

České vysoké učení technické v Praze
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky
Obor: Fyzika a technika termojaderné fúze



Studium okrajového plazmatu v tokamacích pomocí pokročilých elektrických sond

Edge plasma studies in tokamaks by
the mean of advanced electric probes

DIPLOMOVÁ PRÁCE

Vypracoval: Petr Mácha
Vedoucí práce: Ing. Vojtěch Svoboda, CSc.
Konzultant: RNDr. Jan Stöckel, CSc
Rok: 2020

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svou diplomovou 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

Chtěl bych poděkovat vedoucímu mé diplomové 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 i přes nepříznivou situaci způsobenou koronavirem věnoval. Rád bych také poděkoval Dr. Jamesi P. Gunnovi za poskytnutí numerického kódu a cenných rad.

Petr Mácha

Název práce:

Studium okrajového plazmatu v tokamacích pomocí pokročilých elektrických sond

Autor: Petr Mácha

Studijní program: Aplikace přírodních věd

Obor: Fyzika a technika termojaderné fúze

Druh práce: Diplomová 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 studiem okrajového plazmatu v tokamacích pomocí pokročilých elektrických sond. V první a druhé kapitole je čtenáři poskytnut teoretický úvod do základních pojmů z fyziky okrajového plazmatu, elektrických sond a numerických simulací. V experimentální části je pro tokamak COMPASS a GOLEM provedena analýza sondových dat, se zaměřením na fluktuace parametrů plazmatu a jejich profily. Je pozorován pokles úrovně relativních fluktuací parametrů plazmatu v oblasti rychlostní stříhové vrstvy a diskutován vliv kvazikoherentního módu na tento pokles. Porovnáním výsledků numerických simulací tunelové sondy s experimentálně měřenými veličinami je měřena elektronová teplota s vysokým časovým rozlišením. Na elektronové straně tunelové sondy získáváme dobrý souhlas mezi experimentem a simulacemi.

Klíčová slova: tokamak, okrajové plazma, elektrické sondy, particle-in-cell

Title:

Edge plasma studies in tokamaks by the mean of advanced electric probes

Author: Petr Mácha

Abstract: This diploma thesis is dedicated to edge plasma studies in tokamaks by the means of advanced electric probes. After introduction of the theory and basic concepts of edge plasma physics, electric probes and numerical simulations, the analysis of probe data from COMPASS and GOLEM tokamaks is performed. Main focus is given to the fluctuations of plasma parameters and their respective profiles. A decrease of the level of relative fluctuations of plasma parameters in the velocity shear layer is observed and the impact of a quasicohherent mode on this decrease is discussed. The electron temperature is determined by the interpolation of measured tunnel probe current ratio in the scope of a wide parametric scan performed by numerical simulations, resulting in a high time resolution. This technique is cross-checked by a comparison with established electron temperature measurement methods. A good agreement between experiment and simulations on the electron side of the tunnel is observed.

Key words: tokamak, edge plasma, electric probes, particle-in-cell

Obsah

Úvod	9
1 Teoretický úvod	13
1.1 Voltampérová charakteristika	13
1.2 Elektrické sondy	15
1.2.1 Langmuirova a ball-pen sonda	15
1.2.1.1 Měření radiálního elektrického pole E_r	16
1.2.1.2 Měření elektronové teploty T_e	17
1.2.2 Tunelová sonda	19
1.2.2.1 Měřené parametry plazmatu	20
1.2.2.2 Analytická aproximace magnetického stínění ve vál- cové geometrii	22
1.2.2.3 Numericky spočtené trajektorie nabitých částic	25
1.3 Tokamak GOLEM	26
1.4 Tokamak COMPASS	27
2 Numerické simulace	29
2.1 Particle-in-cell	29
2.2 PICCYL kód	33
2.2.1 Vstupy a výstupy	34
2.2.2 Řešení Poissonovy rovnice ve válcové geometrii	36
2.2.3 Zdroj částic pro PICCYL kód	38
2.2.4 PICCYL databáze	39
3 Výsledky – tokamak COMPASS	43
3.1 Výboj #19772 – Divertorová konfigurace – ohmický ohřev	45
3.1.1 Sondová měření	47
3.1.1.1 Radiální profil potenciálu plazmatu a poloha rych- lostní stříhové vrstvy	48
3.1.1.2 Měření elektronové teploty kombinovanou ball-pen a Langmuirovou sondou	49
3.1.1.3 Machovo číslo a expanze stěnové vrstvy	51
3.1.1.4 Měření elektronové teploty tunelovou sondou	55
3.1.2 Studium fluktuací parametrů okrajového plazmatu	58
3.2 Výboj #19806 H-mód	62
3.2.1 Sondová měření	64

3.2.1.1	Radiální profil potenciálu plazmatu a poloha rychlostní stříhové vrstvy	65
3.2.1.2	Měření elektronové teploty kombinovanou ball-pen a Langmuirovou sondou	66
3.2.1.3	Machovo číslo a expanze stěnové vrstvy	68
3.2.1.4	Měření elektronové teploty tunelovou sondou	71
3.2.2	Studium fluktuací parametrů okrajového plazmatu	73
4	Výsledky – tokamak GOLEM	79
4.1	Zpracování metody výstřel od výstřelu	81
4.2	Zpracování metody rozmítání	85
4.3	Měření kombinovanou LP a BPP sondou	88
4.4	Studium fluktuací parametrů okrajového plazmatu	92
5	Diskuze	97
6	Závěr	101
7	Dodatky	105
7.1	Zpracování surových dat na tokamaku COMPASS	105
7.1.1	Knihovna <i>pyCDB</i>	105
7.1.2	Názvy sond v CDB	105
7.1.3	Odstranění offsetu	106
7.1.4	Vyhlazování dat	106
7.1.5	Vytváření radiálních profilů	106

Úvod

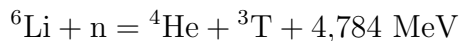
Každoročně dochází k nárůstu celosvětové spotřeby elektrické energie. Její produkce v roce 2018 dosáhla bezmála hodnoty 27 000 TWh [7], přičemž nejvíce k tomuto číslu přispívá Asie, následně pak Amerika a Evropa. Velká část této energie je získávána v elektrárnách spalujících fosilní paliva, jejichž hlavní nevýhodou je jejich neudržitelnost, jelikož v blízké budoucnosti zdroje fosilních paliv zcela jistě vyčerpáme. Mezi fosilní paliva řadíme ropu, zemní plyn a uhlí. Ty mají bohužel při spalování velmi negativní vliv na životní prostředí. Navzdory tomu jsou stále světovým primárním zdrojem pro výrobu elektrické energie a jednoznačně dominují nad zdroji ostatními [7]. V celosvětovém měřítku za fosilními zdroji následují vodní elektrárny. Ty se řadí mezi tzv. obnovitelné zdroje, nicméně jejich vliv na životní prostředí zcela jistě nelze považovat za malý. K využití vodní energie je zapotřebí velký zásah do krajiny, který ovlivní celý ekosystém k elektrárně přilehlý. Navíc již v současné době není mnoho míst pro výstavbu nových elektráren. Dalším možným zdrojem pro výrobu elektrické energie je štěpení jadra. Zde je nespornou výhodou, že na rozdíl od elektráren spalujících fosilní paliva neznečišťují ovzduší škodlivými látkami, jako je například oxid siřičitý, oxid uhličitý, nebo oxidy dusíku. Na druhou stranu se tu objevují problémy, a to hlavně s likvidací jaderného odpadu. Palivo pro tyto elektrárny bude podobně, jako u uhlí taktéž vyčerpáno. Při současné spotřebě uranu dojde k vyčerpání zásob přibližně do osmdesáti let [8].

Řešením je vývoj nového způsobu výroby elektrické energie, a to pomocí termojaderné fúze. Oproti štěpným elektrárnám je výhoda v mnohem menším až žádném množství radioaktivního odpadu. Jako palivo je možné použít tritium, které se bude přímo v reaktoru vyrábět pomocí reakce neutronů s na planetě hojně zastoupeným lithiem, a ve světových oceánech se nacházející deuterium. To je obsaženo jako součást těžké vody, kde přibližně 6240 molekul vody obsahuje 1 molekulu vody těžké ve formě D₂O a DHO. Další výhodou oproti štěpným elektrárnám je, že nemůže dojít k nekontrolovatelné reakci. Bohužel je ale nesmírně technologicky náročné fúzní elektrárnu navrhnout a vybudovat. Na začátku vývoje těchto zařízení se předpokládal daleko rychlejší vývoj, nicméně postupně vyvstávaly nové a nové výzvy komplikující celý koncept fúzního reaktoru. V současné době probíhá stavba doposud největšího zařízení pro termojadernou fúzi – tokamaku ITER. Zároveň se již připravují návrhy první zkušební elektrárny – DEMO. Pro DEMO je plánovaná právě již zmíněná reakce deuteria s tritiem



Produktem této termojaderné reakce jsou ⁴He s energií (3,5 MeV), které vzhle-

dem k nenulovosti náboje zůstávají díky magnetickému poli v plazmatu a zahřívají jej. Druhým produktem jsou neutrony, které nejsou magnetickým polem ovlivněny a termojadernými reakcemi s lithiem produkují tritium, které se pak dále využije pro hlavní reakce deuteria s tritiem. K těmto reakcím bude docházet v části reaktoru zvané blanket, která se nachází v blízkosti plazmatu.



Pro to, aby budoucí fúzní reaktor mohl dosáhnout soběstačného provozu je zapotřebí, aby vyprodukoval alespoň tolik tritia, kolik se jej v něm spotřebuje.

Ačkoliv ve studiu termojaderné fúze bylo dosaženo velkého pokroku, další výzkum je stále nezbytný. Významná je pak oblast okrajového plazmatu, na jejíchž znalostech závisí chod celého zařízení. Jedním ze způsobů, kterým lze okrajové plazma zkoumat a měřit jeho parametry jsou sondová měření. Elektrické sondy jsou více či méně složité vodiče různých tvarů a uspořádání, na které po vložení do plazmatu dopadají nabitě částice, vlivem čehož se nabijí na určité napětí. Toto napětí můžeme měřit a pomocí různých metod určovat široké spektrum parametrů okrajového plazmatu (elektronová teplota, plovoucí potenciál, potenciál plazmatu, iontový nasycený proud). Studium okrajového plazmatu pomocí elektrických sond je zvláště výhodné na menších zařízeních. Na tokamaku ITER totiž vzhledem k extrémním podmínkám uvnitř komory nebude vždy možné sondy využívat, jelikož by tak obrovské tepelné toky nevydržely a roztavily by se. Pokud ale studium okrajového plazmatu pomocí elektrických sond provozujeme na menších zařízeních, je možné fyzikální závěry přenést právě na ITER. Například plánované vylepšení tokamaku COMPASS označené COMPASS-Upgrade se bude v mnoha ohledech podobat ITERu a zkoumanou fyziku okraje plazmatu tak budeme moci využít pro ITER.

Sondy využívané pro měření v této práci jsou Langmuirova sonda, ball-pen sonda, nebo tunelová sonda. První ze zmíněných je nejjednodušší, avšak při kombinovaném měření s ball-pen sondou je možné snadno měřit elektronovou teplotu. Ball-pen sonda je konstruována tak, že měří přímo potenciál plazmatu. Pokud zároveň Langmuirovou sondou měříme plovoucí potenciál, je možné po provedení kalibrace velmi rychle a snadno elektronovou teplotu vypočítat [4].

Tunelová sonda je speciální typ elektrické sondy skládající se z dutého vodivého válce a backplatu. Na sondu vloženou do plazmatu dopadají nabitě částice a vstupují do tunelu. Z teorie, kterou se v této práci budeme dále zabývat vyplývá, že rozdělení iontových proudů mezi tunelem a backplate závisí mimo jiné na elektronové teplotě. Jelikož ale není možné určit tento poměr iontových proudů mezi tunelem a backplatem analyticky, musíme provést numerické simulace, jejichž výstupem pro dané parametry plazmatu je tento poměr proudů. Základní myšlenkou je pak pomocí experimentálního měření tohoto poměru proudů a následného porovnání se simulacemi určit elektronovou teplotu. Nesmírnou výhodou této metody je, že sonda pracuje v DC režimu, díky čemuž je výpočet elektronové teploty velmi jednoduchý a neprovází jej problémy měření v AC režimu, jako je například parazitní napětí způsobené kapacitou vodičů. Časové rozlišení je navíc limitováno pouze datovým sběrem.

Cílem této práce je provést měření parametrů okrajového plazmatu a jejich radi-

ální profily pomocí elektrických sond na tokamacích GOLEM a COMPASS. Pomocí cylindrického particle-in-cell kódu určit poměr iontových proudů na tunel a backplate tunelové sondy v závislosti na parametrech plazmatu pro tokamak GOLEM ($B_t = 0,5$ T) a tokamak COMPASS ($B_t = 1,15$ T). Výsledky simulací následně využít pro porovnání s experimentálně měřenými poměry iontových proudů na tunel a backplate tunelové sondy a na základě toho interpolací výsledků numerických simulací určit elektronovou teplotu plazmatu. Jako potvrzení správnosti bude elektronová teplota měřena pomocí kombinované Langmuirovy a ball-pen sondy metodou popsanou dále v této práci, nebo v [4], případně pomocí měření voltampérových charakteristik diskutované dále, případně v [3].

V první kapitole se zaměříme na teoretický úvod. Nejprve zavedeme stěžejní pojmy, jako je voltampérová charakteristika, iontový proud, plovoucí potenciál, nebo potenciál plazmatu. Následně se budeme zabývat teorií pokročilých elektrických sond. Nejprve krátce popíšeme konstrukci sond a následně popíšeme, jak jednotlivé sondy fungují a jaké veličiny pomocí nich měříme. Na začátku krátce shrneme metodu měření pomocí kombinované Langmuirovy a ball-pen sondy, která je velmi podrobně popsána v [4]. Uvedeme zde předpoklady, které byly pro tuto metodu stanoveny a budeme se zabývat její věrohodností, kdy se opřeme o statistickou analýzu. Další a nejvíce obsáhlá část první kapitoly bude obsahovat teorii tunelové sondy. Nejprve popíšeme samotnou konstrukci, následně podrobně rozebereme celou motivaci pro měření s touto sondou a na konec za jistých zjednodušení provedeme zajímavá analytická odvození přispívající k pochopení principů. Na konci první kapitoly krátce popíšeme tokamaky COMPASS a GOLEM, uvedeme základní parametry těchto zařízení a ukážeme příklad typického časového vývoje základních parametrů.

Druhá kapitola se bude zabývat numerickými simulacemi. V první části projdeme obecně problematiku particle-in-cell simulací. Krátce zde vysvětlíme princip této metody, který demonstrujeme na jednoduchém příkladu v kartézské geometrii. V druhé části této kapitoly se již podrobně zaměříme na cylindrický particle-in-cell kód pro tunelovou sondu (PICCYL). Ukážeme zde rozdíly mezi cylindrickou a kartézskou geometrií a problémy, které tímto přechodem vznikají. Podrobně se seznámíme se vstupy a výstupy simulace a rozebereme jejich význam. Nakonec ukážeme, jakým způsobem je vhodné získat z výstupů simulací fyzikálně relevantní data, která mohou být následně porovnána s daty měřeními experimentálně.

Třetí a čtvrtá kapitola budou pro tuto práci stěžejní, jelikož se zabývají zpracováním všech výsledků. Třetí kapitola bude obsahovat zpracování měření z tokamaku COMPASS a čtvrtá z tokamaku GOLEM. Budou zde prezentovány výsledky experimentálně měřených parametrů plazmatu ve formě radiálních profilů (elektronové teploty, plovoucího potenciálu, potenciálu plazmatu, hustoty plazmatu, hustoty iontového proudu, Machová čísla, aj.) a také výsledky z porovnání simulací s experimentem. Na konci kapitol bude provedena analýza vlivu střížné vrstvy na fluktuace parametrů plazmatu.

V poslední části této práce je provedena podrobná diskuze výsledků získaných měřeními a také porovnáváním s numerickými simulacemi. Celá práce je uzavřena závěrem, kde jsou shrnuty získané výsledky. V závěru jsou dále nastíněny plány do budoucna a návrhy na možná zpřesnění.

Kapitola 1

Teoretický úvod

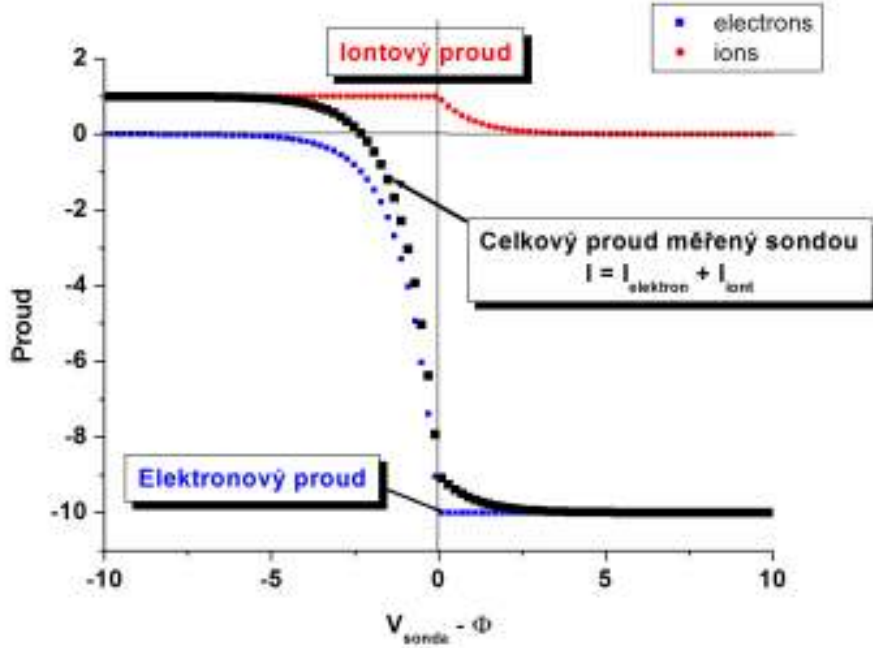
Tato kapitola se zabývá klíčovými pojmy této práci. Nejprve je zaveden pojem voltampérová charakteristika, na jehož základě jsou diskutovány parametry – iontový proud, potenciál plazmatu a plovoucí potenciál. Dále se zde zabýváme teorií elektrických sond, jmenovitě Langmuirovy, ball-pen a tunelové sondy. V poslední části se věnujeme experimentálnímu uspořádání a metodě měření.

1.1 Voltampérová charakteristika

Na sondu vloženou do plazmatu dopadají nabitě částice – ionty a elektrony. V důsledku toho měříme sondový proud I_{probe} . Tento sondový proud I_{probe} závisí na sondovém napětí U_{probe} , na které je sonda vůči referenční elektrodě – komoře tokamaku nabita. Voltampérovou charakteristikou (VA charakteristikou) sondy pak nazveme závislost sondového proudu I_{probe} na sondovém napětí U_{probe} . Ilustrační příklad ideální voltampérové charakteristiky je na obrázku 1.1.

Pro vysoké záporné napětí sbírá sonda pouze ionty a zaznamenává tak iontový proud. Se zvětšujícím se napětím na ni postupně začínají dopadat i elektrony a celkový proud tak začíná klesat k nule. Pro konkrétní hodnotu napětí, kdy sondou protéká nulový proud mluvíme o tzv. plovoucím potenciálu U_{fl} . Pro vyšší napětí je již celkový proud protékající sondou záporný a pro vysoké kladné napětí tvoří sbíraný proud již pouze elektrony. Jak ale bylo zmíněno, obrázek 1.1 je pouze ilustrační. Ve skutečnosti vždy nedochází k dokonalému nasycení iontového proudu. Pokud měníme sondové napětí U_{probe} směrem do více záporných hodnot, dochází k tzv. expanzi stěnové vrstvy (*sheath expansion*) [11], [12]. Kvůli tomu jsou pro více záporná napětí U_{probe} částice plazmatu vytahovány z většího objemu, čímž jich na sondu dopadá více a my tak pozorujeme rostoucí závislost iontového proudu I_{sat} na sondovém napětí U_{probe} . Tento jev pozorujeme například u Langmuirovy sondy, naopak konstrukce tunelové sondy je taková, aby se rozpínání stěnové vrstvy projevilo pouze uvnitř konkávního těla (válece). Díky tomu dochází k nasycení iontového proudu. Tato problematika bude diskutována v dalších kapitolách zaměřených na konkrétní typy sond.

Abychom z VA charakteristik získali parametry plazmatu, musíme provést proložení



Obrázek 1.1: Ilustrační voltampérová charakteristika. Převzato z [2].

závislosti vhodně zvolenou analytickou funkcí v oblasti iontové větve [6]:

$$I_{\text{probe}} = I_{\text{sat}} \left(1 - \exp \frac{U_{\text{probe}} - U_{\text{fl}}}{T_e} \right), \quad (1.1)$$

kde I_{probe} je proud protékající sondou, I_{sat} iontový nasycený proud, U_{probe} napětí přiložené na sondu, U_{fl} plovoucí potenciál a T_e je elektronová teplota. Předpokladem pro volbu této analytické funkce je absence rozpínání stěnové vrstvy, tedy že iontový nasycený proud I_{sat} není závislý na přiloženém napětí U_{probe} . Výsledkem aproximace funkcí (1.1) jsou parametry plazmatu – elektronová teplota T_e , iontový nasycený proud I_{sat} a plovoucí potenciál U_{fl} .

Pro velikost iontového nasyceného proudu I_{sat} plyne vztah, který bude používán pro výpočty v numerických simulacích:

$$I_{\text{sat}} = S e n_e c_s$$

$$c_s = \sqrt{\frac{k_b T_e}{m_i}}, \quad (1.2)$$

kde S je efektivní sběrná plocha, e je elementární náboj, n_e hustota plazmatu, c_s iontozvuková rychlost, k_b Boltzmanova konstanta, T_e elektronová teplota a m_i hmotnost iontů. Vztah dává do souvislosti, jak na základě znalosti hustoty plazmatu n_e a elektronové teploty T_e určit hodnotu iontového nasyceného proudu I_{sat} .

VA charakteristiku můžeme konstruovat například použitím následujících dvou metod.

- **Výboj od výboje** – napětí na sondě U_{probe} měníme po každém výboji a proměříme tak celou charakteristiku. Tato metoda vyžaduje velmi dobrou reprodukovatelnost výbojů. Je časově náročnější, ale pro kvalitní výboje může být velmi přesná a snazší na zpracování.
- **Rozmítání** – napětí na sondě U_{probe} periodicky měníme během jediného výboje. V závislosti na frekvenci napětí získáme v jednom výboji několik VA charakteristik. Tato metoda trpí na parazitní signál způsobený kapacitou kabelů mezi sondou a měřícím odporem, kterou je nutno odstranit. Zpracování je tak více pracné a méně přesné.

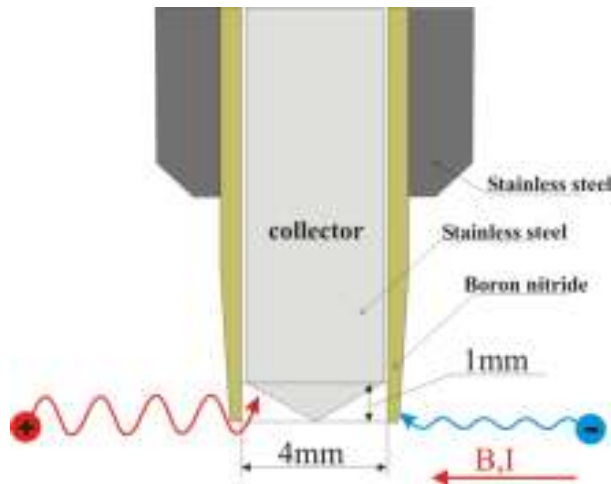
Oba postupy měření jsou velmi podrobně popsány v [3].

1.2 Elektrické sondy

1.2.1 Langmuirova a ball-pen sonda

Langmuirova sonda (LP) [13], [14], [15] patří mezi základní diagnostiku okrajového plazmatu na tokamacích. Jedná se o pin (vodivý drát) vložený do plazmatu, na který dopadají nabitě částice. Sonda se tak nabije na potenciál, který není vlivem Debyeovy stínící vrstvy roven potenciálu plazmatu, ale tzv. plovoucímu potenciálu U_f . Na sondu můžeme přikládat napětí U_{probe} a měřit tak pomocí VA charakteristik hodnotu iontového nasyceného proudu I_{sat} , elektronové teploty T_e , nebo hustoty n_e . VA charakteristiky Langmuirovy sondy jsou vzhledem ke své geometrii silně ovlivněny expanzí stěnové vrstvy (*sheath expansion*) [11] a z toho důvodu jsou pro určování parametrů plazmatu méně vhodné, jelikož nadhodnocují hodnotu elektronové teploty T_e .

Ball-pen sonda (BPP) [16], [17], [18], [19] se řadí mezi pokročilé elektrické sondy. Její schéma můžeme vidět na obrázku 1.2.



Obrázek 1.2: Schéma ball-pen sondy

Kolektor nabitých částic je na rozdíl od Langmuirovy sondy zasunut do izolantu. Na obrázku 1.2 jsou červeně znázorněny trajektorie iontů a modře trajektorie elektronů. Ionty se pohybují v magnetickém poli \mathbf{B} podél magnetických siločar s větším poloměrem než elektrony. Z toho důvodu je pro ně snazší překonat izolant a dopadnout tak na kolektor nabitých částic. Oproti tomu elektrony s menším poloměrem přes izolant neproniknou. Cílem je nastavit přesah izolantu takovým způsobem, abychom vyrovnali iontový a elektronový tok na kolektor a měřili tak potenciál plazmatu Φ . Potenciál plazmatu Φ je definován jako napětí U_{probe} , které je nutné přiložit na sondu, aby vymizela Debyeova stínící vrstva. Bohužel se ale ukazuje, že vlivem $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ driftu dochází k vtahování elektronů dovnitř trubice a jejich dopadu na kolektor. Tento problém je podrobněji popsán v [4] a [5], přičemž závěr je, že ačkoli jednoduchá představa o ball-pen sondě neodpovídá zcela realitě, měří potenciál plazmatu Φ dostatečně přesně a můžeme ji tak pro měření využít.

1.2.1.1 Měření radiálního elektrického pole E_r

Měření radiálního elektrického pole E_r je klíčové k určení radiální střížné vrstvy (anglicky *radial shear layer*), což je oblast okrajového plazmatu, kde dochází ke stříhu rychlosti (anglicky *velocity shear*). Ten hraje klíčovou roli při anomálním transportu částic a energie napříč okrajovým plazmatem. Tento transport je zodpovědný za ztráty částic plazmatu a jeho energie. Radiální pozici r , kde dochází ke stříhu rychlosti nazýváme rychlostní stříhová vrstva (anglicky *velocity shear layer* – VSL). Vlivem střížných toků v této vrstvě dochází k trhání turbulentních struktur plazmatu a zamezuje se tak radiálním ztrátám.

Radiální elektrické pole E_r spočteme z radiálního profilu potenciálu plazmatu Φ , který měříme ball-pen sondou [28]. Vztah pro výpočet je

$$E_r = -\frac{d}{dr}\Phi. \quad (1.3)$$

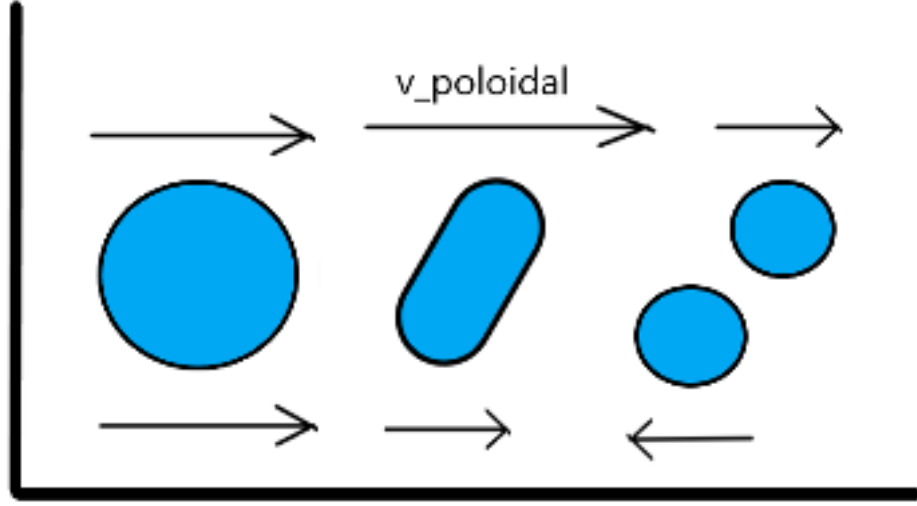
Toto radiální elektrické pole E_r v kombinaci se silným toroidálním magnetickým polem B_t vede k $E_r \times B_t$ driftu – rotaci v poloidálním směru. Ze znalosti radiálního elektrického pole E_r můžeme již snadno spočíst velikost poloidální rychlosti v_{pol} , která je dána vztahem

$$v_{\text{pol}} = \frac{E_r}{B_t}. \quad (1.4)$$

Pro charakterizování střížných vrstev a jejich vlivu na turbulentní struktury je výhodné spočíst stříh radiálního elektrického pole ν_E a tzv. *shearing rate* $\omega_{E \times B}$, které jsou definovány, jako:

$$\begin{aligned} \nu_E &= \frac{d^2\Phi}{dr^2} \\ \omega_{E \times B} &= \frac{dv_{\text{pol}}}{dr} \end{aligned} \quad (1.5)$$

Jak již bylo řečeno, rychlostní stříhová vrstva má vliv na turbulentní struktury v plazmatu. Trhání struktur vidíme na obrázku 1.3, kde je rozpad turbulentních vrstev naznačen.



Obrázek 1.3: Vlevo) poloidální rychlost nezávisí na poloměru – nemá střiž. Rozměr turbulentní struktury v okrajovém plazmatu (cca 10 mm) se při poloidální rotaci nemění, plazma spolu s turbulentními strukturami rotuje jako pevné těleso. Upřesřed) poloidální rychlost má střiž, dv_{pol}/dr je různé od nuly. Turbulentní struktura se v poloidální rovině natočí. Vpravo) velký střiž poloidální rychlosti, v tomto případě v okolí rychlostí střižové vrstvy. Turbulentní struktura se může rozpadnout na dvě, s menším rozměrem a menší amplitudou.

Ke charakterizování tohoto vlivu porovnáváme *shearing rate* $\omega_{E \times B}$ s charakteristickou frekvencí turbulentních struktur $\omega_{\text{str}} = 2\pi/\tau_{\text{str}}$, kde τ_{str} je typický čas existence turbulentní struktury [31]. Pokud platí, že $\omega_{E \times B} \gg \omega_{\text{str}}$, pak dochází k jejich rozpadnutí. Charakteristická frekvence plazmových fluktuací se určuje ze znalosti charakteristického času existence struktur τ_{str} . Čas existence struktur τ_{str} určíme z velikosti časového intervalu pološířky autokorelačních funkcí fluktuací τ_a . Pro stacionární plazma platí, že $\tau_a = \tau_{\text{str}}$. Pokud zohledníme i toroidální a poloidální rotaci plazmatu vůči komoře tokamaku, musíme vzít při výpočtu poloidální rotaci v úvahu. Typický čas existence struktur τ_{str} pak spočteme podle vztahu [32]:

$$\left(\frac{1}{\tau_a}\right)^2 = \left(\frac{v_{\text{pol}}}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{1}{\tau_{\text{str}}}\right)^2, \quad (1.6)$$

kde $\lambda \approx 1$ cm je charakteristická velikost turbulentních struktur.

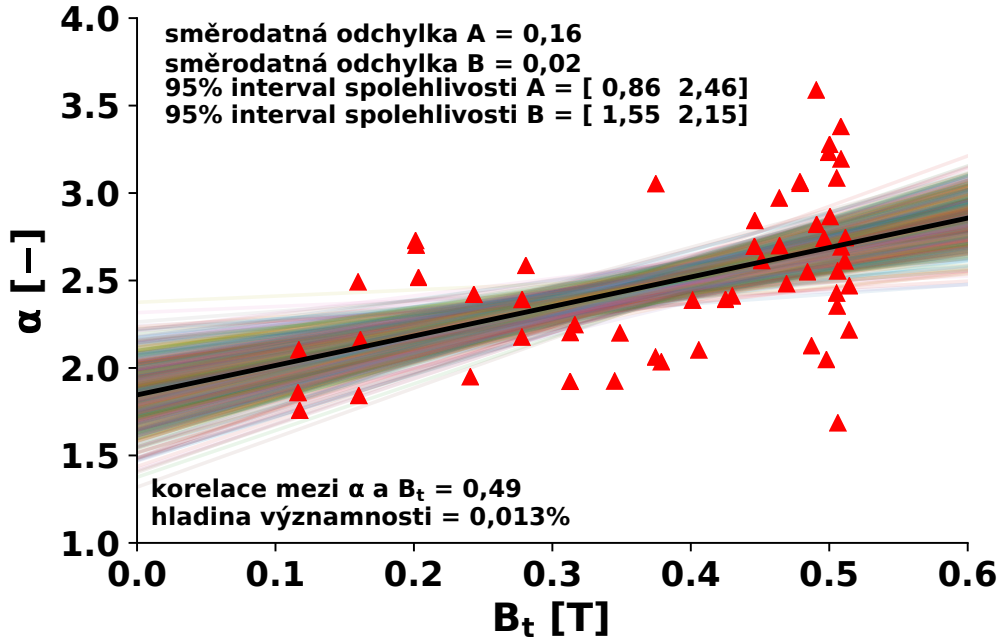
1.2.1.2 Měření elektronové teploty T_e

Dosud jsme se zabývali pouze obecnou teorií obou sond. Nyní se ale zaměříme na měření pomocí kombinované Langmuirovy a ball-pen sondy. Jak již bylo zmíněno výše, elektronovou teplotu T_e je možné získat aproximováním VA charakteristik analytickou funkcí (1.1). Pro tuto diplomovou práci je ale v mnoha případech vhodné použít pro její měření jinou metodu. Tato metoda spočívá v současném měření pomocí Langmuirovy a ball-pen sondy, kdy elektronovou teplotu T_e počítáme pomocí

vzorce:

$$\alpha T_e = \Phi - U_{\text{fl}}, \quad (1.7)$$

kde U_{fl} je plovoucí potenciál, Φ potenciál plazmatu, T_e elektronová teplota a α kalibrační konstanta. Hodnota kalibrační konstanty α byla určena v [4] tak, že po jejím vyjádření ze vztahu (1.7) byly dosazeny hodnoty T_e a U_{fl} měřené pomocí aproximace VA charakteristiky Langmuirovy sondy a Φ bylo měřeno pomocí ball-pen sondy. Takto byla pro mnoho různých výbojů a magnetických polí \mathbf{B} experimentálně určena její hodnota $\alpha = (2,5 \pm 0,7)$. Výsledky vidíme na obrázku 1.4.



Obrázek 1.4: Výsledky měření kalibrační konstanty α v závislosti na toroidálním magnetickém poli B_t . Výsledky jsou aproximovány lineární funkcí ve tvaru $\alpha(B_t) = AB_t + B$, přičemž je určena směrodatná odchylka koeficientů aproximace, jejich 95% interval spolehlivosti a hladina významnosti. Závislost kalibrační konstanty α na toroidálním magnetickém poli B_t se nepodařilo jednoznačně prokázat.

Cílem statistického zpracování, které vidíme na obrázku 1.4 bylo analyzovat, zda existuje závislost kalibrační konstanty α na magnetickém poli \mathbf{B} . Pokud se zaměříme výše na odchylky parametrů aproximace lineární funkce, intervaly spolehlivosti a korelace těchto veličin, nemůžeme s jistotou určit závislost kalibrační konstanty α na magnetickém poli \mathbf{B} . Z toho důvodu bude v této práci stanoven předpoklad, že kalibrační konstanta α na magnetickém poli \mathbf{B} nezávisí.

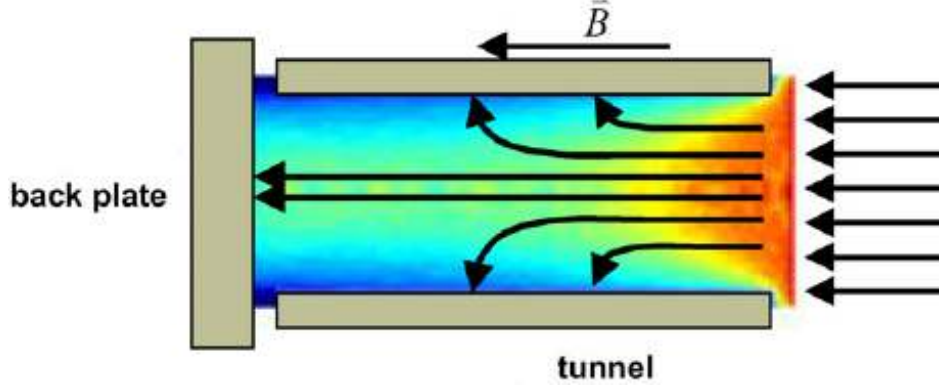
Pro výpočet elektronové teploty T_e využijeme vztahu:

$$T_e = \frac{\Phi - U_{\text{fl}}}{\alpha}, \quad (1.8)$$

kde kalibrační konstanta $\alpha = (2,5 \pm 0,7)$, potenciál plazmatu Φ je signál měřený ball-pen sondou a plovoucí potenciál U_{fl} je signál měřený Langmuirovou sondou.

1.2.2 Tunelová sonda

Tunelová sonda (TP) [6], [20], [21], [22], [23], [24] je pokročilou elektrickou sondou, vyvinutou za účelem měření v části okrajového plazmatu zvané scrape-off layer (SOL). Schéma sondy je na obrázku 1.5.

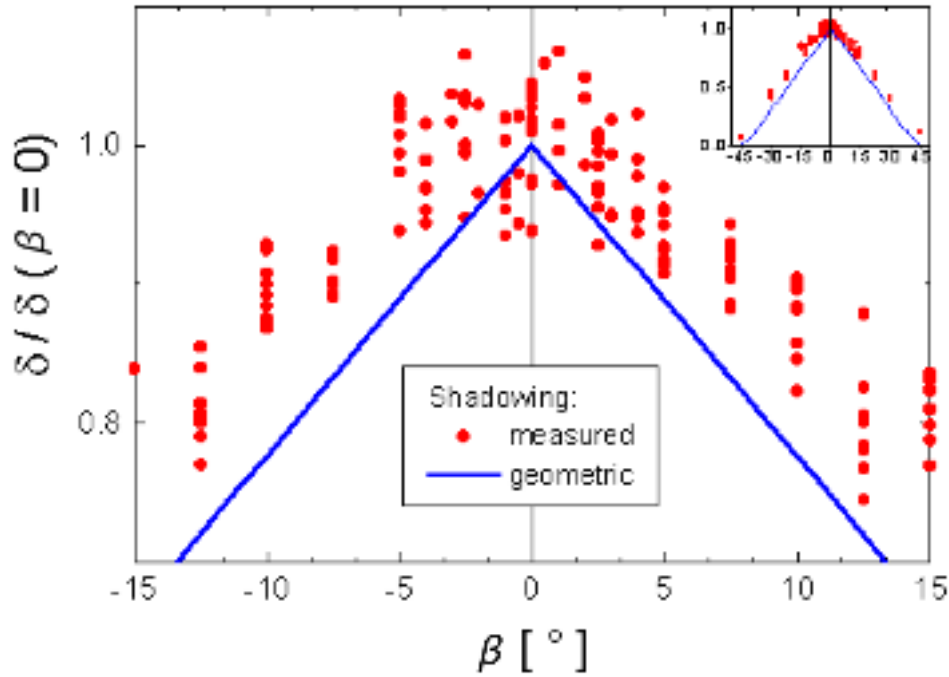


Obrázek 1.5: Schéma tunelové sondy

Sonda se skládá z dutého vodivého válce – tunelu (TUN). Tento tunel je z jedné části uzavřen elektricky izolovanou vodivou deskou, nazývanou backplate (BP). Z druhé strany je tunel otevřený, aby nabitě částice plazmatu mohly vstupovat dovnitř tunelové sondy. Typická hloubka tunelu je několik milimetrů (4–5 mm) a stejně tak i jeho průměr (4–5 mm). Samotné rozměry sondy jsou velmi důležité. Pokud jsou zvoleny nevhodně, nemusí na backplate téct žádný proud, což je pro experiment klíčové. Tunel i backplate jsou měděné a umístěné v izolačním těle sondy, které je tvořeno nitridem boru. Osa tunelu je v tokamaku nastavena rovnoběžně se směrem magnetického pole \mathbf{B} . Nabitě částice plazmatu proudí do otevřené části tunelové sondy a jsou distribuovány mezi tunel a backplate. V experimentu je velmi problematické nastavit osu tunelové sondy tak, aby byla dokonale rovnoběžná s magnetickým polem \mathbf{B} . Ukazuje se ale, že v nastavení směru existuje benevolence asi 5° [1]. To můžeme vidět na obrázku 1.6, kde modře je znázorněn geometrický výpočet magnetického stínění a červeně experimentálně měřená data, reprezentující redukci proudu tekoucího na backplate v závislosti na úhlu osy tunelu a magnetického pole β .

$$\delta = I_{BP} / (I_{BP} + I_{TUN}) \quad (1.9)$$

Na první pohled je zřejmé, že ačkoli by podle geometrické předpovědi měla být tunelová sonda na úhel β mezi svou osou a magnetickým polem \mathbf{B} velmi citlivá, z experimentu plyne, že pro malé úhly se proud tekoucí na backplate příliš nemění. Při umisťování sondy do komory tokamaku tak stačí přesnost v řádu jednotek stupňů.



Obrázek 1.6: Červeně porovnání redukce proudu tekoucího na backplate v závislosti na úhlu osy tunelu a magnetického pole β (1.9). Modře geometrický výpočet magnetického stínění. Převzato z [1]

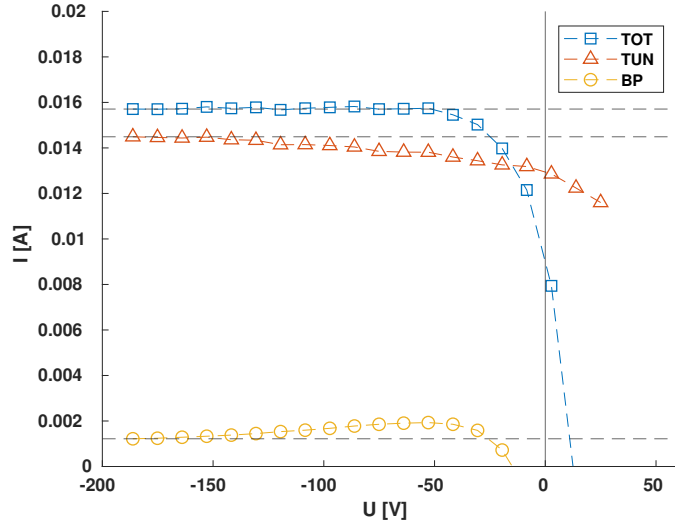
1.2.2.1 Měřené parametry plazmatu

Jak již bylo zmíněno v předchozí podkapitole, na rozdíl od konvexních elektrických sond, jako je například Langmuirova sonda, nedochází u konkávní tunelové sondy k expanzi stěnové vrstvy mimo objem sondy [6]. Elektrické pole je celé obsažené uvnitř dutého válce a nedochází tak k vtahování nabitých částic z plazmatu. Díky tomu je tunelová sonda vhodným diagnostickým nástrojem pro měření hustoty iontového proudu J_{sat} , jelikož jeho velikost závisí pouze na dobře definované velikosti průřezu sondy (ploše otevřené části tunelu) a již nezávisí na napětí přiloženém na sondě, pokud je dostatečně záporné. Hustotu iontového proudu J_{sat} získáme jako součet velikosti iontového proudu I_{sat} měřených tunelem a backplatem a vydělených plochou průřezu sondy S . Paralelní hustota iontového proudu J_{sat} je pak definována, jako

$$J_{\parallel, \text{sat}} = \frac{(I_{\text{sat}}^{\text{TUN}} + I_{\text{sat}}^{\text{BP}})}{S} [\text{Am}^{-2}]. \quad (1.10)$$

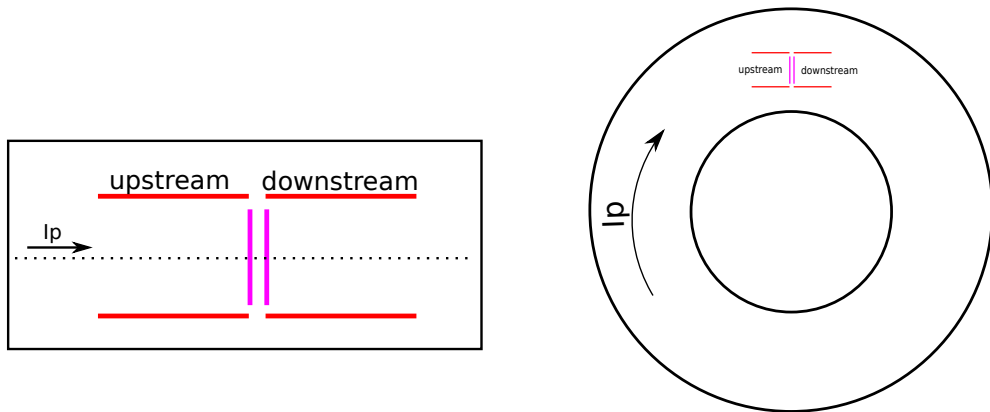
Na obrázku 1.7 vidíme voltampérovou charakteristiku tunelové sondy vytvořenou pomocí numerické simulace – viz kapitola 2. Je na první pohled zřejmé, že ačkoli iontové proudy na tunel a backplate nejsou satureovány, celkový proud je zcela satureován. Je tak opravdu možné měřit hustotu iontového proudu J_{sat} nezávisle na přiloženém napětí U_{bias} , pokud platí, že $U_{\text{bias}} \ll U_{\text{fl}}$.

Modifikací standardní tunelové sondy je tzv. dvojité tunelová sonda (DTP), která



Obrázek 1.7: Voltampérová charakteristika tunelové sondy vytvořená numerickou simulací. Zeleně znázorněna VA charakteristika backplatu, červeně VA charakteristika tunelu a modře celková VA charakteristika, kde pozorujeme ideální nasycení iontového proudu.

se skládá ze dvou tunelových sond, směřujících v opačných směrech. Obě sondy jsou orientovány rovnoběžně s magnetickým polem \mathbf{B} , přičemž jedna směřuje ve směru proudu plazmatu a druhá proti směru proudu. Pokud není řečeno jinak, standardní směr proudu je ve směru hodinových ručiček. Část dvojité tunelové sondy směřující po proudu plazmatem označíme jako elektronovou stranu (*downstream*) a část proti směru proudu plazmatem označíme jako iontovou stranu (*upstream*). Zjednodušené schéma dvojité tunelové sondy vidíme na obrázku 1.8 vlevo a schéma sondy v komoře tokamaku na stejném obrázku vpravo.



Obrázek 1.8: Schéma DTP s terminologií v rámci orientace k proudu plazmatem vlevo, schéma dvojité tunelové sondy v komoře tokamaku vpravo.

Dvojitá tunelová sonda nám umožňuje měřit paralelní Machovo číslo. Machovo číslo

je definováno jako

$$M = \frac{v}{c_s}, \quad (1.11)$$

kde c_s je lokální iontozvuková rychlost ve tvaru (1.2) a v lokální rychlost. Pro paralelní Machovo číslo, které je dvojitou tunelovou sondou měřeno, platí vztah

$$M_{\text{par}} = 0,4 \ln\left(\frac{J_{\text{sat}}^{\text{upstream}}}{J_{\text{sat}}^{\text{downstream}}}\right) \quad (1.12)$$

$$J_{\text{sat}} = \frac{I_{\text{sat}}^{\text{TUN}} + I_{\text{sat}}^{\text{BP}}}{S}.$$

Dvojitou tunelovou sondou, která je nabitá na záporné napětí, měříme hustotu iontového proudu J_{sat} ve směrech downstream a upstream a z té spočteme hodnotu paralelního Machova čísla M_{par} .

Motivací pro vytvoření tunelové sondy byla možnost měření elektronové teploty v DC režimu. Ukazuje se, že poměr iontových proudů na tunel a backplate tunelové sondy silně závisí na elektronové teplotě T_e . Poměr iontových proudů je definován, jako

$$R = \frac{I_{\text{TUN}}}{I_{\text{TUN}} + I_{\text{BP}}}. \quad (1.13)$$

Pro následné měření elektronové teploty T_e je nutné provést kalibraci. Distribuce iontových proudů nezávisí pouze na elektronové teplotě T_e , ale i na magnetickém poli \mathbf{B} , velikosti napětí U_{probe} , na které sondu nabíjíme, na nukleonovém čísle A nebo na hustotě plazmatu n_e . Ukazuje se, že kalibraci není možné určit analyticky, a je tak nutné provádět numerické simulace, kdy pro pevně nastavené parametry plazmatu (elektronová teplota T_e , hustota plazmatu n_e), velikost magnetického pole \mathbf{B} , nukleonové číslo A a rozměry sondy určujeme hodnotu poměru iontových proudů (1.13). Výsledkem takovýchto simulací jsou kalibrační křivky, tedy simulovaná závislost poměru iontových proudů (1.13) na již zmiňovaných parametrech plazmatu a na rozměrech sondy. Některé parametry plazmatu je možné obsáhnout do hustoty iontového proudu J_{sat} , kterou spolu s poměrem proudů tunelovou sondou experimentálně měříme. Porovnáním měřených veličin – J_{sat} a R s výsledky simulací můžeme s použitím interpolace získat hodnotu elektronové teploty T_e s časovým rozlišením limitovaným pouze odpovídajícím vzorkování systému sběru dat.

1.2.2.2 Analytická aproximace magnetického stínění ve válcové geometrii

Jakmile nabitá částice (iont) gyrující kolem magnetické siločáry vstoupí do tunelové sondy, začne na ni působit silné elektrické pole a dochází tak k demagnetizování její trajektorie a následnému dopadu na tunel. Samotnou distribuci iontového proudu není možné určit analytickými metodami a je tak nutné provádět numerické simulace pomocí particle-in-cell modelů, kterými se zabývá následující kapitola. Jelikož je ale třeba před samotným simulováním získat určitou představu o problému, abychom simulaci mohli správně nastavit a rozumět následně výstupům, je velmi užitečné za použití mnoha zanedbání zkoumat situaci i analyticky.

Abychom tak mohli lépe pochopit, jakým způsobem probíhá demagnetizování trajektorií nabitých částic plazmatu uvnitř tunelové sondy, provedme nyní analytickou aproximaci. Naší snahou je ukázat, jakým způsobem elektrické pole \mathbf{E} uvnitř sondy působí na nabitě částice.

Celé odvození [6] je provedeno ve válcové geometrii tak, jak je naznačeno na obrázku 1.9. Pro výpočet si zvolíme elektrické pole \mathbf{E} následovně: budeme předpokládat lineární závislost \mathbf{E} na poloměru r , přičemž na ose tunelové sondy je nulové a směrem k tunelu se jeho velikost lineárně zvětšuje. Na tunelu dosahuje hodnoty E_{TUN} . Zároveň předpokládáme osovou symetrii elektrického pole \mathbf{E} ve směru ϕ a sondu orientovanou paralelně s magnetickým polem $\mathbf{B} = (0, 0, B)$, které směřuje ve směru osy z , jak je naznačeno na obrázku 1.9.

Náboje, které se pohybují ve směru kolmém na magnetické pole můžeme popsat následujícími dvěma rovnicemi

$$m\ddot{x} = q\dot{y}B + qE_x \quad (1.14)$$

a

$$m\ddot{y} = -q\dot{x}B + qE_y, \quad (1.15)$$

kde m je hmotnost nabitě částice, q její náboj, B magnetické pole a E pole elektrické. Elektrické pole je v těchto rovnicích zapsáno v kartézských souřadnicích, přičemž pro ně platí vztahy

$$E_x = E_{\text{TUN}} \frac{x}{r_{\text{TUN}}}, \quad E_y = E_{\text{TUN}} \frac{y}{r_{\text{TUN}}}. \quad (1.16)$$

Následující výpočet je poměrně pracný, přičemž přínosem pro tuto práci jsou pouze jeho výsledky. Z toho důvodu zde bude pouze nastíněn.

Do rovnic (1.14) a (1.15) zavedeme substituce $\omega = qB/m$ a $\gamma = qE_{\text{TUN}}/mr_{\text{TUN}}$. K řešení tak dostáváme soustavu rovnic

$$\ddot{x} = \omega\dot{y} + \gamma x \quad (1.17)$$

a

$$\ddot{y} = -\omega\dot{x} + \gamma y. \quad (1.18)$$

Takovouto soustavu rovnic (1.17), (1.18) řešíme pomocí Laplaceovy transformace. Po aplikaci transformace získáme systém

$$\begin{pmatrix} s^2 - \gamma & -\omega s \\ \omega s & s^2 - \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} sx_0 + v_{x0} - \omega y_0 \\ sy_0 + v_{y0} - \omega x_0 \end{pmatrix} \quad (1.19)$$

kde x_0 , t_0 , v_{x0} a v_{y0} jsou námi dané počáteční polohy a rychlosti nabitých částic. Pokud nyní vyjádříme řešení předchozí soustavy rovnic, získáme

$$X = \frac{(sx_0 + v_{x0} - \omega y_0)(s^2 - \gamma) - \omega s(sy_0 + v_{y0} - \omega x_0)}{(s^2 - \gamma)^2 + \omega^2 s^2} \quad (1.20)$$

a

$$Y = \frac{(sy_0 + v_{y0} - \omega x_0)(s^2 - \gamma) - \omega s(sx_0 + v_{x0} - \omega y_0)}{(s^2 - \gamma)^2 + \omega^2 s^2}. \quad (1.21)$$

Abychom získali konečné řešení, provedeme ještě inverzní Laplaceovu transformaci, která může být obecně zapsána, jako

$$\frac{f(s)}{(s^2 + a^2)(s^2 + b^2)}, \quad (1.22)$$

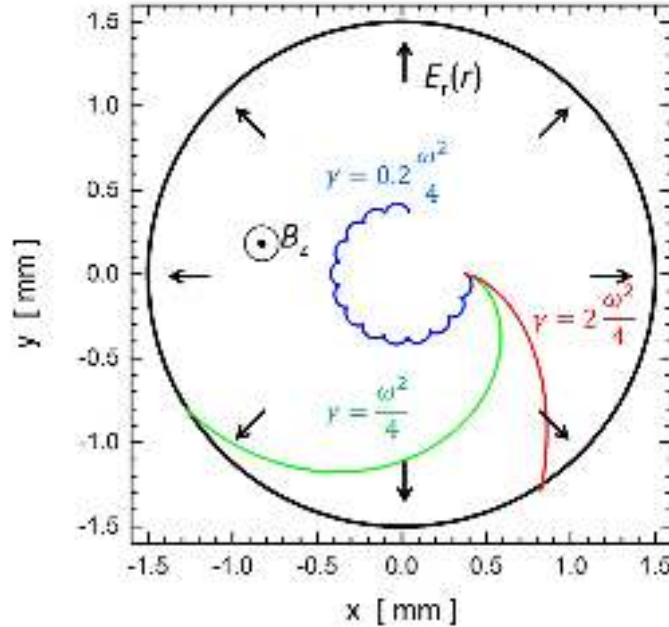
kde pro a a b platí

$$a^2 = \frac{\omega^2 - 2\gamma - \sqrt{\omega^2(\omega^2 - 4\gamma)}}{2}, \quad b^2 = \frac{\omega^2 - 2\gamma + \sqrt{\omega^2(\omega^2 - 4\gamma)}}{2} \quad (1.23)$$

Nyní si výsledek rozebereme. V závislosti na velikosti elektrického pole \mathbf{E} podle výsledného vztahu rozlišujeme tři různé případy.

- $\gamma < \omega^2/4$ – v tomto případě jsou a i b reálné a řešení jsou oscilace. Nabité částice se tak pohybují podél osy tunelové sondy.
- $\gamma = \omega^2/4$ – kritická hodnota. Nabité částice se začnou pohybovat v radiálním směru lineárně s časem.
- $\gamma > \omega^2/4$ – pro tento případ jsou a i b imaginární. Nabité částice jsou tak exponenciálně urychlovány směrem k tunelu.

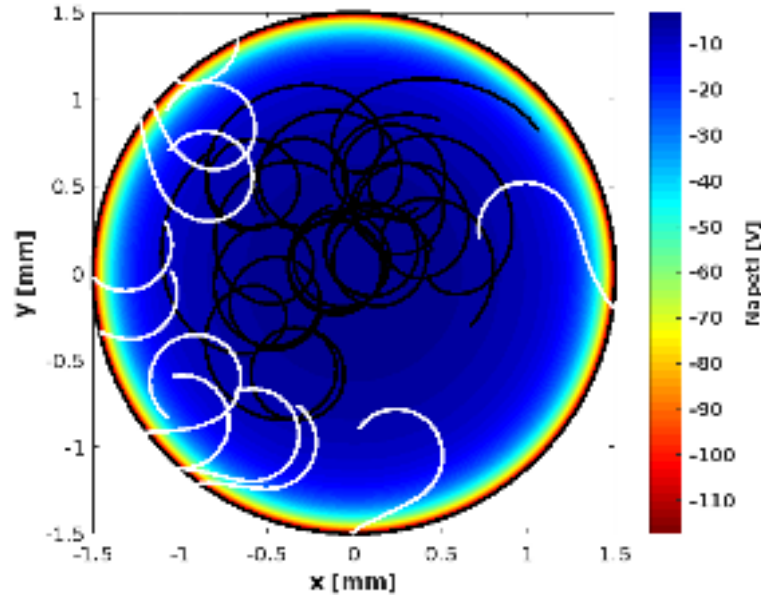
Výsledné trajektorie pro tyto tři různé případy jsou na následujícím obrázku. Počáteční podmínky byly voleny, jako $x_0 = r_{\text{TUN}}/4$, $y_0 = v_{x0} = v_{y0} = 0$.



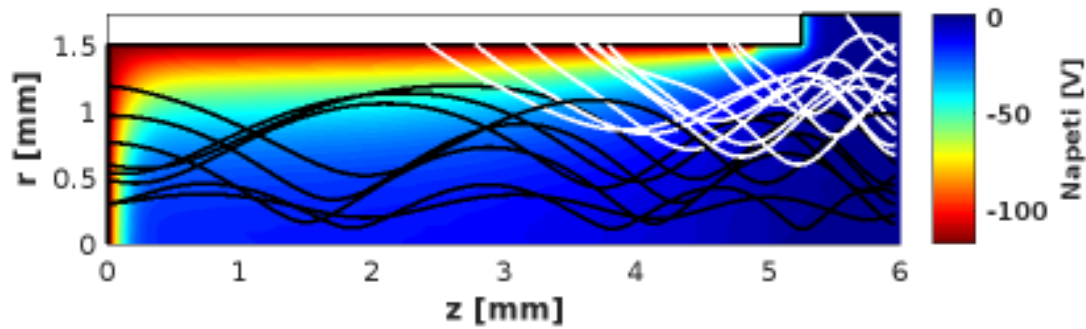
Obrázek 1.9: Analyticky spočtené trajektorie nabitých částic v tunelové sondě při magnetickém poli $B_z = 3,5$ T. Modře pro a i b reálné, zeleně pro kritickou hodnotu a červeně pro a i b imaginární. Převzato z [6]

1.2.2.3 Numericky spočtené trajektorie nabitých částic

Procesy vedoucí k distribuci nabitých částic na elektrody tunelové sondy jsou velmi komplikované a analyticky je nelze spočítat. Pro kalibraci tunelové sondy na poměr proudů (1.13) je nutné využít numerických simulací. Abychom si mohli lépe představit pohyb iontů uvnitř nabitého dutého válce, můžeme také využít numerických simulací. Na obrázcích 1.10 a 1.11 vidíme trajektorie iontů vstupujících do tunelové sondy. K numerickému výpočtu je použit upravený kód použitý například v [6], který jako počáteční podmínky výpočtu používá ustálený stav rozložení potenciálu v tunelové sondě a pomocí schématu leap-frog počítá pohyb nabitých částic v tomto potenciálu. Obrázek 1.11 představuje pohled v rovině r - z . Z neporušeného plazmatu (oblast vpravo) jsou s náhodnou počáteční polohou v souřadnici r generovány částice s nenulovou počáteční rychlostí ve směru magnetického pole \mathbf{B} , které je rovnoběžné s osou tunelové sondy. Tunel a backplate tunelové sondy jsou nabity na vysoké záporné napětí, v dutině tak vzniká silné elektrické pole, které působí na částice vstupující do tunelu. Trajektorie částic jsou v obrázku znázorněny bílými a černými křivkami. Černá barva reprezentuje částice, které dopadají na backplate a bílou barvou jsou znázorněny částice, jež jsou zcela demagnetizovány a dopadají na tunel. Na obrázku 1.10 vidíme projekci v řezu tunelové sondy. Vidíme zde vyznačeny trajektorie iontů se stejnými počátečními podmínkami, jako na obrázku výše. Z obrázků je snadno vidět, že pro případ bílých trajektorií má elektrické pole dominantní vliv na pohyby částic a převažuje nad Lorentzovou silou. Před vstupem do tunelu částice gyrují kolem magnetických siločar. Po vstupu jsou demagnetizovány a urychleny na tunel.



Obrázek 1.10: Numericky spočtené trajektorie iontů vstupujících do tunelové sondy v projekci ve směru osy. Bílé trajektorie označují demagnetizované ionty dopadající na tunel, černé trajektorie ionty dopadající na backplate.



Obrázek 1.11: Numericky spočtené trajektorie iontů vstupujících do tunelové sondy v r - z rovině. Bílé trajektorie označují demagnetizované ionty dopadající na tunel, černé trajektorie ionty dopadající na backplate.

1.3 Tokamak GOLEM

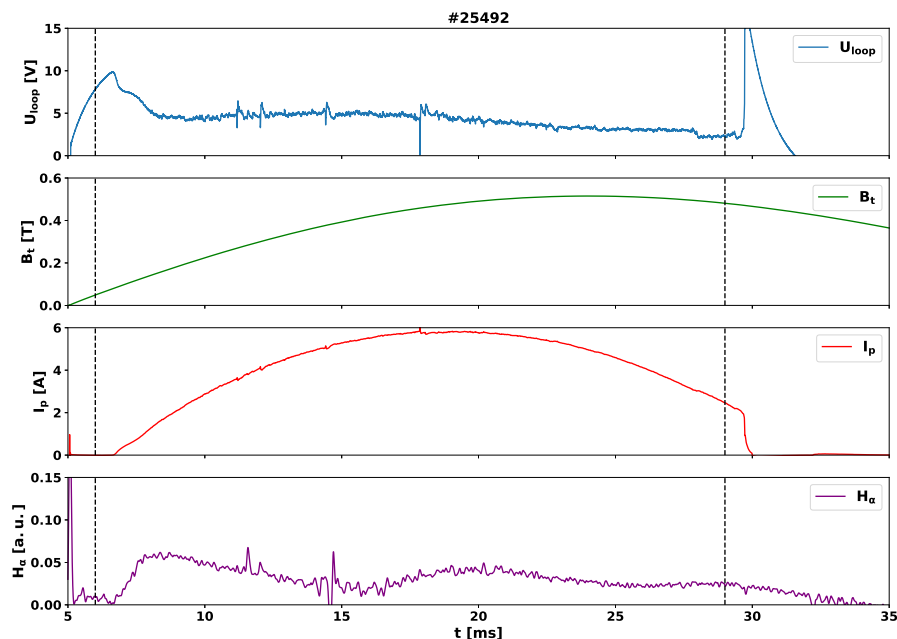
Tokamak GOLEM [27] je malé experimentální zařízení zaměřené především na vzdělávání studentů, nicméně také na výzkum. Základní parametry zařízení jsou v tabulce 1.1.

Hlavní poloměr R	0,4 m
Malý poloměr a	0,1 m
Proud plazmatem I_p	$I_p < 8$ kA
Magnetické pole B_t	$B_t < 0,5$ T
Délka výboje	$\tau < 25$ ms
Elektronová hustota n_e	$n_e \approx 0,2 - 3 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$
Teplota iontů T_i	$T_i < 50$ eV
Teplota elektronů T_e	$T_e < 100$ eV

Tabulka 1.1: Základní parametry tokamaku GOLEM [26].

Tokamak GOLEM je vybaven základními diagnostickými metodami pro proud plazmatem I_p , napětí na závit U_{loop} , toroidální magnetické pole B_t a fotodiodami měřícími intenzitu viditelného vyzařování plazmatu. V případě potřeby se instalují pokročilé diagnostiky, jako například elektrické a magnetické sondy, spektrometrie, senzory tvrdého rentgenového záření, bolometry apod. Data jsou ukládána do databáze, která je volně dostupná přes internet [40]. Typický průběh základních parametrů plazmatu na tokamaku GOLEM vidíme na obrázku 1.12.

Délka výboje je typicky až 20 ms. K tomu je však zapotřebí před experimentem vyhřívat vakuovou komoru na teplotu okolo 200°C po dobu řádově 20 minut a poté aplikovat čistící doutnavý výboj. Jak toroidální magnetické pole B_t , tak i proud plazmatem I_p vyrůstají během výboje až do svých maximálních hodnot.



Obrázek 1.12: Příklad časového vývoje základních parametrů na tokamaku GOLEM (napětí na závit U_{loop} , mag. pole B_t , proud plazmatem I_p a záření H_α).

1.4 Tokamak COMPASS

Tokamak COMPASS má průřez vakuové komory ve tvaru písmene D. Parametry tokamaku COMPASS vidíme v tabulce 1.2. Hlavní poloměr R , malý poloměr a a elongace plazmatu, která má hodnotu 1,8 dělá z tokamaku COMPASS zařízení svou geometrií velmi podobné tokamaku ITER. Faktor zmenšení má hodnotu přibližně 10. Díky tomu je COMPASS relevantní pro výzkum tokamaku ITER.

Maximální velikost proudu plazmatem je až 400 kA a maximální velikost toroidálního magnetického pole 2,1 T. Pro výboje analyzované v této práci dosahuje proud plazmatem 250 kA a toroidální magnetické pole je přibližně 1,45 T.

Plazma se ohřívá ohmickým příkonem, který lze ve stacionární fázi výboje odhadnout, jako $P_{\text{OH}} = I_p U_{\text{loop}}$, kde U_{loop} je napětí na závit. Ohmický příkon je typicky 200–400 kW. Kromě toho se na tokamaku COMPASS využívá dodatečný (neinduktivní) ohřev plazmatu vstříkem výkonného svazku neutrálních atomů vodíku či deuteria o energii 40 keV. K dispozici jsou dva injektory neutrálního svazku, každý o výkonu až 300 kW, takže celkový příkon ohřevu plazmatu může dosáhnout až 1 MW. Přitom se centrum sloupce ohřívá na teplotu okolo 1 keV.

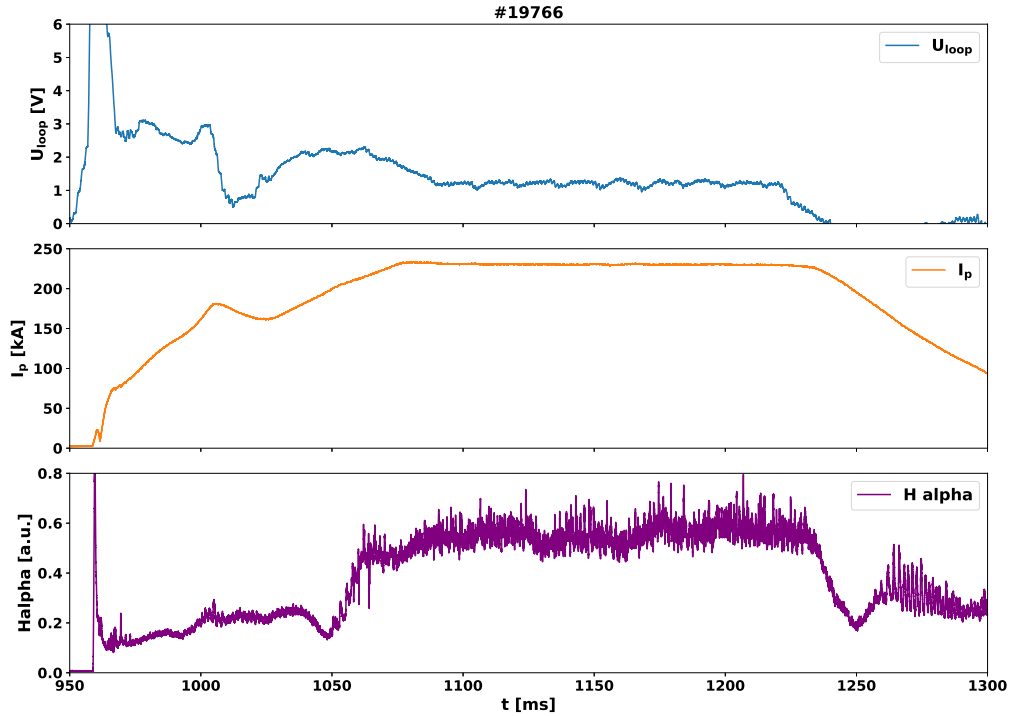
Tokamak COMPASS je schopen dosáhnout režimu s vysokým udržením plazmatu, tzv. H-módu. V tomto režimu dochází ke změnám lokálních a globálních parametrů plazmatu. Na okraji sloupce plazmatu se formuje tzv. transportní bariéra [41], kterou charakterizují strmé profily hustoty a teploty plazmatu. Díky tomu se zvyšuje doba udržení τ_E .

Průběhy základních parametrů výboje se od toho na tokamaku GOLEM liší v něko-

lika ohledech. Za prvé, na tokamaku COMPASS nastává ve vývoji proudu plazmatem I_p tzv. kvazistacionární fáze (*flat top*), kdy je proud přibližně konstantní po dobu asi 50 - 200 milisekund. Díky tomu nejsou měřené parametry plazmatu ovlivněny změnami proudu. Za druhé, toroidální magnetické pole B_t není na tokamaku COMPASS časově proměnné. V časech, kdy je přítomno plazma, je tak přibližně konstantní. Na obrázku 1.13 vidíme typický průběh základních parametrů plazmatu na tokamaku COMPASS. Průběh toroidálního magnetického pole B_t není tentokrát zobrazen, jelikož se v průběhu výboje nemění.

Hlavní poloměr R	0,56 m
Malý poloměr a	0,23 m
Proud plazmatem I_p (max)	400 kA
Magnetické pole B_t (max)	2,1 T
Vakuový tlak	1×10^{-6} Pa
Prodloužení	1,8
Tvar plazmatu	D, eliptický, kruhový
Délka výboje	$\tau \sim 1$ s
Ohřev plazmatu PNBI 40 keV	$2 \times 0,4$ MW

Tabulka 1.2: Základní parametry tokamaku COMPASS. Převzato z [25].



Obrázek 1.13: Příklad časového vývoje základních parametrů na tokamaku COMPASS (napětí na závit U_{loop} , proud plazmatem I_p a záření H_α).

Kapitola 2

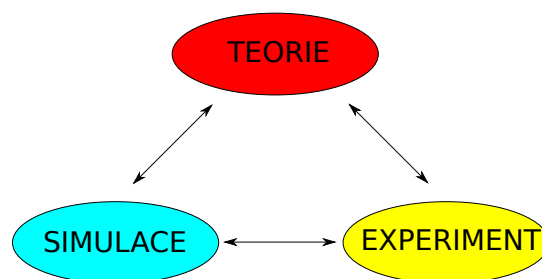
Numerické simulace

Tato kapitola se zabývá numerickými simulacemi. Je zde nastíněn jejich význam a zastoupení v různých oborech. Dále je zde uvedena motivace pro přechod od základní molekulární dynamiky k metodě particle-in-cell, jejíž princip je zde vysvětlen. V druhé části se podrobně zabýváme cylindrickým particle-in-cell kódem – PICCYL.

2.1 Particle-in-cell

Numerické simulace jsou v současné době neodmyslitelnou součástí vědecké práce. Jejich úkolem je na základě námi určených vstupních dat zjistit, jak se popisovaný systém bude vyvíjet, případně jak se ustálí. Simulace mají široké aplikace v různých oborech. Příkladem může být matematika, fyzika, meteorologie, doprava, farmacie, ale třeba i ekonomie. Vlastním cílem numerických simulací je určit nějaký vývoj systému a ustálený stav. Takovýto výsledek nicméně sám o sobě nemá vypovídající hodnotu, dokud jej neporovnáme s experimentem, a tak ověříme, že simulace odpovídá skutečnosti. Při návrhu numerického modelu je vždy nutné provést zanedbání pro ulehčení výpočtu, a právě jen porovnání s experimentem nám může říct, zda jsme se příliš nevzdálili od skutečnosti.

Ve fyzice spolu simulace, experiment a teorie často tvoří základ výzkumu, jak je naznačeno na obrázku 2.1. Pokud vytvoříme nějakou teorii, obsahuje často velké množství aproximací. Abychom mohli ověřit její platnost, je nutné navrhnout experiment. Ten ale může být často finančně velmi nákladný. Proto se mimo jiné provádí simulace, které ukáží, zda a jakým způsobem experiment navrhnout. Jiný význam pak simulace má v případech, kdy potřebujeme znát vývoj nějakého složitého systému a nemáme k dispozici teorii, po-



Obrázek 2.1: Grafické znázornění souvislosti mezi teorií, experimentem a numerickou simulací.

mocí které bychom daný problém spočetli analyticky, případně je problém tak rozsáhlý, že není v lidských ani výpočetních silách jej vyřešit. Příkladem může být chování plazmatu, ve kterém je vložena elektrická sonda. Zde bohužel není možné počítat analyticky pohyb všech částic, vzhledem k obrovskému počtu rovnic. Proto je pro takovýto problém ideální využít numerického modelu, kdy provedeme jistá zjednodušení.

Pokud se nyní zaměříme na samotné simulování plazmatu [9], nabízí se jako první možnost tzv. molekulární dynamika. Jedná se o deterministickou, částicovou metodu, kde řešíme klasické pohybové rovnice pro všechny částice. Tato metoda nám dovoluje získat přesný popis a vývoj všech částic ve studované soustavě, nicméně pro výpočty v hustém plazmatu by byla velmi neefektivní. Ukazuje se, že pro tuto metodu je nejvíce náročným krokem výpočet pohybových rovnic. Sílu, která působí na k -tou částici počítáme podle

$$\mathbf{F}_k = \mathbf{F}_k^{\text{ext}} + \sum_{\substack{l=1 \\ l \neq k}}^N \mathbf{F}_{kl}, \quad k = 1, \dots, N, \quad (2.1)$$

kde \mathbf{F}_k je celková síla působící na k -tou částici. Poslední člen reprezentuje působení všech částic systému na k -tou částici a $\mathbf{F}_k^{\text{ext}}$ je externí síla – v případě plazmatu například elektrostatická, která má tvar

$$\mathbf{F}_k^{\text{ext}} = q_k \mathbf{E}^{\text{ext}}(\mathbf{r}_k). \quad (2.2)$$

Externí síla závisí jen na poloze k -té částice a proto je řádu $O(N)$. Pro náročnost výpočtu je směrodatný druhý člen, který je pro dalekodosahové síly řádu $O(N^2)$. Pokud bychom pomocí molekulární dynamiky chtěli počítat vývoj plazmatu, bylo by to extrémně výpočetně náročné. Nabízí se zjednodušení, například zavedení tzv. makročástic, kde každá makročástice reprezentuje určitý počet skutečných částic, čímž se nám sníží počet rovnic. Takovéto zjednodušení ale často nestačí. Z toho důvodu se pro výpočet sil vytvořila efektivnější metoda, metoda particle-in-cell [9].

Základní myšlenkou pro vznik této metody je zbavit se náročného výpočtu sil, který je řádu $O(N^2)$. Cílem metody je nahradit druhý člen v rovnici (2.1) pomocí nějaké lokální intenzity pole, jako je (2.2). Pokud budeme stále uvažovat příklad s elektrickým polem, je cílem nalézt hodnotu lokálního pole \mathbf{E}^{loc} , kterou následně použijeme místo druhého členu v (2.1). Pohybová rovnice, kterou pak řešíme má tvar

$$\mathbf{F}_k(\mathbf{r}_k) = \mathbf{F}_k^{\text{ext}}(\mathbf{r}_k) + \mathbf{F}_k^{\text{loc}}(\mathbf{r}_k), \quad k = 1, \dots, N. \quad (2.3)$$

Tímto snížíme náročnost výpočtu i o jeden řád. Při metodě particle-in-cell dále celou pracovní oblast diskretizujeme na čtvercovou (případně libovolnou jinou) síť. Tím nám vzniknou buňky, odkud i plyne název metody. Uzly této čtvercové sítě budeme označovat dvojicí indexů (i, j) . Samotný výpočet lokálního elektrického pole \mathbf{E}^{loc} probíhá následovně:

1. V prvním kroku v každé buňce lineárně interpolujeme všechny náboje v buňce obsažené do jejích uzlů (i, j) . Tato metoda se nazývá cloud-in-cell a dále se na ni zaměříme podrobněji.

2. Takto rozdělený náboj do uzlů sítě vydělíme objemem buňky, abychom spočetli hustotu náboje $\rho_{i,j}$ [C/m⁻³].
3. Řešíme Poissonovu rovnici, která má tvar

$$\Delta\phi = -\frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (2.4)$$

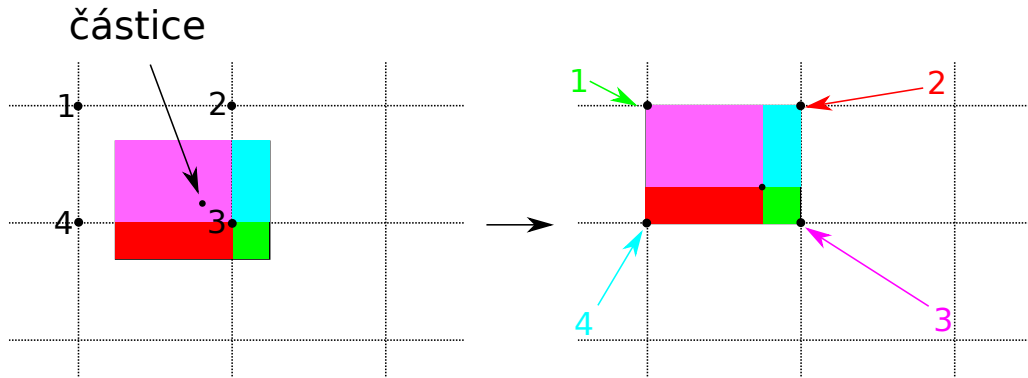
kde ϕ je elektrický potenciál a ϵ_0 permitivita vakua. V naší pracovní oblasti tak získáme hodnoty elektrického potenciálu v uzlech buněk $\phi_{i,j}$.

4. V posledním kroku přejdeme od elektrického potenciálu ϕ k elektrickému poli pomocí diferenčního schématu

$$E_{i,j} = \frac{\phi_{i+1,j} - \phi_{i-1,j}}{2\Delta x}, \quad (2.5)$$

přičemž obdobně pro krajní buňky pracovní oblasti využijeme dopředného a zpětného schématu. Takto získáme hledané lokální elektrické pole \mathbf{E}^{loc} .

Po provedení těchto čtyř kroků získáme ze znalosti polohy částic hodnotu lokálního elektrického pole \mathbf{E}^{loc} v uzlech sítě. Nyní se podrobněji zaměříme na první krok, kde pro interpolaci nábojů do uzlů výpočetní mřížky používáme metody cloud-in-cell. Princip této metody je zobrazen na obrázku 2.2. Nejprve vybereme částici, pro kterou budeme interpolaci provádět. Následně opíšeme okolo vyšetřované částice kopii buňky a určíme, jak do kterého uzlu náboj částice přispěje. Nakonec část náboje přičteme ke každému ze čtyř uzlů.



Obrázek 2.2: Grafické znázornění principu metody cloud-in-cell. Náboj částice nacházející se v buňce je interpolován do uzlu sítě v závislosti na vzdálenosti od uzlu, jak je barevně znázorněno.

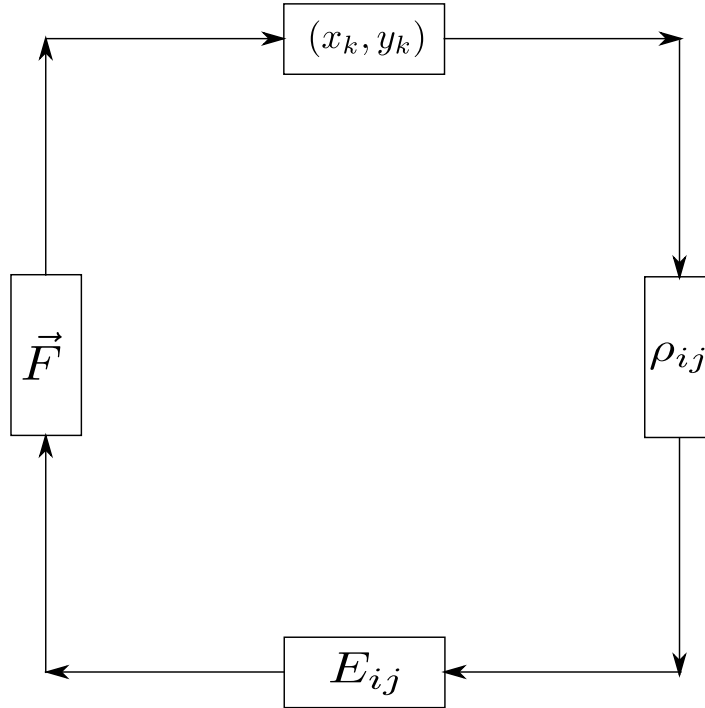
Nyní shrneme celkový algoritmus pro jeden časový krok Δt základní metody particle-in-cell. Schéma je naznačeno na následujícím obrázku 2.3 a zahrnuje následující kroky:

1. Na začátku známe polohy všech částic (x_k, y_k) (při startování algoritmu např. z počátečních podmínek, při průběhu algoritmu z předchozího časového kroku).
2. Pomocí již zmíněné metody cloud-in-cell interpolujeme vážené velikosti nábojů do uzlů výpočetní sítě.
3. Pomocí již dříve popsaného schématu z nábojové hustoty nejprve spočteme elektrický potenciál ϕ a následně elektrické pole \mathbf{E} .
4. V posledním kroku z elektrického \mathbf{E} (případně vnějšího magnetického pole \mathbf{B}) spočítáme výslednou sílu \mathbf{F} , která bude na částici působit. K tomu používáme například schéma leap-frog, které má tvar

$$v_k(t + \Delta t/2) = v_k(t - \Delta t/2) + \frac{F_k}{m_k} \Delta t. \quad (2.6)$$

$$x_k(t + \Delta t) = x_k(t) + v_k(t + \Delta t/2) \Delta t. \quad (2.7)$$

5. Provedením silového působení se změní polohy částic a pokračujeme tak krokem 1.



Obrázek 2.3: Zjednodušené schéma jednoho časového kroku Δt pro metodu particle-in-cell. Z poloh částic (x_k, y_k) spočteme nábojovou hustotu $\rho_{i,j}$, z té elektrické pole $E_{i,j}$ a nakonec sílu \mathbf{F} , jejímž působením pohneme částicemi a dostaneme nové polohy (x_k, y_k) .

2.2 PICCYL kód

Particle-in-cell-in-cylindrical-geometry (PICCYL) kód je 2D numerický kód pro tunelovou sondu napsaný v jazyku Fortran. Oproti základnímu popisu metody particle-in-cell v předchozí kapitole je tento kód optimalizován pro co možná nejrychlejší chod. Není nicméně paralelizován, takže každá simulace využívá pouze jedno vlákno procesoru. Nespornou výhodou kódu PICCYL je jeho normalizovanost. Základními dvěma vstupy, které zahrnují kompletní fyziku jsou Debyeova délka a magnetizace, které jsou definovány vztahy:

$$\lambda_D = \sqrt{\epsilon_0 T_e / e n_e} \quad (2.8)$$

$$\xi = \omega_{pi} / \omega_{ci} = r_L / \lambda_D = \sqrt{m_i n_e / \epsilon_0 B^2}, \quad (2.9)$$

kde ϵ_0 je permitivita vakua, T_e elektronová teplota, e elementární náboj, n_e hustota, m_i hmotnost iontů a B magnetické pole. Normalizace vstupních parametrů je velmi užitečná, jelikož nám umožní v rámci jedné simulace analyzovat nekonečné množství parametrů plazmatu (n_e, T_e, B). Díky tomu je možné vytvořit databázi simulací pokrývající spektrum parametrů λ_D a ξ a z ní získávat výsledky pro námi libovolně požadované parametry plazmatu a parametry sondy. Je tedy možné v rámci jedné databáze získávat v rámci jejího rozsahu v λ_D a ξ výsledky pro libovolný tokamak a libovolnou sondu. Druhou výhodou je, že se díky normalizaci zredukuje počet parametrů, který je do vstupu nutno zadávat a samotný vstupní soubor je díky tomu mnohem jednodušší a přehlednější.

Pokud chceme od normovaných veličin přejít k nenormovaným, fyzikálním veličinám, musíme použít následující vztahy:

$$t \longrightarrow t \omega_{ci} \quad (2.10)$$

$$x \longrightarrow x / \lambda_D \quad (2.11)$$

$$u \longrightarrow \frac{u}{\omega_{ci} \lambda_D} \quad (2.12)$$

$$\phi \longrightarrow \phi \frac{e}{k_b T_e} \quad (2.13)$$

$$E \longrightarrow E \frac{e \lambda_D}{k_b T_e} \quad (2.14)$$

$$n \longrightarrow n \frac{1}{n_0} \quad (2.15)$$

kde veličiny vyskytující se ve vztazích jsou definovány, jako:

$$\begin{aligned}
c_s &= \sqrt{\frac{k_b T_e}{m_i}} \\
R_L &= \frac{m_i c_s}{eB} \\
\omega_{ci} &= \frac{eB}{m_i} \\
\lambda_D &= \sqrt{\frac{\epsilon_e k_b T_e}{n e^2}}
\end{aligned}$$

2.2.1 Vstupy a výstupy

PICCYL kód se skládá z mnoha souborů, které můžeme rozdělit do tří skupin:

1. Soubory obsahující samotný kód (hlavní části psané ve Fortranu, pomocné soubory v C++), kterým se v této práci podrobně nebudeme věnovat.
2. Vstupní soubor `inp` a spouštěcí soubor `sh`.
3. Výstupní soubory dvou typů
 - (a) Soubor `-t`: soubor průběžných výsledků generovaný vždy po N krocích. Obsahuje časové vývoje počtu částic, výsledné rozložení potenciálu, výsledné rozložení hustoty částic, pole obsahující polohy, rychlosti a náboje všech částic, které v průběhu vstoupily do simulace.
 - (b) Soubor `-o`: soubor ustálených výsledků generovaný vždy na konci simulace při ustálení. Obsahuje především normované proudy na tunelovou sondu, přepočet plochy tunelové sondy z 2D do 3D (pro zohlednění válcové geometrie), informace o velikosti objektů v simulaci (velikost tunelové sondy) a velikosti momentů rychlosti.

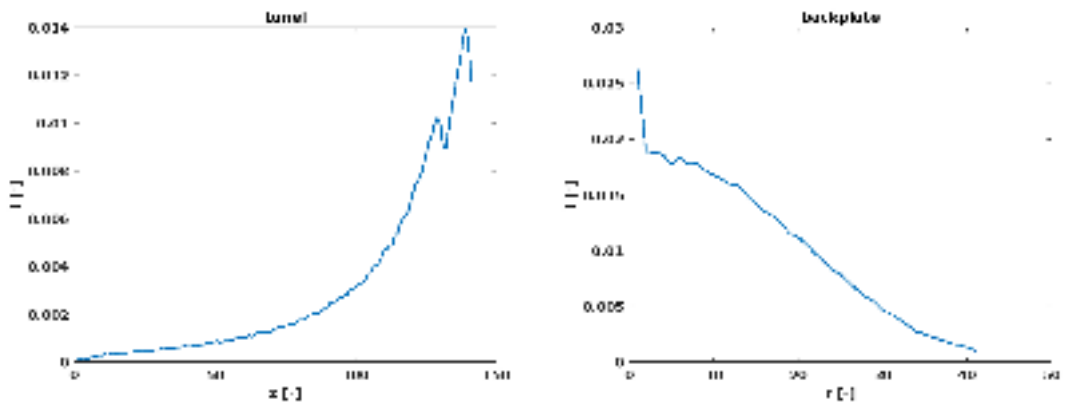
Vstupní soubor `inp` slouží k zadávání parametrů simulace a to ve dvou různých režimech. Prvním je normovaný, kdy zadáváme parametry ξ a λ_D . Druhým a pro tuto práci méně praktickým je nenormovaný režim, kdy je možné zadat přímo fyzikální parametry plazmatu. V této práci je pro všechny simulace využíván normovaný režim. Vstupními parametry každé simulace jsou

- $\tau = \frac{T_i}{T_e}$ (Pro všechny simulace $\tau = 2$).
- $\mu = \frac{m_i}{m_e}$ (Pro všechny simulace $\mu = 200$, zjednodušující předpoklad pro zrychlení běhu simulace).
- t_a (Čas začátku průměrování proudů normovaný na průměrný čas přechodu iontu přes celou simulaci, pro všechny simulace $t_a = 2,0$).
- t_p (Čas definující konec simulace normovaný na průměrný čas přechodu iontu přes celou simulaci, pro všechny simulace $t_a = 2,5$).

- N_{pc} (Kolik částic obsahuje jedna makročástice).
- $spec$ (Určuje typ prvku ($spec = 1$ vodík, $spec = 2$ deuterium)).
- ξ (Parametr magnetizace).
- $Lr1$ (Poloměr tunelové sondy v Debyeových délkách).
- r_{TUN} (Poloměr tunelové sondy v metrech).
- $Lz1$ (Hloubka sondy v Debyeových délkách).
- dz, dr (Velikosti buňky ve směru z , respektive r vůči Debyeově délce, pro všechny simulace $dz = dr = 1$).

Pro propojení vstupního souboru .inp a souborů obsahujících samotný kód slouží spustitelný soubor .sh, který obsahuje jejich adresy a nastavuje parametry spuštění simulace.

Mezi nejdůležitější **výstupní soubory** pro výpočet poměru proudů R patří výstup obsahující normalizované proudy dopadající na tunel a backplate. Příklad velikosti normalizovaného proudu na tunel v závislosti na pozici (souřadnici z) vidíme na obrázku 2.4 vlevo. Velikost normalizovaného proudu na backplate v závislosti na poloměru (souřadnici r) vidíme na téže obrázku vpravo. Tento proud se počítá tak, že od času t_a až do času t_c se v simulaci zaznamená počet částic, které v časovém kroku dopadly na danou buňku reprezentující povrch tunelu, respektive backplatu. Na konci simulace je pro každou buňku spočten průměr, tedy je spočten počet částic, které průměrně dopadly v jednom časovém kroku. Fluktuace proudu na tunel, které pozorujeme pro hodnoty $z \in \langle 45, 60 \rangle$ jsou způsobeny tím, že do elektrody reprezentující tunel v simulaci zahrnujeme i přesah tzv. *lip*, který již reprezentuje tělo sondy. Ukazuje se ale, viz [6], že takového zanedbání má na výsledný poměr jen malý vliv.



Obrázek 2.4: Normalizovaný proud na tunel (průměr dopadajících částic na buňku) v závislosti na normalizované souřadnici z vlevo, normalizovaný proud na backplate (průměr dopadajících částic na buňku) v závislosti na normalizované souřadnici r vpravo.

Pro výpočet celkového proudu na backplate, respektive tunel nestačí integrovat přes všechny buňky, ale je nejprve zapotřebí zohlednit geometrii systému. Reálný systém je třírozměrný, avšak simulace je pouhým dvojrozměrným řezem, který předpokládá symetrii v úhlu ϕ . Výsledky jsou ukládány do 2D pole, a tak má každá buňka stejnou váhu, jelikož ve 2D řezu má stejnou plochu. Je tak nutné spočítat skutečnou plochu buňky. Z toho důvodu je jedním z výstupů i závislost plochy buňky tunelu, respektive backplate na souřadnici z , respektive r . Pro tunel platí, že velikost normalizovaného proudu dopadajícího na buňku o souřadnici z násobíme plochou válce $S = 2\pi r_{\text{TUN}} \lambda_D dz$. Pro backplate platí, že velikost normalizovaného proudu dopadajícího na buňku o souřadnici r_y násobíme plochou $S = 2\pi dr^2(y - 1)$. Nyní je již korekce na válcovou geometrii provedena a můžeme integrovat přes buňky ve směru z , respektive r a získáme celkový normalizovaný proud. Principiálně je možné získat velikost proud v nenormalizovaných jednotkách – v ampérech. Jelikož ale potřebujeme znát pouze poměry proudů mezi tunelem a backplatem, není potřeba tuto úpravu provádět.

2.2.2 Řešení Poissonovy rovnice ve válcové geometrii

Velmi důležitou součástí PICCYL kódu je řešení Poissonovy rovnice. Ta má již zmíněný tvar

$$\Delta\phi = -\frac{\rho}{\epsilon_0}. \quad (2.16)$$

Operátor Δ ve válcové geometrii má tvar

$$\Delta f = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(f \frac{\partial f}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 f}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2}. \quad (2.17)$$

Tunelová sonda je symetrická v úhlu ϕ . Stačí tedy, aby kód PICCYL zahrnoval pouze dvě dimenze, přičemž ve třetí předpokládáme symetrii. To nám značně zrychlí chod simulace. Pokud tedy v rovnici (2.17) položíme $\frac{\partial^2}{\partial \phi^2} = 0$, dostaneme výchozí tvar Poissonovy rovnice

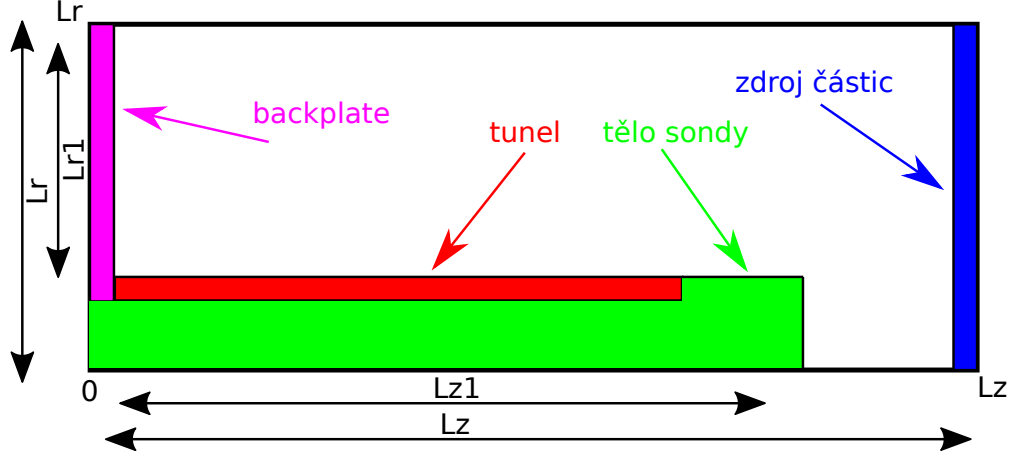
$$\Delta\phi = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\phi \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0}. \quad (2.18)$$

Souřadnice r a z jsou orientovány tak, že radiální souřadnice r reprezentuje vzdálenost od osy tunelové sondy a podélná souřadnice z vzdálenost od backplatu. Backplate je pro tento souřadnicový systém v $z = 0$ a osa tunelové sondy v $r = 0$, viz obrázek 2.5.

Řešení rovnice (2.18) se provádí na diskretní mřížce. Ta je v radiálním směru rozdělena na $N_r - 1$ buněk o velikosti Δr a v podélném směru na $N_z - 1$ buněk o velikosti Δz . Na této diskretní mřížce nahradíme spojitý elektrický potenciál $\phi(r, z)$ diskretním elektrickým potenciálem $\phi_{i,j}$, kde index i odpovídá radiální souřadnici a nabývá hodnot $1 \leq i \leq N_r$ a index j odpovídá podélné souřadnici a nabývá hodnot $1 \leq j \leq N_z$. Velikost systému je dána čísly Lr a Lz viz obrázek 2.5, přičemž platí, že $N_r = Lr + 1$ a $N_z = Lz + 1$.

Diskretní schéma rovnice (2.18) má tvar

$$\frac{\phi_{i+1,j} - \phi_{i-1,j}}{2r_i \Delta r} + \frac{\phi_{i+1,j} - 2\phi_{i,j} + \phi_{i-1,j}}{\Delta r^2} + \frac{\phi_{i,j+1} - 2\phi_{i,j} + \phi_{i,j-1}}{\Delta z^2} = -\frac{\rho_{i,j}}{\epsilon_0}. \quad (2.19)$$



Obrázek 2.5: Schéma tunelové sondy s vyznačenými rozměry systému.

Okrajové podmínky pro schéma (2.19) se skládají se ze tří částí:

- Elektrody tunel a backplate.
- Izolant sondy obklopující tunel a backplate a tvořící tělo sondy.
- Zdroj částic.

Body sítě, které se nacházejí na povrchu sondy jsou dány Dirichletovými okrajovými podmínkami – backplate a tunel jsou pevně nabity na námi požadovaný potenciál U_{BP} a U_{TUN} . Izolovaný kus kovu tvořící tělo sondy je nabit na potenciál, který by byl ekvivalentní přirozenému plovoucímu potenciálu a je volen jako $U_{IZOLANT} = -3T_e$ (v normovaných jednotkách). Zdroj částic umístěný ve vzdálenosti $z = Lz$ je nastaven na hodnotu $U_{INJ} = 0$, což je v simulaci potenciál plazmatu. Dále se předpokládá, že velikost radiálního elektrického pole v $r = Lr$ je rovna nule. Vzdálenost zdroje částic od kraje tunelové sondy je volena dostatečně velká ($\approx 10\lambda_D$), aby mohlo dojít k rozvinutí neporušeného plazmatu. Okrajové podmínky jsou graficky znázorněné na obrázku 2.6.

Pro okrajové podmínky má diferenční schéma tvar

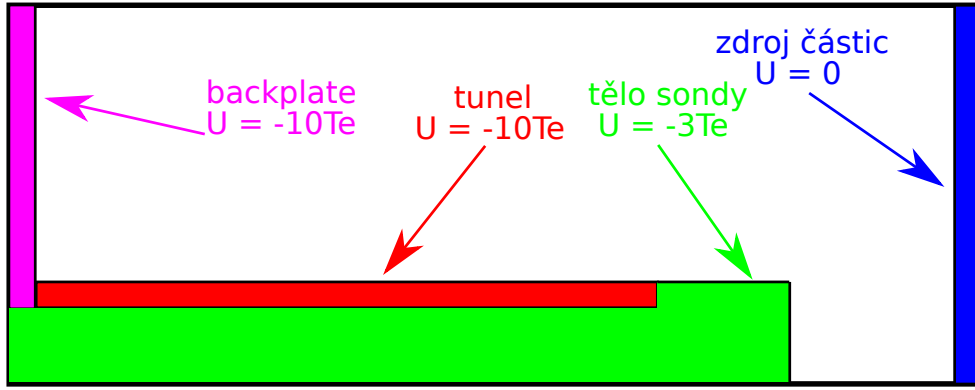
$$2\frac{\phi_{N_r-1,j} - \phi_{N_r,j}}{\Delta r^2} + \frac{\phi_{N_r,j+1} - 2\phi_{N_r,j} + \phi_{N_r,j-1}}{\Delta z^2} = -\frac{\rho_{N_r,j}}{\epsilon_0}. \quad (2.20)$$

Při řešení nastává problém se singularitou v bodě $r = 0$. Pokud si uvědomíme, že velikost radiálního elektrického pole E_r je v $r = 0$ díky osové symetrii v úhlu ϕ rovna nule, můžeme napsat, že

$$\lim_{r \rightarrow 0} \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} = \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2}. \quad (2.21)$$

Diferenční schéma pak můžeme doplnit o řešení na ose sondy

$$4\frac{\phi_{2,j} - \phi_{1,j}}{\Delta r^2} + \frac{\phi_{1,j+1} - 2\phi_{1,j} + \phi_{1,j-1}}{\Delta z^2} = -\frac{\rho_{N_r,j}}{\epsilon_0}. \quad (2.22)$$



Obrázek 2.6: Schéma tunelové sondy ukazující okrajové podmínky pro diferenční schéma (2.19). Růžově a červeně jsou znázorněny backplate a tunel nabitý na námi zvolený potenciál, v tomto případě $-10T_e$. Zeleně je znázorněn izolant tvořící tělo sondy nabitý na fixní napětí $-3T_e$. Modře je znázorněn zdroj částic fixně nabitý na 0.

Výpočet Poissonovy rovnice je nejvíce náročnou částí kódu. Rovnice (2.19), (2.20) a (2.22) poskytují řešení na celé výpočetní oblasti. Tvoří řídkou matici, která je řešena pomocí metody LU dekompozice. Podrobněji je metoda řešení popsána v [37].

2.2.3 Zdroj částic pro PICCYL kód

V PICCYL kódu jsou částice generovány z oblasti zdroje částic s paralelní rychlostí, která je dána kinetickým modelem Chunga a Hutchinsona [10], čímž je zajištěno, že rychlost částic vstupujících do simulace splňuje Bohmovo kritérium.

$$u_0 \geq \frac{k_b T_e}{m_i}. \quad (2.23)$$

Aby bylo v simulaci Bohmovo kritérium splněno, musí být hustota iontů vyšší než hustotu elektronů [6]. Pokud bychom generovali Maxwelllovo rozdělení, vznikala by před oblastí zdroje částic nefyzikální stěnová vrstva, která by ionty urychlovala a tím by se snižovala lokální iontová hustota rychleji než elektronová hustota.

Elektrické pole uvnitř tunelové sondy závisí na velikosti magnetického pole a Debyově délce. Hustotu uvnitř stěnové vrstvy nejsme schopni experimentálně měřit. Veličinu, kterou měříme, je paralelní iontová proudová hustota $J_{\parallel, \text{sat}}$. Je tak nutné z teorie určit, jaký je vztah mezi hustotou ve stěnové vrstvě a iontovou proudovou hustotou, pro kterou platí vztah

$$J_{\parallel, \text{sat}} = en_s v_s, \quad (2.24)$$

kde n_s je hustota na vstupu do stěnové vrstvy a v_s je průměrná iontová rychlost na vstupu do stěnové vrstvy. Pro náš kód předpokládáme, že tato rychlost v_s je shodná s paralelní rychlostí, kterou mají ionty generované ve zdroji částic. Následně můžeme vyjádřit tuto rychlost pomocí iontozvukové rychlosti c_s jako

$$v_s = \beta^* c_s, \quad (2.25)$$

kde β^* je číslo, které získáváme jako výstup z C&H modelu, přičemž platí, že

$$\beta^* = \frac{v_e}{c_s} = \frac{J_{\parallel, \text{sat}}}{en_s v_s} = \frac{\int_0^\infty v f dv}{ec_s \int_0^\infty f dv}. \quad (2.26)$$

Ukazuje se, že hodnota β^* korespondující s experimentem je s relativně velkou přesností rovna [6]

$$\beta^* = \sqrt{\frac{6 + \sqrt{3}}{6}} + \frac{2}{3} \frac{T_i}{T_e}. \quad (2.27)$$

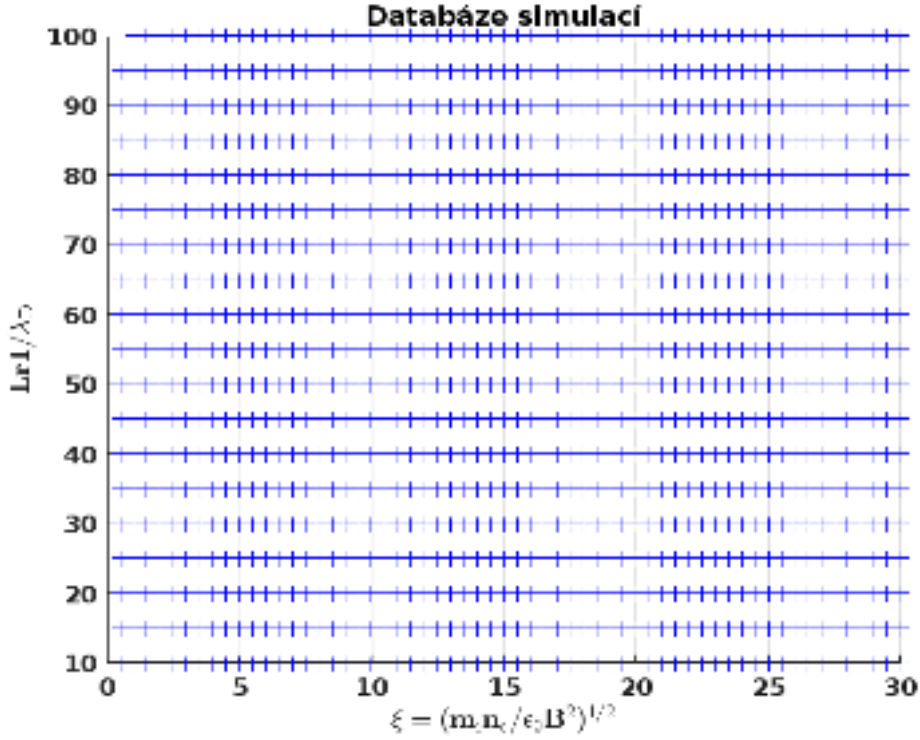
Pro všechny simulace je hodnota poměru $\frac{T_i}{T_e}$ nastavena, jako $T_i = 2T_e$. Parametr β pro tento poměr nabývá hodnoty přibližně $\beta^* = 1,6$.

2.2.4 PICCYL databáze

Cílem numerických simulací je určit závislost velikosti poměru iontových proudů (1.13) na parametrech plazmatu. Tuto kalibraci by bylo možné provádět simulováním konkrétních parametrů plazmatu a pro konkrétní rozměry sondy. Pro následné experimentální využití je ale mnohem praktičtější přijít s metodou, která by se dala použít pro obecné parametry plazmatu a obecné rozměry sond. K tomu nám pomáhá fakt, že PICCYL kód pracuje v normalizovaných jednotkách, díky kterým se původní čtyřrozměrný prostor proměnných (paralelní hustota iontového proudu $J_{\parallel, \text{sat}}$, elektronová teplota T_e , magnetické pole B a nukleonové číslo iontu A) redukuje na pouze dvojrozměrný (stupeň magnetizace ξ , poloměr tunelu $Lr1\lambda_D$).

Pokud nyní vytvoříme databázi mnoha simulací, která pokrývá široké spektrum normalizovaných veličin ξ a λ_D , můžeme pokrýt obrovské množství různých kombinací původních čtyř parametrů. Rozsah kombinací původních veličin je určen rozsahem normalizovaných veličin. K pokrytí parametrů pro tokamak GOLEM je dostačující simulovat v intervalu $\xi \in < 1; 30 >$ s krokem 0,5 a $Lr1 \in < 10; 150 >$ s krokem 5 pro nižší hodnoty a 10 pro vyšší. Pro každou z dvojic ξ a $Lr1$ bylo spočteno dalších 5 simulací lišících se napětím na tunelové sondě U_{bias} . Z těchto pěti hodnot nabíjecího napětí je následně za použití interpolace kubickým splinem možné získat libovolné napětí v simulovaném rozsahu. Rozsah je volen v intervalu $-200 \leq U_{\text{bias}} - U_{\text{fl}} \leq 0$ V. Výslednou databázi vidíme na obrázku 2.7. Ta umožňuje pokrytí potřebných parametrů plazmatu tokamaku GOLEM a většiny parametrů plazmatu tokamaku COMPASS. Obecně platí, že pro nižší elektronové teploty je časová náročnost o mnoho vyšší, jelikož velikost Debyeovy délky λ_D klesá a je tak nutné pro zachování reálných rozměrů objektu zvětšit počet buněk v simulaci a tím i celý simulovaný systém. Nároky na rozsah normalizovaných parametrů bohužel narůstají také s nukleonovým číslem A . Rozsah parametrů plazmatu v tokamaku COMPASS s deuteriovým plazmatem je oproti vodíkovému plazmatu tokamaku GOLEM nižší. Pro některé situace by tak bylo vhodné rozsah databáze zvýšit. Výpočetní nároky jsou již ale natolik velké, že v rámci této práce rozšíření není možné.

V předchozím odstavci jsme popsali, jakým způsobem vytvoření databáze simulací pomůže s pokrytím širokého spektra parametrů plazmatu. Nyní se zaměříme na to, jakou metodou je možné databázi použít i pro různé rozměry tunelové sondy.



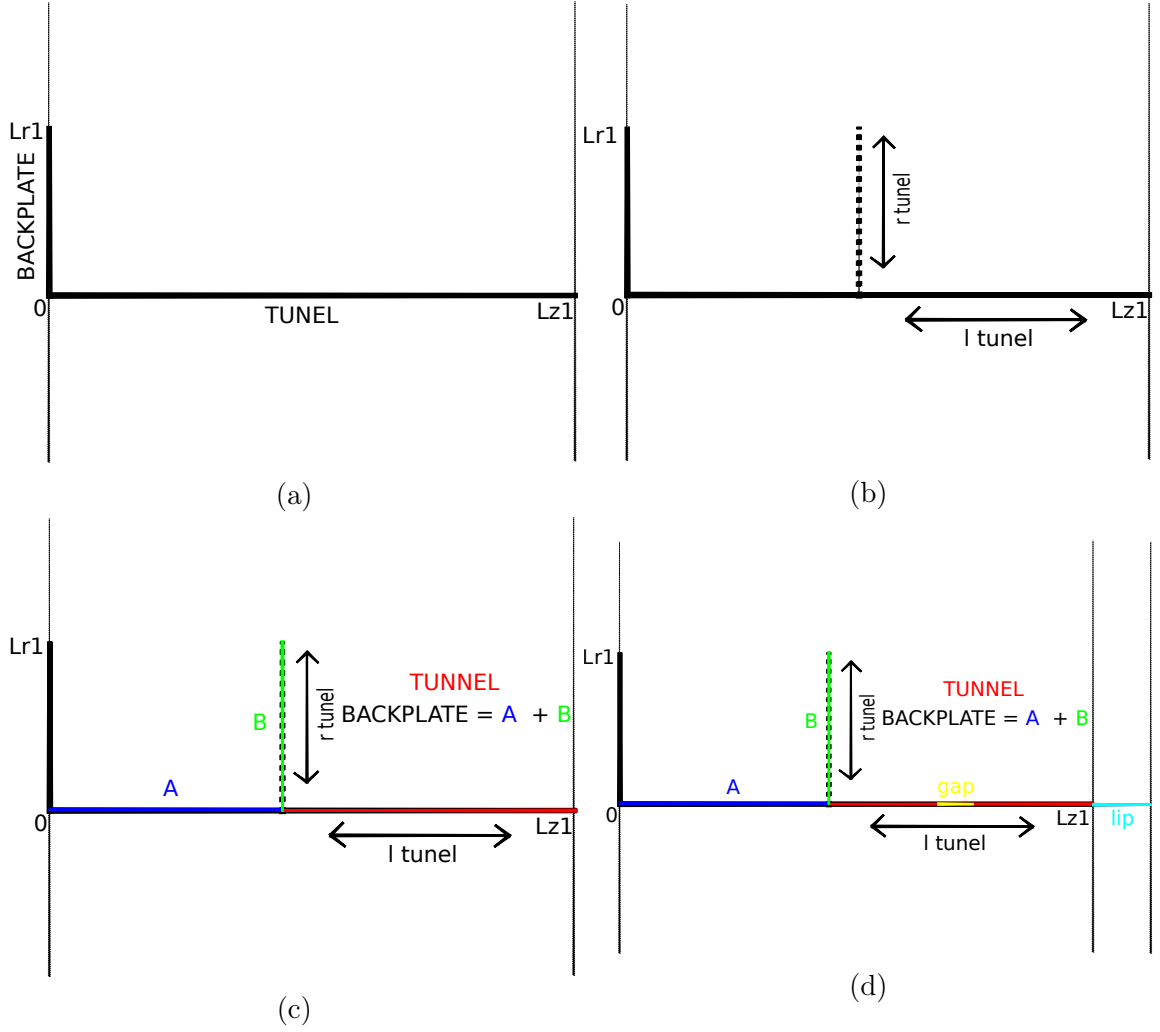
Obrázek 2.7: Databáze simulací z PICCYL kódu pro kalibraci tunelové sondy. Každý bod reprezentuje 5 simulací pro danou hodnotu ξ a $Lr1$ pro 5 různých hodnot napětí na tunelové sondě U_{bias} .

K popisu si zavedeme pojem *aspect ratio* a_{TP} , který je definován jako poměr hloubky tunelu ku jeho průměru. Pro případ dvojité tunelové sondy použité pro měření na tokamaku GOLEM s hloubkou tunelu 5 mm a poloměrem 2,5 mm získáváme hodnotu aspect ratio $L_{\text{TUN}}/L_{\text{BP}} = 2$. Stejně tomu bude pro rozměry sondy použité na tokamaku COMPASS. Pokud ale jako vstup do simulace zvolíme uměle velikost aspect ratio, jako $L_{\text{TUN}}/L_{\text{BP}} = 4$, můžeme při následné vhodné integraci proudů získat výsledky pro různé rozměry tunelové sondy. Navíc můžeme volit i libovolné rozměry přesahu (anglicky *lip*), který můžeme vidět například na obrázku 2.6, kde je reprezentován zeleně označeným tělem sondy přesahujícím za elektrodu tunelu. Obdobně je možné simulovat tzv. segmentovanou tunelovou sondu, kde je tunel rozdělen ve směru osy z na dva segmenty pomocí mezery (anglicky *gap*). Postup je schematicky nastíněn na obrázcích 2.8.

1. Výchozím stavem je tunelová sonda o rozměrech $Lr1$ a $Lz1$, kde $Lz1/Lr1 = 4$ – a).
2. Následně je zadána požadovaná hloubka tunelu – b).
3. Pokud nepožadujeme žádný přesah, ani mezeru pro segmentovou sondu, je velikost proudu na tunel dána, jako integrál v mezích $Lz1$ a $(Lz1 - l_{\text{TUN}}$ přes

souřadnici z – červená úsečka. Velikost proudu na backplate je rovna součtu integrálu v mezích 0 a $Lr1$ přes souřadnici r – zelená úsečka a integrálu v mezích 0 a l_{TUN} přes souřadnici z – modrá úsečka – c).

4. Pokud požadujeme simulaci segmentované sondy s přesahem, probíhá integrace v mezích, které jsou dány jejich rozměry. Pro proud na tunel se tedy neintegruje po žluté a tyrkysově úsečce – d).

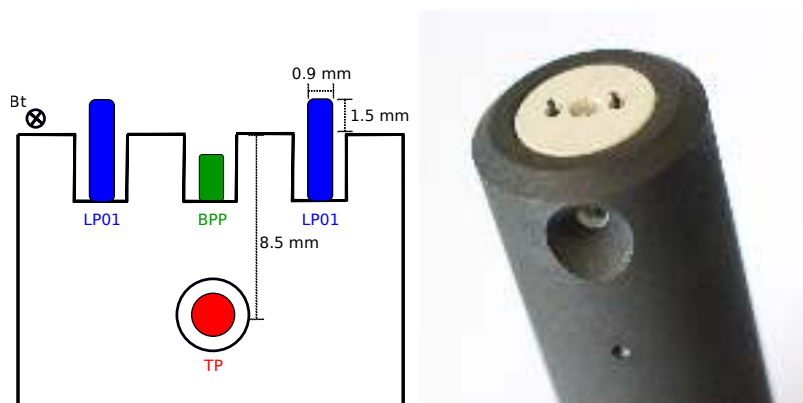


Obrázek 2.8: Graficky znázorněný algoritmus pro výpočet proudů na tunel a backplate.

Kapitola 3

Výsledky – tokamak COMPASS

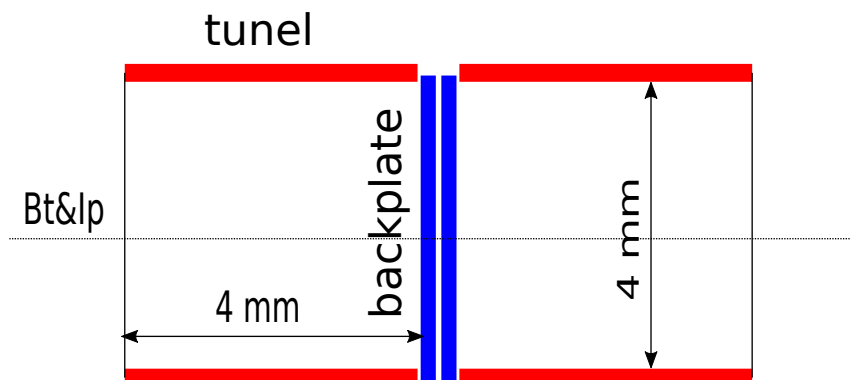
Pro měření na tokamaku COMPASS byla použita sondová hlavice označená jako SEDIBA, vyvinuta na Ústavu fyziky plazmatu ve spolupráci s CEA Cadarache a Bulharskou akademií věd. Schéma a fotografii SEDIBA sondy vidíme na obrázku 3.1. Sonda se skládá ze dvou Langmuirových sond, dvou tunelových sond a jedné ball-pen sondy. Dvojitá tunelová sonda je nabíjena na vysoké záporné napětí a sbírá tak iontový proud. Ball-pen sonda a jedna z Langmuirových sond jsou plovoucí a měří tak potenciál plazmatu Φ a plovoucí potenciál U_{fl} . Druhá Langmuirova sonda je nabíjena na vysoké záporné napětí stejně, jako dvojitá tunelová sonda. Sondová hlavice je umístěna na vertikálním manipulátoru. Samotný manipulátor je reciproký. Během fáze výboje kdy je přítomno plazma se automaticky pohybuje v radiálním směru do plazmatu a zpět. Tento pohyb trvá několik stovek milisekund. Během jediného výboje je tak změřen radiální profil parametrů plazmatu.



Obrázek 3.1: Schéma a fotografie SEDIBA sondy osazené dvěma Langmuirovými sondami, ball-pen sondou a dvojitou tunelovou sondou. Sonda je umístěna ve vertikálním recipročním manipulátoru.

Na obrázku je vyznačena radiální vzdálenost dvojitě tunelové sondy vůči Langmuirovým sondám a ball-pen sondě. Vzdálenost je 8,5 mm a při měření radiálních profilů parametrů plazmatu je nezbytné ji zohlednit. Pro měření hustoty iontového proudu J_{sat} Langmuirovou sondou je nezbytné znát její sběrnou plochu. Ta je přibližně dána jako celková geometrická válcová plocha sondy. Poloměr sondy je $r = 0,45$ mm

a výška $h = 1,5$ mm. Celkovou plochu spočteme, jako $S = 2\pi rh \approx 4,241$ mm². Rozměry dvojité tunelové sondy se od sondy použité na tokamaku GOLEM liší. Průměr a hloubka tunelu jsou 4 mm. Schéma tunelové sondy na tokamaku COMPASS vidíme na obrázku 3.2.



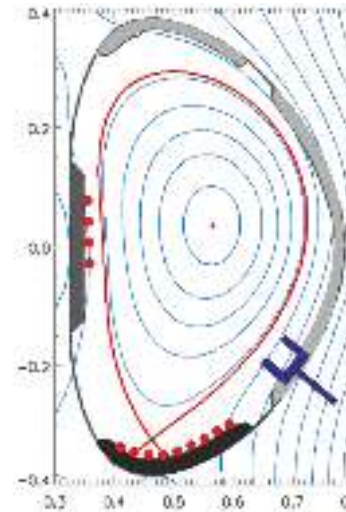
Obrázek 3.2: Schéma dvojité tunelové sondy umístěné na SEDIBA hlavici.

Pro zpracování výsledků z tokamaku COMPASS byly vybrány dva výboje, které se od sebe liší zejména režimem udržení plazmatu. V prvním výboji #19772, který podrobně popíšeme, se nevyužívá dodatečný ohřev plazmatu a plazma je v režimu nízkého udržení energie, v tzv. L-módu. Ve druhém analyzovaném výboji #19806 se do plazmatu vstřikuje svazek energetických atomů deuteria, kterým se plazma dodatečně ohřívá a přitom dochází k přechodu do režimu se zlepšeným udržením plazmatu, tzv. H-módu. Toto pořadí zpracování výbojů je zvoleno tak, aby odpovídalo složitosti popisu obsažené fyziky, kterou výboje zahrnují. Režim vysokého udržení, tzv. H-mód, sebou přináší nutnou diskuzi o L-H přechodu a vlivu tohoto přechodu na parametry okrajového plazmatu. Pro oba výboje se reciproká sondová hlavice nacházela ve stejném vertikálním diagnostickém portu tokamaku.

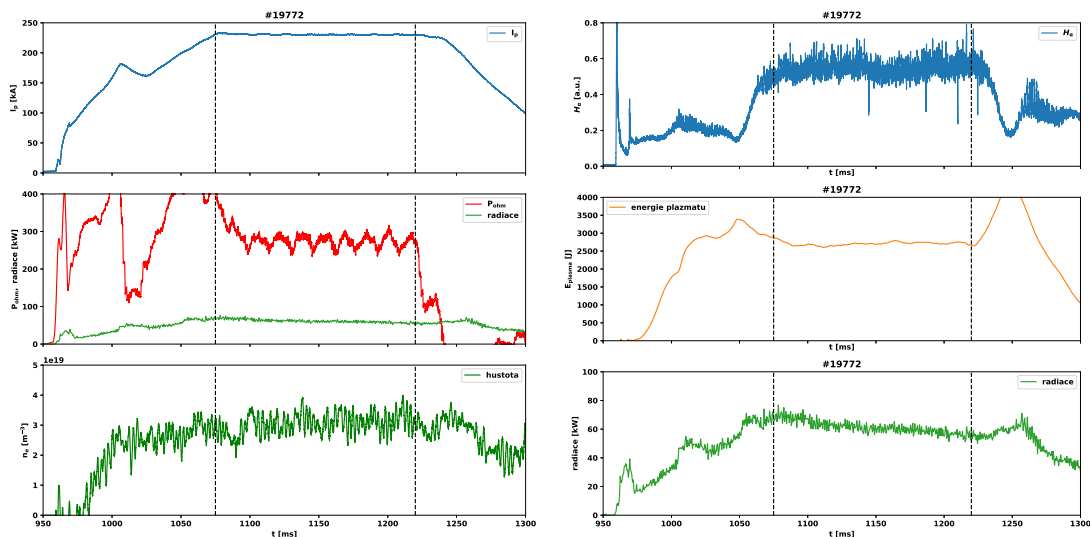
3.1 Výboj #19772 – Divertorová konfigurace – ohmický ohřev

Tento standardní výboj je charakterizován divertorovou konfigurací magnetických povrchů s elongací 1,8, která se rutině počítá pomocí programu EFIT++ pro každý výboj na tokamaku COMPASS.

Základní makroskopické parametry plazmatu pro výboj, jako je proud plazmatem I_p , výkon ohmického ohřevu P_{ohm} , výkon radiačních ztrát P_{rad} a hustotu plazmatu n_e vidíme na obrázku 3.4 vlevo. Dále je pro určení, zda výboj přechází do režimu vysokého udržení potřebné zaměřit se na následující dva parametry plazmatu – vyzařování na spektrální čáře H_α a energii plazmatu E_{plasma} . Časový vývoj těchto dvou veličin spolu s časovým vývojem vyzařovaného výkonu vidíme na následujícím obrázku 3.4 vpravo.



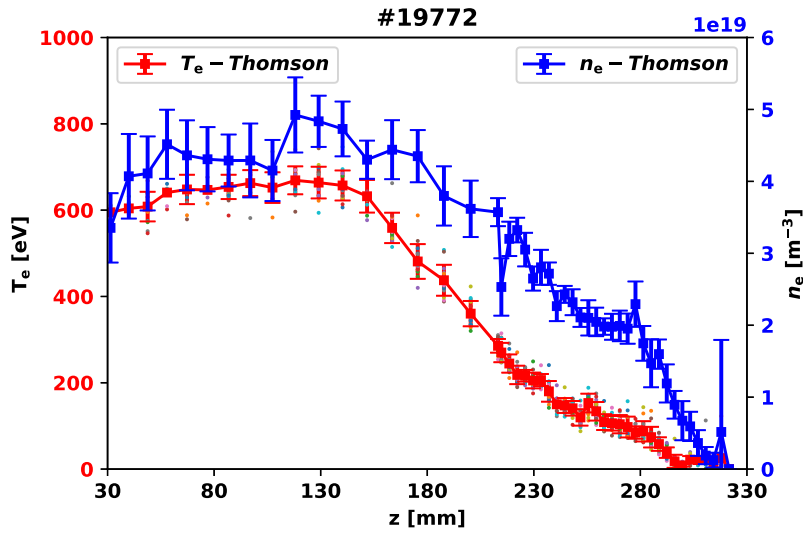
Obrázek 3.3: Konfigurace magnetických povrchů při výboji s divertorovou konfigurací. Červená čára označuje poslední uzavřený magnetický povrch - separatrix.



Obrázek 3.4: Vlevo) základní parametry plazmatu pro výboj #19772 zahrnující proud plazmatem I_p , výkon ohmického ohřevu P_{ohm} , výkon radiačních ztrát P_{rad} a hustotu plazmatu n_e . Vpravo) časový vývoj záření na spektrální čáře H_α , energie plazmatu E_{plasma} a radiace plazmatu. Kvazistacionární fáze výboje (anglicky *flattop*) je v obrázku znázorněna pomocí vertikálních, přerušovaných čar.

Z průběhu proudu plazmatem I_p lze vypočítat, že po nárůstu proudu je v časech přibližně 1075 ms až 1220 ms proud plazmatem zhruba konstantní, okolo 240 kA. Časový vývoj ohmického příkonu P_{OH} (spočteného podle Ohmova zákona) a výkonu ztraceného vyzařováním plazmatu P_{rad} vidíme na prostředním panelu. Z obrázku je zřejmé, že ohmický ohřev dominuje nad vyzařováním plazmatu během celé kvazistacionární fáze výboje. Hustota plazmatu je během kvazistacionární fáze zhruba konstantní, dosahuje hodnoty $n_e = 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

Další důležité veličiny, které charakterizují plazma v daném výboji jsou elektronová teplota a hustota plazmatu, které se na tokamaku COMPASS měří pomocí rozptylu laserového záření na elektronech. Tato diagnostická technika se nazývá Thomsonův rozptyl (*Thomson scattering* - TS) [33]. Elektronová teplota, hustota plazmatu a jejich závislost na vertikální souřadnici z v analyzovaném výboji je ukázána na následujícím obrázku 3.5.



Obrázek 3.5: Profil elektronové teploty T_e a hustoty plazmatu n_e ve vertikálním směru.

Je vidět, že elektronová teplota v centrální oblasti sloupce plazmatu (z menší než 0,15 m) je téměř konstantní, okolo 750 eV a poté klesá k okraji na hodnoty 10–20 eV. Takto nízké elektronové teploty představují limit této diagnostické techniky na tokamaku COMPASS. Hustota plazmatu je pro z menší než 0,15 m téměř konstantní.

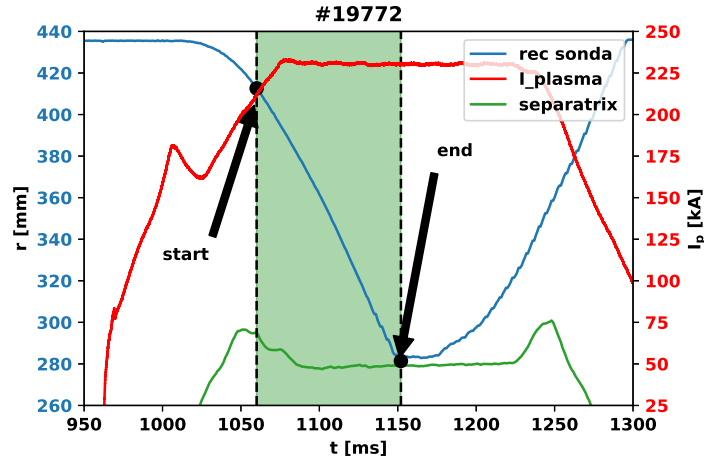
Z parametrů plazmatu můžeme jednoduše odhadnout globální dobu udržení jako

$$\tau_E = \frac{W}{P_{OH} - P_{rad}}. \quad (3.1)$$

Ve stacionární fázi výboje je globální doba udržení $\tau_E = 12,5 \text{ ms}$, což dobře souhlasí se škálováním dle [35].

3.1.1 Sondová měření

Než postoupíme k samotným radiálním profilům parametrů plazmatu a jejich diskuzi, je nutné určit, kdy se reciproká sondová hlavice nacházela ve fázi konstantního proudu plazmatem I_p . Pokud bychom tuto analýzu neprovedli, byly by radiální profily proměnnou velikostí proudu ovlivněny a do měření by tak byla vnesena chyba. Následně je nutné porovnat časový vývoj pozice sondové hlavice s polohou separatrix (hranice oddělující uzavřené a otevřené magnetické silokřivky) na vrcholu sloupce plazmatu. Poloha separatrix se určuje pomocí kódu EFIT++ [30], jež k řešení Grad–Shafranovovy rovnice využívá měření několika cívek, přičemž je předpokládána toroidální symetrie. Pro následující výpočty je spočtena poloha separatrix jako průměrná hodnota během fáze konstantního proudu. Na následujícím obrázku 3.6 vidíme časový vývoj polohy reciproké sondy a polohy separatrix porovnané s velikostí proudu plazmatem I_p .

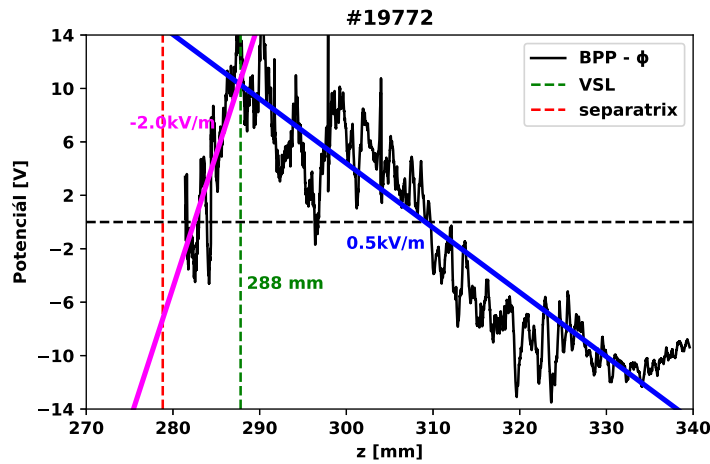


Obrázek 3.6: Časový vývoj polohy reciproké sondy a polohy separatrix získané pomocí kódu EFIT++ spolu s časovým vývojem proudu plazmatem.

Z obrázku vidíme, že pohyb reciproké sondy probíhá ve dvou fázích. Nejprve se sonda zasouvá do plazmatu, kde na několik milisekund setrvává a následně se navrácí ven na svoji parkovací pozici. Délka tohoto konkrétního výboje umožňuje provést výpočet v celém rozsahu pohybu reciproké sondy směrem do plazmatu. Pohyb sondy zpět z plazmatu již ale není možné pokrýt celý. Nabízí se možnost provést průměrování radiálních profilů pro pohyb do plazmatu a ven z plazmatu. Ačkoli je proud plazmatem I_p konstantní, výboj, a tak i signály se v těchto fázích liší. To může být způsobeno i samotnou přítomností sondy v plazmatu. Z toho důvodu budou signály ze všech sond pro tento výboj vyhodnocovány pouze při fázi zasouvání sondy do plazmatu. Tato oblast je na obrázku znázorněna zeleným obdélníkem. Můžeme si povšimnout, že časový průběh polohy separatrix je během fáze konstantního proudu takřka neměnný. Poloha separatrix je následně spočtena jako průměrná hodnota během fáze konstantního proudu. Její hodnota je stanovena jako $S = 279$ mm.

3.1.1.1 Radiální profil potenciálu plazmatu a poloha rychlostní stříhové vrstvy

Současně s polohou separatrix, jež je určena na obrázku 3.6 jako průměr přes stacionární fázi výboje, je vhodné určit polohu rychlostní stříhové vrstvy – VSL, jíž jsme se zabývali v kapitole 1.2.1.1. K určení polohy VSL musíme nejprve vytvořit profil potenciálu plazmatu Φ , který měříme ball-pen sondou. Ten vidíme na obrázku 3.7. Pro výpočet radiálního elektrického pole E_r není vztah (1.3) optimální, jelikož se při pohybu sondy mění parametry plazmatu. Počítání radiálního elektrického pole E_r je problematické i z hlediska numerického derivování podle souřadnice z . Profil potenciálu plazmatem není i přes značné vyhlazení hladký, a tak dává numerická derivace příliš rozptýlené hodnoty. Z toho důvodu radiální elektrické pole E_r pouze odhadneme. Postupujeme tak, že v globálním maximu rozdělíme profil na dvě části a každou část aproximujeme lineární funkcí ve tvaru $\Phi(z) = Az + B$. Výsledek vidíme na obrázku 3.7.



Obrázek 3.7: Profil potenciálu plazmatu Φ . Aproximací lineární funkcí je odhadnuta velikost radiálního elektrického pole E_r a určena poloha VSL.

Velikost radiálního elektrického pole E_r jsme aproximací lineární funkcí odhadli jako 2,0 kV/m uvnitř VSL a 0,5 kV/m vně VSL. Rychlostní stříhová vrstva se nachází ve vzdálenosti 288 mm od středu plazmatu, kde radiální elektrické pole E_r mění polaritu. Na obrázku 3.7 je poloha VSL znázorněna pomocí zelené, čárkované čáry. Takto spočtená poloha rychlostní stříhové vrstvy bude dále uváděna u všech následujících radiálních profilů parametrů plazmatu, abychom mohli diskutovat její vliv na profily parametrů plazmatu.

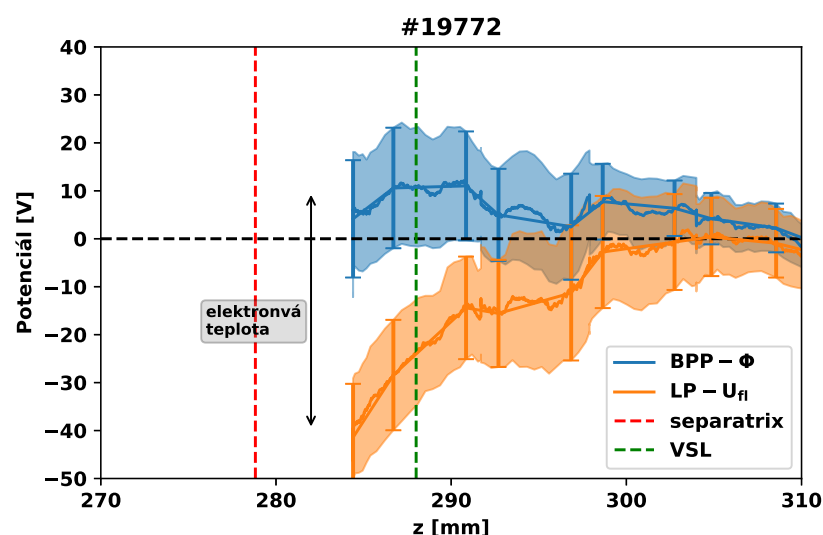
Povšimněme si na obr. 3.7, že potenciál plazmatu klesá do záporných hodnot okolo $z = 310$ mm. Vysvětlení není zřejmé, protože jak uvidíme později, elektronová teplota a iontový nasycený proud (hustota plazmatu) jsou pro z větší než 310 mm prakticky nulové. Pravděpodobně je již sonda ve stínu nějakého fixního elementu první stěny komory tokamaku, limiteru. Proto se v další analýze omezíme na oblast mezi $z = 279$ mm (poloha separatrix) a $z = 310$ mm.

V dalším textu se profily podle vertikální souřadnice z budou nazývat jako radiální profily, jak je ve fyzice okrajového plazmatu v tokamacích zvykem.

3.1.1.2 Měření elektronové teploty kombinovanou ball-pen a Langmuirovou sondou

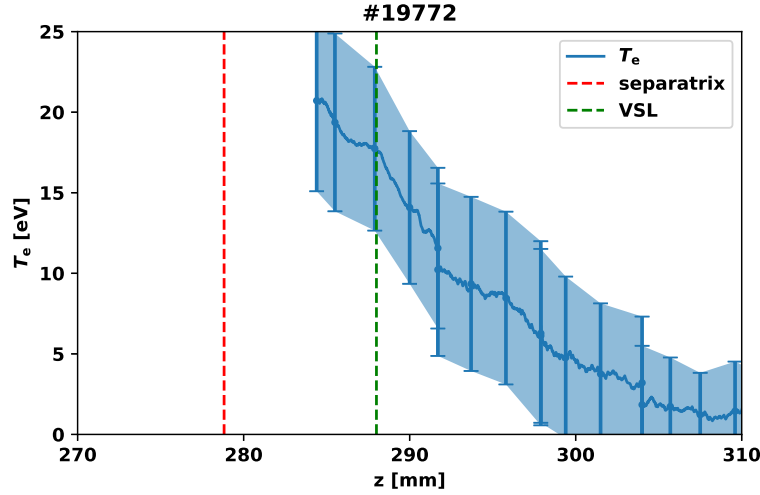
Reciproká sondová hlavice je osazena ball-pen sondou, měřící potenciál plazmatu Φ a dvěma Langmuirovými sondami. První je v plovoucím režimu a měří tak plovoucí potenciál U_{fl} . Druhá je nabíjena na záporné napětí -200 V a měří iontový nasycený proud. V teorii, která byla probrána v kapitole 1.2.1.2 jsme ukázali, že pomocí kombinované ball-pen a Langmuirovy sondy je možné měřit elektronovou teplotu T_e .

Ze signálů z ball-pen a Langmuirovy sondy jsou vytvořeny radiální profily potenciálu plazmatu Φ a plovoucího potenciálu U_{fl} tak, jak je popsáno v dodatku 7.1.5. Výslednou závislost vidíme na obrázku 3.8.



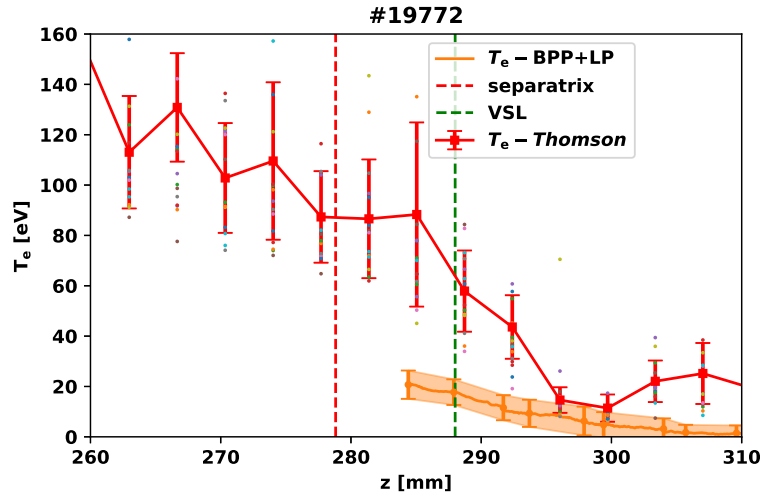
Obrázek 3.8: Radiální profily plovoucího potenciálu U_{fl} měřeného Langmuirovou sondou a potenciálu plazmatu Φ měřeného ball-pen sondou. Černou šipkou je znázorněn rozdíl potenciálu plazmatu a plovoucího potenciálu, který je úměrný elektronové teplotě. Červenou, čárkovanou čarou je znázorněna poloha separatrix a zelenou, čárkovanou čarou je znázorněna poloha rychlostní stříhové vrstvy (VSL).

Podle teorie, která byla probrána v kapitole 1.2.1.2 plyne, že rozdíl potenciálu plazmatu Φ a plovoucího potenciálu U_{fl} je až na konstantu α rovný elektronové teplotě T_e . Ze vztahu (1.7) pak spočteme velikost elektronové teploty T_e a vytvoříme její radiální profil. Kalibrační konstanta α je v plazmatu tokamaku COMPASS rovna $\alpha = 2,2$, přičemž pracovním plynem je deuterium. Výsledný profil vidíme na obrázku 3.9.



Obrázek 3.9: Radiální profil elektronové teploty T_e . Chybové úsečky reprezentují chybu nepřímého měření. Červenou, čárkovanou čarou je znázorněna poloha separatrix a zelenou, čárkovanou čarou je znázorněna poloha rychlostní stříhové vrstvy (VSL).

Pro výpočet chyby nepřímého měření je použita hodnota $\alpha = (2,2 \pm 0,4)$. Elektronovou teplotu určenou z kombinované sondy můžeme porovnat s výsledkem měření pomocí Thomsonova rozptylu, obrázek 3.10.



Obrázek 3.10: Srovnání profilů elektronové teploty T_e měřené kombinovanou sondou a Thomsonovým rozptylem. Červenou, čárkovanou čarou je znázorněna poloha separatrix a zelenou, čárkovanou čarou je znázorněna poloha rychlostní stříhové vrstvy (VSL).

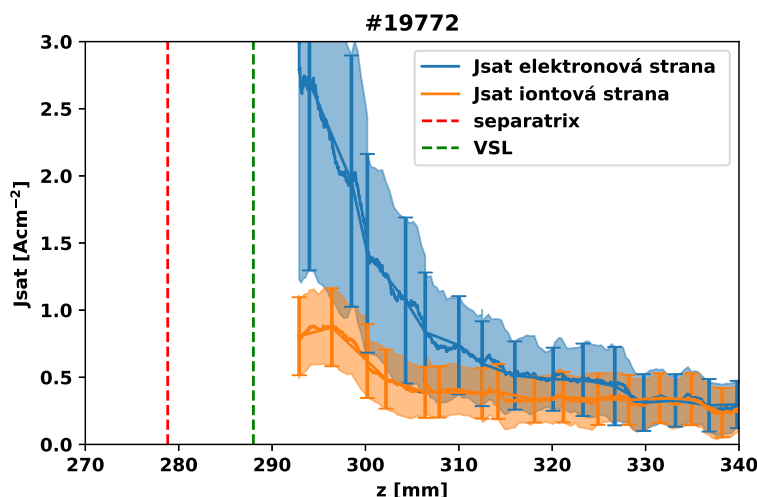
Profil elektronové teploty T_e měřený Thomsonovým rozptylem je v porovnání s profilem měřeným kombinovanou sondou vyšší. Nabízí se jedno z možných vysvětlení:

signály udávající polohu diagnostiky TS a polohu sondové hlavice jsou vzájemně posunuty ve vertikálním směru. Tuto hypotézu však nemůžeme bohužel ověřit. Pro následující analýzu však tato skutečnost není důležitá.

Naším následujícím cílem je určit radiální profil elektronové teploty T_e pomocí numerických simulací tunelové sondy a porovnat je s radiálním profilem elektronové teploty T_e měřené kombinovanou LP a BPP sondou. V kapitole podrobně se zabývající teorií numerických simulací tunelové sondy jsme ukázali, že poměr proudů, definovaný jako (1.13), je mimo jiné funkcí elektronové teploty T_e . Díky tomu je následně možné měřením hustoty iontového nasyceného proudu J_{sat} a poměru proudů na elektrody tunelové sondy R a jejich porovnáním se simulacemi určit elektronovou teplotu T_e .

3.1.1.3 Machovo číslo a expanze stěnové vrstvy

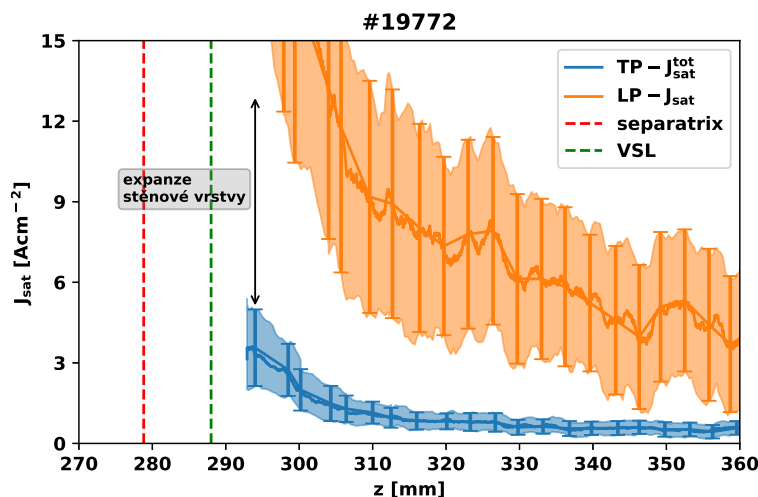
Radiální profil hustoty iontového proudu J_{sat} měřeného tunelovou sondou a spočtené podle vztahu (1.10) vidíme na obrázku 3.11.



Obrázek 3.11: Radiální profil hustoty iontového proudu J_{sat} pro iontovou a elektronovou stranu. Červenou, čárkovanou čarou je znázorněna poloha separatrix a zelenou, čárkovanou čarou je znázorněna poloha rychlostní stříhové vrstvy (VSL).

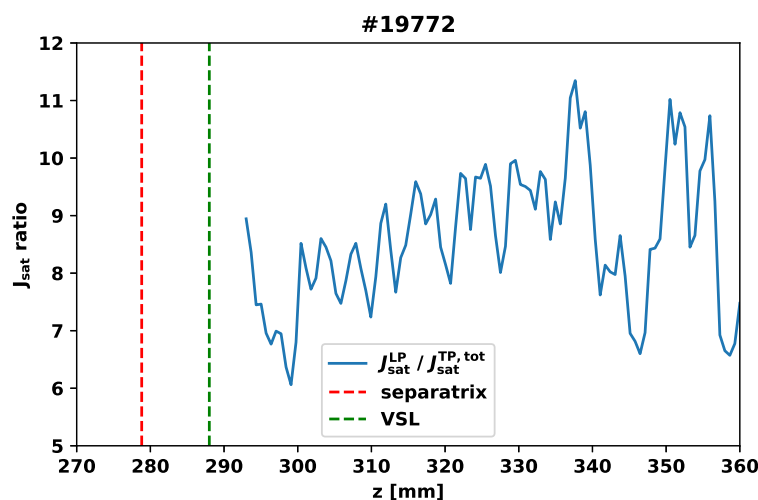
Pozorujeme, že hustota iontového proudu J_{sat} je do vzdálenosti 330 mm přibližně shodná. Hluběji do plazmatu je ale hustota iontového proudu na elektronové straně výrazně vyšší oproti straně iontové. To může být způsobeno toroidální rotací plazmatu, viz počítání Machova čísla dále.

Hustotu iontového nasyceného proudu měříme i pomocí Langmuirovy sondy, jejíž radiální profil vidíme spolu s profilem měřeným tunelovou sondou na obrázku 3.12. Pro výpočet uvažujeme sběrnou plochu Langmuirovy sondy jako celkovou geometrickou válcovou plochu sondy $S = 2\pi r h \approx 4,241 \text{ mm}^2$, kde $r = 0,45 \text{ mm}$ a $h = 1,5 \text{ mm}$. Pro tunelovou sondu je nutné sečíst J_{sat} iontové i elektronové strany, které spočteme ze vztahu (1.10).



Obrázek 3.12: Radiální profil hustoty iontového proudu J_{sat} měřený Langmuirovou a tunelovou sondou.

Velikost hustoty iontového proudu J_{sat} měřeného Langmuirovou sondou je několiknásobně větší než hustota iontového proudu měřeného tunelovou sondou. Důvodem je expanze stěnové vrstvy, kterou jsme diskutovali v teoretické části zabývající se elektrickými sondami. Na rozdíl od tunelové sondy, kde je elektrické pole obsažené uvnitř dutého válce, Langmuirova sonda svým elektrickým polem vytahuje nabitě částice z přilehlého objemu plazmatu. Abychom mohli porovnat, jakým faktorem je hustota iontového proudu měřeného Langmuirovou sondou vyšší oproti tunelové sondě, je na následujícím obrázku 3.13 vynesena radiální profil poměru těchto iontových proudů.

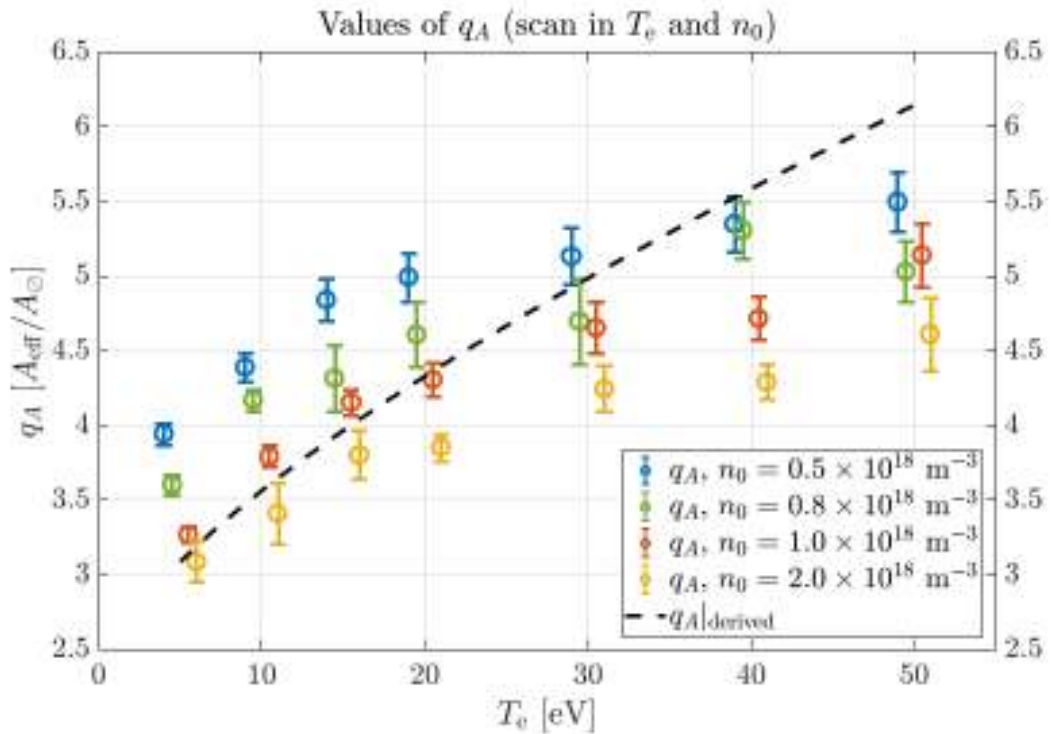


Obrázek 3.13: Radiální profil hustoty iontového proudu J_{sat} měřeného Langmuirovou sondou ku poměru hustoty iontového proudu měřeného tunelovou sondou.

Koeficient expanze stěnové vrstvy dostáváme v intervalu (6, 11). Vliv expanze stěnové vrstvy na měření iontového nasyceného proudu pomocí Langmuirovy sondy byl simulován pomocí 3D3V particle-in-cell kódu [34]. Ukazuje se, že expanze stěnové vrstvy příliš nezávisí na hustotě plazmatu, ale pouze na elektronové teplotě T_e . V přiblížení je tak možné závislost na hustotě plazmatu zanedbat. Vztah mezi koeficientem expanze stěnové vrstvy a elektronovou teplotou pak může být vyjádřen výrazem

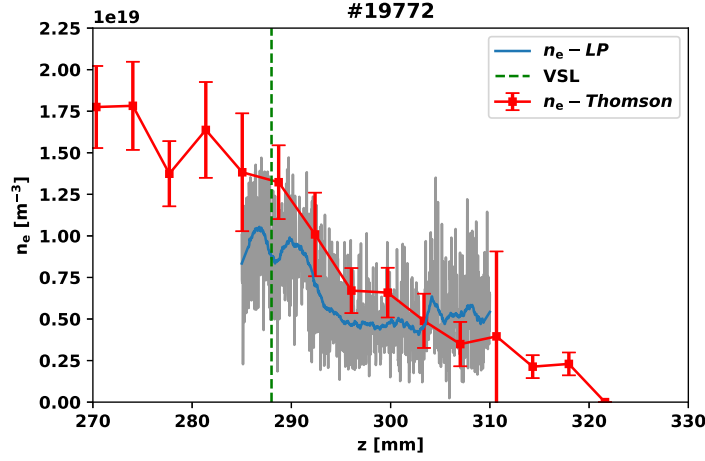
$$q_A = \frac{2A_{\text{ext}}}{A_{\odot}} \left(1 - \frac{2r_L}{h_{\text{pin}} + r_L} \left(1 - \exp \frac{-(h_{\text{pin}} + r_L)}{2r_L} \right) \right), \quad (3.2)$$

kde $A_{\odot} = 2r_{\text{pin}}h_{\text{pin}}$ je geometrická projekce sondy do magnetického pole, $A_{\text{ext}} = 2(r_{\text{pin}} + r_L)(h_{\text{pin}} + r_L)$ reprezentuje plochu sondy zvětšenou o Larmorův poloměr r_L . Platnost tohoto vztahu můžeme diskutovat na obrázku 3.14.



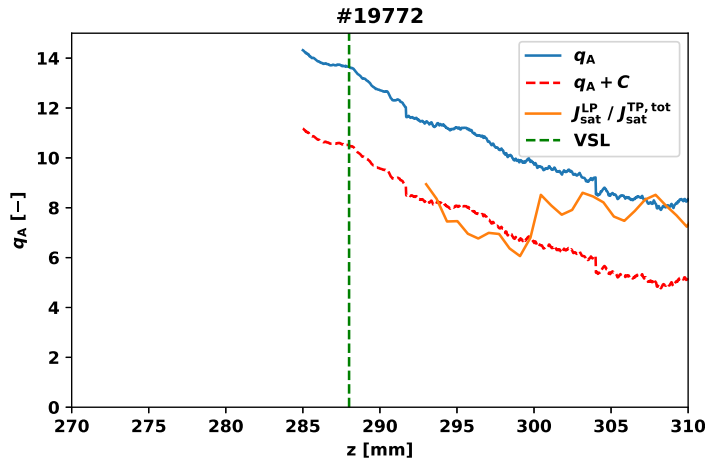
Obrázek 3.14: Velikost koeficientu expanze stěnové vrstvy q_A v závislosti na elektronové teplotě T_e a hustotě plazmatu n_e . Čárkovanou čarou je znázorněn koeficient expanze spočtený ze vztahu (3.2). Převzato a upraveno z [34].

Z obrázku je patrné, že vztah (3.2) dobře aproximuje koeficient expanze stěnové vrstvy v intervalu teplot $0 \leq T_e \leq 20$ eV při hustotě plazmatu přibližně $1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$. Abychom mohli srovnat koeficient expanze stěnové vrstvy spočtený jako poměr hustot iontových proudů měřených Langmuirovou a tunelovou sondou s koeficientem expanze stěnové vrstvy spočteným ze vztahu (3.2), zaměříme se nyní na profily hustoty plazmatu. Ta je měřena Thomsonovým rozptylem a Langmuirovou sondou měřící iontový proud. Hustota plazmatu se spočte ze vzorce (1.2), kdy ze vztahu vyjádříme hustotu plazmatu. Výsledné profily vidíme na obrázku 3.15.



Obrázek 3.15: Radiální profil hustoty plazmatu n_e měřené Thomsonovým rozptylem a Langmuirovou sondou v režimu vysokého záporného napětí, kdy měří iontový proud.

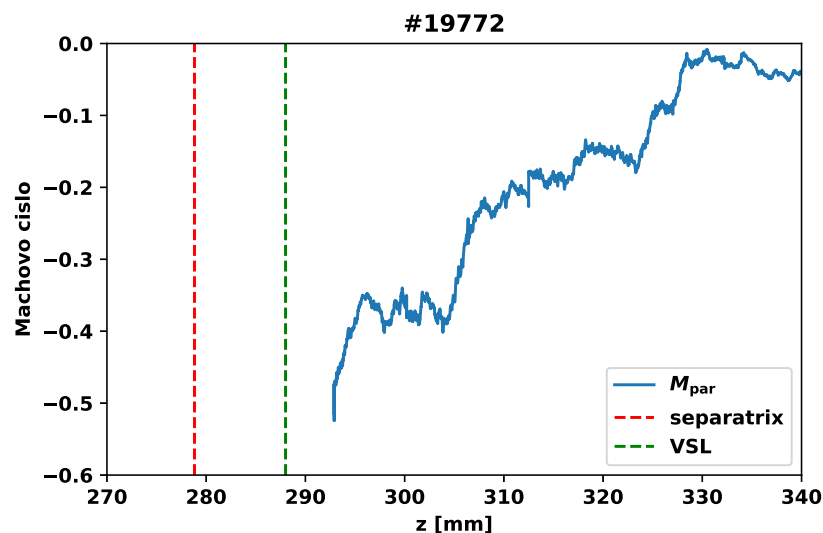
Radiální profily hustoty plazmatu n_e měřené oběma metodami jsou velmi podobné, zvláště pak v oblasti vně VSL. V oblasti měření radiálních profilů se hustota plazmatu pohybuje v hodnotách přibližně $0,5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ až $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. V předchozím odstavci jsme diskutovali, že vztah (3.2) platí pro hustoty plazmatu asi $1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$. Dá se tedy očekávat, že koeficient expanze stěnové vrstvy bude ze vztahu (3.2) nadhodnocen. Dosadíme-li do vztahu (3.2) rozměry sondy $r_{\text{pin}} = 0,45 \text{ mm}$, $h_{\text{pin}} = 1,5 \text{ mm}$ a teplotní profil z obrázku 3.8 využijeme k výpočtu r_L , získáme radiální profil koeficientu expanze stěnové vrstvy q_A . Na obrázku 3.16 vidíme výsledný profil.



Obrázek 3.16: Srovnání radiálních profilů koeficientu expanze stěnové vrstvy spočtených ze vztahu (3.2) (modře) a jako poměr hustot iontových proudů z Langmuirovy a tunelové sondy (oranžově). Červenou, čárkovanou čarou je znázorněna korekce na hustotu plazmatu.

Na první pohled je patrné, že radiální profil koeficientu expanze stěnové vrstvy spočtený ze vztahu (3.2) je lehce nadhodnocen, přičemž skutečná velikost je menší hlavně hlouběji v plazmatu(modrá čára). Vraťme se nyní k obrázku 3.14. V intervalu elektronových teplot $0 \leq T_e \leq 20$ eV je závislost koeficientu expanze stěnové vrstvy přímo úměrná hustotě plazmatu. Nabízí se tak provést extrapolaci na hustotu plazmatu tohoto výboje. Korigovaný radiální profil koeficientu expanze stěnové vrstvy je na obrázku 3.16 znázorněn červenou, čárkovanou čarou, přičemž korekční koeficient z extrapolace je označen, jako C . Pro korekci na hustotu plazmatu již experimentálně měřený koeficient expanze stěnové vrstvy koresponduje s modelem [34].

Jelikož se zabýváme radiálními profily signálů z tunelové sondy, která je orientovaná vzhledem ke směru proudu plazmatem do dvou směrů – elektronová a iontová strana, stanovíme radiální profil Machova čísla M_{par} , které nám zajistí informace o pohybu plazmatu v toroidálním směru. Radiální profil Machova čísla spočteného podle vztahu (1.12) vidíme na následujícím obrázku 3.17.

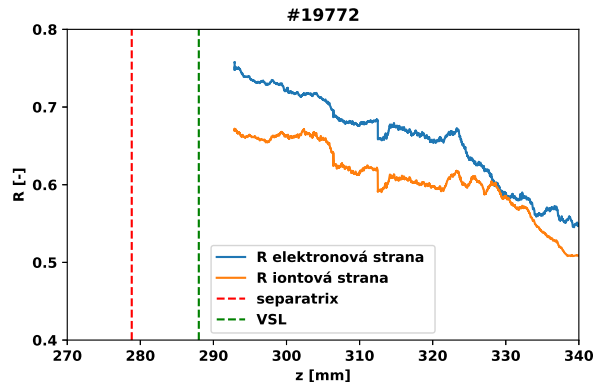


Obrázek 3.17: Radiální profil paralelního Machova čísla M_{par} měřený dvojitou tunelovou sondou.

Radiální profil Machova čísla M_{par} je v celém rozsahu záporný. Záporné Machovo číslo znamená, že poměr v argumentu logaritmu ve vztahu 1.12 je menší než jedna. Z toho můžeme usuzovat, že toroidální rotace probíhá proti směru hodinových ručiček. Absolutní hodnota velikosti Machova čísla dosahuje až 0,5 a roste směrem do centra plazmatu.

3.1.1.4 Měření elektronové teploty tunelovou sondou

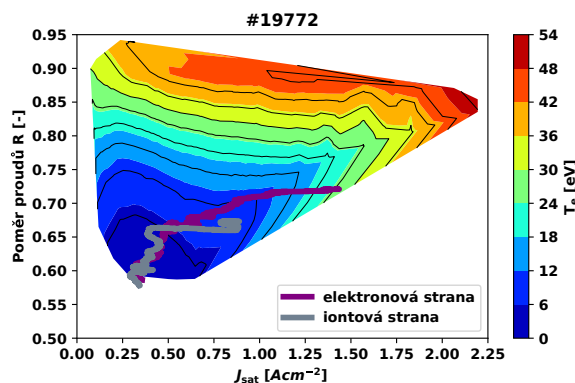
Abychom mohli stanovit elektronovou teplotu T_e porovnáním simulací a experimentu, vyneseme ještě radiální profil poměru proudů (1.13) vidíme na následujícím obrázku 3.18.



Obrázek 3.18: Radiální profil poměru proudů na elektrody tunelové sondy R daného vztahem (1.13) pro iontovou a elektronovou stranu.

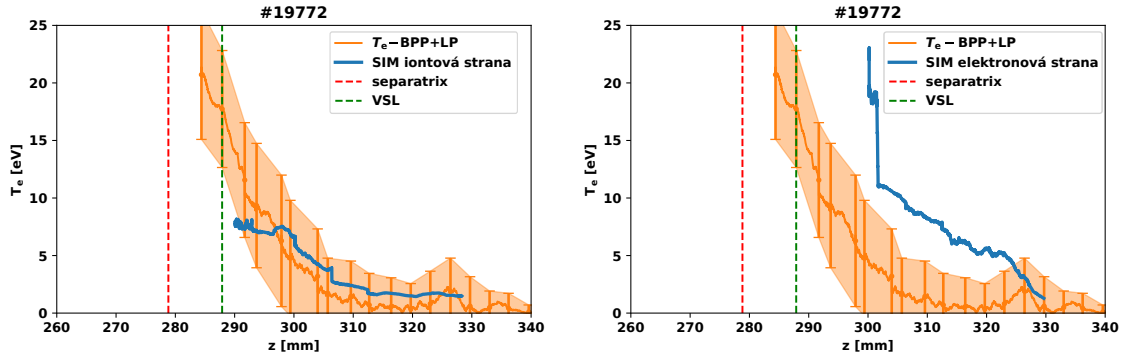
Velikost poměru proudů R je v celém rozsahu radiálního profilu vyšší pro elektronovou stranu. Jinými slovy, na elektronovou stranu dopadá více iontů na tunel oproti backplatu než pro iontovou stranu. To může být způsobeno samotným pohybem iontů směrem do tunelové sondy na elektronové straně v důsledku toroidální rotace plazmatu. Na elektronové straně se navíc vyskytují nadtepelné elektrony, které mohou mít dostatečnou energii k tomu, aby pronikly až na backplate. Mohou tak zvýšit měřený poměr R .

Nyní již máme spočtené radiální profily hustoty iontového proudu J_{sat} a poměru proudů na elektrody tunelové sondy R , které jsou potřebné pro porovnání se simulacemi a k určení elektronové teploty T_e . Z databáze simulací, kterou jsme diskutovali v kapitole zabývající se PICCYL kódem a vidíme ji na obrázku 2.7, je pro parametry tokamaku COMPASS získána závislost elektronové teploty T_e na poměru proudů R a hustotě iontového proudu J_{sat} . Výsledky simulací vidíme na následujícím obrázku 3.19.



Obrázek 3.19: Závislost elektronové teploty T_e na hustotě iontového proudu J_{sat} a poměru proudů R ze simulací vyjádřená pomocí barevné mapy. Fialovou barvou je znázorněn průběh experimentálně měřených veličin R a J_{sat} na elektronové straně, šedivou barvou na iontové straně.

Závislost elektronové teploty T_e na hustotě iontového proudu J_{sat} a poměru proudů R získaná ze simulací je prezentována v podobě barevné mapy. Rozsah elektronové teploty je $T_e \in < 0, 54 > \text{ eV}$. Výsledky simulací umožňují porovnání s experimentem v rozsahu $J_{\text{sat}} \in < 0,1; 2,2 > \text{ Am}^{-2}$ a $R \in < 0,6; 0,94 >$, přičemž rozsah pokrývá pouze některé z kombinací těchto veličin. Tunelovou sondou experimentálně měřené veličiny – J_{sat} a R jsou v obrázku znázorněny pomocí fialové (elektronová strana) a šedivé (iontová strana) křivky. Pro určení elektronové teploty T_e je nutné porovnat experimentálně měřené křivky s mapou elektronové teploty ze simulací. K tomuto účelu byla zvolena metoda interpolace. V programovacím jazyku Python pro tyto účely lze využít funkci `scipy.interpolate.griddata`. Vstupem jsou výsledky simulací a 2D pole, na kterém se interpolace provádí. V našem případě toto 2D pole odpovídá experimentálně měřeným veličinám. Na dalším obrázku 3.20 vidíme porovnání radiálních profilů elektronové teploty měřených pomocí kombinované Langmuirovy a ball-pen sondy s radiálními profily elektronové teploty získanými pomocí interpolace experimentálních dat z tunelové sondy se simulacemi.



Obrázek 3.20: Vlevo) Iontová strana srovnání radiálního profilu měřeného kombinovanou LP a BPP sondou (oranžově) s radiálním profilem elektronové teploty získané interpolací experimentálně měřených veličin tunelovou sondou se simulacemi (modře). Vpravo) Elektronová strana.

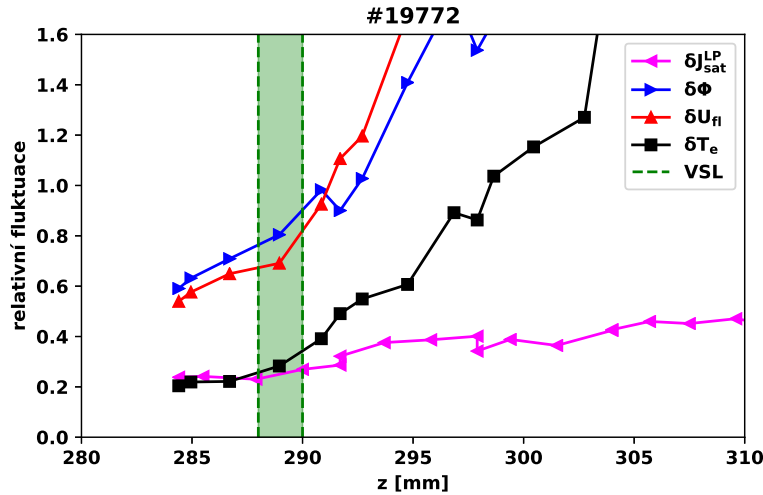
Na iontové straně získáváme vně VSL dobrý souhlas mezi elektronovou teplotou měřenou pomocí kombinované ball-pen a Langmuirovy sondy a elektronovou teplotou určenou porovnáním tunelovou sondou experimentálně měřených veličin s numerickými simulacemi. Naopak na elektronové straně je elektronová teplota ze simulací značně nadhodnocena.

3.1.2 Studium fluktuací parametrů okrajového plazmatu

V následující části vytvoříme radiální profily relativních fluktuací potenciálu plazmatu Φ , plovoucího potenciálu U_{fl} , elektronové teploty T_e měřené kombinovanou Langmuirovou a ball-pen sondou a hustoty iontového proudu J_{sat} měřeného Langmuirovou sondou i sondou tunelovou. Jednotlivé relativní fluktuace se počítají lehce odlišným způsobem. Pro všechny je ale společné, že signál rozdělíme na okna o vhodné velikosti (0,5 ms). V dalším kroku se postup liší, proto zde postup výpočtu nastíníme:

- Relativní fluktuace hustoty iontového proudu J_{sat} se počítají jako poměr střední kvadratické odchylky J_{sat} ku průměrné hodnotě J_{sat} .
- Relativní fluktuace potenciálu plazmatu Φ a plovoucího potenciálu U_{fl} musí být normovány na elektronovou teplotu T_e . Fluktuace pak spočteme jako poměr střední kvadratické odchylky potenciálu Φ , U_{fl} ku elektronové teplotě T_e .
- Relativní fluktuace elektronové teploty T_e spočteme jako poměr střední kvadratické odchylky elektronové teploty T_e ku její průměrné hodnotě.

Radiální profily relativních fluktuací vidíme na obrázku 3.21.



Obrázek 3.21: Radiální profil fluktuací plovoucího potenciálu U_{fl} , potenciálu plazmatu Φ , hustoty iontového proudu měřeného Langmuirovou sondou J_{sat}^{LP} a elektronové teploty T_e .

Je evidentní, že úroveň relativních fluktuací všech sledovaných veličin klesne dramaticky na polovinu, jakmile se sonda dotkne VSL. Zde je pozice VSL ukázána s přesností cca 2 mm.

Zůstává poněkud nejasné, proč jsou relativní fluktuace potenciálů tak vysoké pro z větší než 295 mm. Možná, že elektronová teplota měřená BPP plus LP je v této oblasti podhodnocena, neboli že koeficient $\alpha = 2,2$ je příliš vysoký. Toto podezření je také podpořeno srovnáním sondové teploty s teplotou měřenou TS.

Nyní budeme diskutovat vliv stříhu poloidální rychlosti na úroveň fluktuací.

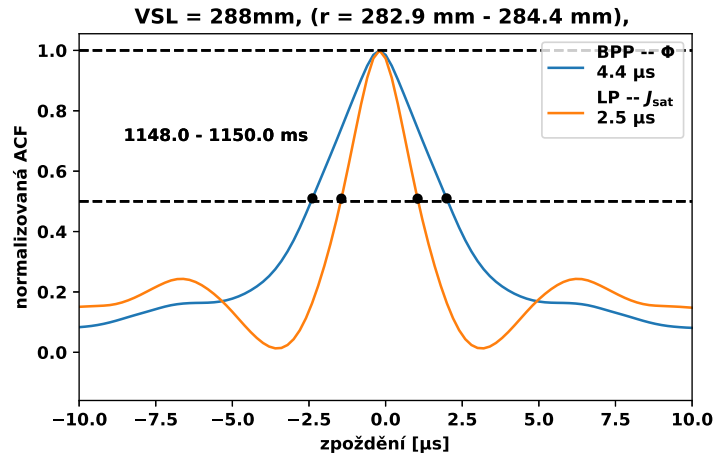
Na obrázku 3.7 jsme demonstrovali, že počítat radiální elektrické pole numerickou derivací podle souřadnice z dává příliš rozptýlené hodnoty i přes značné vyhlazení. Z toho důvodu jsme radiální elektrické pole aproximovali přímkou. Nyní využijeme výsledků pro výpočet stříhu poloidální rychlosti.

Pro vysvětlení poklesu úrovně fluktuací nás zajímá stříh poloidální rychlosti (1.5) pouze v blízkém okolí VSL. Toroidální magnetické pole B_t je v tomto výboji 1,15 T. To znamená, že rychlost poloidální rotace uvnitř VSL je $v = -2,0/1,15 = -1,74$ km/s a vně VSL $v = +0,4/1,15 = 0,43$ km/s. Pro stanovení stříhu je nyní potřeba odhadnout vzdálenost na níž k němu dochází. Konzervativní odhad je 0,01 m. Tudíž, stříh poloidální rychlosti je

$$\frac{dv}{dz} = (1,74 + 0,43) \times 10^3 / 10^{-2} = 2,17 \times 10^5 \text{ [s}^{-1}\text{]},$$

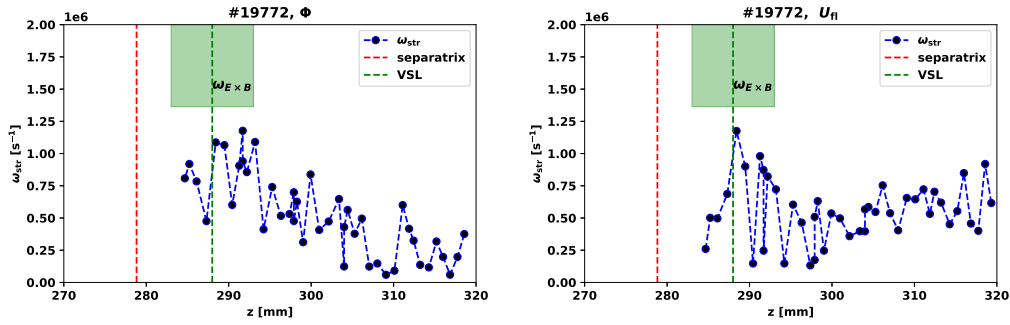
což představuje dolní odhad stříhu.

Zaměříme se nyní na studium vlivu střížné vrstvy na parametry plazmatu a na turbulentních struktury. V oblasti střížné vrstvy dochází ke změně polarity radiálního elektrického pole E_r , a tak i ke změně polarity poloidální rychlosti v_{pol} . V důsledku toho dochází k destrukci turbulentních struktur v plazmatu. Podle teorie probrané v kapitole 1.2.1.1 dochází k rozpadnutí struktur pokud platí, že $\omega_{E \times B} \gg \omega_{\text{str}}$. Tzn. *shearing rate* $\omega_{E \times B}$, definovaný vztahem (1.5) jako druhá derivace potenciálu plazmatu, jsme odhadli v předchozím odstavci jako $\omega_{E \times B} = 2,17 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$. Veličinu $\omega_{\text{str}} = 2\pi/\tau_{\text{str}}$ určujeme z pološířky autokorelačních funkcí potenciálu plazmatu Φ , plovoucího potenciálu U_{fl} , hustoty iontového proudu měřeného Langmuirovou sondou $J_{\text{sat}}^{\text{LP}}$ a elektronové teploty T_e . Příklad autokorelační funkce, z jejíž šířky se počítá doba života turbulentních struktur je na následujícím obrázku 3.22.

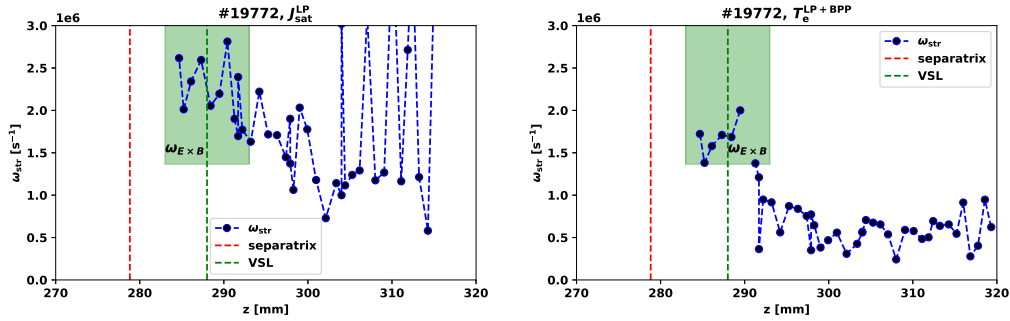


Obrázek 3.22: Příklad autokorelační funkce pro potenciál plazmatu Φ a hustotu iontového proudu J_{sat} měřeného Langmuirovou sondou. Černými body je vyznačena pološířka.

Na obrázcích 3.23 a 3.24 vidíme profil charakteristické frekvence existence struktur ω_{str} spočtené z (1.6) a tzv. *shearing rate* $\omega_{E \times B}$.



Obrázek 3.23: Profil charakteristické frekvence existence turbulentních struktur ω_{str} a *shearing rate* $\omega_{E \times B}$. Vlevo) potenciál plazmatu, vpravo) plovoucí potenciál.

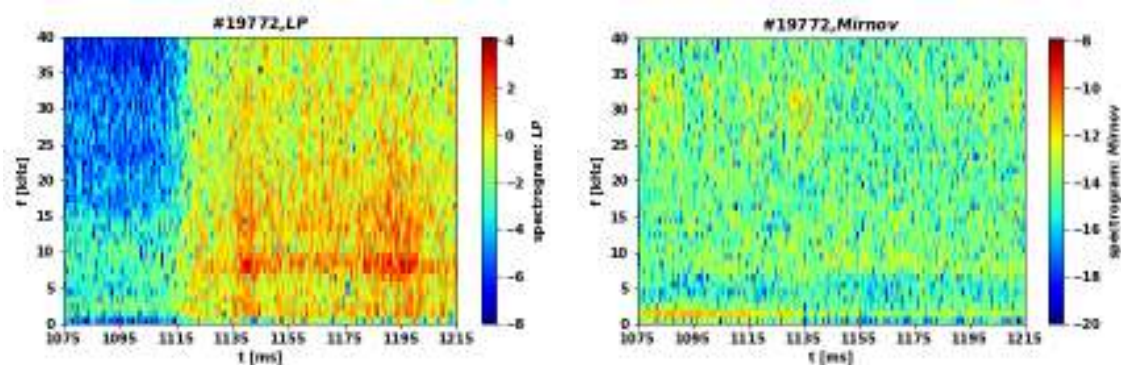


Obrázek 3.24: Profil charakteristické frekvence existence turbulentních struktur ω_{str} a *shearing rate* $\omega_{E \times B}$. Vlevo) hustota iontového proudu, vpravo) elektronová teplota.

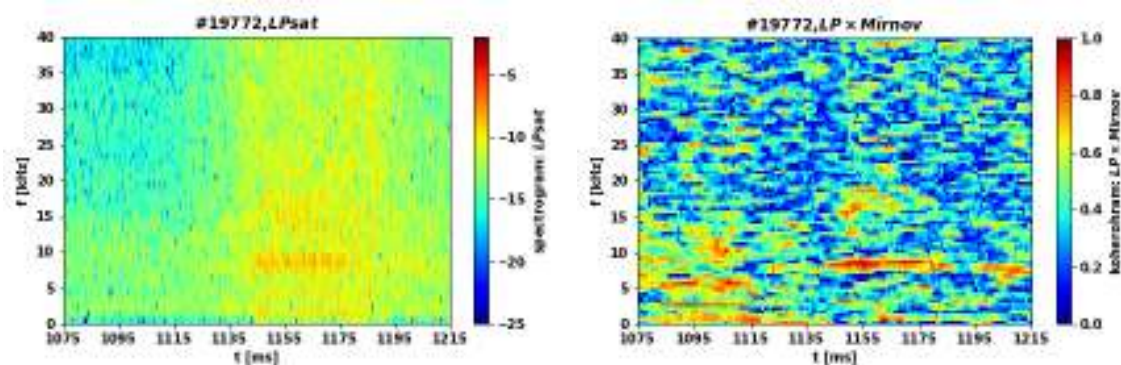
V profilech potenciálu plazmatu Φ a plovoucího potenciálu U_f pozorujeme za hranicí VSL, že $\omega_{E \times B} \gg \omega_{\text{str}}$. Profily elektronové teploty T_e a hustoty iontového proudu $J_{\text{sat}}^{\text{LP}}$ takový průběh ale nevykazují. V tomto případě je pokles relativní úrovně fluktuací způsoben jiným mechanismem nežli stříhem poloidální rotace plazmatu. Studium tohoto mechanismu by vyžadovalo detailnější analýzu, možná další experimenty, a to však přesahuje téma diplomové práce.

Nakonec ještě porovnáme frekvenční spektrum signálů Langmuirovy sondy, která registruje elektrostatické fluktuace v okrajovém plazmatu a Mirnovovy cívky měřící fluktuace poloidálního magnetického pole. Na následujících obrázcích 3.25 a 3.26 vidíme spektrogramy pro plovoucí Langmuirovu sondu, Langmuirovu sondu nabíjenou na vysoké záporné napětí měřící iontový proud, Mirnovovu cívkou a spektrum vzájemné koherence mezi plovoucí Langmuirovou sondou a Mirnovovou cívkou.

Pokud se podíváme na spektrogramy, můžeme si všimnout významné frekvence 8 kHz v čase 1140 ms až 1180 ms, která je patrná jak u plovoucí Langmuirovy sondy, tak u Langmuirovy sondy měřící iontový proud. Ve spektrogramu Mirnovovy cívky patrná příliš není. Pokud se však podíváme na spektrum vzájemné koherence, tak je zřejmé, že v čase 1140 ms až 1180 ms dochází k nezanedbatelné koherenci mezi Mirnovovou cívkou a Langmuirovou sondou na frekvenci okolo 8 kHz. To naznačuje,



Obrázek 3.25: Vlevo) spektrogram plovoucí Langmuirový sondy. Vpravo) spektrogram Mirnovovy cívký.



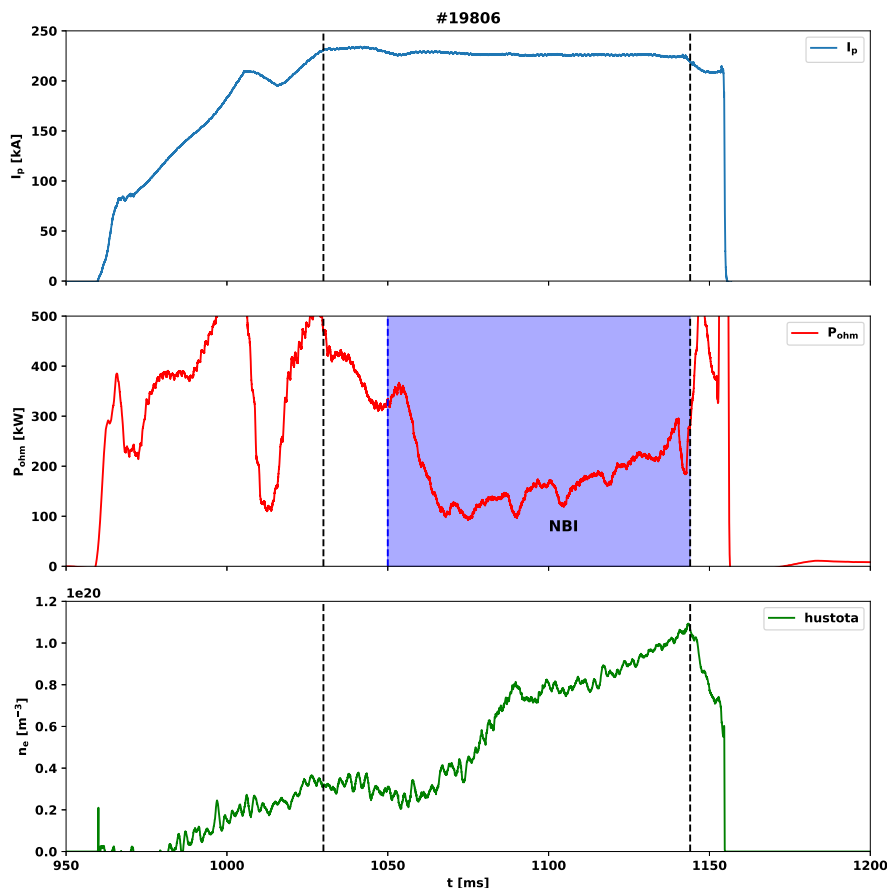
Obrázek 3.26: Vlevo) spektrogram Langmuirový sondy měřící iontový proud. Vpravo) Spektrum vzájemné koherence Langmuirový sondy a Mirnovovy cívký.

že elektrostatické turbulentní struktury na okraji plazmatu mají i magnetickou komponentu, která se generuje elektrickým proudem protékajícím turbulentní strukturou podél magnetické siločáry.

Experimenty provedené na tokamaku COMPASS vykazovaly podobné výsledky. Detailnější porozumění by si však vyžadovalo další systematické experimenty [36], [37], [38].

3.2 Výboj #19806 H-mód

V druhé části kapitoly se budeme zabývat zpracováním výboje #19806 ($B_t = 1,45$ T) přecházejícího do režimu vysokého udržení – H-módu. Základní makroskopické parametry plazmatu, jako je proud plazmatem I_p , výkon ohmického ohřevu P_{ohm} a hustota plazmatu n_e vidíme na obrázku 3.27.

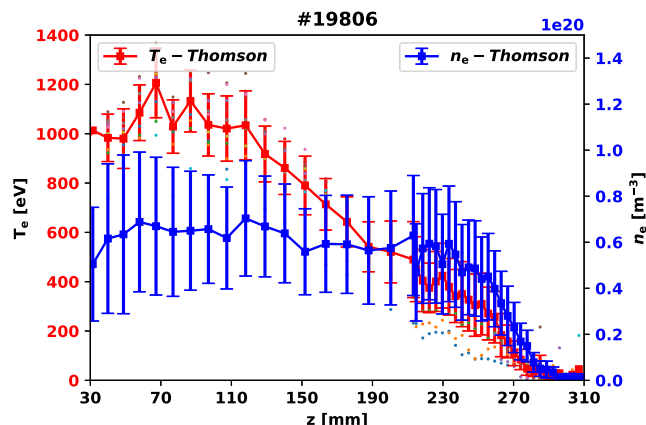


Obrázek 3.27: Základní parametry plazmatu pro výboj #19806 zahrnující proud plazmatem I_p , výkon ohmického ohřevu P_{ohm} a hustotu plazmatu n_e . Kvazistacionární fáze výboje v čase 1030 až 1145 ms je vyznačena pomocí vertikálních, přerušovaných čar.

Z průběhu proudu plazmatem I_p lze vypožorovat, že po nárůstu proudu je v časech 1030 ms až 1145 ms proud plazmatem zhruba konstantní, opět okolo 240 kA. Časový vývoj ohmického příkonu P_{ohm} vidíme na prostředním panelu. V čase 1050 ms se zapíná dodatečný (neinduktivní) ohřev plazmatu vstřikováním výkonného svazku neutrálních atomů deuteria a plazma přechází do režimu s vysokým držením, H-módu. Na tokamaku COMPASS jsou v tomto výboji k dispozici dva injektory, přičemž celkový příkon dodatečného ohřevu je $P_{NBI} \approx 580$ kW. Dodatečný ohřev se využívá pro přechod do módu vysokého udržení (H-módu). Se zapnutím dodatečného ohřevu a přechodu do vyššího režimu udržení vzrůstá hustota a to až na hodnotu přibližně $n_e = 1 \times 10^{20} [m^{-3}]$.

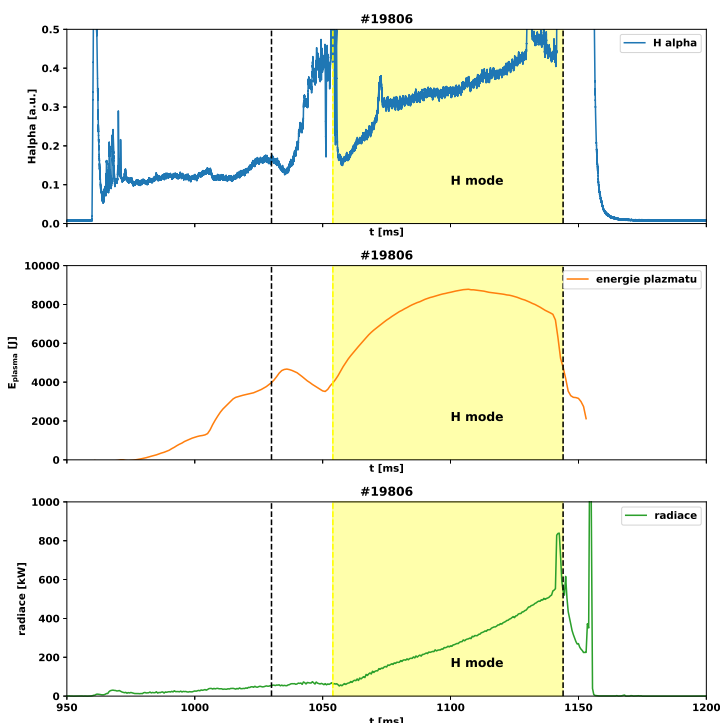
Dalšími důležitými veličinami, které charakterizují plazma v daném výboji jsou elektronová teplota T_e a hustota plazmatu n_e .

Závislost profilu elektronové teploty a hustoty plazmatu na vertikální souřadnici z v analyzovaném výboji měřených pomocí Thomsonova rozptylu vidíme na obrázku 3.28. Vidíme, že elektronová teplota T_e je v centrální oblasti sloupce plazmatu (z menší než 0,13 m) opět téměř konstantní, okolo 1100 eV. Výraznou známkou přechodu do H-módu je zformování oblasti v okrajovém plazmatu s vysokým gradientem teploty a hustoty. Tato oblast se nazývá transportní bariéra, která se zformuje v oblasti mezi $z = 255$ a 280 mm. Gradient elektronové teploty je cca 100 eV/cm.



Obrázek 3.28: Profil elektronové teploty T_e a hustoty plazmatu n_e ve vertikálním směru.

Abychom mohli s jistotou tvrdit, že výboj přechází do režimu vysokého udržení, je nutné zaměřit se na průběh vyzařování na spektrální čáře H_α , energie plazmatu E_{plasma} a vyzařovaného výkonu plazmatu. Na následujícím obrázku 3.29 vidíme časový vývoj těchto veličin během výboje.

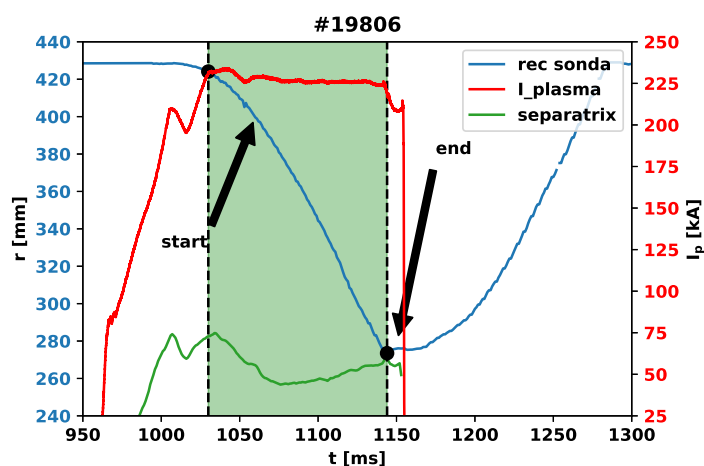


Obrázek 3.29: Časový vývoj záření H_α , energie plazmatu E_{plasma} a radiaci plazmatu.

Zaměřme se nejprve na časový vývoj záření na spektrální čáře H_α . Na začátku stacionární fáze výboje záření na spektrální čáře H_α narůstá. V čase $t = 1054$ ms pozorujeme náhlý pokles. To odpovídá výraznému snížení difuze částic v radiálním směru ke komoře tokamaku a redukci interakce plazmatu s elementy první stěny komory tokamaku. To souvisí se vnikem okrajové transportní bariéry. Můžeme tak říci, že v čase $t = 1054$ ms dochází k L – H přechodu. Plazma tak z režimu nízkého udržení přechází do režimu vysokého udržení – tzv. H – módu. O přechodu do vysokého režimu udržení svědčí i časový vývoj energie plazmatu E_{plasma} , který vidíme v prostředním panelu. Je zřejmé, že v čase $t = 1054$ ms dochází k významnému nárůstu energie plazmatu. Maximální velikost energie plazmatu je 9 000 J. To opět koresponduje s přechodem do režimu vysokého udržení, během kterého plazma významně nabývá na energii. Poslední veličinu, kterou na obrázku 3.29 vidíme na třetím panelu, je vyzařovaný výkon plazmatu. V čase $t = 1054$ ms pozorujeme strmý nárůst vyzařování plazmatu související se zlepšeným udržením iontů příměsí. Při překročení jisté limity hodnoty $P_{\text{rad}}^{\text{max}}$ dochází k disrupci.

3.2.1 Sondová měření

Obdobně, jako v předchozí analýze výboje #19772, je pro získání relevantních výsledků nezbytné signály ze sondových měření zpracovávat pouze ve stacionární fázi výboje. Pokud bychom takto nečinili, byly by radiální profily ovlivněny měnicími se makroskopickými parametry plazmatu a do měření by tak byla vnesena chyba. Z toho důvodu je i pro tento výboj nejprve ověřeno, zda signály z reciproké sondové hlavice korespondují se stacionární fází výboje. Následně je porovnán časový vývoj polohy sondové hlavice s polohou separatrix. Pro následující výpočty je spočtena poloha separatrix jako průměrná hodnota během stacionární fáze výboje. Na následujícím obrázku 3.30 vidíme časovou závislost polohy reciproké sondy a polohy separatrix srovnané s velikostí proudu plazmatem I_p .

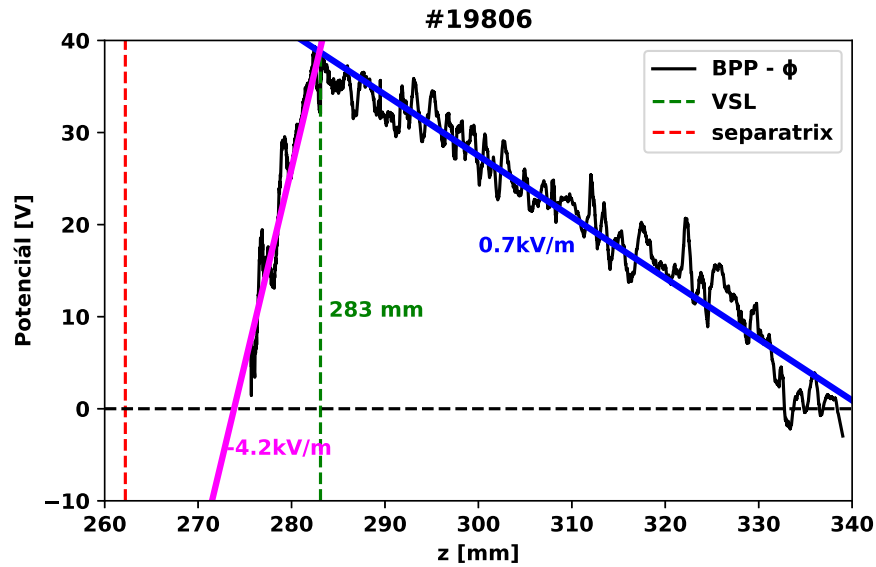


Obrázek 3.30: Časový vývoj polohy reciproké sondy a polohy separatrix získané pomocí kódu EFIT++ spolu s časovým vývojem proudu plazmatem.

Pohyb reciproké sondy probíhá opět ve dvou fázích. Nejprve se sonda zasunuje do plazmatu, kde na několik milisekund setrvává a následně se vrací zpět ven na svoji parkovací pozici. Délka výboje neumožňuje provést analýzu v celkovém rozsahu pohybu reciproké sondy, jelikož se stacionární fázi koresponduje jen první část pohybu hlavice. Tato oblast je na obrázku vlevo znázorněna zeleným obdélníkem. Pro celé následující zpracování signálů ze sond budeme proto opět uvažovat pouze první část pohybu reciproké sondy. Na obrázku si také můžeme povšimnout, že časový průběh polohy separatrix je během stacionární fáze výboje v porovnání s předchozím výbojem velmi proměnný. Jelikož pro následnou analýzu radiálních profilů vyžadujeme znalost polohy separatrix, stanovujeme její polohu prostým průměrováním, jako $S = 262$ mm.

3.2.1.1 Radiální profil potenciálu plazmatu a poloha rychlostní stříhové vrstvy

Obdobně, jako u výboje #19772, určíme polohu rychlostní stříhové vrstvy – VSL. Postup je stejný jako u předchozího výboje. Nejprve vytvoříme radiální profil potenciálu plazmatu Φ . Pro výpočet radiálního elektrického pole E_r opět nemůžeme využít vztah (1.3), jelikož se při pohybu sondy mění parametry plazmatu. Profil potenciálu plazmatu není i přes značné vyhlazení hladký, a tak dává numerická derivace příliš rozptýlené hodnoty. Proto radiální elektrické pole E_r pouze odhadneme. V globálním maximu rozdělíme profil potenciálu plazmatu na dvě části a každou část aproximujeme lineární funkcí ve tvaru $\Phi(z) = Az + B$. Výsledek vidíme na obrázku 3.31.



Obrázek 3.31: Profil potenciálu plazmatu Φ . Aproximací lineární funkcí je odhadnuta velikost radiálního elektrického pole E_r a určena poloha VSL.

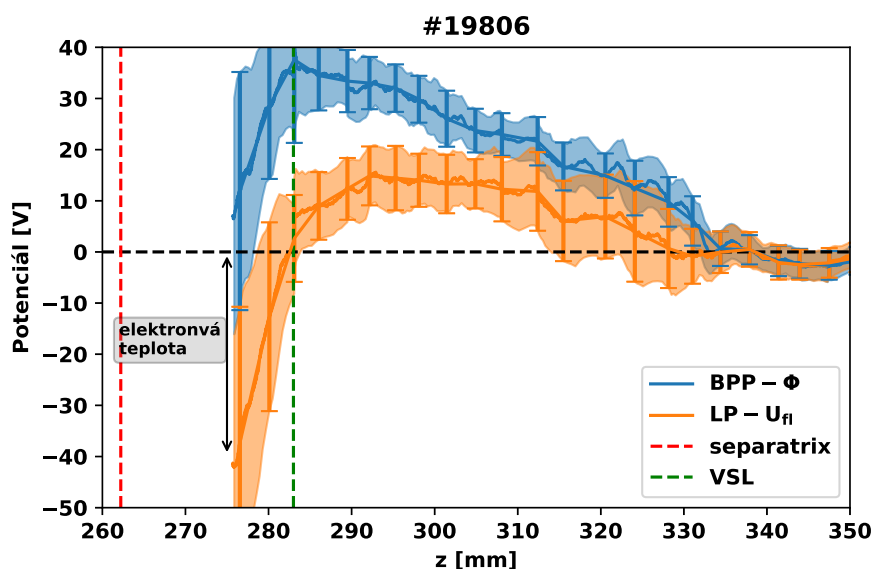
Velikost radiálního elektrického pole E_r jsme aproximací lineární funkcí odhadli jako $-4,2$ kV/m uvnitř VSL a $0,7$ kV/m vně VSL. Rychlostní stříhová vrstva se nachází

ve vzdálenosti 283 mm od středu plazmatu, kde radiální elektrické pole E_r mění polaritu. Poloha VSL je na obrázku 3.31 znázorněna pomocí zelené, čárkované čáry. Takto spočtená poloha rychlostní stříhové vrstvy bude dále uváděna u všech následujících radiálních profilů parametrů plazmatu, abychom mohli diskutovat její vliv na profily parametrů plazmatu.

Na rozdíl od předchozího výboje s ohmickým ohřevem nepozorujeme záporné hodnoty potenciálu plazmatu Φ . Sonda se tak pravděpodobně nenachází ve stínu nějakého fixního elementu první stěny komory tokamaku.

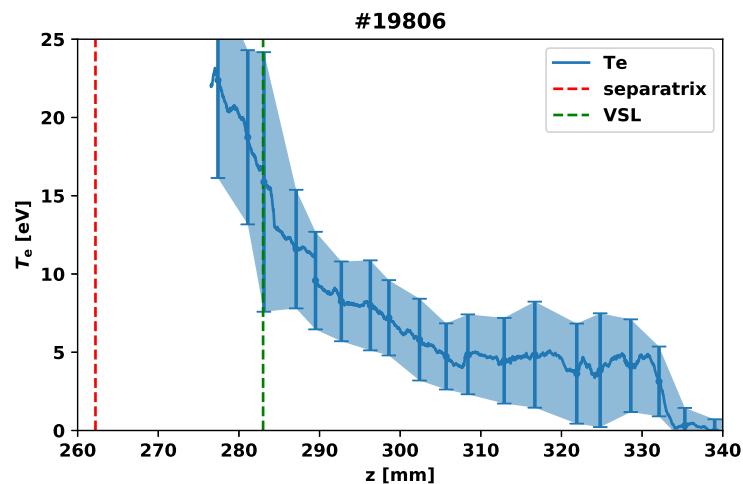
3.2.1.2 Měření elektronové teploty kombinovanou ball-pen a Langmuirovou sondou

K měření elektronové teploty T_e je i pro tento výboj použita ball-pen a Langmuirova sonda, přičemž ball-pen sonda měří potenciál plazmatu Φ a Langmuirova sonda plovoucí potenciál U_f . Ze signálů z ball-pen a Langmuirovy sondy jsou vytvořeny radiální profily plovoucího potenciálu U_f a potenciálu plazmatu Φ . Výslednou závislost vidíme na obrázku 3.32.



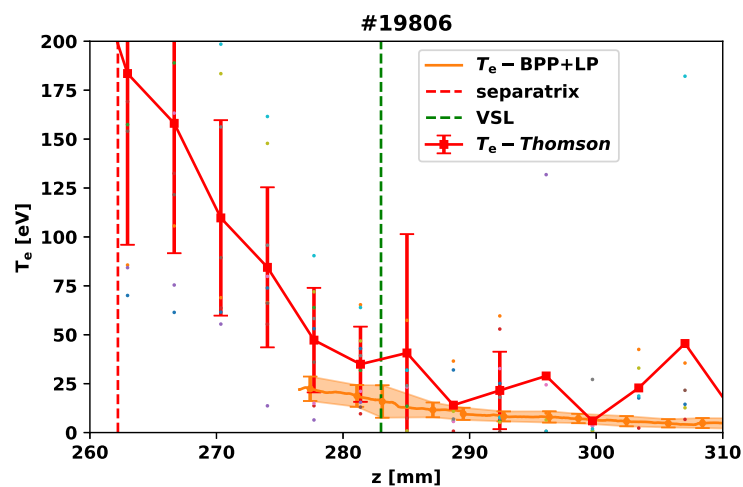
Obrázek 3.32: Radiální profily plovoucího potenciálu měřeného Langmuirovou sondou a potenciálu plazmatu Φ měřeného ball-pen sondou.

Podle teorie, která byla probrána v kapitole 1.2.1.2, plyne, že rozdíl potenciálu plazmatu Φ a plovoucího potenciálu U_f je až na konstantu α rovný elektronové teplotě T_e . Ze vztahu (1.7) spočteme velikost elektronové teploty T_e a vytvoříme její radiální profil. Kalibrační konstanta α je v okrajovém plazmatu tokamaku COM-PASS rovna $\alpha = 2,2$. Výsledný profil vidíme na obrázku 3.33.



Obrázek 3.33: Radiální profil elektronové teploty T_e . Chybové úsečky reprezentují chybu nepřímého měření.

Pro výpočet chyby nepřímého měření je opět použita hodnota $\alpha = (2,2 \pm 0,4)$. Elektronovou teplotu T_e určenou z kombinované sondy můžeme porovnat s výsledkem měření pomocí Thomsonova rozptylu, obrázek 3.34.



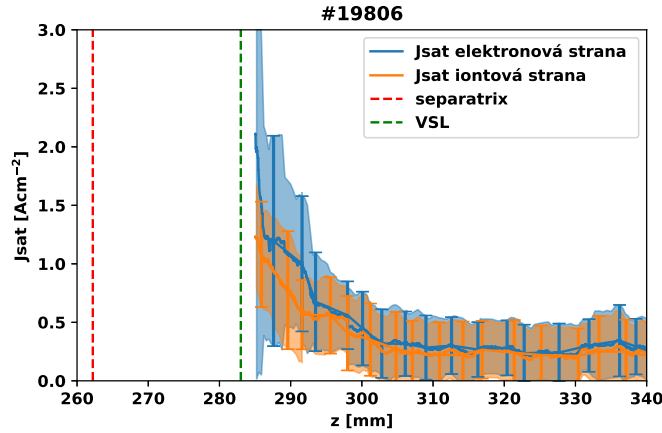
Obrázek 3.34: Srovnání profilů elektronové teploty T_e měřené kombinovanou sondou a Thomsonovým rozptylem.

Profil elektronové teploty T_e měřený Thomsonovým rozptylem je v porovnání s profilem měřeným kombinovanou sondou vyšší. To může být opět způsobeno rozdílným posunem signálů ve vertikálním směru. Pro další analýzu nicméně není tato skutečnost důležitá.

Jelikož se dále budeme zabývat určováním elektronové teploty T_e porovnáváním experimentálně měřených veličin tunelovou sondou a simulací, přistupme nejprve k radiálním profilům hustoty iontového proudu J_{sat} a poměru proudů R .

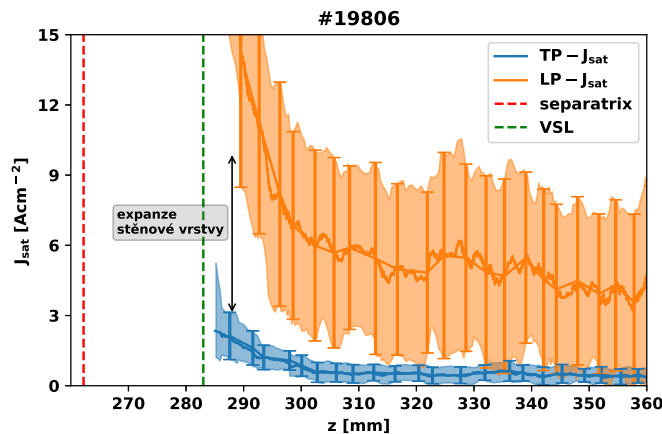
3.2.1.3 Machovo číslo a expanze stěnové vrstvy

Radiální profil hustoty iontového proudu J_{sat} měřeného tunelovou sondou a spočteného podle vztahu (1.10) vidíme na následujícím obrázku 3.35.



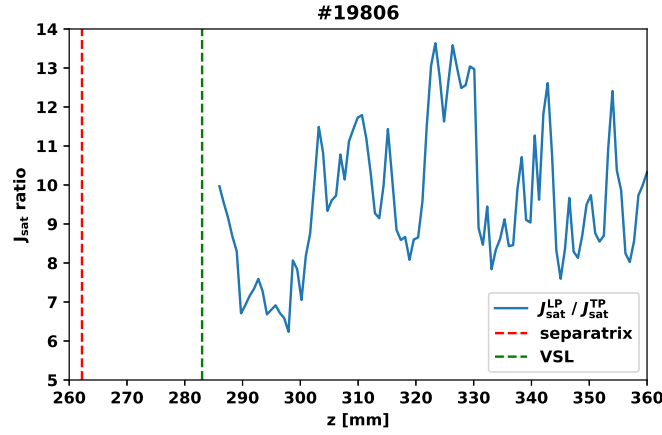
Obrázek 3.35: Radiální profily hustoty iontového proudu J_{sat} pro iontovou a elektronovou stranu.

Radiální profily hustoty iontového proudu J_{sat} jsou si pro obě strany až do polohy $r = 295$ mm velmi podobné. Od této polohy až do pozice VSL se ale rozcházejí, kdy elektronová strana tunelové sondy měří vyšší hodnoty hustoty iontového proudu J_{sat} . To je pravděpodobně způsobeno tím, že se plazma vlivem toroidální rotace na elektronové straně pohybuje dovnitř tunelové sondy více než na iontové straně, a tak na elektronové straně měříme vyšší hustotu iontového proudu J_{sat} . Hustota iontového proudu J_{sat} je opět měřena i Langmuirovou sondou. Pro výpočet uvažujeme sběrnou plochu Langmuirovy sondy, jako celkovou geometrickou válcovou plochu sondy $S = 2\pi rh \approx 4,241 \text{ mm}^2$. Výsledný profil vidíme na obrázku 3.36.



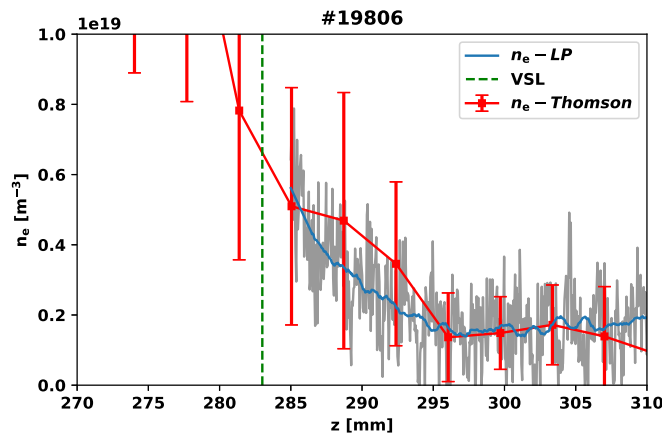
Obrázek 3.36: Radiální profil hustoty iontového proudu J_{sat} měřený Langmuirovou a tunelovou sondou.

Expanze stěnové vrstvy u Langmuirovy sondy je opět na první pohled patrná. Elektrické pole tunelové sondy je obsaženo uvnitř dutého válce, zatímco elektrické pole Langmuirovy sondy vytahuje nabitě částice z plazmatu. K porovnání, jakým faktorem je hustotu iontového proudu J_{sat} měřená Langmuirovou sondou vyšší, je na následujícím obrázku 3.37 vykreslen radiální profil poměru těchto proudů.



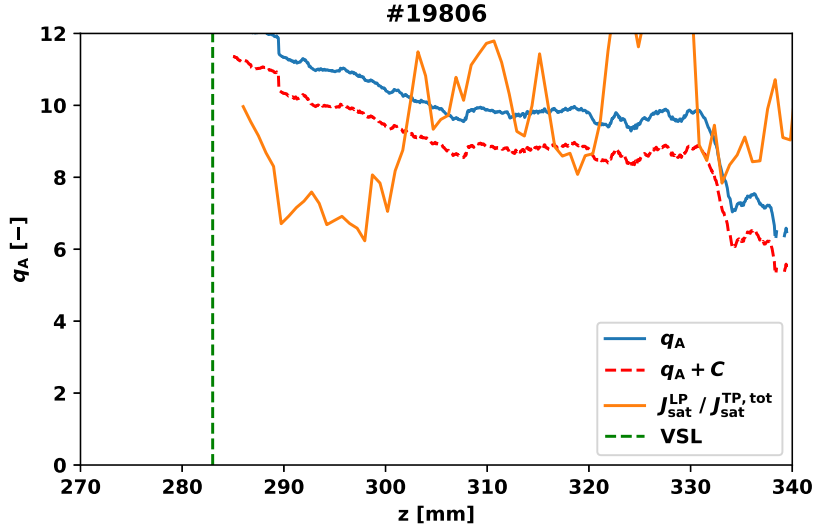
Obrázek 3.37: Radiální profil hustoty iontového proudu J_{sat} měřeného Langmuirovou sondou ku hustotě iontového proudu měřeného tunelovou sondou.

Koeficient expanze stěnové vrstvy získáváme v intervalu (7,14). Vliv expanze stěnové vrstvy můžeme opět porovnat s 3D3V particle-in-cell kódem [34]. V prvním přiblížení můžeme využít vztah (3.2). Pro provedení opravy na hustotu plazmatu, kterou určíme z obrázku 3.16, je nutné spočítat hustotu plazmatu n_e . Ta je měřena Thomsonovým rozptylem a Langmuirovou sondou měřící iontový proud. Hustotu plazmatu spočteme podle vzorce (1.2), kdy ze vztahu vyjádříme hustotu plazmatu. Výsledný profil vidíme na následujícím obrázku 3.38



Obrázek 3.38: Radiální profil hustoty plazmatu n_e měřený Thomsonovým rozptylem a Langmuirovou sondou v režimu vysokého záporného napětí, kdy měří iontový proud.

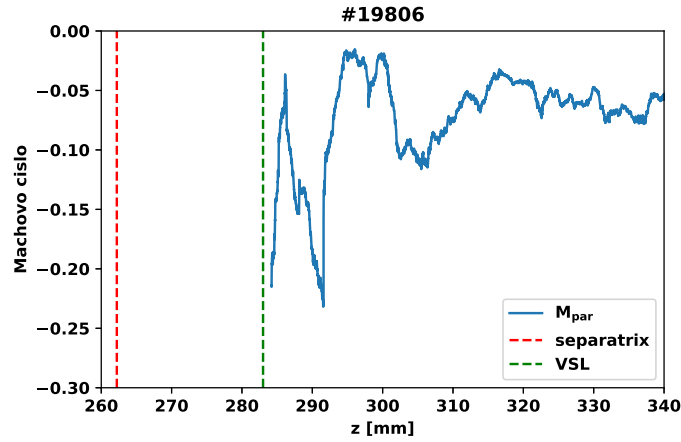
Radiální profily měřené oběma metodami jsou si relativně podobné. Hustota je přibližně $4 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$. Vztah (3.2) platí pro hustoty asi $1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$. Můžeme tak opět očekávat, že koeficient expanze stěnové vrstvy bude lehce nadhodnocen. Dosaďme nyní do vztahu (3.16) rozměry sondy $r_{\text{pin}} = 0,45 \text{ mm}$, $h_{\text{pin}} = 1,5 \text{ mm}$ a teplotní profil z obrázku 3.32 využijeme k výpočtu Larmorova poloměru r_L . Na obrázku 3.39 vidíme výsledný radiální profil.



Obrázek 3.39: Srovnání radiálních profilů koeficientu expanze stěnové vrstvy spočtených ze vztahu (3.2) (modře) a jako poměr hustot iontových proudů z Langmuirovy a tunelové sondy (oranžově). Červenou, čárkovanou čarou je znázorněna korekce na hustotu plazmatu.

Na první pohled je patrné, že radiální profil koeficientu expanze stěnové vrstvy spočtený podle vzorce (3.2) relativně odpovídá experimentálně změřené hodnotě. Hluběji v plazmatu se ale lehce rozcházejí. Ze stejných úvah, jaké byly provedeny v předchozí kapitole zabývající se ohmickým výbojem #19772, plyne, že je možné provést extrapolaci vzhledem k hustotě plazmatu a spočíst tak korigovaný radiální profil koeficientu expanze stěnové vrstvy (červená, čárkovaná čára). Koeficient extrapolace je v obrázku 3.39 označen jako C . Po korekci na hustotu plazmatu již experimentálně měřený koeficient expanze stěnové vrstvy poměrně dobře koresponduje s modelem [34].

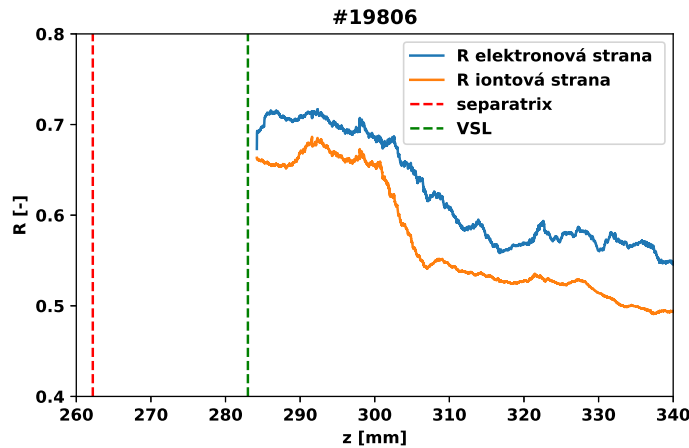
Pro získání představ o pohybu plazmatu a jeho vlivu na měřené parametry vytvoříme radiální profil Machova čísla M_{par} . K výpočtu využijeme vztah (1.12). Výsledný radiální profil vidíme na obrázku 3.40. Velikost Machova čísla M_{par} je v celém rozsahu radiálního profilu záporná. Absolutní hodnota velikosti Machova čísla dosahuje 0,25. Na rozdíl od výboje #19772 není průběh monotónní. V oblasti VSL pozorujeme strmé změny. Ty mohou být důsledkem změny polarity elektrického pole v okolí VSL. Můžeme si také všimnout, že velikost Machova čísla M_{par} je pro tento výboj přibližně 2x menší, než pro výboj v L-módu. To může mít za následek, že hustoty iontových proudů J_{sat} se pro iontovou a elektronovou stranu liší méně než pro případ předchozího výboje.



Obrázek 3.40: Radiální profil Machova čísla M_{par} . Červenou čárkovanou čarou je znázorněna poloha separatrix. Zelenou čárkovanou čarou je znázorněna poloha rychlostní stříhové vrstvy (VSL).

3.2.1.4 Měření elektronové teploty tunelovou sondou

Naším dalším cílem je určit radiální profil elektronové teploty T_e pomocí numerických simulací tunelové sondy a porovnat je s radiálním profilem elektronové teploty T_e z obrázku 3.33. Elektronovou teplotu T_e budeme určovat analogicky jako v případě výboje #19772. Tunelovou sondou měříme hustotu iontového proudu J_{sat} a poměr proudů na elektrody R daný předpisem (1.13). Následným porovnáním těchto experimentálně měřených veličin s výsledky simulací určíme metodou interpolace radiální profily elektronové teploty T_e . Radiální profil poměru proudů R vidíme na obrázku 3.41

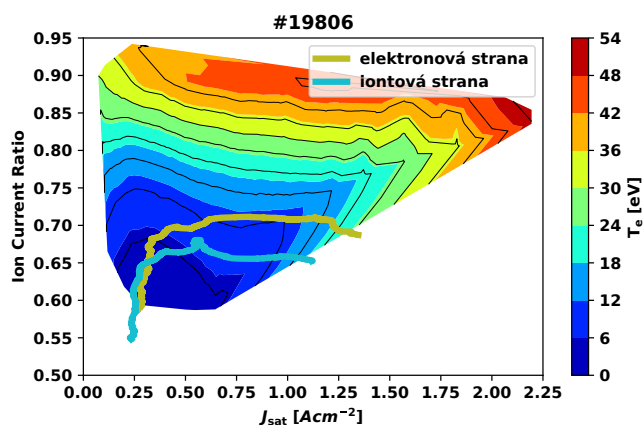


Obrázek 3.41: Radiální profil poměru proudů na elektrody tunelové sondy R daného vztahem (1.13) pro iontovou a elektronovou stranu. Vertikální, čárkovaná, červenou čarou je znázorněna poloha separatrix a vertikální, čárkovaná, zelenou čarou je znázorněna poloha rychlostní stříhové vrstvy (VSL).

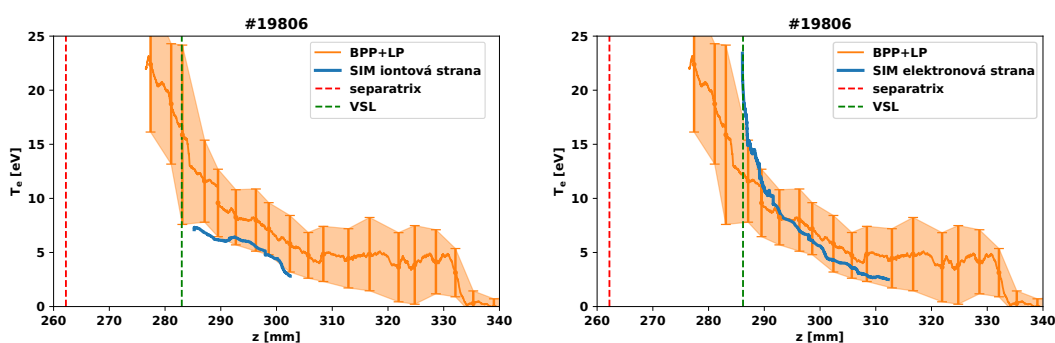
Ze stejných důvodů jako v případě výboje #19772 je poměr proudů R v celém rozsahu vyšší pro elektronovou stranu. Na elektronové straně tak dopadá na tunel více iontů oproti backplatu než na iontové straně. Na druhou stranu v okolí VSL nepozorujeme žádné výrazné změny, které bychom ze změn v radiálního profilu Machova čísla M_{par} mohli očekávat.

Přejdeme nyní ke srovnání simulací s experimentálně měřenými parametry plazmatu. Z databáze simulací je pro parametry tokamaku COMPASS a výboje #19806 (lišící se velikostí magnetického pole $B_t = 1,45$ T) získána závislost elektronové teploty T_e na poměru proudů R a hustotě iontového proudu J_{sat} . Výsledky simulací vidíme na obrázku 3.42.

Závislost elektronové teploty T_e na hustotě iontového proudu J_{sat} a poměru proudů mezi tunelem a backplatem R je reprezentována barevnou mapou. Experimentálně měřené veličiny – R a J_{sat} jsou pro elektronovou a iontovou stranu reprezentovány okrovou a tyrkysovou křivkou. Rozsah simulací je vzhledem k vyšší hodnotě magnetického pole B_t lehce odlišný. K určení elektronové teploty T_e provádíme interpolaci stejným způsobem, jako v případě výboje #19772. Na dalším obrázku 3.43 vidíme srovnání radiálních profilů elektronové teploty T_e získaných měření kombinované Langmuirovy a ball-pen sondy s výsledky získanými interpolací simulace.



Obrázek 3.42: Závislost elektronové teploty T_e na hustotě iontového proudu J_{sat} a poměru proudů R ze simulací vyjádřená pomocí barevné mapy. Okrovou barvou je znázorněn průběh experimentálně měřených veličin R a J_{sat} na elektronové straně, tyrkysovou barvou na iontové straně.

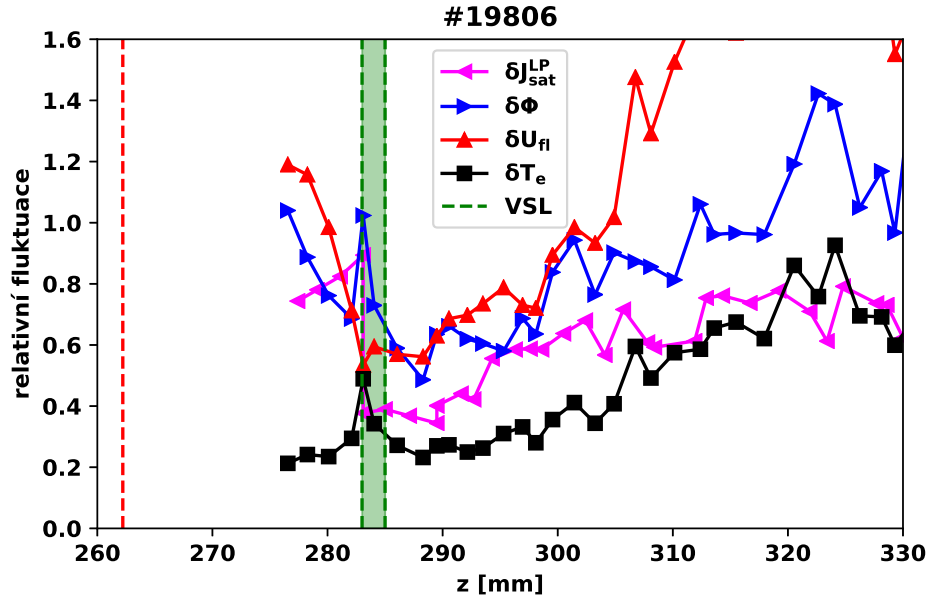


Obrázek 3.43: Vlevo) Iontová strana srovnání elektronové teploty měřené kombinovanou LP a BPP sondou (oranžově) s radiálním profilem elektronové teploty získané srovnáním se simulací (modře). Vpravo) Elektronová strana.

Z obrázku je patrné, že obě diagnostické metody dávají v rámci chyby měření velmi podobné hodnoty elektronové teploty na iontové i elektronové straně.

3.2.2 Studium fluktuací parametrů okrajového plazmatu

V této kapitole vytvoříme radiální profily relativních fluktuací potenciálu plazmatu Φ , plovoucího potenciálu U_{fl} , elektronové teploty T_e měřené kombinovanou Langmuirovou a ball-pen sondou a hustoty iontového proudu J_{sat} měřené Langmuirovou sondou nabíjenou na vysoké záporné napětí. Relativní fluktuace počítáme stejným způsobem, jak bylo popsáno v předchozí kapitole zabývající se ohmickým výbojem #19772. Radiální profily relativních fluktuací vidíme na obrázku 3.44.



Obrázek 3.44: Radiální profil relativních fluktuací plovoucího potenciálu U_{fl} , potenciálu plazmatu Φ , hustoty iontového proudu J_{sat} a elektronové teploty T_e .

Opět je evidentní, že úroveň relativních fluktuací všech sledovaných veličin klesne dramaticky více než na polovinu, jakmile se sonda dotkne VSL. Pozici VSL opět ukážeme s přesností 2 mm.

Oproti předchozímu výboji s ohmickým ohřevem #19772 již nejsou relativní úrovně fluktuací tak vysoké. Elektronová teplota je pro případ tohoto výboje určena pravděpodobně správně. Nabízí se vysvětlení, že správnost měření elektronových teplot pro dva analyzované výboje je ovlivněna přítomností ball-pen sondy ve stínu nějakého fixního elementu první stěny komory tokamaku pro případ ohmického výboje #19772.

Dále budeme diskutovat vliv stříhu poloidální rychlosti na úroveň fluktuací.

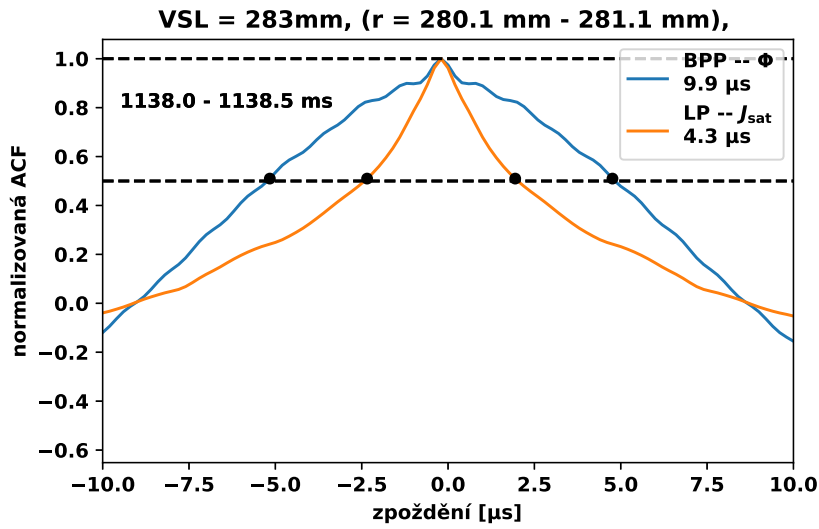
V obrázku 3.31 jsme určovali velikost radiálního elektrického pole pomocí aproximace přímkou. Nyní využijeme výsledků pro výpočet stříhu poloidální rychlosti. k vysvětlení poklesu úrovně relativních fluktuací nás zajímá stříh poloidální rychlosti (1.5) pouze v blízkém okolí VSL. Toroidální magnetické pole B_t je v tomto výboji 1,38 T. To znamená, že rychlost poloidální rotace uvnitř VSL je $v = -4,2/1,38 = -3,04$ km/s a vně VSL $v = 0,7/1,38 = 0,51$ km/s. Pro stanovení stříhu odhadneme

vzdálenost, na níž k němu dochází. Zvolíme stejný odhad jako pro ohmický výboj #19772, tedy 0,01 m. Střih poloidální rychlosti pak je

$$\frac{dv}{dz} = (3,04 + 0,51) \times 10^3 / 10^{-2} = 3,55 \times 10^5 \text{ [s}^{-1}\text{]}, \quad (3.3)$$

což představuje dolní odhad stříhu.

Nyní se zaměříme na vliv střížné vrstvy na parametry plazmatu a turbulentní struktury. Podle teorie probrané v kapitole 1.2.1.1 dochází k rozpadnutí turbulentních struktur, pokud platí, že $\omega_{E \times B} \gg \omega_{\text{str}}$, kde *shearing rate* jsme odhadli ve vztahu (3.3). Veličinu $\omega_{\text{str}} = 2\pi/\tau_{\text{str}}$ určíme opět z pološířky autokorelačních funkcí měřených veličin (potenciál plazmatu T_e , plovoucí potenciál U_{fl} , hustoty iontového proudu měřeného Langmuirovou sondou J_{sat} a elektronové teploty T_e). Příklad autokorelační funkce vidíme na obrázku 3.45.

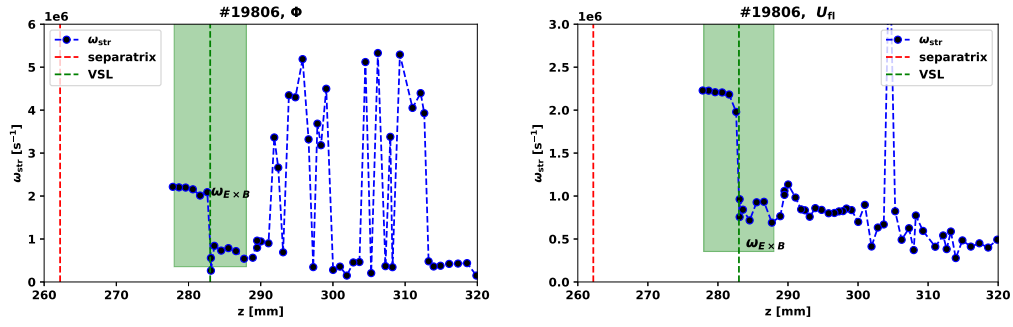


Obrázek 3.45: Příklad autokorelační funkce pro potenciál plazmatu Φ a hustotu iontového proudu J_{sat} měřeného Langmuirovou sondou. Černými body je vyznačena pološířka.

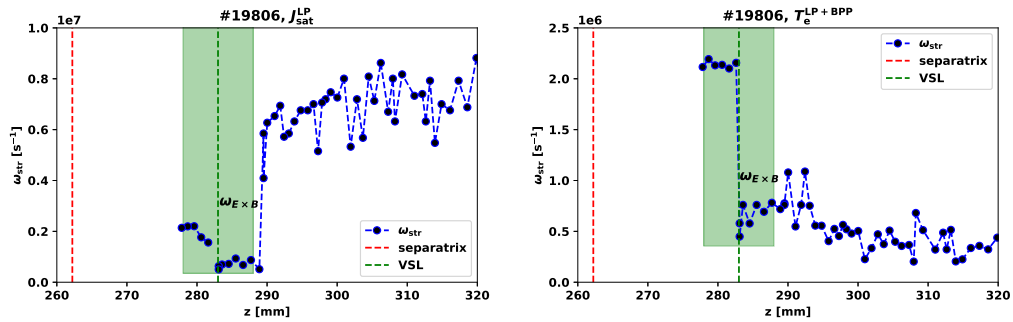
Na obrázcích 3.46 a 3.47 vidíme profil charakteristické frekvence existence struktur ω_{str} spočtené z (1.6) a tzv. *shearing rate* $\omega_{E \times B}$.

V oblasti VSL u všech měřených veličin nedochází ke splnění podmínky $\omega_{E \times B} \gg \omega_{\text{str}}$. Můžeme tak tvrdit, že k poklesu relativní úrovně fluktuací dochází v důsledku jiného jevu, než stříhu poloidální rychlosti.

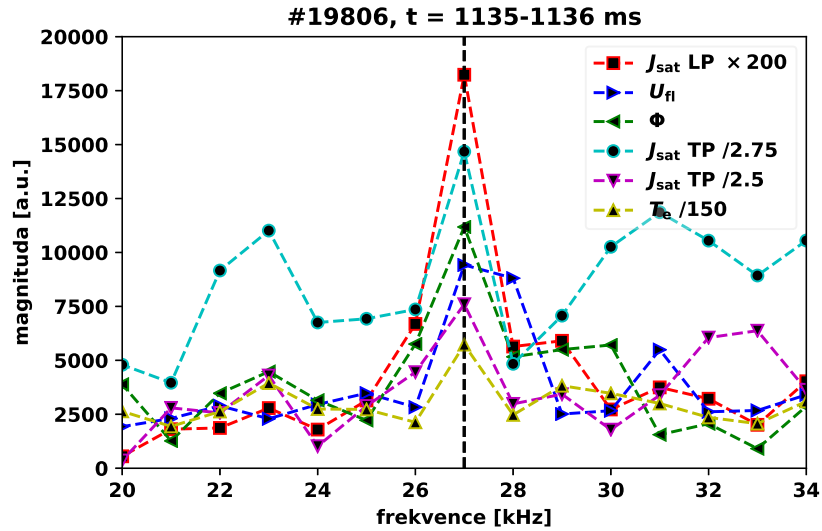
V oblasti rychlostní stříhové vrstvy vidíme pokles relativních fluktuací, který nespočívá s rychlostní střížnou vrstvou potlačující struktury plazmatu. Pokud se ale znovu podíváme na obrázek 3.44, můžeme si uvnitř VSL všimnout nárůstu relativních fluktuací. Abychom mohli analyzovat nárůst úrovně relativních fluktuací, provedeme analýzu frekvenčního spektra, viz následující obrázek 3.48.



Obrázek 3.46: Profil charakterické frekvence existence turbulentních struktur ω_{str} a *shearing rate* $\omega_{E \times B}$. Vlevo) potenciál plazmatu, vpravo) plovoucí potenciál.



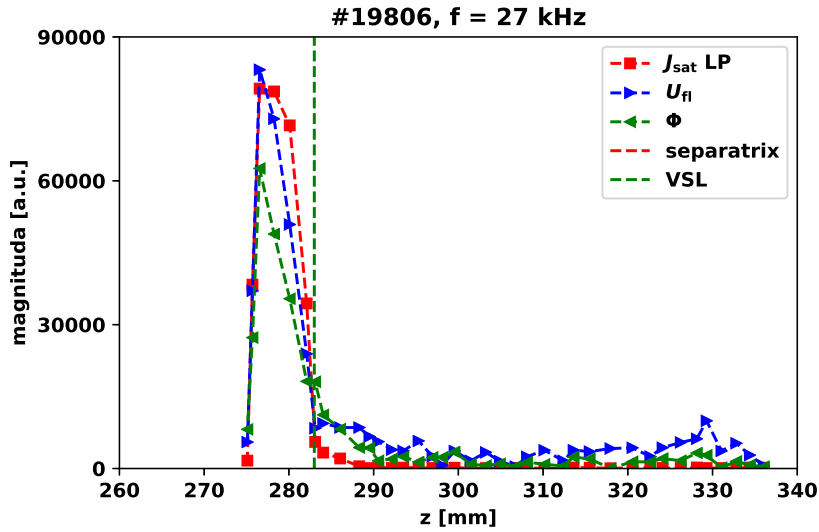
Obrázek 3.47: Profil charakterické frekvence existence turbulentních struktur ω_{str} a *shearing rate* $\omega_{E \times B}$. Vlevo) hustota iontového proudu, vpravo) elektronová teplota.



Obrázek 3.48: Frekvenční spektrum všech sondových signálů ve vybraném čase. Pozorujeme významnou frekvenci 27 kHz.

Můžeme si všimnout, že u všech sondových signálů pozorujeme významnou frekvenci 27 kHz. Pro další analýzu byl vytvořen radiální profil magnitudy význačné frekvence

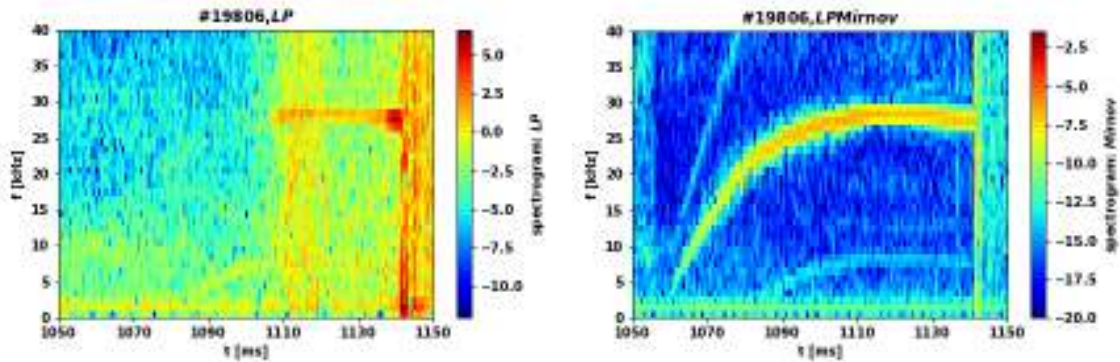
27 kHz, který vidíme na následujícím obrázku 3.49.



Obrázek 3.49: Radiální profil význačné frekvence 27 kHz pro hustotu iontového proudu J_{sat} , plovoucí potenciál U_{fi} a potenciál plazmatu Φ .

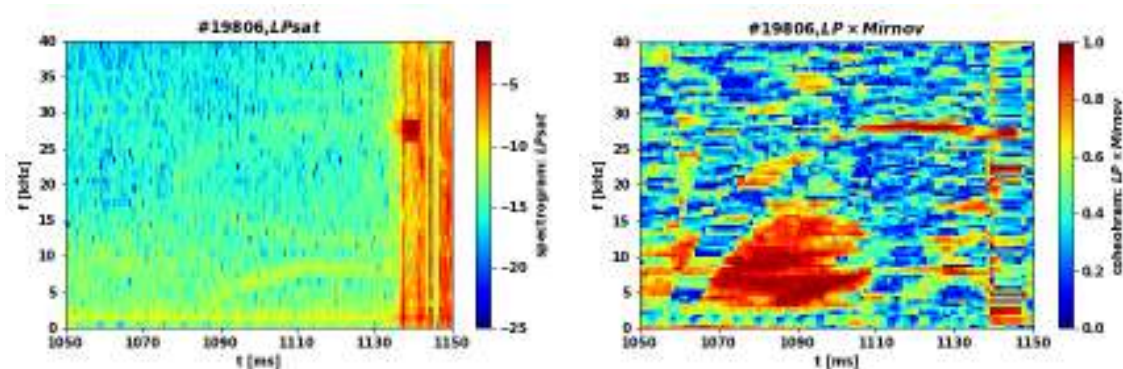
Z obrázku je zřejmé, že výskyt frekvence 27 kHz je lokalizován v úseku radiálního profilu o velikosti přibližně 5 mm a vyskytuje se ihned za hranicí rychlostí stříhové vrstvy a následně opět klesá. Pokles na pozici 276 mm může být způsoben L-H přechodem, nebo se mírně mění frekvence módu a amplituda na 27 kHz poklesla, ale narostla na jiné frekvenci.

Abychom mohli kvazikoherentní mód o frekvenci 27 kHz lépe rozebrat, jsou na následujících obrázcích 3.50 a 3.51 spektrogramy plovoucí Langmuirovy sondy, záporně nabitě Langmuirovy sondy měřící iontový proud a pro porovnání s magnetickou diagnostikou spektrogram Mirnovovy cívky spolu s koherogram vzájemné koherence plovoucí Langmuirovy sondy a Mirnovovy cívky.



Obrázek 3.50: Vlevo) spektrogram plovoucí Langmuirovy sondy. Vpravo) spektrogram Mirnovovy cívky.

Pokud se podíváme na obrázek 3.50, frekvence 27 kHz je snadno viditelná na spektrogramu plovoucí Langmuirovy sondy i Mirnovovy cívky. Ve spektrogramu záporně



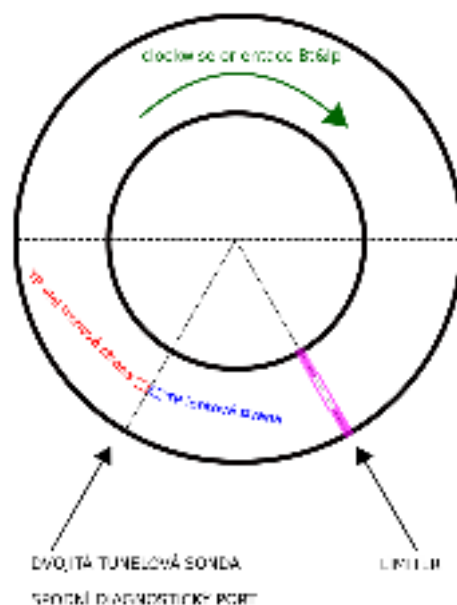
Obrázek 3.51: Vlevo) spektrogram Langmuirovy sondy měřící iontový proud. Vpravo) Spektrum vzájemné koherence Langmuirovy sondy a Mirnovovy cívk.

nabité Langmuirovy sondy měřící iontový proud není příliš zřetelná. Vzájemná koherence plovoucí LP a Mirnovovy cívk nám jednoznačně ukazuje, že existuje vztah mezi oběma signály. To naznačuje, že fluktuaci měřené elektrickými sondami mají i magnetickou komponentu, která je generována elektrickým proudem protékajícím turbulentní strukturou podél magnetické siločáry. Detailní porozumění tomuto zajímavému jevu by si však vyžadovalo analýzu dalších výbojů v režimu H-mód. Zejména by bylo potřeba vyloučit souvislost existence koherentního modu s disrupcí sloupce plazmatu, která následuje těsně po maximálním zasunutí sondy do plazmatu.

Kapitola 4

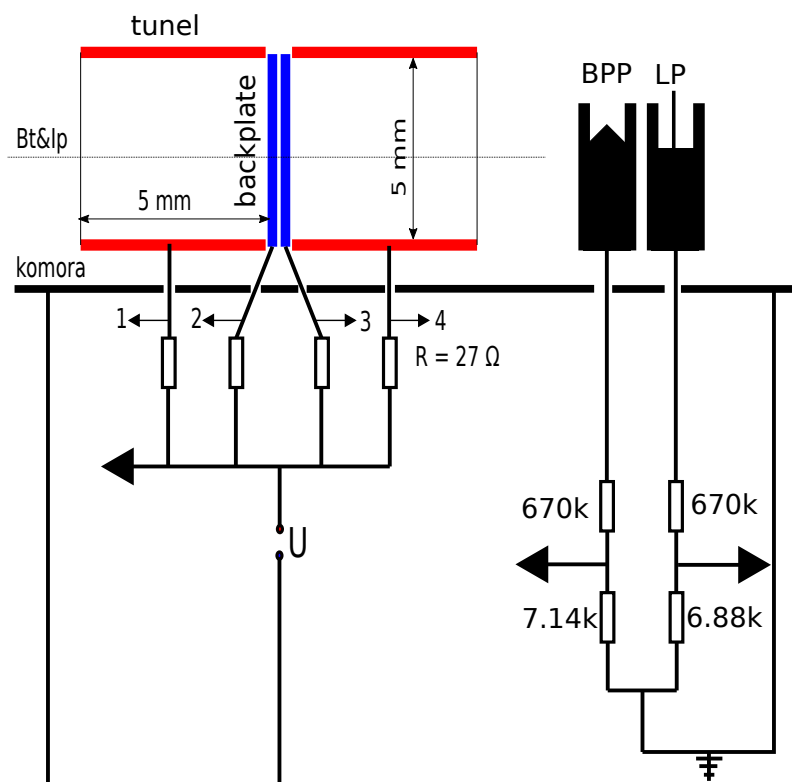
Výsledky – tokamak GOLEM

Pro měření parametrů plazmatu na tokamaku GOLEM je použita kombinovaná sondová hlavice osazena ball-pen sondou, Langmuirovou sondou a dvojitou tunelovou sondou. Hlavice je vložena do spodního diagnostického portu, přičemž vzdálenost portu od středu komory je 97 mm. Pomocí manipulátoru je možno hlavici posouvat v radiálním směru v rozmezí přibližně 100 až 50 mm. Změnu polohy hlavice je nutno provádět manuálně pomocí otočného šroubu, přičemž aktuální poloha je odečtena ze stupnice připevněné na manipulátor. Na obrázku 4.1 nahoře vidíme schéma tunelové sondy v komoře tokamaku GOLEM, vlevo vidíme pohled na spodní diagnostický port a vpravo vidíme kombinovanou sondovou hlavici.



Obrázek 4.1: Schéma tunelové sondy v komoře tokamaku GOLEM nahoře, fotografie kombinované sondové hlavice vlevo, fotografie manipulátoru vloženého do spodního diagnostického portu tokamaku GOLEM vpravo.

Dvojitá tunelová sonda má průměr 5 mm a hloubku 5 mm. Je nabíjena na vysoké záporné napětí. Měřené veličiny jsou hustota iontového proudu J_{sat} dána vztahem (1.10) a poměr proudů R , který je dán vztahem (1.13). Ball-pen a Langmuirova sonda jsou plovoucí a využitím děliče napětí měříme ball-pen sondou potenciál plazmatu Φ a Langmuirovou sondou plovoucí potenciál U_{fl} . Schéma zapojení vidíme na obrázku 4.2. Pro měření voltampérových charakteristik můžeme vysoké záporné napětí značené na obrázku 4.2 jako U nahradit zdrojem rozmítaného napětí. Z jednoho výboje získáme několik VA charakteristik v závislosti na frekvenci rozmítání. Napětí je možné měnit pro každý výboj a VA charakteristiky měřit metodou výboj od výboje.



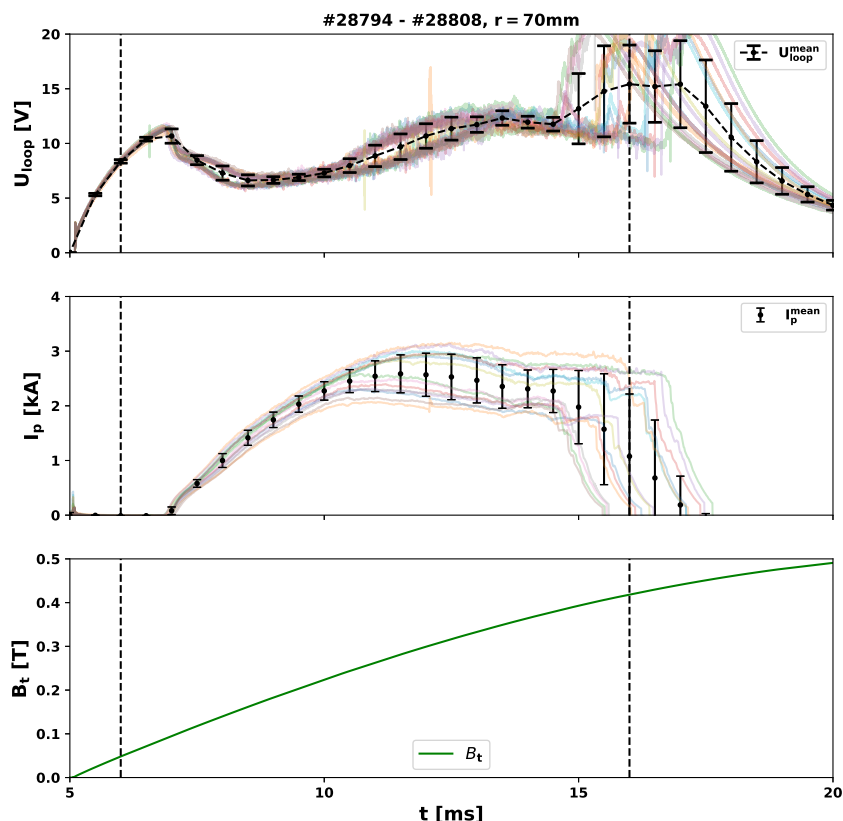
Obrázek 4.2: Schéma zapojení kombinované sondy skládající se z dvojitě tunelové, ball-pen a Langmuirovy sondy.

Pro měření elektronové teploty T_e na tokamaku GOLEM byly využity tři metody.

- *Výstřel od výstřelu:* elektronovou teplotu T_e získáváme aproximací voltampérových charakteristik. Pro jejich konstrukci je výboj od výboje měněno napětí na sondě, čímž je změřena celá VA charakteristika.
- *Rozmítání:* elektronovou teplotu T_e získáváme aproximací voltampérových charakteristik. Pro jejich konstrukci rozmítáme napětí přiložené na sondě během jediného výboje.
- *Kombinovaná LP a BPP sonda:* k měření elektronové teploty T_e využíváme vztahu (1.7).

4.1 Zpracování metody výstřel od výstřelu

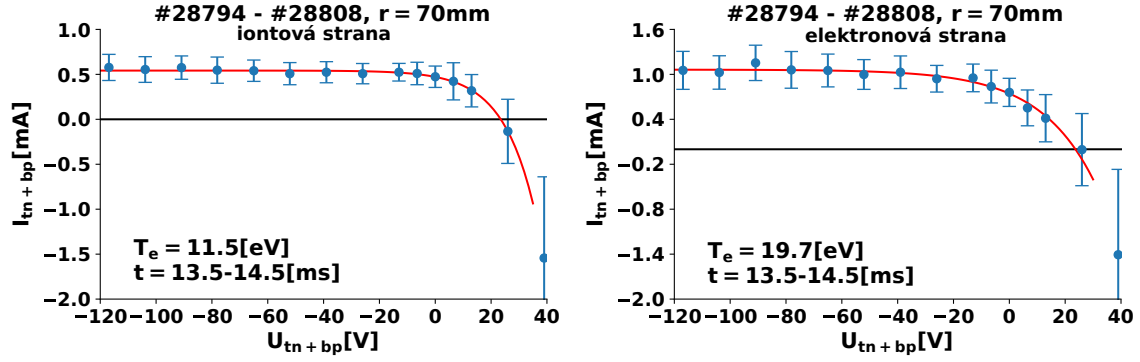
K určení elektronové teploty T_e pomocí numerických simulací tunelové sondy byly provedeny tři výbojové série lišící se makroskopickými parametry plazmatu a pozicí sondové hlavice. Rozeberme si jednu vybranou sérii podrobněji. Základní makroskopické parametry plazmatu pro výbojovou sérii, jako je proud plazmatem I_p , napětí na závit U_{loop} a toroidální magnetické pole B_t vidíme na obrázku 4.3.



Obrázek 4.3: Základní parametry plazmatu pro výbojovou sérii #28794–#28808 zahrnující proud plazmatem I_p , napětí na závit U_{loop} a toroidální magnetické pole B_t . Reprodukovatelnost výbojové série je reprezentována chybovými úsečkami.

Pro měření elektronové teploty T_e metodou výstřel od výstřelu je nezbytná dobrá reprodukovatelnost výbojové série. Z prvního panelu můžeme usuzovat, že napětí na závit U_{loop} je v čase 6 ms až 15 ms pro výboje z výbojové série podobné. Stejná situace nastává i pro proud plazmatem I_p na druhém panelu, kde jsou ovšem rozdíly v čase 10 ms až 15 ms markantnější. Můžeme ale říci, že výbojová série je relativně dobře reprodukovatelná.

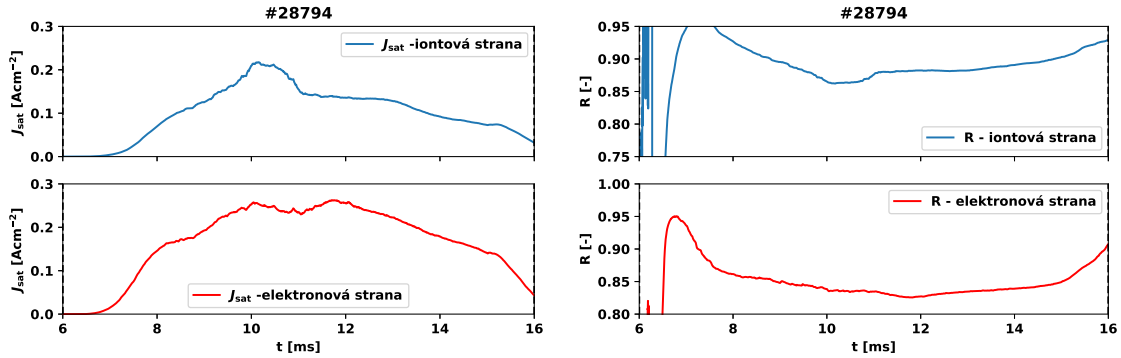
Pro stanovení elektronové teploty T_e je nutné konstruovat voltampérové charakteristiky. Ty jsou následně aproximovány analytickou funkcí (1.1) a elektronovou teplotu T_e získáme jakožto parametr aproximace. Příklad dvou VA charakteristik tunelové sondy vidíme na následujícím obrázku 4.4.



Obrázek 4.4: Příklad dvou vybraných voltampérových charakteristik. Elektronová teplota T_e je určena z aproximace analytickou funkcí (1.1).

Můžeme si všimnout, že VA charakteristiky tunelové sondy skutečně dosahují ideálního nasycení iontového proudu, jak jsme již teoreticky diskutovali v kapitole zabývající se tunelovou sondou. Tím jsou splněny předpoklady pro aproximaci analytickou funkcí (1.1).

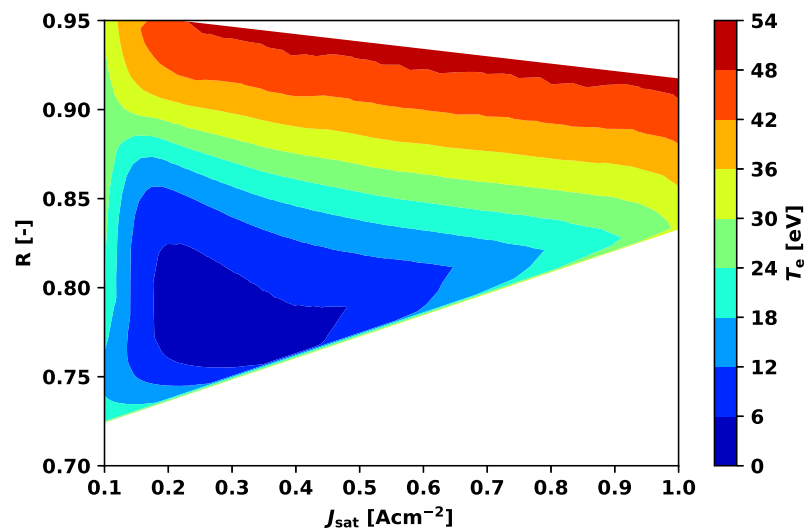
Pro stanovení elektronové teploty T_e porovnáním experimentálně měřených veličin a simulací musíme spočítat hustoty iontového proudu J_{sat} , které měříme tunelovou sondou a počítáme podle vzorce (1.10) a poměr proudů mezi elektrodami tunelové sondy R definovaný vztahem (1.13). Časový vývoj hustoty iontového proudu vidíme na následujícím obrázku 4.5 vlevo, poměr proudů na stejném obrázku vpravo.



Obrázek 4.5: Vlevo) časový vývoj hustoty iontového proudu J_{sat} pro iontovou a elektronovou stranu. Vpravo) časový vývoj poměru proudů R pro iontovou a elektronovou stranu.

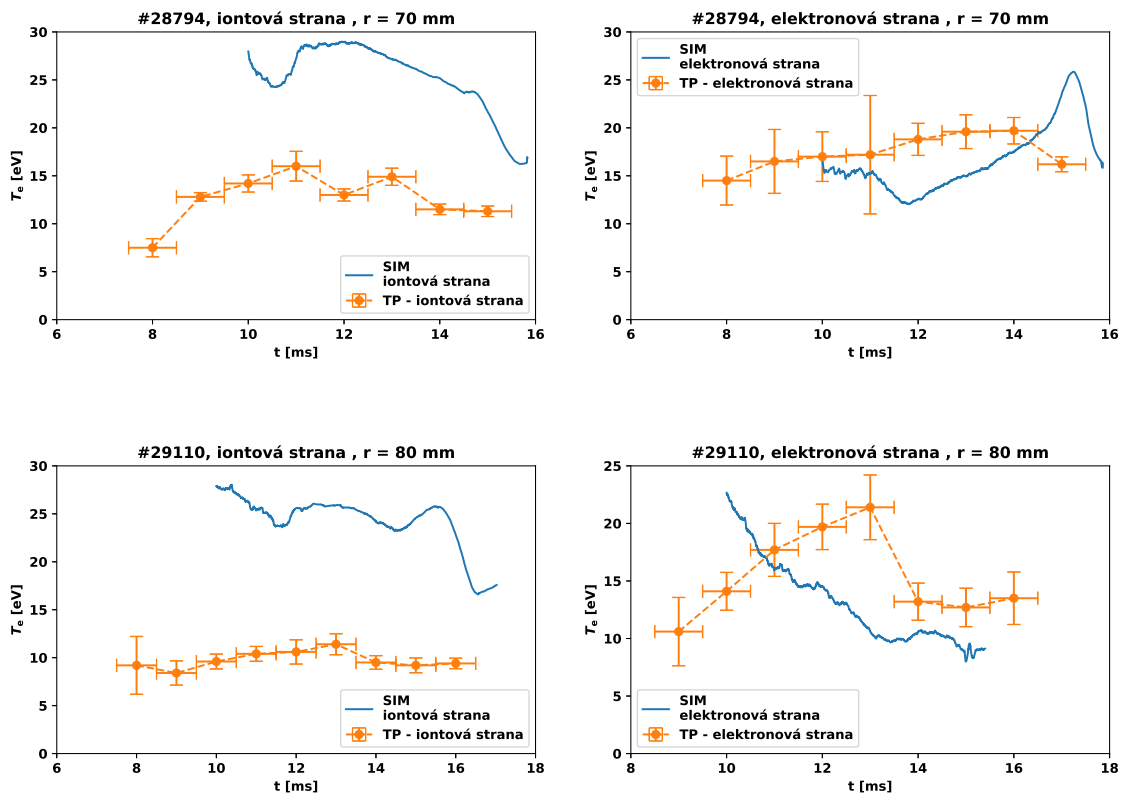
Nyní již máme spočteny časové vývoje hustoty iontového proudu J_{sat} a poměru proudů R na elektrody tunelové sondy, které jsou potřebné pro porovnání se simulacemi a k určení elektronové teploty T_e . Z databáze simulací, kterou jsme se zabývali v kapitole o PICCYL kódu, je pro parametry tokamaku GOLEM získána závislost elektronové teploty T_e na poměru proudů R a hustotě iontového proudu J_{sat} . Výslednou mapu elektronové teploty vidíme na následujícím obrázku 4.6.

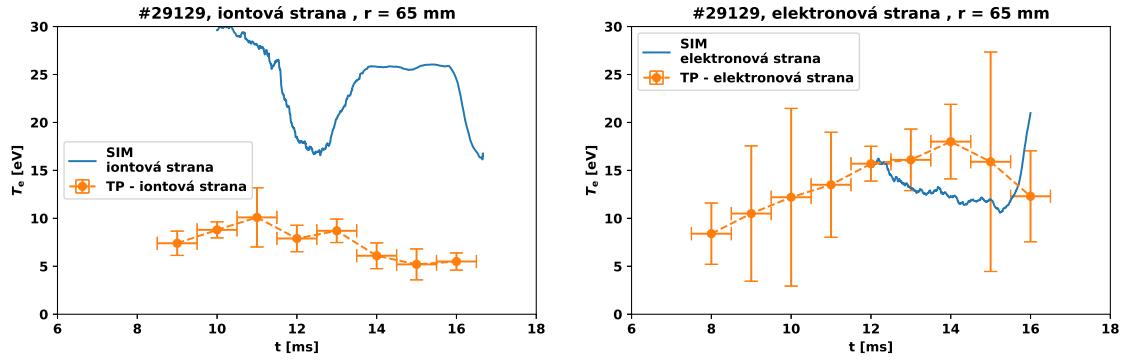
Pro určení elektronové teploty T_e opět využijeme interpolace experimentálně měřené hustoty iontového proudu J_{sat} a poměru proudů R do výsledků simulace.



Obrázek 4.6: Závislost elektronové teploty T_e na poměru proudů R a hustotě iontového proudu J_{sat} získaná z databáze simulací.

Na následujících obrázcích 4.7 vidíme výsledky pro všechny tři výbojové série, přičemž postup zpracování byl pro všechny tři stejný, jako byl ukázán pro sérii první.



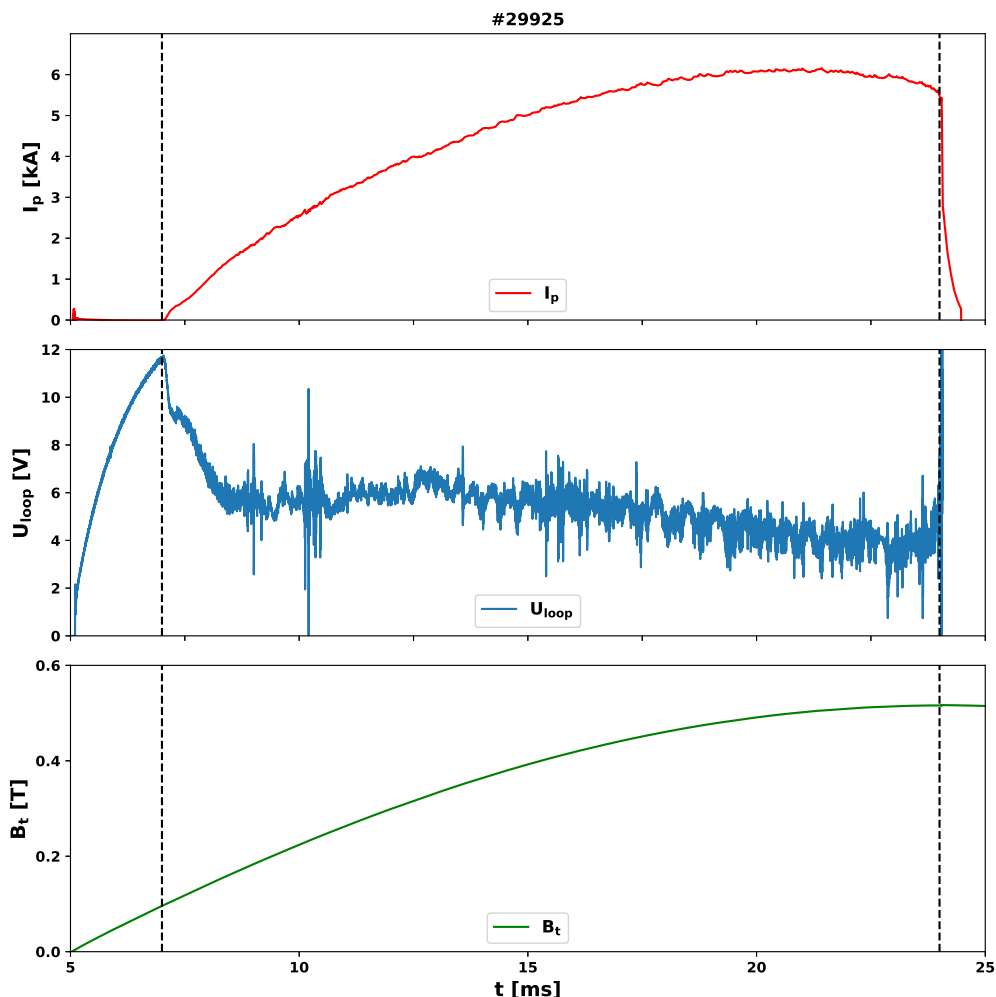


Obrázek 4.7: Srovnání elektronové teploty T_e získané aproximací VA charakteristik (oranžově) s výsledky simulací tunelové sondy (modře).

Na první pohled je patrné, že hodnoty elektronové teploty T_e získané metodou aproximace VA charakteristik se rozcházejí s hodnotami, které získáváme ze simulací. Na elektronové straně vidíme o něco lepší shodu než na straně iontové. Pro stanovení elektronové teploty v celém časovém rozsahu jsme bohužel ve výbojové sérii nedosáhli dostatečné velikosti hustoty iontového proudu J_{sat} .

4.2 Zpracování metody rozmítání

Další metoda pro měření elektronové teploty T_e spočívá v měření voltampérových charakteristik metodou rozmítání napětí. Rozeberme si opět jeden vybraný výboj, na kterém si demonstrujeme postup zpracování. Základní makroskopické parametry plazmatu, jako je proud plazmatem I_p , napětí na závit U_{loop} a toroidální magnetické pole B_t vidíme na následujícím obrázku 4.8.

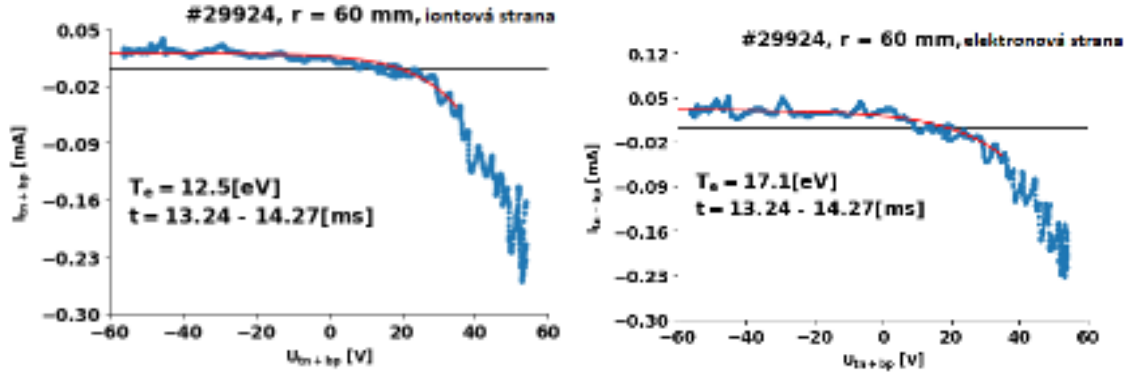


Obrázek 4.8: Základní parametry plazmatu pro výboj #29925 zahrnující proud plazmatem I_p , napětí na závit U_{loop} a toroidální magnetické pole B_t .

Můžeme si všimnout, že proud plazmatem dosahoval více než 7 kA. V průběhu napětí na závit U_{loop} můžeme pozorovat, že výboj nebyl ideálně stabilní. Toroidální magnetické pole přibližně od poloviny výboje dosahuje hodnoty 0,4 T, což je hodnota dostatečná pro následné porovnání se simulací.

Pro konstrukci voltampérových charakteristik je napětí na tunelové sondě rozmítáno s frekvencí 0,5 kHz, nebo 1 kHz. Příklad dvou vybraných VA charakteristik tunelové sondy aproximovaných analytickou funkcí (1.1) pro iontovou a elektrono-

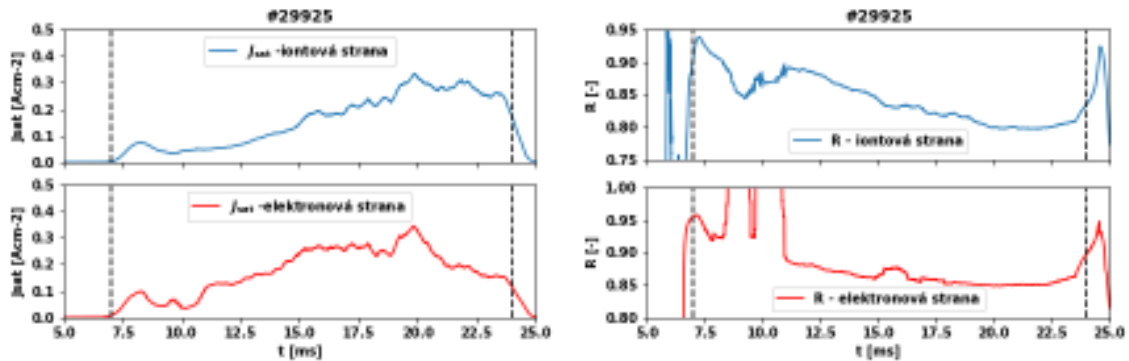
vou stranu vidíme na následujícím obrázku 4.9. Voltampérové charakteristiky opět konstruujeme pro součet iontových proudů na tunel a backplate.



Obrázek 4.9: Příklad dvou vybraných voltampérových charakteristik tunelové sondy. Elektronová teplota je určena z aproximace analytickou funkcí (1.1).

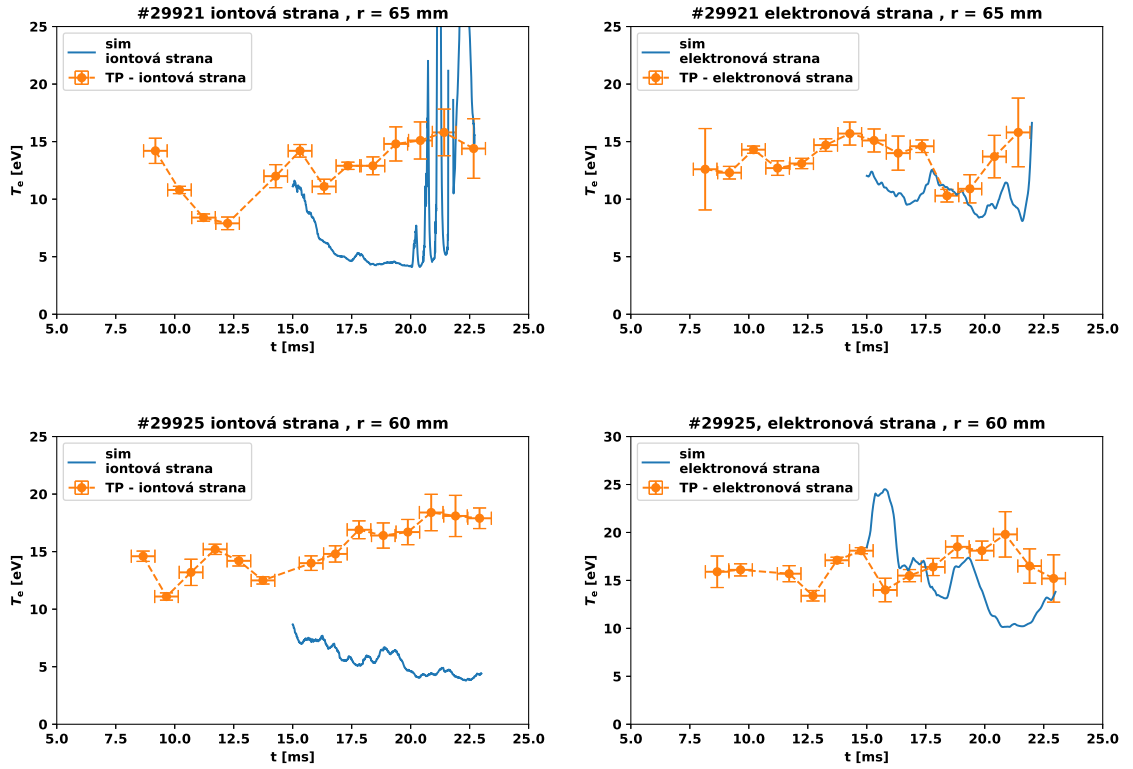
Je opět zřejmé, že VA charakteristika tunelové sondy vykazuje nasycení iontového proudu a jsou tak splněné předpoklady pro aproximaci analytickou funkcí (1.1).

Pro stanovení elektronové teploty T_e porovnáním experimentálně měřených veličin a simulací spočteme hustotu iontového proudu J_{sat} a poměr proudů na elektrody tunelové sondy R . Časový vývoj hustoty iontového proudu J_{sat} vidíme na obrázku 4.10 vlevo. Časový vývoj poměru proudů R je na stejném obrázku vpravo.



Obrázek 4.10: Vlevo) časový vývoj hustoty iontového proudu J_{sat} pro iontovou a elektronovou stranu. Vpravo) časový vývoj poměru proudů R pro iontovou a elektronovou stranu.

Můžeme si všimnout, že v časech 7,5 až 12 ms časový vývoj poměru proudů velmi fluktuuje. To je pravděpodobně způsobeno dopadem nadtepelných elektronů na backplate. Hustota iontového proudu dosahuje v čase 15 ms hodnoty $0,25 \text{ Acm}^{-2}$, což je dostatečná hodnota pro porovnání se simulacemi. Ze znalosti hustoty iontového proudu J_{sat} a poměru proudů R již můžeme snadno interpolací určit elektronovou teplotu T_e . Na následujících obrázcích 4.11 vidíme výsledky pro dva výboje, přičemž postup zpracování byl pro druhý výboj stejný, jako bylo ukázáno pro první výboj.

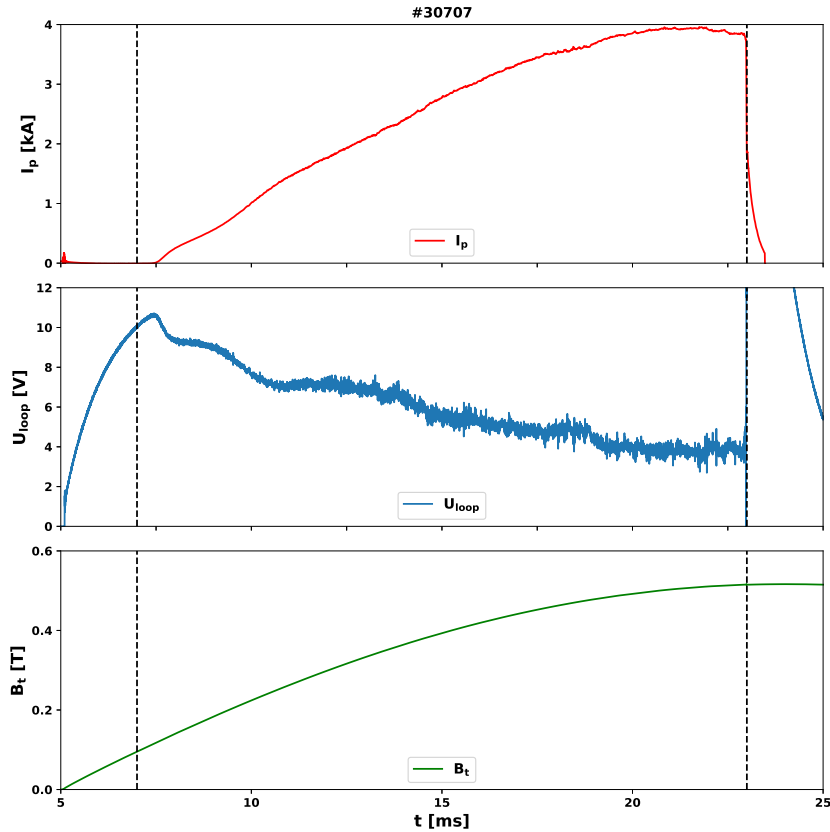


Obrázek 4.11: Srovnání elektronové teploty T_e získané aproximací VA charakteristik (oranžově) s výsledky simulací tunelové sondy (modře).

Ve srovnání s výsledky u metody výstřel od výstřelu zde dostáváme mnohem lepší výsledky. Stejně jako v předchozím případě výsledky simulací lépe korespondují na elektronové straně dvojité tunelové sondy. Na iontové straně se výsledky neshodují.

4.3 Měření kombinovanou LP a BPP sondou

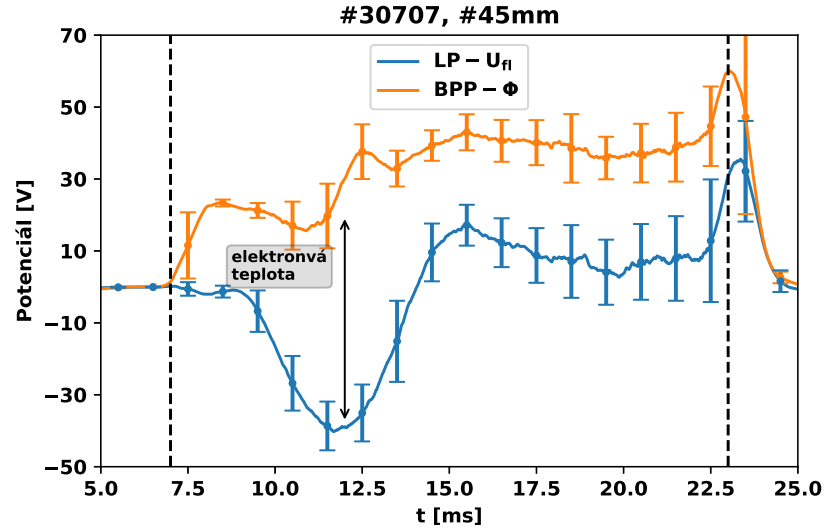
Poslední metodou, kterou jsme pro měření elektronové teploty T_e zvolili, je metoda kombinované ball-pen a Langmuirovy sondy, kdy elektronovou teplotu spočteme ze vztahu (1.7). Byly provedeny 4 výboje lišící se pozicí sondové hlavičky. Vybraný výboj si v následující části popíšeme podrobněji. Na následujícím obrázku 4.12 vidíme základní makroskopické parametry, jako je proud plazmatem I_p , napětí na závit U_{loop} a toroidální magnetické pole B_t .



Obrázek 4.12: Základní parametry plazmatu pro výboj #30707 zahrnující proud plazmatem I_p , napětí na závit U_{loop} a toroidální magnetické pole B_t .

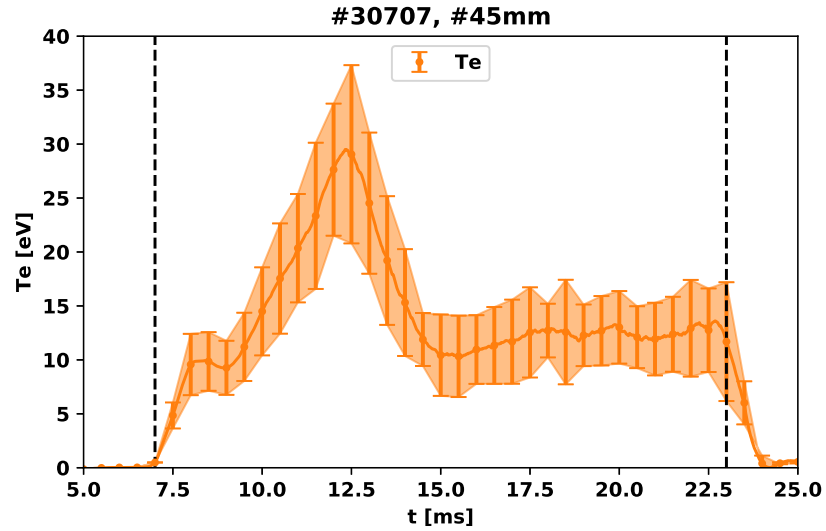
Oproti předchozímu rozmítanému výboji dosahujeme nižšího proudu plazmatem 4 kA. Průběh napětí na závit vykazuje jen velmi málo nestabilit v průběhu výboje. Toroidální magnetické pole dosahuje opět zhruba od poloviny více než 0,4 T.

Pro měření elektronové teploty pomocí kombinované Langmuirovy a ball-pen sondy je sondová hlavička osazena ball-pen sondou, měřící potenciál plazmatu Φ a Langmuirovou sondou v plovoucím režimu, měřící tak plovoucí potenciál U_{fl} . V teoretické části zabývající se těmito sondami jsme ukázali, že pomocí kombinované ball-pen a Langmuirovy sondy je možné měřit elektronovou teplotu T_e , která je až na konstantu rovna rozdílu těchto potenciálů. Na následujícím obrázku 4.13 vidíme časový vývoj potenciálu plazmatu Φ a plovoucího potenciálu U_{fl} .



Obrázek 4.13: Časový vývoj potenciálu plazmatu Φ a plovoucího potenciálu U_{fl} . Rozdíl potenciálů je dle (1.7) úměrný elektronové teplotě.

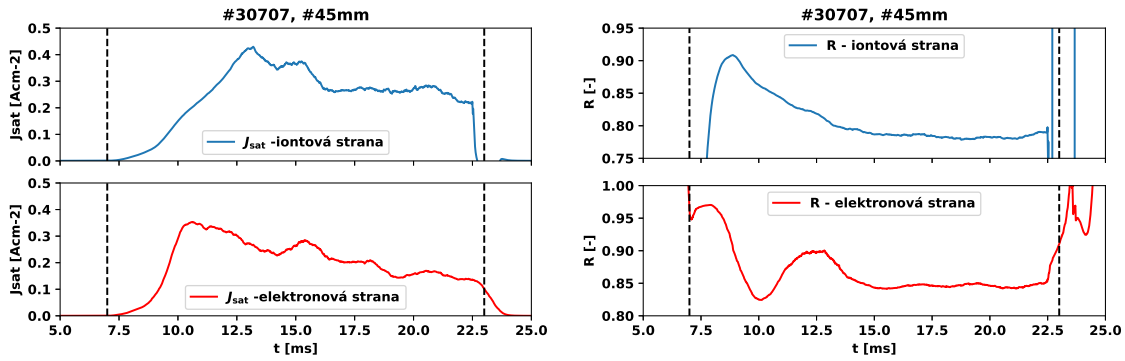
Elektronovou teplotu T_e určíme jednoduše ze vztahu (1.7). Velikost kalibrační konstanty α byla pro vodíkové plazma tokamaku GOLEM určena, jako $\alpha = (2,5 \pm 0,7)$ [4], viz obrázek 1.4. Časový vývoj elektronové teploty T_e vidíme na následujícím obrázku 4.14.



Obrázek 4.14: Časový vývoj elektronové teploty T_e spočtené pomocí kombinované BPP a LP sondy podle vztahu (1.7).

Přistupme nyní k samotnému porovnání experimentálně měřené elektronové teploty T_e s elektronovou teplotou získanou pomocí simulací tunelové sondy. K tomu je opět nutné nejprve spočíst hustoty iontového proudu J_{sat} měřenou tunelovou sondou

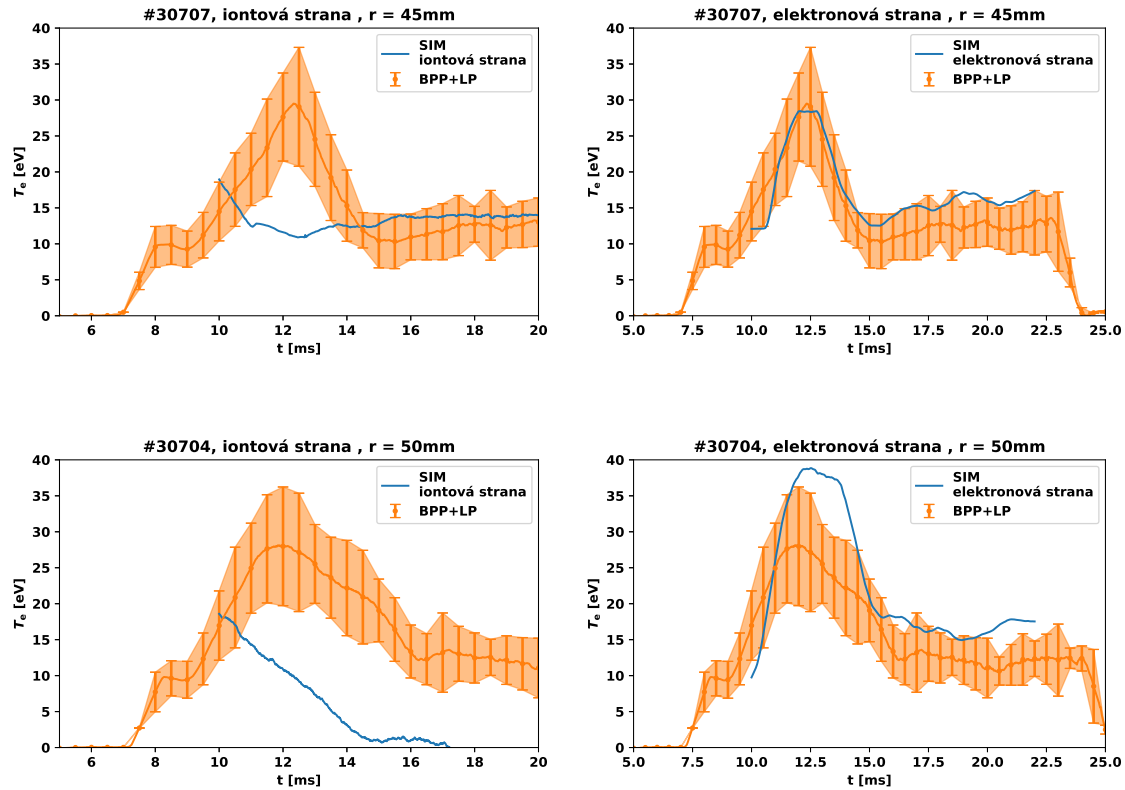
a poměr proudů R na elektrody tunelové sondy. Výsledky vidíme na následujícím obrázku 4.15

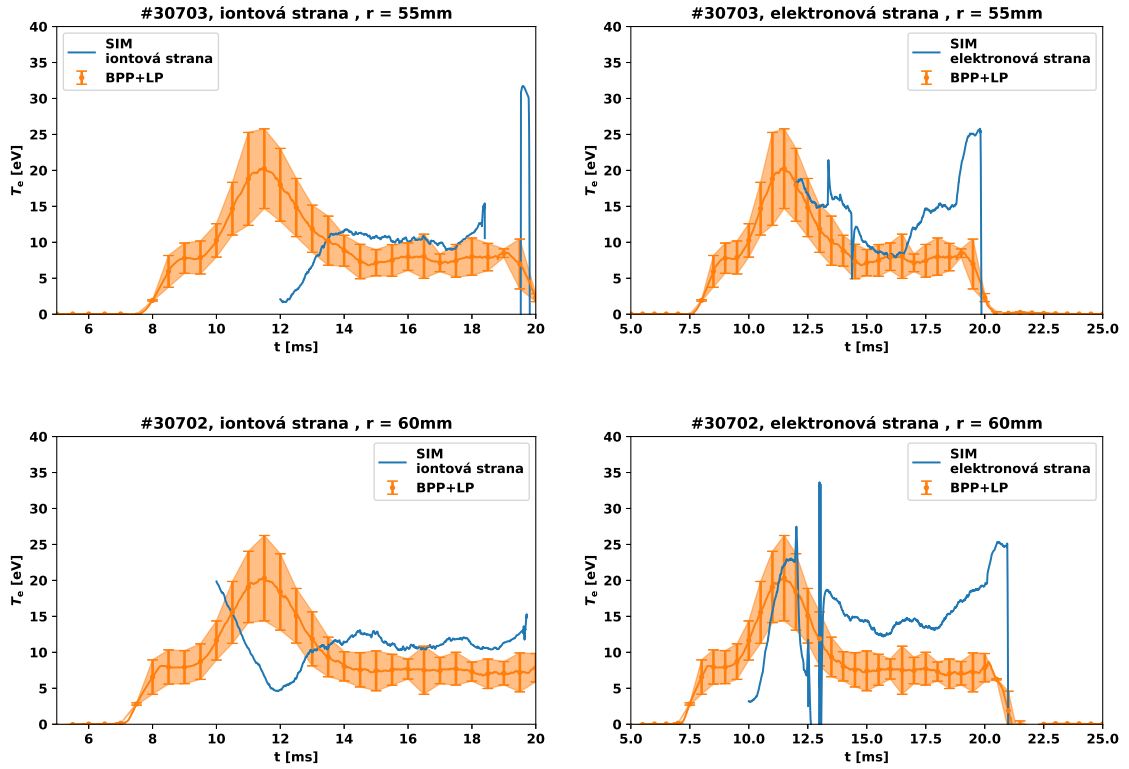


Obrázek 4.15: Vlevo) časový vývoj hustoty iontového proudu J_{sat} pro iontovou a elektronovou stranu. Vpravo) časový vývoj poměru proudů R pro iontovou a elektronovou stranu.

Můžeme si všimnout, že pro tento výboj nedochází ke znehodnocení měření poměru proudů nadteplnými elektrony. Hustota iontového proudu J_{sat} se v průběhu výboje pohybuje nad hranicí $0,25 \text{ Acm}^{-2}$ a je tak možné provést porovnání se simulacemi.

Nyní již máme připraveno vše pro porovnání elektronové teploty T_e měřeného kombinovanou LP a BPP sondou s elektronovou teplotou získanou ze simulací tunelové sondy. Na následujících obrázcích 4.16 vidíme výsledky pro čtyři výboje lišící se pozicí sondové hlavičky.





Obrázek 4.16: Srovnání elektronové teploty T_e získané měřením kombinovanou Langmuirovou a ball-pen sondou (oranžově) s výsledky simulací tunelové sondy (modře).

Oproti předchozím dvěma metodám pozorujeme poměrně velmi dobrý souhlas výsledků simulací tunelové sondy a experimentálně měřené elektronové teploty T_e pomocí kombinované ball-pen a Langmuirovy sondy. Obdobně jako u metody výstřel od výstřelu a rozmítání korespondují simulace na elektronové straně. Je na první pohled vidět, že výsledky simulací pro elektronovou stranu kopírují trend časového vývoje elektronové teploty měřené pomocí kombinované LP a BPP. Naopak na iontové straně se značně rozcházejí a průběh elektronové teploty nekopírují.

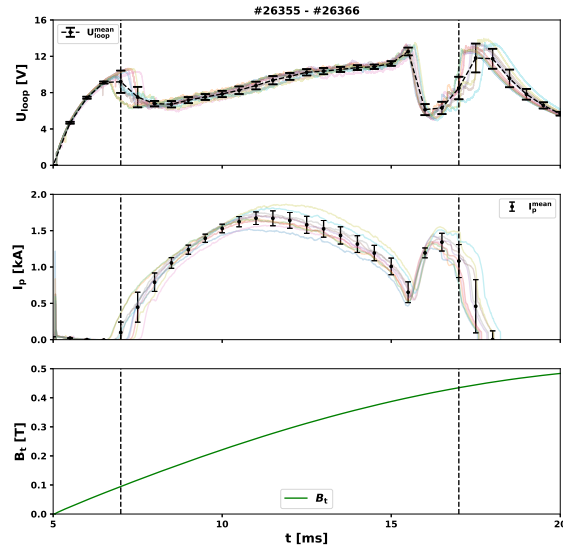
Shrňme nyní výsledky z porovnání simulací s experimentem pro všechny tři metody měření elektronové teploty T_e . Pro všechny tři metody získáváme na elektronové straně poměrně dobrou shodu při porovnávání experimentálně měřené elektronové teploty T_e s elektronovou teplotou určenou porovnáním se simulacemi tunelové sondy, kdy pomocí tunelové sondy měříme hustotu iontového proudu J_{sat} a poměr proudu na elektrody R . Možné příčiny odlišností budou diskutovány v kapitole diskuze. Naopak pro iontovou stranu dostáváme velmi odlišné výsledky, přičemž na možné důvody se zaměříme opět v kapitole zabývající se diskuzí výsledků.

4.4 Studium fluktuací parametrů okrajového plazmatu

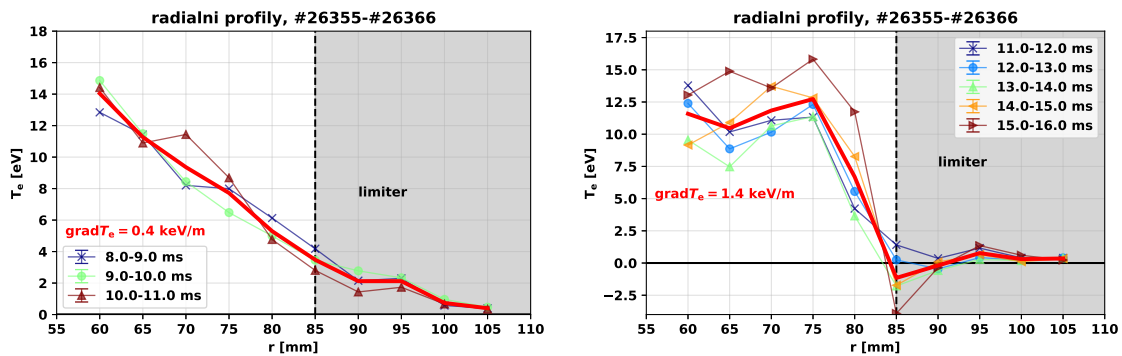
Studium fluktuací na tokamaku GOLEM v heliovém plazmatu bylo měřeno a prezentováno v [39] a [4]. Zasaďme nyní některé z výsledků do kontextu této práce.

Pomocí kombinované ball-pen a Langmuirovy sondy byly měřeny radiální profily elektronové teploty T_e . Pro měření radiálních profilů jsme provedli sérii reprodukovatelných výbojů, lišících se radiální polohou sondové hlavice. Na následujícím obrázku vidíme základní parametry výbojové série, jako je proud plazmatem I_p , napětí na závit U_{loop} a toroidální magnetické pole B_t .

Ball-pen sonda měří potenciál plazmatu Φ a Langmuirova sonda plovoucí potenciál U_{fl} . Ze vztahu (1.7) již snadno spočteme elektronovou teplotu T_e . Výsledné radiální profily elektronové teploty pro vybrané časy vidíme na následujících obrázcích 4.18.



Obrázek 4.17: Základní parametry plazmatu pro výbojovou sérii 26355–26366. Reprodukovatelnost je reprezentována chybovými úsečkami.

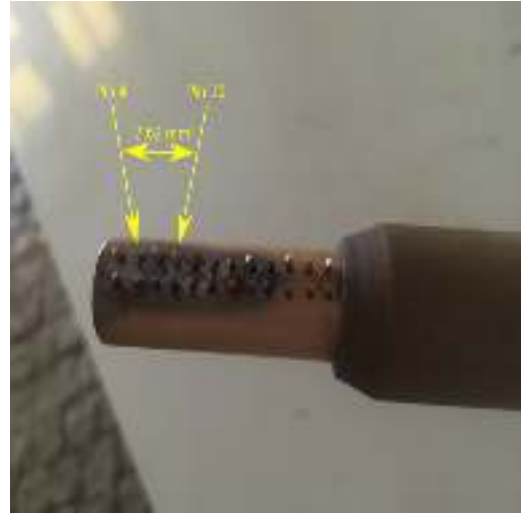


Obrázek 4.18: Vlevo) radiální profily elektronové teploty T_e v časech, kdy pozorujeme očekávanou závislost. Vpravo) radiální profily elektronové teploty T_e v časech, kdy pozorujeme náhlé zformování strmého gradientu elektronové teploty.

Můžeme si všimnout, že na obrázku 4.18 vlevo má radiální profil očekávaný průběh a gradient elektronové teploty T_e je přibližně $\nabla T_e = 0,4 \text{ keV/m}$. Na stejném obrázku vpravo vidíme v časech 11-16 ms zformování strmého gradientu elektronové teploty T_e , který má velikost $\nabla T_e = 1,4 \text{ keV/m}$ a je poměrně úzce lokalizovaný v okolí

$r = 80$ mm. Z radiálních profilů můžeme usuzovat, že se v čase od 11 ms zformovala transportní bariéra.

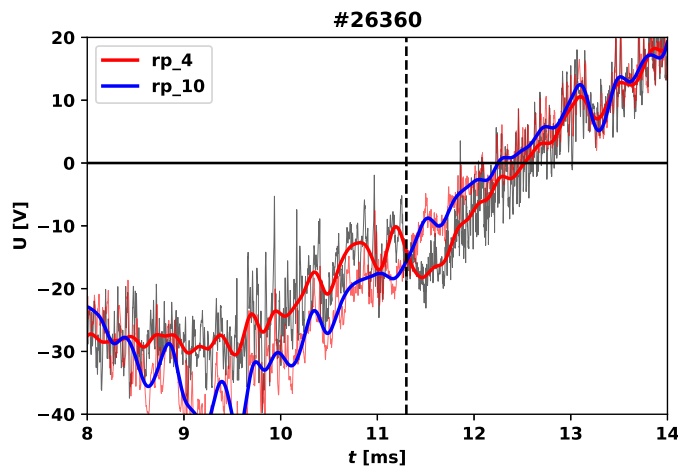
Abychom mohli potvrdit, že se skutečně jedná o transportní bariéru a provést další analýzu, zapojili jsme spolu s kombinovanou Langmuirovou a ball-pen sondou i tzv. dvojitou hřebínkovou sondu (anglicky *double rake probe*), obrázek 4.19. Dvojitá hřebínková sonda se skládá z celkem 24 hrotů ve dvou řadách. Je tak možné měřit plovoucí potenciál U_f (případně iontový proud I_{sat}) v různých radiálních pozicích a ve dvou pozicích v poloidálním směru během jediného výboje. Vzdálenost mezi jednotlivými hroty je 2,5 mm, a to v radiálním i poloidálním směru.



Obrázek 4.19: Fotografie dvojitě hřebínkové sondy.

V rámci studia formování transportní bariéry byly pro měření dvojitou hřebínkovou sondou vybrány hroty 4 a 10, které jsou vyznačeny na obrázku 4.19. Abychom získali přesné výsledky, byla vzdálenost těchto dvou pinů přeměřena. Piny jsou při manipulaci se sondovou hlavicí náchylné k ohnutí a tím se od sebe mohou přibližovat, či oddalovat. Po provedení přesného měření určujeme vzdálenost hrotu 4 a 10 jako 7,62 mm.

Dvojitou hřebínkovou sondou zapojenou v plovoucím režimu měříme plovoucí potenciál U_f . Na následujícím obrázku 4.20 vidíme časový vývoj plovoucího potenciálu pro hroty 4 a 10.



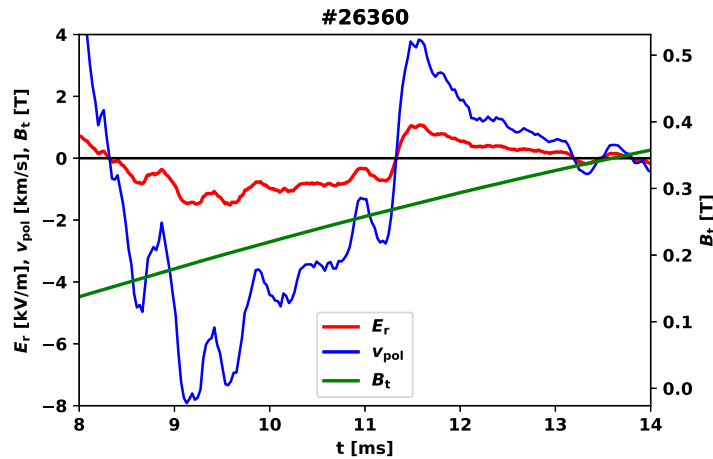
Obrázek 4.20: Časový vývoj plovoucího potenciálu U_f měřeného dvojitou hřebínkovou sondou pro hroty 4 a 10.

Na první pohled jsou patrné dvě věci. Za prvé, v počáteční fázi výboje je plovoucí potenciál měřený oběma hroty záporný, a to až do času 12,5 ms, kdy mění svou polaritu a je dále kladný. Za druhé, v první fázi výboje je plovoucí potenciál měřený čtvrtým hrotem vyšší nežli plovoucí potenciál měřený hrotem desátým. V čase 11,3 ms dochází k překlopení, a naopak plovoucí potenciál měřený desátým hrotem je vyšší. Sondové signály navíc značně fluktuují, což značí turbulence plazmatu.

Spočteme nyní radiální elektrické pole. Místo spojitého vzorce (1.3) spočteme radiální elektrické pole E_r jako diskrétní rozdíl plovoucích potenciálů čtvrtého a desátého hrotu

$$E_r = -\frac{U_{\text{fl}}^4 - U_{\text{fl}}^{10}}{\Delta r},$$

kde U_{fl}^4 a U_{fl}^{10} jsou plovoucí potenciály měřené čtvrtým a desátým hrotem a Δr je jejich vzdálenost. Pokud známe radiální elektrické pole, můžeme ze vztahu (1.4) spočíst rychlost poloidální rotace v_{pol} . Jen nesmíme zapomenout vzít v úvahu, že na tokamaku GOLEM je toroidální magnetické pole B_t v čase proměnné. Na následujícím obrázku 4.21 vidíme časový vývoj radiálního elektrického pole E_r a poloidální rychlost plazmatu v_{pol} spolu s časovým vývojem toroidálního magnetického pole B_t .

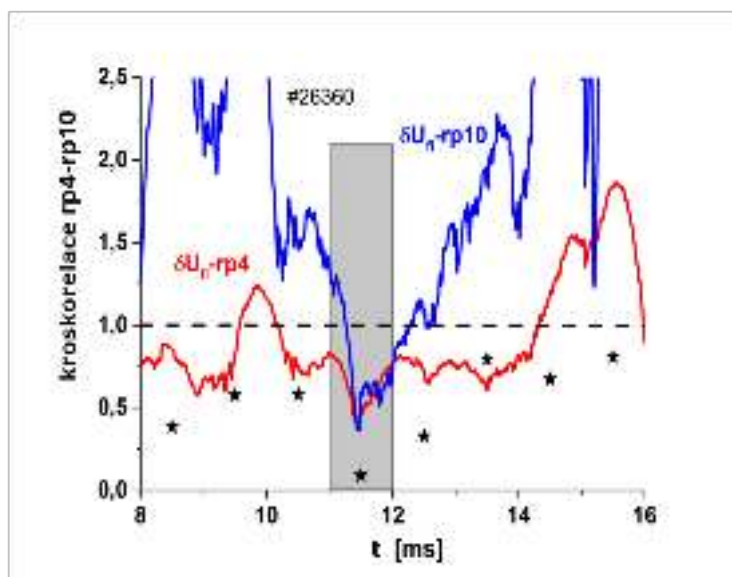


Obrázek 4.21: Časový vývoj radiálního elektrického pole E_r a poloidální rychlosti v_{pol} měřené pomocí dvojité hřebínkové sondy pro hroty 4 a 10 doplněné o časový vývoj toroidálního magnetického pole B_t .

Radiální elektrické pole E_r mění skutečně v čase $t = 11,3$ ms svou polaritu a stejně tak i poloidální rychlost v_{pol} . Identifikovali jsme tak rychlostní stříhovou vrstvu (VSL). Vlivem střížné vrstvy dochází ke zlepšení udržení, jelikož vlivem změny polarity poloidální rychlosti dochází k destrukci turbulentních struktur v plazmatu. Důsledkem je vznik transportní bariéry, kterou jsme na obrázku 4.18 vpravo pozorovali v čase 11 až 16 ms, kdy došlo ke zformování strmého gradientu v radiálním profilu elektronové teploty T_e .

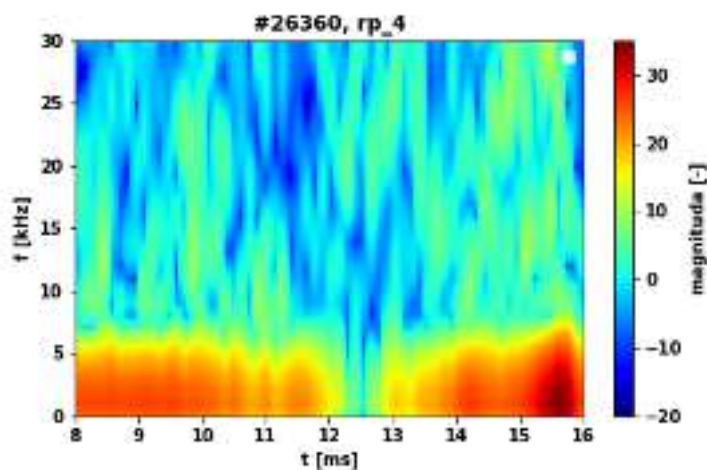
Abychom mohli řádně diskutovat vliv střížné vrstvy na turbulentní struktury v plazmatu, zaměříme se nyní na studium fluktuací. Spočteme tedy relativní fluktuace plovoucího

potenciálu U_{fl} měřeného čtvrtým a desátým hrotem. Výsledek vidíme na následujícím obrázku 4.22.



Obrázek 4.22: Časový vývoj relativních fluktuací plovoucího potenciálu U_{fl} měřeného čtvrtým a desátým hrotem. Koeficient vzájemné korelace signálů obou hrotů je označen symbolem \star .

Na první pohled je patrné, že v čase 11,3 ms, kdy se zformoval strmý gradient elektronové teploty T_e , dochází ke snížení relativních fluktuací plovoucího potenciálu U_{fl} . Zvláště pak u hrotu 10 pozorujeme dramatické snížení. Zároveň ve stejném čase dochází k dekorelaci obou hrotů. Na dalším obrázku 4.23 vidíme spektrogram.



Obrázek 4.23: Spektrogram plovoucího potenciálu U_{fl} měřeného čtvrtým hrotem.

Ve spektrogramu je na první pohled patrné, že v čase 12,5 ms dochází k poklesu nízkofrekvenčních fluktuací v oblasti do asi 7,5 kHz. Tento pokles je ale asi o 1 ms posunut od času, kdy se objevil strmý gradient elektronové teploty.

Kapitola 5

Diskuze

V této kapitole se zaměříme na diskuzi výsledků. Tu rozdělíme na dvě části. V první části se budeme zabývat diskuzí experimentu, tedy zpracováním sondových měření na tokamaku COMPASS a GOLEM. V druhé části se již zaměříme na podrobné porovnání výsledků numerických simulací tunelové sondy s experimentálně měřenými veličinami.

Přístupme nyní k diskuzi sondových měření na tokamaku COMPASS a GOLEM. Část diskuze byla zahrnuta už v kapitole o zpracování výsledků. Pro konzistenci zde ale poznatky celkově shrneme a doplníme. Na tokamaku COMPASS bylo provedeno několik výbojů, přičemž k podrobnému zpracování byly vybrány dva. Jeden ohmický a druhý přecházející do režimu vysokého udržení. V režimu vysokého udržení jsme ze zpracování dat z Thomsonova rozptylu identifikovali zformování oblasti v okrajovém plazmatu s vysokým gradientem elektronové teploty a hustoty. Jedná se o transportní bariéru. Délka kvazistacionární fáze se pro tyto dva výboje podstatně liší (výboj s vysokým režimem udržení je přibližně o polovinu kratší). To nám ovšem nebrání ve zpracování, jelikož kvazistacionární fáze byla v obou případech dostatečně dlouhá, aby reciproká sondová hlavice mohla vykonat zasunutí do plazmatu. Proud plazmatem je během kvazistacionární fáze pro oba výboje velmi podobný, což nám umožňuje výboje lépe srovnávat. Dále jsme pro oba výboje spočetli polohu a velikost rychlostní stříhové vrstvy. K tomuto účelu nebylo možné provést derivaci potenciálu plazmatu. Pokud bychom totiž signál chtěli derivovat, museli bychom přistoupit k značnému vyhlazení. To způsobí dva podstatné problémy. Za prvé dojde ke změnám v signálu, jelikož se vlivem vyhlazování zploští. Za druhé nás při výpočtu derivace zajímá především její nulová hodnota, abychom mohli přesně určit polohu rychlostní stříhové vrstvy. Tato nulová hodnota se ale vlivem vyhlazení poměrně významně posune od skutečné polohy maxima derivovaného signálu. Jelikož je našim cílem určit polohu VSL, nepřipadá v tomto případě numerické derivování v úvahu. Z toho důvodu jsme k určení polohy a velikosti VSL využili pouze odhadu za pomoci aproximace derivace lineární funkcí, reprezentující strmost potenciálu plazmatu. Tím se sice připravíme o detailní průběh radiálního elektrického pole, ale výsledek je přesto přesnější, než pokud bychom numericky derivovali. V obou případech jsme zjistili, že radiální elektrické pole je kladné vně VSL a záporné uvnitř. V ohmickém výboji jsme spočetli velikost radiálního elektrického

pole jako $-2,0$ kV/m uvnitř VSL, $0,5$ kV/m vně a polohu jako 288 mm. Pro výboj s vysokým režimem udržení jsme spočetli velikost radiálního elektrického pole jako $-4,2$ kV/m uvnitř VSL, $0,7$ kV/m vně a polohu 283 mm. Můžeme si tak všimnout, že pro výboj s vysokým udržením dochází k mnohem významnějšímu stříhu. To implikuje, že ve výboji s vysokým udržením působí VLS na turbulentní struktury plazmatu mnohem významněji a udržení energie je tak mnohem lepší, což zcela koresponduje s očekáváním.

Dále jsme přistoupili ke srovnání elektronové teploty měřené pomocí kombinované ball-pen a Langmuirovy sondy a elektronové teploty měřené pomocí Thomsonova rozptylu. Zdá se, že profily relativně korespondují. Musíme ovšem brát v úvahu, že TS má svůj limit pro měření nízkých teplot, a tak pro z velké mohou být hodnoty z TS nedůvěryhodné. Je také možné, že jsou signály udávající polohu TS a polohu sondové hlavice vzájemně posunuty. Dále byla zpracovávána měření z tunelové sondy. Hustota iontového proudu měřená na elektronové straně tunelové sondy vychází pro oba výboje větší. Pro ohmický výboj je vyšší výrazně. To může být způsobeno pohybem iontů v toroidálním směru vlivem toroidální rotace plazmatu. Více iontů tak díky toroidálnímu pohybu dopadá na elektronové straně do tunelu. Dále víme, že pro případ tunelové sondy je elektrické pole obsaženo uvnitř dutého válce, a tak na iontové straně nedochází k vtahování iontů zpět do sond. Z těchto důvodů pozorujeme rozdílné hustoty iontových proudů. U výboje s vysokým režimem udržení jsme pozorovali menší rozdíl mezi hustotami iontových proudů i celkovou menší velikost. Nižší velikost hustot iontových proudů může být způsobena nižší hustotou plazmatu v oblasti vně VSL, která souvisí s lepším udržením plazmatu uvnitř VSL, případně nižší toroidální rotací. Dále se ukazuje, že expanze stěnové vrstvy Langmuirovy sondy je v případě obou výbojů podobná, a tak příliš na režimu udržení nezávisí. Expanze stěnové vrstvy byla porovnána s 3D3V numerickými předpověďmi, jejichž výstupem je koeficient expanze. Jelikož simulace byly provedeny pro mnohem nižší hustoty, než jsme v našich výbojích měřili, byla provedena extrapolace výsledků. Provedení extrapolace je ovšem netriviální. Předpokládáme totiž, že koeficient expanze stěnové vrstvy závisí lineárně na hustotě. To ovšem nemusí být nutně pravda. Pro přesné výsledky by bylo zapotřebí získat výsledky simulací s požadovanou hustotou plazmatu, které ale bohužel nejsou zatím k dispozici, neboť vyžadují příliš dlouhou dobu numerických simulací. Při porovnání jsme ale určili, že extrapolace výsledků simulací dobře odpovídá experimentu. Výsledky se liší hlavně fluktuacemi experimentálně měřeného koeficientu expanze, které simulace neodkáže popsat. To ukazuje, že metoda extrapolace byla pravděpodobně zvolena správně. Hustota plazmatu byla měřená Langmuirovou sondou a následně porovnána s Thomsonovým rozptylem, kde získáváme velmi dobrou shodu. Dále jsme spočetli profil Machova čísla. Pro případ obou výbojů vychází záporné, což koresponduje s toroidální rotací proti směru proudu plazmatem. Jak jsme se zmínili dříve, v případě ohmického výboje je velikost Machova čísla o mnoho větší než pro případ výboje s vysokým udržením, což potvrzuje naše úvahy nad tím, proč ve výboji ve vysokém režimu udržení pozorujeme menší rozdíly při měření hustoty iontového proudu na iontové a elektronové straně. Poslední veličinou měřenou tunelovou sondou byl poměr proudů na elektrody. Pro oba výboje jsme pozorovali, že na iontové straně je poměr proudu nižší. Není zcela jasné, proč takovouto závislost

pozorujeme. Zdá se ale, že vzhledem k toroidální rotaci plazmatu a tím pádem vyšší hustotě iontů na elektronové straně jich dopadá více na iontovou stranu tunelové sondy. To potvrzuje fakt, že na elektronové straně měříme vyšší hustotu iontového proudu. V tunelové sondě pak nastává rovnováha, kdy vyšší hustota iontů znamená významnější stínění tunelu a tím pádem i vyšší počet iontů dopadajících na backplate. To ale kompenzuje větší hustota iontů v oblasti tunelu. Ukazuje se, že pro vyšší hustoty plazmatu je poměr proudů na elektrod vyšší, a tak zjevně dominuje vliv vyšší hustoty v oblasti tunelu. To potvrzují i výsledky simulací na kterých je jasně vidět, že pro vyšší hustoty iontového proudu poměr proudů spíše klesá. Dalším vlivem jsou nadtepelné elektrony, které dokáží překonat elektrické pole tunelové sondy a dopadnout na backplate a tím zvýšit poměr proudů.

Před diskuzí výsledků simulací, které vycházejí z měření hustot iontového proudu a poměru proudů na tunelovou sondu, ještě proberme studium fluktuací plazmatu u obou výbojů na tokamaku COMPASS. Pro oba výboje jsme spočetli relativní fluktuace měřených veličin, ze kterých je na první pohled patrné, že v oblasti VSL dochází ke snížení jejich úrovně. Pro případ obou výbojů se po výpočtu střední doby života turbulentních struktur v plazmatu ukázalo, že snížení fluktuací pravděpodobně nesouvisí se stříhem poloidální rychlosti v okolí VSL. Usuzujeme tak z důvodu, že doba života turbulentních struktur neklesá v oblasti VSL. Ve výboji s vysokým udržením jsme objevili kvazikoherentní mód o frekvenci 27 kHz, který byl dobře prostorově lokalizovaný těsně za hranicí VSL v časech ke konci výboje. Na konci výboje se zdá, že frekvence zaniká, což ale může souviset s L-H přechodem ke konci výboje. Ve spektrogramech se ukázala významná koherence mezi plovoucí Langmuirovou sondou a Mirnovovou cívkou značící, že existuje i magnetická komponenta fluktuací. Ve spektrogramech se také ukazuje, že je tento kvazikoherentní mód viditelný už daleko od plazmatu (možná ještě v portu). Nabízí se dvě vysvětlení. Je možné, že se jedná o tzv. interní kink. Usuzujeme tak z důvodu, že chování jeho frekvence je po zapnutí neutrálních svazků typické (pokles a náhlý nárůst frekvence) a souvisí s otočením rotace středu sloupce plazmatu pomocí neutrálních svazků. Druhou možností je, že se jedná o tzv. geodesický akustický mód (GAM). Pro přesné určení by ale byla potřebná další analýza výbojů s vysokým udržením, abychom mohli vyloučit souvislost s disrupcí sloupce plazmatu, která nastává ke konci výboje. Pro případ ohmického výboje ve spektrogramu pozorujeme významnou frekvenci 8 kHz a její koherenci s Mirnovovou cívkou. Obdobně jsme se zabývali vlivem střížné vrstvy na fluktuace plazmatu na tokamaku GOLEM v heliovém plazmatu. Po analýze radiálních profilů elektronové teploty jsme zaznamenali časově lokalizovaný vznik strmých gradientů elektronové teploty a následně pomocí dvojité hřebínkové sondy identifikovali časově lokalizovanou střížnou vrstvu. Pozorovali jsme útlum relativních fluktuací plovoucího potenciálu, dekorelaci signálů měřených na dvou hrotech dvojité hřebínkové sondy a značný pokles nízkofrekvenčních fluktuací v časech vzniku střížové vrstvy. Na rozdíl od tokamaku COMPASS je rychlostní střížová vrstva na tokamaku GOLEM časově lokalizovaná. K útlumu nízkofrekvenčních fluktuací dochází asi jednu milisekundu po vzniku střížné vrstvy, přičemž útlum trvá přibližně také jednu milisekundu.

Zaměřme se nakonec na diskuzi k měření elektronové teploty porovnáním s numerickými simulacemi tunelové sondy. Všechny výsledky jsou ovlivněny tím, že nume-

rický model tunelové sondy neuvažuje některé jevy, které ve skutečném experimentu probíhají. Hlavním jevem je sekundární elektronová emise, jejíž koeficienty v experimentu nejsou známy. Z toho důvodu je v simulaci nutné nastavit volný parametr reprezentující napětí, které následně odečteme od napětí, na které je sonda nabíjena. Tento volný parametr ale bohužel není možné nějakým způsobem experimentálně určit a musí se tak odhadnout. Odhad provádíme tak, aby výsledky simulací odpovídaly v co možná nejširším spektru výsledkům experimentálním. Ukazuje se, že výsledky simulací jsou bohužel na tokamaku COMPASS i GOLEM na tento parametr poměrně citlivé. Existují elektrostatické analyzátory (anglicky *retarding field analyzer*), které jsou schopné sekundární elektronovou emisi měřit, ale na tokamaku GOLEM a COMPASS nejsou k dispozici. Druhou nepřesnost, kterou simulace přináší, je fixní nastavení plovoucího potenciálu. Simulace je nastavena tak, že potenciál plazmatu je roven nule a plovoucí potenciál je posunut o $-3T_e$. V experimentu ale bývá tento posun mezi plovoucím potenciálem a potenciálem plazmatu posunut pro různé pracovní plyny různě. Posun je možné částečně kompenzovat stejným způsobem, jako v případě sekundární elektronové emise, tedy posunutím napětí na sondě. Na tokamaku GOLEM jsme pro všechny tři metody měření elektronové teploty dostali poměrně dobrou shodu pro elektronovou stranu tunelové sondy. Naopak na iontové straně jsou výsledky simulací mimo experimentálně měřené hodnoty. Nabízí se dvě možná vysvětlení. Na tokamaku GOLEM měření tunelovou sondou ovlivňují nadteplné elektrony s dostatečnou energií na to, aby překonaly elektrické pole obsažené v tunelové sondě a dopadly na backplate. Pokud ale elektronovou teplotu experimentálně měříme pomocí aproximace VA charakteristik, provádíme pro jejich konstrukci časové středování, kterým se připravíme o informace o dopadu nadteplných elektronů na měření (u rozmitání středujeme přes 0,5 ms okno, v případě metody výstřel od výstřelu středujeme dokonce přes jednotlivé výboje). Elektronová teplota experimentálně změřena pomocí aproximace VA charakteristik se tak bude lišit od elektronové teploty určené simulacemi, která je měřena s časovým rozlišením datového sběru. To potvrzuje fakt, že při měření elektronové teploty pomocí kombinované ball-pen a Langmuirovy sondy, kde je časové rozlišení na rozdíl od předchozích dvou metod dáno časovým rozlišením datového sběru, jsme pozorovali shodu na elektronové straně se simulacemi. Shodu právě na elektronové straně v tomto případě pozorujeme pravděpodobně proto, že na rozdíl od tunelové sondy je Langmuirova sonda vystavena nadteplným elektronům vždy. Pokud tedy chceme získat souhlas mezi měřením Langmuirovy sondy a tunelové sondy, je potřeba měřit na elektronové straně, kde tunelová sonda rovněž tyto nadteplné elektrony zachytí. Na tokamaku COMPASS dostáváme pro případ ohmického výboje dobrý souhlas pouze pro iontovou stranu. Pro výboj s vysokým režimem udržení souhlasí výsledky simulací s experimentem lépe na iontové i elektronové straně. Zde opět platí, že je LP ovlivněna nadteplnými elektrony a je tak korektní měřit na elektronové straně, na které tunelová sonda tyto elektrony registruje. Pro tokamak COMPASS i tokamak GOLEM by bylo zapotřebí rozšířit databázi simulací v obou nezávislých parametrech ξ a λ_D . Tím bychom získali větší rozsah pro porovnání s experimentem a zároveň více bodů pro interpolaci. Zároveň by bylo vhodné provést simulace pro větší a zároveň hustší spektrum sondových napětí, aby bylo možné správně interpolovat proud pro zadané napětí na sondě. Všechny tyto úpravy databáze jsou ale výpočetně náročné a v rámci této práce nebylo reálné potřebné simulace provést.

Kapitola 6

Závěr

Cílem této práce bylo analyzovat výboje na tokamaku COMPASS a GOLEM, změřit profily parametrů plazmatu, jako je elektronová teplota T_e , hustota plazmatu n_e , hustota iontového proudu J_{sat} , atd. Dále studovat vliv střížných vrstev na turbulentní struktury plazmatu. Stěžejní částí bylo porovnat měření elektronové teploty z numerických simulací tunelové sondy s experimentálně měřenou elektronovou teplotou.

V první kapitole jsme se nejprve zabývali teorií o voltampérových charakteristikách. Ukázali jsme, jakým způsobem se konstruuji, definovali jsme si základní pojmy a ukázali jsme, jaké vybrané parametry plazmatu je pomocí aproximace voltampérových charakteristik možné měřit. V další části první kapitoly jsme se zabývali elektrickými sondami. Nejprve jsme stručně popsali Langmuirovu a ball-pen sondu. Ukázali jsme, jakým způsobem a za jakých podmínek je možné pomocí těchto dvou sond měřit elektronovou teplotu a radiální elektrické pole. U měření radiálního elektrického pole jsme ukázali výpočet tzv. *shearing rate* a výpočet času existence struktur pro diskuzi vlivu střížných vrstev na turbulenci plazmatu. Stěžejní část této kapitoly se zabývala tunelovou sondou. Nejprve jsme popsali konstrukci sondy a vliv její polohy na měření. Dále jsme vysvětlili, které parametry plazmatu můžeme tunelovou sondou měřit (hustota iontového proudu J_{sat} , Machovo číslo M , poměr proudů na elektrody R). Diskutovali jsme efekt expanze stěnové vrstvy a ukázali, že pro tunelovou sondu dochází k nasycení iontového proudu, pokud přiložíme dostatečně vysoké záporné napětí. V další části jsme uvedli, že tunelovou sondu je možné využít k rychlému měření elektronové teploty pomocí měření poměru proudů na elektrody R , který ale závisí na mnoha parametrech plazmatu, jako je magnetické pole \mathbf{B} , napětí na sondě U_{probe} , nukleonové číslo A , nebo hustota plazmatu n_e . Uvedli jsme, že závislost poměru proudů R na elektronové teplotě T_e není možné určit analyticky a pro kalibraci je nutné provést numerické simulace. Tím získáme metodu pro měření elektronové teploty T_e s časovým rozlišením limitovaným pouze odpovídacím vzorkování systému sběru dat. Dále jsme ukázali, jak je možné částečně analyticky aproximovat magnetické stínění ve válcové geometrii. Finální řešení se rozpadalo na tři případy, kdy se nabytá částice pohybuje buď podél osy tunelové sondy, nebo se začne pohybovat v radiálním směru lineární rychlostí, a nebo dojde k jejímu exponenciálnímu urychlení směrem k tunelu. Na konci podkapitoly o tunelové sondě

jsme z numerických simulací spočetli několik trajektorií nabytých částic pohybujících se uvnitř sondy. V poslední části první kapitoly jsme se krátce seznámili s tokamaky GOLEM a COMPASS. Zmínili jsme zde parametry obou tokamaků a ukázali typický výboj.

V druhé kapitole jsme se zabývali numerickými simulacemi. V první části jsme obecně nastínili motivaci pro metodu particle-in-cell. Nejprve jsme ukázali náročnost výpočtu molekulární dynamiky, kdy počítáme vzájemné působení všech částic. Ukázali jsme, jak nahradit náročný výpočet silového působení členem lokální intenzity a snížit tak náročnost výpočtu. Dále jsme ukázali základní schéma metody particle-in-cell a výpočetní cyklus. V druhé části druhé kapitoly jsme se zaměřili na particle-in-cell kód tunelové sondy PICCYL. Jelikož se jedná o normalizovaný kód, uvedli jsme v této části, jakým způsobem se normalizace provádí, a naopak jakým způsobem se od normalizovaných veličin přejde zpět k nenormalizovaným. Simulace tak má pouze dva nezávislé parametry. Zmínili jsme taktéž, že díky normalizaci je možné v rámci jedné simulace analyzovat nekonečné množství parametrů plazmatu. Dále jsme se v krátkosti zabývali vstupními a výstupními soubory a rozebraly podrobněji ty nejdůležitější vstupní parametry spolu s nejdůležitějšími výstupy. V další části jsme ukázali řešení Poissonovy rovnice ve válcové geometrii, která je v kódu používána a vyřešili problém se singularitou na ose sondy. Okrajové podmínky numerického řešení jsme demonstrovali pomocí obrázku. Následně jsme diskutovali zdroj částic pro kód. Ten je generován pomocí kinetického modelu Chunga a Hutchinsona tak, aby bylo zajištěno, že rychlost částic vstupujících do simulace splňuje Bohmovo kritérium. Na konci této kapitoly jsme zavedli pojem databáze simulací tunelové sondy a vysvětlili jsme, jakým způsobem je možno databázi mnoha simulací pro různé hodnoty dvou nezávislých normalizovaných parametrů využít pro získání kalibračních křivek, které udávají závislost poměru proudů na tunelovou sondu R na hustotě iontového proudu J_{sat} a elektronové teplotě T_e . Ukázali jsme též, jak je díky databázi možné výsledky simulací použít pro různé parametry plazmatu, ale i pro různé rozměry tunelové sondy.

Ve třetí kapitole jsme se zabývali výsledky na tokamaku COMPASS. V úvodu kapitoly je uvedeno experimentální uspořádání, popsána reciproká sondová hlavice osazená dvojitou tunelovou sondou, ball-pen sondou a dvěma Langmuirovými sondami. Pro zpracování byly vybrány dva výboje, jeden s ohmickým ohřevem a druhý s pomocným ohřevem pomocí neutrálních svazků přecházející do režimu vysokého udržení. Postup zpracování obou výbojů byl obdobný. Nejprve jsme se zaměřili na základní makroskopické parametry výboje, jako jsou proud plazmatem I_p , výkon ohmického ohřevu P_{ohm} , hustota plazmatu n_e , vyzařování na spektrální čáře H_α a radiace plazmatu. Na základě těchto makroskopických parametrů plazmatu jsme diskutovali přechod druhého z výbojů do režimu s vysokým udržením. Dále jsme z Thomsonova rozptylu určili profil elektronové teploty T_e a hustoty plazmatu n_e a u ohmického výboje určili globální dobu udržení. V další části jsme přešli k sondovým měřením. Nejprve jsme ukázali pohyb reciproké sondy a porovnali se stacionární fází výboje, při které jsme následně zpracovávali sondová data. Pomocí kódu EFIT++ jsme určili polohu separatrix. Z profilu potenciálu plazmatu Φ jsme prvním přiblížením numerické derivace odhadli velikost radiálního elektrického pole E_r a polohu rychlostní stříhové vrstvy. V další části jsme pomocí kombinované ball-pen

a Langmuirovy sondy určili elektronovou teplotu T_e a porovnali s měřením pomocí Thomsonova rozptylu. Lepší shodu získáváme pro výboj s vysokým režimem udržení. Pomocí tunelové sondy byla spočtena hustota iontových proudů J_{sat} a porovnána s měřením hustoty iontových proudů Langmuirovou sondou. Spočetli jsme koeficient expanze, který byl následně porovnán s předpovědí 3D3V particle-in-cell kódu. Po provedení korekce na hustotu jsme získali dobrý souhlas. Nakonec bylo spočteno Machovo číslo, jehož velikost ukazovala na toroidální rotaci proti směru hodinových ručiček. Z důvodů porovnání simulací a experimentálně měřené elektronové teploty T_e jsme změřili poměr proudů na elektrody tunelové sondy R . Pomocí particle-in-cell kódu PICCYL byla vytvořena databáze simulací reprezentující závislost poměru proudů R a hustoty iontového proudu J_{sat} na elektronové teplotě T_e , na kterou jsme interpolovali tunelovou sondou experimentálně měřenou hustotu iontového proudu J_{sat} a poměr proudů na elektrody R . Výstupem byla časová závislost elektronové teploty T_e . Takto získanou elektronovou teplotu ze simulací jsme následně porovnávali s elektronovou teplotou experimentálně měřenou pomocí kombinované ball-pen a Langmuirovy sondy. Ukázalo se, že pro ohmický výboj dostáváme poměrně dobrou shodu mezi těmito dvěma přístupy na iontové straně. Naopak na elektronové straně se simulace s experimentálně měřenou elektronovou teplotou neshodují. Pro výboj s vysokým režimem udržení byla pozorována shoda na elektronové i iontové straně. Diskutovali jsme, že příčinou může být toroidální rotace plazmatu, nadteplné elektrony, nebo zjednodušení a zanedbání, kterých se při simulacích dopouštíme. Nakonec kapitoly jsme se zaměřili na studium fluktuací parametrů okrajového plazmatu. Ukázali jsme, že v případě obou výbojů dochází k potlačení relativních fluktuací parametrů plazmatu v oblasti rychlostní stříhové vrstvy. Abychom mohli určit, zda dochází k potlačení relativních fluktuací vlivem VSL, spočetli jsme pro oba výboje tzv. *shearing rate* $\omega_{E \times B}$, definovaný jako derivace poloidální rychlosti. Z pološířky autokorelačních funkcí vybraných parametrů plazmatu jsme určili charakteristickou frekvenci existence turbulentních struktur ω_{str} . Následně jsme porovnávali, zda je v okolí VLS charakteristická frekvence turbulentních struktur ω_{str} mnohem menší, než *shearing rate* $\omega_{E \times B}$. Pokud by byla podmínka splněna, důvodem poklesu relativních fluktuací by byl stříh v oblasti VLS. Pro oba výboje se ukázalo, že ke splnění podmínky nedochází a důvod poklesu relativních fluktuací je odlišný. Pro další analýzu jsme spočetli spektrogramy. U ohmického výboje jsme nepozorovali žádnou významnou frekvenci. U výboje s vysokým režimem udržení jsme pozorovali kvazikoherentní mód o frekvenci 27 kHz. Koherence s Mirnovovou cívkou naznačuje, že fluktuace mají i magnetickou komponentu. Mohlo by se jednat o interní kink, případně o geodesický akustický mód (GAM). Pro přesné určení by ale bylo zapotřebí provést řadu dalších experimentů a analýz.

Čtvrtá kapitole je zaměřena na analýzu výsledků z tokamaku GOLEM. Na začátku je popsáno experimentální uspořádání a jsou zde zobrazeny fotografie sondové hlavičky. Na tokamaku GOLEM byla elektronová teplota T_e měřena pomocí tří metod. První je metoda výboj od výboje, kdy je napětí na sondě měněno v každém výboji a za předpokladu reprodukovatelnosti jsou konstruovány voltampérové charakteristiky, ze kterých je aproximací lineární funkcí stanovena elektronová teplota jako parametr. Obdobně jsou VA charakteristiky měřeny při rozmítání sondového napětí během jediného výboje. Poslední metodou pro měření elektronové teploty T_e je vyu-

žití kombinované ball-pen a Langmuirovy sondy. Zároveň s elektronovou teplotou T_e byla pomocí tunelové sondy měřena hustota iontového proudu J_{sat} a poměr proudu na elektrody R . Obdobně jako pro tokamak COMPASS byla pro tokamak GOLEM vytvořena databáze simulací reprezentující závislost poměru proudů R a hustoty iontového proudu J_{sat} na elektronové teplotě T_e , která umožnila interpolovat tunelovou sondou experimentálně měřené poměry proudů R a hustoty iontového proudu J_{sat} a určit tak elektronovou teplotu T_e . Ta byla následně porovnána s experimentálně měřenou elektronovou teplotou T_e pomocí tří zmíněných metod. Pro metody výboj od výboje jsme získali dobrou shodu na elektronové straně, nicméně na iontové straně se simulace s experimentem rozcházejí. Obdobné závěry jsme pozorovali i u metody rozmítání a kombinované ball-pen a Langmuirovy sondy. To může být pravděpodobně způsobeno nadteplnými elektrony, které registruje právě elektronová strana, nebo zanedbáními, kterých se v simulacích dopouštíme. Nakonec jsme provedli analýzu série výbojů v heliovém plazmatu, kde byla pozorována časově lokalizovaná rychlostní stříhová vrstva. Pomocí dvojité hřebínkové sondy bylo změřeno radiální elektrické pole E_r , které v čase 11,3 ms mění polaritu. V tomto čase docházelo k poklesu relativních fluktuací plovoucího potenciálu měřeného dvěma hroty dvojité hřebínkové sondy a k jejich dekorelaci. Zároveň jsme ve spektrogramu pozorovali se zpožděním asi 1 ms pokles nízkofrekvenčních fluktuací.

Jak experimentální, tak i numerické výsledky získané v této diplomové práci jsou podle mého názoru zajímavé, nikoli však konečné. Nabízí se několik možností, jak získané poznatky prohloubit:

1. Numerické simulace elektrických sond v magnetizovaném plazmatu, zejména tunelové sondy.
2. Detailní analýza existujících experimentálních dat ze sond na tokamaku COMPASS.
3. Analýza experimentálních sondových dat u dalších evropských tokamaků, zejména z francouzského tokamaku WEST.

Kapitola 7

Dodatky

7.1 Zpracování surových dat na tokamaku COMPASS

7.1.1 Knihovna *pyCDB*

Pro přístup k datům do databáze tokamaku COMPASS vznikla knihovna *pyCDB*, která je napsána v jazyku Python [29]. Tato knihovna je též dostupná v prostředí MATLAB, případně IDL. K přístupu k surovým datům slouží třída `pyCDB.client`, obsahující funkci `get_signal`. Jejím hlavním vstupem je *ID* signálu doplněné o číslo výboje, které jsou pro každou diagnostiku v databázi unikátní. Příklad načtení signálu z ball-pen sondy pro výboj 19766 vidíme na následujícím řádku.

```
cdb.get_signal('BPP1_top_voltage/DTACQ216:19766')
```

7.1.2 Názvy sond v CDB

Sondy jsou v databázi tokamaku COMPASS pojmenovány následovně:

- Langmuirova sonda nabita na -200 V `LP1_top_current`.
- Plovoucí Langmuirova sonda `LP2_top_voltage`.
- Plovoucí ball-pen sonda `BPP1_top_voltage`
- Tunel – elektronová strana `TUNNEL1_top_current`
- backplate – elektronová strana `PLATE1_top_current`
- Tunel – iontová strana `TUNNEL2_top_current`
- Tunel – iontová strana `PLATE2_top_current`

7.1.3 Odstranění offsetu

Před začátkem vyhodnocování naměřených dat je v první řadě nutné zbavit data offsetu. Offsetem rozumíme parazitní jev, kdy signál ze sondy v době, kdy není v plazmatu, není nulový, ale je od nuly posunut. Offset odstraníme prostým průměrováním vhodné zvolené části signálu a následným odečtením této hodnoty od signálu původního. Pro počítání průměru je volen začátek signálu. Odstranění offsetu je vždy vizuálně kontrolováno.

7.1.4 Vyhlažování dat

Surová data jsou zatížena šumem. Z toho důvodu je pro zpracování nutné provést vyhlazení. Pro zpracování dat z tokamaku COMPASS byly dle potřeby voleny dvě metody:

1. k vyhlazování dat je použit tzv. *pohybující se průměr* (anglicky *moving average*). Tato metoda byla volena díky snadné interpretaci chyb, které vlivem průměrování vznikají. Přes pohyblivé okno o vhodné velikosti je nejprve proveden výpočet průměrné hodnoty. Následně je ve stejném okně spočtena střední kvadratická odchylka. Ta reprezentuje úroveň fluktuací, nikoliv přesnost samotného průměru. Nevýhodou je větší výpočetní náročnost.
2. Pro některé účely není možné v předchozím bodě popsáný způsob vyhlazování dat použít. Například pro výpočet radiálního elektrického pole potřebujeme získat hladký průběh funkce. Z toho důvodu je pro vyhlazování signálů použit `savgol_filter`, který je obsažen v knihovně `scipy.signal`. Vstupem je velikost okna a stupeň polynomu. Nespornou nevýhodou tohoto postupu vyhlazování signálu je nemožnost spočtení standardních odchylek. Výhodou je pak poměrně nízká výpočetní náročnost.

7.1.5 Vytváření radiálních profilů

Signály ze sond, jsou ve tvaru časové závislosti potenciálu, respektive proudu měřené sondou. Ta z hlediska fyziky plazmatu není pro reciproké sondy příliš relevantní, a tak přistupujeme k radiálním profilům. Ke konstrukci radiálních profilů parametrů plazmatu je nutné spočítat časovou závislost polohy reciproké sondy v časech, které korespondují se vzorkovací frekvencí sond. Pro vzorkovací frekvenci sondy platí, že 5 000 bodů odpovídá času 1 ms. U polohy reciproké sondy odpovídá 1 bod času 1 ms. Abychom mohli vytvořit časovou závislost polohy reciproké sondy se vzorkovací frekvencí odpovídající vzorkovací frekvenci sond, použijeme standardní interpolaci. V programovacím jazyku Python k interpolaci podobných problémů slouží funkce `scipy.interpolate.interp1d`. V některých případech se při zpracování objevují nedefinované hodnoty, označované, jako NaN. Ty je před interpolací nutno odstranit. V momentě, kdy již máme spočítanou časovou závislost radiální polohy reciproké sondy se vzorkovací frekvencí odpovídající vzorkovací frekvenci sond, můžeme již snadno vytvořit radiální profily.

Literatura

- [1] GUNN, P.; et al. *a DC probe diagnostics for fast electron temperature measurements in tokamak edge plasmas*. 2002. Dostupné z WWW: <https://www.researchgate.net/publication/226792959_A_DC_probe_diagnostics_for_fast_electron_temperature_measurements_in_tokamak_edge_plasmas>.
- [2] *Návod k úloze 13A ze základního praktika FJFI*. 2018. [cit. 1.7.2010] Dostupné z WWW: <<http://golem.fjfi.cvut.cz/wiki/TrainingCourses/KFpract/14/Basics/uloha13A.pdf>>.
- [3] MÁCHA, P.; *Rychlé měření elektronové teploty na tokamaku GOLEM pomocí Tunelové sondy*. Výzkumný úkol, 2019. Dostupné z WWW: <http://physics.fjfi.cvut.cz/publications/FTTF/VU_Petr_Macha.pdf>.
- [4] MÁCHA, P.; *Měření parametrů plazmatu pomocí kombinované ball-pen a langmuirovy sondy na tokamaku GOLEM*. Bakalářská práce, 2018. Dostupné z WWW: <http://physics.fjfi.cvut.cz/publications/FTTF/BP_Petr_Macha.pdf>.
- [5] HORÁČEK, J.; *measurement of edge electrostatic turbulence in the tcv tokamak plasma boundary*. 2006. Dostupné z WWW: <https://infoscience.epfl.ch/record/83511/files/EPFL_TH3524.pdf>.
- [6] GUNN, P.; *Vývoj, teorie a aplikace tunelové sondy*. Habilitační práce. 2014. Dostupné z WWW: <<http://www.univ-lorraine.fr/content/developpement-theorie-et-applications-de-la-sonde-tunnel>>.
- [7] IEA - *International Energy Agency*. [cit. 10.2.2020] [online]. Dostupné z WWW: <[https://www.iea.org/data-and-statistics?country=WORLD&fuel=Energy\\$\\$\\$20supply&indicator=Electricity\\$\\$\\$20generation\\$\\$\\$20by\\$\\$\\$20source](https://www.iea.org/data-and-statistics?country=WORLD&fuel=Energy$$$20supply&indicator=Electricity$$$20generation$$$20by$$$20source)>.
- [8] *Why nuclear power will never supply the world's energy needs*. [cit. 10.2.2020] [online]. Dostupné z WWW: <<https://phys.org/news/2011-05-nuclear-power-world-energy.html>>.
- [9] *Počítačová fyzika I*. 2003. Dostupné z WWW: <http://physics.ujep.cz/~mmaly/vyuka/poc_fyz_1/pocitacova_fyzika_1.pdf>.

- [10] CHUNG, K. S.; HUTCHINSON, I. H. *Kinetic theory of ion collection by probing objects in flowing strongly magnetized plasmas*. 1988, , Phys. Rev. A38, 4721.
- [11] MERLONO, R.L.; *Understanding Langmuir probe current-voltage characteristics*. 2007, American Journal of Physics 75, 1078.
- [12] DEJARNAC, R.; GUNN, J. P.; STOCKEL, J.; et al. *Study of ion sheath expansion and anisotropy of the electron parallel energy distribution in the CASTOR tokamak*. 2007. Dostupné z WWW: <<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0741-3335/49/11/004/meta>>
- [13] 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.
- [14] STANGEBYL, P. C.; MCCracken, G. M. *Plasma boundary phenomena in tokamaks*. [cit. 1.7.2010] Dostupné z WWW: <<http://iopscience.iop.org/article/10.1088/0029-5515/30/7/005/meta>>
- [15] 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.
- [16] 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.
- [17] 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. 1.7.2010] Dostupné z WWW:<<https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/ctpp.201410072>>.
- [18] 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. 1.7.2010] Dostupné z WWW:<<http://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/63/1/012001/meta>>.
- [19] 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. 1.7.2010] Dostupné z WWW: <<https://link.springer.com/article/10.1007%2FBF03166386>>.
- [20] GUNN, P.; STÖCKEL J.; et al. *Measurement of electron temperature fluctuations with tunnel probe in the castor tokamak*. 2002. Dostupné z WWW: <http://golem.fjfi.cvut.cz/wiki/Library/CASTOR/GunnJ_Tunnel_04.pdf>.

- [21] KOVAI, J.; et al. *Some experiments with the tunnel probe in a low temperature magnetized plasma*. 2018. Dostupné z WWW: <<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/958/1/012007/pdf>>.
- [22] KOČAN, M.; PÁNEK, R.; STÖCKEL, J.; GUNN, P.; et al. *Particle-in-Cell Simulations of the Segmented Tunnel Probe for Ion Temperature Measurements in the Tokamak Scrape-off Layer*. 2005. Dostupné z WWW: <<http://djs.si/proc/bled2005/htm/pdf/00029.pdf>>.
- [23] GUNN, P.; et al. *Tunnel probes for measurements of the electron and ion temperature in fusion plasmas*. 2004. Dostupné z WWW: <<https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1787581>>.
- [24] ROMPUY, T.; GUNN, P.; STÖCKEL, J.; et al. *Sensitivity of electron temperature measurements with the tunnel probe to a fast electron component*. 2007. Dostupné z WWW: <https://www.researchgate.net/publication/230972295_Sensitivity_of_electron_temperature_measurements_with_the_tunnel_probe_to_a_fast_electron_component>.
- [25] *Parametry tokamaku COMPASS* [online]. [cit. 26.3.2020]. Dostupné z WWW: <http://www.ipp.cas.cz/vedecka_struktura_ufp/tokamak/tokamak_compass/parametry/index.html>
- [26] *Wiki tokamaku GOLEM - Parametry*. [cit. 26.3.2020] Dostupné z WWW: <<http://golem.fjfi.cvut.cz/wiki/Tokamak/BasicDescription/BasicParametersSelection/pargrph.pdf>>.
- [27] SVOBODA, V.; STOCKEL, J.; *Online experimentation at the GOLEM tokamak*. [cit. 27.3.2020] Dostupné z WWW: <https://www.researchgate.net/publication/336725722_Online_experimentation_at_the_GOLEM_tokamak>.
- [28] WALDKEN, N.; ADAMEK, J.; ELMORE, S.; et al. *Profile measurements in the plasma edge of MAST using a ball pen probe*. 2014. Dostupné z WWW: <https://www.researchgate.net/publication/268819838_Profile_measurements_in_the_plasma_edge_of_MAST_using_a_ball_pen_probe/citations>.
- [29] URBAN, J.; et al. *CDB documentation*. 2011-2012. Dostupné z WWW: <<https://cdb.readthedocs.io/en/latest/index.html>>.
- [30] LAO, L.; JOHN, H.; et al. *Reconstruction of current profile parameters and plasma shapes in tokamaks*. 1985. Dostupné z WWW: <<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0029-5515/25/11/007>>.
- [31] BROTKANKOVA, J.; STOCKEL, J.; et al. *Detailed Measurements of Poloidal Velocity of Density and Floating Potential Fluctuations in the Edge Plasma of the CASTOR Tokamak*. 2011. Dostupné z WWW: <https://www.researchgate.net/publication/267253420_Detailed_Measurements_of_Poloidal_Velocity_of_Density_and_Floating_Potential_Fluctuations_in_the_Edge_Plasma_of_the_CASTOR_Tokamak>.

- [32] VAYAKIS, G.; *Anomalous transport in the tokamak edge*. Disertační práce. 1991. Katedra inženýrských věd, Oxford.
- [33] AFTANAS, M.; BOHM, P.; BILKOVA, P.; et al. *High-resolution Thomson scattering system on the COMPASS tokamak: Evaluation of plasma parameters and error analysis*. 2012. Dostupné z WWW: <https://www.researchgate.net/publication/232928414_High-resolution_Thomson_scattering_system_on_the_COMPASS_tokamak_Evaluation_of_plasma_parameters_and_error_analysis>.
- [34] PODOLNIK, A.; KOMM, M.; ADAMEK, J.; et al. *3D particle-in-cell modeling of Langmuir probe effective collecting area in magnetized plasma*. 2018. Dostupné z WWW: <<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6587/aac701?fbclid=IwAR1e9jC9ShYA6ZtAC3SFdmTWQGePSuGeZ3GKoTlSCceHQ9rrwM6YU9nsuo4>>.
- [35] WESSON, J.; *Tokamaks*. Oxford. Clarendon Press. 2004.
- [36] KOVARIK, K.; DURAN, I.; STOCKEL, J.; SEIDL, J.; ADAMEK, J.; SPOLAORE, M.; VIANELLO, N.; HACEK, P.; HRON, M.; PANEK, R.; *Filamentary probe on the COMPASS tokamak*. Rev. Sci. Instrum., 88(3):035106, 2017.
- [37] SPOLAORE, M.; KOVARIK, K.; STOCKEL, J.; ADAMEK, J.; DEJARNAC, R.; DURAN, I.; KOMM, M.; MARKOVIC, T.; MARTINES, E.; PANEK, R.; *Electromagnetic ELM and inter-ELM filaments detected in the COMPASS Scrape-Off Layer*. Nuclear Materials and Energy, 12:844–851, 2017.
- [38] SPOLAROE, M.; VIANELLO, N.; AGOSTINI, M.; CAVAZZANA, R.; MARTINES, E.; SERIANNI, G.; SCARIN, P.; SPADA, E.; ZUIN, M.; ANTONI, V.; *Magnetic and electrostatic structures measured in the edge region of the RFX-mod experiment*. Journal of Nuclear Materials, 390:448–451, 2009.
- [39] MÁCHA, P.; SVOBODA, V.; ADÁMEK, J.; STÖCKEL, J.; *Poster - Symposium on Plasma Physics and Technology*. 2018.
- [40] GROVER, O.; SVOBODA, V.; STÖCKEL, J.; *Online experimentation at the GOLEM tokamak*. 2019. Dostupné z WWW: <https://www.researchgate.net/publication/336725722_Online_experimentation_at_the_GOLEM_tokamak>.
- [41] WOLF, R. C.; *Internal transport barriers in tokamak plasmas*. 2002. Dostupné z WWW: <<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0741-3335/45/1/201>>.