

Studium kladného sloupce doutnavého výboje pomocí elektrostatických sond: dvojná sonda

Obsah

1	Symetrická dvojná sonda na plovoucím potenciálu	2
2	Činnost dvojně sondy	2
2.1	A) $V_d = 0$:	2
2.2	B) $V_d < 0$, malé záporné napětí:	3
2.3	C) $V_d \ll 0$, velké záporné napětí:	3
3	Teorie dvojně sondy	4
4	Výpočet parametrů plazmatu z naměřených VAC dvojně sondy	5
4.1	Výpočet elektronové teploty z poměru elektronových proudů	5
4.2	Výpočet elektronové teploty rezistanční metodou	5
4.3	Koncentrace elektronů v plazmatu	6
4.4	Stanovení koncentrace iontů a elektronů v plazmatu pomocí dvojně sondy .	7
5	Experimentální aparatura a způsob měření	8

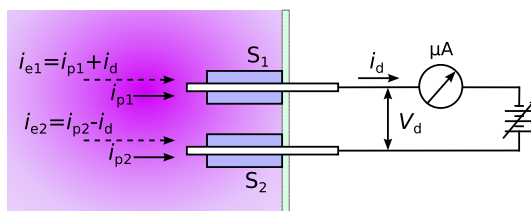
Úvod

Diagnostika plazmatu pomocí elektrostatických sond nám umožňuje určit některé z jeho důležitých parametrů. Jednou z možných konstrukcí Langmuirovy sondy je tzv. dvojná sonda skládající se ze dvou elektrod stejných rozměrů. Může být tvořena například dvojicí jednoduchých válcových sond. Jejich vzdálenost by měla být dostatečná, aby se nepřekrývali jejich stěnové vrstvy a zároveň neměla být v různých regionech plazmatu.

v porovnání s jednoduchou sondou má několik výhod. Jelikož je celý systém plovoucí, voltampérová charakteristika vždy obsahuje strmou oblast v okolí nulového napětí. Saturovaný iontový proud limituje proud obvodem, díky čemu sonda méně narušuje samotné plazma.

1 Symetrická dvojná sonda na plovoucím 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 pole na plovoucím potenciálu V_{fl} . Studium plazmatu pomocí dvojně sondy provádíme tak, že měříme cirkulační proud i_d okruhem sond při vložení malého napětí V_d mezi sondy. Schématické znázornění dvojně sondy je znázorněno na obr. 1. Použití dvojně sondy je zvláště výhodné pro studium vysokofrekvenčního plazmatu, případně rozpadajícího se plazmatu.



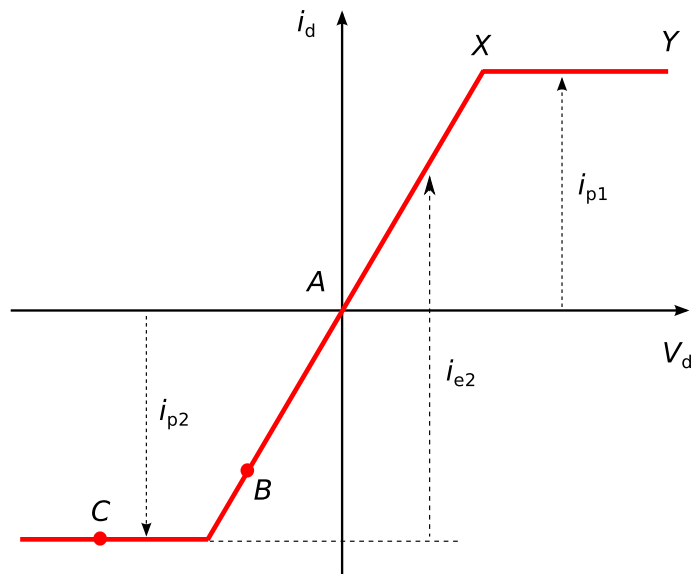
Obrázek 1: Schématické znázornění dvojně sondy

2 Činnost dvojně sondy

Pro pochopení činnosti dvojně sondy provedeme rozbor chování systému při různém napětí V_d . Předpokládejme pro jednoduchost, že sondy mají stejné plochy, že neexistují kontaktní potenciály a že se obě sondy nacházejí v místě o stejném potenciálu plazmatu V_p . Poznamenejme dále, že v praxi je splněna podmínka, že napětí mezi sondami V_d neovlivňuje iontový proud systému.

2.1 A) $V_d = 0$:

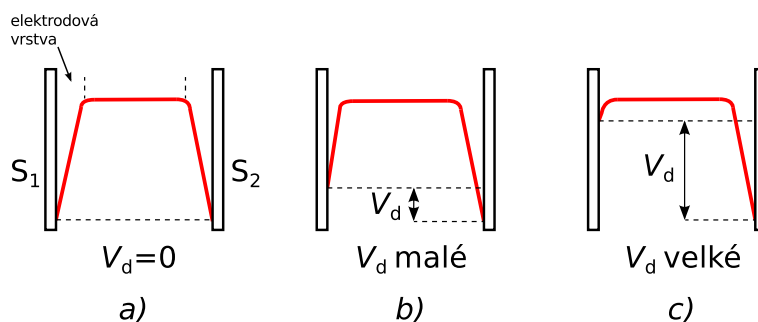
Každá sonda v tomto případě sbírá stejný proud iontů i elektronů a obě sondy se nacházejí na téže plovoucím potenciálu V_{fl} . Proud vnějším okruhem sond i_d musí být nulový, neboť neexistuje žádná elektromotorická síla ve vnějším okruhu. Nacházíme se v bodě 0 sondové charakteristiky dvojně sondy, viz obr. 2. Rozložení potenciálu sond je patrné na obr. 3a.



Obrázek 2: Charakteristika ideální dvojné rovinné sondy

2.2 B) $V_d < 0$, 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. 3b. Potenciál sondy 1 se blíží k potenciálu plazmatu a sbírá více elektronů. Potenciál sondy 2 bude nižší než plovcoucí potenciál, proud elektronů na sondu 2 klesá. Přebytké elektrony sondy 1 přetečou 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 (VAC).



Obrázek 3: Rozložení potenciálu v systému dvojné sondy

2.3 C) $V_d \ll 0$, 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 VAC viz obr. 2, rozložení potenciálu je patrné na obr. 3c. 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

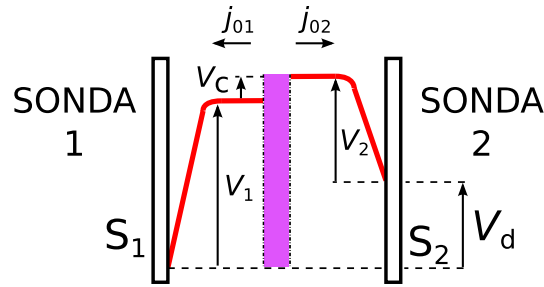
vzrůstá-li dále V_d , sonda 1 zůstává blízko potenciálu plazmatu a sonda 2 přechází do stále zápornějších hodnot. Iontový proud sondy 2 je nasycený a proud vnějším okruhem i_d zůstává tedy konstantní. Jsme v oblasti X-Y VAC.

Celkový iontový proud je dán součtem nasyceného proudu k sondě 1 i_{p1} a sondě 2 i_{p2} v bodech X a Y VAC.

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. 2.

3 Teorie dvojné sondy

Zobecněný potenciálový diagram systému dvojné sondy je znázorněn na obr. 4. Zde V_1



Obrázek 4: Obecný potenciálový diagram dvojné sondy

a V_2 jsou potenciály sondy 1 a 2 vzhledem k plazmatu, V_c je kontaktní potenciál, případně malá diference v potenciálu plazmatu v místě sond. Podle Kirhoffova zákona musí být výsledný proud v sondovém obvodu sumou proudů cez první a druhou sondu a platí:

$$\sum i_p = i_{p1} + i_{p2} = i_{e1} + i_{e2} = 0 \quad (1)$$

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

$$\sum i_p = S_1 j_{01} \exp\left(-\frac{e V_1}{k T_e}\right) + S_2 j_{02} \exp\left(-\frac{e V_2}{k T_e}\right). \quad (2)$$

Z potenciálového diagramu na obr. 4 plyne:

$$V_1 + V_c = V_2 + V_d \Rightarrow V_1 = V_2 + V_d - V_c \quad (3)$$

Dosadíme-li do 2, dostaneme

$$\ln \left[\frac{\sum i_p}{i_{e2}} - 1 \right] = -\frac{e V_d}{k T_e} + \ln \sigma, \quad (4)$$

kde

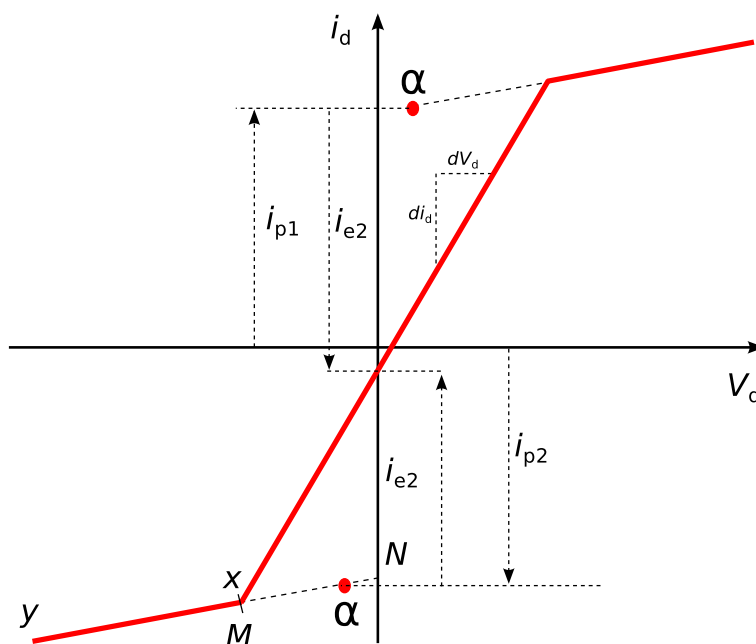
$$\sigma = \frac{S_1 j_{01}}{S_2 j_{02}} \exp\left(\frac{e V_c}{k T_e}\right).$$

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 $G = \sum [i_p / i_{e2}] - 1$ musí být dle 4 přímka, jejíž směrnice je určována elektronovou teplotou T_e .

4 Výpočet parametrů plazmatu z naměřených VAC dvojné sondy

4.1 Výpočet elektronové teploty z poměru elektronových proudů

Vyhodnocení VAC dvojné sondy lze provádět analogicky jako u sondy jednoduché. Z naměřené sondové charakteristiky určíme podle obr. 5 oba proudy i_{p1} a i_{p2} a odečteme proud elektronový i_{e2} . Sestrojíme závislost $\ln G = f(V_d)$. Ze směrnice této přímky (pro případ Maxwellova rozdělení rychlostí) dostáváme opět elektronovou teplotu T_e pomocí vztahu 4. Koeficient σ závisí na velikostech obou sond. V případě, že je plazma u obou sond stejné a sondy mají stejnou velikost (povrch), je $\sigma = 0$.



Obrázek 5: Stanovení R_0 a G z naměřené VAC, proudy i_{p1} a i_{p2} uvedeny pro $V_d = 0$.

4.2 Výpočet elektronové teploty rezistanční metodou

Rovnici 4 můžeme přepsat do tvaru

$$i_{e2} = \frac{\sum i_p}{\sigma \exp\left[-\frac{eV_d}{kT_e}\right] + 1}. \quad (5)$$

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

$$\left. \frac{di_{e2}}{dV_d} \right|_{V_d=0} = \frac{\sum i_p}{(\sigma + 1)^2} \frac{\sigma e}{kT_e}. \quad (6)$$

Nahradíme-li nyní $\frac{dV_d}{di_{e2}} = dV_d di_d$, dostáváme pro elektronovou teplotu

$$T_e = \frac{e \sigma}{k(1 + \sigma)^2} \left[\sum i_p \frac{dV_d}{di_d} \right] \Bigg|_{V_d=0}. \quad (7)$$

Kde σ můžeme vypočítat z rovnice 4

$$\sigma = \left[\frac{\sum i_p}{i_{e2}} - 1 \right] \Big|_{V_d=0}. \quad (8)$$

Označme nyní pro zjednodušení

$$G = \frac{\sigma}{(1 + \sigma)} = \frac{i_{e2}}{\sum i_p} \quad (9)$$

Nahradíme-li v rovnici 7 σ pomocí G , dostáváme

$$T_e = \frac{e}{k} (G - G^2) \left[\sum i_p \frac{dV_d}{di_d} \right] \Big|_{V_d=0} = \frac{e}{k} (G - G^2) R_0 \sum i_p, \quad (10)$$

kde R_0 je tzv. ekvivalentní odpor dvojné sondy:

$$R_0 = \left[\frac{dV_d}{di_d} \right] \Big|_{V_d=0} \quad (11)$$

Rovnice 10 umožňuje pohodlné určení elektronové teploty přímo z VAC dvojné sondy. Pro její výpočet je nutné určit z VAC veličiny R_0 , $\sum i_p$ a G . R_0 stanovíme ze strmosti střední části VAC 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 a 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 obrázku 5. Proud elektronů na sondu 2 je dán výrazem

$$i_{e2} = |i_{p2}| + i_d \quad (12)$$

a odečteme ho přímo z VAC jak je patrna z obrázku 5. Pro výpočet G :

$$G = \left[\frac{i_{e2}}{\sum i_p} \right] \Big|_{V_d=0} \quad (13)$$

je nutno dosadit i_{e2} v místě $V_d = 0$ a $\sum i_p = i_{p1}$ a i_{p2} v bodě α .

4.3 Koncentrace elektronů v plazmatu

Vycházíme z Kirhoffova zákonu a snažíme se vyjádřit proud I ve smyčce. Citace: M.Y. Naz, A. Ghaffar: Double and triple Langmuir probes measurements in inductively coupled nitrogen plasma. Progress In Electromagnetics Research, Vol. 114, 113-128, 2011.

$$\sum i_p = i_{p1} + i_{p2} = i_{e1} + i_{e2} = 0 \quad (14)$$

$$I_{i0} + I_{e0} \exp \left[-\frac{e V_1}{k T_e} \right] + I_{i0} + I_{e0} \exp \left[-\frac{e V_2}{k T_e} \right] = 0 \quad (15)$$

$$\left(1 - \exp \left[-\frac{e V_1}{k T_e} \right] \right) + \left(1 - \exp \left[-\frac{e V_2}{k T_e} \right] \right) = 0 \quad (16)$$

$$-I_{i0} = I_{e0} \quad (17)$$

Proud ve smyčce je $I = I_{p1} = I_{p2}$ a platí:

$$I = I_{i0} \left(1 - \exp \left[-\frac{e V_1}{k T_e} \right] \right) = I_{i0} \left(1 - \exp \left[-\frac{e V_2}{k T_e} \right] \right) \quad (18)$$

Jelikož platí:

$$\tanh x = \frac{e^{2x} - 1}{e^{2x} + 1} \quad (19)$$

můžeme rovnici 18 přepsat jako:

$$I = I_{i0} \tanh \left(-\frac{e V_d}{k T_e} \right) \quad (20)$$

kde $V_d = V_2 - V_1$.

Diferenciací předcházející rovnice dostáváme:

$$\left. \frac{dI}{dV_d} \right|_{V_d=0} = \frac{e I_{i0}}{2k T_e}. \quad (21)$$

Ze sklonu VAC v místě V_d můžeme určit $k T_e$. Koncentraci elektronů můžeme následně určit z iontového saturačního proudu.

$$I_{i0} = \alpha n_e A_p v_B \quad (22)$$

$$v_B = \sqrt{k T_e} \quad (23)$$

$$I_{i0} = 0.61 n_e A \sqrt{\frac{k T_e}{M}} \quad (24)$$

kde M je hmotnost iontů.

4.4 Stanovení koncentrace iontů a elektronů v plazmatu pomocí dvojné sondy

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

$$j_p = n_p e \langle v_e \rangle. \quad (25)$$

Malé nepřesnosti ve stanovení T_p neovlivní příliš výpočet n_p , neboť se v uvedeném vztahu vyskytuje T_p ve výrazu pro střední rychlost pod odmocninou. $\langle v_e \rangle$ je střední driftová rychlost elektronů, v případě rozpadajícího se plazmatu je dána pouze tokem iontů z plazmatu do vrstvy obalující sondy. Tento tok závisí na tepelném pohybu iontů a je dán v případě Maxwellova rozdělení rychlostí výrazem $\langle v_e \rangle = \frac{1}{4} \langle v_p \rangle$, kde $\langle v_p \rangle$ je střední rychlost iontů.

Pro koncentraci iontů dostáváme $n_p = \frac{4j_p}{e\langle v_p \rangle}$ a po dosazení za hustotu iontového proudu $j_p = \frac{i_p}{S}$ máme

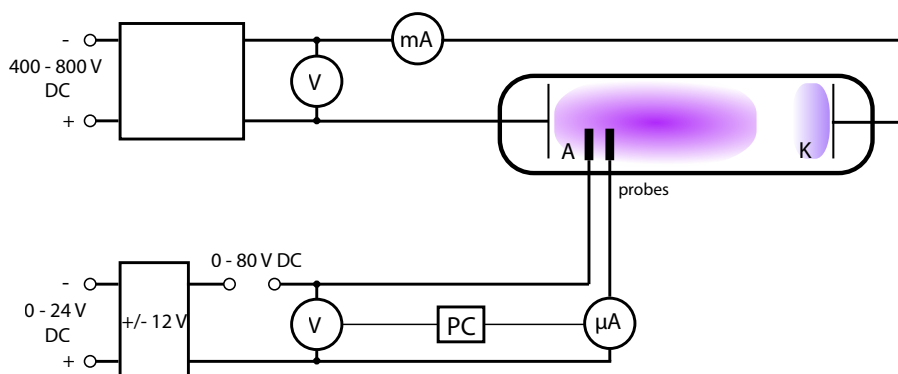
$$n_p = \frac{4i_p}{Se\langle v_p \rangle}, \quad (26)$$

kde $\langle v_p \rangle = \left(\frac{8kT_p}{\pi M}\right)^{1/2}$. T_p je teplota v kelvinech, M hmotnost iontů, i_p proud v ampérech. 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 tomto případě je třeba provést korekci při výpočtu n_p .

5 Experimentální aparatura a způsob měření

Teplotu elektronů budeme určovat pomocí dvojné sondy. Dvojnou sondu zapojíme podle obr. 6. Naměříme sondovou charakteristiku pro tři hodnoty výbojového proudu 10 mA, 30 mA a 50 mA a vyznačíme do grafu. Elektronovou teplotu stanovíme metodou ekvivalentního odporu.

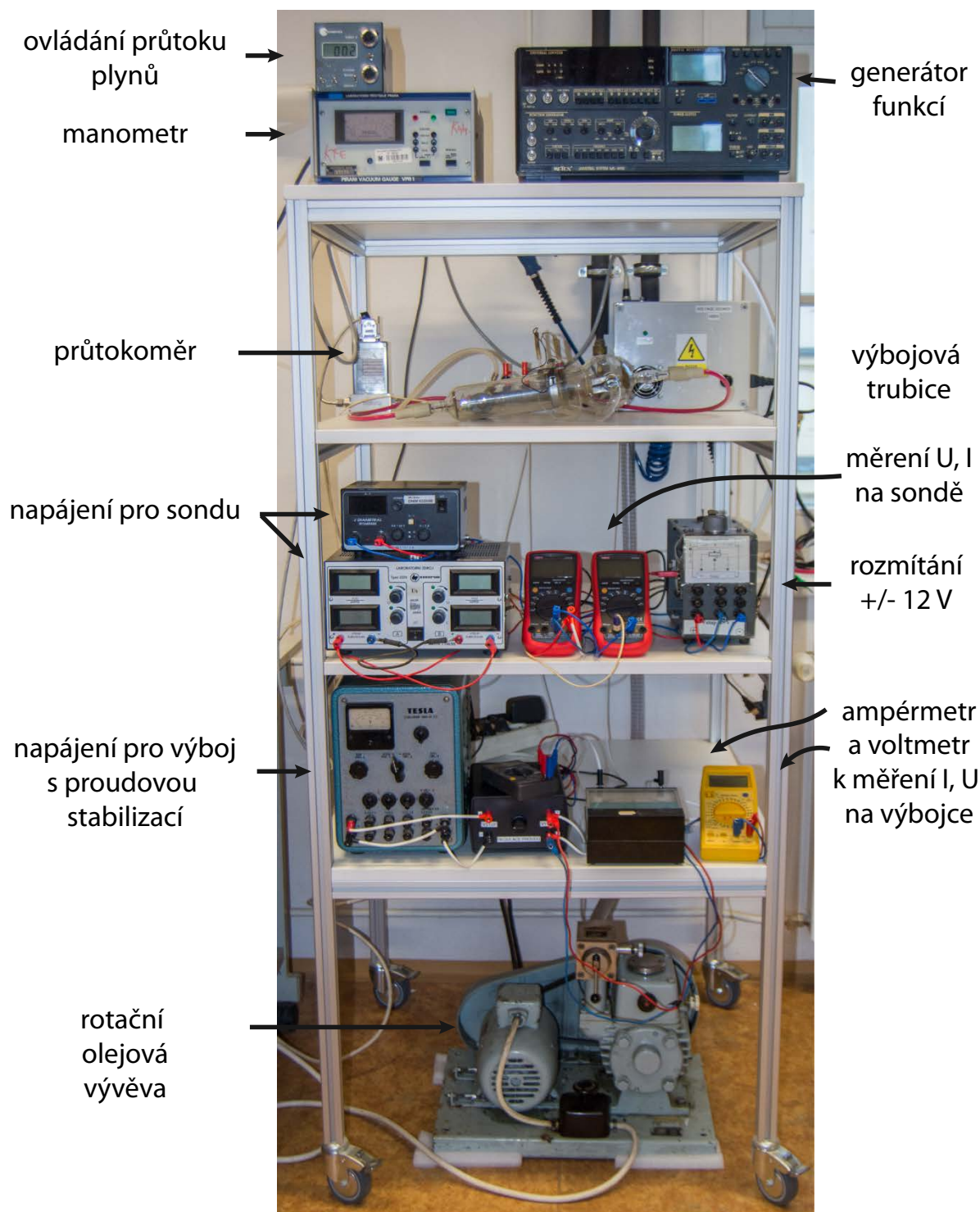
- Zapoj dvojnou sondu podle schématu na obr. 6.
- Výbojová trubice je vyčerpána na 3-5 Pa pomocí rotační olejové vývěvy.
- Budeme pracovat v kontinuálním režimu, nosní plyn je argon o průtoku 80 sccm.
- Tlak měříme pomocí piraniho manometru. Tlak v aparatuře by měl být 100 Pa.
- Zkontroluj obvod, zapni vysokonapěťový zdroj, nastav 500 V a zapal výboj.
- Proud vo výbojce kontrolujeme pomocí proudové stabilizace. Nastav hodnotu a naměř VAC pro 10 mA, 30 mA and 50 mA.
- Měření VAC realizujeme pomocí ampérmetru a voltmetru v obvodu dvojné sondy. Měření jsou odesílána na počítač.
- Naměř VAC pro tři výbojové proudy (10 mA, 30 mA and 50 mA).
- Urč velikost sond například pomocí fotografie a známých rozměrů výbojové trubice.
- Vypočítej elektronovou teplotu a elektronovou hustotu pomocí teorie z předcházející části.



Obrázek 6: Zapojení dvojné sondy

Reference

- [1] Tálský A., Janča J. *Speciální praktikum z vysokofrekvenční elektroniky a fyziky plazmatu* Přírodovědecká fakulta UJEP, Brno 1975.
- [2] Šmíd R. *Návod k úloze Měření rozdělovací funkce energie elektronů pomocí vf kompenzované Langmuirovy sondy.*



Obrázek 7: Experimentální uspořádání.