

České vysoké učení technické v Praze
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky
Obor: Fyzika a technika termojaderné fúze



Měření základních parametrů okrajového plazmatu pomocí kombinované ball-pen a Langmuirovy sondy na tokamaku GOLEM

Edge plasma parameter measurements of the GOLEM tokamak using ball-pen and Langmuir probe

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Vypracoval: Petr Mácha
Vedoucí práce: Ing. Vojtěch Svoboda, CSc.
Rok: 2018

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci vypracoval samostatně a použil jsem pouze podklady (literaturu, projekty, SW atd.) uvedené v příloženém seznamu.

Nemám závažný důvod proti použití tohoto školního díla ve smyslu § 60 Zákona č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon).

V Praze dne

.....

Petr Mácha

Poděkování

Tímto bych chtěl poděkovat vedoucímu mé bakalářské práce Ing. Vojtěchu Svobodovi, CSc. za pomoc při tvorbě této práce, za jeho podnětné poznámky a v neposlední řadě za jeho ochotu. Dále bych chtěl poděkovat RNDr. Janu Stöckelovi, CSc. za jeho obrovskou vstřícnost a čas, který mi věnoval. Rád bych také poděkoval Mgr. Jiřímu Adámkovi, Ph.D. za poznámky, které tuto práci obohatily.

Petr Mácha

Název práce:

Měření základních parametrů okrajového plazmatu pomocí kombinované ball-pen a Langmuirovy sondy na tokamaku GOLEM

Autor:

Petr Mácha

Studijní program:

Aplikace přírodních věd

Obor:

Fyzika a technika termojaderné fúze

Druh práce:

Bakalářská práce

Vedoucí práce:

Ing. Vojtěch Svoboda, CSc.

Katedra fyziky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, České vysoké učení technické v Praze

Konzultant:

RNDr. Jan Stöckel, CSc

Abstrakt: Tato práce se zabývá měřením základních parametrů okrajového plazmatu a kalibrací ball-pen sondy na tokamaku GOLEM. V první části je čtenáři poskytnut teoretický úvod do teorie plazmatu a fyziky tokamaků, se zaměřením na tokamak GOLEM. Následně jsou představeny základní diagnostiky na tokamaku GOLEM. Druhá část práce se zabývá principy Langmuirovy a ball-pen sondy a teorií, která je nutná k samotnému měření. Dále se zde zabýváme popisem těchto sond na tokamaku GOLEM a schémata měření. Třetí část se zabývá zpracováváním naměřených dat získaných ve vodíkovém a heliovém plazmatu. Na základě dat je nejprve provedena kalibrace ball-pen sondy, načež jsou vypočteny základní parametry plazmatu, které jsou následně prezentovány a porovnávány pro oba pracovní plyny. Nakonec je provedena diskuze a shrnutí všech výsledků.

Klíčová slova:

okrajové plazma, sondová měření, Langmuirova sonda, ball-pen sonda, volt-ampérová charakteristika, tokamak GOLEM

Title:

Edge plasma parameter measurements of the GOLEM tokamak using ball-pen and Langmuir probe

Author:

Petr Mácha

Abstract: The bachelor thesis is dedicated to the edge plasma parameters measurements and ball-pen probe calibration at the GOLEM tokamak. The first part introduces the theory of plasma and the physics of tokamaks, focusing on the GOLEM tokamak. The next part presents basic diagnostics of the GOLEM tokamak. The second part covers the physical principles of both Langmuir and ball-pen probes and the theory important for planned measurements. Finally, the description of experimental set-ups probes at the GOLEM tokamak and experimental set-ups are given. The third part describes the experimental results obtained in hydrogen and helium plasmas. Based on the data, ball-pen probe calibration is determined and basic plasma parameters are evaluated. These results are finally presented and compared for both working gases. The thesis is concluded with the overall discussion and summary of all the achieved results.

Key words:

edge plasma, probe measurement, Langmuir probe, ball-pen probe, volt-ampere characteristic, tokamak GOLEM

Obsah

Úvod	7
1 Teoretický úvod	10
1.1 Plazma	10
1.2 Tokamaky	12
1.2.1 Popis a princip	13
1.2.2 Tokamak GOLEM	14
1.2.3 Diagnostika	17
2 Elektrické sondy a sondová měření	18
2.1 Langmuirova sonda	18
2.2 Ball-pen sonda a její kalibrace	21
2.3 Sondy na tokamaku GOLEM	26
2.4 Měření kalibrační konstanty α	27
2.5 Měření radiálních profilů	29
2.6 Zpracování dat	29
3 Experimentální výsledky	32
3.1 Měření kalibrační konstanty α	32
3.1.1 Vodíkové plazma	32
3.1.2 Héliové plazma	39
3.2 Radiální profily	45
3.2.1 Vodíkové plazma	45
3.2.2 Héliové plazma	49
Závěr	54
Literatura	57
Přílohy	60
A Výbojové režimy a tabulky výbojů	60
A.1 Vodík	60
A.1.1 Série (H.1)	60
A.1.2 Série (H.2)	61
A.1.3 Série (H.3)	61
A.2 Hélium	63
A.2.1 Série (He.1)	63

A.2.2	Série (He.2)	63
B	Zdrojový kód programu	65
B.1	Obsah CD	65

Úvod

V dnešním světě si již nejspíš nikdo nedokáže představit život bez přístupu k elektrické energii. Ačkoli je pro nás elektřina prakticky nezbytná, její výroba přináší řadu potíží.

V současné době se elektrická energie vyrábí z velké části v tepelných elektrárnách, které ovšem mají nízkou účinnost a jsou více, či méně neekologické. Elektřina se získává přeměnou z chemické energie vázané v palivu, kterým bývá dominantně uhlí, ale také zemní plyn, či ropa. Při této přeměně vzniká řada škodlivých látek. Jedním z problémů je například oxid uhličitý, který je považován za jednoho z původců globálního oteplování, ale i další nebezpečné plyny, jako jsou oxidy síry, nebo oxidy dusíku. Účinnost těchto elektráren se pohybuje v rozmezí 30 – 40% [1]. Navíc jsou uhlí, ropa, nebo zemní plyn fosilními, tedy neobnovitelnými palivy a jejich zásoby se stále zmenšují.

Dále se elektrická energie vyrábí v jaderných elektrárnách, kde tato vzniká přeměnou vazebné energie jader těžkých prvků při jejich štěpení. Palivem je zde v současné době hlavně obohacený uran. Problémem tohoto postupu výroby elektrické energie je, že palivo je obtížně získatelné a po dokončení procesu je obtížné vyhořelé palivo skladovat. Proti jaderným elektrárnám jsou vedeny silné protesty, ať už kvůli problému s uskladněním paliva, nebo kvůli vysoké náročnosti na bezpečnost, ať už technologickou, tak i strategickou. V neposlední řadě se tyto elektrárny potýkají s velkými finančními náklady. Účinnost JE se pohybuje v rozmezí 30 – 35% [1].

Oba tyto způsoby výroby elektřiny mají jedno společné. Využívají neobnovitelných zdrojů, jejichž zásoby se na naší planetě stále zmenšují a v budoucnu dojde k jejich úplnému vyčerpání. Vedlejším produktem spalování v tepelných elektrárnách jsou pak škodlivé látky (CO_2). Následně se potýkáme s nízkou účinností těchto elektráren. Z toho důvodu jsou tyto procesy přeměny energie značně neefektivní a pro přírodu nešetrné.

V neposlední řadě je možností výroby elektrické energie využití obnovitelných zdrojů. Těmito jsou vodní a větrné elektrárny, geotermální energie, popřípadě biopaliva. Dále se také využívá energie přílivu a odlivu. Tyto způsoby výroby elektrické energie, ačkoli jsou pro přírodu přijatelnější, neumožňují pokrýt potřeby celé naší populace. V Evropské unii nicméně představují obnovitelné zdroje velmi důležitou část ze všech druhů výroby elektřiny.

Existuje však možnost, jak se problémům s neobnovitelnými zdroji, emisemi, popřípadě s nízkou účinností elektráren vyhnout. Možným řešením je využití *jaderné*

fúze. Je to jaderná reakce, při které se slučují jádra lehkých atomů, přičemž dochází k uvolnění velkého množství energie. Tento proces je základem našeho Vesmíru, jelikož je zdrojem energie, bez které bychom na naší planetě nemohli žít. Příkladem v pozemských podmínkách nejdosažitelnější reakce je [14]



během které se uvolní 17.6 MeV energie.

Při vysokém tlaku a teplotách probíhají fúzní reakce v jádrech hvězd (například proton-protonový cyklus). Takovéto podmínky, kdy se hmota nachází ve čtvrtém skupenství - v *plazmatickém stavu*, jsou nutné pro překonání takzvané *Coulombovské bariéry*, která brání sloučení kladně nabitých atomových jader do těžších celků. Ukazuje se ovšem, že zvládnutí fúze na zemi je velmi komplikované. Je totiž nutné plazma udržet dostatečně dlouhou dobu. Nespornou výhodou je, že získat palivo je poměrně snadné a na rozdíl od štěpných elektráren je fúzní zdroj energie bezpečnější a odpad využitelný. Jako palivo by se v první fázi používalo deuterium 2D a tritium 3T . Zásoby deuteria jsou na naší planetě velké, díky čemuž bychom získali takřka neomezený zdroj energie. Tritium je ovšem třeba vyrábět jadernou reakcí z lithia.

Ukazuje se ovšem, že zvládnutí fúze na Zemi je velmi komplikované. Plazma je totiž nutné při vysokých teplotách udržet dostatečně dlouhou dobu. Zařízením pro magnetické udržení plazmatu, které je v současnosti nejvíce používané, se nazývá *tokamak*. Jeho konstrukce je na rozdíl od jiných zařízení pro magnetické udržení poměrně jednoduchá. Zde je nutno za pomoci magnetických polí udržet plazma dostatečně dlouhou dobu v takové poloze, aby se nedotýkalo stěn komory, kvůli čemuž by se ochlazovalo a případně poškozovalo komoru. Dále musíme plazma z vnějšku zahřívat, například ohmicky, nebo pomocí mikrovln či vstřikováním neutrálních svazků.

Díky výzkumu termojaderné fúze dosahujeme stále větších teplot a stále delších dob udržení, což jsou hodnoty důležité pro splnění takzvaného *Lawsonova kritéria* [2], které specifikuje podmínky nutné pro dosažení termojaderné fúze s energetickým ziskem. Pro výrobu energie prostřednictvím termojaderné fúze je nadále důležitý faktor Q , který vyjadřuje poměr mezi výkonem získaným fúzí a výkonem vnějšího ohřevu. Důležitou hodnotou je $Q = 1$, čemuž se říká *breakeven*, tedy moment, kdy je výkon fúzních reakcí větší, než výkon vnějšího ohřevu. V současné době je největším tokamakem spojený evropský tokamak *JET (Joint European Torus)*, který vznikl již roku 1984. Ten dosahuje hodnoty $Q \approx 0.6$ [3]. Zároveň je nyní stavěn tokamak nový, spojený světový projekt *ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor)*, který by měl dosahovat hodnoty $Q \approx 10$.

Tokamak *GOLEM*, na kterém probíhalo naše měření je malý tokamak, využívaný primárně pro vzdělávání. Pro naše měření je GOLEM vhodný, díky možnosti provádět výboje velmi rychle za sebou, a také díky snadnému přístupu. Obrovskou výhodou pro vzdělávací účely je pak možnost vzdáleného ovládání přes webové rozhraní. Tento tokamak se do roku 1976 nacházel v Ústavu atomové energie v Moskvě. Následně byl předán Ústavu fyziky plazmatu Akademie věd České republiky. Do provozu zde byl uveden roku 1977 pod názvem *CASTOR (Czech Academy of Sciences Torus)*. Na Fakultu jadernou a fyzikálně inženýrskou byl převezen roku 2007 a přejmenován na

GOLEM [12].

Pro získání lepší představy o plazmatu a jeho chování je nutné studovat jeho vlastnosti ze všech úhlů pohledu. Vzhledem k podmínkám, za kterých se vyskytuje, jej většinou není možné sledovat přímo. Speciálně je tedy třeba studovat chování okrajového plazmatu. Jednou z možností je využití elektrických sond. Ve většině případů jsou to vodivé hroty, na které dopadají elektrony a ionty, které jsou součástí plazmatu. Z tohoto údaje a díky možnosti kombinování více typů sond, jako jsou *Langmuirova sonda*, *rake sonda*, *double rake sonda*, nebo *ball-pen sonda*, je možné změřit mnoho parametrů okrajového plazmatu, jako je například elektronová teplota, plovoucí potenciál, popřípadě potenciál plazmatu. Ke správnému použití *ball-pen* sondy pro měření elektronové teploty, je třeba nejprve provést její kalibraci, která se provádí například za pomoci sondy *Langmuirovy*.

Pro budoucí výzkum tokamaků je důležité porozumět procesům, které probíhají v okrajovém plazmatu. Studium této části plazmatu pomocí elektrických sond na tokamaku GOLEM se zabývá tato bakalářská práce. V první části práce bude představena teorie plazmatu a fyzika tokamaků se zaměřením na tokamak GOLEM. V druhé části se budeme zabývat podrobným popisem elektrických sond se zaměřením na sondu Langmuirovu a ball-pen sondu. V poslední části budou zpracována a prezentována naměřená data, načež bude provedena diskuze výsledků.

Kapitola 1

Teoretický úvod

1.1 Plazma

Abychom mohli ionizovaný plyn označit jako plazma, musí stručně řečeno vykazovat dvě vlastnosti [2]:

1. Kvazineutralita
2. Kolektivní chování

Slovem kvazineutrální myslíme, že ačkoli se v plazmatu vyskytují lokálně oblasti, které jsou nabitě, tak z hlediska dostatečně velkého pozorovaného objemu je neutrální.

S tímto pojmem přímo souvisí pojem, který nazýváme *Debyeova stínící délka*. Představme si, že do plazmatu vložíme nehybný náboj q . Pak jsou částice mající stejný náboj odpuzovány a naopak částice s nábojem opačným přitahovány. Z tohoto důvodu dojde k polarizaci plazmatu a tímto se elektrické pole vloženého náboje odstíní. Debyeovu délku pak nazýváme vzdálenost, na které je elektrické pole onoho bodového náboje sníženo na $1/e$ jeho původní velikosti. Pro Debyeovo stínění platí vztah [2]

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{T_e \epsilon_0 K}{n e^2}}, \quad (1.1)$$

kde T_e je elektronová teplota, $K \approx 1.381 \times 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$ Boltzmanova konstanta, $\epsilon_0 \approx 8.854 \times 10^{-12} \text{ Fm}^{-1}$ je permitivita vakua, n je hustota plazmatu a $e \approx 1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$ je elementární náboj.

Abychom mohli plazma vůbec považovat za kvazineutrální, musí jeho typický rozměr L splňovat následující podmínku [2].

$$L \gg \lambda_D. \quad (1.2)$$

Mechanismus Debyeova stínění navíc platí pouze tehdy, je-li v nábojovém oblaku dostatečný počet částic. Pokud bychom v oblasti vrstvy měli pouze dvě částice, nebyl by tento pojem statisticky platný. Musí tedy platit podmínka [2]

$$N_D \gg 1, \quad (1.3)$$

kde N_D je počet částic v Debyeově sféře.

Druhou podmínkou je kolektivní chování. Na rozdíl od normálního plynu, kde na sebe částice působí jen na velmi krátké vzdálenosti, obsahuje plazma nabitě částice, které na sebe vzájemně působí makroskopickými elektromagnetickými silami a ovlivňují se tak na velké vzdálenosti (na rozdíl od mikroskopických polí, která se týkají binárních srážek částic). Pro kolektivní chování je důležité, aby kolektivní působení, jež je charakterizováno plazmovou frekvencí ω_p , bylo silnější, než je ono binární působení, jež popisujeme srážkovou frekvencí ν . Musí tedy platit, že [2]

$$\omega_p > \nu. \quad (1.4)$$

S plazmatem se celkem běžně potkáme i v našem životě v podobě blesků, popřípadě ve výbojových trubcích. Ve Vesmíru je ovšem jeho zastoupení větší, jelikož jsou jím tvořeny například hvězdy a mezihvězdný prostor.

Základními charakteristikami plazmatu jsou: hustota elektronů n_e , hustota iontů n_i a jejich teploty T_e a T_i . Teploty nabitých částic se obvykle uvádějí v elektronvoltech. Pro jeden elektronvolt platí vztah [2]

$$1 \text{ eV} = 11600 \text{ K}. \quad (1.5)$$

Poměr koncentrací iontů n_i a neutrálních částic n_n se nazývá stupeň ionizace, pro který platí tzv. *Sahova rovnice* ve tvaru [2]

$$\frac{n_i}{n_n} \approx 2.4 \times 10^{21} \frac{T^{\frac{3}{2}}}{n_i} e^{-\frac{U_i}{K T}}, \quad (1.6)$$

kde U_i , zde v jednotkách Joule, je ionizační energie daného plynu, K je Boltzmanova konstanta a T teplota udávaná v kelvinech.

Další velmi důležitou částí je samotný popis plazmatu. Řešit pohybové rovnice pro jednotlivé částice je prakticky neuskutečnitelné a z toho důvodu je nutné uvažovat statistický popis. Pro náš experiment, jakožto u většiny experimentů s plazmatem, se předpokládá Maxwelllovske rozdělení rychlostí $f(u)$, které má pro jednorozměrný případ tvar [2]

$$f(u) = A e^{-\frac{mu^2}{2KT}}, \quad (1.7)$$

kde f je počet částic v m^3 s rychlostí mezi u a $u + du$, $\frac{1}{2}mu^2$ je kinetická energie a K je Boltzmanova konstanta.

Pokud budeme zkoumat pohyby jednotlivých částic v elektromagnetickém poli, když na ně působí Lorentzova síla, zjistíme, že částice konají složité pohyby. Pokud uvažujeme pouze homogenní magnetické pole o intenzitě $\mathbf{B}$ a velikosti B , bude částice

hmoty m a náboje q vykonávat kruhový pohyb kolem jeho siločár, nazývaný *Larmorova rotace*. Poloměr této rotace označíme r_L a jeho frekvenci ω_c , které říkáme *cyklotronová frekvence*. Z pohybových rovnic dostaneme vztahy 1.8 [2]:

$$r_L = \frac{mv_{\perp}}{qB} \quad \omega_c = \frac{qB}{m}, \quad (1.8)$$

kde $v_{\perp}$ je rychlost částice v rovině kolmé na $\mathbf{B}$. Pokud ještě aplikujeme pole elektrické $\mathbf{E}$, dochází stále k cyklotronové rotaci, ta je ale nyní ještě doprovázena pohybem gyratačního středu o rychlosti $\mathbf{v}_{gs}$, daného rovnicí

$$\mathbf{v}_{gs} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (1.9)$$

Pokud je navíc pole $\mathbf{E}$ kolmé na $\mathbf{B}$, zjednoduší se předchozí vztah na tvar

$$v_{gs} = \frac{E}{B}. \quad (1.10)$$

Pokud magnetické či elektrické pole není homogenní, popřípadě se mění s časem, pohyby nabitých částic se ještě zkomplikují. Pokud vezmeme v úvahu i to, že magnetické i elektrické pole je určeno pohybem a polohou jednotlivých částic systému, pak dostáváme tzv. selfkonzistentní systém, který je ještě složitější.

Další možností popisu je takzvaná hydrodynamická teorie, která plazma uvažuje, jako směs dvou vzájemně se prostupujících tekutin, tedy iontové a elektronové. Pro naše měření postačí kinetická teorie a není nutné se tímto modelem zabírat podrobněji.

1.2 Tokamaky

Jak již bylo zmíněno v úvodu, k dosažení termojaderné fúze na naší planetě vede více cest. Jednou z nich je inerciální udržení, které ovšem není obsahem této práce. Dalším způsobem jsou otevřené systémy s magnetickým udržením plazmatu, kam spadají například magnetická zrcadla. V dnešní době jsou nejužívanějšími a nejslibnějšími uzavřené toroidální systémy: tokamaky a stellarátory. Obsahem této práce je měření okrajového plazmatu na zařízení typu tokamak.

Slovo tokamak pochází z ruštiny (toroidalnaja kamera s magnitnymi katuškami [2]). V překladu "toroidální komora s magnetickými cívkami". Myšlenka realizace termojaderné fúze v tokamacích se zrodila v tehdejší Sovětské svazu, již v 50. letech. Stáli za ní pánové Igor Jevgeněvič Tamm a Andrej Sacharov. Již roku 1956 v Kurčatově Ústavu v Moskvě započala konstrukce prvních tokamaků. Tyto nesly označení T-1, T-2... Významným byl pak T-3 a jeho větší verze T-4. Roku 1968 bylo oznámeno, že se na tokamaku T-3 podařilo dosáhnout teplot 1 keV. V 70. letech se začal budovat nový spojený evropský tokamak JET. Ten je v provozu od roku 1984 až do současnosti [15]. Roku 2007 začala výstavba v současnosti největšího tokamaku jménem ITER, na kterém se očekává první plazma až v roce 2025 [4]. Předpokládá se, že termojaderné fúze z kladným výtěžkem energie se dosáhne v roce 2035, kdy se jako palivo použije směs deuteria a tritia.

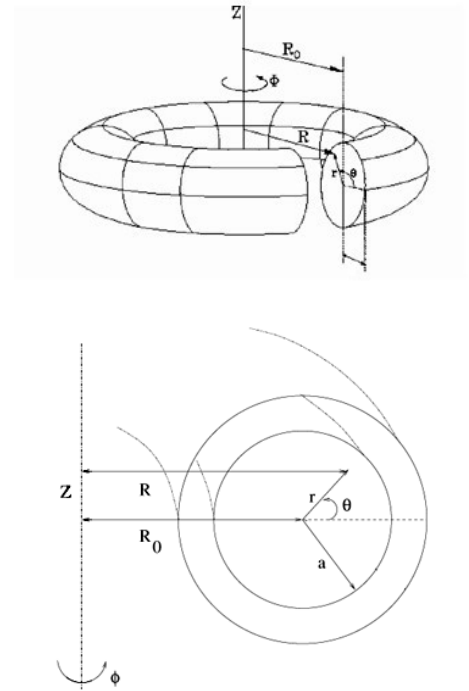
1.2.1 Popis a princip

Tokamak je poměrně složité zařízení pro magnetické udržení plazmatu. Jedná se v podstatě o transformátor, jehož sekundárním závitem je prstenec plazmatu, v němž se generuje elektrický proud I_p v toroidálním směru. Prstenec plazmatu se vytváří ve vakuové komoře, která je obklopena cívkami generujícími toroidální magnetické pole velikosti B_t , viz. obrázek 1.2. Proudem I_p je pak následně vytvářeno poloidální magnetické pole velikosti B_p , které je potřebné k vyrušení $\mathbf{B} \times \mathbf{grad}B$ driftu a driftu zakřivení. Toto poloidální pole musí být slabší, nežli toroidální B_t . Superpozicí obou těchto magnetických polí vznikají magnetické siločáry ve tvaru šroubovice. Siločáry tohoto pole se pak uzavírají v komoře, čímž se zajišťuje stabilita plazmatického prstence.

Díky specifické konstrukci poloidálních cívek klesá toroidální magnetické pole B_t , jako $1/R$, kde R je radiální souřadnice vzhledem k hlavní ose. Z toho tedy plyne, že na straně komory, blíže centru toroidálního prstence, je magnetické pole silnější, než je tomu na straně vnější. Stranu se silnějším polem pak značíme *high field side*, naopak stranu s polem slabším *low field side*. Inženýrské schéma tokamaku můžeme vidět na obrázku 1.2, kde jsou všechny popsane části zobrazeny graficky.

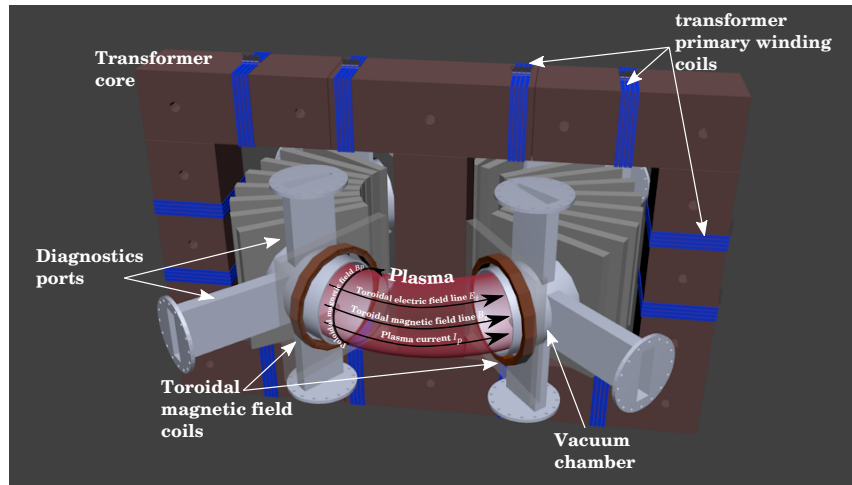
Průřez komory může mít různý tvar. Nejjednodušším je kruhový průřez, nicméně z hlediska udržení se nyní v moderních tokamacích využívá průřez ve tvaru písmene *D*. V případě kruhového průřezu komory se pro popis zavádí tzv. konstrukční parametry. Těmito jsou hlavní poloměr R_0 , který udává vzdálenost rotační osy od osy komory. Vedlejší poloměr r_0 pak udává poloměr samotné komory. Pro následný popis je běžné zavést cylindrické souřadnice (R, Φ, Z) [30], kde R je radiální souřadnice vzhledem k hlavní ose, podél které prochází souřadnice Z , a Φ je toroidální úhel viz. obrázek 1.1 (nahore). Pro konstantní hodnotu Φ využíváme lokálního popisu v polárních souřadnicích (r, Θ) [30], kde Θ je poloidální úhel a r udává vzdálenost od středu komory.

Pro vytvoření plazmatu je nutné z počátku neutrální plyn v komoře zionizovat, neboli prorazit do plazmatického stavu a následně pak zahřát. K tomu se primárně používá Ohmický ohřev, při němž se dodává do plazmatu výkon $P_{OH} = I_p^2 R_p$, kde I_p je proud plazmatem, R_p je odpor plazmatu. Pro tento způsob platí, že energie předaná plazmatu, je funkcí odporu plazmatu a proudem jím protékajícím. Jelikož ale odpor plazmatu se stoupající teplotou klesá, jako $R_p \propto T_e^{-\frac{3}{2}}$ [5], není možné tímto způsobem plazma ohřívat "do nekonečna". Proto je zapotřebí využít jiné způsoby



Obrázek 1.1: Schématický pohled na tokamak (nahore), průřez komorou (dole), upraveno a převzato z [30].

ohřevu. Využívá se zejména vysokofrekvenčních elektromagnetických vln, které pokud mají vhodně zvolenou frekvenci a polarizaci, předávají svou energii nabitým částicím plazmatu. Používají se zejména frekvence elektronové ($f_{ECRH} = 10 - 200$ GHz) a iontové ($f_{ICRH} = 10 - 100$ MHz) cyklotronové resonance. K dodatečnému ohřevu plazmatu se rovněž využívají energetické svazky neutrálních atomů. Zde se kupříkladu svazek deuteriových iontů urychlí na vysoké energii a následně se před vstupem do komory zneutralizuje, aby mohl proniknout magnetickým polem tokamaku. Nadtepelné neutrální částice svazku pronikají do sloupce plazmatu, kde jsou srážkami s nabitými částicemi plazmatu opět ionizovány a jejich kinetická energie předána plazmatu. Dodatečný ohřev je využíván spíše u středních a velkých tokamaků, kde je cílem získat vysoké teploty. Pro malé tokamaky se zpravidla využívá pouze ohmického ohřevu.



Obrázek 1.2: Zjednodušený pohled na tokamak [7]

1.2.2 Tokamak GOLEM

Jak již bylo zmíněno v úvodu, tokamak GOLEM se zařazuje mezi malé tokamaky. Původně byl určen pro základní výzkum mikrovlnného ohřevu plazmatu. Do května roku 1976 fungoval v Moskvě, načež byl předán Ústavu fyziky plazmatu akademie věd České republiky na základě smlouvy o spolupráci a dělbě práce v oblasti vysokofrekvenčního ohřevu plazmatu [12].

Maximální dosahované elektronové teploty v centru sloupce plazmatu, které se pohybují v hodnotách $T_e < 100$ eV, neumožňují vznik fúzních reakcí. GOLEM tedy v dnešní době funguje jakožto výukové zařízení. Jeho nespornou výhodou je možnost jeho ovládání pomocí vzdáleného přístupu v tzv. remote operation módu. Díky tomu je možné provádět výboj prakticky odkudkoliv, kde je dostupné internetové připojení. Základní parametry tokamaku GOLEM jsou pak uvedeny v tabulce 1.1.

Před každým experimentem je velmi důležité odstranit molekuly příměsí (H_2O , O_2 , CO_2 , ...), které jsou adsorbovány na vnitřní stěně komory tokamaku. Na tokamaku GOLEM se využívají dva postupy:

Hlavní poloměr komory	$R_0 = 0.4 \text{ m}$
Vedlejší poloměr komory	$r_0 = 0.1 \text{ m}$
Poloměr plazmatu	$a \approx 0.06 \text{ m}$
Délka výboje	$\tau < 25 \text{ ms}$
Toroidální magnetické pole	$B_t < 0.5 \text{ T}$
Proud plazmatem	$I_p < 8 \text{ kA}$
Elektronová hustota	$n_e \approx 0.2 - 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$
Teplota iontů	$T_i < 50 \text{ eV}$
Teplota elektronů	$T_e < 100 \text{ eV}$
Pracovní plyny	H, He

Tabulka 1.1: Základní parametry tokamaku GOLEM [5].

1. Vyhřívání komory na $200 - 220^\circ \text{ C}$ po dobu několika desítek minut. Při tom se molekuly příměsí desorbují z povrchu komory a jsou odčerpávány vakuovým systémem.
2. Čištění komory pomocí doutnavého výboje. Jedná se o klasický výboj ve zředěném plynu při poměrně vysokém tlaku, řádově $\sim 10^{-1} \text{ Pa}$, bez použití toroidálního magnetického pole B_t , přičemž napětí v systému biasingová elektroda - komora dosahuje hodnoty 1 kV . Udržení plazmatu je tedy velmi nízké. Stěna vakuové komory je bombardována velkým počtem nabitých částic - iontů, čímž se odstraní molekuly jiných prvků nečistot, které jsou adsorbované ve stěně.

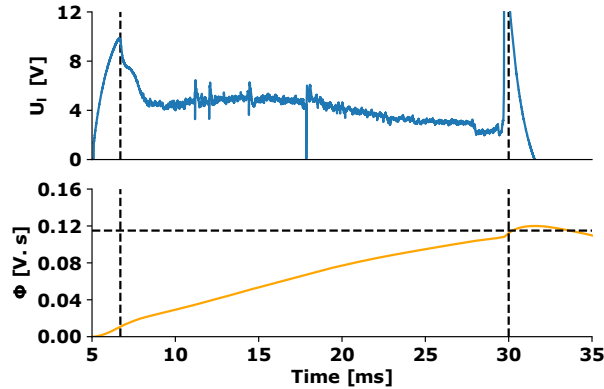
Popišme nyní scénář dosažení plazmatického výboje [6]. Inženýrské schéma tokamaku GOLEM je nastíněno na obrázku 1.4. Nejprve se vyčerpá komora tokamaku pomocí rotační vývěvy a dvou turbomolekulárních vývěv na tlak menší, než 1 mPa . Následně se do komory napustí pracovní plyn (vodík, nebo hélium přes elektronicky řízený ventil). Jakmile dojde k zadání konkrétních výbojových parametrů, začnou se nabíjet kondenzátory - zdroje energie pro generaci toroidálního magnetického pole B_t a pro generaci proudu v primárním vinutí transformátoru. Pro zajištění začátku generace plazmatu se na tokamaku GOLEM používá tzv. předionizace. V komoře je umístěna *elektronová tryska*, složená ze žhaveného vlákna, které termoemisí emituje elektrony. Ty se urychlují na poměrně vysoké energie a při srážkách s molekulami pracovního plynu generují počáteční koncentraci nabitých částic. Po vytvoření toroidálního magnetického pole B_t se tyto elektrony pohybují podél magnetických siločár. Po sepnutí proudu do primárního vinutí transformátoru se generuje toroidální elektrické pole E_t , které elektrony urychluje na energie větší, než je potřeba k ionizaci molekul pracovního plynu. Za dobu řádově desítek μs se lavinovou ionizací vytvoří v komoře tokamaku prstenec plně ionizovaného plazmatu, kterým protéká proud ohřívající plazma.

Toto je možné pozorovat na ilustračním výboji #25492, viz obrázek 1.5, na němž jsou zobrazeny všechny základní parametry výboje, napětí na závit U_l (loop voltage), proud plazmatem I_p (plasma current), toroidální magnetické pole B_t (toroidal magnetic field) a elektronová hustota n_e (electron density). Toroidální magnetické pole na tokamaku GOLEM není během výboje konstantní, ale mění se harmonicky v

čase během výboje. Délka výboje na tokamaku GOLEM je určena především maximálním magnetickým tokem v jádru transformátoru $\Phi_{max} = 0.12$ V.s. Po překročení této hodnoty dojde k nasycení transformátorového jádra, což zamezí dalšímu přenosu energie z primárního obvodu transformátoru do prstence plazmatu. Prošlý magnetický tok transformátoru lze experimentálně určit, jako

$$\Phi(t_f) = \int_0^{t_f} U_l dt, \quad (1.11)$$

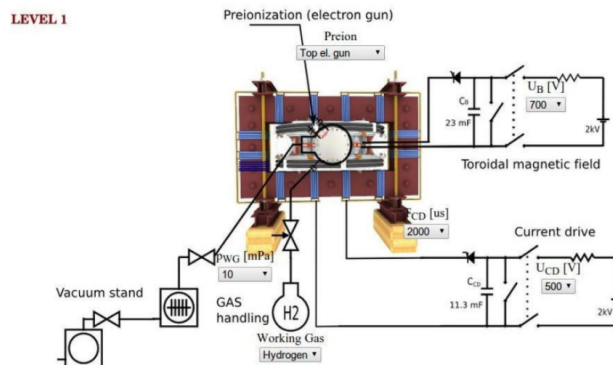
kde t_f je čas výboje. Pro ilustrační výboj #25492 je na obrázku 1.3 spočtena numerickou integrací magnetický tok Φ prošlý transformátorem dle rovnice 1.11.



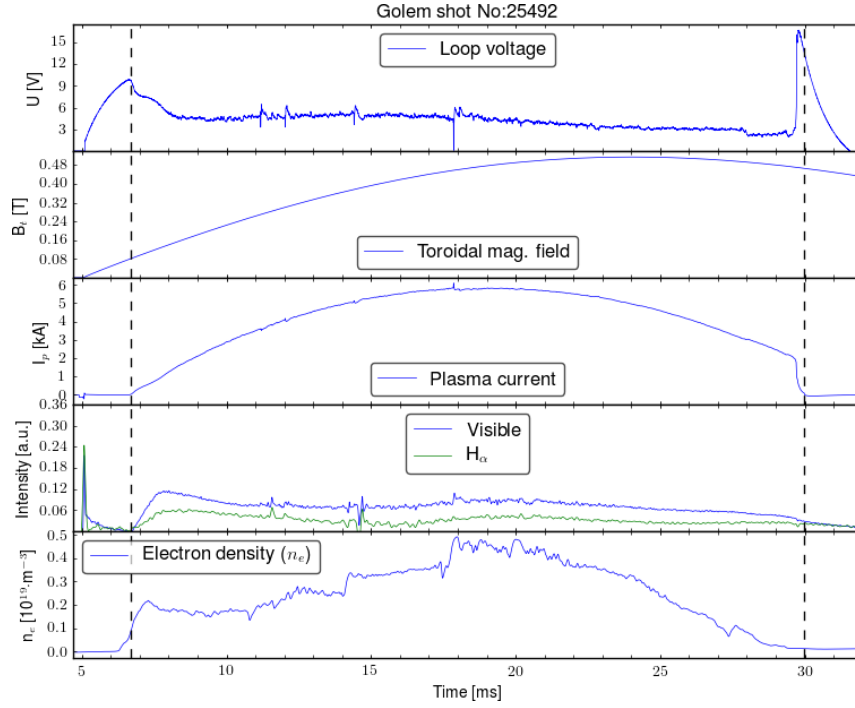
Obrázek 1.3: Graf závislosti napětí na závit a magnetického toku na čase pro ilustrační výboj #25492, viz obr. 1.5.

Na obrázku jsou čárkovanými úsečkami vyznačeny začátek a konec výboje a dále je zde znázorněna maximální hodnota magnetického toku. V bodě, kdy je této hodnoty dosaženo, skutečně dochází k ukončení výboje.

Nespornou výhodou tokamaku GOLEM je, že díky jeho vlastnostem je možno provádět výboje v rychlém sledu (každé 2 až 3 minuty), což na větších tokamacích není možné. Například na tokamaku COMPASS je možné provést výboj nejrychleji po 15 minutách.



Obrázek 1.4: Inženýrské schéma tokamaku GOLEM [7]



Obrázek 1.5: Příklad výboje na tokamaku GOLEM, výboj #25492 [8]

1.2.3 Diagnostika

Abychom mohli plazma zkoumat, je nutné měřit jeho vlastnosti v průběhu výboje. Z toho důvodu je třeba tokamak osadit diagnostickými prostředky [6]. Základním rozdělením diagnostik je na metody pasivní, které plazma neovlivňují (emisní spektroskopie, měření magnetických polí, ...) a metody aktivní, do plazmatu zasahující (elektrické sondy, laserová diagnostika, ...).

Základním pasivním měřením je měření magnetických polí. Takto můžeme změřit proud plazmatem a komorou I_{tot} pomocí *Rogovského pásky*. Dále se rutinně měří toroidální elektrické pole E_t generované transformátorem pomocí napětí na závit U_l . Zde využijeme jednoho závitu vodiče položeného po obvodu komory. Vzorec pro výpočet toroidálního elektrického pole má tvar $E_t = \frac{U_l}{2\pi R_0}$, kde R_0 je radiální souřadnice vzhledem k hlavní ose. Polohu plazmatu pak určujeme použitím *Mirnovových cívek*, rozložených po obvodu poloidálního řezu komory, které měří poloidální magnetické pole .

Typickou aktivní diagnostikou jsou elektrické sondy. Popis sondových technik je předmětem této práce a bude diskutován podrobně v následujících kapitolách.

Kapitola 2

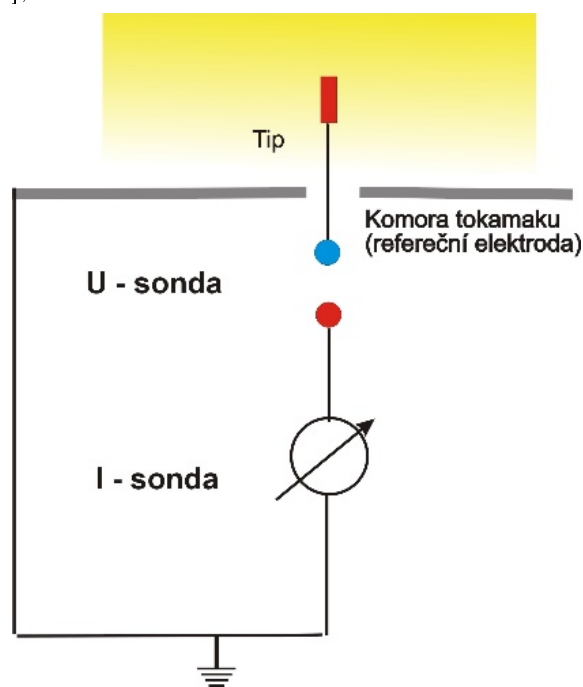
Elektrické sondy a sondová měření

Tato kapitola se zabývá principem měření parametrů plazmatu pomocí sond a popisem jednotlivých sond použitých na tokamaku GOLEM.

2.1 Langmuirova sonda

Langmuirova sonda [16], [17], [18], [19], [20], dále jen LP, patří mezi nejjednodušší diagnostiku plazmatu. Jedná se o vodič o celkové ploše S , který je vložen do plazmatu, a na který dopadají elektrony a ionty, které se v tokamaku pohybují podél magnetických siločár. Obecně může mít sonda různé tvary, například plochý, kulový, nebo válcový.

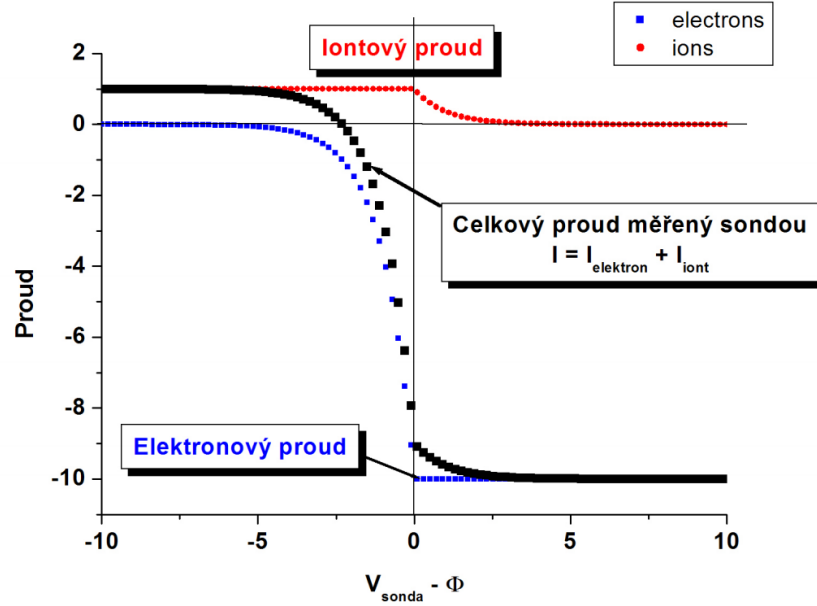
Pro měření parametrů plazmatu přikládáme na sondu napětí U_{lp} vůči referenční elektrodě, kterou představuje komora tokamaku. V závislosti na tomto přiloženém napětí se od sondy začnou odpuzovat a přitahovat nabitě částice plazmatu a měříme sondový proud I_{lp} . Závislost sondového proudu na sondovém napětí se nazývá volt-ampérová charakteristika, dále jen IV charakteristika. Z těchto následně aproximováním vhodnou analytickou funkcí můžeme určit veličiny, jako je elektronová teplota, plovoucí potenciál, nebo iontový nasycený proud.



Obrázek 2.1: Schéma zapojení Langmuirovy sondy, na kterou je přiloženo napětí vůči referenční elektrodě, převzato z [11].

Voltampérové charakteristiky

Modelová IV charakteristika, kde můžeme pozorovat iontový a elektronový nasycený proud, je znázorněna na obrázku 2.2.



Obrázek 2.2: Modelová volt-ampérová charakteristika pro Langmuirovu sondu [6].

Při dostatečně vysokém záporném napětí teče na sondu pouze iontový proud (červená křivka) a naopak při vysokém kladném napětí pouze elektronový proud (modrá křivka). Ty nezávisí na přiloženém napětí a nazývají se iontový/elektronový nasycený proud. Bod, ve kterém měříme nulový proud nazýváme *plovoucí potenciál*.

Měření IV charakteristik je možno provádět několika způsoby. Můžeme například v průběhu jediného výboje přikládat časově proměnné napětí (ve tvaru pily, popřípadě podle funkce sinus). My ale pro náš experiment využíváme postupu, který nazýváme *výstřel od výstřelu*, při němž využíváme reprodukovatelnosti jednotlivých výbojů a faktu, že na tokamaku GOLEM lze jednotlivé výboje provádět každé 2 až 3 minuty. Můžeme tedy pro každý výboj měnit přiložené napětí, čímž proměříme celou IV charakteristiku.

Nyní již vytvořenou volt-ampérovou charakteristiku aproximujeme analytickou funkcí (v literatuře obvykle nazývanou tří parametrový fit), která má tvar [21], [11]:

$$I_{lp} = I_{sat}^+ \left(1 - \exp \frac{U_{lp} - U_{fl}^{lp}}{T_e} \right), \quad (2.1)$$

kde I_{sat}^+ je iontový nasycený proud, U_{lp} je přiložené napětí na Langmuirově sondě, U_{fl}^{lp} je plovoucí potenciál a T_e je elektronová teplota. Z experimentálně měřených veličin U_{lp} a I_{lp} určíme tedy pomocí této aproximace tři důležité parametry plazmatu: I_{sat}^+ , U_{fl}^{lp} a T_e .

Iontový a elektronový nasycený proud

Pokud na sondu připojíme dostatečně vysoké záporné napětí, které splňuje podmínku $U_{lp} \ll U_{fl}$, dopadá na sondu pouze iontový nasycený proud [11], značíme I_{sat}^+ . Ten je podle klasické Langmuirovy teorie roven:

$$I_{sat}^+ = Aen_i c_s, \quad (2.2)$$

kde A je plocha sondy, e je elementární náboj, n_i je hustota iontů a c_s je iontozvuková rychlost, která je rovna:

$$c_s = \sqrt{\frac{2Te}{M_i}}, \quad (2.3)$$

kde M_i je hmotnost iontů.

Pokud bychom postupovali obráceně a na sondu připojili dostatečně velké kladné napětí, které splňuje obdobnou podmínku, jako v případě iontového nasyceného proudu, měřili bychom takzvaný elektronový nasycený proud, značíme I_{sat}^- . Tento proud se pro měření parametrů plazmatu v tokamacích obvykle nevyužívá, neboť se za těchto podmínek sonda ohřívá a může dojít k jejímu poškození.

Pro úspěšné měření je tedy zapotřebí splnit podmínku $U_{lp} \ll U_{fl}$. Kdyby tato podmínka splněna nebyla, větev iontového nasyceného proudu by se nepozorovala a nebylo by tudíž možné provést aproximaci IV charakteristik.

Plovoucí potenciál U_{fl} a potenciál plazmatu Φ

Když říkáme, že je Langmuirova sonda plovoucí, myslíme tím, že je elektricky izolována od referenční elektrody. Jelikož v plazmatu mají elektrony vyšší tepelnou rychlost, dopadá jich na povrch sondy více, nežli pomalejších iontů. Pokud je tedy sonda elektricky izolovaná, nabije se na záporný potenciál. Pokud na sondu připojíme takové napětí, že dojde k rovnováze, tedy na sondu dopadá stejně elektronů, jako iontů, říkáme tomuto napětí plovoucí potenciál U_{fl} [11]. Sonda v tento moment odpuzuje dostatečné množství elektronů na to, aby této rovnováhy mohlo být dosaženo. Na obrázku 2.2 pozorujeme plovoucí potenciál v místě, kde celkový proud měřený v našem případě Langmuirovou sondou je roven 0. Pro plovoucí potenciál následně platí následující vztah [26]

$$U_{fl} = \Phi - \alpha T_e, \quad (2.4)$$

kde Φ je potenciál plazmatu a pro kalibrační konstantu α Langmuirovy sondy platí:

$$\alpha = \ln \left| \frac{I_{sat}^-}{I_{sat}^+} \right|. \quad (2.5)$$

Znalost plovoucího potenciálu změřená tímto postupem je mimo jiné použita pro verifikaci elektronové teploty spočtené pomocí IV charakteristik. Potenciál plazmatu

Φ je bod, při kterém na sondu vnořenou do plazmatu přiložíme takové napětí, aby vymizela Debyeova stínící vrstva [11].

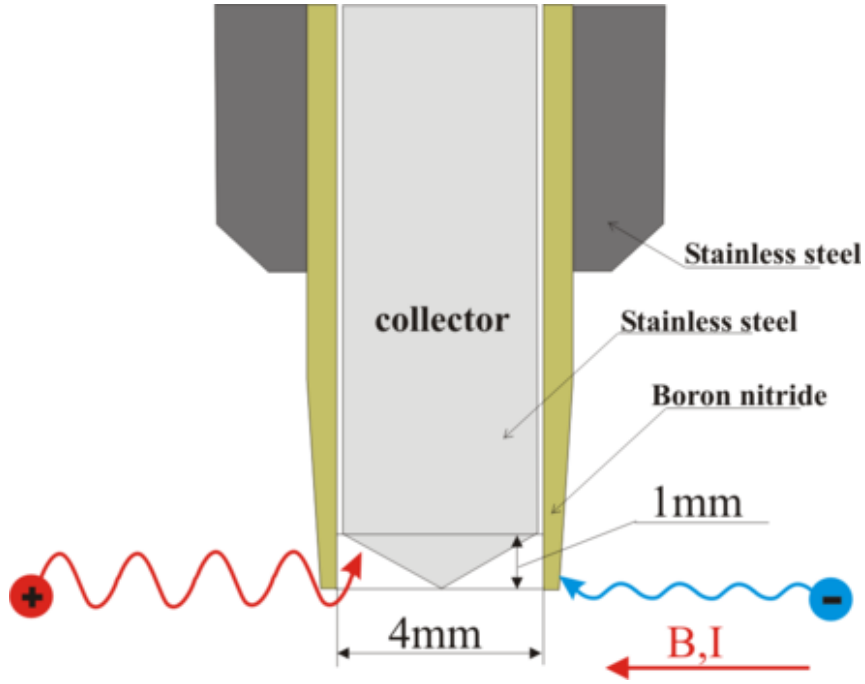
Při konstrukci IV charakteristik se často vyskytují problémy, kterým je při snaze docílit co nejpresnějších výsledků nutné předcházet:

1. Napětí přiložené na LP sondu není dostatečně záporné, kvůli tomu nedosahujeme iontového nasyceného proudu a pro aproximaci tak není splněn základní předpoklad. Důsledkem především je, že elektronová teplota, získaná z aproximace, vychází velmi vysoká. Proto je nutné vždy správně volit napětí na LP, optimální hodnota pro tento experiment se ukazuje menší než -100 V , popřípadě ještě zápornější.
2. Nedostatek bodů v okolí plovoucího potenciálu způsobí, že je aproximací hůře určena. Z toho důvodu je důležité v odhadovaném okolí plovoucího potenciálu zjemnit rozdíly v napětí kladeném na LP.
3. Při aproximaci za použití rovnice 2.1 je nutné brát v úvahu body do hodnot U_{lp} maximálně v okolí nuly. Pouze pro tyto hodnoty jsou splněny předpoklady pro aproximaci. Pokud bychom chtěli použít i body kladného napětí, museli bychom pro aproximaci použít rovnici zahrnující i větev elektronového nasyceného proudu.
4. Dalším omezením na výběr bodů pro aproximaci je, že se snažíme vybírat takové body, které jsou maximálně 2x až 3x násobky iontového nasyceného proudu.
5. Pro lepší zpracování je vhodné IV charakteristiky normovat.

I když jsou pro zpracování IV charakteristik předchozí body splněny, často může docházet k problémům v některých z časových intervalů. To je z největší části způsobeno kvalitou výbojového režimu. Snahou tedy je získat reprodukovatelné výboje, obsahující co nejmenší počet nestabilit. Pokud se v některém z výbojů vyskytuje velká nestabilita, není možné provést aproximaci analytickou funkcí v příslušném časovém intervalu a z toho důvodu zde nelze kalibrační konstantu α spočítat. Proto jsou veškeré obrázky časových vývojů parametrů plazmatu opatřeny chybovými úsečkami, z kterých lze snadno vyzorovat, zda-li a ve kterých časových intervalech byly výboje dobře reprodukovatelné a kde se nevyskytovaly větší nestability.

2.2 Ball-pen sonda a její kalibrace

Na rozdíl od Langmuirovy sondy má ball-pen sonda [22], [23], [24], [25], [26], [27], [28], dále jen BPP, o poznání kratší historii. Autorem je Jiří Adámek. Její konstrukce je lehce odlišná, od konstrukce sondy Langmuirovy. U BPP je kolektor nabitých částic vnořen do trubice z dielektrického materiálu. Tato sonda byla vyvinuta za účelem přímého měření potenciálu plazmatu Φ . Schéma sondy je na obrázku 2.3.



Obrázek 2.3: Základní schéma ball-pen sondy [25].

Teoretický význam trubice je takový, že by mělo docházet k fyzickému odstínění elektronů. Princip odstínění spočívá v tom, že elektrony obíhají podél magnetických siločár s menším Larmorovým poloměrem, viz. rovnice 1.8 a proto je pro ně těžší překonat dielektrickou trubici a dopadnout na kolektor. Následně by bylo vhodnou polohou dielektrika dosaženo vyrovnaní iontového a elektronové toku na sondu, čímž by se v rovnici (2.4) vynuloval člen s kalibrační konstantou α a platilo by, že $U_{fl} = \Phi$. Takto bychom tedy měřili přímo potenciál plazmatu. Na následujícím obrázku 2.4 vidíme závislost plovoucího potenciálu z ball-pen sondy na poloze kolektoru.

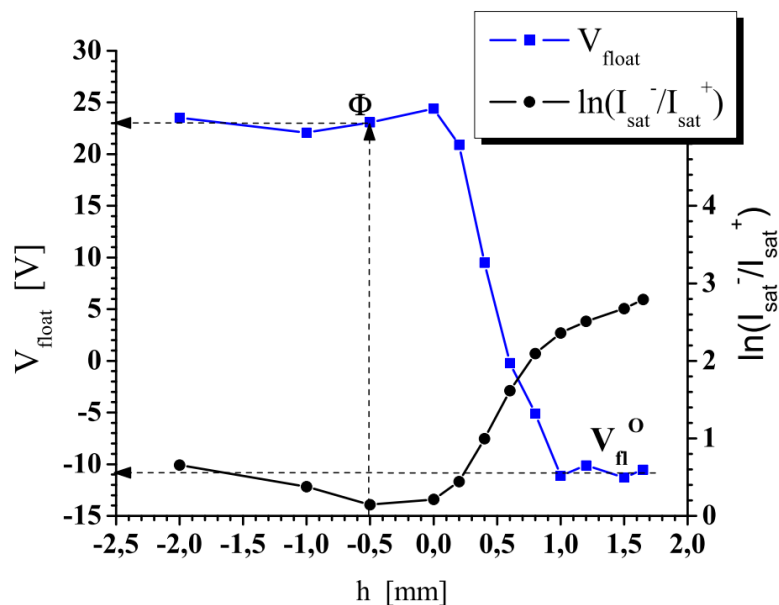
Z obrázku plyne, že pokud je kolektor hlouběji, než $h = 0.5 - 1$ mm, měří sonda potenciál plazmatu. Naopak pokud je kolektor vysunut, měříme stejný potenciál, jako pomocí sondy Langmuirovy. Potenciál měřený BPP je tedy potenciálu plazmatu velmi blízký. Platí pro něj vztah [26]:

$$U_{bpp} = \Phi - \alpha T_e, \quad (2.6)$$

kde pro α platí vztah:

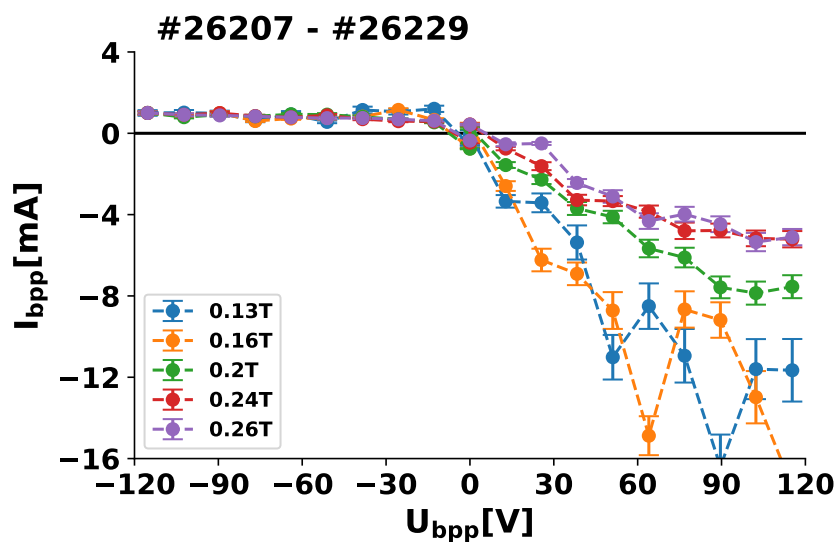
$$\alpha = \ln \frac{A^-(h)j_{sat}^-}{A^+(h)j_{sat}^+}. \quad (2.7)$$

A^- a A^+ jsou sběrné plochy kolektoru pro elektrony a ionty, které závisejí na zahluvení kolektoru a j_{sat}^- a j_{sat}^+ jsou proudové hustoty elektronů a iontů. Cílem této práce je určit hodnotu této kalibrační konstanty α pro vodíkové a héliové plazma a následně je využít pro změření radiálních profilů daných charakteristik tokamakového plazmatu pro oba tyto pracovní plyny.



Obrázek 2.4: Závislost plovoucího potenciálu z ball-pen sondy na hloubce kolektoru. Převzato z [26].

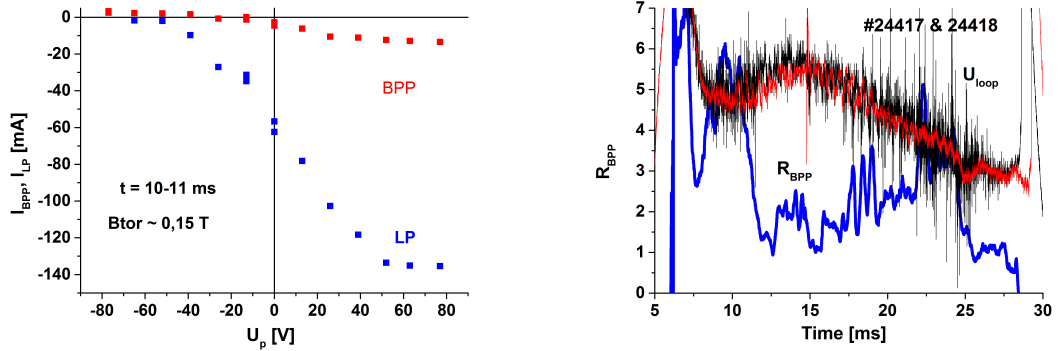
Pro fungování této sondy je nutné, aby bylo v průběhu výboje dosaženo dostatečného toroidálního magnetického pole B_t . Na následujícím obrázku 2.5 vidíme volt-ampérovou charakteristiku ball-pen sondy pro různá toroidální magnetická pole. Pracovní plyn je zde hélium.



Obrázek 2.5: Volt-ampérová charakteristika ball-pen sondy v héliovém plazmatu v závislosti na toroidálním magnetickém poli.

Z obrázku vidíme, že pro vyšší toroidální magnetická pole B_t dochází k symetrizování IV charakteristiky. Z toho tedy plyne, že předpoklad pro fungování této sondy

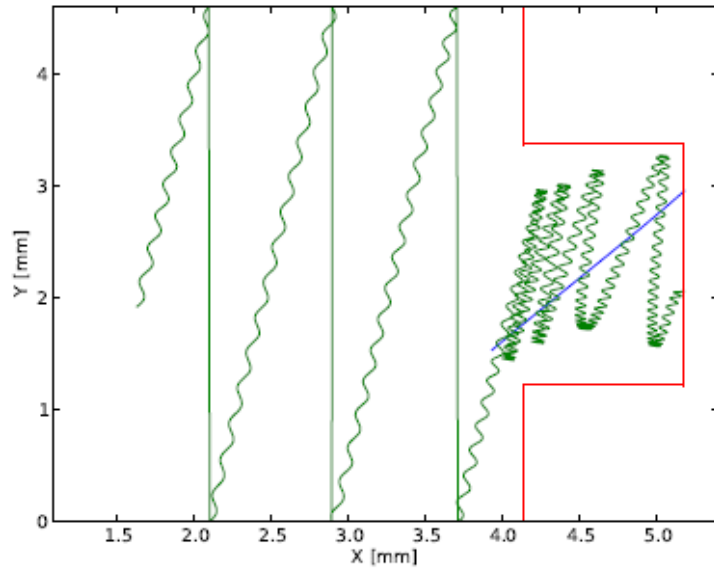
je toroidální magnetické pole dosahující hodnot alespoň 0.25 Tesla. Této hodnoty docílíme ve vodíkovém plazmatu vždy. Naopak v héliovém plazmatu, kde je výboj kratší, této hodnoty vždy dosaženo na tokamaku GOLEM není. Na následujícím obrázku 2.6 je porovnání volt-ampérové charakteristiky Langmuirovy a ball-pen sondy.



Obrázek 2.6: Porovnání volt-ampérových charakteristik ball-pen a Langmuirovy sondy ve vodíkovém plazmatu ze staršího měření(vlevo), časový vývoj poměru elektronového a iontového nasyceného proudu ball-pen sondy ze staršího měření(vpravo).

Z obrázku (vlevo) je na první pohled patrné, že u ball-pen sondy dochází k symetrizaci IV charakteristiky. Větev elektronového nasyceného proudu je několikanásobně menší, nežli u sondy Langmuirovy a to i vzhledem k poměrně nízkému toroidálnímu magnetickému poli B_t . Pro vyšší hodnotu tohoto pole by byla tato symetrizace ještě zřetelnější, jak můžeme nahlédnout na stejném obrázku vpravo, kde je zobrazena závislost poměru elektronového a iontového nasyceného proudu. Bohužel na tokamaku GOLEM vyššího pole nebylo možno dosáhnout.

V praxi se elektronový proud měří i při mnohem menší hloubce kolektoru, než je Larmorův poloměr elektronů. Z toho můžeme usuzovat, že tato jednoduchá geometrická interpretace neodpovídá zcela realitě. Uvnitř dielektrické trubice vznikají elektromagnetická pole, která vtahují elektrony směrem dovnitř. Teoretické představy o funkci dielektrické trubice, jakožto součásti sondy, sloužící k vyrovnání elektronového a iontového toku na sondu, jsou velmi podrobně popsány v [28]. Ve skutečnosti se totiž ukazuje, že i při pozici, kdy je kolektor zasunut hlouběji, než je Larmorův poloměr pro ionty, dochází k dopadu elektronového a iontového proudu. Z toho důvodu je velmi důležité prověřit, zdali je sonda schopna měřit potenciál plazmatu a také prozkoumat, jakým způsobem se částice plazmatu pohybují tubicí proti magnetickému poli směrem ke kolektoru. Abychom toto mohli ověřit, byly v [28] provedeny numerické simulace, které si kladou za cíl pohyby elektronů a iontů objasnit. Po provedení těchto simulací docházíme k závěru, že pro elektronové teploty, které se pohybují v hodnotách ≈ 10 eV, je rozdíl mezi plovoucím potenciálem ball-pen sondy a potenciálem plazmatu pouze několik voltů. Z toho tedy plyne, že měření elektronové teploty pomocí kombinované Langmuirovy a ball-pen sondy je možné a poměrně přesné. To, že dochází k prostupu elektronů, i když je kolektor hlouběji, než je jejich Larmorův poloměr, je těmito simulacemi taktéž potvrzeno. Elektrony se zde odráží od stěn stínění a $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ driftem se pohybují směrem ke kolektoru tak, jak je znázorněno na následujícím obrázku 2.7.



Obrázek 2.7: Plošná trajektorie elektronů (zeleně) a iontů (modře) v okolí a uvnitř tunely ball-pen sondy, znázorněno červenou čarou. Převzato z [28].

Z obrázku je patrné, že se elektrony pohybují podél magnetických siločár. Jakmile však vstoupí do tunelu sondy, začnou se odrážet tam a zpět vlivem potenciálu stínění. Ionty se na rozdíl od elektronů pohybují dolů tunelem díky jejich Larmorovu poloměru a to směrem kolmo k poli.

Vše naznačuje, že poloměr sondy by mohl být též velmi významným konstrukčním parametrem. Zjišťujeme, že pro sondu s větším poloměrem mají ionty více času dosáhnout sondy předtím, nežli se vlivem svého paralelního pohybu dostanou až ke stěně tunelu. Z toho plyne, že sondy dosáhne vyšší podíl iontů. Naopak se zdá, že poloměr sondy nemá vliv na tok elektronů. Popsaný jev je ale nutné teprve ověřit. Hloubka kolektoru není důležitá za předpokladu, že je dostatečně zapuštěn tak, aby jím byly elektrony magneticky stíněny.

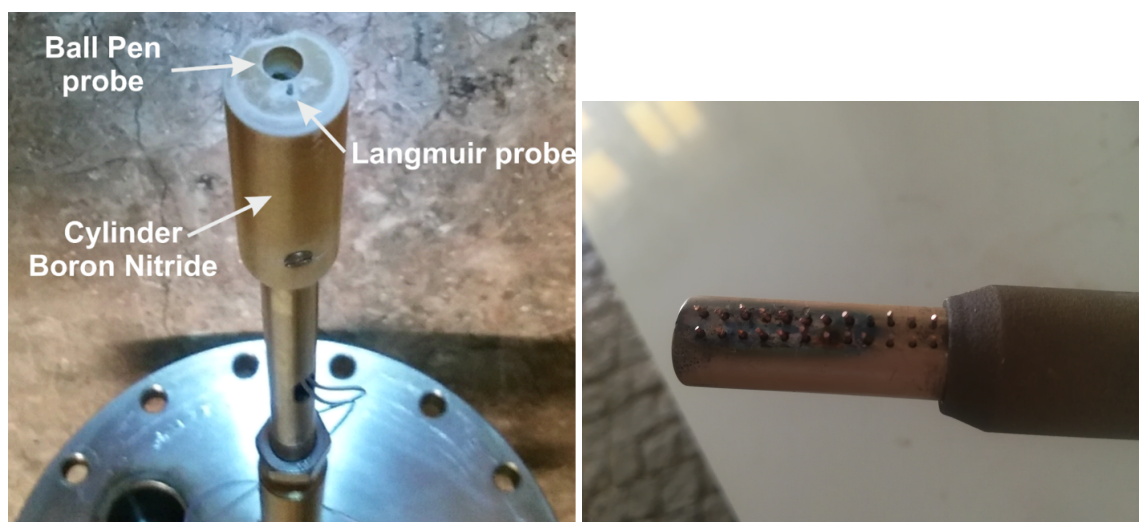
Závěrem tedy můžeme konstatovat, že v případě měření s ball-pen sondou můžeme považovat potenciál jí měřený za přibližně rovný potenciálu plazmatu a použít ho tak pro další výpočty.

2.3 Sondy na tokamaku GOLEM

Na tokamaku GOLEM je Langmuirova sonda osazena na kombinované sondové hlavici, zasunuté ze spodní části komory. Sonda má válcový tvar o průměru $d = 0.6$ mm. Na následujícím obrázku 2.8 vlevo můžeme sondu vidět na pravé straně hlavice - vystupující vodič, která je osazena na tokamaku GOLEM. Na stejném obrázku vpravo je pak pole Langmuirových sond, double rake sonda, což je modifikace standardní Langmuirovy sondy, kde je sondová hlavice osazena více vodiči vnořenými do plazmatu s různými radiálními vzdálenostmi. Díky tomu je možno měřit radiální profily během jediného výboje.

Ball-pen sonda je umístěna na stejné hlavici, jako Langmuirova sonda. Nachází se na její levé části. Hloubka kolektoru je $h = 2.3$ mm.

Kombinovaná sondová hlavice je pohyblivá a je tak možno měnit její pozici v radiálním směru.



Obrázek 2.8: Kombinovaná sondová hlavice osazená Langmuirovou a ball-pen sondou (vlevo) a pole Langmuirových sond (vpravo) na tokamaku GOLEM.

2.4 Měření kalibrační konstanty α

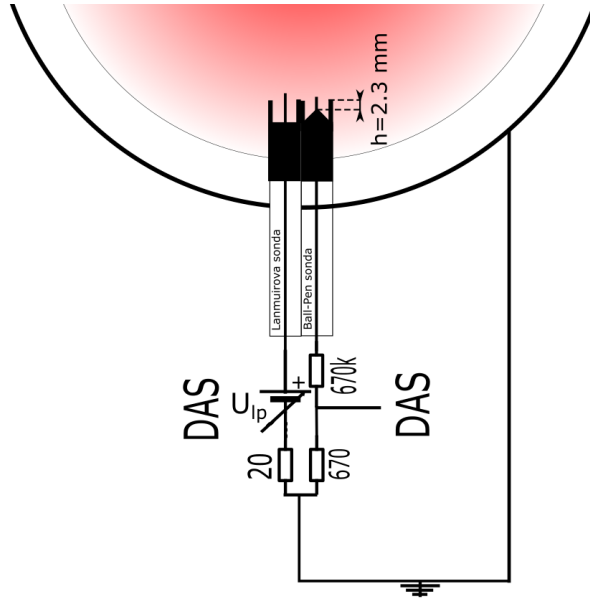
Kombinovaná hlavice osazená Langmuirovou (LP) a ball-pen (BPP) sondou je vložena do spodního diagnostického portu na tokamaku GOLEM. Vzdálenost portu od středu komory je 97 mm. Samotnou hlavici je pak možno posouvat výboj od výboje v rozmezí 105 až 55 mm pomocí otočného závitu, který je opatřený stupnicí. Na LP je přiloženo napětí, značíme U_{lp} . Odpor v obvodu Langmuirovy sondy, pokud pro příslušné měření není uvedeno jinak, je 20 Ω .

Přiložení sondového napětí je uskutečněno přes sérii akumulátorů. Jedná se o několik 12 V, 6 V a 4 V akumulátorů, které jsou do obvodu připojeny přes elektromagnetická relé. Ta je možno vzdáleným přístupem k serveru ovládat a měnit tak napětí přiložené na Langmuirovu sondu výboj od výboje. Pro verifikaci hodnot přiloženého napětí je připojen multimetr, na kterém je před každým výbojem nutné ověřit, zda má napětí požadovanou hodnotu. Na následujícím obrázku 2.9 je fotografie tohoto zařízení:



Obrázek 2.9: Zdroj napětí pro Langmuirovu sondu.

Na ball-pen sondu během měření kalibrační konstanty α není přiloženo napětí, měří tak potenciál plazmatu. Na následujícím obrázku 2.10 pak vidíme schéma pro měření této kalibrační konstanty [26]



Obrázek 2.10: Schéma obvodu pro měření IV charakteristiky Langmuirovy sondy a plovoucího potenciálu ball-pen sondy.

Pro samotný výpočet kalibrační konstanty α používáme následující vzorec:

$$\alpha = \frac{\Phi - U_{fl}^{lp}}{T_e}. \quad (2.8)$$

Abychom mohli výpočet provést, musíme ovšem změřit veličiny Φ , U_{fl}^{lp} a T_e . Φ měříme pomocí ball-pen sondy. Elektronovou teplotu T_e a plovoucí potenciál U_{fl} získáme, jako parametr při aproximování volt-ampérové charakteristiky analytickou funkcí 2.1.

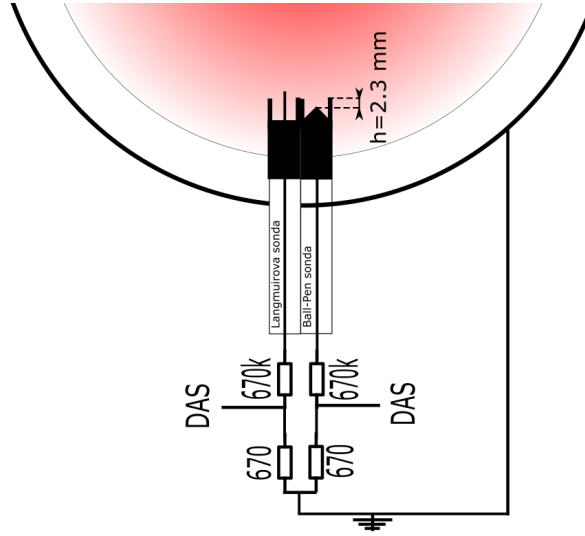
Postup výpočtu: K tomu, abychom mohli sestavit IV charakteristik přiložíme na Langmuirovu sondu napětí. Následně *výstřel od výstřelu*, kdy pro každý výboj měníme přiložená napětí od takových záporných hodnot, abychom pozorovali iontový nasycen proud, proměříme celou volt-ampérovou charakteristiku. Ta je následně před provedením aproximace normována.

Jak již bylo zmíněno, při měření hodnot pro IV charakteristiky je zároveň připojena ball-pen sonda měřící potenciál plazmatu Φ . Do vztahu 2.8 pro výpočet kalibrační konstanty α dosazujeme potenciály plazmatu Φ z výbojů, při kterých byla Langmuirova sonda nabitá na napětí blízké (± 10 V) plovoucímu potenciálu, získaného z aproximace volt-ampérových charakteristik Langmuirovy sondy. Činíme tak z důvodu, abychom neuvažovali výboje, při kterých by byla ball-pen sonda ovlivněna odlišně nabitou Langmuirovou sondou. Tímto již máme připravené vše pro dosazení do vztahu 2.8 a můžeme tak spočítat α .

Z důvodu porovnávání výsledků je vhodné zobrazovat závislost elektronové teploty T_e a kalibrační konstanty α v závislosti na toroidálním magnetickém poli B_t , nikoliv na čase.

2.5 Měření radiálních profilů

Kombinovaná hlavice osazená Langmuirovou (LP) a ball-pen (BPP) sondou je opět vložena do stejného spodního diagnostického portu na tokamaku GOLEM. Pro měření radiálního profilu postupujeme tak, že na ani jednu ze sond nepřipojíme napětí, jsou tedy obě plovoucí. Následně pro každé z měření pohybujeme hlavici výboj od výboje po krocích o velikosti 5 mm směrem ke středu komory. Tímto způsobem proměříme radiální profily plovoucích potenciálů Langmuirovy a ball-pen sondy i elektronové teploty na tokamaku GOLEM. Viz. následující schéma měření, obrázek 2.11:



Obrázek 2.11: Schéma obvodu pro měření radiálních profilů.

K výpočtu elektronové teploty T_e využijeme vztahu 2.8, z kterého nyní vyjádříme elektronovou teplotu:

$$T_e = \frac{U_{fl}^{bpp} - U_{fl}^{lp}}{\alpha}, \quad (2.9)$$

kde $U_{fl}^{bpp} = \Phi$ je potenciál plazmatu a U_{fl}^{lp} je plovoucí potenciál měřený Langmuirovou sondou. Nejprve je tedy nutno určit hodnotu kalibrační konstanty α v první části měření, viz. 2.4.

2.6 Zpracování dat

Ke zpracování veškerých experimentálních dat byl použit programovací jazyk Python. Zdrojový kód programu, který vznikl za účelem zpracování experimentálních dat je přiložen k práci na CD a jeho části jsou podrobněji popsány v příloze B. K úpravě dat byly použity následující knihovny:

1. *Numpy*: práce se soubory a matematické operace pro úpravu experimentálních dat.
2. *Matplotlib*: k vytvoření všech grafů v této práci.
3. *Urllib*: načtení dat z databáze GOLEM.
4. *Scipy.optimize*: Pro provedení všech aproximací analytickou funkcí. Při aproximaci IV charakteristik jsou zohledněny chybové úsečky, reprezentující statistickou chybu vzniklou při úpravě dat.

Postup zpracování

1. Data jsou stažena z databáze tokamaku GOLEM do PC použitím příkazu *urllib2.urlopen*, načtež jsou načtena příkazem *np.loadtxt* a uložena pomocí *np.save*. Pro sběr dat využíváme Data Acquisition System vyráběné firmou Papouch s.r.o.
2. Z každého výstupu získáváme 40 000 dat. Proto je nutné provést průměrování hodnot přes vhodně zvolený časový interval. Vzhledem k povaze a velikosti nestabilit je velikost okna pro průměrování volena jako 1 ms. Tato hodnota se jeví jako nejvhodnější. Takto získáme několik desítek bodů v závislosti na délce výboje. K vyhlazení dat je použit příkaz *np.mean*. Následně jsou ke každému z bodů vypočteny chybové úsečky, které znázorňují chybu vzniklou při úpravě dat. K jejich výpočtu používáme příkaz *np.var*.
3. V dalším kroku jsou data upravována do požadované podoby. V případě měření kalibrační konstanty α vytváříme tabulky. Ty obsahují sondové proudy, vypočtené z Ohmova zákona, jakožto sondové napětí dělené odporem a napětí přiložené na sondu. Tyto tabulky normujeme a tvoříme volt-ampérové charakteristiky. Současně provádíme výpočet chyby, která při úpravách vzniká.
4. V dalším kroku je provedena automatická aproximace v programovacím jazyku Python za použití příkazu *optimization.curve_fit*, z kterého získáme požadované parametry aproximace. Těmi jsou plovoucí potenciál U_{fl}^{lp} a elektronová teplota T_e . Aproximaci analytickou funkcí provádíme s ohledem na chybové úsečky.
5. Z hodnot, které jsme získali aproximací, spočteme kalibrační konstantu α .
6. Když nyní máme vypočtenou kalibrační konstantu α , vytváříme obdobné tabulky, jako v případě IV charakteristik, pro radiální profily plovoucího potenciálu, potenciálu plazmatu a elektronové teploty.
7. Vypočtené hodnoty jsou prezentovány v podobě grafů, vytvořených v knihovně *matplotlib*, *plt.plot*.

Metodika zpracování

Pro každou sérii měření, kterou značíme dle názvu podkapitol v příloze A, jsou připojeny údaje o výbojových režimech a je zde znázorněna reprodukovatelnost jednotlivých sérií výbojů pomocí zobrazení časového průběhu parametrů plazmatu, kterými jsou napětí na závit U_l , proud plazmatem I_p , toroidální magnetické pole B_t a elektronová hustota n_e . Také se zde nachází tabulky, které pro každý jednotlivý výboj obsahují informace o napětí přiloženém na sondu, popřípadě radiální vzdálenost sondové hlavičky od středu komory.

V každém z obrázků časového vývoje parametrů plazmatu jsou vyznačeny žluté body, které představují jednotlivé intervaly, přes které jsou data průměrována, přičemž výsledné hodnoty jsou jejich středy. Délka intervalů je vyznačena chybovými úsečkami ve směru horizontální osy. Reprodukovatelnost série výbojů je reprezentována chybovými úsečkami ve směru vertikálním. Ty jsou vypočteny, jakožto střední kvadratické odchylky parametrů plazmatu všech výbojů. Z těchto je patrné, jak se od sebe jednotlivé výboje lišily, popřípadě ve kterém časovém intervalu se vyskytovaly nestability. Pro náš experiment je obzvláště významným časový průběh proudu plazmatem I_p . Ukazuje se totiž, že signály ze sond nebyly příliš citlivé na drobné nestability pozorované v průběhu napětí na závit U_l .

Kapitola 3

Experimentální výsledky

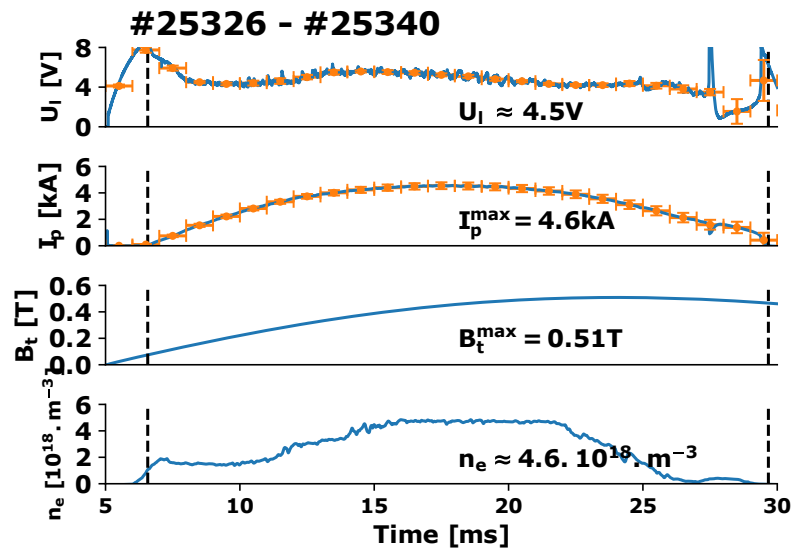
3.1 Měření kalibrační konstanty α

3.1.1 Vodíkové plazma

Série měření

Pro měření kalibrační konstanty α ve vodíkovém plazmatu, byly provedeny tři série měření, lišící se polohou sondové hlavice, rozsahem napětí U_{lp} přiložených na Langmuirovu sondu a parametry výbojového režimu. Pro každou výbojovou sérii jsou konkrétní parametry uvedeny v příloze A.

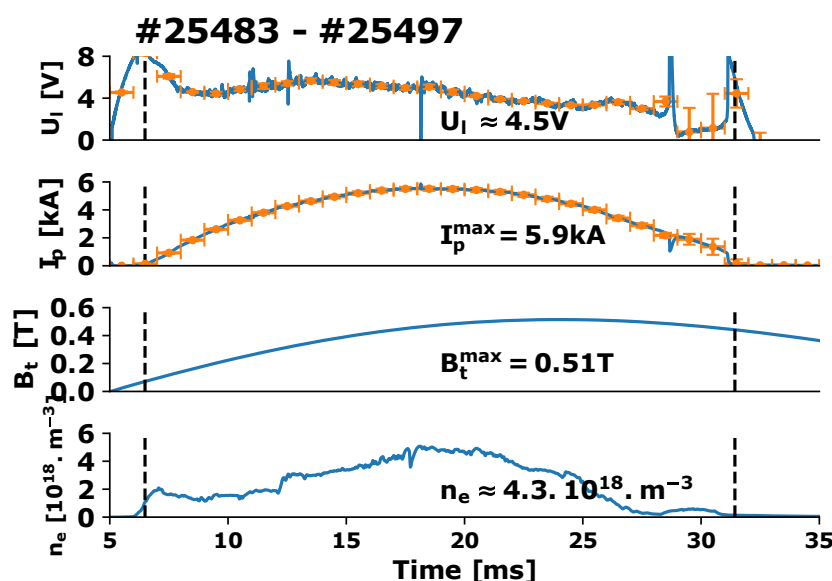
Pro první sérii (H.1) byla sondová hlavice umístěna ve vzdálenosti $r = 65$ mm od středu komory. Z časového vývoje parametrů plazmatu na obrázku 3.1 plyne, že



Obrázek 3.1: Časový vývoj parametrů plazmatu: napětí na závit, proud plazmatem, toroidální magnetické pole a elektronová hustota pro výboj #25326.

výbojový režim byl stabilní. Z průběhu napětí na závit U_l , které má relativně nízkou střední hodnotu 4.5 V usuzujeme, že plazma v průběhu výboje neobsahovalo mnoho příměsí. Z průběhu proudu plazmatem I_p soudíme, že výbojový režim byl stabilní a z vertikálních chybových úseček náležících k I_p , že celá série je dobře reprodukovatelná. Maximální hodnota toroidálního magnetického pole B_t je větší, nežli 0.5 T. To je dle kapitoly 2.2 dostatečná hodnota k tomu, aby ball-pen sonda měřila skutečně potenciál plazmatu Φ , viz. obrázek 2.6. Délka výboje pro tuto sérii měření ve vodíkovém plazmatu je přibližně 24 ms, což je dáno maximálním magnetickým tokem transformátoru tokamaku GOLEM, viz. kapitola 1.2.2. V současné době není na tokamaku GOLEM možné provést výboj delší, nežli 26 ms.

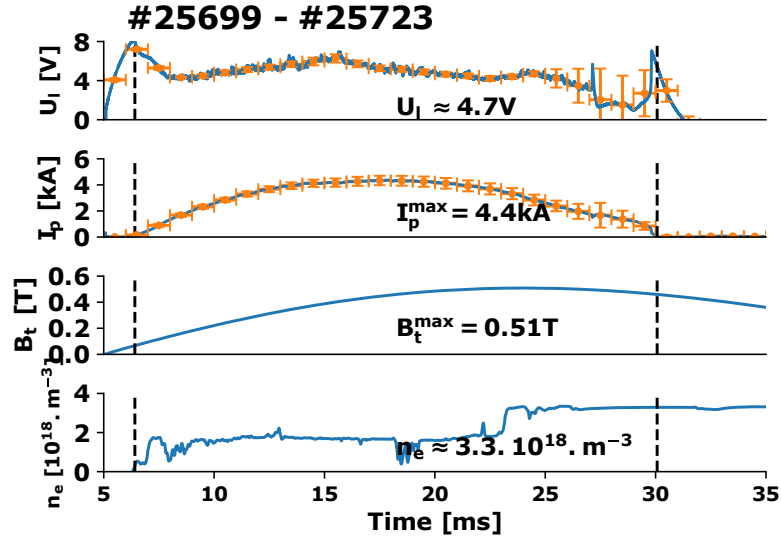
Pro druhou sérii výbojů (H.2) se poloha sondové hlavice změnila na vzdálenost $r = 70$ mm od středu komory. Parametry výbojového režimu ovšem zůstaly nezměněny, obrázek 3.2.



Obrázek 3.2: Časový vývoj parametrů plazmatu: napětí na závit, proud plazmatem, toroidální magnetické pole a elektronová hustota pro výboj #25483.

V porovnání se sérií (H.1) je hůře reprodukovatelná. Elektronová hustota n_e dosahuje nepatrně nižších hodnot. V časovém průběhu napětí na závit U_l pozorujeme řadu nestabilit, zvláště pak na začátku a ke konci výboje, viz. obrázek 3.2. Nestability vedou ke zvýšenému obsahu příměsí vyskytujících se v komoře tokamaku. Maximální proud plazmatem I_p má hodnotu 5.9 kA. Ačkoli tedy byly zachovány parametry výbojového režimu, viz. příloha A, pozorujeme značný nárůst proudu plazmatem.

Pro poslední sérii měření (H.3) zůstává sondová hlavice v poloze $r = 70$ mm od středu komory. Je zde ovšem snížena hodnota nabíjecího napětí na kondenzátoru C_{Bt} . Snahou je získat více stabilní a lépe reprodukovatelný výbojový režim. Z časového vývoje parametrů plazmatu na obrázku 3.3 plyne:

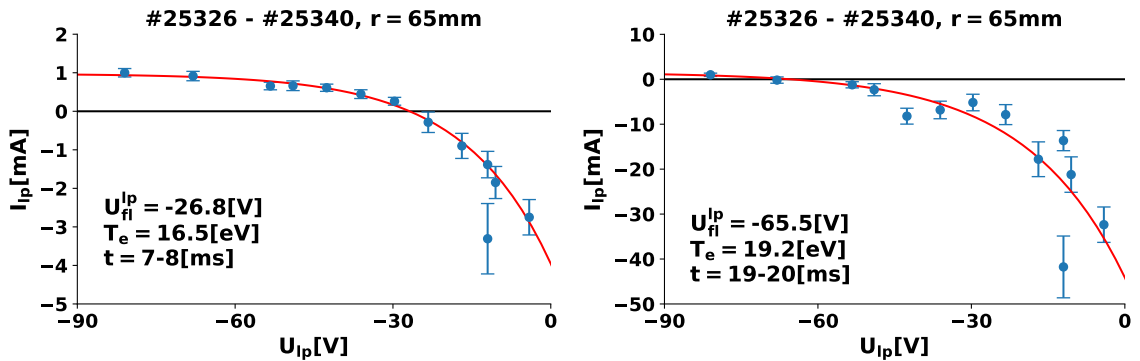


Obrázek 3.3: Časový vývoj parametrů plazmatu: napětí na závit, proud plazmatem, toroidální magnetické pole a elektronová hustota pro výboj #25699.

snaha o zlepšení se z části podařila. Ačkoli totiž časový vývoj napětí na závit U_l obsahuje mnoho nestabilit, průběh časového vývoje proudu plazmatem I_p je stabilnější a výboje jsou tak lépe reprodukovatelné.

Experimentální výsledky

Ze všech tří výbojových sérií jsme získali dostatečný počet dat pro vytvoření normovaných volt-ampérové charakteristiky dle postupu, jak je popsáno výše v kapitole 2.1. Ty následně aproximujeme analytickou funkcí podle výrazu 2.1. Na následujících obrázcích 3.4 jsou IV charakteristiky ze série (H.1). Pro tuto sérii měření jsou hodnoty napětí přiložených na Langmuirovu sondu v rozsahu $U_{lp} = < -81, 17 > \text{ V}$, viz. příloha A.1.

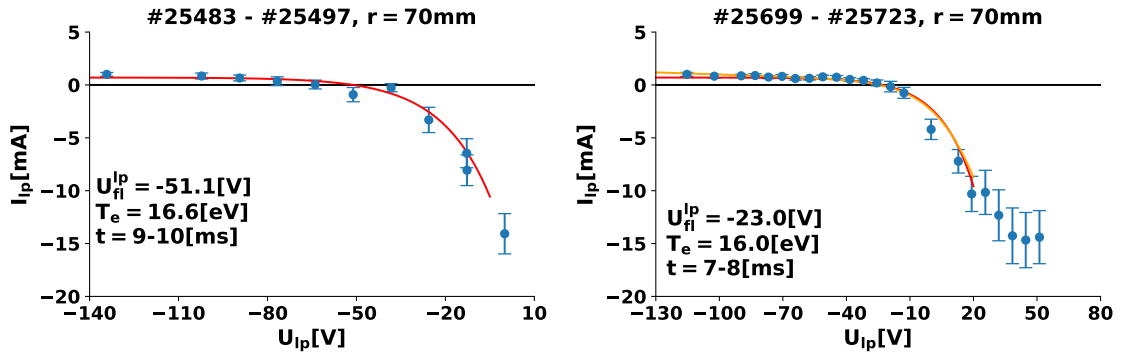


Obrázek 3.4: Příklad IV charakteristiky s iontovým nasyceným proudem (vlevo) a bez iontového nasyceného proudu (vpravo) pro sérii (H.1).

Z obrázku vlevo je patrné, že bylo dosaženo iontového nasyceného proudu I_{sat}^+ a bylo

tak možné volt-ampérovou charakteristiku korektně aproximovat a určit hodnoty plovoucího potenciálu U_{fl} a elektronové teploty T_e pro jednotlivé časové intervaly. Naopak na stejném obrázku vpravo vidíme, že plovoucí potenciál je příliš záporný a není tak možné provést správně aproximaci, jelikož zde nebylo dosaženo iontového nasyceného proudu. Z těchto charakteristik není možné získat parametry aproximace. Protože takovýchto IV charakteristik bylo pro sérii (H.1) změřeno více, jsou pro určení kalibrační konstanty α z této výbojové série použity jen ty časové intervaly, kdy iontový nasycený proud pozorujeme a aproximaci je tak možno korektně provést. Z toho důvodu bylo zvýšeno sondové napětí U_{lp} a byly provedeny další dvě výbojové série.

Pro sérii (H.2) byl rozsah napětí přiložených na Langmuirovu sondu zvýšen na $U_{lp} = < -134, 25 > \text{V}$ a pro sérii (H.3) na $U_{lp} = < -115, 51 > \text{V}$. Díky tomu již dosahujeme iontového nasyceného proudu ve všech časových intervalech. Je tedy možné IV charakteristiky aproximovat i pro více záporné plovoucí potenciály. Příkladem je pak následující obrázek 3.5.



Obrázek 3.5: Příklad IV charakteristik s iontovým nasyceným proudem pro sérii (H.2) (vlevo), IV charakteristika s iontovým i elektronovým nasyceným proudem pro sérii (H.3) (vpravo) (tří parametrový fit červeně, čtyř parametrový fit žlutě).

Z obrázku je na první pohled patrné, že napětí přiložené na Langmuirovu sondu je již dostatečně záporné a není tak potřeba měření provádět s ještě zápornějšími hodnotami. Volt-ampérová charakteristika, která je na stejném obrázku vpravo, obsahuje větev elektronového nasyceného proudu I_{sat}^- a má takřka ideální průběh. K její aproximaci je spolu s 2.1 použita analytická funkce (v literatuře obvykle nazývána čtyř parametrový fit), která má tvar [13]:

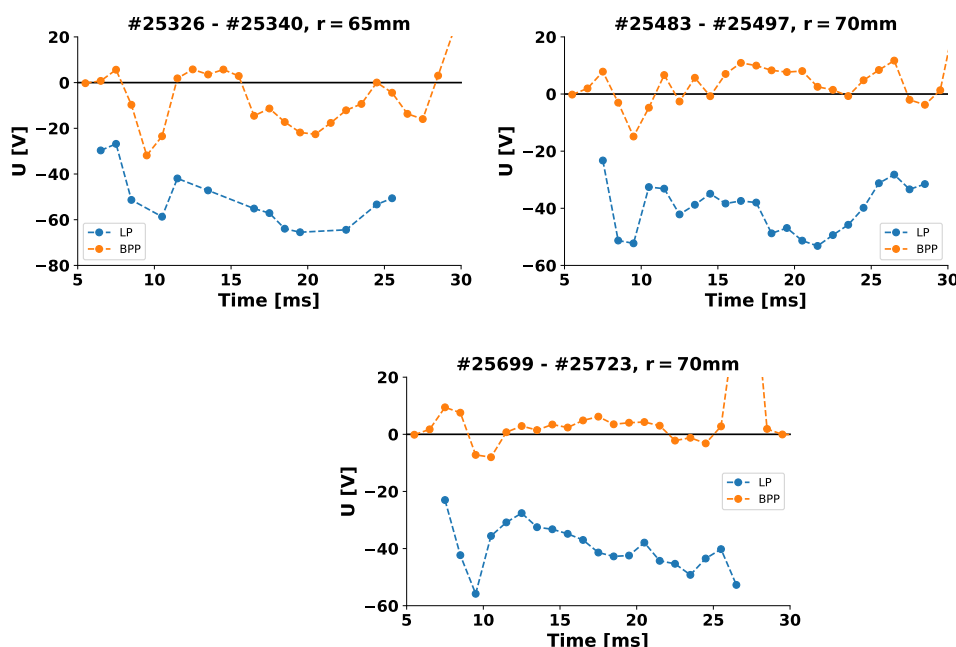
$$I_{lp} = I_{sat}^+ * (1 - d * \frac{U_{lp} - U_{fl}^{lp}}{T_e}) * (1 - \exp \frac{U_{lp} - U_{fl}^{lp}}{T_e}). \quad (3.1)$$

Tato aproximace je sice přesnější, ale obtížněji splňuje podmínky pro konvergenci. Pro tuto konkrétní IV charakteristiku byla vybrána, vzhledem k jejímu takřka ideálnímu průběhu. Z obrázku je ale patrné (žlutá křivka), že funkce v oblasti iontového nasyceného proudu nekonverguje, což je nutná podmínka pro korektní aproximaci. Pro ostatní volt-ampérové charakteristiky se z toho důvodu používá výhradně tří parametrová aproximace.

Tímto postupem jsme získali základní parametry plazmatu, hodnoty plovoucího potenciálu U_{fl} a elektronové teploty T_e . Tyto hodnoty parametrů aproximace jsou

ovlivněny několika faktory, přičemž nejvíce výsledky ovlivňujícími jsou reprodukovatelnost a nestabilita výbojů. Pokud se totiž v některém z časových intervalů nestabilita vyskytuje, jsou body IV charakteristiky vypočteny relativně nepřesně s velkou statistickou chybou, což komplikuje a často i znemožňuje jejich aproximaci. Z obrázku 3.5 vpravo si můžeme všimnout, že o výsledku aproximace taktéž silně rozhoduje, jaký bod IV charakteristiky ještě zahrneme. Abychom docílili správných výsledků, postupujeme tak, jak je popsáno v kapitole o IV charakteristikách 2.1. V úvahu tedy neuvažujeme body charakteristiky, které jsou více, než 2x - 3x násobek iontového nasyceného proudu.

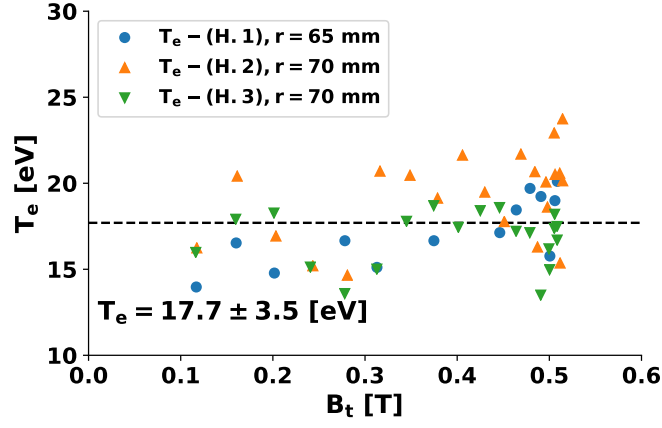
Jako první parametr z aproximace volt-ampérových charakteristik analytickou funkcí jsme získali hodnoty plovoucího potenciálu U_{fl} . Časový vývoj plovoucího potenciálu pro každou ze sérií pak můžeme vidět na následujícím obrázku 3.6, ve kterém je také zobrazen potenciál měřený ball-pen sondou, která je plovoucí a měří tedy přibližně potenciál plazmatu Φ .



Obrázek 3.6: Časový vývoj potenciálu plazmatu změřeného ball-pen sondou a plovoucího potenciálu z aproximace IV charakteristik pro postupně všechny tři série.

Z obrázku 3.6 je patrné, že potenciál ball-pen sondy (potenciál plazmatu Φ) není roven plovoucímu potenciálu U_{fl} Langmuirovy sondy. Rozdílem těchto dvou potenciálů je dle vztahu 2.8 příspěvek elektronové teploty T_e násobené kalibrační konstantou α pro vodíkové plazma. Tento rozdíl zůstává v průběhu výboje přibližně konstantní pro všechny série výbojů. Z tvaru rovnice 2.8 pak můžeme očekávat, že průběh elektronové teploty T_e by měl být v čase téměř konstantní. Můžeme tedy provést kontrolu výsledků získaných z aproximace volt-ampérových charakteristik.

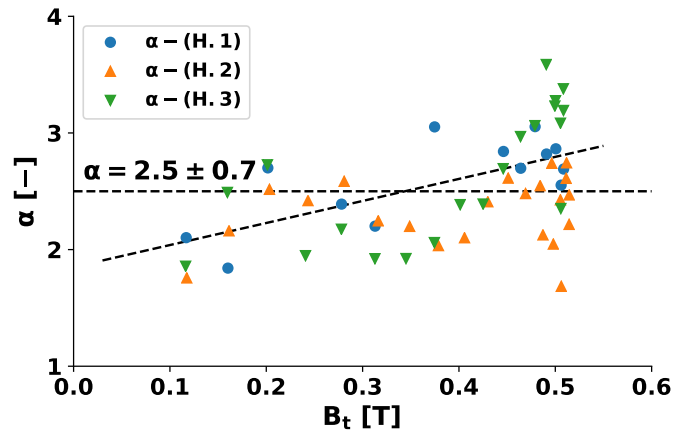
Druhým parametrem získaným z aproximace volt-ampérových charakteristik je elektronová teplota T_e . Její vývoj v závislosti na toroidálním magnetickém poli B_t pro všechny série výbojů je na následujícím souhrnném obrázku 3.7.



Obrázek 3.7: Závislost elektronové teploty na toroidálním magnetickém poli z aproximace volt-ampérových charakteristik pro všechny tři série měření.

Z obrázku 3.7 je patrné, že elektronová teplota T_e je v závislosti na toroidálním magnetickém poli B_t přibližně konstantní a její střední hodnota činí $T_e = 17.7 \pm 3.5$ eV. Přesto pro $B_t = 0.4 - 0.5$ T pozorujeme její mírný nárůst. K přesnému určení této závislosti ovšem nemáme k dispozici dostatečně vysoké toroidální magnetické pole. Pro sérii (H.2) je elektronová teplota vyšší, než pro sérii (H.3), i když je sonda na stejné poloze. Je to zřejmě proto, že proud plazmatem je pro sérii (H.2) vyšší. Pokud následně porovnáme výsledky z obrázků 3.6 a 3.7 tak zjistíme, že rozdíly průběhu plovoucího potenciálu a potenciálu z ball-pen sondy měřící potenciál plazmatu skutečně korespondují s průběhem elektronové teploty z obrázku 3.7. Ověřili jsme tak, že nesnadná aproximace volt-ampérových charakteristik analytickou funkcí 2.1 byla provedena korektně a dospěli jsme tak ke správným výsledkům.

Uplatníme-li všechny předchozí výsledky, vypočteme hledanou kalibrační konstantu α podle vztahu 2.8. Na následujícím obrázku 3.8 vidíme souhrn výsledků pro všechny tři série.



Obrázek 3.8: Souhrnná závislost kalibrační konstanty α na toroidálním magnetickém poli pro všechny série.

Získané experimentální hodnoty můžeme interpretovat dvojím způsobem. Za předpokladu, že hodnota kalibrační konstanty α nezávisí na toroidálním magnetickém poli B_t , je její střední hodnota rovna $\alpha = 2.5 \pm 0.7$ ve vodíkovém plazmatu. Tato hodnota je následně použita pro výpočet radiálních profilů elektronové teploty T_e , viz. odstavec 3.2

Druhá interpretace předpokládá lineární závislost kalibrační konstanty α na toroidálním magnetickém poli B_t . Z lineární regrese pro data ze všech tří sérií měření získáváme konkrétní tvar této závislosti:

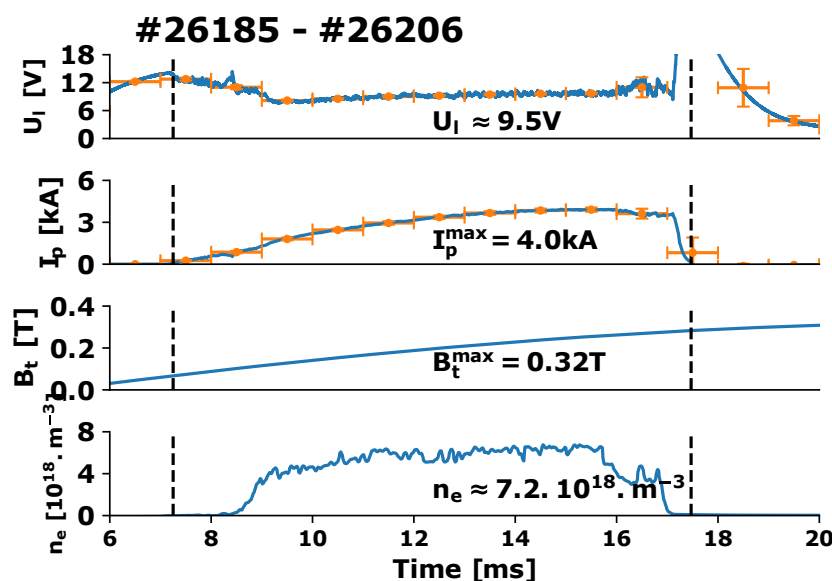
$$\alpha = \alpha(B_t) = 1.89B_t + 1.85. \quad (3.2)$$

3.1.2 Héliové plazma

Série měření

Pro měření kalibrační konstanty α v héliovém plazmatu, byly provedeny dvě série měření, lišící se polohou sondové hlavice, rozsahem napětí U_{lp} přiložených na Langmuirovu sondu a parametry výbojového režimu. Pro obě výbojové série jsou konkrétní parametry uvedeny v příloze A.

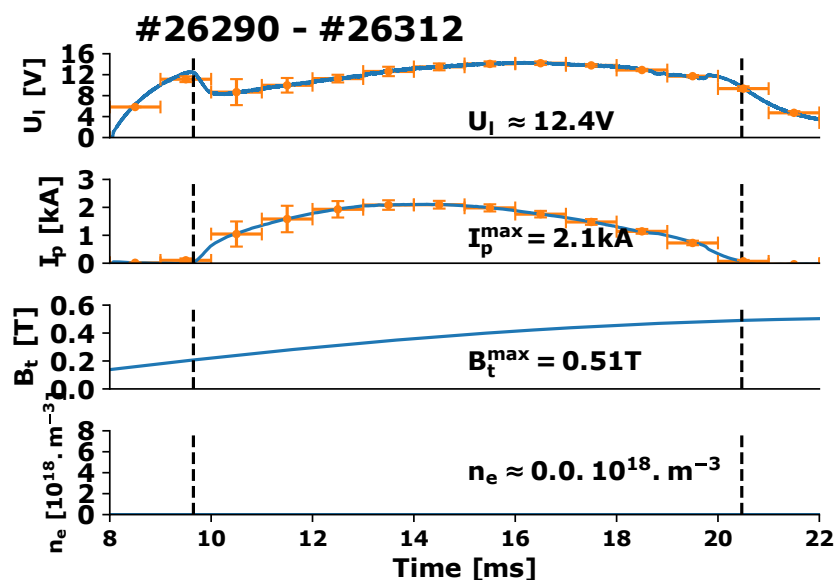
Pro první sérii měření (He.1) byla sondová hlavice umístěna ve vzdálenosti $r = 80$ mm od středu komory. Z časového vývoje parametrů plazmatu na obrázku 3.9 vyplývá, že



Obrázek 3.9: Časový vývoj parametrů plazmatu: napětí na závit, proud plazmatem, toroidální magnetické pole a elektronová hustota pro výboj #26185.

výbojový režim je na první pohled odlišný tomu ve vodíkovém plazmatu, přestože jsou přednastavené výbojové parametry velmi podobné, viz. příloha A. Není například natolik stabilní a reprodukovatelný, jako tomu bylo v případě vodíkového plazmatu. Střední hodnota napětí na závit U_l je rovna 9.5 V. V héliovém plazmatu tedy napětí na závit nabývá vyšších hodnot. To značí, že plazma v průběhu výboje obsahovalo mnoho příměsí. V průběhu se nicméně nepozorovaly nestability. Z vertikálních chybových úseček náležícím k proudu plazmatem I_p vidíme, že výboje jsou poměrně dobře reprodukovatelné. Toroidální magnetické pole B_t dosahuje ve svém maximu hodnoty pouze 0.32 T. Oproti vodíkovému plazmatu je to hodnota nižší, jelikož jeho velikost závisí na délce výboje. Ty jsou v héliovém plazmatu na tokamaku GOLEM typicky o polovinu kratší, nežli v plazmatu vodíkovém, přibližně 11 ms. Maximální hodnota elektronové hustoty n_e je pro tuto sérii poměrně vysoká a dosahuje $7.2 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$. V porovnání s vodíkovým plazmatem dosahuje při stejných parametrech výboje podstatně vyšších hodnot.

Pro sérii (He.2) byl výbojový režim hůře reprodukovatelný, viz. následující obrázek 3.10.



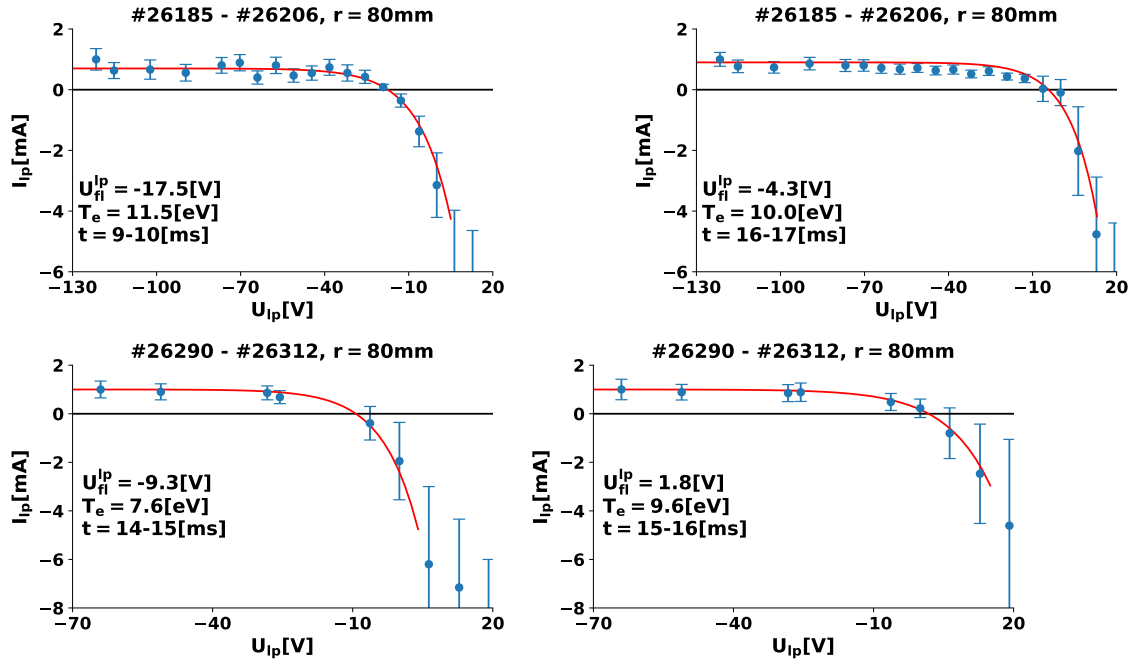
Obrázek 3.10: Časový vývoj parametrů plazmatu: napětí na závit, proud plazmatem, toroidální magnetické pole a elektronová hustota pro výboj #26290.

Střední hodnota napětí na závit U_l dosahovala 12.4 V. Takto vysoká hodnota značí, že plazma pro tuto sérii obsahovalo mnoho příměsí. Proud plazmatem I_p byl relativně velmi nízký. Pro toto měření, z důvodu závady interferometru, nejsou k dispozici údaje o elektronové hustotě n_e . Abychom dosáhli během výboje v heliu vyšších hodnot toroidálního magnetického pole B_t , bylo napětí na kondenzátor C_{CD} zpožděno o 3 ms. Díky tomu získáváme maximální hodnoty $B_t = 0.51$ T, což je stejná hodnota, jako v plazmatu vodíkovém.

Experimentální výsledky

Ze série (He.1) jsme získali dostatečný počet dat pro vytvoření normovaných volt-ampérových charakteristik. Jelikož napětí přiložené na Langmuirovu sondu dosahovalo dostatečných hodnot pro vytvoření iontového nasyceného proudu $U_{lp} = < -121, 38 > V$, mohli jsme IV charakteristiky konstruovat pro většinu časových intervalů. Pro sérii (He.2) nebylo kvůli menšímu rozsahu napětí $U_{lp} = < -102, 19 > V$ přiložených na Langmuirovu sondu a celkově horší reprodukovatelnosti možno provést aproximaci funkcí 2.1 v mnoha časových intervalech. Z toho důvodu tato série doplňuje sérii první pro vyšší hodnoty toroidálního magnetického pole B_t , které jsou významné pro případné určení závislosti kalibrační konstanty α na tomto poli.

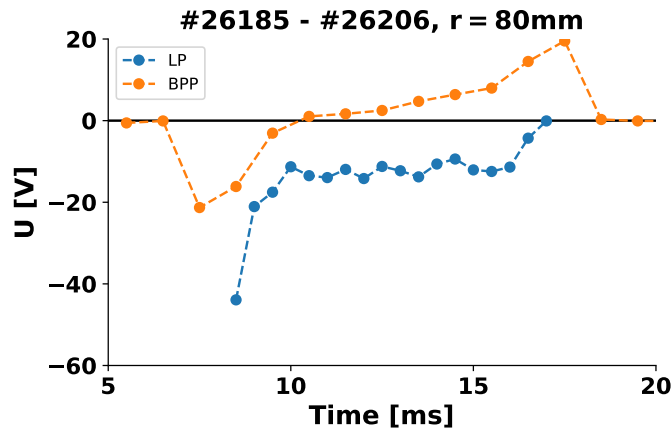
Na následujícím obrázku 3.11 pak můžeme vidět volt-ampérové charakteristiky v heliovém plazmatu, které jsou vytvořeny úpravou dat získaných v experimentu dle postupu uvedeného v kapitole 2.1 stejným způsobem, jako tomu bylo v případě vodíkového plazmatu.



Obrázek 3.11: Příklady aproximovaných IV charakteristik. Série (He.1) v horní části, série (He.2) v části dolní.

Ze série (He.1) získáváme dobře aproximovatelné IV charakteristiky, kde je vždy patrný iontový nasycený proud I_{sat}^+ . Volt-ampérové charakteristiky ze série (He.2) pak obsahují méně bodů. Proto bylo možné aproximovat pouze některé ve vybraných časových intervalech. Z těchto volt-ampérových charakteristik získáváme, jakožto parametry aproximace, hodnoty plovoucího potenciálu U_{fl} a elektronové teploty T_e stejně, jako tomu bylo v případě vodíkového plazmatu.

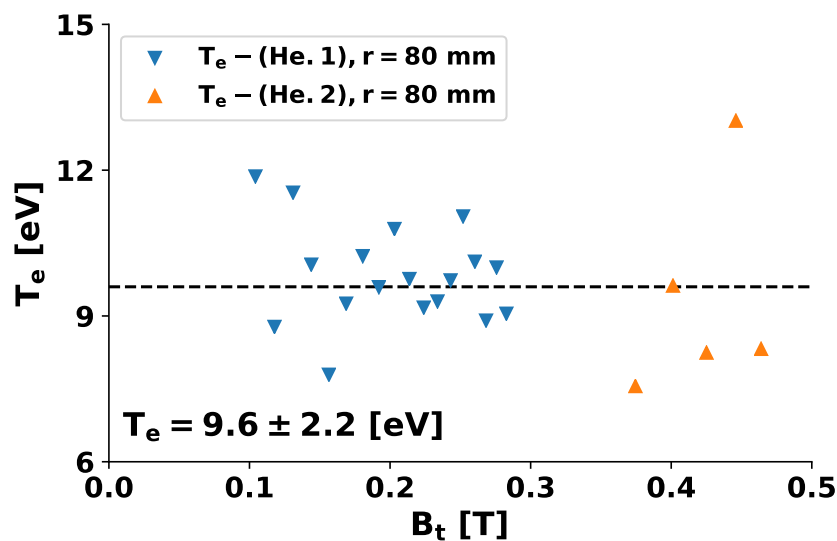
Na následujícím obrázku 3.12 vidíme časový vývoj plovoucího potenciálu U_{fl} Langmuirovy sondy pro sérii (He.1). Ve stejném obrázku je rovněž zobrazen potenciál ball-pen sondy, která je plovoucí a měří tak potenciál plazmatu Φ .



Obrázek 3.12: Časový vývoj potenciálu plazmatu změřeného ball-pen sondou a plovoucího potenciálu z aproximace IV charakteristik pro sérii (He.1).

Z obrázku je patrné, že stejně, jako tomu bylo v případě vodíkového plazmatu, není potenciál ball-pen sondy Φ roven plovoucímu potenciálu U_{fl} Langmuirovy sondy. Rozdílem je opět příspěvek elektronové teploty T_e násobené kalibrační konstantou α , která má nyní pro héliové plazma odlišnou hodnotu. Rozdíly obou potenciálů opět zůstávají v průběhu výboje přibližně konstantní. Dá se tedy předpokládat, že výsledná elektronová teplota T_e bude během výboje přibližně konstantní, jako v případě vodíkového plazmatu.

Druhým parametrem, který je získán z aproximace volt-ampérových charakteristik jakožto parametr, je elektronová teplota T_e . Její vývoj v závislosti na toroidálním magnetickém poli B_t pro obě série výbojů je na následujícím obrázku 3.13.

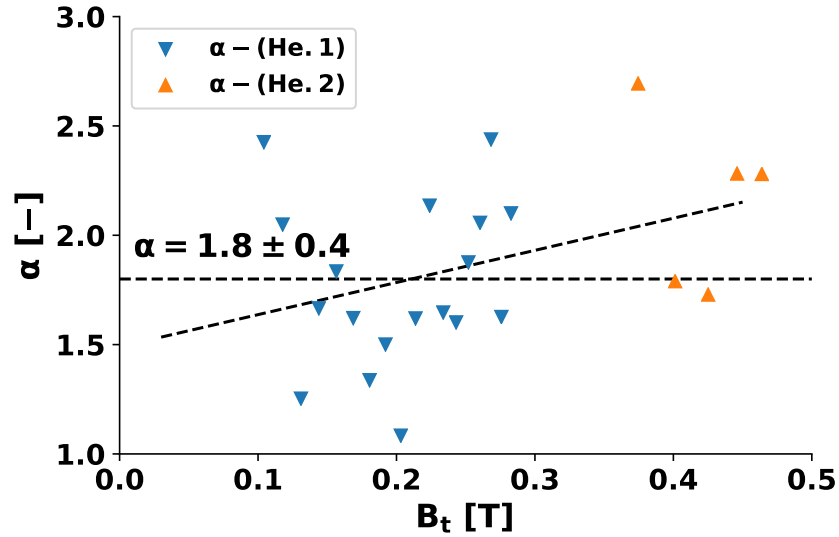


Obrázek 3.13: Závislost elektronové teploty na toroidálním magnetickém poli z aproximace volt-ampérových charakteristik pro obě série měření.

Z obrázku 3.13 usuzujeme, že elektronová teplota T_e je pro obě série měření přibližně 9 – 10 eV. Tato střední hodnota je nižší, nežli ve vodíkovém plazmatu, kde při stejných parametrech výbojového režimu nabývala hodnot 16 – 19 eV v závislosti na tom, jaký proud plazmatem I_p protékal. Poloha sondové hlavice je ovšem pro hélium vzdálenější od středu komory. Relativní chyba dosahuje 20%, což je z velké části způsobeno problematickou reprodukovatelností výbojů v héliovém plazmatu.

Pokud opět porovnáme výsledky z obrázků 3.12 a 3.13 tak zjistíme, že rozdíly průběhu plovoucího potenciálu a potenciálu z ball-pen sondy měřící potenciál plazmatu v héliu korespondují s průběhem elektronové teploty z obrázku 3.13. Opět jsme tak ověřili, že nesnadná aproximace volt-ampérových charakteristik analytickou funkcí 2.1 byla provedena korektně a dospěli jsme tak ke správným výsledkům.

Dosazením získaných hodnot do vztahu 2.8 spočítáme hodnotu kalibrační konstanty α . Na následujícím obrázku 3.14 jsou hodnoty této konstanty zobrazeny pro obě série měření.



Obrázek 3.14: Souhrnná závislost kalibrační konstanty α na toroidálním magnetickém poli pro všechny série.

Získané experimentální hodnoty můžeme stejně, jako v případě vodíkového plazmatu interpretovat dvojitým způsobem. Za předpokladu, že hodnota kalibrační konstanty α nezávisí na toroidálním magnetickém poli B_t , je její střední hodnota rovna $\alpha = 1.8 \pm 0.4$. Tato hodnota je následně použita pro výpočet radiálních profilů elektronové teploty, viz. odstavec 3.2.

Druhá interpretace předpokládá lineární závislost kalibrační konstanty α na toroidálním magnetickém poli B_t . Z lineární regrese získáváme konkrétní podobu:

$$\alpha(B_t) = 1.47B_t + 1.49. \quad (3.3)$$

Diskuse

V první části experimentu bylo našim úkolem změřit hodnotu kalibrační konstanty α a určit její závislost na toroidálním magnetickém poli B_t pro dva pracovní plyny. To je na tokamaku GOLEM možno povést, jelikož se toto pole během výboje harmonicky mění s časem v rozmezí 0.1–0.5 T. Pro samotný experiment bylo elementárním zkonstruovat co možná nejpřesněji volt-ampérové charakteristiky. Abychom toho mohli dosáhnout, bylo nutné nastavit co možná nejstabilnější a nejreprodukovatelnější výbojový režim. Přes veškerou snahu, která zahrnovala provedení doutnavého výboje a dlouhé vypékání komory ve snaze zbavit se iontů příměsí před každou sérií výbojů, nebylo vždy dobré reprodukovatelnosti dosaženo. Zvláště pak pro plazma héliové, pro které se v obou sériích měření vyskytovalo příměsí nepochybně příliš mnoho. Z těchto popsanych problémů plyne, že

- Volt-ampérové charakteristiky nebylo vždy možno vytvořit pro všechny časové intervaly.

- I když bylo možno IV charakteristiky vytvořit, kvůli velkému rozptylu bodů zpracování provázely problémy při aproximaci analytickou funkcí.

Pro oba pracovní plyny jsme získali střední hodnoty kalibrační konstanty α . Ve vodíkovém plazmatu $\alpha = 2.5 \pm 0.7$ a $\alpha = 1.8 \pm 0.4$ v plazmatu héliovém. Z důvodu určení závislosti na toroidálním magnetickém poli B_t bylo vzhledem k délce výboje v héliovém plazmatu nutno přistoupit k zpoždění tohoto pole. Jako výsledek tedy dostáváme závislost kalibrační konstanty α pro přibližně stejné hodnoty pole B_t , přičemž pro héliové plazma má tato konstanta nižší střední hodnotu.

Z výsledků experimentu vyplynulo, že pro oba pracovní plyny pozorujeme rostoucí závislost kalibrační konstanty α na toroidálním magnetickém poli B_t , kterou ale vzhledem k velké fluktuaci dat a také absenci dat pro vyšší hodnoty pole B_t není možné s jistotou určit. V úvahu tedy připadají dvě možné interpretace výsledků.

1. Kalibrační konstanta α je nezávislá na toroidálním magnetickém poli B_t .
2. Kalibrační konstanta α je lineárně závislá na toroidálním magnetickém poli B_t , předpokládáme tedy, že platí $\alpha = \alpha(B_t) = a * B_t + b$.

Po analýze výsledků je tedy nutno konstatovat, že hodnota torodiálního magnetického pole B_t pro určení zmiňované závislosti není dostačující. Narážíme tedy na limity tokamaku GOLEM. Roku 2004 bylo obdobné měření pro vodíkové plazma provedena na tokamaku CASTOR s toroidálním magnetickým polem $B_t = 1.3$ T [26]. V héliovém plazmatu je ovšem toto měření první svého druhu.

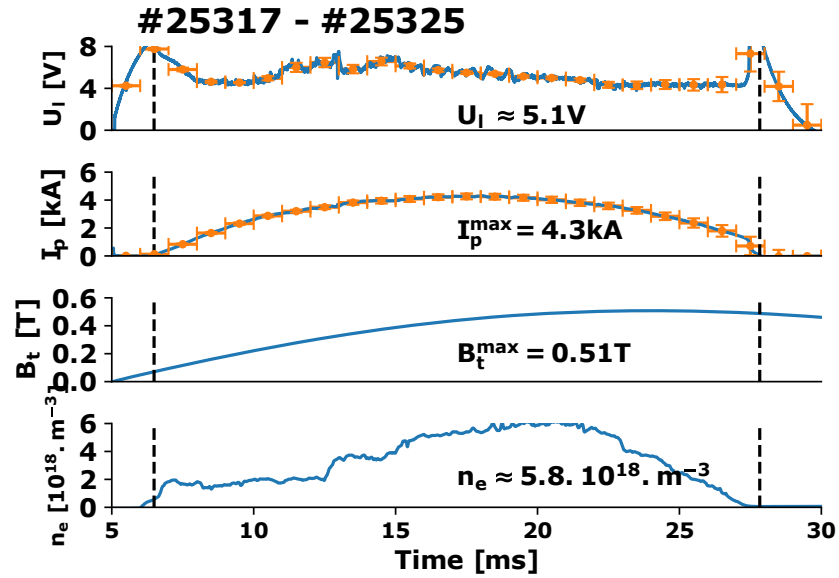
3.2 Radiální profily

3.2.1 Vodíkové plazma

Série měření

Celkem byly provedeny opět tři série měření, které se navzájem liší nastavením výbojového režimu a měřenými radiálními vzdálenostmi sondové hlavice od středu komory. Pro každou výbojovou sérii jsou konkrétní parametry uvedeny v příloze A.

První série měření (H.1) vykazuje jisté nestability v průběhu začátku výboje, obrázek 3.15.

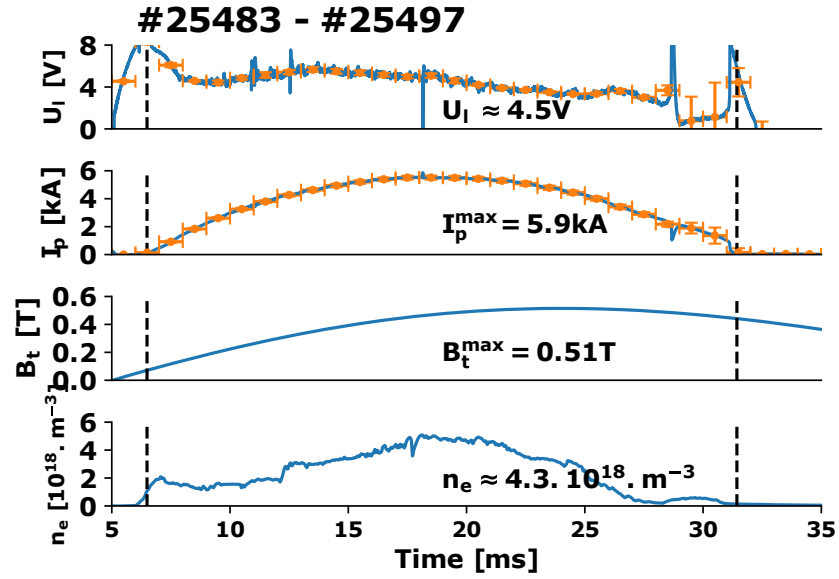


Obrázek 3.15: Časový vývoj parametrů plazmatu: napětí na závit, proud plazmatem, toroidální magnetické pole a elektronová hustota pro výboj #25317.

Přesto je výbojový režim dobře reprodukovatelný. Je ovšem proveden pouze pro menší počet radiálních vzdáleností. Pro tuto sérii dosahuje proud plazmatem I_p maximální hodnoty 4.3 kA, což je na rozdíl od ostatních sérií nižší hodnota. Napětí na závit U_l má ze všech změřených výbojových sérií ve vodíkovém plazmatu nejvyšší střední hodnotu 5.1 V. Z takto vysoké hodnoty usuzujeme, že plazma v průběhu výboje obsahovalo mnoho příměsí.

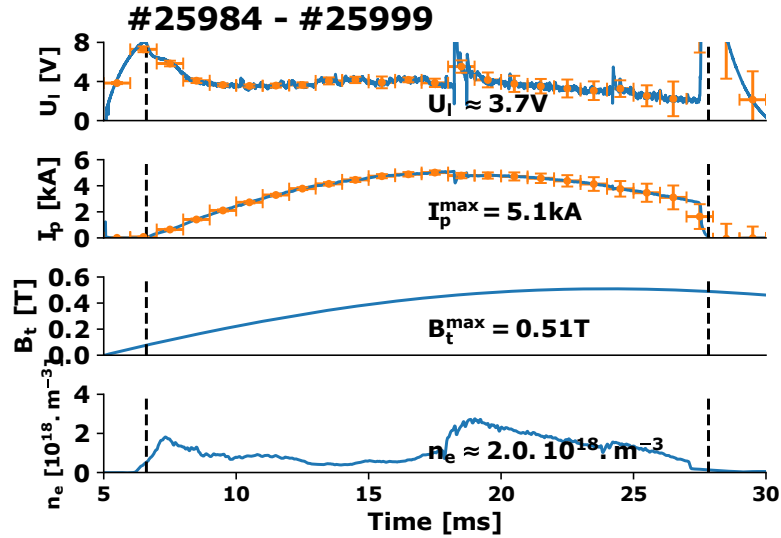
Druhá série měření (H.2) vykazuje méně nestabilit, nežli série předchozí, obrázek 3.16.

Maximální hodnota proudu plazmatem I_p dosahuje 5.1 kA. Střední hodnota napětí na závit U_l je již nižší. Parametry výboje jsou zachovány. Je ovšem proměřeno širší spektrum radiálních vzdáleností.



Obrázek 3.16: Časový vývoj parametrů plazmatu: napětí na závit, proud plazmatem, toroidální magnetické pole a elektronová hustota pro výboj #25483.

Poslední série (H.3) výbojů se od předchozích liší nabíjecím napětím na kondenzátoru C_{Bt} , obrázek 3.17.



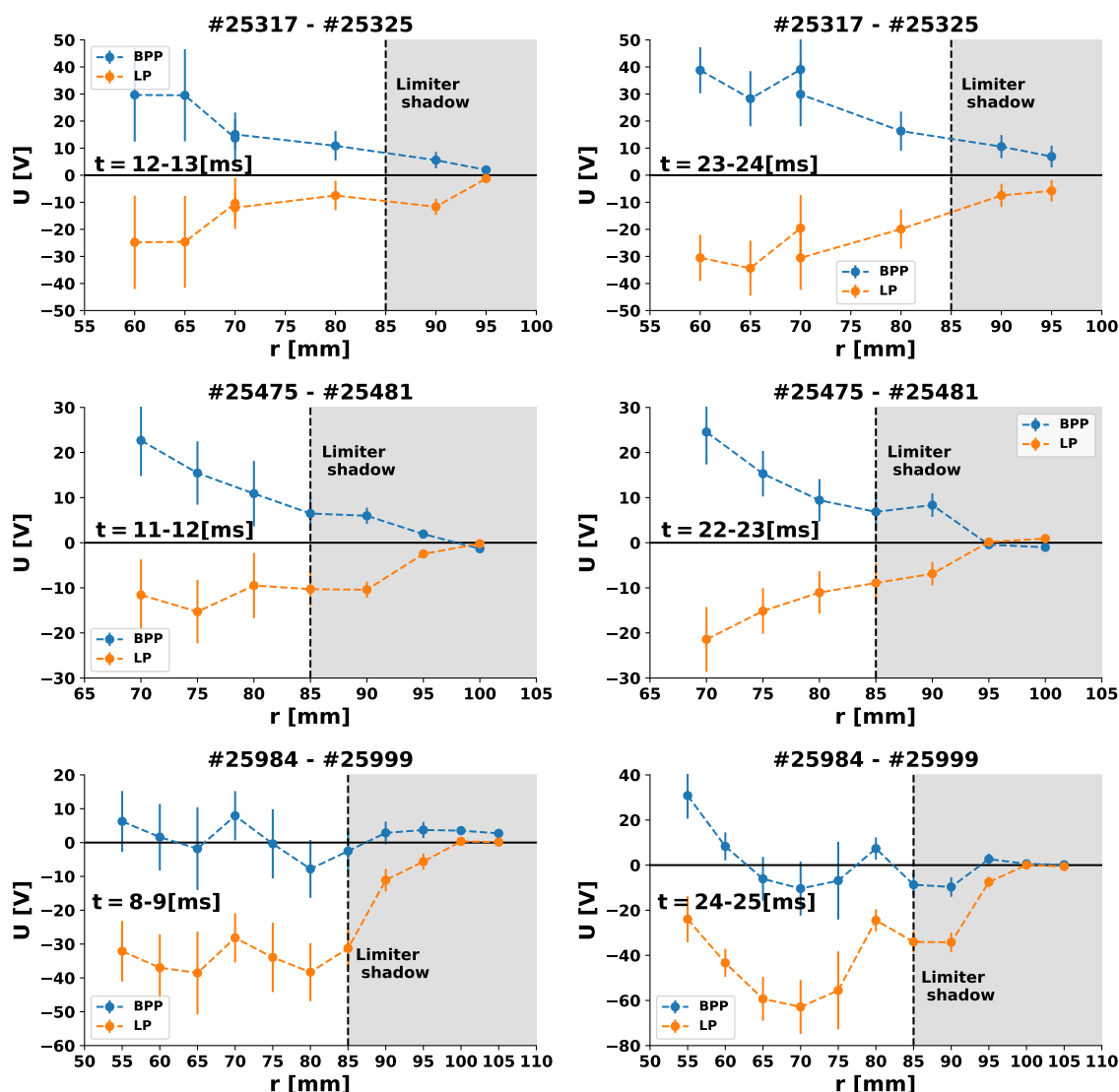
Obrázek 3.17: Časový vývoj parametrů plazmatu: napětí na závit, proud plazmatem, toroidální magnetické pole a elektronová hustota pro výboj #25984.

Obsahuje však velké nestability v druhé polovině výboje patrně související s náhlým zvětšením elektronové hustoty n_e v čase $t \approx 17$ ms, která pro tuto sérii dosahuje hodnot pouze $2.0 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$. Proud plazmatem I_p pak dosahuje stejně, jako v předchozí sérii, maximální hodnoty 5.1 kA. Reprodukovatelnost je ovšem vyjma velké nestability dostatečná a zdá se, že příliš neovlivňuje výsledky experimentu. V této

sérii jsou radiální profily elektronové teploty měřeny pro nejširší spektrum radiálních vzdáleností.

Výsledky

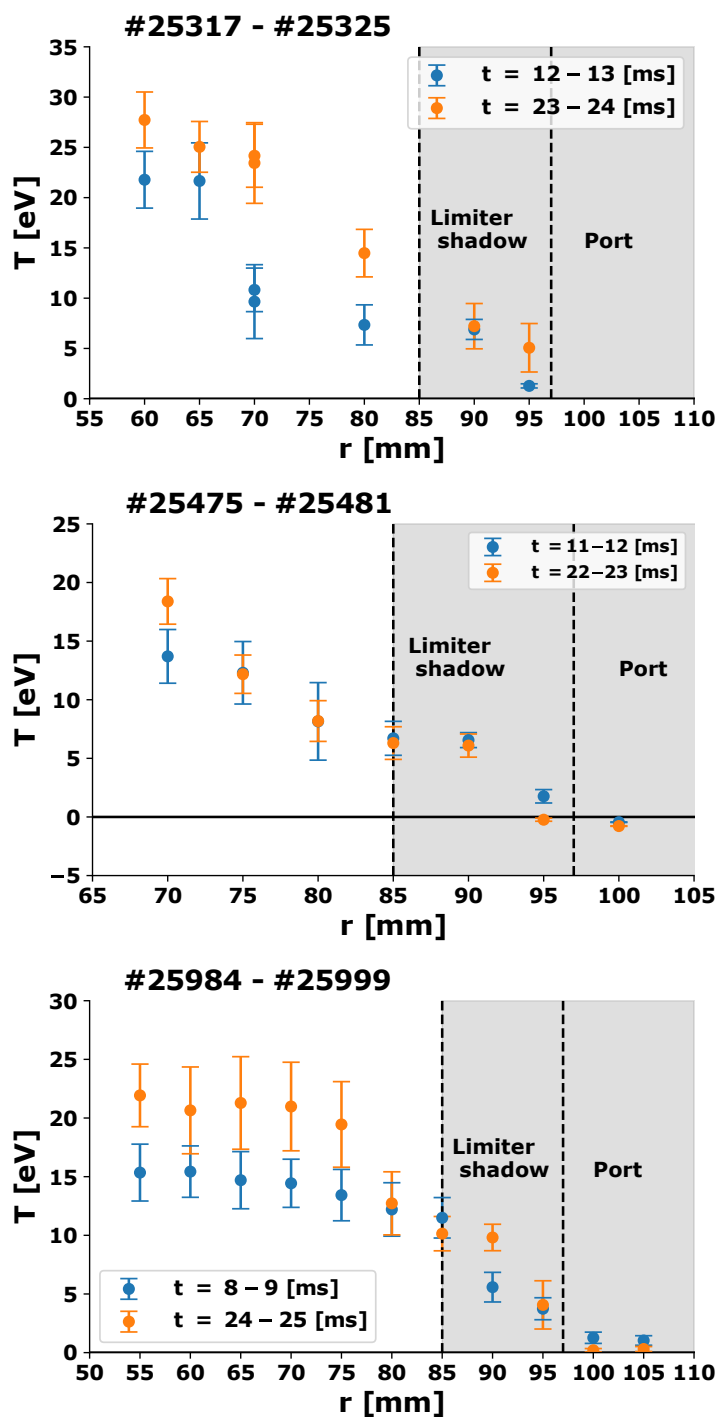
Cílem této kapitoly je vytvořit radiální profily elektronové teploty T_e ve vodíkovém plazmatu. Pro její výpočet je použita hodnota kalibrační konstanty $\alpha = 2.5$, určená v předchozím měření. Na následujícím obrázku 3.18 jsou zobrazeny radiální profily potenciálů Langmuirovy a ball-pen sondy pro vybrané časové intervaly. Součástí každého bodu je chybová úsečka, reprezentující chybu vzniklou při matematických úpravách dat.



Obrázek 3.18: Příklady radiálních profilů potenciálu Langmuirovy a ball-pen sondy pro dva časové intervaly ze všech tří sérií výbojů (po řádcích).

Z obrázku je zřejmé, že rozdíl obou potenciálů vymizí, když je sondová hlavice zasunuta do diagnostického portu ($r > 97$ mm).

Nyní již můžeme za pomoci vztahu 2.9 určit závislosti elektronové teploty T_e na vzdálenosti od středu komory. Ty jsou zobrazeny na obrázku 3.19.



Obrázek 3.19: Příklady radiálních profilů elektronové teploty pro dva časové intervaly ze všech tří sérií výbojů.

Z obrázku 3.19 můžeme vypožorovat očekávanou klesající závislost $T_e = f(r)$. V oblasti, kdy je sondová hlavice vysunuta do diagnostického portu již měříme prakticky nulovou teplotu. Pro sérii (H.3) měříme mezi poloměry 55-75 mm přibližně

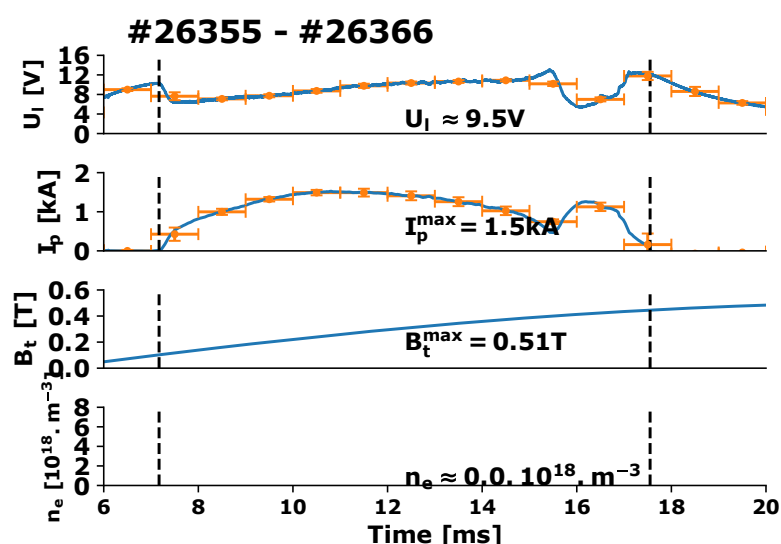
konstantní hodnotu elektronové teploty, což může znamenat, že sondová hlavice již narušuje plazma. Z toho důvodu se sonda neposouvala hlouběji do plazmatu, jelikož by se narušování plazmatu zvětšovalo, popřípadě by hrozila destrukce obou sond.

Po provedení tří sérií měření jsme získali radiální profily plovoucího potenciálu U_{fl} , potenciálu plazmatu Φ a elektronové teploty T_e ve vodíkovém plazmatu. Poslední měření bylo provedeno pro největší rozsah radiálních vzdáleností. Z výsledků je zřejmé, že elektronová teplota má v závislosti na radiální vzdálenosti r očekávanou klesající závislost. Pokud je sondová hlavice uvnitř diagnostického portu, je elektronová teplota v rámci chyby již nulová.

3.2.2 Héliové plazma

Série měření

V héliovém plazma se radiální profily měřily pouze v jedné výbojové sérii, (He.1). Pro tuto výbojovou sérii jsou konkrétní parametry uvedeny v příloze A. Časový vývoj parametrů vidíme na obrázku 3.20.

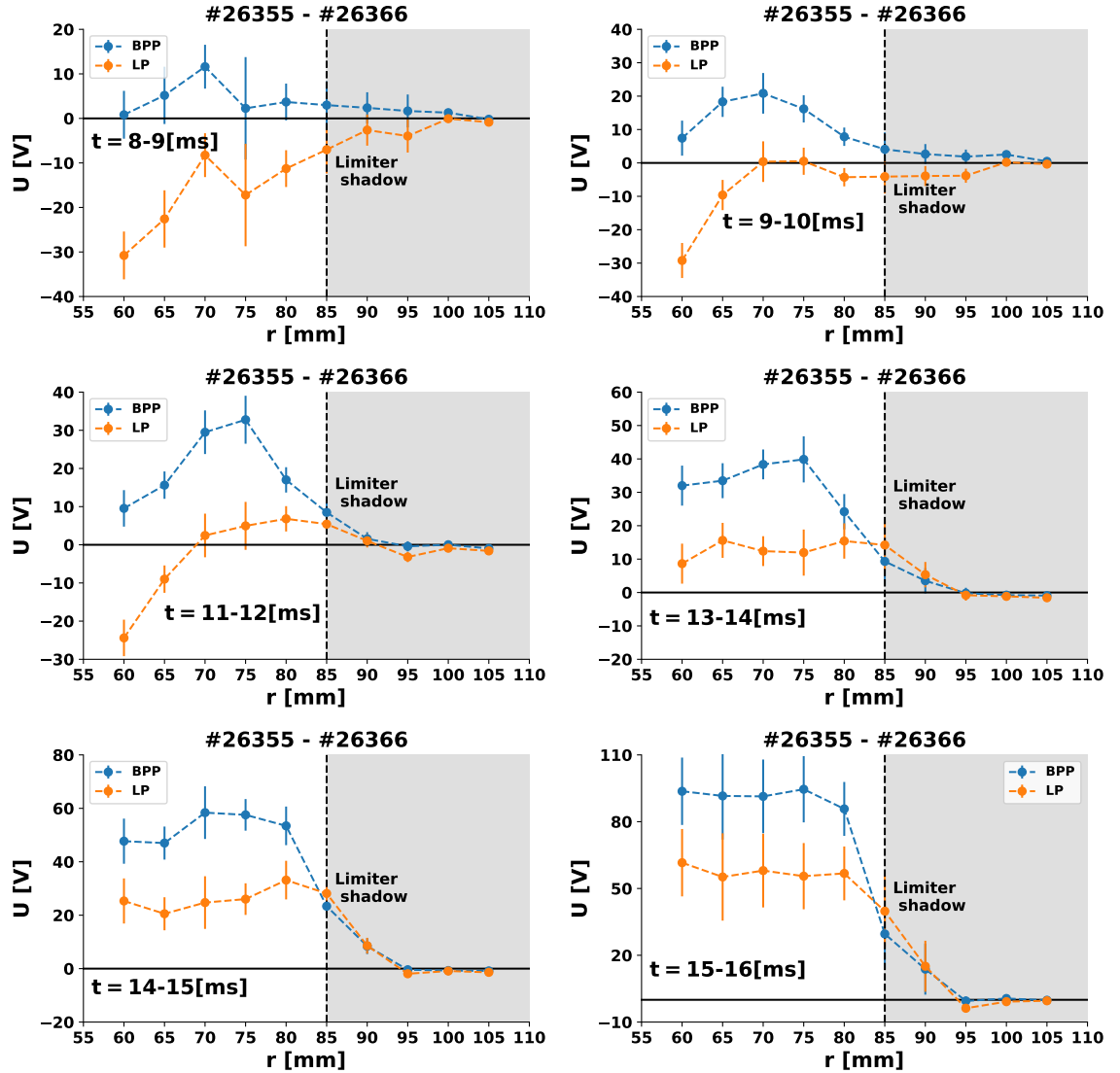


Obrázek 3.20: Časový vývoj parametrů plazmatu: napětí na závit, proud plazmatem, toroidální magnetické pole a elektronová hustota pro výboj #26355.

Průměrná hodnota napětí na závit U_l má hodnotu 9.5 V, což je pro případ héliového plazmatu na tokamaku GOLEM hodnota běžná. Nízký je ovšem proud plazmatem I_p , který dosahuje své maximální hodnoty 1.5 kA. Interferometr pro měření elektronové hustoty n_e pro tuto sérii byl mimo provoz.

Výsledky

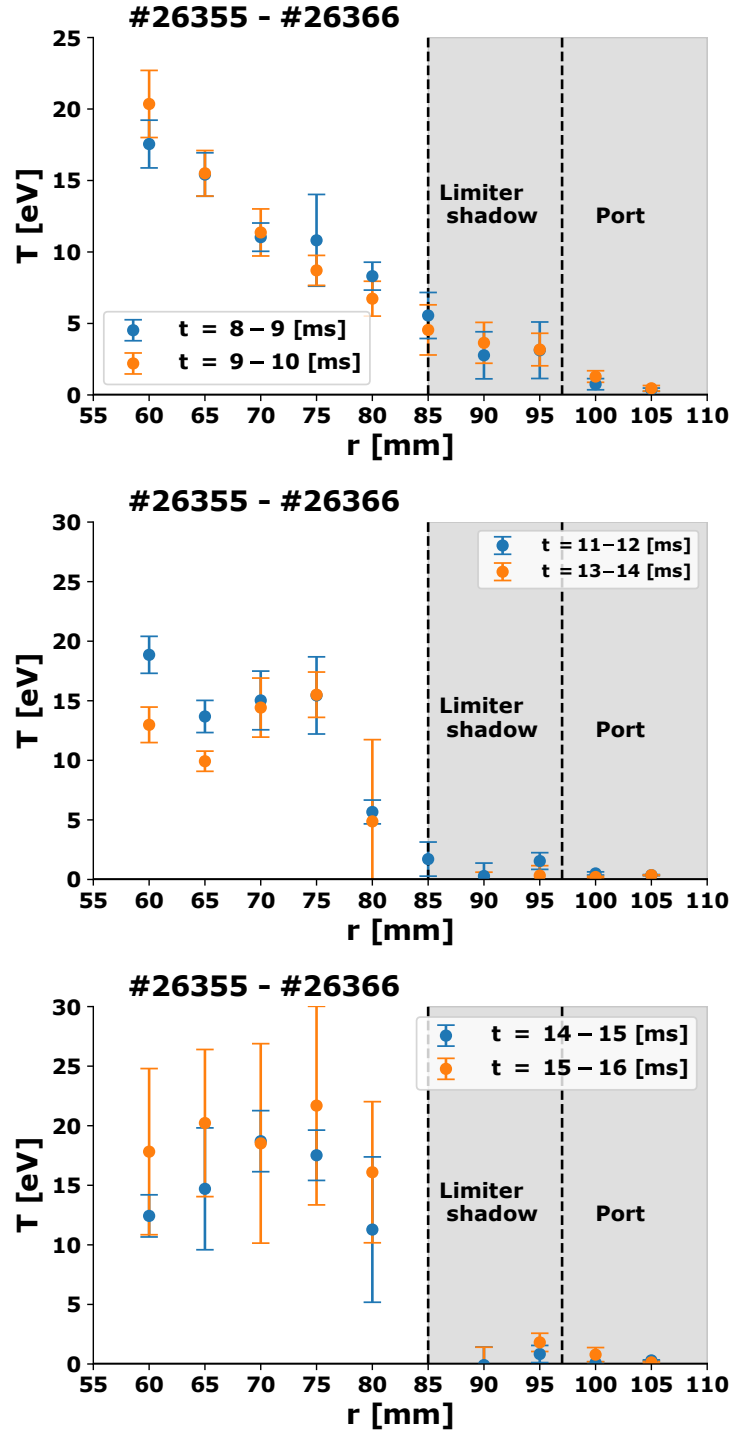
Cílem této kapitoly je vytvořit radiální profily elektronové teploty T_e v héliovém plazmatu. Pro její výpočet je použita hodnota kalibrační konstanty $\alpha = 1.8$, která je určena v předchozí části experimentu. Na následujícím obrázku 3.21 jsou zobrazeny radiální profily potenciálů měřených Langmuirovou a ball-pen sondou pro vybrané časové intervaly. Jednotlivé body na obrázku jsou opět vybaveny chybovými úsečkami znázorňujícími chyby vzniklé matematickými operacemi.



Obrázek 3.21: Příklady radiálních profilů potenciálů Langmuirovy a ball-pen sondy pro různé časové intervaly.

Pro časy $t < 11$ ms pozorujeme očekávaný klesající rozdíl potenciálů ball-pen a Langmuirovy sondy, který v rámci statistické chyby opět v oblasti diagnostického portu klesá k nule. V čase $t > 11.3$ ms pozorujeme v oblasti limiteru spontánní změnu znaménka rozdílu obou potenciálů. To evidentně implikuje záporné hodnoty elektronové teploty v této oblasti.

Nyní již můžeme dosadit do vztahu 2.9 pro výpočet elektronové teploty T_e a vytvořit tak její radiální profily. Ty jsou zobrazeny na následujícím obrázku 3.22

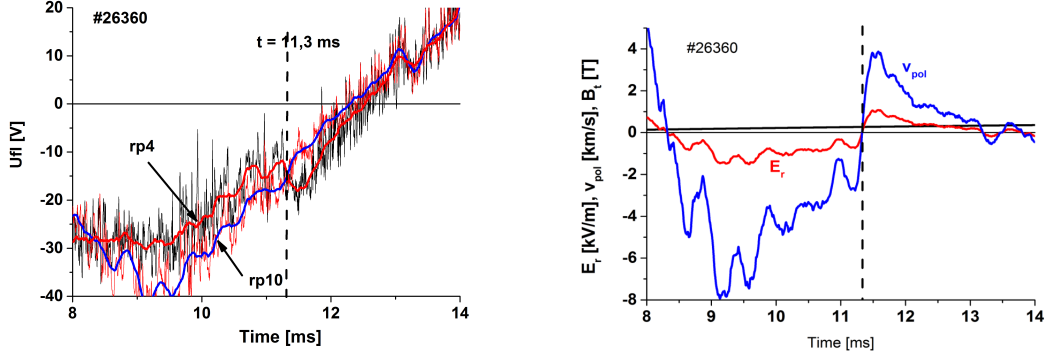


Obrázek 3.22: Příklady radiálních profilů pro různé časové intervaly.

Pro časy v první polovině výbojů pozorujeme očekávaný profil elektronových teplot T_e , tedy klesající závislost vůči vzdalování se od středu komory. Pro radiální profily v čase $t \geq 11 - 12$ ms pozorujeme rychlé zformování vysokého gradientu elektronové

teploty uvnitř relativně úzké oblasti sloupce okrajového plazmatu před $r = 80$ mm. Vysoký gradient elektronové teploty T_e přetrvává po relativně dlouhou dobu 5 ms.

Z důvodu analýzy tohoto spontánního jevu jsme připojili double rake sondu a proměřili plovoucí potenciál čtvrtého a desátého hrotu, které jsou vzdáleny 7.62 mm, viz. následující obrázek 3.23 (vlevo).



Obrázek 3.23: Plovoucí potenciál double rake sondy měřený pro čtvrtý a desátý hrot (vlevo). Časový vývoj radiálního elektrického pole a rychlosti poloidální rotace (vpravo). Převzato [29]

Na první pohled je patrné, že se plovoucí potenciál v čase dramaticky mění, vzrůstá od záporných hodnot do kladných. Sondové signály fluktuují, což značí turbulence plazmatu. Je evidentní, že rozdíl potenciálů mění během výboje svou polaritu. V čase $t < 11.3$ ms je rozdíl $rp_4 - rp_{10} > 0$, zatím co pro $t > 11.3$ ms je $rp_4 - rp_{10} < 0$. Jak následně můžeme nahlédnout na stejném obrázku vpravo, radiální elektrické pole E_r , definované, jako

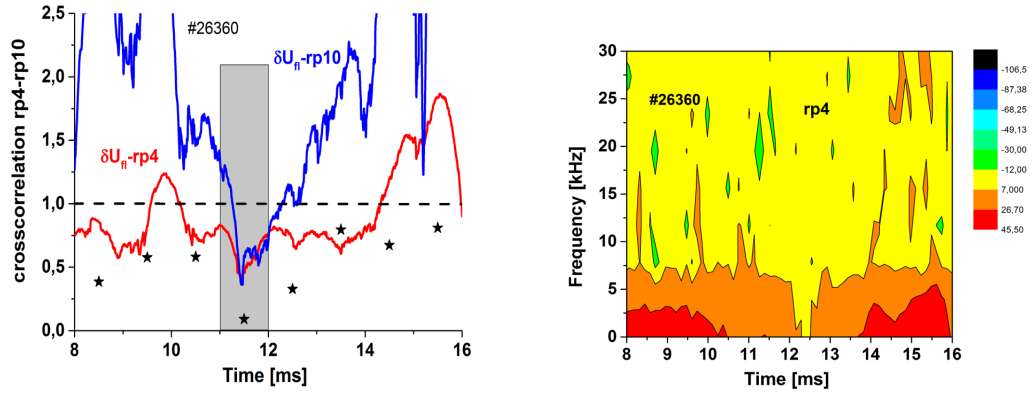
$$E_r = \frac{\Delta U_{fl}}{dr} = \frac{U_{fl}^{rp_4} - U_{fl}^{rp_{10}}}{dr},$$

mění v čase $t = 11.3$ ms polaritu. Tato změna vede k poloidální rotaci plazmatu v důsledku $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ driftu, přičemž poloidální rychlost v_{pol} je dána, jako

$$v_{pol} = \frac{E_r}{B_t}.$$

Časový vývoj poloidální rychlosti je znázorněn na obrázku 3.23 vpravo. Z obrázku je vidět, že v čase $t = 11.3$ ms se rychlost poloidální rotace dramaticky mění. Výsledkem je vznik jevu, anglicky zvaného "shear", neboli stříh, při kterém dochází ke změně směru rotace větších struktur plazmatu, které zde vznikají. Ty jsou vlivem změny rotace "stříženy" na více částí. Na následujícím obrázku 3.24 jsou zobrazeny úrovně fluktuací plovoucího potenciálu.

Z obrázku plyne, že dochází ke snížení nízkofrekvenčních turbulentních okrajového plazmatu a dekoleraci fluktuací plovoucího potenciálu v čase $t = 11 - 12$ ms. Zajímavé je, že potlačení fluktuací pozorujeme přibližně o 1 ms později, nežli čas maximálního stříhu poloidální rychlosti. Vzájemná kolerace obou hrotů, znázorněná "hvězdičkami", v tomto čase klesá pod hodnotu 0.1.



Obrázek 3.24: Úroveň fluktuací plovoucího potenciálu čtvrtého a desátého hrotu double rake sondy a vzájemná korelace těchto hrotů znázorněna hvězdami (vlevo), závislost frekvence fluktuací na čase (vpravo). Převzato [29]

Závěrem tedy je, že vlivem tohoto jevu dochází ke snížení fluktuací plovoucího potenciálu, celkovému snížení korelace signálů a redukování nízkofrekvenčních fluktuací.

Diskuse

Naším cílem bylo změřit radiální profily elektronové teploty pro dva pracovní plyny vodík a hélium. Stejně, jako v první části experimentu, bylo elementární získat co možná nejstabilnější a nejlépe reprodukovatelný výbojový režim. Toho jsme se opět snažili docílit provedením doutnavého výboje a vypékáním komory tokamaku před každou sérií měření. Přes veškerou snahu nebylo dobré reprodukovatelnosti vždy dosaženo, speciálně pak v plazmatu héliovém, kde se vyskytovalo více iontů příměsí. Na rozdíl od první části experimentu nejsme zatíženi relativně velkými chybami, které vznikaly při konstrukci volt-ampérových charakteristik. Signály ze sond nebyly příliš citlivé na drobné nestability a horší reprodukovatelnost. Chyba výsledků pro tento experiment je ale zatížena chybou z experimentu prvního, tedy závisí na hodnotě kalibrační konstanty α .

Ve vodíkovém plazmatu pozorujeme klesající závislost elektronové teploty T_e na vzdálenosti od středu komory, přičemž za hranicí diagnostického portu již žádnou teplotu neměříme. V případě héliového plazmatu pozorujeme v časovém intervalu 11-12 ms spontánní vznik strmého gradientu elektronové teploty, který vede k jevu anglicky zvanému *shear*, neboli "stříh". Důvod vzniku tohoto jevu na tokamaku GOLEM není možné dostupnou diagnostikou určit, nicméně je na tokamacích běžně pozorován. Z toho důvodu je podrobně analyzován za pomoci double rake sondy, která na dvou hrotech měří plovoucí potenciál. Následně je provedena korelace signálů z obou hrotů, načež se ukazuje, že v časovém intervalu, kdy k tvorbě strmého, spontánního gradientu elektronové teploty dochází, se korelace signálů snižuje až na hodnotu 0.1. Zároveň dochází ke snížení nízkofrekvenčních turbulencí okrajového plazmatu a dekolraci fluktuací plovoucího potenciálu.

Závěr

Cílem této práce bylo změřit základní parametry plazmatu (elektronová teplota T_e , plovoucí potenciál U_{fl} , potenciál plazmatu Φ) ve dvou pracovních plynech - vodík a hélium. Z toho důvodu bylo nutné nejprve experimentálně změřit hodnotu kalibrační konstanty α pro ball-pen sondu.

První kapitola práce byla zaměřena na dvě problematiky. První, byl popis základů fyziky plazmatu s důrazem na pohyb nabitých částic v přítomnosti magnetického $\mathbf{B}$ a elektrického $\mathbf{E}$ pole. Ty konají kruhový pohyb podél siločár nazývaný Larmorova rotace a další složitější pohyby, které jsou doprovázeny pohybem gyratačního středu - $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ drift. Tyto pohyby byly klíčové pro popis teoretického principu ball-pen sondy a následné diskusi, kdy a z jakého důvodu jsou tyto principy narušovány. V druhé části kapitoly jsme se zabírali nejprve obecným popisem tokamaků a jejich základní diagnostikou. Byla zde popsána historie vývoje a princip tohoto zařízení. Dále se zde pojednávalo o diagnostice se zaměřením na okrajové plazma. Popisovalo se zde rozdělení na pasivní diagnostiku (měření magnetických polí) a aktivní (elektrické sondy). Pomocí magnetických pasivních diagnostik můžeme určit některé základní parametry plazmatu, využívané pro určení reprodukovatelnosti výbojového režimu, jako je celkový proud plazmatem I_{tot} , nebo napětí na závit U_l . Dále jsme se soustředili konkrétně na tokamak GOLEM, jeho historii, parametry a diagnostiku, kterou je tento tokamak osazen. Byl zde podrobně popsán scénář dosažení plazmatického výboje.

Druhá kapitola ve své první části pojednávala o principech a vlastnostech jednotlivých sond, tedy sondy Langmuirovy a ball-pen sondy. Ball-pen sonda je navržena tak, aby svou vhodnou konstrukcí, kdy je posuvný kolektor vnořen do dielektrické trubice, byl vyrovnán iontový a elektronový proud. Teoreticky tak měří přímo potenciál plazmatu. Na konci podkapitoly o této sondě bylo podrobněji rozebráno, kdy a z jakých důvodů jsou teoretické principy narušovány a je zde diskutováno, jaké má toto narušení vliv na samotné měření. Dále jsme v kapitole popisovali základní pojmy pro naše měření, jako je volt-ampérová charakteristika, plovoucí potenciál U_{fl} , potenciál plazmatu Φ , nebo iontový I_{sat}^+ a elektronový I_{sat}^- nasycený proud. Tyto pojmy byly pro experiment klíčové, proto jim byla věnována značná část práce. Dále zde bylo popsáno, jakým způsobem se volt-ampérové charakteristiky vytvářejí a jaké předpoklady se musí dodržet, abychom získali správné výsledky. V další části této kapitoly jsme se zabývali postupem měření a popisem experimentálního zapojení pro měření kalibrační konstanty α a radiálních profilů ve vodíkovém a héliovém plazmatu. V poslední části byly popsány postupy pro zpracování surových dat v programovacím jazyku Python. Mimo jiné zde byly zmíněny knihovny a funkce,

které byly při zpracovávání dat využívány.

Třetí kapitola pojednávala o zpracování naměřených dat a experimentálních výsledcích. Data pro výpočet kalibrační konstanty α byla získána pomocí metody *výstřel od výstřelu*, kdy jsme měnili přiložené napětí na Langmuirově sondě pro každý výboj, načež jsme vytvářeli volt-ampérové charakteristiky Langmuirovy sondy, které byly aproximovány vhodnou analytickou funkcí. Za použití programovacího jazyka Python byla data nejprve načtena ze serveru GOLEM, načež byla kvůli následnému zpracování průměrována přes časové intervaly o velikosti 1 ms. Jednotlivé body byly zpracovány do tabulek, z kterých jsme následně získávali volt-ampérové charakteristiky Langmuirovy sondy pro vodíkové a héliové plazma. Následně jsme IV charakteristiky aproximovali analytickou funkcí, ze které jsou získány parametry nezbytné pro další výpočet. Těmi jsou elektronová teplota T_e a plovoucí potenciál U_{fl} , které byly pro výpočet doplněny o potenciál plazmatu Φ měřený pomocí ball-pen sondy. Použitím vztahu 2.8 jsme pak vypočetli hodnotu kalibrační konstanty α pro vodíkové plazma o hodnotě $\alpha = 2.5 \pm 0.7$ a pro plazma héliové $\alpha = 1.8 \pm 0.4$. Výsledné hodnoty byly vykresleny v grafech, v závislosti na toroidálním magnetickém poli B_t , které na tokamaku GOLEM dosahovalo maximální hodnoty 0.5 T. Z toho důvodu nebylo možné určit závislost kalibrační konstanty α na tomto poli, jelikož jeho hodnota byla na tokamaku GOLEM příliš nízká. Z výsledků jsme mohli vyzorovat, že výsledné hodnoty lze interpretovat dvojím způsobem. Za předpokladu, že hodnota kalibrační konstanty α nezávisí na toroidálním magnetickém poli B_t , můžeme jakožto výsledek považovat její střední hodnotu. Druhá interpretace předpokládá lineární závislost kalibrační konstanty α na B_t , což jsme ověřili lineární regresí.

Po provedení výpočtu kalibrační konstanty α jsme v druhé části čtvrté kapitoly mohli vytvořit radiální profily plovoucího potenciálu U_{fl} , potenciálu plazmatu Φ a elektronové teploty T_e a to opět pro oba pracovní plyny. Z výsledků experimentu bylo zřejmé, že při přibližně stejných parametrech výbojového režimu je héliový výboj hůře reprodukovatelný, obsahuje více nestabilit a příměsí. Radiální profily elektronové teploty T_e ve vodíkovém plazmatu měly očekávanou klesající závislost vzhledem ke vzdálenosti od středu plazmatu. V héliovém plazmatu jsme pozorovali narušení této závislosti, kdy v časovém intervalu 11-12 ms docházelo k spontánnímu vytvoření strmého gradientu elektronové teploty T_e . Z důvodu podrobné analýzy tohoto spontánního jevu byla připojena double rake sonda, měřící plovoucí potenciál na dvou hrotech v různých radiálních vzdálenostech. Mezi těmito hroty docházelo ve zmíněném časovém intervalu 11-12 ms ke změně znaménka rozdílu potenciálů, důsledkem čehož jsme pozorovali změnu polarity radiálního elektrického pole E_r , což implikuje změnu polarity poloidální rychlosti v_{pol} . Po provedení kolerace signálů z double rake sondy jsme došli k závěru, že dochází k jevu anglicky zvanému *shear*, neboli "střih", což bylo ověřeno tak, že jsme ve stejném časovém intervalu pozorovali dekoleraci fluktuací plovoucího potenciálu. Docházelo také ke snížení nízkofrekvenčních turbulencí okrajového plazmatu. Tento jev byl prezentován na vědecké konferenci *SPPT 2018 (Symposium on Plasma Physics and Technology)*. Závěrem jsme tedy získali hodnoty kalibrační konstanty pro ball-pen sondu a to ve dvou pracovních plynech, vodíku a heliu, přičemž pro héliové plazma doposud nebyla určena. Díky tomu jsme mohli změřit radiální profily elektronové teploty T_e , potenciálu plazmatu Φ a plovoucího potenciálu U_{fl} v obou pracovních plynech.

Literatura

- [1] *World: Balances for 2015*. [cit. 1.7.2018] Dostupné z WWW: <<http://www.iea.org/statistics/statisticssearch/report/?country=WORLD&product=balances&year=2015>>.
- [2] CHEN, F. F. *Úvod do fyziky plazmatu*. Praha. Academia. 1984.
- [3] WEISEN, H.; SIPS, A.C.C; CHALLIS, C. D.; et al. *The scientific case for a JET D-T experiment*. 2015. [cit. 1.7.2018] Dostupné z WWW: <<https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4894028>>.
- [4] *Tokamak ITER official website*. 2018. [cit. 1.7.2018] Dostupné z WWW: <<https://www.iter.org/proj/inafewlines#6>>.
- [5] *Wiki tokamaku GOLEM - Parameters*. 2018. [cit. 1.7.2018] Dostupné z WWW: <<http://golem.fjfi.cvut.cz/wiki/Tokamak/BasicCharacteristics/ParametersWithPhoto/>>.
- [6] *Návod k úloze 13A ze základního praktika FJFI*. 2018. [cit. 1.7.2018] Dostupné z WWW: <<http://golem.fjfi.cvut.cz/wiki/TrainingCourses/KFpract/14/Basics/uloha13A.pdf>>.
- [7] *Wiki tokamaku GOLEM - scheme*. 2018. [cit. 1.7.2018] Dostupné z WWW: <<http://golem.fjfi.cvut.cz/wiki/Tokamak/ExperimentalSetup/GlobalSetup/W0diagn/fig/>>.
- [8] *Wiki tokamaku GOLEM - výbojový režim*. 2018. [cit. 1.7.2018] Dostupné z WWW: <<http://golem.fjfi.cvut.cz/shots/25492/>>.
- [9] WESSON, J. *Tokamaks*. Oxford. Clarendon Press. 2004.
- [10] PETERKA, M. *Měření potenciálu plazmatu pomocí ball-pen a Langmuirovy sondy*. Bakalářská práce, 2011. Dostupné z WWW: <<https://is.cuni.cz/webapps/zzp/detail/74920>>.
- [11] STÖCKEL, J. *Měření parametrů plazmatu v tokamacích pomocí elektrických sond*. Ústav fyziky plazmatu AV ČR. [cit. 1.7.2018] Dostupné z WWW: <http://golem.fjfi.cvut.cz/wiki/Experiments/EdgePlasmaPhysics/library/HS_Probe%20diagnostics2017.ppt>.

- [12] *Institute of plasma physics - history of the CASTOR tokamak*. 2018. [cit. 1.7.2018] Dostupné z WWW: <http://www.ipp.cas.cz/vedecka_struktura_ufp/tokamak/tokamak_castor/> .
- [13] FURNO, I.; REIMERDES, H.; LABIT, B. *Plasma diagnostics in basic plasma physics devices and tokamaks: from principles to practice, theory of electrostatic probes*. 2012.
- [14] *Termonukleární fúze - reakce*. 2018. [cit. 1.7.2018] Dostupné z WWW: <<http://physics.mff.cuni.cz/kfpp/s4r/plazma/?p=6>> .
- [15] AZIZOV, E. A. *Tokamaks: from A. D. Sakharov to the present (the 60-year history of tokamaks)*. Uspekhi Fizicheskikh Nauk, Russian Academy of Sciences. 2012. [cit. 1.7.2018] Dostupné z WWW: <<http://iopscience.iop.org/article/10.3367/UFNe.0182.201202j.0202/meta>> .
- [16] ROBERT L. MERLINO. *Understanding Langmuir probe current-voltage characteristics*. Department of Physics and Astronomy The University of Iowa, Iowa City, Iowa 52242. 14 July 2007.
- [17] GODYAK, V. A.; PIEJAK, R. B.; ALEXANDROVICH, B. M. *Probe diagnostics of non-Maxwellian plasmas*. Osram Sylvania Inc., 100 Endicott Street, Danvers, Massachusetts 01923. 21 December 1992.
- [18] STANGEBYL, P. C.; MCCracken, G. M. *Plasma boundary phenomena in tokamaks*. [cit. 1.7.2018] Dostupné z WWW: <<http://iopscience.iop.org/article/10.1088/0029-5515/30/7/005/meta>> .
- [19] AZOOZ, A. A. *Four free parameter empirical parametrization of glow discharge Langmuir probe data*. REVIEW OF SCIENTIFIC INSTRUMENTS 79, 103501. 2008.
- [20] CROWLEY, B.; HOMFRAY, D.; COX, S. J.; BOILSON, J.; DE ESCH, H. P. L.; HEMSWORTH, R. S. *Measurement of the Electron Energy Distribution Function by Langmuir Probe in an ITER like Hydrogen Negative Ion Source*. Euratom/UKAEA Fusion Association, Culham Science Centre, Abingdon, OX14 3DB, UK.
- [21] HORÁČEK, J. *MEASUREMENT OF EDGE ELECTROSTATIC TURBULENCE IN THE TCV TOKAMAK PLASMA BOUNDARY*. 2006. [cit. 1.7.2018] Dostupné z WWW: <https://infoscience.epfl.ch/record/83511/files/EPFL_TH3524.pdf> .
- [22] ADÁMEK, J.; IONITA, C.; SCHRITWIESER, R.; STÖCKEL, J. *Direct Measurements of the Electron Temperature by a Ball-pen/Langmuir probe*. In. 2nd EPS Conference on Plasma Phys. Tarragona. 2005.
- [23] ADÁMEK, J.; HORÁČEK, J.; SEIDL, J. et al. *Direct Plasma Potential Measurements by Ball-Pen Probe and Self-Emitting Langmuir Probe on COMPASS and ASDEX Upgrade*. Contributions to Plasma Physics. 2014, roč. 54, č. 3, s.

- 279–284. [cit. 1.7.2018] Dostupné z WWW:<<https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/ctpp.201410072>>.
- [24] STÖCKEL, J.; ADÁMEK J.; BALAN, P.; et al. *Advanced probes for edge plasma diagnostics on the CASTOR tokamak*. Journal of Physics: Conference Series. 2007, roč. 63, č. 1. [cit. 1.7.2018] Dostupné z WWW:<<http://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/63/1/012001/meta>>.
- [25] ADÁMEK, J. *Ball-pen probe*. 2017. [cit. 1.7.2018] Dostupné z WWW:<https://en.wikipedia.org/wiki/Ball-pen_probe>.
- [26] ADÁMEK, J.; STÖCKEL, J.; HRON, M.; et al. *A novel approach to direct measurement of the plasma potential*. Czechoslovak Journal of Physics. 2004, roč. 54, č. 3. [cit. 1.7.2018] Dostupné z WWW: <<https://link.springer.com/article/10.1007%2F03166386>>.
- [27] ADÁMEK, J.; MULLER, H. W.; HORÁČEK, J.; SCHRITTWIESER, R. *Radial profiles of the electron temperature on COMPASS and ASDEX Upgrade from ball-pen probe and Thomson scattering diagnostic*. In. 41st EPS Conference on Plasma. 2014.
- [28] Murphy-Sugrue1, S.; Harrison, J.; Walkden1, N.R.; Bryant, P.; Bradley, J.W. *Improved Understanding of the Ball-Pen Probe through Particle-In-Cell Simulations*. 2017. [cit. 1.7.2018] Dostupné z WWW: <<http://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6587/aa60d0/meta>>
- [29] MÁCHA, P.; SVOBODA, V.; ADÁMEK, J.; STÖCKEL, J. *Poster - Symposium on Plasma Physics and Technology*. [cit. 1.7.2018]
- [30] CALDAS, I. L.; VIANA, R. L.; ARAUJOL, M. S. T.; VANNUCCI, A.; DA SILVA, E. C.; ULLMANN, K.; HELLER, M. V. A. P. *Control of Chaotic Magnetic Fields in Tokamaks*. 2002. [cit. 1.7.2018] Dostupné z WWW: <http://www.scielo.br/scielo.php?script=sci_arttext&pid=S0103-97332002000500023>

Příloha A

Výbojové režimy a tabulky výbojů

A.1 Vodík

A.1.1 Série (H.1)

Č. VÝBOJE	NAPĚTÍ[V]
25326	-12
25327	-12
25328	-81
25329	-68
25330	-53.3
25331	-49
25332	-42.6
25333	-36.1
25334	-29.7
25335	-23.3
25336	-16.9
25337	-10.5
25338	-4.1
25340	16.9

Tabulka A.1: Tabulka jednotlivých výbojů a napětí přiložených na LP. Experiment 7.12.2017.

Č. VÝBOJE	RÁDIUS[mm]
25317	70
25318	95
25319	90
25321	80
25323	70
25324	65
25325	60

Tabulka A.2: Tabulka jednotlivých výbojů a radiální polohy sondové hlavy. Experiment 7.12.2017.

Koeficient α : požadavek na tlak plynu nastaven na hodnotu **20 mPa**. Skutečný tlak plynu během výboje mezi hodnotami **0.18 - 20 mPa**. Pracovní plyn **vodík**. Předionizace pomocí **Upper el. Gun**. Napětí na kondenzátoru C_{Bt} **1300 V** a C_{CD} **400 V**.

Radiální profil: požadavek na tlak plynu nastaven na hodnotu **20 mPa**. Skutečný tlak plynu během výboje mezi hodnotami **0.5 - 20 mPa**. Pracovní plyn **vodík**.

Předionizace pomocí **Upper el. Gun.** Napětí na kondenzátoru C_{Bt} **1300 V** a C_{CD} **400 V**.

A.1.2 Série (H.2)

Č. VÝBOJE	NAPĚTÍ[V]
25483	-12.8
25484	-25.6
25485	-38.3
25486	-51.1
25487	-63.9
25488	-76.7
25489	-89.4
25490	-102.2
25493	-134.2
25494	-12.7
25495	0
25497	25.5

Tabulka A.3: Tabulka jednotlivých výbojů a napětí přiložených na LP. Experiment 14.12.2017.

Č. VÝBOJE	RÁDIUS[mm]
25475	100
25476	95
25477	90
25478	85
25479	80
25480	75
25481	70
25482	70

Tabulka A.4: Tabulka jednotlivých výbojů a radiální polohy sondové hlavy. Experiment 14.12.2017.

Koeficient α : požadavek na tlak plynu nastaven na hodnotu **20 mPa**. Skutečný tlak plynu během výboje mezi hodnotami **0.5 - 19.5 mPa**. Pracovní plyn **vodík**. Předionizace pomocí **Upper el. Gun.** Napětí na kondenzátoru C_{Bt} **1300 V** a C_{CD} **400 V**.

Radiální profil: požadavek na tlak plynu nastaven na hodnotu **20 mPa**. Skutečný tlak plynu během výboje mezi hodnotami **0.5 - 20 mPa**. Pracovní plyn **vodík**. Předionizace pomocí **Upper el. Gun.** Napětí na kondenzátoru C_{Bt} **1300 V** a C_{CD} **400 V**.

A.1.3 Série (H.3)

Koeficient α : požadavek na tlak plynu nastaven na hodnotu **20 mPa**. Skutečný tlak plynu během výboje mezi hodnotami **0.5 - 16 mPa**. Pracovní plyn **vodík**. Předionizace pomocí **Upper el. Gun.** Napětí na kondenzátoru C_{Bt} **1300 V** a C_{CD} **350 V**.

Radiální profil: požadavek na tlak plynu nastaven na hodnotu **18 mPa**. Skutečný tlak plynu během výboje mezi hodnotami **0.14 - 18 mPa**. Pracovní plyn **vodík**. Předionizace pomocí **Upper el. Gun.** Napětí na kondenzátoru C_{Bt} **1300 V** a C_{CD} **350 V**.

Č. VÝBOJE	NAPĚTÍ[V]
25699	0
25700	12.84
25701	19.16
25702	25.61
25703	31.94
25705	44.68
25706	38.4
25707	51.16
25709	-115.3
25710	-102.4
25711	-89.7
25712	-76.8
25713	-83.1
25714	-70.4
25715	-64.1
25716	-57.5
25717	-51.16
25718	-44.68
25719	-38.39
25720	-31.94
25721	-25.62
25722	-19.16
25723	-12.84

Tabulka A.5: Tabulka jednotlivých výbojů a napětí přiložených na LP. Experiment 11.1.2018.

Č. VÝBOJE	RÁDIUS[mm]
25984	105
25987	100
25989	95
25990	90
25992	85
25993	80
25994	75
25995	70
25997	65
25998	60
25999	55

Tabulka A.6: Tabulka jednotlivých výbojů a radiální polohy sondové hlavy. Experiment 18.1.2018.

A.2 Hélium

A.2.1 Série (He.1)

Č .VÝBOJE	NAPĚTÍ[V]
26185	0
26186	-6.3
26187	-12.8
26188	-19.1
26189	-25.6
26190	-31.9
26191	-38.3
26192	-44.6
26193	-51.1
26194	-57.4
26195	-64
26196	-70.3
26197	-76.8
26198	-89.6
26199	-102.3
26200	-115.2
26201	-121.6
26202	6.3
26203	12.8
26204	19.2
26205	25.6
26206	38.4

Tabulka A.7: Tabulka jednotlivých výbojů a napětí přiložených na LP. Experiment 1.2.2018.

Koeficient α : požadavek na tlak plynu nastaven na hodnotu **2600 gas valve position**. Skutečný tlak plynu během výboje mezi hodnotami **0.5 - 26.5 mPa**. Pracovní plyn **hélium**. Předionizace pomocí **Upper el. Gun**. Napětí na kondenzátoru C_{Bt} **800 V** a C_{CD} **550 V**.

Radiální profil: požadavek na tlak plynu nastaven na hodnotu **2600 gas valve position**. Skutečný tlak plynu během výboje mezi hodnotami **0.5 - 23.5 mPa**. Pracovní plyn **hélium**. Předionizace pomocí **Upper el. Gun**. Napětí na kondenzátoru C_{Bt} **1300 V** a C_{CD} **400 V**.

A.2.2 Série (He.2)

Koeficient α : požadavek na tlak plynu nastaven na hodnotu **2750 gas valve position**. Skutečný tlak plynu během výboje mezi hodnotami **0.5 - 68.5 mPa**. Pracovní

Č .VÝBOJE	RÁDIUS[V]
26355	105
26356	100
26357	95
26358	90
26359	85
26360	80
26361	75
26362	70
26365	60
26366	65

Tabulka A.8: Tabulka jednotlivých výbojů a radiální polohy sondové hlavice. Experiment 22.2.2018.

plyn **hélium**. Předionizace pomocí **Upper el. Gun**. Napětí na kondenzátoru C_{Bt} **1300 V** a C_{CD} **550 V**.

Č .VÝBOJE	NAPĚTÍ[V]
26290	102.2
26291	89.5
26292	76.6
26295	76.6
26296	63.9
26297	51.1
26299	38.3
26300	25.6
26301	12.8
26302	0
26304	-25.6
26306	-28.3
26307	-51.1
26308	-64
26309	-6.3
26311	6.3
26312	19.1

Tabulka A.9: Tabulka jednotlivých výbojů a napětí přiložených na LP. Experiment 15.2.2018.

Příloha B

Zdrojový kód programu

B.1 Obsah CD

Seznam a popis jednotlivých souborů připojených na CD (komentáře jednotlivých metod jsou vepsány v jednotlivých kódech).

- `parameters.py`: obsahuje základní zadání pro následující script
- `load_data.py`: načtení experimentálních dat ze serveru wiki GOLEM
- `make_data.py`: vytvoří nenormované tabulky pro konstrukci volt-ampérových charakteristik
- `normalization.py`: normalizuje tabulky pro konstrukci volt-ampérových charakteristik
- `fit_data.py`: aproximuje volt-ampérové charakteristiky analytickou funkcí
- `make_temp_alpha.py`: vytvoří grafy závislosti koeficientu α a elektronové teploty na toroidálním magnetickém poli B_t
- `make_data_difference.py`: vytvoří grafy radiálních profilů elektronové teploty T_e
- `make_radial_temp.py`: vytvoří tabulky radiálních profilů elektronové teploty T_e
- `make_radial_potentials.py`: vytvoří grafy radiálních profilů plovoucích potenciálů Langmuirovy a ball-pen sondy
- `shot_par.py`: vytvoří grafy časového vývoje základních parametrů výbojového režimu
- `mg_pole.py`: vytvoří tabulky závislosti toroidálního magnetického pole B_t na čase