

Praktika z fyziky plazmatu

Měření rozdělovací funkce energie elektronů pomocí vf kompenzované Langmuirovy sondy

1 Úvod

Kovová sonda vložená do výboje nastavená na kladném nebo záporném potenciálu, která přitahuje elektronový, resp. iontový proud, je jedna z nejstarších a nejvíce používaných nástrojů pro diagnostiku plazmatu, zejména nízkoteplotního. Všechny takové sondy zavedené Langmuirem a významněji rozebrány v práci Mott-Smitha a Langmuira [1] se obvykle nazývají Langmuirovy sondy. Tak jako v případě jakékoliv jiné elektrody, je i sonda obklopena stěnovou vrstvou. Sonda má ovšem na rozdíl od běžných elektrod velmi malou plochu, aby co nejméně ovlivňovala měřené plazma. Slouží k určení celé řady parametrů plazmatu, jakými jsou plazmový potenciál, plovoucí potenciál, koncentrace elektronů i iontů, střední energie elektronů či teplotu elektronů. Tyto parametry jsou určovány na základě voltampérové charakteristiky sondy (VAC).

1.1 Vlastnosti Langmuirovy sondy

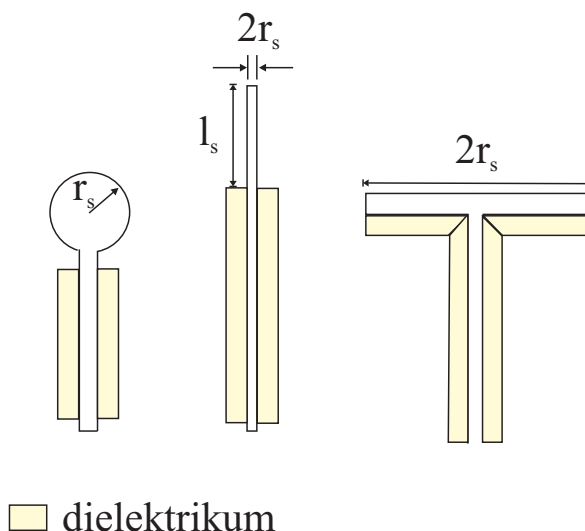
Sondové měření spočívá v měření VAC v obvodu se dvěma elektrodami, z nichž nejméně jednou je sonda, vložených do plazmatu. Je-li plocha jedné elektrody (sondy) velmi malá a plocha druhé elektrody (např. zemněné plochy reaktoru) mnohem větší, jedná se o **jednoduchou** sondu. Potenciál této sondy lze vůči plazmatu nastavit na libovolnou kladnou nebo zápornou hodnotu. Druhá elektroda je referenční elektroda - v případě vf výboje to je zemněná elektroda, jíž může být i stěna reaktoru. Jsou-li k měření použity dvě elektrody (sondy) o srovnatelné ploše nazýváme sondu **dvojnou**. Systém dvojně sondy je na plovoucím potenciálu, tedy na potenciálu nižším než potenciál plazmatu. Proměnné je pouze napětí mezi nimi.

Sondy mohou mít rozličné tvary (obrázek 1). Sondy podle nich poté nazýváme: válcovými, kulovými a rovinnými. Jak je patrné z obrázku, je dokonalý kulový tvar nemožný. Měření na rovinné sondě ovlivňuje její okraj, jenž je nezanedbatelný. Nejvíce výhod má proto sonda válcového tvaru, pokud je splněna podmínka $r_s \ll l_s$.

2 Voltampérová charakteristika jednoduché sondy

Voltampérová charakteristika (VAC) sondy je závislost měřeného proudu protékajícího sondou I_s na napětí V_s přiloženém na sondu. V případě, že se potenciál na sondě liší od plazmového potenciálu $U_s = V_s - V_{pl} \neq 0$, jsou částice o jednom náboji přitahovány a částice o opačném náboji odpuzovány. Pokud je sonda na potenciálu $U_s < 0$, tvoří se kolem ní stejně jako v případech zemněných i buzených elektrod vložených do plazmatu, stěnová vrstva náboje. Nejjednodušší fyzikální modely předpokládají stěnovou vrstvu konečné tloušťky. V případě válcové sondy se jedná o dutý rotační válec s vnitřním poloměrem r_s (poloměr sondy) a vnějším poloměrem r_v (poloměr vrstvy). Tloušťka vrstvy ($r_v - r_s$) je řádově velikosti Debyeovy délky $\lambda_{D\nu}$ a roste s rostoucím napětím

kulová válcová rovinná



Obrázek 1: Osově řezy sondami různých tvarů.

$|U_s|$. Se změnou napětí U_s dochází ke změně proudu, čímž získáváme voltampérovou charakteristiku. VAC jednoduché sondy lze rozdělit na tři části (viz. obrázek 2):

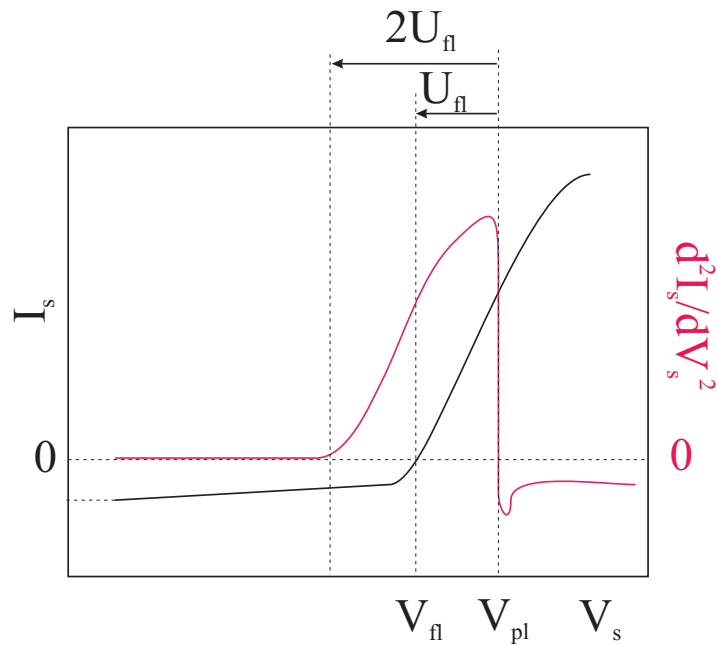
1. $U_s \leq 2U_{fl}$ - oblast urychlování kladných iontů. V této oblasti tvoří proud na sondu výhradně kladné ionty a proud je saturován (nasycený iontový proud)
2. $2U_{fl} < U_s < 0$ - přechodová oblast. Elektronů jsou odpuzovány od sondy a jejich výskyt je charakterizován Boltzmannovým vztahem

$$n_{se} = n_{ve} \exp\left(-\frac{U_s}{kT_e}\right), \quad (1)$$

kde n_{se} je koncentrace elektronů na povrchu sondy a n_{ve} je koncentrace elektronů na povrchu stěnové vrstvy náboje v okolí sondy. Sonda je negativně nabitá vůči okolnímu plazmatu V_{pl} . Elektronů mají mnohem větší tepelnou rychlost a proto jsou toky elektronů a iontů srovnatelné. Při zvyšování napětí roste tok elektronů na sondu na úkor toku iontů. Naopak při snižování napětí klesá absolutní hodnota proudu na sondě, až do okamžiku, kdy je sonda na plovoucím potenciálu V_{fl} a dochází ke kompenzaci iontového a elektronového proudu a celkový proud protékající sondou je nulový. Pokud není sonda připojena k vnějšímu obvodu, pak se automaticky nabíjí na tento potenciál. Při vyšších napětích převládá elektronový proud na sondu, při nižších napětích iontový.

3. $0 < U_s$ - oblast urychlování elektronů (v případě elektronegativních plynů také záporných iontů)

Dělicími body jsou **plazmový** (prostorový) **potenciál** V_{pl} tedy potenciál narušeného plazmatu, a **plovoucí potenciál** V_{fl} , potenciál, při kterém dojde k vyrovnání iontového a elektronového proudu na sondu a sondou neteče žádný proud.



Obrázek 2: Voltampérová charakteristika jednoduché sondy umístěné v plazmatu.

2.1 Různé režimy práce sondy

O charakteru sondového měření rozhodují tyto parametry [2]:

- charakteristické rozměry sondy - v případě válcové sondy se jedná o poloměr r_s (za předpokladu $r_s \ll l_s$, kde l_s je délka válcové sondy)
- volná dráha λ_ν částice ν (elektronu či iontu)
- Debyeova délka $\lambda_{D\nu}$, kde

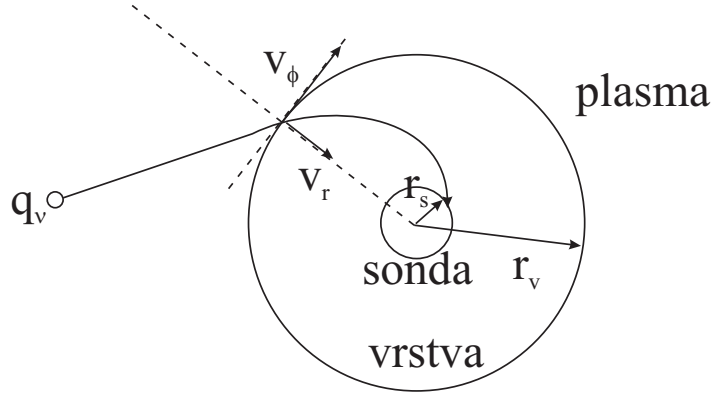
$$\lambda_{D\nu} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_\nu}{q_\nu^2 n_\nu}}$$

- míra neizotermičnosti plazmatu, tedy poměr T_i/T_e , kde T_e a T_i je teplota elektronů, resp. iontů. V případě, kdy $T_i/T_e \rightarrow 0$ lze na plazma pohlížet v aproximaci tzv. chladných iontů.

Rozlišujeme tyto typy režimů:

1. $\lambda_\nu \gg r_s \gg \lambda_{D\nu}$ - vytvoření tenké stěnové vrstvy náboje obklopující sondu, v níž je možné zanedbat vliv srážek nositelů náboje; v tomto případě je možné nasycený proud nabitých částic popsat modelem proudu omezeného prostorovým nábojem (anglicky "space charge limited current")
2. $\lambda_\nu \gg \lambda_{D\nu} \gg r_s$ - vytvoření silné stěnové vrstvy náboje obklopující sondu, v níž je možné zanedbat vliv srážek nositelů náboje; v tomto případě je nasycený proud popsán modelem proudu omezeného orbitálním pohybem (OMLC teorie ¹)
3. $\lambda_{D\nu} \gg \lambda_\nu \gg r_s$ - při popisu proudu na sondu je nutné uvažovat vliv srážek.

¹Orbital Motion Limited Current



Obrázek 3: Pohyb nabité částice v oblasti stěnové vrstvy okolo sondy dle OMLC teorie.

4. $\lambda_\nu \ll r_s$ tzv. model "continuum probe", kdy je proud na sondu modelován jako tok spojitého prostředí - sonda je mnohem větší než volná dráha nabitých částic a často dochází ke srážkám. Zavádí se model spojitého tekutého prostředí, viz např. [3].

2.2 Proud na sondu

Při teoretickém popisu proudu tekoucího na sondu budeme předpokládat splnění OMLC teorie. Ta je splnitelná za nízkých tlaků [?] či při velmi vysokých frekvencích, kdy je dobře splněna podmínka, že srážková frekvence ν_ν pro přenos hybnosti částice ν je zanedbatelná vůči frekvenci vnějšího budícího pole ω :

$$\nu_\nu \ll \omega \quad (2)$$

Vně stěnové vrstvy již předpokládáme, že kvazineutrální plazma již není elektrickým polem na sondě ovlivněno a že je okraj vrstvy dobře definovatelný. Nabitě částice vstupující do stěnové vrstvy mají rozdělovací funkci f_ν kde $\nu = e$ pro elektrony a $\nu = i$ pro ionty. Uvažujme dále částici q_ν , jež je přítomnou sondou přitahována. Platí tedy vztah

$$q_\nu U_s \leq 0 \quad (3)$$

Proud iontů na sondu je dán střední hodnotou toku částic na sondu o ploše $\int dA_s$

$$I_{s\nu} = q_\nu \int dA_s \int_{u_1}^{u_2} u du \int_{v_1}^{v_2} v dv \int_{w_1}^{w_2} w dw f_\nu(u, v, w), \quad (4)$$

kde u, v, w jsou vhodně zvolené (dle symetrie) složky rychlostí částic splňujících podmínku dopadu na sondu - limity integrálů - s rozdělením f_ν . V případě válcové sondy o poloměru r_s a délce l_s zanedbáváme vliv délky sondy při splnění požadavku

$$l_s \gg r_s \quad (5)$$

Poloměr stěnové vrstvy náboje je r_v (viz. obrázek 3). Vzhledem k symetrii zavedeme vhodnější cylindrické souřadnice $\vec{v} = (v_r, v_\phi, v_z)$. Proudový příspěvek (4) částic ν pak je:

$$I_{\nu s} = 2\pi r_s l_s q_\nu n_\nu \int_{v_{r1}}^{v_{r2}} \int_{-v_{\phi min}}^{v_{\phi min}} \int_{-\infty}^{\infty} f_\nu(v_r, v_\phi, v_z) v_z v_r^2 dv_r dv_\phi dv_z \quad (6)$$

Integrace přes složku v_z je identicky rovna 1. Nedojde-li ke srážce nabité částice s jinou nabitou částicí či částicí netrálního plynu při pohybu od okraje vrstvy směrem k sondě, platí pro všechny částice zákon zachování energie

$$\frac{1}{2}m_\nu(v_{rv}^2 + v_{\phi v}^2) = \frac{1}{2}m_\nu(v_{rs}^2 + v_{\phi s}^2) + q_\nu U_s \quad (7)$$

a zákon zachování momentu hybnosti

$$r_s v_{\phi s} = r_v v_{\phi v} \quad (8)$$

Částice dosáhne sondy pouze v případě, že (orientace odpovídajících složek je patrná na obrázku 3)

$$v_{rv} \leq 0 \quad (9)$$

a

$$v_{rs}^2 \geq 0 \quad (10)$$

Dle [1] dostáváme mezní velikost tangenciální složky rychlosti nabitě částice, která ještě dopadne na sondu

$$|v_{\phi v}| \leq \sqrt{\frac{v_{rv}^2 - 2q_\nu U_s / m_\nu}{r_v^2 / r_s^2 - 1}} \quad (11)$$

a pro proud odpovídající nabitě částici ν dostáváme v OMLC režimu (a také v oblasti nasycení) přibližný vztah:

$$I_{\nu s} = \frac{\sqrt{2} A_s q_\nu n_\nu}{\pi \sqrt{m_\nu}} \sqrt{kT_\nu - q_\nu U_s} \quad (12)$$

3 Druvesteynova metoda získání rozdělovací funkce elektronů

Z VAC lze velmi snadno získat rozdělovací funkci elektronů. Potom lze určit zda je rozdělovací funkce Maxwellovská či zda se jedná o jiné rozdělení. Vztahu (6) lze použít k získání elektronové rozdělovací funkce elektronů. Nebudeme se omezovat na podmínku (3). Při následujícím odvození se budem soustředit na oblast odpuzování elektronů $U_s \leq 0$. Dosazením energie elektronů dopadajících na sondu (7) do vztahu (6), získáme po dvojí derivaci podle U_s [2], [4]

$$\frac{d^2 I_{se}}{dU_s^2} = A \sqrt{-U_s} f_e(-eU_s) \quad (13)$$

kde I_{se} je proud na sondě po odečtení iontového proudu a A je konstanta závislá na tvaru povrchu sondy. Energiová rozdělovací funkce elektronů je úměrná druhé derivaci voltampérové charakteristiky sondy podle napětí $U_s < 0$

3.1 Rozdělovací funkce nabitých částic plazmatu

Mějme $n_\nu dV$ počet částic ν v objemu dV a označíme-li hustotu těchto částic v rychlostním prostoru jako $f_\nu(t, \vec{r}_\nu, \vec{v}_\nu) dC dV$, kde dC je element rychlostního prostoru, dostáváme pro počet částic v jednotkového objemu

$$n_\nu dV = dV \iiint_{-\infty}^{+\infty} f_\nu(t, \vec{r}_\nu, \vec{v}_\nu) dC \quad (14)$$

kde $f_\nu(t, \vec{r}_\nu, \vec{v}_\nu)$ je normovaná rozdělovací funkce částic ν a integrujeme přes celý rychlostní prostor. Střední hodnotu veličiny Φ dostaneme jako

$$\bar{\Phi} = \frac{\iiint_{-\infty}^{+\infty} \Phi f_\nu(t, \vec{r}_\nu, \vec{v}_\nu) dC}{\iiint_{-\infty}^{+\infty} f_\nu(t, \vec{r}_\nu, \vec{v}_\nu) dC} \quad (15)$$

Maxwellova rozdělovací funkce. Řešením Boltzmannovy kinetické rovnice pro bezsrážkové, homogenní plazma ve stacionárním stavu bez působení vnějších sil je Maxwellovo rozdělení ve tvaru

$$f_{\nu Maxw.}(E) = 2n_\nu \pi (\pi k T_\nu)^{-\frac{3}{2}} \sqrt{E} \exp\left(-\frac{E}{2kT_\nu}\right) \quad (16)$$

kde T_ν je teplota a E je energie příslušné částice.

Jiné rozdělovací funkce. Maxwellova rozdělovací funkce je řešením Boltzmannovy kinetické rovnice za velmi omezujících předpokladů. Existují méně omezující řešení. V slabém elektrickém poli, lze zanedbat ztrátu energie nepružnými srážkami, protože jen velmi málo elektronů má dostatek energie na to, aby způsobily případné excitace atomů a molekul plynu. Řešením Boltzmannovy kinetické rovnice je pak výraz ve tvaru:

$$f_e = C \cdot \exp\left(-\int_0^v \frac{m_e \xi}{kT_e + (q_\nu^2 E_{pole}^2 m_i)/(3m_e^2)(\nu^2 + \omega^2)} d\xi\right), \quad (17)$$

kde C je normovací konstanta, E_{pole} je velikost, ω je frekvence přiloženého elektrického pole a ν je srážková frekvence elektronů. Toto rozdělení se nazývá **Margenauovým rozdělením**. Pokud je vnější pole dostatečně velké a lze předpokládat, že pro frekvenci tohoto pole platí vztah $\omega \ll \nu$, můžeme také psát, že

$$f = C \cdot \exp\left(-\int_0^v \frac{m_e \xi}{e^2 E_{pole}^2 m_i / (3m_e^2) \nu^2} d\xi\right). \quad (18)$$

v je velikost rychlosti částice v případě anizotropní rozdělovací funkce. Pro srážkovou frekvenci částice z kinetické teorie platí $\nu_\nu = n_\nu v \sigma_\nu$, kde σ_ν značí účinný srážkový průřez. Pokud je σ_ν nezávislé na rychlosti, lze psát

$$f_\nu = C \cdot \exp\left(-\int_0^v \frac{6m_e^3 n_0^2 \sigma^2 \xi^3}{e^2 E^2 m_i} d\xi\right) = C \exp\left(-\frac{(m_e v^2/2)^2}{e^2 E^2 m_i / 6m n_0^2 \sigma^2}\right). \quad (19)$$

Toto rozdělení se nazývá **Druyvesteynovo rozdělení** je zde patrný exponenciální pokles úměrný v^4 . Jedná se o rychlejší spád než u Maxwellova rozdělení, takže platí, že se vysoké energie vyskytují méně ojediněle.

Obecně lze na dané rozdělení naitovat tzv. **Standartní rozdělení**

$$f_{stand.}(E) = A_{stand.} \sqrt{E} \exp\left(-\frac{E^\kappa}{\kappa E_p^\kappa}\right), \quad (20)$$

kde E_p jsou nejpravděpodobnější energie částic, $A_{stand.}$ je normovací konstanta a $\kappa \geq 1$. Pro $\kappa = 1$ se jedná o Maxwellovo rozdělení, pro $\kappa = 2$ se jedná o Druyvesteynovo rozdělení, $\kappa = 4$ se jedná o tzv. Davidovo rozdělení. Pomocí tohoto obecného vztahu můžeme nalézt typ rozdělení fitováním volných parametrů κ a E_p .

4 Parametry plazmatu

Z předchozích vztahů a jejich úpravou lze získat důležité charakteristiky plazmatu, jakými jsou:

1. plovoucí potenciál V_{fl}
2. plazmový potenciál V_{pl}
3. koncentrace elektronů n_e
4. koncentrace iontů n_i
5. teplota elektronů T_e
6. střední energie elektronů E_{mean}

Při všech charakteristikách odpovídajících elektronům je nedříve třeba odečíst iontový nasycený proud (viz. oblast urychlování kladných iontů), který naitujeme vhodnou funkcí alespoň přímkou

Plovoucí potenciál. Plovoucí potenciál je určován přímo z VAC. Plovoucím potenciálem je takový potenciál na sondě, při němž sondou neprochází žádný proud.

Plazmový potenciál.

- Plazmový potenciál je potenciál odpovídající nulové energii elektronů. Při nižším potenciálu dopadají na sondu elektrony tepelným pohybem a jejich koncentrace je dána odpovídajícím potenciálem (viz Boltzmanův vztah (1)). Proto lze plazmový potenciál získat jako nulový bod druhé derivace VAC podle napětí (viz rozdělovací fce (13) a obrázek 2).
- VAC pro napětí ($U_s \geq 0$) parabolicky vzrůstá [5]:

$$I_e = n_e e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi}} A_s \sqrt{1 + \frac{eV_s}{kT_e}} \quad (21)$$

V oblasti nižších napětí ($U_{fl} < U_s < 0$) je proud, v případě, že mají elektrony Maxwellovo rozdělení, charakterizován Boltzmanovým vztahem (ionty na sondu téměř nedopadají). Logaritmus výsledného proudu v této oblasti je lineární funkcí napětí. Platí vztah

$$I_{se} = K_s e n_e \bar{v}_e \exp\left(\frac{eU_s}{kT_e}\right) \quad (22)$$

kde K_s je konstanta závislá na tvaru sondy. Plazmový potenciál tak může být s jistými aproximacemi nalezen jako průsečík dvou přímkou logaritmu elektronové a elektronové nasycené části ($U_s \geq 0$) VAC.

- Obdobně lze plazmový potenciál získat i z maxima první derivace VAC podle napětí. To je zřejmé uvědomíme-li si, že se v tomto bodě mění směrnice VAC (viz výklad výše).

Koncentrace elektronů

- Na základě definice rozdělovací funkce a nalezeného vztahu (13), lze koncentraci elektronů získat integrací rozdělovací funkce.

$$n_e = \int_0^{\infty} \frac{-1}{A\sqrt{-U_s}} \frac{d^2 I_{se}}{dU_s^2} dU_s \quad (23)$$

- Určení koncentrace elektronů ze známé elektronové teploty (viz níže) proudu na sondě, je-li sonda na plazmovém potenciálu. Úpravou vztahu (22) při dosazení $U_s = 0$ dostáváme

$$n_e = \frac{I_{se}(0)}{eK_s \bar{v}_e} \quad (24)$$

Koncentrace iontů V kvazineutrálním plazmatu bez záporných iontů by měla být koncentrace kladných iontů shodná s koncentrací elektronů. Koncentraci iontů, lze ovšem získat i z oblasti saturace iontového proudu. V této oblasti dle OMLC teorie platí tento vztah pro velikost iontového proudu:

$$I_{si} = A_s q_i n_i \sqrt{\frac{kT_i}{2\pi m_i}} \left(1 - \frac{eU_s}{kT_e}\right)^\kappa \quad (25)$$

kde $U_s \leq U_{fl}$ a κ je konstanta závislá na tvaru sondy

- cylindrická sonda: $\kappa = 0.5$
- sférická sonda: $\kappa = 1$
- planární sonda: $\kappa = 0$

Teplota elektronů Teplota elektronů je veličina, jenž je definovatelná pouze v případě Maxwellovského rozdělení elektronů. To lze splnit v našem případě pouze s aproximací. V našem případě by mohlo rozdělení splňovat podmínku Maxwellovského alespoň v omezené oblasti ($U_{fl} \leq U_s \leq 0$).

- Teplotu elektronů lze získat ze směrnice elektronového proudu v přechodové oblasti VAC. S uvážením velikosti proudu sondy na plazmovém potenciálu (viz (24)), platí vztah

$$T_e = \frac{e}{K_s} \frac{d}{dU_s} \ln \left(\frac{I_{pe}}{I_{pe}(0)} \right) \quad (26)$$

- Obdobným způsobem lze určit T_e z logaritmu rozdělovací funkce.

Střední energie elektronů Střední energii elektronů E_{mean} , lze určit na základě znalosti rozdělovací funkce pomocí vztahu (15)

$$E_{mean} = \int_0^{\infty} f(E) E dE \quad (27)$$

5 Výhody a nevýhody sondové diagnostiky

Sondová diagnostika má své výhody i nevýhody [2].

Výhody:

- Jednoduchost v provedení experimentu a nenáročnost experimentálního uspořádání.
- Z jedné naměřené voltampérové charakteristiky lze získat celou řadu lokálních veličin: energiovou rozdělovací funkci elektronů, plovoucí a plazmový potenciál, koncentraci elektronů, koncentraci iontů.
- Možnost měřit relativně jednoduše výše uvedené parametry v závislosti na poloze či v různých časových okamžicích. Prostorové rozlišení této metody je řádově omezeno Debyeovou délkou λ_{De} viz 2.1. Časové rozlišení τ souvisí s plazmovou frekvencí Π_{\pm} nabitě částice q_{ν} (elektronu, iontu) o hmotnosti m_{ν}

$$\tau = \frac{2\pi}{\Pi_{\pm}} = 2\pi \sqrt{\frac{\epsilon_0 m_{\nu}}{q_{\nu}^2 n_{\nu}}} \quad (28)$$

Nevýhody:

- Každá porucha na VAC při získávání druhé derivace naroste a proto je třeba druhou derivaci vyhlazovat.
- Nábojová kvazineutralita plazmatu v okolí sondy je porušena díky toku nábojů na sondu. Přítomnost sondy může způsobit nehomogenitu v plazmatu.
- Tuto metodu lze velmi obtížně použít v plazmatu s fluktuacemi, oscilacemi a vlnami.

- Lze velmi špatně odhadnout vliv sekundární emise, fotoemise a odrazu elektronů na povrchu sondy.
- Těžké částice mohou vytvářet během měření na povrchu sondy dielektrickou vrstvu, která změní její vlastnosti, což může mít za následek špatnou interpretaci dat či jejich úplnou nepoužitelnost.
- Protože je sonda v přímém kontaktu s plazmatem, lze ji použít pouze v nízkoteplotním plazmatu či v okrajových částech vysokoteplotního plazmatu (např. tokamaky).

I přes převládající nevýhody se vzhledem k jednoduchosti sondového měření stále hojně používá především v nízkotlakém nízkoteplotním plazmatu.

6 Aparatura

Schéma aparatury je na obrázku 4. Aparaturu lze rozdělit na 3 významné části

- Vakuová část
- Vysokofrekvenční elektrický obvod
- Diagnostické přístroje

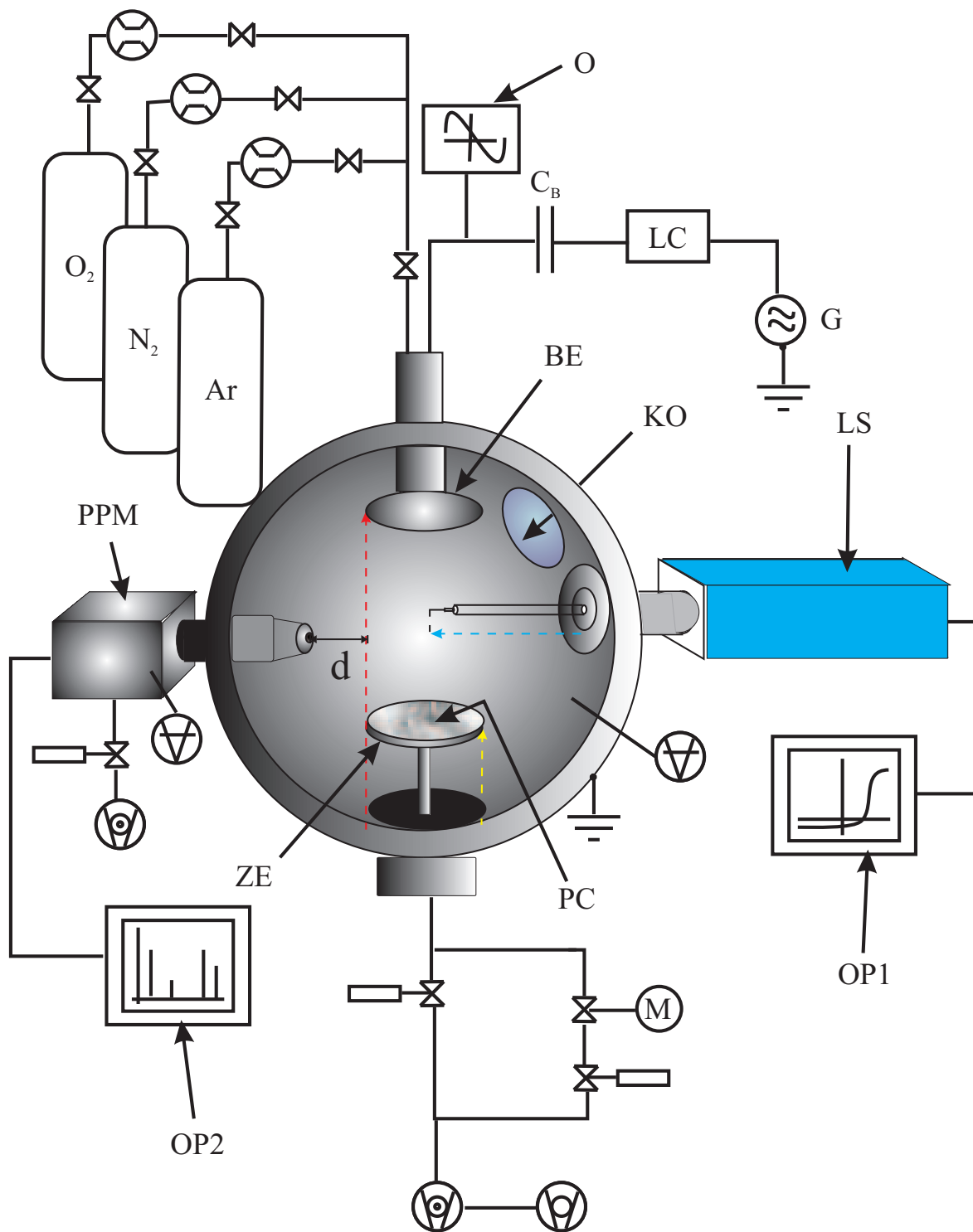
6.1 Vakuová část

Vakuová část aparatury se skládá s přívodu plynů, kulového reaktoru z nerezové oceli a čerpacího systému soustavy.

Přívod plynů. Jednotlivé plyny jsou do reaktoru napouštěny z vysokotlakých plynových bomb, označených Ar, N₂, O₂ a H₂ přes redukční ventily a elektronické regulátory průtoku plynu firmy Schaffer a další ventily pro jednotlivé plyny až k hlavnímu ventilu plynů, jenž je umístěn nad buzenou elektrodou. Tou jsou plyny vpouštěny do reaktoru skrze vnitřní trubici v elektrodě a otvory v ní.

Reaktor. Reaktor kulového tvaru z nerezové oceli s vnitřním poloměrem 250 mm je využíván k vytváření plazmatu mezi horní buzenou elektrodou a dolní zemněnou o průměrech 80 mm. Horní elektroda je obemknuta uzemněným stínícím prstencem s vnějším průměrem 100 mm, který zabraňuje rozšiřování výboje nad elektrodou. Obě elektrody jsou pohyblivé ve svislém směru, což je na obrázku 4 naznačeno červenou a žlutou čárkovanou šipkou. Standartně byly elektrody používány při vzájemné vzdálenosti 56 mm. Tlak v reaktoru je měřen třemi manometry, pracujícími v různých rozsazích:

- Kapacitronem firmy Leybold-Heraus s rozsahem od 0,01 Pa do 13,3 Pa
- Penningovým manometrem firmy Balzers pracující v rozsahu od 10⁻⁷ Pa do 10⁻¹ Pa
- Baratron MKS Instruments pracující v rozsahu 10⁻⁴ – 5 Pa



Obrázek 4: Schéma aparatury: C_B - blokující kondenzátor, O - osciloskop, LC - LC člen, G - generátor, LS - Langmuirova sonda, PPM - hmotový a energiový spektrometr, KO - křemenné okénko, BE - buzená elektroda, ZE - zeměnná elektroda, PC - polykarbonát, OP1 - 1. osobní počítač, OP2 - 2. osobní počítač.

Čerpací systém aparatury. Reaktor je čerpán pomocí systému vývěv a ventilů, který je napojen na reaktor pomocí vakuového vedení kruhového průřezu o vnitřním průměru 153 mm (příruba DN 160 ISO) pod spodní zemněnou elektrodou. Základem čerpacího systému je turbomolekulární vývěva firmy Pfeiffer-Vakuum typ TPH 450H. Čerpací rychlost vývěvy udávaná výrobcem je 450 l/s. Tato vývěva je předčerpávána membránovou vývěvou firmy Pfeiffer-Vakuum. Minimální čerpací rychlost membránové vývěvy je 1,8 m³/h při 10 mbar. Mezi čerpací soustavu a reaktor je umístěn lamelový ventil firmy MKS, který slouží k omezení čerpací rychlosti. Kromě toho je zde i deskový ventil firmy VAT, jenž umožňuje úplné oddělení čerpací soustavy od reaktoru (na obrázku vlevo dole). Pro ještě větší snížení čerpací rychlosti turbomolekulární vývěvy je možné tento deskový ventil uzavřít a reaktor čerpat odbočkou - vakuovým vedením kruhového průřezu o vnitřním průměru 26,2 mm (příruba DN 25 ISO). Zde je umístěn pravoúhlý ventil těsněný vlnovcem (VAT) (na obrázku vpravo dole) a motýlkový ventil firmy MKS, kterým je možno jemně regulovat odčerpávání plynu z reaktoru (na obrázku vpravo nahoře - ozn. M).

6.2 Vysokofrekvenční elektrický obvod

Pro napájení elektrod je používán vysokofrekvenční generátor o frekvenci 13,56 MHz s maximálním výkonem 50 W. Generátor má padesáti ohmový asymetrický výstup. Proto je pro nejúčinnější přenos výkonu třeba přizpůsobit celou zátěž na 50 Ω. K tomuto účelu se používá přizpůsobovací LC člen, který se skládá z proměnného kondenzátoru a cívky. Mezi vysokofrekvenčně buzenou elektrodu a generátor je ještě připojen oddělovací kondenzátor, díky němuž může vznikat na buzené elektrodě asymetrického výboje stejnosměrné záporné předpětí V_{bias} . Dodávaný výkon je měřen wattmetrem na generátoru. Napětí, proud, stejnosměrné předpětí a fázový posuv proudu a napětí je měřeno na zemněném osciloskopu připojeným napěťovou a proudovou sondou přímo na vakuovou průchodku buzené elektrody. Součástí reaktoru jsou přístroje k diagnostice plazmatu a neutrálních plynů - spektrometr PPM 421 a vysokofrekvenčně kompenzovaná jendouchá Langmuirova sonda, jedno pozorovací skleněné okno a menší křemenné okénko pro optickou diagnostiku.

6.3 Kompenzovaná Langmuirova sonda

Vysokofrekvenčně kompenzovaná Langmuirova sonda je umístěna 20 mm nad středem reaktoru a je posouvateľná ve vodorovném směru (na obrázku naznačeno modrou čárkovanou šipkou). Takže ji bylo možno umístit do středu plazmatu ve vodorovném směru a díky možnosti pohybu elektrod ve svislém směru, může být sonda umístěna i do středu plazmatu mezi elektrodami, či do jakékoliv jiné polohy. Posouváním elektrod lze docílit toho, že je plazma zkoumáno ve stejné svislé poloze jak v případě Langmuirovy sondy, tak v případě spektrometru PPM 421. Sonda je komerčním produktem firmy Scientific Systems a je řízena přes počítač vlastním softwarem. Vlastní sondu tvoří wolframový (nebo platinový) válcový drát o poloměru 190 μm a délce 10 mm. Sonda je vybavena referenční a kompenzační elektrodou. Kompenzační elektroda je se sondou propojena na obvod obsahující dva rezonanční obvody kondenzátorů a cívek, jenž jsou naladěny na 13.56 MHz a 27.12 MHz, tedy na frekvenci přítomného pole a její 2. harmonickou. Tato elektroda tedy sleduje frekvenci přítomného pole -

díky ní je sonda vysokofrekvenčně kompenzovaná. Druhá, referenční elektroda sleduje výkyvy a fluktuace v plazmatu, resp. plovoucí potenciál. Sonda je umístěna v dielektrickém držáku o průměru 2.5 mm, na nějž navazuje kompenzační elektroda o průměru 7.5 mm a držák sondy s referenční elektrodou. Držák sondy je součástí posuvného mechanismu nastavující sondu do libovolné vodorovné polohy. Maximální poloha je 250 mm od okraje kulové části aparatury. Ochranný odpor sondy má hodnotu 100 k Ω při frekvenci 13.56 MHz. Sonda pracuje v rozsahu napětí ± 100 V, při rozlišení 25 mV. Rozlišení proudu sondou je 0.1 μ A, při rozsahu 25 μ A-250 mA. Elektronika sondy pracuje jako osmi-bitový převodník, a proto má standartní počet naměřených bodů - 256. Je proto vhodné volit optimální rozsah měřeného napětí. Sonda je schopna měřit koncentraci elektronů v rozsahu $n_e = (5 \cdot 10^{14} - 5 \cdot 10^{18}) \text{ m}^{-3}$ a elektronovou teplotu $T_e = (0.05 - 10) \text{ eV}$. Sonda může pracovat v tzv. režimu "Clean-On". Při něm je sonda před každým měřením čištěna od nečistot. Ty by mohly zkomplikovat a pozměnit měřenou VAC. Toto čištění se provádí pomocí elektronů, jež jsou na sondu urychleny pokud je na silném kladném napětí. Není-li tato funkce zapnuta, pracuje sonda v tzv. režimu "Clean-Off".

7 Úkoly

1. Proměřte rozdělení EEDF ve výboji dusíku při 2,5 a 5 Pa a při proměnných výkonech od 10 do 40 W uprostřed aparatury a rozhodněte zda je rozdělení Maxwellovské, tak, že na něj aplikujete vztah pro tzv. standardní rozdělení (vzdálenost elektrod 5,6 cm).
2. Proměřte prostorovou závislost všech důležitých parametrů (V_{pl} , n_e , T_e , n_i) charakterizujících plazma vysokofrekvenčního doutnavého výboje v dusíku při tlaku 2,5 Pa mezi elektrodami podél výboje (vzdálenost elektrod 5,6 cm).

Reference

- [1] Mott-Smith H. M., Langmuir I.: The theory of collectors in gaseous discharges, *Physical Review*, volume 28, 1926.
- [2] Eds.: Hippler R., Pfau S., Schmidt M., Schoenbach K. H.: Low temperature Plasma physics: Fundamental aspects and applications, pp.131, Wiley-Vch, Berlin, 2001.
- [3] Chung P. M., Talbot L., Touryan K. J.: Electric probes in stationary and flowing plasmas: Theory and Application, Springer-Verlag, New York, 1975.
- [4] Bonaventura Z.: Sondové charakteristiky při měření v plazmatu, *diplomová práce*, Masarykova univerzita v Brně, 2002.
- [5] Tálský A., Janča J.: Speciální praktikum z vysokofrekvenční elektroniky a fyziky plazmatu, Přírodovědecká fakulta UJEP, Brno, 1975.