

Egyen- és váltóáramú gázkisülések vizsgálata
szondamérések segítségével.

Doktori disszertáció.

Bitó János
Híradástechnikai Ipari Kutató Intézet.



Diss. B 56



Tartalomjegyzék.

Tartalomjegyzék	1
1. A gázkisülések egyes fontosabb vizsgálati módszerei	2
2. Egyen- és váltóáramu kisülések szondamérései .	10
3. Egyenáramu kisülések vizsgálata Langmuir-féle szondamérésekkel	33
4. Váltóáramu kisülések vizsgálata szondaméré- sekkel	51
5. Az egyen- és váltóáramu kisülések szondaméré- sekkel történő vizsgálatainál nyert eredmé- nyek felhasználása	72
6. Irodalom	76
7. Ábrák	80

1. A gázkisülések egyes fontosabb vizsgálati módszerei.

Az utóbbi évtizedekben mind tudományos, mind pedig technikai szempontból egyre nagyobb jelentőségre tett szert az elektromos gázkisülések, ionizált gázok vizsgálata. Az iparban széleskörben kerülnek felhasználásra a különböző elektroncsövek, gáztöltésű vezérlőcsövek, egyenirányítók, gázkisüléses fényforrások, stb., amelyek tökéletesítése és specializálása fontos feladat. Ahhoz, hogy az egyes típusok kívánt irányba való továbbfejlesztése megtörténhessen, alapkutatók keretében meg kell ismerni az egyes típusok jellemző paramétereit és vizsgálni kell a közöttük fennálló összefüggéseket. Tudományos szempontból a gázkisülések különböző típusainak vizsgálata, nemcsak a kísérleti fizika számára ad értékes összefüggéseket, hanem számos elmélet felvetésének helyességét, alkalmazhatóságát is alátámasztja.

A vizsgálatokat az egyes kisülési zónák szerint csoportosíthatjuk. Az első csoportot a kisülési elektródák /katódok, anódok/ vizsgálata képezheti, s ezen belül az elektródák felépítésének, működésének, szerepének tisztázása a feladat a különböző típusú kisüléseknél. A második csoportot a katódi terek /Aston-sötéttértől a Faraday-sötéttérig/ vizsgálata tenné ki. A harmadik csoportba lehet sorolni az anód körüli tér megfigyeléseit /anódglimmfény, anódsötéttér/, és végül a negyedik csoportba a pozitív

oszlop plazmájával kapcsolatos kísérleti észleléseket, ami utóbbi, fontosságát tekintve, talán az egyik leglényegesebb a fent felsorolt területek közül, bár szoros kapcsolatuk miatt nehéz pontos viszonyítást megadni közöttük.

A jelenleg ismert kisülési elektródák, a legváltozatosabb igényeknek tesznek eleget, mind anódi, mind pedig katódi szempontból. Az elektródák konstrukciójával kapcsolatos irodalom maga is hatalmas méretű, ami nemcsak a tárgy fontosságát tükrözi, hanem a probléma régi keletére is utal. A disszertációnak nem képezi célját ezek bővebb áttekintése. Termikus és hideg katódok alkalmazása esetén egyaránt fontos feladat a katódi terek viszonyainak leírása. A különböző katódi terek radiális és longitudinális /a cső tengelyéhez viszonyítva/ elektromos térerősségeloszlását vizsgálták egy időben a megfelelő sötétterbe, adott mértékben benyúló segédelektródák felhasználásával. Mérték a potenciálkülönbséget a katód és a segédelektróda között, és elég nagy számú mérés alapján innen következtettek a vizsgált tartomány potenciállefutására. Ez a módszer azonban nem adott kielégítő eredményeket, két oknál fogva. Az egyik az volt, hogy a kisülésbe behelyezett vezetődarab lényegesen megváltoztatta a kisülési viszonyokat, a másik pedig az, hogy a segédelektróda nem vette fel környezetének potenciálját. Az első pontatlansági forrást csökkenteni lehetett azáltal, hogy kisebb felületű segédelektródát helyeztek el

a vizsgálandó helyen, de a második hibaforrás továbbra is fennmaradt /I.,39.old./ . Ennek kiküszöbölésére Langmuir adott meg módszert /10/.

A kérdéses katód terek potenciállefutása direkt uton két módszerrel adható meg /I.,32.old./ . Az egyik módszernél - ami csak a mmHg nyomástartományon alkalmazható megfelelő pontossággal - elektronsugárnak elektromos térben való elterítését kihasználva mérik az adott tér erősségét. A mérésnél egy, a főkisülésre merőlegesen elhelyezkedő segédkisülési teret hoznak létre, s a vizsgálni kívánt szakaszon meghatározott energiájú elektronsugarat lönek be a főkisülésbe. Az ott uralkodó elektromos tér eltéríti az elektronsugarat. Az eltérítés mértékét egy megfelelően elhelyezett fluoreszcens ernyő segítségével lehet kimutatni. A méréshez a berendezést kalibrálni kell, ismert erősségű elektromos tér segítségével. A másik vizsgálati módszer optikai jellegű. Spektrométer segítségével kimutatható, hogy a katódos tartományán a Stark-effektus fellép. Elég nagy katódosések esetén az aránylag pontos térerősségmeghatározási lehetőséget ad. Például a $H\gamma$ vonal $/4341 \text{ \AA} / 30 \text{ kVcm}^{-1}$ erősségű térben 25 komponensre bomlik fel, amelyek egy változatlan elhelyezkedésű vonaltól jobbra-balra figyelhetők meg, s a szélső vonalak egymástól mért távolsága $13 \text{ \AA}$. Ezen optikai módszer a katód közelében csak csökkent pontossággal alkalmazható, a fellépő katód torzítások miatt. A fenti módszerek-

kel ki lehetett mutatni, hogy az elektromos tér a katód-nál, közvetlen a felületnél a legnagyobb, és jó közeli -téssel lineárisan csökken a negatív glimmfény felé.

A fenti vizsgálati módszerek segítségével tisztázták például a glimmkisülések katódosési viszonyait hidegkatódok-nál, szubnormális, normális és anomális katódosések esetére egyaránt /II., 194. old./ . A tapasztalat azt mutatja, hogy a katódosési tartományok is, mint általában a gázkisülések többi jellemzői is, függenek az alkalmazott gáz fajtájától és nyomásától. Két elektróda között létrehozva kb.

1 mmHg nyomáson kisülést, úgy hogy pozitív oszlop ne lépjen fel, de mind a katódi, mind pedig az anódi terek változatlanul megmaradjanak, lehetőséget kapunk a katódi és az anódi potenciálesések áramfüggésének tanulmányozására, amiről a későbbiekben szó lesz. Azt az áramtartományt nevezik a normális katódosés tartományának, ahol a kisülési áram változásával a katódosés értéke nem változik. Az előbbiek során leírt kísérleti feltételek mellett a normális katódosés szakasza mintegy három nagyságrendnyi áramtartományt ölel fel $/10^{-5} - 10^{-2} \text{ A}/$. Itt az áramerősség növekedtével a katód felületi áramsűrűsége változatlanul marad, csak a katódon levő kisülési felület /katódfelt/ nő meg, az áramerősségnövekedéssel arányosan. Ha az áramerősséget csökkentjük, s ezáltal tuljutunk a normális katódosés tartományán, a katódosés nőni fog a csökkenő kisülési

árammal. Ennek az a magyarázata, hogy a kisülési fonal keresztmetszetének csökkenését erős radiális diffúzió kíséri, ami a fali rekombinációk számának megnövekedéséhez vezet. Az áramsűrűség a katódon csökken, ezért az egyensúlyi állapot fenntartása érdekében nagyobb gyorsító tér, katódesés szükséges. Ez a szubnormális katódesési szakasz. Ha a kisülési áramot a normális katódesés felső áramkorlátján túl növeljük, akkor - mivel az egész katódfelületet beborítja a kisülés - áramnövekedés csak katódfelületi áramsűrűség-növekedés esetén lehetséges. Ez nagy elektronemisszió révén történhet, amit nagy katódesés tud biztosítani. Ez az anormális katódesés szakasza. Ezen terek kimérése és az egyes katódesési szakaszok mechanizmusának tisztázása szondamérések segítségével is történhet.

Az anód körüli jelenségek és a pozitív oszlop egyes rezgés-fajtái az anódkonstrukció mellett, főleg az anódesési mechanizmustól függenek. Méreteit tekintve az anódsötétter a katódsötétterhez képest elhanyagolható, és az anódi potenciál-esés is általában egy hányadát teszi csak ki a katódesésnek. Ha egy adott kisülés katódi viszonyai tisztázottak, akkor az anódot a Faraday-sötétter pozitív oszlop felőli határáig közelítve kiküszöbölhető a pozitív oszlop, s az égési feszültség mérésével mód nyílik az anódesés meghatározására. A cső égési feszültségét ekkor az anód- és katódesések összege teszi ki. /I-4./ Így az égési feszültségből az ismert

katódéses levonásával kiadódik az anódéses. Kalorimetrikus uton is meghatározható az anódéses értéke, anódként egy nagy hőtehetetlenségű elektródát használva. Az anód hőmérséklete egyensúlyi állapotban egy jól meghatározott érték lesz bizonyos adott paraméterek mellett, s ezt a hőmérsékletet a felületre becsapódó elektronok kinetikus energiája, valamint néhány módosító faktor befolyásolja /5-6/. Egy további mérési módszer a szondamérések segítségével, azok kiterjesztése révén volt megadható /7-8/. Ha a fentemlitett módszerek valamelyikével az anódéses értéket meghatározzuk, akkor az anódi sötéttér hosszának ismeretében az elektromos térerősség lefutását a pozitív oszlop anód oldali vége és az anód között a következő formulával adhatjuk meg /9/:

$$E_x = \frac{3}{2} \cdot \frac{V_a}{d} \cdot \left(1 - \frac{2x}{d} \right) - \frac{1}{2} /$$

ahol V_a az anódéses értéke Voltokban kifejezve,

d az anódi sötéttér hossza cm-ben,

E_x az anódtól x távolságban az elektromos tér értéke

Volten^{-I}-ben,

x cm-ben adva.

A fenti egyenlet parabolikus kapcsolattal jellemzi az elektromos térerősség helytől való függését az anódsötéttérben. Az E_x függvénynek a $d/2$ pontban van a maximuma, és mind az $x=0$, mind pedig az $x=d$ pontban az E_x értéke nulla.

Az anódesési mechanizmus diszkutálása során /Io/, pozitív, nulla és negatív anódesések lehetősége merült fel, amelyet az irányított és irányítatlan elektronáram anódfelületi áramsűrűségével magyaráznak. Negatív anódesés lehetősége fennáll abban az esetben is, ha az anód kilépési munkája az elektronokra nézve nagyobb, mint a kisülésben résztvevő gáz, vagy gőz ionizációs potenciálja, például Cs gőz és W anód esetén /II., 92. old./.

Az anódesés részletes vizsgálata hozzásegíthet a kisülés energiamérlegének anódi tartományon való felállításához, valamint a cső többi helyén fennálló energiaviszonyok ismeretében a kisülés teljes energiamérlegének tisztázásához. Igen fontos továbbá az anódesés értékének és időbeli változásának ismerete, mivel ez az általában kHz-es tartományon, vagy a hangfrekvenciás zónában lévő plazmarezgések generálója lehet /II., 18./.

A gázkisülések pozitív oszlopában, röviden a gázkisülések plazmájában lejátszódó jelenségek vizsgálata igen nagy fontosságúvá vált az utóbbi évek során. Alapvető tulajdonságait általában külső paramétereinek meghatározásán keresztül szokás vizsgálni. Ennek az az oka, hogy a plazma kettősrétegek kialakítása révén igyekszik magát a beavatkozási helytől távoltartani, így pl. a benne elhelyezett elektródától is. Hasonló réteggel védi magát a plazma a kisülési edény fala mentén is, a pozitív oszlop területén /III., 77. old./.

Ha a fent ismertetett eljárások valamelyikét alkalmazva si-

kerül egy meghatározott egyensúlyi állapot esetén a katód- és anódesést megadni, akkor a katód terek méreteinek ismeretében lehetővé válik a pozitív oszlop potenciál-gradiensének megadása, a gázkisülésben fellépő rezgések analízise, stb. A mikrojellemzők megadásához azonban ez az út nem célravezető.

Szokás vizsgálni a pozitív oszlopot spektroszkópiai mérésekkel is, amelyek a Stark, Doppler, Zeeman effektus kimutatásával kapcsolatosak /IV., 19-20/. Az ionizált gázok hőmérsékletének meghatározásánál alapvető fontosságu volt az a felfedezés, hogy a rövidhullámok terjedési sebessége a plazmában hőmérsékletfüggő. Ezen az elven alapulnak a "microwave thermometer"-ek, amelyek több millió fokos hőmérsékletek mérésére is alkalmasak /21/. Ezeket használják fel a pinch effektusnál, a fúziós reakcióknál, stb. a létrejött magas hőmérséklet detektálására is.

A pozitív oszlop plazmájának paramétereit /pl. az elektronhőmérséklet, elektronkoncentráció/ ezidőszereint a legmegfelelőbben a szondamérések segítségével lehet tanulmányozni. Ez a módszer nemcsak a makrojellemzők vizsgálatánál, hanem a mikrojellemzők kimutatásánál is alapvető szerepet játszik. Ma már csaknem kizárólag ezek különböző típusait használják, a pozitív oszlop tanulmányozása mellett, az összes kisülési zónák jellemzőinek meghatározására, bizonyos kiterjesztéssel. Az eddig felsorolt vizsgálati lehetőségek egyenáramu kisü-

lésre vonatkoztak. Váltakozóáramú általánosításuk több nehézségbe ütközik, melyek még ma sincsenek teljesen kiküszöbölve. Külső mágneses, vagy elektromos terek hatásaitól eltekintve az eddig felsorolt módszerek tehát egyensúlyi állapotban lévő kisülések vizsgálatára szolgálnak, minden külső perturbáló hatás mellőzésével. Ki kell még itt térnünk a kisülés saját mágnessterének hatására is. Ez a hatás a további vizsgálatoknál számításbajövő áramerősségértékek mellett elhanyagolható /22/.

2. Egyen- és váltóáramú kisülések szondamérései.

A szondamérési módszerek az 1920-as években alakultak ki. Langmuir I. kidolgozott egy az egyenáramú kisülés pozitív oszlopának vizsgálatára alkalmas segédelektrodás módszert, a megfelelő elmélet és a kísérleti apparátus leírásával /10,23-29/. Ezen módszer alkalmazásával lehetővé vált a pozitív oszlop alapvető mikrojellemzőinek meghatározása. Ezen jellemzők: az elektronok T_e hőmérséklete, az ionok T_i hőmérséklete, az elektronok n_e koncentrációja és az n_i ionkoncentráció, valamint a plazma tetszősszerű pontban vett V_p potenciálja valamely elektródához képest, és a plazmába fellépő E potenciálgradiens értéke. A külsőleg minden beavatkozás nélkül mérhető makrojellemzők /üzemi áram I_u , égési feszültség V_e , geometriai méretek, töltőgáz- vagy gőznyomás és minőség/ továbbá a fent felsorolt mikrojellemzők segítségével egyensúlyi állapot esetén az összes

többi jellemzők /anódosás, mozgékonyság, stb./ megadhatók, felhasználva a közöttük fennálló általában másod-, vagy magasabbfokú függvénykapcsolatokat.

A tapasztalat azt mutatja, hogy ha egy kisülés pozitív oszlopába egy segédelektroda - a továbbiakban szonda - nyúlik be, pl. a kisülési edény falába való beforrasztással, akkor a vezető-darab a kisülés során a kisülési térhez képest negatív potenciálra töltődik fel. Ezt a jelenséget tapasztalhatjuk nem vezetőfalú kisülési edény alkalmazásánál is, ahol az edényfal 1,5-40 V-nyi feszültségre is feltöltődhet a kisülési térhez képest /10., 283. old./.

A jelenség magyarázatát az elektronok és ionok hőmérséklete közötti gyakran nagyságrendbeli különbség adja. Az elektronok hőmérséklete 10^4 K^o nagyságrendben mozog, míg az ionoké néhányszor 10^3 K^o körüli érték. A nagyobb hőmérséklet miatt /figyelembe véve a tömegek közötti különbséget/ az elektronok mozgékonyága általában az ionmozgékonyság többszöröse. Ez adja a magyarázatát annak, hogy a kisülési térbe helyezett vezetőfelület negatív potenciált vesz fel a kisülési térhez képest. Környezetének potenciálját ilyen módon a behelyezett vezetődarab nem tudja felvenni, s ahhoz, hogy az ott uralkodó térerősségi viszonyokra vonatkozólag bármit is lehessen mondani, külső beavatkozással jól követhető irányba kell befolyásolni a segédelektroda potenciálját, pl. egy segéd elektromos kör révén. Mint a későbbiek során ki-

derült, ez gyakorlatilag egy karakterisztika felvételét teszi szükségessé. Ezen alapszik Langmuir szondamérési módszere. A kisülés pozitív oszlopába benyúló szonda és az egyik főelektróda közé különböző egyenáramu feszültséget adva egy bizonyos feszültségtől kezdve elérhető, hogy a szonda potenciálja a plazmáénál jóval alacsonyabb legyen. Ekkor a szonda körül kialakul egy pozitív ion réteg, amelynek vastagsága a szonda potenciáljától függ. A kisülési térhez képest nagy negatív potenciálja miatt a szonda ez esetben az elektronokat taszítja, s így csak az extrém nagy sebességű elektronok jutnak el a szondára. A feszültséget tovább csökkentve a kisülési térhez képest, a szondán fellépő ionáram telítésbe megy át, s ugyanekkor az elektronáram gyakorlatilag megszűnik. /1. ábra 2.3. szakasz/. Itt a szonda körül egy tértöltés halmozódik fel - az előbb említett ionfelhő - az előbbi mechanizmus alapján /V., 340. old./ . A negatív fémfelületről kiinduló összes erővonalak a tértöltés pozitív elemeiben végződnek, s így a szonda elektromosan leárnyékoltnak vehető. A szondán lefolyó áram a szonda felületének és az ionok hőmérsékletének függvénye lesz. Telítési esetben, tehát pl. nagy negatív szondafeszültség alkalmazásakor, a szondán átfolyó áram nem változik sem a felületi áramsűrűség, hanem a tértöltés vastagsága növekszik az alábbi összefüggés alapján:

$$x^2 = \frac{2.33 \cdot 10^{-6} V^{3/2}}{J \cdot \sqrt{\frac{m}{ne}}},$$

/1/

ahol x a tértöltés vastagsága a szonda körül, cm-ben,
 V a szonda és a plazma közötti feszültség különb-
 ság, lényegében a gyorsító feszültség Voltban,
 J a felületi áramsűrűség a szondán A/cm²-ben,
 m a pozitív ionok tömege gr-ban,
 m_e az elektronok tömege gr-ban.

A fenti összefüggést, amely elektroncsövek esetén a katód és az anód között áll fenn, Langmuir alkalmazta először gázkisüléses csövek szondaméréseire /10/. A tértöltés vastagsága igen különböző lehet, a gyakorlatban általában 0,1-10 mm között szokott változni. Ha a szonda negatív potenciálja a kisülési térhez képest csökken, akkor a felvett ionáram értéke is csökkenni fog és ekkor áthaladva egy olyan ponton, ahol nem folyik áram /E.pont/ meredek áram-felfutási szakasz keletkezik /EC/. A szakasz elején közvetlenül a E pont előtt, nagy energiájú elektronok már ütközhetnek a szondafelületre, s ennek valószínűsége a negatív szondapoten-
 tenciál csökkentésével nő. Áthaladva az E ponton, ahol a szonda által felvett elektronáram megegyezik az ionárammal, az elektronáram egyre nagyobb mértékben jelentkezik, a kisülési tér vizsgált pontjához képest negatív szondafeszültség csökkentésével. Elérve a kisülési tér potenciálját, ha a térhez képest pozitívabb potenciálértékekre helyezzük a szondát, úgy a görbén egy kanyar mutatkozik /C.pont/. A karakterisztika további menete során /CD szakasz/ aszimpto-

tilikusan közeledik egy telítési áramértékhez, ami hasonló mechanizmus alapján tárgyalható mint az ionáram $\bar{I}_E$ telítési szakasza. A kisülési térhez képest lesz a görbének egy megfelelően nagy szondapotenciál értéknél meredeken felugró szakasza $/E$ ponttól kezdve/, amely az ionizációs jelenségekkel magyarázható. Az elektronok ekkor már annyira felgyorsulnak tértöltési rétegben, a nagy potenciál különbség miatt, hogy az ott elhelyezkedő, szonda körüli neutrális atomokat ionizálni tudják, kezdeti energiaeoszlásuktól függő valószínűséggel.

Az így felvehető szondaáram $/i_{sz}/$ szondafeszültség $/V_{sz}/$ karakterisztika ábrázolásánál az elektronáramból adódó szondaáramot pozitív irányban szokás felmérni, a továbbiakban említésre kerülő kiértékelések miatt.

Az itt elmondott jelenség quantitativ leírását következőképpen lehet megadni. A vizsgálathoz elsősorban fel kell tételezni, Langmuir szerint, hogy a kisülés során számításbajövő töltött részecskék sebessége a Maxwell-Boltzmann eloszlást követi. Ez nem képez általában komoly vizsgálati megkötést. A feltételezés helyességének és annak teljesülésének kritériuma a kísérleti vizsgálatoknál a továbbiakban sorra kerül. A Maxwell-Boltzmann eloszlást felhasználva, levezethető az adott koncentrációju térben egy, ott tetszőlegesen elhelyezett felület, egy cm^2 -re egy sec.alatt ütköző részecskék száma $/V., 19. old./$, amit ν -vel jelölünk:

$$\gamma = n \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}}, \quad /2/$$

ahol n a részecskék cm^3 -kénti száma,
 k a Boltzmann állandó,
 T a részecskék abszolút hőmérséklete,
 m a részecskék tömege.

Felhasználva a részecskék számtani középsebességére vonatkozó összefüggést adódik:

$$\gamma = \frac{1}{4} n \bar{v}, \quad /3/$$

ahol $\bar{v}$ jelenti a részecskék irányítatlan mozgásának számtani középsebességét, amit a következő összefüggés ad meg

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8}{\pi} \frac{kT}{m}} \quad /4/$$

Figyelembe véve, hogy a részecskék energiáját jelen esetben főleg a kinetikus energia teszi ki, s alkalmazva ismét a Maxwell-Boltzmann eloszlást megadó képletet, megadható két pont részecske koncentrációja közötti összefüggés, a pontok között fennálló potenciálkülönbség függvényében. Pl. elektromos térre és elektronokra ez az összefüggés az

$$n_e^* = n_e \exp \left/ - \frac{eV}{kT_e} \right/ \quad /5/$$

alakot tölti, ahol n_e^* , n_e az elektronkoncentrációk cm^3 -ként/;

V a két pont közötti potenciálkülönbség
/Voltban/,

T_e az elektronok hőmérséklete $^{\circ}\text{K}$ /,

k pedig a Boltzmann állandó $1,38 \cdot 10^{-16} \text{erg}/^{\circ}\text{K}$ /.

Az n_e -nek megfelelő koncentrációju pontot a szondát körülvevő tértöltésréteg plazmafelületi határfelületén megválasztva, az n_e' -nek megfelelő koncentrációju pontot ugyan-ezen réteg szondafelületi határán megválasztva az /5/ egyenletben szereplő V potenciálkülönbség a plazma V_p és a szonda V_{sz} potenciáljának különbségével lesz azonos $V = V_p - V_{sz}$. Az /5/ egyenletből látható, hogy mindaddig, amíg a szonda a plazmához képest alacsonyabb potenciálon van, addig a szondakörüli elektronkoncentráció kisebb a plazmabeli elektronkoncentrációnál. Ha viszont a szonda és a plazma potenciálja megegyezik, akkor $n_e' = n_e$. A /3/ összefüggést elektronokra alkalmazva megadható a szonda felületének 1 cm²-re, 1 sec. alatt ütköző elektronok száma, s ebből az általuk szállított áram sűrűsége, j_e' :

$$j_e' = \frac{1}{4} n_e' \cdot e \cdot \bar{v}_e. \quad /6/$$

Ha a szonda f felületű, akkor a rajta lefolyó elektron-áram

$$i_e' = j_e' \cdot f = \frac{1}{4} n_e' \cdot e \cdot \bar{v}_e \cdot f \quad /7/$$

alapján adódik.

Az /5/ és /7/ egyenletből

$$i_e' = \frac{1}{4} e \cdot n_e \cdot \bar{v}_e \cdot f \cdot \exp \left[- \frac{eV}{kT_e} \right] \quad /8/$$

A /8/ egyenletben mindkét oldal logaritmusát véve

$$\ln i_e' = \ln \left[\frac{1}{4} e \cdot n_e \cdot \bar{v}_e \cdot f \right] - \frac{eV}{kT_e} .$$

Ez átírható Briggs-féle logaritmusra:

$$2,303 \log i_e' = \text{konst.} - \frac{eV}{kT_e} \quad /9/$$

A /9/ egyenletből látható, hogy ha az 1. ábrán $\overline{EC}$ -vel jelölt felfutási szakaszt ábrázoljuk, a szondaáram log-át felvive a különböző szondafeszültségek függvényében, akkor egy egyenest kapunk, melynek meredekségét a $1 / - \frac{e}{kT_e}$ kifejezés adja. Ez csak az elektronok hőmérsékletétől $1/T_e$ függ. Ezen az alapon lehetséges az elektronhőmérséklet meghatározása a kisülési tér egy adott pontján. Általában ez a meghatározási lehetőség csak a pozitív oszlop plazmájában vezet kielégítő pontosságu eredményre.

A /9/ egyenlet, amelyben a szonda és a plazma közötti feszültségkülönbség elektrosztatikus feszültség-egységekben van kifejezve, átalakítható úgy, hogy a feszültség gyakorlati egységekben szerepeljen.

$$2,303 \log i_e' = \text{konst.} - \frac{e}{300k} \cdot \frac{1}{T_e} \cdot V \quad /10/$$

$$2,303 \log i_e' = \text{konst.} - \frac{11600}{T_e} \cdot V \quad /11/$$

ahol a /10/ egyenletben e , k , értékeit figyelembevéve a konst. kiszámítható.

Ha két különböző szondafeszültséghez tartozó szondaáramot vizsgálunk, azok különbségét kiszámíthatjuk a /11/ egyenletből:

$$2,303 \Delta \log i_e' = \frac{11600}{T_e} \cdot \Delta V. \quad /12/$$

Ekkor az áramtengely irányában logaritmikus karakterisztika $\overline{EU}$ felfutási szakaszán a hajlásszög tangensét a /13/ egyenlet adja:

$$\frac{\Delta \log i_e^*}{\Delta V} = \frac{5036.90}{T_e} \quad /13/$$

A /13/ összefüggésben a $\log i_e^*$ és a V a felvett karakteristikából a fenti módon megadható, s ezek segítségével a plazma kérdéses pontjában a T_e elektronhőmérséklet számítható. A T_e ismeretében az ugyanezen pontbeli $\bar{v}_e$ a /4/ egyenletből, a plazma elektronkoncentrációja pedig a /8/ egyenletből adható meg:

$$n_e = \frac{4 \cdot i_e^*}{e \cdot \bar{v}_e \cdot r} \cdot \exp \left/ \frac{eV}{kT_e} \right/ , \quad /14/$$

vagy a $\bar{v}_e$ értékét beírva /4/-ből az

$$n_e = \frac{4 \cdot i_e^*}{e \cdot r \cdot \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi \cdot m}}} \cdot \exp \left/ \frac{eV}{kT_e} \right/ . \quad /15/$$

egyenletet kapjuk, amelyből az i_e^* és V ismeretében a kiszámított T_e elektronhőmérséklet felhasználásával az elektronkoncentráció kiszámítható. Az egyenletben mindent elektrosztatikus egységekben kifejezve, a koncentrációt 1 cm^{-3} -re viszonyítva fogjuk megkapni.

A szondaméréseket a pozitív oszlopban végezve, az ionok és elektronok jellemzőinek megadását bizonyos feltételek könnyítik meg. Általában a pozitív oszlop plazmája kvázi-neutrálisnak vehető, ami azt jelenti, hogy az elektronok és ionok

koncentrációja annak bármely - még homogénnek vehető - részén, jó közelítéssel egyenlő. Közelítőleg alkalmazható az az elképzelés is, hogy az elektronok és ionok energiája - amit főleg a kinetikus energia tesz ki - egyenlő. /IV/:

$$\frac{m_e \cdot v_e^2}{2} = \frac{m_i \cdot v_i^2}{2} \quad /16/$$

ahol az e index az elektronokra, az i index az ionokra utal.

A /16/-ből következik, hogy az elektronok sebessége sokkal nagyobb, mint az ionoké $/m_e \ll m_i$ miatt/. Mindkét esetre alkalmazva a /6/ egyenletet nyilvánvaló, hogy a fenti feltételek mellett

$$j_e \gg j_i$$

összefüggés áll fenn az elektronok és az ionok áramsűrűsége között. Higanygőzkisülés esetén, a

$$\frac{j_e}{j_i} \simeq 600$$

körüli értéknek adódik /10., 273. old./.

A fentiekben tárgyalt vizsgálati módszer sík felületű szonda esetén adja a legnagyobb mérési pontosságot. A gyakorlatban általában nemcsak síkszondákat alkalmaznak, hanem hengeres, gömb, vagy más alakú segédelektrodákat is, a vizsgálati körülményeknek megfelelően. A fenti szondamérési eljárást Langmuir kifejezetten síkszondák esetére vezette le, mivel ezek esetében lehet a szondakörüli erőtér homogén, ami az

/5/ egyenlet érvényességének előfeltétele. Más alaku szondák használatakor bizonyos korrekciókat kell venni a tér inhomogenitása miatt. A szonda lényegében úgy fogható fel, mint egy sikkondenzátor egyik fegyverzete. A sikkondenzátor másik fegyverzetét a plazma alkotja. A sik szondafelület szélein létrejött erőtertorzulások miatt fellépő töltés anizotrópiát már Langmuir is észlelte /10., 277. old./ . Az ilyen módon bekövetkező torzulások kiküszöbölésére védőgyűrűt helyezett el a szonda szélei körül, amely az erővonalak szóródását volt hivatva meggátolni. Az ilyen szondák jó közeli-téssel ideálisan homogén elektromos erőterrel rendelkeznek. További feladat még az elmondottak mellett, a szondafelületek méretének helyes megválasztása. A szondaáramok mérése céljából hasznos a nagyfelületű szondák alkalmazása, azonban ez esetben a szonda által a kisülési térből felvett áram már nem elhanyagolható, még az irányítatlan töltéshordozó áram mellett sem. Ilyen körülmények mellett a nagy felületű szonda erősen befolyásolja a környezetét, ami a mérések pontosságának rovására megy. Miután döntő szempont a mért adatok lehető legnagyobb pontosságának biztosítása, a két követelménynek és a kisülési körülményeknek megfelelő összhangba hozásával szokás a szondák méreteit megválasztani.

A gömb, vagy henger alaku szondák vizsgálatánál már nehezebb megítélni az alkalmazott szonda körül kialakult tértöltési viszonyokat /VI., II. köt. 30. old./ . Gömbszondára vonatkozólag is alkalmazható az a levezetés, ami a sik szondáknál fenn-

álló viszonyokat írja le, azonban egy megnövekedett, térben egyenletesen eloszló tértöltést kell figyelembe venni a szonda körül, amit egy korrekciós függvénnyel szokás egy faktor formájában megadni /VI., II. köt. 31. old./ . A korrekciós függvényben a gömbszonda sugarának és a körülötte elhelyezkedő tértöltés sugarának aránya szerepel.

Hengeres szonda alkalmazásánál szintén komplikációk lépnek fel. Olyan esetekben, amikor a hengerszonda palástfelülete lényegesen nagyobb, mint az alapterülete, a kisülés szempontjából jó közelítésben elegendő csak a palástfelületet aktívnek venni, az alaplap által felvett áram ekkor elhanyagolható a paláston keresztül lefolyó áramhoz képest. Ilyen szondát viszont szilárdsági okokból nem célszerű alkalmazni, mivel a szonda a kisülésben bizonyos igénybevételnek van kitéve, s a méretezésnél ezt is figyelembe kell venni. Azonban itt is el lehet képzelni az igényeknek megfelelően kialakított olyan hengeres szondaalakot, ami viszonylag elég nagy pontossággal alkalmazható /30,8/. A hengeres szondákra is szokás korrekciós függvényt megadni /VI., II. köt. 35. old./, hasonlóan a gömbszondák esetéhez.

Langmuir három módszert próbált ki a gázkisülési terek szondázásánál. /10/ Az általa alkalmazott második módszer elektronáramok helyett az ionáramok szondafeszültségfüggését vizsgálja /10., 278. old./ A harmadik, u.n. "izzószálas" szondamérésnél egy hengeres kis átmérőjű szondát alkalmazott,

amelyre a kisülési térhez képest pozitív potenciált adva, a közte és a kisülési tér között folyó áramot a szonda hőmérsékletétől függetlennak találta. Ebben az esetben ugyanis a magas hőmérsékletű szonda felületéről termikus emisszióval nem tudnak kilépni elektronok a szondánál alacsonyabb potenciálu térbe. A kisülési térhez képest negatív potenciált adva a szondára a fellépő szondaáramot a szondáról kilépő termikus elektronemisszió árama befolyásolja. Így a magasabb szonda hőmérsékletekhez más eredő szondaáram tartozik. Ezt a tényt kihasználva felvette a szondaáram-szondafeszültség karakterisztikát két különböző hőmérséklet mellett. Az egyik hőmérsékletet úgy választotta meg, hogy azon a szondából csak igen kis termikus elektronemissziós áram lépjen ki, a másik esetben pedig a szondát olyan hőmérsékletre emelte, ahol a szondából kilépő termikus elektronemissziós áram, a kisülési térből jövő elektron, vagy ionárammal összemérhető nagyságu. A fentiek alapján érthető, hogy a gázkisüléses tér potenciálját ahhoz a ponthoz tartozó szondapotenenciál adja, amelynél a két különböző hőmérséklethez tartozó görbe egymástól elválik. Ez a módszer bonyolultabb az előzőeknél, alkalmazása nehezkesebb, s talán ezért is van, hogy nem terjedt el nagyobb mértékben. A módszer kétségtelen előnye, hogy alkalmazható akkor is, ha a töltéshordozók sebessége nem a Maxwell-Boltzmann sebességeloszlást követi. Az itt felsorolt módszerek mindenesetre jó ellenőrzési lehetőséget rejtenek maguk-

ban, ami a mérések során gyakran felhasználható.

Az ismerttetett Langmuir-féle szondamérési módszerek segítségével tehát a kisülési tér egy bizonyos pontjának potenciálját több-kevesebb bizonytalansággal meg lehet adni. A bizonytalanságok eddig felsorolt okai mellett /szondaméret, szondaalakok/ figyelembe kell venni azt is, hogy a behelyezett szonda megváltoztatja a mérendő környezeti viszonyokat. Ezért szokás a kis áramok területén vizsgálni a szondakarakterisztikát, s a telítési szakasztól, főleg az elektronáram telítési szakaszától lehetőleg távol dolgozni a görbe felvételénél. Ez leginkább akkor célszerű, ha a plazmapotenciált nem kell meghatározni.

Gyakran szokták a méréseket a szondakarakterisztika ionáram szakaszára korlátozni /31/, s az itteni görbemenetből Langmuir előbb említett második módszerével /10/ meghatározni az elektronkoncentrációt. A síkszondára alkalmazott elméleti levezetésnél hallgatólagos feltételezésként szerepelt az, hogy a szonda körül kialakuló tértöltési rétegben a töltéshordozók ütközésmentesen mozognak, mintha nagy-vacuumban lennének. Ez a feltevés nem minden esetben helytálló, miután elég nagy plazma-szonda potenciálkülönbségek esetén ütközések kimutathatók. Ezek az ütközések főleg neutrális atom, vagy molekula partnerekkel történnek. Ez a jelenség akkor válik kritikussá, amikor ezen kölcsönhatások már statisztikusan nem elhanyagolható számú ionizációra vezetnek,

közvetlen a szondát körülvevő tértöltéstartományban. Ennek valószínűsége főleg az elektronok szabad uthosszának és a tértöltés tartomány vastagságának arányától, valamint az elektronok energiaeloszlásától függ. A tértöltés zónában fellépő ionizációs jelenségek vizsgálatánál nyilvánvalólag elsősorban az elektronok jönnek számításba ionizátor-ként. Ha szonda potenciálja elég magas a kisülési tér potenciáljához képest, abban az esetben ez az ionizációs folyamat lavinasszerűen indul meg, ami az 1. ábrán is látható az F pontnál.

Hasonlóképpen elhanyagoltuk a tárgyalás során a töltéshordozók saját terének figyelembe vételét, amely szintén hozhat módosításokat a szondakörüli tértöltéstartomány kialakulásában /VI., 2.köt.37.old./ . Ezek quantitativ tárgyalása azonban még nem adható meg egyértelműen, vizsgálata nehézségekbe ütközik. Miután azonban a Debye-Hückel féle erős elektrolit elmélet igen jól alkalmazható a pozitív oszlopban is, a töltéshordozó leárnyékolás, a szonda felé haladva egy bizonyos távolságig és bizonyos szondapotenciál-ig a mikroterek leárnyékolását is jelentheti.

Ezek voltak a szondamérés pontosságának elvi korlátjai.

Ezek mellett számos gyakorlati probléma merül fel a mérések során, amelyek kiküszöbölése nem mindig könnyű. A mérések végzése során felmerülő nehézségek főleg a szonda-felületén lezajló jelenségek miatt lépnek fel. A szonda-

mérés megkezdése előtt a szonda felületét tisztítani szokták, s az így felszabaduló felületi szennyezéseket vákuumbereendezés segítségével eltávolítják. A felületi kezelés történhet kisülés létrehozásával a szonda és valamely elektróda között, vagy nagyfrekvenciás kiizzítás révén, vagy más módszerek segítségével. A szondafelület nagymértékű megtisztítását az teszi szükségessé, hogy a pontos szondakarakterisztika felvételéhez elengedhetetlen a szondafém kilépési munkájának állandó értéken való megtartása /32-35/. Ha a szondafelületen marad valami szennyezőanyagból álló réteg, az a szondakarakterisztika felvétele során az ion- és elektronbombázás mértékének megfelelően elkezd párologni, amit a szondafelület kilépési munkájában beálló változás kísér. Ez pedig az eredmények meghamisítását hozza magával. Bizonyos típusú szennyezések szigetelő filmet képeznek a szonda felületén, amelyen a mérésnél számottevő feszültségcsökkenés lép fel. Ez az elektronenergiaeloszlást módosítja. Az ilyen típusú szennyezések főleg az oxidkatódos kisülési csövek vizsgálatánál alkalmazott szondák felületén mutatkoznak, s a BaO , katódról való elpárolgása révén jutnak a szondára, különösen ha az közel helyezkedik el a katódhoz /33/. Az ilyen típusú szennyezés lerakódására következtetni lehet a szondakarakterisztika könyökpontjánál /C/ jelentkező ellopodásból. A szennyezés ez esetben is eltávolítható, a szondafelület kiizzítása vagy elektronbombázása révén. Ha a

szondamérés oxidkatódos kisülési csőben történik, célszerű a szondafelület tisztítását elvégezni minden mérési sorozat előtt.

Az itt említett nehézségek amelyek a mérés gyakorlati kivitelezésénél felmerülnek, bizonyos fokig arra vezethetők vissza, hogy a szondaáram-szondafeszültség karakterisztika felvételénél a karakterisztika különböző szakaszain, a szonda kisülési térhez képest vett potenciáljának megfelelően, katódi, vagy anódi szerepet tölthet be.

Hosszabb használat után előfordul, hogy a szonda anyaga részben a tisztítása miatt, részben pedig a karakterisztikák gyakori felvétele miatt leporlódik a körülötte lévő területekre. Miután a szondát a mérési követelményeknek megfelelően a kisülési faltól bizonyos távolságra be kell nyújtani a kisülési térbe, ezért egy szigetelt - általában üveg - kivezetést és rögzítést szokás alkalmazni, amely az elektromos kivezetést is tartalmazza. Ezen üvegszigetelés a kisülési edény falához csatlakozik. A legtöbbször a szonda anyaga erre a szigetelt felületre csapódik le, mivel ez van legközelebb a fémfelülethez s ezáltal ott nagy ellenállású vezetőréteget alakít ki, ami általában vezetőileg összeköttetésben van a szonda hatásos felületével. Ilyen esetekben a szonda már kevésbé használható megfelelő pontosságú mérések elvégzésére. Ezt a fémlerakódás okozta nehézséget jellegénél fogva alig lehet kiküszöbölni.

Itt említhető meg, hogy a szonda benyulási mélységének változtatásával lehetett a radiális potenciál-, elektronhőmérséklet-, elektronkoncentráció-eloszlást vizsgálni, ami a kisülési cső tengelyétől a fal felé haladva egy magasabbrendű görbe szerint esik /III., 77.old./.

A szondamérések pontosságának megadása általános esetben nehéz. Ez onnan adódik, hogy a mérési pontosság több külső paramétertől függ, amelyek kapcsolatban állnak mind a gáz-kisülési térrel, mind pedig a szonda geometriájával és felületének anyagi jellemzőivel. Általában az a tapasztalat, hogy az elektronhőmérséklet meghatározása nagy valószínűséggel eléggé pontos lehet, a koncentráció meghatározásánál viszont egy 5-ös faktornak megfelelő bizonytalansággal kell számolni /VI., II.köt.38.old./.

Az eddig ismertetett három szondamérési eljárást szokás általában egyenáramu kisülések vizsgálatakor alkalmazni. Kifejezetten Langmuir-féle szondaméréseken az ezek közül elsőnek ismertetett eljárást értjük, a másik két Langmuir-féle módszer nem ennyire általánosan alkalmazott. A további hivatkozásoknál is ennek megfelelően Langmuir-féle szondaméréseken az első, általánosabban használt módszer értendő.

Egyenáramu kisülési viszonyok tanulmányozására más mérési eljárások is kialakultak, amelyek azonban lényegileg a Langmuir-féle szondamérési elvet használják ki /36,37/. Ezen új eljárások a szondamérés meggyorsítását célozzák. Ismere-

tes olyan mérési módszer is, amely csak a gázkisülési tér potenciáljának meghatározását gyorsítja meg, s az elektron-hőmérsékletre, elektronkoncentrációra vonatkozólag nem ad felvilágosítást /37/.

Ez utóbbi módszert Nölle fejlesztette ki /37/, egyenáramu kisülést vizsgálva. A szonda és valamelyik elektróda között alkalmazott egyenfeszültségre hangfrekvenciás jelet szuperponált. A jel amplitudóját kicsinynek /0,5 Volt/ választotta. Ebben az esetben a szondán lefolyó egyenáramra / i_{sz} / a hangfrekvenciával /1 kHz/ változó szondafeszültség miatt egy periódikus ingadozás szuperponálódik, s ekkor a szondán lefolyó teljes áram I_{sz}

$$I_{sz} = f / V_{sz} + A \sin \omega t / \quad /17/$$

alakban adható meg. Itt a V_{sz} a szonda és az egyik kiválasztott elektróda közötti egyenáramu szondafeszültség, s az erre szuperponált $U_{\sim} = A \sin \omega t$ alakban felvett hangfrekvenciás váltófeszültség függvénye lesz a szondán lefolyó teljes áram.

Taylor-sorba fejtvé a teljes szondaáramot, megfelelő trigonometrikus azonosságok felhasználásával szétválasztható a teljes áram egyenáramu és váltóáramu komponense, valamint a felharmonikusok. Kihasználva a váltóáram amplitudójának kicsinységét, egyszerűsítő elhanyagolások végezhetők a sorfejtés másodrendűnél magasabb tagjainál. Egy szélsőérték probléma megoldása révén az

$$i_{\sim} \approx A \cdot f' / V_{sz} \cdot \sin \omega t \quad /18/$$

alaku összefüggés adódik ahol $i_{\sim}$ jelöli a tisztán hangfrekvenciás áramot, f'/V_{sz} az $i_{sz} = f/V_{sz}$ egyenáramu szondakarakterisztikát leíró függvénynek feszültségszerinti differenciálhányadosa. Az f'/V_{sz} függvénynek maximuma van a plazmapotenciálnál, mivel ott található az f/V_{sz} függvény jellemző könyökrésze. Tehát a /18/ összefüggés szerint, a szondán folyó hangfrekvenciás áramnak is egy maximummal kell rendelkezni a plazmapotenciálnak megfelelő feszültség értéknél. Ez a maximum gyakorlatilag is kimutatható volt, vizsgálva a különböző egyenáramu szondafeszültségekhez tartozó tisztán váltóáramu komponens értékeit.

A mérések alatt a hangfrekvenciás váltóáram A amplitudójának értékét állandónak kell tartani. Minél kisebb az amplitudó, annál jogosabb az elméleti tárgyalásnál végzett elhanyagolás. A mérésnél a hangfrekvenciás, és az egyenáramu áramkomponens szétválasztása kapacitív és induktív elemek segítségével történik. Ezen mérési módszer a gyors plazmapotenciál meghatározás mellett más előnyökkel is rendelkezik az eddig ismerttetett mérési eljárásokhoz képest. Így igen nagy előnye, hogy sem a mért plazmapotenciál értéke, sem pedig a felvett $i_{\sim} = f/V_{sz}$ görbe maximumának élessége nem függ a szonda anyagától. A mérés pontossága egy bizonyos határon belül nem függ lényegesen az alkalmazott hangfrekvenciás feszültség amplitudójától sem. Bizonyos mér-

téig függ az $i_{\sim} = f/V_{sz}$ görbe maximumának élessége az alkalmazott hengeres szonda méreteitől, és pedig a szonda-átmérő csökkentésével, illetve a szondahossz növelésével lehetséges az élesebb maximum elérése.

A módszer alkalmazásánál azonban merülnek fel bizonyos problémák, és pedig a váltófeszültség frekvenciájának megválasztásánál. Ha ez a hangfrekvenciás, vagy annál magasabb frekvenciatartományban lévő feszültség-ingadozás a plazma sajátfrekvenciájához /VII., 117. old./ elég közel van, zavaró rezonanciajelenség léphet fel, ami a pozitív oszlopot egyensúlyi állapotából kimosztja. Hasonló jelenséget idézhet elő a nem megfelelően megválasztott frekvenciájú váltófeszültség abban az esetben is, ha frekvenciája közel jár a plazma diffúziós oszcillációinak frekvenciájához /VIII., 58. old./. Esetenként a váltóáramu méréseket zavaró, ezen rezgések kimutathatók, de gyakran csak a plazma potenciáljának esetleges eltolódásaiból lehet jelenlétükre következtetni.

Általában az eljárás alkalmazható olyan esetekben is, ahol az elektronok és ionok sebességeloszlása eltér a Maxwell-Boltzmann eloszlástól, s ez az előnye gyakran előtérbe helyezheti ezt a plazmapotenciál meghatározásra szolgáló módszert, más, sebességeloszlás-változásra érzékenyebb módszerekkel szemben. Egyébként Nölle szerint /37/ a módszerével mért plazmapotenciál jó egyezésben van a Langmuir-féle mód-

szerrel mért értékkel.

Az eddigiekben említett plazmavizsgálati módszerek, amelyek lényegileg mind a Langmuir-féle eljárásen alapulnak, csak egyenáramu kisülési feltételek mellett alkalmazhatók. A gyakorlati élet számos területén a váltóáramu kisülések játszanak nagyobb szerepet. Ezért több kísérlet történt a Langmuir-féle egyenáramu szondamérési eljárásnak váltóáramu kisülésekre való kiterjesztése érdekében. Speciálisan, a higanygőzös egyenirányítók és a váltóárammal üzemeltetett fénycsővek üzemi viszonyainak megismerése és azok tisztázására irányuló törekvés során alakultak ki az egyes módszerek /35,38,39/.

A szondakarakterisztika felvétele váltóáramu kisülések esetén történhet időben gyorsan változó feszültséggel is, amikor a kisülés tanulmányozandó részének élettartama szabja meg a mérésre rendelkezésre álló időt, tehát azt az időintervallumot, ami alatt az egész szondakarakterisztikát fel kell venni. A kisülés megindulása és lecsengése már az 50 periódusu kisülések esetén is kb. a félperiódus ötszázad része alatt történik /39/. Ez a körülmény a szondafeszültség frekvenciájára nézve alsó frekvenciahatárt szab meg. A kis ionmozgékonyság miatt viszont nagyon gyors szondafeszültség-változásoknál az egyensúly nem tud beállni. Kezdetben közelítő mérési eljárásokkal próbálkoztak. Ledrus plazmográfja /38/ volt a probléma első megoldása. Itt a szondakarakter-

risztika felvétele a kisülés periódusszámához hasonló, vagy azzal egyező periódusszámu szondafeszültséggel történik és a két időfüggvény fázishelyzetével határozzák meg a mérési pontot. Ezáltal a kisülés tetszésszerű fázisában megadható a plazmapotenciál, a vizsgált helyen.

A Fajt-Koncz módszernél a szondakörben egyenfeszültséget alkalmaznak és az így kapott szondaáramot a kisülési árammal együtt oszcillografikusan regisztrálják /39/. A kiértékelések a fényképezett szondaáram görbékből végezhetők el. A Ledrus-féle módszer alkalmazása olyan esetekben előnyösebb, ahol a lejátszódó jelenségek igen rövid ideig állnak fenn, pl. a kommutációs pontok körüli vizsgálatoknál /gyújtási és kialvási jelenségek/.

Kialakultak más módszerek is, amelyek különböző frekvenciájú feszültséggel táplált kisülések paramétereinek meghatározását célozzák /35,40/. Elvileg mind a Langmuir-féle szondamérési elvet használja ki, pusztán a jelenségek időbeli felbontását végzik el különböző módon. Mindenesetre a szondamérés a nagyobb frekvenciájú kisülések vizsgálatánál több olyan nehézségbe ütközik, amelyekkel alacsonyabb frekvenciákon még nem kell számolni.

Gyakran előfordulnak olyan kísérleti követelmények, amelyek szükségessé teszik a plazmajellemzők meghatározását mágneses térbe helyezett plazma esetén. Ilyen körülmények között a mérések elvégzése további megfontolásokat igényel, amelyek

nem tartoznak szorosan a disszertáció tárgyához /III.13.old./.

A jelen disszertáció tárgya az egyen- és váltóáramu alacsony-nyomású higanygőzkisülések egyes főbb paraméterei között fennálló kapcsolatok vizsgálata szondamérések felhasználásával.

3. Egyenáramu kisülések vizsgálata Langmuir-féle szondamérésekkel.

Az egyenáramu kisülések vizsgálata az előzőekben tárgyalt Langmuir-féle szondamérések felhasználásával történt, felhasználva a kisülés műszerekkel közvetlenül mérhető makro-jellemzőit.

A kísérleteknél üvegfalú, hengeres kisülési edény került felhasználásra, amelynek hossza 1200 mm, a külső átmérője 38 mm, a falvastagsága pedig 1 mm volt. Az üvegballonban két emissziósmasszával bevont, védőtoldattal ellátott duplaspirál szolgált elektródaként, amelyek között sem felépítésben, sem pedig elhelyezésben nem volt különbség. Az elektródákat az üvegballonba beforrasztva, s a cső oldalán egymástól adott távolságban három szondát elhelyezve, megtörtént a cső vácuumkezelése. Szívás alatt az üveg részek 400°C -on 15 percig kályházódtak, amely az üvegfelület megtisztítása érdekében történt. Az elektródák felületi szennyezésének eltávolítása ugyancsak szívás alatt történt, kiizzítva, "aktiválva", a spirálokat. Ezáltal bizonyos fokig eltávolíthatók voltak a káros felületi szennyeződések. A teljes mértékű megtisztítás csak időleges

jelleggel sikerült. Ez a kísérletsorozat végén kiderült a felvett szondaáram-szondafeszültség görbék elektronáram szakaszbeli könyökeinek /I. ábra C pont/ ellaposodásából. A kisülési edény végvácuuma 10^{-4} mmHg-nál jobb volt, s a cső tömitettségét vizsgálva semmi belső nyomásnövekedés nem volt kimutatható mintegy 20 perces állás után sem. Ezután a csőbe töltőgázként 3 mmHg argon /FeBa ívben tisztított/ és kb. 60 mg higany került. Az így létrehozott külső paraméterek /töltőgáznyomás, töltőgázfajta, higany mennyiség, geometriai méretek, elektródák/ teljesen megegyeztek a mindennapi életben használt 40 watt teljesítményfelvételű "Tungsram" fénycső külső jellemzőivel.

A kisülési edény falába behelyezett szondák beforrasztása úgy történt, hogy azok radiális irányban, lehetőleg egyforma mélységre nyuljanak be a kisülési térbe. A cső hossza mentén úgy oszlottak meg a szondák, hogy mind a kisülés már homogénnek vehető /elektródáktól elég távoli/ pozitív oszlopába kerüljenek. A két szélső szonda a megfelelő csővégektől 20-20 cm-re volt elhelyezve, a harmadik pedig kb. a két szonda közötti távolság felénél. A szondák kisülésbe benyúló része 0,59 mm átmérőjű nikkelhuzalból készült és ez egy átmeneti /üveg hőkitágulásának megfelelő hőkitágulású/ "dumet" résszel csatlakozott a kivezetést biztosító réz szálhoz. A szondára ólomüveg köpenyt húzva, 2 mm-nyi nikkel huzal maradt lesszigeteletlenül, s ez a hossz alkotta a hengeres szonda effektív palástmagasságát. A szonda dumet részénél fogva

csatlakozott a kisülési edény falához, ami egyuttal a radiális benyulási mélységet is megszabta. Az így megválasztott szondageometria mellett a szonda nikkel részének alapfelülete a palástfelülethez képest elhanyagolható volt. Ezt az elhanyagolást némileg alátámasztotta Verweij /30/ megállapítása, aki kimutatta, hogy a 2,5 mm-es szondák esetén a 0,2 mm-es átmérőjűt ugyanolyan pontossággal lehet használni, mint a 0,02 mm-es átmérőjűt, minden további korrekciós faktor figyelembevétele nélkül. A jelen kísérletnél megadott méretekkel jellemzett szondák esetében a palástfelület egy nagyságrenddel nagyobb volt, mint a szonda egyetlen szabad alaplapjának felülete. A fémrészeket szigetelő ólomüveggel együtt, a szigetelt szondarészek átmérője 1,5-2 mm között volt. A szondák a csőfaltól számítva kb. 15 mm-re nyultak be a kisülési térbe, tehát a cső tengelyétől kb. 3 mm távolságra. A szondák alakja a 2. ábrán látható.

A 3. ábrán az egyenáramú kísérleteknél felhasznált elektromos kapcsolási elrendezés látható. A kisülés a tápfeszültségre nézve szimmetrikusan elhelyezett, egyenként 600 ohmos R_1 , R_2 ellenállások segítségével volt korlátozható. A tapasztalat azt mutatta, hogy célszerű mind a katódi, mind pedig az anódi ágba korlátozó elemet helyezni. Ezáltal a kisülési cső üzeme stabilisabbá vált. Az így létrehozott kisülés üzemi áramának mérésére az I_u -vel, égési feszültségének meghatározására a V_g -vel jelölt műszerek szolgáltak. A kísérletek

egyik csoportjánál fűtött katód szerepelt, meghatározott állandó fűtőfeszültséggel. Az e célból kialakított fűtőkört olyan egyenfeszültségű áramforrás táplálta, amelynek pozitív kapcsa földpotenciálon volt. Ez a továbbiak szempontjából fontos, mivel ehhez a ponthoz képest történt az égési feszültség mérése. A begyújtásnál a fűtőkörben olyan áramerősségeket kellett beállítani, hogy annál, a katód környékén glimmkisülés induljon meg. A fűtőfeszültség bekapcsolása után egy idő elteltével a katód környékén elegendő nagyszámú elektron gyűlt össze, s megfelelő nagy feszültséget adva a cső két végére, a huzótér hatására az elektronlavina megindult a másik elektróda felé. Azon kísérleteknél, ahol állandó katód-fűtés volt, a fűtőfeszültség 5 voltot, a fűtőáram pedig 500 mA-t tett ki. A szondakarakterisztika felvételénél a szonda a katódhoz képest magasabb potenciálon volt. Mind a plazmapotenciál, mind pedig az elektronhőmérséklet meghatározása érdekében a szondakarakterisztika egyenáramu szakaszának vizsgálata a cél - Langmuir elsőnek ismertetett módszere értelmében. Ennek megfelelően a kísérletek szempontjából közömbös az ionáram telítési szakaszának alakulása - azaz a kisülési térhez képest sokkal negatívabb, sokkal alacsonyabb potenciálon levő szonda alkalmazása. Egyébként a katódhoz képest pozitívabb szonda is lehetővé teszi - helyétől függő mértékben - bizonyos erősségű ionáram felvételét.

Azon egyenáramu méréseknél, ahol nem fűtött katód szerepelt, ott a szondakör az anódhoz képest épült ki, s a szonda potenciálja az anód potenciáljához képest volt alacsonyabb. Ez az átalakítás lényegileg az előző, katódhoz kiépített szondakörhöz viszonyítva nem jelent semmi újat. Ennek alkalmazása a későbbi váltóáramu mérésekre való tekintettel történt. A mérések szobahőmérsékleten történtek, $22,5-24^{\circ}\text{C}$ között, ami a csőben elhelyezett higany göznyomásának azonosítása szempontjából fontos. Az egy sorozathoz tartozó mérések a fentemlitett hőmérsékleti intervallumnál szűkebb tartományon zajlottak le, a maximális hőmérsékletkülönbség két azonos jellegű, vagy reprodukáló mérés között $0,5^{\circ}\text{C}$ volt. A kisülési cső légáramlásmentes helyen volt elhelyezve, tehát esetleges hőmérsékleti anizotrópia külső hatás révén nem alakulhatott ki. A nem fűtöttkatódos kisülések vizsgálatánál a cső begyújtása vagy előfűtéssel és hirtelen alkalmazott feszültséglökéssel, vagy pedig a gázkisülési tér előionizálása útján /pl. nagyfrekvenciás Tesla tekercessel/ történt. A cső begyújtása után a mérések előtt, mintegy 30 percnyi nyugodt, állandó paraméterekkel jellemezhető égés következett, ami az egyensúlyi állapotok beállása miatt volt fontos. A mérések megkezdése előtt a mérendő szonda felületét ionbombázás tisztította meg az esetleg ráakódott Hg-től, BaO-tól, vagy más jellegű szennyezésektől. Az ionbombázást az I. ábra szerinti AB görbe-szakasz beállításával lehetett elérni. Itt kell megemlíte-

ni, hogy a kisülési cső üvegrészeinek kikályházása során a szondák is olyan hőkezelésnek voltak kitéve, amely részint a 400°C -os általános kályházásból eredt, részint pedig nagyfrekvenciás elektronbombázással történt, ahol hőhatásnak csak a szonda és közvetlen környezete volt kitéve. Mint már arról fentebb szó volt a mérések első csoportjánál a vizsgálat tárgyát a fűtött katódu egyenáramú kisülések jellemzőinek meghatározása képezte. A fentiekben ismertetett kisülési csövet felhasználva, a 3. ábrán feltüntetett kapcsolási elrendezésben $R_1=R_2=600\text{ ohm}$, $R_F=200\text{ ohm}$, $R_{sz}=8000\text{ ohm}$ /különböző üzemi áramok mellett történt az egyes szondákon a szondakarakterisztikák felvétele. 100, 200, 300 és 420 mA üzemi áramok mellett történtek a mérések. Felvéve a szondaáram szondafeszültség karakterisztikát, minden egyes szondára megadható a plazmapotenciál és az elektronhőmérséklet értéke. Innen, a szondák közötti távolságot ismerve a meghatározott plazmapotenciálok segítségével lehetőség adódik a potenciál-gradiens kiszámítására. A potenciál-gradiens megadásánál feltételként szerepel, hogy a plazmában a potenciálesés lineáris. Ez a feltevés általában helytálló és nem jelent megkötést a további eredmények érvényességi határait illetően. A mérésekből az adódott, hogy az elektronhőmérséklet és az elektronkoncentráció, a homogén, egyensúlyi állapotban lévő pozitív oszlopot vizsgálva, a cső hossz tengelye mentén állandó. Ez egyezik Langmuir megállapításával /10/.

A mérések során a különböző üzemi áramokhoz különböző elektronhőmérsékletek adódtak. A fűtöttkatódos kísérleteknél a pozitív oszlop elektronhőmérsékletének a különböző üzemi áramoktól való függését a 4. ábra mutatja. A vizsgált áramtartományon az elektronhőmérséklet 11900°K és 14900°K között mozog. A görbe alakja megegyezik a Verweij által kapott hasonló összefüggést leíró görbe menetével. Verweij méréseinél azonban az egyes üzemi áramokhoz más elektronhőmérséklet adódott, ami a két kisülés geometriai méretei között fennálló különbségeknek tulajdonítható. Ugyancsak a 4. ábrán található a pozitív oszlop potenciálgradiensének áramfüggése a 100 mA-tól 420 mA-ig terjedő áramtartományban. A potenciálgradiens áramfüggését leíró görbe alakja is megegyezik a Verweij által más körülmények között, de azonos áramtartományon mért hasonló összefüggést vizsgáló görbe lefutásával. Az ábrából látható, hogy a gradiens értéke a csökkenő üzemi árammal nő. A vizsgált területen a potenciálgradiens értéke $0,875-0,670 \text{ Vcm}^{-1}$ között mozog. Ezen a tartományon a plazmapotenciál áramfüggését az I. táblázat tünteti fel fűtöttkatódos esetben, a kisülési cső közepén alkalmazott szondán:

I_u /mA/	V_e /Volt/	V_{plazma} /Volt/
100	135	64
200	119,5	57
300	112	51
420	102	49,5

I. táblázat.

Hasonló jellegű mérések történtek a hidegkatódos egyenáramu kisülések vizsgálatánál is. Itt a 25, 50 és 100 mA-es üzemi áramokhoz tartozó elektronhőmérséklet és gradiens meghatározása képezte a vizsgálat tárgyát. Ez a méréssorozat érdekes eredményeket hozott, mivel az eddigiekben vázolt potenciál-gradiens - üzemi áram görbe jellegével nem egyezett meg a kapott, hasonló összefüggést vizsgáló görbe menete. Az 5. ábrán látható mind a potenciál-gradiens, mind pedig az elektronhőmérséklet áramfüggése. A görbe jellegének megváltozása azzal magyarázható, hogy a most vizsgált terület /25 mA-100 mA/, már a glimakisülés anomális szakaszára esik. Ezt bizonyítja a különböző áramerősségekhez tartozó égési feszültség alakulása is, amely, mint a továbbiakban részletesebben is látható lesz a csökkenő üzemi árammal csökken. Verweij, cikkében ezzel az áramtartománnyal nem foglalkozik.

Ahhoz, hogy a mért plazmapotenciálok és az ezekhez tartozó égési feszültségek ismeretében az anód és katódosítás megadható legyen, egy segédkísérletsorozatot kellett végezni. Ezen utóbbi kísérletek a pozitív oszlop katódoldali vége és a katód közötti távolság - ami jó közelítéssel a katódosítás tartományának vehető - áramfüggését voltak hivatva tisztázni. A mérések mind a fűtött, mind pedig a fűtetlen katódu egyenáramu kisüléseknél megtörténtek, a különböző üzemi áramok mellett. Fűtött katódos esetben 300, 400, 500,

600, 700 mA fűtőáram mellett, 1 mA-tól 800 mA-ig terjedő üzemi áramerősségeknél történt a katódoldali pozitív oszlop vég eltolódásainak meghatározása. Fűtetlen katódos esetben 20 és 550 mA közötti tartományon történt a mérés. Ez utóbbi esetben az alacsonyabb áramoknál /20 mA alatt/ a pozitív oszlop katódoldali végén a határok nagyon elmosódtak, s ezek a leolvasást igen bizonytalanná tették. Ezért nem történtek mérések a 20 mA-nál kisebb üzemi áramok esetén. Általában a mérés során a leolvasások sötét helyen, kontrasztos háttér biztosításával történtek, mm papiros felhasználásával, ami utóbbi a mérések pontosságát bizonyos fokig befolyásolta.

A 400 mA-es fűtőáramhoz tartozó, különböző üzemi áramértékek mellett felvett pozitív oszlop katódoldali határeltolódásait a 6. ábra mutatja. Az ábrán ezek az eltolódások a katódszint-től vannak mérve. A másik feltüntetett görbe a katód felületén kialakuló glimmfény határának eltolódásait mutatja.

Gyakorlatilag a 6. ábra vonalkázott része az ami szemmel látható módon sötéttérként jelentkezik az egyenáramú kisülésben. A pozitív oszlop katódoldali határa - vagy a Faraday-sötét-tér vége - az ilyen módon vizsgált áramfüggést figyelembe véve, jó közelítésben úgy vehető, mint a katódosési tartomány egyik végpontja.

Az itt említett segédmérések révén tehát meghatározható volt a katód-sötéttér áramfüggése. Ez a továbbiakban fontos lesz, mivel a pozitív oszlopban a potenciál-gradiens állandó, és

a mérések alapján ismert, extrapolálással meghatározható mind az anód, mind pedig a katódosítás értéke. A meghatározási mód a továbbiakban fog sorra kerülni. Az anódi sötétér nagyságát általában el szokás hanyagolni /IX., 66. old./, ami az ilyen jellegű méréseknél nem eredményez számításba jövő pontatlanságot. A disszertáció első részében, az általános tárgyalásban található utalás mind a pozitív oszlop potenciál-gradiensének állandóságára, mind pedig az anódosítási tartomány méreteinek elhanyagolhatóságára vonatkozólag.

A 7. ábrán a 25 mA-es üzemi áramhoz tartozó, fűtetlen katódos egyenáramú kisülés potenciállefutása látható. A potenciállefutás vizsgálatához célszerű a kisülési cső tengelyét választani a koordinátarendszer X tengelyének, bejelölve rajta a szondák, elektródák, valamint a pozitív oszlop katódoldali végének helyét. A koordinátarendszer Y tengelyére ekkor a Voltokban mért égési feszültség, s a plazmapotenciálok értéke kerül. A 7. ábrán feltüntetett esetben a cső égési feszültsége 130 volt. A szondamérés ez esetben az anódhoz kapcsolt szondakör segítségével történt, s ezért a kapott plazmapotenciál értékeket az anód potenciáljához képest kellett felmérni. A szondamérésnél a szondaáram elektronkomponense 0-30 mA között mozgott. A csőben elhelyezett három szondán mérve a plazmapotenciálokat, a pozitív oszlop homogén voltának feltételezésével, kiadódik a potenciál-gradiens,

a három mérési pontot összekötő egyenes hajlásszögének meghatározása által. Ez, az adott paraméterek mellett, a pozitív oszlop egyik jellemzője. Meghosszabbítva az előbbi, mérések alapján meghuzott egyenest, az anód- és a katódosés meghatározható. Az anódosést az anód szintjében, a katódosést a pozitív oszlop segédkisérlet által megadott katódoldali határánál a csőtengelyre állított merőleges egyenes metszi ki a pozitív oszlop meghosszabbított potenciállefutási görbéjéből. A 7. ábrán a szondák a megkülönböztetés végett A, B, C betűkkel vannak jelölve. A szondák helyein felmérve a különböző áramokhoz tartozó plazmapotenciálértékeket, a leírt módon megadható az anód- és katódosés áramfüggése.

A 8. ábra tünteti fel a fűtetlen katódos egyenáramú kisülések esetén ezen eljárással kapott áramfüggési viszonyokat mind az anód-, mind pedig a katódosésre nézve, a 25-100 mA üzemi áramtartományon. Az összehasonlíthatóság kedvéért az ábra felső részén fel van tüntetve az égési feszültség áramfüggése a vizsgált áramtartományon. Látszik, hogy a cső égési feszültsége ezen a tartományon a kisülés üzemi áramának csökkenésével csökken. Ez arra enged következtetni, hogy ilyen paraméterek mellett a cső nem a negatív karakterisztikájú kisülési tartományban dolgozik, hanem az anomális glimmkisülési szakasz valamely pontján. Pontos megállapítást az áramtartomány helyét illetőleg a pozitív oszlop jelenléte miatt nehéz tenni. Visszatérve az 5. ábrán feltüntetett

feszültséggradiensek áramfüggését ábrázoló görbéhez, látható, hogy az 50 mA-es üzemi áramnál a gradiensek maximuma van. Ekkor jut a legtöbb a cső égési feszültségéből a pozitív oszlopra. Ezt összevetve a 8. ábra anód- és katódos lefutási görbéjével, látható, hogy ugyancsak az 50 mA-es áramnál mindkét görbén helyi minimum alakul ki. Ezen minimum eredete valószínűleg a kisülési áram megváltozása miatt az anód- és katódos mechanizmusban beálló változással magyarázható, mivel általában áramváltozások hatására a katód- és anódos változása miatt szokott a pozitív oszlop méretének és potenciál-gradiensének eltolódása bekövetkezni

/I., II., 190. old./ . Az égési feszültségben, mint ez a 8. ábrán is látható, nem mutatkozik ilyen nagymértékű csökkenés. A jelen fűtetlen katódos vizsgálatoknál a katódos 20 és 30 Volt között mozog, az anódos pedig a 7-12 Voltos tartományon. A fűtött katódos kisülési csöveknél a katódos értéke kisebb lehet, mivel azonos körülmények között a kisülés fenntartásához szükséges elektronáram termikus uton termelődik. Fűtött katódos esetben nincs szükség akkora húzó- és gyorsító térre /katódos/ ennek megfelelően, mint fűtetlen katódok alkalmazásánál /II., 88. old/ .

Egyenfeszültségű áramforrásról működtetett kisülési csöveknél, így a gyakorlatban pl. néhány fénycsőtípus esetén is, jellemző jelenség a katoforézis /X., 60. old./ . Higanygőzkisülést vizsgálva a kisülési cső üzemeltetése alatt, a kisülésben résztvevő higany ionok töltöttségüknél fogva a katód felé

vándorolnak. A katód környékén, vagy magán a katódon semlegesítődnek, s az így létrejött higany atomok a fennálló koncentrációváltozást kiegyenlíteni szándékozó diffúziós áramlással haladnak vissza az anód felé. Utközben nagy valószínűséggel ütköznek a katód felé haladó, nagyobb sebességű /a neutrális atomokhoz viszonyítva/ higany ionokba, s ezen ütközések eredményeként a helyreállító jellegű diffúziós áramlás sebessége lecsökken. Ezáltal, egy bizonyos idő elteltével a katód környékén az állandó jellegű nyomásnövekedés miatt a neutrális atomok felhalmozódnak, s parciális nyomásuk megnő. Ez a nyomásnövekedés mérhető nagyságu. Az egyenfeszültségű áramforrásról táplált fénycsövek esetén a jelenség látható formát ölt. Az anód környékén bizonyos égési idő után, sötét folt jelenik meg, ami arra vezethető vissza, hogy az elektronok által gerjesztett, Hg-ra jellemző rezonanciavonalak /1849 Å, 2537 Å/ nem jelentkeznek az eddigi intenzitással, s csak csökkent erősségüknek megfelelő mértékben gerjesztik a csőben elhelyezett fényport. A katoforézis jelensége a higanyvonalak kisebb mértékű gerjesztését eredményezi. Ez a jelenség egy 40 watt teljesítmény-felvételű csőnél 18 órai égés után az anód környékének teljes elsötétetését eredményezi /X., 61.old./.

A jelen disszertáció keretén belül történtek kísérletek a katoforézis jelenségének vizsgálatára vonatkozóan is. Ezen kísérletek során szondamérések segítségével történt a kato-

forézis jelenségének vizsgálata a kisülés pozitív oszlopában előidézett változások kimutatása útján. A mérések fűtetlen katódos kisülés esetén történtek. Közvetlenül a cső bekapcsolása után - az egyensúlyi állapotok beálltával - történt a plazmajellemzők meghatározása, szondamérésekkel. A mérések az előző kísérletek tárgyalása során leírt csőkonstrukcióval történtek, három hasonlóan elhelyezett szonda alkalmazásával. A töltőgázt ebben az esetben is 3mmHg argon és kb. 60 mg higany alkotta. Az utóbbi gőznyomását természetesen az előzőeknek megfelelően a környező hőmérséklet is befolyásolta. A kísérletek 100 mA-es üzemi áram mellett folytak. A bekapcsolás után elvégzett szondamérés szondakarakterisztikáiból a kezdeti égési viszonyokra jellemző plazmapotenciálok meghatározhatók voltak és a cső különböző pontjain az elektronhőmérséklet számítható volt. Az eredmények megegyeztek az eddigi, hasonló körülmények között lefolyt vizsgálatok eredményeivel. A méréseknél a kisülési cső környezetének hőfoka $23,5-23,8^{\circ}\text{C}$ között mozgott, aránylag kis intervallumon belül. A cső ilyen körülmények között 14 órán át égett. Az irodalom szerint /X., 61. old./ a 420 mA-es üzemi árammal működő csöveknél igen jelentős, mintegy 85%-os fényáramcsökkenés lép fel az anód környékén hasonló időtartalmú üzemeltetés után. A fenti kísérletek során is mutatkozott az anód környékén fényáramcsökkenés, de ez az irodalmi értéknek egy hányadát tette csak ki. Ez a különbség az üzemi áramok között fennálló eltérésnek

tudható be. Realisnak látszik ugyanis az a megállapítás, hogy a cső üzemi áramának növekedtével a katóforézis jelensége is erősebb lesz. Az üzemi áram növekedtével nő a pozitív ionok katód felé való haladási sebessége is. Az így megnövekedett sebességű ionok az anód felé visszaáramló atomokkal, vagy molekulákkal szemben nagyobb ellenállást tudnak kifejteni. Ennek megfelelően egy nagyobb koncentrációkülönbséggel tud egyensúlyt tartani az ionok megnövekedett késleltető hatása. Higanygőzkiűlések esetén a semlegesítődőtt részek atomosak. Ez kiderül a spektrális felvételekből is. Ennek figyelembevétele az ütközések tömegarányainak megadásánál lényeges, ami az esetleges mélyebb vizsgálatoknál fontos szerepet játszik.

Jelen esetben 14 órai üzemeltetés után ismét megtörtént a különböző helyek szondamérése, s az állandóan tartott külső paraméterek mellett, azok figyelembevételével a mérésekből érdekes következtetéseket lehetett levonni. A cső közepén elhelyezett szondán nem volt lényeges különbség a kezdeti mérésekkel meghatározott elektronhőmérséklet, s a 14 óra után mért megfelelő érték között. A pozitív oszlop szélein elhelyezett szondák segítségével meghatározható elektronhőmérsékletek azonban eltértek a kezdeti értékektől. A katódoldali végén az elektronhőmérséklet lecsökkent, az anódi végén kapott érték pedig megnőtt a kezdeti értékekhez viszonyítva. A katódi oldalon a csökkenés csak kis mértékű volt a másik végén

mért növekedéshez képest, értéke 150°K -t tett ki. Ezzel szemben az anód oldali mérésnél 4270°K elektronhőmérsékletkülönbséget lehetett kimutatni. A katódoldali hőmérsékletcsökkenés nem olyan számottevő érték, s ha az anódoldalon is csak ilyen mértékű változást lehetett volna kimutatni, akkor felmerülhetett volna valami mérési hiba gyanúja. A kísérletek eredményének kvalitatív jellemzése és értelmezése, a kisülésben lejátszódó folyamatok figyelembevételével a következőképpen adható meg; kiindulva Lakatos /50/ azon feltevéséből, hogy az elektronhőmérséklet fenti különbségeit az egyenáramú kisülésnél fellépő katóforézis okozza. Az egyenáramú kisülés során, az előbbieken tárgyalt katóforézis jelensége miatt a katód környékén a semleges atomok - jelen esetben a higany atomok - parciális nyomása megnő. Ez azt eredményezi, hogy a gázkisüléses tér ezen részében mozgó részecskék közepes szabad uthossza lecsökken. Így az elektronok esetén is fennáll a tér kérdéses részén a közepes szabad uthossz csökkenés, ami jellemezhető az ütközési szám megnövekedtével is. Amennyiben az elektronok útjuk során többször ütköznek az általuk leadott energia - elég nagy távolságot tekintve - is megnő. Ezt úgy szokás kifejezni, hogy a részecskék közötti energiacsatolás szorosabb lesz. Mivel a jelen vizsgálat során a cső jellemző makroparaméterei változatlanul maradtak, feltételezhető az elektronokra nézve a gyorsító terek változatlansága is. Ez azt jelenti, hogy az elektronok ugyanolyan energia-adagokat tudnak felvenni, azonos szabad uthosszakon. Azonban a katóforézis beálltával a szabad uthosszak lecsökkentek a

katódoldalon beálló koncentrációnövekedés miatt, s így az elektronok átlagos kinetikus energiája lecsökkent. Mivel a kinetikus energia megadható az elektronhőmérséklet függvényeként, érthetővé válik az elektronhőmérsékletben beálló ilyen jellegű változás a katód környékén. Ezen megfontolás alapján tárgyalható az anód körüli területeken fellépő elektronhőmérsékletbeli növekedés is. Ott a neutrális gáz parciális nyomásának csökkenése miatt az elektronok közepes szabad úthossza megnövekedhet, s így az ütközések számának csökkenésével a neutrális gáznak - jelen esetben a higanynak - egy bizonyos távolságon átadott energia is kisebb lehet. Jelen esetben a kisülésben a begyújtástól számított bizonyos idő elteltével főleg a higany vesz részt, az argon atomok magasabb ionizációs feszültségük miatt /15,69 Volt, a higany ionizációs feszültsége pedig 10,38 Volt/ nem játszanak ilyen szempontból fontos szerepet. Az anód oldalán a katodoforézis jelenségének fellépte egy bizonyos idő múltán - mint erről az előzőekben szó volt - szemmel láthatóan is észlelhető. Az anód környékén a kibocsájtott fényáram ennek megfelelően szemmel láthatóan lecsökken. Ez a fényáramcsökkenés is magyarázható az előző megfontolások alapján. A fénycsöveknél a kisülés által kibocsájtott fény főleg a higany atomok elektronok által történő gerjesztése révén jön létre. A higany ultraibolya tartományban lévő rezonanciavonalai /1849 Å, 2537 Å/ gerjesztik a cső belső felületén elhelyezett fényport, ami ezt a su-



gárást láthatóvá alakítja át. A higany rezonanciavonalainak gerjesztése a "gerjesztési függvény" /II., 38.old./ révén vizsgálható, ami valószínűségi jelleggel bír. A gerjesztési függvény, az irodalom szerint /II., 52.old./ az elektronok energiájának függvényében egy másodrendű görbét ad, s ez a görbe egy többé-kevésbé kifejezett maximummal rendelkezik. Az anódkörüli térben a higany atomok száma a katóforézis jelensége miatt lecsökkent, az ütközések számának csökkenése pedig a gerjesztési függvény, vagy az annak megfelelő gerjesztési valószínűség eltolódását vonja magután, a megváltozott elektronenergiáknak megfelelően. A katóforézis esetében ez gyakorlatilag a görbe optimális szakaszától való eltolódást jelenti.

Miután a kísérletnél a szondák a pozitív oszlopban voltak elhelyezve, és a két elektródához közeli szondák által mért eredmények között történt az összehasonlítás, a mérés nem adhat tökéletes képet a katód és az anód közvetlen közelében fellépő elektron-hőmérséklet változásokról. Ezek a kérdések részletesebb, bővebb vizsgálatot igényelnek, s talán ezen további vizsgálatok is elvégezhetők megfelelően alkalmazott szondamérések segítségével. Mindenesetre az itteni mérésből is meg lehetett állapítani az elektronhőmérsékletbeli eltolódást, ami az előzők szerint kimutatható volt a pozitív oszlop megfelelő elektródához közeli végén is. Ez az észlelés arra enged következtetni, hogy az elektródák körüli

nyomásváltozás nem szükségképp éles határokkal jellemezhető, ugrásszerű jelenség, hanem annak határai a kisüléssel és a csőben lezajló diffúziókkal elmosódhatnak.

A szondamérések lehetőséget adnak a kisülésben kialakuló elemi folyamatok tisztázásához szükséges további mikroparaméterek meghatározására is. Így egyenáramu vizsgálatoknál az elektronkoncentráció értéke, amely a /15/ egyenletből számolható, 10^{11} elektron/cm³ nagyságrendűnek adódik, s a növekvő üzemi árammal közelítőleg lineárisan nő. Ez a mérési eredményekből adódó megállapítás jó egyezésben van Verweij /30/ méréseivel.

Az elektronok számtani középsebességének kiszámítása az előzőekben tárgyalt /4/ összefüggés alapján lehetséges. Az egyenáramu kisülések során ez 10^8 cm/sec. nagyságrendűnek adódott. Pl. 100 mA-es üzemi áramnál, hidegkatódos kisülés esetén a 15650°K-es elektronhőmérséklethez a $\bar{v}_e = 7,7 \cdot 10^8$ cm/sec. érték tartozik.

Hasonlóan megadhatók a többi jellemző paraméterek is, amelyek közül néhánynak vizsgálatára a soronkövetkező váltóáramu szondamérések értékelésénél kerül sor.

4. Váltóáramu kisülések vizsgálata szondamérésekkel.

A Langmuir-féle szondamérési eljárás kifejezetten egyenáramu kisülések vizsgálatára alkalmas. Ahhoz, hogy a váltóáramu gáz-kisülések főbb jellemzői meghatározhatók legyenek, egyik legcélszerűbb eljárás a szondamérések megfelelő váltóáramu kiterjesztése révén nyerhető. Ezen kiterjesztési lehetőségekkel

a disszertáció második része foglalkozott.

A jelen kísérletsorozat váltóáramu szondamérései a második részben említett Fajt-Koncz módszerből /39/ kiindulva történtek meg. A méréseknél a harmadik részben leírt felépítésű hengeres, üvegfalú kisülésicső típus került felhasználásra. A töltőgázt ebben az esetben is a 3 mmHg nyomású argon és a 60 mg Hg gőze tette ki. Az egyen és váltóáramu mérések szondái mind alakjukat, mindpedig méreteiket tekintve azonosak voltak. A mérésekhez a cső itt is hasonló vákuumkezelésen mentek át, elektródái megfelelő mértékben aktiváltak voltak /a vákuum alatti izsítás folytán/, s a szondák és környékük a harmadik részben leírt módon volt megtisztítva. A cső a mérések során viszonylag légáramlás mentes körülmények között a 22,5-24°C közötti hőmérséklettartományon működött.

A váltóáramu üzemeltetésű kisülési cső elektromos kapcsolási elrendezését, az alkalmazott szondakörrel, a 9. ábra tünteti fel. A cső kisülési árama a váltóárammal üzemeltetett fénycsöveknél szokásos módon, induktív uton, az F vasmagos fojtótekercssel volt korlátozva. A cső égési feszültségének mérése a körbe a K₂ kapcsoló segítségével beiktatható V₆-jelölt sztatikus Voltmérő segítségével történt. A kisülési áram kimutatására az I₁₁-vel jelölt műszer szolgált. A K₁ kapcsoló zárásánál a cső a hálózati feszültséget a T-vel jelölt 1:1-es leválasztó transzformátoron keresztül kapta, amelynek primer körébe egy szabályozható feszültséget adó V Variac volt be-

iktatva. Az alkalmazott feszültség értéke a V_t műszeren volt leolvasható.

A cső gyújtása a fénycsöveknél szokásos módon a kisülési csővel párhuzamosan kötött glimm-gyújtó segítségével történt.

A méréseknél, a második részben tárgyalt Fajt-Koncz módszernek megfelelően a 9. ábrán feltüntetett módon egy egyenáramu szondakör segítségével történtek a vizsgálatok. A szondakörben az egyik főelektróda és a szonda közé szabályozható nagyságú egyenfeszültséget kapcsolva, a szonda állandóan alacsonyabb feszültségen volt, mint a hozzákötött elektróda. Ezen megoldás alapját a következő megfontolás képezte.

Az 50 periódusú váltóáramú kisülésben az elektródák változva anódi, s katódi szerepet töltenek be. Az elektródák ennek megfelelően teljesen egyformák és nem is lehet közöttük ilyen szempontból különbséget tenni /az elektródák felépítését a harmadik rész érinti/. Ha az egyik elektródához képest egy állandóan pozitívabb potenciálon levő szonda nyúlik be a kisülésbe, akkor abban a félperiódusban, amikor a kitüntetett elektróda katód, elektronáram folyik le szondán, amelynek erőssége az alkalmazott szondafeszültségtől függ. Így különböző szondafeszültségeknél ez az elektronáram is más és más lesz. A félperiódus elteltével viszont a kitüntetett elektróda, amelyhez képest tehát a szonda pozitívabb potenciálon van, anód lesz. Ebben az időintervallumban a kisülési áram jórésze /elektronáram/ a szondán fog lefolyni,

mivel az közelebb is van a pillanatnyi katódhoz, mint a kisülés pillanatnyi anódja, potenciálja pedig még az anód potenciáljánál is magasabb. Ez az óriási elektronáram nagymértékben tönkretenné a szondát, ugyanakkor pedig a kisülés félperiódusonként megszűnne a szonda és a vele vezetői összeköttetésben álló elektróda között. Ilyen körülmények között az adott követelményeknek megfelelő, pontos mérést végezni nem lehetséges. A szondakör ilyen jellegű felhasználása nem vezet eredményre. Az eredményt a jelenség "egyenirányítása" segítségével lehet elérni. Ez akkor valósítható meg, ha a szonda az egyik tetszőlegesen kiválasztott elektródához képest, az alkalmazott változtatható egyenfeszültségű áramforrás révén negatív potenciálon van. Ekkor lényegében már megtörtént a szondaáram egyenirányítása és így nem fordulhat elő az, hogy a szonda a kisülés valamelyik periódusában az anódnál magasabb potenciálon legyen. A kiválasztott elektródához képest negatív szonda, abban a félperiódusban, amikor az elektróda katódi szerepet tölt be, alacsonyabb potenciálja miatt a tér ionáramát veszi fel. Ez a szondán lefolyó ionáram azonban elhanyagolható erősségű a szonda által felvett elektronáramhoz képest.

A jelen kísérleti körülményeknek megfelelően az ionáram 0,1 mA körüli telítési értéket ad, míg az elektronáramnál mért telítési érték a 10-30 mA-es szakaszon szokott mozogni. Ilyen körülmények között a szonda által az adott félperiódus-

ban felvett ionáram alig kimutatható. Ha a kitüntetett elektróda a kisülés másik félperiódusában anód szerepét tölti be, akkor a nála alacsonyabb potenciálon levő szonda, a potenciálkülönbség megfelelő megválasztásával a kisülési térhez képest még mindig pozitív marad, s így ebben a félperiódusban az elektronáram felvételére alkalmas. A szonda legfeljebb az anód potenciálján lehet, de a szondakörben elhelyezett szondafeszültség növelésével elérhető az, hogy a szonda feszültsége a vizsgált kisülés tetszőleges helyének potenciálja közelében legyen. Ez fontos a pozitív oszlop különböző pontján elhelyezett szondák segítségével történő mérések elvégzésénél. Az ilyen módon alkalmazott szondakör esetén megfelelő szonda-elektroda közötti potenciálkülönbségnél a pozitív oszlop vizsgált helyén általában nem történik nagyobb mértékű zavarás, mint az egyenáramú szondamérések hasonló vizsgálatainál. A pozitív oszlop plazmájának egyensúlyi állapotában - az előbbieknél megfelelő elhanyagolásával élve - nem áll be lényeges eltolódás a mérések során. A szondakörben lefolyó áram a kisülési típusnak megfelelően váltóáramú jellegűt ölt. Frekvenciája meg fog egyezni a vizsgált kisülés frekvenciájával. Az előbb elmondottak szerint a szondaáram teljes periódusán lesz egy ionáramoknak megfelelő igen kis amplitudójú rész, ami általában nehezen mutatható ki, és lesz az elektronáram időbeli lefolyására jellemző szakasz.

A vizsgált 50 periódusú kisülés jellemző égési feszültség-görbéjének alakja a 10. ábrán látható. Az oszcilloszkóp felvételénél a kisülési csővel párhuzamosan kötött ellenállásról történt az égési feszültségesés levétele. A görbe a kommutációs pont után egy idő múlva letörik, ekkor történik meg a cső átütése, s ezután az égési feszültség egy bizonyos értékre lecsökken. Ezen a szakaszon szoktak megjelenni a cső égése során mutatkozó rezgések, amelyekről a későbbiekben még szó lesz. A hálózati feszültség csökkenésével a cső égési feszültsége is csökken egy darabig, majd a kisülés megszűnik, miután a csőre jutó feszültség már nem elegendő a kisülés fenntartására. A másik félperiódusban ugyanez a jelenség zajlik le, elég nagy pillanatnyi hálózati feszültség értéknél a cső begyújt, majd bizonyos idő múltán a hálózati feszültség csökkenésével ismét kialszik. Röviden így jellemezhető a cső égési feszültségének időbeli alakulása. Az, hogy a cső üzem közben már a hálózati feszültség valamely pillanatnyi értékénél begyújt, az előző kisülési félperiódus alatt az elektronbecsapódások által előfűtött, termikus elektronemisszióra képes katód figyelembevételével magyarázható.

A kisülési cső üzemi áramának időbeli lefolyását a 11. ábra mutatja. A görbe oszcilloszkóp felvételénél a kisülési csővel sorbakapcsolt R_1 ellenállásról /9. ábra/ történt a feszültségesés felvitele a vertikálisan eltérítő lemezpárra.

Az R_1 ellenállás értéke 0,1 ohm volt. Amint a felvétel megtörtént, a kisülési körben elhelyezett R_1 ellenállást célszerű volt kiiktatni, s ezzel elkerülni az emiatt fellépő esetleges eltolódásokat. Az áramgörbe alakulásán könyökök formájában láthatók a kezdeti begyújtási szakasznak és a kialvási szakasznak megfelelő részek.

A szondaáramok vizsgálata a Fajt-Koncz módszer értelmében oszcillografikus uton történt. A szondakörben elhelyezett R_2 ellenállásról levett feszültségesezt vive az oszcilloszkópra, az 50 periódusú szondaáram időbeli lefutása vizsgálható volt. A szondaáram görbéjének alakja a 12. ábrán látható. A görbe egyik szakaszán gyakorlatilag nem folyik áram. Ez a szakasz az előzőek értelmében az ionáram résznek felel meg. A görbe másik szakaszán pedig az elektronáram jellemző időbeli lefutása látható. A jel 0 vonala oszcilloszkóp hiba miatt eltolódott. Kis erősítésű oszcilloszkóp esetén ez a 0 vonal elferdülés nem lépett fel. Miután a szondaáram vizsgálatánál a lehető legnagyobb pontossággal kellett eljárni, célszerű volt a nagyerősítésű oszcilloszkóp alkalmazása, megfelelő korrekciós tag formájában figyelembevéve a 0 vonal eltolódást. Egy másik ok, ami a hibás 0 vonalú oszcilloszkóp alkalmazását tette szükségessé, abból a törekvésből eredt, hogy a szondakörben elhelyezett R_2 ellenállás értéke lehetőleg kicsi legyen. Ez azért volt célszerű, mert így az R_2 kisellenállás feltehetőleg nem hozott nagy eltolódásokat

a szondán lefolyó áramértékeket is figyelembe véve /maximum 30 mA/. Az R_2 értéke a mérések alatt 1 ohm volt.

A szondakörben egy stabilizált egyenfeszültségű áramforrás kimenőpontjairól jutott a feszültség a 8 kohm-os maximális értékű változtatható ellenállás két végére. Az alkalmazott szondafeszültség értékét a V_{sz} műszer mérte.

A méréseknél a szondaáram oszcilloszkópikus vizsgálata mellett fel kellett vinni a kétsugaras oszcilloszkóp másik bemenetére a cső valamely további jellemző paraméterét /pl. üzemi áram/, azért, hogy a vizsgált pontok fázisai összeegyeztethetők és meghatározhatók legyenek. A kísérletek során azonosító görbeként az üzemi áram időbeli lefutása szerepelt. Ohmikus uton az R_1 ellenálláson eső feszültség segítségével nem lehetett felvinni az üzemi áram időbeli változását, mert a másik bemenetre kötött, R_2 -ről felvitt szondaáram jel miatt rövidzár keletkezett volna. Ezért a mérések során, az R_1 ellenállás értékének kiiktatásával, a kisülési körben elhelyezett L légmagos indukciós tekercssel, induktív volt a kisülés üzemi árama a szondaárammal együtt vizsgálható. Ez bizonyos fáziseltolódásokat eredményezett, s ezeket figyelembe kellett venni. A korrekció az induktív és ohmikus uton egyszerre felvitt kisülési áramgörbe összehasonlításával volt megadható. Ez a két görbe egyszerre volt vizsgálható minden esetleges rövidzárási veszély nélkül. Hasonlóképp, az előzőeknek megfelelően, a szondaáram és az

induktív úton felvitt üzemi áram is vizsgálható volt, oszcilloszkópikusan, egyidőben. Ezt felhasználva történtek a váltóáramu szondamérések a kisülés különböző pontjain, a különböző fázisokban.

A szondaméréssel megadható volt egy kiválasztott időpillanatban a plazma különböző helyein mért plazmapotenciál értéke. Ezek segítségével az előbbiek alapján /harmadik rész/, a pillanatnyi potenciál lefutás volt jellemezhető a pozitív oszlop mentén. Ahhoz, hogy az adott időpillanathoz tartozó anódi és katódi potenciálesések megadhatók legyenek, szükséges volt a harmadik részben említett segédkísérlet segítségével a katódi sötéttér hosszának meghatározása, az adott kisülési áram mellett. A kísérletek során kiderült, hogy váltóáramu esetben, a katódi sötéttér kiterjedésének áramfüggése aránylag könnyűszerrel nem határozható meg. Pusztán a katódi sötéttér változásainak stroboszkópikus úton való követése nem elegendő. Szükséges az egyes pillanatokhoz tartozó kisülési áramértékek meghatározása is. Ez további időfelbontást és összehangolást kíván, amelynek létrehozása a jelen kísérletek irányát tekintve nem volt célszerű.

Ez a probléma a továbbiakban megkerülhető volt, megfelelő hidegkatódos egyenáramu mérések felhasználásával. Ismerve a vizsgálat során nyert plazmapotenciálok fázisát, a felvett áramgörbéből /11. ábra/ megadható volt az illető fázis-

hoz tartozó pillanatnyi üzemi áram értéke az áram effektív értékének ismeretében /az I_{eff} műszerrel mérve/. Az ezen áram-erősség-értékhez tartozó fűtetlen katódos egyenáramu segéd-kísérletből meghatározható katódsötétter kiterjedéssel történtek a további számítások. Az így bejövő esetleges hiba, ami pl. a fűtetlen katódos kisülés miatt lép fel, a becslések szerint a mérés pontatlansági határán belül mozog. Így a katódi sötétter a kisülés vizsgált fázisának megfelelően jó közelítésben megadható volt. Ezt felhasználva az egyenáramu méréseknél ismertetett módon, extrapolálással meghatározható volt a katódsötétter pillanatnyi feszültségése. Az anódesés értékének megadásánál ismét szerepelt az a feltevés, hogy az anódi sötétter kiterjedése elhanyagolható. Hátramaradt még az extrapolálás elvégzése érdekében szükséges pillanatnyi égési feszültség meghatározása. A cső égési feszültségét a 9. ábrán feltüntetett V_g műszer mérte. Ez az égési feszültség effektív értéke volt. Ezen értékkel számolva azonban nyilvánvalóan általában nem kapunk pontos eredményeket, miután a cső effektív égési feszültségével a kiválasztott fázishoz tartozó égési feszültség értéke általában nem egyezik. Meg kell határozni tehát a kérdéses fázis esetén a csővön lévő feszültségesezt. Ez hasonló eljárással történhet, mint ahogy az adott időponthoz tartozó üzemi áram meghatározása történt. Mivel a cső égési feszültségének időbeli lefutását nehézkes lenne zárt formulával megadni,

numerikus integrálás révén volt a feladat megoldható.

A V_e műszer /9. ábra/ mérte a cső V_{eff} -jét. /az effektív feszültségértéket/. A pillanatnyi égési feszültséggel ez összefügg a

$$V_{eff}^2 = \frac{\int_0^{T/2} v^2/t/ dt}{\frac{T}{2}} \quad /19/$$

alapján, s elegendő a félperiódust figyelembevenni, mivel mindkét félperiódusban ugyanaz a feszültséggörbe lefutása. Ebből

$$V_{eff} = \sqrt{\frac{2}{T} \cdot \int_0^{T/2} v^2/t/ dt} \quad /20/$$

adja az effektív feszültség értékét. Az integrálásnál elég sűrűn véve az osztáspontokat, megfelelő nagy ábra esetén jó közelítéssel meghatározható, hogy a mért effektív feszültségértéknek az ábrán mekkora szakasz felel meg. Ezt felhasználva, kiszámítható, hogy 1 V-nak mekkora szakasz felel meg, s az illető fázishoz tartozó feszültségértéket reprezentáló szakasz hány Volt feszültségnek felel meg. Ez utóbbi, amire az értékelésnél szükség van. Az 1 Volt feszültséghez tartozó szakasz meghatározása csak egy pontossági mutató szerepét töltheti be.

Ilyen módon a pillanatnyi áramérték és feszültség ismeretében, mérve az adott időpillanathoz tartozó plazmapotenciálokat a pozitív oszlop mentén, a leírt módon meghatározható mind az anódesés, mind pedig a katódesés értéke. A kisülés több

fázisában elvégezve ezt a mérést, s az értékelést, megadható a pillanatnyi értékek alapján az anódosás, katódosás, plazmapotenciál időbeli lefutása a kisülés félperiódusában. A félperiódusok azonos jellegű lefutása és az elektródák hasonlósága miatt az így felvehető lefutások mindkét félperiódusra jellemzők lesznek. Ha tehát sikerül ilyen módon a jellemzők meghatározása az egyik félperióduson belül, akkor már mód nyílik a váltóáramu kisülési mechanizmus közelebbi megismerésére.

A méréseknél az adott szondafeszültséghez tartozó szondaáram lefutás, és a cső üzemi áramának induktive felvitt képe egyszerre volt vizsgálható, az előzőeknek megfelelően. A szondakarakterisztika felvételére két út kínálkozott. Az egyik lehetőség az volt, hogy a kétsugaras oszcilloszkóp ernyőjén megjelenő ezen görbék megfelelően felnagyított és erősített képeit áttetsző milliméterpapírra lerajzolva történjék meg a kiértékelés. A másik lehetőség az oszcilloszkóp jeleinek lefényképezése volt. A két út közül ez az utóbbi ad pontosabb eredményeket, ha az oszcilloszkóp vonala és a rajzolt jel fényessége megfelelő. A kísérletek kezdetén az értékelések mindkét említett módszert felhasználva történtek, s így mód nyílt a két eljárás összehasonlítására is. A jelen disszertációban szereplő eredmények már mind a fényképek alapján voltak értékelve és kiszámítva.

A méréseknél először a szondaáram előerősítő felhasználásával

jutott az oszcilloszkópra. A továbbiak során azonban az előerősítőt ki kellett iktatni, mert ekkor a szondaáram jelben erős torzulások mutatkoztak, amelyek az előerősítóből eredtek.

Az erősítést ezekután az említett érzékeny kétsugaras oszcilloszkóp erősítő fokozatával sikerült megfelelően beállítani. A mérésekhez az oszcilloszkóp eltérítését kalibrálni kellett, s ezen kalibrálás segítségével volt megadható a szondaáram mA-ben vett értéke.

Ezekután történt a különböző szondaáram melletti felvételek elkészítése. A lehetőleg pontos mérések érdekében célszerű volt minél több felvételt készíteni. Általában a várható plazmapotenciál érték körül sűrűsödtek a mérési pontok, s ennek megfelelően a felvételek, hogy így a karakterisztika keresett könyökcsakasza minél pontosabban megadható legyen. A méréseket itt is a szondafelület megfelelő mértékű megtisztítása előzte meg hasonlóan, mint a harmadik részben az egyenáramu méréseknél. Ennek ellenére gyakran adódtak lapos könyökrészek.

Általában a szondakarakterisztika megadásához kb. 20 felvétel volt szükséges. A felvételekből a karakterisztika megadása a fázispontok kiválasztása után történt. A jelen esetben közölt mérésnél hat fázisban történt az értékelés. A szondaáramfelvételekből kiderült, hogy a görbének nagyrészt az elektronáram mentes szakasz teszi ki. Itt ez

fázisban $212,4^{\circ}$ -ot tett ki. A mérésekhez a fázisok kiválasztása úgy történt, hogy azok lehetőleg az elektronáram rész egy-egy jellegzetes pontjához, vagy szakaszához kerüljenek. A disszertáció második részében említett okok miatt azonban nem volt cél ezen pontoknak a kommutációs szakasz közelébe való elhelyezése. Azon részeken általában e módszer nem használható megfelelő pontossággal. Erre Fajt és Koncz is utal /39/, kiemelve ezen területeken a Ledrus /38/ módszer előnyeit. Ennek megfelelően a fázispontok a $219,5^{\circ}$ -tól a 326° -ig helyezkednek el.

A felvételekbe bejelölve ezen fázispontok helyét, mérhető volt az illető fázisban lévő elektronáram nagysága, egyenlőre csak hosszúság egységekben leolvasva. Ezt lehetett átszámítani, ismerve a felvételek nagyításának mértékét és az oszcilloszkóp áramegységekre való bemeneti kalibrálását. A mérések esetén az elektronokból származó szondaáramok a 20 mA-es nagyságrendben mozogtak. Természetesen ez esetben is, mint az egyenáramu méréseknél is az elektronok telítési áramának csak első szakaszát volt érdemes vizsgálni, lehetőleg távolmaradva az 1. ábra F -el jelölt pontjától, ahol a szonda körüli tértöltés tartományban már az ionizációs jelenségek indulnak meg.

Minden egyes fázispontra külön-külön felvéve az így meghatározott szondakarakterisztikát, megadható volt az illető pillanatban, a szonda környezetében a plazmapotenciál értéke.

A karakterisztikából pedig számítani lehetett a második részben leírt módon az elektronhőmérsékletet és ennek ismeretében a többi mikrojellemzőket, felhasználva az ismert makrojellemzők mért értékét.

Ezt a viszonylag hosszadalmas értékelési eljárást minden egyes fázispontra kiterjesztve, meghatározható mind a makroszkópi-
kus plazmajellemzők, mindpedig a mikroszkópikus paraméterek időbeli változása. A felvételekből való kiértékelésnél a jel vonalvastagságát is figyelembe kellett venni a minél nagyobb pontosság biztosítása érdekében. Gyakran jelentek meg a felvett szondaáramok elektronáram részének egyes szakaszain rezgések és kettős vonalak, amelyekre külön figyelmet kellett fordítani. A kettős vonalak esetén is, valamint a rezgések alsó és felső burkoló görbéi esetén is történtek összehasonlító jellegű értékelések. Az értékelések eredményei azt mutatták, hogy az így kimutatható, hangfrekvenciás tartományban fellépő /1,5 kHz/ rezgések kis amplitudójuk és komoly változást nem eredményeznek a plazmapotenciálokban. A rezgések amplitúdója 1 mV nagyságrendben mozog. Az általuk előidézett plazmapotenciál eltolódás értéke legfeljebb 0,5 V, az értékelések alapján. Ez a mérések pontatlansági tartományán belül mozog. Az elektronhőmérsékletek meghatározásánál sem jelent komoly eltolódást ezen rezgés jelenléte, annak meghatározási bizonytalanságát figyelembevéve. Elképzelhető, hogy ezek az így kimutatható rezgések a szonda anódi sajátságai miatt lépnek

fel, feltehetően amiatt, hogy a kisülési cső égési feszültségében /10. ábra/ kimutatható rezgések frekvenciája közel megegyezik az itteni hangfrekvenciás rezgésekével. Ezek bővebb vizsgálata és mechanizmusuk tisztázása nem tartozik szorosan a disszertáció tárgyköréhez.

A 13. ábrán az anódosítás, katódosítás, és a kisülés pozitív oszlopának két különböző helyén vett plazmapotenciál időbeli alakulása látható. A koordináta rendszer X tengelyén a szondaáram teljes periódus ideje van feltüntetve a különböző jellemző fázispontokkal, az Y tengelyre pedig a feszültségértékek vannak felmérve. Az elmondottaknak megfelelően mérések csak a kommutációs pontoktól bizonyos távolságban elhelyezett fázisok esetén történtek. Az ábra a 420 mA effektív üzemi áramu, váltóáramu üzemeltetésű, előzőekben jellemzett egyedi tulajdonságokkal rendelkező kisülési csőre vonatkozik. A cső effektív égési feszültsége - sztatikus műszerrel mérve - 105 V-nak adódott. A c és d-vel jelölt fázisok között a görbék azért nincsenek összekötve, mert a fázis-összehasonlítások alapján az derült ki, hogy e két fázis között helyezkedik el a cső égési feszültségének csúcserőértéke. Ez a csúcserőérték a számítások alapján 211,5V-nak adódott. Nyilvánvalóan ebben a fázisban az égési feszültség komponensei /katódosítás, anódosítás, pozitív oszlop esése/ extrém nagy értéket vesznek fel az általuk felvett többi értékhez képest. Ez az időben gyors változás viszont az előbbieken említett

okoknál fogva a Fajt-Koncz módszer felhasználásával nem követhető megfelelő pontossággal. Ennek ellenére mindkét oldalról egy-egy mérési pont beiktatásával meg lehetett közelíteni ezt a pontot is.

Az anódesés értéke 5-12 V között mozog az adott fázisok esetén, ami általában az egyenáramú kísérleteknél mért anódesések /5-12 V/ tartományába esik. Természetesen itt ismét ki kell térni a c és d fázis között várható anódesési ugrásra, amelynek értéke ezen kísérletsorozatból nem derült ki.

A katódesések időbeli változását leíró görbénél az a, b és c fázisokban nincs feltüntetve mérési eredmény. Ennek részben az az oka, hogy az extrapolálással meghatározott katódesésnél nagy égési feszültségek esetén igen könnyen lehet tévedni, s így kis plazmapotenciálbeli pontatlanság nagy eltérést idéz elő a katódesésben, főleg akkor, ha ez a plazmapotenciál pontatlanság az anódi részen mutatkozik, részben pedig az, hogy az a pont környezetében gyorsan változó égési feszültség miatt a felhasznált Fajt-Koncz módszer az előbbieknél megfelelően nem ad kellő pontosságú eredményeket. Ezek alapján nem volt célszerű feltüntetni a bizonytalanul látszó katódesési értékeket az a, b, c pontokra vonatkozólag.

A pozitív oszlop két tetszőleges pontjában vizsgált plazmapotenciál értékek időbeli lefutását is csak a d, e, f fázisokra volt célszerű megadni. Ezek voltak azok az értékek, amelyek az ellenőrző mérések során jól reprodukálhatók voltak. Méré-

sek történtek a többi fázisokban is, de az ott kapott eredmények nem voltak kielégítő mértékben reprodukálhatók. A vizsgált szakaszon /d, e, f fázis/ a plazmapotenciálok és az anód, valamint a katódosítás változása mint ez a görbéből látható, hasonló jellegű. Ahhoz, hogy a fenti jellemzők a kisülés égési feszültségének gyorsan változó részein is megadhatók legyenek, vagy az alkalmazott módszeren kell finomítani, vagy pedig más módszert kell alkalmazni, ami a gyors változásokat jobban követi. Mindenesetre a félperiódus közepén ezzel a módszerrel is jól reprodukálható módon kiadódtak a jellemző értékek.

Bővebb felvilágosítás kapható viszont az elektronhőmérséklet és a potenciál-gradiens időbeli lefutását illetően. A vizsgált fázisoknál adódó értékeket a 14. ábra tünteti fel. Ebben az esetben is bizonyos fokig hasonló a két feltüntetett görbe alakja. A mérési pontok további sűrítésével ez a kapcsolat pontosabban leírható. Mint az egyenáramu méréseknél is /4., 5. ábra/ itt is a növekvő potenciál-gradienssel nő az elektronhőmérséklet értéke.

A potenciál-gradiens és az elektronhőmérséklet közötti összefüggés tárgyalása általában nehézségekbe ütközik. A szabad uthossz szakaszán két ütközés között az alapvető gázkinetikai képletek felhasználásával nyerhető ez az összefüggés. Ahhoz azonban, hogy az ütközéseket /ionizáció, gerjesztés/ is figyelembevéve egy általánosabb összefüggés legyen meg-

adható, mélyebb megfontolások szükségesek.

Mindenesetre az itt leírt váltóáramu kisülések vizsgálata, bizonyos kapcsolatra enged következtetni a váltóáram egyes fázisaiban fellépő paraméterek között. Ezen kapcsolatok tulnyomó részének tisztázása még hátra van.

Az elektronhőmérsékletek ismeretében a váltóáramu kisülési feltételek mellett is megadható az elektronkoncentráció értéke. A kisülés különböző fázisaiban az elektronhőmérsékletnek megfelelően más és más lesz az elektronkoncentráció értéke, általában 10^{12} elektron/cm³ nagyságrendben mozog.

Az elektron számtani középsebességére vonatkozólag is hasonló számításokat lehet végezni a /4/ egyenlet alapján. A váltóáramu esetben számított számtani középsebességek a vizsgált fázisok esetén magasabbak, mint egyenáramu esetben. Ez a különbség az illető fázisokhoz tartozó elektronhőmérsékletek és az egyenáramu méréseknél kapott elektronhőmérsékletek közötti eltérésekből adódik. Jelen esetben váltóáramu körülmények között az elektronok számtani középsebessége 10^8 cm/sec. nagyságrendben mozog.

További plazmajellemzők megadása is lehetséges az eddig kiszámított értékek segítségével. Így megadható a Debye-sugár értéke elektronokra nézve /VII., 115.old./ . Mint arról az eddigiekben már történt említés, a plazmában uralkodó viszonyok igen hasonlóak az erős elektrolitek esetén fennálló viszonyokhoz. Ennek megfelelően a Debye-Hückel-féle erős elektrolit

elmélet egyes vonatkozásokban jó közelítésben alkalmazható a plazmabeli jelenségek vizsgálatánál. Így az erős elektrolitoknál fennálló árnyékolási jelenség megtalálható a plazma töltött részeinél is. A plazmában is meg van a törekvés a töltött részek semlegesítésére, amely Coulomb-szerű erőhatás alapján történik. Ezen semlegesítési törekvés eredményeként az egyes töltött részek körül kialakul egy árnyékoló felhő, s egy bizonyos távolság után már ugy vehető, hogy ezen árnyékolás miatt a részecske tere nem hat. Ezt a távolságot szokás Debye felfedezése alapján Debye-sugárnak nevezni. Ezen sugáron kívül a részecske semleges atomként viselkedik, a sugáron belül pedig kis távolságra ható erők jelentkeznek. Az elektronokra vonatkozóan a Debye-sugár értéke a

$$h_e = \sqrt{\frac{kT_e}{4\pi n_e e^2}} \quad /21/$$

alapján adható meg. Behelyettesítve a T_e elektronhőmérséklet, és az n_e elektronkoncentráció értékét, a konstansok figyelembevételével a $h_e = 1,4 \cdot 10^{-3}$ cm nagyságrendű értéknek adódott az egyenáramu kísérletek során. A váltóáramu méréseknél számított Debye-sugár értéke is ezen a tartományon mozog, lényeges különbség nem mutatkozott közöttük. A Debye-sugár ismerete nemcsak az egyensúlyi állapotban lévő plazmában lejátszódó jelenségek vizsgálatakor fontos, hanem a plazmarezgések tárgyalásánál is. A szondamérési eljárások tökéletesítése során is figyelembeveendő a Debye-sugár a szondaméretek megválasztásá-

nál, és a szonda körüli tértöltés rétegben lejátszódó jelenségek mélyebb magyarázatánál egyaránt.

Az elektronok töltésüknek megfelelően bizonyos mikrotérrel jellemezhetők, amely nem mindig van teljesen leárnyékolva a Debye-sugár által megadott mértékben. Egymás mikroterein áthaladva az elektronok energiaveszteségeket szenvedhetnek, amelyekhez még hozzájárul az ütközések /részecskékkel, fallal/ okozta energiaveszteség. Megfelelő megfontolások után /VI.,23.old./ definiálható egy kiválasztott tengelyirányban olyan távolság jellegű kifejezés, amelyen áthaladva az elektronok a közepes kinetikus energiájuknak megfelelő energiaveszteséget szenvednek. Ezt relaxációs távolságnak szokás nevezni. Amennyiben a kisülési edény mérete - a kiválasztott tengelyirányban - az elektronok így megadható relaxációs távolságához képest lényegesen nagyobb, abban az esetben a megfontolások szerint az elektronok jellemezhetők egy termikus egyensúlyi állapot révén kialakult elektronhőmérséklettel, és sebességeloszlásuk pedig a Maxwell-Boltzmann eloszlásnak felel meg /VI.,23.old./. A relaxációs távolság meghatározása tehát módot ad az elektronok sebességeloszlására vonatkozólag tett előző feltevések helyességének ellenőrzésére.

Az így meghatározott s relaxációs távolság értéke a következő összefüggés segítségével adható meg /VI.,23.old./:

$$s \approx \frac{k^2}{200 \cdot e^4} \cdot \frac{T_e^2}{n_e} ; \quad /22/$$

ahol T_e az elektronhőmérséklet $^{\circ}\text{K}$ -ben
 n_e az elektronok koncentrációja, elektron/ cm^3 -ben
 k a Boltzmann állandó
 e az elektron töltése.

Az egyenáramu méréseknél adódó elektronhőmérséklet és elektronkoncentráció értékeknek megfelelően a relaxációs távolság $s \approx 3$ cm körüli értékeknek adódik, ami a csőfalak 3,6 cm-es átmérőjénél kisebb. Ez esetben tehát a Maxwell-Boltzmann eloszlás alkalmazható volt.

Váltóáramu esetben a relaxációs távolság a vizsgált fázisokban kisebbnek adódott az egyenáramu értéknél, itt az $s \approx 2$ cm körül van. Mindkét esetben az elektronok közepes szabad úthossza is nagyobb az így megadott relaxációs távolságoknál. Ez tehát arra mutat, hogy a jelen kísérleti körülmények között vizsgált kisülésekben az elektronok sebessége valóban a Maxwell-Boltzmann eloszlást követi. Teljesül tehát az elméleti tárgyalás során tett ezen kikötés, amely a mérések érvényességét támasztja alá.

Ezen főbb plazmajellemzők felhasználásával további paraméterek adhatók meg, amelyek segítségével a plazma egyes elemi folyamatai tárgyalhatók.

5./ Az egyen- és váltóáramu kisülések szondamérésekkel történő vizsgálatainál nyert eredmények felhasználása.

A bevezető részekben már történt utalás a kisülések vizsgálatának fontosságát illetően. A kisülések vizsgálata tette lehe-

tővé az újtipusu gázkisüléssel fényforrások kialakítását, s a kialakított típusok kívánt irányba való továbbfejlesztését. A fénycsövek esetében jelenleg a fényhasznosítás növelése mellett, a lehetőleg nagyteljesítményű, de jó fényhasznosítású fénycsőtípus kialakítása foglalkoztatja a kutatókat /41-47/. Ezen belül igen fontos feladat a nagy Watt-felvételű fénycsöveknek minél kisebb méretben való kivitelezése, lehetőleg jó fényhasznosítás biztosítása mellett. Ahhoz, hogy ezek a feladatok megoldást nyerjenek, szükséges a kisülés alapvető jellemzőinek megismerése. Így fontos megvizsgálni az elemi gerjesztési folyamatokat, a gerjesztések jó hatásfokát biztosító optimális higanygőznyomást a lehető legjobban megközelíteni, az elektronhőmérsékletet a potenciálgradiens és más tényezők segítségével a gerjesztések szempontjából optimális irányba befolyásolni, stb. Ezen tényezők között kell megtalálni a követelményeket lehető legjobban kielégítő kapcsolatot, ami főleg a kisülések előzőekben tárgyalt vizsgálati módszerei segítségével lehetséges. Hasonló feladatok vannak a többi gázkisüléssel fényforrás fejlesztésénél is.

A gázkisülések alapvető mikrojellemzőinek vizsgálata nagy szerepet játszik az ipar számos más területén is, az ott alkalmazott, kisüléseken alapuló berendezések tökéletesítése és specializálása miatt. /Pl. ivkisülések, egyenirányítók, gáztöltésű fotócellák, tirátronok, stb./

A kisülések pozitív oszlopának vizsgálata - amelynél a fentemlített módszerek jönnek főleg számításba - a modern fizikai kutatás nagy részét teszi ki. A pozitív oszlop plazmájának laboratóriumi keretek között történő vizsgálata lehetőséget ad az egyes csillagászati elméletek helyességének megállapítására. Mivel az univerzum legtöbb anyaga plazma állapotban van /48/, a plazmában lejátszódó folyamatok és a plazma különböző körülmények közötti viselkedése igen fontos a megismerés szempontjából.

A Nap-jelenségek, Napfoltok, flar-ek, protuberanciák és a hasonló típusú Naptevékenységek mind a plazmafizika körébe tartoznak. A csillagok közötti területek is plazmaállapotban lévő anyagot tartalmaznak, amely a kozmikus sugarak gyorsításánál és a rádiófrekvenciás zajok kibocsájtásánál játszik fontos szerepet. A Naprendszer kialakulását illetőleg is vannak olyan vélemények /48/, hogy a probléma megoldásához a plazmafizika fejlődésével közelebb lehet jutni.

Igen fontos feladat annak vizsgálata, hogy a Föld belsejében elhelyezkedő ionizált, folyékony anyag kinetikus energiája hogyan alakul át mágneses energiává. Ez ismét laboratóriumi plazmafizikai megfigyeléseket tesz szükségessé.

A plazmahajtású rakéták, a termionukleáris energia felszabadítása, pinch effektus, plazmasugarak segítségével történő anyagmunkálás, stb. mind a laboratóriumi körülmények között vizsgált plazma tulajdonságainak felhasználásával megold-

ható, vagy tárgyalható feladatot jelent.

A mágneses térben lévő ionizált gázok jelenségeit a magneto-hidrodinamika írja le, a Maxwell egyenletek és a hidrodinamika alapegyenleteinek felhasználásával.

A mágneses térben elhelyezett plazma hullámainak /elektromágneses, hidromágneses, elektrosztatikus hullámok/ kísérleti vizsgálata /49/ szintén igen fontos részét alkotja a plazmafizikának, s nagymértékben hozzájárul az eddig említett felhasználási területek szélesítéséhez.

A plazmafizika itt felsorolt néhány alkalmazási területe teszi szükségessé, hogy laboratóriumi keretek között kísérletek folyjanak a plazma alapvető jelenségeinek tisztázására. Laboratóriumi körülmények között a plazma előállításának egyik legmegfelelőbb módja gázkisülések létrehozása. Ezzel azonban megjelennek a pozitív oszlop különböző mértékben ionizált plazmája mellett a kisülés többi terei is, amelyek ilyen okoknál fogva bizonyos fokig részét kell, hogy képezzék a plazmafizikai vizsgálatoknak.

A jelen disszertáció célja is, az előzőeknek megfelelően, az alacsonynyomású gázkisülések egyes főbb paraméterei között fennálló kapcsolatok vizsgálata volt, egyen- és váltóáramu esetben.

A szerző ezután mond köszönetet Szigeti György akadémikusnak és Lakatos György tudományos munkatársnak a téma felvételéért, a disszertáció alapját képező kutatómunka irányításáért és a disszertációval kapcsolatos értékes megjegyzéseikért.

Irodalom.

- I. Emeléus K.G.: The Conduction of Electricity through Gases. Methuens and Co.Ltd.London.1951.
- II. von Engel A.: Ionised Gases. Clarendon Press, Oxford, 1955.
- III. Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields. National Nuclear Energy Series, Vol.5. Guthrie and Wakerling. 1949.
- IV. Kolb A.C.: Magnetohydrodynamics. Landschoff. 1957.
- V. Uyterhoeven W.: Elektrische Gasentladungslampen. Springer, Berlin. 1938.
- VI. von Engel A., Steenbeck M.: Elektrische Gasentladungen, ihre Physik und Technik. I., II. Springer, Berlin, 1934.
- VII. Delcroix J.L.: Introduction a la theorie des gaz ionises. Dunod. Paris. 1959.
- VIII. Spitzer L.: Physics of Fully Ionised Gases. Interscience Publ. New York. 1956.
- IX. Technisch-wissenschaftliche Abhandlungen der Osram Gesellschaft. 7. Band. 1958.
- X. Vorschaltgeräte und Schaltungen für Leuchtstofflampen. B.B.C. 1954.

- - - - -

1. Elenbaas W.: Physica. 31. 1936. s. 947.
2. Drayvesteyn M.J.: Physica. 4. 1937. s. 669.
3. Güntherschulze A.: Z. für Physik. 30. 1924. s. 175.
4. Stübing O.: Helv. Phys. Acta. 8. 1935. s. 165.
5. Penning F.M.: Physica. 5. 1925. s. 217.
6. Lakatos Gy., Bitó J.: 1401.A/c/II.sz.Kutató-
jelentés.
7. Emeléus K.G.: et al.: Phil.Mag. 17. 1934. s. 146.
8. Bitó J., Lakatos Gy.: 1401.A/d/II.sz.Kutató-
jelentés.
9. von Engel A.: Phil.Mag. 32. 1941. s. 417.
10. Langmuir I.: Z. Phys. 46. 1928. s. 271.
11. Pupp W.: Phys. Z. 34. 1933. s. 756.
12. Takamine T. et al: Inst.Phys. and Chem.Res.Tokyo.
Sci. Papers No. 403. 1953.
13. Rohner E.: Appl.Sci.Res.Section B. 5. 1955. s. 90.
14. Rademacher K., Wojaczek K.: Ann.Phys. 2. 1958. s. 57.
15. Coulter J.R.M. et al.: Physica. 24. 1958. s. 828.
16. Wojaczek K.: Acta Phys.Hung. XI. 1960. s. 35.
17. Szigeti Gy., Bitó J.: Acta Phys.Hung. XI. 1960. s. 103.
18. Bitó J.: Magyar Híradástechnika 11. 1960. s. 23.
19. Dickermann P.J.: Előadás az "Extrém nagy hőmérsékletek
konf."-ján. Boston, 1958.
20. Thonemann P.C. et al.: Nature 181. 1958. s. 217.

21. Drummond J.E.: Előadás az "Extrém nagy hőmérsékletek Konf."-
ján. Boston, 1958.
22. Lehnert B. Supplemento del Nuovo Cimento.XIII.

<u>1.</u>	1959.	s. 59.
-----------	-------	--------
23. Langmuir I.: J. Franklin Inst. 196. 1923. s. 751.
24. Langmuir I.: Gen.El.Review. 26. 1923. s. 731.
25. Langmuir I., Mott-Smith H.:

Gen.El. Rev.	<u>27.</u>	1924. s. 449,
538, 616, 762, 810.		
26. Tonks L., Langmuir I.: Phys.Rev. 34. 1929. s. 876.
27. Gabor D.: Z. techn.Phys. 13. 1932. s. 560.
28. Langmuir I., Compton K.T.: Rev.

Mod.Phys.	<u>3.</u>	1931. s. 191.
-----------	-----------	---------------
29. Gabor D.: Phys. Z. 34. 1933. s. 38.
30. Verweij J.: Physica. 25. 1959. s. 980.
31. Bernstein, Rabinowitz: Phys. of

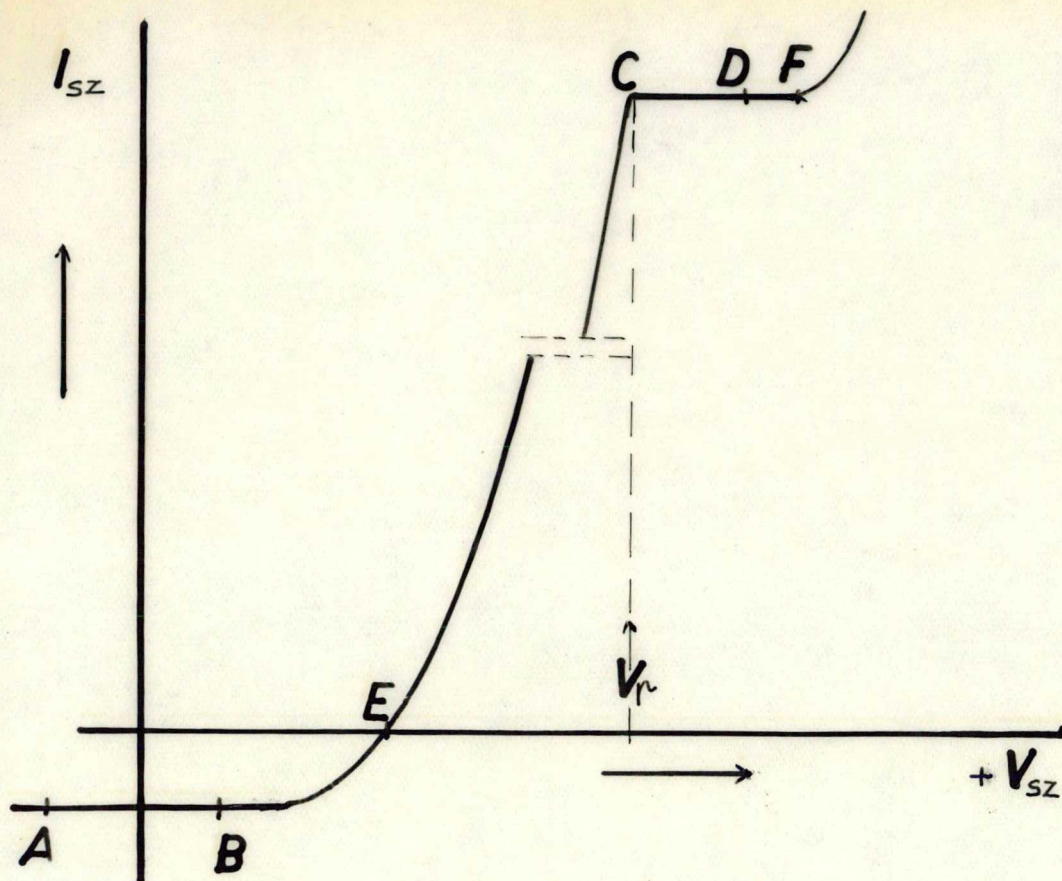
Fluids.	<u>2.</u>	1959. s. 112.
---------	-----------	---------------
32. Easely M.A.: J.Appl.Phys. 22. 1951. s. 590.
33. Wehner, Medicus: J.Appl.Phys. 23. 1952. s.1035.
34. Howe R.M.: J.Appl.Phys. 24. 1953. s. 881.
35. Waymouth J.F.: J.Appl.Phys. 30. 1959. s.1404.
36. Sloane R.H., MacGregor E.I.R.:

Phil.Mag.	<u>18.</u>	1934. s. 193.
-----------	------------	---------------
37. Nölle E.: Ann.der Phys. 18. 1956. s. 328.

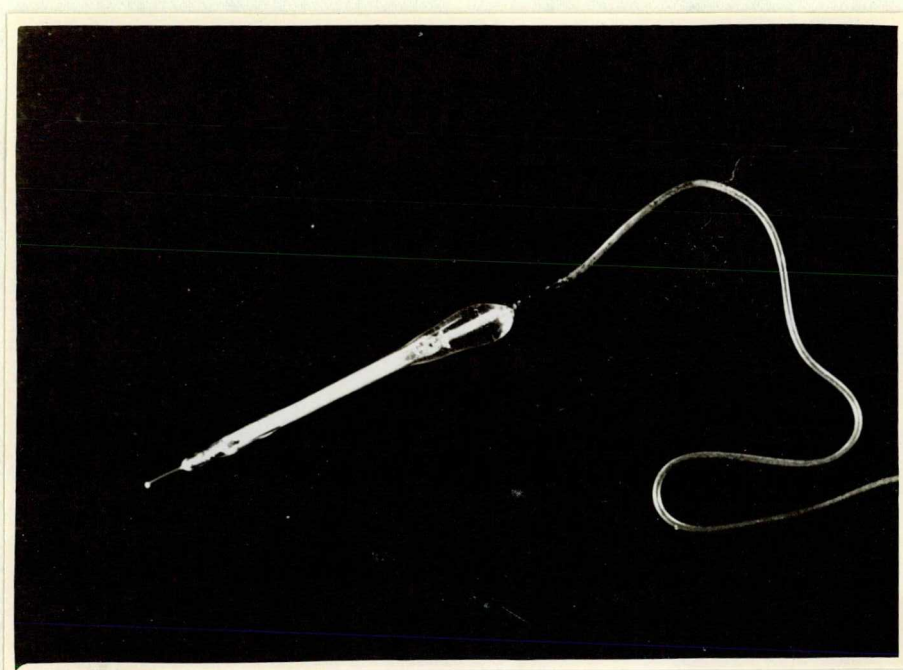
38. Ledrus R.A.: Appl.Sci.Res.Sec.B. 5. 1955. s. 151.
39. Fajt I.Koncz I.: Előadás a "Gázkisüléses Koll."-on. Balatonvilágos. 1953.
40. Dzsepertov H.A., Patejuk G.M.: JETP. 28. 1955. s. 343.
41. Gungle W.C. et al.: Illum.Eng. 52. 1957. s. 262.
42. van Boort H. et al.: Philips Techn. Rund. 20. 1958. s. 1.
43. Szigeti Gy., Lakatos Gy.: EE-596 sz. magyar szabadalmi bej.
44. Gazda I., Lakatos Gy., Bitó J.: EE-595 sz. magyar szabadalmi bej.
45. Lakatos Gy., Bitó J., Gazda I.:
1789.a. Iktatószámu magyar szabadalom.
46. Bitó J., Lakatos Gy.: EE-597 sz. magyar szabadalmi bej.
47. Lakatos Gy., Bitó J.: 1491.A/c/I., III.sz. kutatójelentések.
48. Alván H.: Előadás a "Plazmafizikai Kollokviumon."
1959. Varenna.
49. Bitó J.: A plazmahullámok kísérleti vizsgálatai. Az Eötvös L. Tud. Egyetem Elm. Fiz. Int.-ben a Plazmafizikai szeminárium keretében tartott publikálatlan előadás-sorozat.
50. Lakatos Gy.: Szóbeli közlés.

Ab r á k .

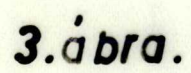
/1-14./



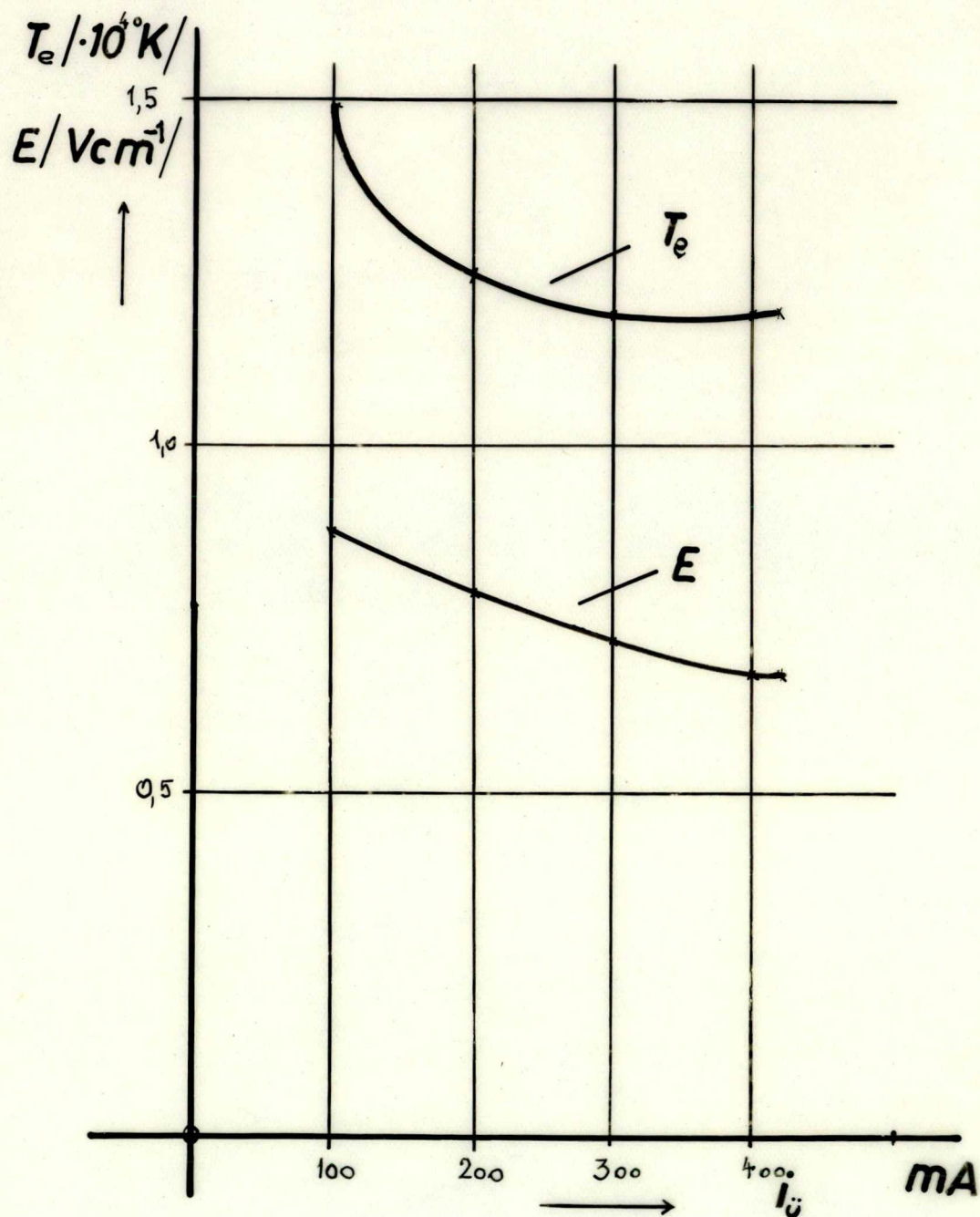
1. ábra.



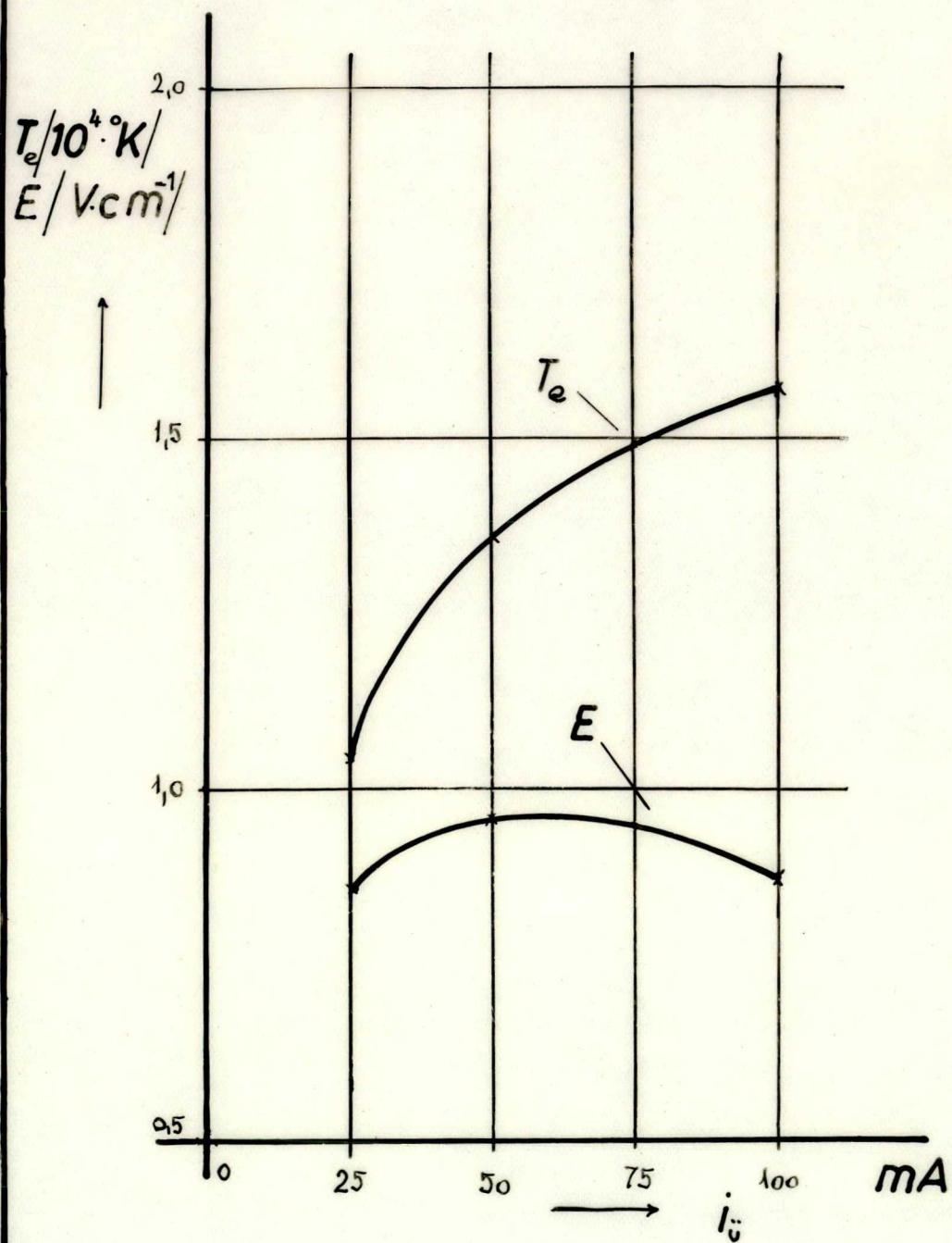
2. ábra.



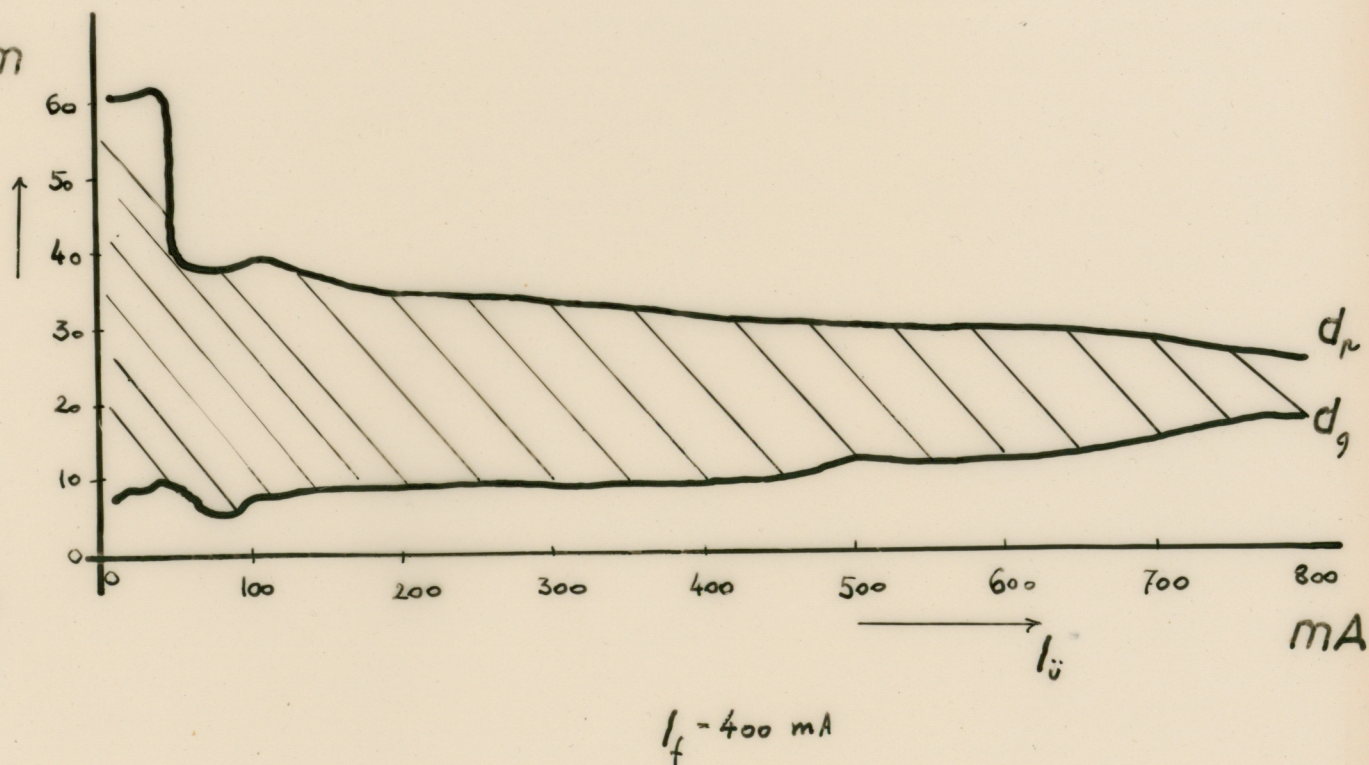
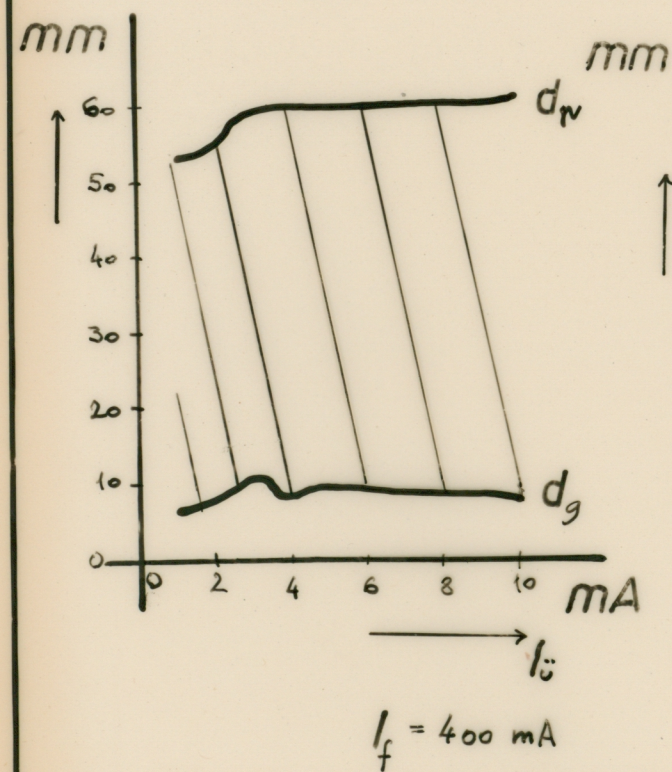
3. ábra.



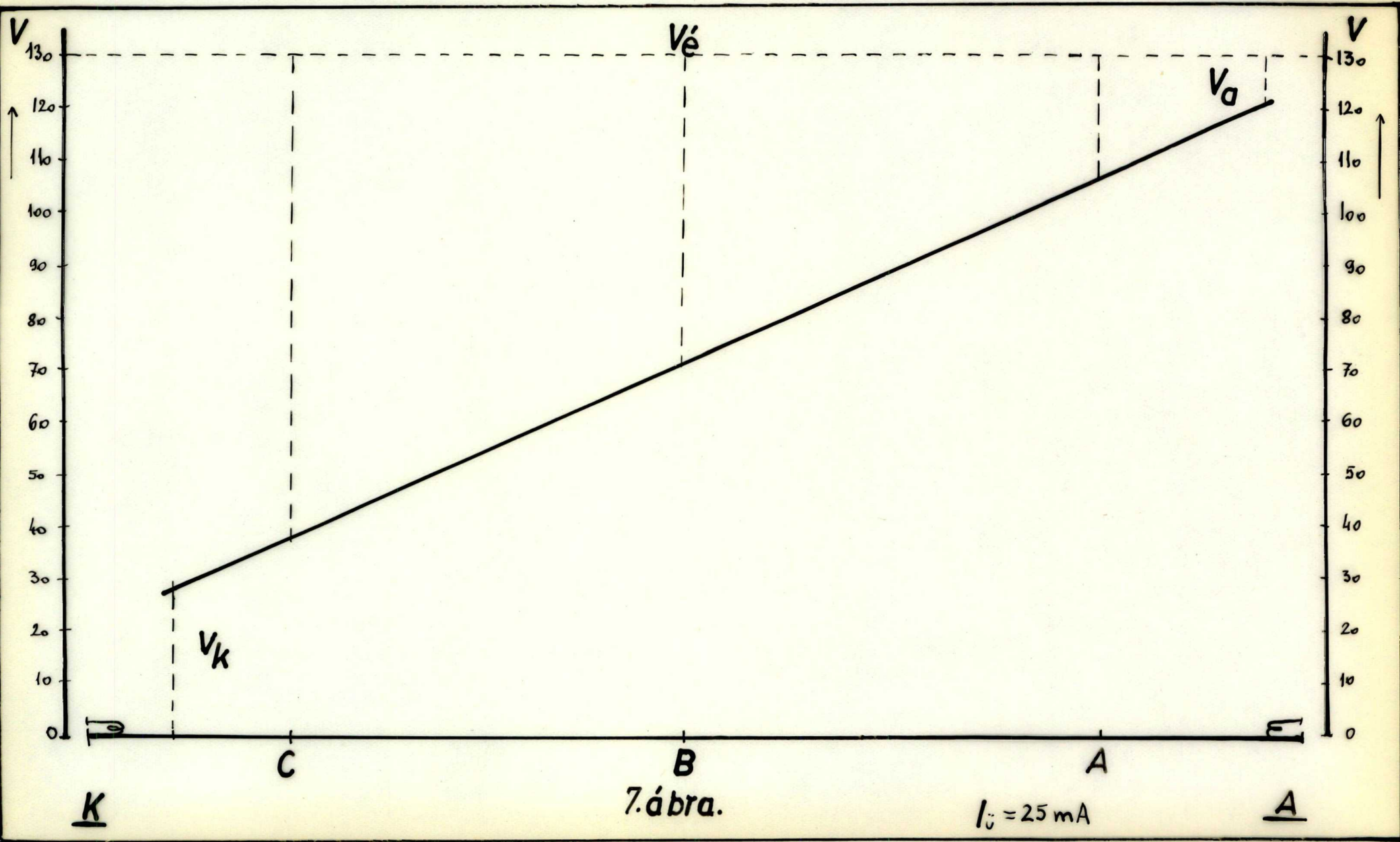
4. ábra.

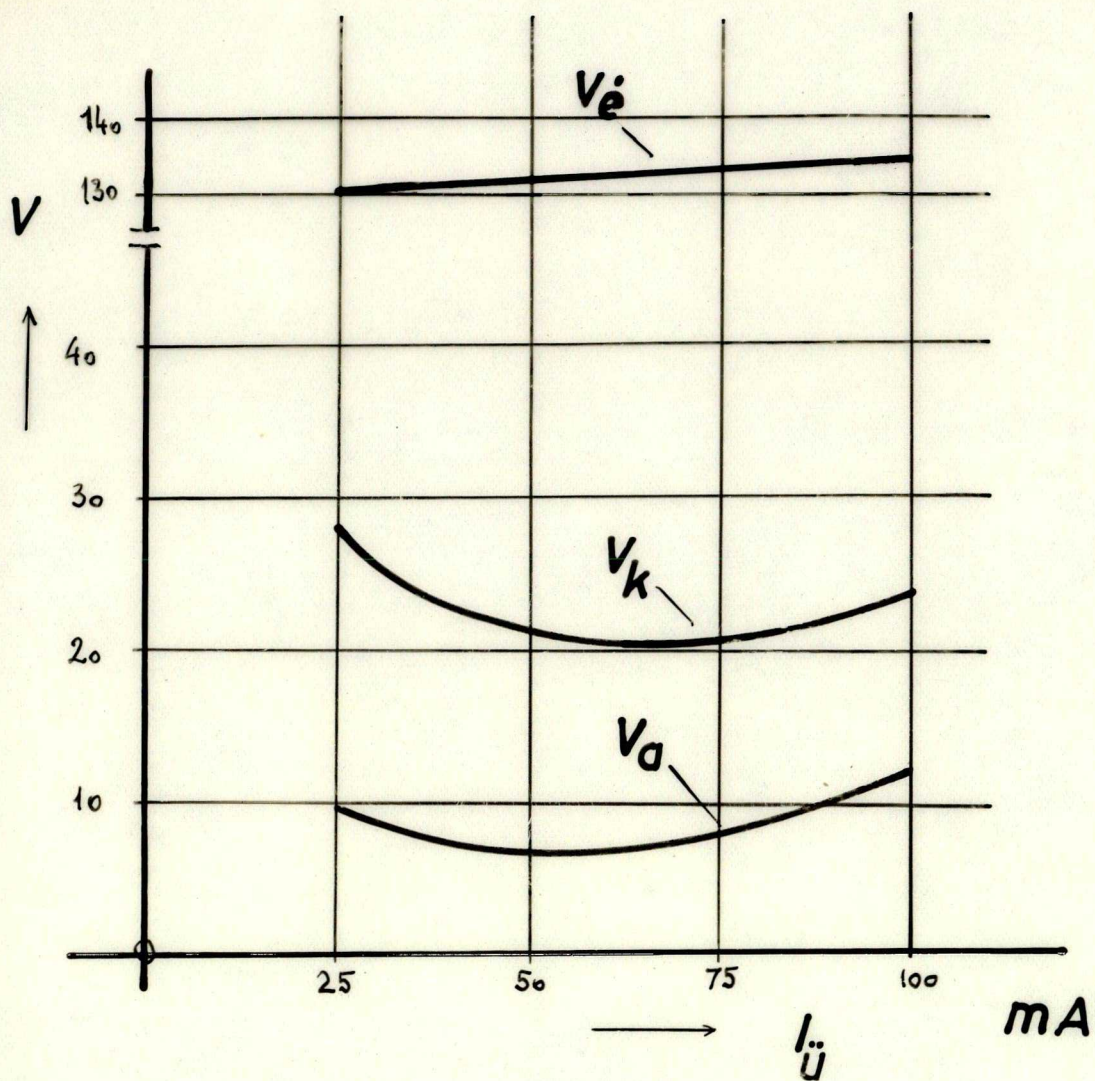


5. ábra.

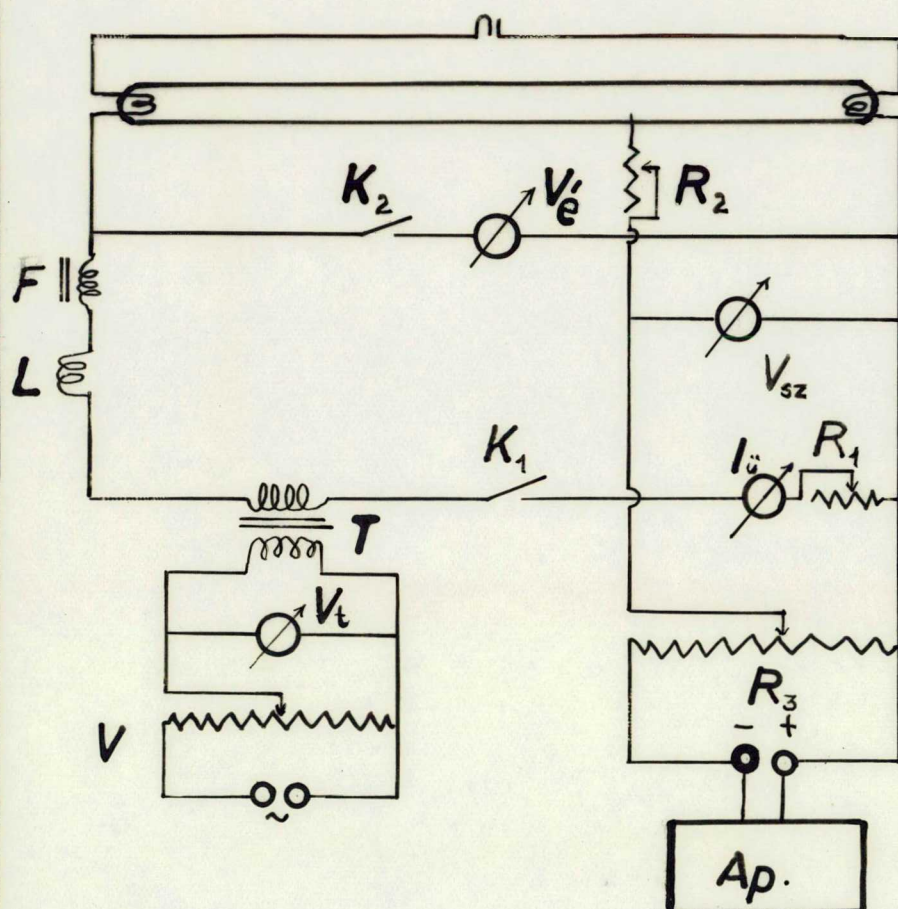


6. ábra.

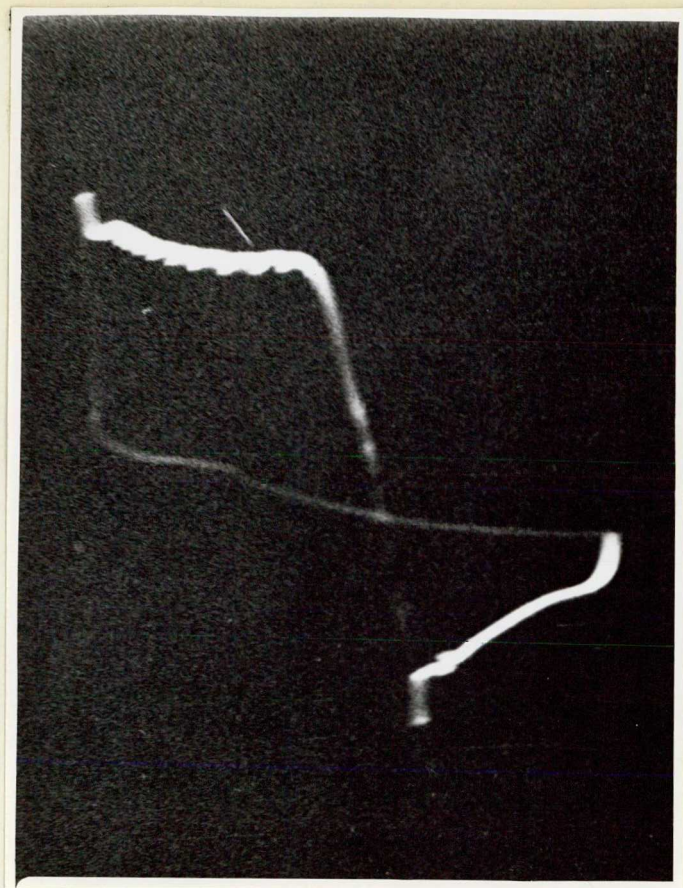




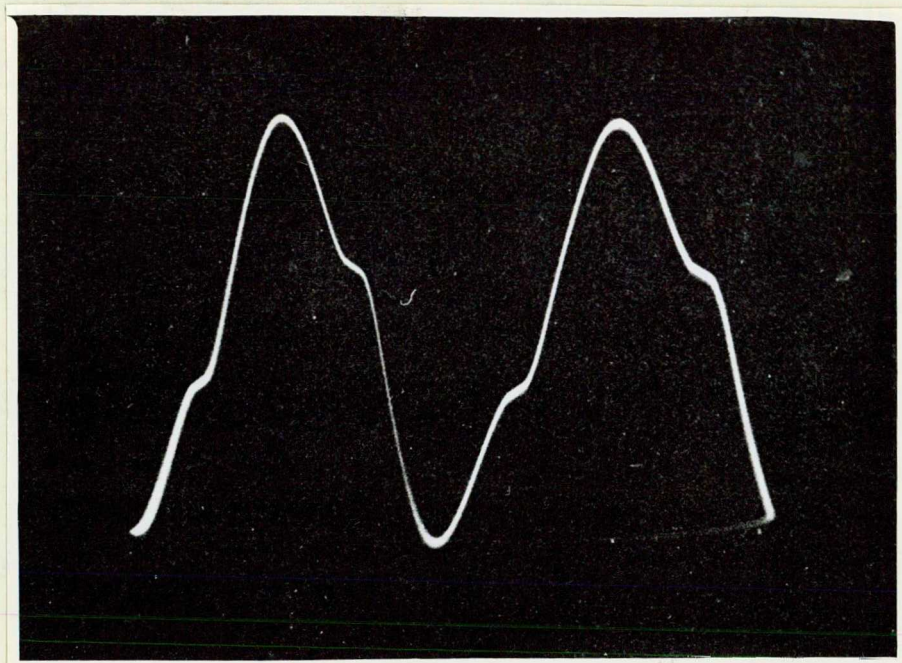
8. ábra.



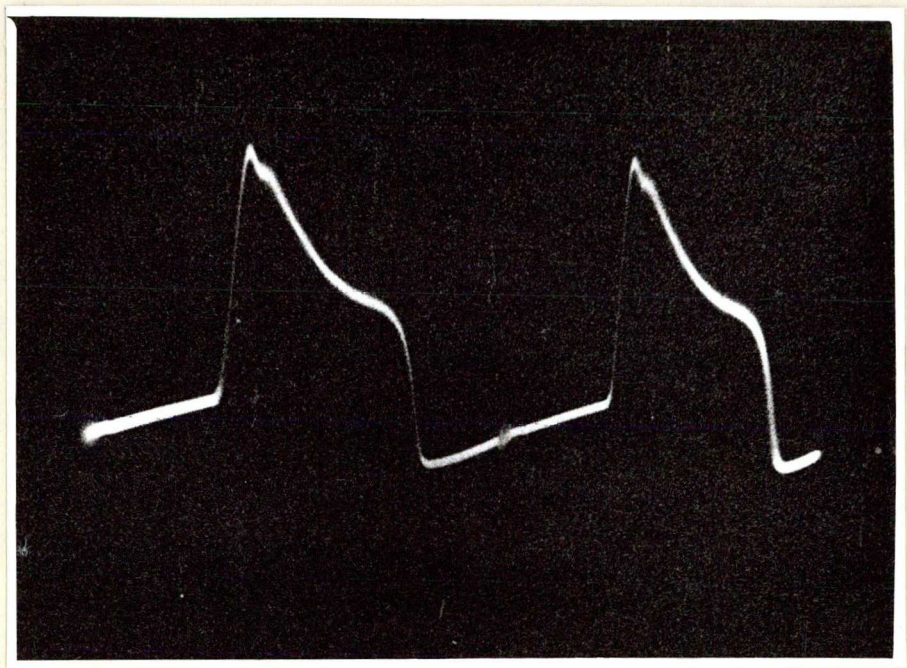
9. ábra.



10. ábra.

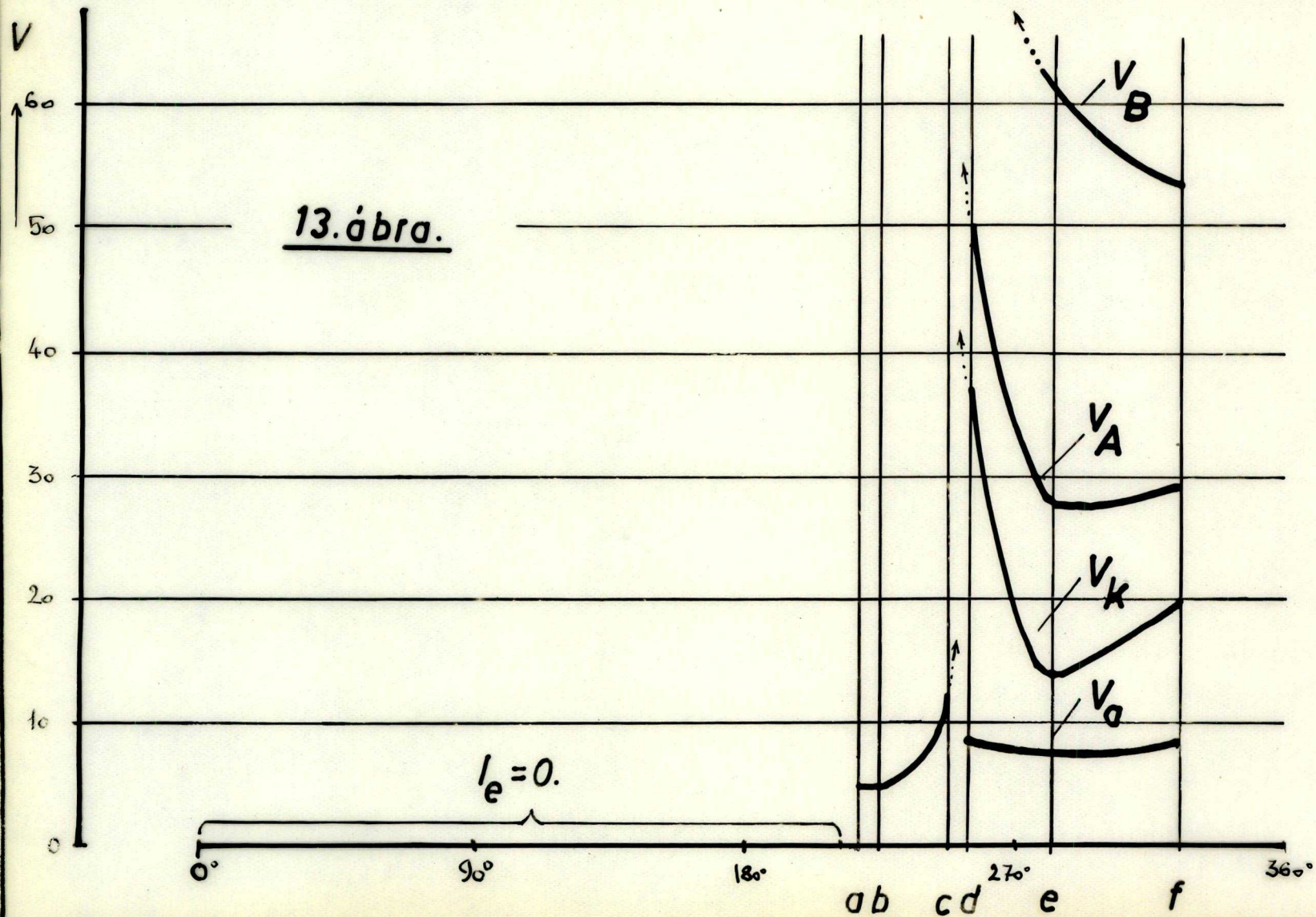


11. ábra.



12. ábra.

13. ábra.



$E / \text{V cm}^{-1}$
 $T_e / 10^5 \cdot \text{K}$

1,2

1,0

0,8

0,6

0,4

0,2

0

0°

9°

18°

ab

cd

27°

e

f

36°

14. ábra.

E

T_e

