illetve neutronszerű magra végeztük el.  $g = 5e$  és  $\Lambda = 10$  paraméterértékek mellett.

A számítás eredményeit a táblázatban közöljük.

/ { jellel a "versengő" nivókat jelöltük/

Nivók	$J_{nlj}$	$P_{nlj}$
1 s <sub>1/2</sub>	0,115	0,230
1 p <sub>3/2</sub>	0,059	0,237
1 p <sub>1/2</sub>	0,061	0,122
1 d <sub>5/2</sub>	0,042	0,251
2 s <sub>1/2</sub>	0,121	0,243
1 d <sub>3/2</sub>	0,045	0,180
1 f <sub>7/2</sub>	0,033	0,264
2 p <sub>3/2</sub>	0,058	0,233
1 f <sub>5/2</sub>	0,038	0,229
2 p <sub>1/2</sub>	0,062	0,124
1 g <sub>9/2</sub>	0,029	0,289
2 d <sub>5/2</sub>	0,040	0,238
3 s <sub>1/2</sub>	0,126	0,251
1 g <sub>7/2</sub>	0,033	0,264
2 d <sub>3/2</sub>	0,043	0,172
1 h <sub>11/2</sub>	0,026	0,308
2 f <sub>7/2</sub>	0,030	0,243
1 h <sub>9/2</sub>	0,029	0,297

Mint eredményeinkből látszik, a párenergiára tett feltevés a következőkép nyert igazolást: ugyanazon mellék-  
kvantumszámhoz tartozó pályák közül a nagyobb impulzusmomen-  
tumnak van nagyobb abszolút értékű párenergiája.

A kísérleti eredmények [5] szerint egymással "versengő" nivóknál is megkaptuk, hogy valóban a nagyobb impulzusmomentumhoz tartozó rendelkezik nagyobb párenergiával, ezért megvan az a lehetőség, hogy az kerüljön energetikailag mélyebb helyre, mégpedig

$$P_{1d3/2} > P_{1s1/2}, P_{1g9/2} > P_{2p1/2} \text{ és } P_{1g7/2} > P_{2d5/2}$$

Az egyetlen kivétel, ahol ez nem teljesült, a  $2p\ 3/2$  és  $1f\ 5/2$  nivó. Ez a két nivó azonban már a párenergia figyelembevétel nélkül számított nivóssorrendnél is felcserélődött a kísérleti nivóssorrendhez képest, másrészt a két párenergia különbsége annyira kicsi, hogy a számítási hibahatáron belül esik.

Számításunk csak tájékoztatásul szolgálhat, mivel az /1/ képlet levezetésében a két nukleon kölcsönhatási potenciálja  $\mathcal{S}$  függvény alakjában szerepel. Feltételezhető azonban, hogy Yukawa potenciál alkalmazása konstans faktortól eltekintve, lényegében hasonló eredményt szolgáltatna.

E helyen szeretnék köszönetet mondani SZAMOSI GÉZA elvtársnak, aki figyelmemet a fent tárgyalt problémára felhívta.

I R O D A L O M

1. M.G.Mayer, Phys. Rev. 78, 16, /1950/
2. M.G.Mayer, Phys. Rev. 78, 22. /1950/
3. A.J.M.Hitchcock, Phyl.Mag. 44, 766, /1953/
4. G.Szamosi, Naturwiss. 3. 105, /1953/
5. O.Haxel, J.H.D.Jensen, H.E.Suess, 290, 244, /1952/  
Ergebnisse der exact. Naturwiss.

Erkezett: 1954. ápr. 7.

AZ ELEKTROMÁGNESES HULLÁMOK OSZTÁLYÁNAK KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: FARAGÓ PÉTER

$\gamma$ -sugarak abszorpciója NaJ szcintilláló kristályban.

/Előzetes közlemény/

Irta: Keszthelyi Lajos

I. B E V E Z E T É S

A szcintillációs számláló előnye a régebbi számlálási módszerekhez képest /GM-cső, proporcionális számláló, ionizációs kamra/ főleg  $\gamma$ -sugarak számlálásánál mutatkozik meg.  $\gamma$ -sugarak számlálásakor minden számláló a  $\gamma$ -sugarak abszorpciójakor keletkező szekundér elektronokat számlálja. A régebbi típusú számlálók csaknem kizárólag a számláló falából a számláló gázterébe bejutó szekundér elektronokat számlálják és pedig az elektronok rövid hatótávolsága miatt csak a fal egy vékony rétegében /érzékeny réteg/ abszorbeálódó  $\gamma$ -kvantumokat. Szcintillációs számláló esetén a szcintilláló anyagban bárhol bekövetkező  $\gamma$ -abszorpcióból származó fényfelvillanást - legalábbis a felvillanások nagy részét - regisztrálja a számláló. Vastagabb szcintilláló anyagban nagyságrenddel több  $\gamma$ -kvantum abszorbeálódhat, mint a számláló csövek vékony "érzékeny rétegében".

Először a kis sűrűségű /1 g/cm<sup>3</sup> körül/ szerves kristályokat /naftalin, antracén/ alkalmazták  $\gamma$ -sugarak számlálására. [2] 1948-ban Hofstadter felfedezte, hogy talliummal aktivált alkálihalogenid kristályok, köztük főként a nátriumjodid kristály kitűnően alkalmazhatók szcintilláló anyagként. [3]. A NaJ sűrűsége 3,67 g/cm<sup>3</sup>, ezért nagyobb mértékben abszorbeálja a  $\gamma$ -sugarakat, mint a szerves kristályok.

Rövidesen ezután Hofstadter és McIntyre kimutatta, hogy hogy nátriumjodiddal, mint szcintilláló kristállyal működő szcintillációs számlálók  $\gamma$ -energia mérésre is alkalmazhatók, [4] mert a különböző energiájú  $\gamma$ -kvantumok szekundér elektronjai által keltett fotonok száma különböző. Taylor és társai megvizsgálták, hogy hogyan függ a kiváltott fotonok száma az elektronok kristályban abszorbeált energiájától. [5] Azt találták, hogy az abszorbeált energia és a keletkező fotonok száma között 1 KeV-től 6 MeV-ig lineáris összefüggés van. Ezek után az alap-

vető vizsgálatok után igen sok dolgozat foglalkozott a szcintillációs számlálónak, mint  $\gamma$ -sugar spektrómetrnek sajátjaival [6], [7].

Kevesebbet foglalkoztak azonban a számláló hatásfokának problémájával. Általában feltételezték, hogy a szcintillációs számlálók hatásfokát egyértelműen megadja a számlálandó  $\gamma$ -sugarak abszorpciója a NaJ kristályban. [8] Eszerint a hatásfok az abszorbeálódó  $\gamma$ -kvantumok és a kristályra eső  $\gamma$ -kvantumok számának hányadosa. Az abszorbeálódó  $\gamma$ -kvantumok számát az elméletileg számított abszorpciókoefficiensek segítségével határozták meg. Az abszorpciókoefficiensek helyességét mérésrel még nem ellenőrizték.

Ez az elgondolás bizonyos megszorításokkal érvényes csak, amint azt a II. részben kimutatjuk. Az irodalomban is ellentmondó eredmények találhatók. Hofstadter a Ra  $\gamma$ -sugaraival mérve azt találta, hogy a hatásfok az abszorpció alapján számítható hatásfok 2,7-szerese. [9] Egy másik dolgozatban a szerzők nem veszik figyelembe a  $\gamma$ -hatásfok meghatározásánál a kristályban való abszorpciót, hanem kevésbé világos mérések és megfontolások alapján egy empirikus összefüggést vezetnek le. [10] Az összefüggés szerint a hatásfok a  $\gamma$ -sugarak energiájával nő 1 MeV és 2 MeV között, amely teljes ellentmondásban van a  $\gamma$ -sugarak abszorpciójából számítható hatásfokkal.

A jelen dolgozat célja az, hogy a/ meghatározza a  $\gamma$ -sugarak abszorpciókoefficienseit NaJ-ban a 0,2-2,5 MeV energiatartományban; b/ ezeket mérésrel ellenőrizze; c/ megvizsgálja, hogy milyen tényezők határozzák meg azt, hogy egy abszorbeálódott  $\gamma$ -kvantumot számlál-e a berendezés vagy sem, és d/ erre mérési módszert dolgozzon ki.

## II. A $\gamma$ abszorpció és a számláló hatásfok közötti összefüggés.

### 1./ A szcintilláló kristályban keletkező fotonok száma.

A  $\gamma$ -sugarak abszorpció processzusait részletesebben megvizsgálva azt látjuk, hogy a/ fotoeffektus esetén a keltett szekundér elektronok energiája megegyezik a  $\gamma$ -kvantumok energiájával, tehát egy azonos energiájú csoportot alkotnak;

b/ a Compton-elektronok energiája  $h\nu \frac{2\alpha}{1+2\alpha}$  /ahol  $h$  a Planck állandó,  $\nu$  a frekvencia,  $\alpha = \frac{h\nu}{mc}$ ,  $m$  az elektron tömege,  $c$  a fénysebesség/ maximális értéktől kb. 0 értékig minden érték lehet;

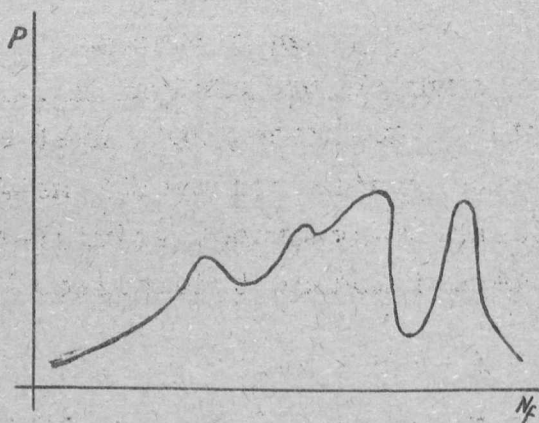
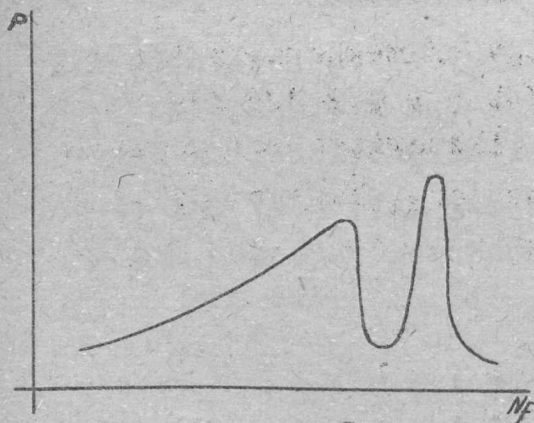
c/ 1 MeV  $\gamma$ -energia felett a párképzésből származó két elektron energiája 1 MeV-tal kisebb, mint a  $\gamma$ -kvantum energiája.

A Compton-effektus folytán szóródott  $\gamma$ -kvantumok és a párképzésben keletkező pozitronok megsemmisülési sugárzása ismét abszorbeálódhat a kristályban, amely a fénykeltés szempontjából a primér abszorpcióval egy aktusban történik, tehát a kristályban abszorbeált energia ellenében keletkező fényenergiát növeli.

Elméleti formulák alapján kiszámítottam a NaJ különböző abszorpciós processzusoknak megfelelő abszorpciókoefficienseit a Ra  $\gamma$ -vonalaira. Ezek az I. táblázatban találhatóak.  $\tau_2$  és  $\alpha_2$  a fotoeffektus ill. párképzés abszorpció koefficiense jódra /Na-ra elhanyagolható/,  $\sigma_+$  és  $\sigma_{Com}$  a Compton-effektus teljes abszorpció koefficienseivel.

Az abszorbeált elektronok energiája és a keltett fotonok száma között kísérletileg igazolt lineáris összefüggés van.

[5]. Ezért a  $\gamma$ -sugarak abszorpciójakor a szcintilláló kristályban keletkező fotonok száma  $N_f$  és az  $N_f$  előfordulási számát  $P$  megadó görbének 1 MeV alatti monokromatikus  $\gamma$ -sugarak esetében két maximuma van /1. ábra/, 1 MeV feletti monokromatikus  $\gamma$ -sugarak esetén három esetleg négy [11] /2. ábra/. Az 1. és 2. ábrán látható görbék nem számított görbék, csak az elmondandók megvilágítására szolgálnak.



1. ábra. A szcintilláló kristályban keletkező fotonok száma  $N_f$  és  $N_f$  előfordulásának száma  $P$  közötti összefüggés sémája 1 MeV-nél kisebb  $\gamma$ -energiák esetén.

2. ábra. A szcintilláló kristályban keletkező fotonok száma  $N_f$  és  $N_f$  előfordulásának száma  $P$  közötti összefüggés sémája 1 MeV-nél nagyobb  $\gamma$ -energiák esetén.



A legnagyobb fotonszámhoz tartozó maximumot a fotoelektronok okozzák. Ez a maximum igen éles lehetne, ha az elektronok energiavesztésének és a szcintillációs effektusnak statisztikus volta kissé el nem mosná.

$N_p$ -et csökkentve a maximális energiájú Compton-elektronok miatt éles növekedés következik be. A maximum elérése után  $p$  értéke monoton csökken követve a Compton elektronok energiaeloszlását.

I. táblázat

Nátriumjodid abszorpciókoefficiensei a Ra  $\gamma$  vonalaira.

1	2	3	4	5
$\gamma$ -energia MeV-ben	$\text{cm}^{-1}$	$\frac{\sigma_{\gamma}}{\sigma_{\text{Na}}}$ $\text{cm}^{-1}$	$\chi_{\gamma}$ $\text{cm}^{-1}$	$\tau_{\gamma} + \sigma_{\gamma} - \sigma_{\text{Na}} + \chi_{\gamma}$
0,241	0,424	0,296 0,063		0,783
0,294	0,227	0,28 0,059		0,566
0,350	0,157	0,259 0,055		0,471
0,607	0,049	0,207 0,044		0,300
0,766	0,023	0,186 0,039		0,248
0,933	0,0161	0,168 0,036		0,220
1,120	0,0103	0,155 0,033		0,198
1,234	0,0097	0,147 0,031		0,188
1,370	0,0085	0,138 0,029	0,0009	0,176
1,761	0,0057	0,124 0,026	0,0037	0,159
2,2	0,004	0,107 0,022	0,0093	0,142
2,42	0,0038	0,100 0,021	0,011	0,136

Ha a  $\gamma$ -sugarak energiája 1 MeV-nél nagyobb, akkor az előbbi két maximumos görbére még egy, illetve két maximum kerül, amelyek a párképzésnek felelnek meg. A kisebb  $N_f$ -nek megfelelő maximum esetén mindkét megsemmisülési kvantum elhagyja a kristályt, a nagyobb  $N_f$ -hez tartozó maximum esetén egyik abszorbeálódik a kristályban.

Mindkét görbe maximumai kis mértékben elmosódnak amiatt, hogy a kristály szélein keletkező szekundér elektronok egy része nem veszi el összes energiáját a kristályban.

A  $\gamma$ -kvantumok abszorpciójakor a szcintilláló kristályban keletkező fotonokat fotoelektronsokszorozóból, erősítőből, amplitudó-diszkriminátorból és számlálóból álló elektronikus berendezés regisztrálja. A fotonok fotoelektronokat váltanak ki az elektronsokszorozó fotókatódjából, ezek felsokszorozódva az elektronsokszorozó anódján elektromos impulzust adnak. Az erősítő ezt tovább erősíti, az amplitudó-diszkriminátor pedig egy meghatározott amplitudónál nagyobb impulzusokat tovább enged a számláló berendezés felé, kisebbeket pedig nem. A diszkriminátorra azért van szükség, hogy a jelimpulzusokat az elektronsokszorozó zajimpulzusaitól /szobahőmérsékleten  $10^4 - 10^5$  impulzus /sec/ elválasszuk. Ha a jelimpulzusok mellett sok zajimpulzus van, akkor nagyon hosszú ideig kell mérni, hogy a mérési hiba kicsi legyen. Ez viszont a berendezések instabilitása miatt okoz nagyobb hibát. Tehát pontos méréshez szükséges, hogy kicsi legyen a zajimpulzusok száma. Ezt legegyszerűbben akkor lehet megvalósítani, ha a jelimpulzusok amplitúdói nagyobbak, mint a zajimpulzusok amplitúdói. Tehát a jelimpulzusok amplitúdóinak egy minimális értéknél nagyobboknak kell lenniök. Ezt a minimális amplitudót  $V_{\min}$  az határozza meg, hogy mennyi zajimpulzust engedünk meg számlálás közben.  $V_{\min}$  értékét az amplitudó-diszkriminátor állása rögzíti.

Minthogy a fotoeffektus, az elektronsokszorozás, erősítés bizonyos határok között lineáris folyamatok,  $V_{\min}$  mindenkori értékének egy minimális fotonszám  $N_{f \min}$  felel meg. Természetesen  $N_{f \min}$  statisztikusan ingadozik a fotoeffektus és a sokszorozás statisztikus természete miatt. Ha az abszorbeált  $\gamma$ -kvantum által keltett fotonok száma kisebb  $N_{f \min}$ -nál,

akkor ezt a  $\gamma$ -kvantumot a számláló berendezés nem regisztrálja. Ha az 1. és 2. ábrában  $N_{f \min}$  értékét bejelölnénk, akkor ettől jobbra eső görbe szakasz alatti terület mérőszáma az abszorbeált és számlált, a balra eső terület mérőszáma az abszorbeált és nem számlált  $\gamma$ -kvantumok számával arányos mennyiség volna.

A hatások és az abszorpció közötti összefüggés a következőképpen fogalmazható meg: Amennyiben  $N_{f \min}$ -nál nagyobb minden szcintilláló effektusban keltett fotonok száma, akkor a hatások valóban megegyezik az abszorpció segítségével számított hatásokkal /  $\epsilon$  /.  $\epsilon$ -t egyenletben kifejezve

$$\epsilon = 1 - e^{-\mu d} \quad /1/$$

ahol  $\mu$  az abszorpciókoefficiens a szcintilláló kristályban,  $d$  a kristály vastagsága. Ha a keltett fotonok száma a szcintillációs effektusoknak csak részben nagyobb  $N_{f \min}$ -nál, akkor a számlálás hatásoka mindig kisebb, mint  $\epsilon$ . Ilyen esetben a hatások:

$$\eta = S \cdot \epsilon \quad /2/$$

ahol  $S \leq 1$ .  $S$  az elektronikus részre /elektronsokszorozó, erősítő, diszkriminátor/ jellemző mennyiség. Azt mondhatjuk hogy  $S < 1$  esetén a felvillanásokat számláló berendezés nem "látja" az összes felvillanást, hanem csak azokat, amelyekben  $N_{f \min}$ -nál nagyobb számú foton keletkezik.

## 2/ A számláláshoz szükséges fotonok száma.

A következőkben megvizsgáljuk, hogy adott számláló berendezés esetén milyen tényezők határozzák meg  $N_{f \min}$  értékét, ezzel a számlálás  $\eta$  hatásokát.

$V_{\min}$  meghatározásához /mondottuk, hogy  $V_{\min}$  határozza meg  $N_{f \min}$ -t/ elsősorban a zajimpulzusok amplitudóeloszlását kell megvizsgálni. A zajimpulzusok a sokszorozó katódjáról, illetve első diódáiról elinduló egyes elektron sokszorozásából származnak. Egy elinduló elektrontól átlagosan  $M$  elektron lesz az anódon, ha  $M$  az átlagos sokszorozási tényező.

A zajimpulzusok amplitúdó szerinti eloszlását úgy lehet leírni, mintha az átlagosnál  $k$ -szor nagyobb amplitúdójú impulzusok  $k$  elektron sokszorozásából származnának.  $k$  növekedésével a zajimpulzusok száma igen gyorsan csökken.  $k = 10$  esetén a már elenyészően kevés /kisebb, mint 1 impulzus/sec/ a zajimpulzusok száma [~].  $V_{\min}$ -nalegy  $k$  értéket határozunk meg. A katódból kilépő fotoelektronok számának  $k$ -nál nagyobboknak kell lennie, hogy a jelimpulzusok amplitúdója nagyobb legyen a  $k$  induló elektronnak megfelelő zajimpulzusok amplitúdójánál. Ha a katód kvantumhatásfoka a szcintilláció fotonjai esetén  $w$  és a szcintillációban keletkező fotonoknak csak egy  $G < 1$  része jut el a fotokatódra a geometriai tényezők miatt, akkor  $N_{f \min}$ -ot a következő egyenlet határozza meg:

$$N_{f \min} \cdot G \cdot w = k \quad /3/$$

Legyen az 1 KeV abszorbeált energia esetén keletkező fotonok száma  $s$ , akkor a szcintillációs számláló az olyan  $\gamma$  kvantumokat számlálja, amelyek által kiváltott szekundér elektronok energiája nagyobb, mint

$$E_{\min} = \frac{N_{f \min}}{s} = \frac{k}{G \cdot w \cdot s} \text{ KeV} \quad /4/$$

Végül is arra jutottunk, hogy egy abszorbeált  $\gamma$  kvantumot akkor regisztrál a berendezés, ha a  $\gamma$ -kvantum által keletkezett szekundér elektron a kristályban  $E_{\min}$ -nél nagyobb energiát veszít.

Az elektronikus részre jellemző  $\delta$  tényező értékére vonatkozólag a következőket mondhatjuk:

a/ A számláló nem számlálja azokat a  $\gamma$ -kvantumokat, amelyek energiája sokkal kisebb, mint  $E_{\min}$ . Ekkor  $\delta = 0$ . Ha azonban  $h\nu$  megközelíti  $E_{\min}$ -ot, akkor  $E_{\min}$  statisztikus ingadozása miatt várható, hogy  $\delta > 0$  lesz.

b/ Ha  $h\nu > E_{\min} > h\nu \frac{2\alpha}{1+2\alpha}$ , akkor a statisztikus ingadozástól eltekintve a fotoelektromos uton abszorbeált  $\gamma$ -kvantumok legnagyobb részét regisztrálja a számláló. Az összeset azért nem, mert a kristály szélein keletkező fotoelektronok egy

része kiléphet a kristályból anélkül, hogy  $E_{\min}$ -nél nagyobb energiát veszített volna a kristályban.  $\delta$  értékét a fotoeffektus útján abszorbeált és az összes abszorbeált  $\gamma$ -kvantum számának hányadosa adná, ennél az értéknél azonban kisebb a kiszökő fotoelektronok miatt.

c/ Ha  $h\nu \cdot \frac{2\alpha}{1+2\alpha} > E_{\min}$  is teljesül, akkor a Compton-effektusban keletkező elektronok egy részét is számlálja már a berendezés. A statisztikus ingadozás miatt itt sem éles a határ a számlált és nem számlált Compton-elektronok energiája között. A kristályból kiszökő Compton-elektronok rontják, a kristályban abszorbeálódó szórt fotonok javítják  $\delta$  értékét.

d/ Ha  $h\nu > 1$  MeV, akkor már figyelembe kell venni azt is, hogy  $h\nu - 2mc^2$  kisebb, vagy nagyobb  $E_{\min}$ -nél. Ha nagyobb, akkor a párképzés útján abszorbeálódó  $\gamma$ -kvantumokat is számlálja a berendezés. Ez az effektus azonban csak 1,5 - 2 MeV felett számottevő NaJ kristályban, mert a párképzés kisebb energiákon elhanyagolható a másik két abszorpciós effektus mellett.

Az elmondottakból azt a következtetést vonhatjuk le, hogy az abszorpciókoeficiens alapján számított hatásfok  $\epsilon$ , sohasem adja meg pontosan a számláló hatásfokát  $\mathcal{N}$ , mert

$\delta$ , az elektronikus berendezésre jellemző tényező, mindig kisebb, mint egy. A számláló  $\mathcal{N}$  hatásfoka nagyon megközelíti az abszorpció alapján számítható  $\epsilon$  értéket, ha a számlálandó  $\gamma$ -kvantumok energiája nagy. Ekkor kevés Compton-elektron energiája kisebb, mint  $E_{\min}$  és a kristály széleiről  $E_{\min}$ -nél kisebb energia elvesztése nélkül kiszökő elektronok száma is nagyon kicsi.

$\delta$ -t az adott számláló berendezés hatásfokának meghatározása szempontjából fontos mennyiségnek kell tekinteni. A hatásfok  $\gamma$ -energiától való függését  $\epsilon$  energiától való függése mellett  $\delta$  energiától való függése határozza meg.  $\delta$  energia függését elméletileg nehéz volna meghatározni a dolog összetett volta miatt, bár ilyenfajta próbálkozás ismeretes [13]. Piatier ebben a dolgozatban meghatározta a Klein-Nishina-formula segítségével a Compton-effektus hatáskeresztmetszetét egy minimalisnál nagyobb energiájú Compton-elektronok keltésére vonatkozólag  $\delta_{E_{\min}}$  /  $\sigma_{E_{\min}}$  és  $\sigma_{E_{\min}}$  hányadosa adja  $\delta$  értékét. Ez az eljárás

azonban csak olyan esetekben ad közelítőleg helyes értéket  $\epsilon$ -ra, amikor a szcintilláló anyagban a másik két abszorpciós processzus elhanyagolható a Compton-effektus mellett. Ilyen anyagok a szerves kristályok és szerves oldatok 100 KeV  $\gamma$  energia felett. NaJ kristályban a fotoeffektus nagyobb abszorpciókoefficiense miatt csak 1,3 - 1,5 MeV felett volna alkalmazható olyan  $\gamma$ -energiáig, amelyeknél még a párképzés abszorpciókoefficiense kicsi.

A következő részben mérési módszereket vizsgálunk meg abból a szempontból, hogy a hatásfok  $\eta$  mérésére mily mértékben alkalmasak. Megvizsgáljuk azt is, hogy hogyan lehetne az  $\eta = \int \epsilon$  összefüggésben  $\int$  és  $\epsilon$  értékét külön meghatározni.

### III. A mérési módszer

a/ Ha a szcintilláló kristályt ismert intenzitású és ismert  $h\nu$  energiájú  $\gamma$ -kvantumokkal besugározzuk, és a kristályra eső  $\gamma$ -kvantumok számát az elrendezés geometriai adataiból kiszámítjuk, akkor a számlált  $\gamma$ -kvantumok  $N_I$  és a kristályra eső  $\gamma$ -kvantumok számának  $n$  hányadosát kiszámítva megkapjuk a számlálás hatásfokát:

$$\eta = \frac{N_I}{n} \quad /5/$$

Ha  $\epsilon$ -t az abszorpciókoefficiens ismeretében  $/1/$  alapján kiszámítjuk, akkor  $\int = \frac{\eta}{\epsilon}$ -t egyszerűen kapjuk. A mérést és számítást különböző energiájú  $\gamma$ -kvantumok esetén elvégezve  $\eta$  és egyúttal  $\int$  energia-függését is megkapjuk.

b/ Azonban  $\epsilon$ -t is mérni kell, hogy az elméleti formából számított értékeket ellenőrizzük. Hogyha mérésünk közben a  $\gamma$ -forrás és a mérő szcintilláló kristály közé egymásik, ismert vastagságú NaJ kristályt helyezünk el, mint abszorbenst, akkor közvetlenül meghatározhatjuk a NaJ abszorpciókoefficiensét a szokásos módon. Az abszorpciókoefficiens segítségével  $\epsilon$   $/1/$  alapján számolható.

Ennek a módszernek az alkalmazása mellett mértem az abszorpciót más módszerrel is, amely  $\epsilon$  mellett mindjárt  $\int$ -t

is megadja bizonyos esetekben.

A módszer a vizuális szcintillációs számláló korából származik. Geiger és Werner a megfigyelőtől nagy mértékben független számlálási eljárást dolgozott ki [14]. A szcintilláló ernyőt két megfigyelő nézi egyszerre két mikroszkópon keresztül és az észlelt felvillanásokat mozgó papírszalagon rögzíti. A két megfigyelő által külön észlelt megfigyelések számából  $N_I, N_{II}$  és a koincidáló megfigyelések számából  $N_k$  ki lehet számítani a szcintillációk valódi számát  $N$  és az egyes megfigyelők számlálási hatásfokát  $\delta_I, \delta_{II}$ . A következő egyenletek érvényesek:

$$N_I = \delta_I N, \quad N_{II} = \delta_{II} N, \quad N_k = \delta_I \cdot \delta_{II} N.$$

Ezekből

$$N = \frac{N_I \cdot N_{II}}{N_k} \quad /6.a/, \quad \delta_I = \frac{N_k}{N_{II}} \quad /6.b/, \quad \delta_{II} = \frac{N_k}{N_I} \quad /6.c/$$

Ha már most a szcintilláló kristályt két oldalról egy-egy fotoelektronsokszorozó /és a hozzá tartozó elektronikus berendezés/"nézi" és külön számláljuk az egyes számlálók impulzusait  $N_I, N_{II}$  és a két számláló koincidáló impulzusait  $N_k$ , akkor Geiger és Werner fent említett vizuális módszerének elektromos változatát valósítjuk meg. A mérési eredményekből számítható  $N$  megadja a fényfelvillanások számát a kristályban, tehát az abszorbeált  $\gamma$ -kvantumok számát,  $\delta_I$  és  $\delta_{II}$  pedig azt jelzi, hogy a felvillanások hányadrészét számlálja egyik-egyik elektron-sokszorozó és a hozzá tartozó elektronikus berendezés. A kristályra eső  $\gamma$ -kvantumok számát ismerve  $n$  egyszerűen meghatározhatjuk  $\mathcal{E}$  értékét:

$$\mathcal{E} = \frac{N}{n} \quad /7/$$

Igy tehát lehetőség nyílik egy-egy számláló esetén  $\delta$  és  $\mathcal{E}$  különválasztására, a szcintilláló anyag abszorpciókoefficiensének közvetlen mérésére.

A közelebbi meggondolások azonban bizonyos nehézségeket jeleznek. A vizuális mérésnél az egyes felvillanásokban keletkező fotonok száma nem nagyon különbözött egymástól /ugyanis

azonos energiájú  $\alpha$ -részek váltották ki a fotonokat pl. cink-szulfid szcintilláló ernyőből/. Ha az egyik megfigyelő nem észlelte valamelyik felvillanást, akkor az "véletlenül" történt, a másik megfigyelő észlelhette azt a felvillanást az elsőtől függetlenül. A  $\gamma$  sugarak abszorpciójakor azonban - mint láttuk a II. 1/ részben - a keletkező fotonok száma különböző.  $N_f$  minél sokkal kevesebb fotonból álló felvillanást egyik számláló sem észlel. Ennek elvesztése nem független egymástól a két számlálóban. Az ilyen kis felvillanások száma  $N$ -ből, a koincidenenciák segítségével regisztrált felvillanások számából hiányzik. Ezért várhatjuk, hogy általában  $N/n$  nem egyenlő  $\epsilon$ -nal, hanem annál kisebb. Az  $N_f$  minél kevesebb fotonból álló felvillanások száma a  $h\nu$  energia növekedésével csökken, ezért  $N/n$  az energia növekedésével egyre inkább megközelíti  $\epsilon$  valódi értékét.

c/ Ha egy szcintilláló kristály mellé helyezett két fotoelektronsokszorozó /és a hozzátartozó elektronikus berendezés/ segítségével  $N_I$ -,  $N_{II}$ -, és  $N_k$ -t az energia függvényében mérjük, akkor egyrészt egyszerre két számláló esetén határozhatjuk meg az  $\eta$  hatásfokot és  $\epsilon$ -t az a/ pontban említett módon, másrészt a fenti  $N/n$ -re vonatkozó állítások kísérletileg ellenőrizhetők,  $N/n$ -ből számítható  $\epsilon$ -t összevethetjük a szokásos abszorpciómérésnél kapott  $\epsilon$ -nal. Ehhez több rádióaktív preparátumra van szükség, amely egy-egy ismert intenzitású  $\gamma$ -vonalat sugároz ki. Ilyen preparátumsorozat sajnos nem állt rendelkezésremre, csupán kis aktivitású  $Au^{198}$ , amelynek  $\gamma$ -energiája 0,411 MeV. Ezért bomlástermékeivel egyensúlyban levő radium preparátum  $\gamma$ -sugarait lehetett a mérésekhez használnom. A Ra  $\gamma$ -vonalai 240 KeV-től 2,4 MeV-ig terjedő energiatartományban vannak. [15] [16]. Ha különböző vastagságú Pb abszorbensekkel szűrjük a Ra  $\gamma$ -sugárzást, akkor különböző átlagos energiájú nyalábokat kapunk. Az energia függés tehát ezen átlagos energiák segítségével tanulmányozható. A bomlástermékeivel egyensúlyban levő Ra  $\gamma$ -sugarait használva lehetőség nyílik a 9 dolgozat ellentmondó eredmények ellenőrzésére is /lásd I. rész/.

A mérési eredmények helye kiértékeléséhez ismerni kell a bomlástermékeivel egyensúlyban levő Ra  $\gamma$ -spektrumát és a Pb abszorpciókoeficiensait.



A Ra  $\gamma$ -spektrumaira vonatkozó irodalmi adatokat átvizsgálva bizonyos ellentmondásokra találtam. Az irodalmi adatokat új szempontok szerint kiértékelve az irodalomban használatos  $\gamma$ -spektrumoktól [10], [17] eltérő  $\gamma$ -spektrumot állítottam össze. Ezt a II. táblázatban találjuk. A mérések kiértékelésénél ezt a spektrumot használtam egyes energiában kis mértékben különböző vonalakat összevonva.

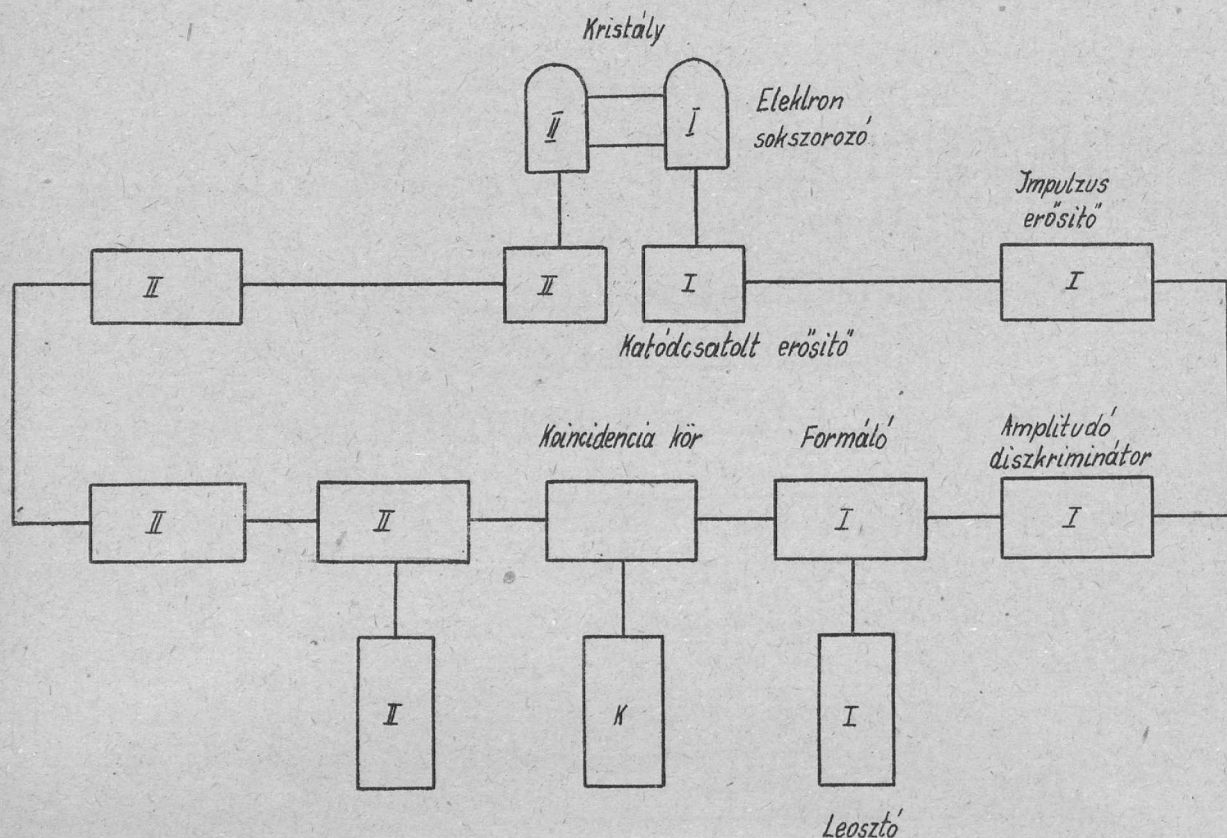
II. táblázat

A bomlástermékeivel egyensúlyban levő Ra  $\gamma$ -spektruma. 1. oszlopban a  $\gamma$ -vonal energiája van MeV-ben, a 2. oszlopban egy bomlásra jutó  $\gamma$ -kvantumok száma.

1	2
0,241	0,109
0,294	0,245
0,350	0,427
0,607	0,625
0,766	0,0616
0,933	0,0636
1,120	0,137
1,234	0,032
1,290	0,025
1,370	0,067
1,520	0,040
1,620	0,030
1,690	0,023
1,761	0,138
1,820	0,023
2,090	0,028
2,200	0,057
2,42	0,028

#### IV. A kísérleti berendezés

A mérésekhez megfelelő kísérleti berendezést építettem. A kísérleti berendezés bloksémája a 3. ábrán látható.



3. ábra Az elektronikus berendezés bloksémája

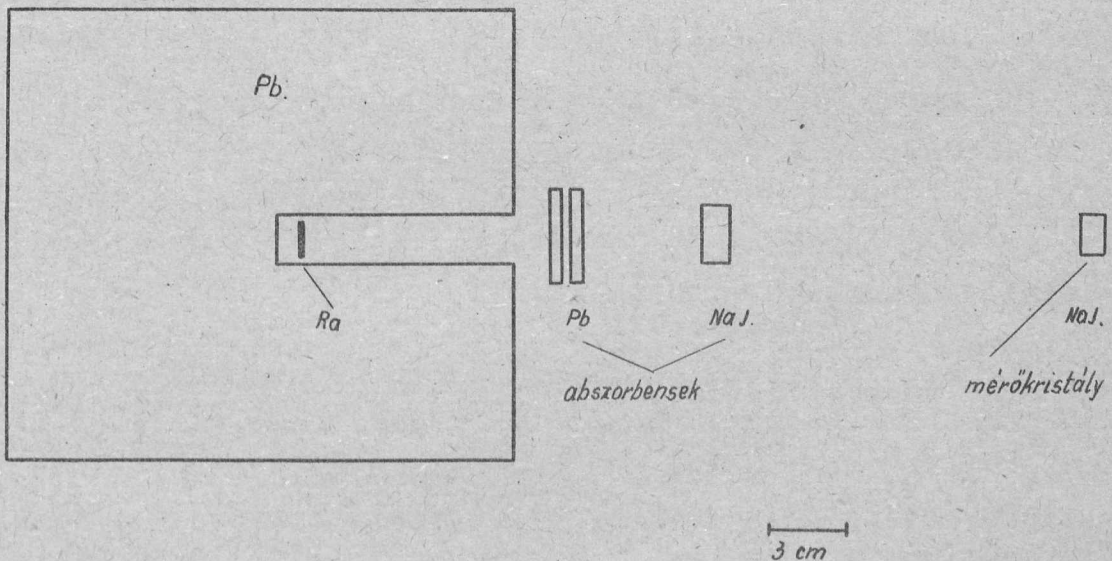
A szcintillációk hatására a 931/A típusu fotoelektron-sokszorozóban keletkező elektromos impulzusokat kb. 0,1  $\mu$ sec induló meredekséget biztosító és kb. 350-szeres erősítéssel rendelkező impulzuserősítő erősítette. Az erősítő pozitív irányban 100 V kimenő amplitudóig lineáris volt. Az erősítő után következő amplitudó-diszkriminátor a 100 V-os tartományban tetszésszerű feszültségre beállítva az ennél nagyobb amplitudójú bemenő impulzusokra azonos nagyságú kimenő impulzusokat adott. Ezek formálás után mindkét "csatornából" egyrészt egy  $1,3 \pm 0,03 \mu$ sec felbontóképességű Rossi-féle koincidenca-körbe, másrészt egy-egy 256 osztású leosztó berendezésbe jutottak. A koincidenca-kör impulzusait formálás után szintén egy 256-osztású leosztó berendezés

## V. M é r é s e k .

### 1/ Mérések Ra preparátummal.

A mérésekben használt Ra preparátum 0,5 mm-vastag falu platinahengerben volt /belső átmérő 0,6 mm, belső magasság 16 mm/. A preparátumot a mérések kiértékelésénél pontszerűnek tekintetem. 1936-ban elvégzett mérés szerint a preparátum 2,06 mg Ra-t tartalmazott. A Ra bomlása miatt a jelen mérésekig eltelt idő alatt /17 év/ 0,7 %-al csökkent a preparátum intenzitása. A mérések kiértékelésénél a preparátum intenzitásául 2,05 mg-ot vettem.

A preparátumot Pb tömbbel vettem körül. A Pb vastagsága minden irányban 8 cm. A  $\gamma$ -sugarak 8 mm sugaru "csatornán" keresztül jutottak a mérőkristályra és az egyik 16,2 . 22,1 mm-es lapon át hatoltak a mérőkristályba. A nyalab intenzitását és spektrális összetételét 10 db kb. 4 mm vastag Pb lemezzel változtattam. A Pb lemezek után egy abszorbeáló NaJ kristály következett. A kristály vastagsága  $1,164 \pm 0,006$  cm. A geometriai elrendezés a 4. ábrán látható. A preparatum és mérőkristály távolsága  $31,3 \pm 0,35$  cm.



4. ábra. A preparátum, abszorbensek és mérő kristályok elhelyezése

A mérések megkezdése előtt két héten át és az egész mérési idő alatt /összesen kb 6 hét/ az elektronsokszorozókra adott feszültséget nem kapcsoltam ki. Erre azért volt szükség, hogy az elektronsokszorozók fáradása [18] minél lassabb legyen a mérések közben. Az elektronikus berendezést a stabilitás növelése végett kb. három órával a mérések megkezdése előtt bekapcsoltam.

Minden méréssorozat előtt kalibráltam a berendezést a Ra preparátum segítségével. A Ra preparátumot állandóan ugyanazon helyre téve állandó impulzusszámot kellett mérni különböző méréssorozatok előtt. Az elektronsokszorozókra adott feszültséget addig változtattam, míg a mérések megkezdése előtt beállított impulzusszámot kaptam.

Egy-egy méréssorozat abból állott, hogy adott diszkriminátor állás mellett mértem a  $\gamma$ -sugarak okozta impulzusok számát az I. és a II. számlálóval és mértem a két számláló koincidáló impulzusainak számát. Az  $N_I$ ,  $N_{II}$  és  $N_K$  impulzusszámokat a Pb abszorbensek vastagságának függvényében mértem. Minden egyes Pb abszorbens esetén mértem a NaJ abszorpcióját is az abszorbeáló NaJ kristályt a preparátum és a mérőkristály közé helyezve. A mérési idő általában egy perc, vastagabb abszorbensek esetén 1,5-2 perc volt. Minden mérés sorozat után nulleffektust mértem. Ilyen módon 10 különböző napon mért sorozatot vettem fel. A középértékek hibája általában nagyobb, mint a statisztikus hiba.

Egyes méréssorozatok esetén mértem az I. elektronsokszorozó áramát is. A galvanométer alapérzékenysége  $1,6 \cdot 10^{-10}$  A/mm/130 cm volt. A méréseknél az elektronsokszorozó sötét áramát kikompenzáltam és így a "jel"-áramot a galvanométer érzékenységének csökkentése nélkül tudtam mérni.

Mégvizsgáltam, hogy milyen mértékben növekedik meg az impulzusok száma az egyik számlálóban akkor, ha egy Al fólia szcintilláló kristályból a másik számláló irányában haladó fényt az előző számláló felé reflektálja. Ezt a mérést a II. számlálóra végeztem el.

Méréseket végeztem a diszkriminátor állást, vagyis végeredményben  $V_{\min}$  változtatásán keresztül  $N_f \min$ -t változtatva /lásd II. 2/ rész/.

## 2/ Mérések rádióaktív arannyal.

Az Au<sup>197</sup>-es atommagból a termikus neutronok befogásakor Au<sup>198</sup> atommag képződik, amely  $\beta$ -sugarakat /maximális energia 0,97 MeV/ és  $\gamma$ -sugarakat /energia 0,411 MeV/ bocsát ki azonos számban.

A mérésekhez egy kb. 45 . 45 . 1,1 mm méretű aranylemez-t aktiváltunk Ra  $\bar{\nu}$  + Be neutronforrás segítségével. A neutron-fluxus 3-400 neutron/sec volt.\* Ebből az adatból irodalmi adatok segítségével meghatároztam az aranylemez aktivitását. Ez az aktiválás befejezése után közvetlenül 0,08 - 0,11  $\mu$ Curie volt. Az aktiválás után közvetlenül végablakos GM-csővel ellenőriztük az aranylemez aktivitását. A GM-cső ablaka 0,1 mm vastag Al lemez, területe 3,14 cm<sup>2</sup>. Az aktiv aranylemez-t a GM-cső ablakától 20 mm távolságra elhelyezve 1,58  $\pm$  0,016 impulzus/sec-t számláltunk. Az impulzusokat egyrészt az Au lemezből kijutó  $\beta$ -részek, másrészt a  $\gamma$ -kvantumok okozták.

A  $\bar{\nu}$ -kvantumok szcintillációs számlálóval való mérésekor az aranylemez-t a fentihez hasonló geometriai elrendezésben helyeztem el. A 3,54 cm<sup>2</sup> felületű kristállyal szemben 20 mm távolságban volt az aktiv aranylemez. N<sub>I</sub>-et és N<sub>II</sub>-t nem tudtam biztonságosan mérni a nagy nulleffektus miatt /az elektronsokszorozó zajimpulzusai/. Csak a koincidencia-kör adatai megbízhatók. Az aktivitás befejezése után 8,5 órával 24,1  $\pm$  0,23  $\gamma$ -kvantumot számlált a berendezés.

## VI. A m é r é s i e r e d m é n y e k k i é r t é k e l é s e .

A Ra  $\gamma$ -sugaraival végzett mérések eredményeit a leosztóberendezések véges felbontóképessége és a véletlen koincidenciák miatt korrigáltam.

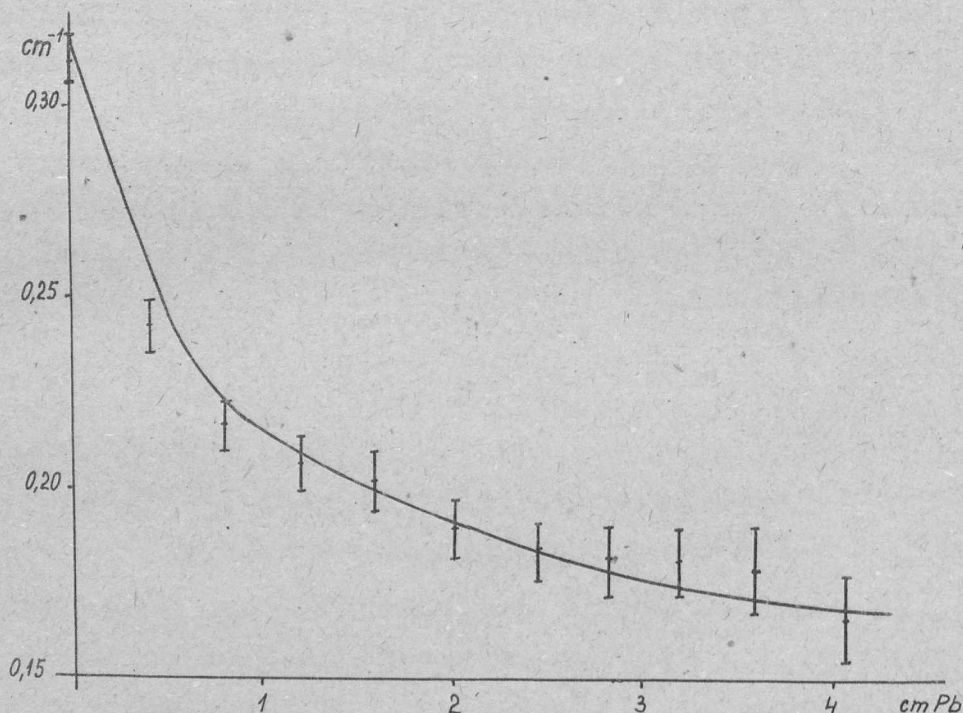
Korrekcióba vettem /a mérőkristályba a környezetből és az abszorbensekből a Compton effektus miatt beszóródó  $\gamma$ -kvantumokat is. A korrekciók elvégzése után az egyes mérési adatok hibái 1,1 % és 2,3 % között voltak.

a/ A mérési adatokból kiszámíthatjuk az 1,16 cm vastag NaJ kristályra vonatkozó lineáris abszorpciókoefficienseket a Pb vastagság függvényében. Az I., a II. számláló és a koinci-

denciasszámláló adataiból, tehát három mérésből számítottam ki az abszorpciókoeficienseket. Végző eredményül a három mérés súlyozott középértékét számítottam ki, a mérési eredmények hibájául a súlyozott hibát vettem [19]. Az abszorpciókoeficiensek hibája 1,8 %-tól 7 %-ig nő a Pb vastagság növekedésével.

Hogy a mérési eredményeket az elméleti adatokkal összehasonlithassam, kiszámítottam a különböző vastag Pb abszorbensekkel szűrt  $\gamma$ -sugárnyalábokra az átlagos abszorpciókoeficienseket az I. táblázatban közölt NaJ-re vonatkozó abszorpciókoeficiensek segítségével.

A számított görbe az 5. ábrában folytonosan kihuzott vonal. Az ábrában feltüntettem a mérési eredményeket és hibájukat. A mérési pontok a hibahatáron belül a számított gorbén vannak.



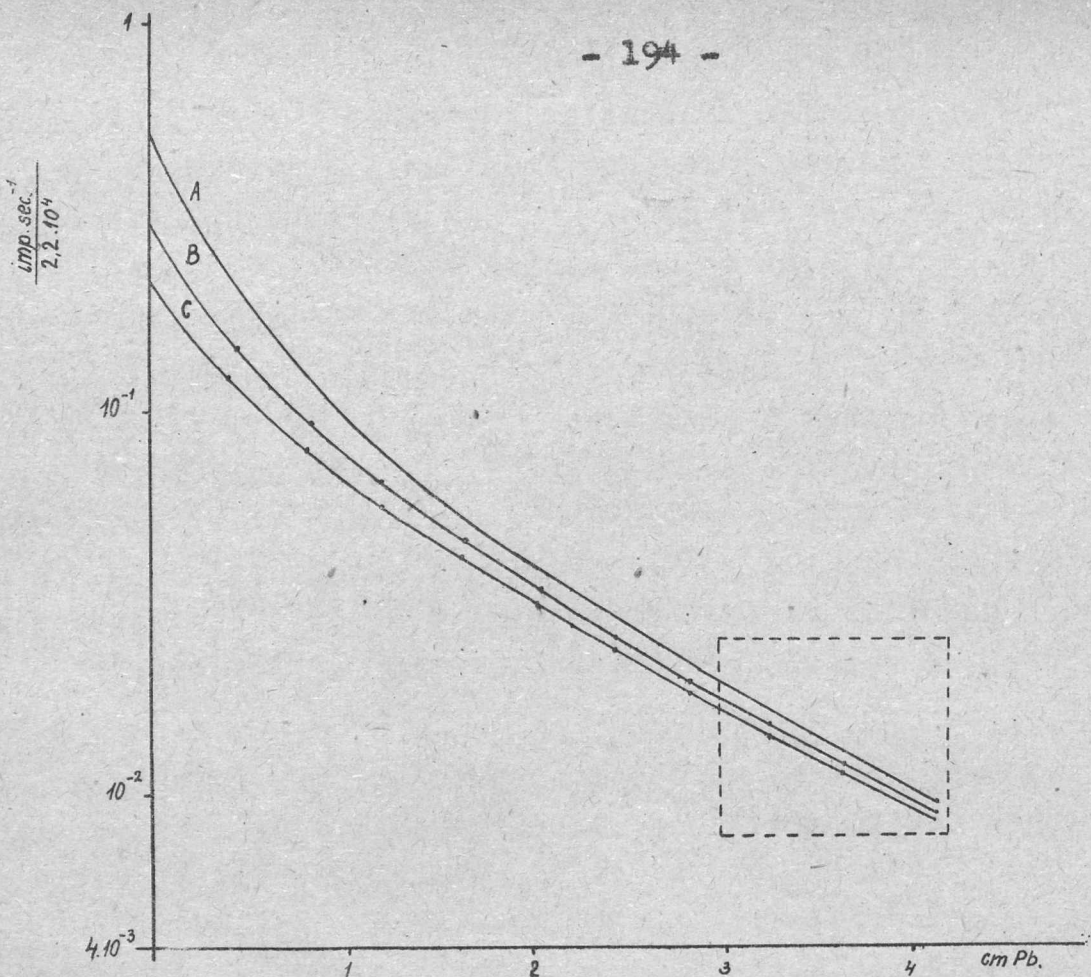
5. ábra. NaJ kristály átlagos abszorpciókoeficiensei különböző vastag Pb abszorbensekkel szűrt Ra  $\gamma$ -sugárzása esetén. Az abszcissa a Pb vastagság cm-ben, az ordináta a lineáris abszorpciókoeficiens cm<sup>2</sup>-ben. A folytonos vonal számított görbe, a pontok mért eredmények.

b/ A számlálás  $\eta$  hatásfokának és az  $\varepsilon, \delta$  mennyiségének külön-külön való meghatározásához tudni kell a mérőkristályra jutó  $\gamma$ -kvantumok abszolút számát. Ehhez a preparátum intenzitását, a Ra sec-kénti bomlásainak számát és a térszöget kell ismereni a spektrumon kívül. /A spektrum a Ra egy bomlására eső  $\gamma$ -kvantumok számát adja!/

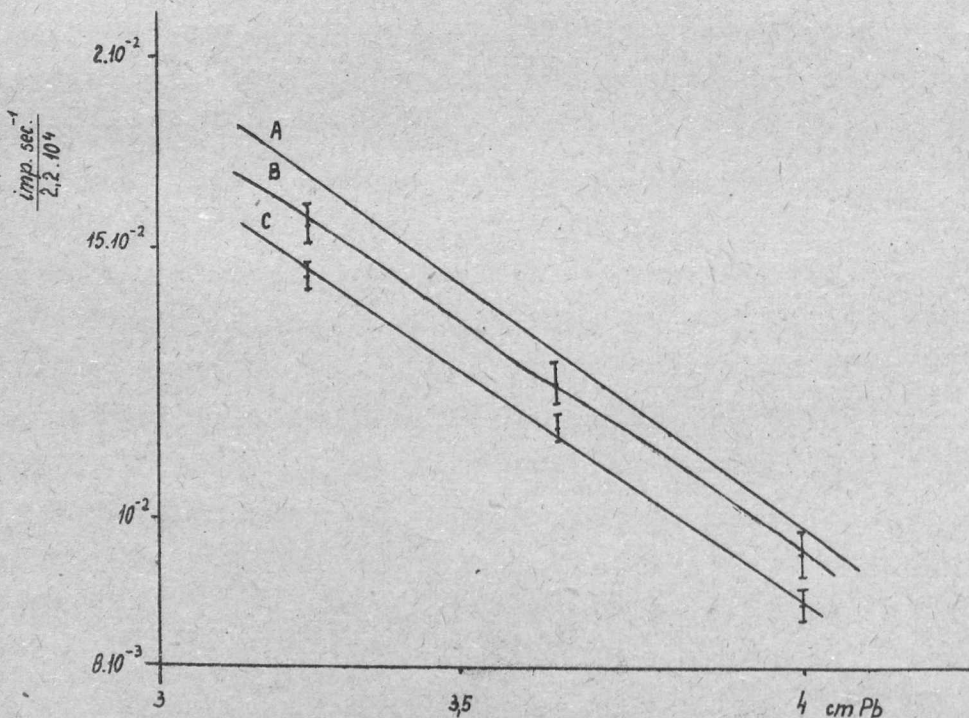
A preparátum intenzitása 2,05 mg /lásd V. 1/ rész/. Az 1 g rádium másodpercenkénti bomlásainak száma  $3,7 \cdot 10^{10}$  [20]. A mérésben a térszög  $2,9 \pm 0,01/10^{-4}$  terradián volt. Ezen adatokból kiszámítható, hogy  $2,2 \cdot 10^4$  bomlás  $\gamma$ -kvantumai jutnak a mérőkristályba, ha nincs Pb abszorbens. Ezért az ide vonatkozó számítási adatokat és mérési eredményeket  $2,2 \cdot 10^4$  egységekben fejeztem ki.

A számított és méréssel igazolt átlagos NaJ abszorpció-koefficiensek segítségével kiszámítottam azt, hogy a különböző Pb abszorbens vastagság esetén hány  $\gamma$ -kvantumot kellett volna számlálni a berendezéseknek abban az esetben, ha a számlálás hatásfokát az abszorpció szerint számított hatásfok  $\eta$  pontosan megadná. Ezt a görbét a 6. ábra A görbéje ábrázolja. Az I. számláló által mért  $\gamma$ -kvantumok számát a C görbe ábrázolja. A mérési pontok hibája nincs feltüntetve, mert elenyésző. A II. számláló által mért  $\gamma$ -kvantumok száma azért nincs a grafikonon feltüntetve, mert a C görbétől való eltérése nagyon kicsi. A B görbe pontjait a koincidáló impulzusok számának segítségével számítottam a /6a/ képlet alapján. A 7. ábrán a 6. ábra pontozott vonallal bekeretezett része van feltüntetve négyszeres nagyításban. A két grafikonból látható, hogy az egyes számlálók által mért eredmények a Pb abszorbens vastagság növelésével, tehát a  $\gamma$ -nyaláb átlagos energiájának növelésével egyre jobban megközelítik az abszorpció alapján számított görbét. A /6.a/ formula segítségével számított B görbe a legvastagabb abszorbensek esetén a hibahatáron belül egyezik az A görbével. A 6. ábrából az is látható, hogy a mérésben semmi nyoma sincs a [9] dolgozatban említett ellentmondásnak, mely szerint a Ra  $\gamma$ -kvantumait számlálva a mért hatásfok az abszorpcióból számítható hatásfok 2,7-szerese /lásd I. rész/.

6. 7. ábra a tuloldalón!



6. ábra. A számlált  $\gamma$ -kvantumok száma a Pb abszorbensek függvényében. Az A görbe abszorpciókoeficiensek segítségével számított görbe, C görbe I. számláló által mért, B ko incidens a mérés segítségével számított görbe. /Abcissza a Pb abszorbens vastagsága cm-ben, ordináta a számlált  $\gamma$ -kvantumok száma/sec.  $2,2 \cdot 10^4$  egységekben.



7. ábra. A 6. ábra szaggatott vonallal bekeretezett részének négyeszeres nagyítása. Ezen már a mérési pontok hibái is fel vannak tüntetve.

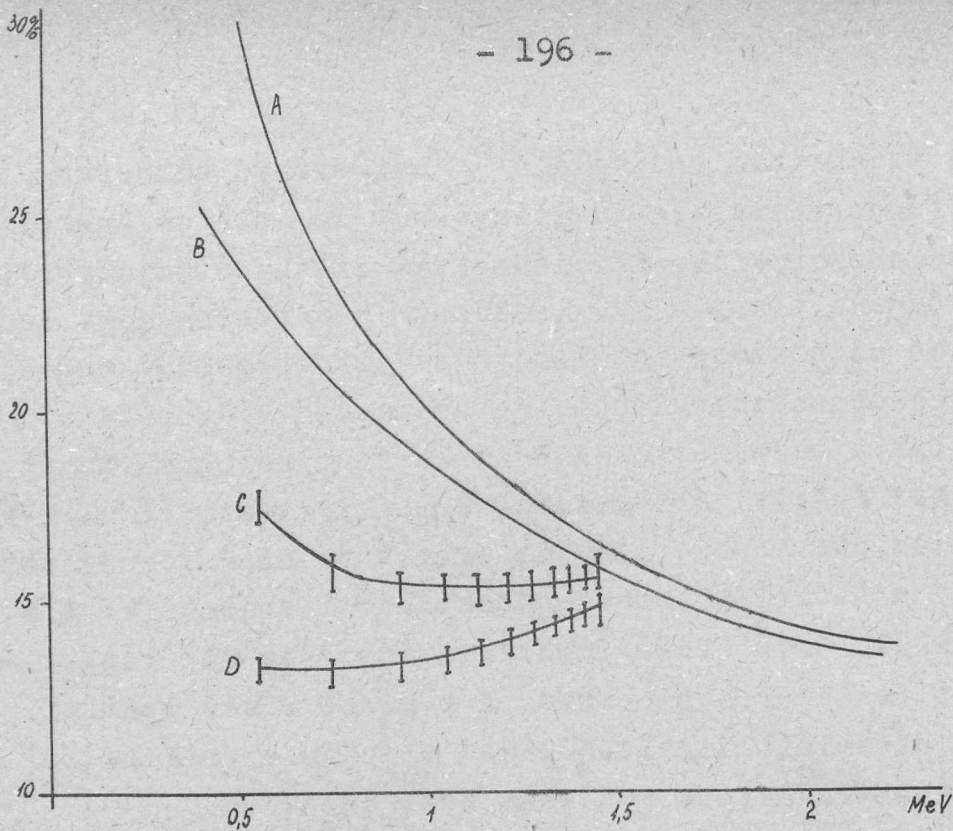


A 8. ábrában a számláló  $\mathcal{N}$  hatásfokát tüntettem fel a  $\gamma$ -nyaláb átlagos energiája függvényében. Az átlagos energiát a NaJ átlagos abszorpciókoefficiensei és az abszorpciókoefficiensek energiatfüggése alapján /I. táblázat/ határoztam meg. Az ábrában az A görbe az abszorpció alapján számított görbe, megadja a hatásfok függését az energiától, ha az összes abszorbeált  $\gamma$ -kvantumot számlálja a berendezés. A B görbe az A görbének Compton-effektusból és 1 MeV felett párképzésből származó része. A és B különbsége megadja az abszorpció alapján számított hatásfoknak azt a részét, amely a fotoelektromos abszorpcióból származik. A D görbe az I. számláló által mért impulzusszámból az /5/ képlet alapján számított pontokat köti össze. A C görbe a két számláló és a koincidenciaszámláló impulzusszámait alapján a /6a/ és /5/ képlet segítségével számított pontokat köti össze.

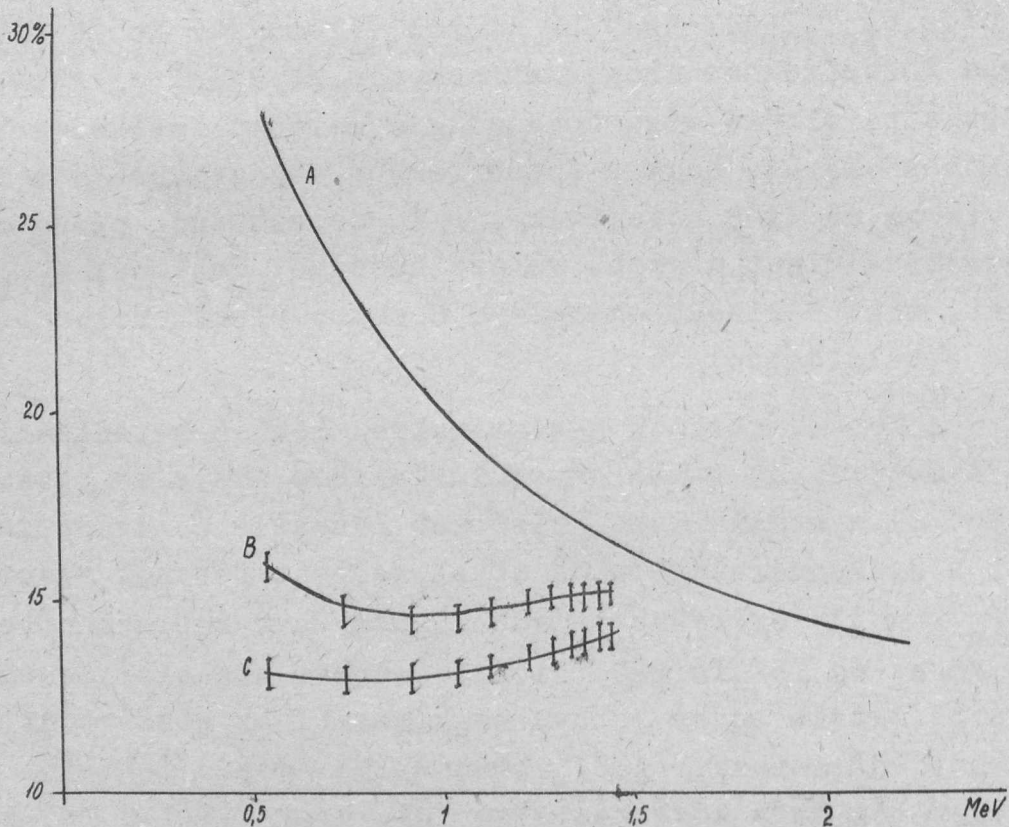
A D és C görbét a II. 2/ részében kifejtett elgondolások kvalitatív bizonyítékának tekinthetjük. A D görbe 1,5 MeV alatt egyre inkább távolodik az A görbétől. Ez jól magyarázható azzal, hogy esökkenő  $\gamma$ -energiával egyre kevesebb Compton-elektron okoz  $N_f \min$ -nál nagyobb fényfelvillanást. Ebben a tartományban a fotoeffektus okozta abszorpció /A-B/ elég kicsi. 1 MeV alatt a távolodás megszűnik és kis mértékű emelkedésbe megy át. Ennek oka az, hogy a fotoeffektus valószínűsége a kisebb energiákon nő /A-B növekedik/, a fotoelektronok pedig nagyobb energiájuk miatt nagyobb valószínűséggel keltenek  $N_f \min$ -nál több foton, mint a kisebb energiájú Compton-elektronok.

Ábrát lásd a tuloldalón!

A fotoelektronok hatása sokkal jobban jelentkezik, a C görbén. A C görbének A-val egyeznie kellene, ha a két számláló nem vesztené el a számlálásból biztosan azokat a  $\gamma$ -kvantumokat, amelyeknél a szekundárelektronok által keltett fotonok száma  $N_f \ll N_f \min$ . A II. 2/ részben láttuk, hogy a  $\gamma$  energia növekedésével a /6a/ és /5/ formula alapján mérési adatokból számítható hatásfok értéke egyre jobban megközelíti az abszorpció alapján számítható hatásfokot. A 8. ábrán ez világosan látható. A C görbe menetéből arra következtethetünk, hogy 1,5-1,6 MeV-től kezdve a C görbe A-val megegyezik.



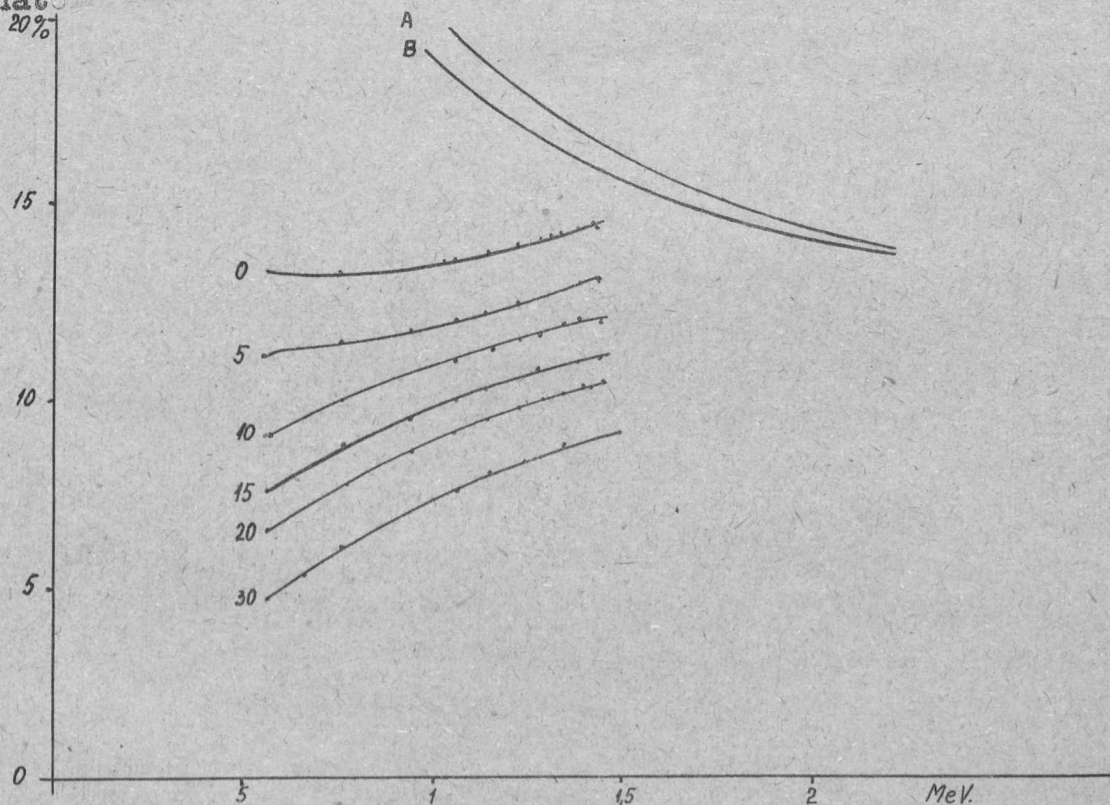
8. ábra. A számlálás hatásfoka a  $\gamma$ -energia függvényében. Az A görbe számított görbe a teljes abszorpciókoefficiens alapján, B számított görbe Compton-effektus és párképzés alapján, D az I. számláló esetén mért hatásfok, C koincidencia mérés segítségével számítható hatásfok energia függése.



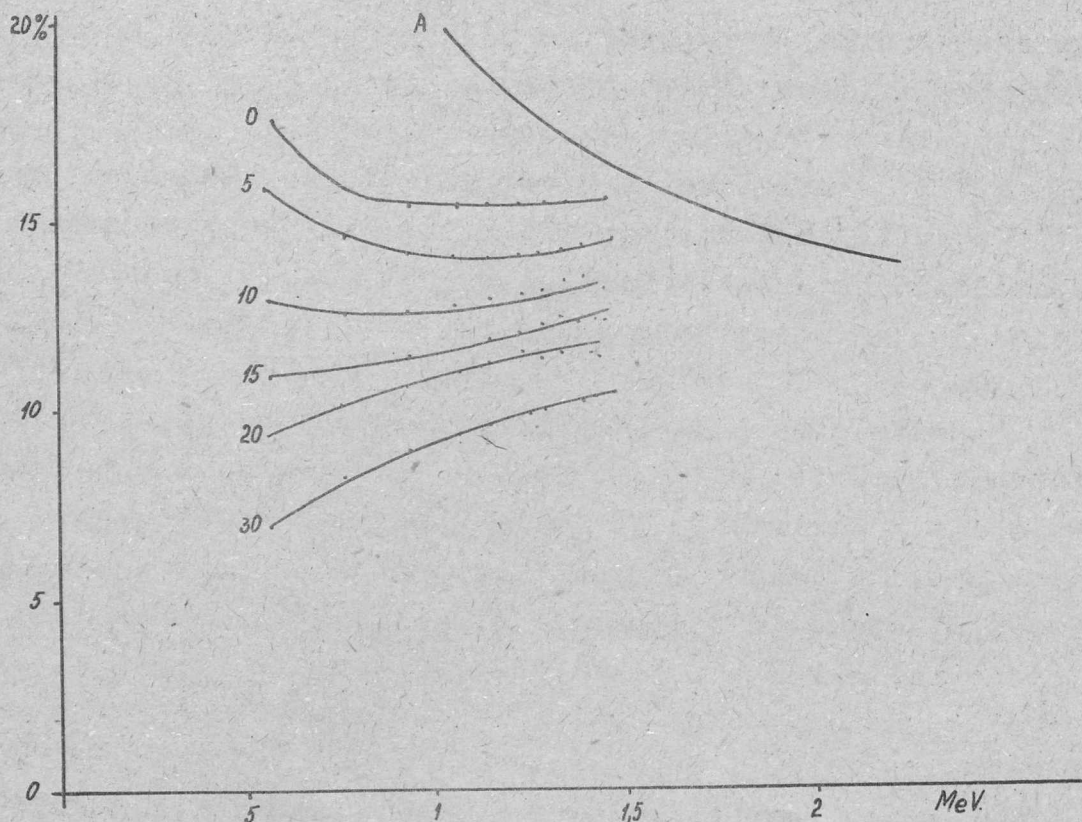
9. ábra. B görbe a II. számláló hatásfokának energiafüggése reflektáló Al fólia esetén mérve, C reflektáló Al fólia nélkül. Ordínáta a hatásfok %-ban, abszcissza a  $\gamma$ -energia MeV-ban.

A II. 2/ részben láttuk, hogy a  $\gamma$ -energia növekedésével az elektronikus berendezésre jellemző  $\xi$  tényező is egyre jobban megközelíti 1-t. Ezért a D görbének is egyre jobban meg kell közelítenie az A görbét. A 8. ábra menetéből látjuk, hogy 1,6 - 1,7 MeV  $\gamma$ -energiánál a D görbe is nagyon megközelítené az A görbét. Tehát 1,7 MeV-nál nagyobb energiákra a jelen számláló esetén a számláló hatásfokát kielégítő pontossággal adja meg  $\xi$ , az abszorpció alapján számítható hatásfok.

A számlálás hatásfoka természetesen javul, ha a szcintillációban keletkező fotonokat jobban összegyűjtjük a fotokatódra. A 9. ábrán a reflektáló Al fólia behelyezése után kapott adatok segítségével számított hatásfokot tüntettem fel. A pontokat a B görbe köti össze. A reflektáló Al fólia a II. sokszorozó katódja felé reflektálta a fényt. Ezért összehasonlítás céljából a II. számláló hatásfokának energiafüggését vettem fel /reflektáló Al fólia nélkül/. A könnyebb összehasonlítás kedvéért a 8. ábra A görbéjét is feltüntettem. A B görbében a fotoeffektus hatása jobban kidomborodik, ami  $E_{min}$  értékének csökkenésével magyarázható.



10. ábra. Az I. számláló hatásfokának energiafüggése a diszkrimináló feszültség függvényében. A, B görbe megegyezik a 8. ábra A, B görbéjével. Az egyes görbék mellé írt szám a diszkriminátor feszültsége önkényes egységekben, ordináta a hatásfok %-ban, abszcissza a  $\gamma$  energia MeV-ban.



11. ábra. A koincidenciamérés segítségével számítható hatásfok energiatfüggése a diszkrimináló feszültség függvényében. Az egyes görbék mellé írt szám a diszkriminátor feszültsége önkényes egységekben. Ordinátája a hatásfok %-ban, abszcissza a  $\gamma$  energia MeV-ban.

c/ A fotoeffektus szerepe még világosabban kitűnik a 10 és 11. ábrából. A 10. ábrában a diszkriminátor állásának változtatásával az I. számlálóból kapott mérési adatokat dolgoztam fel. Az ábrában az /5/ egyenlet segítségével számítható hatásfok energiatfüggését tüntettem fel a diszkriminátorállásnak, mint paraméternek függvényében. A diszkriminátorállás önkényes egységekben van kifejezve. A 11. ábrában ugyanezen összefüggéseket tüntettem fel azzal a különbséggel, hogy a hatásfokot a /6a/ képlet alapján a koincidenciamérés figyelembevételével kapott impulzusszámból számítottam ki. A mérési pontok hibáit a könnyebb áttekintés kedvéért nem tüntettem fel, ezek nem nagyobbak a 8. és 9. ábrán feltüntetett mérési pontok hibáinál.

A diszkriminátorállás változtatásával  $V_{\min}$ -on keresztül  $N_{f \min}$ -ot változtatjuk.  $V_{\min}$  növelésével nő  $N_{f \min}$  és  $E_{\min}$  is, egyre nagyobb energiájú szakundérelektronok tudnak

csak regisztrálható fényfelvillanást kelteni.  $E_{\min}$  növekedésével a kis energiájú  $\gamma$ -kvantumok teljesen kiesnek a számlalásból /ezekre a vonalakra  $S = 0$  lesz/. A fotoeffektus valószínűsége a nagyobb energiájú  $\gamma$ -kvantumokra kicsi, ezért csak a Compton-elektronok okozta fényfelvillanásokat számlálja tulnyomó részben a számláló. Az energia növekedésével a számlalás hatásfoka is monoton növekedik addig, amíg  $S = 1$  lesz. A 10. ábrán a monoton növekedés már a 10-es diszkriminátorállásnak következett, míg a 11. ábrán csak a 20-as diszkriminátorállásnál. Ez azzal indokolható, hogy a /6a/ formula alapján a statisztikus okokból elvesző impulzusokat is figyelembe vesszük, ami azt jelenti, hogy ebben az esetben  $E_{\min}$  kisebb.

Az 1. részben említett [10] dolgozat szerint egy számláló hatásfoka az 1 MeV és 2 MeV tartományban lineárisan növekedik. Ez a fentiek alapján úgy magyarázható meg, hogy a számlálóra vonatkozólag  $E_{\min}$  olyan nagy, hogy a számlalás hatásfokát adó görbe csak 2 MeV után éri el az  $\epsilon$  változását megadó A görbét.

d./ A rádióaktív arannyal végzett méréseket nem tudtam pontosan kiértékelni hatásfok meghatározása szempontjából, mert az aranylemez aktivitása nem ismeretes kielégítő módon, sőt az aranylemezről a mérőkristályra jutó  $\gamma$ -kvantumok számát az aktivitás ismeretében sem lehet egyszerűen meghatározni a hátrányos geometriai elrendezés miatt. Becsléssel meg tudtam határozni egy értéket, amelynél a hatásfok biztosan nagyobb. A V. 2/ részben láttuk, hogy az aranylemez aktivitása az aktiválás befejezése után közvetlenül 0,08-t 0,11  $\mu$  curie volt. Ez azt jelenti, hogy az aranylemez sec-ként 296-392  $\gamma$ -kvantumot sugároz ki /a  $\gamma$ -kvantumok belső konverzióját ebben a becslésben elhanyagolhatjuk/. Vegyük a nagyobb számot. A kisugárzott  $\gamma$ -kvantumok számának felénél, tehát 196  $\gamma$ -kvantumnál biztosan kevesebbet jut a mérőkristályra. Az aktiválás után 8,5 órával 24,1  $\gamma$ -kvantumot számlalt a koincidenciakör sec-ként. A felezési idő segítségével kiszámítható, hogy aktiválás után közvetlenül 25 impulzus/sec-et kaptunk volna. Az /5/ képlet alapján tehát a hatásfok 13% lenne, ennél azonban a valóságban nagyobb. Ra  $\gamma$ -sugarai esetén a koincidenciakör hatásfoka 0,56 MeV átlagos energia esetén 11,5 %. A 0,411 MeV-nál becsléssel kapott

nagyobb érték a fotoeffektus nagyobb hatására mutat.

A mérések adataiból az  $\text{Au}^{198}$  felezési ideje is meghatározható. Eredmény  $2,63 \pm 0,07$  nap jó egyezésben az irodalmi értékkel, amely  $2,69 \pm 0,02$  nap [21].

Ez az eredmény mutatja a legvilágosabban azt, hogy a kísérleti berendezés néhány napos mérésekre kielégítő pontossággal alkalmazható, ha a méréssorozatok előtt az V. 1/ részben említett kalibrációt elvégezzük. Ugyanis a felezési idő kiszámításánál csak időmérés és impulzusszámlálás adatait használtam fel, semmiféle korrekciót nem kellett alkalmaznom.

b/ Irodalmi és mérési adatok alapján egy hozzávetőleges becslést végezhetünk a minimális fotonszám  $/N_f \text{ min}/$  és a regisztrálható minimális szekundérektron energiájára  $/E_{\text{min}}/$  vonatkozólag. Ehhez a /3/ illetve /4/ képlet szerint ismerni kell a  $k$  tényezőt, amely megadja, hogy adott diszkriminátorállás esetén regisztrált zajimpulzusok amplitúdója hány "a sokszorozó katódjáról elinduló" elektronnak felel meg; a sokszorozó fotokatódjának  $w$  kvantumhatásfokát a NaJ kristály által kibocsátott spektrumra vonatkozóan; a  $G$  geometriai tényezőt, amely megadja, hogy a kristályban keletkező fotonok hányad része jut el a fotokatódra; és azt, hogy a kristályban abszorbeált 1 KeV energia ellenében hány foton keletkezik  $/s/$ .

Adott diszkriminátorállás mellett  $k$ -t egy irodalomban közölt grafikon alapján határozhatjuk meg [12] amely a  $k$  érték és a  $k$ -nál nagyobb impulzusok száma között ad összefüggést. A 0 diszkriminátorállás esetén  $/85 \text{ zajimpulzus/sec}/k=2,3$ .

A 931/A típusu elektronsokszorozó katódjának kvantumhatásfoka  $w \approx 2,5 \%$ . Ezt vehetjük a NaJ-ban keletkező fotonok esetére is, mert a NaJ /TL/ kristály szcintillációs spektruma jól fedi a fotokatód szinérzékenységét.

A totálreflexió miatt a NaJ kristály egyik lapján csak 8,7 %-a jut ki a kristályban keletkező fénynek, [22],  $G$  értéke ennél biztosan kisebb, mert a sokszorozó vákuumterébe bejutó fotonok bizonyos része nem jut el a fotokatódra.

$G$  értékére más becslést is végezhetünk. A mért áramértékekből kiszámíthatjuk, hogy egy impulzusra átlagosan mek-

kora töltés jut. Ez  $6,4 \cdot 10^{-13}$  Coulomb. Ez a töltés az elektronok átlagos energiájával  $\bar{E}$  a következő összefüggésben van:

$$6,4 \cdot 10^{-13} \text{ Coulomb} = \bar{E} \cdot s \cdot G \cdot w \cdot M \cdot e, \quad /8/$$

ahol  $s, G, W$  már definiált mennyiségek,  $M$  az átlagos sokszorozási tényező,  $e$  az elektron töltése. A méréshez tartozó Pb abszorbens vastagság esetén a  $\gamma$ -kvantumok átlagos energiája  $0,93 \text{ MeV}$ . A fotoeffektus hatása itt már elég kicsi, becslésben azt vehetjük, hogy a szekunderelektronok mind Comptonelektronok. Ekkor  $\bar{E} = 0,6 \cdot h \frac{c}{\lambda} \approx 231$ . Ebből  $\bar{E} \approx 0,47 \text{ MeV}$ .  $1 \text{ KeV}$  abszorbeált energia el enében NaJ /tallium/ kristályban 28 látható foton keletkezik [24]. Az általam használt kristály ettől természetesen eltérhet, de közelítő adatként használhatjuk ezt az értéket. Katalógus adat szerint  $90 \text{ V}$  fokozatonkénti feszültség esetén  $M \approx 8 \cdot 10^5$ . Az elektron töltése  $1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Coul}$ . A számadatokat /8/-ba helyettesítve kapjuk, hogy  $G \approx 0,015$  ami összhangban van a fentebb mondottakkal.

Ezt a  $G$  értéket  $w$  és  $k$  értékével együtt /3/-ba helyettesítve kapjuk

$$N_f \text{ min} \approx 6000 \text{ foton,}$$

$N_f \text{ min}$  és  $s$  értékét /4/-ba helyettesítve

$$E_{\text{min}} \approx 220 \text{ KeV}$$

Ezek a becslések nagyon hozzávetőlegesek, mert az egyes elektron-sokszorozók adatai között a tapasztalat szerint nagy eltérések lehetségesek, de ezek az eltérések általában nem nagyságrend mértékűek. A becslések reálisnak látszó eredményekre vezettek, ezért jogosnak látszik az az állítás, hogy a mérésben használt szcintilláló kristályra vonatkozó  $s$  érték nem különbözik nagyságrenddel az irodalmi értéktől.

§

Ezúton is hálás köszönetemet fejezem ki dr. Tarján Imre, a fizikai tudományok kandidátusának és Turchányi György adjunktusnak a mérésekben használt NaJ/Tl/ kristályok elkészítéséért; dr. Bozóky László, a fizikai tudományok kandidátusának, aki a

Ra preparátumot és a radioaktív aranylemezt rendelkezésemre bocsátotta. Köszönetet mondok továbbá Keszthelyiné Lándori Sára egyetemi tanársegédnek és Stancsich Györgyné adminisztrátornak a numerikus számításokban nyújtott segítségért; Ferkai József és Rép Ferenc műszerészeknek a kísérleti berendezések elkészítése közben nyújtott segítségért.

Érkezett: 1954. március 22.

### I r o d a l o m

- 1./ Bell, P.R., Phys.Rev. 73, 1405, 1948.
- 2./ Deutsch, M.: Phys.Rev. 73, 1240, 1948.
- 3./ Hofstadter, Phys.Rev. 74, 100, 1948.
- 4./ Hofstadter, R., Mc.Intyre, J.A., Phys.Rev. 80, 631, 1950.
- 5./ Taylor, C.J., Remley, M.E., Jentschkel, W.K., Kruger, P.G. Phys. Rev. 83, 169, 1951.
- 6./ Johannsen, S.A.E., Phil.Mag. 43, 249, 1952.
- 7./ Maeder, D., Vintersteiger, V., Physica, 18, 1147, 1952.
- 8./ Hofstadter, R. Phys.Rev. 76, 1269, 1949
- 9./ Hofstadter, R. Phys.Rev. 75, 796, 1949.
- 10./ Demichelis, F., Malvano, R., Nuovo Cim. 10, 405, 1953.
- 11./ Hofstadter, R., Mc.Intyre, J.A., 80, 631, 1950.
- 12./ 50, 365, 1953.
- 13./ Piatier, H., Comptes Renus, 234, 939, 1952.
- 14./ Rutherford, E., Chadwick, J., Ellis, C.D. Radiations from Radioactive Substances. Cambridge University Press
- 15./ Ellis, C.D., Aston, G.H. Proc. Roy.Soc.A. 129, 180, 1930.
- 16./ Lathysev, C.D., Rev.Mod.Phys. 19, 132, 1947
- 17./ Evans, R.D., Evans, R.C., Rev.Mod.Phys 20, 305, 1948.
- 18./ Keszthelyi L., Fizikai Szemle, 2, 93, 1952.
- 19./ Baule, B. Ausgleichs- und Näherungsrechnung. Hirzel Verlag, Leipzig, II.cd. 1950. 173.old.
- 20./ Meyer, S. Wiener Anz. 3, 7, 1938.
- 21./ Saxon, D., Heller, R., Phys.Rev. 75, 909, 1949.
- 22./ Birks, J.B., Scintillation Counters, Pergamon Press, London, 1953, 36.old.
- 23./ Bradt, H., etal. Helv.Phys.Acta, 19, 77, 1946.
- 24./ Birks, J.B., Scintillation Counters, Pergamon Press, London, 1953, 52.old.



AZ ELEKTROMÁGNESES HULLÁMOK OSZTÁLYÁNAK KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: FARAGÓ PÉTER

Igen alacsony nyomású nagyfrekvenciás gázkisülések mechanizmusáról.

Írta: Barna Péter, Nagyné Kaposi Ilona, Tóthné Bitskey Margit

Igen alacsony nyomáson is létrehozható nagyfrekvenciás kisülés. A kisülést az elektródákból és a falakból kiváltott szekundér elektronok tartják fenn. Kimutatjuk, hogy a kiváltott elektronok a kísérleti adatoktól függően elektronsomóba tömörülnek, s ez az elektronsomó a nagyfrekvenciás térrel rezonanciában a két elektróda között mozog. Számítható az ilyen kisülés impedanciájának fázisszöge méréssel ellenőrizhetően. Impedanciamérésből meghatározható a kisülésben résztvevő elektronok száma.

1. Nagyfrekvenciás gázkisülésekről általában.

Gázkisülések létrejöttének két feltétele van:

a/ Megfelelő nagy számú ionizáló részecske legyen jelen a gáztérben.

b./ Az ionizáló részecskék energiája nagyobb legyen, mint az illető gáz ionizációs energiája.

A kisülésnél a részecskék az elektromos tértől veszik fel az ionizáláshoz szükséges energiát. Ilyenkor természetesen az ionizáció szempontjából csak elektromosan töltött részecskék jönnek számításba; nagy mozgékonyosságuk miatt az elektronok szerepe a legfontosabb.

Nagyfrekvenciás gázkisülés esetén, olyan aránylag nagy nyomásokon, amikor az elektronok szabad uthossza jóval kisebb, mint az edény mérete /cca.  $10^{-2}$  Hg mm felett/ a részecskék száma a gázatomok ionizálása révén nő meg, igen kis nyomásoknál viszont / $10^{-3}$  Hg mm alatt/ az elektródákba és a falakba ütköző elektronok által kiváltott szekundér elektronok hozzák létre a kisülés fenntartásához szükséges elektronkoncentrációt.

Kvalitatív megfontolások alapján is világos, hogy a gyújtási térerősség, illetve valamilyen adott áram fenntartásához szükséges térerősség a nyomás növelésével minimumon halad át. Nagy nyomásoknál ugyanis az ionizáláshoz szükséges energiát a periódus egy törtrésze alatt kell az elektronnak felvennie, a térerősség csúcserősségének tehát nagyoknak kell lennie. Kis nyomásnál

viszont a szabad uthossznyi ut befutása és ütközés létrejötte a gyorsító félperiódus végeig csak megfelelő nagy térerősség esetén lehetséges. Optimális eset a térerősség azon értékénél van, ahol az elektron maximális energiája az ionizációs energia, a nyomás pedig akkora, hogy egy félperiódus alatt az elektron éppen a szabad uthosszat teszi meg.

Ezt a megfontolást a tapasztalat egyes hullámhossz tartományokban kvantitatíven is igazolja.

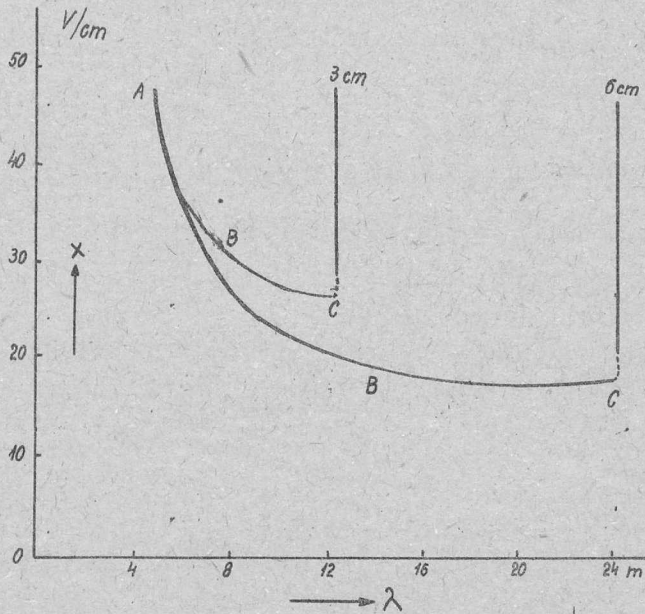
A pontos matematikai tárgyalás /1/ eredményének kísérleti ellenőrzése csak akkor lehetséges, ha a falak a szabad uthosszhoz képest igen nagy távolságban vannak és a másodpercenkénti ütközések száma jóval meghaladja a frekvenciát. Ezért ilyen méréseket 1 Hg mm körüli nyomáson és 1000 Mc körüli frekvencián kell végezni. Kiszámítva a gyújtási feszültség függését a nyomástól, frekvenciától, stb. és kísérletekkel az eredményeket ellenőrizve, teljes megegyezést lehet találni. /2/.

Kis nyomáson / $10^{-3}$  Hg mm alatt/ egyenáramú kisülés csak a szabad uthossz mesterséges megnövelésével hozható létre /pl. mágneses tér alkalmazásával/.

Nagyfrekvenciás térben azonban, az alább ismertetendő feltételek mellett igen alacsony nyomáson is elérhető, hogy az elektronok száma lavinaszerűen megnöjjön és ezzel a gázatomokba való ütközés valószínűsége is nagy legyen. Ez az elektronlavina azonban nem a gázatomokba való ütközés következtében, hanem az elektródákon /esetleg az edény falain/ történő szekundéremisszió hatására jön létre. Ezzel magyarázható az a tény, hogy a kritikus feszültségek és frekvenciák függetlenek a gáz minőségétől és az edény alakjának, ill. anyagának függvényei.

Az igen alacsony nyomású kisülések gyújtási térerősségét az alkalmazott hullámhossz függvényében E.W.B. Gill és A. von Engel /3/ vizsgálta. A mérésekből kapott eredmény az 1. ábrán látható. Az A-B szakaszon  $X \cdot \lambda$  /a térerősség és hullámhossz/ szorzat közel konstans. Meghatározott, "levágási hullámhosszon" túl kisülést már nem tudtak létrehozni.

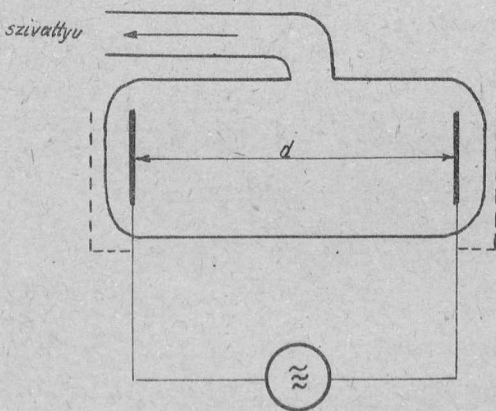
Méréseik mutatják, hogy a gyújtási térerősség-hullámhossz görbék, és a levágási térerő minden gázra azonos ugyan-



1. ábra

azon edény esetén. A kisülés gyújtási feszültsége független a gáztól. E.W. B. Gill és A. von Engel /3/ hasonlóan mint Hannes Alfvén és H.I. Cohn Peters /4/ az eredményeket a következőképp magyarázzák:

Tekintsük a 2. ábrán látható elrendezést, ahol az elektródák lehetnek a kisülési cső belsejében, de elhelyezhetők az edényen kívül is /szaggatott vonal/.



2. ábra

Nagyon alacsony nyomásokon az elektronok szabad úthossza nagyobb, mint a kisülési cső mérete, ugyanolyan az elektron mielőtt gázzal ütközne, beütközik az edény falába. Tehát az elektronok mozgása a nagyfrekvenciás térben ugyancsak tárgyalható, mintha gáz nem is volna jelen.

Az ionizációt létrehozó elektronok az edény falából, mint szekundér elektronok lépnek ki. A gyújtási térerősséget két körülmény határozza meg:

a/ Az elektronoknak az edény falába való becsapódásakor

legalább akkora sebességük kell legyen, hogy egynél több szekundér elektront váltsanak ki.

b/ Az elektróda távolságot  $T/2$  idő alatt kell, hogy megtegyék, csak ez lehet a stacionárius állapot. /T a nagyfrekvenciás tér periódus-ideje./

Igy egy olyan elektronfelhő keletkezik, amely  $T/2$  idő alatt végigfut az elektródák között és ez ionizálja a belekerülő gázmolekulákat.

Az idézett dolgozat /3/ e feltételek figyelembevételével oldja meg a nagyfrekvenciás erőterben mozgó elektronok mozgás egyenletét, és a gyújtási térerősségevonatkozó mérésekkel egybehangzó eredmények mutatják, hogy a gázkisülés létrejöttének mechanizmusaira tett feltevései helyesek.

Igen alacsony nyomáson fenntartott gázkisüléseknek azonban nemcsak a gyújtási feltételei, hanem stacionárius állapotbeli sajátosságai is érdekesek. Tisztázandó, hogy miként lehet leírni a gyújtási feszültségnél nagyobb feszültségen égő kisülésben lejátszódó folyamatokat a mérés számára hozzáférhető adatokkal, továbbá érdemes megvizsgálni, hogy egy ilyen kisülés fenntartása mekkora energiát igényel, vagy milyen terhelést jelent a kisülést tápláló generátor számára.

## 2. A nagyon alacsony nyomású nagyfrekvenciás kisülés tárgyalása a gyújtási feszültség felett.

Ha a gyorsító térerősség /X/ és az alkalmazott hullámhossz  $\lambda$  már olyan érték, hogy a becsapódási sebesség a kritikus érték felett van, akkor már nemcsak a jó, tehát  $T/2$  idő alatt futó elektronok fognak sokszorozódni, hanem az ettől eltérő futásidőjük is. Kérdés az, hogy vajjon akkor is kialakul-e egy  $T/2$  idő alatt futó elektronfelhő, vagy pedig állandóan jelen lesznek a kisülésben nagy számban más kezdő fázissal és futási idővel rendelkező elektronok is.

Számításainknál a következő feltételezést tesszük: Külső elektródás, üveg kisülési csővel dolgozunk, tehát az elektronok a cső üvegfalába csapódnak és onnét váltják ki a kisülést fenntartó elektronokat. A szekundér elektronok kilépési,  $v_0$  se-

bességét függetlennek tételezzük fel a primérektron sebességétől. Üvegből kiváltott szekundér elektronokra vonatkozóan Kalckhoff /5/ végzett vizsgálatokat. 500 eV primér elektronenergia felett végzett méréseiben a kilépő szekundér elektronok sebességének irány szerinti eloszlását vizsgálta. Ebből az látszik, hogy a kilépő szekundér elektronok sebességében van szórás.

A  $v/v_0$ -ra esetünkben sem lehet azt állítani, hogy ez minden  $v$  érték esetén konstans, ahogy azt E.W.Gill és A. von Engel idézett dolgozatukban /3/ tették. Jó közelítésnek látszik azonban, ha  $v_0$ -t a számbajövő primér energiatartományban /100-200 eV/ csak az üveg minőségétől függő állandónak vesszük.

A. Az elektronok fázisfokuszálása. Először kimutatjuk azt, hogy a kritikus  $v$ -nél nagyobb becsapódási sebességek esetén az elektronok a félperiódus idő alatt futó elektronok köré tömörülnek, fázisfokuszálás következik be. A

$$m\ddot{x} = eX \sin(\omega t + \varphi) \quad /1/$$

mozgásegyenletet felvéve a fázisfokuszálás létrejötté a következő módokon igazolható:

a/ Meg lehetne határozni, hogy különböző időpontban induló elektronoknak mennyi időbe telik, míg a  $d$  távolságot megteszik. Így kimutatható volna, hogy a különböző időben induló elektronok néhány átfutás után valamelyik elektródához egy későbbi közös időpontban érkeznek meg. Ez a számolás nem nyújt áttekinthető képet, mivel az integrálás után az idő a sin argumentumán kívül is szerepel.

b/ Ennél célravezetőbbnek találtuk kiszámolni a különböző időpontban induló elektronok "grafikus menetrendjét". Ekkor szemléletesen látható, hogy az elektronok időben közelednek egymáshoz egy megadott távolságban /az elektródák helyén/ és az is könnyen kimutatható, hogy a becsapódások közötti időkülönbség az egyes átfutások után mind kisebb lesz, 0-hoz konvergál.

Kiindulásul a /1/ mozgásegyenletet használjuk.

Kétszeri integrálás után, figyelembe véve a kezdőfeltételeket:  $t = 0$ -kor,  $\dot{x} = v_0$  és  $x = 0$ , a megoldás:

$$x = -A \sin/\omega t + \varphi/ + tv_0 + A \omega t \cos \varphi + A \sin \varphi \quad /2/$$

ahol  $A = \frac{eX}{m\omega^2}$  jelölést használtuk ( $e/m$  az elektron fajlagos töltése,  $X$  a gerjesztő térerősség,  $\omega$  a gerjesztő frekvencia,  $v_0$  a szekundér elektronok kilépési sebessége). Átrendezve az egyenletet, kapjuk:

$$\frac{x}{A} / 1 - \frac{tv_0}{x} = - \sin / \omega t + \varphi / + c t \cos \varphi + \sin \varphi / 3/$$

Baloldalon a zárójelben lévő kifejezésben szereplő  $\frac{tv_0}{x}$ , ha a kísérleti feltételeket megfelelően választjuk meg, elnanyagolható 1 mellett. Ez a következőképp látható be: Ugyanis  $t \approx T/2$

$$\text{így: } \frac{v_0 t}{x} \leq \frac{v_0}{x} \frac{\lambda}{2c} = \frac{1}{2} \frac{v_0}{c} \frac{\lambda}{x} = \sqrt{\frac{1}{2} \frac{eV_0}{mc^2}} \frac{\lambda}{x}$$

Ha  $eV_0 \sim 10$  eV, a kilépő elektronok kezdeti energiája, akkor - mivel:  $\frac{1}{2} e V_0 / mc^2 \approx 10^{-5}$  -  $\lambda/x \ll 100$  esetén

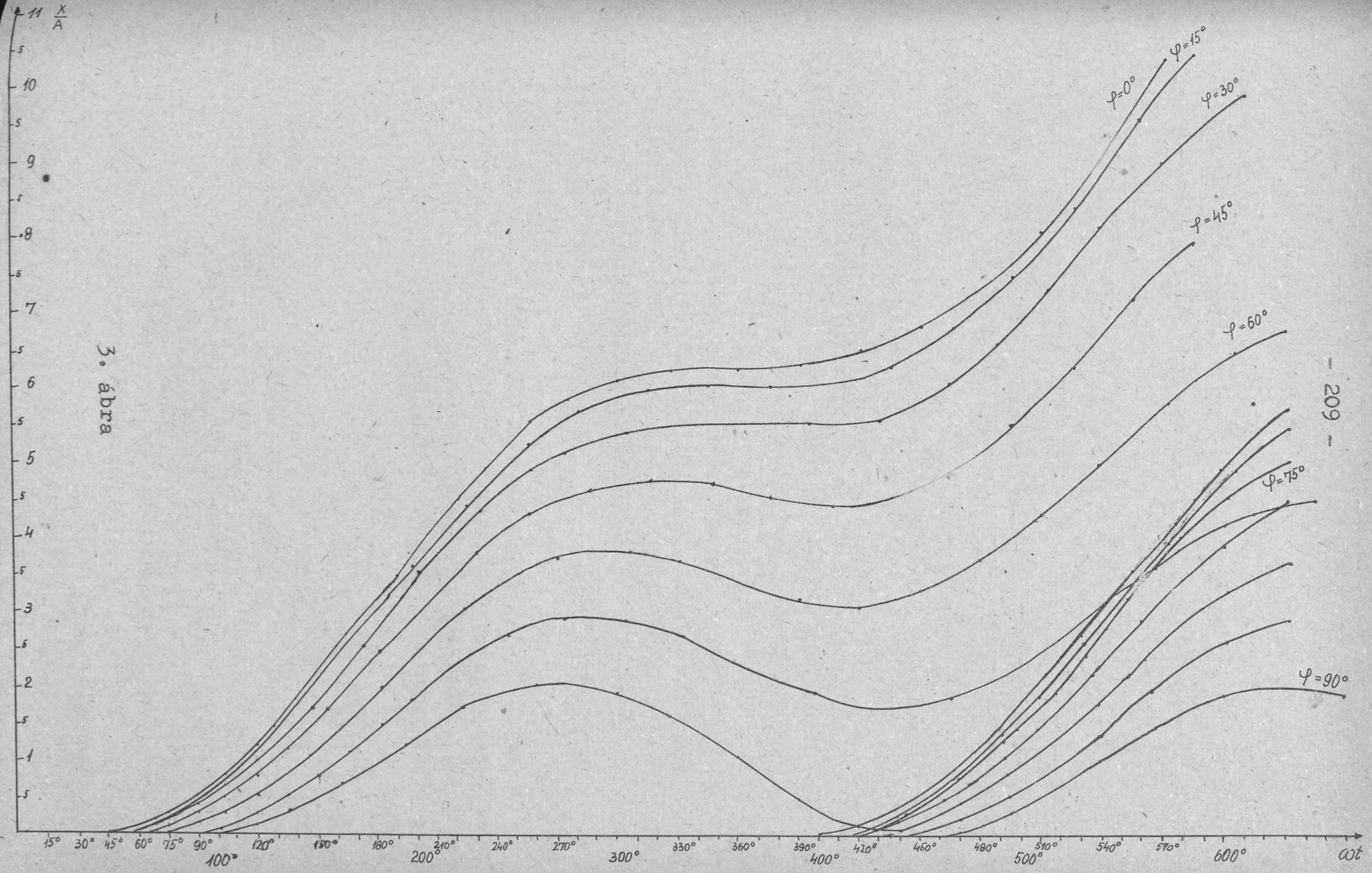
$$\frac{v_0 t}{x} < 1$$

tehát a /3/ egyenlet átalakul:

$$\frac{x}{A} = - \sin / \omega t + \varphi / + \omega t \cos \varphi + \sin \varphi \quad /4/$$

Ábrázoljuk az  $\frac{x}{A}$  értékét a /4/ egyenlet alapján az  $\omega t$  függvényében, a feszültséghez képest különböző  $\varphi$  fázisszöggel induló elektronok esetére. Negatív  $\varphi$  fázisszöggel induló elektronok nem jönnek számításba az előző kikötések következtében. Az eredmény a 3. ábrán látható.

A 3. ábrát felhasználva rajzoljuk meg az indulási fázisszög függvényében a becsapódási fázisszöget, különböző  $\frac{x}{A}$  értékek esetén. Az indulási fázisszöget 0-tól, a becsapódási fázisszöget pedig  $180^\circ$ -tól számítjuk úgy, hogy a  $0^\circ$ -nál és  $180^\circ$ -nál kisebbeket negatívnak, a nagyobbakat pozitívnak vesszük. Ez látható a 4. ábrán. Ha meggondoljuk, hogy a becsapódási fázisszög, ha a szekundér elektron kiváltási idejét 0-nak vesszük, /az irodalom szerint kisebb mint  $10^{-12}$  sec/ a szekundér elektron számára az indulási fázisszög lesz, akkor egy elektron végig követhető a becsapódási fázisszög olyan értékhez tart, melynek önmaga felel meg, mint indulási fázisszög.



Ilyen fázisszög követés kényelmesen és áttekinthetően megtehető, ha megrajzoljuk az ábrán látható  $45^\circ$ -os egyenest. Azok az elektronok lesznek a stabil fázisban induló elektronok, amelyeknél az egyenes metszi az előbbi görbét. Ezzel kapcsolatban két dolgot érdemes megjegyezni:

Látható, hogy  $\frac{x}{A}$  értékeinek csak egy bizonyos intervallumban lesz metszéspont. Tehát lesz egy alsó és egy felső érték, ez megadja a kisülés létrejöttéhez szükséges kritikus értéket. Az indulási fázisszög - becsapódási fázisszög görbe végpontját ugyanis tárgyalásunk szempontjából az a feltétel szabja meg, hogy az elektronnak, mikor eléri a második elektródát, a szekundér elektron kiváltásához szükséges energiája kell, hogy legyen.

Az egyenes és görbe általában két pontban metszi egymást. Ezek közül az alsó az, melyhez a 0 és a felső metszéspontnak megfelelő indulási fázisszög közötti fázisszöggel induló elektronok felzárkóznak. A felső állapot labilis, ha itt az elektron valamilyen oknál fogva, pl. ütközés következtében kiesik a fázisból, akkor vagy felzárkózik az alsó pontbelihez, vagy elveszik. A felső pontnak megfelelő indulási fázisszögnél nagyobb fázisszöggel induló elektronok kiesnek.

Ebből világosan és egyértelműen látszik, hogy a különböző fázisszöggel induló elektronok egy meghatározott, a  $T/2$  idő alatt futó elektronhoz zárkóznak fel néhány átfutás után. Tehát igazoltuk az elektronok csomósodását a gyújtó feszültség feletti értékre is. /Nem használtuk ki a becsapódási sebesség  $v$  konstans voltát/.

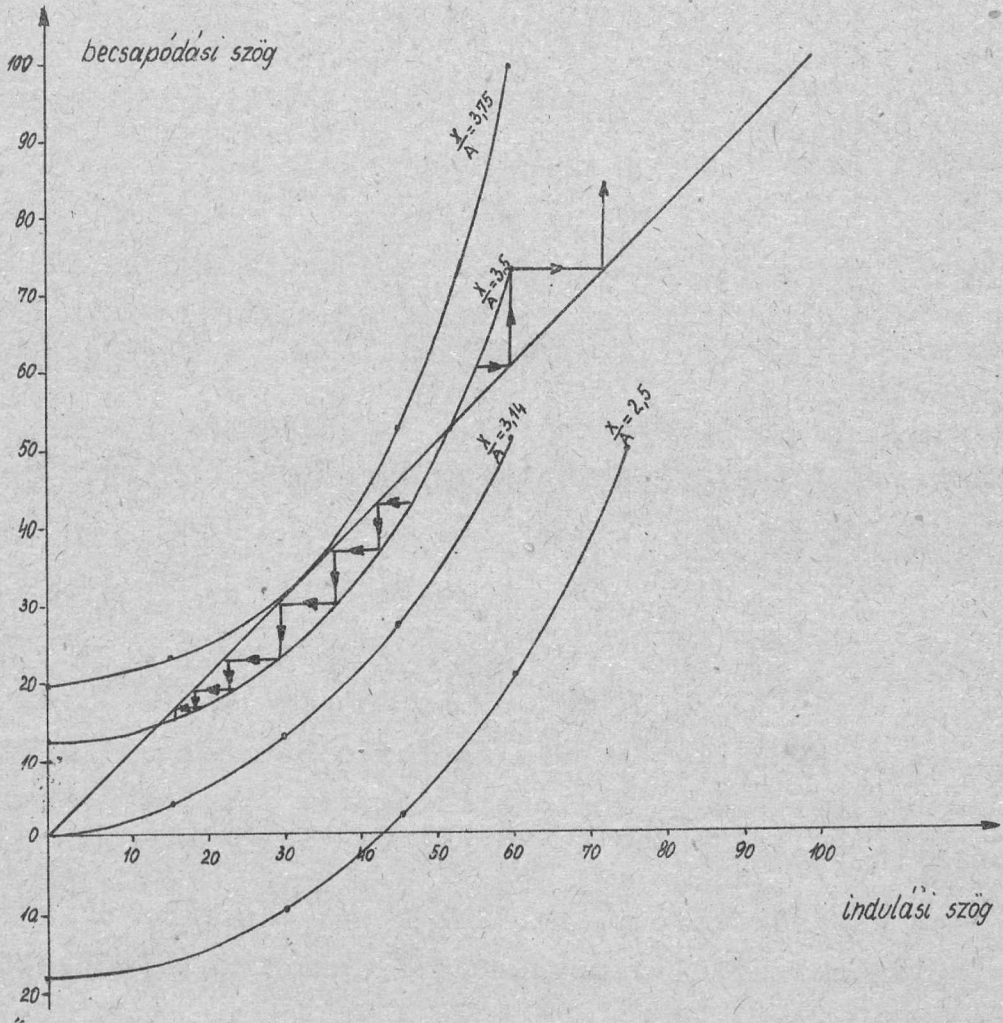
B./ A  $T/2$  alatt futó elektronok indulási fázisszöge  $\frac{x}{A}$  függvényében.

Hogyan fog változni a  $T/2$  idő alatt futó elektron indulási fázisszöge, ha  $\frac{x}{A}$  értékét változtatjuk. Ezt a függést a /4/ egyenlet felhasználásával vizsgáljuk. A /4/ egyenlet:

$$\frac{x}{A} = -\sin / \omega t + \varphi / + \omega t \cos \varphi + \sin \varphi \quad /4/$$

Itt, mivel  $T/2$  ideig futó elektronokra végeztük a számolást,  $\omega t = \pi$ . Tehát:  $\sin / \omega t + \varphi / = -\sin \varphi$ . Tehát az  $\frac{x}{A}$  ra





4. ábra

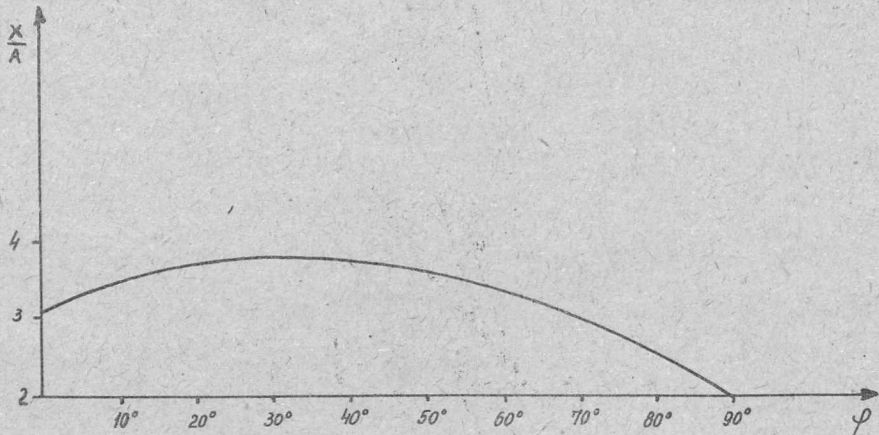
kapott egyenletbe  $x$  helyébe a  $d$  elektródatávolságot vezetve be, kapjuk

$$\frac{d}{A} = 2 \sin \varphi + \pi \cos \varphi \quad /5/$$

$\frac{d}{A}$  értékét kiszámítva az /5/ egyenletből és ábrázolva, az így kapott görbe segítségével leolvasható, hogy különböző kísérleti adatok esetén mekkora lesz az elektronfelhő indulási fázisszöge. Ez látható az 5. ábrán.

**C. Az elektronfelhő által keltett áram.**

Az eddigiekben kimutattuk, hogyha csak a szekundár-elektronokat vesszük figyelembe, akkor egy  $T/2$  idő alatt átfutó elektronfelhővel számolhatunk, melynek a feszültségre vonatkoztatott indulási fázisszögét a kísérleti adatok függvényében meghatároztuk. Az így átfutó elektronfelhő a külső körben áramot



5. ábra

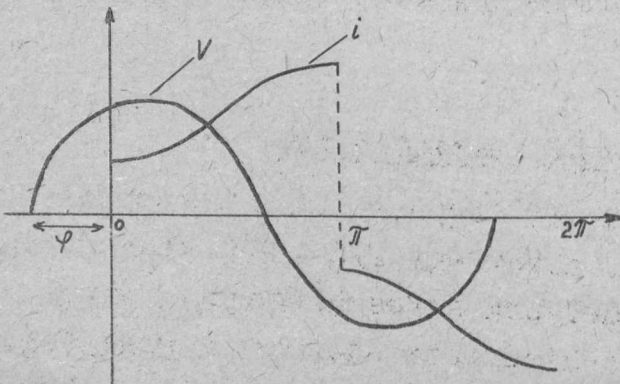
hoz létre. Ez az oszcillátor számára terhelést jelent. A kisülés által képviselt terhelő impedancia értéke és fazisszöge számítható és mérhető is.

Ha két sík között, amelyek közti távolság  $d$ ,  $e$  töltésű részecské halad keresztül  $v$  sebességgel, akkor a külső körben folyó áram:

$$i = \frac{ev}{d} \quad /6/$$

A mozgásegyenletből kifejezve  $v$  értékét, felírhatjuk, hogy az átfutó elektronfelhő egy elektronja mekkora áramot hoz létre.

A mozgásegyenlet:  $\ddot{x} = eX/m \sin/\omega t + \varphi/$ , ahol  $\varphi$  a feszültség és az elektronfelhő indulása közti fazisszög /az áram a  $t = 0$ -kor indul /6. ábra/.



6. ábra

Az elektronok sebessége az egyenlet integrálásával és a kezdeti feltétel helyettesítésével:

$$/t = 0\text{-kor, } x = v_0/$$

$$\dot{x} = \frac{eX}{m \omega} \left\{ \cos \varphi - \cos / \omega t + \varphi / \right\} + v_0 \quad /7/$$

Ezt behelyettesítve a /6/ egyenletbe kapjuk:

$$i = \frac{e^2 X}{m d \omega} \left\{ \cos \varphi - \cos / \omega t + \varphi / \right\} + \frac{ev_0}{d} \quad /8/$$

Számítsuk ki az áram feszültséggel fázisban levő Fourier sorát. E Fourier-sornak alapharmonikusai határozzák meg a terhelő impedanciát és az arra jellemző fázisszöget.

Az alapharmonikusok amplitudóját egyszerűen meghatározhatjuk, ha transzformáció segítségével számolunk. Általában ha:

$$a_1 = \frac{\omega}{\pi} \int_0^{2\pi} i/t/ \sin \omega t \quad d(\omega t)$$

$$b_1 = \frac{\omega}{\pi} \int_0^{2\pi} i/t/ \cos \omega t \quad d(\omega t)$$

akkor a  $\varphi$  fázisszöggel eltolt Fourier sor együtthatói:

$$a_1^{\varphi} = \frac{\omega}{\pi} \int_{\varphi}^{2\pi+\varphi} i/t/ \sin / \omega t + \varphi / \quad d(\omega t)$$

$$b_1^{\varphi} = \frac{\omega}{\pi} \int_{\varphi}^{2\pi+\varphi} i/t/ \cos / \omega t + \varphi / \quad d(\omega t)$$

Vagyis az összefüggés közöttük megadható

$$a_1^{\varphi} = a_1 \cos \varphi + b_1 \sin \varphi$$

$$b_1^{\varphi} = b_1 \cos \varphi - a_1 \sin \varphi$$

Ilyen módon számolva, a Fourier sor együtthatói a következő kifejezésekkel egyenlőek:

$$a_1 = \frac{e^2 X}{m \omega d} \left[ \frac{4}{\pi} \cos \varphi + \sin \varphi / \right] + \frac{4}{\pi} \frac{ev_0}{d}$$

$$b_1 = - \frac{e^2 X}{m \omega d} \cos \varphi$$

Vizsgáljuk meg az áram alapharmonikusainak amplitúdóira kapott egyenleteket.  $a_1$ -ben szerepel  $v_0$  értéke. Ha tekintetbe vesszük a 2. A-ban a kísérleti adatokra tett kikötésünket, akkor az  $a_1$ -re kapott egyenlet átrendezett alakjában:

$$a_1 = \frac{e}{d} \left\{ A \omega \left[ \frac{4}{\pi} \cos \varphi + \sin \varphi \right] + \frac{4}{\pi} v_0 \right\}$$

a szögletes zárójelben levő kifejezés  $\varphi$  minden lehetséges értéke esetén 1 körüli érték,  $A \omega \sim 10^{10}$ , a második tag pedig, 10 eV kilépési energia esetén  $10^8$  nagyságrendű. Így a második tag elhanyagolható. Ennek figyelembevételével a feszültséggel fázisban levő Fourier-sor alapharmonikusainak együtthatói:

$$I_R = a_1^j = \frac{e}{d} A \omega \frac{4}{\pi} \cos^2 \varphi \quad /9/$$

$$I_i = b_1^j = -\frac{e}{d} A \omega \left/ 1 + \frac{4}{\pi} \cos \varphi \sin \varphi \right. \quad /10/$$

#### D. Az impedancia fázisszögének meghatározása

Általánosságban:

$$\bar{Z} = \frac{\bar{U}}{\bar{I}}$$

$\bar{I}$  komplex szám:  $\bar{I} = I_R + jI_i$

U tiszta szinuszos feszültség. Ezt behelyettesítve

$$\bar{Z} = \frac{U}{I_R + j I_i} = U \frac{I_R - j I_i}{|I|^2}$$

Ebből az impedancia valós és képzetes része:

$$Z_R = \frac{U}{|I|^2} I_R$$

$$Z_i = -\frac{U}{|I|^2} \cdot I_i$$

A fázisszögre pedig

$$\operatorname{tg} \phi = \frac{Z_i}{Z_R} = \frac{\frac{U}{|I|^2} I_i}{-\frac{U}{|I|^2} I_R} = -\frac{I_i}{I_R}$$

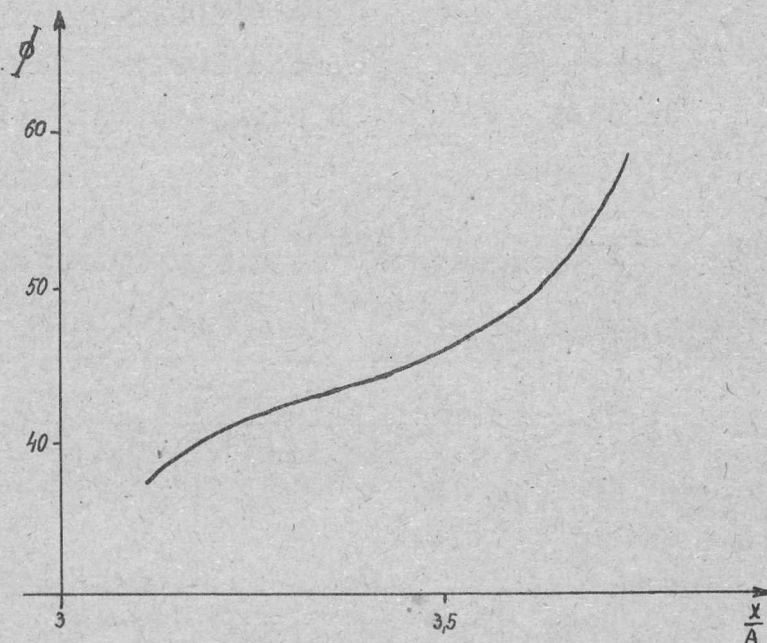
$$\operatorname{tg} \phi = -\frac{b_1^j}{a_1^j} = \frac{1 + \frac{4}{\pi} \cos \varphi \sin \varphi}{\frac{4}{\pi} \cos^2 \varphi} \quad /11/$$

Az impedancia fázisszögét egy elektron mozgása esetére számítottuk, de ez adódik n elektron esetére is a csomósodás miatt.

#### E. Az impedancia fázisszögének függése a kísérleti adatoktól.

Az impedancia fázisszögét a /11/-ben megadott egyenlet

határozza meg. A fázisszög a kifejezésben szereplő  $\varphi$  indulási fázisszögön keresztül függ a kísérleti adatoktól. Ha tehát figyelembe vesszük az /5/ egyenlet és 5. ábra alapján  $\varphi$ -nek a kísérleti adatoktól való függését, akkor megkapjuk az impedancia fázisszögének értékét a kísérleti adatok függvényében. Ez látható a 7. ábrán. Ha tehát valamilyen módon mérjük a kisülés által képviselt terhelő impedancia fázisszögét, akkor jó összehasonlítást tehetünk a mért és számított értékek között, s így meggyőződhetünk a kisülés mechanizmusa ilyen leírásának helyességéről.



7. ábra.

#### F. A kisülés által termelt felharmonikusok

A terhelő impedancia szempontjából az áramnak csak az alapharmonikusai veendőek figyelembe.

Frekvenciasokszorozás szempontjából azonban érdekesek a kisülés által termelt felharmonikusok. Ezek amplitudóit a Fourier sor magasabb együtthatói adják meg. A számítást a C pontban leírt módon végezhetjük. Az eredmény azt mutatja, hogy ezek az alap amplitudó nagyságrendjébe esnek.

G. A kisülésben résztvevő elektronok számának meghatározása

Ha az impedancia fázisszögére vonatkozó mérések igazolják a feltevéseket, akkor az impedancia mérésével a valós és képzetes részre kapott értékből számítani lehet a kisülésben résztvevő elektronok számát.

Ennél a számításnál még jobban ki kell hangsúlyozni, hogy erősen csak közelítés jelleggel bír. A csomósódás miatt ugyanis azt vesszük, hogy az összes, a kisülésben résztvevő elektron, pontosan azonos fázisban, azonos sebességgel repül.

A kisülésben folyó áram alapharmonikusának amplitudója a valós és képzetes rész figyelembevételével a /9/ és /10/ egyenlet alapján, ha  $n$ -el jelöljük a kisülésben résztvevő elektronok számát:

$$I = \frac{4}{\pi} \frac{ne}{d} A \omega \left\{ \cos^2 \varphi - j \left[ \frac{\pi}{4} + \cos \varphi \sin \varphi \right] \right\} \quad /12/$$

Az impedancia valós része:

$$Z_R = \frac{U}{I} = \frac{2I_R}{I} = \frac{dX \cos^2 \varphi}{\left( \frac{4}{\pi} \frac{ne}{d} A \omega \right) \left\{ \left( \cos^2 \varphi \right)^2 + \left( \frac{\pi}{4} + \cos \varphi \sin \varphi \right)^2 \right\}} \quad /13/$$

Bevezetve az alábbi jelölést:

$$\cos^2 \varphi = C^2$$

$$\frac{\pi}{4} + \cos \varphi \sin \varphi = D$$

Igy /13/-ra a következő alakot kapjuk:

$$Z_R = \frac{d^2 C}{\left( \frac{4e^2 n}{m \pi \omega} \right) / C^2 + D^2} \quad /13a/$$

Hasonló megfontolás alapján:

$$Z_I = \frac{d^2 D}{\left( \frac{4e^2 n}{m \pi \omega} \right) / C^2 + D^2} \quad /14/$$

/13a/ és /14/-ből az elektronok száma:

$$n = \frac{d^2 C}{\frac{4e^2}{m\pi\omega} / C^2 + D^2 / \cdot Z_R} = \frac{d^2 D}{\frac{4e^2}{m\pi\omega} / C^2 + D^2 / \cdot Z_I} \quad /15/$$

Eddigi számításainkat a 2. A. szakaszban tett feltételek alapján végeztük. Ez azért volt célszerű, mert így a tárgyalás egészen általános lehetett. Természetesen, ha az ott kikötött kísérleti feltételek nem teljesülnek, tehát számottevő a kiváltott szekundér elektronok kezdősebessége,  $v_0$ , akkor egyenleteinket annak figyelembevételével kell megoldani. Megjegyezzük, hogy csomósodás ilyen esetben is fennáll, de itt már természetesen a rezonáns elektroncsomó indulási fázisszöge negatív is lehet. A méréshez felhasználandó egyenleteink akkor a következő alakúak lesznek: a kísérleti adatok függvényében az indulási fázisszöget  $\varphi$  meghatározó egyenlet:

$$d = \Lambda/2 \sin \varphi + \pi \cos \varphi / + \frac{\pi}{\omega} v_0 \quad /5a/$$

Az impedancia fázisszögére vonatkozó egyenlet:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\frac{eX}{m\omega d} / 1 + \frac{4}{\pi} \cos \varphi \sin \varphi / + \frac{4}{\pi} \frac{v_0}{d} \sin \varphi}{\frac{eX}{m\omega d} \frac{4}{\pi} \cos^2 \varphi + \frac{4}{\pi} \frac{v_0}{d} \cos \varphi} \quad /11a/$$

a kisülésben résztvevő elektronok számát meghatározó egyenlet:

$$n = \frac{d^2 C}{\frac{4e^2}{m\pi\omega} / C^2 + D^2 / \cdot Z_R} = \frac{d^2 D}{\frac{4e^2}{m\pi\omega} / C^2 + D^2 / \cdot Z_I} \quad /15/$$

$$C = \cos^2 \varphi + \frac{v_0 m \omega}{eX}$$

$$D = \frac{\pi}{4} + \cos \varphi \sin \varphi + \frac{v_0 m \omega}{eX}$$

### Irodalom

1. H. Margenau, Phys. Rev. 69. 508. 1946.
- Holstein, Phys. Rev. 70. 367. 1946.
- H. Margenau, Phys. Rev. 73. 297. 1948.
- H. Margenau és L. M. Hartman, Phys. Rev. 73. 309. 1948.
- L. M. Hartman, Phys. Rev. 73. 316. 1948.
- M. Margenau, Phys. Rev. 73. 326. 1948.

2. Donald, H. Hall, Phys. Rev. 73. 1046. 1948.
3. E.W.B. Gill és A. von Engel, Proc. Roy. Soc. A.192. 446. 1948.
4. Hannes Alfvén és H.I. Cohn Peters, Arkiv för Matematik Astronomi och Fyzik 31. 1. 1944.
5. Kalckhoff: Zeitschrift für Phys. 80. 305. 1933.

Erkezett: 1954. ápr. 2.



# AZ ELEKTROMÁGNESES HULLÁMOK OSZTÁLYÁNAK KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: FARAGÓ PÉTER

## Üreg jósági tényező mérése 25 cm-es tartományban

Irta: Turi László

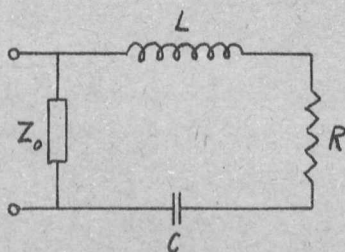
Üregrezonátorok egyik legfontosabb jellemzője - a rezonancia frekvencián kívül - a jósági tényező. Ennek meghatározása számolás útján meglehetősen körülményes és csak egyes speciális alakú üregek esetén lehetséges. Az így kapott eredmény is csak közelítő érték, mivel a csatolásból, valamint az üreg falán található szennyeződésekkel eredő veszteségek nehezen vehetők számításba. Ezért a jósági tényezőt pontosan csak méréssel lehet megállapítani.

Mielőtt a mérés leírására rátérnék, nézzük meg mit értünk üregrezonátor jósága alatt. Ez definíció szerint

$$Q = 2\pi \frac{\text{üregben felhalmozott energia}}{\text{1 periódus alatti veszteség}}$$

Az üregrezonátor helyettesítő kapcsolásából látni fogjuk, hogy ez teljesen megegyezik a koncentrált paraméterű hálózatoknál szokásos  $\frac{\omega_0 L}{Z_0}$  definícióval.

Egy üregrezonátor helyettesítő kapcsolása rezonanciahely közelében az 1. ábrán látható.



1. ábra

Itt  $L$ ,  $R$ ,  $C$  az üregnek /a csatoló elemekkel együtt/ jellemző adata, míg  $Z_0$  az üreghez csatlakozó hullámvezető karakterisztikus impedanciája.

Az előbb definiált jósági tényező most alkalmazható erre a helyettesítő kapcsolásra.

Attól függően, hogy a veszteségek hol lépnek fel, három különböző jósági tényezőt definiálunk.

Terhelt Q

$$Q_L = 2\pi \frac{\text{felhalmozott energia}}{\text{I periódus alatti összes disszipált energia}}$$

Terheletlen Q

$$Q_n = 2\pi \frac{\text{felhalmozott energia}}{\text{I periódus alatt R-ben disszipált energia}}$$

Külső Q

$$Q_k = 2\pi \frac{\text{felhalmozott energia}}{\text{I periódus alatt } Z_0\text{-ban disszipált energia}}$$

Nézzük a terheletlen Q definícióját. /Ekkor  $Z_0$  rövidre van zárva./ Egy periódus alatt felhalmozott összes energia  $2 \cdot (1/2) LI^2$ , míg az egy periódus alatti veszteség  $(1/f) \cdot I^2 R$ . Tehát

$$Q_n = 2\pi \frac{fL}{R} = \frac{\omega_0 L}{R}$$

Terhelt Q esetén R és  $Z_0$  sorba van kötve

$$Q_L = \frac{\omega_0 L}{R + Z_0}$$

ami a következő alakba írható

$$Q_L = \frac{1}{\frac{1}{Q_n} + \frac{Z_0}{\omega_0 L}} = \frac{1}{\frac{1}{Q_n} + \frac{Z_0}{Q_n R}}$$

amiből

$$Q_n = Q_L \left( 1 + \frac{Z_0}{R} \right)$$

$\frac{Z_0}{R} = \beta$  neve: csatolási tényező.

A külső Q definíciója már nem ilyen szemléletes

$$Q_k = \frac{\omega_0 L}{Z_0}$$

A háromféle jósági tényező között a következő összefüggés van:

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_n} + \frac{1}{Q_k}$$

A gyakorlatban  $Q_L$  és  $\beta$  értékét határozzák meg, ebből mindhárom jósági tényező kiszámítható.

### A mérés leírása

Jósági tényező mérésére többféle módszert dolgoztak ki, ezek egy-két kivételtől eltekintve a sávszélességet határozzák meg. A koncentrált paraméterű hálózatokhoz hasonlóan üregeknél is kifejezhető sávszélességgel a jósági tényező. Ennek elméleti tárgyalása az irodalomban megtalálható, itt csak az eredményeket közlöm. /Irod. 1. 291 old/. Kétkivezetéses üregeknél az átviteli függvény, vagyis a terhelésnek átadott és a generátorból kapott teljesítmény hányadosa:

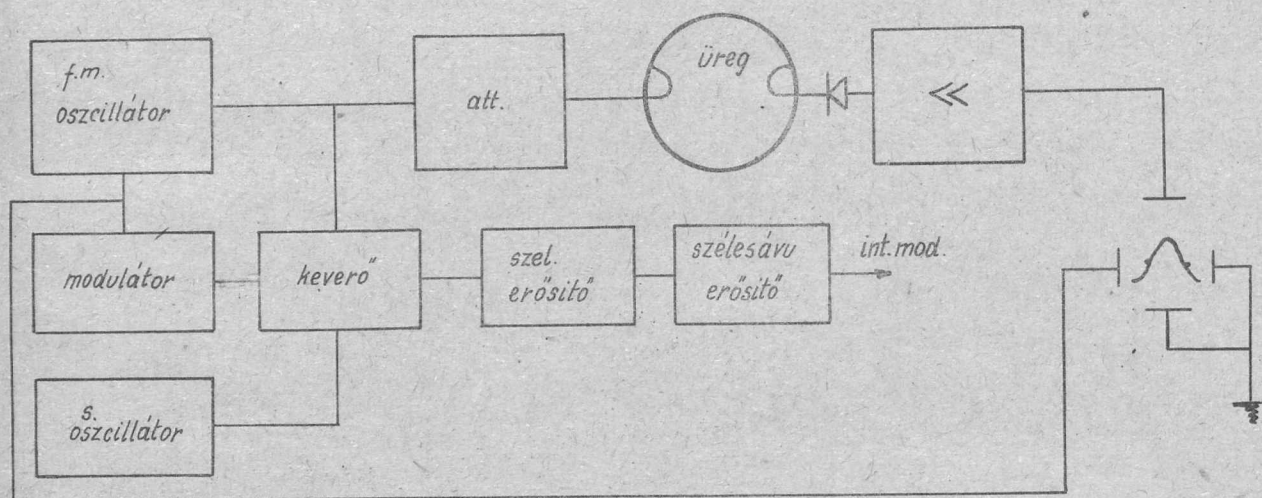
$$\frac{P_L}{P_0} = T(\omega) = \frac{T(\omega_0)}{1 + Q_L^2 \left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right)^2}$$

ahol  $\omega_0$  rezonancia frekvencia,  $\omega = \omega_0 + \frac{\Delta\omega}{2}$ . Látjuk, hogy  $T(\omega) = \frac{1}{2} T(\omega_0)$  helyen  $\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{1}{Q_L}$ . A  $\Delta\omega$  frekvencia különbséget

hívjuk az üreg sávszélességének. A generátorból kapott teljesítmény állandó, úgyhogy a sávszélesség mérésénél a terhelésnek átadott teljesítmény félerték pontjait kell megállapítani.

Üregek jósága nagyságrendben 10000 körül van, ez 3000 Mc-on 300 kc sávszélességet jelent, ami a frekvenciamérés pontosságában igen nagy követelményeket támaszt. A mérés legközvetlenebb módja az, hogy a frekvencia függvényében meghatározzuk az állóhullámviszonyt, vagy az üregről visszavert hullám fázisát, és a kapott görbéből kiszámítható a sávszélesség. Ennél a mérésnél alapfeltétel az, hogy a frekvenciát igen pontosan kell mérni, ami csak frekvencia-standarddal lehetséges. Ez még egyelőre nem áll rendelkezésünkre, ezért a sávszélesség megállapítását más úton végeztük el.

A mérés elve a következő /2. ábra/



2. ábra

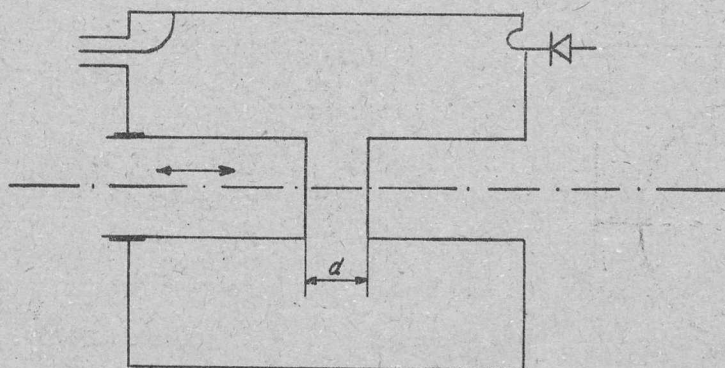
A frekvenciamodulált oszcillátor attenuátoron keresztül csatlakozik az üreghez. Az üregből egy kis hurokkal kicsatolva demoduláció, majd erősítés után az oszcillográf függőleges eltérítő lemezpárjára csatlakozunk. Az oszcillátor 50 periódussal szinuszosan van frekvenciamodulálva. A frekvencia változásával az üregben kialakuló térerősség is változik. Ezt indikalja az üregben elhelyezett kis kicsatoló hurok, így az oszcillográfon megjelenik az üreg rezonanciagörbéje.

Vízszintes eltérítéshez fűrészfogu rezgést, vagy moduláló szinuszos eltérítést alkalmazhatunk. A kristály négyzetes detektálású, a térerősség négyzetével, vagyis az energiával arányos az indikálás, ezért a rezonancia görbén a félérték pontoknak megfelelő frekvenciakülönbséget kell megállapítani. Ehhez egy segédoszcillátort használtunk, amely pontosan az üreg rezonancia frekvenciáján dolgozott. A két oszcillátor jeleit összekeverve különbségi frekvenciaként 0-tól  $\Delta f$ -ig terjedő frekvenciaspektrumot kaptunk, ahol  $\Delta f$  a f.m. oszcillátor frekvencia lökete. Ebből a sávból szelektív erősítővel kiválasztva valamilyen meghatározott rezgést, ez a f. moduláció minden periódusában két impulzust ad, amit erősítés után az oszcillográf Wehnelt

ernyőjére vezettünk. Így a rezonanciagörbén két fénylő pont jelent meg. A szelektív erősítőt hangolva a pontok közeledtek ill. távolodtak egymástól. Beállítva őket a görbe félérték helyére, a kalibrált szelektív erősítőn közvetlenül leolvasható a sáv szélesség.

### Üregrezonátor.

A mérendő üreg alakja a 3. ábrán látható.



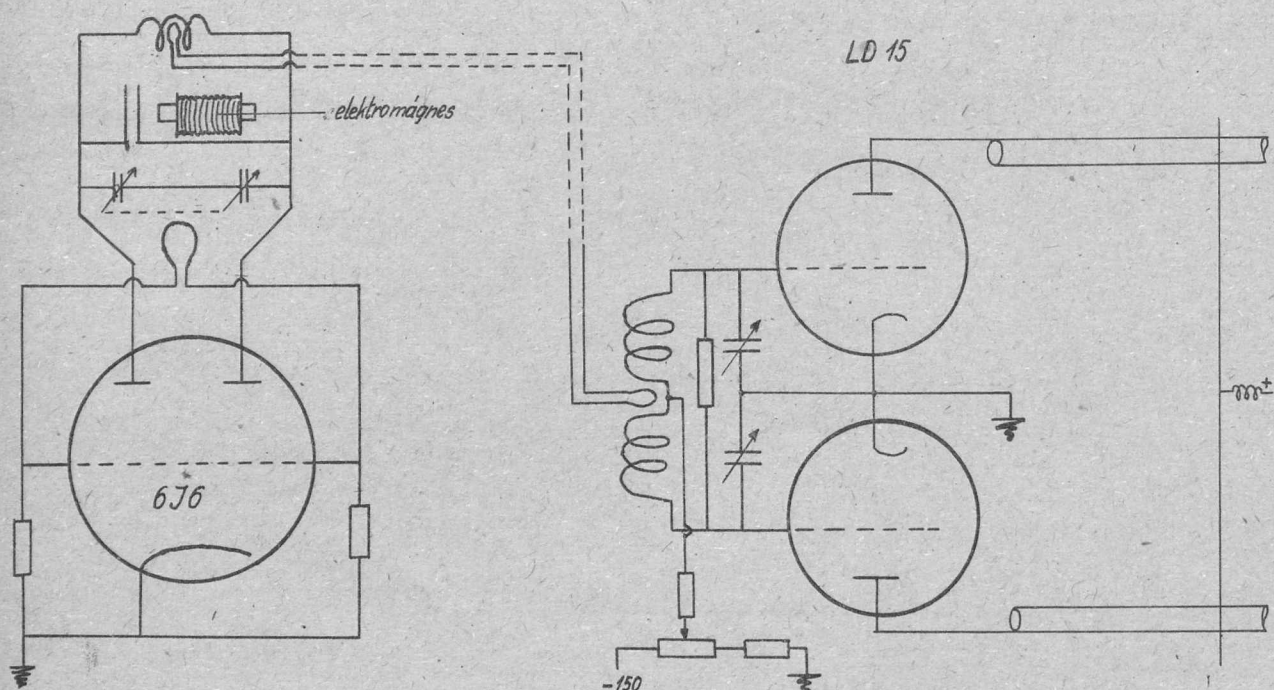
3. ábra

Az egyik ér tologatásával a két ér közti távolság  $/d/$  változik, ezzel az üreg 25 cm körüli tartományban hangolható. A méréseket 27.8 cm-en végeztük el.

### Frekvencia-modulált oszcillátor.

Mint a blokk-sémából látható, két oszcillátorra van szükség a mérésnél. A rendelkezésünkre álló gyári oszcillátor modulációja túl kicsi volt ahhoz, hogy a rezonanciagörbét teljes egészében felrajzolja. Ha feltesszük, hogy kb. 5000-es jósági tényezője van az üregnek 25 cm-en ez 0,24 Mc sáv szélességet jelent. A görbe jó kifutásához és az alapvonal megállapításához szükséges, hogy ennek legalább 4-szerese, vagyis kerekén 1 Mc legyen a frekvencia löket. Ez az adat 5000-es  $Q$ -ra vonatkozik, ennél rosszabb  $Q$  esetén még nagyobb frekvencialöket szükséges. A HF Werk Für Fermeldewesen gyártmányu, 15...30 cm között hangolható, fémkeramikus csővel működő szignálgenerátor ennyit közelítően sem tud előállítani, ezért magunk építettünk céljainknak megfelelőbb oszcillátort.

Berendezésünk frekvenciasokszorozással éri el a kívánt 1080 Mc-t. Kapcsolása a 4. ábrán látható.



4. ábra

Alaposzcillátora push-pull oszcillátor, 120 Mc-on működik, 6J6-os csővel. Visszacsatolást a két rác között elhelyezett hurok biztosítja. Ennek beállítása sokkal egyszerűbb, mint a kondenzátorokkal való visszacsatolás. A modulációt a rezgőkörben elhelyezett kis kondenzátor egyik fegyverzetének elektromágnes útján való rezgetésével oldottuk meg. Ezzel sikerült kb.  $\pm 350$  Kc frekvencialöketet elérni. Hurokkal kicsatolva, a következő fokozat rácskörébe csatlakozunk szintén hurkos csatolással. A két hurok közös tengelyre van szerelve és a tekercsekbe való ki-be tologatásával az alaposzcillátor és sokszorozó fokozat közti csatolás szabályozható.

A sokszorozó fokozat két LD15-ös csővel C osztályú üzemben dolgozik. A folyási szög egészen kicsire van beállítva, úgyhogy az anódköri Lecher-vezetéken a 9., 10. felharmonikus is aránylag elég nagy intenzitással jelentkezik. A rácsköri rezgőkört söntölő 1 K $\Omega$ -os ellenállás a rezgőkör jóságát annyira

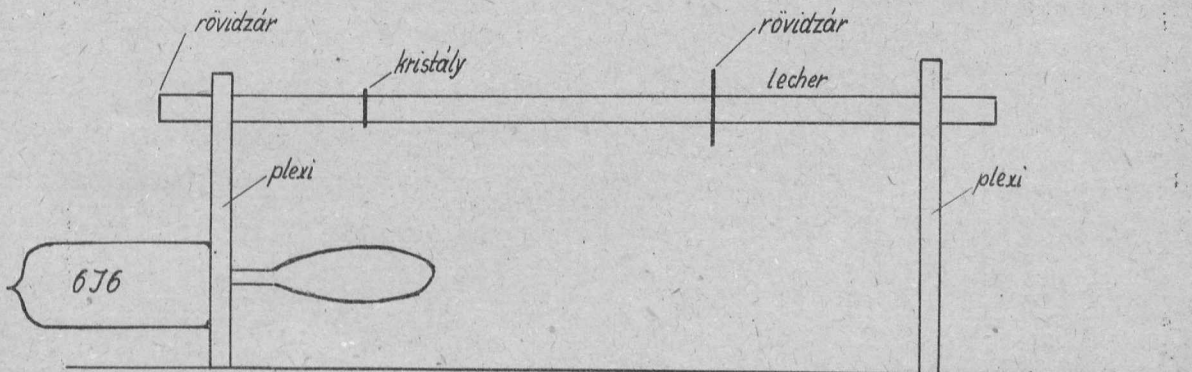
lerontja, hogy a rezonanciagörbéje egészen lapos lesz, így a széles spektrumot teljes egészében át tudja vinni.

Az anódköri Lecher-vezetéket most már vagy lehangoljuk 120 Mc valamelyik felharmonikusára, vagy nem. Mindkét lehetőséget kipróbáltuk. Először lehangoltuk az 5. felharmonikusra, majd egy másik sokszorozó vonalat helyeztünk el az anódköri vonal fölé, amely egy alkalmasan elhelyezett kristály segítségével az 5. felharmonikust kétszerezte. Az anódkört a 3. felharmonikusra hangolva jobb lett a hatásfok, ebben az esetben a sokszorozó vonal háromszoroz.

A Lecher-vezetékek jósága elég nagy, úgyhogy a széles spektrumot /A 10. felharmonikuson már 7 Mc frekvencialöket van!/  
nem tudja átvinni.

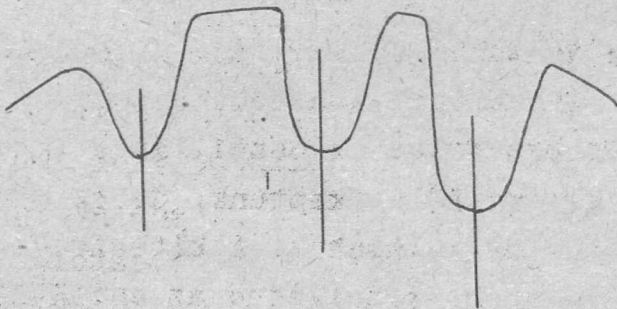
Ezt a problémát úgy oldottuk meg, hogy már az anódköri vonalat sem hangoltuk le egyik felharmonikusra sem, a sokszorozó vonalat pedig elhagytuk. Így természetesen az oszcillátor igen rossz hatásfokkal dolgozott és kis energiát kaptunk, de ez még elegendő volt a rezonanciagörbe felrajzolásához. A kicsatoló-hurkot aránylag messze, kb. 20-30 cm-re elhelyezve az anódköri Lecher-vezetéktől, a rezonancia görbe szépen felrajzolódott és az üregnek sem volt semmi visszahatása az oszcillátorra.

Mint részleteredményt megemlítem, hogy kísérletet végeztünk arra vonatkozóan, hogyan lehet Lecher-vezetékekkel sokszorozni. Az elrendezés a következő volt. /5. ábra/



5. ábra

A meghajtó oszcillátor 88 cm-en rezgett. A fölötte elhelyezett Lecher-vezeték  $\lambda/2$ -re volt lehangolva és valahol a drótpárok közé helyeztünk egy germánium kristálydiódát. A közelben elhelyezett hullámmérővel észleltük a sokszorozott frekvenciát. Kritikus volt a kristály helyzete, ugyszintén a 2. rövidzáré is. Megpróbáltuk egy 10 cm-es klisztron jelével üttetni a sokszorozott frekvenciát. A reflektorra szinuszos feszültséget adva, a klisztron több móduson rezgett, a szabad térbe sugárzott. A klisztron és a Lecher-vezeték közé elhelyezett kristállyal indikáltunk és oscillográfon figyeltük a jeleket. Megjelentek a módusok és ezeken egy éles kiütésként a lebegési frekvencia. /6. ábra/.

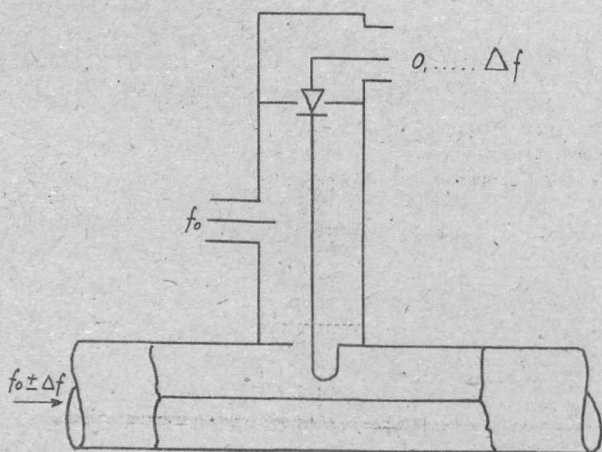


6. ábra

minden sokszorozott frekvenciára a legnagyobb intenzitás.

### K e v e r ő .

A két oszcillátor jelét koaxiális keverőben kevertük



7. ábra

Tehát 10 cm-es hullámok még kellő energiával jelentkeznek a sokszorozásnál. Az ábrán nagy "brummon" vannak a módusok, ennek kiszűrésére nem törekedtünk. Igen kritikus volt a Lecher drótpárok közé tett sokszorozó kristály helyzete. Egy adott sokszorozott frekvenciára beállítva optimális helyzetét, ennél a helyzetnél adódott

össze. Elvi rajza a 7. ábrán látható. Az oszcillátor és az üreg közötti koaxiális tápvonalból hurok segítségével csatolunk ki energiát egy  $\lambda/2$  hosszúságú tápvonaldarabba, amelynek közepén kapacitív csatoljuk be a keverendő rezgést. A keverést a belső ér végén elhelyezett kristály



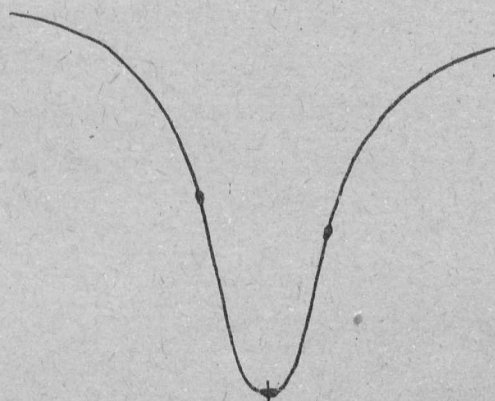
végzi. A különbségi frekvenciaként megjelenő spektrumból rádióval választottuk ki a megfelelő frekvenciát. Az így megjelenő impulzusokat szélessávu erősítővel erősítettük és az oszcillográf Wehnelt-hengerére vezettük.

A méréseket 27.8 cm-en végeztük el. Az üreget hangolva 120 Mc felharmonikusain megjelentek a rezonanciagörbék. Annak megállapítására, hogy hanyadik felharmonikuson dolgozunk, a hullámmérő üreget az oszcillátor közelébe helyezve energiát abszorbeáltattunk. A rezonanciagörbe összehuzódásából látni lehetett a hullámmérő és az üreg egymásra hangolását. Ezzel egyszersmind a pontos hullámhosszat is meg lehetett állapítani.

Az oszcillográfon megjelenő képet a 8. ábra mutatja. A görbe alján látható kis pont a kevert jel, ugyanis a segédoszcillátor jele is - a keverőn keresztül - bejutott az üregbe, az indikáló kristály összekeverte a két rezgést, így lebegés állott elő. Ez abból a szempontból szerencsés volt, hogy segítségével a segédoszcillátort pontosan be lehetett állítani az üreg rezonancia frekvenciájára.

A méréseket elvégezve a jósági tényezőre a következő értéket kaptuk:  $Q = 2430$ . Ellenőrizve a mérés reprodukálhatóságát, valamint az oszcillátoron különböző frekvencialöketet beállítva és így megismételve a mérést, a szórás 10 %-on belül maradt. Ez főleg a pontpárok helyzetének bizonytalanságából adódott, mert a valóságban ezek kissé elmosódva jelentek meg a rezonanciagörbén.

Méréseket végeztünk arra vonatkozólag, hogy esetleg az indikálás nem pontosan négyzetes karakterisztikájú és ezért a rezonancia görbének nem a félérték pontjaira kell beállni. Rövid-



8. ábra

rezárt hasított tápvonalon bemértük a kristályt és vele együtt az erősítőt, de a négyzetes karakterisztikától való eltérés a mérési hibákon belül maradt. A kristályra jutó energiát attenuátor segítségével úgy állítottuk be, hogy az kb. megegyezék az üregben levő energiával.

Ez a mérési módszer az irodalomban megtalálható, azonban a 10 és 3 cm-es sávra, ahol jól modulálható klystronok állnak rendelkezésre. Nehézséget okozott a módszer 25 cm-re való átültetése, de ezeket sikerrel megoldottuk.

Irodalom:

- 1./ C.G. Montgomery: Technique of microwave Measurements.
- 2./ C.G. Montgomery: Principles of microwave circuits.
- 3./ Simonyi: Elméleti villamosságtan.

Érkezett: 1954. ápr. 2.

## AZ ELEKTROMÁGNESES HULLÁMOK OSZTÁLYAINAK KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: FARAGÓ PÉTER

### Relatív frekvenciamérő berendezés cm hullámokon.

Irta: Hedvig Péter

**Összefoglalás:** Mikrohullámu spektroszkópia céljaira egy aránylag egyszerű felépítésű relatív frekvenciamérő berendezés készült el. A relatív frekvenciamérő jelek felvitelére olyan technikai megoldást alkalmazunk, mely fokozza a mérés pontosságát és lehetőséget ad arra, hogy a berendezés abszolút frekvenciamérésre is használható legyen.

A készüléket 3 cm-es tartományban helyeztük üzembe és működésének kipróbálására néhány Q-mérést végeztünk el vele. A mikrohullámu elemeket Jen mikrohullámu spektroszkopjának mintájára készítettük el.

A mikrohullámu tartományban végzett mérések legnagyobb részénél igen fontos probléma a frekvencia vagy a hullámhossz pontos mérése. Ezen a téren a mikrohullámu spektroszkópia lépett fel legmagasabb követelményekkel. A molekulák rotációs-vibrációs spektrumvonalainak méréséhez  $10^{-6}$  -  $10^{-7}$  nagyságrendű frekvenciamérési pontosság vált szükségessé. /3,4/ Ilyen pontosságot hullámmérő üregrezonátorokkal már nem lehet elérni. A leg gondosabb elkészítés és kalibráció mellett sem lépi túl egy termosztátban tartott üregrezonátor mérési pontossága a  $10^{-4}$  nagyságrendet. Frekvencia normálok vagy mikrohullámu spektrumvonalak segítségével kalibrált üregekkel sikerült csak a  $10^{-5}$  pontosságot megközelíteni. /11/

A mikrohullámu mérések igen nagy részénél, így a dielektromos állandó és veszteségszög méréseknél, a hiperfinom strukturák vizsgálatánál a rotációs-vibrációs spektrumokban, a Stark és Zeeman felbomlás vizsgálatánál, vagy a spektrumvonalak intenzitásának meghatározásánál nem szükséges a frekvencia abszolút értékét pontosan mérni, elegendő a frekvencia különbségeket meghatározni. Ez a feladat üregrezonátorokkal ugyszólván megvalósíthatatlan.

Nézzünk erre egy példát. 1,5 cm hullámhossztartományban /20.000 Mc/ a következő frekvenciakülönbségeket kell mérnünk: 10 Mc, 5 Mc, 1 Mc, 100 Kc. Ezek az értékek a gyakorlatban sok-

szor előfordulnak. Tegyük fel, hogy erre egy  $10^{-5}$  pontosságú üregrezonátorunk van, és becsüljük meg a frekvenciakülönbségek vonatkozási hibáját.

$$\frac{\delta\nu}{\nu} = 10^{-5}$$

$$\delta\nu = \pm 0,2 \text{ Mc} \quad /20.000 \text{ Mc esetén/}$$

$$\left(\frac{\delta(\Delta\nu)}{\Delta\nu}\right)_{10\text{Mc}} = \pm 2 \% \quad /10 \text{ Mc esetén/}$$

$$\left(\frac{\delta(\Delta\nu)}{\Delta\nu}\right)_{5\text{Mc}} = \pm 4 \% \quad /5 \text{ Mc esetén/}$$

$$\left(\frac{\delta(\Delta\nu)}{\Delta\nu}\right)_{1\text{Mc}} = \pm 20 \% \quad /1 \text{ Mc esetén/}$$

$$\left(\frac{\delta(\Delta\nu)}{\Delta\nu}\right)_{0,1\text{Mc}} = \pm 200 \% \quad /100 \text{ Kc esetén/}$$

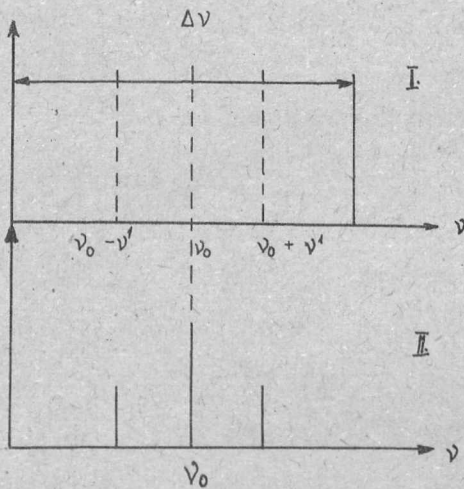
Látható, hogy az 1 Mc alatti frekvenciakülönbségek mérése még a legjobb üregrezonátorral sem lehetséges.

A kis frekvenciakülönbségek pontos mérésének problémáját heterodin rendszerű frekvenciamérő berendezésekkel lehet megoldani. Ezek a berendezések igen gondosan ellenőrzött, és termosztátban tartott kvarckristály rezgéseit sokszorozzák fel a mérendő frekvenciatartományig. A felsokszorozott rezgést üttetve a mérendő rezgéssel igen pontos, abszolút frekvenciamérést érhetünk el. A mérési pontosság a kiinduló kvarckristály frekvenciájának pontosságától és stabilitásától függ. Az így készült frekvencia normálokat állandóan ellenőrizni kell egy hiteles frekvenciát kibocsátó adóállomás /W.W.V adók/ jeleivel. Az ilyen elven működő berendezésekkel  $10^{-6}$  -  $10^{-7}$  nagyságrendű pontosságot értek el. A készülék bonyolult felépítésű, és elég nagy terjedelmére nézve is. /12/

A mikrohullámu spektroszkopia technikájának fejlődésével egy másik frekvenciaetalon típus is kialakult. Ez az ammonia gáz rotációs-vibrációs spektrumvonalait fogadja el hitelesnek /3/, és a mérendő jelet ezekkel a vonalakkal hasonlítja össze. Az  $\text{NH}_3$  hitelesnek elfogadott fő vonalai a 19-39 KMC tartományba esnek. Más tartományok esetén a normál jeleket leosztani, vagy

vagy sokszorozni kell. Rogers /3/ így elkészített mérőberendezése aránylag egyszerű felépítésű, azonban egy abszorpciós mikrohullámu spektroszkop állandó üzembentartását teszi szükségessé. Az általa elért pontosság - ha elfogadjuk az  $NH_3$  vonalakat frekvenciamérés alapjául - túlhaladja a kvarc etalonok pontosságát. Előnye a módszernek az, hogy a frekvencia-normált nem kell állandóan ellenőrizni, mint a kvarc etalont, mert a spektrumvonalak stabilitása igen nagy.

Az eddig ismertetett berendezések abszolút és relatív frekvenciamérésre egyformán alkalmasak. Ha csupán frekvencia különbségek pontos mérése szükséges, akkor ez lényegesen egyszerűbb módon megoldható. A mérendő jeleket egy ismert frekvenciával modulált segédoszillátor jeleivel keverik össze, és a kevert jelet egy szelektív vevő segítségével detektálják./13,14/. Az 1. ábrán látható a berendezés működésének elve.



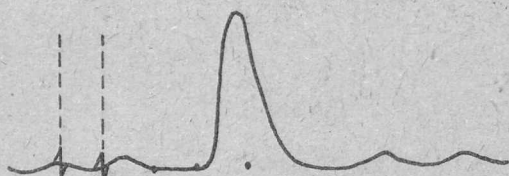
1. ábra

rendesen egy "abszorpciós cella" által átvitt, vagy visszavert hullám. A beeső hullámokat egy mérőgenerátor szolgáltatja, amelynek frekvenciáját egy  $\Delta \nu$  sávban lineárisan változtatják /frekvenciamoduláció, melyet klisztronok esetén egy, a reflektorra kötött fűrészsrezgéssel lehet elérni./ A mérendő jel ebben a sávban jelenik meg. /I./ A segédoszillátor egy  $\nu_0$  fix frekvenciát bocsát ki /II./ Ha a detektor után egy  $\nu'$  frekvenciára lehangolt szelektív vevőt kapcsolunk, akkor ez a vevő akkor fog "megszólalni", ha a frekvenciamodulációs fűrészsrezgés a  $\nu_0 - \nu'$  illetve a  $\nu_0 + \nu'$  pontokba ér. Ez azt jelenti, hogy a  $\Delta \nu$  szélességű frekvencia skálán, melyet oszcillográf ernyőjére vihetünk fel, két éles vonal jelenik meg, melyeknek távolsága  $2\nu'$ .

A szelektív vevőt pontosan bekalibrálva a frekvencia-különbségek változtathatók. A mérés pontossága a vevő kalibrációs

pontosságával egyezik meg. Ezt a módszert alkalmazzák az üregek jósági tényezőjének mérésére és a mikrohullámu spektroszkopiában relativ frekvenciamérésre. A 2. ábrán Carter és Smith által kö-

2 67 KHz



2. ábra

A most ismerttetendő berendezés mikrohullámu spektroszkopia céljaira készült. A Dailey, /13/ Watts-Williams, /14/, Jen /5/ és Carter-Smith /1/ által használt módszerektől abban tér el, hogy

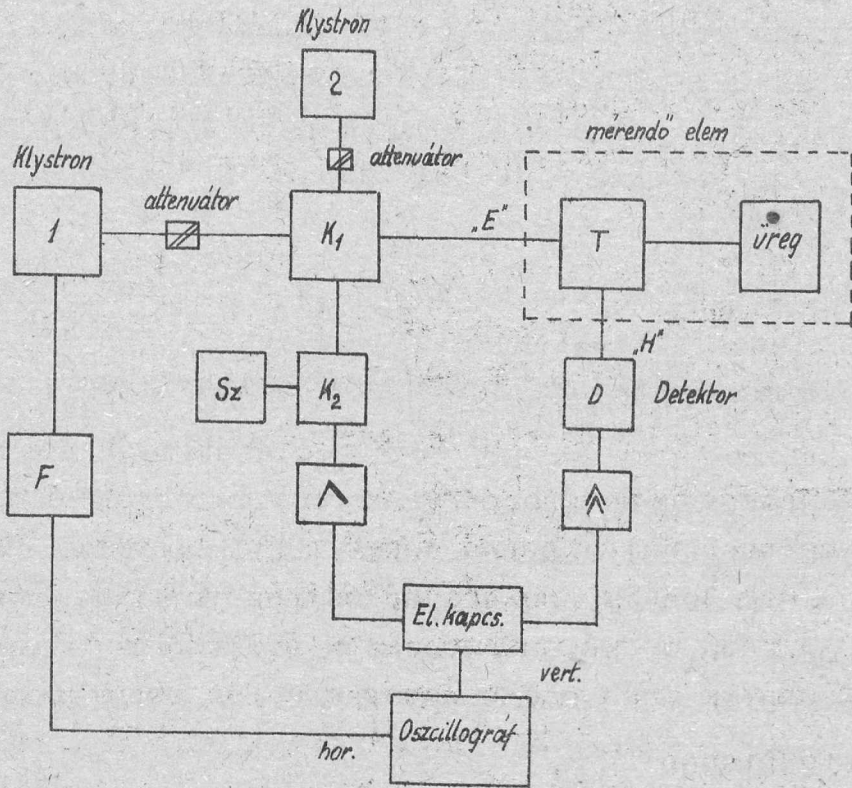
1./ A segédoszillátort nem moduláljuk. Ez lehetőséget ad arra, hogy azt pl. egy molekula jelhez stabilizálva /8/ a berendezéssel egyben abszolút frekvenciát is lehessen mérni.

2./ A jelek távolságának mérése nem egy szelektív vevő kalibrációjával, hanem közvetlenül egy kvarc-oszcillátorral történik. Ez által a mérés pontossága lényegesen nagyobbá válik.

Berendezésünk bloksémája a 3. ábrán látható. Az 1. jelzésű klisztron oszcillátor jelei attenuátoron és a  $K_1$  keverőn keresztül a mérendő elemhez csatlakoznak. A mi esetünkben ez egy mágikus T, melynek "h" ágában detektor és egyik szimmetrikus ágában a mérendő üreg foglal helyet. Ugyancsak a  $K_1$  keverőhöz csatlakozik attenuátoron keresztül a 2. jelzésű, modulálatlan segédoszillátor is.

A  $K_1$  kristály keverő egyben a frekvenciamérő jelek detektálására is szolgál. A detektált jelekből és a "Sz" szignálgenerátor jeleiből, a " $K_2$ " keverő egy második középfrekvenciát állít elő; ezt egyszerű alacsonyfrekvenciás erősítés után egy elektronkapcsoló segítségével az oszcillográf "második" sugarára vittük fel.

zölt fénykép alapján készült rajz látható. Az  $N^{14}H_3$  /3,3/ vonalának finom strukturája mellett látható a két frekvenciamérő jel. Ezeknek távolsága 267 KHz-nek felel meg. A segédoszillátort modulálva az oldalsávoknak megfelelő vonalak is megjelennek az ernyőn.

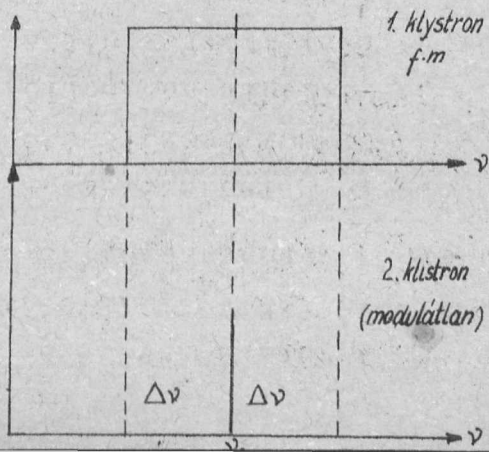


3. ábra

Az 1. jelzésű klysztront egy "F" fűrészfoggenerátor segítségével moduláltuk. A mágikus T "H" ágában elhelyezett detektor segítségével a mérendő üreg rezonancia görbéjét az oszcillográf "első" sugarára vittük fel.

A berendezés működése.

Az 1. és 2. klysztronokat úgy hangoljuk össze, hogy a 2. klysztron fix rezgése beleessen az 1. /frekvenciában modulált/ klysztron rezgési sávjába. A két klysztron jele a  $K_1$  kristályon keveredik, és minden fűrészfog periódusban egy 0 - tartományban folyamatosan változó "középfrekvenciát" produkál. /4. ábra/.



4. ábra

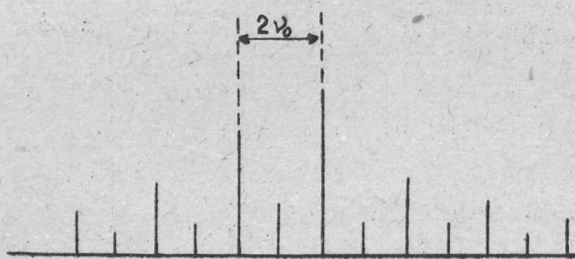
Ha a 2. klisztron rezgésével ( $\nu_0$ ) az 1. klisztron rezgési sávjának közepére álltunk be, akkor a keletkező középfrekvencia  $\Delta\nu$ -tól csökken zérusig, majd újra nő  $\Delta\nu$ -ig minden fűrészfog periódusban. Ezt a változó középfrekvenciát keverjük a "K<sub>2</sub>" keverőben a hiteles oszcillátor jelével.

A K<sub>2</sub> keverő egyben sokszorozza a hiteles oszcillátor jeleit, és így minden fűrészfogperiódusban annyiszor kapunk zérus kevert frekvenciát, ahány felharmonikus beleesik a  $\Delta\nu$  sávba.

A kapott zérus kevert frekvenciákat igen pontosan lehet észlelni. A keskeny sávu alacsonyfrekvenciás erősítés után tehát az oszcillográf második sugarára annyi impulzus jut, ahány felharmonikus a hiteles oszcillátornak beleesett a  $\Delta\nu$  frekvenciasávba. Két impulzus közötti távolság éppen akkora frekvenciának felel meg, amekkorára a hiteles oszcillátort hangoltuk. A második sugáron tehát egy frekvenciamérőléc jelenik meg. A vonalak közötti frekvenciakülönbség pontossága a hiteles oszcillátor pontosságával egyezik meg.

Az oszcillográfon megjelenő kép az 5. ábrán látható. A "K<sub>2</sub>" keverő a páros harmonikusokat emeli ki. Az erősítéseket

egy beállítva, hogy csupán a párosak látszanak, a páratlan harmonikusok közötti  $2\nu_0$  különbségeket használtuk mérésre.



5. ábra

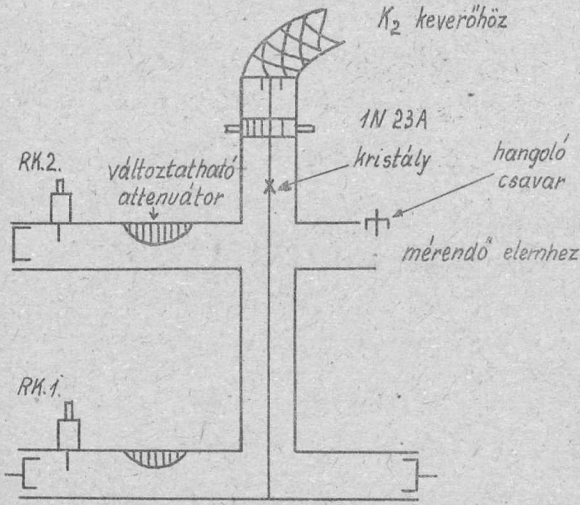
### A berendezés elemei.

1./ Mikrohullámu elemek. A 3 cm-es tartományban 9 x 22 mm négyszögkeresztmetszetű hullámvezetőt használtunk. Oszcillátornak OSW 2017 /723 A/B/ típusu 3,2 cm-es klisztront alkalmaztunk.

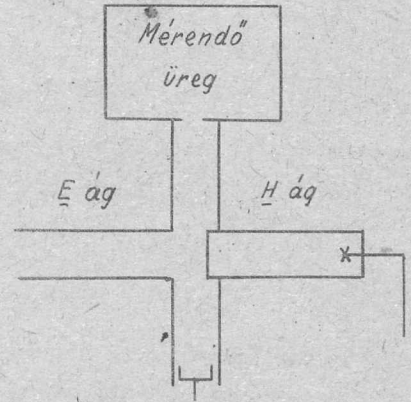
A K<sub>1</sub> keverő a 6. ábrán látható. Ez egy 1N23A Si-W kristállyal készült koaxiális keverő. Az ábrán látható felső elvezetés a mérőjelekhez szükséges középfrekvenciát vezeti a K<sub>2</sub> elektroncsöves keverőbe.



A kimenő oldalon elhelyezett hangolócsavar a mérendő elemet illeszti a keverőhöz. A változtatható attenuátorok beállításával a klisztronok egymásra való hatását lehet lecsökkenteni.



6. ábra



7. ábra

A mágikus T

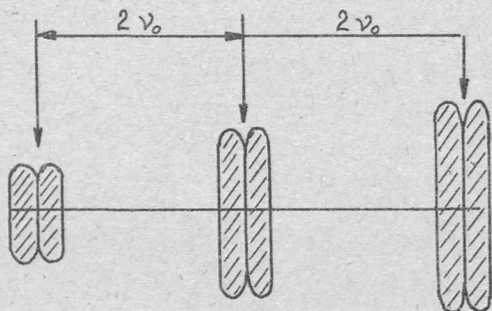
A mérendő üreg bekötése a 7. ábrán látható. Egy illesztési kompenzáció nélküli mágikus-T E-ágra csatlakozunk az  $RK_1$  frekvenciában modulált jeleivel. A H-ágban elhelyezett kristály a két-szimmetrikus ágról reflektált jel különbségét detektálja. Az üreg az egyik szimmetrikus ágba helyezve, a másik szimmetrikus ágban elhelyezett hangoló dugattyú segítségével, rezonanciától távol, a "hid" kiegyenlítését be lehet állítani. Így az oszcillográf ernyőjén az üreg rezonancia görbéje jelenik meg. Az attenuátor és a hangolócsavar beállításával elérhető az, hogy a segédoszillátor jelei nem zavarják meg a mérendő rezonancia görbét, azt nem torzítják el. Ezt a mikrohullámu elrendezést Jen /5/ spektroszkóp-leírása alapján készítettük el, elmélete ugyane cikkben található.

2./ Elektronikus elemek. A készülékben használt erősítőkre nincs speciális megkötés, ezek alacsonyfrekvenciás erősítők. A  $K_2$  keverő egy ECH42 keverőcsőből állott. Ennek nem adtunk előfeszültséget, és ezáltal a sokszorozási határfoka megnőtt. A hiteles oszcillátor egy 1 MC kristályról induló harmonikus generátor volt, melyet 1 - 10 MC tartományban lehetett hangolni. A  $K_2$  keverő kb. 1,5 - 2 V segédrezgés-jellel dolgozott optimálisan. Ilyenkor 3 - 4 páros harmonikus jelentkezett elég erősen, ami 6 - 8 "marker" jelnek felel meg az alapharmonikustól jobbra és balra, szimmetrikusan.

A keverőcső utáni erősítő keskeny sávu, ez az mérőjelek szélességét csökkenti. A jelek szélessége még erős széthúzásban

sem zavar, mert a zérus frekvenciának megfelelő hely, mint jól definiált befűződés látszik a jelen. A 8. ábra a marker skála

egy részét ábrázolja igen erős széthúzásban.



8. ábra

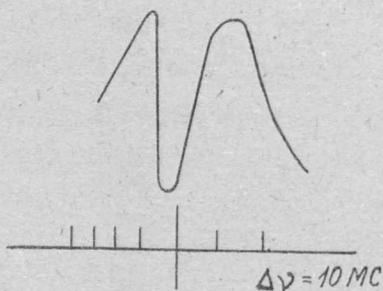
erősítés után 2 - 30 V változtatható feszültséget ad a reflektor-  
nak, az egyenfeszültségre szuperponálva.

A 2. klisztron reflektorfeszültségének finom változta-  
tásával lehet az egész frekvencia-mérőlécet elmozgatni, a mé-  
rendő jelhez viszonyítva.

Tapasztalatok a berendezés működésével kapcsolatban.

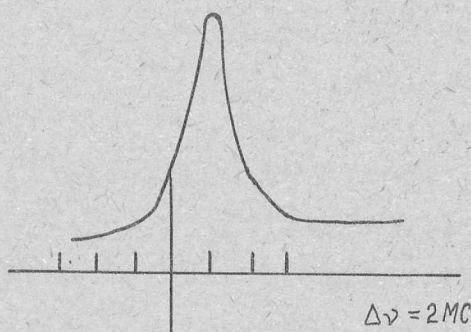
A készülék üzembehelyezésénél először durván össze kell  
hangolni a két klisztront. A mikrohullámu illesztéseket beállítva  
a 2. klisztron reflektorfeszültségének változtatásával be lehet  
állítani a mérőjeleket.

A készülék működésére vonatkozó tapasztalatok szerzése  
céljából egy 75 x 37 mm keresztmetszetű négyszögletes üreg kü-  
lönöző módusainak jósági tényezőjét mértük le. Egy frekvencián  
az üreg hossz méretét változtatva észlelt kb. 30 módus Q-ja 1000-  
5000 közötti értékeket mutatott. A 9. ábrán egy üreg jel látható



9. ábra

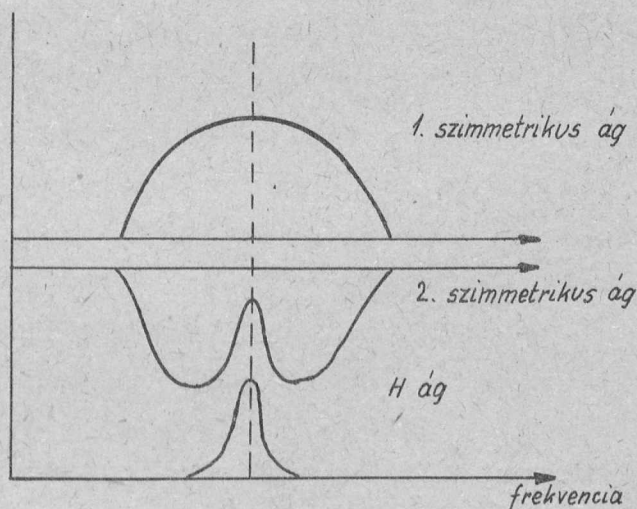
az egyik sugáron, míg  
a másik sugáron a mérő-  
jelek. Két jel közötti  
távolság 10 Mc. A 10.  
ábrán egy másik módus-  
nak megfelelő üreg jel  
látható. Itt a mérőjelek  
távolsága 2 Mc. A két mé-  
rés különböző hidkiegyen-  
lítésnél történt. Az első



10. ábra

frekvenciasávra jól elérhető. A mágikus T "H" ágába ilyenkor a szimmetrikus végekről visszaverődött hullámok különbsége jut. Ha az üreg nincs rezonanciára hangolva, akkor a detektor egy minimumot mutat. A klisztron rezgési módusának megfelelő görbület ilyenkor nem mutatkozik, mert a két végről reflektált hullámok ellentétes fázisban találkoznak. Az üreget a klisztron rezgési sávjába hangolva az oszcillográf ernyőjén a rezonancia görbe jelenik meg. /10. ábra/. Ilyenkor a H ágba a 11. ábrán látható két reflektált jel különbsége jut.

/9. ábra/ kiegyenlítettlen, azaz a mágikus T szimmetrikus végeiről reflektált hullámok fázisban találkoznak. A klisztron módusa miatti görbület zavarja a kiértékelést. A második /10. ábra/ kiegyenlített mérés, itt a görbület nincs jelen. A kiegyenlítés azt jelenti, hogy a mágikus T szimmetrikus ágai azonos impedanciával vannak lezárva. Ez a mérésnél használt 10 - 50 Mc



11. ábra

A rajzok közvetlenül az oszcillográf ernyőjén megjelent kép át-rajzolásával készültek.

Köszönetemet fejezem ki Kakas János IV. é. fizikus-jelöltnek a készülék megépítésénél való közreműködésért.

Irodalom:

- 1./ Carter-Smith: Phys.Rev. 72/1947. 1265.
- 2./ Townes Phys.Rev. 74/1948. 1113.
- 3./ Koch Ergebnisse 24/1951. 247.
- 4./ Gordy Rev.Mod.Phys. 20/1948. 668.
- 5./ Jen Phys.Rev. 74/1948. 1396.
- 6./ Sharbough Rev.Sci.Instr. 21/1950. 120.
- 7./ Tetenbaum Phys.Rev. 86/1952. 440.
- 8./ Lamout B.Journ.of Appl. Phys. 3/1952. 182
- 9./ Good-Coles Phys.Rev. 72/1947. 157/A/
- 10./Rogers Rev.Sci.Instr. 21/1950.1014.
- 11./Van den Bosch: Physica. 19/1953. 705.
- 12./Montgomery: Technique of microwave measurements.
- 13./Dailey Phys. Rev. 72/1947. 84. .
- 14./Watts-Williams: Phys.Rev. 72/1947. 263.

Érkezett: 1954. április 7.

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

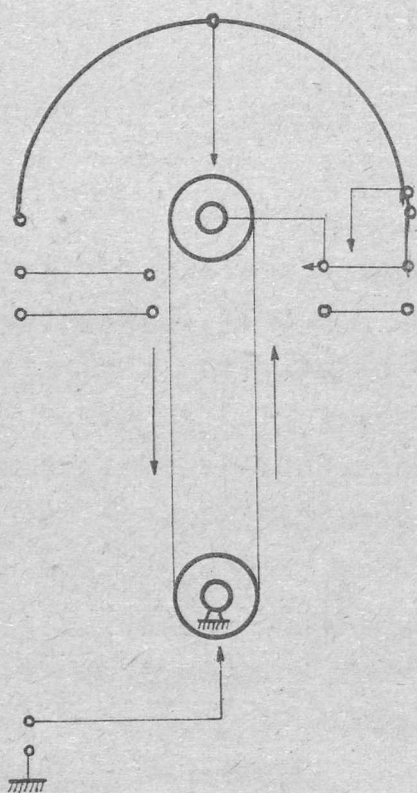
Mérések tankrendszerű elektrosztatikus generátoron

Irta: Kostka Pál

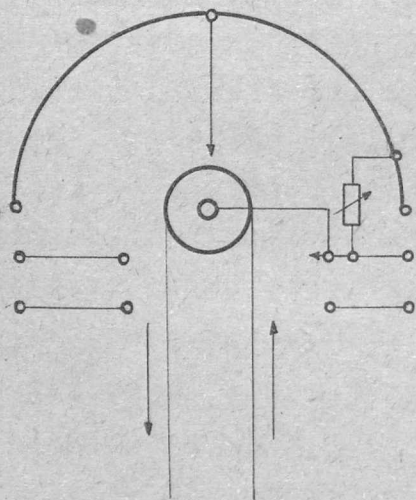
Az elektrosztatikus generátorok működtetésének régebbi években /1949-1952/, Sopronban, Schmidt Gy., Erő J., Karlovits J. és Lux A. által szerzett tapasztalataink eredményét a KFKI közlemények 1953. I-II. számában található cikkek foglalják össze. Az akkor tapasztaltak alapján a soproni nyomásalatti generátort még Sopronban átalakították, azonban az átépítés után mérések már csak Budapesten történtek.

A konstrukciós változtatás fentemlitett cikkekben már lényegében le van szögezve. Az új kivitelezés a régitől abban különbözik, hogy a nagyfeszültségű elektróda és a generátor alaplemeze közötti tartóoszlop ekvipotenciális gyűrűvel van alóosztva. Ezek rendeltetése, hogy a feszültség egyenletes alóosztását biztosítsák a hossz tengely, tehát a szalag és az esetlegesen beépítendő gyorsítócső mentén. Az ekvipotenciális gyűrűk 420 mm átmérőjű szilumin tárcsák, melyek a tartályfal felé hengeres felületet, egymás felé pedig  $R = 15$  mm-es lekerekítést mutatnak. A tárcsák a szalagnak és felfogó csavarok számára megfelelő nyílással, illetőleg furatokkal vannak ellátva. Az egyes tárcsák között 56 mm magas porcelánból való tám-szigetelők vannak elhelyezve. Ilyen formán 20 db tárcsa alkotja a nagyfeszültségű elektródát tartó oszlopot. Az ilyen típusú elrendezés az irodalomban általánosan ismert.

A következőkben össze szeretnénk foglalni, hogy milyen jellegű karakterisztikákat vettünk fel az átépített berendezéssel. A generátorral szabadtéri és tankban történő méréseket végeztünk. A szabadtéri vizsgálatok főként a szalagtöltés és töltésleszedés körülményeivel foglalkoztak, míg a tankban a nagyfeszültségre vonatkozó mérések folytak. A töltésszállítás rendszerét sematikusan az 1.sz. ábra tünteti fel. A töltőtűsor a tankfal átvezető szigetelőjén keresztül körülbelül 4-10 kV töltőfeszültséget kap /szabadtéren/. A tűsor ellenelektrodája az alsó szalaghenger. A felfutó szalagág külső oldala kapja a töltőfeszültséget. A szalag ezen oldala az ekvipotenciális gyűrűk áttöretei mellett, kb. 10 mm tá-



1. ábra

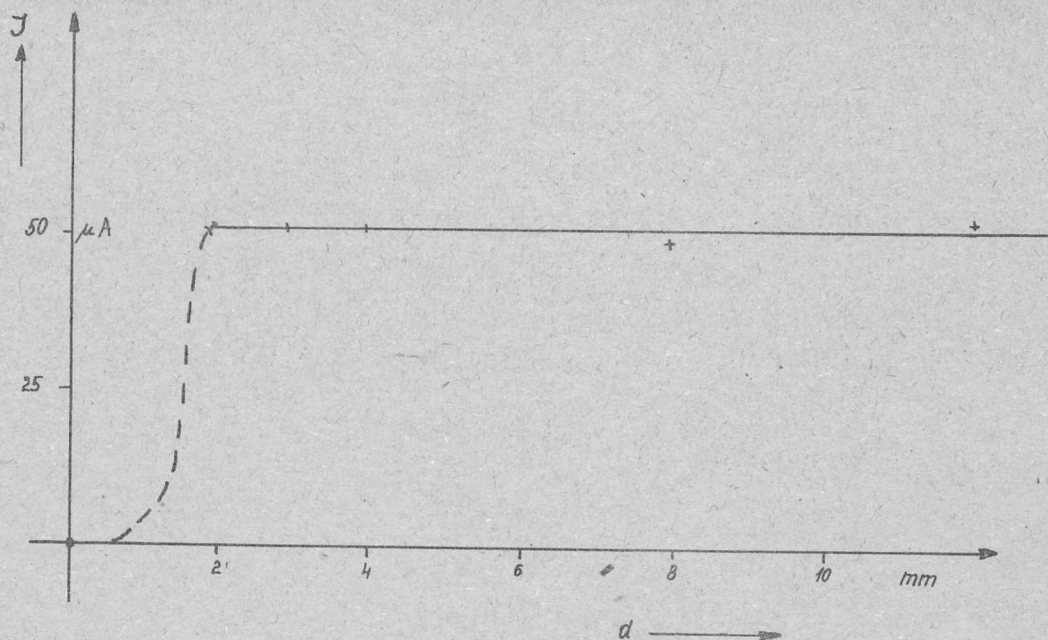


2. ábra

volságban fut. A szalag töltésének tekintélyes részét a nivógyűrűk nem kielégítően megmunkált szalag felőli oldalai vették le, továbbá - egyetértésben a Zs.f. Natforsch. 1952. 161. old. - az alsó henger azon alkotója, melynél a szalag elhagyja a hengert. A szalag lefutó ágának töltését szolgáltató áttöltő tüsor feszültségét egy tüköz adja. Ennek működését úgy vizsgáltuk, hogy nagy ohmszámu, változtatható ellenállással helyettesítettük. /2. sz. ábra./ A rövidzárási áram diagrammjában ilyenkor jól észlelhető volt a töréssel rendelkező görbe, mely mutatja, hogy egy kritikus feszültségen alul nem működik a visszatöltő tüsor. A rövidzárasu áram kevesebb, mint a rendes érték fele. /2.sz. táblázat/ Abból a diagrammból is kitünik ez, melyben az áttöltő tüsor áramát a szikraköz-távolságfüggvényében vettük fel. /3.sz. ábra/ Lásd tuloldalón ! Itt konstansnak tartottuk az összes tüsортávolságokat, valamint a töltőfeszültséget.

2. táblázat

R	0	0,4	5	50	150	200	300	M
$I_{r.z.}$	40	39	39	38	92	92	92	92 $\mu A$



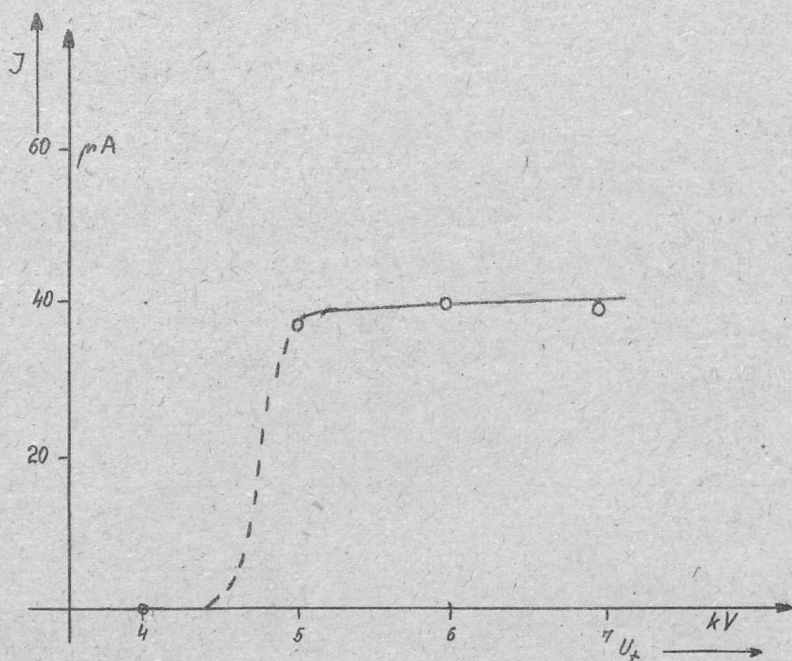
3. ábra

A leszedő tüsor távolsága a szalagtól nem látszott tulságosan kritikusnak, ha csak nem tettük tulságosan távol a szalagtól. Ezen tüsor árama a töltőfeszültség függvényében a szalagtól való 6 mm távolság esetén a 4.sz. ábrán van feltüntetve.

Az optimális rövidzárási áram beállítása az áttöltőtüsor és a szikraköz távolságainak összehangolásából áll. Az áttöltőtüsor hatáson működéséhez kb 10-14 mm-es távolság volt szükséges. Ez azonban csak akkor működőképes, ha a szikraköz helyesen megválasztott távolsága a megfelelő feszültségkülönbséget biztosítja.

Rövidzárási mérés alkalmával a nivógyűrűk által leszedett töltések mérése úgy történt, hogy az egymás között rövidrezárt nivógyűrűket hol a leszedő, hol az áttöltő tüsorra, illetőleg direkt földre kötöttük és mértük az áramokat a gyűrűkön és tüsorokon. Egy bizonyos beállítás esetén történtek mindezek a mérések, amikor a tüsортávolságokon semmiféle változtatást nem eszközöltünk. A mérési eredmények összefoglalása a következő:

	Pozitív töltés	Negatív töltés
Szalag felfutó ágán	50 $\mu$ A	35 $\mu$ A
Leszedőtüsor árama	25 "	23 "
Gyűrűk levesznek felfutáskor	25 "	12 "
Áttöltő tüsor árama	55 "	85 "
Gyűrűk elvisznek ebből	5 "	25 "
Lefutó ágon megérkezik	50 "	60 "



4. ábra

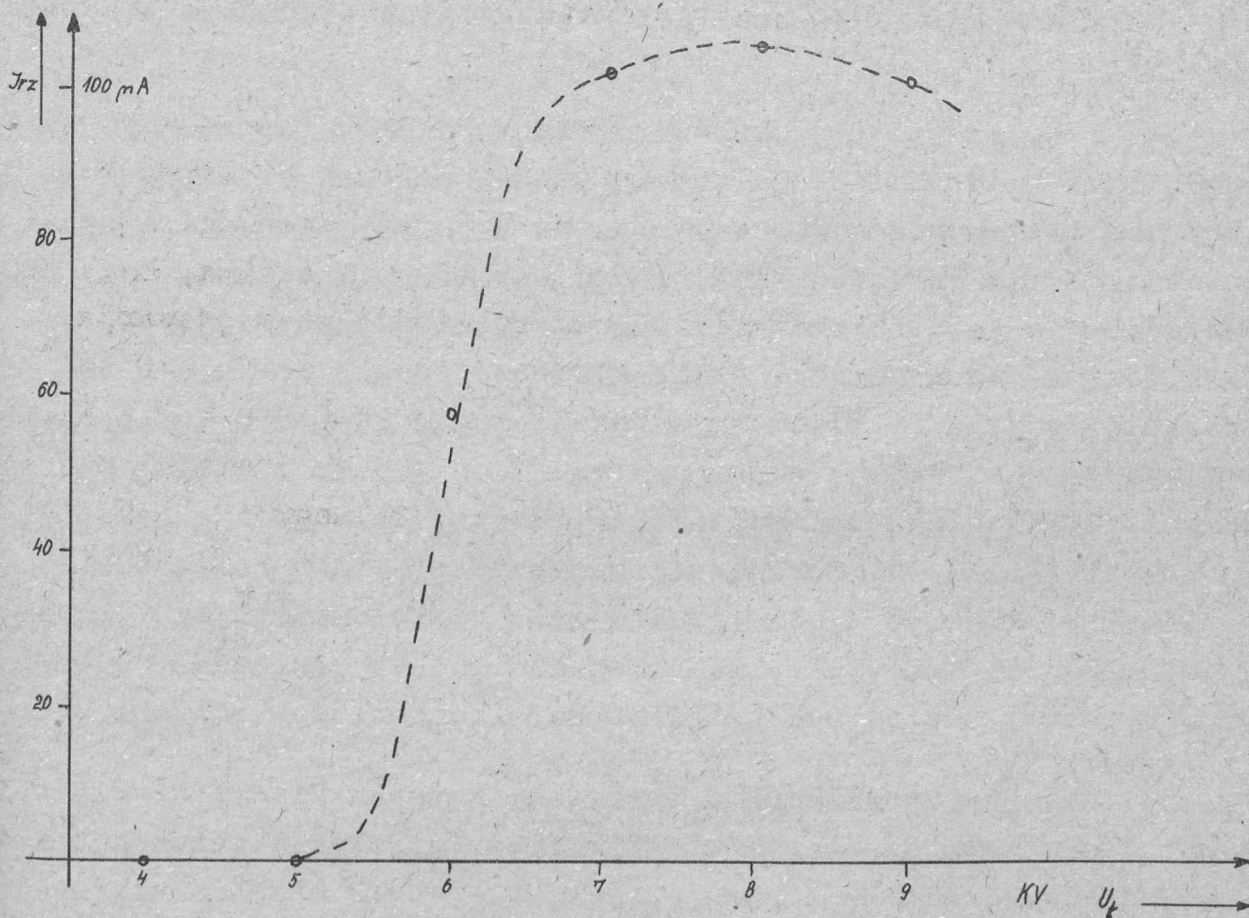
A generátor viselkedése tehát pozitív és negatív működtetésben nem ugyanaz. Ennek oka legfőképpen abban keresendő, hogy a szalag és tüsorok, peremek, fémszerelvények közötti töltésátadás mechanizmusa más pozitív és más negatív töltés esetén. Jól megfigyelhető, hogyha a szalag negatív töltést szállít, a gyűrűk kevesebb töltést képesek levenni. A pozitív töltést szállító tüsorok viszont nagyobb áramot szállítanak, mint a negatív töltésű tüsorok. Jól megkülönböztethető a kétféle tüsor töltésszállítása. A pozitív tüsornál egy széles, sugárzó kup látható, negatív polaritás esetén csak a tü csucsánál jelenik meg egy kis fénypamacs. Természetesen tisztában vagyunk azzal, hogy a nivógyűrűk töltésleszedése másképpen alakul abban az esetben, ha a generátor feszültség alatt van.

A teljes rövidzárási áram értéke változó aszerint, hogy milyen kapcsolásban mérjük. A mérések összehasonlíthatósága kedvéért megállapodtunk abban, hogy a rövidzárási áramot úgy mérjük, hogy az összes nivógyűrűt rövidrezárjuk és a leszedő tüsorhoz hozzákötjük. Mérjük pedig az elektródából a földre folyó áramot.

A felső elektróda tüsorai közül az áttöltő tüsor hatása volt nagyobb. Az arány 1:2 pozitív és 1:3 negatív polaritás



esetén. Ez soproni mérésekkel és irodalmi adatokkal /Phys.Rev. 48/1935 p 315/ egyetértésben van. Maga a rövidzárási áram lefolyása a töltőfeszültség függvényében kissé különbözik a soproni mérésektől. A karakterisztikának egy hirtelen emelkedő szakasza, könyöke, azonban utána telítés helyett egy maximumos része van, végül mérsékelt visszaesés, ahogyan ezt az 5. sz. ábra mutatja.



5. ábra

/Ezeket az adatokat más tüsor beállítás mellett mértük, mint a nívógyűrűk áramainak mérésekor./

Hasonló lefutásu ez a karakterisztika nyomás alatt. Pl. 3 atü N<sub>2</sub> esetén, negatív polarításban, a következőket mértük:

6.sz. táblázat

$U_{\text{töltő}}$	10	11	12	13	13,6	14	15 kV
$I_{\text{r.z.}}$	-	-	40	70	140	130	80 $\mu$ A

A rövidzárási áram maximális értéke a szigetelőképessegek általános megjavulásával megnőtt. A karakterisztika jellege azonban nem változott. Valószínűnek látszik, hogy az áttöltő tüsor erős működése következtében a lefutó szalagágra akkora töltésmennyiség jut, hogy ezek az elektródánál az oszlop nivógyűrűire visszасugároznak, mintegy csökkentve a rövidzárási áramot. Hasonló jelenségekről, de nagyfeszültséggel történt méréseknél, a Phys.Rev. 1935, 341. oldala tesz említést.

A szalaganyagra vonatkozó vizsgálatok eredménye a következő:

A Sopronban legjobbnak talált kétoldalt varnisozott selyemből lévő szalagot használtuk az összes mérések elvégzésekor. Ez egy nem túlságosan sűrűn szövött, de erős selyemanyag. A szalag felszíne nem teljesen sima, hanem barázdás. Hátránya, hogy az összevarrás helye a töltésszállítás egyenletességét megzavarja. Így pl. egy másik generátor szikraközfeszültségét mérve azt tapasztaltuk, hogy a 15 kV-os egyenfeszültségre kb  $\pm 500$  V 2,5 Hz-es váltakozó feszültség van superponálva. Ez a 2,5 Hz megfelel a szalagvarrás áthaladási frekvenciájának. Ezenkívül megvan a veszély, hogy a szalag az erős mechanikai igénybevétel miatt felfejtődik. Ezen hátrány kiküszöbölésére gumirozott, végtelenített szallagokkal próbálkoztunk. Kétféle, külsőleg gumirozott szalaggal végeztünk kísérletet, de töltés-szállításra alkalmatlanok voltak.

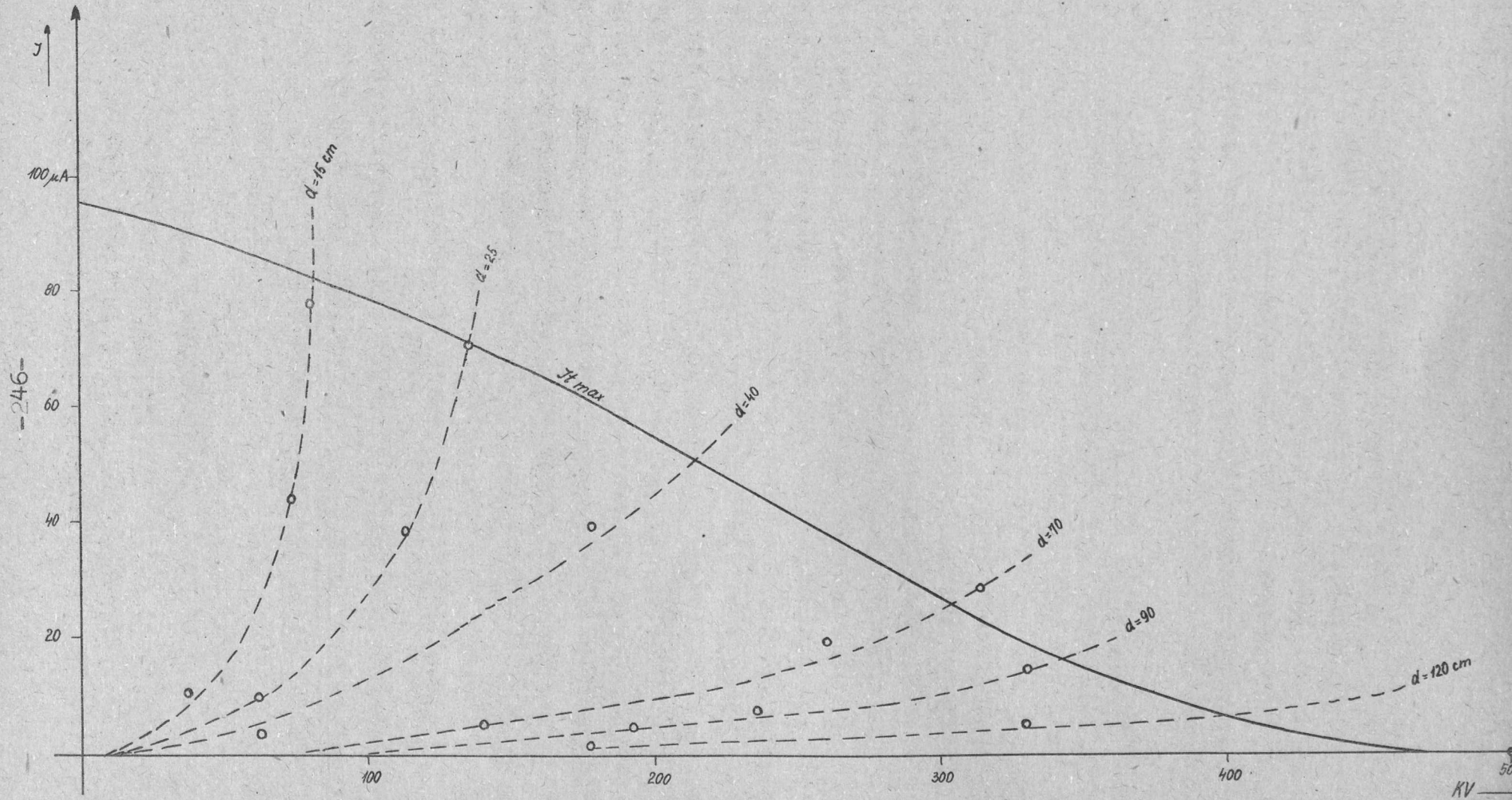
Köszönetet mondunk a Debreceni Egyetem Kísérleti Fizikai Intézet tapasztalatnyújtásáért, akiknek az általuk sikeresen használt, fentiekől eltérő típusu szalagját adataik alapján elkészítettük és kiprobáltuk. Azt tapasztaltuk, hogy a szalag töltésszállítása kb 30 %-kal jobb, mint az általunk használt varnis-szalagoké. A szalag azonban sokkal kényesebb a felületével szemben fekvő elektródafelületekre. Ennek oka, hogy a varnislakk a selyem apró bolyhosodásait és szálait leragasztja, ami ennél a szalagnál elmaradt. Tankgenerátorunk esetén a szalag nagyobb töltésszállító képességét lerontotta a nivógyűrűnél fellépő nagyobb veszteség. A szalagot csak a kiprobálása alkalmával használtuk.

A feszültségmérések két részre oszthatók: szabadtéri és tankban történő mérések.

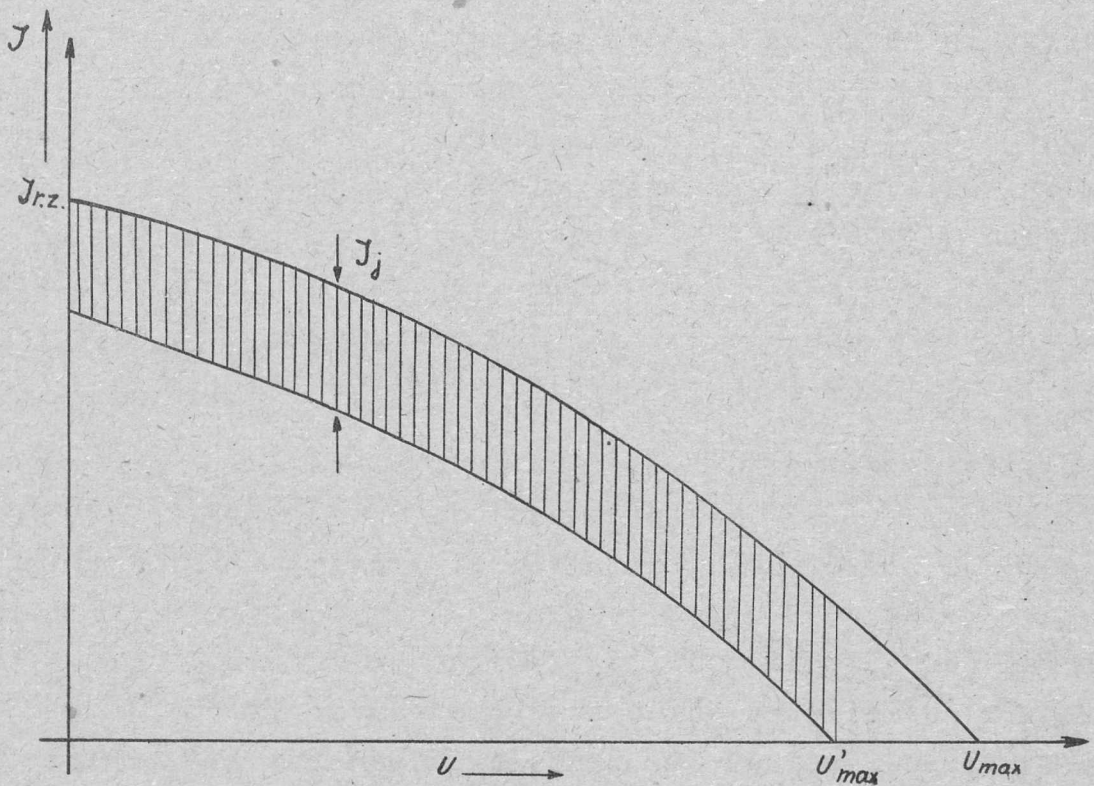
A sokelektrodás elrendezés önmagában még nem biztosít egyenletes feszültségesezt a szalag mentén. Az egyes nivógyűrűk ugyanis különbözőféleképen szednek fel töltést a szalagról, és egymáshoz képest e szerint a töltésfelvétel szerint töltődnek. Ez azt eredményezte, hogy a legalsó három és a legfelső három gyűrű, melyek a legtöbb töltést szedik le a szalagról, peremük között átütött. Ez ellen osztóellenállás beszerelésével védekeztünk. Fokozatonként 1500 M Ohm, összesen kb 30000 M Ohm osztóellenállás van a tartóoszlop mentén. Ez a potenciálmenetet egyenletessé tette.

Felvettük a generátor terhelési karakterisztikáját. Mértük ilyenkor a generátor feszültségét a terembei elrendezésnek megfelelően előzőleg kalibrált rotációs voltmérővel, továbbá a terhelést képező áramokat. A generátor terhelését három tényezőre lehet bontani. Egyrészt az osztóellenállás terhelése és a szigetelők mentén történő levezetés. Ez a terhelés a feszültséggel lineárisan nő, tehát a lineáris elemnek, az osztóellenállásnak, van döntő szerepe ebben. Másrészt tekintetbe jön a mesterségesen odahelyezett terhelés: egy változtatható távolságban elhelyezett tücsucs, melynek áramát szintén mértük. Harmadrészt gondolni kell a generátor sugárzás útján bekövetkező töltésvesztésére. Ez utóbbit kézbentartani és szabályozni nem áll módunkban. Csökkenteni ellenben lehet, ha a szerelvények felületi megmunkálásának finomságát fokozzuk. A mért adatok birtokában felrajzolható a generátor terhelési görbéje, hasonlóan Neubert: "Elektrostatische Generatoren" c. könyvében találhatóhoz. A diagramba berajzoltuk a különböző szivócsucstávolságok esetén mérhető tüáramokat. Ezeket a pontokat úgy kaptuk, hogy kevesebb szalagtöltést engedtünk meg. A maximális szalagtöltés pontjait összekötve, a generátor maximális terhelési görbéjét nyerjük. /7.sz. ábra/ Lásd a tuloldalón!

A terhelési diagram felhasználható, ha további járulékos veszteségekkel akarjuk a generátort terhelni. Ilyenkor a veszteségi görbe minden egyes metszékéből levonandó a kívánt terhelés. Rendszerint az ebben a módosított esetben elérhető maximális feszültség  $/U'_{max}/$  érdekes, amely az ábrából közvetlenül leolvasható. A feszültségtől függetlenül konstans járulékos terhelés esetét tünteti fel a 8.sz. ábra.

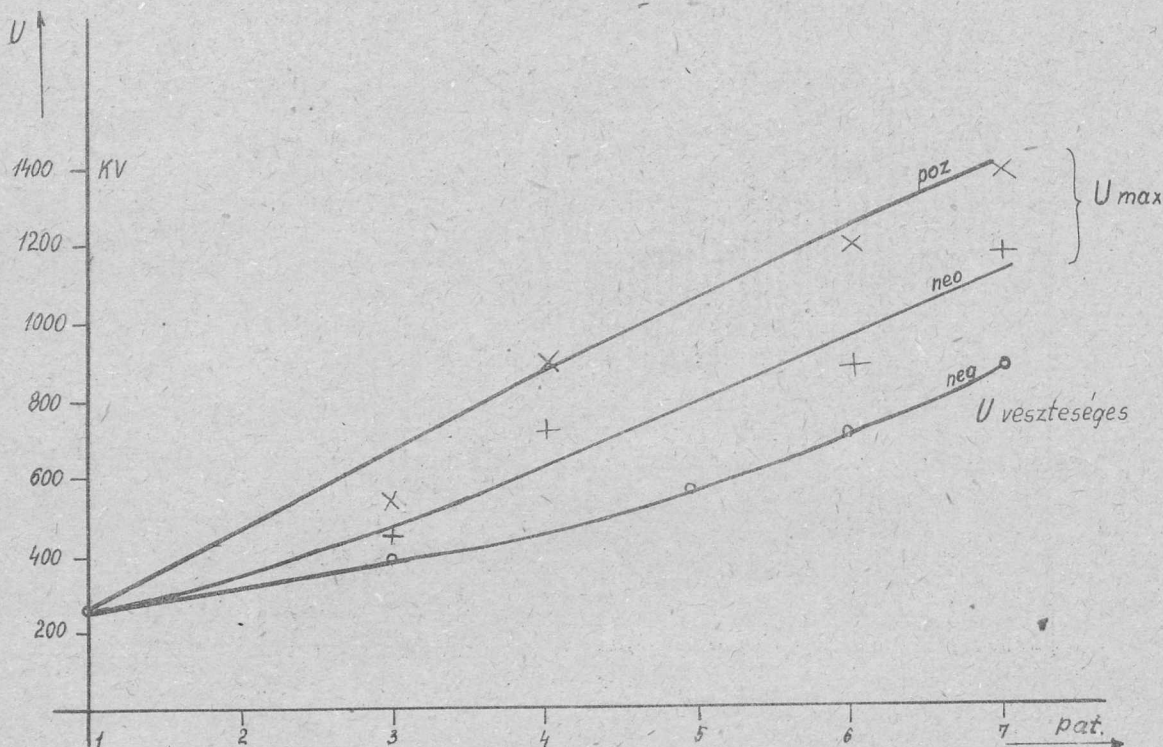


7. ábra



8. ábra

A tartályban történt mérések hosszú időn keresztül a várt feszültség kimaradását mutatták. Ennek oka végső esetben a generátor oszlopnak az átalakítása volt, a soproni elrendezéshez képest. A generátor nivógyűrűinek felületi megmunkálása ugyanis esztergapadon történt, simitófogással. Az öntvényeknek apró hibái voltak. Ezeknek a hatását vizsgáltuk egy, tartályfal távolságában elhelyezett lemez segítségével. Kiderült, hogy ezek okozzák a generátor töltésvesztését nagyobb nyomáson. A generátor 1 atmoszférán még elegendő töltéssel rendelkezett, hogy a geometriai méretek és az átütési szilárdságnak megfelelő maximális feszültséget elérje, de nagyobb nyomáson, azaz nagyobb feszültségen tulságosan megnőtt a veszteségi áram. Összehasonlításként közöljük a veszteséges generátor és a kielégítő töltőárammal rendelkező generátor feszültségkarakterisztikáját a nyomás függvényében. /9.sz. ábra/.



9. ábra

A két karakterisztika között nemcsak az volt a különbség, hogy lényegesen nagyobb feszültséget lehetett elérni. A legfontosabb különbség az volt, hogy a második eset valóban határfeszültséget jelent. A generátor a tankfalhoz keményen átütött, vagyis a szigetelőközeg átütési feszültségét érték el. Ha a generátor töltésben gazdagabb lenne, sem lehetne nagyobb feszültséget elérni. Nem úgy az első esetben.

Mérések történtek továbbá freonos-nitrogénes gáztöltéssel is. Ezek csak feszültségben mutattak eltérő eredményt az előző mérésektől, egyébként azonosan viselkedett minden. 1 ata  $N_2$  keverve 25 %  $CO_2$ -vel volt a tank töltése, amikor freon 12 - t /C  $Cl_2$   $F_2$ / adagoltunk hozzá. A freontartalom függvényében a következő feszültségértékeket mértük:

freontart.	-	21	28 %
------------	---	----	------

$U_{gömb}$	220	375	500/800/ kv. pozitív polaritás
------------	-----	-----	--------------------------------

esetén. Az utolsó érték két átütés után felment 800 kv-ra.

További mérések a freon tartalom megmaradásával /200 l/ és  $N_2$  hozzátöltésével folytatódtak. Ez a freon %-os esökkenését és a nyomás növekedését jelenti. Maximális eredményképpen 6,6 atü  $N_2$  és kb. 4 % freon esetében pozitív polaritásban 1630 kV, negatív polaritásban 1230 kV feszültséget kaptunk. Az erre a mérésre vonatkozó töltőfeszültség-nagyfeszültség karakterisztikákat a 10.sz. ábra mutatja. Látható, hogy a töltőfeszültség nagymértékben emelkedik. A szabadterén használt 4 - 10 kV helyett egészen 41 kV-ig használtunk töltőfeszültséget. A friss gáztöltés után fellépő első átütések rosszabb eredményt adtak, mint a bizonyos átütésszám után következők, még akkor is, ha a gázt huzamosabb ideig pihentettük a tartályban. Nagyon hasznos volt felváltott polaritás mellett átütéseket végezni. Ilyenkor az elektródán és tartályon mindig jelenlévő szálak, por stb. által létrehozott egyenlőtlenégeket felváltva leégetik az átütések.

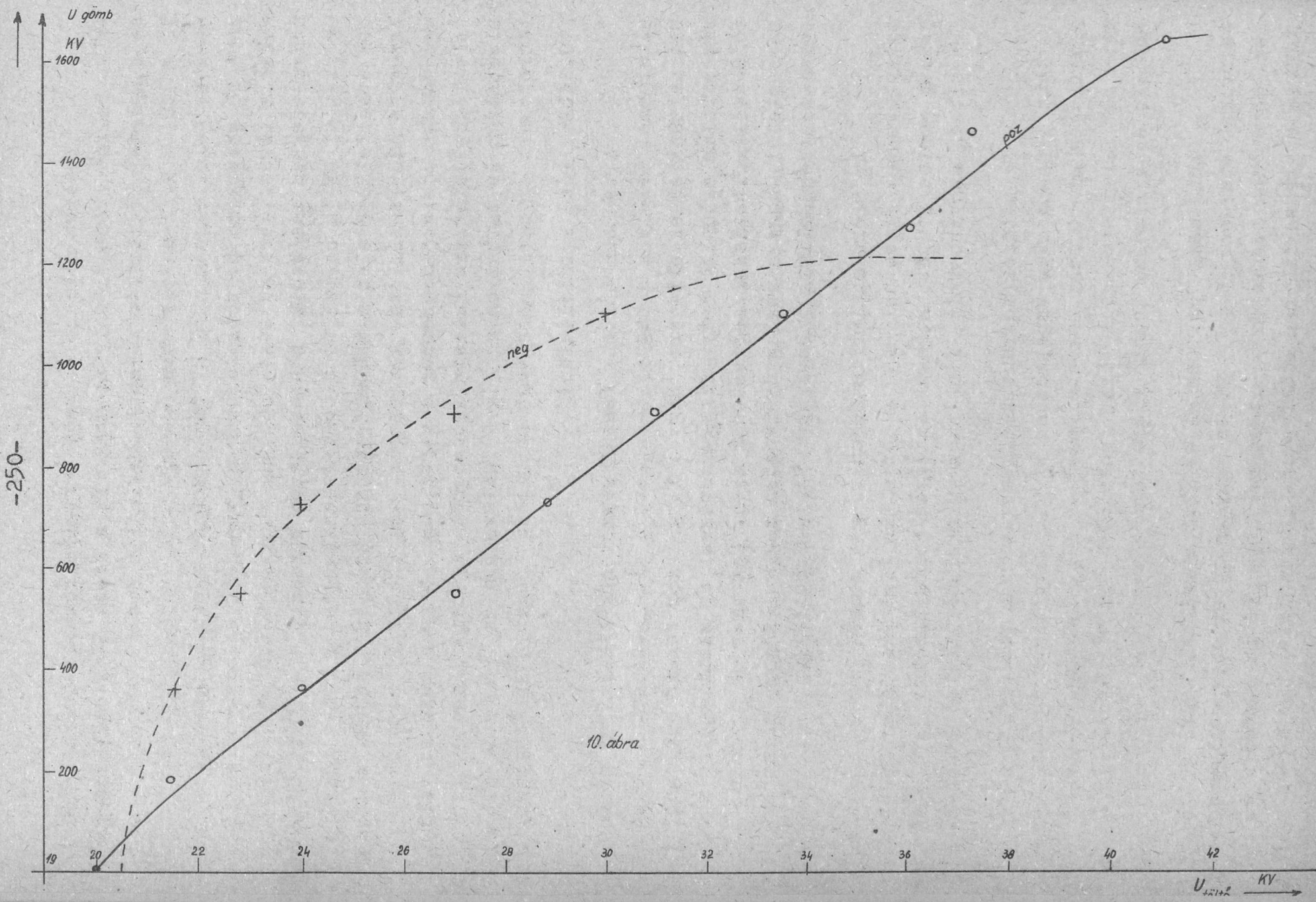
/10. ábrát lásd a tuloldalon!//

A tankban történt feszültségmérések alkalmával minden alkalommal kerültük a nagynyomású levegő alkalmazását.  $N_2$  gázt használtunk annak ellenére, hogy a forgalomba kerülő nitrogén víztartalma aránylag nagy. Kifagyasztással és szilikagélen történő átáramoltatással segítettünk ezen. Nem akarjuk ugyanis kockáztatni, hogy a szalag üzemkőzben meggyulladjon, smint ezt egyes szerzők említik. /Phys.Rev. 73.1948.p. 1413./

Az elért maximális feszültség a generátort túlságosan igénybevette. Egyes helyeken a porcellán támszigetelők hosszten-gelyük mentén átütöttek, mert az egyes porcellánokra jutó rész-feszültség nagyobb volt, mint amennyire eredetileg méretezték.

Számítások történtek a generátorban fellépő elektrosz-tatikus erőhatásokra vonatkozóan. A kis távolságok és nagy fe-szültségek miatt ezek tekintélyesek és figyelemreméltók, aho-gyan azt Lauritsen egyik cikke /phys.Rev.59.1941.p.241./ is említi, és a mérések közben nyert tapasztalatok is igazolják.

Fent leirt mérésekkel az volt a célunk, hogy tapasztalatokat szerezzünk egy 4 MV-os tankgenerátor üzembehelyezésé-hez. Méréseink azt eredményezték, hogy egy 760 mm átmérőjű és 1800 mm magas tartályban elhelyezett generátorral 1,6 MV-ot





lehetett elérni. Az így szerzett tapasztalatok alapján meg van minden remény, hogy a 4 MV-os berendezéssel a kívánt feszültséget elérjük.

Végül köszönetet szeretnék mondani Kálmán Gábor, Szepes György és Virágh Sándorné kartársaknak, akikkel felváltva együttműködve a méréseket végrehajtottuk.

### Irodalom

- 1./ Van de Graaff, Trump, Buechner. Electrostatic Generators for the Acceleration of Charged Particles. Phys. Soc. Progr. Rep. XI.
- 2./ Neubert. Elektrostatische Generatoren. Verlag Oldenbourg. 1942.
- 3./ Buechner, Van de Graaff stb. Electrostatic Accelerator for Electrons. R.Sc.I. 18.1947., 754.o.
- 4./ Fortescue. The High Voltage Electrostatic Generator at the Atomic Energy Research Establishment. Journal IEE. 1949/I. 77.o.
- 5./ Tuve, Hafstad, Dahl. High Voltage Technique for Nuclear Physics Studies. Phys. Rev. 48.1935.315.o.
- 6./ Flammersfeld, Weber. Einfache Van de Graaff Generatoren mit doppelter Banbeladung. Z. Naturforschg. 7a. 1952.161.o.
- 7./ Danforth, Hudspeth, Mandeville. Compact Electrostatic Generator for the Production of Positive Ions. Phys. Rev. 73.1948.1413.o.
- 8./ Lauritsen, Fowler. Application of a Pressure Electrostatic Generator to the Transmutation of Light Elements by Protons. Phys. Rev. 59.1941.241.o.

Erkezett: 1954. ápr. 8.

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

A nehézhidrogén elektrolitos szétválasztási tényezőjére vonatkozó vizsgálatok.

Irta: Czike Kálmán és Fodor Józsefné

A hidrogén izotópját, a deutériumot Urey, Brickwedde és Murphy <sup>/1/</sup> mutatták ki először 1932-ben, a hidrogén gáz szinképeben. A deutérium előállításának kiindulási anyaga a természetes víz, melyben a nehézvíz mennyisége <sup>/2/</sup>:  $D_2O = 0,0160\%$

A deutérium előállítására több módszer ismeretes. Jelentősebbek a következők:

- 1./ diffúzió
  - a./ közönséges diffúzió
  - b./ termodiffúzió
- 2./ frakcionált desztilláció vízből és hidrogénből
- 3./ kémiai eljárások
- 4./ frakcionált deszorpció vízből és hidrogénből
- 5./ kicserélődési reakciók
- 6./ elektrolízis.

1./ a./ A porozus agyagfalon át történő diffúzió <sup>/3/</sup>, mivel a diffúzió sebessége a molekulasúlyok négyzetgyökével fordítva arányos, az agyagfalon belüli térben a deutérium, az agyagfalon kívül pedig a hidrogén dúsul fel, ha a gázelegy bevezetése a cső belsejébe történik.

b./ Termodiffúzió <sup>/4/</sup> esetében különböző molekulasúlyu elegyekben ha állandó hőmérséklet esést tartunk fent, a nehezebb molekulák az alacsonyabb hőmérsékletű helyre vándorolnak.

A diffúziós eljárás előnye, hogy igen tiszta deutériumot lehet vele előállítani és egyetlen módszer HD molekulák előállítására. Hátránya, hogy nehezen kezelhető berendezést igényel.

2./ A víz és nehézvíz, továbbá a folyékony  $H_2$  és  $D_2$  tenziója közötti kis különbség miatt a frakcionált desztilláció <sup>/5/</sup> igen nagy tányérszámú kolonnát és nagy refluxot igényel, kis kiter-

meléssel dolgozik. Folyékony hidrogénnel nehézkes az alacsony hőmérsékleten való dolgozás.

3./ Alacsony hőmérsékleten a hidrogén és deutérium vegyületeinek reakciósebessége különböző, ezen alapulnak a kémiai feldusító eljárások<sup>/6/</sup>.

4./ A frakcionált deszorpciós eljárások azon alapulnak, hogy a D<sub>2</sub> molekulának ill. a D<sub>2</sub>O-nak nagyobb a deszorpciós hője, mint H<sub>2</sub>-nek és a H<sub>2</sub>O-nak<sup>/7/</sup>.

5./ A természetes víz deutériumoxid tartalma és a hidrogén ill. kénhidrogén gáz között a következő kicserélődési folyamat játszódik le.<sup>/8/</sup>:



Ez az eljárás nagyipari méretekben is megvalósítható.

6./ Az elektrolitikus eljárás lényege azon alapszik, hogy vizes elektrolitokban a deutérium túlfeszültsége nagyobb, mint a hidrogéné, ezért könnyebben szabadul fel a hidrogén és így a deutérium az elektrolitban feldusul.

A hidrogén és deutérium között a következő tulajdonságokban lehet eltérés a túlfeszültség előidézésé szempontjából<sup>/9/</sup>:

- 1./ A két ion neutralizálódási sebessége.
- 2./ A hidrogén és deutérium atom hidrogén és deutérium molekulává alakulásának sebessége.

Ezenkívül eltérés lehet még a hidrogén és deutérium ionok mozgékonyságában is. A hidrogén és deutérium ion mozgékonysága között vízben nincs különbség /315,2/ <sup>/10/</sup>.

Az izotóp arány eltolódását az elektrolízis alatt a szétválasztási tényezővel szokták megadni:

$$\alpha = \frac{\left(\frac{D}{H}\right) \text{ elektrolitban}}{\left(\frac{D}{H}\right) \text{ gázban}} \dots \dots \dots 3.$$

$\alpha$  a szétválasztási tényező  
D és H a deutérium és hidrogén koncentrációja az elektrolitban és a gázban.

Bell és Wolfenden<sup>[11]</sup> szerint különböző anyagu katódokon a szétválasztási faktor közel azonos, mely arra mutat, hogy a szétválasztásban a döntő lépés a két ion neutralizálási sebessége. Más szerzők szerint azonban  $\alpha$  függ az elektróda anyagától is, ez a tény arra mutat, hogy a molekulává alakulás sebessége sem elhanyagolható.

Ha feltetelezzük, hogy  $\alpha$  az elektrolízis alatt nem változik, érvényes Raleigh egyenlete:

$$\left(\frac{C_{OH}}{C_H}\right) \cdot \left(\frac{C_D}{C_{OD}}\right)^\alpha = \left(\frac{V_0}{V}\right)^{\alpha-1} \dots \dots \dots .4$$

$C_{OH}$  és  $C_{OD}$  a hidrogén és deutérium móltörtje a kezdeti  $V_0$  térfogatban  $C_H$  és  $C_D$  a hidrogén és deutérium móltörtje a végső  $V$  térfogatban. Áttérve a móltörtekről grammokra, a 4. egyenletből  $\alpha$  ra a következő kifejezést kapjuk:

$$\alpha = \frac{\log W_{OH} - \log W_H}{\log W_{OD} - \log W_D} \dots \dots \dots .5$$

$W_{OH}$ ,  $W_{OD}$ ,  $W_H$  és  $W_D$  a hidrogén és deutérium sulya grammokban a kezdeti és végső térfogatban,

$\alpha$  értékének nagyságától függ a kívánt koncentrációju nehézviz előállításához szükséges kiindulási elektrolit mennyisége. Az I. táblázat a kiindulási elektrolit mennyiségé tartalma za különböző  $\alpha$ -k mellett

Kiindulási elektrolitban a deutérium móltörtje 0,00015.

Végső elekt. litban a deutérium móltörtje 0,90.

I. táblázat

$\alpha$	1 g 90 mólszázalékos deutérium előállításához szükséges anyag mennyisége l-ben	$\alpha$	1 g 90 mólszázalékos deutérium előállításához szükséges anyag mennyisége l-ben.
2	360000	6	54
3	1470	7	38
4	235	8	29
5	94	9	24

Egyes szerzők  $\alpha$  reciprok értékét adják meg, ez azonban nem célszerű, mert így  $\alpha$  számértékében a változás sokkal kisebb. Az elméletileg levezethető  $\alpha$  értéke sokkal nagyobb, mint a kísérleti eredmények. Ennek egyik oka az, hogy a felszabaduló hidrogén gáz reakcióba lép a vízzel<sup>/12/</sup>:



és koncentráltabb oldatokban:



A 6. egyenlet egyensúlyi állandója szobahőmérsékleten:

$$K = \frac{[\text{HD}] \cdot [\text{H}_2\text{O}]}{[\text{H}_2] \cdot [\text{HOD}]} = 3,8 \quad \dots \dots \dots$$

A legtöbb fém, melyet elektródaként használunk, katalizálja ezeket a reakciókat. Emellett, az elektrolízis alatt a hidrogén koncentrációja a folyadékokban csökken, a deutériumé nő.

A deutériumoxid koncentrációja nagyobb a katód közelében, mint egyéb helyeken, ez a lokális koncentráció növeli a gáz deutérium tartalmát és egyben a kicserélődési reakciót is elősegíti.

### Kísérletek .

Végső célkitűzésünk  $\text{D}_2\text{O}$  előállítása volt. E célból tanulmányotuk azokat a körülményeket, melyek mellett a legnagyobb értéket tudjuk elérni.

Elméleti megfontolások alapján a következő feltételeket akartuk megvalósítani:

a./ Olyan katódfémet kell keresni, mely rosszul katalizálja a kicserélődési reakciót.

b./ A felszabaduló gáz a lehető leggyorsabban távozzék az elektróda felületéről a katalízis további elkerülése érdekében.

c./ A  $\text{D}_2\text{O}$  lokális koncentrációját a katód felületén elkerüljük.

Kiindulási anyagunk desztillált vízből készült 0,5 n. KOH volt. Eleinte 800 ml-es akkumulátor-cellákkal dolgoztunk, vas lemezekből készült elektródákkal.

Az akkumulátor-cellák hűtőteknőben voltak elhelyezve, melyen csapviz áramlott át. Az áramsűrűség kb.  $0,04 \text{ A/cm}^2$  volt, az elektrolit hőfoka  $16-17 \text{ C}^\circ$ .

Ezek a kísérletek nem vezettek a kívánt eredményre, mert a nyitott cellák, a nagy elektróda felületek kb. 30 % folyadék veszteséget okoztak az elgőzölgés és a felszabaduló gáz által elvitt folyadék miatt. Az áramsűrűséget sem tudtuk növelni a kedvezőtlen hűtési viszonyok következtében. A felszabaduló gáz nem tudott az elektróda felületről elég gyorsan eltávozni.

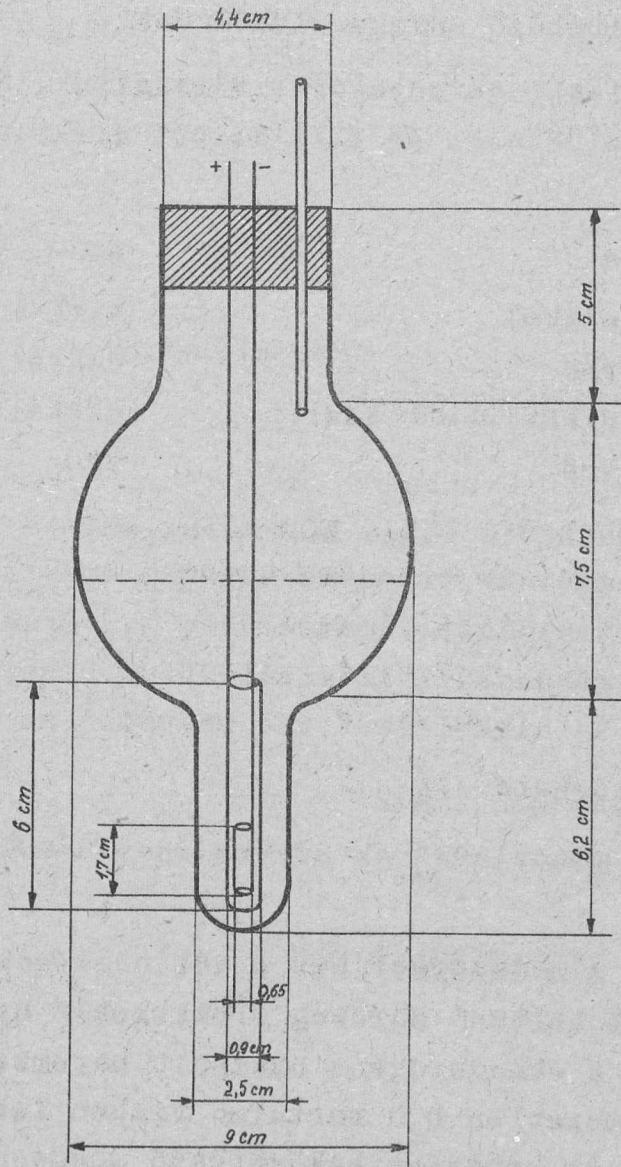
Ugyancsak sikertelenek voltak a hasonló berendezésben nikkell lemez elektródákkal és savas elektrolitban ólom elektródákkal végzett kísérletek is.  $\alpha$  értékei ennél a kísérletsorozathoz legjobban 1,8-2,2 között voltak.

Jobb, de még mindig nem kielégítő eredményeket értünk el oly módon, hogy U alakban meghajlitott nikkell lemezeket alkalmaztunk 250 ml-es kémcsövekben<sup>/13/</sup>.

Az áramsűrűség e kísérleteknél  $0,12 \text{ A/cm}^2$  volt, mely a folyadék térfogatának csökkenésével kb. ötszörösére nőtt. Elektrolit hőfoka  $20-21 \text{ C}^\circ$ .  $\alpha$  értékei 3-4 között voltak.

Ekkor Applebey és Ogden<sup>/12/</sup> nyomán olyan típusu elektrolizáló edényekre tértünk át, melyek a fentebb említett feltételeket jobban kielégítették. Az edényeket Walton és Wolfenden<sup>/14/</sup> által leírt módosításokkal készítettük el.

A katód a vizsgálandó fémből készült henger, melyet koncentrikusan vesz körül a nagyobb, ugyancsak henger alakú anód. A két elektróda távolsága kb. 2 mm. E berendezésben a felszabaduló hidrogén gyorsan eltávozik a folyadékban fellépő áramlás miatt, a deutériumoxid sem koncentrálni tud a katód közelében és igen jó hűtési viszonyokat kapunk. Előnye a berendezésnek az is, hogy pl. 200 ml. kiindulási elektrolitot térfogatának több, mint tizedére tudunk koncentrálni, azonos áramsűrűség mellett. Mivel az edény zárt, ill. a felszabaduló gáz a kivezető csövön át távozik el, elgőzölgési veszteségeink is lényegesen kisebbek, átlagban nem haladják meg az 5 %-ot. A berendezés vázolata az 1. ábrán látható.



1. ábra

függéset a következő tényezőktől vizsgáltuk:

- 1./ Elektródák anyagi minősége
- 2./ Áramsűrűség
- 3./ Elektrolit koncentráció
- 4./ Elektrolit hőmérséklet
- 5./ Elektróda felületek nagysága és alakja. Lemezalku elektródák
- 6./ Kicszerélődési reakció vizsgálata:
  - a./ A folyadék és gáz áramlási sebességének vizsgálata U alakú edény használata esetében.
  - b./ Mechanikus keverés.
- 7./ Elektrolit minősége /KOH, NaOH/
- 8./ A legjobb kísérleti körülmények mellett  $\alpha$  értékének vizsgálata a deutériumoxid koncentrációjának függvényében.

1./ Különböző anyagu elektródák.

Csak azokat az elektróda anyagokat vizsgáltuk, melyek a gyakorlatban is szerepelhetnek. Az alkalmazott elektródák a következők voltak:

Katód	Anód
a./ nikkel	nikkel
b./ vas	nikkel
c./ nikkelezett vas	nikkelezett vas
d./ vas	vas

Elektrolit koncentráció 0,5 n KOH volt, mely a kiindulási 200 ml elektrolit térfogatának tizedére történő besűrítése során tízszeresére koncentráldott. Áramsűrűség 1,2 A/cm<sup>2</sup>. Használat előtt az elektródákat gondosan zsirtalanítottuk bécsi mésszel, ezzel elkerültük nikkel és nikkelezett vas esetében az anód oxidálódását.

D<sub>2</sub>O meghatározása.

A deutériumoxid mennyiségének növekedését uszós sűrűségméréssel vizsgáltuk.<sup>/15/</sup>

Ennél a módszernél azt a két hőmérséklet értéket /:illetve az ezekhez tartozó sűrűség értékeket:/ hasonlítjuk össze, melynél az uszó a standardként használt háromszor desztillált vízben és az ismeretlen D<sub>2</sub>O tartalmu vízben lebeg. Az uszó hőmérséklet-változás hatására bekövetkező mozgását nagyítóval figyeltük. A hőmérséklet változtatása 0,01 C<sup>o</sup>-ot tartó ultratermosztáttal történt. A hőfokemelkedést 0,01 C<sup>o</sup> beosztású Beckmann hőmérőn olvastuk le. Irodalmi adatok szerint<sup>/16/</sup> e módszerrel 1. 10<sup>-6</sup> sűrűség egység pontosságot lehet elérni. Az általunk elért pontosság 4. 10<sup>-6</sup> sűrűség egység.

A minta előkészítése a sűrűségméréshez úgy történt, hogy az elektrolízis maradékát széndioxid átbuborékoltatásával neutralizáltuk és háromszori desztillációnak vetettük alá. A minta nagyon gondos tisztítása azért szükséges, mert a benne maradó esetleges szennyezések a sűrűséget erősen befolyásolják. A legnagyobb hibát a szerves anyagok okozzák, ezért az utolsó desztilláció káliumpermanganátról történt.

A deutériumoxid s%-os értékét a következő képlet alapján számítottuk ki<sup>/17/</sup>.



$$D_2O \text{ suly } \% = \frac{100 \left( \frac{d_2 \Delta d}{d_2 - d_1} \right)}{\Delta d + d_1} \dots \dots \dots .10$$

d a minta sűrűsége  
 d<sub>1</sub> a könnyű víz sűrűsége  
 d<sub>2</sub> a deutériumoxid sűrűsége  
 Δd = d - d<sub>1</sub>

A méréseket 21,4 C°-on végeztük. A desztillált víz deutériumoxid tartalmát irodalmi adatok alapján 0,016 s%-osnak vettük.

Kísérleteink eredményét a II. táblázatban foglaltuk össze. A táblázat rovataiban az 1 és 2 jelölés a két párhuzamos vizsgálatra vonatkozik.

II. táblázat.

Elektrolit koncentráció 0,5 n KOH  
 Áramsűrűség 1,2 A/cm<sup>2</sup>  
 Elektrolit hőfoka 15-16 C°  
 Kiindulási deutériumoxid koncentráció 0,016 s%

Elektróda anyaga			Kezdeti térfogat V <sub>0</sub> ml	Végső térfogat V ml	$\frac{V_0}{V}$	D <sub>2</sub> O s%	α
Katód	Anód						
Nikkel	Nikkel	1.	200	14,8	13,5	0,155	7,8
		2.	200	14,8	13,5	0,157	8,2
Vas	Nikkel	1.	200	15,6	12,8	0,137	6,4
		2.	200	18,5	10,8	0,121	6,7
Nikkelelevezett vas	Nikkelelevezett vas	1.	200	16,0	12,5	0,143	7,6
		2.	200	14,4	13,8	0,159	8,0
Vas	Vas	1.	200	14,4	13,8	0,153	7,0
		2.	200	15,0	13,3	0,144	6,7

Eredmények

Kísérleteink azt mutatják, hogy vas katód alkalmazása esetén az α értékek kisebbek, mint nikkel katódon. Mivel α meg-

határozásának pontossága  $\pm 0,5$ , a vas katódnál kapott alacsonyabb értékek a kísérleti hibán kívül esnek. Ezek az eredmények ellentétben állnak Topley, Eyring és Edwards eredményeivel akik nikkellal katódra alacsonyabb eredményt kaptak mint vason. /Topley és Eyring: /18/ nikkellal 5,5 vas 6,9-7,6, Edwards: /19/ nikkellal 5,1 vas 9,9/. A fenti eredmények szerint az anód semmiféle hatást nem gyakorol a szétválasztásra, amint az várható is volt. Ugyanis a vas katódra és nikkellal anód mellett kapott  $\alpha$  értékek a kísérleti hiba határain belül megegyeznek. A nikkellezett vas katód ugyanugy viselkedett mint a tiszta nikkellal. Ennek a ténynek a nehézvíz gyakorlati előállításánál van jelentősége.

A további kísérletek az  $\alpha$  többi tényezőtől való függésére vonatkozólag folyamatban vannak.

E helyen is köszönetet mondunk dr. Trencsényi Dezsőnek aki munkánk elvégzését nagy mértékben elősegítette.

#### Irodalom.

- 1./ Frerichs R. Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften 13. 257 /1934/
- 2./ Kirshenbaum I: Physical Properties and Analysis of Heavy Water 396 /1951/
- 3./ Hertz G.: Z.f. Phys. 79. 108 /1932/
- 4./ Proceedings of the Physical Society 48. 415 /1936/
- 5./ Hall, N.F. and T.O. Jones: J.Amer.Chem.Soc. 56. 749. /1934/
- 6./ Farkas A. and Farkas L.: Nature 139. /1934/
- 7./ Taylor H.S. A.J. Gould and W. Bleakney: Phys.Rev. 43. 496 /1933/
- 8./ Suess H.E.: Fiat Rev. of German Science /1939-1946/ Phys.Chem. 19
- 9./ Bell P.: J. Chem Phys. 164 /1934/
- 10./ Kirshenbaum I.: 39 /1951/
- 11./ Bell and Wolfenden: Nature 25 /1934/
- 12./ Applebey Malcolm P. and Ogden: J of the Chem. Soc. 1. 163 /1936/
- 13./ Taylor and Eyring: J. Chem. Phys. 823 /1933/
- 14./ Walton and Wolfenden: J. Chem. Soc. 1677 /1937/
- 15./ Kirshenbaum I.: 265 /1951/
- 16./ Frerichs: Ergebn. d. exakten Nat. wissenschaften 294 /1934/
- 17./ Kirshenbaum I: 17/1951/
- 18./ Topley and Eyring: J. Chem. Phys. 217 /1934/
- 19./ Edwards: J. Chem. Soc. 286 /1936/

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

Viz-dekomponáló berendezés hidrogén-minták előállítására tömegspektrográfias analízishez.

Írta: Szentpéteri Imre

B E V E Z E T É S

Viz deutérium tartalmának pontos tömegspektrográfikus meghatározásához szükséges, hogy a vizsgálandó vízből a hidrogént valamilyen módon felszabadítsuk. Vizsgálatra alkalmas gázt többféleképpen állíthatunk elő. Mielőtt a készülék ismertetése megkezdődne, röviden kitérünk ezekre a módszerekre.

Legegyszerűbben elektrolitikus úton szabadíthatjuk fel vízből a hidrogént. Ezt az eljárást azonban nem nagyon alkalmazzák hidrogén-analízisnél a következő hátrányok miatt:

1./ Egy adott vízmennyiséget teljesen el kellene elektrolizálni ahhoz, hogy a felszabadult hidrogénben a deutérium-koncentráció ugyanaz legyen, mint a kiindulási vízben. Ez technikailag keresztülvihetetlen. A nem teljes elektrolízisből származó hiba számolható ugyan a Rayleigh-formula alkalmazásával, de az elgőzölés és egyéb, számításba nem vehető folyamatok miatt az eredmény így is nagyon pontatlan.

2./ Viszonylag igen nagymennyiségű víz szükséges az analízis keresztülviteléhez.

Egy másik, már sokkal gyakrabban használt módszer az izzó wolframon való vízbontás. Az eljárás azon a tényen alapszik, hogy a wolfram magas hőmérsékleten ( $\sim 500-600\text{ C}^\circ$ ) reagál a vízgőzzel, mely reakció folytán hidrogén szabadul fel és különböző Wolfram-oxidok keletkeznek ( $\text{WO}_2$ ,  $\text{WO}_3$ ,  $\text{W}_4\text{O}_{11}$ ). A reakció megfelelő körülmények között teljesen végbemegy.

A reakció evakuált burában folyik le, melybe a vizet alkalmas módon bejuttatjuk. Ebben nyer elhelyezést a Wolfram-szál melyet elektromosan fűtünk. A keletkezett gázt egy Toepler-pumpa segítségével azután tetszésszerűen helyre juttatjuk. Itt már elérhető a teljes szétbontás és az analízis elvégzéséhez igen kis mennyiségű víz is elegendő.

A módszer hátrányai:

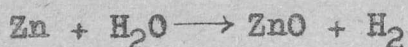
1./ A reakcióedény falára rakódó Wolfram-oxidok a vizgőzt és a hidrogént adszorbeálják, amely jelenség "memory-effectust" okozhat, azaz egy későbbi mintát az adszorbeálódott vizgőz és hidrogén felhigíthat, illetve bedusíthat deutériumban.

2./ Hibát okoz még - előbb mondottak figyelembevételével - hogy a vizgőz és a gáz között egy kicserélődési reakció lép fel:



amelynek egyensúlyi állandója nem egységnyi. Ezt a reakciót a jelenlévő wolfram-oxidok katalizálják.

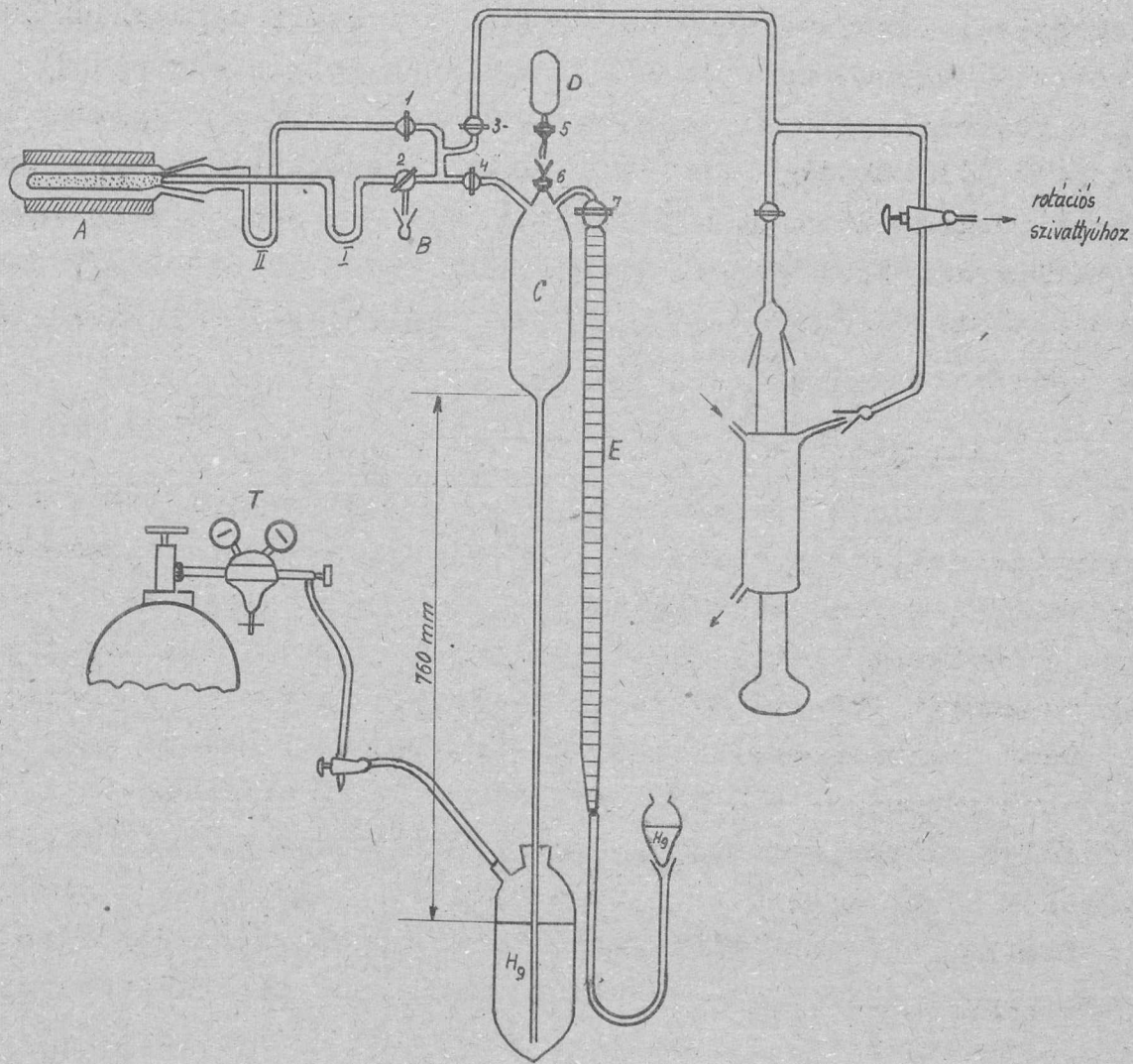
A harmadik, szintén gyakran használt módszer a viznek meleg cinken való redukciója. A



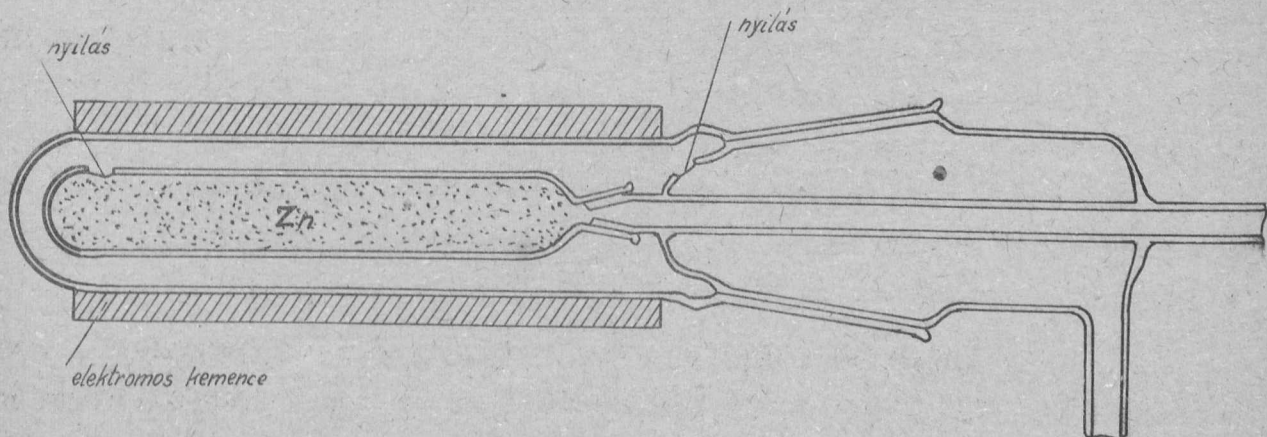
reakció magas hőmérsékleten /380-400 C°/ elég gyorsan végbemegy. Előnyei ugyanazok, mint a wolframos módszeré, azonban itt nem keletkeznek fentebb említett egyensúlyra vezető reakciót katalizáló vegyületek. Bizonyosfokú gáz- és vizgőz adszorpció itt is fellép, azonban ennek hatása könnyen kiküszöbölhető. Az eljárás kényelmesebb és kevésbé költséges, mint a wolframos módszer. Mindezen előnyök indokolják, hogy Osztályunkon ezzel a módszerrel szabadítsunk fel hidrogént tömegspektrográfias analízishez.

### A készülék

A berendezés /1. ábra/ Rasotherm üvegből készült. Az ábra baloldalán a készülék legfontosabb része, a reakciókamra /2. ábra/ látható. Ez lényegében csiszolatokkal összeillesztett, kettősfalu üvegcső. A belső csőben van a vizgőzt redukáló cink, forgács alakjában. A cső vége nyitott, ezen a nyíláson át közlekedik a két cső egymással. Az egész reakció-kamrát elektromos kemence veszi körül, amely a szükséges hőmérsékletet állítja elő. A reakció-kamrát kettősfuratu, becsiszolt üvegdugó zárja el, amelynek két furata egyrészt a kamra külső, illetve belső terével, másrészt két U-csővel áll összeköttetésben /I,II/. Az U-csövek másik szárát az 1, 2 csapok zárják el, amelyek közül a kamra belső teréhez vezető cső csapja /2/ L furatu. Az L-csap egyik szárára illeszthető fel a vizminta kicsiny tartóedénye /B/ normálciszolat



1. ábra



2. ábra

segítségével. Ezen csapokon keresztül közlekedik a reakciókamra egyrészt a vákuum-rendszerrel, másrészt a Toepler-pumpával /C/. A gázminta csappal zárható tartóedénye /D/ a Toepler-pumpa tetejére illeszkedik, szintén normál-csiszolattal. A berendezéshez egy higanyzárású gázbüretta /E/ tartozik még, a keletkezett gáz térfogatának mérésére. A szükséges vákuumot beépített háromlépcsős higanydiffúziós szivattyu és egy megfelelő rotációs pumpa állítja elő.

### Működés

Miután a reakciókamra belső csövét megtöltöttük tiszta cinkforgáccsal, és a csapokat a lehető legkevesebb vákuum-zsirrallézsíroztuk, a rendszert leszívjuk. Amikor a nyomás kb. 0,5-0,1 Hgmm-re csökkent, /ez a pumpa hangján hallható/, felfűtjük a reakció-kamrát 400-410 C°-ra. A kamra hőmérsékletét a kemencébe beépített termo-elemmel mérhetjük. A hőmérsékletet ne emeljük a cink olvadáspontja, 419 C° fölé, mert a cink megolvad és a reagáló felület nagyon megcsökken. A cink olvadáspontjának közeledtét a hőmérőn kívül a cink szublimációja is jelzi: a kamra hidegebb részeire /dugó, fenék/ cink csapódik le. A kamra felfűtésével egyidejűleg a diffúziós-pumpát is beindítjuk és a szivattyuzást kb. 1 órány keresztül folytatjuk. E művelet közben az 1, 3, 4, 5, 6, és 7 számú csapok természetesen nyitva vannak; a 2.sz. csap pedig a csiszolatos csomák felé zárva.

Ezután 8-10 mg vizet helyezünk a vizminta kis tartóedényébe, azt helyére illesztjük, az 1 és 4.sz. csapokat lezárjuk, a viztartó edényke köré hidegkeveréket teszünk /aceton és szénsavhó keverékét használtam, kb. -80 C°-os/, majd a 2.sz. csapon keresztül a levegőt ebből a részből is leszívjuk. Leszívás után a 3.sz. csapot elzárjuk, a 2.sz. csapot pedig úgy fordítjuk, hogy a víz átjuthasson az I. U-csőbe. Ezután a hidegkeveréket az I. U-cső köré rakjuk és a viztartó edénykét kezünkkel enyhén melegítjük, mire a víz innen az U-csőbe desztillál át. Ha az egész vizmennyiség átment, a 2.sz. csapot ismét lezárjuk.

A következő fázis a tulajdonképpeni vizbontás. A hidegkeveréket a II. U-cső köré helyezzük, mire a víz lassan átdestillál ide; közben áthalad a kb. 400 C°-os cinken, ahol részben elbomlik. A maradék víz a II. U-csőben kifagy. A folyamat gyors

sítására a reakciókamra zárt terének nyomását csökkenthetjük azáltal, hogy a keletkezett hidrogént már most átszivjuk a Toepler-pumpába az 1. és 4. csapok kinyitásával. Vizgőz nem juthat át a kifagyasztás miatt. A gázt azután a Toepler-pumpa segítségével átnyomhatjuk vagy a gázminta tartóedényébe, vagy a gázbürettába. Ezt az eljárást többször megismételve, a nyomást tetszésszerint lecsökkenthetjük a reakciókamrában.

Ha a I. U-csőből a víz teljesen eltávozott, az 1. csapot lezárjuk és a hidegkeveréket ismét a I. U-cső köré helyezzük. Ekkor a maradék víz ismét áthalad a cinken, és nagyrészt elbomlik. Ha a II. U-csőből egészen elpárolgott, ismét áthelyezzük a hidegkeveréket és ezt az eljárást mindaddig folytatjuk, míg az U-csővékonyban már nem fagy ki semmi. Ezután a gázt az 1. és 4. csapokon és a Toepler-pumpán keresztül a gázminta tartóedényébe, vagy a bürettába továbbíthatjuk.

A vonatkozó irodalom tanúsága szerint spektrográfiai analízis esetén az adszorbeálódott hidrogén és vizgőz eltávolítására hasznos a dekomponáló berendezést kondicionálni, azaz átöblíteni egyszer a vizsgálandó anyaggal. Ez szintén a fent leírt módon történik azzal a különbséggel, hogy a keletkezett gázt nem gyűjtjük össze, hanem a vizbontás végeztével az egész rendszert ismét leszivjuk.

#### Ellenőrző mérések

Mikor a készülék megépítése befejeződött, célszerűnek látszott néhány ellenőrző mérést végezni az összegyűjthető gázmenyiség meghatározására. Pontosabban mondva azt határoztam meg, hogy ismert mennyiségű vizmintából kiindulva, hogyan viszonylik egymáshoz az elméletileg számítható és a ténylegesen összegyűjthető gázmenyiség.

E célból egy mikropipetta segítségével ismert mennyiségű desztillált vizet töltöttem a viztartó edénykébe, majd elvégeztem a dekomponálást. A teljes elbomláshoz átlagban háromszor kellett a vizet áthajtani a meleg cinken. A művelet végeztével a gázt a bürettában összegyűjtöttem. Sajnos, itt egy kis konstrukciós hiba folytán nem lehetett minden gázt összegyűjteni, ugyanis, mint az 1. ábrán látható is, a gázbüretta bevezetése

felett, a Toepler-pumpának egy  $6 \pm 0,5$  ccm-nyi holttere van. Az előbbi érték közelítő térfogatszámítás eredménye. Ennek a holttérnek a befolyását számításba kellett venni. A bűrettában összegyűjtött gáz térfogatának, valamint a hőmérsékletnek és a légnyomásnak ismeretében azután az összegyűjtött gáz-normál-térfogatát meg lehetett határozni. Az alábbi táblázat a mérések eredményeit foglalja össze.

Bemért H <sub>2</sub> O mg	Zn hőfok C°	Kapott H <sub>2</sub> normál- térfogat holttér- re korigálva cm <sup>3</sup>	Elméletileg számított n. térfogat cm <sup>3</sup>	Bontási hatásfok
10,6	400	12,8	13,2	97,2
10,6	400	13,0	13,2	98,5
10,6	400	12,6	13,2	95,3
10,6	400	12,7	13,2	96,4

Fenti táblázatból látszik, - hogy hibahatáron belül - a bemért vizből az összes hidrogént sikerült felszabadítani és összegyűjteni.

Irodalom: I.Kirschenbaum: Physical Properties and Analysis of Heavy Water. McGraw-Hill 1951.

Érkezett: 1954. ápr. 1.



Hibajegyzék az 1954. 2. számhoz.

Oldal	Hibás szöveg	Helyes szöveg
127. oldal legalsó sor	Az égés-szünet	Az égés szünet
130. oldal alulról 5. sor	oszcil ogrammok	oszcilogrammok
133. oldal 13. sor	ivkető	ivkeltő
133. oldal alulról 7. sor	Kemmle	Kemmler
134. oldal 8. sor	feszültsége	feszültségre
134. oldal 14. sor	braudo	Braudo
134. oldal 16. sor	ivár mkörön	ivárankörön
134. oldal 17. sor	szinkronizá ó	szinkronizáló
136. oldal 10. sor	thyratron cső	thyratron-cső
140. oldal 12. sor	áramkörön	áramkör
144. oldal 14. sor	beállitható	beállított
148. oldal utolsó sor	alkal	
150. oldal 1.sz.képlet	$\int_0^{\omega} dx \frac{\alpha^{m+1}}{m+1}$	$\int_0^{\omega} dx = \frac{\alpha^{m+1}}{m+1}$
151. oldal 1.sz.képlet	$\int_0^{\alpha}$	$\int_0^{\alpha}$
151. oldal 2.sz.képlet		
157. oldal alulról 3. sor	s bályozáshoz	szabályozáshoz
157. oldal legalsó sor	menométer	manométer
160. oldal 13. sor alulról	tápláljuk. Flashcsövek	tápláljuk. A flashcsövek
161. oldal alulról 6. sor	késleltetése	késleltetés
169. oldal 1.sz.képlet	$\sqrt{\chi_{min}^2 \bar{n}} \sqrt{(k-1)/\Sigma t_i} = 2$	$\sqrt{K_{min}^2 - \bar{n}} \sqrt{(k-1)/\Sigma t_i} = 2.12$

Oldal	Hibás szöveg	Helyes szöveg
170. oldal 4. sor	Millar <sup>8</sup> Daudin	Millar <sup>6</sup>
171. oldal 1. képlet	$(2j-1)$	$(2j+1)$
171. oldal utolsó sor	trivális	triviális
172. oldal 3. sor	az $-n$	az $(l, n) -n$
172. oldal 4. sor	a $-től$	a $j -től$
172. oldal 12. sor	állandója, pedig	állandója, $\mu$ pedig
172. oldal utolsó képlet jobb felső rész	, ha $=j=$	, ha $j = l + \frac{1}{2}$
172. oldal utolsó képlet	$\frac{1}{2} \frac{dU}{dr}$	$\frac{1}{r} \frac{dU}{dr}$
173. oldal 4. sor	numerikusan	numerikusan
173. oldal második képlet	$= (2j +)$	$= (2j + 1)$
174. oldal 4. sor	impulzusmomentumnak	impulzusmomentumnak
174. oldal 12. sor	2 p 3/2 és 1 f 5/2 nivó	2p <sub>3/2</sub> és 1f <sub>5/2</sub> nivó.
174. oldal 13. sor	nivósorrendnél	nivósorrendnél
181. oldal 14. sor	csak részben	csak egy részében
182. oldal 6. sor		12
183. oldal 6. sor	$h \cdot \frac{2\alpha}{1+2\alpha}$	$h \nu \cdot \frac{2\alpha}{1+2\alpha}$
186. oldal alulról 8. sor	formából	formulából
186. oldal 19. sor	-	$\delta$
186. oldal 21. sor	-	$\varepsilon$
186. oldal 22. sor	-	$\varepsilon$
189. oldal 5. sor	tekintetem	tekinthettem [17]
200. oldal 11. sor	b/	e/

oldal	Hibás szöveg	Helyes szöveg
201. oldal 8-9. sor,	$E=0,6 \cdot h$	$\bar{E}=0,6 \cdot h \nu \frac{2\alpha}{1+2\alpha}$
202. oldal 12./tétel	12./ 50	12./Lifsic, U.F.N. 50
202. oldal 14./tétel	Press	Press, 1930, 548 old.
207. oldal alulról 2. sor	$x = v_0$	$\bar{x} = v_0$
208. oldal /3/ képlet	$\frac{x}{A} / 1 - \frac{tv_0}{x} =$	$\frac{x}{A} / 1 - \frac{tv_0}{x} / =$
208. oldal /3/ képlet	$+ct \cos \varphi + \sin \varphi$	$+ \omega t \cos \varphi + \sin \varphi$
219. oldal 18. sor	$\frac{\omega_0 l}{Z_0}$	$\frac{\omega_0 L}{Z_0}$
222. oldal 2. ábra	modulátor és keverő közti összeköttetés törlendő!	
233. oldal 9. sor	0 -	0 - $\Delta \nu$
235. oldal alulról 2. sor	ez az mérőjelek	ez a mérőjelek
240. oldal 22. sor	rövidzárásu	rövidzárási
251. oldal 6./ tétel	Banbeladung	Bandbeladung
252. oldal 12. sor	és	és
254. oldal 4. sor	s érint	szerint
254. oldal alulról 4. sor	táblázat a kiindulási elektrolit mennyiségét tartalmazza	
254. oldal utolsó sor	elekt litban	elektrolitban
255. oldal 25. sor	értéket	$\alpha$ értéket
257. oldal ábra alatti szöveg	függését	$\alpha$ függését
260. oldal 14. sor	Dezsőnek	Dezsőnének