

4. STUDIUM Kladného sloupce doutnavého výboje pomocí elektrostatických sond

Ú v o d

Doutnavý výboj vzniká ve výbojových trubicích, plněných inertními nebo molekulárními plyny v rozmezí tlaků 10^{-1} až 10 Torr. Obvykle se používá studená katoda, která emituje elektrony v důsledku γ procesů při dopadu kladných iontů. Rozlišujeme katodové a anodové oblasti doutnavého výboje. Katodová oblast je tvořena Astonovým, katodovým a Faradayovým temným prostorem, mezi nimiž je katodové světlo a záporné doutnavé světlo. Kladná oblast je tvořena kladným sloupce, anodovým temným prostorem a anodovým zářením. Na rozdíl od katodových oblastí kladný sloupec není nutnou součástí doutnavého výboje. Při zkracování délky výbojky klesá jeho délka a při dostatečně blízkých elektrodách může zcela vymizet. Kladný sloupec je podél osy homogenní co do záření i koncentrace nabitých částic. Může nabývat libovolné formy podle tvaru výbojové trubice. Intenzita elektrického pole podél osy výboje je konstantní a může být určena buď sondovým měřením nebo vypočtena ze závislosti napětí na elektrodách na vzdálenosti elektrod při konstantním proudu výbojem.

Teorie kladného sloupce

Protože $\frac{dV}{dx} = \text{konst}$, můžeme psát $\frac{d^2V}{dx^2} = -4\pi(\rho^+ - \rho^-) = 0$.

Odtud dostáváme, že plazma je kvasineutrální, tj. $n = n_+ = n_e$. Ve stacionárním výboji musí být intenzita elektrického pole v kladném sloupci taková, aby ionizací vznikající počet iontů a elektronů byl roven ztrátám nabitých částic v důsledku ambipolární difuze ke stěnám výbojky s následující rekombinací na stěnách. Objemová rekombinace v kladném sloupci nenastává. Předpokladem teorie kladného sloupce je, že střední volná dráha elektronu λ_e je mnohem menší než poloměr výbojky R . Po zapálení výboje difundují elektrony rychleji ke stěnám a tato se nabíjí záporně. Záporný náboj stěn a kladný prostorový náboj iontů vytváří radiální elektrické pole, které brzdí difusní tok elektronů na stěny a urychluje tok iontů. V ustáleném stavu je tok obou částic stejný. Proud ve směru osy výbojky se přenáší hlavně elektrony v důsledku jejich velké pohyblivosti. Ztráty elektronů tímto tokem jsou doplňovány tokem elektronů do kladného sloupce z Faradayova temného prostoru. Vypočteme dále radiální rozložení nábojů v kladném sloupci.

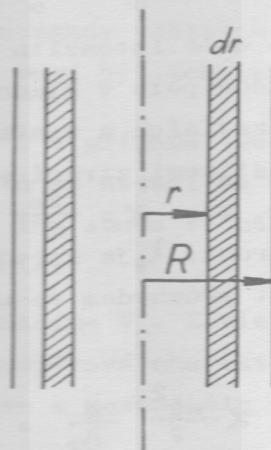
Tak za předpokladu, že $\lambda_e \ll R$, můžeme použít zákony difuze. V ustáleném stavu platí

$$\frac{dn_e}{dt} = \frac{dn_+}{dt} = \frac{dn}{dt} \quad (1)$$

Počet elektronů, vstupujících v důsledku ambipolární difuze do válcové vrstvy jednotkové výšky kladného sloupce o tloušťce dr , je dán vztahem

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_r = -2\pi r D_a \left(\frac{dn}{dr}\right)_r \quad (2)$$

Osový řez výbojovou trubicí s vyznačením elementární válcové vrstvy dr je uveden na obr. 1.



Obr. 1

Nákres výbojové trubice k odvození radiálního rozložení elektronové koncentrace.

Počet elektronů, vystupujících z tohoto objemového elementu, bude

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{r+dr} = -2\pi(r+dr) D_a \left(\frac{dn}{dr}\right)_{r+dr} \quad (3)$$

Zde D_a je koeficient ambipolární difuze,

Počet elektronů, unikajících tedy z uvažovaného elementárního objemu dr , bude

$$dN_{\text{dif}} = 2\pi r D_a \left[\frac{1}{r} \frac{dn}{dr} + \frac{d^2n}{dr^2} \right] dr \quad (4)$$

V důsledku ambipolární difuze uniká z uvedeného elementu i stejný počet iontů. Tyto ztráty náboje musí být nahrazeny ionizací. Nechť každý elektron vyvolává za sec. z ionizací. Pak

$$dN_{\text{ioniz.}} = 2\pi r z n dr \quad (5)$$

Porovnáním vztahů (4) a (5) dostáváme diferenciální rovnici pro radiální průběh elektronové koncentrace

$$\frac{d^2n}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dn}{dr} + \frac{z}{D_a} n = 0 \quad (6)$$

Řešení této rovnice je Besselova funkce nultého řádu prvního druhu

$$\frac{n_r}{n_0} = I_0 \left(r \sqrt{\frac{z}{D_a}} \right) = I_0(x) \quad (7)$$

Pro $r = 0$ musí platit $n_r = n_0$ a na stěnách $\frac{n_r}{n_0} = 0$ (pro $x = R$). První kořen Besselovy funkce je $x = 2,4$, tedy

$$2,4 = R \sqrt{\frac{z}{D_a}} \quad (8)$$

Dosadíme-li tento výsledek do rovnice (7), dostáváme radiální rozložení koncentrace elektronů

$$\frac{n_r}{n_0} = I_0 \left(2,4 \cdot \frac{r}{R} \right) \quad (9)$$

Vypočtíme dále intenzitu elektrického pole v axiálním směru. Intenzita elektrického pole v kladném sloupci je dána rovnovážným stavem mezi počtem vznikajících a zanikajících párů v plazmatu. Během srážek neutrálními částicemi ztrácí elektron za jednotku času energii $\mathcal{X} \frac{mc^2}{2} \cdot \frac{c}{\lambda_e}$, kde $\mathcal{X} = \frac{2m}{M}$ v případě pružných srážek, c je tepelná rychlost elektronů, λ_e je střední volná dráha elektronů. Tuto energii musí elektron získat průchodem ve směru intenzity elektrického pole X . Platí tedy

$$eX \cdot v_d = \mathcal{X} \frac{mc^2}{2} \cdot \frac{c}{\lambda_e} = \frac{\mathcal{X} kT_e c}{\lambda_e} \quad (10)$$

Podle Engla [1] je vztah mezi driftovou rychlostí elektronů a tepelnou rychlostí dán výrazem

$$v_d = (\mathcal{X})^{\frac{1}{2}} \cdot c \quad (11)$$

Po dosazení do vztahu (10) dostáváme

$$T_e = \frac{X \lambda_e}{\sqrt{\mathcal{X}}} \cdot \left(\frac{e}{k} \right) \quad (12)$$

Přesnější výpočet dává pro elektronovou teplotu vztah

$$T_e = \frac{X \lambda_e}{\sqrt{2\mathcal{X}}} \quad (13)$$

Zde T_e je teplota elektronů v [eV], X je intenzita elektrického pole v axiálním směru ve [V cm⁻¹], λ_e je střední volná dráha elektronů v [cm].

Pro vysokou elektronovou teplotu vzrůstá \mathcal{X} v důsledku nepružných srážek. Z rovnice (13) dostáváme o redukovanou intenzitu elektrického pole

$$\frac{X}{p} = \frac{T_e \cdot \sqrt{2\mathcal{X}}}{\lambda_1} \quad \text{kde} \quad \lambda_1 = \lambda_e \cdot p \quad (14)$$

Radiální rozložení elektronové koncentrace dané vztahem (9) i vztah mezi elektronovou teplotou a intenzitou elektrického pole ověříme experimentálně měřeními uvedených veličin pomocí jednoduché a dvojné sondy v plazmatu kladného sloupce doutnavého výboje v inertním plynu. Metoda měření je uvedena v dalším odstavci.

Použití elektrostatických sond k měření parametrů plazmatu

Pod pojmem elektrostatická sonda rozumíme vodič malých rozměrů, ponořený do studovaného plazmatu, jehož potenciál označíme V_s . Tento potenciál může být určován vzhledem k některé elektrodě výbojky. Malými rozměry se rozumí velmi malý objem vodiče sondy vzhledem k ionizovanému objemu. Potenciál plazmatu v místě sondy musí být konstantní.

Na sondu dopadají ionty i elektrony i v případě, že na ní není vloženo žádné napětí. Proud elektronů a iontů se ustaví na takové hodnotě, že výsledný proud sondy bude nulový. Při tom sonda se nabíjí na potenciál V_f který se nazývá plavající potenciál.

Potenciál plazmatu v místě sondy označíme V_p . Závislost sondového proudu na sondovém napětí se nazývá voltampérová charakteristika sondy. Při tom napětí sondy se vyjadřuje vzhledem k potenciálu plazmatu

$$i_s = f(V), \text{ kde } V = V_s - V_p.$$

Voltampérová charakteristika jednoduché rovinné sondy ($B = 0$)

Na obr. 2 je znázorněna typická charakteristika jednoduché sondy. Na této charakteristice můžeme rozlišit tři oblasti A, B, C, v nichž proud částic tekoucí na sondu je dán různými zákonitostmi.

a) Oblast A, V silně negativní.

Je-li sonda silně negativní, elektrony v plazmatu jsou odpuzovány sondou, ionty naopak přitahovány. Kolem sondy vzniká vrstva, v níž nejsou elektrony a tedy zde nemůže docházet k rekombinaci, excitaci nebo ionizaci nárazy elektronů. Je možno pozorovat temný prostor, obalující sondu. Mechanismus toku částic na sondu je podobný mechanismu toku elektronů v diodě. Plazma tvoří rezervoár nabitých částic. Proud iontů je dán zákonem Child-Langmuierovým, který pro rovinnou elektrodu je dán výrazem

$$i_+ = \frac{S}{9\pi} \sqrt{\frac{2e}{M}} \cdot \frac{V^{\frac{3}{2}}}{d^2} \quad (15)$$

Zde d je tloušťka vrstvy obalující sondu, M je hmota iontů a S je plocha vrstvy.

Tento proud musí být dán též počtem iontů, které vstupují do vrstvy

$$i_+ = S q \frac{n_+ \bar{c}_+}{4} \quad (16)$$

Zde \bar{c}_+ je střední rychlost iontů, n_+ jejich koncentrace na hranici vrstvy.

V případě, že rozdělovací funkce rychlostí iontů je Maxwelllovská, máme

$$\bar{c}_+ = \left(\frac{8k T_+}{M} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (17)$$

Porovnáním výrazů (15) a (16) dostáváme

$$i_+ = S q \frac{n_+ \bar{c}_+}{4} = \frac{S}{9\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{2e}{M}} \frac{V^{\frac{3}{2}}}{d^2} \quad (18)$$

Koncentrace n_+ a střední rychlost \bar{c}_+ jsou v daném plazmatu konstantní.

V důsledku toho je také i_+ konstantní, i když se mění napětí na sondě.

Při změně napětí mění se tedy tloušťka vrstvy d tak, aby podíl

$\frac{3}{2} V^{\frac{3}{2}}/d^2$ zůstal konstantní. Speciálně při potenciálu sondy rovném potenciálu plazmatu $d = 0$.

b) Oblast B pro $V \rightarrow 0$.

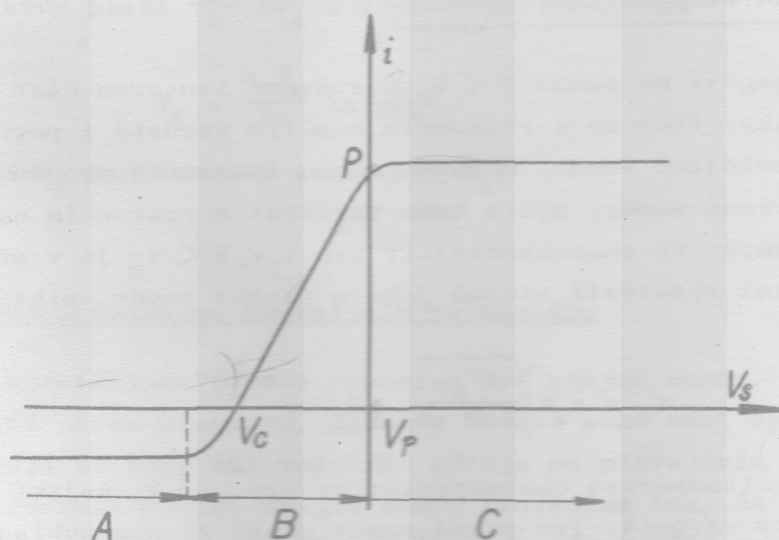
Od určitého potenciálu sondy počnou dopadat na sondu nejrychlejší elektrony. Celkový proud sondy, daný algebraickým součtem obou proudů bude klesat, až při potenciálu sondy $V = V_f$ proud ve vnějším okruhu sondy bude nulový. Další vzrůst potenciálu sondy má za následek změnu polarity a prudký vzrůst proudu. Proud tekoucí na sondu je dán převážně elektrony.

Hledejme vztah mezi napětím sondy V a elektronovým proudem na sondu v této oblasti V-A charakteristiky. V plazmatu je koncentrace iontů n_+ rovna koncentraci elektronů n_e . Počet elektronů, majících rychlost v intervalu $v_x, v_x + dv_x$ bude v případě Maxwelllova rozložení rychlostí

$$dn_x = n_e \left(\frac{m}{2\pi k T_e} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{1}{2} \frac{m v_x^2}{k T_e}} dv_x \quad (19)$$

Počet elektronů, procházejících hranicí vrstvy, obalující sondu bude

$$S v_x dn_x = S n_e \left(\frac{m}{2\pi k T_e} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{1}{2} \frac{m v_x^2}{k T_e}} v_x dv_x \quad (20)$$



Obr. 2 Voltampérová charakteristika jednoduché rovinné sondy.

Z těchto elektronů dosáhnou sondu pouze ty, jejichž rychlost je dostatečná k překonání brzdícího potenciálu. Rychlosti elektronů tedy musí splňovat podmínku

$$\frac{1}{2} m v_x^2 \geq eV \quad (21)$$

Proud elektronů, dopadajících na sondu bude tedy

$$i_e = S_e n_e \left(\frac{m}{2\pi kT_e} \right)^{\frac{1}{2}} \int_{\sqrt{\frac{2eV}{m}}}^{\infty} e^{-\frac{mv_x^2}{2kT_e}} v_x dv_x \quad (22)$$

Po integraci dostáváme

$$i_e = S_e n_e \left(\frac{kT_e}{2\pi m} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{eV}{kT_e}} \quad (23)$$

c) Oblast C sondové charakteristiky, pro $V > 0$.

Je-li sonda kladná, vzhledem k potenciálu plazmatu V_p , přitahuje elektrony a odpuzuje ionty. Kolem sondy se tvoří vrstva elektronů. Na charakteristice sondy pozorujeme oblast nasyceného proudu, proud zde nezávisí na napětí. Zlom charakteristiky sondy v bodě P dovoluje určit potenciál plazmatu V_p .

Cylindrická elektrostatická sonda

Pro napětí na sondě $V < V_f$ dostáváme iontovou část voltampérové charakteristiky. Protože s rostoucím napětím vzrůstá i povrch elektrodové vrstvy, obalující sondu, nebude průběh iontového proudu nasycený tak, jako u rovinné sondy, nýbrž bude vzrůstat s rostoucím napětím. Střední část voltampérové charakteristiky pro $V_f < V < V_p$ je v případě Maxwellova rozložení rychlostí stejná jako u plošné sondy, platí opět

$$i_e = n_e e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m}} \cdot S \cdot e^{-\frac{eV}{kT_e}} \quad (24)$$

Část voltampérové charakteristiky pro $V > V_p$ nejeví nasycení, nýbrž parabolicky vzrůstá. Pro proud sondy platí za předpokladu $\frac{eV}{kT_e} > 2$ [2].

$$i_e = n_e e \left(\frac{kT_e}{2\pi m} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot S \left(1 + \frac{eV}{kT_e} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (25)$$

Vyneseme-li do grafu závislost $\log i_e = f(V)$, lze snadno najít zlom voltampérové charakteristiky, odpovídající potenciálu plazmatu $V = V_p$.

P o z n á m k y :

- a) Je-li $|V| \gg 0$, sonda se chová jako boční elektroda, pozorujeme prudký vzrůst sondového proudu. Tento parazitní jev někdy ruší měření, nelze totiž nalézt oblast nasyceného elektronového proudu.
- b) Je třeba, aby tloušťka vrstvy iontů byla menší než střední volná dráha elektronů. Není-li tato podmínka splněna, může docházet k ionizaci ve vrstvě a tím dochází k poruše ideální voltampérové charakteristiky.

Tato podmínka nám udává maximální tlak, při němž je uvedená teorie sondy použitelná. Střední volná dráha závisí na druhu plynu a el. teplotě, mezní tlak bývá řádově několik mmHg.

- c) Proud sondy musí být mnohem menší než proud výboje.
- d) Elektronovou teplotu lze stanovit z naměřeného plavajícího potenciálu. Je-li sonda na plav. potenciálu $i_e + i_+ = 0$.

Tedy platí

$$i_e = e n_e \left(\frac{kT_e}{2\pi m} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{eV_f}{kT_e}} \quad (26)$$

$$i_+ = -en_+ \bar{v} = -e n_e \left(\frac{2kT_e}{M} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (27)$$

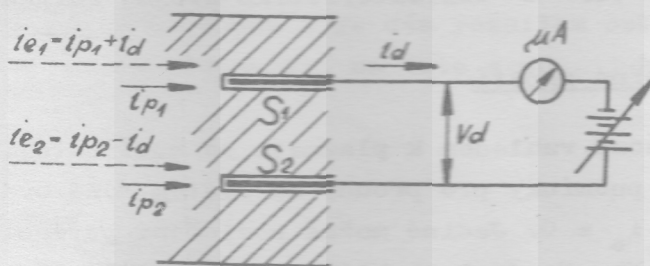
Na hranici vrstvy platí $\frac{1}{2} Mv_+^2 = kT_e$. Odtud dostáváme

$$V_f = \frac{k T_e}{2e} \ln \frac{M}{4\pi m} \quad (28)$$

Pečlivé měření V_f tedy umožní stanovení T_e .

Symetrická dvojná sonda na plavajícím potenciálu

Dvojnou symetrickou sondou rozumíme dvě stejné sondy, umístěné v ekvipotenciální ploše plazmatu. Žádná z těchto sond není spojena s elektrodou, ustavují se tedy bez vnějšího zdroje na plavajícím potenciálu V_f . Studium plazmatu pomocí dvojné sondy provádíme tak, že měříme cirkulační proud i_d okruhem sond při vložení malém napětí mezi sondy. Schematické znázornění dvojné sondy je uvedeno na obr. 3.



Obr. 3 Schematické znázornění dvojné sondy.

Použití dvojné sondy je zvláště výhodné pro studium vysokofrekvenčního plazmatu, případně rozpadajícího se plazmatu.

Činnost dvojné sondy.

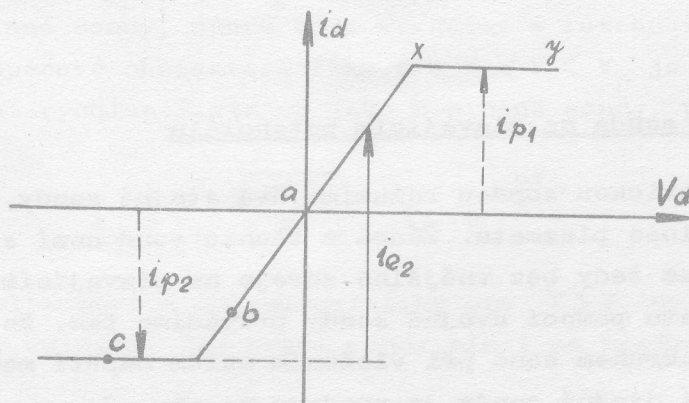
Pro pochopení činnosti dvojné sondy provedeme rozbor chování systému při různém napětí V_d .

Předpokládejme pro jednoduchost, že sondy mají stejné plochy, neexistují kontaktní potenciály a obě sondy se nacházejí v místě o stejném potenciálu plazmatu. Poznamenejme dále, že v praxi je splněna podmínka, že napětí sond V_d neovlivňuje iontový proud systému.

Všimněme si nejprve případu $V_d = 0$

Každá sonda v tomto případě sbírá stejný proud iontů i elektronů a obě sondy se nacházejí na téže plavajícím potenciálu. Proud vnějším okruhem sond i_d musí být nulový, neboť neexistuje žádná elektro-

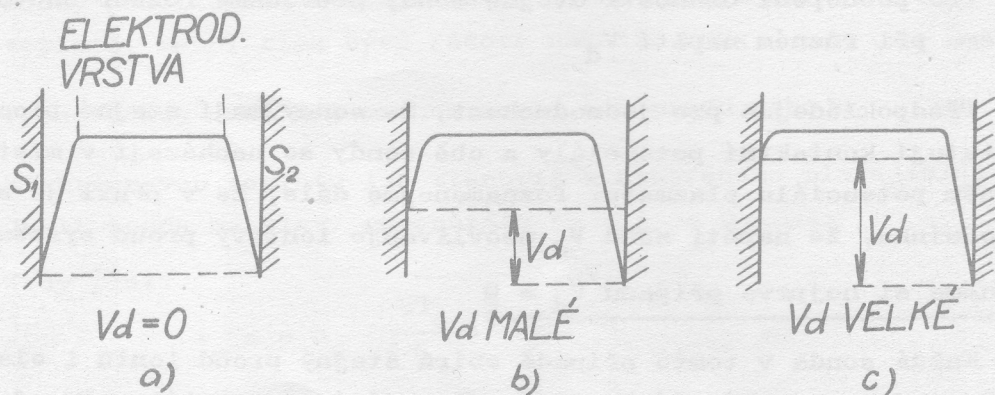
motorická síla ve vnějším okruhu. Nacházíme se v bodě 0 sondové charakteristiky - obr. 4. Rozložení potenciálu sond je patrné z obr. 5a.



Obr. 4 Charakteristika dvojně rovinné sondy.

$V_d < 0$, malé záporné napětí

Potenciál sond vzhledem k plazmatu se musí ustálit na takové hodnotě, že základní podmínky pro proudy na systém sond budou zachovány. Musí platit $\sum i_p + \sum i_e = 0$. Jediné možné rozložení potenciálu sond je znázorněno na obr. 5b. Sonda 1 se blíží k potenciálu plazmatu a sbírá více elektronů. Potenciál sondy 2 bude nižší než plavající potenciál, proud elektronů na sondu 2 klesá. Přebytké elektrony sondy 1 přetekou vnějším okruhem a kompenzují úbytek elektronového proudu sondy 2. Součet elektronového i iontového proudu na systém sond bude tedy nulový a systém se nachází v bodě b voltampérové charakteristiky.



Obr. 5 Rozložení potenciálu v systému dvojně sondy

$V_d \ll 0$, velké záporné napětí

Sonda 1 přebírá celý tok elektronů systému, zatímco sonda 2 je nyní silně negativní vzhledem k potenciálu plazmatu a tudíž žádné elektrony ji nedostihnou. Polovina elektronů dopadajících na sondu 1 teče nyní vnějším okruhem do sondy 2. Systém se nachází v bodě c charakteristiky - obr. 4, rozložení potenciálu je patrné na obr. 5c. Další zvyšování záporné hodnoty V_d nemůže způsobit další změny sondového proudu, neboť sonda 1 vždy sbírá dostatek elektronů, aby vyrovnala veškerý proud iontů na obě elektrody. V důsledku toho vzrůstá-li dále V_d , sonda 1 zůstává blízko potenciálu plazmatu a sonda 2 přechází do stále zápornějších hodnot. Iontový proud sondy 2 je nasycený a proud vnějším okruhem i_d zůstává tedy konstantní. Jsme v oblasti x-y voltampérové charakteristiky.

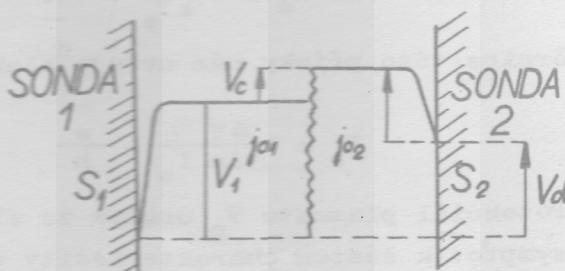
Celkový iontový proud je dán součtem nasyceného proudu k sondě 1 i_{p1} a sondě 2 i_{p2} v bodech x a y charakteristiky.

Elektronový proud na sondu 2 je dán rozdílem celkového proudu vnějším okruhem a iontového proudu i_{p2} na tuto sondu, jak je znázorněno na obr. 4.

Teorie dvojné sondy

Zobecněný potenciálový diagram systému dvojné sondy je dán na obr. 6. Zde V_1 a V_2 jsou potenciály sondy 1 a 2 vzhledem k plazmatu, V_0 je kontaktní potenciál, případně malá difference v potenciálu plazmatu v místě sond.

Obr. 6
Obecný potenciálový diagram dvojné sondy.



Protože výsledný proud na systém musí být nulový, platí

$$\sum i_p = i_{p1} + i_{p2} = i_{e1} + i_{e2} \quad (29)$$

Dosadíme-li odpovídající výrazy pro elektronový proud sondy z Boltzmannových relací, dostáváme

$$\sum i_p = S_1 j_{01} e^{-\frac{eV_1}{kT_e}} + S_2 j_{02} e^{-\frac{eV_2}{kT_e}} \quad (30)$$

Z potenciálového diagramu na obr. 6 plyne

$$V_1 + V_c = V_2 + V_d \Rightarrow V_1 = V_2 + V_d - V_c \quad (31)$$

Dosadíme-li do (30), dostáváme

$$\ln \left[\frac{\sum i_p}{i_{e2}} - 1 \right] = - \frac{eV_d}{kT_e} + \ln \sigma \quad (32)$$

kde

$$\sigma = \frac{S_1 j_{01}}{S_2 j_{02}} e^{\frac{eV_c}{kT_e}} \quad (33)$$

Zde j_{01} a j_{02} jsou hustoty elektronových proudů na sondy při potenciálu sondy rovném potenciálu plazmatu.

Grafem závislosti $\ln G = f(V_d)$, kde $G = \frac{\sum i_p}{i_{e2}} - 1$ musí být dle (32) přímka, jejíž směrnice je určována elektronovou teplotou T_e .

Výpočet parametrů plazmatu z naměřených voltampérových charakteristik jednoduché i dvojné sondy

a) Jednoduchá sonda

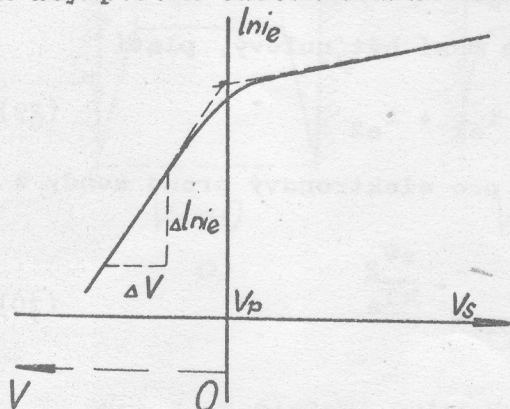
Z naměřené voltampérové charakteristiky stanovíme elektronový proud odečtením iontového proudu v oblasti B sondové charakteristiky. Sestrojíme závislost $\log i_e = f(V)$, jejímž grafem v případě Maxwelllova rozložení je přímka

$$\ln i_e = - \frac{e}{kT_e} V + C \quad (34)$$

Směrnice této přímky nám určuje elektronovou teplotu T_e .

$$T_e = \frac{\Delta V}{\Delta \ln i_e} \cdot \frac{e}{k} \quad (35)$$

Potenciál plazmatu V_p určíme ze zlomu této závislosti jako průsečík asymptot k částem charakteristiky v oblasti B a C. Viz obr. 7.



Obr. 7
Stanovení T_e a V_p .

Koncentrace elektronů určíme z naměřeného elektronového proudu sondou i_{ep} v případě, že $V_s = V_p$, tedy pro $V = 0$. Dle (23) máme

$$n_e = \frac{i_{ep}}{S e} \sqrt{\frac{2 \sqrt{m}}{k T_e}} \quad (36)$$

b) Dvojná sonda

Vyhodnocení voltampérové charakteristiky dvojné sondy lze provádět analogicky jako u sondy jednoduché. Z naměřené sondové charakteristiky určíme podle obr. 4 oba proudy i_{p1} a i_{p2} a odečteme proud elektronový i_{e2} . Sestrojíme závislost $\ln G = f(V_d)$. Ze směrnice této přímky (v případě Maxwellova rozdělení rychlostí) dostáváme opět elektronovou teplotu T_e - viz vzorec (32).

Výpočet elektronové teploty rezistanční metodou

Rovnici (32) můžeme přepsat ve tvaru

$$i_{e2} = \frac{\sum i_p}{\sigma e^{-\frac{eV_d}{kT_e}} + 1} \quad (37)$$

Derivujeme-li i_{e2} podle V_d , dostáváme pro $V_d = 0$

$$\left. \frac{di_{e2}}{dV_d} \right|_{V_d=0} = \frac{\sum i_p}{(\sigma + 1)^2} \cdot \sigma \frac{e}{kT_e} \quad (38)$$

Dosadíme-li za $\frac{e}{k} = 11\,600$ a nahradíme-li $\frac{dV_d}{di_{e2}} = \frac{dV_d}{di_d}$, dostáváme pro elektronovou teplotu

$$T_e = 11\,600 \frac{\sigma}{(1 + \sigma)^2} \left[\sum i_p \frac{dV_d}{di_d} \right]_{V_d=0} \quad (39)$$

σ můžeme vypočíst z rovnice (32).

$$\sigma = \left[\frac{\sum i_p}{i_{e2}} - 1 \right]_{V_d=0} \quad (40)$$

Označme pro zjednodušení

$$\frac{1}{\sigma + 1} = \frac{i_{e2}}{\sum i_p} = G \quad (41)$$

Nahradíme-li v rovnici (39) σ pomocí G , dostáváme

$$T_e = 11\,600 (G - G^2) \left[\sum i_p \frac{dV_d}{di_d} \right]_{V_d=0} \quad (42)$$

a dále

$$T_e = 11\,600 (G - G^2) R_o \sum i_p \quad (43)$$

kde $R_o = \left[\frac{dV_d}{di_d} \right]_{V_d=0}$ je tzv. ekvivalentní odpor dvojné sondy.

Rovnice (42) umožňuje pohodlné určení elektronové teploty přímo z voltampérové charakteristiky dvojné sondy.

Pro výpočet elektronové teploty je nutno určit z voltampérové charakteristiky veličiny R_o , $\sum i_p$ a G .

R_o stanovíme ze strmosti střední části voltampérové charakteristiky v bodě $V_d = 0$.

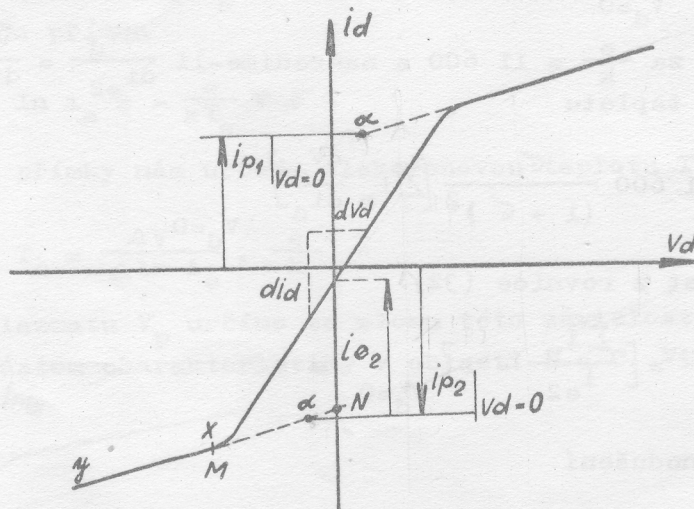
Iontové proudy i_{p1} a i_{p2} pro případ $V_d = 0$ stanovíme tak, že prodloužíme úseky nasyceného proudu směrem k ose y , vzdálenost MN rozdělíme na pět dílů. Ve vzdálenosti rovné $\frac{1}{5} MN$ od osy y určíme bod α , který nám definuje hodnotu i_{p1} , případně i_{p2} při $V_d = 0$. Konstrukce bodu α je patrna z obr. 8. Proud elektronů na sondu 2 je dán výrazem

$$i_{e2} = |i_{p2}| + i_d,$$

odečteme ho přímo z voltampérové charakteristiky jak je patrna z obr. 8.

Pro výpočet $G = \left[\frac{i_{e2}}{\sum i_p} \right]_{V_d=0}$ je nutno dosadit i_{e2} v místě $V_d = 0$ a

$\sum i_p = i_{p1}$ a i_{p2} v bodě α .



Obr. 8 Stanovení R_o a G z naměřené V-A charakteristiky.

Stanovení koncentrace iontů a elektronů v plazmatu pomocí dvojné sondy.

Výpočet elektronové koncentrace n_e a koncentrace iontů n_p za předpokladu $n_p = n_e$ provádíme z nasyceného iontového proudu sondy. Při výpočtu n_p je potíž v tom, že nemáme teplotu iontů T_p . V případech, kdy teplota iontů je přibližně rovna teplotě neutrálního plynu (rozpadající se plazma) můžeme výpočet snadno provést užitím vztahu pro hustotu iontového proudu na sondu

$$j_p = n_p e c_d \quad (44)$$

Malé nepřesnosti ve stanovení T_p neovlivní příliš výpočet n_p , neboť v uvedeném vztahu vyskytuje se T_p ve výrazu pro střední rychlost pod odmocninou.

c_d je střední driftová rychlost elektronů, v případě rozpadajícího se plazmatu je dána pouze tokem iontů z plazmatu do vrstvy obalující sondu. Tento tok závisí na tepelném pohybu iontů a je dán v případě Maxwellova rozložení rychlostí výrazem

$$c_d = \frac{1}{4} \bar{c}_p$$

kde \bar{c}_p je střední rychlost iontů.

Pro koncentraci iontů dostáváme $n_p = \frac{4j_e}{e\bar{c}_p}$ a po dosazení za hustotu iontového proudu $j_p = \frac{i_p}{S}$ máme

$$n_p = \frac{4 i_p}{S e \bar{c}_p} \quad \text{kde} \quad \bar{c}_p = 1,87 \cdot 10^{-8} \left(\frac{T_p}{M}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (45)$$

T_p (°K), M - hmota iontů v [g], i_p [A]. Po dosazení konstant

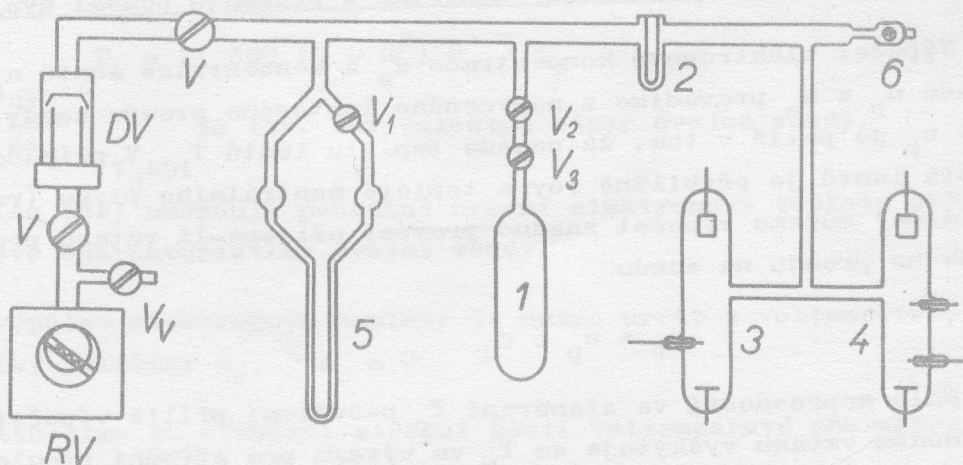
$$n_p = 1,34 \cdot 10^{27} \frac{i_p}{S} \left(\frac{M}{T_p}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (46)$$

V případě rovinných sond můžeme dosadit za S přímo plochu sondy. U cylindrické sondy je plocha vrstvy větší než plocha sondy a závisí na potenciálu sondy. V případě je třeba provést korekci při výpočtu n_p .

Experimentální aparatura a způsob měření

Studium kladného sloupce doutnavého výboje v inertních plynech budeme provádět pomocí sond na aparatuře, vyznačené na obr. 9.

Výbojový prostor čerpáme rotační dvoustupňovou vývěvou a difuzní olejovou vývěvou. Měření mezního tlaku provádíme pomocí Penningova manometru, tlak použitého inertního plynu měříme olejovým manometrem.



Obr. 9 Vakuová aparatura s výbojkami.

RV - rotační vývěva, VV - je zavzdušňovací ventil, V - průchozí ventil, DV - difusní vývěva, V_1 - oddělovací ventil olejového manometru, V_2, V_3 - dávkovací ventily inertního plynu, 2 - vymrazovačka, 3 - výbojka pro studium radiálního rozložení, 4 - výbojka pro měření elektronové teploty, 5 - olejový manometr, 6 - Penningův manometr, 1 - nádoba se spektrálně čistým plynem.

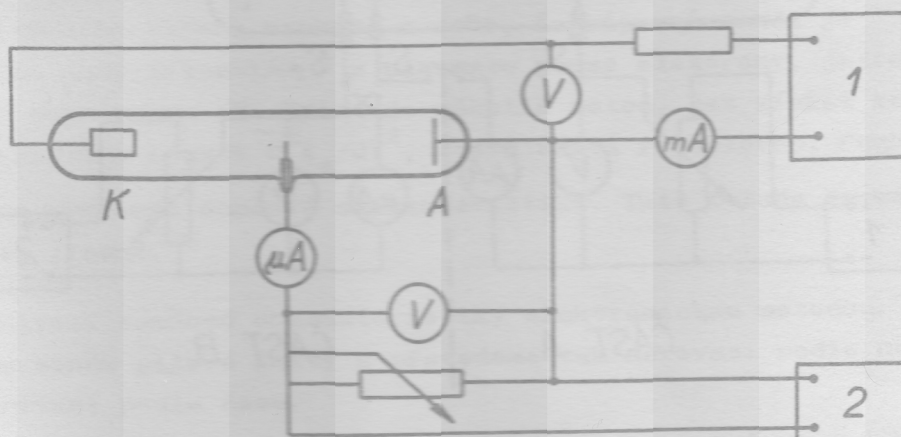
Dávkování spektrálně čistého plynu provádíme pomocí dvou skleněných ventilů. Prostor výbojek je oddělen od olejového manometru a vývěv vymrazovačkou. Postup při plnění výbojek je následující:

Před uvedením vývěv do provozu zkontrolujeme, zda ventil V_1 je v poloze otevřený, ventil VV zavřen. Otevřeme průtok ochladicí vody difusní vývěvy a zapneme rotační vývěvu. Po dosažení vakua řádově 10^{-2} Torr uvedeme do chodu difusní vývěvu. Čerpáme asi 1 hodinu, až dosáhneme tlak ve vakuové aparatuře 10^{-5} Torr. Při čerpání vyhříváme jednotlivé části vakuové aparatury proudem horkého vzduchu. Po dostatečném odplynění aparatury zaplníme vymrazovací nádobu kapalným dusíkem. Zavřeme ventil V_1 a V a naplníme aparaturu na požadovaný tlak střídavým otvíráním kohoutů V_2 a V_3 . Pak přikročíme k vlastnímu měření na doutnavém výboji.

Měření radiálního rozložení elektronové koncentrace

Měření provádíme pomocí jednoduché rovinné sondy, posuvné v radiálním směru v kladném sloupci doutnavého výboje pomocí magnetu. Schema zapojení pro měření sondové charakteristiky je uvedeno na obr. 10. Napětí sondy V_s měníme od maximální hodnoty V_{max} do nižších hodnot, přičemž sledujeme změnu polaritý sondového proudu. Změna polaritý odpovídá plavajícímu potenciálu sondy V_f . Pečlivě proměříme zejména exponenciální část charakteristiky pro V z intervalu od V_f do V_p . Z grafického průběhu logaritmické

závislosti sondového proudu na sondovém napětí $\lg I_s = f(V_s)$ stanovíme zlom charakteristiky, odpovídající potenciálu plazmatu V_p . V tomto bodě vypočteme elektronovou hustotu proudu i_e a pomocí něho určíme koncentraci elektronů v plazmatu. V případě, že iontový proud sondy dosahuje značných hodnot, provedeme extrapolaci iontového proudu sondy až po hodnotu $V = V_p$, a pro každou hodnotu napětí z intervalu V_f až V_p přičteme hodnotu iontového proudu k sondovému proudu. Tím dostaneme závislost pouze elektronového proudu i_e na napětí sondy. Sestavíme závislost $\lg i_e = f(V)$, a z něho pak určíme zlom charakteristiky a jemu příslušný potenciál plazmatu, případně elektronovou teplotu.



Obr. 10 Schema zapojení pro měření radiálního rozložení elektronové koncentrace.
1 - stejnosměrný zdroj pro napájení výbojky, 2 - stabilizovaný zdroj pro nastavení sondového napětí, K - katoda, A - anoda.

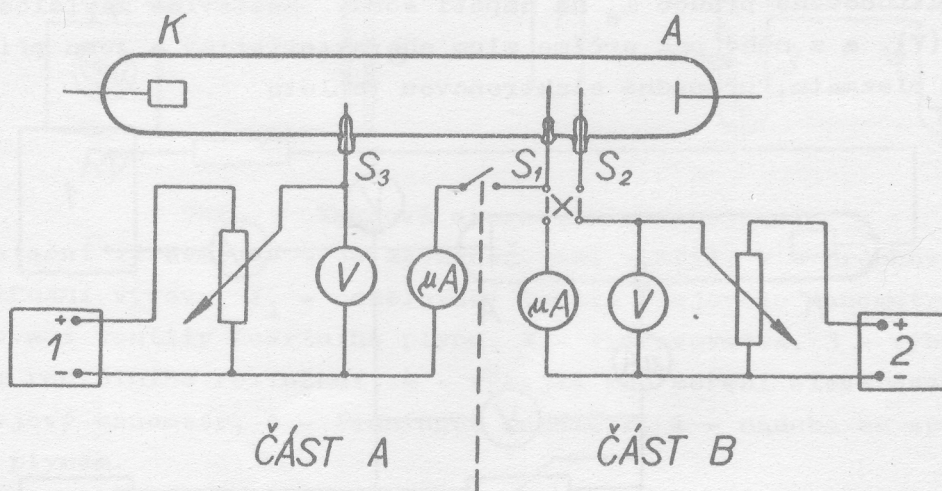
Měření provedeme pro 8 poloh sondy od osy výbojky směrem ke stěně výbojky. Závislost elektronové koncentrace $n_e = f(r)$ vyznačíme graficky a porovnáme ji s teoretickou závislostí. Měření budeme provádět pro hodnoty výbojového proudu z intervalu $10 \div 50$ mA a pro tlaky plynu $0,1 \div 1$ Torr.

Měření elektronové teploty a gradientu potenciálu v kladném sloupci

Známe-li elektronovou teplotu a gradient potenciálu v kladném sloupci čoutnavého výboje, můžeme vypočítat podle vztahu (14) koeficient předání energie při srážce χ i v případě nepružných srážek.

Teplotu elektronů budeme určovat pomocí dvojné sondy. Dvojnou sondu zapojíme podle obr. 11 B. Naměříme sondovou charakteristiku pro tři hodnoty výbojového proudu z uvedeného intervalu a vyznačíme do grafu. Elektronovou teplotu stanovíme metodou ekvivalentního odporu. Pro tytéž hod-

noty výbojového proudu stanovíme současně rozdíl potenciálů mezi sondou S_1 a S_3 . Měření provedeme kompenzační metodou zapojení uvedeném na obr. 11 A. Naměřený rozdíl potenciálů dělíme vzdáleností sond, čímž dostaneme intenzitu elektrického pole v axiálním směru. Měření gradientu potenciálu můžeme provést též tak, že stanovíme potenciál plazmatu v místě sondy S_1 a v místě sondy S_3 z naměřených voltampérových charakteristik sondy S_1 a S_3 .



Obr. 11 Zapojení dvojné sondy pro měření elektronové teploty v kladném sloupci - část B, zapojení pro měření gradientu potenciálu - část. A.

Měření driftové rychlosti elektronů

Driftovou rychlost elektronů v_d můžeme stanovit ze dvojího měření plošnou sondou, kterou můžeme otáčet tak, aby účinná plocha sondy byla kolmo přivrácená ke směru driftové rychlosti elektronů, takže na ni elektrony dopadají nebo naopak odvrácená. Elektronový proud v případě, že sonda se nachází na potenciálu plazmatu, bude v prvním případě roven

$$i_1 = i_0 + e n_e v_d$$

V případě, že sonda je odvrácená, dostáváme

$$i_2 = i_0 - e n_e v_d$$

Rozdíl obou hodnot dá driftovou rychlost

$$v_d = \frac{i_1 - i_2}{2e n_e}$$

Součet proudů i_1 a i_2 nám dá elektronový proud na sondu při napětí sondy rovném potenciálu plazmatu. Z něho vypočteme hustotu elektronového proudu a odtud podle známých vztahů elektronovou koncentraci n_e .

Měření rozdělovací funkce elektronů podle energie.

Maxwellovská rozdělovací funkce elektronů se pozná podle toho, že proud tekoucí sondou pro $V < 0$ jest exponenciální funkcí napětí. Druvstejn dokázal, že je-li $f(V)$ rozdělovací funkce elektronů podle energie, pak tato rozdělovací funkce je určována druhou derivací sondového proudu podle napětí V . Platí vztah

$$f(|V|) = \frac{1}{A} \left(\frac{8m}{e^3}\right)^{\frac{1}{2}} |V|^{\frac{1}{2}} \frac{d^2 i_e}{dV^2} \quad (47)$$

Odvození uvedeného vztahu vychází z toho, že záporná sonda je schopna vybrat pro daný potenciál V z plazmatu pouze elektrony, jejichž energie je větší nebo rovna eV . Existuje několik metod, jak získat ze sondové charakteristiky funkci $d^2 i_e / dV^2$, která udává rozdělovací funkci:

a) Dvojitá derivace grafická sondové charakteristiky. Tato metoda je málo přesná a dosti pracná.

b) Provedeme derivaci sondové charakteristiky elektronickou metodou.

Aplikujeme na sondu pilové kmity a převedeme tak derivaci podle napětí V na derivaci podle času.

$$\frac{d^2 i}{dV^2} \sim \frac{d^2 i}{dt^2}$$

Časovou derivaci získáme vhodnými elektrickými obvody.

c) Přes stejnosměrné napětí sondy přeložíme slabé střídavé napětí $V_1 \sin \omega t$. Musí platit, že $\frac{V_1}{V} \ll 1$. Rozvineme-li za těchto předpokladů sondový proud v řadu, vidíme, že složka stejnosměrného proudu sondy vzrostla na hodnotu Δi , přičemž platí

$$\Delta i = \frac{V_1^2}{4} \frac{d^2 i}{dV^2}$$

Rozdělovací funkce $f(V)$ je tedy úměrná výrazu $V^{\frac{1}{2}} \Delta i$.

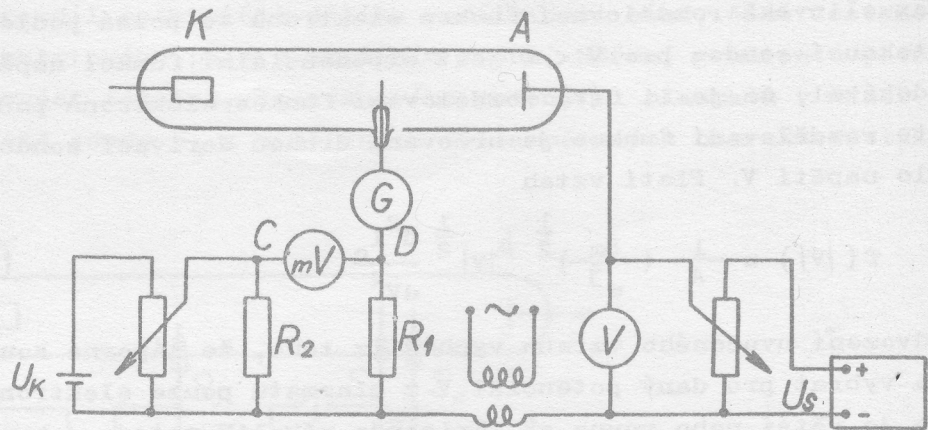
V případě Maxwellova rozložení rychlosti platí

$$\frac{\Delta i}{i_0} = \left[I_0\left(\frac{eV}{kT_e}\right) - 1 \right]$$

Zde I_0 je Besselova funkce prvního druhu nultého řádu.

Stanovení rozdělovací funkce tedy provádíme tak, že nejprve přesně naměříme potenciál plazmatu V_p . Od tohoto potenciálu odečítáme hodnotu napětí V_s , přičemž musí platit $V_s < V_p$. Hodnota brzdného napětí pro elektrony, dopadající na sondu, pak bude $V = V_p - V_s$. Pro každou hodnotu brzdného napětí určíme přírůstek Δi sondového proudu při zapojení střídavého napětí na sondu. Graficky zobrazíme závislost $f(V) = V^{1/2} \Delta i$.

Měření rozdělovací funkce budeme provádět metodou poruchového napětí s frekvencí ω , malé amplitudy V_1 . Měření provádíme kompenzační metodou v zapojení vyznačeném na obr. 12.



Obr. 12 Zapojení pro měření rozdělovací funkce elektronů.

Proud jednoduché rovinné sondy měříme mikroampérmetrem. Do okruhu sondy vložíme odpor R_1 , na němž vzniká úbytek napětí při průchodu sondového proudu. Pro zvolené napětí V_s dostáváme sondový proud i_s a úbytek napětí na odporu $R_1 \cdot i_s$. Z pomocného zdroje U_k nastavíme proud odporem R_2 takový, aby mezi body C a D nebyl rozdíl potenciálů a elektronkový milivoltmetr měl nulovou výchylku. Pak zapneme pomocný střídavý zdroj. Střídavé napětí $V_1 \sin \omega t$ způsobí změnu sondového proudu Δi . V důsledku toho se mezi body C a D objeví malé stejnosměrné napětí ΔU , které naměříme elektronkovým voltmetrem. Změnu sondového proudu i vypočteme ze vztahu $\Delta i = \frac{\Delta U}{R_1}$. Toto měření provedeme pro deset hodnot sondového napětí V z intervalu $V_f < V < V_p$. Do grafu vyneseme závislost $V^{1/2} \cdot \Delta i$ pro různé hodnoty V , která nám udává rozdělovací funkci $F(V)$. Měření provedeme pro tlak ~ 1 Torr a výbojový proud ~ 20 mA.

Ú k o l :

Proveďte studium mikroparametrů plazmatu kladného sloupce doutnavého výboje v inertních plynech pro různé tlaky ve výbojové trubici s použitím elektrostatických sond.

P o s t u p p r á c e :

1. Radiální rozložení elektronové koncentrace v kladném sloupci provedete pomocí jednoduché rovinné sondy. Měření provedete pro tlak $p \in [0,1; 1]$ Torr a výbojový proud $I \in [10; 50]$ mA.

2. Pomocí dvojené sondy stanovíte elektronovou teplotu pro tlak plynu $p = 0,5$ Torr a výbojové proudy $I_1 = 1$ mA, $I_2 = 10$ mA, $I_3 = 50$ mA. Pro tytéž podmínky určete pomocí sond S_1 a S_3 gradient potenciálu. Z naměřených výsledků vypočtete koeficient κ .
3. Pomocí otáčivé rovinné sondy naměřte driftovou rychlost elektronů v plazmatu v závislosti na výbojovou proudy. Vyznačte graficky $v_d = f(I_v)$.
4. Metodou superponovaného střídavého napětí malé amplitudy stanovte rozdělovací funkci elektronů v plazmatu kladného sloupce. K měření použijte jednoduchou rovinnou pohyblivou sondu, kterou umístíte v ose výbojky. Funkci $F(V)$ graficky vyznačte a porovnejte s teoreticky vypočtenou závislostí v případě Maxwelllova rozložení.

L i t e r a t u r a :

- 1 A. Engel: Ionizovannyje gazy, Moskva 1959.
- 2 V.L. Granovskij: Električeskij tok v gaze, Moskva 1962.
- 3 E.O. Johnson, L. Malter: Phys. Rev. 80 (1950), 1,58.
- 4 M. Fittaire: Physique des Milieux ionisée, Orsay 1965.