

PRAKTIKUM Z FYZIKY PLAZMATU

Diagnostika plazmatu doutnavého výboje pomocí jednoduché sondy

Zpracovali: Radek Horňák, 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 nabita vzhledem k potenciálu plazmatu, elektrony jsou odpuzovány a ionty naopak přitahovány. Vizuálně 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

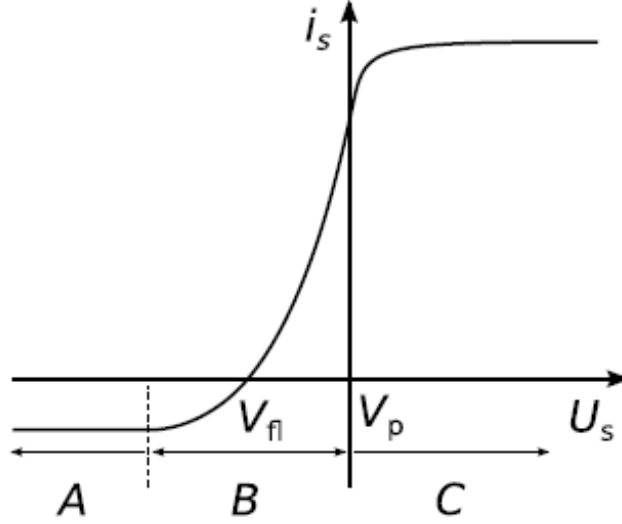
$$I_S = I_i + I_e \quad (2)$$

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 nejví tato oblast nasycení, nýbrž parabolicky narůstá.



Obrázek 1: VA charakteristika jednoduché rovinné sondy [1].

1.2 Rozdělovací funkce energie

V předchozí části předpokládáme Maxwellovo rozdělení energie elektronů. Zda-li tento předpoklad platí lze dokázat Druyvesteynovým vztahem:

$$f(|U_s|) = \frac{1}{A} \sqrt{\left(\frac{8m_e}{e^3}\right)} \sqrt{|U_s|} \frac{d^2 i_e}{dU_s^2} \quad (4)$$

Existuje několik metod, jak získat ze sondové charakteristiky funkci $\frac{d^2 i_e}{dU_s^2}$, která udává rozdělovací funkci. Jednou z možností je přiložení slabého střídavého napětí $U = \varepsilon \sin(\omega t)$, přičemž musí platit $\varepsilon/U_s \ll 1$. Složka stejnosměrného proudu sondy vzroste o hodnotu

$$\Delta i \approx \frac{\varepsilon^2}{4} \frac{d^2 i_e}{dU_s^2} \quad (5)$$

Rozdělovací funkce $f(|U_s|)$ je tedy úměrná $\sqrt{|U_s|} \Delta i$. Tuto závislost graficky zobrazíme a lze ji porovnat s obecnými předpisy Maxwellova a Druyvesteynova rozdělení

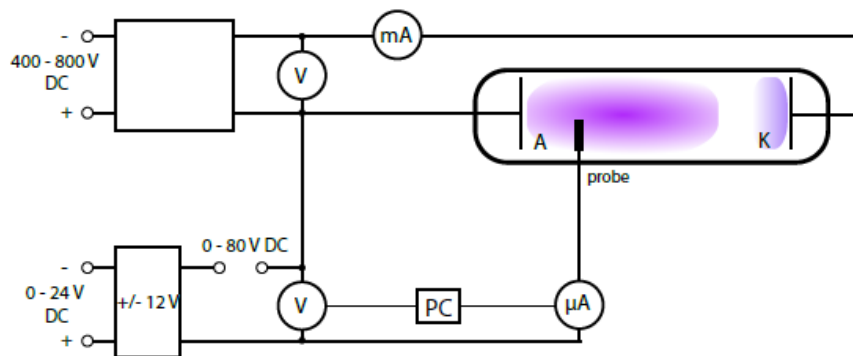
$$f(E) = A\sqrt{E} \exp \left[- \left(\frac{E}{B} \right)^K \right] \quad (6)$$

s parametry A, B, K . Pokud je $K = 1$, jedná se o Maxwellovo rozdělení, v případě $K = 2$ je rozdělení Druyvesteyново.

2 Měření a výsledky

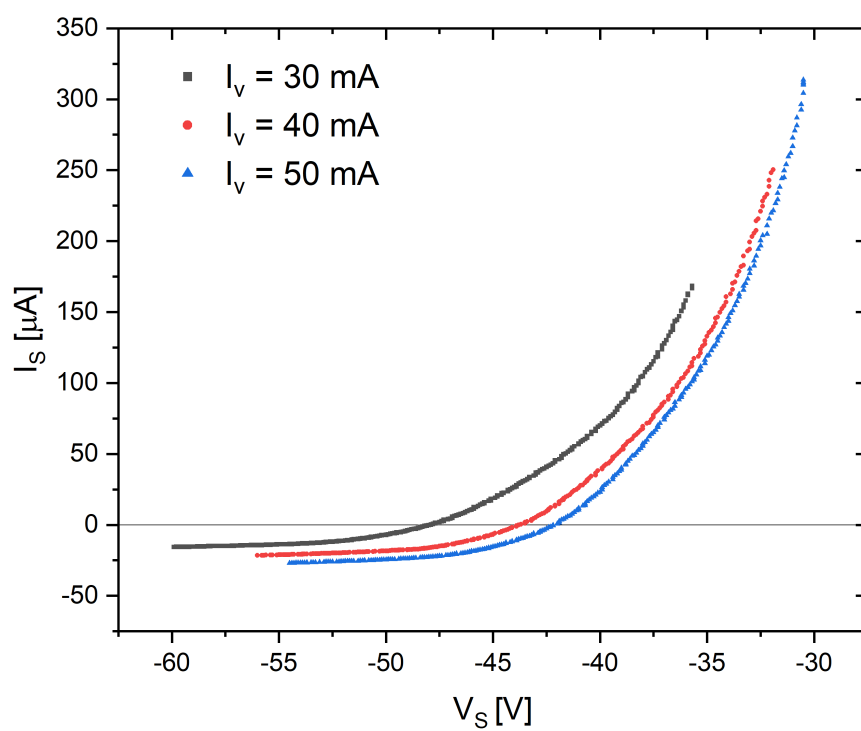
Měření provádíme na aparatuře, jejíž schéma je vidět na obr. 2. Výbojka je čerpaná rotační olejovou vývěvou. Tlak nastavujeme změnou průtoku argonu a měříme jej Piraniho manometrem. Do výbojky je zavedená jednoduchá válcová sonda, jejíž délku jsme odhadli na 8 mm a průměr 0,1 mm. Povrch podstavy válcové sondy je k povrchu jejího pláště S zanedbatelný, po zaokrouhlení dostáváme $S = 2,5 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$.

Při měření vždy nejprve nalezneme plovoucí potenciál, abychom měli jistotu, že naměříme oblast nalevo i napravo od něj. Napětí přiložené na sondu V_S se mění automaticky pomocí potenciometru, který je poháněn elektrickým motorkem, kde stačí zařadit rychlostní stupeň v jednom ze směrů chodu. Data jsou ukládána na počítač. Při vyhodnocování jsme je museli synchronizovat. VA charakteristiku jsme naměřili v obou směrech chodu potenciometru. Tato data se mezi sebou mírně lišila. Pro následné zpracování jsme použili vždy data pouze jednoho směru.

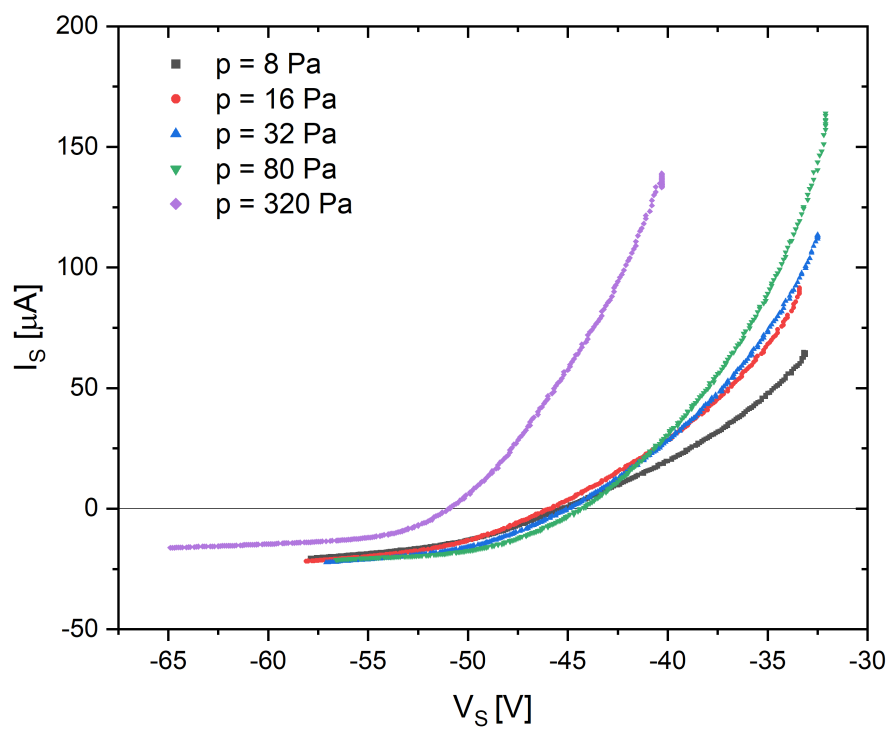


Obrázek 2: Schéma aparatury [1].

Provedli jsme měření za konstantního tlaku 160 Pa pro tři hodnoty výbojového proudu I_v . Výsledné VA charakteristiky jsou v grafu na obr. 3. Z nich lze určit plovoucí potenciál, který se s rostoucím výbojovým proudem zvětšuje, viz tab. 1. Dále jsme provedli měření za konstantního výbojového proudu 40 mA pro pět hodnot tlaku. Odpovídající VA charakteristiky jsou v grafu na obr. 4. Pro tlak 320 Pa je plovoucí potenciál nejmenší, v oblasti 8–80 Pa však nevykazuje žádný trend, viz tab. 1.

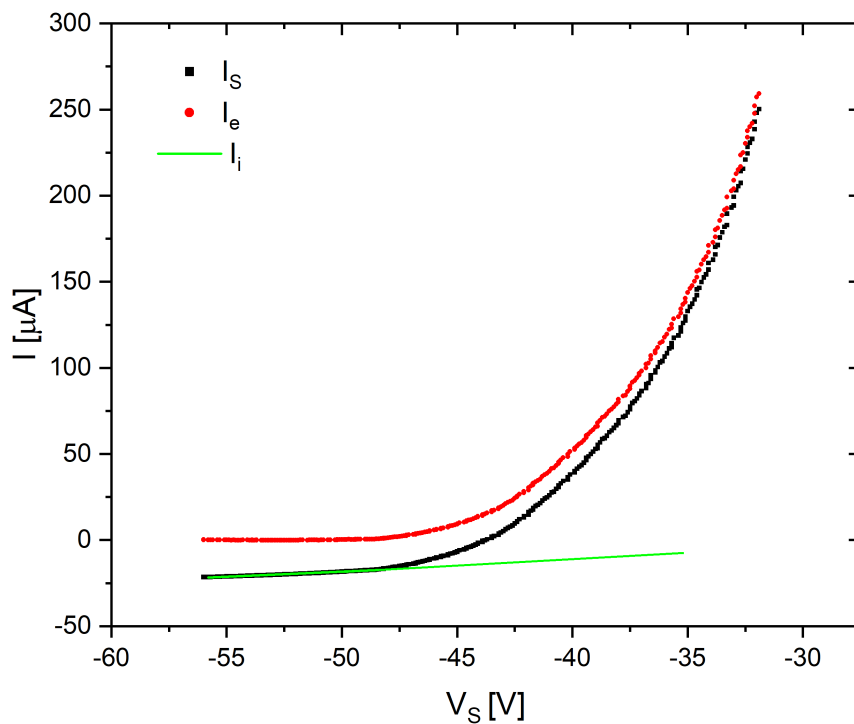


Obrázek 3: Naměřené VA charakteristiky za konstantního tlaku 160 Pa.

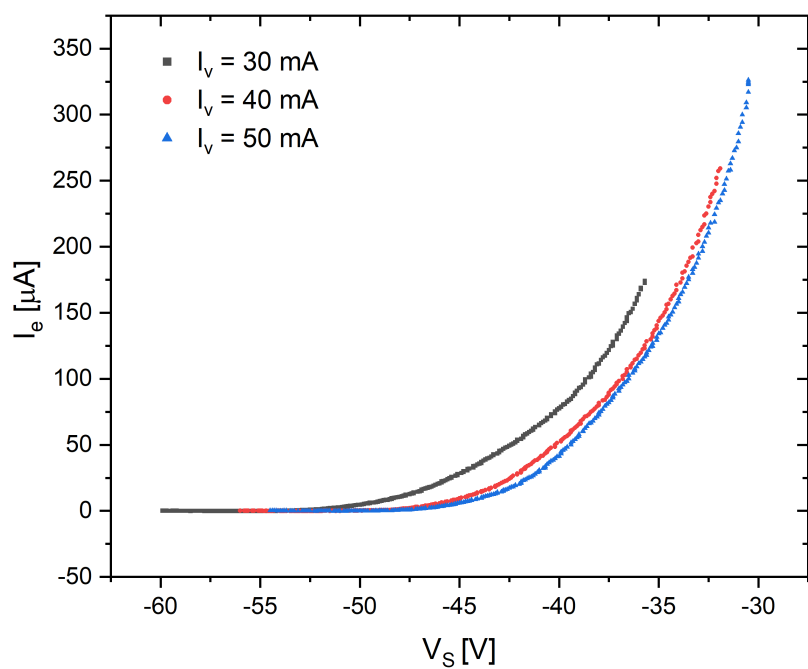


Obrázek 4: Naměřené VA charakteristiky za konstantního výbojového proudu 40 mA.

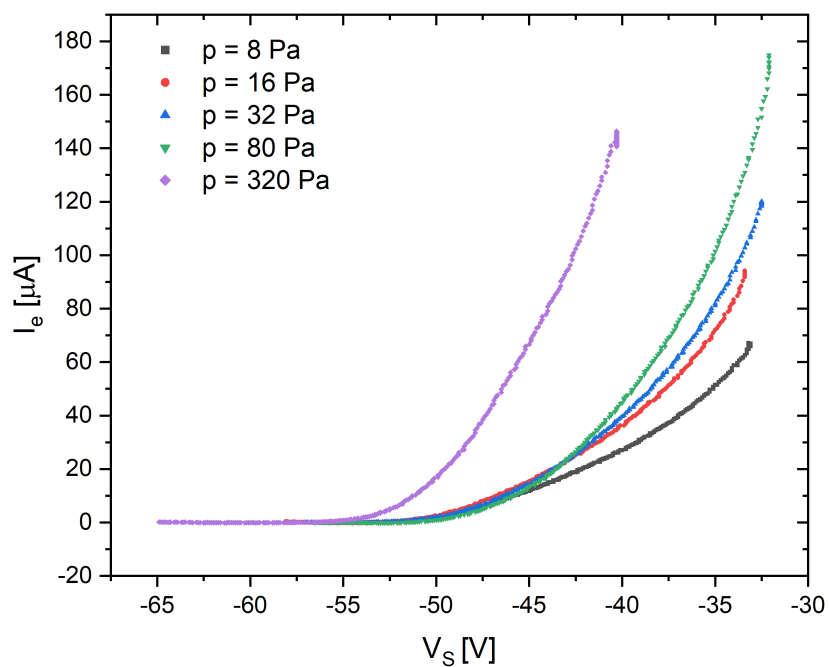
Nyní je potřeba od charakteristik odečíst iontový proud, oblast, kde saturuje, jsme proložili přímkou. Názorné proložení pro VA charakteristiku za podmínek $p = 160$ Pa a $I_v = 40$ mA je na obr. 5. Ve zbylých případech jsme postupovali obdobně. VA charakteristiky s takto odečteným iontovým proudem jsou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



Obrázek 5: Rozdělení sondového proudu na iontový a elektronový pomocí lineárního fitu saturovaného iontového proudu, $p = 160$ Pa a $I_v = 40$ mA.



Obrázek 6: VA charakteristiky s odečteným iontovým proudem pro měření s konstantním tlakem $p = 160 \text{ Pa}$.



Obrázek 7: VA charakteristiky s odečteným iontovým proudem pro měření s konstantním proudem $I_v = 40 \text{ mA}$.

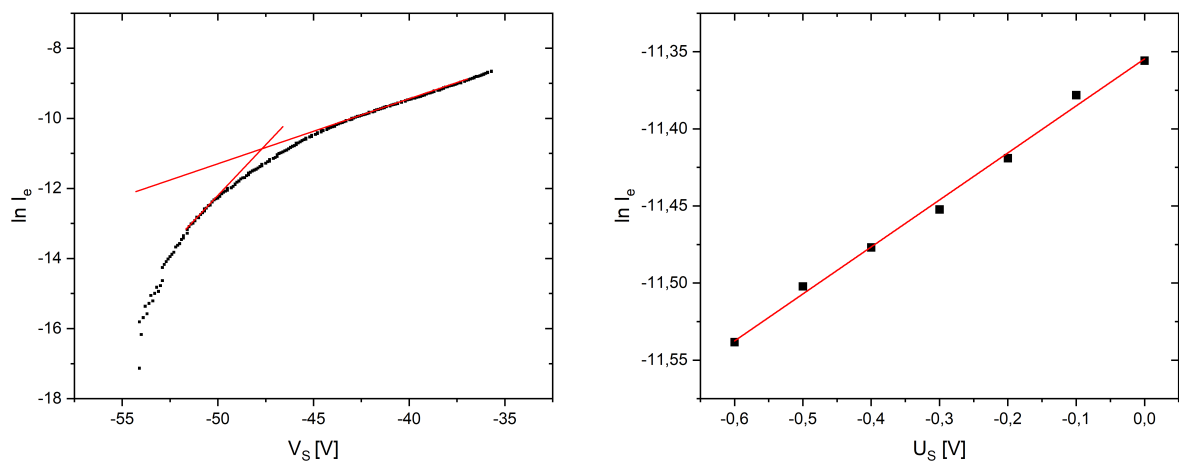
Potenciál plazmatu V_p přibližně určíme ze zlomu VA charakteristik jako průsečík asymptot k lineárním částem zlogaritmovaných závislostí. Postup je vidět na obrázcích 8 až 15 vlevo a výsledné V_p jsou uvedeny v tab. 1. Pokud máme proměřený dostatečný počet bodů, tak můžeme potenciál plazmatu určit také pomocí provedení druhé derivace, protože sondová charakteristika má v potenciálu plazmatu inflexní bod. Druhé derivace získané proložením dat polynomem 9. řádu jsou vyneseny na obr. 16 až 23. Nepodařilo se nám najít nulové body, spokojili jsme se vždy s lokálním minimem. 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 obr. 8 až 23 vpravo. Výsledné elektronové teploty a koncentrace elektronů jsou v tab. 2, index d značí hodnoty získané z druhé derivace. 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} m^{-3} .

Tabulka 1: Plovoucí a plazmové potenciály

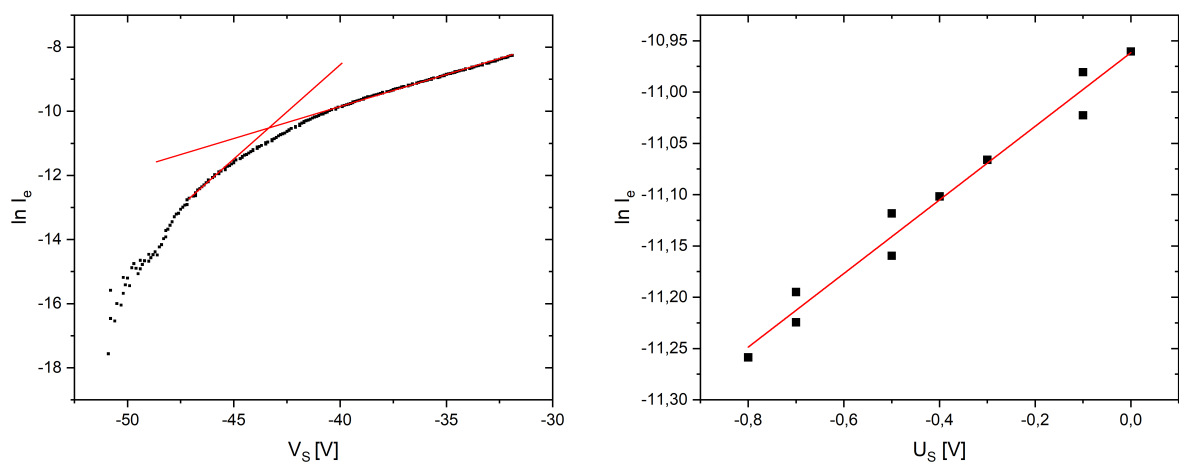
$p = 160 \text{ Pa}$				$I_v = 40 \text{ mA}$			
$I_v [\text{mA}]$	$V_{fl} [\text{V}]$	$V_p [\text{V}]$	$V_{p,d} [\text{V}]$	$p [\text{Pa}]$	$V_{fl} [\text{V}]$	$V_p [\text{V}]$	$V_{p,d}$
30	-48,0	-47,7	-43,4	8	-45,3	-44,8	-43,8
40	-43,8	-43,4	-39,7	16	-45,8	-45,2	-44,4
50	-42,2	-41,6	-37,5	32	-45,0	-44,6	-43,4
				80	-44,4	-43,9	-42,8
				320	-50,9	-49,9	-45,8

Tabulka 2: Teploty a koncentrace elektronů

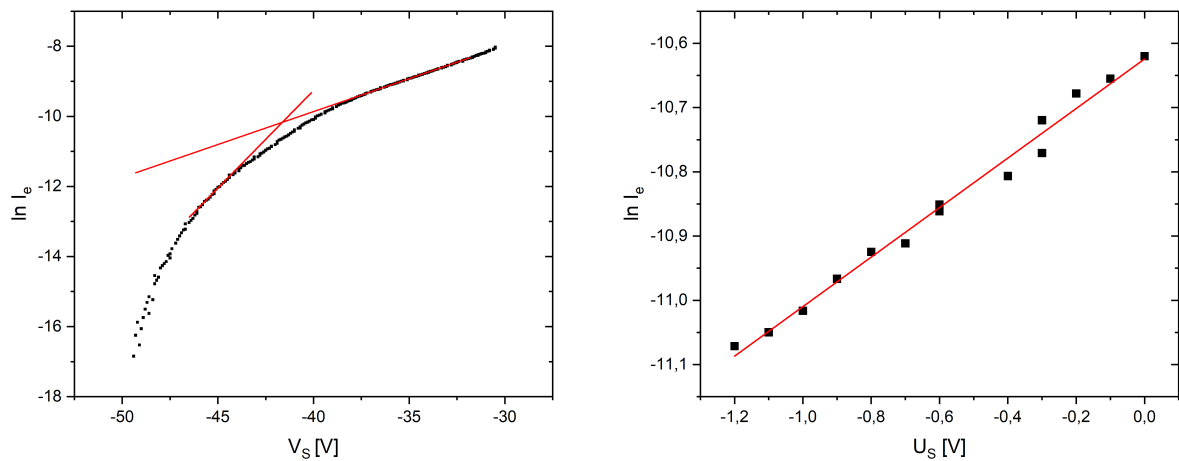
$p = 160 \text{ Pa}$			$I_v = 40 \text{ mA}$		
$I_v [\text{mA}]$	$T [\text{eV}]$	$n_e [10^{14} \text{ m}^{-3}]$	$p [\text{Pa}]$	$T [\text{eV}]$	$n_e [10^{14} \text{ m}^{-3}]$
30	3,3	1,0	8	4,6	0,8
40	2,8	1,6	16	4,3	1,1
50	2,6	2,3	32	4,0	1,2
			80	3,7	1,4
			320	2,2	1,7
$I_v [\text{mA}]$	$T_d [\text{eV}]$	$n_{e,d} [10^{14} \text{ m}^{-3}]$	$p [\text{Pa}]$	$T_d [\text{eV}]$	$n_{e,d} [10^{14} \text{ m}^{-3}]$
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
			320	2,0	6,0



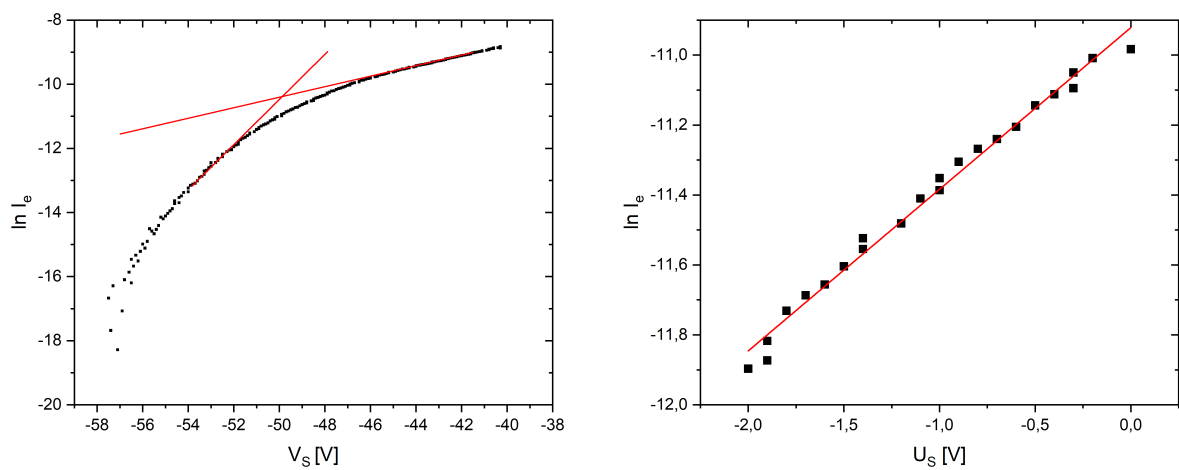
Obrázek 8: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí průsečíku asymptot, $p = 160$ Pa a $I_v = 30$ mA.



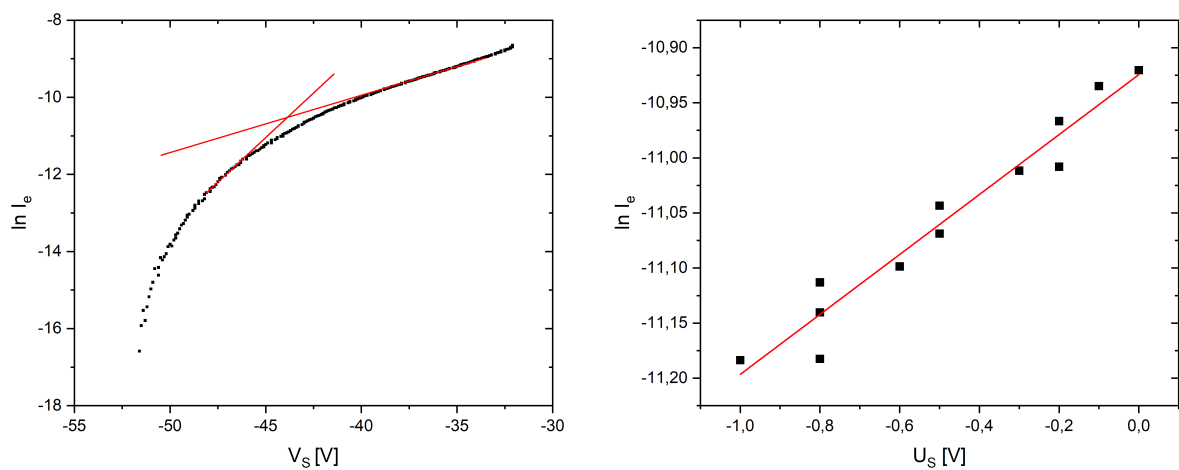
Obrázek 9: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí průsečíku asymptot, $p = 160$ Pa a $I_v = 40$ mA.



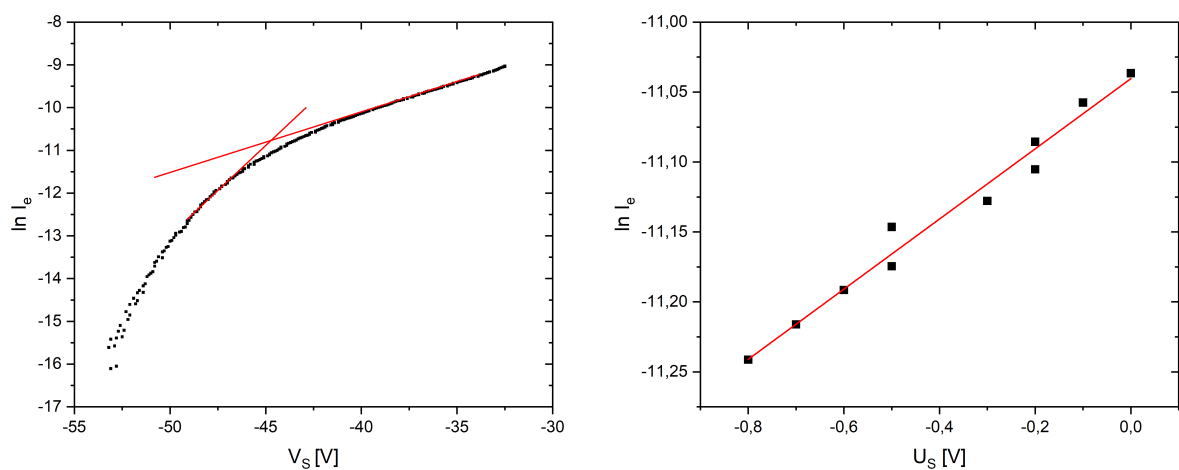
Obrázek 10: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí průsečíku asymptot, $p = 160$ Pa a $I_v = 50$ mA.



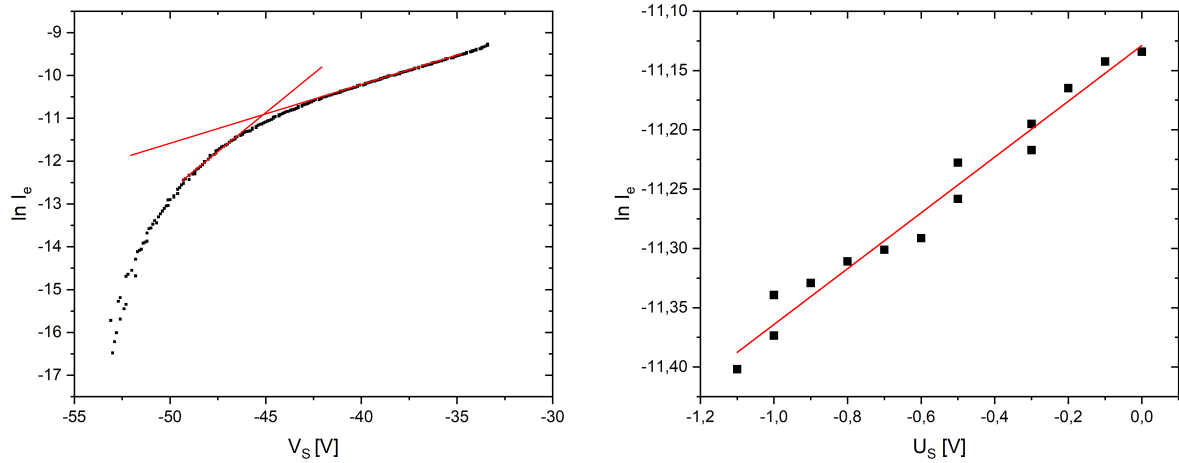
Obrázek 11: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí průsečíku asymptot, $p = 320$ Pa a $I_v = 40$ mA.



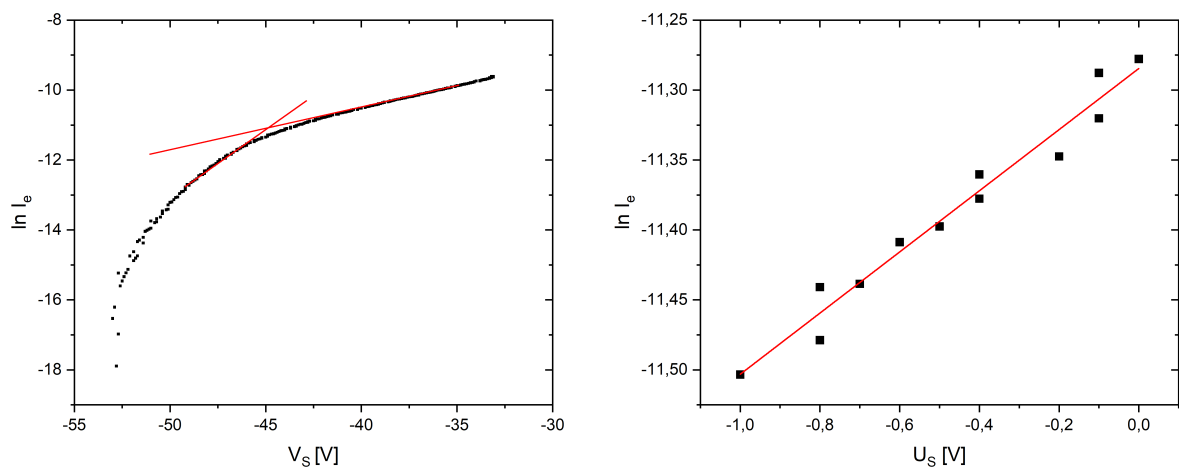
Obrázek 12: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí průsečíku asymptot, $p = 80$ Pa a $I_v = 40$ mA.



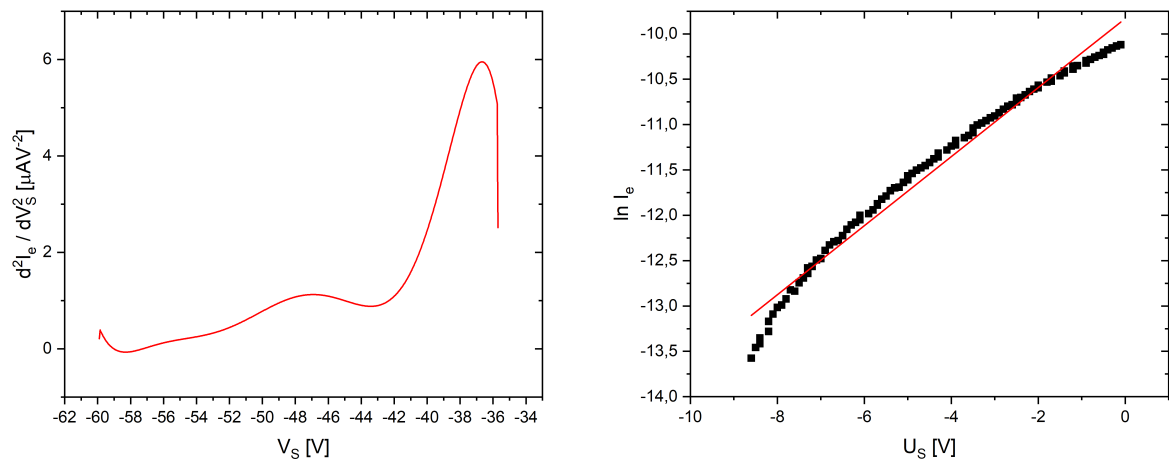
Obrázek 13: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí průsečíku asymptot, $p = 32$ Pa a $I_v = 40$ mA.



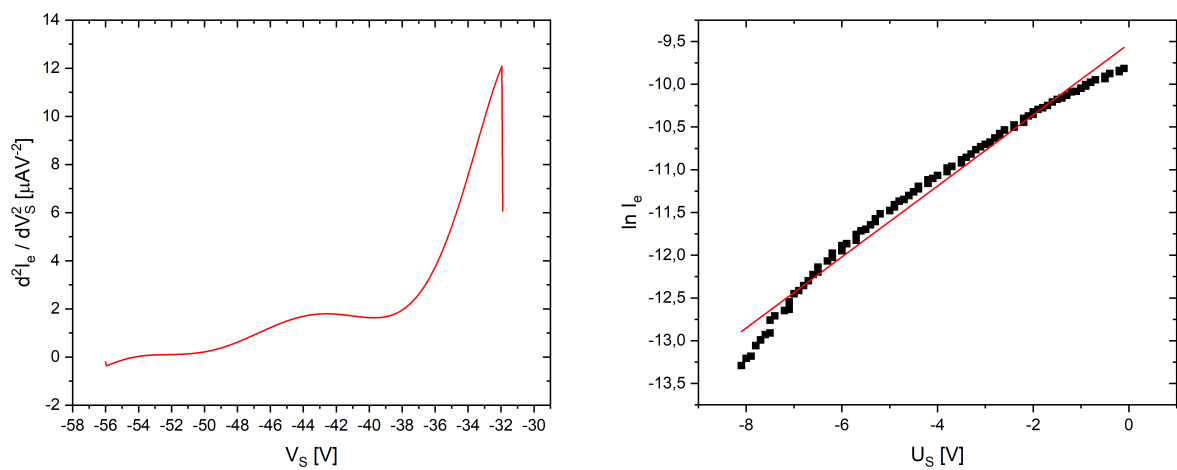
Obrázek 14: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí průsečíku asymptot, $p = 16$ Pa a $I_v = 40$ mA.



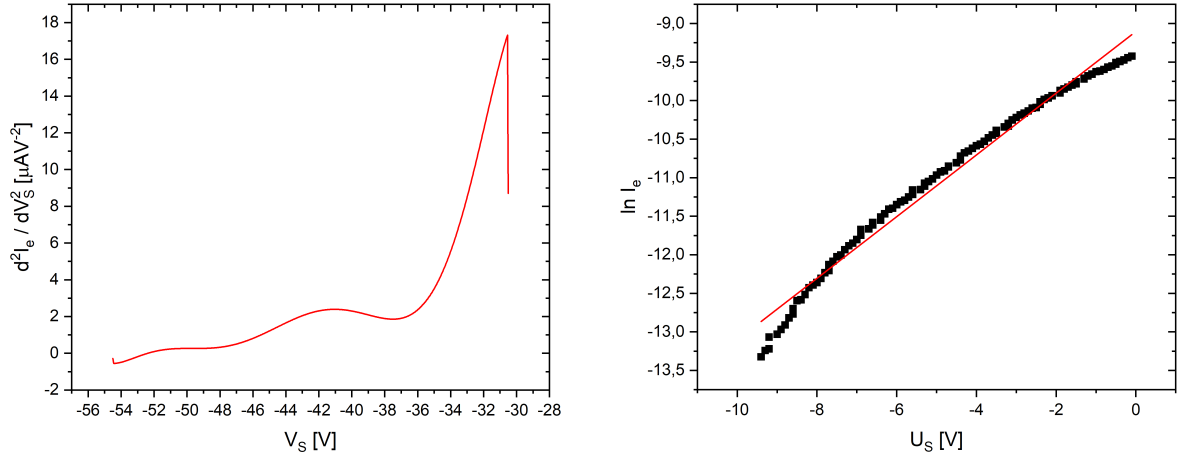
Obrázek 15: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí průsečíku asymptot, $p = 8$ Pa a $I_v = 40$ mA.



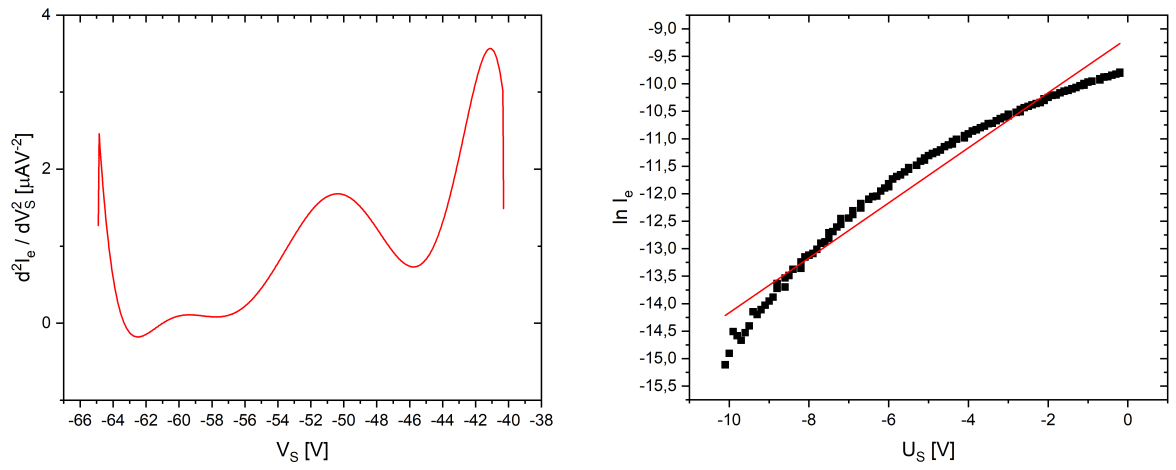
Obrázek 16: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí druhé derivace, $p = 160$ Pa a $I_v = 30$ mA, $V_{p,d} = -43,4$ V.



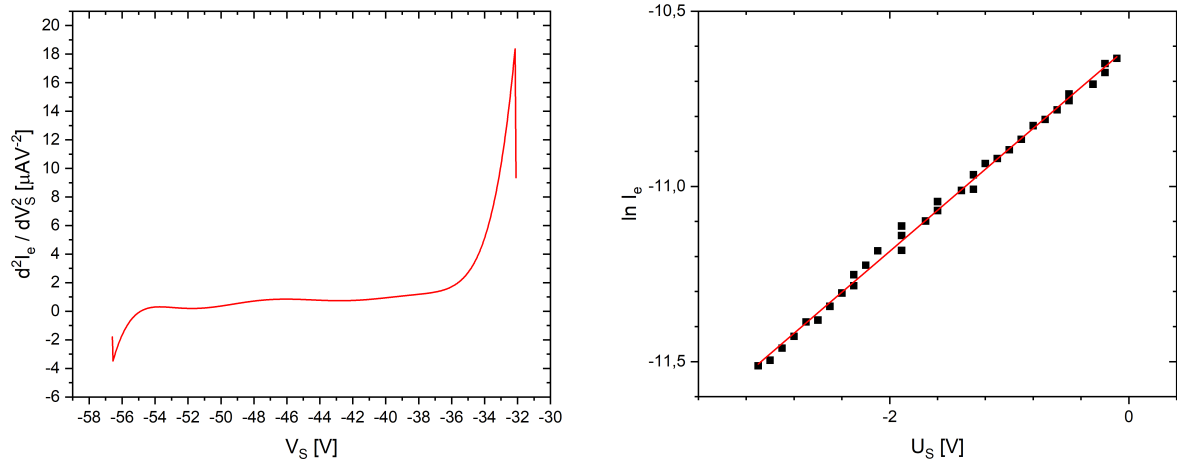
Obrázek 17: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí druhé derivace, $p = 160$ Pa a $I_v = 40$ mA, $V_{p,d} = -39,7$ V.



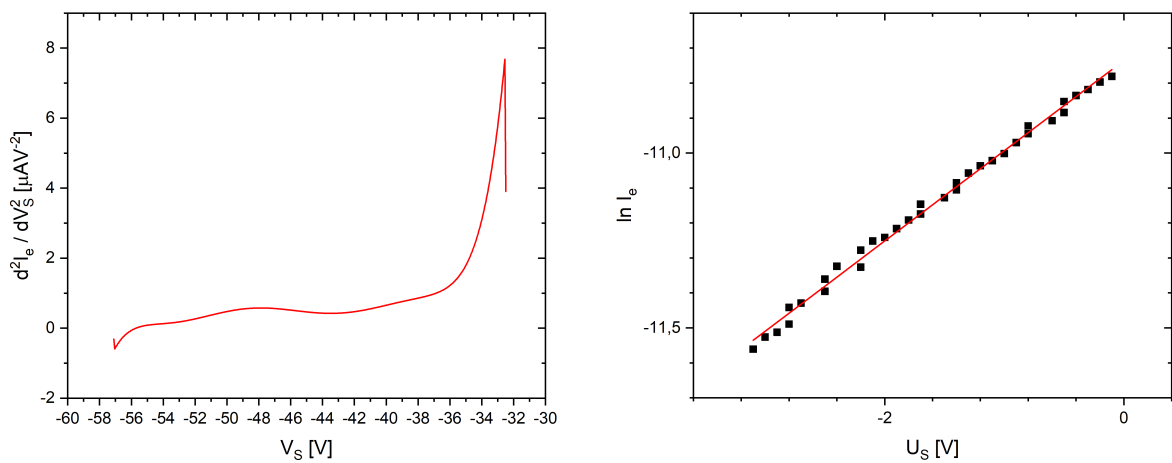
Obrázek 18: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí druhé derivace, $p = 160$ Pa a $I_v = 50$ mA, $V_{p,d} = -37,5$ V.



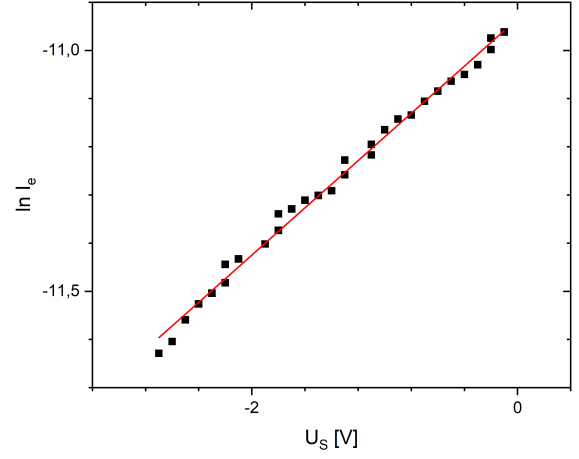
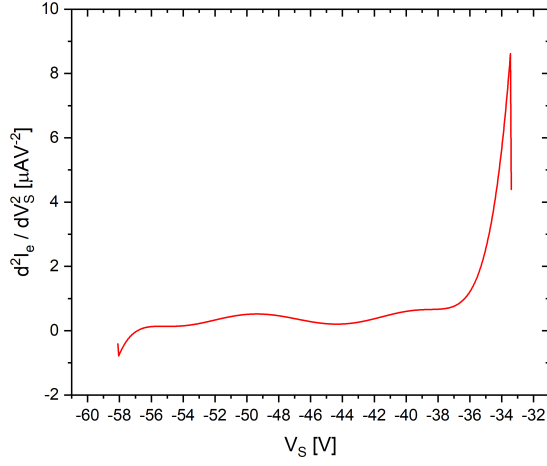
Obrázek 19: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí druhé derivace, $p = 320$ Pa a $I_v = 40$ mA, $V_{p,d} = -45,8$ V.



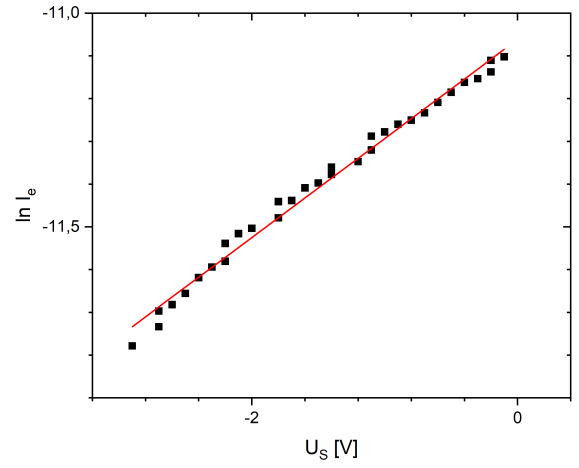
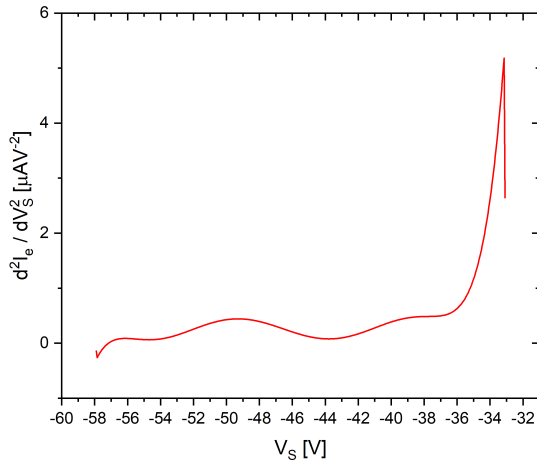
Obrázek 20: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí druhé derivace, $p = 80$ Pa a $I_v = 40$ mA, $V_{p,d} = -42,8$ V.



Obrázek 21: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí druhé derivace, $p = 32$ Pa a $I_v = 40$ mA, $V_{p,d} = -43,4$ V.



Obrázek 22: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí druhé derivace, $p = 16$ Pa a $I_v = 40$ mA, $V_{p,d} = -44,4$ V.



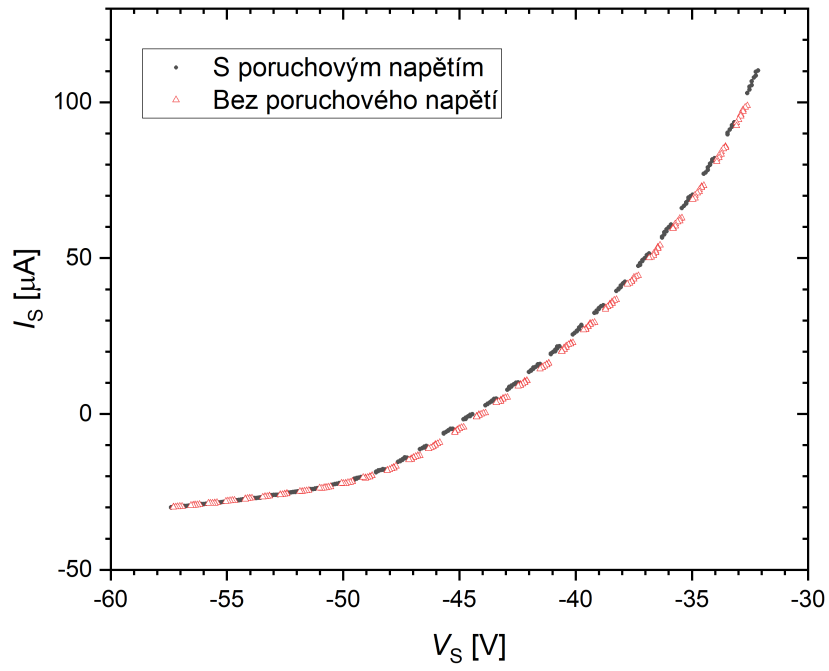
Obrázek 23: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí druhé derivace, $p = 8$ Pa a $I_v = 40$ mA, $V_{p,d} = -43,8$ V.

2.1 Rozdělovací funkce energií

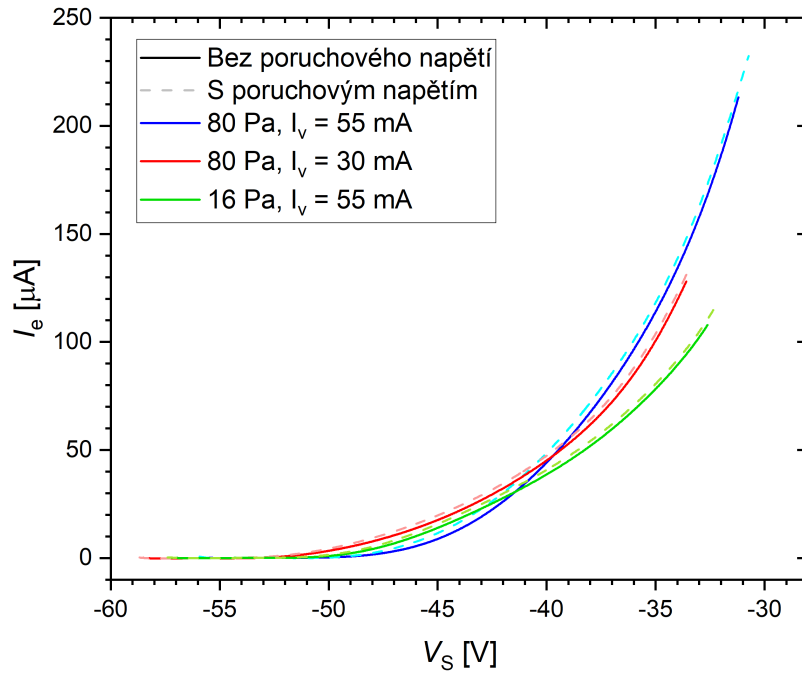
Voltampérovou charakteristiku bez a s poruchovým napětím měříme současně tak, že periodicky připojujeme a odpojujeme poruchové napětí, viz obr. 24, přičemž chybějící hodnoty získáme pomocí polynomického fitu. Z charakteristiky bez poruchového napětí určíme plovoucí a plazmový potenciál podobně jako v předchozí části metodou druhé derivace, viz tab. 3. Po odečtení iontového proudu jsou VA charakteristiky za dvou různých tlaků a výbojových proudů vyneseny do obr. 25. Proud Δi je určen z rozdílu dané dvojice křivek. Závislost $f(|U_s|) = \sqrt{|U_s|}\Delta i$ je vynesena do obr. 26–28. Dle rovnice (6) jsou naměřené hodnoty proloženy Maxwellovým, Druyvesteynovým a rozdělením s proměnným parametrem K . Pozorujeme, že Druyvesteynovo rozdělení odpovídá našim datům více než Maxwellovo. Parametr B v rovnici (6) je roven součinu kT . Lze z něj tedy určit teplotu elektronů $T \approx 7$ eV, ta je v porovnání s teplotou určenou v předchozí části (tabulka 2) dvojnásobná. Pro určení rozdělovací funkce jsme použili také metodu druhé derivace dle rovnice (5), viz obr. 29–31. Tato přímá metoda je nepřesná, a proto jsme ji k dalšímu vyhodnocení nepoužili.

Tabulka 3: Plovoucí a plazmové potenciály bez přiloženého poruchového napětí, parametry K a teplota T .

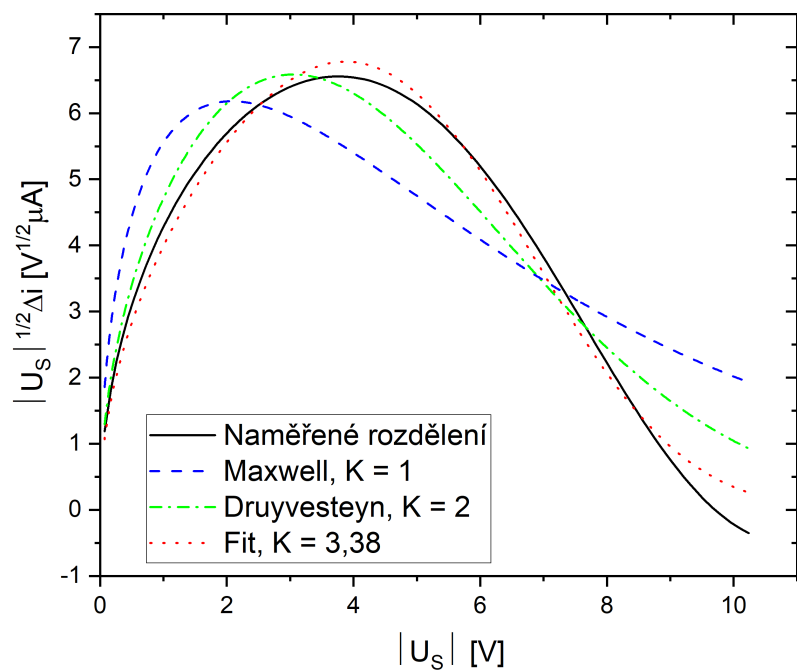
p [Pa]	I_v [mA]	V_f [V]	V_p [V]	K	T [eV]
80	55	-42,9	-39,9	3,38	6,83
80	30	-47,3	-43,4	2,47	7,34
16	55	-44,0	-42,8	2,71	6,54



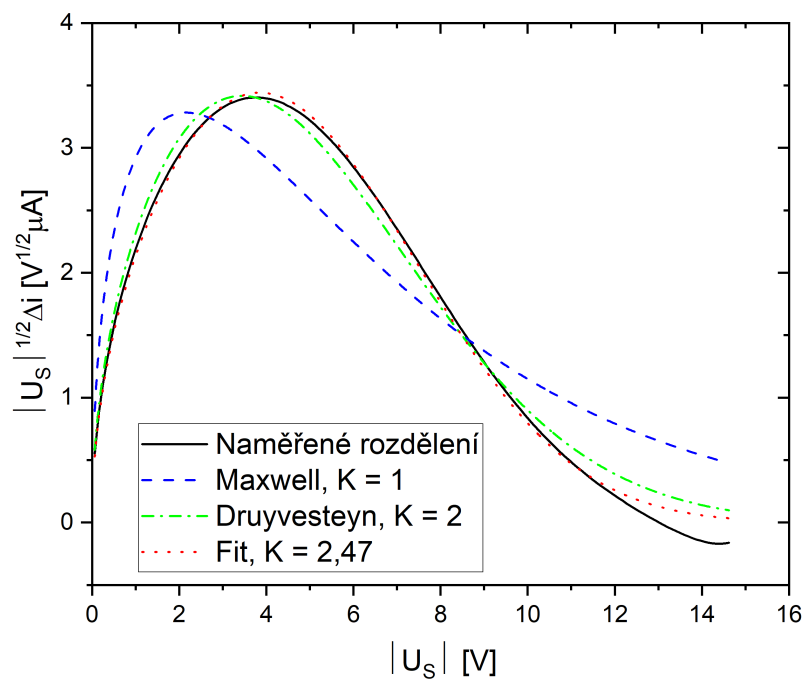
Obrázek 24: VA charakteristika s poruchovým a bez poruchového napětí, $p = 16$ Pa, $I_v = 55$ mA.



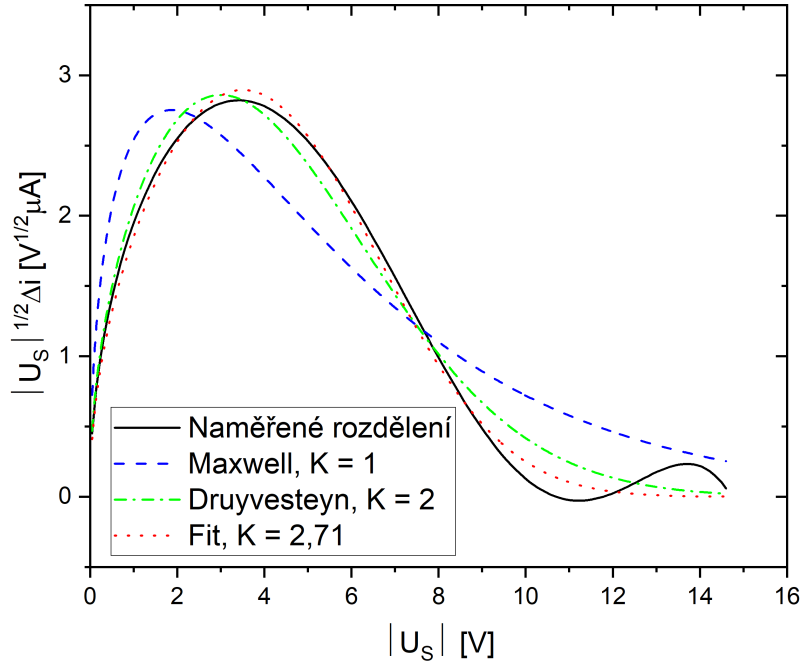
Obrázek 25: VA charakteristiky s odečteným iontovým proudem, s poruchovým a bez poruchového napětí.



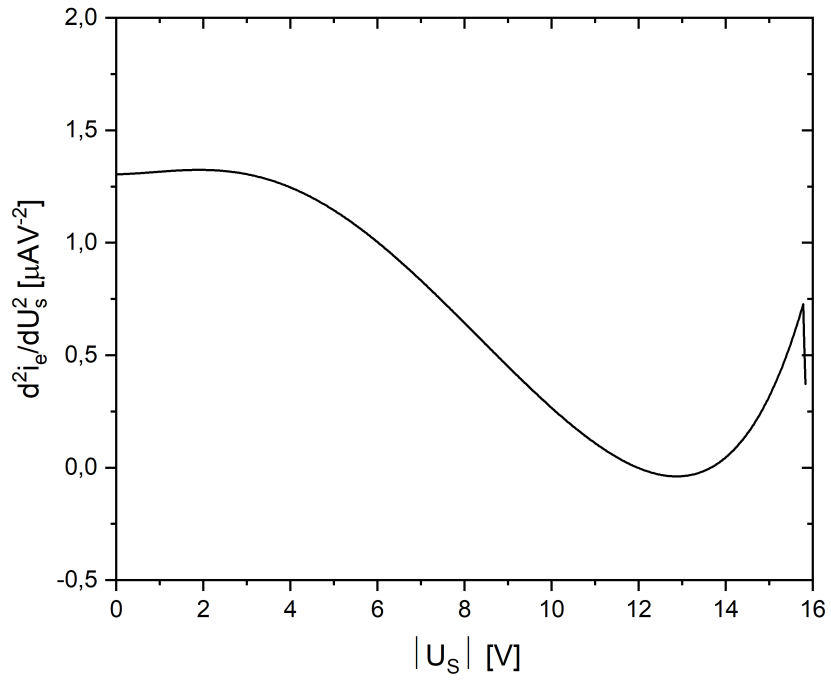
Obrázek 26: Rozdělovací funkce určena metodou poruchového napětí, $p = 80$ Pa, $I_v = 55$ mA.



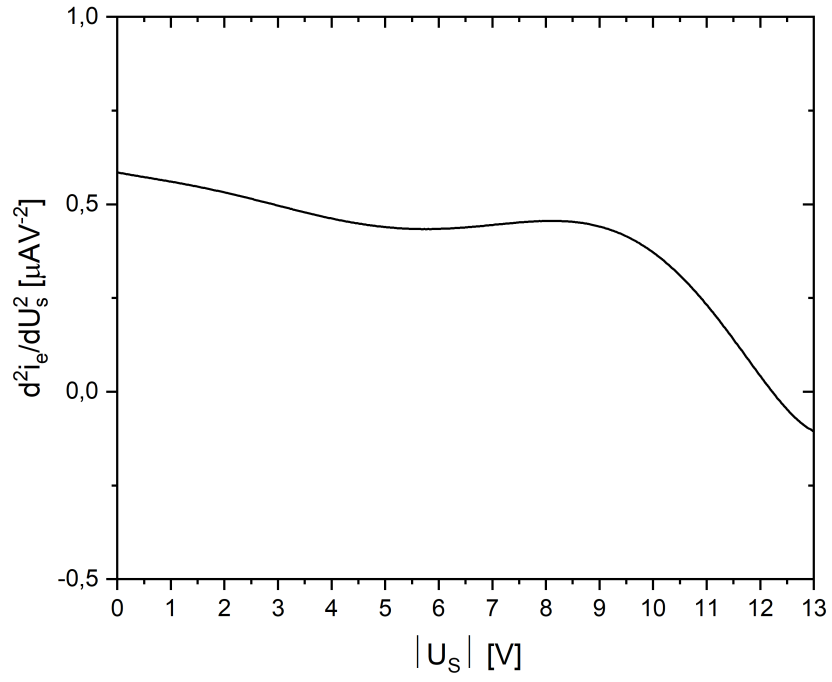
Obrázek 27: Rozdělovací funkce určena metodou poruchového napětí, $p = 80$ Pa, $I_v = 30$ mA.



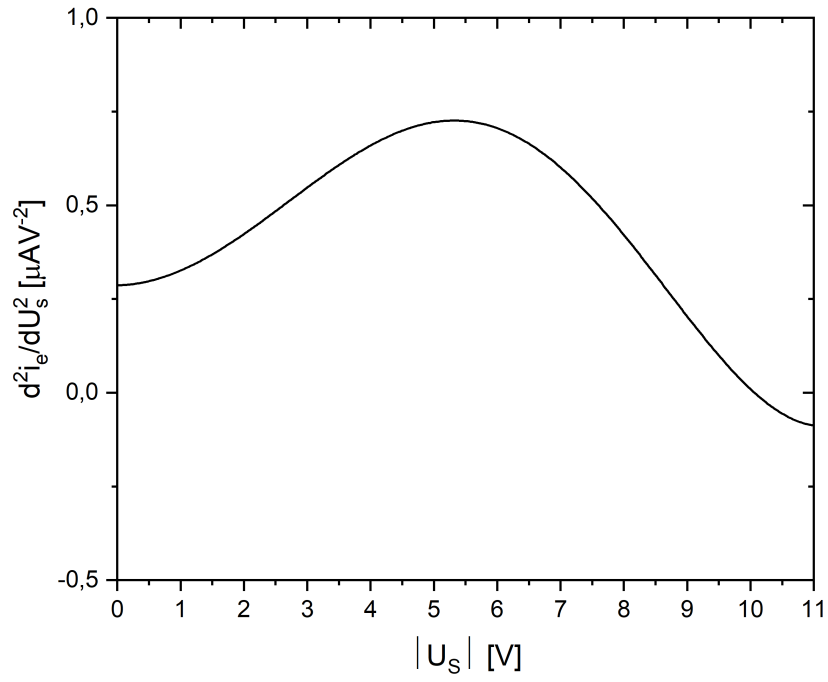
Obrázek 28: Rozdělovací funkce určena metodou poruchového napětí, $p = 16$ Pa, $I_v = 55$ mA.



Obrázek 29: Rozdělovací funkce určena metodou druhé derivace, $p = 80$ Pa, $I_v = 55$ mA.



Obrázek 30: Rozdělovací funkce určena metodou druhé derivace, $p = 80$ Pa, $I_v = 30$ mA.



Obrázek 31: Rozdělovací funkce určena metodou druhé derivace, $p = 16$ Pa, $I_v = 55$ mA.

3 Závěr

V této úloze jsme se seznámili s měřením pomocí Langmuirovy jednoduché válcové sondy. Naměřili jsme osm VA charakteristik pro různé podmínky. Určili jsme plovoucí potenciál sondy, který se zvětšuje s rostoucím výbojovým proudem, při změnách tlaku za konstantního proudu nevykazoval žádný trend. Dále jsme určili potenciál plazmatu, ten je vždy větší než plovoucí potenciál a při změnách výbojového proudu a tlaku se chová obdobně jako plovoucí potenciál. Nakonec jsme získali elektronové teploty a spočítali elektronovou koncentraci. S rostoucím výbojovým proudem roste i koncentrace elektronů a jejich teplota klesá. S rostoucím tlakem jsme pozorovali stejnou závislost, tedy rostoucí koncentraci elektronů a klesající elektronovou teplotu. Při vyhodnocování jsme použili dvou metod určení potenciálu plazmatu, starší metody průsečíku asymptot a modernější metody druhé derivace. Jejich výsledky jsou blízké.

V druhé části jsme určovali rozdělovací funkci energií. Pro vyhodnocení jsme použili metody poruchového napětí. Zjistili jsme, že zjednodušený předpoklad Maxwellova rozdělení není správný, funkce odpovídá více Druyvesteynovu rozdělení. Pro něj platí předpoklad přítomnosti silného vnějšího elektrického pole v plazmatu a konstantního účinného průřezu elektronů, který je nezávislý na energii.

Reference

- [1] Návod k praktiku: *Diagnostika plazmatu doutnavého výboje pomocí elektrostatických sond: jednoduchá sonda.*