

Univerzita Karlova v Praze  
Matematicko-fyzikální fakulta

# BAKALÁŘSKÁ PRÁCE



Petr Šedivý

## **Diagnostika plazmatu depozičních zdrojů pomocí Langmuirových sond**

Katedra makromolekulární fyziky (32-KMF)

Vedoucí bakalářské práce: Mgr. Jaroslav Kousal Ph.D.

Studijní program: Obecná fyzika

Praha 2011

## **Poděkování**

Děkuji panu Mgr. Jaroslavu Kousalovi, Ph.D, za trpělivost, vstřícnost a odborný dohled nad mou bakalářskou prací a za poskytnutí cenných rad v průběhu psaní.

Velký dík patří i panu Doc. Mgr. Pavlu Kudrnovi, Dr. za technickou podporu.

Rád bych také poděkoval své rodině za duševní i jinou podporu.

Prohlašuji, že jsem tuto bakalářskou práci vypracoval samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů, literatury a dalších odborných zdrojů.

Beru na vědomí, že se na moji práci vztahují práva a povinnosti vyplývající ze zákona č. 121/2000 Sb., autorského zákona v platném znění, zejména skutečnost, že Univerzita Karlova v Praze má právo na uzavření licenční smlouvy o užití této práce jako školního díla podle § 60 odst. 1 autorského zákona.

V ..... dne.....

Petr Šedivý

Název práce: Diagnostika plazmatu depozičních zdrojů pomocí Langmuirových sond

Autor: Petr Šedivý

Katedra / Ústav: Katedra makromolekulární fyziky (32-KMF)

Vedoucí bakalářské práce: Mgr. Jaroslav Kousal Ph.D., katedra makromolekulární fyziky

Abstrakt: Tato experimentální práce se zabývá měřením základních vlastností plazmatu – plazmového potenciálu, elektronové teploty a hustoty částic. Jako měřicí metody byly zvoleny Langmuirovy sondy – zvláště jednoduchá sonda. Na začátku práce jsou vyloženy krátce základní vlastnosti plazmatu, dále je popsána metodika určování jednotlivých parametrů plazmatu z voltampérové charakteristiky sondy. Třetí kapitola se věnuje samotnému experimentálnímu popisu sondy, aparatury a s ními spojenou obsluhu. Plazma, které bylo měřeno v rámci této práce, pocházelo od nového dutého magnetronu, který bude sloužit jako budoucí zdroj nanočástic. Výsledky práce se soustřeďují na popsání jednotlivých veličin plazmatu v závislosti na dalších proměnných, jako jsou výkon magnetronu, tlak plynu, prostorová závislost, přítomnost dalšího vnějšího magnetického pole.

Klíčová slova: Langmuirovy sondy, diagnostika plazmatu, depoziční zdroje, jednoduchá sonda, dvojná sonda.

Title: Diagnostics of plasma in the deposition sources using the Langmuir probes

Author: Petr Šedivý

Department: Macromolecular Physics

Supervisor: Mgr. Jaroslav Kousal Ph.D.

Abstract: This experimental work is concerned with measurement of elementary characteristics of plasma – potential of plasma, electron temperature and density of particles. As research methods were selected the Langmuir probes – especially the single probe. At the beginning of the thesis there are explained shortly the elementary characteristics of plasma and the procedure of determination particular parameters of the plasma from the volt-ampere characteristics of the probe. The third chapter is focused on description of the experiment, the probe, the apparatus and its control. Plasma measured within this work originated from the new hollow magnetron which will serve as future source of nanoparticles. Results of the work are focused on the description of individual parameters of the plasma in dependence on other variables such as the magnetron power, pressure of gas, spatial dependence or presence of additional auxiliary magnetic field.

Keywords: Langmuir probes, diagnostics of plasma, deposition sources, simple probe, double probe.

## Obsah

<b>Úvod</b>	<b>1</b>
<b>1</b>	<b>Plazma</b>
	<b>2</b>
1.1 Definice, výskyt, dělení	2
1.2 Debyeova stínící délka	2
1.3 Kvazineutralita plazmatu	5
1.4 Nabíjení stěn	5
1.5 Magnetické pole	5
1.6 Vznik plazmatu	7
<b>2</b>	<b>Langmuirovy sondy</b>
	<b>9</b>
2.1 Úvod do problematiky sond	9
2.2 Sheath, Presheath	9
2.3 Voltampérová charakteristika jednoduché sondy	10
2.4 Druhy sond	15
2.5 Dvojná sonda	16
2.6 Charakteristické rozměry	18
2.7 Druhy teorií pro chování iontových saturačních proudů	19
2.7.1 OML – teorie (orbital motion limit)	19
2.7.2 Další teorie	20
2.8 Zpracování měření - dvojná sonda	20
2.9 Určení jednotlivých parametrů plazmatu - jednoduchá sonda:	21
<b>3</b>	<b>Popis aparatury</b>
	<b>24</b>
3.1 Možnosti měření a hlavní části aparatury:	24
3.2 Práce s aparaturou	26
3.3 Magnetron a vnější cívka	27
3.4 Sonda	29
3.4.1 Sondová elektronika	29
3.4.2 Uspořádání sondy:	30
3.5 Použitý software	31
3.6 Průběh práce měření	32
<b>4</b>	<b>Výsledky měření</b>
	<b>35</b>
4.1 Změna parametrů plazmatu s výkonem magnetronu	35
4.2 Změna závislosti na tlaku	38

4.3	<i>Závislost plazmatu na kolmé (příčné) vzdálenosti od magnetronu s použitím vnějšího magnetického pole</i>	38
4.4	<i>Měření v závislosti na proměně vzdálenosti od magnetronu bez použití cívky</i>	42
4.5	<i>Podélná závislost plazmatu</i>	45
4.6	<i>Výsledky z dvojné sondy</i>	48
4.7	<i>Chyby měření</i>	49
<b>5</b>		<b>Závěr</b>
		<b>51</b>
	<b>Seznam použité literatury</b>	<b>53</b>
	<b>Seznam tabulek</b>	<b>54</b>
	<b>Seznam použitých zkratk</b>	<b>55</b>
	<b>Přílohy</b>	<b>56</b>

## Úvod

Tato práce se zabývá diagnostikou plazmatu pomocí Langmuirových sond. Jedná se o kontaktní metodu, kdy se do plazmatu umísťuje sonda (nejčastěji se jedná o tenký drátek), což obnáší možné ovlivnění plazmatu samotnou sondou. Historicky se jedná o nejstarší metodu zkoumání plazmatu. Tato metoda má jak své výhody, jako je poměrně jednoduchá konstrukce sondy i samotné techniky měření a i možnost získání celé řady parametrů plazmatu, tak i své nevýhody. K nevýhodám patří už zmíněná možnost ovlivnění plazmatu sondou (z hlediska detekce i zhoršení celkových vlastností plazmatu) a menší přesnost ve změřených parametrech. Zvláště pokud má plazma určitý specifický charakter (objevují se v něm vlny, oscilace), pak se sonda musí technicky přizpůsobit (např. pro vysokofrekvenční plazmu). Dále se na sondách můžou deponovat z plazmatu určité dielektrické vrstvy, které zkreslují obdržené hodnoty. Hodnoty proudu ze sondy může ještě zkreslit sekundární emise elektronu a fotoemise z povrchu sondy. Langmuirovy sondy mohou být jednoduché dvojné, případně trojné, emisní aj.

Další metody zkoumání plazmy jsou vysokofrekvenční (zkoumá se např. pro jaké frekvence EM záření je plazma průchozí), částicová diagnostika plazmatu (realizovaná hmotnostními spektrometry). Mezi široce užívané metody diagnostiky plazmatu patří i metody optické (1).

Dalším úkolem práce bylo seznámit se s technikou nanášení tenkých vrstev pomocí plazmatu. Hlavní úkol spočíval ve změření vlastností plazmatu nového magnetronu, u kterého ještě nebylo provedeno měření a analýza plazmatu. Případně dát do souvislostí změřená data charakteristik plazma s parametry magnetronu a vzniklých vrstev obdržených z tohoto plazmatu.

V rámci měření plazmatu Langmuirovými sondami jsem se musel taktéž naučit zacházet s aparaturou, ve které byl umístěn mnou používaný dutý magnetron.

# 1 Plazma

## 1.1 *Definice, výskyt, dělení*

Je příznačné, že právě Langmuir zavedl pojem plazmatu do fyziky. Stručně vysvětlit, co je plazma, není snadné, protože parametry plazmatu se mohou pohybovat ve velkém škálovém rozsahu. Na začátku práce můžeme plazma ztotožnit s dostatečně ionizovaným plynem (podrobněji jsou podmínky vzniku plazmatu rozebrány v oddílu 1.2).

Tvrdí se, že až 99% veškeré známé hmoty ve vesmíru je ve formě plazmatu (2). Plazma se vyskytuje jak ve hvězdách, tak i v mezihvězdném prostoru (např. Van Allenovy pásy, mlhoviny). Na Zemi se přirozeně taktéž vyskytuje např. v ionosféře (polární záře, přenos signálů), v kanálech blesků. Uměle ji připravuje i člověk - běžně v zářivkách a v elektrické oblouku. Průmyslově se nejčastěji používá tzv. plazmatické leptání polovodičů. V poslední době plazma získává na důležitosti v přípravě tenkých vrstev na povrchu různých látek a při usilování o termojadernou fúzi.

Plazma dělíme nejčastěji podle stupně ionizace, a to na slabě ionizované nebo silně ionizované plazma. Popřípadě podle střední energie částic, čemuž odpovídá teplota, přičemž vždy musíme rozlišovat, o kterém komponentu plazmatu mluvíme, protože ne vždy platí, že všechny komponenty mají stejnou teplotu. Naopak v našem experimentálním uspořádání mají ionty přibližně teplotu okolí (myšleno laboratoře), ale elektrony mají několik desítek tisíc stupňů kelvinů. Přesto považujeme plazma v magnetronu, které jsem vyšetřoval za nízkoteplotní. Za vysokoteplotní plazma, se pokládá plazma, jehož teplota je přibližně od 1MK. Vysokoteplotní plazma implikuje silně ionizované plazma, nízkoteplotní plazma však umožňuje jak vysoce, tak i nízko ionizované plazma (v závislosti na teplotě a ionizační energii molekul plynu). Do jisté míry jsou však tato uvedená dělení umělá (neexistují přesné hranice mezi jednotlivými plazmaty) a slouží jen k formálnímu rozdělení plazmatu.

## 1.2 *Debyeova stínící délka*

Tento pojem se např. vyskytuje v teorii stínění elektrického pole nebo popisuje rozměry kvazineutrálnosti plazmatu atd.



Předpokládejme, že plazma je homogenní a částice mající Maxwelllovo rozdělení rychlostí. Obecně se plazma skládá z několika druhů částic – elektronů a různých iontů s různými stupni ionizace. Každá z těchto složek může mít své rozdělení rychlostí, dokonce tato rozdělení nemusí být Maxwelllovská. Apriorně zde (i v celé bakalářské práci) budeme předpokládat Maxwelllovské rozdělení rychlostí (odvození (1.1), (1.2) v (3)) o teplotě  $T_{+i,x}$ :

$$f(v_{+i,x})dv_x = \sqrt{\frac{m_{+i}}{2\pi k_B T_{+i,x}}} e^{-\frac{mv_{+i,x}^2}{2k_B T_{+i,x}}} dv_{+i,x} \quad (1.1)$$

kde index  $+i$  značí, že jde o  $i$ -tý druh iontu,  $x$  má význam kartézské koordináty,  $m$  je hmotnost  $i$ -tého iontu,  $k_B$  Boltzmannova konstanta ( $k_B = 1,381 \cdot 10^{-23} \text{ J}\cdot\text{K}^{-1}$  (4)). Přičemž platí další vztah ze statistické fyziky, který udává přepočtení mezi střední kinetickou energií částice a teplotou:

$$\frac{1}{2}k_B T_{+i,x} = \frac{1}{2} m \langle v_{+i,x}^2 \rangle \quad (1.2)$$

Lomené závorky značí střední hodnotu. To samé lze předpokládat i o elektronech, ale jejich  $T_{ex}$  je ve většině případů mnohem vyšší než u iontů.

Naším cílem je sledovat chování částic a průběh elektrického napětí po umístění nabitých částic do plazmatu. Tento proces je pro nás poměrně důležitý, poněvadž i sonda se pořád nějak nabíjí (buď na ni přivádíme napětí, nebo se sama nabíjí od elektronů, které na ni dopadnou z plazmatu). Předpokládejme, že jsme vložili do plazmatu záporně nabitou částici. Poté jsou k ní kladné ionty přitahovány a elektrony jsou odpuzovány, plazma se polarizuje, elektrické pole se zeslabuje. Říkáme, že se vytvořilo stínící pole.

Nechť máme pouze dvousložkové plazma o teplotě elektronů  $T_-$  a teplotě iontů  $T_+$ . Hustoty elektronů resp. iontů budeme značit  $n_-$ ,  $n_+$ . Použijeme Boltzmannův vztah ze statické fyziky pro hustotu iontů a elektronů v potenciálním poli:

$$n_- = n_0 e^{\frac{e\varphi}{k_B T_-}} \quad n_+ = n_0 e^{-\frac{e\varphi}{k_B T_+}} \quad (1.3)$$

Úlohu budeme řešit ve sférických souřadnicích. Dále použijeme jednu z Maxwellových rovnic (diferenciální formu Gaussova zákona):

$$\text{div } \vec{E} = \frac{\rho(r)}{\epsilon} \quad (1.4)$$

kde  $\vec{E}$  je vektor intenzity elektrického pole,  $\rho$  je hustota nábojů,  $\varepsilon$  permitivita vakua. Tyto dvě předešlé rovnice spojíme a přejdeme do již zmíněných sférických souřadnic, kde  $r$  je radiální vzdálenost:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left( r^2 \frac{d\varphi}{dr} \right) = -\frac{en_0}{\varepsilon} \left( e^{-\frac{e\varphi}{k_B T_+}} - e^{\frac{e\varphi}{k_B T_-}} \right) \quad (1.5)$$

Tato rovnice se obvykle řeší linearizací exponenciály (za podmínky (1.6)):

$$\frac{e\varphi}{k_B T} \ll 1 \quad (1.6)$$

Jejím vyřešením získáme závislost napětí na vzdálenosti od nabitě částice:

$$\varphi(r) = \frac{q}{4\pi\varepsilon r} e^{-\frac{r}{\lambda}} \quad (1.7)$$

kde  $\lambda$  je ona Debyeova délka,  $q$  je náboj částice umístěný do plazmatu:

$$\lambda = \sqrt{\frac{\varepsilon k_B}{e^2 n_0} \frac{T_+ T_-}{T_+ + T_-}} \quad (1.8)$$

Pokud se bude částice rychle pohybovat, mnohem těžší ionty (vůči elektronům) ji nestačí obklopit a stínící pole budou tvořit pouze elektrony. Debyeova délka je pak daná vztahem:

$$\lambda = \sqrt{\frac{\varepsilon k_B T_-}{e^2 n_0}} \quad (1.9)$$

Podmínka (1.6) je ekvivalentní s podmínkou, že počet částic v Debyeově kouli je velký:  $N_D \gg 1$  (1.10)  $N_D$  se nazývá taktéž plazmatický parametr. Pokud tento parametr je splněn spolu s podmínkou (1.11) a (1.12), pak mluvíme o tzv. ideálním plazmatu.

$$L \gg \lambda \quad (1.11)$$

Rozměry systému  $L$  musí být větší než Debyeova délka  $\lambda$ . Pod tímto rozměrem se mohou objevit fluktuace od kvazineutrality.

$$\omega\tau \gg 1 \quad (1.12)$$

kde  $\frac{1}{\tau}$  je srážková frekvence,  $\omega$  plazmová frekvence.

Tato poslední podmínka nám zaručuje, že elektromagnetické síly by měly mít dostatečný čas k působení mezi jednotlivými srážkami částic. Uvedené odvození vychází z (5).

### 1.3 Kvazineutralita plazmatu

Tvrdíme, že plazma je kvazineutrální, pokud koncentrace kladných a záporných částic si je rovna na vzdálenostech větších než je Debyeova délka. Pro menší vzdálenosti než Debyeova délka už kvazineutralita neplatí, poněvadž tepelné fluktuační rovnováhu ruší.

### 1.4 Nabíjení stěn

Nezákladnější vlastností plazmatu je jeho kvazineutralita. Tato vlastnost však neplatí u stěn nádoby, kde je plazma drženo, poněvadž je zde porušena symetrie možnosti pohybů iontů a elektronů. Ionty mají mnohem menší hmotnost a obvykle i menší teplotu než elektrony, což způsobuje, že se pohybují mnohem pomaleji, než zmíněné elektrony, dle rovnice (1.2).

Uvažujeme-li tedy, že jsme právě vytvořili plazma v nádobě, stěny jsou pro tento okamžik nenabitě, a protože jsou elektrony mnohem rychlejší než ionty, musí dopadat na stěnu mnohem častěji. Poměr toku elektronů  $j_-$  a iontů  $j_+$  je pak dán poměrem jejich rychlostí (za předpokladu, že máme stejné koncentrace elektronů a iontů v plazmatu) (1.13) z (5):

$$\left| \frac{j_-}{j_+} \right| = \sqrt{\frac{T_- m_+}{T_+ m_-}} \quad (1.13)$$

kde  $m_+, m_-$  jsou hmotnosti iontů a elektronů. Jakmile se stěna začne nabíjet, vytvoří se elektrické pole, které bude růst a odpuzovat elektrony. Nakonec na stěně (to stejné platí i pro povrch sondy) bude potenciál tak velký, že oba dva toky částic budou rovnocenné a stěna se nebude již dále nabíjet. Stejný tok částic si však vyžaduje porušení kvazineutrality plazmatu, v rozsahu přibližně Debyeovy délky kolem stěn. V případě Langmuirových sond, nazýváme vrstvu okolo sondy, kde je porušena tato kvazineutralita, sheath (viz. oddíl 1.2).

### 1.5 Magnetické pole

Z hlediska této práce je magnetické pole důležité u magnetronu, kde pomáhá ke vzniku výboje, naproti tomu jeho přítomnost může zkreslit obdržené výsledky z Langmuirovy sondy. Celkově je však problematika magnetického pole v plazmatu

složitá, proto zde uvedu jen krátký přehled jeho působení na nabitě částice v plazmatu.

Magnetické pole působí na nabitě pohybující se částice podle Lorenzova zákona. Magnetické pole nemůže částice nikterak urychlovat. Co je však důležité, Lorenzova síla brání pohybu nabitých částic plazmy ve směru kolmém na magnetické siločáry. To se dá využívat ke konstrukci různých zařízení, která mohou plazma omezit na určitém prostoru nebo alespoň zvýšit koncentraci nabitých částic v určitém prostoru, jako je to v případě tomu u magnetronů. Podél magnetických siločar je pohyb volný.

Celkový pohyb nabitých částic (v homogenním poli  $B$ , s počáteční rychlostí  $\vec{v}$ , bez elektrického pole) je pohyb po šroubovici. Tento pohyb se dá rozložit na pohyb hmotného středu rychlostí  $v_{\parallel B}$  a na pohyb kruhový s poloměrem  $R$ , které většinou v pracích věnujícím se Langmuirovým sondám nazýváme Larmorův poloměr, a frekvencí  $\omega_c$  (index  $c$  jako cyklotronní). Poněkud triviálním způsobem můžeme  $R_{Larmor}$  odvodit z následující rovnosti odstředivé síly a Lorenzovy síly (správnější odvození uvedeno v (6), z této publikace také celá tato podkapitola vychází):

$$\frac{mv_{\perp B}^2}{R_{Larmor}} = Qv_{\perp B}B \quad (1.14)$$

kde  $v_{\perp B}$  je průmět rychlosti částice do směru magnetického pole  $B$ ,  $Q$  odpovídá náboji částice a je  $m$  její hmotnosti. Z toho pak jasně vyplývá:

$$R_{Larmor} = \frac{mv_{\perp B}}{QB} \quad (1.15) \quad \omega_c = \frac{QB}{m} \quad (1.16)$$

Pokud přidáme do popisu ještě elektrické síly, pohyby se nám zkomplikují. Jestliže budeme předpokládat, že elektrická a magnetická pole jsou na sebe kolmá, poté se nabitá částice bude pohybovat kolmo na tato pole, po křivce jménem cykloida. Obecně po trochoidě (pro nenulovou počáteční rychlost) – křivka, jejíž vznik si můžeme představit tak, že v pneumatice máme někde kamínek a trajektorie opsaná tímto kamínkem při valivém pohybu je trochoida.

$$|v_D| = \frac{E}{B} \quad (1.17)$$

Obecně tento pohyb magnetickým a elektrickým polem nazýváme  $E \times B$  drift s driftovou rychlostí:

$$|v_D| = \frac{E}{B} \sin \alpha \quad (1.18)$$

kde úhel  $\alpha$  je úhel mezi elektrickým a magnetickým polem. Jestliže jsou magnetická nebo elektrická pole nehomogenní nebo jsou-li jejich siločáry zakřivené, objevují se další driftы: drift grad B (částice se pohybuje kolmo na zhušťování siločar magnetického pole), drift zakřivení (částice se odpuzována od místa, kde se hodně zakřivuje magnetické pole) a polarizační drift.

U magnetronu dochází také k efektu magnetického zrcadla, což je proces, který nastává, jestliže se nabitá částice pohybuje ve směru nárůstu magnetického pole. Pak dochází ke změně sklonu kruhového pohybu nabitě částice vůči zhušťujícím se křivkám magnetického pole (stává se k nim kolmým). Navíc v případě, že se překročí tzv. kritická mez magnetického pole  $B_c$  (1.19), tak se dokonce pohyb této nabitě částice ve směru k nárůstu magnetického pole obrátí. V případě magnetronu se tímto způsobem mohou elektrony odrazit z prostoru blízko katody zpět do plazmatu.

$$B_c = \frac{B_0}{\sin^2 \alpha} \quad (1.19)$$

kde  $B_0$  je magnetické pole v místě, odkud je počítán náletový úhel  $\alpha$ .

## 1.6 Vznik plazmatu

Vznik plazmatu v laboratorních podmínkách můžeme rozdělit do dvou skupin. Prvním způsobem je ohřátí plynu na vysokou teplotu s následnou termickou ionizací. Toto plazma má tu vlastnost, že nabitě částice mají stejnou teplotu jako neutrální zbytek atomů, jejichž termodynamickou rovnováhu popisuje Sahaova rovnice. K dosažení potřebných parametrů plazmatu by však bylo zapotřebí poměrně velkých teplot, a proto se v laboratořích spíše využívá druhé metody přípravy plazmatu, a to elektrickým výbojem. Toto plazma je nerovnovážné (není v lokální termodynamické rovnováze s okolními nenabitými částicemi) a popisujeme ho fyzikální kinetikou. Vzhledem k tomu, že i tento způsob vzniku plazmatu je používán na aparatuře, na které jsem prováděl experimenty, budu se mu věnovat podrobněji.

Nejprve budeme uvažovat nejjednodušší model vzniku plazmatu pomocí elektrického výboje. Předpokládejme, že máme určitý objem plynu o určitém složení, teplotě a tlaku. Ke vzniku elektrického výboje musí být v plynu určité množství nabitých iontů a elektronů. Tyto primární částice vznikají ionizací

kosmického záření nebo záření pozadí. Primární elektrony jsou urychlovány přiloženým napětím, a pokud bude toto napětí mít dostatečnou velikost, dosáhne jejich kinetická energie takové hodnoty, že elektrony během srážky jsou schopny ionizovat molekulu plynu. Následně z této ionizace vznikají další volné elektrony, které jsou schopny dále ionizovat. Takto nám v plynu vzniká lavinovitá ionizace. Samostatný výboj nastává, pokud ionty mají při dopadu na katodu takovou energii, aby daly vzniknout dostatečnému počtu primárních elektronů. V rámci jednoduché Townsendovy teorie vzniku výboje (předpoklad homogenního pole, exponenciální lavinovité ionizace) se přepokládá hodnota zápalného napětí:

$$U_d = \frac{Bpd}{\ln \left( \frac{Apd}{\ln \left( \frac{1}{\gamma} + 1 \right)} \right)} \quad (1.20)$$

kde  $\gamma$  je sekundární ionizační koeficient,  $A$ ,  $B$  jsou koeficienty pro daný plyn,  $p$  je tlak plynu a  $d$  je vzdálenost elektrod (ze zdroje (5)). Na základě vztahu (1.20) se zavádí tzv. Paschenova křivka (závislost zápalného napětí na součinu  $pd$ ).

## 2 Langmuirovy sondy

### 2.1 Úvod do problematiky sond

Langmuirovy sondy se běžně používají při měření v nízkoteplotním plazmatu k určení především jeho plazmového potenciálu, teploty elektronů a hustoty nabitých částic.

Nejčastějšími variantami jsou Langmuirovy sondy jednoduché a dvojné. Jednoduchá sonda se skládá ze dvou elektrod, při čemž jedna z nich je referenční (buď samotný magnetron, nebo stěny aparatury – odlišuje se svojí nepoměrně větší velikostí od druhé elektrody) a druhá měřicí, která se vkládá do určitého místa plazmatu, kde chceme znát výše zmíněné parametry. Tato druhá elektroda, sonda, může mít různý tvar (válcový, sférický, planární) a velikost, která by měla být co nejmenší, aby se zabránilo ovlivnění okolního plazmatu. Na tuto sondu poté přivádíme určité předpětí vůči okolnímu plazmatu a snímáme procházející proud. Tudíž obdržíme voltampérovou charakteristiku, kterou dále zkoumáme.

### 2.2 Sheath, Presheath

V teorii Langmuirových sond existuje tradiční dělení prostorů kolem sondy. Popsané dělení se bude týkat klasického stejnosměrného sheathu, které předpokládáme kolem námi používaných Langmuirových sond. Do jisté míry je toto dělení umělé, poněvadž hodnoty hustoty nábojů a potenciálů jsou spojitě, ale běžně se používají při popisech jednotlivých procesů probíhajících u sondy. Nejdále od sondy je tzv. presheath, tato oblast na jedné straně od sondy dále přechází ve volné plazma, a z druhé strany k ní přiléhá tzv. sheath. V presheath, jsou urychlovány ionty na tzv. Bohmovu rychlost, to zapříčiňuje pokles potenciálu, který však není tak razantní jako v další oblasti (musí tady být elektrické pole, které urychluje ionty ( $\frac{1}{2}mv_B^2 = \frac{1}{2}kT_e$ )). Na rozhraní presheath a sheath, je plazma ještě kvazineutrální, ale hustoty iontů a elektronů jsou přibližně poloviční, navíc většina iontů na rozdíl od elektronů (proto se musí ionty urychlovat v presheath, aby jich zde nebylo nedostatek) míří k sondě. Presheath, by měl být nejtenčí vrstvou (jednotlivé tloušťky vrstev, však závisejí na celkové hustotě plynů). Za presheath následuje již zmíněný sheath. Ten se ještě dělí na dvě podvrstvi. Blíže presheath je Debye sheath, zde by měl exponenciálně poklesnout potenciál a hustota elektronů, nejbliže sondě je

tzv. Child-Langmuir sheath, kde by měla být hustota elektronů nepatrná. Child - Langmuir sheath by měl být o něco větší než Debye sheath. Celkové narušení plazmatu v tomto přiblížení je několik Debyeových délek.

### 2.3 Voltampérová charakteristika jednoduché sondy

Při dostatečně velkém záporném potenciálu na sondě, bude sonda sbírat z plazmatu pouze ionty, pak mluvíme o iontovém saturačním proudu. Závislost je obvykle taková, že proud roste s odmocninovou nebo lineární závislosti na napětí v důsledku rozšiřování sheathu. Hodnota saturačního iontového proudu, (což je proud daný ionty, když sonda má *plazmový potenciál*  $V_p$ ) můžeme vypočítat dle vztahu (2.1) (7):

$$I_{is} = \frac{1}{4} en_i v_i A \quad (2.1)$$

kde  $A$  je povrch sondy,  $e$  elementární náboj,  $n_i$  je hustota iontů a  $v_i$  je hodnota střední rychlosti iontů, která je rovna (pokud předpokládáme Maxwellovské rozdělení rychlostí) (2.4) (7):

$$v_i = \sqrt{\frac{8k_B T_i}{\pi m_i}} \quad (2.2)$$

kde  $k_B$  je Boltzmanova konstanta,  $T_i$  je teplota iontů a  $m_i$  je jejich hmotnost.

Tyto formule se obvykle nepoužívají k určení iontového saturačního proudu, ale naopak se určí saturační proud (pomocí extrapolace k hodnotě plazmového potenciálu, protože až od této hodnoty začne iontový proud významně klesat) a z něho pak nejčastěji hodnota koncentrace iontů. Pokud jsou rychlosti iontů a elektronů srovnatelné, častěji se používá následující formule:

$$I_{is} = I_{Bohm} = 0,6 en_i v_B A \quad (2.3)$$

kde  $v_B$  je však:

$$v_B = \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}} \quad (2.4)$$

kde  $T_e$  je teplota elektronů. Možná na tomto vztahu (2.4) je mírně zarážející to, že rychlosti iontů závisí na teplotě elektronů. To je dáno tím, že velikost proudu je



nastavena elektrickým polem v presheathu, který urychluje ionty na Bohmovu rychlost  $v_B$  (někdy hovoříme o tzv. Bohmově kritériu stability bezsrážkové dvojvrstvy), což je minimální rychlost aby se utvořil sheath.

Pokud budeme dále zvyšovat potenciál na sondě vůči plazmatu, její elektrické pole nebude stačit k odpuzování všech elektronů. Nejprve budou na sondu dopadat nejteplejší elektrony, které mají největší kinetickou energii. Nárůst dopadajících elektronů (detekovaného proudu  $I_e$ ) bude pro Maxwelllovská rozdělení rychlostí exponenciální (v podstatě dle vztahu (1.7) resp. (2.5)):

$$I_e = I_{es} e^{-\frac{e(V_p - V_{sonda})}{k_B T_e}} \quad (2.5)$$

kde  $V_p$  je plazmový potenciál,  $V_{sonda}$  je potenciál na sondě a  $I_{es}$  je elektronový saturační proud. Tato část VA charakteristiky se pak nazývá přechodová nebo případně exponenciální oblast. V této oblasti je významný bod, kdy si je roven iontový a elektronový proud, což v grafu VA charakteristiky odpovídá místu, kde je hodnota proudu nulová. Příslušnému napětí říkáme tzv. *plovoucí potenciál*. Na konci této přechodové oblasti můžeme pozorovat přerušení exponenciálního nárůstu proudu a ohnutí VA charakteristiky. Napětí, při kterém dochází k tomuto ukončení exponenciálního nárůstu proudu, nazýváme *plazmový potenciál*. Při plazmovém potenciálu je rozdíl napětí mezi sondou a plazmatem nulový, takže elektrony už přestanou být odpuzovány od sondy, přičemž začínají být odpuzovány ionty, které mají opačný náboj. Od této chvíle pak mluvíme o elektronovém saturačním proudu a elektronové saturační oblasti. Vzhledem k řádově odlišným velikostem elektronového a iontového saturačního proudu nemůže být v grafu VA charakteristiky rozlišen příspěvek od exponenciálního poklesu iontového proudu nad příspěvkem elektronového saturačního proudu od rozšiřování sheathu elektronů. Navíc tento přechod od exponenciální oblasti do saturační oblasti může být dost deformovaný v důsledku přítomnosti silných magnetických polí, oscilací plazmatu u RF plazmy, průměrováním získávaných dat, srážkami částic s molekulami plynu částic aj.

Opět pro dostatečně kladné přepětí  $V_{sonda} \gg V_p$  nejsou elektrony odpuzovány, (na druhou stranu nejsou ani přitahovány z důvodu toho, že ionty vytvoří ochranný obal kolem sondy) a ionty vůbec nedopadají na sondu. Hodnota elektronového saturačního proudu  $I_{es}$  je dána vztahem (2.6), který je analogický vztahu (2.3):

$$I_{es} = \frac{1}{4} en_e v_e A \quad (2.6)$$

kde,  $n_e$  koncentrace elektronů v plazmatu a

$$v_e = \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \quad (2.7)$$

kde  $m_e$  je hmotnost elektronů. Vztahy (2.1), (2.3) a (2.6) platí pro námi používané válcové sondy. Používat tento vztah (2.6) pro určení hustoty elektronů však není ideální, poněvadž  $I_{es}$  může být tak velký, že se mění rovnovážné vlastnosti plazmatu kolem sondy a tento vztah nemusí být už zcela přesný (lepší je určit  $n_e$  z iontového proudu za předpokladu kvazineutality). Navíc při měření elektronového proudu hrozí zničení sondy. Iontový proud má prakticky stejnou exponenciální závislost jako elektronový proud:

$$I_i = I_{is} e^{\frac{e(V_p - V_{sonda})}{k_B T_i}} \quad (2.8)$$

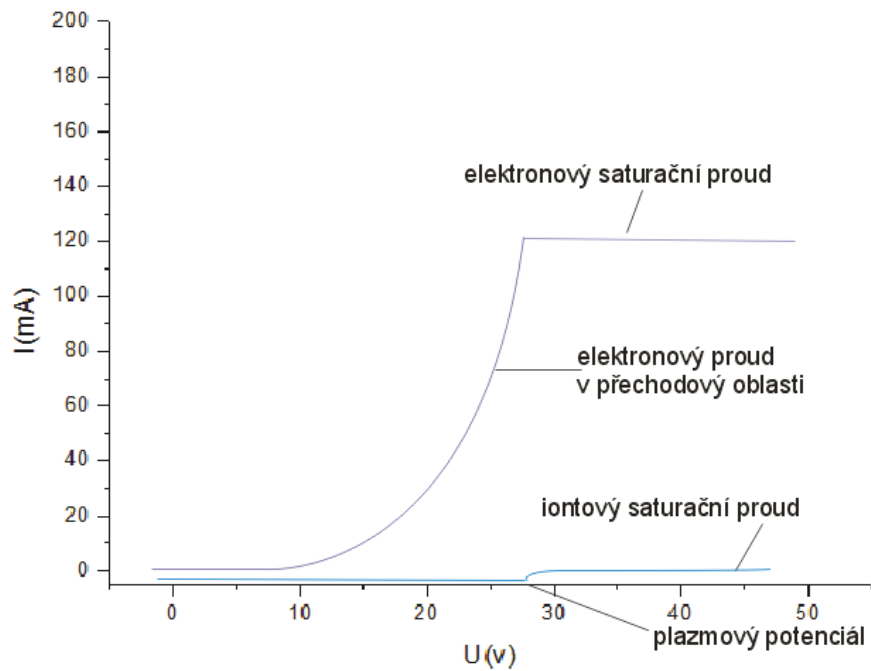
Pokud předpokládáme, že teplota elektronů je mnohem vyšší než iontů, pak můžeme určit ze vztahu (2.3) a (2.6) poměr iontového  $I_{es}$  a elektronového  $I_{is}$  saturačního proudu:

$$\frac{I_{es}}{I_{is}} = 0,6 \sqrt{\frac{2\pi m_i}{m_e}} \cong 180 \quad (2.9)$$

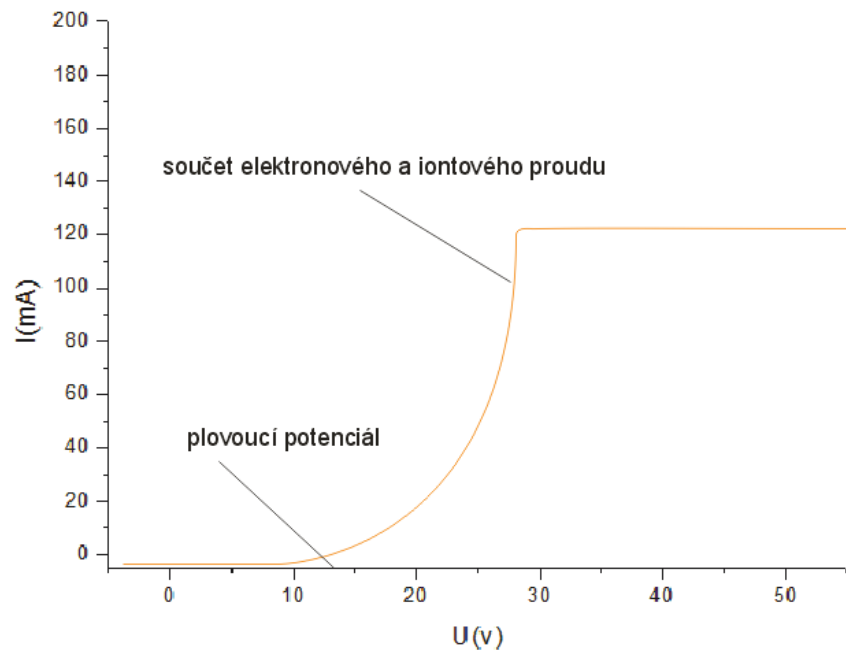
kde  $m_i$ ,  $m_e$  jsou hmotnosti iontů, resp. elektronů. Z tohoto poměru vyplývá, proč ve VA charakteristice v přechodové oblasti převládne (spíše, že ji tvoří) elektronový proud nad iontovou větví. Uplatněním vztahu (2.3) a (2.5) můžeme obdržet rovnici, která dává do souvislosti plazmový  $V_p$  a plovoucí potenciál  $V_f$ .

$$V_f = V_p + k_B \frac{T_e}{e} \ln \left( 0,6 \cdot \sqrt{\frac{2\pi m_i}{m_e}} \right) \quad (2.10)$$

Na obr. č. 2.1 je proud rozdělen na elektronovou a iontovou větev, složením těchto dvou větví pak vznikl obr. č. 2.2. Tyto grafy jsou spíše teoretické a platí pouze pro planární sondy, kde jsou saturační proudy konstantní.



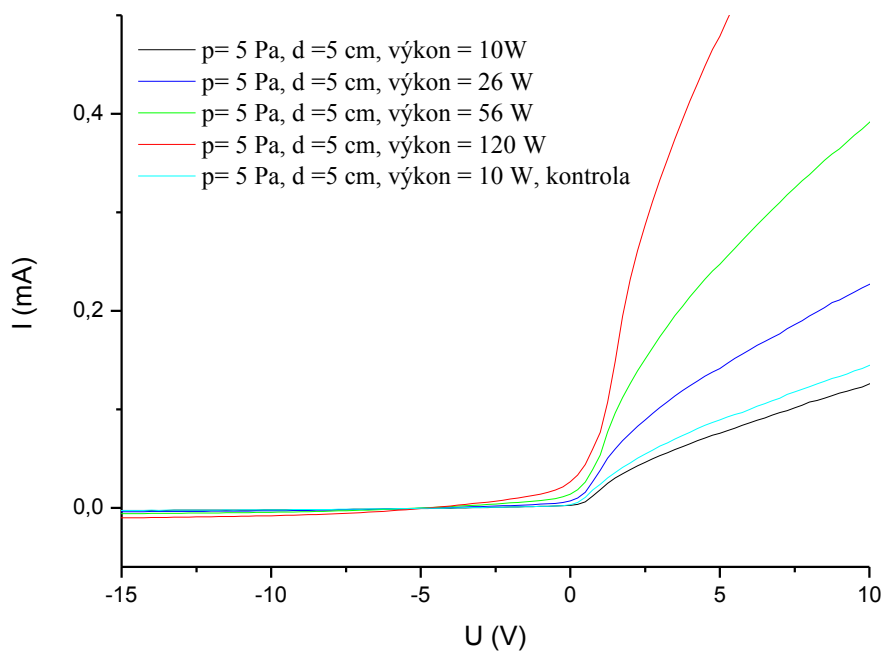
obr. č. 2.1- rozdělená VA charakteristika planární sondy



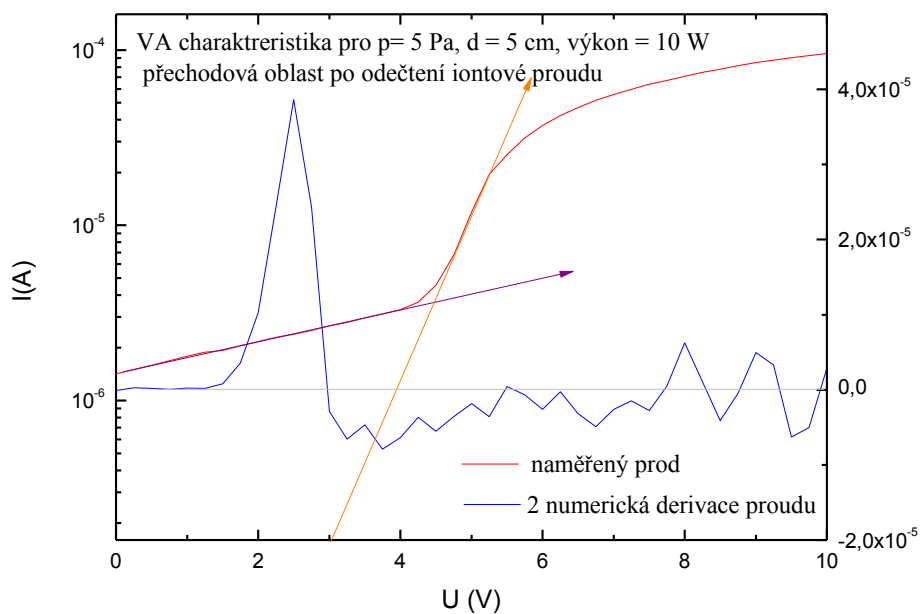
obr. č. 2.2 – ideální VA charakteristika planární sondy

Na obr. č. 2.3 můžeme vidět typicky reálné průběhy VA charakteristik (mnou změřené na našem magnetronu). Vlevo vidíme takřka konstantní iontové proudy, potom se celkové proudy začnou exponenciálně zvedat - tzv. přechodová oblast, poté vzrůst ustane. Přísně vzato by exponenciály měly přestat hned, ale spíše pozorujeme

plynulý přechod k saturačnímu elektronovému proudu (lépe znatelný na obr. č. 2.4). Pomocí rozboru VA charakteristiky můžeme určit hustotu iontů a elektronů, hodnotu plazmového potenciálu, teploty elektronů, ale bohužel nejsme schopni obvykle určit hodnotu teploty iontů.



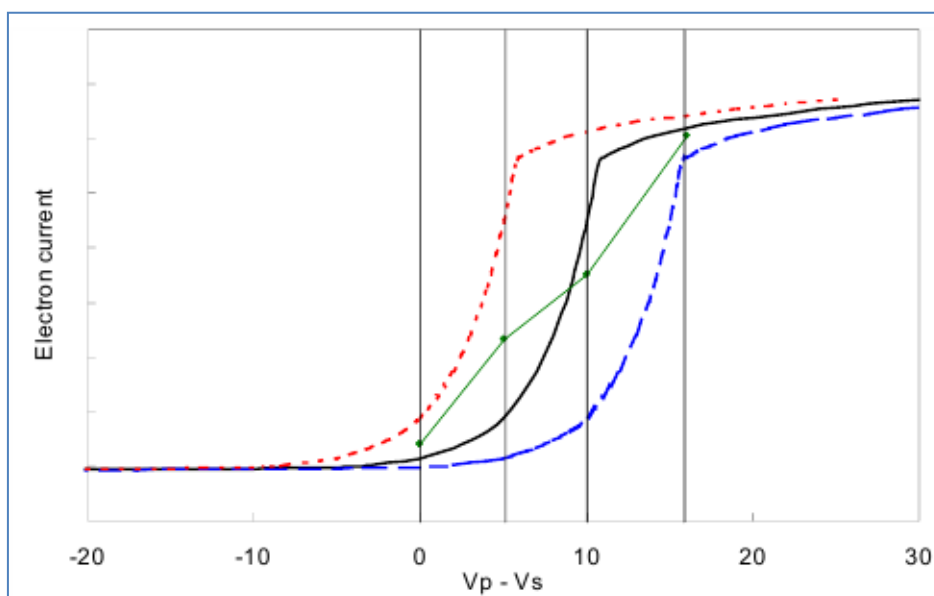
obr. č. 2.3 – typické voltampérové charakteristiky ze sondy



obr. č. 2.4 - detail přechodové oblasti

## 2.4 Druhy sond

Při technickém řešení samotné sondy bychom měli dbát několika faktů. První je, že sonda by měla být poměrně malá, tak aby se narušovala plazma. Typické rozměry pro válcovou sondu se udávají: průměr pod 1 mm a délka do 10 mm. Její tvar může být různý, nejlépe se teoreticky popisuje planární sonda, ale nejjednodušší pro provedení je válcová sonda. Pak se jedná opravdu jen o drátek v plazmatu s obslužnou elektronikou, který musí být z poměrně odolného, teplovzdorného a vodivého materiálu. Naše sonda je vyrobena z wolframu. Někdy se používají i sondy uhlíkové, které zabraňují nadměrnému odprašování povrchu sondy. Sonda musí být izolována od samotné nádoby, ve kterém je plazma. Další technický problém vzniká tím, že sonda je uložena ve vakuu, takže musíme zajistit, aby její vývod ven z nádoby, kde udržujeme plazma, byl hermetický.



obr. č. 2.5 - bez RF kompenzace, obrázek převzat z (8)

U RF plazmatu je problém s určením plazmového potenciálu. Problém spočívá v tom, že VA charakteristika je nelineární. Jestliže se plazmový potenciál mění periodicky, tak už není pravda, že změřený potenciál na sondě (určený z VA charakteristiky), odpovídá průměrnému plazmovému potenciálu. Celkově se VA charakteristika při měření bez kompenzace zplošťuje a protahuje viz obr. č. 2.5, což vede k vyšší obdržené hodnotě teploty elektronů a nižšímu plazmovému potenciálu (což je důsledkem toho, že při nižším napětí proud stoupá rychleji než při vyšším). Tento problém kompenzace se řeší několika přístupy, každý má své výhody a nevýhody. Jedna část metod je založena na míchání signálu, buďto ještě z jedné

sondy na jiném místě v plazmatu (možná nevýhoda, že fluktuace nemusí být stejné), nebo přímo ze zdroje (plazma může mít další harmonické frekvence). Ve druhém případě lze použít speciálně upravenou sondu. Používá se buď sonda s vysokofrekvenční filtrem, nebo sonda s externí elektrodou ve tvaru stočeného drátku, která je obtočena kolem sondy v plazmatu.

Dalším druhem Langmuirových sond je tzv. emisní sonda (9). Jedná se o žhavenou sondu (žhavení probíhá procházejícím proudem, z čehož vyplývá změněná geometrie sondy). Pokud je sonda dostatečně zahřátá, poté emituje elektrony. Obdržená VA charakteristika je složením klasické VA charakteristiky jednoduché sondy a emisního proudu, kde navíc teplota je další parametr.

## **2.5 Dvojná sonda**

Dvojná sonda je dvojnásobná jednoduchá sonda (druhá referenční elektroda je „kopíí“ sondy a je vložena blízko první sondy). VA charakteristiku získáme jako závislost proudu tekoucího mezi sondami na napětí mezi sondami. Celkový proud je elektricky plovoucí. Při použití této sondy ztrácíme možnost určit plazmový potenciál, ale naproti tomu obdržená elektronová teplota může být přesnější, pokud máme jednoduché (jednotepelní) Maxwelllovské rozdělení rychlostí. Ke kladům dvojných sond patří také to, že je méně citlivá na RF plazma. Navíc nepotřebujeme velkou referenční elektrodu. Sondy v plazmatu jsou navzájem blízko, takže při nulovém rozdílu potenciálů na nich nedetekuje téměř žádný proud. Jestliže však na ně přivedeme určitý potenciálový rozdíl, tak se nám objeví procházející proud. VA charakteristika by měla být z principu symetrická, měla by po stranách obsahovat saturační větve iontového proudu. To je případ, kdy jedna elektroda má takový potenciál, že odpuzuje všechny elektrony a dopadá na ni pouze iontový proud, druhá sonda má potenciál, který je o něco méně záporný (vůči plazmovému potenciálu) než je na první elektrodě. Druhá elektroda sice odpuzuje část studených elektronů, ale ty elektrony, které mají velkou kinetickou energii, na ni mohou dopadat, tím se nám kompenzuje tok iontů na první sondě (přesněji se nám zde kompenzuje rozdíl toku iontů, poněvadž na druhou sondu také dopadají ionty).

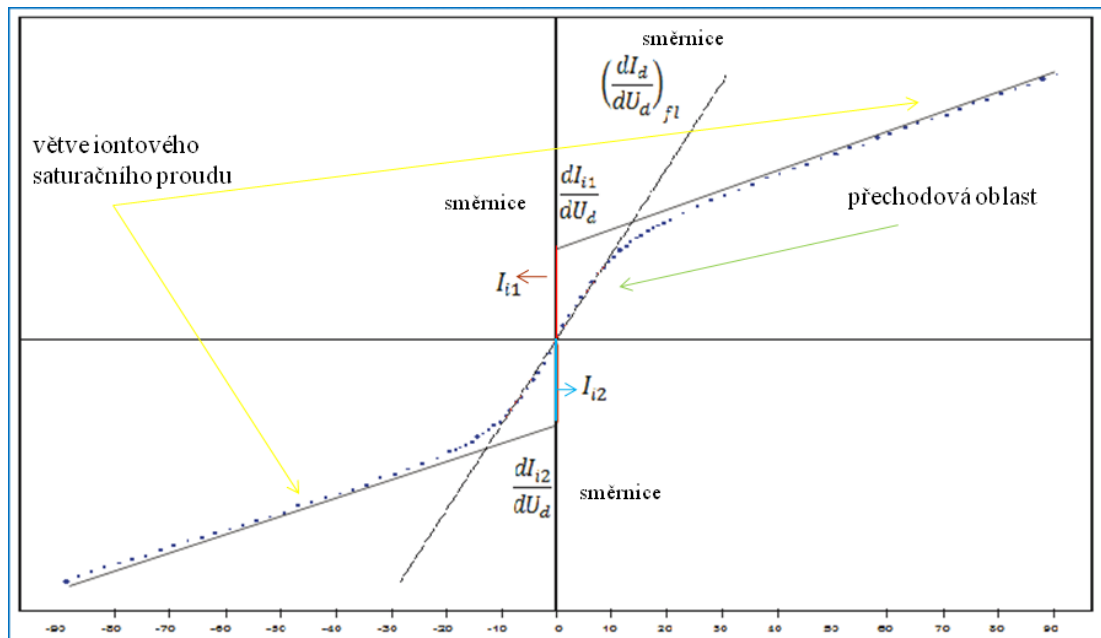
„Uprostřed“ VA charakteristiky dvojných sond (viz obr. č. 2.6) se nachází přechodová oblast, která je výsledkem toho, že mezi sondami je velice malý rozdíl potenciálu, takže na obě dvě sondy už dopadají jak elektrony, tak i ionty (na jednu sondu méně elektronů, víc iontů a opačně). Při nulovém rozdílu potenciálu si sondy jakoby

vymění pozici a závislost proudu na rozdílu potenciálu mezi elektrodami symetricky pokračuje do druhé saturační větve.

Můžeme odvodit vztah (odvození v (9)) pro teplotu elektronů:

$$\frac{k_B T_e}{e} = \left( 2 \cdot \left( \frac{dI_d}{dU_d} \right)_{fl} - \frac{1}{2} \cdot \left[ \frac{dI_{i1}}{dU_d} + \frac{dI_{i2}}{dU_d} \right] \right)^{-1} \cdot \left[ 2 \frac{I_{i1} I_{i2}}{I_{i1} + I_{i2}} \right] \quad (2.11)$$

kde  $I_{i1}$ ,  $I_{i2}$  jsou extrapolované hodnoty saturačních proudů k hodnotě plovoucího potenciálu,  $\frac{dI_d}{dU_d}$  je směrnice proudu při hodnotě plovoucího potenciálu ve VA charakteristice,  $\frac{dI_{i1}}{dU_d}$ ,  $\frac{dI_{i2}}{dU_d}$  jsou směrnicemi saturačních proudů extrapolovaných do plazmového potenciálu, opět VA charakteristice. Pro lepší představu jsou tyto veličiny vyznačeny v obr. č. 2.6. Extrapolace je provedena lineárním fitem.



obr. č. 2.6 – dvojná sonda (y osa elektrický proud, x osa napětí mezi sondami)

Taktéž je možno zkonstruovat z jednoduché VA charakteristiky dvojnou VA charakteristiku. To se provede následujícím postupem. Postupujeme zleva doprava ve VA charakteristice jednoduché sondy. Vezměme první hodnotu (záporného) iontové saturačního proudu a najdeme k ní z přechodové oblasti takový proud, že jejich součet dá nulu, odečteme mezi sebou jejich příslušná napětí z VA charakteristiky, při kterých byly detekovány. Takto obdržené napětí a proud nám dají první bod v grafu ve VA charakteristice dvojné sondy. Vezměme druhý bod iontového proudu a celý proces opakujeme. Takto budeme postupovat až k nulové hodnotě proudu ve VA

charakteristice dvojné sondy. Tímto procesem obdržíme jednu polovinu z klasické VA charakteristiky dvojné sondy. Druhou polovinu můžeme doplnit zrcadlovým převrácením (obraz by měl mít středovou symetrii). Takto obdržíme VA charakteristiku dvojné sondy, která by odpovídala tomu, že máte v plazmatu dvě stejné elektrody (totožné s elektrodou jednoduché sondy).

## 2.6 Charakteristické rozměry

Teorie, které vztahujeme k sondě, by měly co nejlépe vystihovat podmínky při kterých měříme. V zásadě můžeme dělit podmínky panující v blízkosti sondy na tři případy, které jsou dány nerovnostmi mezi třemi parametry. Prvním je Debyeova délka  $\lambda_d$ , druhým je střední volná dráha  $\lambda_f$  a třetím je poloměr samotné sondy  $r_s$ . Jestliže platí nerovnost:

$$\lambda_f \gg r_s \gg \lambda_d \quad (2.12)$$

pak mluvíme o bezsrážkovém tenkém sheath. Jestliže, se nám poslední dva členy zamění:

$$\lambda_f \gg \lambda_d \gg r_s, \quad (2.13)$$

máme bezsrážkový tlustý sheath. Nakonec pro uspořádání parametrů:

$$\lambda_d \gg \lambda_f \gg r_s \quad (2.14)$$

Se již projevují srážky ve sheathu. Teorie, které zde dále uvádím, se vztahují k prvnímu případu, proto zde uvedu podmínky (2.12). Průměr sondy je 0,1 mm. Debyeova stínicí délku můžeme vypočítat vztahem (1.9), poté co určíme pomocí sondy teplotu a koncentraci elektronů. Střední volnou dráhu můžeme odhadnout ze střední volné dráhy atomu argonu:

$$\lambda_f = \frac{k_B T}{p \pi d^2 \sqrt{2}} \quad (2.15)$$

kde  $T$  je teplota argonu (považují rovnou teplotě v laboratoři), průměr atomů argonů  $d$  je 71 pm (zdroj (10)). Při tlaku  $p = 5$  Pa je tedy střední volná dráha rovna  $\lambda_f = 4$  cm. Naproti tomu průměr sondy je 0,01cm. Debyeova délka se pohybovala od 0,5 mm do 5 mm. Ještě se často určuje Larmorův poloměr, který by měl být menší než rozměry sondy, poté by nemělo docházet k velkému ovlivňování detekovaného proudu. K jeho výpočtu použijeme vzorec (1.15), rychlost elektronů určíme na základě ekvipartičního teorému z jejich teplot. Magnetické pole



odhadneme z parametrů vnější cívky. Výsledný Larmorův poloměr se pak pohybuje v rozmezí od 1 mm do 0,1 mm.

## 2.7 Druhy teorií pro chování iontových saturačních proudů

Jestliže máme sondu sférickou nebo válcovou, není její saturační elektronový nebo iontový proud úplně konstantní. Určení přesné závislosti (zvláště iontového proudu) není jen důležitá k výpočtu hustoty částic ze saturačního proudu, ale i k určení elektronové teploty. Pro odvození této závislosti je k dispozici několik dále uváděných teorií:

### 2.7.1 OML – teorie (orbital motion limit)

Tato teorie je poměrně dobře pochopitelná. Pracuje s jednoduchým modelem, kdy částice mají v nekonečnu určitou energii a nulový potenciál vůči sondě. Při přibližování k sondě se pak musí zachovávat její energie a moment hybnosti vůči sondě. Okruh působnosti OML teorie zahrnuje spíše elektrony, jelikož nepočítá s urychlováním iontů na Bohmovu rychlost v Preasheath. Navíc OML teorie platí jen pro poměrně řídké plazma, poněvadž v následujícím odvození budeme předpokládat nekonečný sheath (a navíc bezesrážkový). Dále se může stát při použití této teorie, že pokles potenciálu bude tak nízký, že nebude existovat absorpční poloměr, který se ve většině případů pozoruje. Zvláště ionty, které jsou sice dosti pomalé, ale jejich hmotnost je vůči elektronům nesrovnatelná, takže mají i poměrně velké momenty hybnosti, což jim dovoluje sondu pouze oběhnout. Zde bych měl upozornit, že obdržená odmocninová závislost proudu na napětí se často vyskytuje, ale to ještě neznamená, že je důsledkem platnosti OML teorie.

Během odvození (kombinací ZZE a ZZH, odvození uvedeno v (8)) obdržíme vztah, který nám popisuje absorpční poloměr  $p$  sondy:

$$p = a \left( 1 + \frac{V_a}{V_0} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.16)$$

kde  $a$  je geometrický poloměr sondy,  $V_a$  je potenciál na sondě,  $V_0$  potenciál v nekonečnu.

Dále můžeme obdržet vztah, který nám určuje velikost saturačního proudu v závislosti na rozdílu potenciálu mezi sondou a plazmatem  $V_p$ :

$$I_{oml} = Ane\sqrt{2} \left| \frac{eV_p}{M} \right|^{1/2} \quad (2.17)$$

Pro náš účel měření se spíše hodí vyjádření:

$$n_{eOML} = \sqrt{\frac{-a m}{2e (2\pi r_p l_p e)^2}} \quad (2.18)$$

kde  $a$  je směrnice křivky lineárního fitu  $I^2$  v závislosti na napětí v saturační oblasti.

### 2.7.2 Další teorie

Druhou nejznámější teorií je ABR (Allen-Boyd- Reynolds). Tato teorie je pravým opakem teorie OBR. Popisuje nám utváření sheathu (podobně jako oddílu 1.2). V této teorii nepředpokládáme, že by ionty měly nějakou rychlost vůči sondě (tudíž v této aproximaci mají nulovou teplotu), z čehož plyne, že vůči sondě nemají žádnou příčnou rychlost (tudíž ani moment hybnosti) a pohybují se k ní radiálně. Elektrony mají své Maxwellovské rozdělení. Původně tato teorie byla propracována pro sféricky symetrickou sondu, později ji A. A. Sonin rozpracoval i pro válcové sondy.

Tyto dvě teorie (OML, ABR) jsou asi nejčastěji používané. Další teorie ve většině případů z nich vycházejí s mírně upravenými - reálnějšími předpoklady. Jako je například teorie ABR-Chen, která vychází, jak už sám název napovídá, z teorie ABR, navíc však předpokládá srážky v sheathu. Dalším příkladem může být teorie BRL (Bernstein-Rabinowitz-Laframboise). Ta je kombinací teorie OBR a ABR, a počítá s utvořením jak sheath, tak i s absorpčním poloměrem. Rovnice, jež z těchto teorií obdržíme, jsou poměrně složité diferenciální rovnice, které se musí řešit numericky. Najít tu správnou teorii je poměrně obtížné a ne vždy se to podaří.

## 2.8 Zpracování měření - dvojná sonda

Všechny změřené experimenty probíhaly převážně na jednoduché sondě (více o měření jednoduchou sondou je v oddílu 3), doplňkově jsem měření obohatil metodou dvojně sondy. Z hlediska metodiky práce jsem zkusil přetransformovat obdržená data z jednoduché sondy tak, aby odpovídala, jako by byla změřena na dvojně sondě. Poté jsem z takto obdržené VA charakteristiky vypočítal ručně teplotu

elektronů pomocí vztahu (2.11) a ještě pomocí obdrženého programu. Dále jsem tyto dvě hodnoty teploty elektronů ještě srovnal s hodnotou obdrženou z jednoduché sondy. Takto jsem získal představu, zda je program na zpracování dvojné sondy v pořádku, a o kolik se liší hodnota určená z VA charakteristiky jednoduché sondy a z přetransformované jednoduché sondy. A jako „bonus“ jsem změřil VA charakteristiku opravdovou dvojnou sondou a obdrženou hodnotu teploty elektronů jsem srovnal s minulými hodnotami. Menším problémem je, že sondy nejsou přesně stejné a i jednotlivá měření stejnou sondou se mírně liší, takže odhadnout, co je příčinou odlišných hodnot, není tak snadné (v úvahu přichází i chyba metody v důsledku dvojteplotního rozdělení elektronů).

## **2.9 Určení jednotlivých parametrů plazmatu - jednoduchá sonda**

Hodnotu koncentrace elektronů jsem určoval ze saturačního iontového proudu, i ze saturačního elektronového proudu. Hodnota určená z elektronového proudu je méně spolehlivá, ale je zajímavé sledovat, jak hodně se liší a může nám dát odhad, jak přesné jsou obdržené hodnoty. Hodnoty saturačního proudu by se měly brát při hodnotě plazmového potenciálu.

Předpokládejme, že máme tuto hodnotu určenou, potom musíme hodnotu iontového saturačního proudu určit tak, že musíme hodnoty větve iontového saturačního proudu extrapolovat k této hodnotě plazmového potenciálu. Křivku iontového proudu budeme fitovat odmocninovou závislostí plynoucí OML teorie (pro její použití jsou příhodné podmínky, poněvadž většina měření probíhala za nízkého tlaku – okolo 5 Pa). Tím určíme hodnotu iontového saturačního proudu a budeme moci určit hodnotu koncentrace nábojů pomocí vztahu (2.3). Z elektronového saturačního proudu určíme koncentraci nábojů podobným vztahem (2.6). Hodnota plovoucího potenciálu je hodnota napětí, při které sondou neprotéká žádný proud, ta se tedy jednoduše odečte z grafu.

K určení hodnoty elektronové teploty proudu máme několik možností:

Nejprve musíme odečíst část iontového saturačního proudu, která není přímo konstantní (má spíše odmocninovou závislost na napětí). Z OML teorie máme taktéž možnost ze směrnice přímky čtverce iontového saturačního proudu ( $I^2$ ) v závislosti na napětí určit hodnotu koncentrace nábojů dle vztahu (2.18).

Dalším krokem je určení teploty elektronů. K tomu jsou dvě možnosti jak postupovat. Za prvé převést VA charakteristiku do logaritmické škály. Tato technika se poměrně často používá, protože v této škále jsou poměrně dobře znatelné jednotlivé větve voltampérové charakteristiky. Přechodová oblast by měla být přímkou, jejíž směrnice podle vztahu (2.5) má odpovídat výrazu  $\frac{k_B t_e}{e}$ . Elektronový proud by se měl redukovat prakticky také na přímkou, která je však rovnoběžná s  $x$ -ovou osou (nárůst elektronového proudu je velice malý vůči logaritmickému měřítku). V této logaritmické škále by měl být taktéž přechod mezi exponenciální a saturační oblastí zanedbatelný, takže plazmový potenciál by mělo jít určit z průsečíku přímky elektronového saturačního proudu a přímky proudu z přechodové oblasti. Bohužel toto je jen předpoklad, křivky ani v této logaritmické škále nejsou takto ideální a existují lepší metody určení plazmového potenciálu (diskutováno dále).

Druhá možnost určení elektronové teploty je použít program, který umí data proložit exponenciálou v zadaném intervalu (případně součtem exponenciál – viz následující odstavce).

Během zpracování jsem se setkal i s tím (spíše většinou případů), že v grafu VA charakteristiky byly vidět dva exponenciální přechody - dvě přímky s různými směrnici. Potom je nutno postupovat tak, že se nejprve určí exponenciální část od rychlých „teplých“ elektronů – vlevo v grafu VA charakteristiky, a poté se tato přímkou od rychlých elektronů musí odečíst od přímky pomalých elektronů „studených“ elektronů – vpravo v grafu VA charakteristiky. Následně určíme novou směrnici přímky těchto elektronů. Možný je i opačný způsob, kdy bychom odečítali pomalejší elektrony od rychlých, ale povětšinou je jejich ovlivnění pomalými menší než opačně.

Jestliže máme dvou teplotní rozdělení elektronů s odpovídající střední teplotou, můžeme ke každému z těchto rozdělení určit koncentraci elektronů z jejich saturačních proudů. Dále z těchto teplot a koncentrací můžeme vypočítat celkovou střední teplotu elektronů následujícím vztahem:

$$\frac{1}{T_e} = \frac{n_{1e}}{n_{1e} + n_{2e}} \frac{1}{T_{1e}} + \frac{n_{2e}}{n_{1e} + n_{2e}} \frac{1}{T_{2e}} \quad (2.19)$$

kde  $T_{1e}, T_{2e}$  jsou jednotlivé elektronové teploty a k nim příslušné hustoty elektronů  $n_{1e}, n_{2e}$ .

K určení plazmového potenciálu máme opět několik možností. První nejjednodušší je pomocí vztahu (2.10), kde jsou všechny veličiny dobře měřitelné. Další možnost určení plazmového potenciálu je pomocí protnutí přímek v logaritmické škále či odhadnutí, kdy začne směrnice přímky klesat. Poslední metoda je založena na provedení 1. případně 2. derivace na VA charakteristice. Pak plazmový potenciál odpovídá hodnotě napětí, kdy má 1. derivace maximum, nebo 2. derivace je rovna nule. Toto je důsledkem stavu, kdy při hodnotě plazmového potenciálu přechodová oblast končí, v tu chvíli přestanou být elektrony odpuzovány od sondy, což by se mělo projevit tím, že exponenciála přestane alespoň narůstat, tím pádem směrnice VA charakteristiky přestane růst, což odpovídá tomu, že první derivace je rovna nule.

Použití této techniky je považováno za nejpřesnější metodu určení plazmového potenciálu, při jejím použití je však nutno numerickou derivaci dobře vyhladit. Dokonce křivka druhých derivací by měla odpovídat rozdělení rychlosti elektronů (přísně vzato toto je pravda jen pro Maxwellovská rozdělení rychlostí, ale ukazuje se, že to může být pravda i pro obecnější rozdělení).

## 3 Popis aparatury

### 3.1 Možnosti měření a hlavní části aparatury:

Měření jsem prováděl osobně. Po zapracování vedoucím práce jsem byl schopen aparaturu obsluhovat téměř sám. Krátce popíši aparaturu a osvětlím způsob měření.

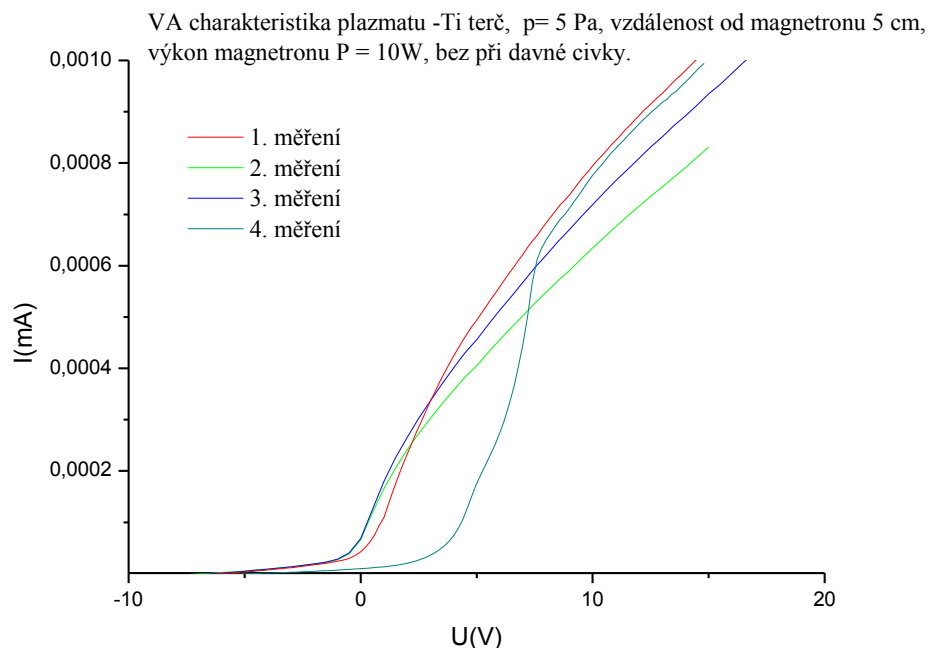
Celé měření máme možnost provádět v různých variacích i pro různé druhy plazmatu. Nastavení plazmatu v daném uspořádání můžeme měnit třemi způsoby, prvním je změna výkonu magnetronu, pomocí tvrdého zdroje, kde nastavujeme proud, který magnetronem prochází (potřebné napětí nám dorovná onen zdroj). Druhá možnost ovlivnění plazmatu je pomocí změny tlaku plynu – argonu. Poslední způsob změny parametrů plazmatu nám umožňuje velká externí cívka, která je umístěna při měření vně aparatury, kolem magnetronu viz. obr. č. 3.4.

Při měření naší Langmuirovou sondou máme možnost změřit např. prostorovou charakteristiku plazmatu. Pro naši aparaturu se lépe nastavuje kolmá vzdálenost vůči magnetronu. Tato vzdálenost se nastavuje pouhým posouváním celé sondy (přes speciální spoj), poněvadž otvor pro sondu je naproti agregační komoře. Dále jsme měli možnost nastavit i s určitou přesností i příčnou osu vůči magnetronu pomocí vlnovce. Pro nastavení této vzdálenosti se aparatura musela následujícím způsobem upravit. Za prvé musela být vyměněna koncovka, přes kterou se sonda posouvá za vlnovec, aby se docílilo možného vychýlení sondy. Za druhé jsme museli do aparatury kolmo na sondu zavést posuvnou tyč, na jejímž konci byl háček (otvor vystřížený v plechu), za který se sonda uchytila a kterým se vychylovala z vodorovné polohy. Pro určení polohy vychýlení jsme měli k dispozici dvě okénka se stupnicemi, která byla naproti sobě a mezi nimi ležela sonda, takže polohu sondy jsme mohli vizuálně kontrolovat.

Další možnosti měření spočívají v tom, že na držáku jsou sondy dvě, takže je možno změřit charakteristiku plazmatu i metodou dvojných sond. Vliv magnetického pole na měření byl zanedbán, protože v místech s jeho největší intenzitou šlo magnetické pole přibližně kolmo na sondu.

Samotný materiál, který v aparatuře deponujeme, je taktéž důležitý pro měření. Nejdříve jsme měli v aparatuře titanový terč, který však na sondě vytvářel pravděpodobně dielektrickou vrstvu, což se dalo poznat, že VA charakteristiky se

lišily, i když nedocházelo ke změně parametrů měření. Výsledné charakteristiky jsou zobrazeny na obr. č. 3.1.



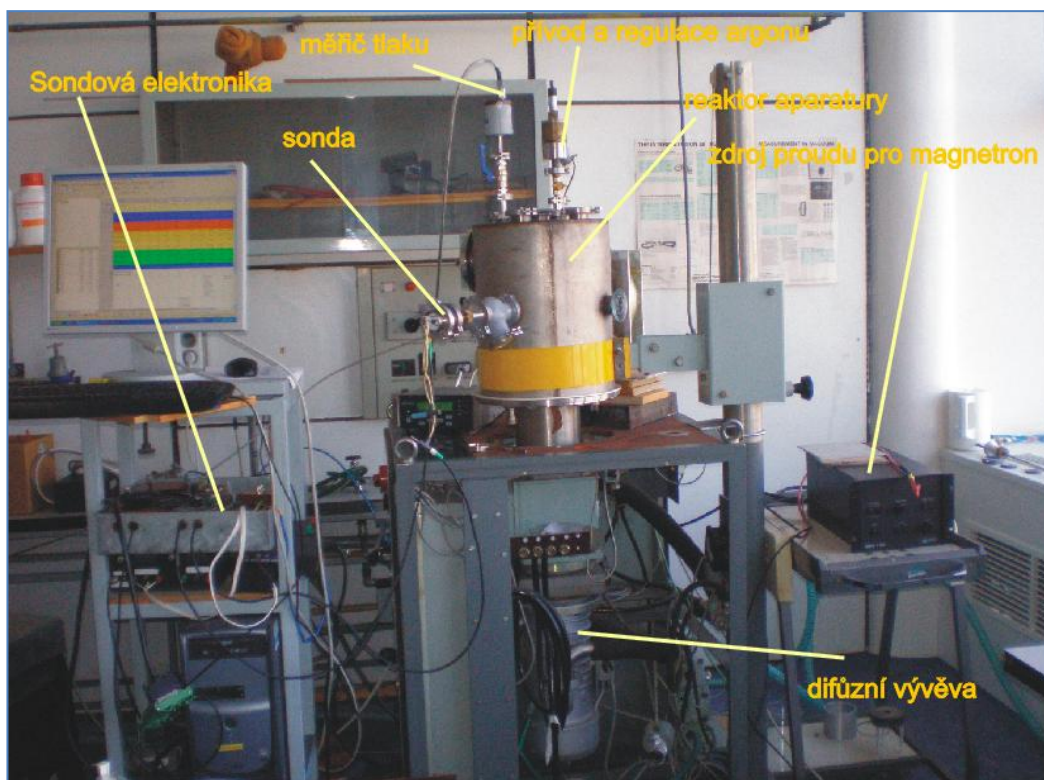
obr. č. 3.1 – vliv deponování materiálu na VA charakteristiku plazmatu (Ti terč)

Proto jsme odstranili tento terč a zbyl nám pouze měděný povrch magnetronu, což umožňovalo měření jen po omezenou dobu. Výroba samostatného měděného terče byla plánována, ale nebylo by možné ji dokončit před dokončením práce. Dalším omezujícím faktorem bylo poprašování stěn magnetronu, což postupně vedlo k lokálním zkratům při měření za vysokého tlaku. Z tohoto důvodu jsme do aparatury vrátili Ti terč, ale zároveň jsme vyměnili elektrody sondy. Tímto způsobem se nám podařilo vliv naprašování materiálu na sondu potlačit do té míry, že jsme mohli opětovně měřit plazma s Ti terčem.

Abychom měli jistotu, že sondu neovlivňuje naprašování, byla po delších sériích měření provedena měření kontrolní, s parametry shodnými jako u prvního měření v sérii, abychom mohli posoudit, jestli nedochází nadměrnému ovlivnění naměřených dat.

Při měřeních jsme měnili výkon magnetronu, vzdálenost od magnetronu, proud vnější cívkou a tlak argonu.

Aparatura má celkové rozměry přibližně  $1\text{m} \times 1\text{m} \times 2\text{m}$  (obr. č. 3.2).



obr. č. 3.2 - celkový pohled na aparaturu

Poněkud stranou je rotační olejová vývěva (obr. č. 3.3), která předčerpává difúzní vodou chlazenou vývěvu (10). Mezní tlak aparatury je pod 1 mPa, při měření byl použit pracovní tlak 5-150 Pa. Následuje samotná nádoba aparatury, kde jsou okénka a příruby pro připojení dalších zařízení. K jedné přírubě je připojena sonda, do protější je připojen magnetron s agregační komorou. Dále je k nádobě připojen kapacitní manometr a přívod argonu. Ve stěně nádoby byla pozorovací okénka, kterými jsme měli možnost kontrolovat přibližnou polohu sondy a do určité míry výboj v magnetronu.



obr. č. 3.3 – rotační olejová vývěva

### 3.2 Práce s aparaturou

Uvedení aparatury do pohotovosti probíhá následujícím postupem: Nejdříve se rotační vývěvou vyčerpá recipient (nádoba aparatury). Následně nastavíme



průtokové chlazení difúzní vývěvy a zapneme difúzní vývěvu. Po jejím zahřátí na provozní teplotu (cca 20 min) můžeme zahájit čerpání aparatury celým čerpacím systémem. Aparaturu několikrát propláchneme argonem.

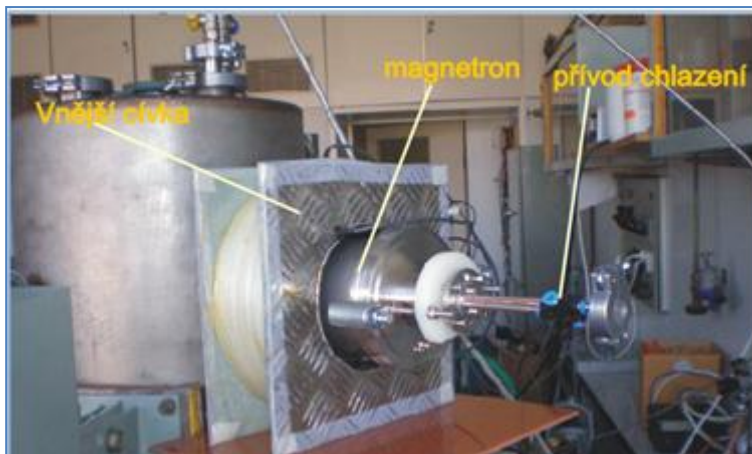
Nastavení tlaku v nádobě aparatury probíhá nastavením přítoku argonu z tlakové láhve vůči odtoku plynu z činnosti rotační a difúzní vývěvy. Nastavení rovnováhy přítoku a odtoku plynu nebylo možno udržet zcela stabilní, proto nám tlak během měření kolísal v rozmezí  $\pm 1$  Pa. Vzhledem k tomu, že jsme měřili plazma většinou při tlaku 5 Pa, už tato chyba (v řádu 20%) může ovlivňovat naměřené hodnoty ze sondy. Po nastavení tlaku můžeme přikročit k samotnému měření, nejdříve si připravíme samotnou sondu (zapneme počítač a všechny zdroje, zapneme program Agilent WEE a nastavíme parametry měření, můžeme sondu zkontrolovat tím, že změříme, VA charakteristiku kontrolního odporu). Těsně před zapnutí magnetronu nastavíme polohu sondy a zkontrolujeme ji v okénku a pustíme chlazení magnetronu. Nyní nezbyvá nic jiného než nastavit hodnotu proudu na zdroji a zapnout jej. V okénku zkontrolujeme, zda hoří výboj a odstartujeme samotné měření sondou. Naměření jedné VA charakteristika trvá přibližně minutu, v závislosti na vzorkovací frekvenci. Volil jsem cca 4 hodnoty za sekundu, pro menší má obdržená křivka velký šum (jsou zde vlastně dvě frekvence vzorkování, jedna je frekvence měření hodnot modulem Agilent WEE ze sondy a druhá nám udává rychlost ukládání a průměrování dat programem Agilent WEE). Detekované proudy ze sondy jsou řádu mikroampérů (ochranný limit jsem měl nastavený na 2 mA), napětí ovi rozsah jsem volil obvykle od -30V do 15V. Pro minimalizaci doby odprašování terče byl výboj mezi jednotlivými měřeními vypínán.

Po změření celé série měření musíme aparaturu patřičně vypnout. V rámci postupu vypínání aparatury musíme čekat cca. 30 minut než budeme moci vypnout rotační vývěvu a chlazení difúzní vývěvy.

### **3.3 Magnetron a vnější cívka**

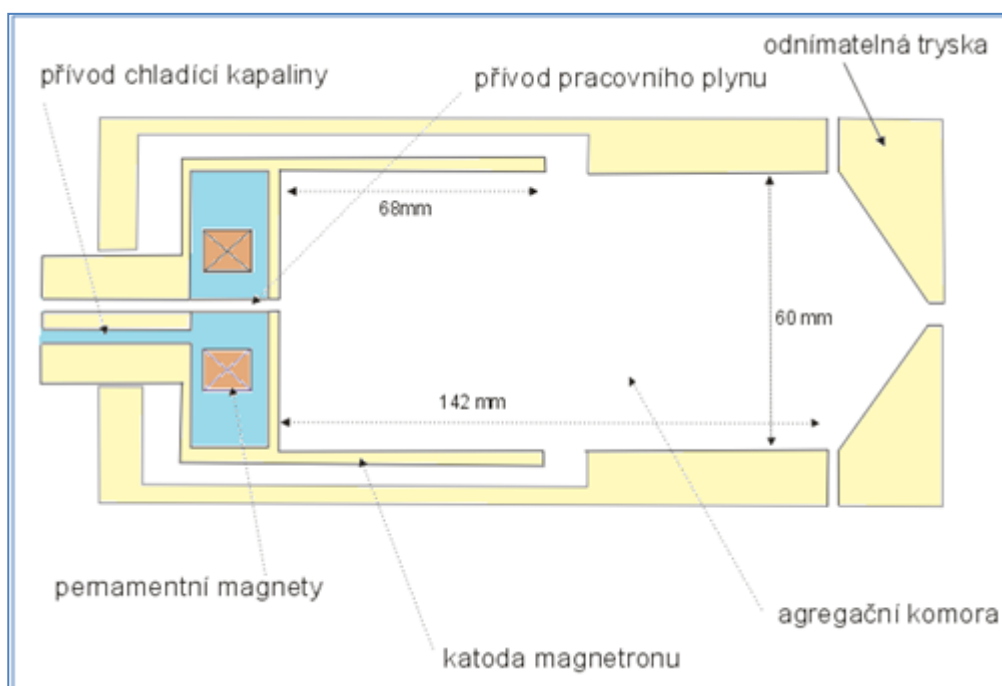
Tato práce byla zaměřena na měření vlastností nového typu magnetron, u něhož parametry plazmatu (teplota generovaných elektronů, rozložení potenciálu) nejsou známy.

Magnetron se z katody ve tvaru dutého válce (její hloubka je 68mm), na kterou je přiváděno napětí (schéma magnetronu na obr. č. 3.5). Pod touto katodou je pak magnetický obvod



obr. č. 3.4 - magnetron

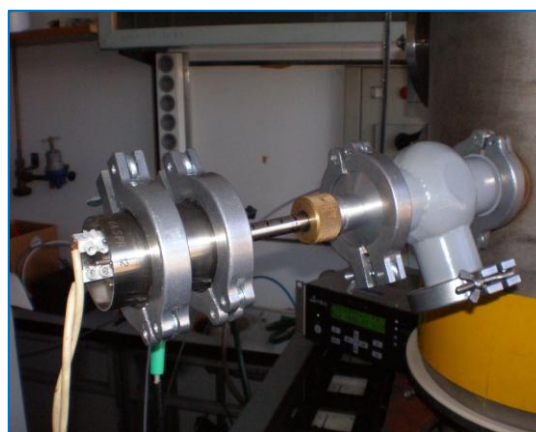
(soustava cívek), který zabezpečuje magnetické pole. Magnetron má taktéž jako difuzní vývěva průtokové chlazení. Rozměry agregační komory magnetronu, která má tvar válce, jsou: průměr  $d = 60 \text{ mm}$ , délka  $l = 142 \text{ mm}$ . Na konci je tato komora zakončena 28 mm dlouhou konickou tryskou, která pro náš účel byla odstraněna (abychom mohli mít v agregační komoře sondu). Magnetron je navíc řešen tak, že se dá elektroda posouvat vůči agregační komoře, takže délka  $l$  je proměnná veličina (my jsme ji však měli pevně nastavenou). Kolem magnetronu je ještě zmíněná cívka (obr. č. 3.4). Tato cívka má přibližně 3000 závitů, je 8 cm dlouhá, její vnitřní průměr je 15 cm a vnější 23cm (4 cm široké vinutí). Pomocí programu QuickField bylo určeno maximální magnetické pole na jejím středu na  $2,3 \cdot 10^{-2} \text{ T}$ .



obr. č. 3.5 - schéma magnetronu

### 3.4 Sonda

Samotná sonda skládá z několika částí: Nejdůležitější jsou elektrody, které vkládáme do plazmatu (nyní bez RF kompenzace) – dva tenké wolframové ( $d = 0,05 \text{ mm}$ ;  $l = 6,4 \text{ mm}$ ) drátky, které umísťujeme do místa, kde chceme znát parametry plazmatu – podle potřeby zapojíme elektrody buď obě dvě (metoda dvojné sondy), nebo jen jednu a druhou svorku připojíme na aparaturu (jednoduchá sonda) – místa zapojení jsou zvenku na konci sondy (viz. obr. č. 3.6.).



obr. č. 3.6 - konec sondy

#### 3.4.1 Sondová elektronika

Obvod sondy je tvořen několika součástmi. První část zapojení má na starosti napájení jednotlivých, dále zmíněných částí obvodu. Napájení je realizováno dvěma zdroji. „První zdroj“ napětí  $\pm 60 \text{ V}$  má za úkol napájet vysokonapěťový operační zesilovač. „Druhý zdroj“  $\pm 12 \text{ V}$  nám slouží k napájení izolačních zesilovačů mezi kartou Agilent VEE a operačním zesilovačem. Obvod obsahuje ještě izolované DC/DC měniče se vstupním napětím  $5 \text{ V}$  a výstupním napětím  $15 \text{ V}$ .



obr. č. 3.7 - sondová elektronika

Druhá část obvodu se stará o samotné měření a generování napětí na sondě a jeho počítačovou obsluhu. Sonda je ovládána přes program Agilent VEE, pomocí jeho modulu labkarty Agilent VEE (napojení na počítač je řešeno přes USB konektor), který generuje dvěma 12 – bitovými digitálně analogovými převodníky analogový signál, s možným rozsahem generovaného a zaznamenávaného napětí  $\pm 10 \text{ V}$ . Toto výstupní napětí je přivedeno na dva zesilovače, první je izolační zesilovač a druhý v řadě je operační zesilovač. Poté už napětí míří přímo na sondu. Proud ze sondy je zesilován operačními zesilovači, které slouží jako převodníky proudu – napětí (příslušná velikost napětí do  $10 \text{ V}$  je korigována měnitelným

odporem). Těsně před modulem Agilent VEE, napětí prochází opět přes izolační zesilovač. Modul Agilent VEE signál zpracuje a pošle do počítače. Celý obvod je řešen tak, aby nemohlo dojít k přepětí, které by se přeneslo až do počítače. Konstrukce sondové elektroniky vychází z práce (13) a z (9).

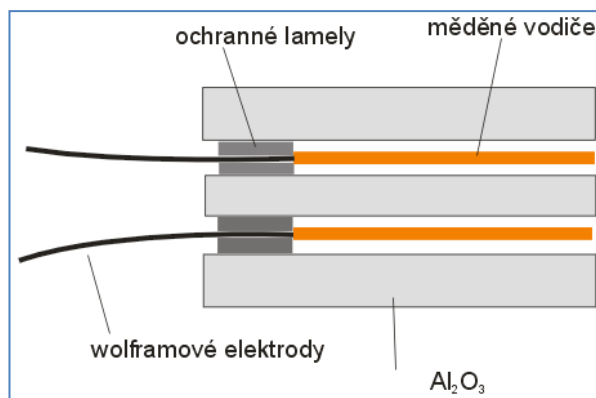
Ovládání sondy a měření probíhá přes již zmíněný modul Agilent WEE, který je připojen k počítači (viz. použitý software - oddíl 3.5).

### 3.4.2 Konstrukce sondy

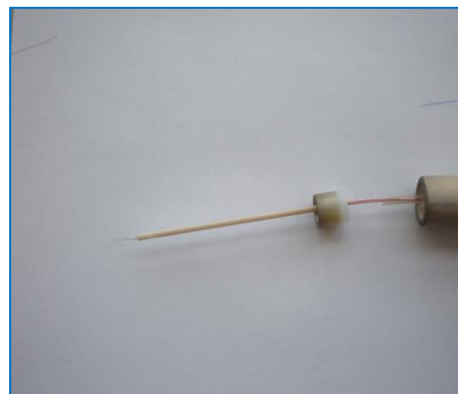
Celkový pohled je na technické řešení sondy je na obr. č. 3.8. Držák (nosič) sondy tvoří dutá nerezová tyč, jejímž vnitřkem jsou vedené vodiče k elektrodám, tato tyč je na jednom konci zakončena vakuovým spojem, přes který jsou vodiče vyvedeny ven z aparatury. Na druhém konci, který je uložen ve vakuu, je nasazena korundová ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) trubička. V tomto prostoru mohou být umístěny RF filtry (v našem případě nebyly použity). Trubička je uzavřena zátkou, ve které je otvor pro dvojitou kapiláru z  $\text{Al}_2\text{O}_3$  kterou jsou vedeny už oddělené měděné drátky k elektrodám sondy. Na měděných drátech jsou připevněny (bez letování) wolframové drátky o průměru 50  $\mu\text{m}$ . Těsně před koncem kapiláry jsou tenké válcové korundové lamely, které wolframové elektrody centrují. Elektrody vyčnívají do vakua resp. do plazmatu (schéma tohoto uspořádání je na obr. č. 3.10 a detail elektrod na obr. č. 3.9). Na tyči na které je nasazena sonda a kterou se sonda posouvá, jsem si musel (po změření rozměrů sondy a aparatury) načrtnout stupnici označující skutečnou vzdálenost sondy od dna magnetronu.



obr. č. 3.8 – sonda vynadaná z aparatury s nasazovací přechodovou koncovkou



obr. č. 3.10 - schéma elektrod

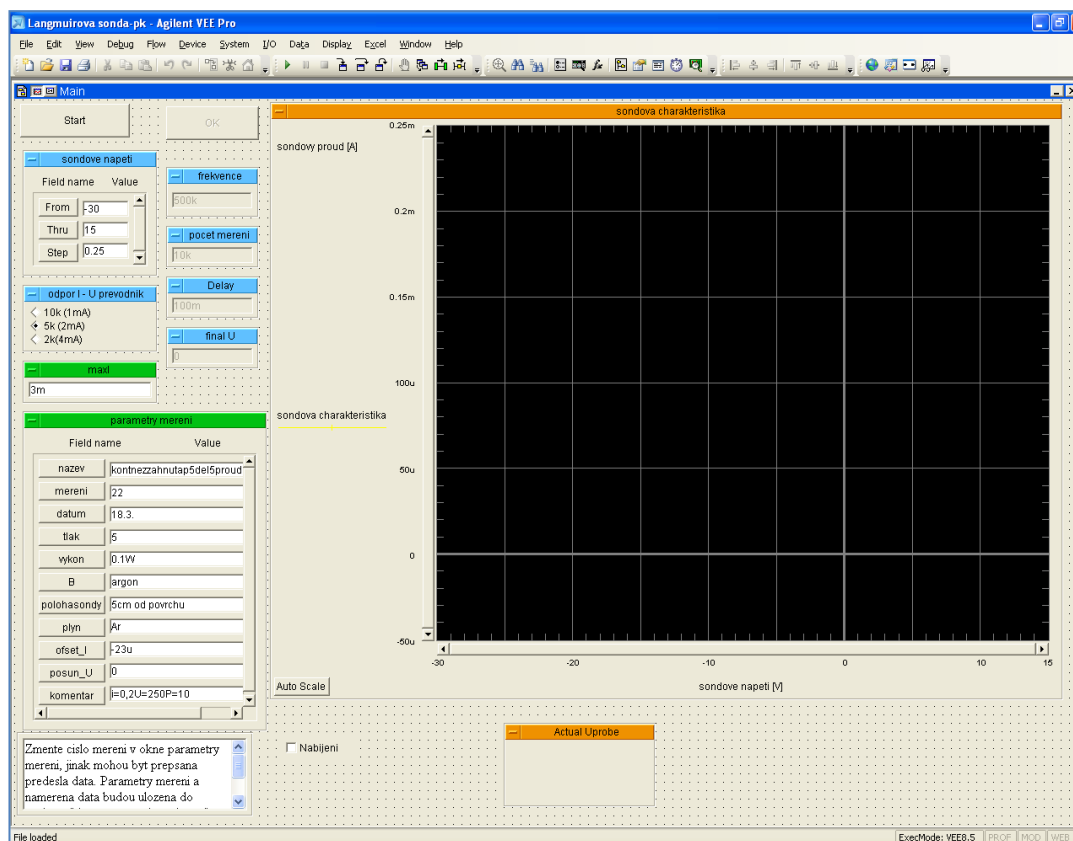


obr. č. 3.9 - detail elektrod

### 3.5 Použitý software

Během práce jsem používal několik programů, prvním je Microcal Origin, který umožňuje realizovat numerické derivace i jejich vyhlazování a provádět složitější fitování křivek. Pro výpočet různých hodnot jsem použil program Microsoft Excel, pro jeho jednoduchost a rychlost zadávání dat při vstupu a jejich kontroly na výstupu. Dále jsem využil program Lprobe od mého vedoucího práce pro "sériové" zpracování měření. Poslední program, který jsem použil, byl program Probes z TU Chemnitz na zpracování měření z dvojné sondy. Taktéž jsem si naprogramoval kratší PHP skript na transformaci dat z jednoduché na dvojnou sondu – viz. příloha č.1.

Dále pro měření sondou používám program Agilent VEE (viz obr. č. 3.11), kterým se obsluhuje sonda. Ten umožňuje měnit rozsahy použitého napětí, pozměňovat vzorkovací frekvence, nastavovat offset měření. Zobrazuje měřená data a ukládá je txt formátu s příslušnými vámi zadanými proměnnými (tlak, výkon, vzdálenost od magnetronu). Je v něm integrována také softwarová proudová ochrana, která zabezpečuje, aby se sonda nezničila.



obr. č. 3.11 - Agilent VEE

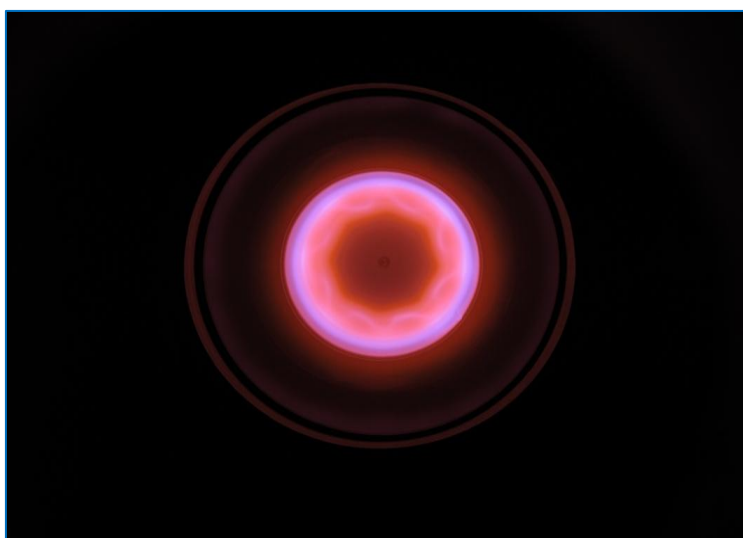
### 3.6 Průběh práce měření

V rámci měření sondou byly vybrány takové série měření, tak abychom dostali základní představu o parametrech plazmatu v závislosti na změně určité veličiny. Spousta měření má kontrolní charakter, případně nám slouží k odhadnutí chyby měření (opakované měření za stejných parametrů). Samotné změřením VA charakteristiky trvá přibližně 1 minutu. Změna některých parametrů je však dosti časově náročná: změna tlaku nebo změna podélné za příčnou prostorovou charakteristiku plazmatu. Dále jsem byl omezen občasnými poruchami sondy a odprašováním magnetronu.

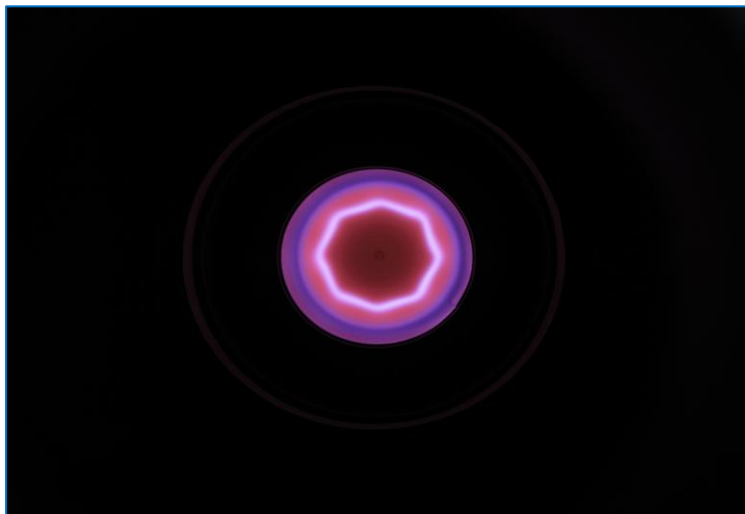
Spolu s vedoucím práce jsme určili vhodnou sadu parametrů výkonu a tlaku, za kterých bude měření provedeno. Nejdříve jsme provedly několik kontrolních měření, z kterých vyplynulo, že musíme odstranit Ti terč. Po odstranění Ti terče jsme přikročili k měření několika sérií dat, kde se měnil tlak - 5 Pa, 35 Pa a 150 Pa a vzdálenost sondy od magnetronu 5 cm, 10 cm, 15 cm, při konstantním výkonu 10W. Dále proběhla série, kde se měnil výkon magnetronu, měřilo se při proudu 0,04 A

(výkon 10 W, napětí 250 V), 0,1 A (20 W, 260 V), 0,2 A (56 W, 283 V) a 0,4 A (120 W, 300 V), při konstantní vzdálenosti 5 cm od magnetronu a tlaku 5 Pa. Po těchto sériích měření však bylo nutné z důvodu obavy o přílišné opotřebení elektrody vrátit Ti terč do aparatury. Zároveň jsme vyměnili elektrody sondy (změnila se jejich velikost, původně z délky 8 mm na délku a 6,4 mm a z průměru 25  $\mu\text{m}$  na průměr 50  $\mu\text{m}$  a částečně jejich koncové provedení – přidaly se vnitřní lamely - další ochrana proti zkratování). Nové nepoprášené elektrody nevykazovaly již velké ovlivnění depozicí vrstev materiálu, takže s nimi bylo možno měřit i s Ti terčem.

Proto jsme mohli podrobně proměřit závislost parametrů plazmatu na vzdálenosti od magnetronu (od 1cm do 20cm) se zapnutou a vypnutou cívkou, při tlaku 5 Pa a výkonu magnetronu 10W. Z této doby pocházejí pořízené fotografie od pana Mgr. Polonského, viz. obr. č. 3.12 a obr. č. 3.13, na kterých můžete vidět výboj s cívkou a bez cívky (fotografováno při tlaku  $p = 55 \text{ Pa}$  a výkonu magnetronu 10 W). K pořízení těchto fotografií bylo nutné do aparatury zavést shora posuvnou a otočnou tyč, na které bylo nasazeno zrcátko. Výměnou zrcátka za vodící háček bylo možné vychýlit držák sondy mimo osu magnetronu (bylo dále zapotřebí zaměnit pevnou přírubu pro sondu za vlnovec). Poté jsme již mohli změřit příčnou charakteristiku magnetronu pouhým povytahováním kolmé tyče (měřili jsme jak se zapnutou, tak i vypnutou cívkou, při tlaku 5 Pa a výkonu magnetronu 10W, ve vzdálenosti 2 cm od katody).



obr. č. 3.12 - pohled podle podélné osy na výboj magnetronu se zapnutou vnější cívkou ( $I=1.5 \text{ A}$ )



obr. č. 3.13 – pohled podle podélné osy na výboj magnetronu bez vnější cívky



## 4 Výsledky měření

Během celé práce jsem provedl několik sérií měření tak, aby byly pokryty nejzajímavější závislosti plazmatu magnetronu. Počet sérií však byl omezen různými technickými problémy.

Zprvu se na sondě při použití Ti terče tvořily dielektrické povrchy, které znehodnocovaly měření. Proto byl následně odstraněn Ti terč a jako terč sloužila katoda magnetronu. Zároveň byla zadána výroba měděného terče, jehož výroba se bohužel opozdila.

Bohužel, i když jsem měřil na malý výkon magnetronu, jeho odprašování bylo až příliš silné. Magnetron po nějaké době využívání začal vykazovat poruchy při vyšších tlacích (docházelo k přeskokům mezi katodou magnetronu a stěnami nádoby).

### 4.1 Změna parametrů plazmatu s výkonem magnetronu

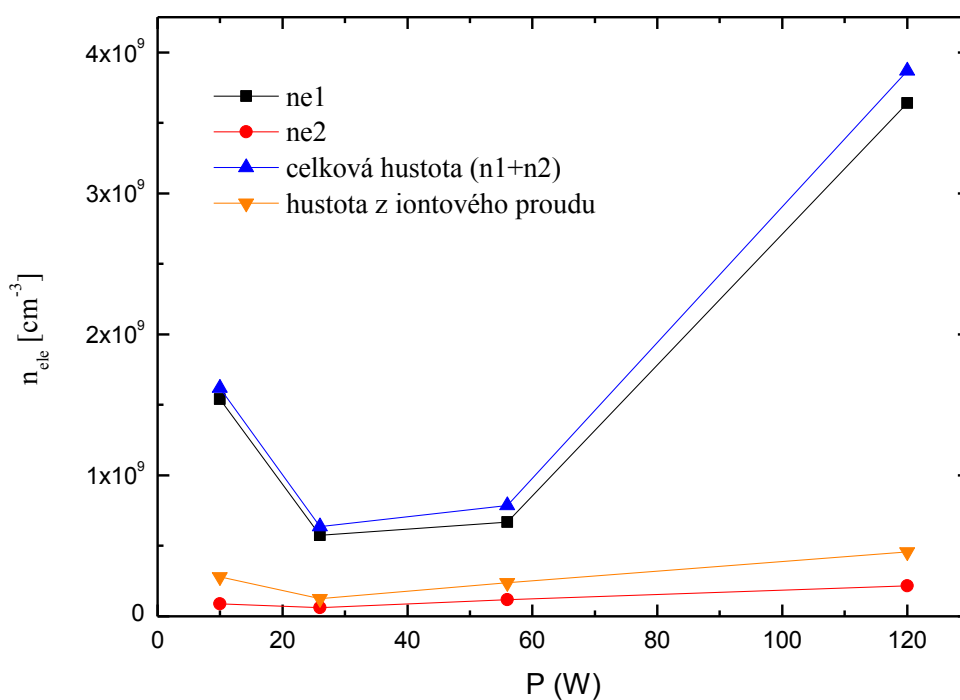
Při zvyšování výkonu magnetronu dochází k zvyšování průchozího proudu i k nárůstu napětí. Nárůst napětí (z 250 V při 10 W na 300 V při 120 W) by se mohl projevit na teplotě elektronů.

Ze zpracování měření pro vzdálenost 5 cm od katody magnetronu vyplynulo, že se plazmový potenciál při zvyšování výkonu zvětšuje, ale až pro velké hodnoty výkonu. Plazmový i plovoucí potenciál navíc vykazoval zvětšení pro nejnižší výkon magnetronu (závislost je zobrazena na obr. č. 4.2). Pro všechny výkony magnetronu VA charakteristika vykazovala existenci dvojteplotního rozdělení elektronů. "Teplých" elektronů bylo naměřeno přibližně 10 méně než "studených", jejich teploty se lišily v průměru také o jeden řád (10 až 20 krát). V legendách u všech grafů jsou teplé elektrony značeny indexem 2, studeným elektronům patří index 1, jestliže plazma má pouze jednoteplotní rozdělení elektronů, pak je k nim vztažen index 1. Minimální hustota (teplých) elektronů byla určena na  $60 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$  ( $P = 26 \text{ W}$ ,  $d = 5 \text{ cm}$ ), maximální hustota (studených) elektronů byla stanovena na  $3,6 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$  (závislost je zobrazena na obr. č. 4.1). Teploty se pohybovaly v rozmezí od 0,2 eV (2300K,  $P = 26\text{W}$ ,  $d = 5 \text{ cm}$ ) do 4,6 eV (53000 K,  $P = 10 \text{ W}$ ,  $d = 5 \text{ cm}$ ).

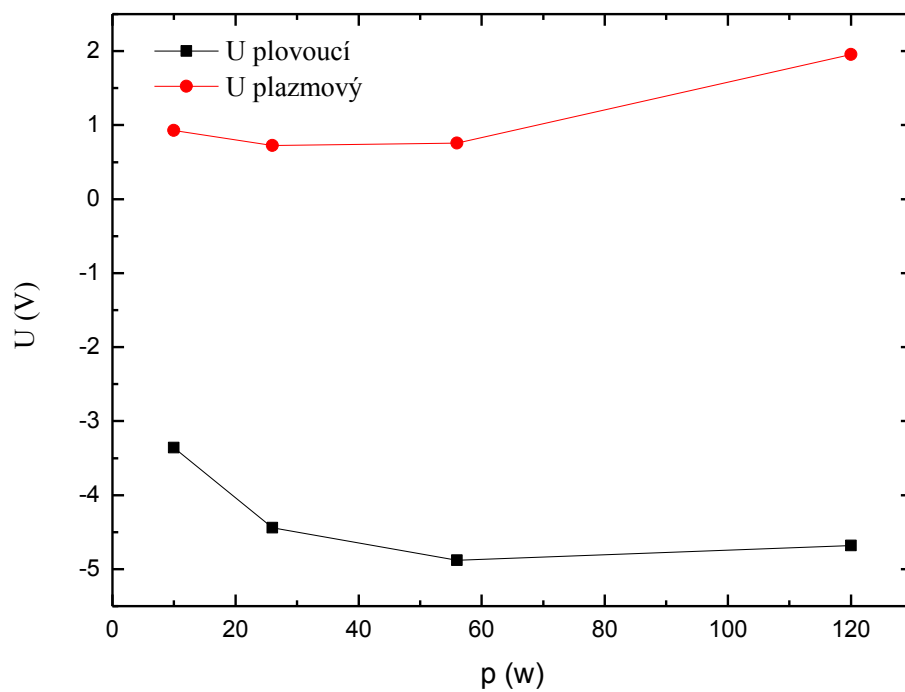
Trend obou teplot byl takový, že se obě teploty zvyšovaly s hodnotou výkonu magnetronu mimo nejnižšího výkonu magnetronu, kde byl pozorován výrazný nárůst teploty (zvláště teplejších elektronů). Hustoty obou populací elektronů se také zvětšovaly s výkonem magnetronu, ale pro nejnižší výkon byl opět pozorován nárůst

hustoty elektronů (závislost je zobrazena na obr. č. 4.3). Tento velký nárůst teploty a hustoty elektronů je zářející, ale v grafech v podkapitole 4.4, která se věnuje prostorové závislosti parametrů plazmatu, si můžeme všimnout, že pro vzdálenost 5 cm od magnetronu dochází velkým změnám hustoty a teploty elektronů. Jestliže by se s výkonem magnetronu měnilo i prostorové rozložení plazmatu a to tak, že výboj při nižších výkonech by byl méně ohraničený, pak by to mohlo vysvětlit nárůst teploty a hustoty na základě grafů v podkapitole 4.4.

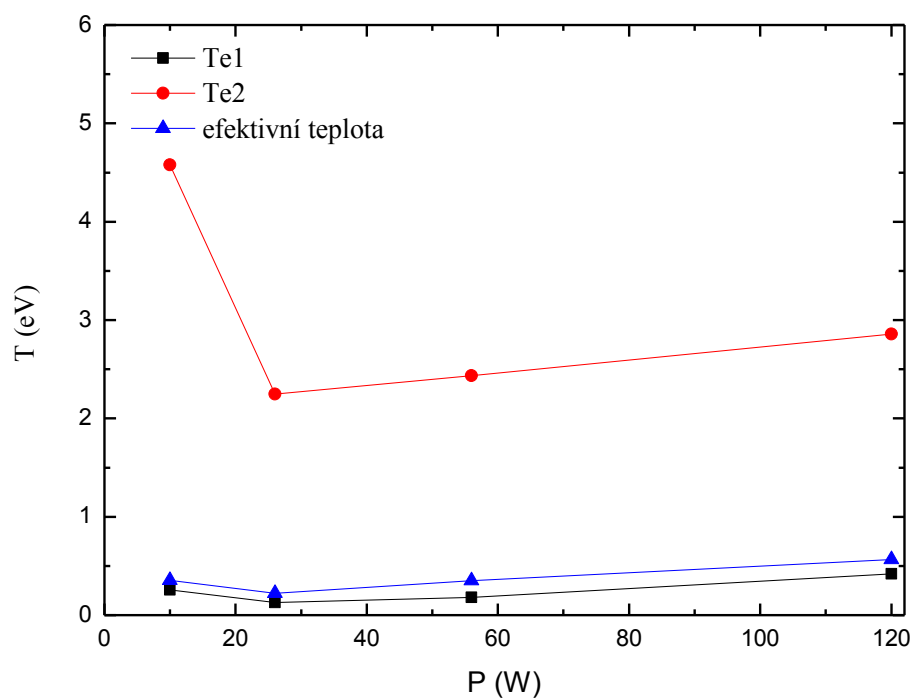
Hustota částic určená z iontového saturačního proudu je sice výrazně menší než vypočtená hustota elektronů, ale má stejný trend.



obr. č. 4.1 Závislost hustoty elektronů na výkonu ( $d = 5 \text{ cm}$ ,  $p = 5 \text{ Pa}$ )



obr. č. 4.2 Závislost plovoucího a plazmového potenciálu na výkonu magnetronu ( $d = 5 \text{ cm}$ ,  $p = 5 \text{ Pa}$ )



obr. č. 4.3 Závislost teploty elektronů na výkonu ( $d=5\text{cm}$ ,  $p=5\text{Pa}$ )

## **4.2 Závislost parametrů plazmatu na tlaku**

Bohužel závislost na tlaku byla při prvních měřeních naměřena s malým rozlišením a některé závislosti nebyly změřeny v celé šíři VA charakteristiky sondy, takže některé parametry plazmatu z nich nemohly být určeny. Poté se objevily již několikrát zmiňované poruchy magnetronu, takže závislosti nemohly být přeměřeny a doměřeny detailněji.

Obecně lze z výsledků říci, že pro vyšší tlak byla pozorována vyšší teplota. Zvláště pro teplotu teplejších elektronů byl nárůst teploty skoro dvakrát větší než u studených. Hustoty elektronů byly taktéž pro vyšší tlak vyšší než pro nižší tlak (více než 20 krát).

Vyšší hustota s vyšším tlakem je očekávatelná. Vyšší teplota s vyšším tlakem je však podezřelá, protože při vyšším tlaku je menší střední volná dráha elektronů, takže by měly mít i menší teplotu.

Zatímco difference pro teploty závisela málo na vzdálenosti od magnetronu, u hustoty částic tomu bylo naopak. Platilo, že čím byl vyšší tlak, tím byly rozdíly mezi hustotami větší (při stejném tlaku pro jiné vzdálenosti).

Z měření dále vyplynulo, že čím blíže je sonda katodě, tím bude vyšší hustota (zvláště pro vyšší tlak).

Maximální hodnota teploty byla určena na 11 eV pro tlak  $p = 150$  Pa ve vzdálenost  $d = 10$  cm, pro tlak  $p = 150$  Pa a vzdálenost  $d = 5$  cm byla naměřena maximální hustota částic a to  $3.6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ .

Celá série měření proběhla při jednotném výkonu magnetronu  $p = 10$  W.

## **4.3 Závislost parametrů plazmatu na kolmé (podélné) vzdálenosti od magnetronu s použitím vnějšího magnetického pole**

Dále jsem měřil charakteristiku plazmatu v závislosti na vzdálenosti od katody magnetronu s přítomností přídavného vnějšího magnetického pole, které zajišťuje cívka, jež je nasazena zvenku na magnetron.

Plazmový potenciál se choval následujícím způsobem. Nejprve rychle narostl na svoji maximální hodnotu (okolo -1 V, při vzdálenosti 4cm od katody), a poté začal pomalu s rostoucí vzdáleností klesat (ve vzdálenosti 20 cm měl hodnotu -

3,5 V). Podobnou závislost vykazoval i plovoucí potenciál jen s tím rozdílem, že počáteční nárůst potenciálu byl ještě vyšší a zasahoval do větší vzdálenosti od magnetronu.

To, že potenciál vyšel pro všechny vzdálenosti záporný a jeho pokles byl největší těsně u zadní stěny katody, je zarážející, ale nelze zapomenout na to, že magnetron má tvar dutého válce, takže katoda magnetronu po stranách sahá až do výšky 7 cm. Navíc je tu jak magnetické pole magnetronu a přídavné magnetické pole cívky, u kterého je předpoklad, že toto pole vytahuje výboj do stran a ven z magnetronu (tento předpoklad potvrzuje vizuální pozorování), takže plazmový potenciál by mohl narůstat spíše u bočních stěn katody. Do určité míry se to potvrdilo při měření příčného rozložení potenciálu (kap. 4.5)

Poměrně zajímavé výsledky jsem obdržel i pro závislost teploty a hustoty elektronů. Elektrony měly pro menší vzdálenosti od katody pouze jednu střední teplotu, která byla přibližně do vzdálenosti kolem 5 cm od magnetronu konstantní. Poté se začala snižovat a ve vzdálenosti 10 cm začala být přibližně opět konstantní. Kolem 10 cm se objevila druhá teplota patřící teplejším elektronům. Tato teplota se zpočátku nejdříve rychle a poté již pozvolněji snižovala. Tímto způsobem se blížila ke druhé teplotě studených elektronů. Ve vzdálenosti 20 cm od katody jsem pozoroval jejich praktické vyrovnání.

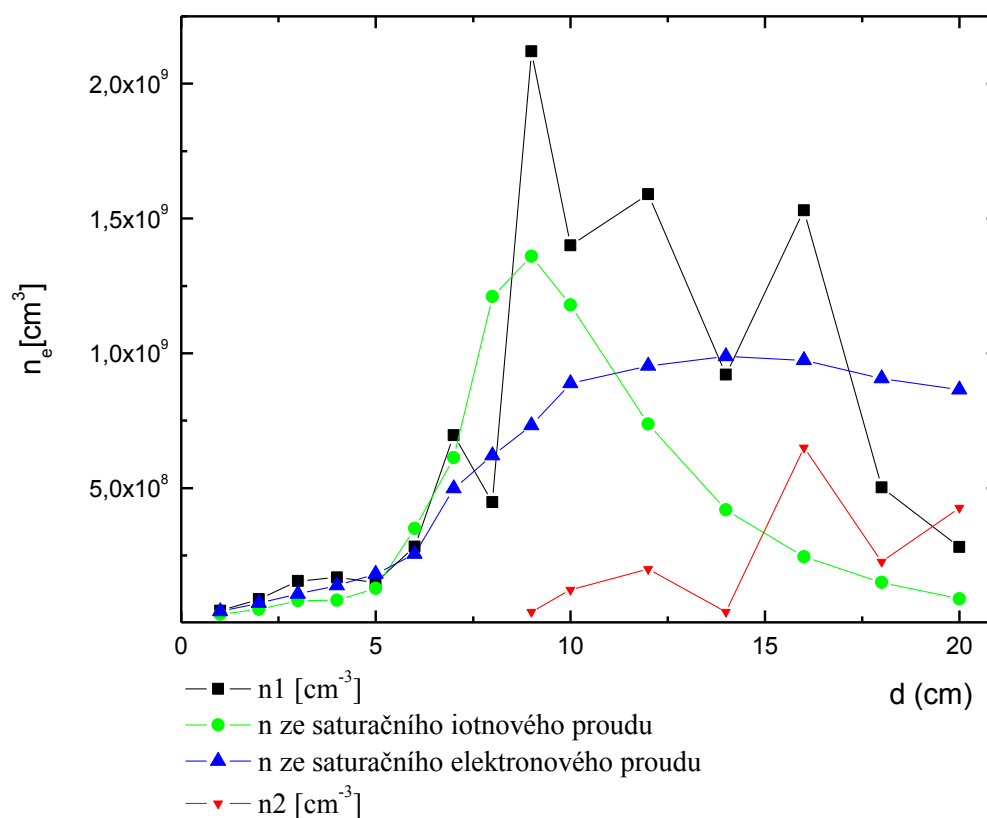
Fakt, že maximum teplot je poměrně ploché, souvisí s tím, že magnetron má dutý tvar. Místo počátku poklesu teploty elektronů odpovídá poloze konce hrníčku.

Závislost hustoty elektronů na poloze nám může osvětlit, proč nejsou pozorovány blíže ke katodě teplejší elektrony. U studených elektronů jsem nejdříve pozoroval nárůst hustoty (obdržený jak ze směrnice saturačních proudů, tak i z hodnoty přechodových proudů při plazmovém potenciálu) až do vzdálenosti 9 cm, kde dosahuje maximální hodnoty hustoty ( $2,1 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ ). Poté se začaly hustoty obdržené z různých teorií lišit. Největší rozdíl je v hustotě obdržené pomocí teorie Sonin (14). Tato hustota začne po své maximálně hodnotě postupně, ale velice pravidelně, klesat. Hustota elektronů určená ze saturačního elektronového proudu se drží na konstantní hodnotě. Hustota studených elektronů začíná klesat, avšak objevuje se zde při hodnotě vzdálenosti  $d = 10 \text{ cm}$  od katody populace teplých elektronů, jejíž hustota postupně zvětšuje (toto právě vysvětluje, proč jsme nepozorovali teplejší elektrony blízko katody – je jich příliš málo, aby ovlivnily VA charakteristiku, ztrácejí se v šumu). Ve vzdálenosti  $d = 20 \text{ cm}$  od katody se obě dvě

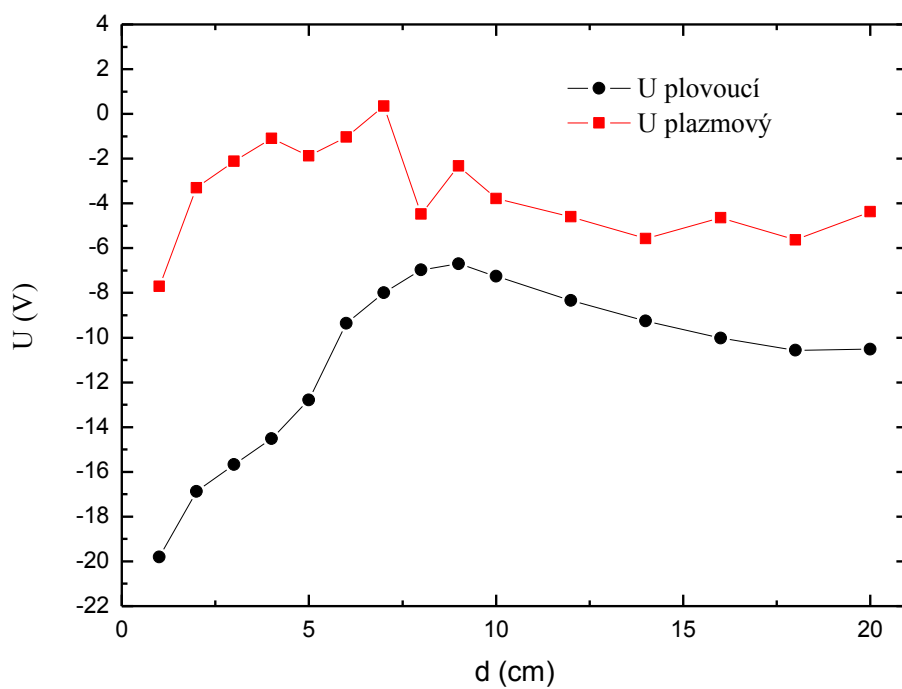
hustoty teplých i studených elektronů vyrovnávají (to souvisí i s tím, že mají takřka stejné teploty). V součtu tyto dvě hustoty odpovídají hustotě určené ze saturačního elektronového proudu.

Závislost hustoty je vynesena na obr. č. 4.4, závislost plazmového a plovoucího potenciálu na obr. č. 4.5 a závislost teplot je vyobrazena na obr. č. 4.6.

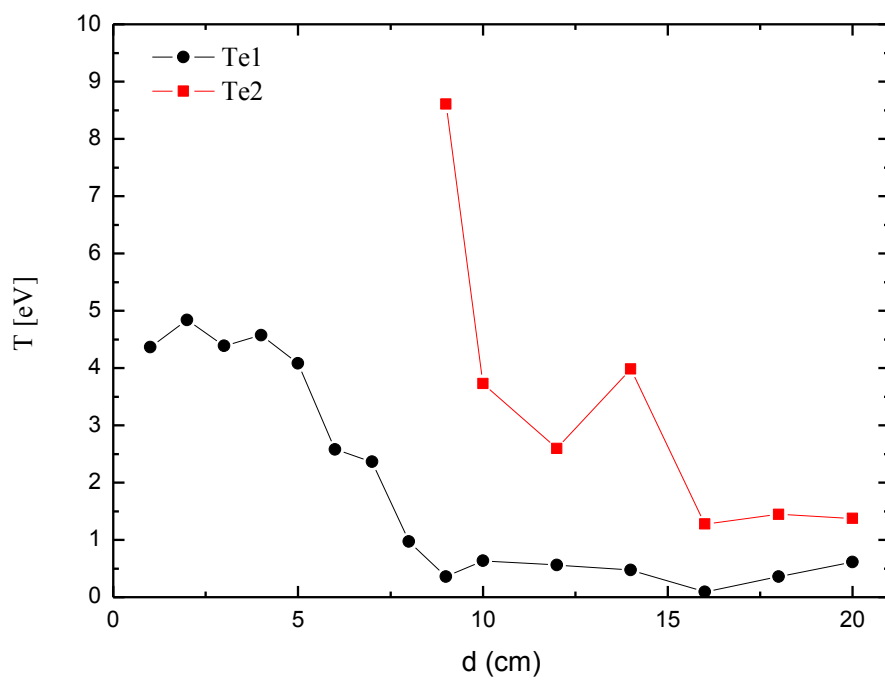
Hodnoty teploty elektronu a hustoty byly určeny i metodou dvojné sondy a transformací dat obdržených jednoduchou sondou. Obdržené výsledky se lišily od hodnot určených jednoduchou sondou až o 50 procent. Nižší teploty byly ještě nižší a vyšší teploty byly větší. Ještě horší bylo určení hustoty (viz oddíl 4.7)



obr. č. 4.4 Závislost hustoty elektronů na vzdálenosti od magnetronu (p = 5 Pa, P =10W, s vnější cívkou při proudu 1,5A)



obr. č. 4.5 Závislost potenciálů na vzdálenosti od magnetronu ( $p = 5 \text{ Pa}$ ,  $P = 10\text{W}$ , s vnější cívkou při proudu 1,5A)



obr. č. 4.6 Závislost teplot na vzdálenosti od magnetronu ( $p = 5 \text{ Pa}$ ,  $P = 10\text{W}$ , s vnější cívkou při proudu 1,5A)

#### **4.4 Měření v závislosti na proměně vzdálenosti od magnetronu bez použití cívky**

Závislost hodnoty plazmového potenciálu bez vnější cívky nejdříve prudce rostla až k maximální hodnotě (2,4 V), kterou dosahuje při vzdálenosti  $d = 4$  cm od magnetronu, poté začne pozvolna klesat. Plovoucí potenciál roste pozvolněji, až do vzdálenosti  $d = 14 - 16$  cm. Od této vzdálenosti začíná pomalu klesat, podobně jako plazmový potenciál.

Dále jsem zkoumal závislost teploty elektronů na vzdálenosti. Zde nejprve dochází skokovému nárůstu teploty (Je otázka, jestli vzhledem k malé vzdálenosti od katody a tedy i oblasti nejsilnějšího magnetického pole, je hodnota teploty případně plazmového potenciálu určenou pomocí sondy správná). Ve vzdálenosti 4 cm můžeme pozorovat maximum teploty elektronů, poté nastane rychlý pád k hodnotě pozorované před nárůstem (okolo 0,3 eV). Dále se už teplota prakticky neměnila a byla konstantní. Ve vzdálenosti 5 cm od magnetronu začíná plazma vykazovat dvojteplotní charakter – objevuje se větev teplých elektronů.

Závislost obou teplot je zobrazena na obr. č. 4.8. Tyto závislosti vyvolávají pocit toho, jako by si část elektronů zachovávala svoji vyšší teplotu, jež se pozvolna s rostoucí vzdáleností snižuje.

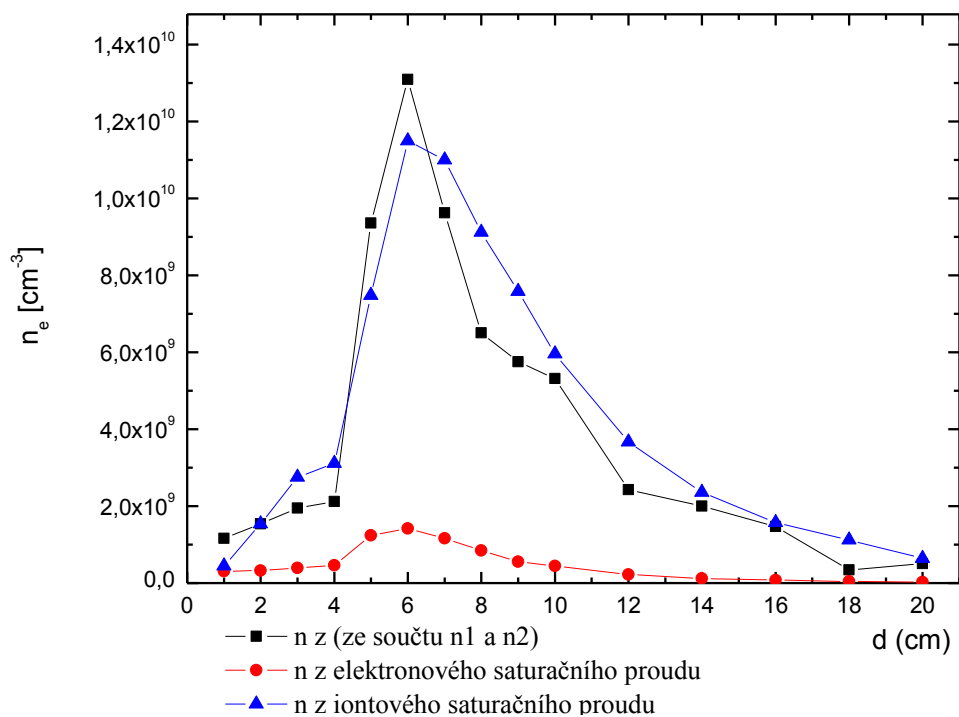
Dále jsem jako v předešlých případech vyšetřoval hustoty elektronů resp. iontů. Hustoty elektronů určené ze saturačního a z přechodového proudu se poměrně shodovaly. Hustota iontů určená pomocí iontového proudu však vykazovala mnohem menší hodnoty, i když tvarem odpovídala zbylým dvěma hustotám (byla 10 krát menší než zbylé dvě hustoty).

Závislosti měly následující charakter. Hustoty elektronů nejdříve se vzdáleností od katody rostly, ve vzdálenosti 5 cm se tento růst ještě zvětšil, po dalším 1 cm dosáhl maxima. Souběžně s nárůstem hustoty dochází k poklesu teploty, který je v této vzdálenosti. Hustoty po tomto nárůstu začaly klesat. Ve vzdálenosti 5 cm se taktéž objevila i populace teplých elektronů, jejíž hustota začala pomalu monotónně klesat a blížila se k hustotě studených elektronů.

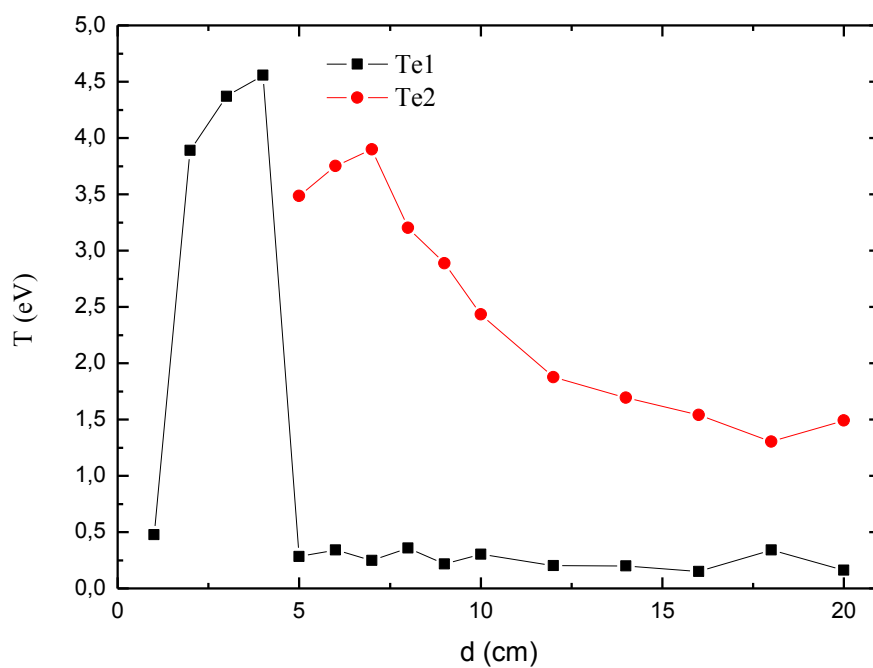


Na obr. č. 4.7 je závislost celkových hustot, na tomto grafu si můžeme všimnout, že se nám nerovnají hustoty částic určené z iontového saturačního proudu se zbylými dvěma hustotami, i když trend závislosti je podobný.

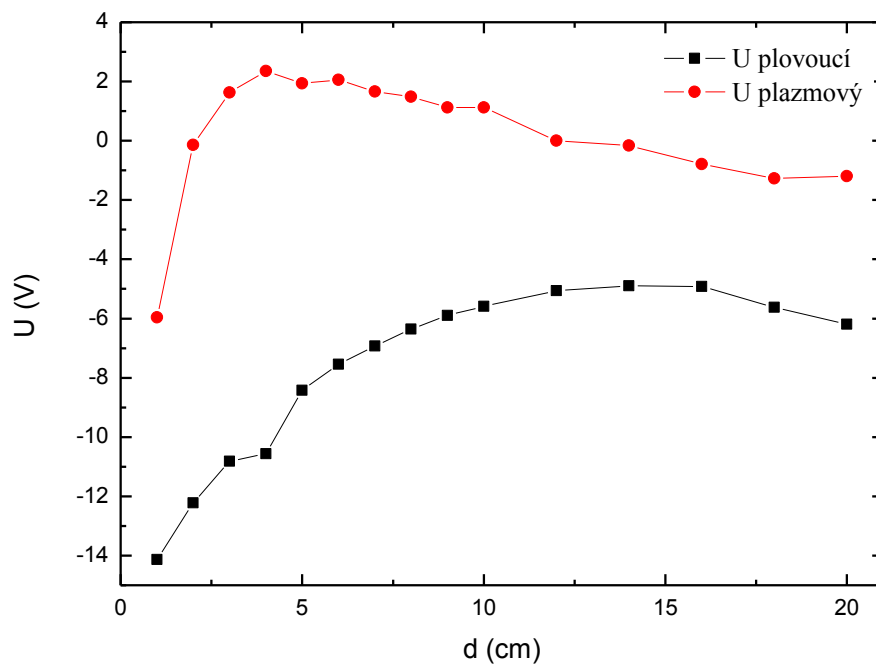
Na obr. č. 4.8 je závislost celkových teplot, na obr. č. 4.9 je závislost potenciálu, a na obr. č. 4.10 je závislost hustot teplých a studených elektronů.



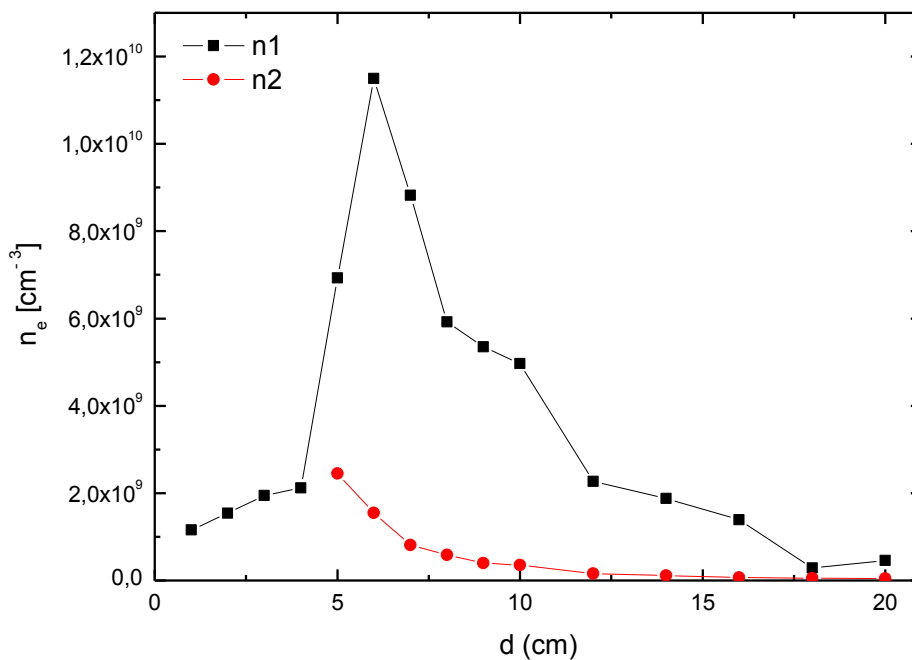
obr. č. 4.7 Závislost hustot plazmatu na vzdálenosti od magnetronu (p = 5 Pa, P = 10W, bez vnější cívky).



obr. č. 4.8 Závislost teplot plazmatu na vzdálenosti od magnetronu ( $p = 5 \text{ Pa}$ ,  $P = 10 \text{ W}$ , bez vnější cívky).



obr. č. 4.9 Závislost potenciálů na vzdálenosti od magnetronu ( $p = 5 \text{ Pa}$ ,  $P = 10 \text{ W}$ , bez vnější cívky).



obr. č. 4.10 Závislost hustoty teplých a studených elektronů na vzdálenosti od magnetronu ( $p = 5 \text{ Pa}$ ,  $P = 10 \text{ W}$ , bez vnější cívky).

#### 4.5 Příčná závislost parametrů plazmatu

Pro změření příčné závislosti plazmatu (při tlaku 5 Pa a výkonu magnetronu 10W, ve vzdálenosti 2 cm od katody) byl vyroben speciální mechanismus, který sice umožnil určité posouvání, bohužel ne s velkou přesností. Změřil jsem jen několik orientačních hodnot, které nestačí k přesné prostorové charakteristice, ale daly mi alespoň základní představu k odlišení plazmatu bez a s přítomností cívky. Plazma bez přítomností cívky vykazovalo pro různou příčnou polohu jak konstantní hodnotu teploty, tak i hustoty. Avšak při zapnutí vnější cívky byl potenciál i hustota na krajích magnetronu přibližně dvakrát vyšší než uprostřed.

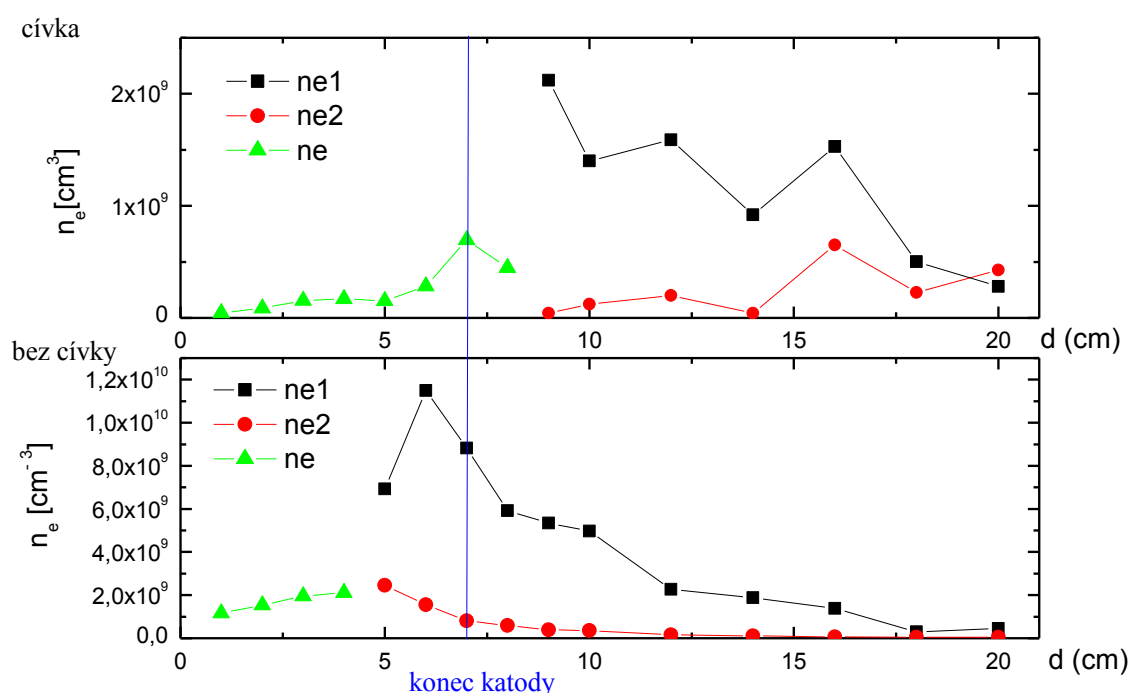
Teplotní závislost vykazovala menší výkyvy.

#### 4.6 Srovnání podélné závislosti parametrů plazmatu při a bez použité cívky

Zajímavým se jeví přímé srovnání parametrů plazma s a bez vnější cívky.

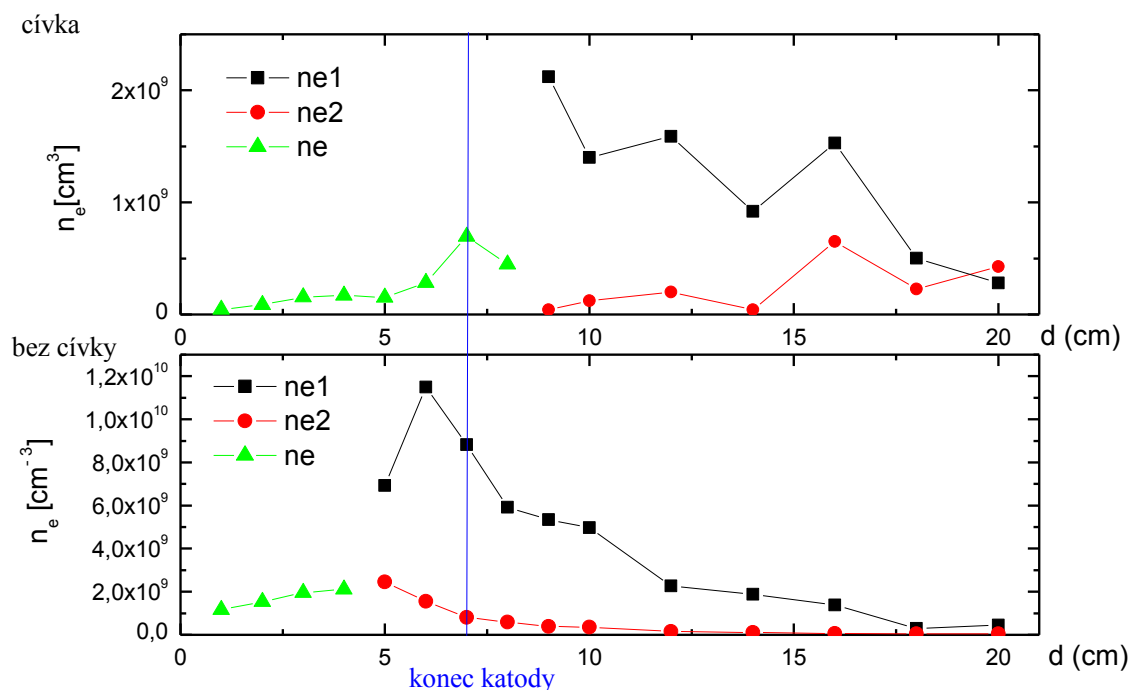
Co se týče plazmových potenciálů, při použití vnější cívky byl plazmový potenciál přibližně o 3 V nižší než tomu bylo bez použití cívky, navíc jeho maximum bylo ve vzdálenosti 7 cm od magnetronu. Plazmový potenciál bez cívky měl své maximum ve vzdálenosti 4 cm.

Pro větší přehlednost byly v následujících srovnávacích grafech (obr. č. 4.11,



obr. č. 4.12.) rozlišeny oblasti, kde se rozdělení teplot elektronů jeví jako jednotepelní od oblastí, kde bylo možno rozlišit populace studených a teplých elektronů.

Teploty elektronů bez a s použitím cívky jsou srovnány v obr. č. 4.11, koncentrace elektronů jsou znázorněny na

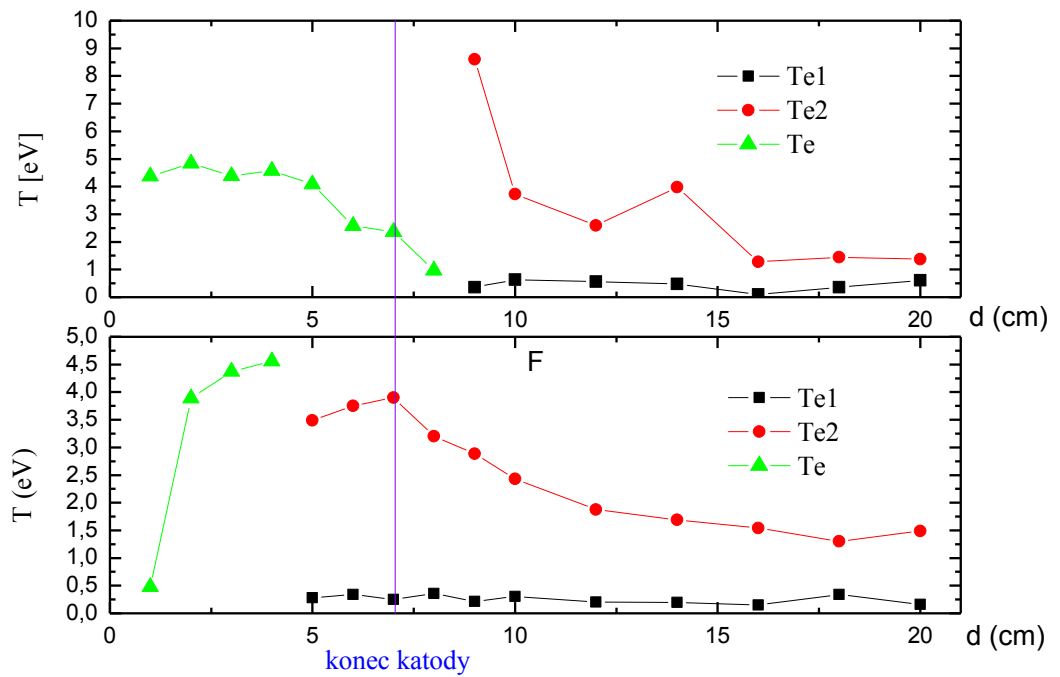


obr. č. 4.12.

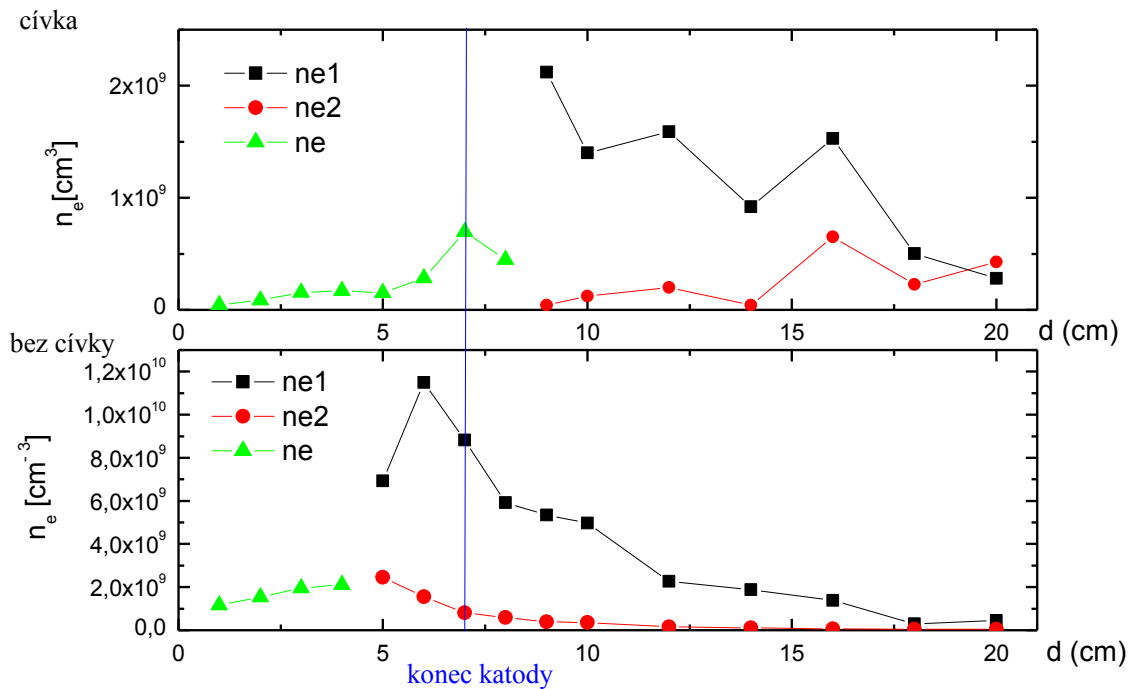
Z těchto uvedených grafů vidíme jasný rozdíl použití a nepoužití cívky. Nejnápadnější rozdíl je v chování hustoty populace teplejší elektronů, při použití cívky se jejich hustota zvyšuje s rostoucí vzdáleností od magnetronu, zatímco bez jejího užití se jejich koncentrace snižuje.

Druhý podstatný rys závislosti je, že cívka má maxima teplot i hustot elektronů posunuto dál od magnetronu, než je tomu bez cívky. S cívkou navíc klesá hustota se vzdálostí pomaleji. Naproti tomu jsou však hustoty s cívkou o půl řádu menší než bez cívky.

Uvedené grafy potvrzují předpoklad, že by cívka plazma měla z magnetronu „vytáhnout“ ven do prostoru aparatury. Tento závěr je ve shodě i s vizuálním pozorováním.



obr. č. 4.11 Srovnání teplot teplých a studených elektronů na vzdálenosti od magnetronu ( $p = 5$  Pa,  $P = 10$  W)



obr. č. 4.12 Srovnání hustot teplých a studených elektronů na vzdálenosti od magnetronu ( $p = 5$  Pa,  $P = 10$  W).

#### 4.7 Výsledky z dvojných sondy

Doplňkově byla použita metoda dvojných sondy. Bylo změřeno několik hodnot při sériích, kdy se zkoumala závislost parametrů plazmatu na vzdálenosti od magnetronu při zapnutém i vypnutém vnějším poli.

Obdržené výsledky bohužel nejsou v přílišném souladu s obdrženými výsledky s jednoduchou sondou. Viz tabulka č.1 a tabulka č.2.

tabulka č.1 - Porovnání dvojných a jednoduchých sondy (P = 10 W, p = 5 Pa, s vnější cívkou)

dvojná sonda			jednoduchá sonda		transformovaná jednoduchá sonda		
d[cm]	T[eV]	n[10 <sup>9</sup> cm <sup>3</sup> ]	T[eV]	n[10 <sup>9</sup> cm <sup>3</sup> ]	d[cm]	T[eV]	n[10 <sup>9</sup> cm <sup>3</sup> ]
5	3,6	170	4,1	130	5	2,1	110
10	1,7	910	0,8	1200	10	1,8	860
15	1,1	480	0,4	280	14	1,6	300
20	0,8	280	1,0	90	20	2,2	760

tabulka č.2 - Porovnání dvojných a jednoduchých sondy (P = 10 W, p = 5 Pa bez vnější cívky)

dvojná sonda			jednoduchá sonda		transformovaná jednoduchá sonda		
d[cm]	T[eV]	n[10 <sup>6</sup> cm <sup>3</sup> ]	T[eV]	n[10 <sup>9</sup> cm <sup>3</sup> ]	d[cm]	T[eV]	n[10 <sup>9</sup> cm <sup>3</sup> ]
2	2,5	400	3,9	320	2	1,9	340
5	2,7	790	0,8	1240	5	2,2	790
10	1,6	400	0,4	450	10	2,5	260
15	0,3	470	0,2	970	14	3,1	110

Jako porovnávací hustota u jednoduché sondy je použita ta, která je určena z iontového saturačního proudu (byla ji nejbližší, a i formálně by ji nejvíce měla odpovídat). Jako srovnávací teplota byla vybrána efektivní teplota. Hodnoty z dvojných sondy, jak je patrné z posledních dvou tabulek, se neshodují s hodnotami obdrženými z jednoduché sondy (zvláště teploty). Navíc je zde doplněna analýza charakteristik, které jsem získal transformací dat z jednoduché sondy na dvojnou. Hodnoty teplot elektronů z této transformace mají v tabulce č.2 dokonce s rostoucí vzdáleností zvyšující se tendenci (naproti tomu, zbylé dvě teploty klesají).

## 4.8 Chyby měření

Celkovou přesnost měření ovlivňuje několik faktorů.

První faktor je fluktuující hodnota tlaku. Tato okolnost je zvláště nepříjemná tím, že jsem většinou měřil za nižšího tlaku – okolo 5 Pa, takže se zvyšovala jeho relativní chyba (20%).

Další problém nastal s výkonem magnetronu. Ten se postupně zvyšoval (tento efekt jsem mohl korigovat upravením procházejícího proudu, avšak kvůli oprašování magnetronu jsem měřil na nízkém výkonu, a zdroj neměl až tak jemné ladění, takže chyba proudu se pohybovala až 10%).

Nejméně jsem mohl ovlivnit chybu v důsledku naprašování materiálu na sondu. Pro zmírnění tohoto efektu jsem alespoň při měření postupoval vždy směrem ke katodě.

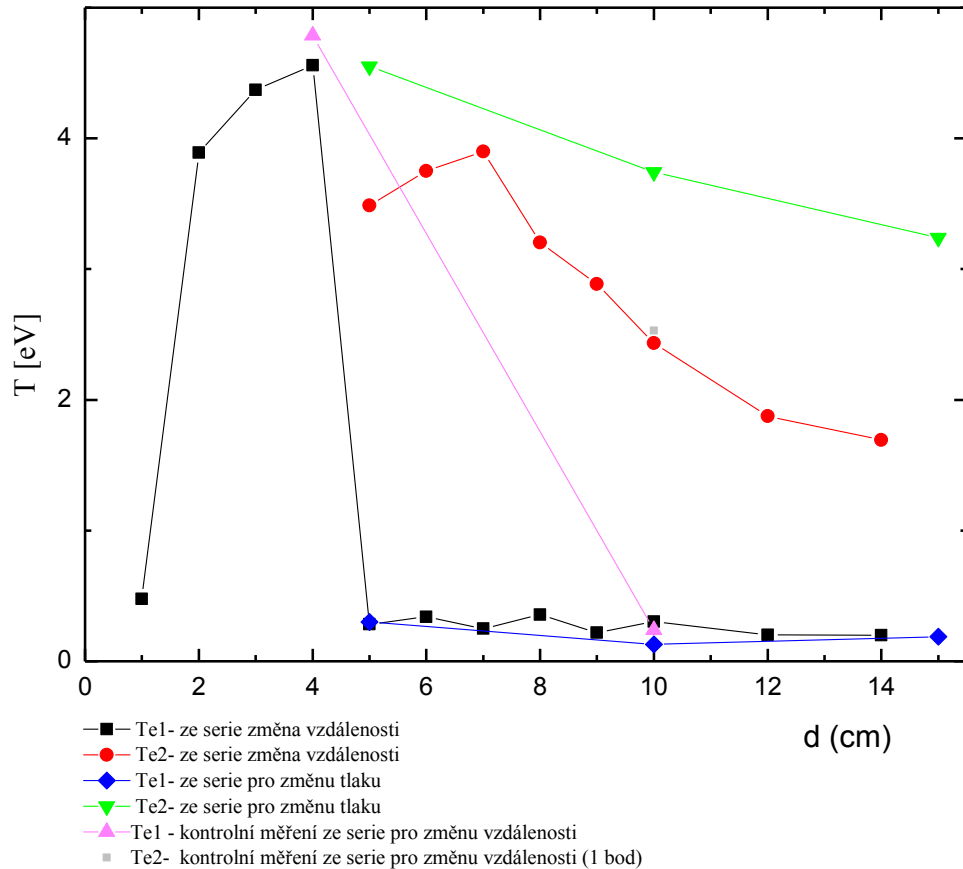
Absolutní hodnoty obdržných parametrů plazmatu mohou být zkresleny i například ne zcela přesnými rozměry sondy.

Další nepřesnosti vznikají samotným odečítáním parametrů z VA charakteristiky. Taktéž závisí, podle které teorie jsou parametry vypočteny a zdali jsou předpoklady této teorie, za kterých byla odvozena, splněna ve vašem plazmatu.

Důsledkem těchto příčin bylo, že se kontrolní měření někdy podstatně lišila od původních měření (tento rozdíl nastal např. u kontrolního měření v sérii, kdy se zkoumala závislost plazmatu na proměnné vzdálenosti od magnetronu při vnějším magnetickém poli – zde se hodnoty lišily o více než 50%).

Na druhou stranu některé série měly poměrně dobrou shodu i s kontrolními měřeními a i shodu s hodnotami měřenými mezi jednotlivými sériemi. Jako demonstraci zde překládám graf teplot – obr. č. 4.13., zde jsou vyneseny jak dvě kontrolní měření, které probíhaly v rámci série, kdy se zkoumala změna parametrů plazmatu se vzdáleností, ale i hodnoty, které jsme obdrželi v sérii, kdy se měnil tlak.





obr. č. 4.13 Závislost teploty plazmatu pro tlak 5 Pa a výkon 10W.

Body ve všech grafech v této kapitole nemají pro přehlednost vyznačeny chybový interval (ze zmíněných příčin bych ho musel nastavit poměrně velký, navíc si nejsem jist jejich absolutní velikostí), spojnice mezi jednotlivými body mají charakter vodítka pro oči a slouží k snadnějšímu přiřazení legendy.

## 5 Závěr

Cílem práce bylo určit charakteristiky plazmatu u nového magnetronu (tzv. dutého) pomocí Langmuirových sond. Jednalo se tedy o práci experimentální.

Před měřením jsem se musel seznámit jak s obsluhou celé aparatury, tak s technikou měření Langmuirových sond a hlavně s určováním jednotlivých parametrů plazmatu z VA charakteristiky sond. Dalšími dílčími úkoly bylo seznámit se se základními vlastnostmi plazmatu a technikou nanášení tenkých vrstev, ke kterým bude sloužit magnetron, na kterém jsem prováděl měření.

Nastudoval jsem z literatury základní vlastnosti plazmatu a techniku měření a určování parametrů plazmatu pomocí Langmuirových sond (zejména techniku jednoduché, případně dvojné sondy).

Poté jsem se naučil zacházet s aparaturou, na které byl umístěn magnetron.

Bylo provedeno několik sérií měření Langmuirovou sondou, kterými se sledovalo několik vlastností plazmatu (teplota elektronů, hustota elektronů a plazmový a plovoucí potenciál) na několika parametrech: souřadnice v prostoru, přítomnost přídavného magnetického pole, změny tlaku, výkonu.

Nejvíce byla proměřena závislost plazmatu na kolmé vzdálenosti od magnetronu bez a s přítomností magnetického pole.

Z měření vyplynulo, že pokud je zapnuté přídavné magnetické pole platí, že blízko katody je potenciál nejmenší a dále od katody se prudce zvyšuje a následně s rostoucí vzdáleností klesá.

Hustota částic těsně u katody je nejmenší, poté začne stoupat a dále klesá, v případě bez přídavného magnetického pole výrazněji.

Závislost teploty má opačný charakter, nejbliže k magnetronu je teplota nejvyšší, dále klesá. Ve větší vzdálenosti od magnetronu se nám obdržená teplota elektronů dělí na dvě (máme tedy dvojteplotní rozdělení elektronů).

Bez přítomnosti magnetického pole měly křivky podobný charakter jako s přítomností magnetického pole, ale byli v nich určité rozdíly. Nejdůležitějším rozdílem bylo to, že své maxima měly posunuty blíže k magnetronu, tento fakt je v souladu s očekávaným chování plazmatu při odejmutí resp. přidáním vnější cívky.

Příčná závislost plazmatu v magnetronu prokázala taktéž vliv přítomnosti magnetického pole. Při použití magnetického pole docházelo k nárůstu potenciálu a

hustoty částic u stěn magnetronu, bez přítomnosti magnetického pole toto nebylo pozorováno.

V závislosti na výkonu magnetronu, jak potenciál, tak hustota i teplota rostly s vyšším výkonem. Menší nesrovnalost je pro nejmenší výkon, kde byl pozorován nárůst.

Co se týče závislosti na tlaku, byl pozorován s rostoucím tlakem růst hustoty částic, ale i teploty.

## Seznam použité literatury

1. **Schmiedt, Lukáš.** Diagnostika plazmatu. *Plazma*. [Online] 2010. [Citace: 4. 3 2011.] <http://atrey.karlin.mff.cuni.cz/~marble/d/?p=2>.
2. **Chen, Francis F.** *Uvod do fyziky plazmatu*. [překl.] Karel Rohlena. Praha : Academia, 1984. str. 328.
3. **Kvasnica, Jozef.** *Termodamika a statistická fyzika*. Praha : SNTL, 1965. str. 394.
4. **Mikulčák.** *Matematicko fyzikální tabulky*. Praha : Prometheus, 2007. 978-80-7196-264-9.
5. **Martišovič, Viktor.** *Základy fyziky plazmy*. Bratislava : Univerzita Komenského, 2006. str. 189 . 80-223-1983-X.
6. **Kulhánek, Petr.** *Teorie plazmatu*. [PDF dokument] Praha : FJFI, 2009.
7. **Merlino, Robert L.** Understanding Langmuir probe current- voltage characteristics. *AAPT Journal online*. prosinec 2007, Vol. 75, No. 12.
8. **Chen, Francis F.** *Langmuir Probe diagnostics*. [PDF dokument] Jeju : University of California, 2005.
9. **ŠEBEK, Ondřej.** *Využití emisní sondy pro diagnostiku plazmatu*. Praha, 2008. 34 s. Bakalářská práce. ČVUT, FJFI.
10. **Rainer Hippler, Sigismund Pfau, Martin Schmidt, Karl H. Schoenbach.** *Low Temperature Plasma Physics*. Weinheim : Wiley-VCH, 2001. p. 523. 978-3527288878.
11. Chemicool Periodic Table. *Chemicool.com*. [Online] [Cited: 5 7, 2011.] <http://www.chemicool.com/elements/argon.html>.
12. **Doubravcová, Viera.** *Vakuová a ultravákouvací technika*. Bratislava : Alfa, 1992. ISBN 80-05-01090-7.
13. **Bindemann T, Tichý M, Behnke J F, Deutsch H and Becker K** 1998 *Review of Scientific Instruments* **69(5)** 2037-2044
14. **A.A. Sonin.** The behaviour of free molecule cylindrical langmuir probes is supersonic flows, and their application to the study of the blunt body layer, 1965. UTIAS report no. 109, Institute of Aerospace Studies. University of Toronto

## Seznam tabulek

tabulka č.1 - Porovnání dvojné a jednoduché sondy ( $P = 10 \text{ W}$ , $p = 5 \text{ Pa}$ , s vnější cívkou).....	48
tabulka č.2 - Porovnání dvojné a jednoduché sondy ( $P = 10 \text{ W}$ , $p = 5 \text{ Pa}$ bez vnější cívky).....	48

## Seznam použitých zkratek

EM – elektromagnetické

UV- ultrafialové záření

IN- infračervení záření

RF – radiofrekvenční

MK- megakelvin

VA – voltampérová (používáno ve sousloví: VA charakteristika)

# Přílohy

## Příloha č.1 – program na transformaci dat

```
<HTML><HEAD><TITLE>Program na transformaci dat</TITLE></HEAD>
<BODY>
<? echo "soubory, které chcete zpracovávat musí být ve stejném adresáři "; ?>
<FORM ACTION="<?echo $_SERVER["PHP_SELF"]?>" METHOD="post" ENCTYPE="multipart/form-data">
<INPUT TYPE="file" NAME="soubor" SIZE="30">
<input type="hidden" name="odeslano" value="1">
<INPUT TYPE="submit" NAME="akce" VALUE="zpracovat">
</FORM>

<?
  if ($_REQUEST["odeslano"]==1) {
    echo "zpracováno a uloženo do zp".$soubor_name;
    $adresar = opendir(".");
    while ($ssr = readdir($adresar)){
      if($ssr == "zp".$soubor_name){
        unlink("zp".$soubor_name); } }

    $c = 0;
    $aaa = ".$soubor_name ;
    $soubor = fopen($aaa, "r"); /* otevření souboru */
    do {
      $prvni=fgets($soubor);
      $pole = Explode ("\t", $prvni); /* rozdělení dat ze souburu do pole */
      $velkepole[0][$c] = "$pole[0]"; /* uložení dat do dvojdimenzionálního pole */
      $velkepole[1][$c] = "$pole[1]";
      $c++;
    }
    while(strlen($pole[0])>0); /* ukončení načítání dat */
    fclose($soubor);
    $u = 0;
    while($velkepole[1][$u]<0){ /* první cyklus od záporného napětí až do nulového proudu */
      $q = 0;$b = 100;$d = 100;$a = 100;$l = 100;
      do { /* druhý cyklus, který projíždí proudy */
        $a = abs($velkepole[1][$u]+$velkepole[1][$q]);
        if($a < $b){
          $b=abs($velkepole[1][$u]+$velkepole[1][$q]); /* celkový proud */
          $l=(abs($velkepole[1][$q]+abs($velkepole[1][$u])))/2;
          $d=$velkepole[0][$q]-$velkepole[0][$u];
        }
        $q++;
      }
      while($q<$c);
      $uu = -$d;
      echo $uu ." " .-$l . "<br/>";

      $text = $uu ."\t" . -$l . "\r\n";
      $soubor = fopen("zp".$soubor_name, "a+");
      fwrite($soubor, $text);
      fclose($soubor);
      $symetrie[0][$u] = -$uu ;
      $symetrie[1][$u] = $l ;
      $i = $u;
      $u++;
    }

    while($i>-1){
      echo $symetrie[0][$i]." " . $symetrie[1][$i]. "<br/>";
      $text = $symetrie[0][$i]."\t". $symetrie[1][$i]. "\r\n";
      $soubor = fopen("zp".$soubor_name, "a+");
      fwrite($soubor, $text);
      fclose($soubor);
      $i = $i-1;
    }
  }
  ?>
```