

## PRAKTIKUM Z FYZIKY PLAZMATU

### Diagnostika plazmatu doutnavého výboje pomocí jednoduché sondy

Zpracovali: Radek Hornák, Lukáš Vrána

Naměřeno: 1. 3. 2022

## 1 Teorie

### 1.1 Elektrostatická Langmuirova sonda

Langmuirova sonda je vodič malých rozměrů zavedený do plazmatu, pomocí něž lze měřit nejdůležitější parametry plazmatu jako elektronovou hustotu  $n_e$ , teplotu elektronů  $T_e$ , rozdělovací funkci elektronů  $f(v)$  a prostorové rozdělení potenciálu a elektrického pole. Napětí sondy  $V_S$  určujeme vzhledem k referenční elektrodě. Potenciál plazmatu v místě sondy vůči stejné referenční elektrodě označme  $V_p$ . Pokud je vůči ní plocha sondy velmi malá, můžeme sondu nazvat jednoduchou. Podle tvaru lze dále sondy dělit na válcové, kulové a rovinné. Závislost proudu protékajícího sondou  $I_S$  na napětí přiloženém na sondu  $V_S$  tvoří voltamperovou (VA) charakteristiku sondy. Napětí sondy vůči plazmovému potenciálu  $U_S$  získáme pomocí vztahu

$$U_S = V_S - V_p \quad (1)$$

Pokud sonda není připojena k vnějšímu obvodu a proud elektronů i iontů na ni se ustálí, je výsledný proud nulový a sonda se ustálí na napětí  $V_{fl}$ , tedy na plovoucím potenciálu.

VA charakteristiku jednoduché sondy můžeme rozdělit na tři části. Tou první je oblast saturovaného iontového proudu označená na obr. 1 jako A. Sonda je záporně nabitá vzhledem k potenciálu plazmatu, elektrony jsou odpuzovány a ionty naopak přitahovány. Vizualně se to projevuje temným prostorem obalujícím sondu.

Druhou část charakteristiky tvoří přechodová oblast, pro kterou lze  $U_S$  vymezit jako  $-2(V_p - V_{fl}) \leq U_S \leq 0$ . Na obr. 1 se jedná o oblast B. Celkový proud sondou  $I_S$  můžeme vyjádřit jako

$$I_S = I_i + I_e \quad (2)$$

kde  $I_i$  je iontový proud a  $I_e$  elektronový proud, který je dán vztahem

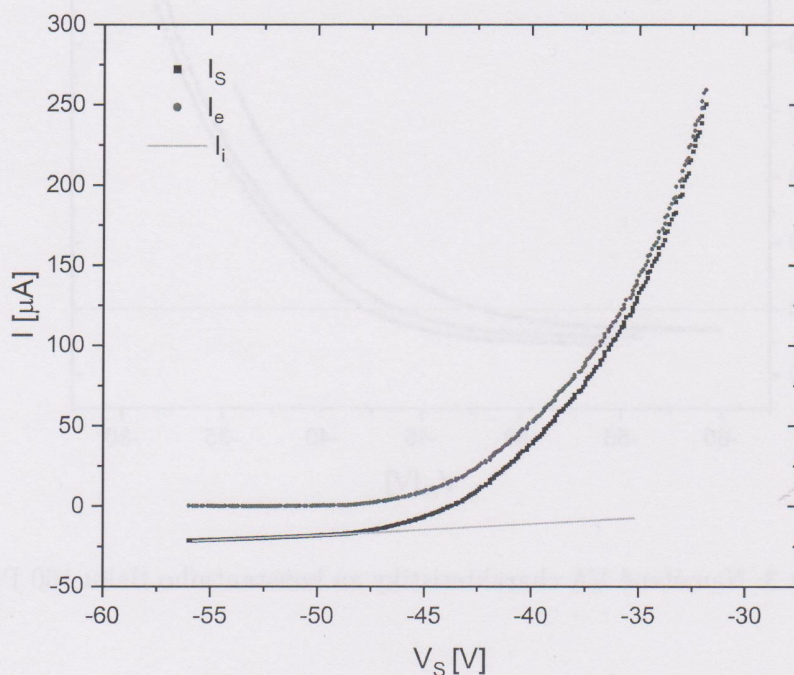
$$I_e = S n_e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} \exp\left(\frac{-eU_S}{kT_e}\right) \quad (3)$$

kde  $S$  je povrch sondy,  $e$  elementární náboj,  $n_e$  koncentrace elektronů,  $k$  Boltzmanova konstanta a  $m_e$  hmotnost elektronu.

Oblast saturovaného elektronového proudu je na obr. 1 označená jako C. Sonda je vzhledem k potenciálu plazmatu na kladném napětí a přitahuje tak elektrony. U válcové sondy nejeví tato oblast nasycení, nýbrž parabolicky narůstá.



Nyní je potřeba od charakteristik odečíst iontový proud, oblast kde saturuje jsme proložili přímkou. Názorné proložení pro VA charakteristiku za podmínek  $p = 160 \text{ Pa}$  a  $I_v = 40 \text{ mA}$  je na obr. 5. Ve zbylých případech jsme postupovali obdobně. VA charakteristiky s takto odečteným iontovým proudem jsou v grafech na obr. 6 a 7.



Obrázek 5: Lineární fit saturovaného iontového proudu,  $p = 160 \text{ Pa}$  a  $I_v = 40 \text{ mA}$ .



neopadalo se nám uvažovat  
nubyl body spojiteli jsme  
se s lokálním minimum

index od 7. derivace  
žle to z 2. derivace  
(žleka! po posložení  
9. řádu)

Potenciál plazmatu  $V_p$  přibližně určíme ze zlomu VA charakteristik jako průsečík asymptot k lineárním částem zlogaritmovaných závislostí. Postup je vidět na obrázcích 8 až 15 vlevo a výsledné  $V_p$  jsou uvedeny v tab. 1. Pokud máme proměřený dostatečný počet bodů, tak můžeme potenciál plazmatu určit také pomocí provedení druhé derivace, protože sondová charakteristika má v potenciálu plazmatu inflexní bod. Druhé derivace jsou vyneseny na obr. 16 až 23. Takto určený potenciál plazmatu je v tab. 1 označen jako  $V_{p,d}$ . Vždy platí, že  $V_p$  je větší než  $V_{fl}$ . Stejně jako  $V_{fl}$ , potenciál plazmatu s rostoucím výbojovým proudem roste, při změně tlaku nevykazuje žádný trend. Nyní můžeme ze vztahu (1) dopočítat  $U_S$ . Pokud následně vyneseme do grafů závislosti  $\ln I_e = -\frac{e}{kT_e} U_S + C$  pro oblasti  $-2(V_p - V_{fl}) \leq U_S \leq 0$ , můžeme z elektronového proudu pro  $U_S = 0$  dle vztahu (3) dopočítat koncentraci elektronů. Závislosti  $\ln I_e = f(U_S)$  proložené přímkou jsou na obrázcích 8 až 23 vpravo. Výsledné elektronové teploty a koncentrace elektronů jsou v tab. 2. S rostoucím výbojovým proudem roste i koncentrace elektronů. Metodou průsečíků asymptot teplota elektronů s výbojovým proudem klesá, ale metodou druhé derivace je konstantní. S rostoucím tlakem pozorujeme klesající teplotu a rostoucí koncentrace elektronů při použití obou metod. Rozdílem výsledků metod je hlavně nižší plazmový potenciál a koncentrace elektronů, jejichž závislost je výraznější při použití metody druhé derivace. V obou metodách jsme však ve stejném řádu  $10^{14} \text{ m}^{-3}$ .

Tabulka 1: Plovoucí a plazmové potenciály

$p = 160 \text{ Pa}$				$I_v = 40 \text{ mA}$			
$I_v [\text{mA}]$	$V_{fl} [\text{V}]$	$V_p [\text{V}]$	$V_{p,d} [\text{V}]$	$p [\text{Pa}]$	$V_{fl} [\text{V}]$	$V_p [\text{V}]$	$V_{p,d}$
30	-48,0	-47,7	-43,4	8	-45,3	-44,8	-43,8
40	-43,8	-43,4	-39,7	16	-45,8	-45,2	-44,4
50	-42,2	-41,6	-37,5	32	-45,0	-44,6	-43,4
				80	-44,4	-43,9	-42,8
				200	-50,9	-49,9	-45,8

Tabulka 2: Teploty a koncentrace elektronů

$p = 160 \text{ Pa}$			$I_v = 40 \text{ mA}$		
$I_v [\text{mA}]$	$T [\text{eV}]$	$n_e [10^{14} \text{ m}^{-3}]$	$p [\text{Pa}]$	$T [\text{eV}]$	$n_e [10^{14} \text{ m}^{-3}]$
30	3,3	1,0	8	4,6	0,8
40	2,8	1,6	16	4,3	1,1
50	2,6	2,3	32	4,0	1,2
			80	3,7	1,4
			200	2,2	1,7
$I_v [\text{mA}]$	$T_d [\text{eV}]$	$n_{e,d} [10^{14} \text{ m}^{-3}]$	$p [\text{Pa}]$	$T_d [\text{eV}]$	$n_{e,d} [10^{14} \text{ m}^{-3}]$
30	2,4	4,0	8	4,4	1,1
40	2,4	5,4	16	4,0	1,3
50	2,5	7,7	32	3,8	1,6
			80	3,5	2,0
			200	2,0	6,0