

# 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

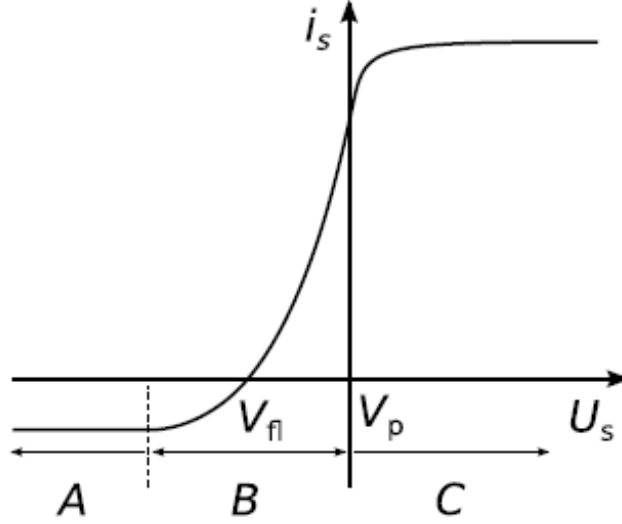
$$I_S = I_i + I_e \quad (2)$$

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. Zdali tento předpoklad platí 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

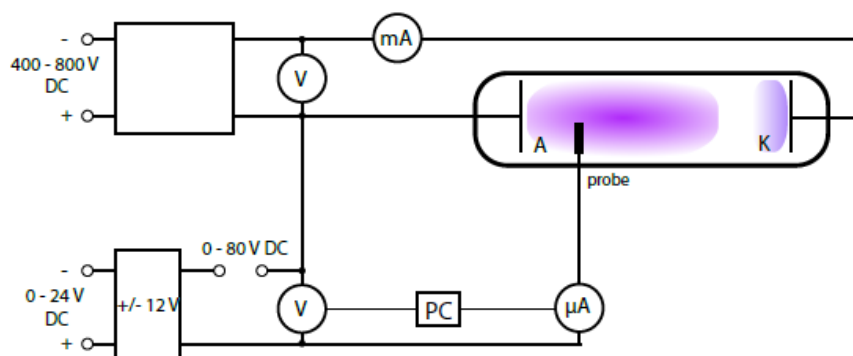
$$\Delta i \approx \frac{\varepsilon^2}{4} \frac{d^2 i_e}{dU_s^2} \quad (5)$$

Rozdělovací funkce  $f(|U_s|)$  je tedy úměrná  $\sqrt{|U_s|} \Delta i$ . Tuto závislost graficky zobrazíme.

## 2 Měření a výsledky

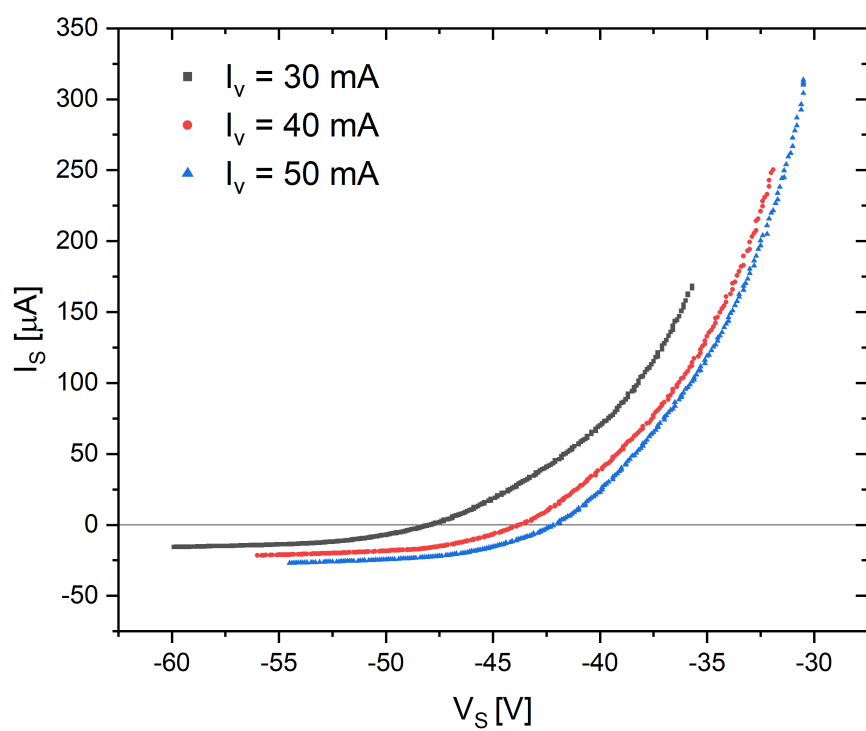
Měření provádíme na aparatuře, jejíž schéma je vidět na obr. 2. Výbojka je čerpaná rotační olejovou vývěvou. Tlak nastavujeme změnou průtoku argonu a měříme jej Piranicho manometrem. Do výbojky je zavedená jednoduchá válcová sonda, jejíž délku jsme odhadli na 8 mm a průměr 0,1 mm. Povrch podstavy válcové 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.

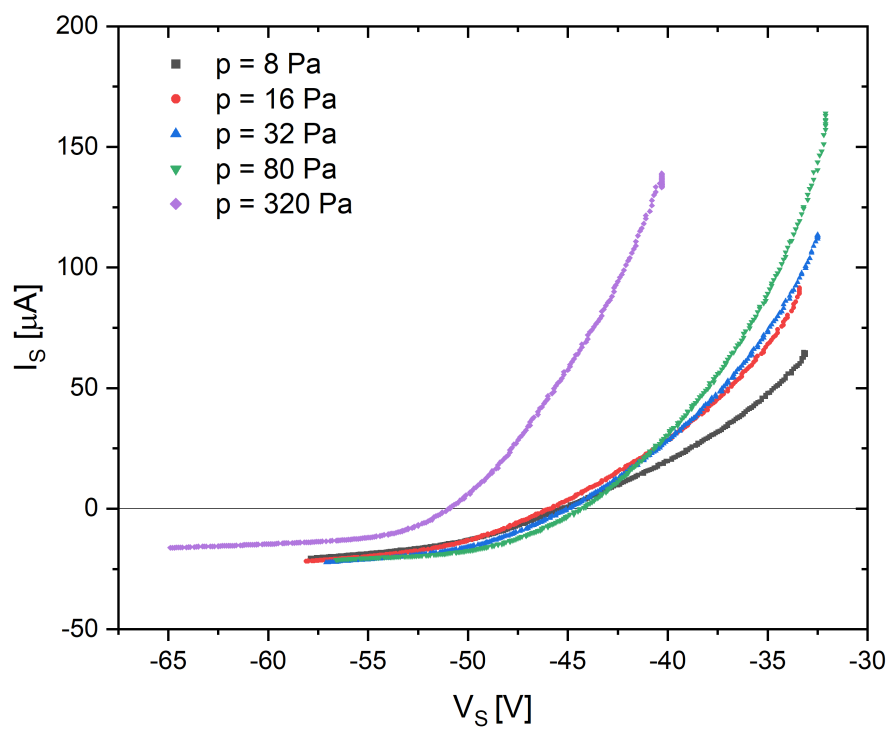


Obrázek 2: Schéma aparatury [1].

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.

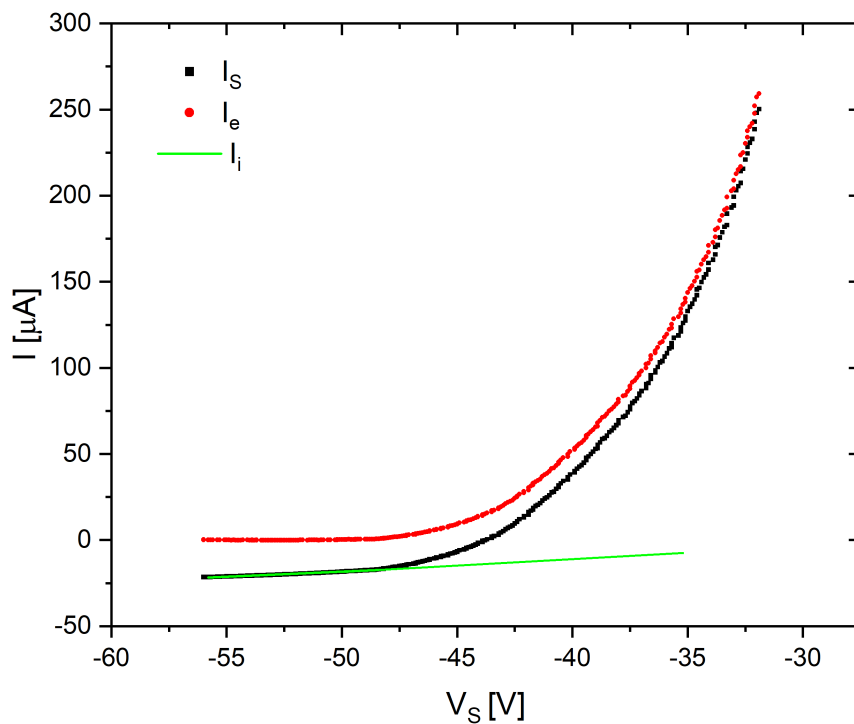


Obrázek 3: Naměřené VA charakteristiky za konstantního tlaku 160 Pa.

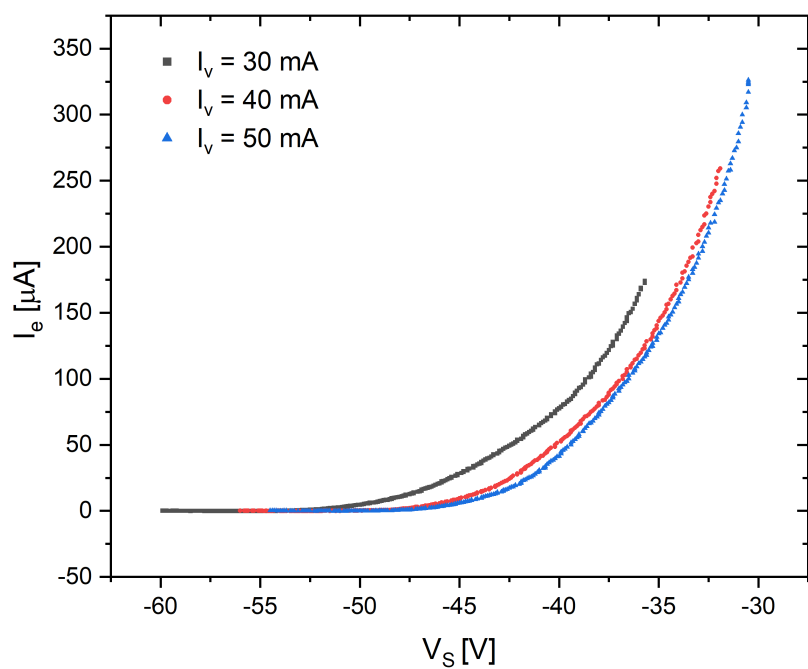


Obrázek 4: Naměřené VA charakteristiky za konstantního výbojového proudu 40 mA.

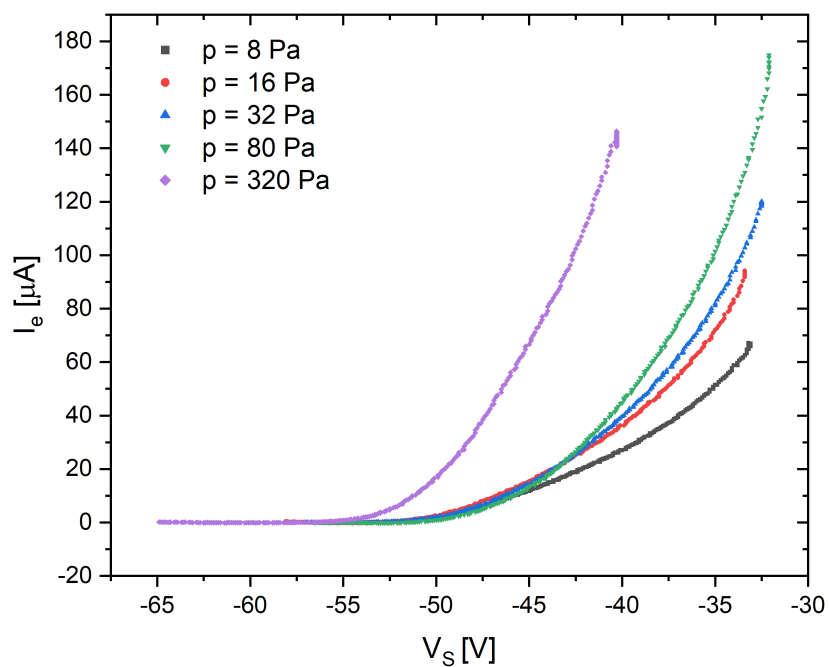
Nyní je potřeba od charakteristik odečíst iontový proud, oblast kde saturuje jsme proložili přímkou. Názorné proložení pro VA charakteristiku za podmínek  $p = 160$  Pa a  $I_v = 40$  mA je na obr. 5. Ve zbylých případech jsme postupovali obdobně. VA charakteristiky s takto odečteným iontovým proudem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



Obrázek 5: Lineární fit 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  $I_v = 40 \text{ mA}$ .

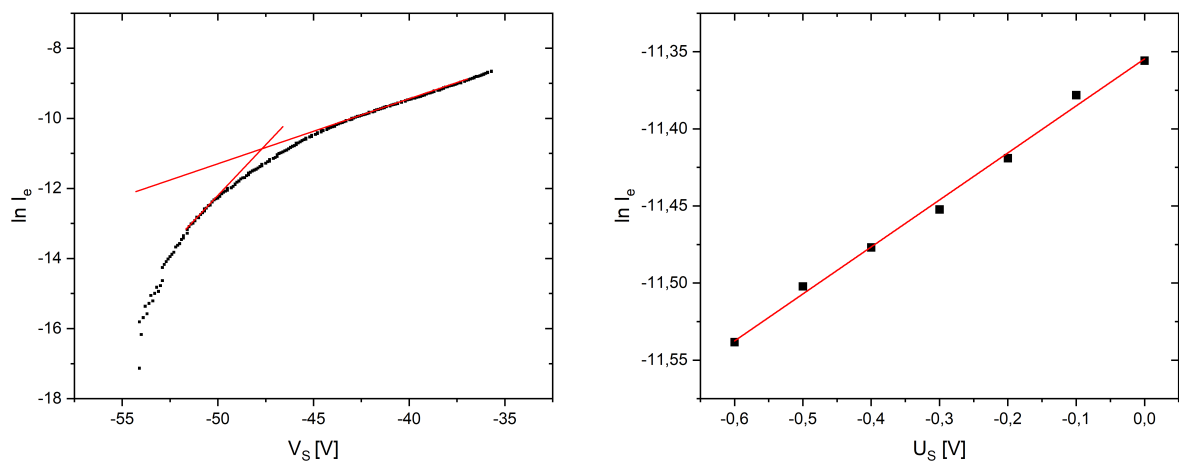
Potenciál plazmatu  $V_p$  přibližně určíme ze zlomu VA charakteristik jako průsečík asymptot k lineárním částem zlogaritmovaných závislostí. Postup je vidět na obrázcích 8 až 15 vlevo a výsledné  $V_p$  jsou uvedeny v tab. 1. Pokud máme proměřený dostatečný počet bodů, tak můžeme potenciál plazmatu 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  $10^{14} \text{ m}^{-3}$ .

Tabulka 1: Plovoucí a plazmové potenciály

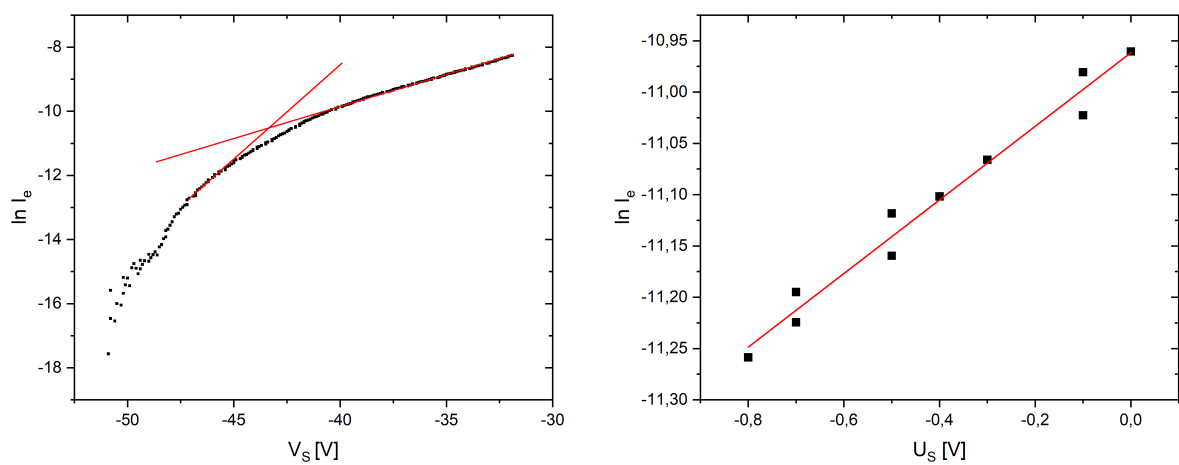
$p = 160 \text{ Pa}$				$I_v = 40 \text{ mA}$			
$I_v [\text{mA}]$	$V_{fl} [\text{V}]$	$V_p [\text{V}]$	$V_{p,d} [\text{V}]$	$p [\text{Pa}]$	$V_{fl} [\text{V}]$	$V_p [\text{V}]$	$V_{p,d}$
30	-48,0	-47,7	-43,4	8	-45,3	-44,8	-43,8
40	-43,8	-43,4	-39,7	16	-45,8	-45,2	-44,4
50	-42,2	-41,6	-37,5	32	-45,0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

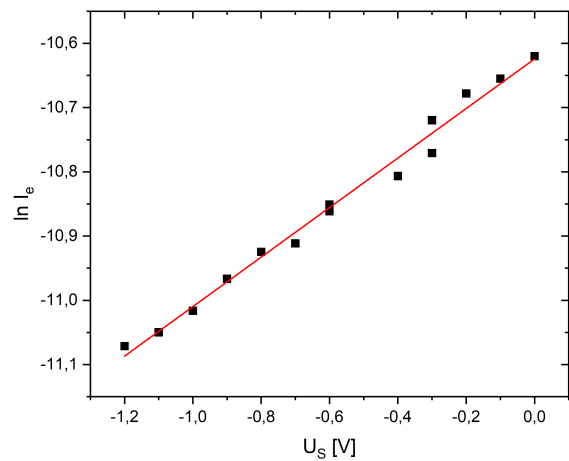
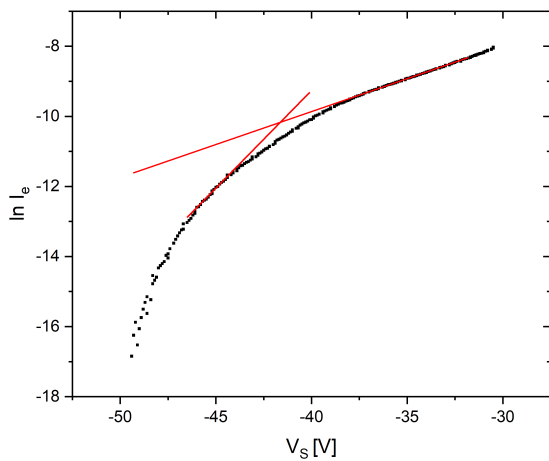


Obrázek 8: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí průsečíku asymptot,  $p = 160$  Pa a  $I_v = 30$  mA.

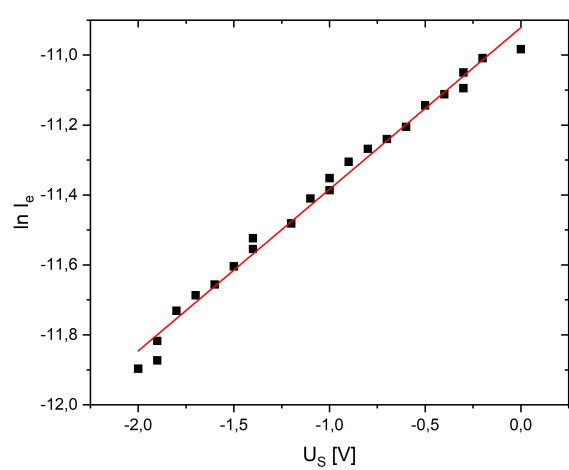
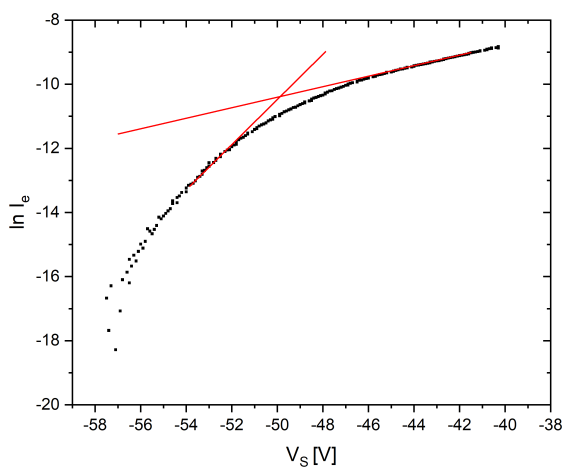


Obrázek 9: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí průsečíku asymptot,  $p = 160$  Pa a  $I_v = 40$  mA.

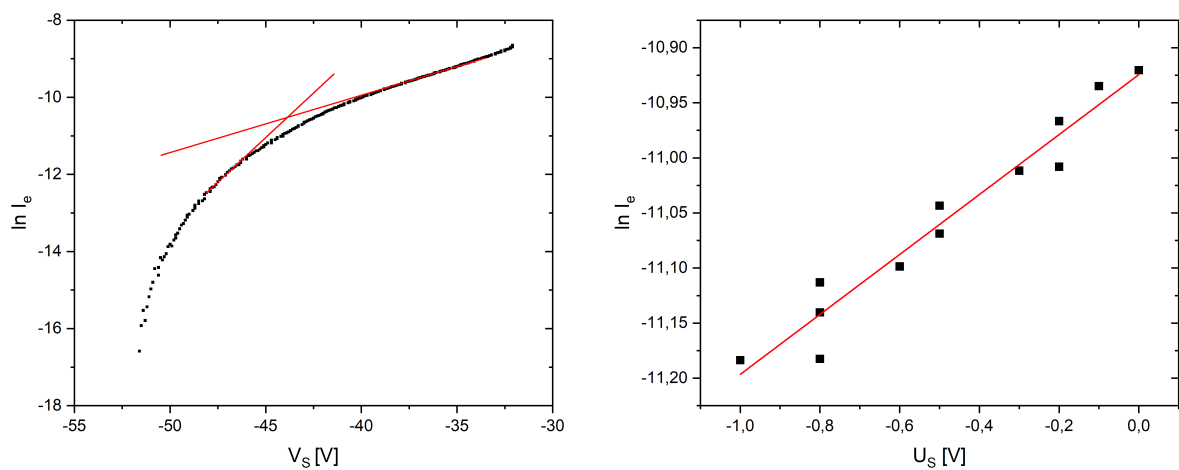




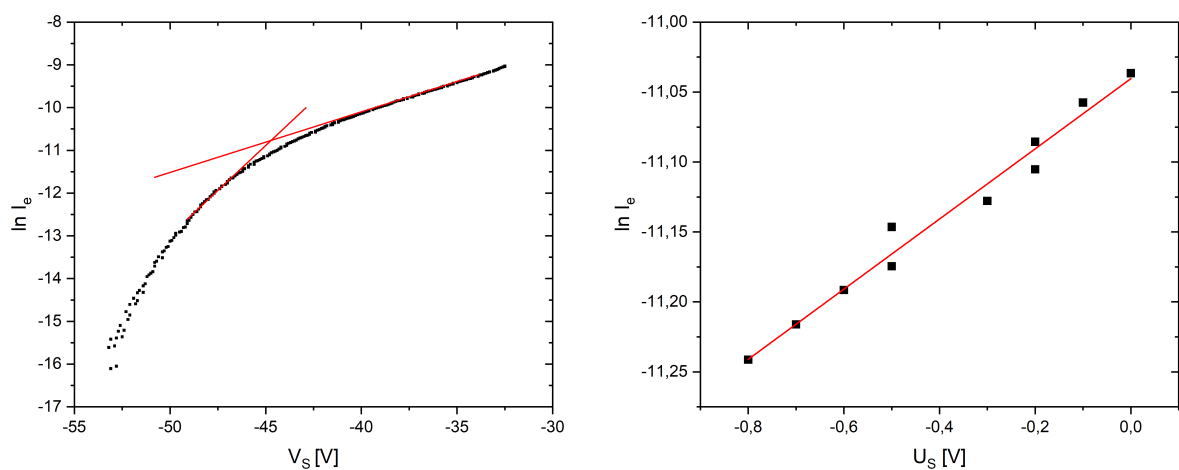
Obrázek 10: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí průsečíku asymptot,  $p = 160$  Pa a  $I_v = 50$  mA.



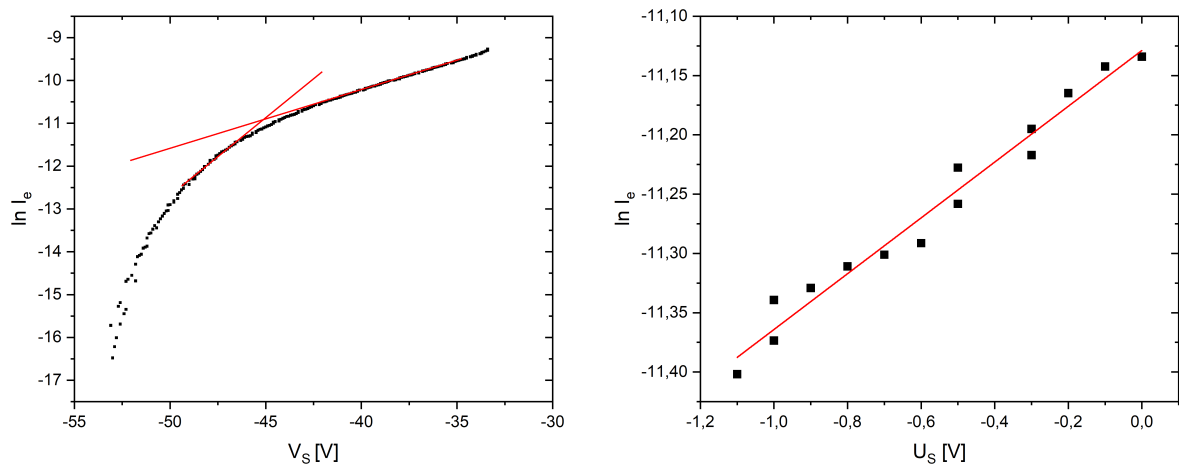
Obrázek 11: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí průsečíku asymptot,  $p = 320$  Pa a  $I_v = 40$  mA.



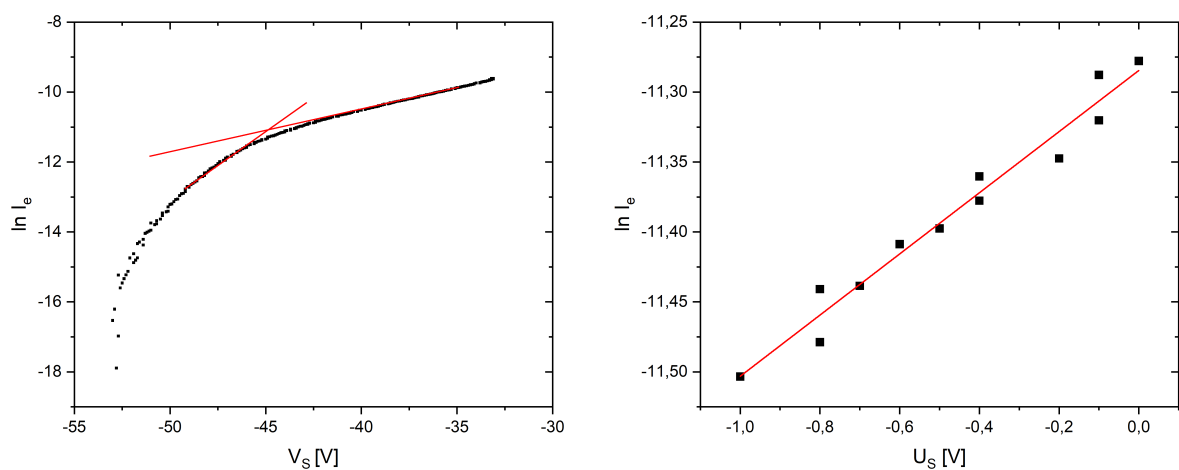
Obrázek 12: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí průsečíku asymptot,  $p = 80$  Pa a  $I_v = 40$  mA.



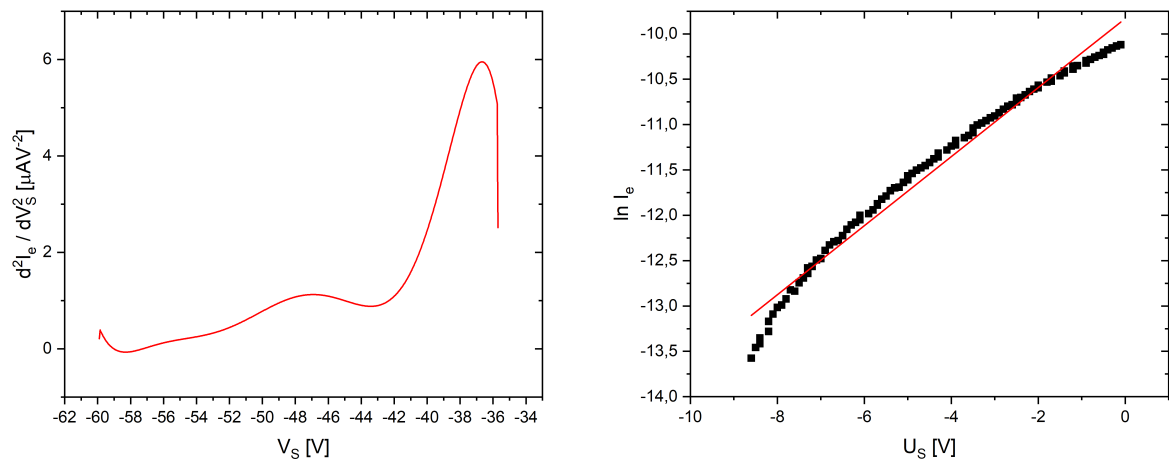
Obrázek 13: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí průsečíku asymptot,  $p = 32$  Pa a  $I_v = 40$  mA.



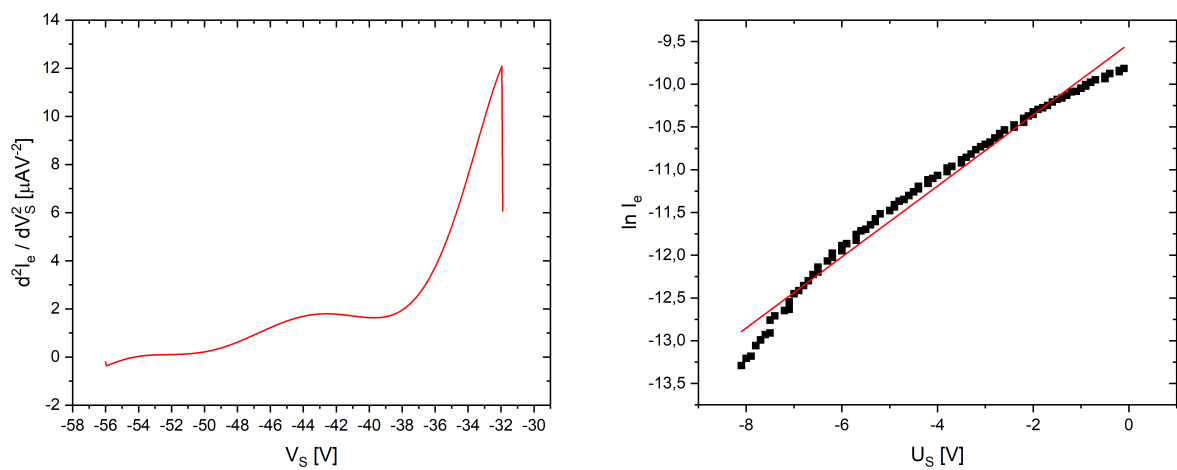
Obrázek 14: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí průsečíku asymptot,  $p = 16$  Pa a  $I_v = 40$  mA.



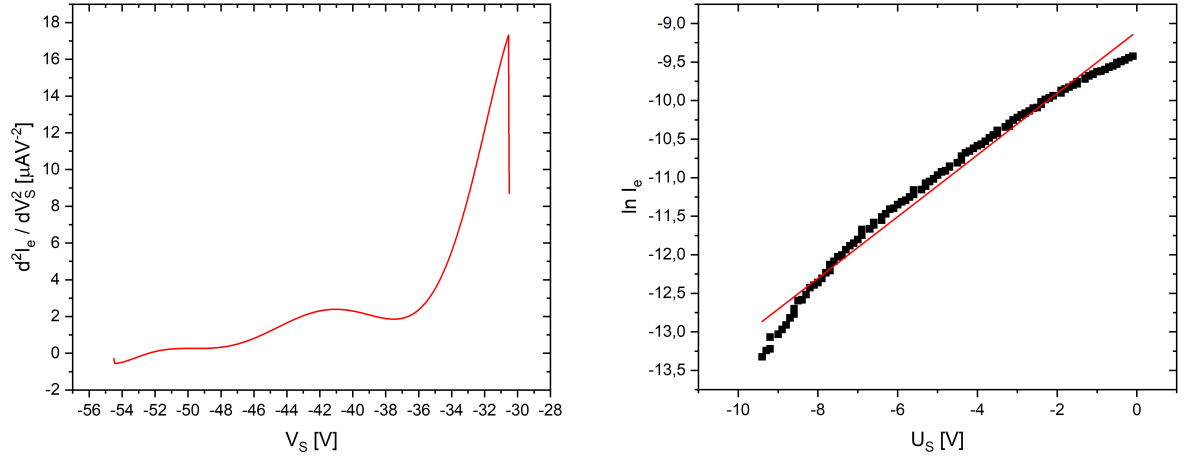
Obrázek 15: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí průsečíku asymptot,  $p = 8$  Pa a  $I_v = 40$  mA.



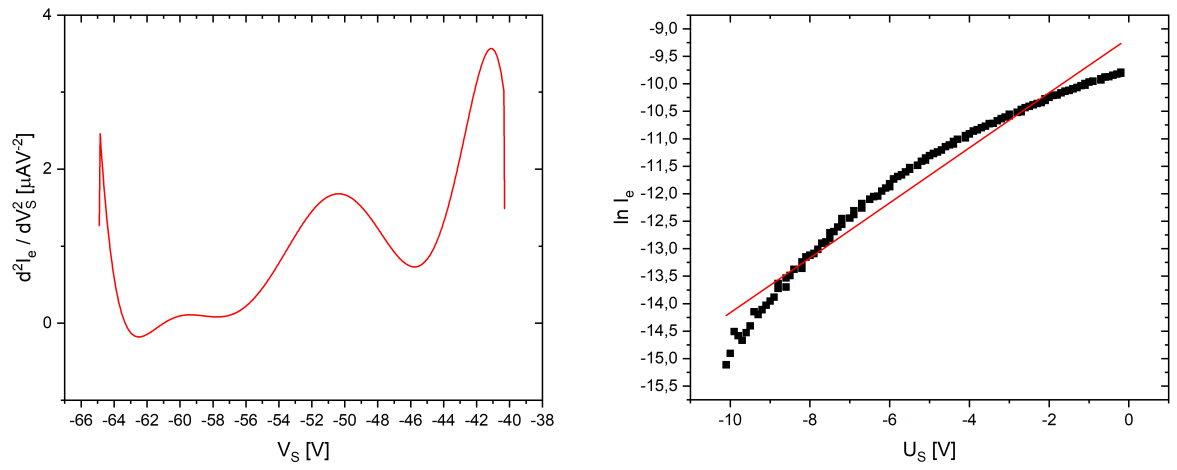
Obrázek 16: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí druhé derivace,  $p = 160$  Pa a  $I_v = 30$  mA.



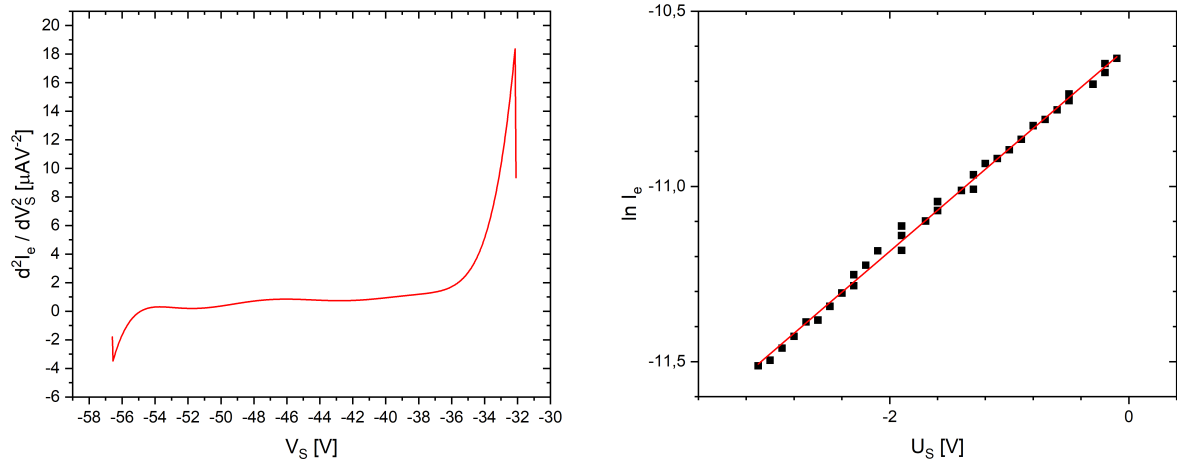
Obrázek 17: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí druhé derivace,  $p = 160$  Pa a  $I_v = 40$  mA.



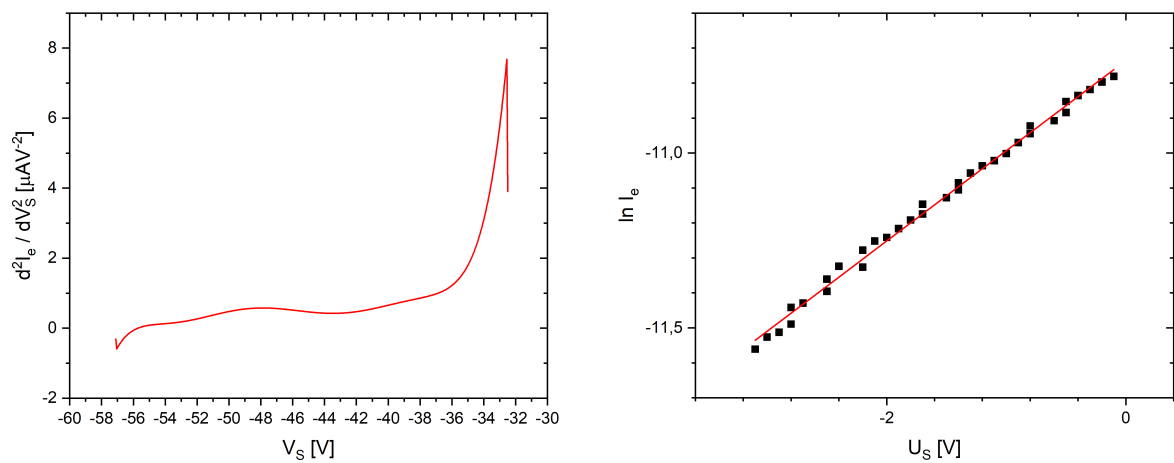
Obrázek 18: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí druhé derivace,  $p = 160$  Pa a  $I_v = 50$  mA.



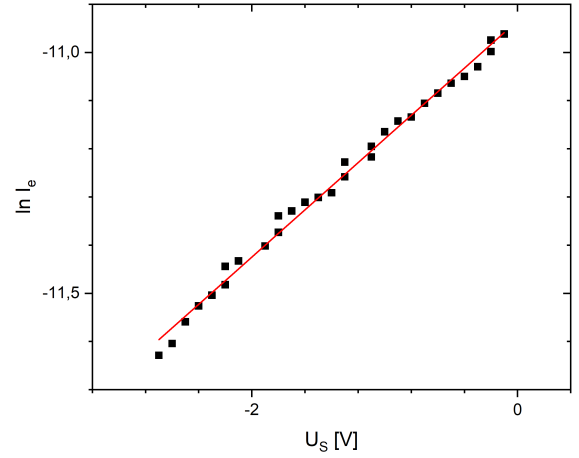
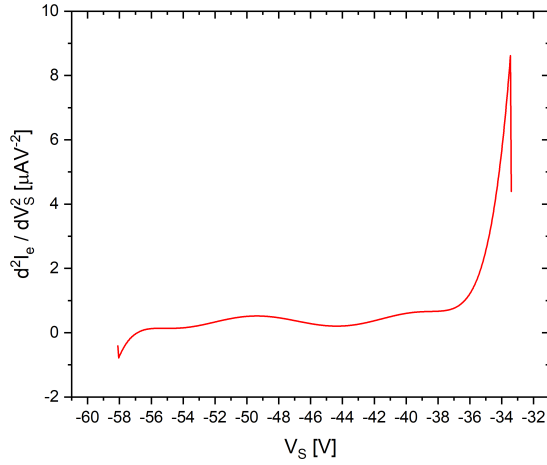
Obrázek 19: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí druhé derivace,  $p = 320$  Pa a  $I_v = 40$  mA.



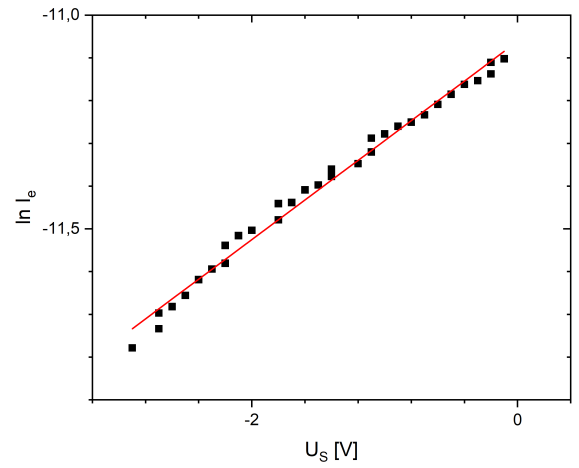
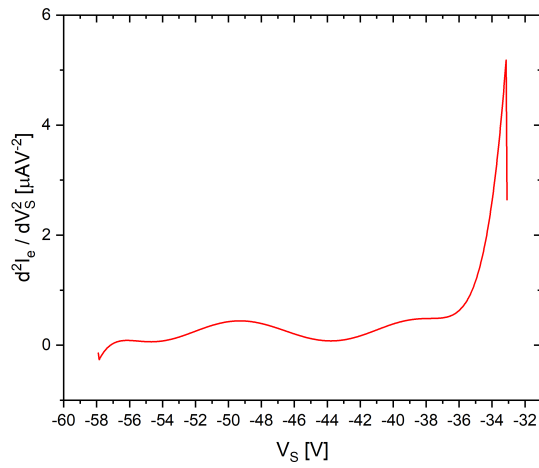
Obrázek 20: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí druhé derivace,  $p = 80$  Pa a  $I_v = 40$  mA.



Obrázek 21: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí druhé derivace,  $p = 32$  Pa a  $I_v = 40$  mA.



Obrázek 22: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí druhé derivace,  $p = 16$  Pa a  $I_v = 40$  mA.



Obrázek 23: Stanovení potenciálu plazmatu a elektronové teploty pomocí druhé derivace,  $p = 8$  Pa a  $I_v = 40$  mA.

## 2.1 Rozdělovací funkce energií

Voltampérovou charakteristiku bez a s poruchovým napětím měříme současně tak, že periodicky připojíme a odpojíme poruchové napětí. Z těchto dvou charakteristik určíme příslušné plovoucí a plazmové potenciály podobně jako v předchozí části.

Tabulka 3: Plovoucí a plazmové potenciály s a bez poruchového napětí

		s poruchovým		bez poruchového	
$p$ [Pa]	$I_v$ [mA]	$V_{fl}$ [V]	$V_p$ [V]	$V_{fl}$ [V]	$V_p$ [V]
80	55	-43,4		-42,9	
80	30	-47,7		-47,3	
16	55	-44,3		-44,0	



### 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.

### Reference

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