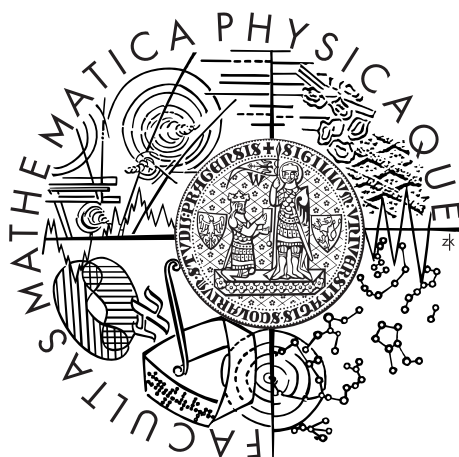


Univerzita Karlova v Praze
Matematicko-fyzikální fakulta

DIPLOMOVÁ PRÁCE



Bc. Michal Zanáška

Experimentální studium využití sondových metod pro diagnostiku nízkoteplotního zamagnetovaného plazmatu

Katedra fyziky povrchů a plazmatu

Vedoucí diplomové práce: prof. RNDr. Milan Tichý, DrSc.

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: Fyzika povrchů a ionizovaných prostředí

Praha 2015

Na tomto místě bych chtěl vyjádřit poděkování všem, kteří svojí pomocí přispěli k této diplomové práci. Poděkování patří na prvním místě mému školiteli prof. RNDr. Milanu Tichému, DrSc. za odborné vedení, ochotu a trpělivost, se kterou se mi věnoval v rámci mnohých diskuzí nad dosaženými výsledky, za jeho čas obětovaný při přípravě nové publikace, za možnost prezentovat výsledky na mezinárodní konferenci formou přednášky a za umožnění mi vycestovat na studijní pobyt do Innsbrucku. Děkuji Mgr. Matěji Peterkovi mimo jiné za příjemnou spolupráci při nespočetném množství měření a za spoustu velice podnětných debat. Mgr. Jiřímu Adámkovi, Ph.D. děkuji za jeho čas strávený diskuzemi o interpretaci změřených výsledků a přípravou nové publikace. Děkuji konzultantovi mé práce Doc. Mgr. Pavlu Kudrnovi, Dr. především za ochotnou pomoc při opravách experimentální aparatury a při řešení dalších technických potíží. Děkuji také Lino Šalamonovi za jeho pomoc při konstrukci sond a spolupráci při měření v rámci jeho výměnného pobytu. V neposlední řadě chci poděkovat mým nejbližším, kteří mě v práci podporovali mimo její odbornou stránku a měli pochopení pro její časovou náročnost.

Prohlašuji, že jsem tuto diplomovou práci vypracoval(a) 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

Podpis autora

Název práce: Experimentální studium využití sondových metod pro diagnostiku nízkoteplotního zamagnetovaného plazmatu

Autor: Bc. Michal Zanáška

Katedra: Katedra fyziky povrchů a plazmatu

Vedoucí diplomové práce: prof. RNDr. Milan Tichý, DrSc., KFPP

Abstrakt: Ball-pen pen sonda je poměrně nová diagnostická metoda určená pro přímé měření potenciálu plazmatu ve zmagnetizovaném plazmatu. V dnešní době je již běžně používaná na několika evropských vysokoteplotních zařízeních a byla testována i v podmínkách nízkoteplotního plazmatu, které se značně liší od podmínek ve vysokoteplotního plazmatu. Předchozí výsledky ukázaly, že ball-pen sonda by mohla být použitelná i v nízkoteplotním plazmatu. Přesto pro potvrzení použitelnosti ball-pen sondy bylo třeba dalších měření. Cílem této práce tak je srovnat metodu ball-pen sondy současně s měřením pomocí Langmuirovy a emisní sondy. Měření byla provedena ve stejnosměrném výboji v cylindrickém magnetronu pro různé výbojové podmínky a radiální polohy sond.

Klíčová slova: ball-pen, emisní, Langmuirova sonda, potenciál plazmatu

Title: Experimental study of the use of probe methods for diagnostic of low-temperature magnetized plasma

Author: Bc. Michal Zanáška

Department: Department of Surface and Plasma Science

Supervisor: prof. RNDr. Milan Tichý, DrSc., Dep. of Surface and Plasma Science

Abstract: The ball-pen probe is a relatively new diagnostic method, that has been designed for direct measurement of plasma potential in magnetized plasmas. Nowadays, it is routinely used at several high-temperature plasma devices in Europe and it has been tested also in conditions of low-temperature plasma, which are substantially different from that of high-temperature plasma. The measurements performed so far showed, that ball-pen probe could be used also in low-temperature plasma. However, more measurements were needed to prove the applicability of ball-pen probe. Therefore, the main aim of this work is to compare the method of ball-pen probe with simultaneous measurements using Langmuir and emissive probe. Measurements were performed in DC discharge of cylindrical magnetron at various discharge conditions and radial positions of probes.

Keywords: ball-pen, emissive, Langmuir probe, plasma potential

Obsah

Úvod	2
1 Teoretický úvod	4
1.1 Metoda Langmuirovy sondy	4
1.1.1 Sondová charakteristika a základní pojmy	4
1.1.2 Bezesrážkové teorie sondového proudu	6
1.1.3 Výhodnocení potenciálu plazmatu	10
1.1.4 Vliv magnetického pole	10
1.2 Emisní sonda	12
1.2.1 VA charakteristika a princip emisní sondy	12
1.2.2 Metoda silně emitující sondy	16
1.3 Ball-pen sonda, ISP	16
1.3.1 Základní princip	16
1.3.2 Vliv ExB driftu	17
1.3.3 Ball-pen sonda ve vysokoteplotním plazmatu	18
1.3.4 Ball-pen sonda v nízkoteplotním plazmatu	20
2 Experimentální systém	26
2.1 Popis aparatury	26
2.2 Měřicí elektronika	28
2.2.1 Systém pro měření VA charakteristik	28
2.2.2 Napěťový sledovač	29
2.3 Programové vybavení experimentu	30
2.4 Konstrukce sond	32
2.4.1 Konstrukce Langmuirovy sondy	32
2.4.2 Konstrukce emisní sondy	33
2.4.3 Konstrukce ball-pen sondy	33
3 Výsledky měření	35
3.1 Experimentální podmínky	35
3.2 Vliv naprašování	37
3.3 Radiální průběh potenciálu plazmatu	40
3.4 Závislost na B/p	45
Závěr	50
Seznam použité literatury	51
Seznam použitých zkratk	54

Úvod

Nízkoteplotní zmagetované plazma najdeme v dnešní době v plné řadě technologických aplikací. Plazmatické leptání (plasma etching) se hojně využívá při výrobě mikročipů, kde je výhodná především možnost anizotropního leptání. Druhou velmi důležitou aplikací je plazmatické naprašování (plasma sputtering) sloužící ke tvorbě vrstev se specifickými vlastnostmi jako např. otěruvzdornost, korozi-vzdornost, a s dalšími speciálními optickými nebo elektrickými vlastnostmi. Pro depozice vrstev za přítomnosti plazmatu existuje velké množství různých technologií. Jednou z možností je použití tzv. magnetronu, v kterém je zapálen výboj s podporou magnetického pole, které lepším udržením plazmatu zvyšuje koncentraci nabitých částic. Výhodou je tak zrychlení depozičního procesu a navíc lze takto výboj zapálit i při nižším tlaku neutrálního plynu a nižším výbojovém napětí. V technologické praxi se využívá převážně magnetronů planárních, zatímco pro experimentální účely je díky jeho symetrii vhodnější použít magnetron válcový. Pro kontrolu průběhu depozičního procesu, tak abychom mohli zaručit jeho reprodukovatelnost, je třeba klasických i pokročilých metod diagnostiky nízkoteplotního plazmatu. Tato práce se zabývá především využitím sondových metod pro měření potenciálu plazmatu. Například v procesu naprašování je třeba znát potenciál plazmatu pro stanovení energie dopadajících iontů na povrch substrátu.

Diagnostika pomocí Langmuirovy sondy je pravděpodobně nejstarší diagnostickou metodou plazmatu vůbec. Výhoda této metody je v tom, že je poměrně jednoduchá z hlediska konstrukce a z jediné změřené charakteristiky lze vyhodnotit řadu důležitých veličin, jako je teplota a koncentrace elektronů, jejich energetická rozdělovací funkce či potenciál plazmatu. Zároveň se jedná o lokální metodu s poměrně dobrým prostorovým rozlišením. Správné vyhodnocení změřených charakteristik (především ve zmagetovaném plazmatu) je ovšem často komplikované a je závislé na samotných měřených veličinách. Byly vyvinuty a i nadále jsou vyvíjeny nové sondové metody, které by umožnily či ulehčily měření některých konkrétních charakteristik plazmatu.

Přímé měření potenciálu plazmatu (bez měření VA charakteristiky) umožňuje emisní sonda. Kromě jednoduššího použití této metody je výhoda i v tom, že umožňuje měřit s větším časovým rozlišením a sledovat tak i rychlé fluktuace potenciálu plazmatu. Nevýhodou emisních sond tvořených typicky přímožhavým vláknem je jejich křehčí konstrukce. Emisní sonda má tak kratší životnost a omezena je tak i oblast jejího použití.

Poměrně nová sondová metoda zvaná ball-pen sonda byla navržena Mgr. Jiřím Adámkem, Ph.D. v roce 2004 [1] pro přímé měření potenciálu plazmatu a jeho fluktuací v okrajovém plazmatu tokamaku. Výhodou oproti emisní sondě je především robustní konstrukce s delší životností a menšími nároky na obslužnou elektroniku. Základní myšlenka je stejná jako u tzv. ISP (Ion Sensitive Probe) sondy, která se používá pro měření iontové teploty. Elektroda válcového tvaru je umístěna kolmo na magnetické pole a do určité hloubky zatažena do stínícího válce. Elektrony které jsou více ovlivněny magnetickým polem než ionty a mají menší střední Larmorův poloměr, jsou vnějším válcem od elektrody stíněny. Funkčnost ball-pen sondy byla již potvrzena při vysokých magnetických polích ve vysokoteplotním plazmatu. Ball-pen sonda byla také testována v nízkoteplotním plazmatu

při řádově nižších magnetických polích. Tato práce navazuje na mou bakalářskou práci a diplomovou práci Mgr. Matěje Peterky, které zkoumaly spíše vlastnosti ball-pen sondy jako takové, ale ve kterých se již nepovedlo provést systematická srovnávací měření potenciálu plazmatu pro širší rozsah výbojových podmínek. Hlavním cílem této práce tak bylo srovnat metodu ball-pen sondy s klasickými metodami pro měření potenciálu plazmatu - s Langmuirovou a emisní sondou, a to pro různé výbojové podmínky a radiální polohy v cylindrickém magnetronu.

1. Teoretický úvod

1.1 Metoda Langmuirovy sondy

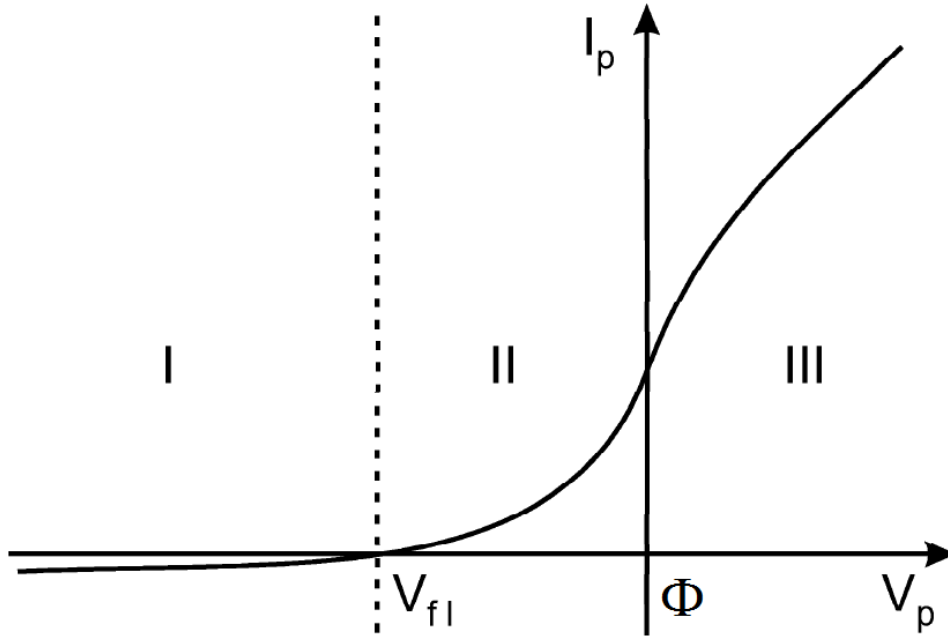
Metoda tzv. jedné sondy či Langmuirovy sondy (v literatuře lze nalézt i označení studená sonda - cold probe, či collecting probe) patří k základním používaným metodám diagnostiky plazmatu. Teoretické základy byly vypracovány již ve 20. letech 20. století Langmuirem a Mott-Smithem [2]. Langmuirova sonda je v podstatě elektroda definovaného tvaru (válcová, plochá či kulová), která je v kontaktu s okolním plazmatem. Metoda se zakládá na měření elektrického proudu I_p tekoucího sondou, jejíž potenciál vůči plazmatu měníme. Teorie Langmuirovy sondy je tudíž teorií proudu tvořeného dopadajícími nabitými částicemi na elektrodu ponořenou do plazmatu a teorií stínící vrstvy kolem ní. V praxi nastavujeme *předpětí sondy* U_p (*sondové napětí*) vůči druhé elektrodě, která je také v kontaktu s plazmatem, avšak má o několik řádů větší povrch. Často za tuto druhou elektrodu slouží právě nádoba, ve které je plazma udržováno. Ze změřené VA (volt - ampérové) *charakteristiky*, nazývané též *sondová charakteristika*, je poté možné vyhodnotit řadu důležitých veličin charakterizujících dané plazma. Přesné vyhodnocení sondového měření bývá ovšem obtížné (především v případě zmagnetovaného plazmatu). Obecné self-konzistentní řešení stínící vrstvy a tekoucího proudu na sondu je příliš obtížné [3], proto byly vypracovány mnohé modely a aproximace použitelné pro specifické podmínky v plazmatu a sondy příslušných rozměrů. Z tohoto důvodu se pak hovoří o tom, že Langmuirova sonda pracuje v určitém režimu. Základní kvalitativní představy o principu Langmuirovy sondy a průběhu sondové charakteristiky jsou však poměrně jednoduché.

1.1.1 Sondová charakteristika a základní pojmy

Na obr.1.1 je vyobrazena typická VA charakteristika válcové sondy změřená v nízkoteplotním plazmatu bez magnetického pole, konkrétně v plazmatu, kde nabitě částice jsou tvořeny jen elektrony a jednonásobně nabitými kladnými ionty a přitom elektronová teplota T_e je řádově větší než teplota iontů T_i . Sondové charakteristice jsou přiděleny dva význačné body - *plovoucí potenciál* V_{fl} a *potenciál plazmatu* Φ , které ji dělí na tři části.

Část charakteristiky, pro sondová napětí zápornější než je plovoucí potenciál ($U_p < 2V_{fl}$), nazýváme *oblastí nasyceného iontového proudu*. Obecně ovšem nelze proud iontů považovat za saturovaný a je předmětem četných modelů pro daný režim Langmuirovy sondy. V této oblasti je potenciál na sondě natolik záporný vůči potenciálu plazmatu, že na sondu nedopadají prakticky žádné elektrony, neboť jsou ve vzniklém elektrickém poli bržděny. Kladné ionty jsou naopak k sondě přitahovány, tvoří v dané konvenci záporný sondový proud a okolo sondy tvoří vrstvu kladného prostorového náboje.

Prostřední část charakteristiky, kde již nelze zanedbat proud elektronů ($2V_{fl} < U_p < \Phi$), se nazývá *přechodová oblast*. Při zvyšování sondového napětí se zmenšuje rozdíl mezi potenciálem plazmatu a potenciálem sondy, který brzdí elektrony, což umožňuje dostatečně energetickým elektronům z chvostu jejich distribuční funkce dopadnout na sondu a přispět k elektronovému proudu (v dané konvenci tvoří



Obrázek 1.1: Typický tvar VA charakteristiky válcové sondy změřené v nízkoteplotním plazmatu bez magnetického pole. Převzato z [4]

kladný proud). Jakožto *plovoucí potenciál* V_{fl} označujeme potenciál sondy, kdy se iontový a elektronový proud vzájemně vyruší a celkový proud tekoucí na sondu je tudíž nulový. Při vložení elektrody do daného místa v plazmatu na níž nepřiložíme žádné vnější napětí (ponecháme ji tzv. plovoucí), se elektroda samovolně nabije právě na plovoucí potenciál.

S rostoucím napětím na sondě se elektronový proud dále zvětšuje. Vrstva kladného prostorového náboje kolem sondy se přitom zmenšuje a definitivně zaniká, když je potenciál na sondě roven potenciálu plazmatu. *Potenciál plazmatu* tedy označuje elektrostatický potenciál v daném místě plazmatu. Přitom předpokládáme, že sonda je dostatečně malá, aby samotný výboj svou přítomností v plazmatu příliš neovlivnila; i když kolem sondy již neexistuje oblast prostorového náboje, sonda stále odebírá z plazmatu proud. Při zanedbání sekundární emise a dalších vlivů, je tento proud daný jen součtem proudů způsobených chaotickým tepelným pohybem iontů a elektronů, které lze vyjádřit pomocí vztahu:

$$J_{e,i} = \pm \frac{en_{e,i}\bar{v}_{e,i}}{4} A_p \quad (1.1)$$

kde $n_{e,i}$ značí koncentraci daných částic, $\bar{v}_{e,i}$ jejich střední tepelnou rychlost a A_p velikost plochy sondy. Pro případ Maxwellova rozdělení lze pro střední tepelnou rychlost psát:

$$\bar{v}_{e,i} = \sqrt{\frac{8k_B T_{e,i}}{\pi m_{e,i}}} \quad (1.2)$$

Hmotnost elektronu m_e je vůči hmotnosti iontu m_i o více než tři řády menší a teplota iontů T_i v uvažovaném nízkoteplotním plazmatu je vůči teplotě elektronů T_e přibližně o dva řády menší. Při uvážení *kvazineutrality* plazmatu, tj. $n_e \approx n_i$, pak ze vztahů 1.1 a 1.2 vyplývá skutečnost, že sondový proud je při

potenciálu plazmatu tvořen převážně elektrony. Z toho důvodu se plovoucí sonda nabíjí záporně až na hodnotu plovoucího potenciálu. Pokud budeme znát teplotu elektronů a proud iontů zanedbáme, či ho určíme extrapolací z oblasti nasyceného iontového proudu, lze pomocí těchto dvou vztahů vyhodnotit elektronovou koncentraci.

Při zániku vrstvy kladného prostorového náboje lze z jednoduchých úvah očekávat zlom ve VA charakteristice a průběh charakteristiky se mění z konvexní na konkávní (případ válcové sondy). Část charakteristiky pro vyšší napětí na sondě, než je potenciál plazmatu ($U_p > \Phi$), nazýváme *oblast nasyceného elektronového proudu*, ovšem opět jako tomu bylo v případě iontového proudu v oblasti iontového nasyceného proudu, není ani elektronový proud obecně saturovaný. Kolem sondy se vytváří záporný prostorový náboj a kladné ionty jsou v této oblasti bržděny. Záporný iontový proud se vzrůstajícím napětím roste prudce k nule z důvodu poměrně nízké iontové teploty.

1.1.2 Bezesrážkové teorie sondového proudu

Základním předpokladem bezesrážkových teorií je, že ve stínici vrstvě kolem sondy lze zanedbat srážky příslušných nabitých částic, tj. jak srážky mezi sebou, tak v nízkoteplotním plazmatu často především srážky s neutrálními částicemi. Pro charakterizaci tloušťky stínice vrstvy se zavádí tzv. *Debyeova délka* λ_D vztahem:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{e^2 n_e}} \quad (1.3)$$

Poměr Debyeovy délky a střední volné dráhy $\lambda_{e,i}$ příslušných částic pak vyjádříme parametrem $X_{e,i}$

$$X_{e,i} = \frac{\lambda_D}{\lambda_{e,i}}$$

který je úměrný střednímu počtu srážek příslušných částic ve stínici vrstvě. Jelikož prakticky vždy platí $X_e < X_i$, lze rozlišit tři případy:

- $X_{e,i} \leq 0,1$ - jak elektronový, tak i iontový proud lze popsat bezesrážkovou teorií
- $X_i \geq 0,1; X_e \leq 0,1$ - v tomto případě je třeba započítat srážky iontů ve stínici vrstvě, zatímco elektronový proud lze popsat bezesrážkově
- $X_{e,i} \geq 0,1$ - je třeba započítat srážky obou druhů částic

Meze $X_{e,i} = 0,1$ jsou voleny tak, aby chyba sondového proudu způsobená srážkami nepřesahovala 10%. Je třeba zmínit, že dále požadujeme, aby střední volné dráhy byly řádově větší než charakteristický rozměr sondy r_p (klasicky poloměr v případě válcové a kulové sondy), tj. $\lambda_{e,i} \gg r_p$, tedy aby sonda nepracovala v tzv. kontinuálním režimu.

Langmuirova teorie

Bezesrážková teorie vypracovaná Langmuirem a Mott-Smithem [2] je pravděpodobně vůbec nejstarší teorií sondového proudu. Kromě předpokladu o neexistenci srážek ve stínici vrstvě dále předpokládá, že k sondovému proudu přispívá náboj

každé dopadnuvší částice a přitom povrch sondy neemituje elektrony (termo-, foto-, sekundární emise). Dále předpokládá, že dané proudy (elektronový, kladných iontů) jsou na sobě nezávislé. Dalším zjednodušením reálné situace je, že lze definovat hranici stínící vrstvy, která odstíní celý sondový potenciál a za níž je již neporušené plasma (tj. s koncentracemi částic, příslušnými rozdělovacími funkcemi a potenciálem plazmatu, které byly v daném místě plazmatu před vložením sondy). Pro případ tzv. neizotermického plazmatu (kdy iontová teplota je řádově menší než elektronová, $T_i \ll T_e$) se ukazuje, že díky tomuto poslednímu předpokladu nelze tuto teorii přímočaře použít pro výpočet iontového proudu pro případ urychlujícího napětí ($U_p < \Phi$). Nízko-teplotní plazma je ovšem typicky neizotermické plazma.

Výpočet proudu daných částic je založen na určení počtu částic, které vstoupí do stínící vrstvy přes její definovanou hranici a přitom po průchodu touto vrstvou, kde na ně působí jen stínící elektrické pole, dopadnou na sondu. Tento proud $I_{e,i}$ lze pro případ konvexního povrchu sondy (přesněji konvexní hranice stínící vrstvy) určit pomocí vztahu:

$$I_{e,i} = \pm A_s e n_{e,i} \int_{w_{x1}}^{w_{x2}} \int_{w_{y1}}^{w_{y2}} \int_{w_{z1}}^{w_{z2}} w_z f_{e,i}(\vec{w}) dw_x dw_y dw_z \quad (1.4)$$

kde A_s je velikost plochy hranice stínící vrstvy a $f_{e,i}$ je izotropní rozdělovací funkce rychlosti \vec{w} pro daný druh částic normovaná na jedničku. Integrační meze rychlostního prostoru jsou dány podmínkou na to, aby částice vstupující do vrstvy dopadla na sondu.

Pro nejjednodušší případ rovinné sondy při zanedbání okrajových efektů z tohoto zřejmě vyplývá, že velikost plochy hranice stínící vrstvy bude pro libovolné sondové napětí stejná jako plocha sondy A_p a tedy příslušné proudy v saturovaných oblastech charakteristiky budou skutečně saturované na hodnotách daných vzorcem 1.1.

Pro válcovou (při zanedbání koncového efektu) a kulovou sondu (při zanedbání vodivého vývodu) lze při uvážení zákona zachování energie a momentu hybnosti v poli centrální síly určit jednoduše integrační meze. Dále zavedeme napětí V_p jakožto rozdíl napětí na sondě vůči potenciálu plazmatu $V_p = U_p - \Phi$. V případě válcové sondy lze pro elektronový ($V_p \leq 0$) resp. iontový ($V_p \geq 0$) proud psát:

$$I_{e,i} = \pm \frac{A_p n_{e,i} e}{\pi} \iiint_{\substack{u^2 < w_x^2 + w_y^2 < +\infty \\ -\infty < w_z < +\infty}} \sqrt{w_x^2 + w_y^2} f_{e,i}(\vec{w}) \sqrt{1 \pm \frac{2eV_p}{m_{e,i}(w_x^2 + w_y^2)}} dw_x dw_y dw_z \quad (1.5)$$

$$u = \sqrt{\frac{2e|V_p|}{m_{e,i}}} \quad (1.6)$$

kde u je minimální potřebná rychlost částice pro to, aby překonala odpuzující potenciál a dopadla na sondu. Ukazuje se tak, že pro sondová napětí, kdy je daný druh částic od sondy odpuzován, příslušný proud nezávisí na tloušťce stínící vrstvy.

Přepsáním vztahu 1.5 do cylindrických souřadnic, lze pro případ Maxwellova rozdělení dopočítat příslušné proudy:

$$I_e = J_e \exp(-|\eta|) \quad \text{pro } \eta \leq 0; \quad (1.7)$$

$$I_i = J_i \exp(-\tau\eta) \quad \text{pro } \eta \geq 0 \quad (1.8)$$

kde jsme použili parametr $\tau = T_e/T_i$ vyjadřující izotermicitu plazmatu a bezrozměrný sondový potenciál η , zavedený vztahem:

$$\eta = \frac{eV_p}{k_B T_e} \quad (1.9)$$

Přesně stejný výsledek získáme i pro rovinnou a sférickou sondu. Pro případ brzděného napětí sondy mají tedy příslušné proudy v logaritmické škále lineární průběh se směrnici úměrnou $1/T_e$ resp. $1/T_i$. Při vyhodnocení teploty pomocí dané směrnice, je ovšem třeba mít na paměti, že změřený proud Langmuirovou sondou je součtem elektronového i iontového proudu. Jelikož iontový proud je v oblasti $V_p \geq 0$ typicky o několik řádů menší než elektronový, nelze tuto metodu pro určení iontové teploty většinou prakticky použít.

Podobně lze pomocí vzorce 1.4 určit dané proudy i v případě urychlujícího napětí na sondě. Pro případ válcové sondy a Maxwellova rozdělení jsou výsledkem následující vztahy:

$$I_e = J_e \left[\frac{a}{r_p} \left(1 - \operatorname{erf} \sqrt{\frac{r_p^2 \eta}{a^2 - r_p^2}} \right) + \operatorname{erf} \sqrt{\frac{a^2 \eta}{a^2 - r_p^2}} \right] \quad \text{pro } \eta \geq 0 \quad (1.10)$$

$$I_i = J_i \left[\frac{a}{r_p} \left(1 - \operatorname{erf} \sqrt{\frac{r_p^2 \tau |\eta|}{a^2 - r_p^2}} \right) + \operatorname{erf} \sqrt{\frac{a^2 \tau |\eta|}{a^2 - r_p^2}} \right] \quad \text{pro } \eta \leq 0 \quad (1.11)$$

kde $\operatorname{erf}()$ je komplementární chybová funkce a a je poloměr hranice stínící vrstvy. Výsledné vztahy tedy závisí i na tloušťce stínící vrstvy, kterou ovšem tato teorie neurčuje.

Plovoucí potenciál

Plovoucí potenciál je dán jakožto sondové napětí, při němž je celkový sondový proud roven nule, tj. $I_e + I_i = 0$. Elektronový proud můžeme určit pomocí vztahu 1.7. V případě neizotermického plazmatu $\tau \ll 1$ by ovšem použití Langmuirovy teorie pro výpočet iontového proudu bylo chybné. Při podrobnějším studiu stínící vrstvy kladného náboje kolem sondy se za jistých dalších předpokladů ukazuje (např. v [5]), že aby vrstva mohla být stabilní, musí ionty (za předpokladu jejich nulové teploty) do vrstvy prostorového náboje vstupovat rychlostí minimálně rovnou v_a , což je tzv. akustická rychlost daná vztahem 1.12 (opět je zanedbána iontová teplota vůči elektronové teplotě). Tato podmínka je běžně nazývána Bohmovým kritériem.

$$v_a = \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}} \quad (1.12)$$

Tuto rychlost získávají ionty v tzv. předvrstvě (presheath), kde jsou urychlovány potenciálovým spádem $\Delta\Phi \geq \frac{k_B T_e}{2e}$. Tato oblast zasahuje více do plazmatu než jsou rozměry řádu λ_D samotné stínící vrstvy. Důsledkem Bohmova kritéria je, že pro $V_p < 0$ není iontový proud dán iontovou teplotou nýbrž teplotou elektronovou. V případě, že je iontový proud pro $V_p < 0$ satureovaný, lze pro tuto satureovanou hodnotu I_i^{sat} použít běžně používaný vztah v odborné literatuře (viz např. [6]):

$$I_i^{sat} = -0,6 A_p n_i e \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}} \quad (1.13)$$

Při uvážení konstantního saturovaného iontového proudu a Maxwellovského rozdělňi pro elektrony lze tedy psát vztah mezi plovoucím potenciálem a potenciálem plazmatu:

$$\Phi - V_{fl} = \frac{k_B T_e}{e} \ln \left| \frac{J_e}{I_i^{sat}} \right| = \frac{k_B T_e}{e} \frac{1}{2} \ln \left(\frac{m_i}{2, 26 m_e} \right) = \alpha \frac{k_B T_e}{e} \quad (1.14)$$

Výše uvedenou rovnicí je definována konstanta α , která např. pro argon vychází $\alpha = 5, 19$. V případě, že dojde k saturaci i v elektronové části charakteristiky na hodnotě I_e^{sat} je možné uvažovat rovnost $I_e^{sat} = J_e$.

Druyvesteynova metoda určení rozdělovací funkce

Langmuriovy bezesrážkové teorie lze využít pro vyhodnocené rozdělovací funkce elektronů ze sondové charakteristiky. Stejná teorie platí samozřejmě i pro ionty, jen v případě diagnostiky pomocí Langmuirovy sondy není prakticky použitelná (z důvodů výše uvedených). Budeme opět uvažovat válcovou sondu a izotropní rozdělovací funkci elektronů. Místo rozdělovací funkce rychlosti $f(w) = f(\vec{w})$ zavedeme rozdělovací funkci energie $f_E(\epsilon)$ normovanou vztahem 1.15. Vztah 1.16 vyjadřuje formální vztah mezi těmito rozdělovacími funkcemi.

$$\int_0^{+\infty} f_E(\epsilon) d\epsilon = 1 \quad (1.15)$$

$$f_E(\epsilon) d\epsilon = \frac{4\pi\sqrt{2}}{m_e^{\frac{3}{2}}} \sqrt{\epsilon} f \left(\sqrt{\frac{2\epsilon}{m_e}} \right) d\epsilon = f(\vec{w}) dw_x dw_y dw_z \quad (1.16)$$

Pokud vztah 1.5 vhodně přepíšeme do sférických souřadnic, provedeme integraci v úhlových proměnných a dále dvakrát zderivujeme podle sondového napětí V_p , získáme tzv. Druyvesteynovu relaci:

$$\frac{d^2 I_e}{dV_p^2} = \left(\frac{e}{2} \right)^{\frac{3}{2}} n_e m_e^{-\frac{1}{2}} A_p \frac{f_E(e|V_p|)}{\sqrt{|V_p|}} \quad \text{pro } V_p \leq 0 \quad (1.17)$$

Z dané relace pak po integraci získáme vztah 1.18 použitelný pro vyhodnocení elektronové koncentrace n_e a vztah 1.19 pro střední elektronovou energii $\bar{\epsilon}$.

$$n_e = \left(\frac{2}{e} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{m_e^{\frac{1}{2}}}{A_p} \int_{-\infty}^0 |V_p|^{\frac{1}{2}} \frac{d^2 I_e}{dV_p^2} dV_p \quad (1.18)$$

$$\bar{\epsilon} = \frac{e \int_{-\infty}^0 |V_p|^{\frac{3}{2}} \frac{d^2 I_e}{dV_p^2} dV_p}{\int_{-\infty}^0 |V_p|^{\frac{1}{2}} \frac{d^2 I_e}{dV_p^2} dV_p} \quad (1.19)$$

Je třeba si uvědomit, že pro použití výše uvedených vztahů je třeba nejdříve určit hodnotu potenciálu plazmatu. Při praktickém měření je získaná rozdělovací funkce, v důsledku zaoblení teoretického zlomu VA charakteristiky při potenciálu plazmatu (viz níže), pro nízké energie elektronů zkreslena, což mj. představuje určitou chybu při vyhodnocení elektronové koncentrace a střední elektronové energie pomocí výše uvedených vztahů.

1.1.3 Vyhodnocení potenciálu plazmatu

Jak již bylo zmíněno v sekci 1.1.1, můžeme při potenciálu plazmatu v sondové charakteristice očekávat zlom. Ve skutečnosti ovšem není tento zlom tak ostrý, jak předpokládá teorie, nýbrž je zaoblen. To je způsobeno především jevy probíhajícími na povrchu sondy, které jsme doposud zanedbávali. Takovými vlivy jsou mimo jiné například odraz a sekundární emise elektronů či nekonstantnost výstupní práce po povrchu sondy, která může být navíc ovlivněna různými adsorbovanými nečistotami. Vliv na zaoblení zlomu sondové charakteristiky mají i případné srážky nabitých částic ve stínící vrstvě. Za nejpřesnější metodu podle [3] a také za metodu používanou většinou autorů lze považovat určení potenciálu plazmatu jakožto abscisu inflexního bodu sondové charakteristiky. Potenciál plazmatu lze tedy určovat z maxima 1. derivace či z průchodu 2. derivace VA charakteristiky nulou.

1.1.4 Vliv magnetického pole

Pro hrubou charakterizaci vlivu magnetického pole na sondové proudy potažmo sondovou charakteristiku válcové Langmuirovy sondy se zavádí bezrozměrný parametr β , daný jakožto poměr poloměru sondy r_p a středního Larmorova poloměru r_L

$$\beta = \frac{r_p}{r_L} \quad (1.20)$$

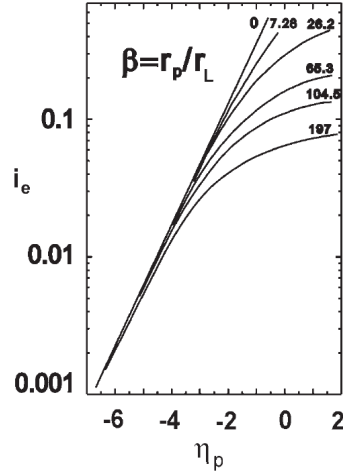
Podle velikosti parametru β lze poté ve shodě s [7] zavést čtyři pracovní režimy:

- $\beta \ll 1$ - v tomto režimu *slabého magnetického pole* není třeba uvažovat žádné korekce
- $\beta \approx 1$ - magnetické pole je stále dostatečně slabé, ovšem občas je již třeba při vyhodnocování sondové charakteristiky použít určité korekce
- $\beta > 1$ - v režimu *silného magnetického pole* lze stále část charakteristiky interpretovat
- $\beta \gg 1$ - při velice silném magnetickém poli již nelze sondovou charakteristiku interpretovat

Jelikož střední Larmorův poloměr iontů (jednonásobně nabitých) je prakticky vždy větší než elektronů, bude i elektronový proud ovlivněn magnetickým polem více než proud iontový. Larmorův poloměr pomalejších částic je menší a tak ovlivnění sondové charakteristiky magnetickým polem je nejvýznamnější v okolí potenciálu plazmatu. Dochází tak k dalšímu „rozmazání“ teoretického zlomu sondové charakteristiky, jak je ilustrováno na obr. 1.2. Inflexní bod sondové charakteristiky se tak posouvá do zápornějších hodnot.

V nízkoteplotním zmagnetovaném plazmatu Langmuirova sonda často pracuje v režimu $\beta \approx 1$ a sondová charakteristika je ovlivněna především dvěma efekty. Jelikož nabitě částice (při zanedbání srážek) dopadají na sondu především ze směru podél magnetických indukčních čar, snižuje se efektivní sběrná plocha sondy a tím i celkový sondový proud. Dalším efektem je snížení difúzního koeficientu napříč magnetickým čarám. Pro tento difúzní koeficient D_{\perp} je možné psát vztah:

$$D_{\perp} = \frac{D_0}{1 + \Omega_e^2/\nu_e^2} \quad (1.21)$$



Obrázek 1.2: Vliv magnetického pole na zaoblení sondové charakteristiky pro různé hodnoty β , kde na svislé ose je v logaritmickém měřítku vynesena sondový proud normovaný proudem při potenciálu plazmatu. Převzato z [3].

kde $D_0 = v_{th}^2 / \nu_e$ je difúzní koeficient bez přítomnosti magnetického pole (či podél mag. pole), v_{th} termální rychlost elektronů, $\Omega_e = eB/m_e$ elektronová cyklotronní frekvence a ν_e srážková frekvence elektronů s neutrály. V případě, kdy je srážková frekvence řádově nižší než cyklotronní frekvence ($\Omega_e \gg \nu_e$), se D_\perp redukuje na:

$$D_\perp \approx \frac{v_{th}^2 \nu_e}{\Omega_e^2} = r_L^2 \nu_e \quad (1.22)$$

efektivní volná dráha elektronů je tak zhruba dána jejich Larmorovým poloměrem. Elektronový proud na plochu sondy podél magnetického pole je tak omezen faktem, že elektrony jsou sondou z jejího okolí „odsávány“ rychleji, než se mohou z okolního plazmatu do této oblasti dostat difúzí. Je třeba si uvědomit, že popsané efekty nezávisí jen na velikosti magnetického pole, nýbrž spíše na poměru Ω_e / ν_e popř. B/p . Redukce sondového proudu těmito jevy je nejmenší tehdy, pokud válcovou sondu umístíme kolmo na směr magnetických indukčních čar.

1.2 Emisní sonda

Koncept emisní sondy, jakožto sondy pro měření potenciálu plazmatu, pochází opět již od Irvina Langmuira [8], který jej navrhl ve stejné době jako samotnou neemitující Langmuirovu sondu. Emisní sonda je - podobně jako jednoduchá Langmuirova sonda - elektroda vložená do plazmatu, která je ovšem navíc zahřívána na dostatečnou teplotu, aby došlo k termoemisi elektronů z jejího povrchu. Použití emisní sondy je výhodné např. v podmínkách, při kterých by při klasickém postupu vyhodnocení potenciálu plazmatu z VA charakteristiky studené sondy bylo chybné. To je např. v případě, kdy elektrony mají nezanedbatelnou střední rychlost - drift, či pokud měříme potenciál v oblastech výboje, které nejsou kvazineutrální, jako např. ve stínici vrstvě. Podstatnou výhodou je, že při použití tzv. *metody silně emitující sondy (strongly emitting probe technique)* není třeba měřit VA charakteristiku sondy, nýbrž pouze hodnotu plovoucího potenciálu. Měření potenciálu plazmatu jakožto hodnotu plovoucího potenciálu poté dovoluje použít emisní sondu i k měření rychlých fluktuací potenciálu plazmatu (viz např. [9]).

Existují různé konstrukce emisních sond, které se liší i mechanismem žhavení elektrody [10]. Často je emisní sonda tvořena smyčkou, která je zahřívána ohmicky procházejícím proudem I_h . Tedy konce smyčky jsou připojeny k plovoucímu zdroji napětí U_h či proudu I_h . Sondové napětí poté měříme na jedné ze svorek (kladné či záporné) žhavicího zdroje. Skutečný potenciál uprostřed smyčky lze poté za předpokladu symetrického elektrického vedení ke smyčce získat odečtením resp. přičtením poloviny žhavicího napětí U_h .

Za materiál smyčky se hodí jenom ty vodivé materiály, které dostatečně emitují za teploty, za které nedochází k příliš rychlému vypařování, a která je nižší než teplota tání. Velikost elektronového proudu J_{em} emitovaného z materiálu o teplotě T_W vlivem termoemise popisuje tzv. Richardson-Dushmanova formule:

$$J_{em} = A_p A_{RD} T_W^2 \exp\left(-\frac{\chi_0}{k_B T_W}\right) \quad (1.23)$$

Materiálová konstanta χ_0 je tzv. výstupní práce, tj. minimální energie potřebná na odtržení elektronu do vakua, a A_{RD} je Richardson-Dushmanova konstanta pro daný materiál. Přitom předpokládáme, že po celé ploše sondy A_p je stejná teplota. Dobrým a často používaným materiálem je wolfram W, který má ze všech kovů nejvyšší teplotu tání (přibližně 3670 °K). Wolfram má na druhou stranu vysokou výstupní práci (přibližně 4,5 eV). Proto se často používá wolfram, který je navíc dopovaný oxidem thoria ThO_2 , který po zahřátí difunduje na povrch sondy a snižuje výstupní práci. Samozřejmě pro dané podmínky je třeba zvážit jaký materiál, či velikost sondy je vhodné použít - např. za přítomnosti kyslíku wolframové vlákno rychle zoxiduje a rozpadne se [10].

1.2.1 VA charakteristika a princip emisní sondy

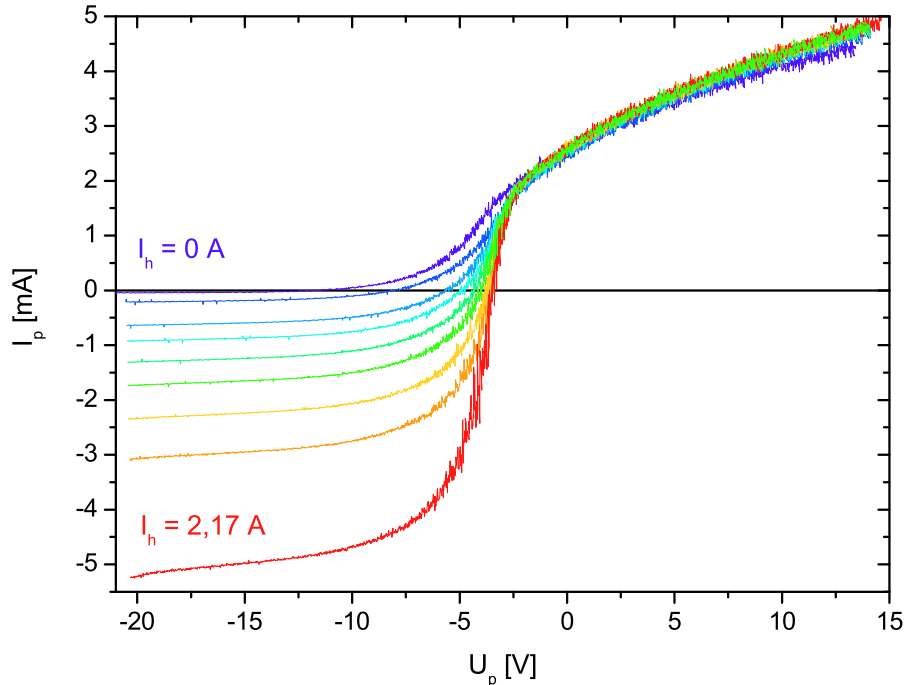
Obr. 1.3 zobrazuje VA charakteristiky při různých žhavicích proudech od 0 A až po 2,17 A. Je zřejmé, že emise elektronů se na VA charakteristice projevuje jakožto zvýšení (v absolutní hodnotě) iontového proudu pro přibližně $U_p < \Phi$. V této oblasti jsou totiž emitované elektrony urychlovány směrem do plazmatu.

Na samotné elektronové větvi pro přibližně $V_p > \Phi$ nelze spatřit výraznou změnu (jak je zkoumáno v [11], v některých případech dochází i ke změnám v této části VA charakteristiky). Pro kladná napětí vůči potenciálu plazmatu jsou totiž emitované elektrony přitahovány zpět k sondě a jejich proud tak klesá (v absolutní hodnotě) se zvyšujícím se sondovým napětím k nule. Podstatné je, že se zvyšováním žhavicího proudu se posouvá plovoucí potenciál do kladnějších hodnot směrem k potenciálu plazmatu. To je ještě lépe ilustrováno v grafu na obr. 1.4.

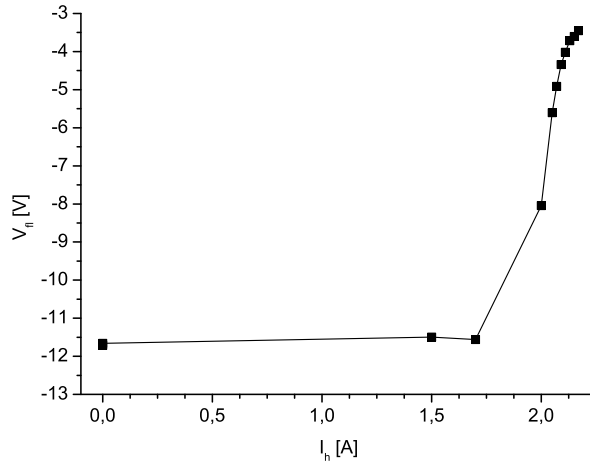
Pro další úvahy je třeba rozlišovat emitovaný proud J_{em} , který je emitován z povrchu sondy (daný vždy rovnicí 1.23, jelikož zanedbáváme sekundární emisi a další vlivy) a sondový emisní proud I_{em} , který se projevuje na VA charakteristice emisní sondy. Pokud budeme uvažovat rovinnou sondu (resp. konstantní saturovaný iontový proud) a zanedbali bychom vliv prostorového náboje, lze říci, že emitovaný sondový proud bude pro $U_p < \Phi$ saturovaný na hodnotě $I_{em} = -J_{em}$. Hovoříme pak o tom, že emitovaný proud je limitován teplotou T_W . Dříve odvozený vztah 1.14 můžeme přepsat tak, abychom uvažovali i emitovaný proud: I_{em} :

$$\Phi - V_{fl} = \frac{k_B T_e}{e} \ln \left| \frac{J_e}{I_i^{sat} + I_{em}} \right| \quad (1.24)$$

Pokud tedy nastavíme emitovaný proud tak, aby platila rovnice $|I_i^{sat} + I_{em}| = J_e$, je v tomto přiblížení možné psát $V_{fl} = \Phi$. Této úvahy pak využívá právě metoda silně emitujících sondy, při které je potenciál plazmatu určován jakožto hodnota plovoucího potenciálu.



Obrázek 1.3: VA charakteristiky emisní sondy při zvyšování žhavicího proudu I_h . Změřeno v aparatuře válcového magnetronu při podmínkách: $I_V = 75$ mA, $B = 20$ mT, $p = 4$ Pa, $r = 25$ mm.



Obrázek 1.4: Plovoucí potenciál emisní sondy při zvyšování žhavicího proudu I_h . Změřeno v aparatuře válcového magnetronu při podmínkách: $I_V = 75$ mA, $B = 20$ mT, $p = 4$ Pa, $r = 25$ mm.

Vliv prostorového náboje

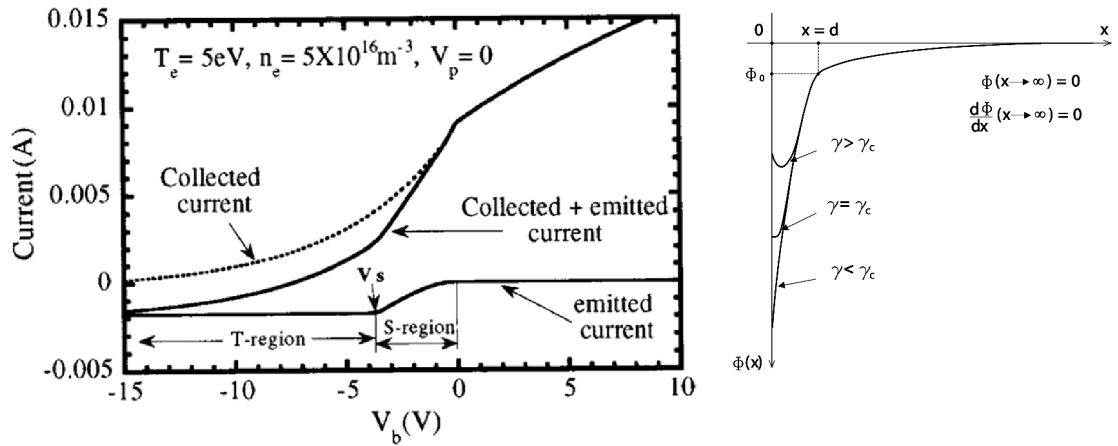
Předcházející model dobře ukazuje princip emisní sondy, ve skutečnosti je ovšem nutné vzít do úvahy i vliv stínící vrstvy kolem sondy, která je značně ovlivněna emitovanými elektrony. Pro dostatečně záporná napětí na sondě vůči potenciálu plazmatu bude platit (stále v případě rovinné sondy) $I_{em} = -J_{em}$, tzn. mezi sondovým potenciálem a potenciálem plazmatu je dostatečné napětí pro odsání všech emitovaných elektronů do plazmatu. V levém grafu na obr. 1.5 je tato část charakteristiky označena jako T-region. Podle teorie Hobbse a Wessona [12] pro rovinnou emisní sondu, která zanedbává teplotu emitovaných elektronů ($T_{eW} = 0$), lze pro plovoucí potenciál psát rovnici:

$$\Phi - V_{fl} = \frac{k_B T_e}{e} \ln \left(\frac{1 - \gamma}{\sqrt{2\pi m_e / m_i}} \right) \quad (1.25)$$

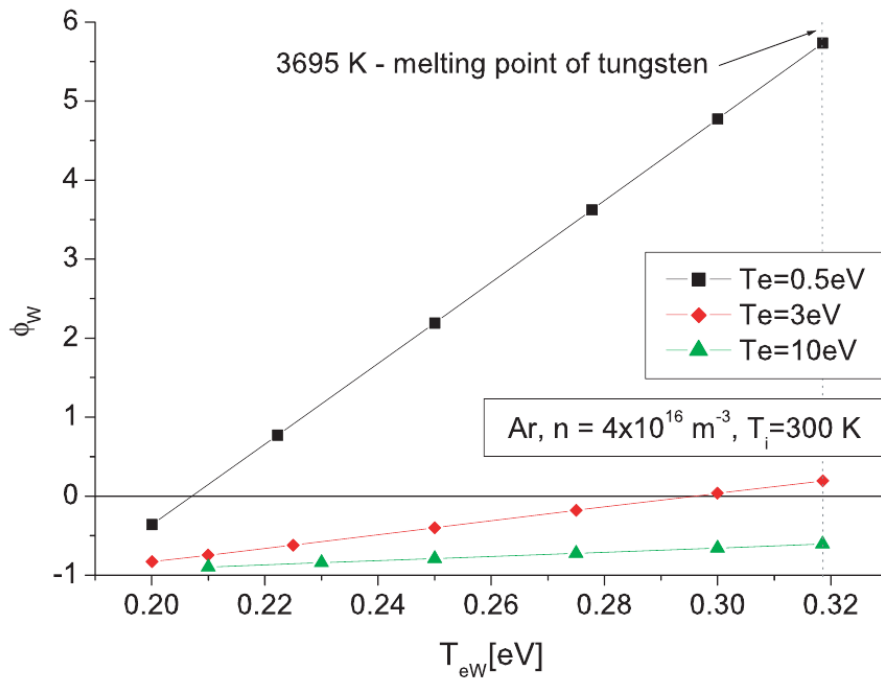
kde tzv. emisní koeficient γ je definován jakožto poměr dopadajícího elektronového proudu ku emitovanému proudu I_e / J_{em} . Z tohoto vztahu vidíme, že v případě $\gamma = 1$ platí $\Phi = V_{fl}$ obdobně jako vyplývalo ze vztahu 1.24, pokud zanedbáme iontový proud. Vztah 1.25 je ovšem platný jen pro $\gamma < \gamma_C$, kde γ_C je jistý kritický emisní koeficient, který je ovšem menší než jedna $\gamma_C < 1$.

V případě $\gamma = \gamma_C$ je totiž elektrické pole u povrchu plovoucí emitující sondy nulové a při dalším zvyšování emisního proudu $\gamma > \gamma_C$ vzniká před sondou oblast záporného náboje a potenciálové minimum nazývané virtuální katoda. Průběh potenciálu před plovoucí sondou je schematicky vyobrazen na obr. 1.5 vpravo. Vzniklé minimum potom slouží pro elektrony jako potenciálová bariéra a sondový emisní proud je v absolutní hodnotě menší než emitovaný proud z povrchu sondy, tj. $|I_{em}| < J_{em}$.

Mezní sondové napětí, při kterém dochází ke vzniku virtuální katody, je v levém grafu na obr. 1.5 označeno jako V_S . Pro vyšší sondová napětí je již sondový emitovaný proud omezen prostorovým nábojem, a tato část charakteristiky se označuje jako S-region.



Obrázek 1.5: **Vlevo:** Celková VA charakteristika emisní sondy (collected + emitted current) a dále samotné průběhy proudu tvořeného dopadajícími částicemi (collected current) a proudu tvořeného emitovanými elektrony (emitted current). V_b zde označuje sondové napětí a potenciál plazmatu je 0 V, převzato z [10]. **Vpravo:** Schématické zobrazení průběhu potenciálu před plovoucí sondou pro různé hodnoty emisního koeficientu γ , převzato z [11]



Obrázek 1.6: Veličina Φ_W značí odchylku potenciálu plazmatu určeného metodou silně emitující sondy normovanou na elektronovou teplotu, tj. $\Phi_W = (\Phi_{EP-\Phi})/T_e$. Tato odchylka je vynesena v závislosti na teplotě emitovaných elektronů Φ_{eW} pro tři různé hodnoty elektronové teploty T_e . Převzato z [14]

1.2.2 Metoda silně emitující sondy

V důsledku omezení emitovaného proudu prostorovým nábojem dochází při zvyšování žhavicího proudu nakonec k saturaci plovoucího potenciálu, jak lze pozorovat na obr. 1.4. Metoda silně emitující sondy pak považuje saturovanou hodnotu plovoucího potenciálu, kterou značíme Φ_{EP} , za aproximaci potenciálu plazmatu. Obecně se tyto dvě hodnoty budou lišit právě vlivem prostorového náboje. Podle zmíněné teorie Hobbse a Wessona [12], která uvažuje nulovou teplotu emitovaných elektronů ($T_{eW} = 0$), je potenciál plazmatu určený touto metodou podhodnocen přibližně o $1 T_e$.

Obecně bude ovšem tato odchylka záviset mimo jiné na poměru T_{eW}/T_e . Model rovinné emitující sondy pro Maxwellovské rozdělení emitovaných elektronů s nenulovou teplotou je odvozen v [13]. Numerické řešení tohoto modelu pro podmínky plazmatu shodné s podmínkami experimentů prezentovaných v této práci bylo provedeno v [14]. Výsledný graf z této práce je zobrazen na obr. 1.6. Z něj je patrné, že potenciál plazmatu, určený metodou silně emitující sondy, může být při nižších hodnotách elektronové teploty dokonce nadhodnocen.

1.3 Ball-pen sonda, ISP

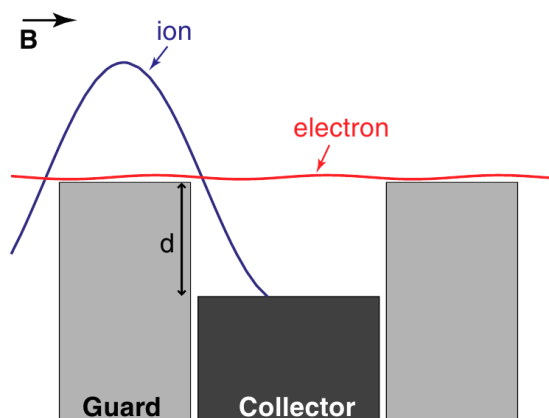
1.3.1 Základní princip

Ball-pen sonda představuje sondovou metodu určenou pro přímé měření potenciálu plazmatu ve zmagnetovaném plazmatu. To znamená, že potenciál plazmatu je určován jakožto plovoucí potenciál, obdobně jako je tomu u metody silně emitující sondy. Ball-pen sonda patří do rodiny sond zvaných ISP (Ion Sensitive Probe), jelikož základní myšlenka těchto sond je shodná - odstínit proud elektronů, které dopadají na klasickou Langmuirovu sondu. První koncept a konstrukce ISP sondy pochází z roku 1967 [15], kde byla sonda tvořena rovinnou elektrodou kruhového tvaru, okolo níž byla umístěna druhá elektroda ve tvaru kroužku sloužící ke stínění. Jednodušší a v současnosti používanější je konstrukce pomocí dvou válcových elektrod. Vnitřní elektroda, tzv. kolektor, je zasunuta do určité hloubky uvnitř vnější duté válcové elektrody - trubičky. Na obr. 1.7 je schematicky vyobrazeno toto konstrukční řešení a naznačen funkční princip. Sonda je umístěna kolmo na siločáry magnetického pole B . Pohyb nabitých částic napříč magnetickým polem je tímto polem do jisté míry omezen a ty tak mají tendenci pohybovat se podél magnetických siločar. Jelikož je Larmorův poloměr elektronů typicky řádově menší než Larmorův poloměr iontů, je při dostatečném zasunutí kolektoru stíněn převážně proud elektronů.

Po odstínění elektronového proudu tak, aby byl vůči iontovému proudu zanedbatelný, je možné ze změřené VA charakteristiky kolektoru vyhodnotit mimo jiné iontovou teplotu (pomocí vztahu 1.8) či iontovou rozdělovací funkci (vliv omezení iontového proudu prostorovým nábojem je diskutován v [16]).

Na druhou stranu, pokud elektronový proud odstíníme jen částečně tak, aby se při potenciálu plazmatu proud elektronový rovnal proudu iontovému (v absolutní hodnotě), je možné měřit potenciál plazmatu jakožto plovoucí potenciál kolektoru. Pro docílení tohoto pouze částečného odstínění byla v [1] navržena ball-pen sonda jakožto modifikace ISP sondy v tom smyslu, že namísto vodivé

stínicí trubičky je použita trubička nevodivá. Problémem je, že dosud nebyla vypracována teorie či počítačový model, který by byl schopen ball-pen sondu zcela popsat.

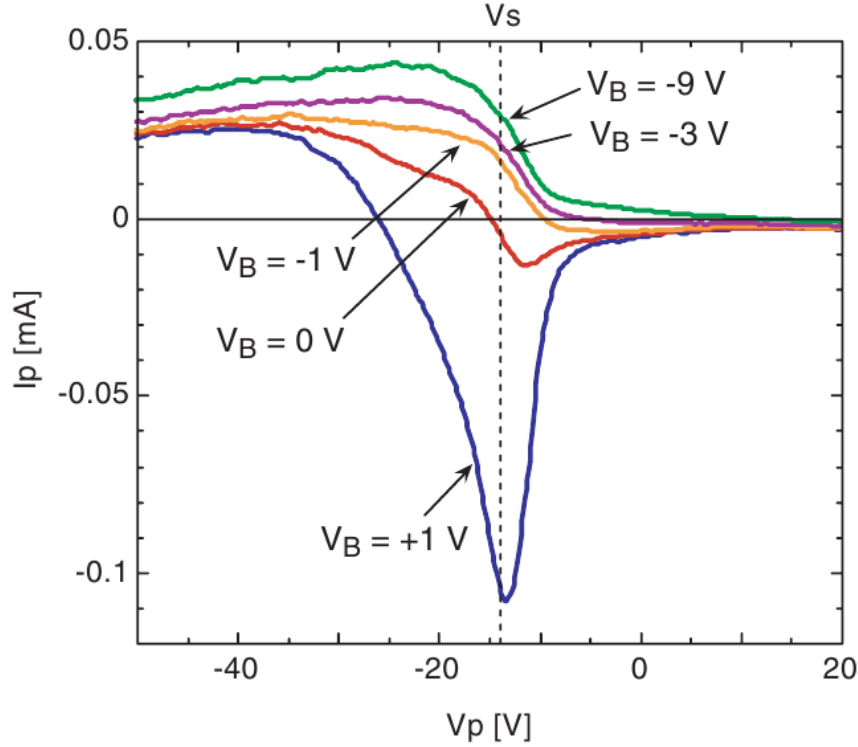


Obrázek 1.7: Schéma ISP sondy se zjednodušeným naznačením pohybu iontu a elektronu objasňující myšlenku ISP sond. Hloubka zasunutí je zde značena jako d , převzato z [16].

1.3.2 Vliv ExB driftu

V reálných experimentech se sondami typu ISP se ovšem ukazuje, že pro dostatečné odstínění elektronového proudu pod úroveň proudu iontového je třeba navíc na stínicí trubičku přivést záporné napětí vůči kolektoru. Tento fakt je ilustrován na obr. 1.8 VA charakteristikami změřenými na lineárním zařízení PSI-2 [17] (proudy jsou zde uvažovány v opačné konvenci, tj. elektronový proud je záporný). V případě, kdy je napětí na kolektoru větší či rovno napětí na stínicí trubičce ($V_B \geq 0$), je sondový proud kolem potenciálu plazmatu, a pro napětí větší než je potenciál plazmatu, tvořen převážně proudem elektronů. Elektrony tak nejsou dostatečně odstíněny, přestože je kolektor zatažen dostatečně hluboko do stínicí trubičky. Další experimenty [18] i počítačové simulace [19] potvrdily domněnku, že elektrony se mohou dovnitř stínicí trubičky dostat pomocí ExB driftu. Tedy v případě $V_B > 0$ vznikne v trubičce takové elektrické pole, jehož ekvipotenciální plochy nebudou u povrchu kolektoru k němu tečné, viz obr. 1.9 vpravo. Vlivem ExB driftu se potom elektrony budou pohybovat podél těchto ekvipotenciál až dorazí na kolektor. V opačném případě $V_B < 0$ jsou ekvipotenciální plochy u povrchu kolektoru na tento povrch tečné a přestože se elektrony mohou ExB driftem dostat do trubičky, na kolektor nedopadnou a ExB driftem se dostanou zpět do plazmatu, viz obr. 1.9 vlevo.

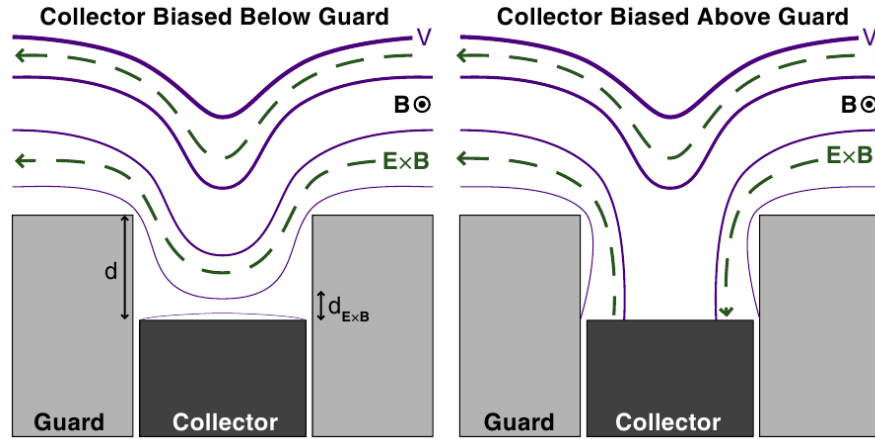
Jelikož stínicí trubička ball-pen sondy je vyrobena z nevodivého materiálu, není ani možné z vnějšku měnit její potenciál. Přesto, jak ukazují experimenty ve vysokoteplotním i v nízkoteplotním plazmatu, dochází k dostatečnému (ne úplnému) odstínění elektronů. Žádný počítačový model ovšem dosud nedovedl výsledky měření s ball-pen sondou reprodukovat.



Obrázek 1.8: VA charakteristiky kolektoru, přičemž současně při změně napětí kolektoru V_p bylo měněno napětí V_G na stínící elektrodě. Jsou vyobrazeny charakteristiky pro různý potenciálový rozdíl $V_B = V_p - V_G$. Proud je zde značen v opačné konvenci - proud iontů je kladný. Potenciál plazmatu V_s je označen svislou přerušovanou čarou. Měřeno při podmínkách: $B = 100$ mT, $n_e \approx 5 \cdot 10^{18}$ m $^{-3}$, $p = 18$ mPa argon, $T_e \approx 5$ eV, $T_i \approx 2$ eV. Převzato z [17].

1.3.3 Ball-pen sonda ve vysokoteplotním plazmatu

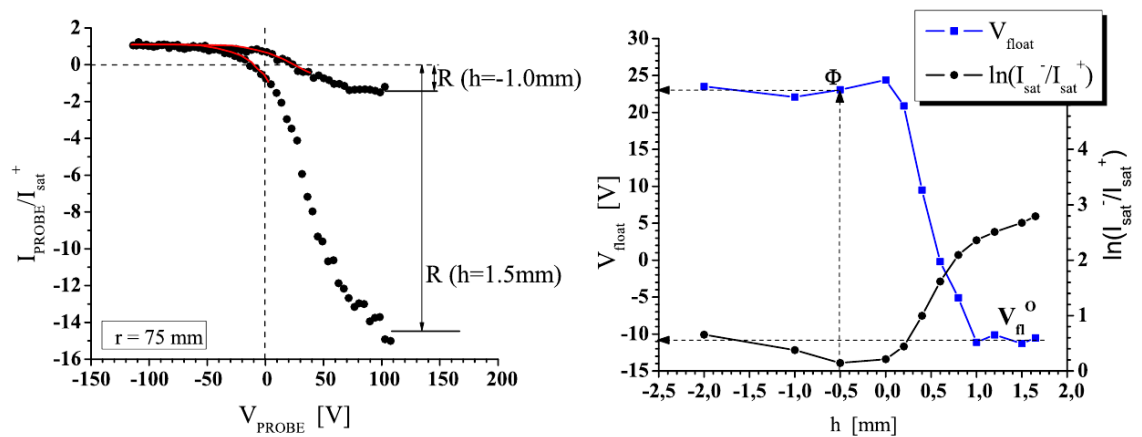
Původně byla ball-pen sonda vyvíjena především pro použití ve vysokoteplotním plazmatu pro oblasti s vysokou koncentrací ($n_e > 10^{18}$ m $^{-3}$), kdy při použití emisní sondy je pro dostatečnou emisi třeba vysokých teplot žhaveného vlákna, což značně omezuje životnost sondy [18]. První měření s ball-pen sondou bylo provedeno na tokamaku CASTOR [1], kdy bylo zjištěno, že k dostatečnému stínění elektronového proudu dochází i při použití nevodivé trubičky. To je dokumentováno v levém grafu na obr. 1.10, kde jsou zobrazeny VA charakteristiky ball-pen sondy (kolektoru). Přitom byla zavedena konvence značit hloubku zasunutí kolektoru od konce stínící trubičky jako h , kdy kladné hodnoty h znamenají, že kolektor je z trubičky vysunut. Pro $h = 1, 5$ mm tak charakteristika ball-pen sondy odpovídá charakteristice klasické Langmuirovy sondy. Po zasunutí kolektoru na pozici $h = -1$ mm lze vyzpozorovat, že charakteristika je téměř symetrická ($I_e^{sat} \approx |I_i^{sat}|$) a hodnota plovoucího potenciálu vzrostla do kladnějších hodnot. V pravém grafu na obr. 1.10 je pak ještě lépe patrné, že podíl saturačních proudů klesá až téměř k jedné, při $h \approx 0$ mm je $\ln(I_e^{sat}/|I_i^{sat}|) \approx 0$, přičemž dochází i k saturaci hodnoty plovoucího potenciálu. Při platnosti vztahu 1.14 tak můžeme očekávat, že saturovaná hodnota plovoucího potenciálu bude blízko potenciálu plazmatu, a proto se tato saturovaná hodnota považuje za potenciál plazmatu určený ball-pen sondou. Při dalším zasouvání se tedy již plovoucí potenciál ball-pen



Obrázek 1.9: Fialovými plnými čarami je schematicky zobrazen průběh ekvipotenciál elektrického pole, zelenými přerušovanými čarami je pak naznačen pohyb elektronů vlivem $E \times B$ driftu. Vlevo je napětí kolektoru menší než napětí stínicí trubičky, vpravo naopak. Převzato z [16].

sondy příliš nemění, ovšem poměr saturačních proudů lehce vzroste. Důvod proč takto dochází k saturaci plovoucího napětí dosud nebyl nalezen. Tato vlastnost je ovšem podstatná v tom, že pro měření není třeba přesného nastavení polohy kolektoru v trubičce.

Skutečnost, že saturovaná hodnota plovoucího potenciálu ball-pen sondy skutečně odpovídá potenciálu plazmatu, byla následně ověřena při simultánním srovnávacím měření s emisní sondou [20]. Další úspěšná měření byla provedena i na některých dalších evropských vysokoteplotních zařízeních, jako je např. měření rychlých fluktuací v H-modu na tokamaku ASDEX Upgrade [21] či srovnání měření potenciálu plazmatu pomocí ball-pen sondy a tzv. self-emisní Langmuirovy sondy [22].



Obrázek 1.10: **Vlevo:** VA charakteristiky kolektoru ball-pen sondy pro dvě různá zasunutí kolektoru do trubičky h , přičemž sondový proud je vydělen iontovým saturačním proudem I_{sat}^+ , iontový proud je v tomto grafu kladný. **Vpravo:** V závislosti na hodnotě h je modrou křivkou zobrazen průběh plovoucího potenciálu V_{float} ball-pen sondy a černou křivkou logaritmus podílu elektronového a iontového saturačního proudu. Oba grafy jsou převzaty z [1].

1.3.4 Ball-pen sonda v nízkoteplotním plazmatu

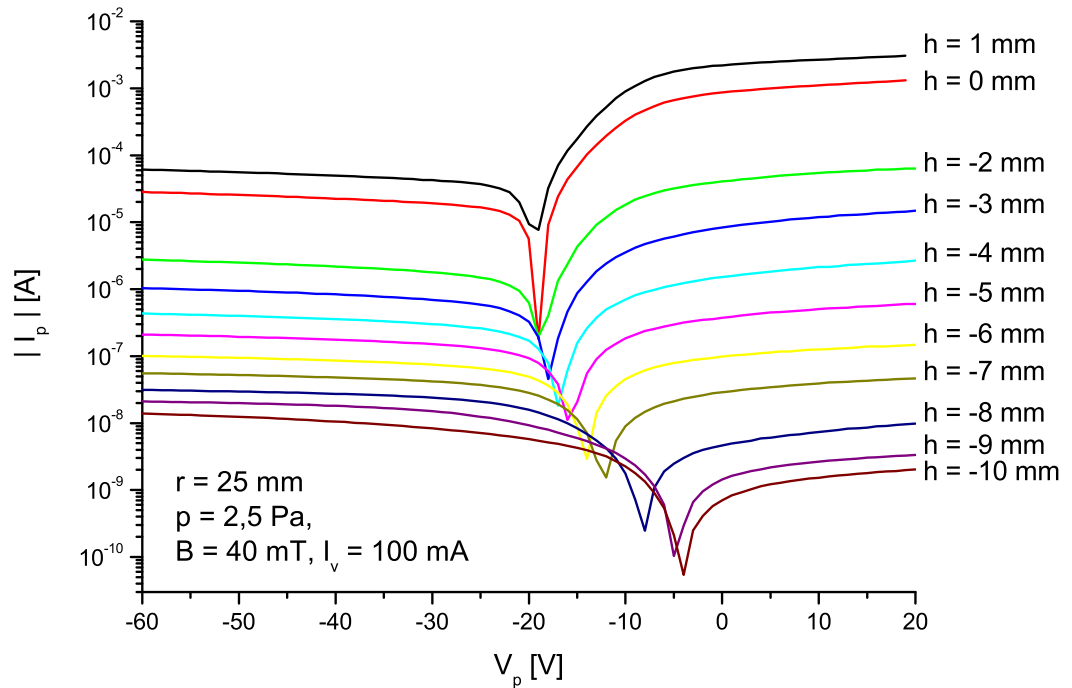
Nízkoteplotní zmagnetované plazma se od vysokoteplotního zmagnetovaného plazmatu liší především v použití řádově nižšího magnetického pole (řádu 10-100 mT). Z tohoto důvodu mají částice i řádově větší Larmorův poloměr. Ionty tak větší nelze považovat za zmagnetizované, neboť jejich střední volné dráhy srážek s neutrálním plynem (či v případě nižších tlaků pro srážky mezi sebou) jsou menší než jejich Larmorův poloměr. Elektronů lze zpravidla považovat za zmagnetizované, ovšem je možné, že pro vyšší tlaky neutrálního plynu již toto tvrzení nemusí platit. Nízkoteplotní plazma je také často neizotermické $\tau \ll 1$. Jelikož je elektronová koncentrace většinou také řádově nižší ($n_e = 10^{15} - 10^{16} \text{ m}^{-3}$), je také Debyeova stínící délka, daná vztahem 1.3, řádově větší. Z toho také vyplývá, že nelze zanedbat tloušťku stínící vrstvy vůči poloměru sondy a tak typicky nedochází k saturaci elektronového a iontového proudu VA charakteristiky jak Langmuirovy tak i ball-pen sondy. Proto zavedení saturačních proudů, tak jako tomu bylo v případě vysokoteplotního plazmatu, není obvykle možné.

V následujících dvou sekcích uvedu dosavadní nejpodstatnější výsledky z měření v cylindrickém magnetronu v Praze a v lineárním zařízení Mirabelle v Nancy [23]. Podrobnější shrnutí a výsledky měření i z dalších zařízení (lineární zařízení na Institutu Jožefa Stefana v Lublani, Torsatron TJ-K ve Stuttgartu) lze nalézt v [24]. Některé z vlastních výsledků prezentovaných v této práci ve 3. kapitole byly již rovněž publikovány v [25].

Cylindrický magnetron v Praze

Popis tohoto zařízení lze nalézt v kapitole 2, typické experimentální podmínky pak v kapitole 3. V grafu na obr 1.11 jsou zobrazeny VA charakteristiky při postupném zasouvání kolektoru do trubičky. Pro přehlednost je na y-nové ose vynesena absolutní hodnota sondového proudu v logaritmickém měřítku. Abscisa minim těchto křivek pak odpovídá hodnotám plovoucího potenciálu, které jsou navíc červenými kolečky vyneseny do grafu na obr. 1.12. Úspěchem je, že podobně jako tomu bylo ve vysokoteplotním plazmatu, dochází při zasouvání kolektoru k posunu plovoucího potenciálu směrem k potenciálu plazmatu a nakonec dojde k jeho saturaci. Přesto je patrný jeden podstatný rozdíl. Z tvaru VA charakteristik vidíme, že charakteristika je symetrická (elektronový a iontový proud se zdají být v logaritmickém měřítku saturované a přibližně si rovny) již zhruba pro $h = -6$ mm, přesto je hodnota plovoucího potenciálu na této poloze stále velice odlišná od saturované hodnoty. K saturaci plovoucího potenciálu pak dochází až přibližně pro $h = -10$ mm, kdy je již proud v iontové části charakteristiky dokonce větší než v elektronové části. Přesto podle dosavadních výsledků byla právě saturovaná hodnota plovoucího potenciálu ball-pen sondy blízko potenciálu plazmatu (určeného Langmuirovou sondou), a proto i nadále budeme používat tuto metodu, ve shodě s případem ve vysokoteplotním plazmatu.

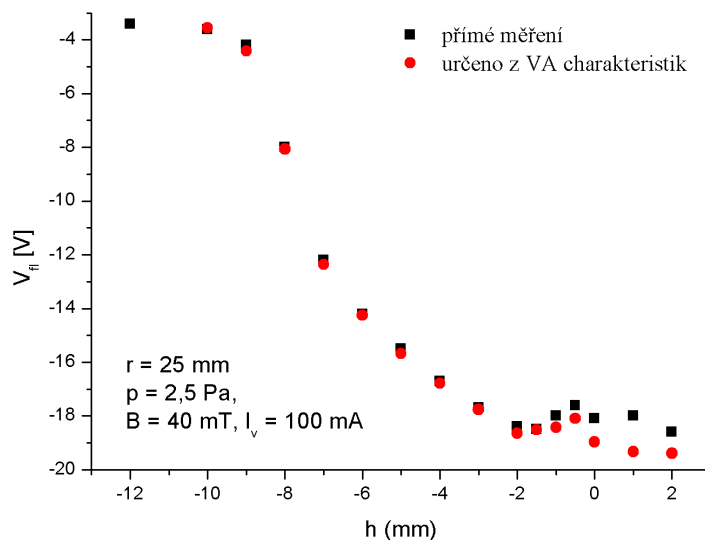
Pro dosažení saturace plovoucího potenciálu bylo třeba zasunout kolektor do poměrně velké hloubky ($h = -10$ mm). Elektronový proud se tak zmenšil o více než 6 řádů, důsledkem čehož již není možné pro přímé měření plovoucího potenciálu používat standardního voltmetru se vstupním odporem řádově 10 M Ω , který by sondu přes takto nedostatečně velký odpor zkratoval na uzemněnou elektrodu. Z toho důvodu bylo pro měření plovoucího potenciálu použito napěťového



Obrázek 1.11: VA charakteristiky ball-pen sondy pro různé hodnoty zasunutí kolektoru h .

sledovače (více v části 2.2.2). V grafu na obr. 1.12 jsou k hodnotám plovoucího potenciálu určeného z VA charakteristik přidány i hodnoty změřené tímto napěťovým sledovačem. Oba způsoby měření se dobře shodují, pro $h \geq -1$ mm je ovšem patrné, že hodnoty z VA charakteristik jsou systematicky nižší. Tento nesoulad lze vysvětlit fluktuacemi potenciálu plazmatu, které se v magnetronovém výboji při $B = 40$ mT vyskytují. V případě nižšího magnetického pole $B = 20$ mT jsou již tyto fluktuace výrazně menší a tak je menší i diskutovaná odchylka. Fluktuace totiž mají vliv na změřenou VA charakteristiku. Při měření jednoho bodu VA charakteristiky je sonda držena zdrojem napětí na konstantním potenciálu, a přitom měřicí přístroj po určitý čas integruje proud tekoucí sondou. Proud sondou je ovšem ovlivněn faktem, že potenciál sondy se mění vůči potenciálu plazmatu kvůli jeho fluktuacím. Jelikož je VA charakteristika kolem plovoucího potenciálu nelineární (konvexní), převedou se tyto fluktuace potenciálu plazmatu s nulovou střední hodnotou na fluktuace proudu s nenulovou střední hodnotou. Proto nastavíme-li na sondu napětí odpovídající střední hodnotě plovoucího potenciálu, nezměříme nulový proud, nýbrž jistou kladnou hodnotu proudu. Průsečík VA charakteristiky s osou $I_p = 0$ se tak posune směrem do zápornějších hodnot. Ovšem při zasouvání kolektoru ball-pen sondy hlouběji ($h < -1$ mm) se zvyšuje impedance sondy, která spolu s kapacitou sondy tvoří dolnofrekvenční RC filtr. Ten střeďuje fluktuace napětí, které již dále nejsou převedeny na fluktuace proudu.

Byly také provedeny měření pro různé hodnoty magnetického pole, tlaku či radiální polohy ball-pen sondy v magnetronu a z výsledků vyplynulo, že hloubka



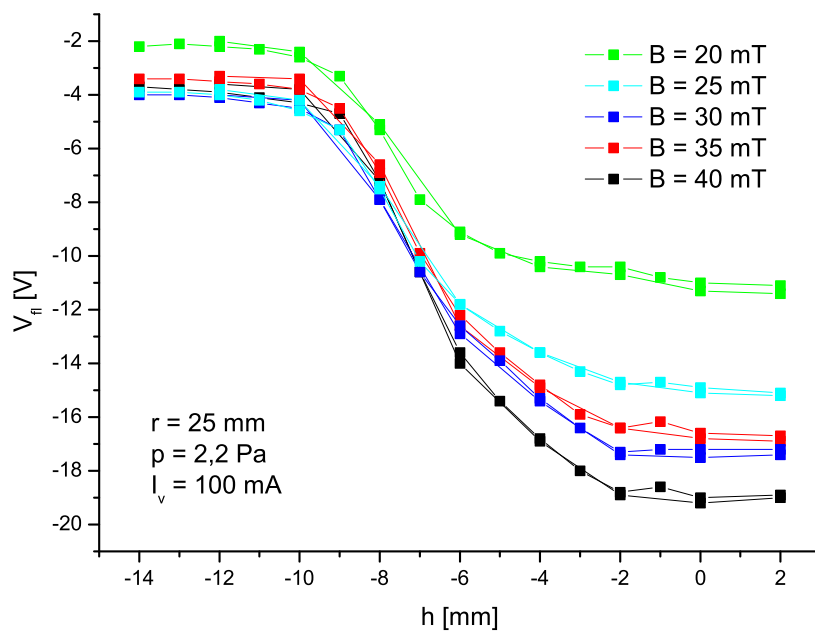
Obrázek 1.12: Závislost plovoucího potenciálu ball-pen sondy při zasouvání kolektoru do trubičky.

zasunutí kolektoru h , při které dochází k saturaci plovoucího potenciálu, na těchto parametrech téměř nezávisí. To je ilustrováno na obr. 1.13. Ovšem, jak je zmíněno i v [24], byl pozorován určitý vývoj těchto závislostí v průběhu času. Tento fakt je podrobněji diskutován v části 3.2, kde se ukazuje, že měření s ball-pen sondou v magnetronu je ovlivněno naprášením vodivé vrstvy dovnitř trubičky, a tu tak nelze považovat za zcela nevodivou.

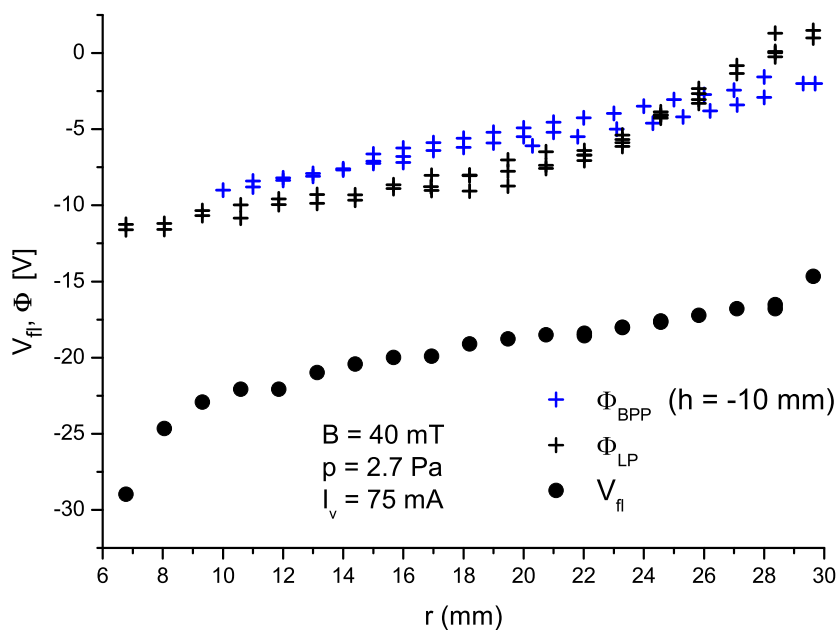
Bylo provedeno srovnání ball-pen sondy a Langmuirovy sondy (kdy byl potenciál plazmatu určován jako abscisa maxima 1.derivace VA charakteristiky) pro některé výbojové podmínky a byla pozorována dobrá shoda obou metod, viz radiální průběh potenciálu plazmatu na obr. 1.14. V této diplomové práci jsou pak tato měření doplněna o širší obor výbojových podmínek a data z emisní sondy.

Lineární zařízení Mirabelle v Nancy

Systematické měření s ball-pen sondou proběhlo také na nízkoteplotním lineárním zařízení Mirabelle ve Francii [23]. Experimentální podmínky byly obdobné jako při experimentech v cylindrickém magnetronu, až na přibližně o dva řády nižší tlak neutrálního plynu $((2-4) \cdot 10^{-2} \text{ Pa})$. Přesto lze ionty díky převládajícím srážkám mezi sebou považovat za nezmagnetizované. Kromě výboje v argonu byla ball-pen sonda otestována i v heliovém výboji se stejnými výsledky. Autoři provedli měření s různými konstrukcemi ball-pen sondy lišící se vnitřním průměrem použité stínící keramické trubičky ($d_1 = 1 \text{ mm}$; $d_2 = 0,6 \text{ mm}$; $d_3 = 0,3 \text{ mm}$). Při zasouvání kolektoru dochází opět ke zmenšení sondových proudů o několik řádů a k následnému navýšení impedance sondy. Bylo tak opět nutné použít napěťový sledovač s velkým vstupním odporem (uveden je pouze vstupní odpor $\approx 10^{15} \Omega$ samotného operačního zesilovače AD549). Pro hlubší zasunutí, kdy je již plovoucí potenciál satureován, nebylo bohužel možné změřit VA charakteristiky kvůli špatnému poměru signálu ku šumu. Na cylindrickém magnetronu v Praze je



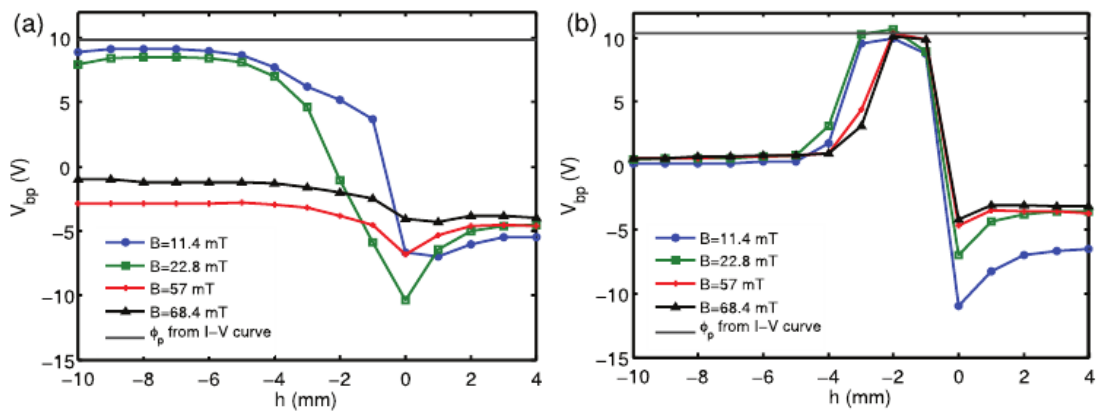
Obrázek 1.13: Závislost plovoucího potenciálu ball-pen sondy při zasouvání kolektoru do trubičky pro různé velikosti magnetického pole.



Obrázek 1.14: Srovnání potenciálu plazmatu určeného pomocí ball-pen sondy Φ_{BPP} a Langmuirovy sondy Φ_{LP} (metodou maxima 1. derivace) pro různé radiální polohy v magnetronu. Poloha $r = 5$ mm značí pozici vnějšího povrchu katody, $r = 30$ mm pak pozici vnitřního povrchu anody. Zobrazen je i plovoucí potenciál V_{fl} určený z VA charakteristik Langmuirovy sondy.

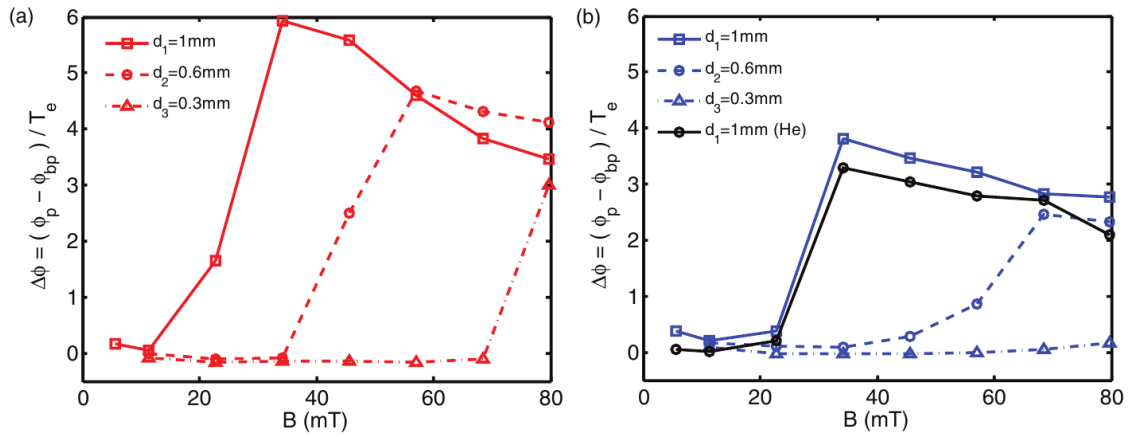
možné tyto charakteristiky měřit díky velice přesnému měřicímu přístroji, který je popsán v části 2.2.1.

Z obou grafů na obr. 1.15 je patrné, že nutná hloubka zasunutí kolektoru pro saturaci plovoucího potenciálu v podstatě nezávisí na velikosti magnetického pole (přitom elektronová teplota, a tedy i střední Larmorův poloměr elektronů, se s magnetickým polem téměř neměnily, $T_e = (3 - 5)$ eV), nýbrž je pozorována výrazná závislost na vnitřním průměru stínící trubičky. Jistou nevýhodou pro případné praktické použití je, že délka saturovaného platu se při použití trubičky o menším průřezu významně snížila. To může souviset s tím, že při použití užší trubičky dochází k větší redukci sondového proudu a impedance sondy tak vzroste natolik, že je již srovnatelná či vyšší než je vstupní impedance měřicího přístroje.

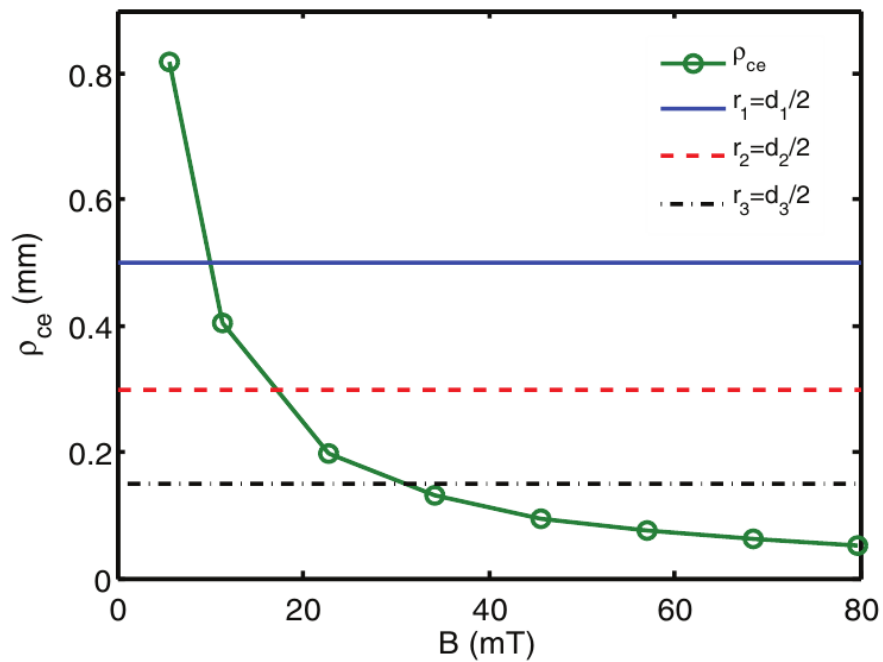


Obrázek 1.15: Výsledky měření na zařízení Mirabelle při $p = 2 \cdot 10^{-2}$ Pa. Na obou grafech jsou zobrazeny závislosti plovoucího potenciálu V_{bp} ball-pen sondy na zasunutí kolektoru v trubičce h . Černou čarou je znázorněn potenciál plazmatu určený z 2. derivace VA charakteristiky při $h = +2$ mm. Průměr kolektoru byl vždy 0,2 mm a vnitřní průměr keramické trubičky: a) $d_1 = 1$ mm, b) $d_3 = 0,3$ mm. Převzato z [23].

Výsledky srovnávacího měření pro různé velikosti magnetického pole jsou zobrazeny v grafech na obr. 1.16. Je zřejmé, že pro větší vnitřní průměr trubičky a větší magnetické pole již nedochází k dostatečnému stínění elektronů a saturovaná hodnota plovoucího potenciálu se neshoduje s potenciálem plazmatu určeným Langmuirovou sondou. Autoři také podávají jednoduché vysvětlení. Pro nižší magnetická pole je Larmorův poloměr elektronů větší i než největší poloměr použité trubičky ($r_1 = 0,5$ mm) a tak elektrony, které se dostanou do stínící trubičky ExB driftem, na tuto trubičku dopadnou. Hodnoty středního Larmorova poloměru elektronů i poloměry stínících trubiček jsou vyneseny v grafu na obr. 1.17. Při zvýšení magnetického pole se snižuje Larmorův poloměr, což umožní elektronům dorazit až ke kolektoru a nedochází tak k dostatečnému stínění.



Obrázek 1.16: V grafech je v závislosti na velikosti magnetického pole vyneseno rozdíl (normovaný na elektronovou teplotu) potenciálu plazmatu určeného Langmuirovou a ball-pen sondou $\Delta\Phi = (\Phi_{LP} - \Phi_{BPP}) / T_e$ pro dva různé tlaky neutrálního plynu: a) $2 \cdot 10^{-2}$ Pa, b) $4 \cdot 10^{-2}$ Pa. Převzato z [23].



Obrázek 1.17: Zeleně je zobrazen střední Larmorův poloměr elektronů ρ_{ce} v závislosti na velikosti magnetického pole. Vodorovnými čarami jsou pak vyznačeny vnitřní poloměry použitých stínících trubiček. Převzato z [23].

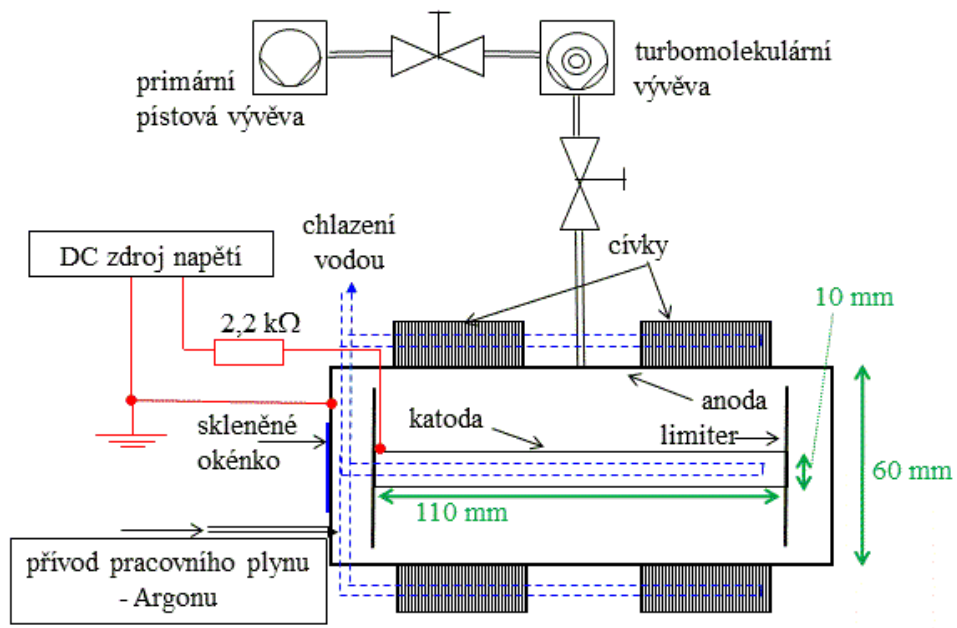
2. Experimentální systém

2.1 Popis aparatury

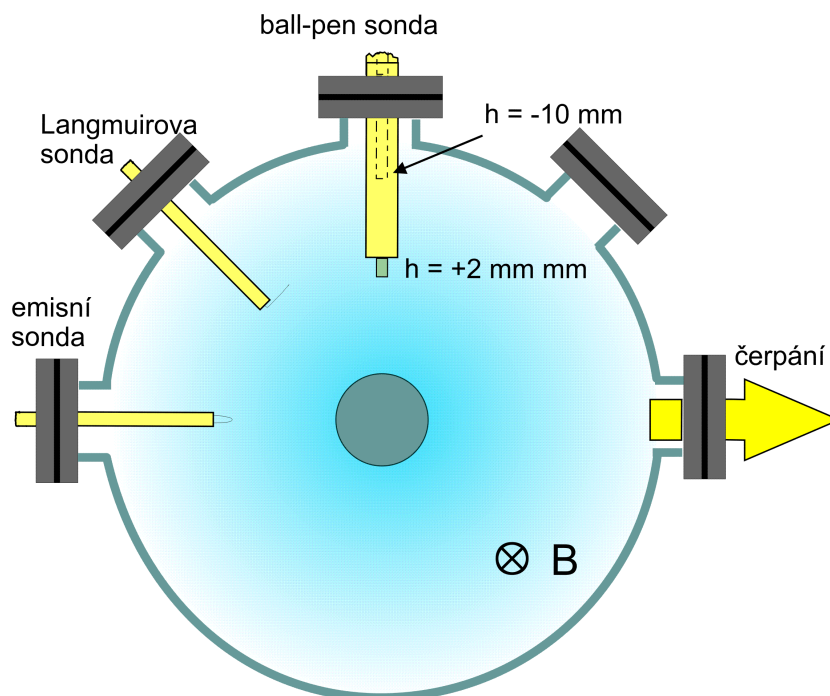
Všechny výsledky této diplomové práce, uvedené ve třetí kapitole, byly získány z měření v kratším ze dvou cylindrických magnetronů umístěných v laboratoři prof. Tichého na KFPP MFF UK. Uspořádání aparatury je schematicky znázorněno na obr. 2.1. Jedná se o válcovou nerezovou komoru, uvnitř níž je umístěna válcová hliníková vložka o vnitřním průměru 60 mm ($r_A = 30$ mm), která je v průběhu výboje uzemněna a slouží jako anoda. Válcová komora je z obou stran zakončena menšími vakuovými komůrkami, které obsahují porty sloužící pro umístění vakuometrů, vyvedení elektrického kontaktu s katodou, připouštění pracovního plynu, vývod hadiček pro chlazení katody a pro připojení vakuového potrubí pro vyčerpání aparatury na mezní tlak (cca. $3 \cdot 10^{-3}$ Pa). Obě komůrky musí být od hlavní komory (anody) elektricky izolovány a býti plovoucí, tak aby mezi nimi a katodou nemohl vzniknout "parazitní" doutnavý výboj. V ose komory je umístěna nerezová válcová katoda o vnějším průměru 10 mm chlazená vodou. Výbojový prostor mezi katodou a anodou je dále z obou stran ohraničen kruhovými deskovými limity vzdálenými od sebe 110 mm, které rovněž centrují katodu uvnitř magnetronu. Limity jsou tedy na potenciálu katody a od anody jsou izolovány vrstvou teflonu. Jelikož volt-ampérová charakteristika doutnavého výboje vykazuje záporný diferenciální odpor, byl mezi katodu a záporný pól plovoucího zdroje napětí připojen výkonový rezistor o odporu 2,2 k Ω ke stabilnímu udržení doutnavého výboje. Mezi kladný pól zdroje napětí a anodu je dále připojen rezistor o odporu 1 Ω , na kterém je měřeno napětí pro určení výbojového proudu. Napětí na výboji v rámci experimentu dosahuje při měření v nízkých tlacích (0,5 Pa) a nízkých magnetických polích (20 mT) až 500 V. Při zvýšení magnetického pole či tlaku neutrálního plynu je výbojové napětí snižováno tak, aby bylo dosaženo stejného výbojového proudu. Typický výbojový proud během experimentů byl $I_V = 75$ až 100 mA.

Axiální magnetické pole je generováno dvěma cívkami (každá s 5000 závitů) v Helmholtzově uspořádání, chlazenými vodou stejným okruhem s chlazením katody. Obě cívky jsou napájeny stabilizovaným zdrojem proudu (0,45 – 0,9 WA), a tedy generované magnetické pole nezávisí na změně odporu cívek při jejich zahřívání. Magnetické pole lze považovat za homogenní s chybou do 1%, viz [27]. Maximální velikost magnetického pole, kterého lze díky vodnímu chlazení bezpečně dlouhodobě dosáhnout, je 40 mT.

V prostoru mezi cívkami se nachází 5 vakuových portů s vnitřním průměrem 2 cm. Svislý port byl vždy použit pro umístění ball-pen sondy. Dva další vakuové porty byly podle daného experimentu obsazeny Langmuirovou nebo i emisní sondou. Aparatura je během výboje čerpána pouze vakuovým portem mezi cívkami pomocí turbomolekulární vývěvy a primární suché rotační vývěvy. Na obr. 2.2 je zobrazen průřezový pohled na výbojový prostor i s umístěním sond v magnetronu. Jelikož je systém cylindricky symetrický, můžeme považovat plazma ve stejných radiálních polohách (vzdálenost od osy katody) za ekvivalentní. Jediná asymetrie v systému je dána umístěním portu určeného pro čerpání aparatury, což ovšem na symetrii plazmatu nemá žádný významný vliv.



Obrázek 2.1: Schéma experimentální aparatury.



Obrázek 2.2: Schématické znázornění průřezu výbojové komory magnetronu i s umístěním sond pro případ měření jak s Langmuirovou tak i emisní sondou.

Tlak neutrálního plynu v magnetronu je dán dynamickou rovnováhou mezi přípouštěním pracovního plynu - argonu - a čerpáním. Přípouštění argonu bylo možné řídit regulátorem s tepelným hmotnostním průtokoměrem (MFC - mass flow controller) v rozsahu hodnot 0,5 – 10 sccm. Pro regulaci tlaku v komoře nezávisle na průtoku pracovního plynu, byl mezi turbomolekulární vývěvu a čerpací port mezi cívkami umístěn rohový ventil. Spodní limit tlaku neutrálního plynu představuje cca. 0,5 Pa, při němž je třeba již vysokého napětí na výboji (500 V), čímž dochází ke vzniku jisker mezi limitery a anodou, které nedovolují udržet stabilní výboj a měřicí podmínky. Pro měření tlaků nižších než řádově jednotek Pa je instalován Penningův vakuometr. Pro tlaky vyšší než řádově 1 Pa je použit Piraniho vakuometr, který je kalibrován na vzduch, a proto není vhodný pro měření tlaku v argonu. Během výboje je pro měření tlaku vakuový port mezi cívkami instalován kapacitní vakuometr MKS Baratron, který měří tlak pomocí deformace membrány a je tedy nezávislý na druhu plynu. MKS Baratron byl kalibrován na nulový tlak při dosažení mezního tlaku, který lze vůči pracovnímu tlaku během experimentu zanedbat.

2.2 Měřicí elektronika

2.2.1 Systém pro měření VA charakteristik

Pro měření VA charakteristik používaných sond bylo využito velice přesného přístroje Agilent B2901A, který lze označit jako tzv. SMU (Source - Measurement Unit). To znamená, že slouží jako zdroj napětí resp. proudu a zároveň umožňuje měřit jednu z těchto veličin-proud či napětí. Navíc lze přístroj používat i v plovcím režimu, což ovšem v našem případě pro měření VA charakteristik není nutně potřeba. Standardně je napěťový výstup z důvodu bezpečnosti omezen na ± 42 V, což v našich experimentálních podmínkách stačí pro proměření celé VA charakteristiky Langmuirovy i emisní sondy. Pro lepší proměření iontového proudu v případě ball-pen sondy je ovšem potřeba nižších napětí než -42 V. Pro odstranění ochrany pro vysoké výstupní napětí je třeba k Digital I/O konektoru na zadní straně přístroje připojit tzv. interlock obvod. Přístroj poté umožňuje dosáhnout výstupních napětí až ± 210 V.

Pořízení tohoto měřicího přístroje bylo potřebné především pro měření VA charakteristik ball-pen sondy při hlubokých zasunutích kolektoru do trubičky ($h = -10$ mm), kdy je odebírán proud z kolektoru v řádu jednotek nA, viz obr. 2.4. V tomto případě jsou charakteristiky měřeny v nejnižším rozsahu proudů tj. ± 100 nA, který se vyznačuje měřením s rozlišením 100 fA, přesností ± 0.06 % a offsetem do ± 100 pA, viz [26]. Tato čísla jsou ovšem garantována až po 60 minutách po zapnutí přístroje a pro specifické podmínky, mezi které patří přirozeně i provozní teplota (23 ± 5) °C. Garantovaná přesnost měření se mění i s časovou délkou měření proudu - aperturou, která je úměrná času, po který analogově digitální převodník (ADC) integruje měřený proud. Zvyšováním apertury tak lze odfiltrovat případný šum. Apertura se často udává v násobcích síťové periody - tzv. PLC či NPLC (Number of Power Line Cycles). Výše uvedená přesnost měření proudu ± 0.06 % při nejnižším rozsahu platí pro aperturu 1 PLC, což pro případ síťové frekvence 50 Hz odpovídá 20 ms.

Ball-pen sonda byla pro měření VA charakteristik připojena k tomuto přístro-

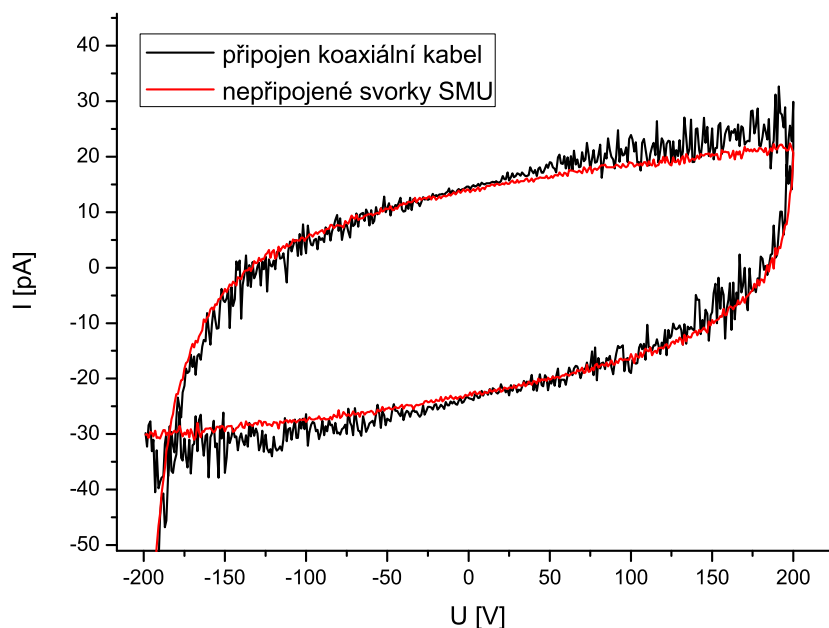
ji pomoci koaxiálního kabelu. Z v laboratoři dostupných koaxiálních kabelů byl vybrán jeden již starší kabel, který vůči jiným vynikal řádově větším svodovým odporem. Na obr. 2.3 je vyobrazena VA charakteristika tohoto koaxiálního kabelu, která byla změřena od -200 V do 200 V a zpět s krokem 1 V. Přitom čas mezi počátkem změny napětí a počátkem měření proudu, tzv. delay, byl nastaven na 100 ms a apertura také na 100 ms. Velká nelinearita na počátku měření charakteristiky je způsobena především kapacitním proudem při nabíjení výstupních svorek přístroje a koaxiálního kabelu z 0 V na -200 V. Pomocí kapacitního proudu lze vysvětlit i změřenou hysterezi a nelinearitu při 200 V, kdy se mění krok napětí z 1 V na -1 V. Pro rozsah napětí, kde lze obě charakteristiky ("tam" a "zpět") považovat za lineární, je kapacitní proud pro měření "tam" přibližně stejně velký ale opačného směru, než při měření charakteristiky "zpět" a z průměrné hodnoty lze odhadnout offset přístroje (pro danou provozní teplotu) na -10 pA. V grafu je taktéž vyobrazena charakteristika změřená stejným způsobem pro případ, že svorky přístroje zůstaly nezapojeny. Obě charakteristiky se téměř překrývají a lze tedy říci, že svodový odpor koaxiálního kabelu je srovnatelný se svodovým odporem samotných výstupních svorek přístroje. Ze srovnání velikosti svodového proudu, který je v řádech jednotek až desítek pA, s charakteristikami ball-pen sondy při $h = -10$ mm v řádu nA, lze svodový proud při měření VA charakteristik ball-pen sondy zanedbat.

V případě, že bychom neměli k dispozici koaxiální kabel s takto velkým svodovým odporem, umožňuje daný měřicí přístroj použití i triaxiálního kabelu. V [26] je doporučeno použití triaxiálního kabelu pro měření proudů řádu 1 nA a méně. Triaxiální kabel obsahuje mezi vnitřním signálovým a vnějším stínícím vodičem další cylindrický vodič (guard), který je pomocí napěťového sledovače v měřicím přístroji udržován na napětí signálního vodiče. V tom případě svodový proud teče jen mezi vodičem guard a stínícím vodičem a neovlivňuje tak měřený proud signálním vodičem.

Jak již bylo zmíněno výše, měření VA charakteristik při hlubokém zasunutí ball-pen sondy bude také ovlivněno kapacitním proudem při nabíjení výstupních svorek přístroje, koaxiálního kabelu a samotné sondy, který bude záviset na apertuře a hodnotě delay vztažené na přírůstek napětí. Pro měření charakteristik jsem zvolil rychlost měření s aperturou 100 ms a hodnotou delay 100 ms na jeden volt kroku. Tedy optimálně tak, aby měření netrvalo příliš dlouho a aby ovlivnění kapacitním proudem bylo možné zanedbat.

2.2.2 Napěťový sledovač

Ukazuje se, že pro měření plovoucího potenciálu sondy při hlubších zasunutích kolektoru do trubičky není možné použít běžný voltmetr, jehož vstupní odpor dosahuje klasicky hodnot řádově 10 M Ω . Kolektor sondy se tehdy totiž chová jako zdroj napětí s velkým vnitřním odporem cca. 4 G Ω , jak je zobrazeno pomocí lineárního proložení kolem plovoucího potenciálu na obr. 2.4. V tomto případě je tedy pro měření napětí na kolektoru nutné, aby odbíraný proud byl co nejmenší. Toho bylo dosaženo použitím napěťového sledovače vypůjčeného z Ústavu fyziky plazmatu AV ČR, jehož vstupní odpor byl určen přibližně na 50 G Ω . Z průsečíku zatěžovací přímky odpovídající vstupnímu odporu sledovače a VA charakteristiky ball-pen sondy při $h = -10$ mm potom vyplývá, že proud, který ze sondy



Obrázek 2.3: VA charakteristika při nepřipojených svorkách měřicího přístroje a při připojení koaxiálního kabelu.

odebíráme je řádově pouze 0,1 nA a měřené napětí dobře odpovídá měřenému plovoucímu potenciálu. Při některých měřeních je třeba dávat pozor na to, že rozsah výstupního napětí daného sledovače, a tedy i maximální rozsah měřeného plovoucího potenciálu ball-pen sondy, je omezen na ± 37 V.

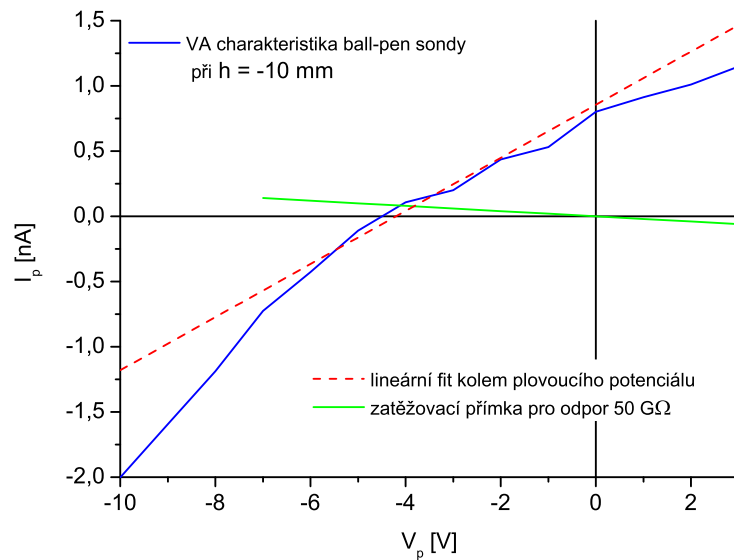
2.3 Programové vybavení experimentu

Výše popsany přístroj Agilent B2901A byl připojen k počítači pomocí USB 2.0 sběrnice a ovládán pomocí programu Quick I/V Measurement Software, který je poskytován výrobcem daného přístroje a pro naše účely zcela vyhovoval. Program umožňuje kromě nastavení rozsahu, kroku napětí, a rozsahu pro měření proudu, nastavit i aperturu a hodnotu delay, a po skončení proměření charakteristiky uložit jednotlivé body i s časovými značkami do csv¹ souboru.

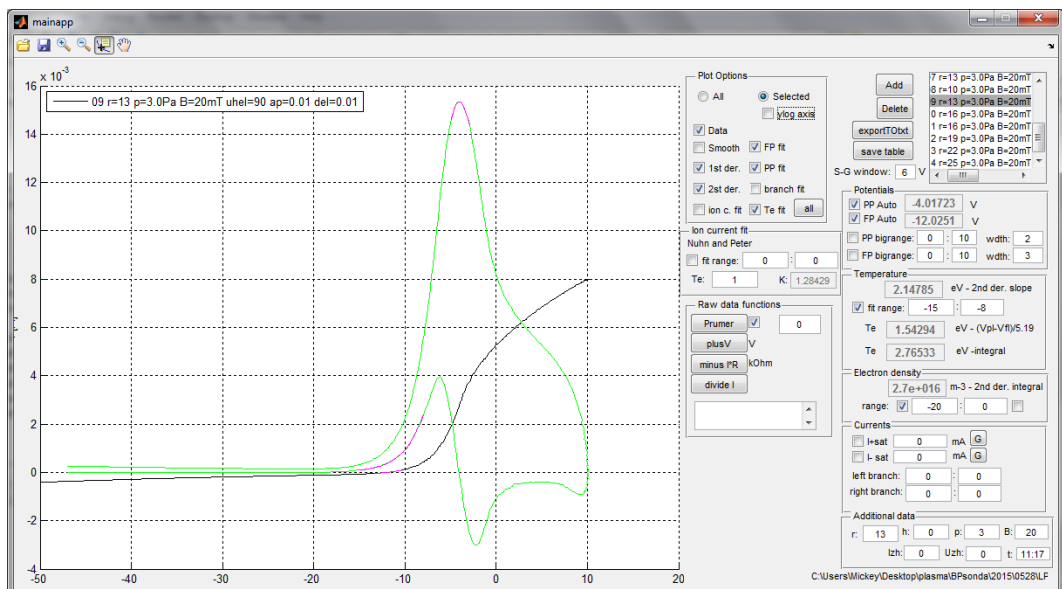
Pro vyhodnocení experimentů bylo často potřeba zpracovat velkou spoustu VA charakteristik. K tomuto účelu jsem v prostředí Matlab R2010b vytvořil program i s uživatelským rozhraním, který umožňuje načíst i více charakteristik (z daných csv souborů) a jednoduše je mezi sebou porovnávat. Přitom každá charakteristika je uložena jako objekt (Matlab R2010b podporuje Objektově orientované programování), takže je jednodušší a přehlednější do programu přidávat další možnosti pro zpracování charakteristik. Pro ilustraci je na obrázku obr. 2.5 zobrazeno okno programu i s načtenými charakteristikami.

Základem pro zpracování VA charakteristiky Langmuirovy sondy je určení její první a druhé derivace. Derivace jsou v tomto programu numericky počítá-

¹comma-separated values, tj. jednotlivé hodnoty jsou oddělené čárkami



Obrázek 2.4: Srovnání VA charakteristiky ball-pen sondy při $h = -10$ mm a zatěžovací přímky charakterizující vstupní odpor napěťového sledovače.



Obrázek 2.5: Okno programu použitého pro zobrazení a zpracování sondových charakteristik.

ny pomocí Sawitzky-Golay filtru [29]. Filtr se aplikuje jako digitální filtr, tedy jako diskrétní konvoluce naměřených hodnot proudu s (konvolučními) koeficienty. Je třeba zdůraznit, že filtr je použitelný jen pro ekvidistantně rozložené hodnoty napětí. Tento filtr je založen na proložení volitelného počtu bodů (tzv. okno) polynomem zvoleného řádu pomocí metody nejmenších čtverců, z čehož jsou analyticky vypočítány konvoluční koeficienty. Tyto koeficienty lze získat přímo pomocí interní funkce Matlabu *sgolay*, kde jako parametry je třeba uvést délku okna a řád polynomu. Řád polynomu je pevně nastaven na hodnotu 2, což pro zpracování zcela postačuje. Velikost okna lze přímo zadávat jako rozsah ve voltech (při zpracování se pohyboval od 3 V do 6 V), který je dále přepočten na počet bodů pomocí konstantního kroku napětí. Kromě vyhodnocení první a druhé derivace, se tímto způsobem vypočítá i vyfiltrovaná VA charakteristika (nultá derivace), kterou je možné srovnat s původními daty. První derivace je v okolí svého maxima proložena kvadratickou funkcí a z abscisy jejího maxima je určen potenciál plazmatu. Pro určení plovoucího potenciálu je VA charakteristika proložena kvadratickou funkcí v okolí průsečíku charakteristiky s osou $I_p = 0$.

Program umožňuje určit elektronovou teplotu jakožto rozdíl potenciálu plazmatu a plovoucího potenciálu ze vztahu 1.14 a proložení druhé derivace VA charakteristiky v logaritmické škále lineární funkcí podle vztahu 1.7. Z integrálu druhé derivace VA charakteristiky podle vztahu 1.19 lze určit střední energii elektronů. Při znalosti rozměrů sondy je taktéž možné určit elektronovou koncentraci pomocí vztahu 1.18.

Aktuální stav zpracování charakteristik lze uložit do souboru a v rozpracované práci pokračovat později, či finální výsledky uložit do tabulky jako textový soubor.

2.4 Konstrukce sond

Všechny používané sondy představují kovovou elektrodu, která je v kontaktu s plazmatem. Elektrický vývod od elektrody je umístěn v keramické trubičce (Degussit[®]) a je tedy od plazmatu izolován. Určitým problémem při používání sondové diagnostiky v naší aparatuře je fakt, že všechny přístupné povrchy ve výbojové komoře jsou naprašovány vodivým materiálem odprašeným z katody. Proto je při konstrukci sond nutné zajistit, aby se elektroda sondy nedotýkala ochranné trubičky. Navíc je nutné dbát na to, aby se i pokovený povrch z vnější strany trubičky vodivě nedotýkal portu a tedy anody.

2.4.1 Konstrukce Langmuirovy sondy

Samotná elektroda válcové Langmuirovy sondy je vyrobena z wolframového drátku o průměru 50 μm . Délka drátku vyčnívajícího z trubičky je přibližně 6 mm. Drátek je ohnut do pravého úhlu tak, aby byl po celé své délce umístěn přibližně na stejné radiální poloze v magnetronu. Další podmínkou na orientaci sondy je, aby byl kolektor umístěn kolmo na magnetické indukční čáry, čímž je minimalizován efekt magnetického pole na elektronový proud sondy. Uvnitř viditelné keramické trubičky jsou do hloubky přibližně 5 mm zasunuty další dvě krátké keramické trubičky (uvnitř drží jen třením pomocí tenké teflonové pásky), které slouží k centrování kolektoru uvnitř vnější trubičky. Za těmito centrovacími

trubičkami je wolframové vlákno stočeno tak, že tvoří pružinu, která je sevřena mezi centrovací trubičkou a měděným vodičem, čímž vzniká dostatečně vodivý kontakt.

V případě, že přesto dojde k vodivému kontaktu kolektoru s vnější trubičkou (např. pokud by došlo k poprášení i vnitřních centrovacích trubiček), je tento stav pozorovatelný na VA charakteristice sondy, jelikož proud odebíraný ze sondy se řádově zvětší vůči obvyklým hodnotám za daných podmínek. Radiální poloha sondy je před měřením zkalibrována pomocí vodivého kontaktu s katodou (tato poloha odpovídá $r = 5$ mm).

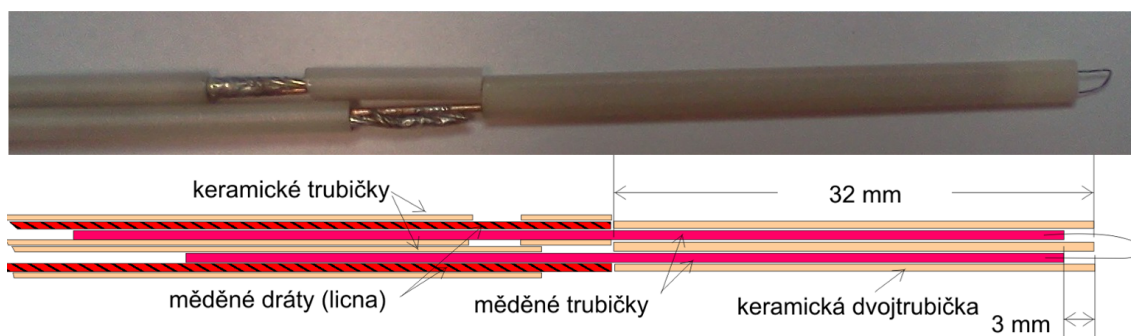
2.4.2 Konstrukce emisní sondy

Ilustrativní fotografie jedné z použitých emisních sond je na obr. 2.6. Sonda je tvořena smyčkou, která je žhavena pomocí plovoucího zdroje proudu. Délka smyčky je přibližně 7 mm a bylo využito wolframového drátku s průměrem 100 μm . Nejproblematictější částí při konstrukci sondy je vytvořit dostatečně vodivý kontakt mezi wolframovým vláknem (jelikož chceme zahřívat až samotnou wolframovou smyčku) a zároveň mít obě konce vlákna v každém otvoru v trubičce vycentrované. K tomuto účelu bylo velice výhodné použít speciálních měděných trubiček od firmy Goodfellow, které jsou po celé délce duté (vnější a vnitřní průměry trubiček jsou 0,5 mm a 0,22 mm). Do těchto otvorů lze vložit konce vlákna a trubičku stisknout pomocí kleští, čímž vznikne dobrý vodivý i mechanický spoj. Měděné trubičky jsou opět do jisté hloubky (≈ 3 mm) umístěny do dvou otvorů keramické trubičky, a plní tak i funkci centrování. Měděné trubičky jsou dále spájeny se dvěma měděnými dráty (lycnou), které jsou izolovány ve dvou keramických trubičkách a vedou až k držáku sondy a elektrické průchodce. Spojovací místo mezi měděnými dráty a trubičkami je ovinuto kaptonovou páskou, což již na fotografii není zobrazeno. Tato konstrukce je velice výhodná v případě, že dojde k přepálení, či jinému přerušení wolframové smyčky. Pro opravu sondy stačí dostatečně vysunout měděné trubičky, speciálními kleštěmi na měď uštípnout konec, kde byl napojen wolfram, a připojit novou smyčku. Takto lze sondu opravovat dokud budou měděné trubičky dostatečně dlouhé.

Kalibraci radiální polohy sondy pomocí vodivého kontaktu s katodou je vhodné provést ještě před prvním vyžhavením sondy. Po něm se totiž wolframové vlákno stává poměrně křehkým a při mechanickém kontaktu s katodou může snadno prasknout.

2.4.3 Konstrukce ball-pen sondy

Pro studium ball-pen sondy byly provedeny experimenty se čtyřmi různými konstrukcemi, které se liší vnějším i vnitřním průměrem keramické trubičky a také průměrem a materiálem kolektoru. Pro přehlednost jsou dané údaje uvedeny v tabulce 2.1. Je třeba zdůraznit, že kolektor musí být vyroben z nemagnetického materiálu, jelikož použití feromagnetického materiálu by způsobilo zdeformování magnetického pole v okolí kolektoru tak, že by elektrony byly do stínící trubičky vtahovány, což by bylo v protikladu se základnímu principem ball-pen sondy. Pro experimentální studium ball-pen sondy bylo taktéž třeba, aby bylo možné měnit zasunutí kolektoru uvnitř trubičky. Držák sondy je tedy zkonstruován



Obrázek 2.6: **Nahoře** je zobrazena fotografie emisní sondy před vložením do magnetronu. Odkryté kontakty měděných trubiček s dráty byly izolovány kaptonovou páskou, což pro přehlednost není na fotografii zobrazeno. **Dole** je vyobrazeno schéma konstrukce emisní sondy.

#	průměr trubičky		kolektor	
	vnější [mm]	vnitřní [mm]	průměr [mm]	materiál
1	4	2	1,2	nerezová ocel
2	4	2	0,8	wolfram
3	3	2	0,8	wolfram
4	2	1,5	0,8	wolfram

Tabulka 2.1: Parametry zkonstruovaných a otestovaných ball-pen sond.

se dvěma průchodkami umožňující jak nezávislý posun kolektoru uvnitř trubičky, tak i posun celé sondy pro nastavení radiální pozice v magnetronu.

Pro vytvoření podobného centrování jako v případě Langmuirovy sondy (ta využívá vlákna s přibližně desetkrát menším průměrem) nebyly k dispozici potřebné rozměry trubiček tak, aby do sebe dobře zapadly a zároveň bylo centrování kolektoru dostatečné. Dobře použitelné se ukazuje alternativní řešení, které spočívá v ovinutí kolektoru teflonovou páskou, která se poté zatlačí do trubičky do dostatečné hloubky (přibližně 2 cm). Pokud byla ovinutá teflonová vrstva dostatečně tlustá, bude teflonová páska v trubičce nehybná a kolektor bude při posunu po teflonu klouzat. K vůli přítomnosti teflonové pásky pak ovšem nedochází k dostatečnému čerpání prostoru za páskou. Na držák sondy tak byl připojen dodatečný vlnovec pro čerpání i tohoto prostoru.

V tabulce 2.1 jsou vypsány parametry otestovaných ball-pen sond. Z experimentálních výsledků však není patrné, že by tyto drobné konstrukční změny měly na operaci ball-pen sondy vliv. Zajímavé by bylo provést experimenty ještě s menším vnitřním průměrem keramické trubičky (srovnatelným s Larmorovým poloměrem elektronů), tak jako tomu bylo při měření na zařízení Mirabelle, což se ovšem v rámci této diplomové práce již nestihlo. Správné vycentrování kolektoru kvůli přítomnému poprašování je totiž pro tenčí trubičky značně obtížnější.

Pro konstrukce 3 a 4 (podle tabulky 2.1), kdy je použit wolframový kolektor o průměru 0,8 mm a trubička o vnitřním průměru 2 mm, byly pro centrování, namísto teflonové pásky, vyrobeny drobné teflonové válečky, což zjednodušilo a zrychlilo proces zhotovení nové sondy.

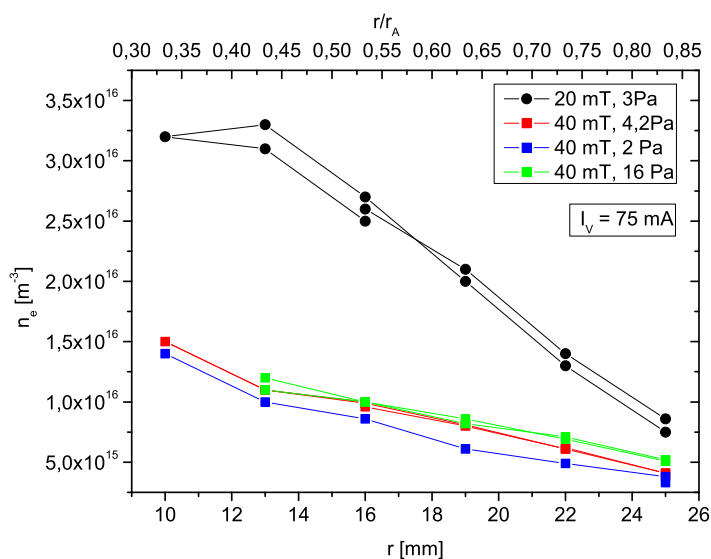
3. Výsledky měření

3.1 Experimentální podmínky

Prezentované výsledky byly naměřeny v argonovém výboji v zařízení popsaném v 2.1. Jedná se o nízkoteplotní plazma, kde teplotu argonových kladných iontů lze považovat rovnou teplotě neutrálního plynu $T_i \approx 25$ meV, zatímco elektronová teplota se pohybuje v řádu 1 eV. Většina prezentovaných měření byla provedena při výbojovém proudu $I_V = 75$ mA, přitom výbojové napětí bylo měněno v závislosti na velikosti magnetické indukce $B = 20 - 40$ mT a tlaku $p = 0,4 - 20$ Pa.

Elektronová koncentrace

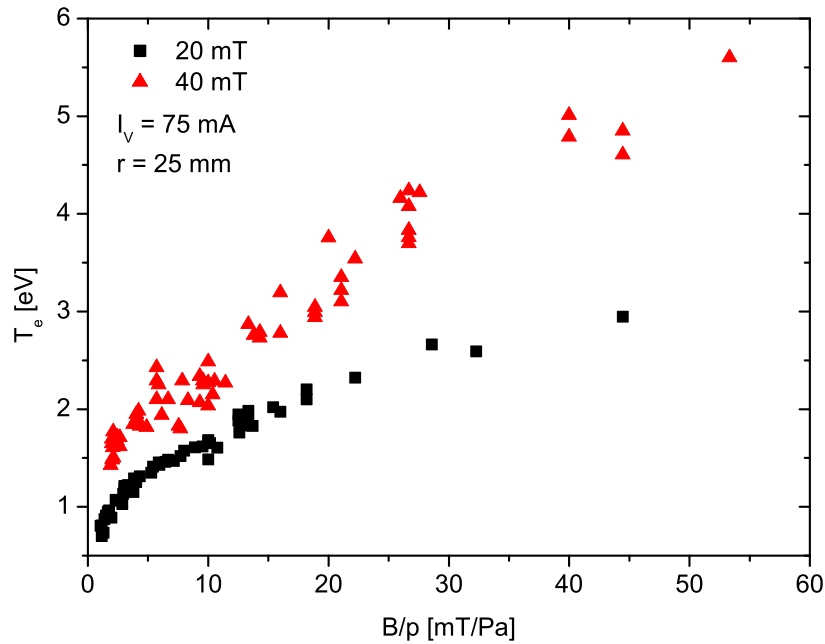
Na obr. 3.1 je vyobrazena radiální závislost elektronové koncentrace n_e pro 20 mT, 40 mT a různé tlaky, která byla vyhodnocena z integrálu druhé derivace sondové charakteristiky podle vztahu 1.18. Radiální vzdálenost je měřena od středu katody - povrchu katody tak dopovídá radiální poloha 5 mm a povrchu anody $r_A = 30$ mm. Naměřené hodnoty pro 20 mT a 3 Pa lze srovnat s výsledky v téměř identických výbojových podmínkách (jen výbojový proud je nižší - 70 mA) prezentovaných v práci [31] na str. 77, kde byla elektronová koncentrace vyhodnocena ze směrnice závislosti I_p^2 na V_p v elektronové části VA charakteristiky válcové sondy. Obě radiální závislosti si velice dobře odpovídají. Z výše citované práce ze srovnání dat pro 15 mT a 20 mT vyplývá, že elektronová koncentrace s rostoucí intenzitou magnetického pole klesá. Tomu odpovídají i zde prezentované hodnoty pro 40 mT, u kterých je ovšem třeba počítat s větší chybou - hodnoty mohou být více podhodnoceny vlivem vyššího magnetického pole, viz. 1.1.4. Elektronová koncentrace se tak zřejmě při experimentech pohybovala v rozmezí řádově $10^{15} - 10^{16}$ m⁻³.



Obrázek 3.1: Radiální závislost elektronové koncentrace pro různé výbojové podmínky.

Elektronová teplota

Elektronová rozdělovací funkce energie byla v témže experimentálním zařízení za obdobných experimentálních podmínek detailně studována v pracích [27] a [28], z nichž vyplývá, že rozdělovací funkce elektronů se liší od Maxwellovské funkce jen svým „chvostem“, který obsahuje méně než přibližně 1 % všech elektronů. Většina elektronů („tělo“ rozdělovací funkce) tak zůstává Maxwellovská a pro vyhodnocení elektronové teploty bylo možné použít přibližný vztah 1.14 s koeficientem $\alpha = 5,19$ pro argon. Závislost takto určené elektronové teploty na parametru B/p z mnoha měření pro radiální pozici $r = 25$ mm je zobrazena v grafu na obr. 3.2.



Obrázek 3.2: Elektronová teplota v závislosti na B/p .

Další parametry

Další důležité charakteristiky výboje jsou pro podmínky $I_V = 75$ mA, $r = 25$ mm a různé hodnoty B a p uvedeny v tabulce 3.1. Debyeova stínicí délka λ_D byla vypočtena použitím vztahu 1.3. Důležité charakteristiky pohybu nabitých částic byly vypočítány jakožto střední hodnoty při uvážení daných teplot $T_{e,i}$. Pro výpočet střední volné dráhy elektronů λ_e a příslušné srážkové frekvence ν_e byly použity experimentálně získané hodnoty srážkových průřezů pro srážky elektronů s neutrálními atomy argonu publikované v [32]. Pro výpočet střední volné dráhy argonových iontů λ_i a jejich srážkové frekvence ν_i pak byly použity modelová data srážkových průřezů s neutrálními atomy (zahrnující i tzv. rezonanční výměnu náboje) z publikace [33].

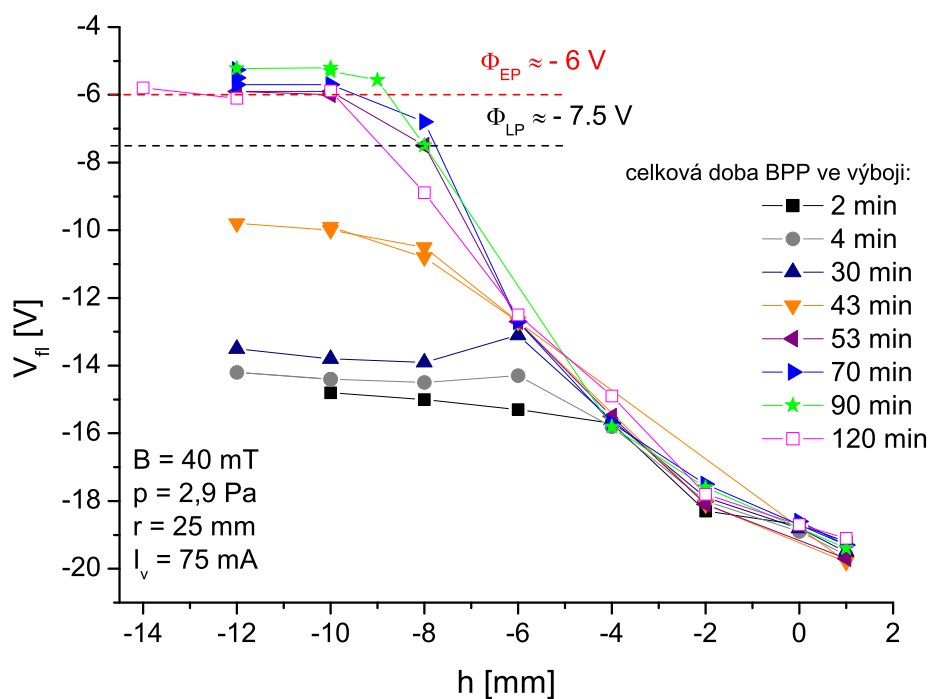
B/p [mT/Pa]	2		10		20	
B [mT]	20	40	20	40	20	40
p [Pa]	10	20	2	4	1	2
T_e [eV]	0,9	1,6	1,7	2,4	2,1	3,4
r_{Le} [mm]	0,2	0,13	0,25	0,16	0,31	0,19
r_{Li} [mm]	8,2	4,1	8,2	4,1	8,2	4,1
λ_e [mm]	1,5	1,0	10,6	6,8	24,2	16
λ_i [mm]	0,3	0,14	1,38	0,64	2,76	1,38
λ_D [μ m]	70	94	97	115	107	136
Ω_e [GHz]	3,5	7	3,5	7	3,5	7
ν_e [GHz]	0,31	0,6	0,06	0,12	0,03	0,06
Ω_e/ν_e	11	11	56	57	110	110
Ω_i [kHz]	50	100	50	100	50	100
ν_i [kHz]	1400	2900	290	580	150	290
Ω_i/ν_i	0,03	0,03	0,2	0,2	0,3	0,3

Tabulka 3.1: Charakteristické parametry výboje pro magnetická pole 20 a 40 mT, různé tlaky a $I_V = 75$ mA, $r = 25$ mm.

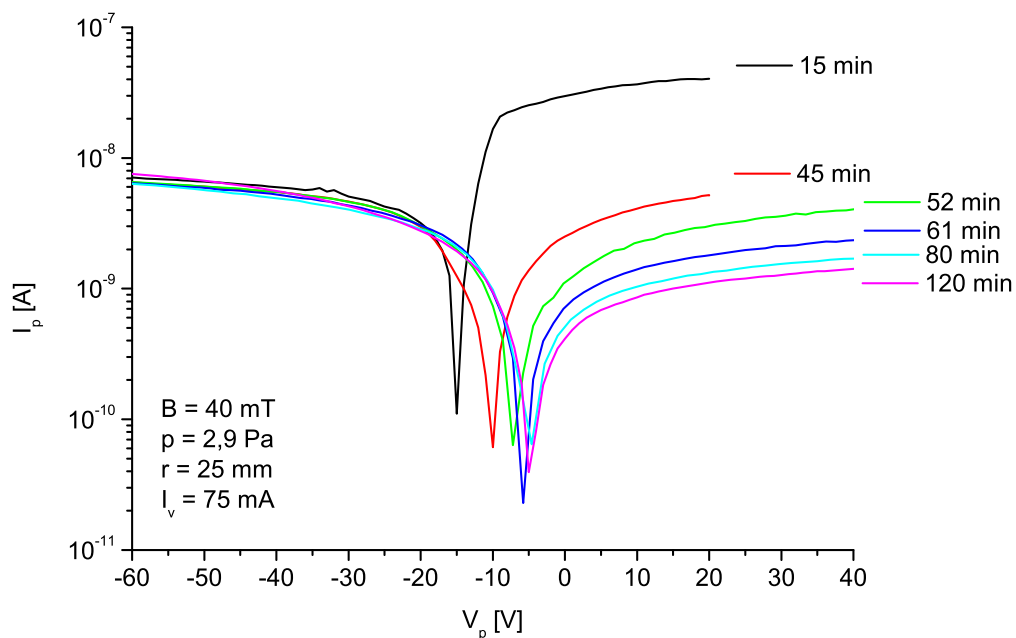
3.2 Vliv naprašování

V této části bych rád uvedl jeden podstatný fakt, který byl pozorován při každém počátečním měření s novou ball-pen sondou. Vždy při prvních měřeních po instalaci nové ball-pen sondy do magnetronu, byla v průběhu přibližně jedné hodiny pozorována podstatná změna závislosti plovoucího potenciálu kolektoru na jeho zasunutí v trubičce (h-scanu). Na obrázku 3.3 je tento fakt ilustrován pro případ ball-pen sondy #2 umístěné na radiální poloze $r = 25$ mm, kdy v daném časovém úseku nebyly pozorovány žádné podstatné změny parametrů výboje. Potenciál plazmatu určený pomocí Langmuirovy a emisní sondy je naznačen vodorovnými čarami. Zároveň byly měřeny i VA charakteristiky ball-pen sondy. Jejich časový vývoj pro zasunutí $h = -10$ mm je zobrazen na obr. 3.4. Lze vidět, že v prvních 30 minutách, kdy byla ball-pen sonda ve výboji, se h-scan mění jen nepatrně. Potenciál plazmatu se saturuje při pozicích $h = -4$ mm až $h = -6$ mm, ovšem saturovaná hodnota, rovná přibližně -14 V, neodpovídá naměřeným hodnotám potenciálu plazmatu pomocí Langmuirovy a emisní sondy. Také VA charakteristika změřená po 15 minutách po zapnutí výboje ukazuje, že elektronový proud v oblasti nasyceného elektronového proudu je zřejmě vyšší než iontový proud v oblasti nasyceného iontového proudu. Přitom k dostatečnému stínění nedochází ani při zasunutí kolektoru hlouběji do trubičky. Tento výsledek tak odpovídá výsledku z lineárního zařízení Mirabelle, viz sekci 1.3.4. Velikost středního Larmorova poloměru elektronů ($\lambda_e \approx 0,1$ mm) i Debyeova délka ($\lambda_D \approx 0,1$ mm) je totiž menší, než je vnitřní poloměr stínící trubičky 1 mm a elektrony se tak ExB driftem mohou dostat až na kolektor.

Přibližně po 40 minutách po zapnutí výboje došlo spojitě v průběhu několika minut k výrazné změně h-scanu. Saturovaná hodnota plovoucího potenciálu se znatelně přiblížila k hodnotě potenciálu plazmatu, ovšem hloubka zasunutí kolektoru, při kterém k saturaci dochází, se zvětšila až na $h \approx -10$ mm. Průběh všech h-scanů zůstává přibližně shodný v oblasti malých zasunutí kolektoru, kdy



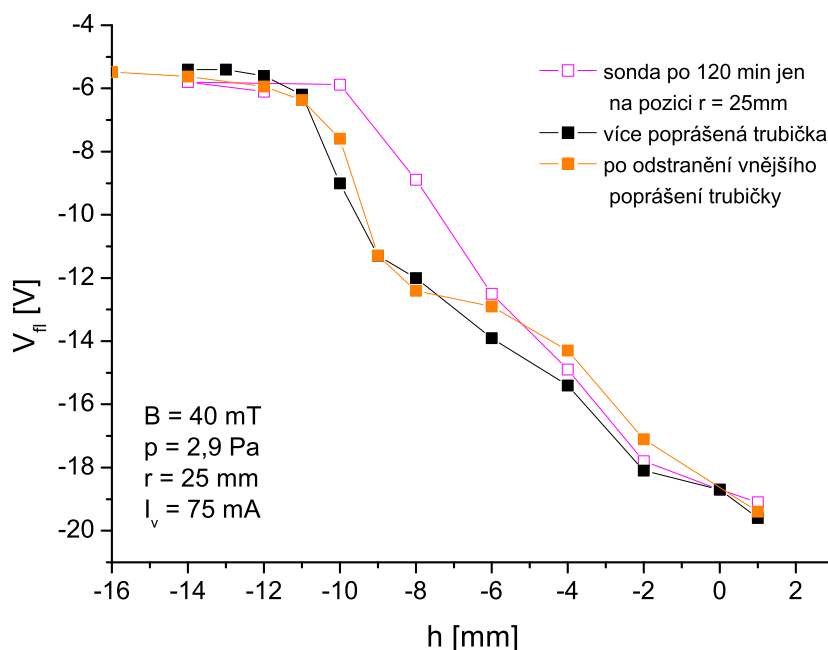
Obrázek 3.3: Časový vývoj h-scanů při prvních měřeních po instalaci nové ball-pen sondy do magnetronu.



Obrázek 3.4: Časový vývoj VA charakteristik ball-pen sondy při $h = -10$ mm při prvních měřeních po instalaci nové ball-pen sondy do magnetronu. Na svislé ose je vynesena absolutní hodnota sondového proudu v logaritmické stupnici. Abscisa minima křivky tak odpovídá plovoucímu potenciálu.

pro jednotlivé h-scany ještě nedochází k saturaci plovoucího potenciálu. Přibližně od 53 minuty dále již nebyla pozorována žádná další změna h-scanu. Toto počáteční chování ball-pen sondy je s největší pravděpodobností způsobeno tím, že keramická trubička je v magnetronu poprášena a vzniká na ní vodivá vrstva, a to nejen z vnějšku, nýbrž především i do jisté hloubky uvnitř trubičky. Z vývoje VA charakteristik je patrné, jak se zároveň v průběhu času snižuje elektronová větev VA charakteristiky pro $h = -10$ mm a přitom iontová větev zůstává v podstatě nezměněna. To může souviset s tím, že samotné ionty nejsou v těchto podmínkách zmagnetizované a mohou se tak do trubičky dostat srážkami s neutrálním plynem nezávisle na ExB driftu.

Pro posouzení tohoto vlivu byla ball-pen sonda umístěna po dobu přibližně jedné hodiny na pozici $r = 13$ mm, kde byla vystavena většímu toku odprašovaných částic a následně byl opět změřen h-scan na pozici $r = 25$ mm. Výsledek je vyobrazen černou křivkou na obr. 3.5. Zřetelně je vidět, že k saturaci plovoucího potenciálu je nyní třeba zasunout kolektor do trubičky až do hloubky $h = -12$ mm. Podstatné ovšem je, že saturovaná hodnota plovoucího potenciálu, kterou považujeme za potenciál plazmatu určený pomocí ball-pen sondy, se téměř nezměnila. V průběhu měření radiálních průběhů potenciálu plazmatu (v rozsahu $r = 13 - 25$ mm) již nebyla pozorována žádná další významná změna h-scanu a po celou dobu bylo tedy možné provádět měření při konstantním zasunutí kolektoru v trubičce $h = -12$ mm.



Obrázek 3.5: Ružovou křivkou je vyobrazen h-scan ball-pen sondy na pozici $r = 25$ mm pro sondu, která byla 120 min naprašována na pozici $r = 25$ mm (převzato z obr. 3.3). Černá křivka pak představuje h-scan za stejných experimentálních podmínek pro sondu, která byla poté přibližně hodinu vystavena naprašování na pozici $r = 13$ mm. Oranžová křivka zobrazuje h-scan při stejných experimentálních podmínkách po odstranění vnější vodivé vrstvy z trubičky.

Přibližně po 7 experimentálních dnech byla ball-pen sonda z magnetronu vyjmuta a z vnějšího povrchu trubičky byla odstraněna vodivá vrstva, přičemž trubička zůstala uvnitř poprášena. Sonda byla nainstalována zpět do magnetronu a již přibližně po 3 minutách po zapnutí výboje byl naměřen h-scan, který je zobrazen oranžovou křivkou na obr. 3.5. Při srovnání s černou křivkou je patrné, že pozice kolektoru ($h = -12$ mm), při které dochází k saturaci, se v podstatě nezměnila a taktéž se dobře shodují i samotné saturované hodnoty ($\Phi_{BPP} \approx -6$ V). Plovoucí potenciály při $h = +1$ mm se také dobře shodují. Celkový průběh h-scanu se ovšem lehce změnil. Na rozdíl od případu zcela nepoprášené trubičky popsaného výše, se v průběhu času při dalších měřeních již h-scan podstatně neměnil. Lze tak usoudit, že vnější poprášení trubičky nemá za studovaných experimentálních podmínek na měření vliv a podstatné je poprášení jen uvnitř stínící trubičky.

Vodivost vnitřní naprášené vrstvy byla měřena běžným ohmmetrem. Hodnoty odporu v jednotkách ohmů byly naměřeny až do hloubky přibližně 8 mm od okraje trubičky.

3.3 Radiální průběh potenciálu plazmatu

V této části jsou prezentovány výsledky z měření průběhu potenciálu plazmatu v závislosti na radiální souřadnici r . V případě Langmuirovy a emisní sondy je to vzdálenost od osy magnetronu ke konci sondové elektrody, v případě ball-pen sondy je to vzdálenost od osy magnetronu ke konci stínící trubičky. V okamžiku samotného měření byly všechny sondy na stejné radiální pozici jak je ilustrováno na obr. 2.2. Při radiální poloze $r = 10$ mm blízko katody, bylo ovlivnění měření potenciálu plazmatu přítomností dalších dvou sond na stejné radiální poloze přibližně 0,5 V (do zápornějších hodnot), než když byly ostatní dvě sondy umístěny blízko anody. Průběhy byly měřeny převážně v kladném sloupci výboje, kde lze považovat výboj za kvazineutrální plazma. Z toho důvodu se tak potenciál plazmatu příliš nemění a většina výbojového napětí je odstíněna kladným prostorovým nábojem iontů v oblasti katodového spádu.

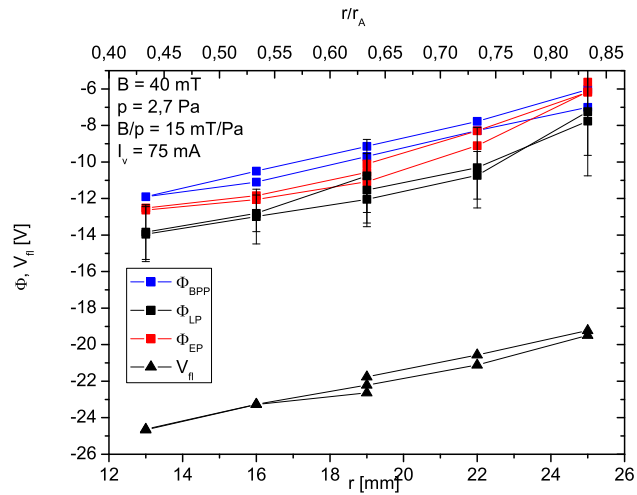
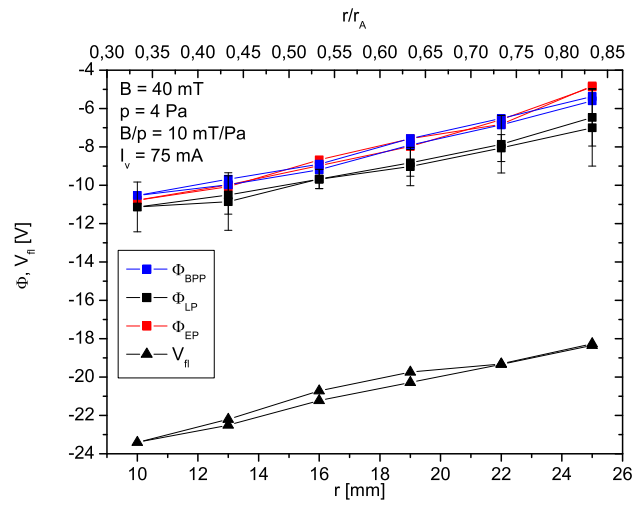
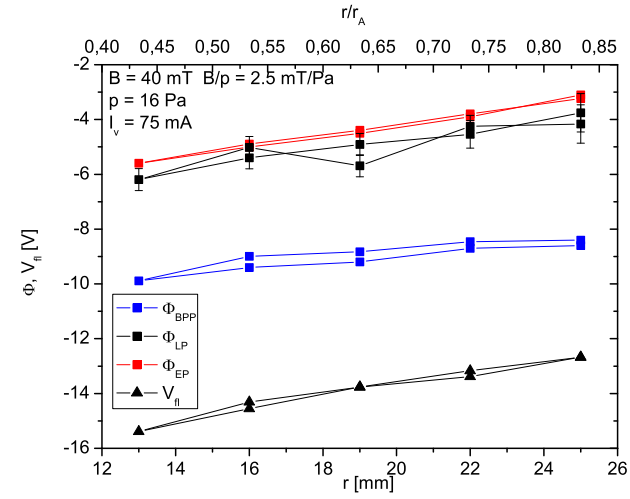
Na obr. 3.6 a 3.7 jsou zobrazeny radiální průběhy potenciálu plazmatu a plovoucího potenciálu pro 40 mT a různé tlaky s použitím ball-pen sondy #2. Průběhy potenciálu plazmatu lze v daném rozmezí považovat za téměř lineární, přitom pomocí všech tří sond obdržíme srovnatelný sklon (s výjimkou ball-pen sondy pro 16 Pa). S rostoucím tlakem tento sklon (a tedy i velikost elektrické intenzity) klesá a nutně se tak zvyšuje napětí na katodovém spádu. Chybové úsečky dat z Langmuirovy sondy vyjadřují odhadnutou chybu způsobenou ne zcela ostrým maximem 1.derivace VA charakteristik. Při podmínkách vyššího magnetického pole a nižšího tlaku je toto maximum „rozmazané“ a potenciál plazmatu tak není snadné určit (neurčitost tak dosahuje i ± 5 V). Emisní sonda ve většině měření systematicky nadhodnocuje potenciál plazmatu určený z Langmuirovy sondy o 0,5-2 V. Pro nižší tlaky (viz 0,8 Pa) toto tvrzení ovšem není jednoznačné právě díky chybovým úsečkám dat z Langmuirovy sondy. Obdobné výsledky jsou popsány i v práci [14] a mohou být vysvětleny modelem diskutovaným v části 1.2.2, který uvažuje nenulovou teplotu emitovaných elektronů. Při nižším tlaku je elektronová teplota vyšší (při 0,8 Pa přibližně 5 eV) a tak by emisní sonda mohla při těchto podmínkách potenciál plazmatu lehce podhodnocovat (jistě

méně než podhodnocení $1 T_e$ vyplývající z teorií uvažující nulovou teplotu emitovaných elektronů). Potenciál plazmatu určený pomocí ball-pen sondy je pro tlak 16 Pa vůči Langmuirově sondě podhodnocen přibližně o 4 V což v uvedených podmínkách odpovídá přibližně $2 T_e$. Pro 2,7 Pa a 4 Pa jsou výsledky naměřené ball-pen sondou v dobrém souladu s oběma sondami. Pro nižší tlak 0,8 mT jsou ovšem výsledky již nadhodnocené až o 8 V, což odpovídá přibližně $1,5 T_e$.

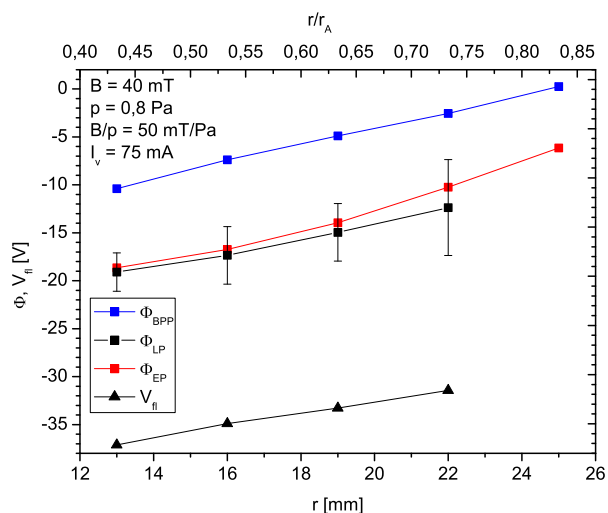
Graf na obr. 3.8 zobrazuje data pro 20 mT a 3 Pa, kde je navíc rozlišeno první měření směrem od anody ke katodě a následné měření zpět k anodě. Emisní sonda prokazatelně nadhodnocuje data z Langmuirovy sondy přibližně o 1 V, zatímco ball-pen sonda je přibližně o 1 V podhodnocuje, což je o něco méně než $1 T_e$. Při měření směrem ke katodě mezi polohami $r = 22$ mm a $r = 19$ mm došlo patrně k spontánnímu zvýšení potenciálu plazmatu v oblasti kladného sloupce výboje přibližně o 0,5 – 0,7 V, jelikož je tato změna patrná z dat všech tří sond. Zvýšení potenciálu plazmatu je také doprovázeno změnami plovoucího potenciálu. Je známo, že v tomto experimentálním zařízení může docházet k náhlým změnám výboje do jiných modů především v důsledku přítomnosti nečistot v objemu výboje (např. v důsledku odprašování materiálu katody), viz [30]. V tomto případě ovšem nebyla pozorovaná změna výboje příliš výrazná. Kdyby ovšem nebylo provedeno i zpětné měření, z grafu by vyplýval poněkud méně strmý průběh potenciálu plazmatu. Lze říci, že tato radiální závislost potenciálu plazmatu a plovoucího potenciálu zhruba odpovídá výsledkům za podmínek $B = 20$ mT, $p = 3$ Pa a $I_V = 70$ mA z měření Langmuirovou sondou na stejném zařízení uvedených v práci [31] na str. 75-76.

Při měření tohoto radiálního profilu byly zaznamenány i h-scany. Na obr. 3.9 jsou pro přehlednost zobrazeny jen některé z nich. Ty potvrzují fakt, že nutná hloubka zasunutí nutná pro saturaci plovoucího potenciálu ball-pen sondy (zde přibližně $h = -12$ mm) nezávisí na radiální poloze sondy. Přitom je opět důležité zdůraznit, že sonda byla již v dřívějších experimentálních dnech určitou dobu na poloze $r = 13$ mm naprašována, dokud se h-scan neustálil, jak je diskutováno v části 3.2. Platí, že pokud budeme měřit ještě blíže ke katodě, může dojít vlivem hlubšího poprášení ke změně této polohy kolektoru, při které dochází k saturaci plovoucího potenciálu.

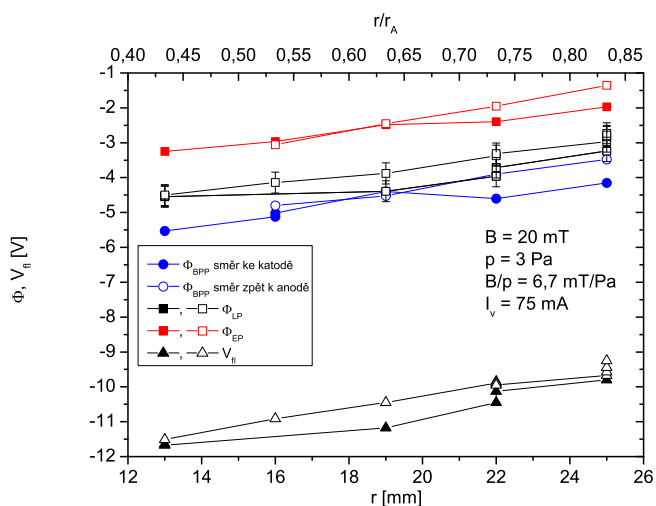
Na obr. 3.10 jsou nevyplněnými body zobrazeny přibližně o dva roky starší výsledky z měření s ball-pen sondou #1 a Langmuirovou sondou pro 40 mT a tlak 1 Pa. Přitom pro srovnání jsou do téhož grafu plnými body přidány i již diskutované výsledky pro lehce menší tlak 0,8 Pa z obr. 3.7. Je patrné, že výsledky z ball-pen sondy #1 se v podstatě shodují s daty z ball-pen sondy #2. Rozdíl přibližně 6 V v plovoucím potenciálu lze vysvětlit právě rozdílným tlakem, jelikož při snížení tlaku (vyšší hodnota B/p) roste elektronová teplota (viz obr. 3.2), tak při uvážení vztahu 1.14 roste rozdíl potenciálu plazmatu a plovoucího potenciálu. Jelikož se potenciál plazmatu příliš nemění, významně klesá plovoucí potenciál.



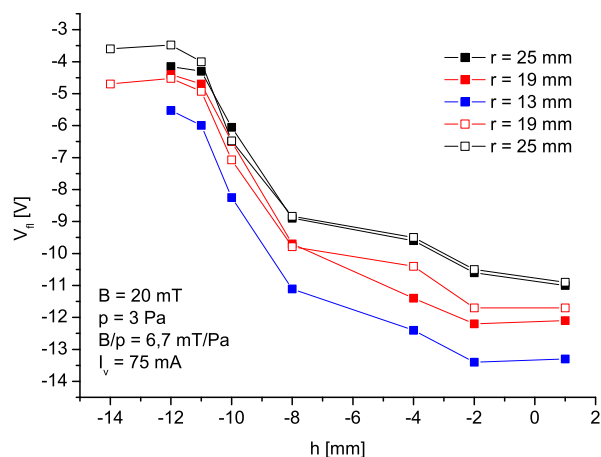
Obrázek 3.6: Radiální závislost potenciálu plazmatu změřená současně ball-pen (#2), Langmuirovou a emisní sondou pro magnetické pole 40 mT a tři různé tlaky 16 Pa, 4 Pa a 2,7 Pa. Plovoucí potenciál je určen z VA charakteristik Langmuirovy sondy.



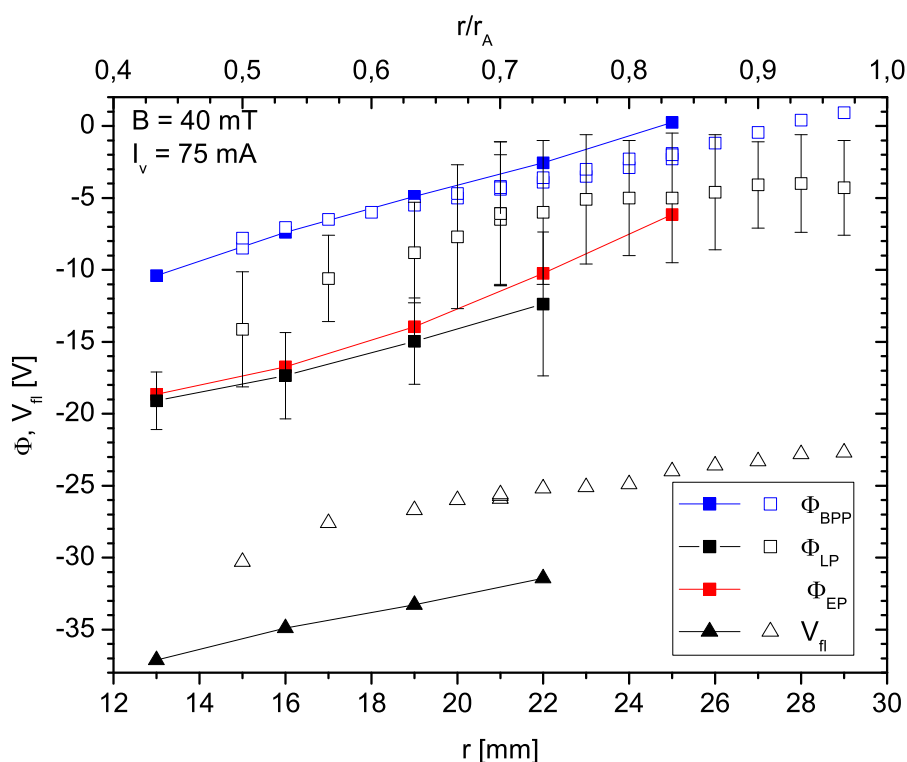
Obrázek 3.7: Radiální závislost potenciálu plazmatu změřená současně ball-pen (#2), Langmuirovou a emisní sondou pro magnetické pole 40 mT a tlak 0,8 Pa. Plovoucí potenciál je určen z VA charakteristik Langmuirovy sondy.



Obrázek 3.8: Radiální závislost potenciálu plazmatu změřená současně ball-pen (#2), Langmuirovou a emisní sondou pro magnetické pole 20 mT a tlak 3 Pa. Navíc plnými body je značeno měření směrem od anody ke katodě, nevyplněnými body pak měření směrem zpět k anodě. Plovoucí potenciál je určen z VA charakteristik Langmuirovy sondy.



Obrázek 3.9: H-scany ball-pen sondy #2 změřené při měření radiálního průběhu při $B = 20$ mT a $p = 3$ Pa zobrazeného v grafu na obr. 3.8. Plnými body jsou zobrazena data z měření od anody ke katodě a nevyplněnými body směrem zpět.

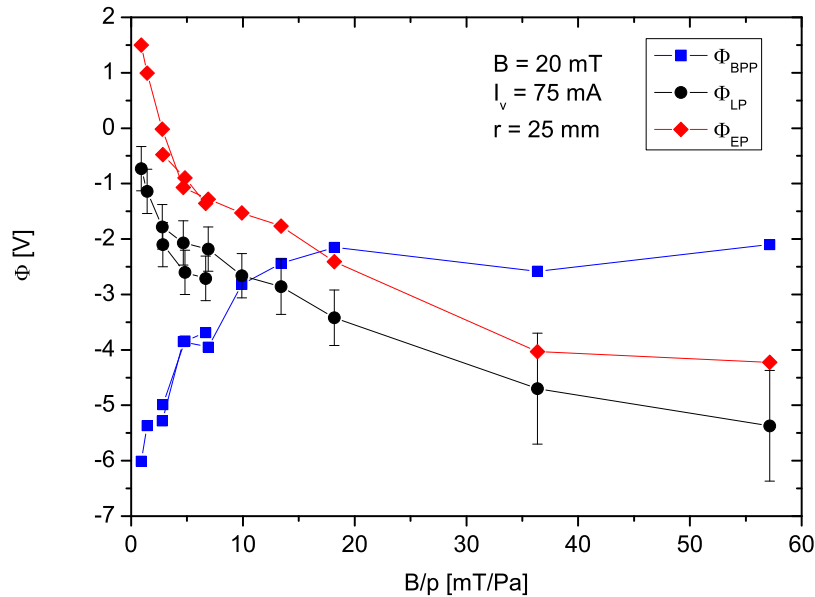


Obrázek 3.10: Plnými body jsou zobrazena data z obr. 3.7 pro 40 mT a 0,8 Pa. Nevyplněnými body jsou znázorněna starší data změřená současně ball-pen (#1) a Langmuirovou sondou pro magnetické pole 40 mT a tlak 1 Pa. Plovoucí potenciál je opět určen z VA charakteristik Langmuirovy sondy.

3.4 Závislost na B/p

Z výše uvedených měření radiálních průběhů vyplývá, že přesnost měření potenciálu plazmatu ball-pen sondou není za uvedených experimentálních podmínek příliš závislá na radiální poloze (resp. koncentraci nabitých částic), nýbrž spíše na velikosti magnetického pole a tlaku. Ukazuje se, že je výhodnější uvažovat spíše závislost na poměru těchto veličin B/p , který lze považovat za podobnostní parametr nízkoteplotního zmagnetovaného plazmatu, viz [27], [28]. Všechny srovnávací měření v závislosti na parametru B/p byly provedeny při konstantní radiální poloze $r = 25$ mm.

V grafu na obr. 3.11 jsou zobrazeny výsledky srovnávacího měření potenciálu plazmatu s ball-pen sondou #2 při $B = 20$ mT, přičemž byl měněn tlak neutrálního plynu p . Tyto výsledky opět potvrzují, že emisní sonda zřejmě nadhodnocuje potenciál plazmatu, což plyne i z toho, že pro vyšší tlaky (nižší hodnoty B/p) je potenciál plazmatu určený emisní sondou větší než nula, a tedy kladnější než potenciál anody. Přesto data z emisní sondy vystihují průběh potenciálu plazmatu obdobně jako data z Langmuirovy sondy, od nichž se liší přibližně o 1-2 V. Průběh hodnot určených ball-pen sondou je výrazně odlišný. Nejlepší shoda nastává v intervalu přibližně $B/p = 10 - 20$ mT/Pa, tedy pro tlaky 2 - 4 Pa. při nichž byla provedena většina měření dřívějších prací, viz sekci 1.3.4. Pro vyšší hodnoty B/p z těchto výsledků vyplývá, že ball-pen sonda nadhodnocuje potenciál plazmatu o 2 - 3 V, tedy asi o $1 T_e$. Pro nižší hodnoty B/p však ball-pen sonda potenciál plazmatu podhodnocuje a to tak, že měřená hodnota je blíže plovoucímu potenciálu Langmuirovy sondy než skutečnému potenciálu plazmatu. To lze dobře ilustrovat průběhy změřených h-scanů na obr. 3.12. Z nich je také patrné, že hodnota plovoucího potenciálu se saturuje při hodnotě $h \approx -12$ mm nezávisle na tlaku.



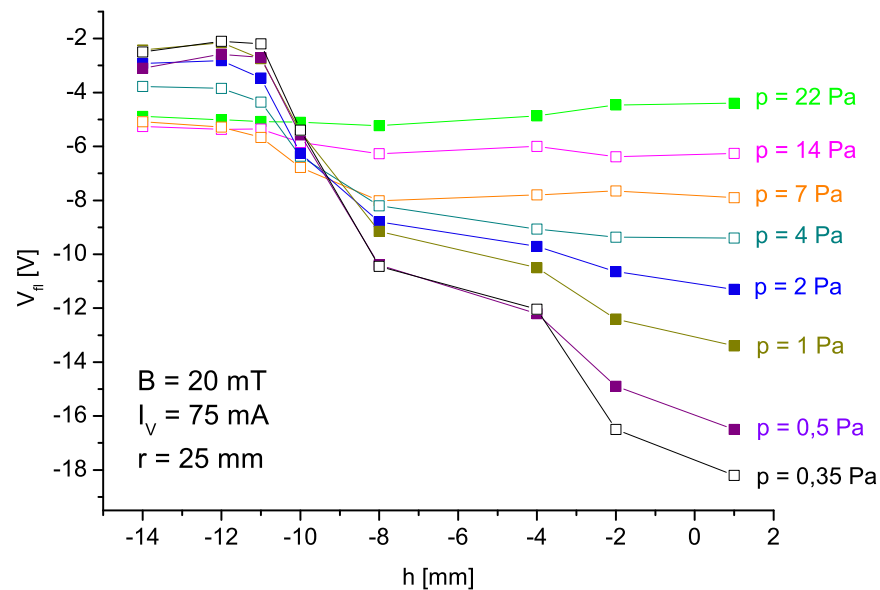
Obrázek 3.11: Srovnání potenciálu plazmatu určeného ball-pen #2 Φ_{BPP} , emisní Φ_{EP} a Langmuirovou Φ_{LP} sondou v závislosti na parametru B/p pro 20 mT.

Bylo provedeno několik obdobných měření při konstantních magnetických polích 20, 30 a 40 mT i s různými konstrukcemi ball-pen sondy. Pro srovnání všech těchto měření se ukazuje výhodné vynášet závislost rozdílu hodnoty potenciálu plazmatu určené ball-pen sondou a Langmuirovou sondou vydělenou elektronovou teplotou právě v závislosti na parametru B/p . Výsledný graf je zobrazen na obr. 3.14. Chybové úsečky byly dopočítány jen z chyby uvažované a diskutované již výše, tedy z chyby určení inflexního bodu VA charakteristiky Langmuirovy sondy, i jejího vlivu na určení elektronové teploty. Výsledky pro přibližně $B/p < 10$ mT/Pa se v rámci všech použitých sond mezi sebou shodují, až na výsledky provedené pro 40 mT s ball-pen sondou #4 s menším vnitřním průměrem stínící trubičky, které jsou přibližně o 1 T_e vyšší a lépe tak odpovídají hodnotám určeným Langmuirovou sondou. Všechna měření ovšem potvrzují, že pro $B/p < 10$ mT/Pa se hodnoty určené ball-pen sondou začínají výrazněji odchylovat od hodnot určených Langmuirovou sondou. Pro velmi malé hodnoty B/p tak ball-pen sonda měří v podstatě plovoucí potenciál Langmuirovy sondy. Výsledky měření z roku 2013 a 2014, při kterých ovšem ještě nebylo měření potenciálu Langmuirovou sondou doplněno o měření s emisní sondou, se pro všechny použité konstrukce dobře shodují i pro $B/p > 10$ mT/Pa, kdy ball-pen sonda potenciál plazmatu podhodnocovala přibližně o $0 - 1 T_e$ a výsledky tak dobře odpovídaly hodnotám určeným Langmuirovou sondou.

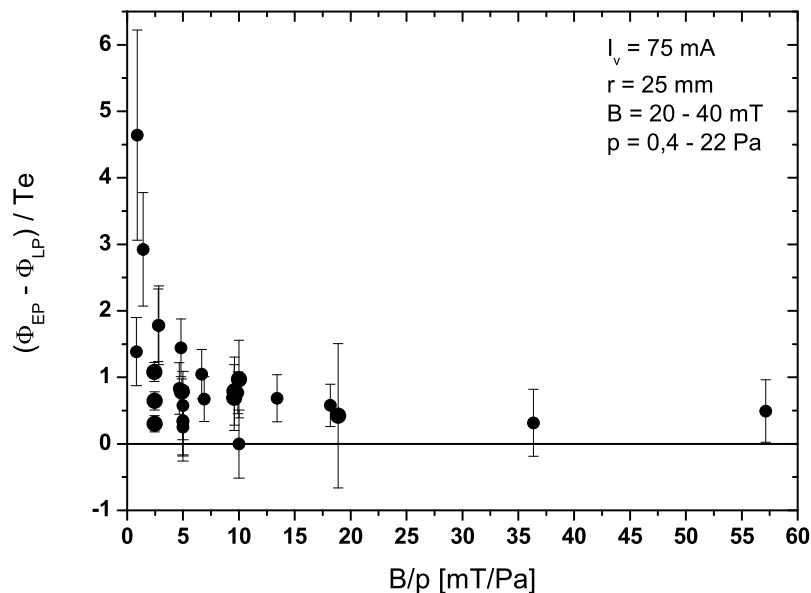
Měření z roku 2015 provedené s ball-pen sondou #2, kdy data z Langmuirovy sondy jsou navíc potvrzena měřeními s emisní sondou, však ukazují, že ball-pen sonda pro $B/p > 10$ mT/Pa potenciál plazmatu o 1 T_e spíše nadhodnocuje. To je v souladu s výše prezentovanými daty radiálních průběhů provedených v rámci těchto novějších měření. V grafu na obr. 3.13 je pak obdobným způsobem zobrazena odchylka hodnot emisní sondy od hodnot z Langmuirovy sondy opět normovaná elektronovou teplotou. Vidíme, že emisní sonda nadhodnocuje potenciál plazmatu určený Langmuirovou sondou pro nižší hodnoty B/p (kdy elektronová teplota je v rozsahu 0,5 – 1,5 eV) přibližně o 3-5 T_e .

Při pohledu na charakteristické parametry v tabulce 3.1 vidíme, že Larmorovy poloměry nabitých částic se s parametrem B/p v rámci daných experimentálních podmínek podstatně nemění - srovnáme-li je s poloměry použitých stínících trubiček. Debyeova délka se v tomto ohledu také výrazně nemění. Ball-pen sonda tak v celém rozsahu studovaných hodnot B/p pracuje v režimu, při kterém by podle teorie vyplývající z výsledků ze zařízení Mirabelle neměla být použitelná pro měření potenciálu plazmatu. Podstatným rozdílem je ovšem fakt, že vnitřní povrch trubičky ball-pen sond v prezentovaných experimentech je do určité hloubky vodivý.

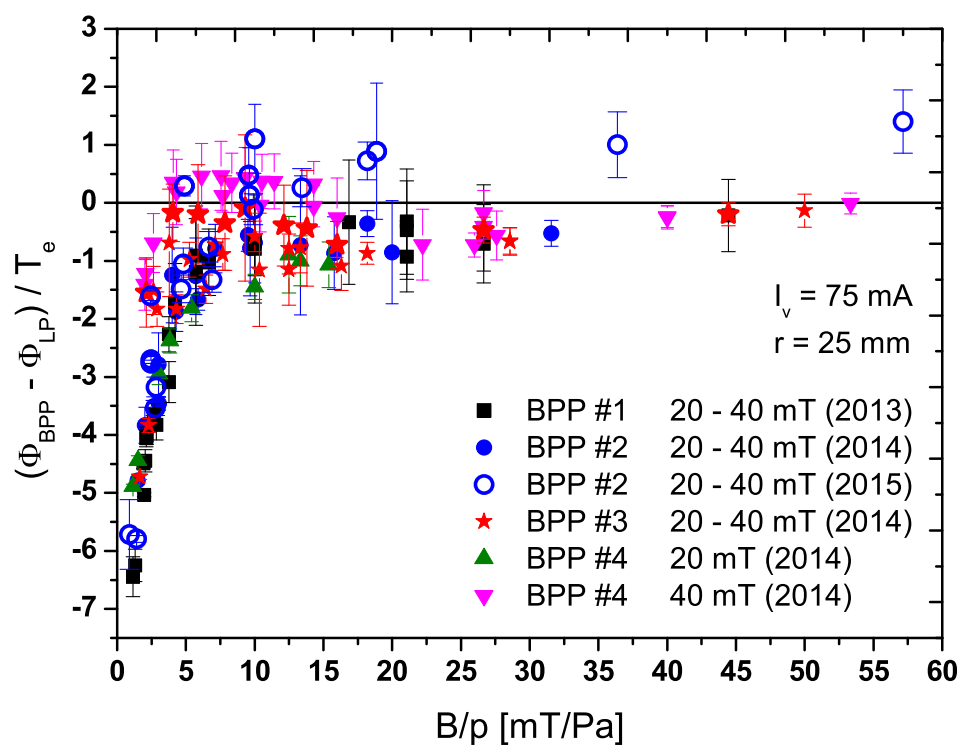
Vysvětlení, proč pro hodnoty přibližně $B/p < 10$ mT/Pa nedochází k dostatečnému stínění elektronového proudu může tkvět v tom, že při snižování hodnoty B/p se snižuje poměr cyklotronové frekvence a srážkové frekvence elektronů Ω_e/ν_e a např. pro $B/p = 2$ mT/Pa vychází $\Omega_e/\nu_e \approx 11$, jak je patrné tabulky 3.1. Elektrony tak již není možné považovat zcela za zmagnetizované a jejich pohyb napříč magnetickým indukčním čarám je umožněn díky srážkám s argonovými atomy, jak vyplývá ze vzorce 1.21 pro příčný difúzní koeficient. Pro $B/p = 20$ mT/Pa je již tento poměr $\Omega_e/\nu_e \approx 110$ o jeden řád větší, což umožňuje lépe odstínit elektronový proud. Ionty je přitom možné uvažovat pro celý studovaný obor B/p za nezmagnetizované.



Obrázek 3.12: H-scany ball-pen sondy #2 změřené při proměřování závislosti na parametru B/p při $B = 20 \text{ mT}$.



Obrázek 3.13: Odchylka hodnoty potenciálu plazmatu určeného pomocí emisní sondy od dat z Langmuirovy sondy normovaná elektronovou teplotou v závislosti na parametru B/p .



Obrázek 3.14: Odchylka hodnoty potenciálu plazmatu měřeného ball-pen sondou od dat z Langmuirovy sondy normovaná elektronovou teplotou v závislosti na parametru B/p .

Závěr

Hlavním cílem této práce bylo získat nové poznatky a výsledky z měření potenciálu plazmatu pomocí ball-pen sondy v nízkoteplotním zmagnetovaném plazmatu pro širší obor experimentálních podmínek a zároveň tyto výsledky srovnat s běžně užívanými metodami: Langmuirovou a emisní sondou.

Experimentálně byl detailněji zkoumán vliv poprašování stínicí trubičky ball-pen sondy. Pro nepoprášený vnitřní povrch trubičky v rámci studovaných experimentálních podmínek nedochází k dostatečnému odstínění elektronového proudu na kolektor, což je v souladu s teorií odvozenou na základě výsledků ze zařízení Mirabelle. Tento fakt je ilustrován na změřených VA charakteristikách na obr. 3.4. Po poprášení vnitřního povrchu trubičky do určité hloubky, je však opět možné efektivně elektronový proud odstínit. Fakt, že hloubka zasunutí kolektoru, při které již dochází k saturaci plovoucího potenciálu ball-pen sondy, závisí na hloubce poprášení stěn uvnitř stínicí trubičky, by mohl činit potíže při použití ball-pen sondy v magnetronových systémech určených právě pro depozice vodivých vrstev. Na druhou stranu bylo opět potvrzeno, že nutná hloubka zasunutí kolektoru v rámci všech provedených měření a v rámci studovaných experimentálních podmínek nezávisí na velikosti magnetické indukce, tlaku, radiální poloze či elektronové koncentraci.

V rámci této práce se povedlo realizovat měření se 4 různými konstrukcemi ball-pen sond popsány v tabulce 2.1. Přitom nebyl pozorován významnější vliv těchto konstrukcí na získané výsledky. Zajímavé by bylo především zkonstruování sondy s vnitřním průměrem stínicí trubičky přibližně 0,2 – 0,3 mm. Bohužel díky potížím s řádným vycentrováním kolektoru uvnitř stínicí trubičky se již nestihlo realizovat měření s menším vnitřním průměrem než je 1,5 mm. Měření byla také pozdržena díky nutnosti rozebrání celého magnetronu, jeho vyčištění (především poprášeného povrchu anody, který se již začal odlupovat a narušoval stabilitu výboje), výměny katody za novou, a provedení dalších nutných oprav (např. začalo docházet k velmi častému jiskření mezi limitery a anodou).

Nejpodstatnějším výsledkem této práce je provedení srovnávacích měření potenciálu plazmatu v závislosti na parametru B/p v intervalu hodnot, pro které bylo možné považovat výboj za stabilní a bylo možné vyhodnocení VA charakteristik Langmuirovy sondy. Bylo zjištěno, že pro porovnání mnoha experimentálních dat je výhodné porovnávat rozdíl naměřených hodnot ball-pen sondou a Langmuirovou sondou normovaný elektronovou teplotou v závislosti na podobnostním parametru B/p . Výsledný graf je zobrazen na obr. 3.14. Z něj vyplývá, že pro poměr B/p menší než přibližně 10 mT/Pa se hodnoty potenciálu plazmatu měřené ball-pen sondou začínají výrazněji odchylovat od hodnot určených Langmuirovou sondou a elektrony již nejsou efektivně stínicí trubičkou odstíněny. Vysvětlením může být fakt, že pro nízké hodnoty B/p a tedy vyšší hodnoty tlaku, se již začínají více projevovat srážky elektronů s argonovými atomy, které narušují cyklotronní pohyb elektronů podél magnetických indukčních čar a tedy i jejich případný ExB drift. Pro hodnoty $B/p > 10$ mT/Pa z většiny měření plyne, že ball-pen sonda podhodnocuje potenciál plazmatu přibližně o $0 - 1 T_e$ a změřené hodnoty tak dobře odpovídají datům z Langmuirovy sondy. Novější výsledky, které jsou potvrzeny i měřením s emisní sondou však ukázaly, že ball-

pen sonda data z Langmuirovy sondy spíše přibližně o $1 T_e$ nadhodnocuje. Jak vyplývá i ze změřených radiálních profilů pro vyšší hodnoty B/p (viz obr. 3.7), tak data z emisní sondy mnohem lépe vystihují data z Langmuirovy sondy než data z ball-pen sondy.

Při měření s emisní sondou byla také získána nová data potvrzující fakt, že emisní sonda může v případě menších poměrů T_e/T_{eW} nadhodnocovat potenciál plazmatu. Ačkoli nebyla měřena teplota žhaveného vlákna emisní sondy, lze říci, že získané výsledky alespoň kvalitativně odpovídají výsledkům modelu prof. Takamury [13] uvedených v části 1.2.2.

Seznam použité literatury

- [1] ADÁMEK, J. et al. *A novel approach to direct measurement of the plasma potential*. Czech. J. Phys., 2004, 54, s. C95-C99, doi: 10.1007/BF03166386
- [2] MOTT-SMITH, H.M., I. LANGMUIR *The theory of collectors in gaseous discharges*. Phys. Rev., 1926, 28, 4, s. 727–763, doi: 10.1103/PhysRev.28.727
- [3] PFAU, S., M. TICHÝ *Langmuir probe diagnostics of low-temperature plasma*. Low Temperature Plasma Physics (R. Hippler, H. Kersten, M. Schmidt, K.Schoenbach, eds.), WILEY-VCH Verlag Berlin GmbH, 2005.
- [4] HAVLÍČEK, J. *Výbojové zdroje plazmatu s podporou magnetického pole*. Diplomová práce MFF UK, 2006
- [5] CHEN, F.F. *Úvod do fyziky plazmatu*. Academia, 1984
- [6] HERSHKOWITZ, N. *How Langmuir probes work*. Plasma Diagnostics, ACADEMIC PRESS, INC., 1989
- [7] CHUNG, P.M., L. TALBOT, K.J. TOURYAN *Electrical probes in stationary and flowing plasmas, Theory and Applications*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1975. ISBN: 978-3-642-65886-0
- [8] LANGMUIR, I. *The pressure effect and other phenomena in gaseous discharges*. J. Franklin Inst., 1923, 196, s. 751–762, doi: 10.1016/S0016-0032(23)90859-8
- [9] SCHRITTWIESER, R. et al. *Application of emissive probes for plasma potential measurements in fusion devices*. Contrib. Plasma Phys., 2001, 41, 5, s. 494-503, doi: 10.1002/1521-3986(200109)41:5<494::AID-CTPP494>3.0.CO;2-X
- [10] SHEEHAN, J.P., N. HERSHKOWITZ *Emissive Probes*. Plasma Sources Sci. Technol., 2011, 20, 063001, doi: 10.1088/0963-0252/20/6/063001
- [11] MAREK, A. *Low temperature plasma at intermediate pressures and in the magnetic field - Experiment and model*. Doctoral thesis MFF UK, 2007
- [12] HOBBS, G.D., J.A. WESSON *Heat flow through a Langmuir sheath in presence of electron emission*. Plasma Phys., 1967, 9, s.85-87, doi: 10.1088/0032-1028/9/1/410
- [13] TAKAMURA, S. et al. *Space-charge limited current from plasma-facing material surface*. Contrib. Plasma Phys., 2004, 44, s.126-137, doi: 10.1002/ctpp.200410017
- [14] MAREK, A. et al. *Emissive probe diagnostics in low temperature plasma - Effect of space charge and variations of electron saturation current*. Contrib. Plasma Phys., 2008, 48, s.491-496, doi: 10.1002/ctpp.200810079

- [15] KATSUMATA, I., M. OKAZAKI *Ion sensitive probe - A new diagnostic method for plasma in magnetic fields*. Japan. J. Appl. Phys, 1967, 6, 123-124, doi: 10.1143/JJAP.6.123
- [16] BRUNNER, D. et al. *Space-charge limits of ion sensitive probes*. Plasma Phys. Control. Fusion, 2013, 55, 125004 (15pp) doi: 10.1088/0741-3335/55/12/125004
- [17] EZUMI, N. et al. *Ion sensitive probe measurement in the linear plasma device PSI-2*. J. Nucl. Mater., 2005, 337–339, s. 1106–1110 doi: 10.1016/j.jnucmat.2004.10.155
- [18] SULLIVAN, R.M. et al. *Internal physics of the ion-sensitive probe*. J. Nucl. Mater., 2013, 438, s. S1253–S1256 doi: 10.1016/j.jnucmat.2013.01.278
- [19] KOMM, M. et al. *Transport of electrons in the tunnel of an ion sensitive probe*. Plasma Phys. Control. Fusion, 2011, 53, 015005 doi: 10.1088/0741-3335/53/1/015005
- [20] ADÁMEK, J. et al. *Comparative measurements of the plasma potential with the ball-pen and emissive probes on the CASTOR tokamak*. Czech. J. Phys., 2005, 55, 3, s. 235-242, doi: 10.1007/s10582-005-0036-8
- [21] ADÁMEK, J. et al. *Ball-pen probe measurements in L-Mode and H-Mode on ASDEX Upgrade*. Contrib. Plasma Phys., 2010, 50, 9, s. 854-859, doi: 10.1002/ctpp.201010145
- [22] ADÁMEK, J. et al. *Direct plasma potential measurements by ball-pen probe and self-emitting Langmuir probe on COMPASS and ASDEX Upgrade*. Contrib. Plasma Phys., 2014, 54, 3, s. 279-284, doi: 10.1002/ctpp.201410072
- [23] BOUSSELIN, G. et al. *Design and validation of the ball-pen probe for measurements in a low-temperature magnetized plasma*. Rev. Sci. Instrum., 2013, 84, 013505, doi: 10.1063/1.4775491
- [24] PETERKA, M. *Experimentální a teoretické studium využití sondových metod pro diagnostiku plazmatu*. Diplomová práce MFF UK, 2014
- [25] ZANÁŠKA, M. et al. *Comparative measurements of plasma potential with ball-pen and Langmuir probe in low-temperature magnetized plasma* Phys. Plasmas, 2015, 22, 033516, doi: 10.1063/1.4916572
- [26] AGILENT TECHNOLOGIES. *B2900A Precision Source/Measure Unit: User's Guide*, 2011, Dostupné z: <cp.literature.agilent.com/litweb/pdf/B2910-90010.pdf>.
- [27] BEHNKE, J.F. et al. *A study of the electron energy distribution function in the cylindrical magnetron discharge in argon and xenon*. Czech. J. Phys. , 1999, 49, 483, doi: 10.1023/A:1022816925175
- [28] PASSOTH, E. et al. *Radial behaviour of the electron energy distribution function in the cylindrical magnetron discharge in argon*. J. Phys. D. Appl. Phys., 1999, 32, 20, s. 2655–2665, doi: 10.1088/0022-3727/32/20/312

- [29] SAVITZKY, A., M. GOLAY *Smoothing and differentiation of data by simplified least squares procedures*. Anal. Chem., 1964, 36 (8), s. 1627–1639, doi: 10.1021/ac60214a047
- [30] HOLÍK, M. *Diagnostika aktivního a dohasínajícího plazmatu*. Dizertační práce MFF UK, 2005
- [31] BILYK, O. *Probe diagnostics of low-temperature plasma*. Doctoral thesis MFF UK, 2005
- [32] FRANZ, G. *Low Pressure Plasma and Microstructuring Technology*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2009, ISBN:978-3-540-85849-2, doi: 10.1007/978-3-540-85849-2
- [33] BENYOUNCEF, D., M. YOUSFI *Ar⁺/Ar, O₂⁺/O₂ and N₂⁺/N₂ Elastic Momentum Collision Cross Sections: Calculation and Validation Using the Semi-Classical Model*. Plasma Sci. Technol., 2014, 16, 588, doi: 10.1088/1009-0630/16/6/09

Seznam použitých zkratek

BPP #1-4 - značí 1.-4. konstrukci ball-pen sondy podle tabulky 2.1

ISP - ion sensitive probe - sonda sbírající převážně iontový proud

VA - volt-ampérová, používané ve spojení VA charakteristika

k_B - Boltzmannova konstanta

e - elementární náboj

$m_{e,i}$ - hmotnost elektronu resp. iontu

Φ - potenciál plazmatu vůči uzemněné elektrodě

Φ_{LP} - potenciál plazmatu určený pomocí Langmuirovy sondy

Φ_{EP} - potenciál plazmatu určený pomocí emisní sondy

Φ_{BPP} - potenciál plazmatu určený pomocí ball-pen sondy

V_{fl} - plovoucí potenciál vůči uzemněné elektrodě

U_p - sondové napětí vůči uzemněné elektrodě

V_p - sondové napětí vůči potenciálu plazmatu

η - bezrozměrný potenciál sondy zavedený vztahem 1.9

I_p - celkový sondový proud v konvenci: proud elektronů je kladný, proud kladných iontů je záporný

$I_{e,i}$ - elektronový resp. iontový sondový proud ve stejné konvenci jako výše

$J_{e,i}$ - tepelný elektronový resp. iontový proud tekoucí na sondu při $U_p = \Phi$

I_{em} - sondový proud emitovaných elektronů (projevující se na VA charakteristice)

J_{em} - proud emitovaných elektronů z povrchu sondy daný Richardson-Dushmanovým vztahem 1.23

I_h - žhavicí proud procházející vláknem emisní sondy

U_h - žhavicí napětí mezi konci vlákna emisní sondy

$n_{e,i}$ - elektronová resp. iontová koncentrace, při uvážení kvazineutrality plazmatu platí $n_e \approx n_i$

$T_{e,i}$ - teplota elektronů resp. iontů v plazmatu

T_{eW} - teplota elektronů emitovaných z vlákna emisní sondy

T_W - teplota vlákna emisní sondy

B - velikost magnetické indukce

p - tlak neutrálního plynu

λ_D - Debyeova stínící délka daná vztahem 1.3

$\lambda_{e,i}$ - střední volná dráha elektronu resp. iontu

$r_{Le,Li}$ - Larmorův poloměr elektronu resp. iontu

$\nu_{e,i}$ - srážková frekvence elektronu resp. iontu

$\Omega_{e,i}$ - cyklotronová frekvence elektronu resp. iontu

r - radiální poloha sondy v magnetronu

r_A - vnitřní poloměr anody