České vysoké učení technické v Praze
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky
Obor: Fyzika a technika termojaderné fúze

Rychlé měření elektronové teploty na tokamaku GOLEM pomocí Tunelové sondy

Fast measurements of electron temperature on the GOLEM tokamak by means of Tunnel Probe

VÝZKUMNÝ ÚKOL

Vypracoval:	Bc. Petr Mácha
Vedoucí práce:	Ing. Vojtěch Svoboda, CSc.
Konzultant:	RNDr. Jan Stöckel, CSc
Rok:	2019

Prohlášení

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

Bc. Petr Mácha

Poděkování

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

Bc. Petr Mácha

Název práce:

Rychlé měření elektronové teploty na tokamaku GOLEM pomocí Tunelové sondy

Autor: Bc. Petr Mácha

Studijní program: Aplikace přírodních věd
Obor: Fyzika a technika termojaderné fúze
Druh práce: Výzkumný úkol

Vedoucí práce: Ing. Vojtěch Svoboda, CSc.
Katedra fyziky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, České vysoké učení technické v Praze
Konzultant: RNDr. Jan Stöckel, CSc
Ústav fyziky plazmatu akademie věd České republiky

Abstrakt: Tato práce se zabývá rychlým měřením elektronové teploty pomocí Tunelové sondy na tokamaku GOLEM. V první části je čtenáři poskytnut teoretický úvod do sondových měření se zaměřením na Tunelovou sondu. Čtenář je mimo jiné seznámen s numerickými simulacemi pro rychlé měření elektronové teploty, jednotlivými metodami měření a s jejich experimentálním uspořádáním. Ve druhé části práce jsou naměřená data zpracována a vyhodnoceny výsledky. Nakonec je provedena diskuze a shrnutí všech výsledků.

Klíčová slova: okrajové plazma, sondová měření, , rychlé měření elektronové teploty, Tunelová sonda, Langmuirova sonda, ball-pen sonda, voltampérová charakteristika, tokamak GOLEM

Title:

Fast measurements of electron temperature on the GOLEM tokamak by means of Tunnel Probe

Author: Bc. Petr Mácha

Abstract: The research task is dedicated to fast measurements of electron temperature on the GOLEM tokamak by means of Tunnel probe. The first part introduces the theory of edge plasma measurements focused on the Tunnel probe. The reader is familiar with numerical simulations for fast electron temperature measurements, individual methods of measurements and with their experimental setups. The second part covers the data processing and evaluation of the results. The thesis is concluded with the overal discussion and summary of all the achieved results.

Key words: edge plasma, probe measurement, fast measurements of electron temperature, Tunnel probe, Langmuir probe, ball-pen probe, voltampere characteristic, tokamak GOLEM

Obsah

Úvod **6**

1 Sondová měření **7**
1.1 Tunelová sonda 7
1.1.1 Numerické simulace, režim iontového nasyceného proudu . . . 9
1.1.2 Měření voltampérových charakteristik 10
1.2 Langmuirova a Ball-Pen sonda 12

2 Experimentální uspořádání **14**
2.1 Měření IV charakteristik výboj od výboje 15
2.2 Měření IV charakteristik rozmítáním 16
2.3 Kombinovaná DTP, LP a BPP sonda 20
2.4 Zpracování dat 21

3 Experimentální výsledky **22**
3.1 Zpracování metody shot to shot 22
3.2 Rozmítání 30
3.3 Kombinovaná LP a BPP sonda 36

4 Diskuze **42**

5 Závěr **45**

Literatura **47**

Úvod

Tunelová sonda představuje unikátní diagnostický nástroj pro rychlé měření elektronové teploty v magnetizovaném plazmatu. Skládá se ze dvou elektrod: tunelu, do něhož vtéká plazma podél siločar magnetického pole a kolektoru, který jej na jednom konci uzavírá. Poprvé byla testována na tokamaku CASTOR v UFP AV ČR, viz publikace [1], [2], a poté rutině používána na tokamaku TORE-SUPRA v CEA Cadarache, Francie. Detailní porozumění její funkci však vyjadřuje další experimentální testy, pro které je velmi vhodný tokamak GOLEM. V rámci výzkumného úkolu budou na tokamaku GOLEM provedeny následující experimenty s využitím tunelové sondy. Nejprve proběhne instalace tunelové sondy do výbojové komory tokamaku GOLEM a zapojení příslušných měřících obvodů. Následně provedeme měření elektronové teploty pomocí voltampérových charakteristik a její porovnání s existujícími numerickými simulacemi. Takto měřenou teplotu budeme kalibrovat s poměrem proudů tekoucích na tunel a kolektor. Samotné měření voltampérových charakteristik bude provedeno dvěma metodami - shot to shot, kdy sondové napětí měníme pro jednotlivé výboje a následně využíváme reprodukovatelnosti výbojové série. Druhou metodou je rozmítání, kdy je napětí na sondě měněno v průběhu jediného výboje. V druhé části pak budeme porovnávat elektronovou teplotu měřenou pomocí tunelové sondy s měřením pomocí kombinované Langmuirovy a ball-pen sondy.

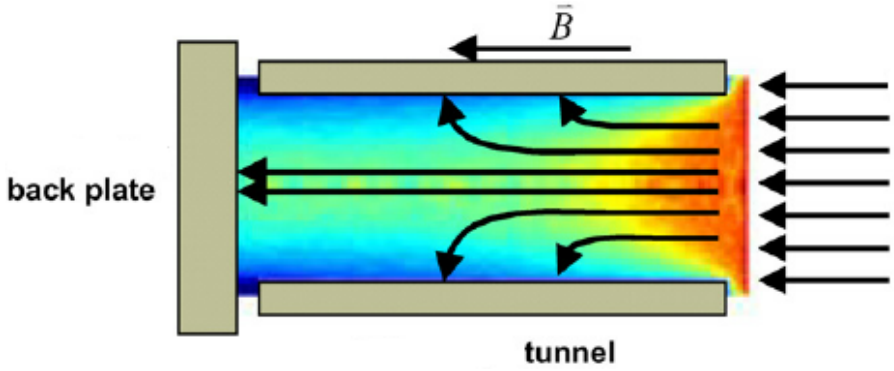
Tato práce je členěna do několika kapitol. Po tomto stručném úvodu následuje teoretická část, zabývající se sondovým měřením. Budou zde popsány principy využívaných sond, tedy sondy tunelové, Langmuirovi a ball-pen sondy, přičemž největší důraz bude kladen na teorii tunelových sond, ale také na již existující numerické simulace, které jsou pro tuto práci zcela klíčové. Jelikož vznikly pro parametry plazmatu s vyšším toroidálním magnetickým polem (1 T), než je v současné době na tokamaku GOLEM (0.5 T), budou zde diskutovány důsledky tohoto faktu. V další části bude rozebráno samotné experimentální uspořádání pro jednotlivé způsoby měření a podrobněji popsány problémy, doprovázející měření metodou rozmítání, které je před zpracováním nezbytné zohlednit. Na konci této části bude stručně popsán program pro zpracování dat. Následně přistoupíme k samotné praktické části, která je rozdělena na tři podkapitoly - měření elektronové teploty pomocí shot to shot metody, rozmítání a pomocí kombinované Langmuirovy a ball-pen sondy. Každá tato kapitola bude obsahovat výsledky porovnání elektronové teploty měřené jednotlivými metodami a numerickou simulací. Na konci práce rozebereme výsledky měření v diskuzi a výsledky shrneme v závěru.

Kapitola 1

Sondová měření

1.1 Tunelová sonda

Tunelová sonda, dále jen (TP) [1], [2], [11], [12], [13], [14], případně dvojitá tunelová sonda (DTP) je nový druh elektrické sondy, která se používá pro měření v okrajové oblasti v tokamaku zvané, jako scrape-off-layer (SOL). Samotná sonda se skládá z dutého, vodivého tunelu (TN), který má průměr několik milimetrů (5 mm) [1] a stejně tak i hloubku (7 mm). Ten je z jedné strany ukončen elektricky izolovanou vodivou zadní deskou, kterou nazýváme backplate, dále jen (BP). Jednotlivé elektrody TP je možné nabíjet na napětí, čehož se následně využívá pro měření voltampérových charakteristik, dále jen (IV charakteristik), o nichž se zmíníme podrobně později. Pokud sondu vložíme do plazmatu, začnou v závislosti na napětí přiloženém na sondu do tunelu vnikat elektrony a ionty. Ty jsou následně distribuovány mezi TN a BP. Schéma tunelové sondy, včetně naznačení pohybu částic je zobrazeno na následujícím obrázku 1.1. Sondu orientujeme tak, aby osa tunelu byla rovnoběžná se směrem toroidálního magnetického pole B_t.

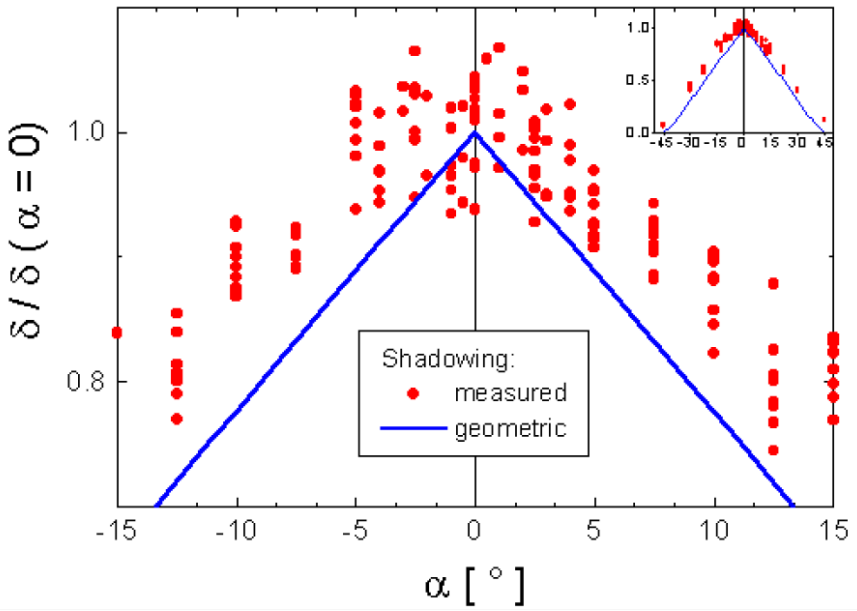


Obrázek 1.1: Schéma tunelové sondy, zobrazující tunel a backplate. Šipkami je znázorněn směr šíření částic plazmatu vstupujících do tunelu a jejich distribuce na jednotlivé elektrody. Převzato a upraveno z [1]

Pro samotné měření elektronové teploty T_e je nezbytné přikládat na sondu napětí.

To provádíme ve dvou odlišných režimech. Prvním režimem je měření iontového nasyceného proudu, kdy přikládáme dostatečně záporné napětí pro odpuzení všech elektronů. Druhým je měření IV charakteristik, kdy napětí měníme od záporných hodnot až po kladné, čímž určíme závislost tohoto sondového napětí na sondovém proudu, který měříme. Nyní oba režimy měření popíšeme.

Pokud tedy sondu nabijeme na dostatečně vysoké záporné napětí, odpudíme všechny elektrony a sonda tak měří pouze ionty. Samotná distribuce mezi BP a TN je určena tloušťkou takzvaného magnetic sheath (magnetické stínění) na konkávní ploše tunelu, jež je funkcí elektornové teploty T_e. Této závislosi následně využíváme pro její měření a je pro nás stěžejní. V tunelu totiž vzniká silné radiální elektrické pole, které donutí ionty, do té doby pohybující se podél magnetických siločar, aby změnili svou trajektorii (demagnetizovali se) a dopadly na tunel. Velikost magnetického stínění je ale závislá na úhlu sondy a magnetického pole. Jak již bylo zmíněno, pro správné fungování TP je nutné, aby tunel směřoval rovnoběžně s magnetickým polem a backplate byl k němu kolmý. Pokud by tomu tak nebylo, poměr proudů, který určuje elektronovou teplotu by byl nevhodný a znemožnil by její určení. Jak je ukázáno v článku [1], není nutno podmínku rovnoběžnosti splnit přesně. Ukazuje se, že v rozmezí odklonu do 5% funguje TP správně. To můžeme vidět na následujícím obrázku 1.2, kde je modře velikost magnetického stínění určena geometricky a červenými body je z naměřených dat ukázáno, jakým způsobem závisí velikost proudu na BP na úhlu α mezi osou sondy a magnetickým polem v realném experimentu.



Obrázek 1.2: Závislost redukce toku částic na BP v závislosti na úhlu α mezi osou sondy a magnetickým polem. Magnetické stínění geometricky určeno modře, měřené hodnoty červeně. Převzato z [1]

Z obrázku usuzujeme, že ačkoli předpovídaná hodnota magnetického stínění, která byla určena geometricky, je na první pohled velmi ostrá, naměřené hodnoty vykazují

jistou toleranci. Ta je rovna přibližně 5%. Z toho plyne, že vzhledem ke komplikovanému fyzickému přístupu k sondě v komoře tokamaku máme jistou toleranci pro nastavení její orientace vzhledem k magnetickému poli tokamaku. Fyzikální význam tolerance spočívá v kolmé složce pohybu iontů.

1.1.1 Numerické simulace, režim iontového nasyceného proudu

Jak již bylo popsáno, pokud tunel i backplate nabíjíme na vysoké záporné napětí ($\approx -100V$), všechny elektrony jsou odpuzeny a my tak měříme iontový nasycený proud I_{sat}. Nespornou výhodou TP je, že na rozdíl od LP nezávisí velikost iontového nasyceného proudu I_{sat} na velikosti napětí na sondě, jelikož nedochází k takzvanému sheath expansion. Pokud celkový iontový proud $I_{sat} = I_{sat}^{TN} + I_{\mathrm{sat}}^{\mathrm{BP}}$ vydělíme průřezem sondy, získáme veličinu zvanou celková hustota iontového nasyceného proudu, definovanou, jako

$$J_{\mathrm{sat}} = \frac{I_{\mathrm{sat}}}{S}, \tag{1.1}$$

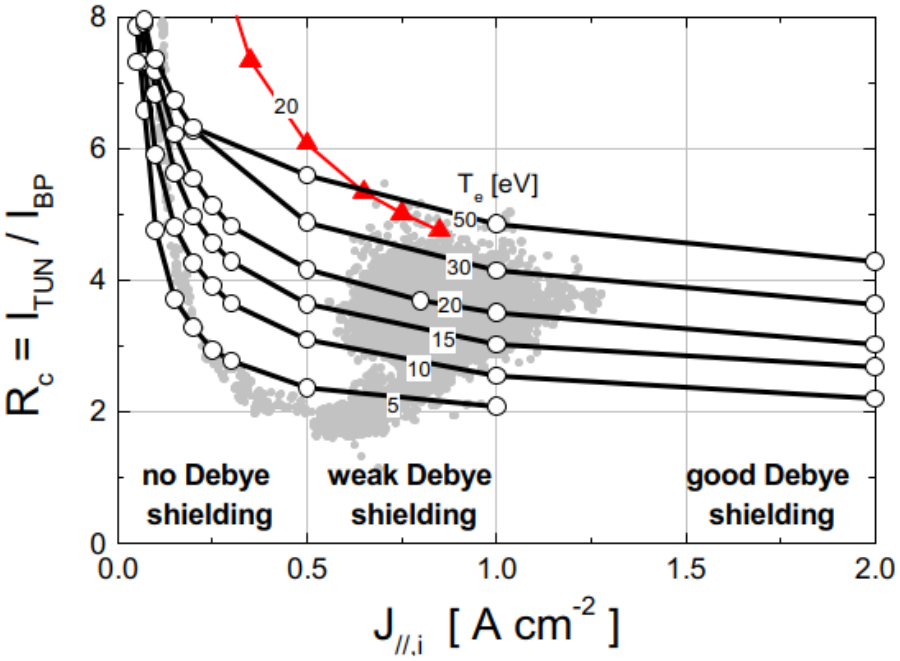
kde $S = \pi r^2$ je průřez sondy ve směru kolmém na magnetické pole. Následně zavedeme další veličinu, definovanou, jako:

$$R = \frac{I_{\mathrm{TN}}}{I_{\mathrm{TN}} + I_{\mathrm{BP}}}, \tag{1.2}$$

kde I_{TN}, respektive I_{BP} jsou proudy na tunel, respektive na backplate. Pro měření elektronové teploty T_{e} byly pro tokamak CASTOR provedeny v programu XOOPIC numerické simulace [2]. Vstupní parametry byly voleny, jako $B = 1\ T$, $5 < T_{\mathrm{e}} < 50$ eV, $0.05 < J_{\mathrm{sat}} < 2.0\ Acm^{-2}$, průřez a hloubka sondy 5 mm a sondové napětí -100 V. Měření elektronové teploty se tak provádí následujícím způsobem.

1. Přiložíme na sondu dostatečné záporné napětí.
2. Změříme proudy na tunel a backplate.
3. Spočteme J_{sat} a R.
4. Porovnáním s výsledky numerické simulace určíme elektronovou teplotu.

Výsledky simulace jsou zobrazeny na následujícím obrázku 1.3. Výsledky jsou rozděleny do tři režimů. Prvním je část v obrázku značená, jako good Debye shielding (dobré Debyeovo stínění), která začíná v oblasti velkých hodnot hustoty iontového nasyceného proudu J_{sat}. V tomto režimu je vrstva Debyeovo stínění mnohem tenčí, než je poloměr tunelu a je tak možné dobře měřit elektronovou teplotu T_{e}. V druhém režimu, označeném, jako weak Debye shielding (slabé Debyeovo stínění) je již Debyova vrstva srovnatelná s poloměrem tunelu. Poslední režim odpovídá no Debye shielding (žádné Debyeovo stínění), kdy měření proudu nedává žádnou informaci o elektronové teplotě T_{e}.

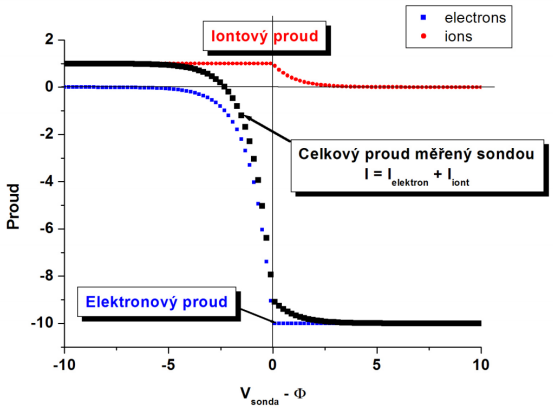


Obrázek 1.3: Výsledky numerické simulace - závislost R, J_{sat} a T_{e}. Otevřené kruhy spojené čarami značí výsledky simulace pro $U = -100$ V, červené pro $U = -200$ V. Šedivé body reprezentují naměřené hodnoty na tokamaku CASTOR. Převzato z [2].

1.1.2 Měření voltampérových charakteristik

Abychom mohli porovnat hodnoty elektronové teploty T_{e} určené simulacemi se skutečnými hodnotami, musíme ji nějakým způsobem změřit. Jednou z možnosti je využit voltampérových charakteristik (IV charakteristik).

Jedná se o závislost sondového napětí na sondovém proudu. Jak již bylo zmíněno dříve, měření probíhá dvěma způsoby. Nejprve v každém jednotlivém výboji měníme napětí na sondě a měříme proud. Následně využijeme předpokladu reprodukovatelnosti výbojů a vytvoříme charakteristiku. Druhou možností je takzvané rozmítání, kdy napětí na sondě měníme během výboje - průběh napětí může být sinusový, ve tvaru pily, atd. Příklad IV charakteristiky vidíme na následujícím obrázku 1.4.



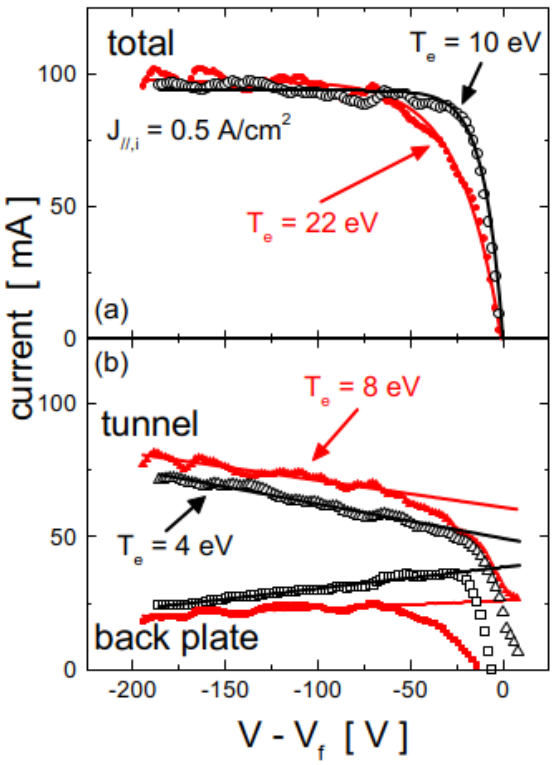
Obrázek 1.4: Modelová IV charakteristika, modře ionotvý proud, červeně elektornový proud. Převzato z [3]

Pro následně určení elektronové teploty T_e musíme závislost fitovat vhodným vztahem. Ten se nazývá tří parametrový fit a má tvar [4], [5]:

$$I_{\text{probe}} = I_{\text{sat}}(1 - exp\frac{U_{\text{probe}} - U_{\text{fl}}}{T_e}), \tag{1.3}$$

kde I_{probe} je sondový proud, I_{sat} iontový nasycený proud, U_{probe} sondové napětí, U_{fl} plovoucí potenciál, definovaný, jako sondové napětí, při kterém sondou neprotéká proud a T_e elektronová teplota.

Jelikož obrázek 1.4 zobrazuje pouze modelovou IV charakteristiku, je iontový saturační proud nezávislý na sondovém napětí. Ve skutečnosti tomu ale tak nebývá. V případě Langmuirovy sondy, která je ve stručnosti pouze kolektor nabytých částic vnořený do plazmatu, je iontový nasycený proud funkcí sondového napětí. To by nicméně pro naše měření mělo devastující následky, jelikož elektronovou teplotu určujeme právě z měření velikosti iontového nasyceného proudu. Nespornou výhodou tunelové sondy ale je, že eliminuje tento problém. To bylo ukázáno v [2]. Na následujícím obrázku je porovnána IV charakteristika tunelové sondy. Jelikož je elektronová teplota T_e určena sklonem rovnice 1.3, je zřejmé, že je pro její správné určení důležité dosáhnout iontového nasycení. Z obrázku je patrné, že pro celkový proud opravdu získáváme nasycenou (saturovanou) hodnotu iontového proudu.



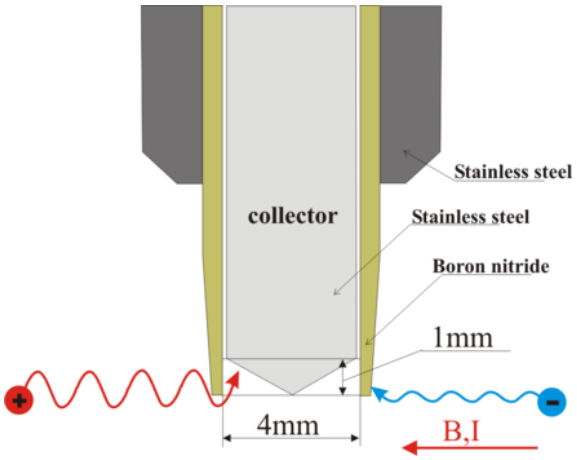
Obrázek 1.5: a) celkový proud měření TP pro dvě hodnoty elektronové teploty. b) rozdělení proudu mezi TN a BP. . Převzato z [2].

Měření elektronové teploty pomocí IV charakteristik se provádí následujícím způsobem:

1. Na sondu přiložíme napětí, které měníme buď v průběhu výboje (rozmítání), pro každý výboj výboj od výboje (shot to shot).
2. Měříme sondový proud.
3. Konstruujeme IV charakteristiky.
4. Fitujeme funkcí 1.3 a určujeme elektronovou teplotu T_e.
5. Výsledky porovnáme s hodnotami z numerických simulací získaných postupem z kroku: měření iontového proudu.

1.2 Langmuirova a Ball-Pen sonda

Langmuirova sonda (LP) patři mezi nejjednodušší diagnostiku plazmatu. Jedná se o vodič vnořený do plazmatu, na který dopadají elektrony a ionty, které se v tokamaku pohybují podél magnetických siločar. Naproti tomu ball-pen sonda (BPP) je modifikací LP. Její konstrukce je odlišná. Kolektor nabitých částic je vnořen do trubice z dielektrického materiálu. Sonda byla vyvinuta za účelem přímého měření potenciálu plazmatu Φ, jež je definován jako bod, při kterém na sondu vnořenou do plazmatu přiložíme takové napětí, aby vymizela Debyeova stínící vrstva. Pokud totiž vložíme LP sondu do plazmatu, její potenciál není rovný potenciálu plazmatu Φ, jelikož se kolem kolektoru zformuje Debyeova stínící vrstva. LP tak měří plovoucí potenciál U_{fl}. Rozdíl těchto dvou potenciálů je dán elektronovou teplotou T_{e}. Samotný význam dielektrické trubice je takový, že dochází k fyzickému odstínění elektronů. Ty mají menší Larmorův poloměr a tak je pro ně obtížnější překonat trubici a dopadnout na kolektor. Ukazuje se sice, že takto zjednodušený pohled zcela neodpovídá realitě, jelikož v trubici vznikají vlivem hromadění částic elektrická pole, která elektrony, které by jinak na kolektor nedopadly vtáhne do trubice. Závěrem však můžeme konstatovat, viz. [6], že potenciál měřený BPP můžeme považovat za přibližně rovný potenciálu plazmatu. Zjednodušené schéma ball-pen sondy je na následujícím obrázku 1.6.



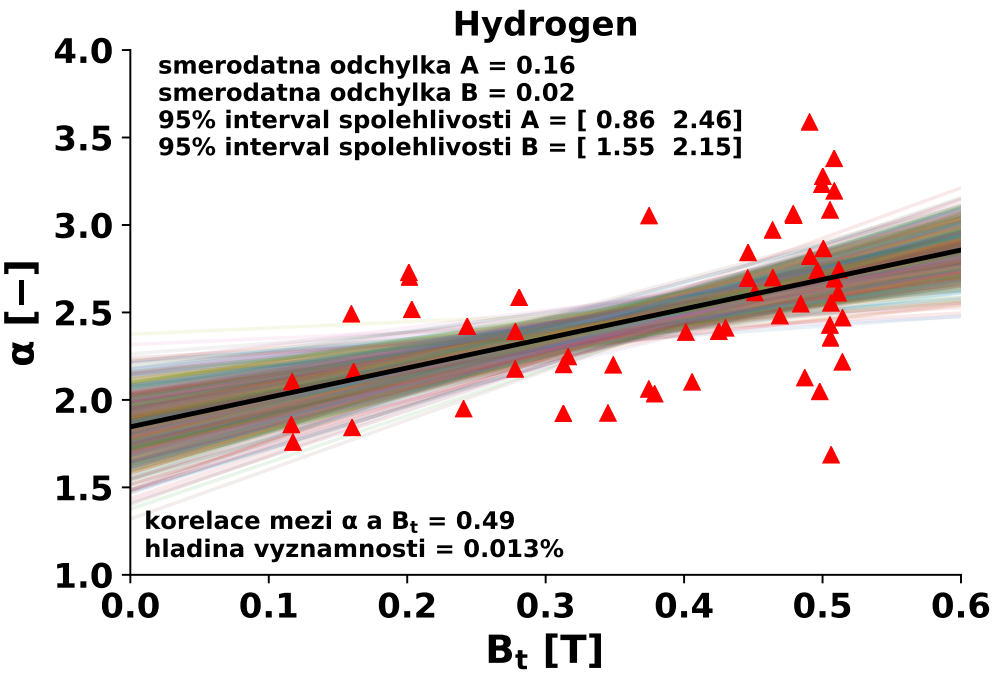
Obrázek 1.6: Základní schéma ball-pen sondy. Červeně trajektorie iontů s větším Larmorpvým poloměrem, modře elektrony s menším Larmorovým poloměrem. Kolektor je orientován kolmo na magnetické pole tokamaku. Převzato z [7]

Jedním z cílů této práce je určit pomocí kombinované LP a BPP elektronovou teplotu. Tato problematika je podrobně řešena v [6]. Mezi veličinami Φ, U_{fl} a T_{e} platí následující vztah:

$$\Phi - U_{\mathrm{fl}} = \alpha T_{\mathrm{e}}, \tag{1.4}$$

kde $\alpha = ln\frac{A^{-}(h)j_{\mathrm{sat}-}}{A^{+}(h)4j_{\mathrm{sat}+}}$ je kalibrační konstanta ($A^{-,+}(h)$ jsou sběrné plochy pro elektrony a ionty a $j_{\mathrm{sat}^{-,+}}$ jsou elektronové a iontové nasycené proudové hustoty), jejíž hodnota pro vodíkové plazma je $\alpha = 2.5$. Ta byla v [6] určena pomocí vztahu 1.4,

kde po jejím vyjádřením dosadíme do vztahu za plovoucí potenciál U_{fl} a elektronovou teplotu T_{e}, které získáme fitováním IV charakteristiky LP sondy a potenciál plazmatu Φ, který měříme pomocí BPP. Výsledky kalibrace byly statisticky zpracovány a byla zkoumána závislost kalibrační konstanty α na toroidálním magnetickém poli B_{t}. Tu se nepodařilo jednoznačně prokázat a proto k výpočtu v této práci předpokládáme α nezávislé na toroidálním magnetickém poli B_{t}. Na následujícím obrázku 1.7 vidíme výsledky kalibrace ve vodíkovém plazmatu.



Obrázek 1.7: Naměřené hodnoty kalibrační konstanty α a jejich statistické zpracování. Data jsou fitována lineární funkcí ve tvaru $\alpha = \alpha(B_{\mathrm{t}} = A * B_{\mathrm{t}} + B)$. Je určena směrodatná odchylka parametrů fitu, jejich 95% interval spolehlivosti. Pomocí korelace a hladiny významnosti je ověřována závislost $\alpha(B_{\mathrm{t}})$. Tu se nepodařilo jednoznačně prokázat. Převzato z [6].

Ze vztahu 1.4 je při znalosti hodnoty α možné určit elektronovou teplotu T_{e} tak, že pomocí LP a BPP v plovoucím režimu změříme plovoucí potenciál U_{fl} - signál z LP a potenciál plazmatu Φ - signál z BPP.

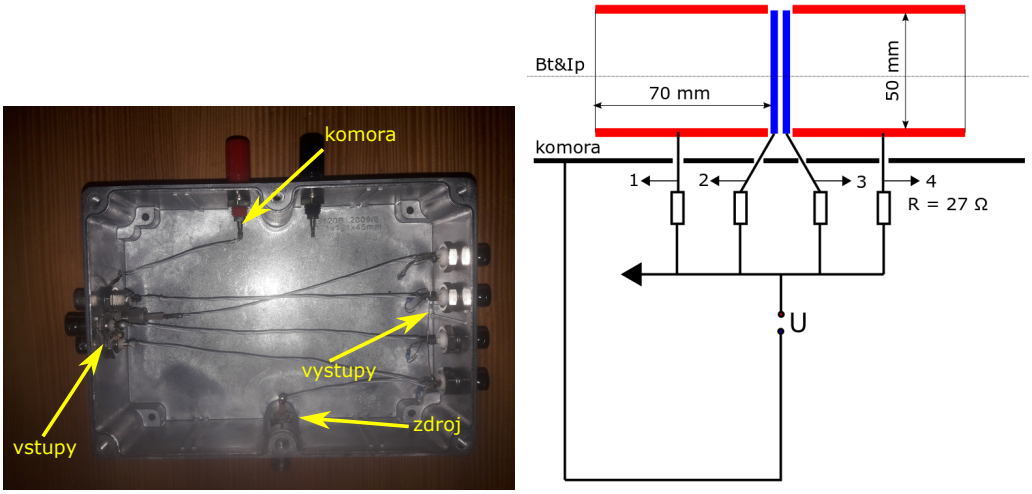
Měření elektronové teploty pomocí kombinované LP a BPP sondy tedy probíhá následujícím způsobem:

1. Na sondu tentokrát nepřikládáme napětí - obě jsou v plovoucím režimu.
2. Langmuirovou sondou změříme plovoucí potenciál U_{fl} a ball-pen sondou potenciál plazmatu Φ.
3. Dosadíme do vztahu 1.4 a spočteme elektronovou teplotu T_{e}.
4. Spočtenou elektronovou teplotu T_{e} porovnáme s hodnotami z numerických simulací získaných postupem z kroku: měření iontového proudu.

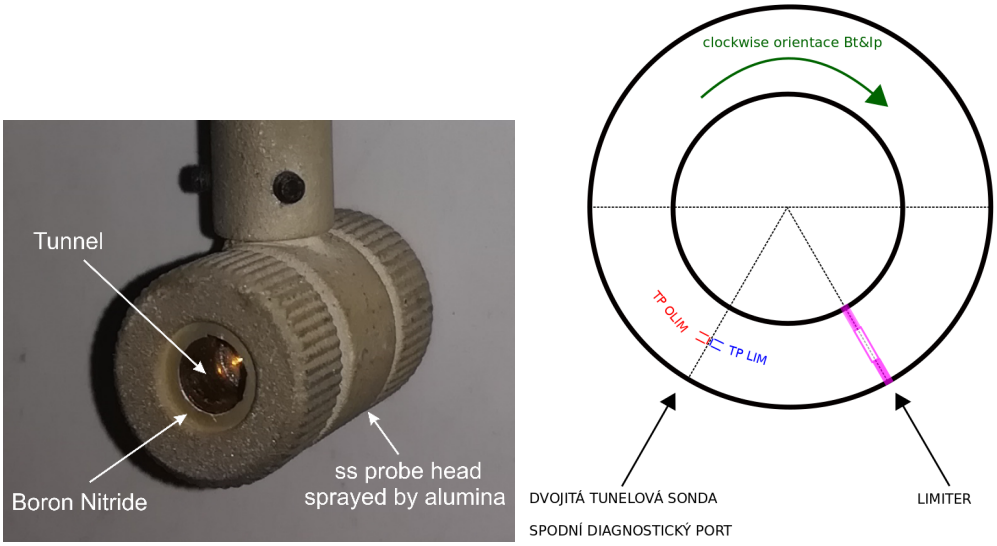
Kapitola 2

Experimentální uspořádání

Pro měření metodou shot to shot a rozmítáním napětí je sondová hlavice osazená dvojitou tunelovou sondou vložena do spodního diagnostického portu na tokamaku GOLEM. Vzdálenost portu od středu komory je 97 mm. Samotnou hlavici je možno posouvat výboj od výboje v radiálním směru v rozmezí 100 mm až 40 mm pomocí manipulátoru, který je opatřen stupnicí, pro snadné nastaveni polohy. Na všechny elektrody dvojité tunelové sondy, tedy na tunel i backplate v obou směrech je vůči komoře tokamaku přiloženo stejné napětí. Pro potřeby měření těmito metodami byla vytvořena krabička, usnadňující zapojení všech čtyř elektrod dvojité tunelové sondy. Krabička umožňuje rychlé a především přehledné zapojení. Na následujících dvou obrázcích 2.1 vidíme fotografii krabičky a dále její experimentální schéma. Dále pak na obrázku 2.2 vidíme fotografii sondy, se kterou jsme měřili - vlevo a schematické uspořádání experimentu vpravo.



Obrázek 2.1: Vlevo) Fotka krabičky pro zapojení dvojité tunelové sondy včetně popisu jednotlivých vstupů a výstupů. Vpravo) schéma pro měření elektronové teploty pomocí metody shot to shot.

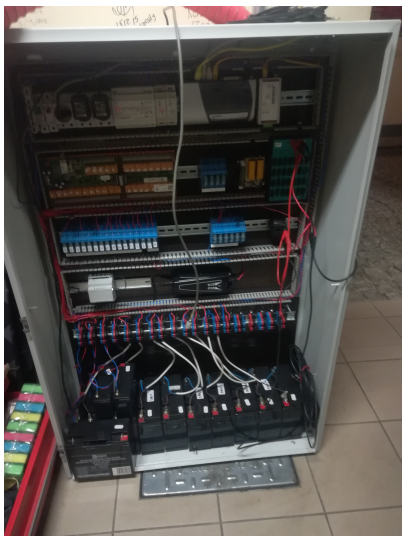


Obrázek 2.2: Vlevo) Dvojitá tunelová sonda použitá na tokamaku GOLEM. Okolí tunelu z nitridu boritého, má podobnou tepelnou vodivost, jako grafit, ale je to elektrický izolant. Vpravo) schematické uspořádání.

2.1 Měření IV charakteristik výboj od výboje

Kombinovaná hlavice osazená dvojitou tunelovou sondou je vložena do spodního diagnostického portu na tokamaku GOLEM. Vzdálenost portu od středu komory je 97 mm. Samotnou hlavici je možno posouvat výboj od výboje v radiálním směru v rozmezí 100 mm až 40 mm pomocí manipulátoru, který je opatřen stupnicí, pro snadné nastaveni polohy.

Na všechny elektrody dvojité tunelové sondy, tedy na tunel i backplate v obou směrech je vůči komoře tokamaku přiloženo stejné napětí ze zdroje, který je na následujícím obrázku 2.3. Tento zdroj napětí byl vytvořen za účelem spolehlivosti hodnoty napětí, které na sondu přikládáme. Pokud bychom totiž za výchozí považovali zdroj z elektrické sítě v budově, nemohli bychom si být vlastnostmi přikládaného napětí jisti. Nespornou výhodou tohoto zařízení je, že je možné provádět jeho ovládání pomocí lokálního internetového připojení. Zároveň je ze zdroje vyveden voltmetr, na kterém je možné v reálném čase kontrolovat přiložené napětí a předcházet tak chybám při měření. Následně pak pro každý jednotlivý výboj z reprodukovatelné série výbojů měníme napětí na dvojité tunelové sondě od vysokých záporných hodnot, typicky ≈ -100 V až do kladných hodnot blízkých nule ≈ 30 V. Je velmi důležité sledovat polaritu napětí. Pokud

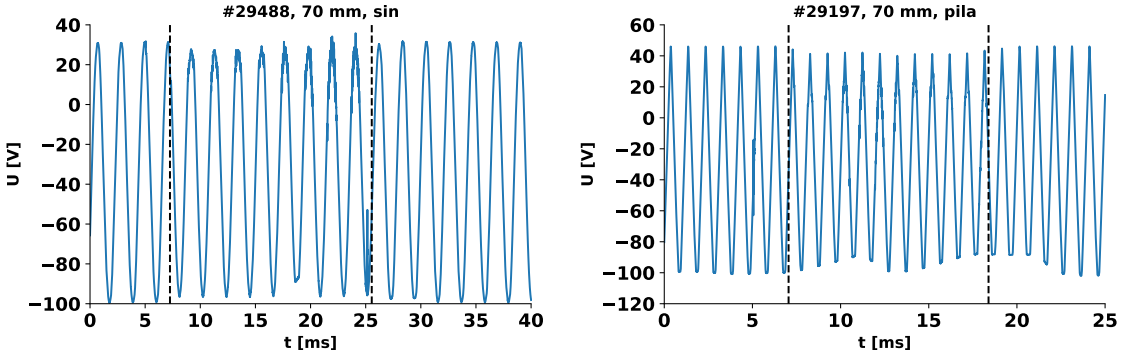


Obrázek 2.3: Zdroj napětí při metodě měření shot to shot pro dvojitou tunelovou sondu.

bychom totiž místo −100 V přiložili napětí +100 V, byly by elektrony, které jsou mnohem pohyblivější, než ionty přitahovány na sondu, kterou by tekl velký proud. Ten by následně mohl velmi jednoduše zničit odpory v měřícím obvodu.

2.2 Měření IV charakteristik rozmítáním

Podobně, jako v kapitole 2.1 je kombinovaná sondová hlavice osazená dvojitou tunelovou sondou vložena do spodního diagnostického portu na tokamaku GOLEM. Vzdálenost portu od středu komory a rozmezí, ve kterém lze hlavici posouvat v radiálním směru zůstává stejná. Na rozdíl od předchozí části je nyní napětí měněno během výboje. Schéma zapojení zůstává stejné, jako na obrázku 2.1 vpravo. Na rozdíl od zařízení k přikládání napětí na sondu z obrázku 2.3 je nyní použit zdroj rozmítaného napětí, které může mít typicky různý tvar a frekvenci. Pro naše měření jsme používaly dva tvary a to konkrétně pilový a sinusový. Ty jsou zobrazeny na následujících dvou obrázcích 2.4.



Obrázek 2.4: Vlevo) Příklad rozmítané napětí v sinusovém tvaru o frekvenci 0.5 KHz. Vpravo) Příklad rozmítaného napětí v pilovém tvaru o frekvenci 1 kHz. Pro oba případy je svislými čárkovanými čarami znázorněn začátek a konec výboje.

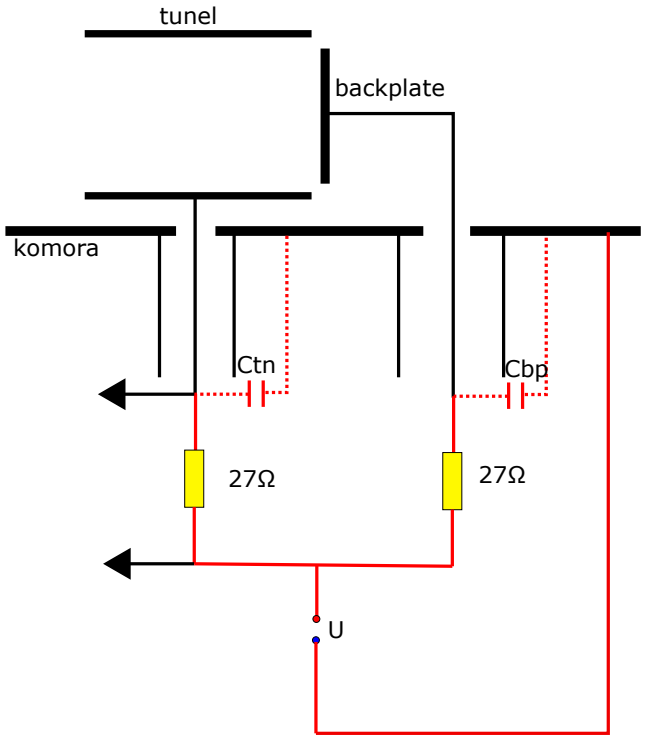
Na rozdíl od předchozí kapitoly, kde IV charakteristiky konstruujeme ze série reprodukovatelných výbojů, musíme v případě rozmítání IV charakteristiky konstruovat výrazně odlišně. Nejprve je nutné určit maxima a minima napětí, následně v časové korespondenci se signály z jednotlivých elektrod dvojité tunelové sondy rozdělit signály na intervaly, a v těch teprve konstruovat IV charakteristiky. Za tímto účelem byl vyvinut jednoduchý skript, který tento proces automaticky provádí. Popisem skriptů vytvořených pro tuto práci se nicméně budeme zabývat až v následující kapitole, kde budou detaily podrobně rozebrány.

Pro následné zpracování naměřených signálů je ovšem nezbytné diskutovat parazitní jev, který se registruje v signálu ze sondy, kdy není přítomno plazma. Tento parazitní signál má kvaziobdelníkový tvar a neumožňuje správnou interpretaci sondových signálů. Je zapříčiněn kapacitou kabelů mezi vlastní sondou a měřícím odporem. Napěťový zdroj tedy pracuje v sériovém obvodu, který je složený z měřeného odporu R a parazitní kapacity C. Ta se skládá z kapacity C_{BP} a kapacity C_{TN}. Schéma tohoto obvodu pro jednu část dvojité tunelové sondy je na následujícím obrázku 2.5.

Parazitní signál je třeba odstranit numericky následujícím postupem. Nejprve spočítáme první derivaci sondového napětí, tzn derivaci signálu z obrázku 2.4 a její hodnotu vynásobíme konstantou. Poté tento průběh přičteme k signálu jednotlivých elektrod. Vztah pro korekci má poté tvar:

$$U_{\mathrm{corr}} = U_{\mathrm{raw}} + c\frac{dU_{\mathrm{probe}}}{dt}, \tag{2.1}$$

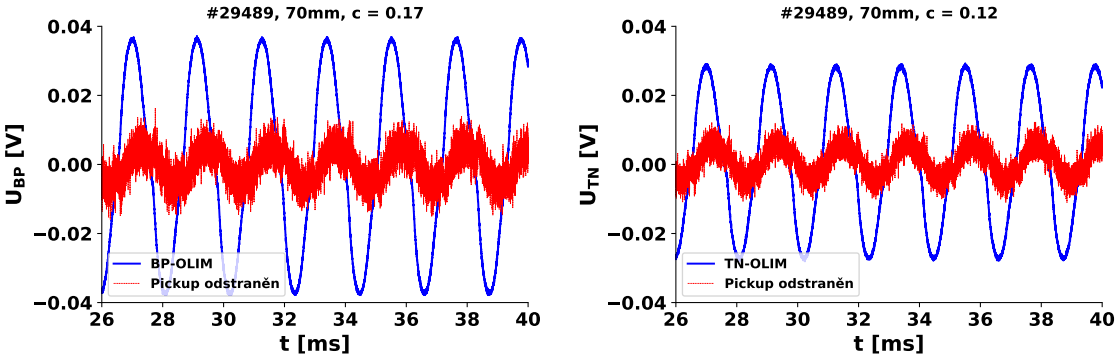
kde U_{corr} je korigovaný signál, U_{raw} je signál původní, U_{probe} je rozmítané napětí a c je vhodně volená konstanta. Konstantu c volíme tak, abychom dosáhli maximální redukce pickupu.



Obrázek 2.5: Schéma obvodu znázorňující parazitní kapacity vzniklé vlivem kapacity kabelů mezi vlastní sondou a měřícím odporem. Tato kapacita je znázorněna červenou, čárkovanou čarou.

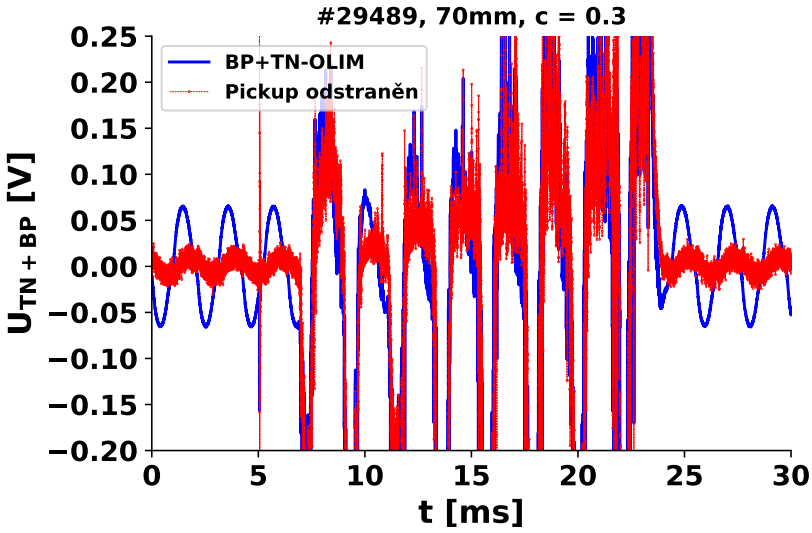
Na dalším obrázku 2.6 je příklad parazitního signálu pro jeden vybraný výboj. Vidíme na něm část signálu ke konci výboje, kdy parazitní signál registrujeme bez přítomnosti plazmatu. Vlevo pro backplate a vpravo pro tunel. Je vidět, že amplituda parazitního signálu (modře) na BP je větší než na TN. Červeně je znázorněn korigovaný signál spočítaný podle vztahu 2.1. Je vidět, že parazitní signál se podařilo

tímto způsobem redukovat asi 6-8x. Optimální hodnoty konstanty c jsou uvedeny v obrázku.



Obrázek 2.6: Demonstrace parazitního signálu pro vybraný výboj. V oblasti bez plazmatu pozorujeme kvaziobdelníkový parazitní signál, znázorněno modrou barvou, který je nutno odstranit. Signál po odstranění červeně. Vlevo) signál z BP. Vpravo) signál z tunelu.

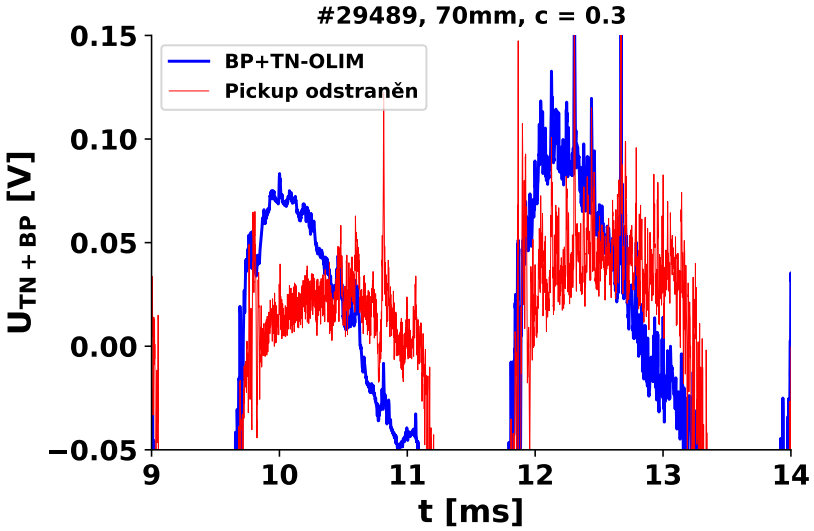
Pro následnou konstrukci IV charakteristik musíme nejprve signály z tunelu a backplatu sečíst. Poté je ale nezbytné odstranit parazitní signál i pro tento součtový signál. Zde ovšem neplatí, že $c_{\mathrm{BP+TN}} = c_{\mathrm{BP}} + c_{\mathrm{TN}}$. Je proto nutné hledat hodnotu c znovu. Výsledná korekce je patrná z obrázku 2.7. Hodnota konstanty c je opět uvedena v obrázku.



Obrázek 2.7: Demonstrace průběhu parazitního signálu pro součet signálů z tunelu a backplatu pro vybraný výboj. Modře je znázorněn původní signál, červeně signál zbavený pickupu. Optimální hodnota konstanty pro maximální redukci parazitního signálu je $c = 0.3$.

Je vidět, že při takto zvolené konstantě se parazitní signál redukoval cca 6x. Pro konstrukci IV charakteristik je redukce parazitního signálu zcela nezbytná, zejména

pak v části iontového proudu, jak demonstruje následující obrázek 2.8.



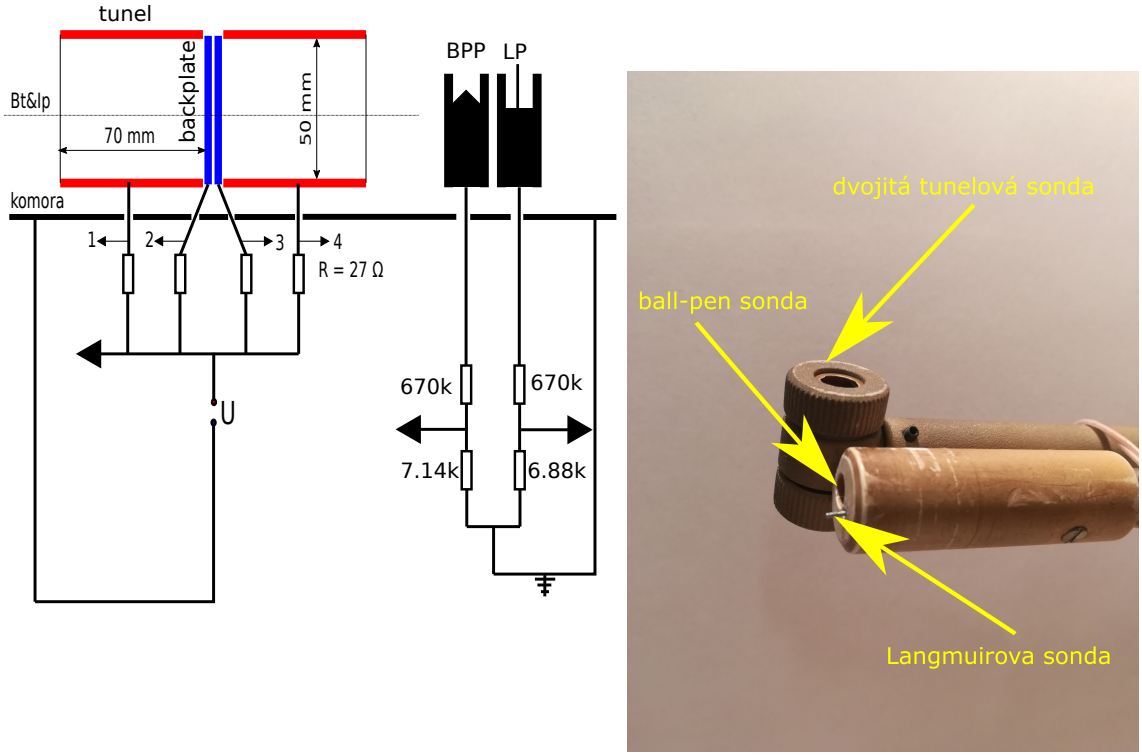
Obrázek 2.8: Demonstrace průběhu parazitního signálu pro součet signálů z tunelu a backplatu pro vybraný výboj zaměřena zejména na průběh iontového proudu. Modře je znázorněn původní signál, červeně signál zbavený pickupu. Optimální hodnota konstanty pro maximální redukci parazitního signálu je $c = 0.3$.

Je vidět, že parazitní signál dramaticky ovlivňuje zejména iontový proud. Zdaleka nejvíce patrný je rozdíl mezi korigovaným a nekorigovaným signálem v časech, kdy dochází k prudkému náběhu, respektive poklesu signálu.

Pro takto korigovaný signál je poté možno konstruovat IV charakteristiky. K tomu je zapotřebí celkový signál, tzn $U_{\mathrm{TN+BP}} = U_{\mathrm{TN}} + U_{\mathrm{BP}}$ rozdělit na úseky, které jsou přibližně 1 ms dlouhé, tak aby sondový signál byl ve fázi s přiloženým napětím. Délku časového intervalu určuje frekvence, kterou bylo napětí rozmítáno. Výsledné IV charakteristiky následně slouží k určení elektronové teploty stejně, jako bylo popsáno v předchozí kapitole 1.1.2.

2.3 Kombinovaná DTP, LP a BPP sonda

Kombinovaná sondová hlavice osazena dvojitou tunelovou sondou, ball-pen sondou a Langmuirovou sondou je opět vložena do spodního diagnostického portu na tokamaku GOLEM. Ostatní parametry hlavice zůstávají opět nezměněny. Dvojitá tunelová sonda je nyní nabíjena na vysoké záporné napětí, abychom byli schopni měřit hustotu iontového nasyceného proudu J_{sat}. K tomu opět využíváme zdroj z obrázku 2.3. Langmuirova sonda a ball-pen sonda jsou plovoucí, abychom mohli změřit veličiny potřebné pro výpočet elektronové teploty T_{e}, tedy plovoucí potenciál U_{fl} a potenciál plazmatu Φ. Po změření těchto veličin můžeme dosadit do rovnice 1.4 a vypočíst elektronovou teplotu T_{e}. Schéma měření je na následujícím obrázku 2.9 vlevo. Na stejném obrázku vpravo je vyfotografována samotná sondová hlavice. Z důvodu přehlednosti byly do obrázku vloženy šipky s popisky. Jednotlivé sondy jsou orientovány tak, abychom předešli jejich vzájemnému ovlivňování při výboji. Především pak orientace BPP a LP je taková, aby směřovaly kolmo na směr magnetického toroidálního pole B_{t}.



Obrázek 2.9: Vlevo) Schéma pro měření s pětí sondou skládající se z dvojité tunelové sondy, Langmuirovy sondy a ball-pen sondy. BPP a LP jsou plovoucí, na DTP je přiloženo vysoké záporné napětí, aby měřila pouze iontový proud. Vpravo) Fotografie kombinované sondy s popisky.

2.4 Zpracování dat

Ke zpracování dat byl použit programovací jazyk Python. Zdrojové kódy jsou umístěny na webové stránce <http://golem.fjfi.cvut.cz/wiki/Students/PetrMacha/VU_scripts>. K úpravě dat byly použity následující knihovny:

- *Numpy:* práce se soubory a matematické operace pro úpravu dat.
- *Matplotlib:* vytvoření veškerých grafů v této práci.
- *Pandas:* knihovna pro práci z daty ve formě přehledných tabulek.
- *Urllib:* stahování dat z databáze GOLEM.
- *Scipy.optimize:* fitování IV charakteristik.
- *Scipy.signal:* savgol_filter pro vyhlazení dat.
- *interpolate.griddata:* interpolace na uniformní síť.

Postup zpracování

1. Stažení dat z databáze GOLEM do PC pomocí příkazu *urlopen*, načtení *np.loadtxt* a uložení *np.savetxt*. Pro sběr využíváme Data Acquisiiton System firmy Papouch s.r.o.
2. Pro shot to shot data středujeme pomocí vlastního algoritmu, který středuje přes okno zvolené velikosti pomocí funkce *np.mean*.
3. Pro rozmítání hledáme extrémy rozmítaného napětí tak, že napětí diferencujeme pomocí *np.diff*, následně spočteme funkci signum této derivace pomocí *np.sign* a ještě jednou zderivujeme. V rámci možností odstraníme falešné extrémy. Dále rozdělíme na intervaly a konstruujeme IV charakteristiky, které fitujeme.
4. V polední části měření s kombinovanou BPP a LP sondou vyhlazujeme data pomocí *savgol_filteru*. Vytváříme mapy elektronové teploty. K tomu je nutné data pročistit (nekonečné poměry proudů, záporné teploty) poomocí *panadas*. Síť dat je původně neuniformní. Je tedy třeba interpolovat na uniformní síť pomocí *interpolate.griddata*. Až poté je možno vytvořit mapy elektronové teploty pomocí knihovny *matplotlib*, kde volíme způsob tvorb grafů *plt.tricontourf*.
5. Poslední krok je vytvoření grafů obsahujících výsledky PIC simulací. K tomu využíváme dva typy tvorby grafů. Pro shot to shot a rozmítání si vystačíme pouze s *plt.contourf*. Pro měření pomocí kombinované BPP a LP je ale vzhledem k povaze dat nutné využít *plt.tricontourf*.

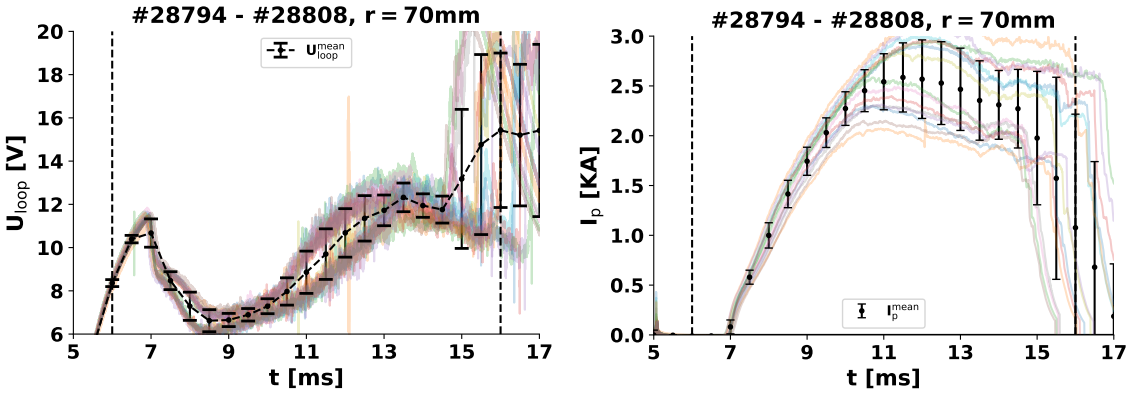
Kapitola 3

Experimentální výsledky

3.1 Zpracování metody shot to shot

Pro ověření elektronové teploty T_e předpokládané numerickými simulacemi byla nejprve zvolena metoda shot to shot, kde využíváme reprodukovatelnosti jednotlivých výbojů. Celkem byly provedeny tři série měření, které se navzájem lišily polohou sondové hlavice, ale také parametry výbojového režimu. Pro každou sérii je explicitně demonstrována reprodukovatelnost, která je pro výsledky měření zcela zásadní. Samotné parametry výbojů jsou uvedeny v příloze A.

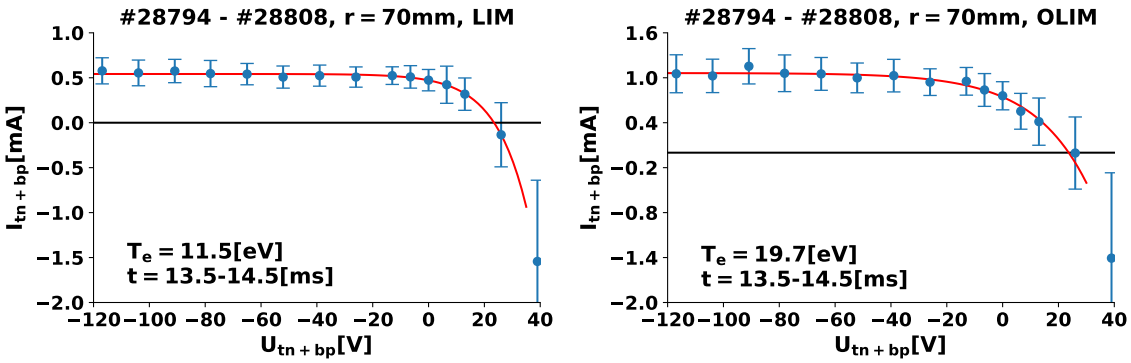
Pro první sérii byla sondová hlavice umístěna ve vzdálenosti $r = 70$ mm od středu komory. Na následujícím obrázku 3.1 vidíme časový vývoj základních parametrů plazmatu (napětí na závit U_{loop} vlevo a proud plazmatem I_{p} vpravo). Snahou je, aby se jednotlivé výboje navzájem lišili co nejméně.



Obrázek 3.1: Závislost základních parametrů plazmatu (U_{loop} vlevo, I_{p} vpravo) na čase. Černě jsou vyznačeny střední hodnoty skrze všechny výboje. Body jsou vybaveny chybovými úsečkami reprezentující odchylku jednotlivých výbojů. Barevně jsou vykresleny průběhy jednotlivých výbojů.

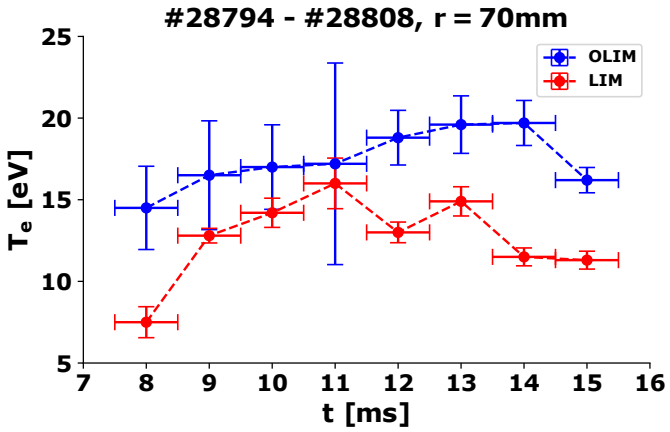
Z proudu plazmatu je patrné, že série nebyla zcela dobře reprodukovatelná. To může mít za následek problémy při konstrukci IV charakteristik a jejich komplikované fitování.

Na následujících obrázcích jsou dvě vybrané IV charakteristiky pro směr LIM, respektive OLIM (viz obrázek 3.2) středované přes 1 ms časový interval.



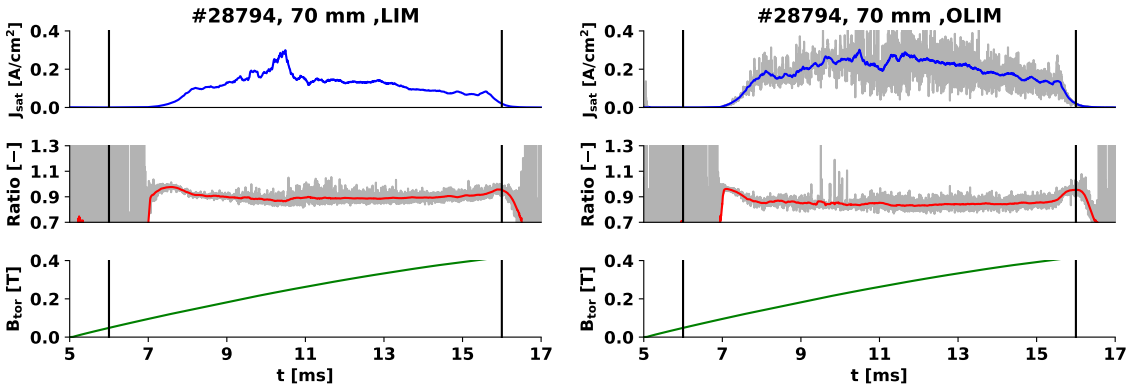
Obrázek 3.2: Příklady dvou vybraných IV charakteristik fitovaných analytickou funkcí 1.3 pro určení elektronové teploty T_e. IV charakteristiky jsou středovány přes interval délky 1 ms. Každý bod je opatřen chybovou úsečkou reprezentující chybu vzniklou při středování.

Můžeme si všimnout, že elektronová teplota T_e měřená ve směru OLIM je vždy větší. Navzdory špatné reprodukovatelnosti výbojové série jsou jednotlivé body IV charakteristik velmi rozumné. Díky tomu bylo možné všechny charakteristiky úspěšně fitovat a hodnoty elektronové teploty T_e získat s dobrou přesností - viz errorbary u každého bodu IV charakteristik. Pro přehlednost jsou výsledné elektronové teploty T_e v závislosti na čase zobrazeny v souhrnném obrázku 3.3.



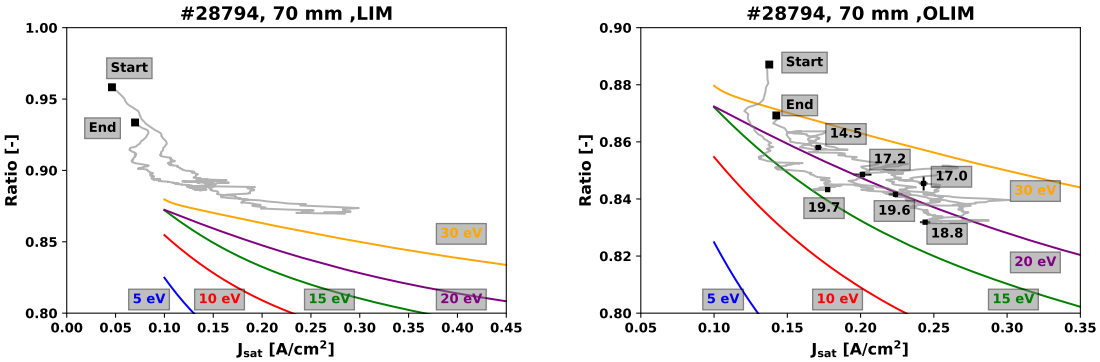
Obrázek 3.3: Závislost elektronové teploty T_e určené pomocí IV charakteristik v závislosti na čase t pro orientaci LIM a OLIM. Horizontální chybové úsečky reprezentují velikost středovacího okna. Vertikální chybové úsečky reprezentují střední kvadratickou odchylku získanou z fitu.

Následně byly z výboje, při kterém bylo na tunelovou sondu přiloženo záporné napětí $U = -100$ V vypočteny hodnoty poměru proudů na tunel a backplate plus tunel R, viz vztah 1.2 a celková hustota iontového nasyceného proudu J_{sat} podle vztahu 1.1. Výsledky jsou pro orientace LIM a OLIM na následujícím obrázku 3.4.



Obrázek 3.4: Závislost hustoty iontového proudu J_{sat}, poměru proudů R a toroidálního magnetického pole B_{t} na čase pro orientace LIM a OLIM.

Následující obrázek 3.5 představuje závislost poměru proudů na tunel a backplate R na celkové hustotě proudu J_{sat}, který vstupuje do tunelové sondy. Šedivé body představují experimentální data vyhlazená přes 500 bodů. Barevné čáry jsou výsledky PIC simulací pro elektronové teploty 5-30 eV, napočítané pro magnetické pole $B_{\mathrm{t}} = 1\ T$, viz kapitola 1.1.1 a obrázek 1.3.

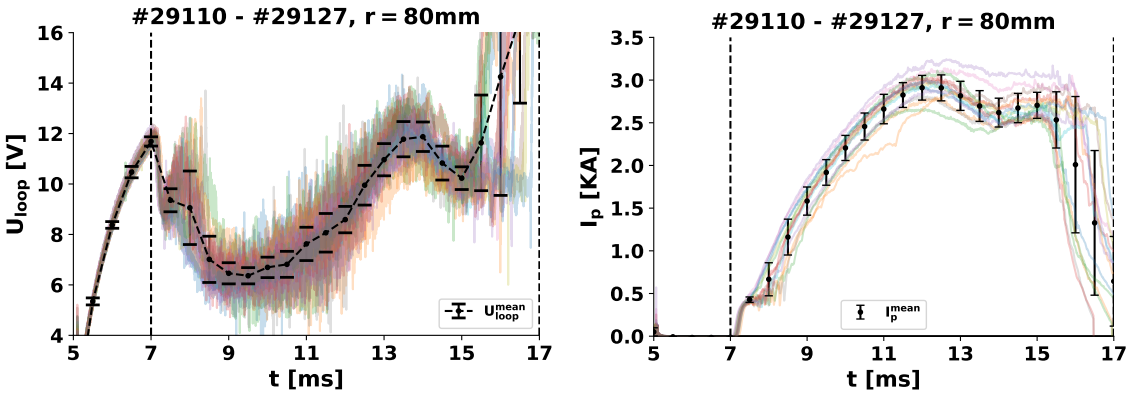


Obrázek 3.5: Závislost celkové hustoty iontového proudu J_{sat} na poměru proudů R s výsledky PIC simulací pro orientace LIM a OLIM.

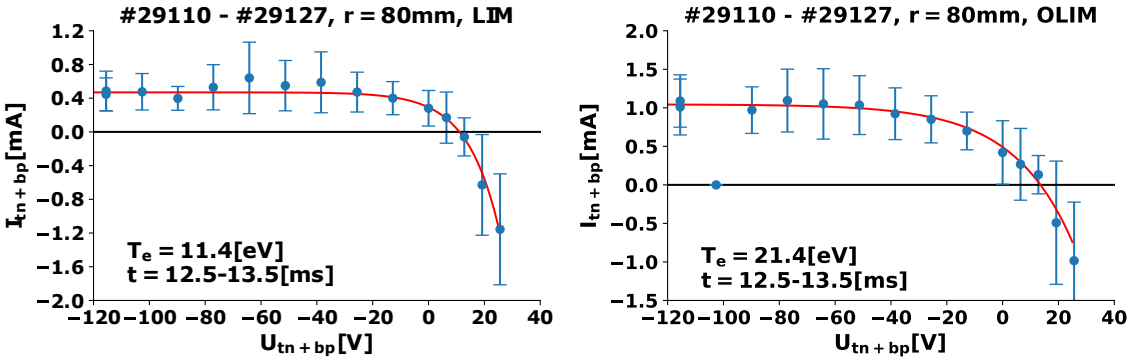
Na první pohled je patrné, že pro orientaci OLIM spadají experimentální data korektně do oblasti simulace a ke konci výboje hodnoty elektronové teploty T_{e} z IV charakteristik přibližně korespondují. V případě orientace LIM se nacházejí zcela mimo předpověď PIC simulací.

Pro druhou sérii byla sondová hlavice umístěna ve vzdálenosti $r = 80$ mm od středu komory. Na následujícím obrázku 3.6 opět vidíme časový vývoj základních parametrů plazmatu.

Oproti předchozí sérii jsme dosáhli o mnoho lepší reprodukovatelnosti, která se příliš nemění v závislosti na čase. Na následujících obrázcích 3.7 opět vidíme dvě vybrané IV charakteristiky pro tuto výbojovou sérii. Na první pohled vidíme, že elektronová teplota T_{e} je stále v případě orientace OLIM větší. Samotný průběh je ovšem takřka ideální a umožňuje nám tak úspěšné fitování funkcí 1.3. Opět tak určíme elektronovou teplotu T_{e}.



Obrázek 3.6: Závislost základních parametrů plazmatu (U_{loop} vlevo, I_{p} vpravo) na čase. Černě jsou vyznačeny střední hodnoty skrze všechny výboje. Body jsou vybaveny chybovými úsečkami reprezentující odchylku jednotlivých výbojů. Barevně jsou vykresleny průběhy jednotlivých výbojů.

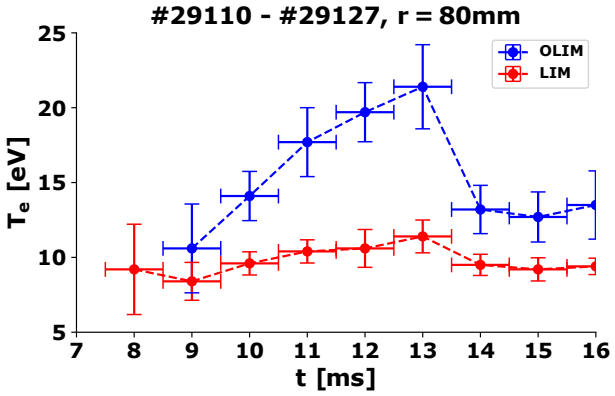


Obrázek 3.7: Příklady dvou vybraných IV charakteristik fitovaných analytickou funkcí 1.3 pro určení elektronové teploty T_{e}. IV charakteristiky jsou opět středovány přes interval délky 1 ms. Každý bod je opatřen chybovou úsečkou reprezentující chybu vzniklou při středování.

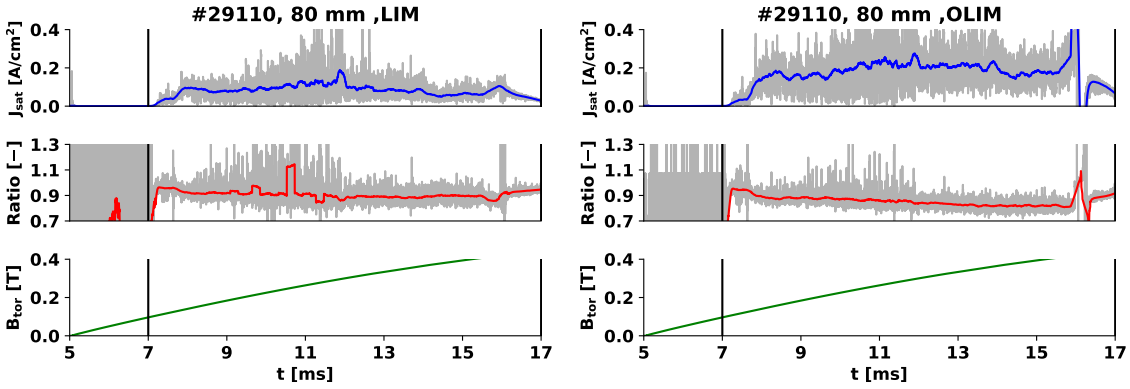
Pro přehlednost jsou na následujícím obrázku 3.8 opět vykresleny závislosti elektronové teploty T_{e} na čase pro obě orientace dvojité tunelové sondy LIM a OLIM.

Samotný průběh má velmi podobný charakter pro orientaci LIM a OLIM, avšak hodnoty v případě orientace OLIM jsou o mnoho vyšší. Dále byly spočteny hodnoty poměru proudů R a hustot iontového proudu J_{sat}. Závislost těchto veličin na čase je na následujícím obrázku 3.9

Na následujícím obrázku 3.10 vidíme výslednou závislost poměru proudů R na celkové hustotě proudů J_{sat}. Opakuje se podobná situace, jako v předchozí sérii měření. Pro orientaci dvojité tunelové sondy OLIM spadají experimentální hodnoty do oblasti PIC simulací. Na začátku výboje jsou hodnoty elektronové teploty T_{e} odlišné. Je tomu tak pravděpodobně kvůli faktu, že data pocházejí ze začátku výboje, kdy je toroidální magnetické pole B_{t} malé a tunelová sonda nefunguje správně. Pro data ke konci výboje již vidíme dobrou korespondenci. Naopak v případě orientace LIM experimentální data nespadají do oblasti simulace v průběhu celého výboje. Elektro-

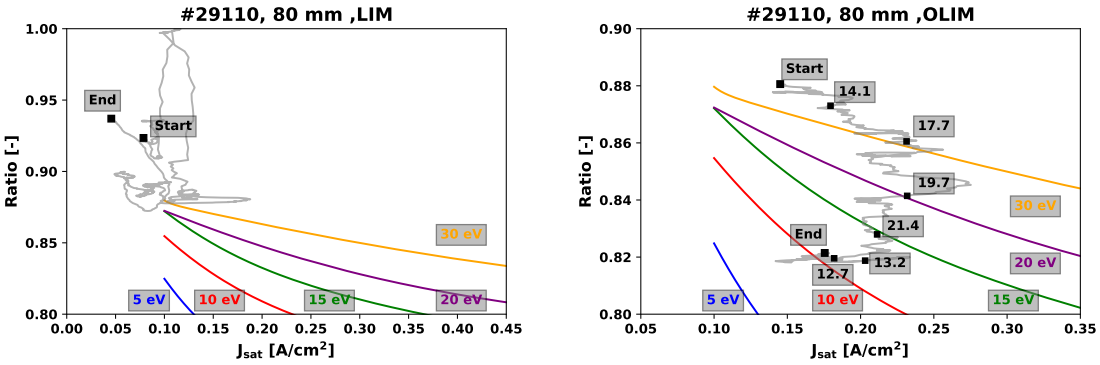


Obrázek 3.8: Závislost elektronové teploty T_e určené pomocí IV charakteristik v závislosti na čase t pro orientaci LIM a OLIM. Horizontální chybové úsečky reprezentují velikost středovacího okna. Vertikální chybové úsečky reprezentují střední kvadratickou odchylku získanou z fitu.



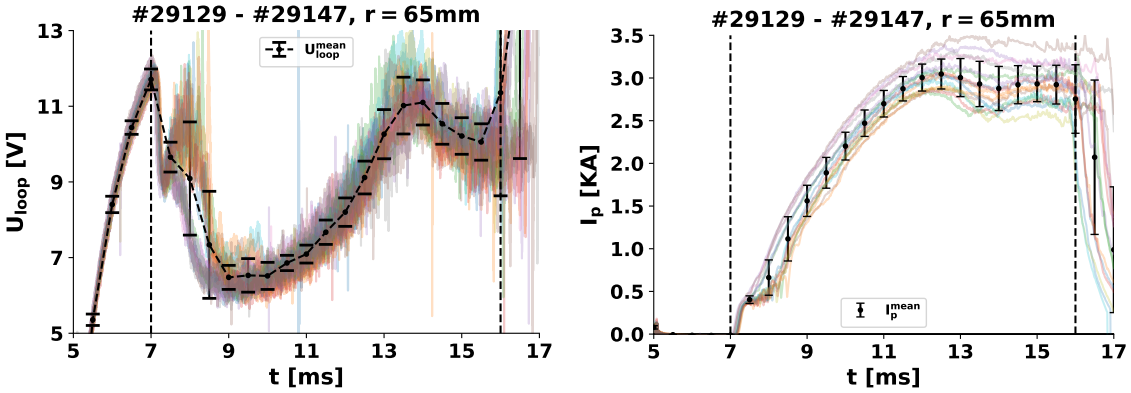
Obrázek 3.9: Závislost hustoty iontového proudu J_{sat}, poměru proudů R a toroidálního magnetického pole B_{t} na čase pro orientace LIM a OLIM.

nová teplota T_e měřená pomocí dvojité tunelové sondy je v tomto případě o mnoho větší, než jsou hodnoty předpovězené PIC simulacemi.



Obrázek 3.10: Závislost celkové hustoty iontového proudu J_{sat} na poměru proudů R s výsledky PIC simulací pro orientace LIM a OLIM.

Pro třetí sérii byla sondová hlavice umístěna hlouběji ve vzdálenosti pouze $r = 65$ mm od středu komory. Cílem je dosáhnout vyšších hodnot celkové hustoty iontového proudu J_{sat}. Na následujícím obrázku 3.11 opět vidíme závislost základních parametrů plazmatu na čase.



Obrázek 3.11: Závislost základních parametrů plazmatu (U_{loop} vlevo, I_{p} vpravo) na čase. Černě jsou vyznačeny střední hodnoty skrze všechny výboje. Body jsou vybaveny chybovými úsečkami reprezentující odchylku jednotlivých výbojů. Barevně jsou vykresleny průběhy jednotlivých výbojů.

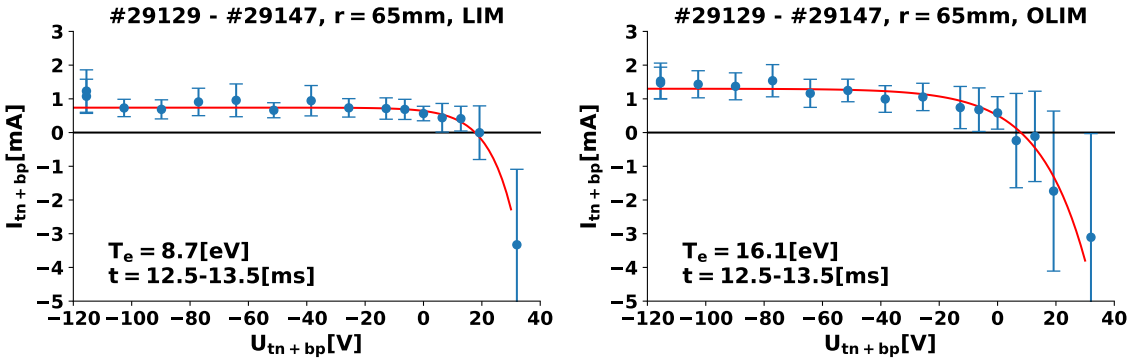
Na první pohled je patrné, že na začátku docházelo přibližně při polovině výbojů k odlišnému průběhu napětí na závit U_{loop}. Tento fakt následně musíme zohlednit při samotném zpracování dat. Jak ale můžeme vidět, tak ačkoli by se mohlo zdát, že již sondou narušujeme plazma, reprodukovatelnost výbojového režimu v čase od 9 ms a dále je obdobná, jako tomu bylo v druhé sérii.

Na následujících obrázcích 3.12 vidíme opět vybrané IV charakteristiky pro tuto výbojovou sérii. V případě orientace OLIM opět získáváme zjevně vyšší hodnoty elektronové teploty T_{e}. Nestabilita patrná na začátku výboje nám při zpracování dat nevadí, jelikož jsou IV charakteristiky počítány až těsně po jejím konci. To dokazuje samotný průběh IV charakteristik v čase $t = 12.5 - 13.5\ ms$, který žádné nestability nevykazuje. Nemusíme se jí tak nadále zabývat.

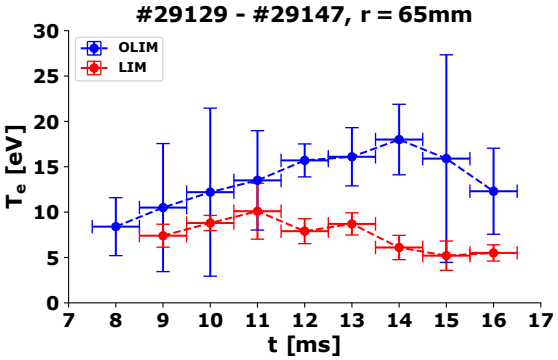
Podobně, jako v předchozích dvou sériích je na následujícím obrázku 3.13 vykreslena závislost elektronové teploty T_{e} v závislosti na čase pro obě orientace LIM a OLIM. Ta je opět získána, jako parametr z fitování IV charakteristik.

Samotný průběh elektronové teploty T_{e} je pro obě orientace podobný. Její hodnoty v případě OLIM orientace jsou ale opět velké. Na rozdíl od předchozích dvou sérií jsou chybové úsečky mnohem větší. To je pravděpodobně způsobeno samotnou reprodukovatelností výbojové série. Na dalším obrázku 3.14 je opět zobrazen průběh poměru proudů R a celkové hustoty iontového proudu J_{sat}.

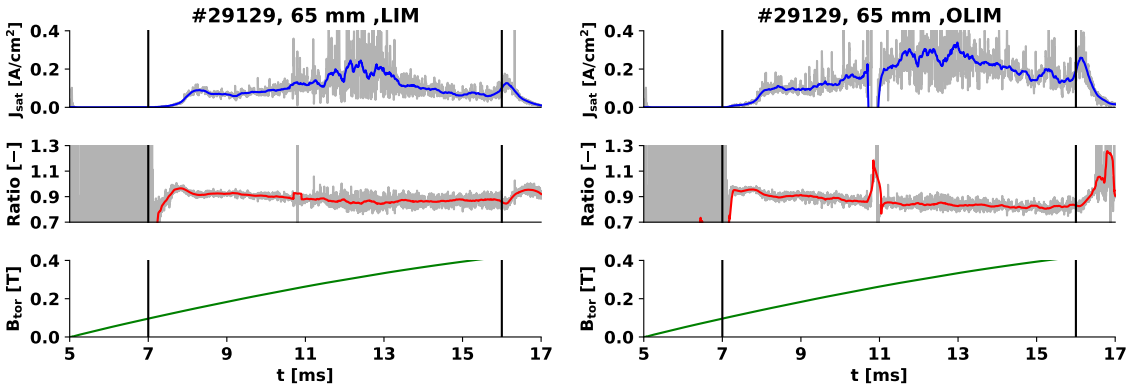
Nakonec jsou všechny výsledky opět zpracovány v obrázku 3.15. Na rozdíl od předchozích dvou sérií se nám podařilo alespoň část experimentálních dat z orientace LIM lokalizovat do PIC simulací. Důvodem pravděpodobně je, že sonda je nyní zasunuta hluboko do plazmatu. Díky tomu se blížíme podmínkám tokamaku CASTOR, pro který byly simulace počítány. Teploty spočtené tunelovou sondou jsou však stále o



Obrázek 3.12: Příklady dvou vybraných IV charakteristik fitovaných analytickou funkcí 1.3 pro určení elektronové teploty T_e. IV charakteristiky jsou opět středovány přes interval délky 1 ms. Každý bod je opatřen chybovou úsečkou reprezentující chybu vzniklou při středování.



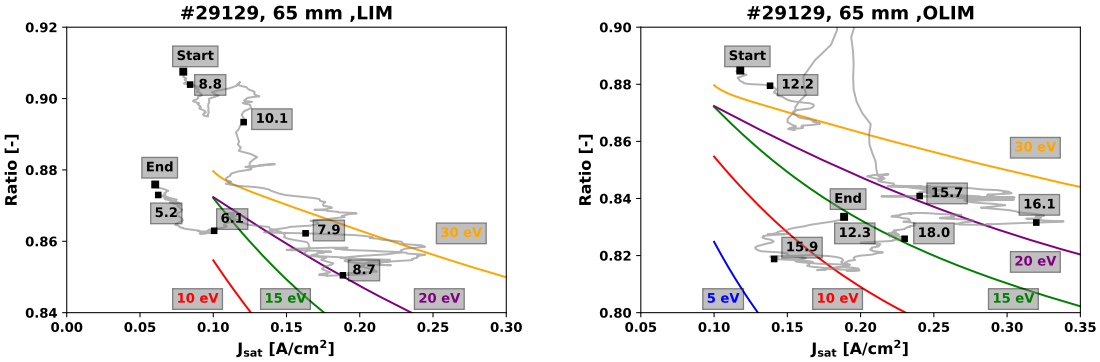
Obrázek 3.13: Závislost elektronové teploty T_e určené pomocí IV charakteristik v závislosti na čase t pro orientaci LIM a OLIM. Horizontální chybové úsečky reprezentují velikost středovacího okna. Vertikální chybové úsečky reprezentují střední kvadratickou odchylku získanou z fitu.



Obrázek 3.14: Závislost hustoty iontového proudu J_{sat}, poměru proudů R a toroidálního magnetického pole B_t na čase pro orientace LIM a OLIM.

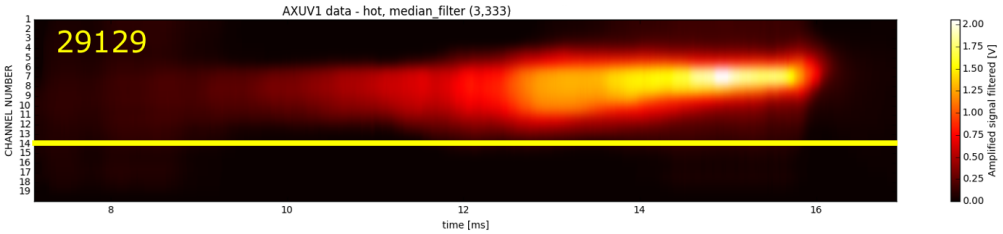
mnoho vyšší, než simulace předpovídá. Pro orientaci OLIM většina experimentálních

dat spadá do PIC simulací, přičemž teploty získané pomocí IV charakteristik relativně odpovídají skutečnosti. Část dat ovšem vybíhá zcela mimo simulace. Jedná se o data ze začátku výboje, kdy je velikost R náhle přišil vysoká. Jak již bylo zmíněné dříve, v tomto čase je série velmi špatně reprodukovatelná a to zřejmě způsobuje toto vybočení dat.



Obrázek 3.15: Závislost celkové hustoty iontového proudu J_{sat} na poměru proudů R s výsledky PIC simulací pro orientace LIM a OLIM.

Problémem při měření elektronové teploty T_{e} je vertikální stabilizace plazmatu, které v průběhu výboje uniká směrem vzhůru. To vysvětluje nízké hodnoty celkové hustoty iontového proudu J_{sat} a vnáší do měření nejistotu. Bohužel ale v současné době není možné tento problém zcela eliminovat. Tento fakt potvrzují data z bolometrů 3.16, která pro náhodně vybraný výboj z naší série měření ukazují pohyb plazmatu směrem vzhůru.



Obrázek 3.16: Data z bolometru reprezentující pohyb plazmatického sloupce ve vertikálním směru v průběhu výboje z měřené výbojové série.

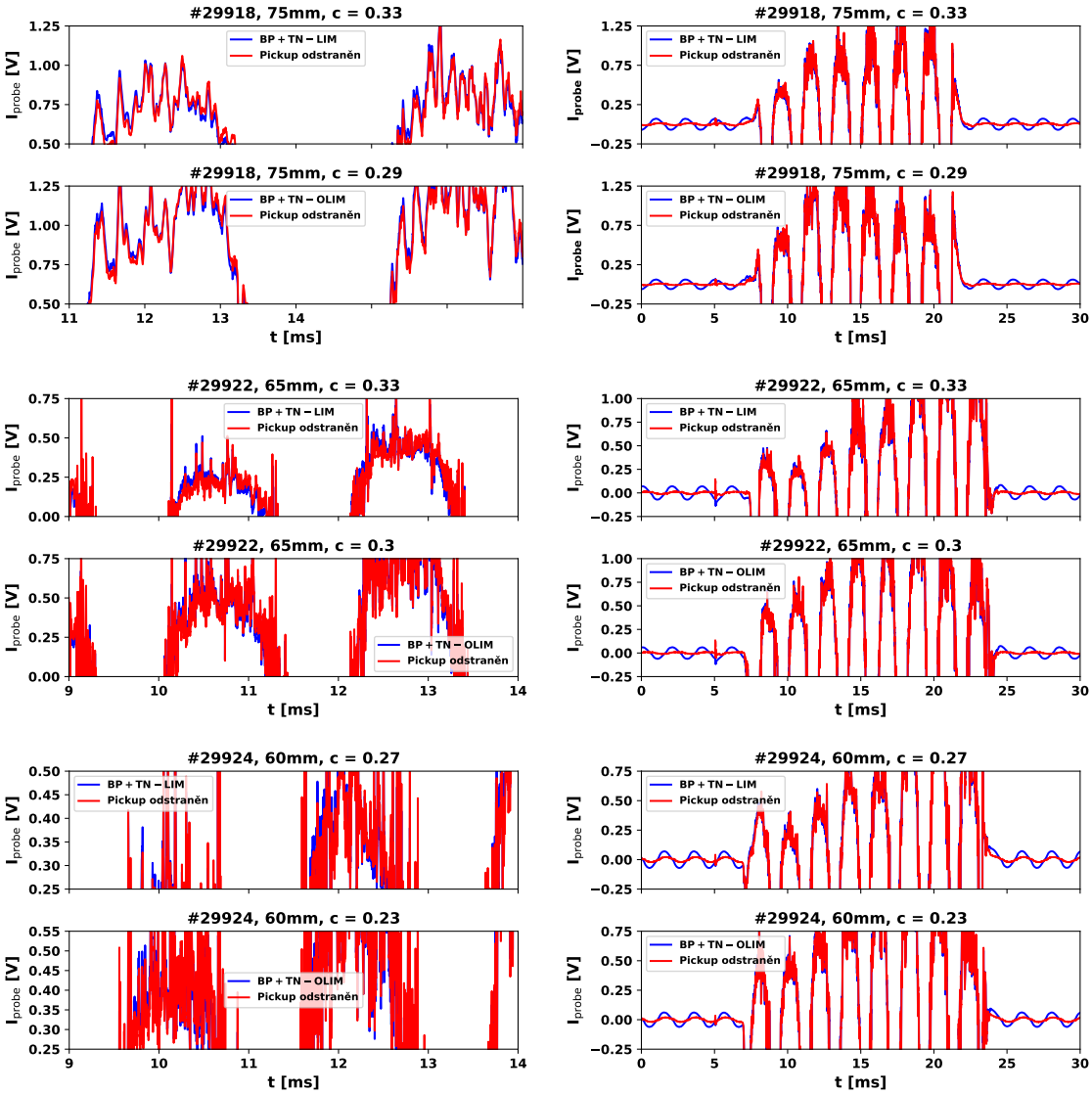
3.2 Rozmítání

Pro měření IV charakteristik metodou rozmítání napětí bylo provedeno několik výbojů pro různé radiální vzdálenosti sondové hlavice. Jak již bylo diskutováno v kapitole 2.2 zabývající se teorií při rozmítání, je nutné všechny signály nejprve zbavit parazitního signálu pomocí rovnice 2.1. Ten je zapříčiněn kapacitou kabelů mezi vlastní sondou a měřícím odporem. Pro měření samotné byly vybrány čtyři různé výboje, respektive čtyři dvojic výbojů, které jsou v tabulce 3.1. Každá dvojice výbojů zahrnuje výboj, při kterém bylo rozmítáno napětí na dvojité tunelové sondě a výboj, při kterém jsme na ní přiložili napětí -100 V, abychom měřili hustotu iontového nasyceného proudu J_{sat} a poměr iontových proudů R.

výboj #	**napětí [V]**	**radius [mm]**
#29918	-100 V	75
#29920	rozmítání	75
#29921	- 100 V	65
#29922	rozmítání	65
#29925	-100 V	60
#29924	rozmítání	60

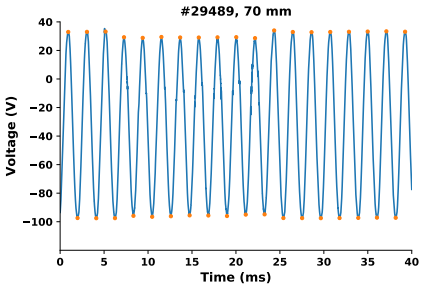
Tabulka 3.1: Tabulka výbojů a jejich parametrů pro měření metodou rozmítání napětí. Postupně jsou uvedeny čísla výbojů, napětí přiložené na dvojitou tunelovou sondu a radiální vzdálenost od středu komory tokamaku.

Před samotným zpracováním je nejprve pro každý výboj z tabulky 3.1 nutné sečíst signály z tunelu a backplatu v obou orientacích LIM a OLIM. Následně je potřeba signály zbavit offsetu a parazitního signálu, přičemž jak offset, tak i parazitní signál se výboj od výboje podstatně liší. Z toho důvodu je nezbytné provést tuto korekci ručně pro každý výboj zvlášť. Na následujícím obrázku 3.17 jsou takto upravené signály zobrazeny, včetně hodnot konstant c, jejichž význam jsme podrobně popsali v kapitole 2.2. Na levé straně můžeme vidět zaostřený pohled na oblast iontového proudu. Jeho průběh je pro konstrukci IV charakteristik velmi podstatný. Nejvíce je korekce patrná pro výboj #29489, kde by bez jeho odstranění nebylo možné IV charakteristiku vytvořit. Na pravé straně je pohled na celý průběh výboje, včetně jeho začátku a konce, kdy nebylo přítomno plazma, ale parazitní signál je stále registrován. Červeně je znázorněn již upravený signál, tedy signál zbavený offsetu i parazitního signálu. Modře je zobrazen signál původní, který je viditelný hlavně v těch oblastech, kdy se oba nepřekrývají. Tím, jak se blížíme ke středu komory, sonda stále více narušuje plazma a signál je tak více zašuměný. Z toho důvodu jsou dle potřeby data pro některé výboje vyhlazena, aby bylo odstranění parazitního signálu lépe patrné a nedocházelo k tak velkému překryvu dat.



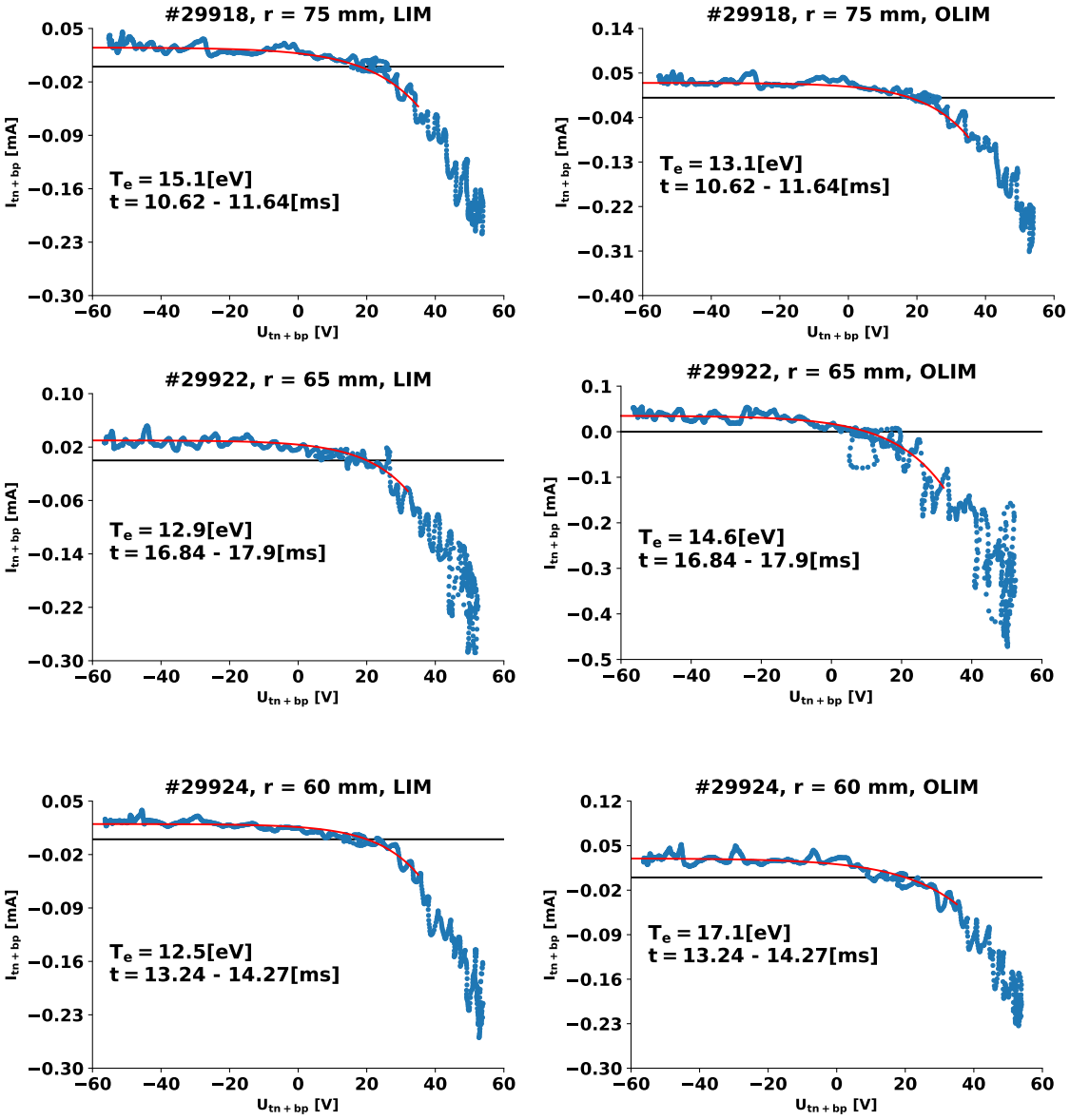
Obrázek 3.17: Porovnání původního signálu (modře) a signálu zbaveného pickupu a offsetu (červeně). Vlevo vidíme zaostřený pohled na průběh iontového proudu, vpravo je pohled na celý průběh jednotlivých výbojů.

Z takto upravených signálů z dvojité tunelové sondy můžeme přejít k samotné konstrukci IV charakteristik a určování elektronové teploty T_e. K tomu je nutné rozmítané napětí rozdělit na jednotlivé intervaly tak, jak je popsáno v kapitole 2.4. Příkladem určování lokálních maxim a minim rozmítaného napětí je na následujícím obrázku 3.18. Při určování je nezbytné kontrolovat, zda v některých částech signálu neurčí script lokální extrém chybně. V takovém případě je nutné napojit takto mylně určený extrém na okolní, správně určené minimum a maximum.



Obrázek 3.18: Příklad rozmítaného napětí. Oranžově lokální maxima automaticky určena scriptem.

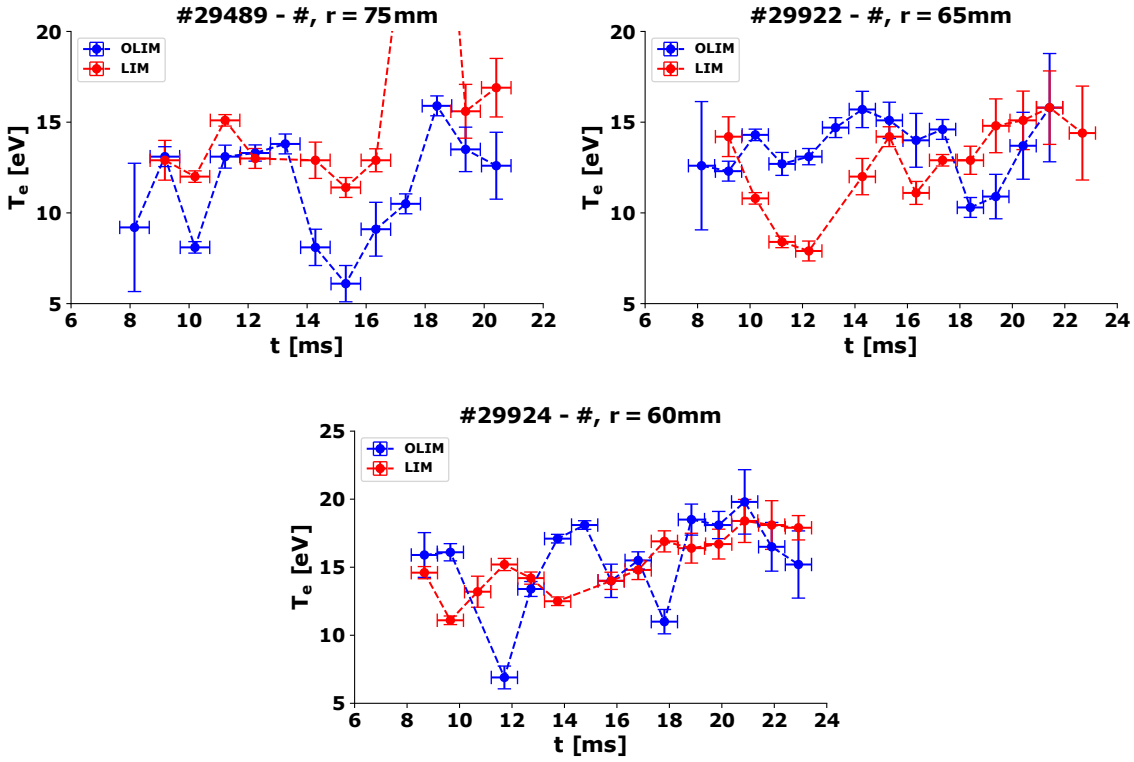
Na následujícím obrázku 3.19 vidíme vybrané IV charakteristiky pro určení elektronové teploty T_e.



Obrázek 3.19: Příklady vybraných IV charakteristik fitovaných analytickou funkcí 1.3 pro určení elektronové teploty T_e. IV charakteristiky jsou středovány přes interval délky přibližně 1 ms, která je určena frekvencí rozmítaného napětí.

Výsledné elektronové teploty T_e jsou pro všechny výboje názorně pro obě orientace dvojité tunelové sondy LIM a OLIM vyobrazeny na následujícím obrázku 3.20.

Na první pohled je zřejmé, že výsledné elektronové teploty T_e se pro obě orientace poměrně liší. Pro orientaci OLIM měříme vždy vyšší hodnoty. Pokud pak sledujeme závislost elektronové teploty T_e pro OLIM na vzdálenosti od středu komory, je zřejmé, že s přibližováním ke středu komory roste. To je očekávaný závěr, který nicméně při orientaci LIM nepozorujeme. Pro následné zpracování musíme stejně, jako v předešlé kapitole spočítat celkovou hustotu iontového proudu J_{sat} podle vztahu 1.1 a poměr



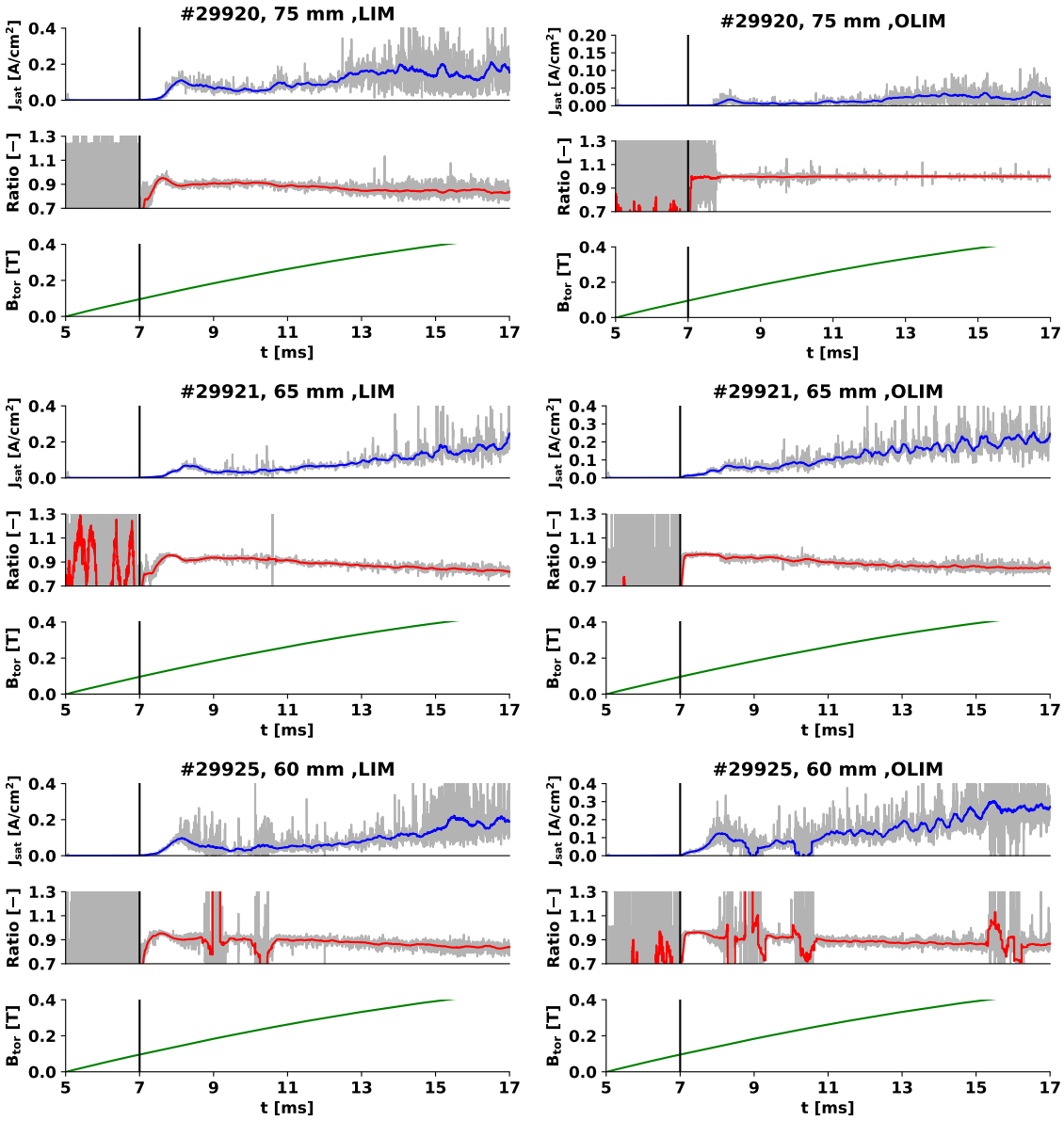
Obrázek 3.20: Závislost T_e určené pomocí IV charakteristik na čase t pro LIM a OLIM. Vertikální chybové úsečky reprezentují střední kvadratickou odchylku z fitu.

proudů R podle 1.2. Na následujících obrázcích 3.21 vidíme časový vývoj těchto veličin a toroidálního magnetického pole B_t.

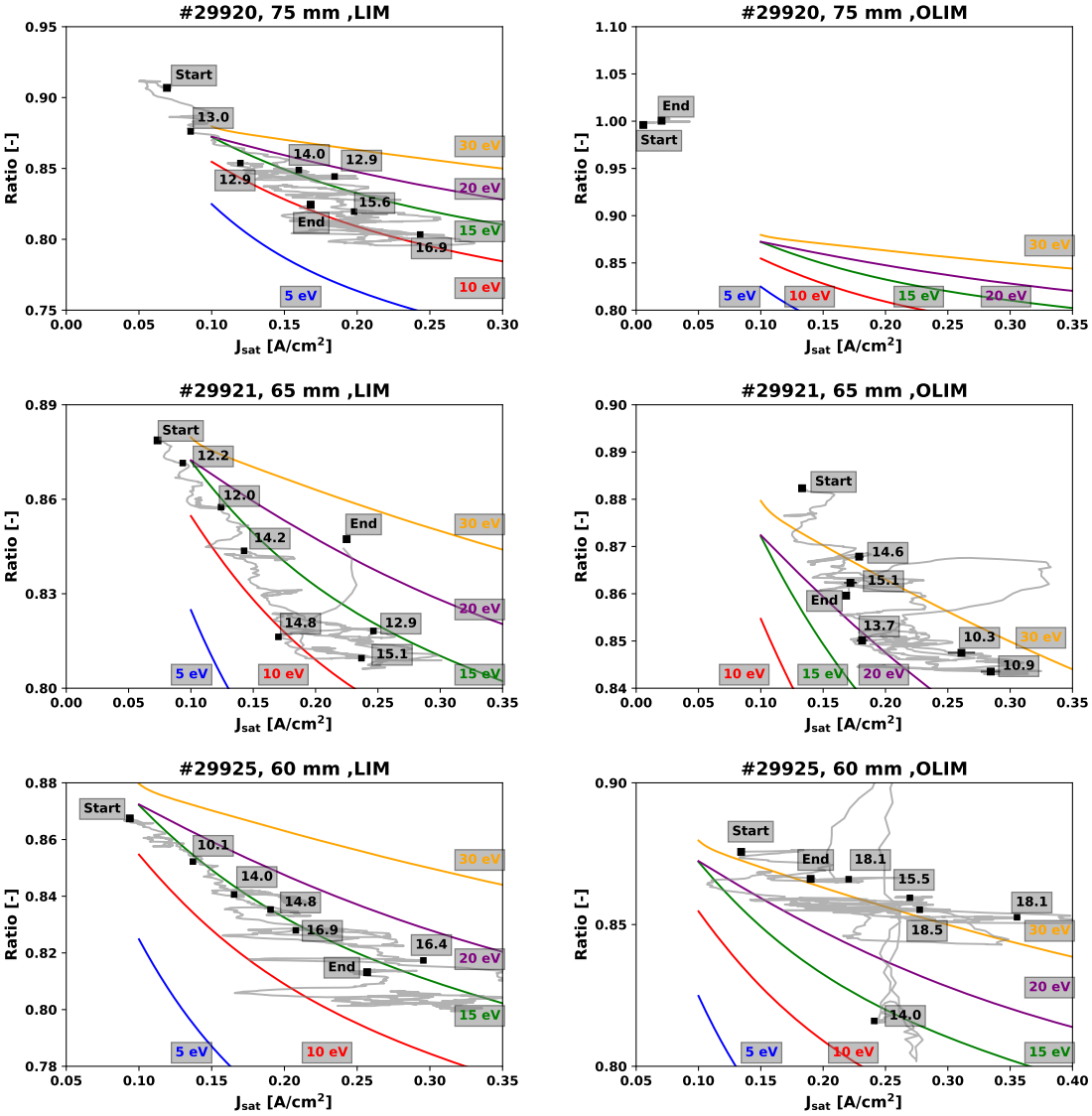
Nakonec byly opět podle výsledků PIC simulací vytvořeny obrázky 3.22, reprezentující závislost elektronové teploty T_e na celkové hustotě iontového proudu J_{sat} a poměru proudů R. Ty můžeme vidět na následujícím obrázku **??**.

Pokud se na obrázky 3.22 podíváme blíže, můžeme si všimnout dvou věcí. První je, že ve směru LIM elektronová teplota T_e měřená tunelovou sondou koresponduje s hodnotami elektronové teploty T_e měřené metodou IV charakteristik. Pro polohy orientaci OLIM v radiální vzdálenosti 75 mm od středu komory výsledky nespadají do oblasti simulace. Pro další radiální vzdálenosti již do oblasti simulací spadají, nicméně vidíme výchylky a to jak v celkové hustotě iontového proudu J_{sat}, tak i v poměru proudů R.

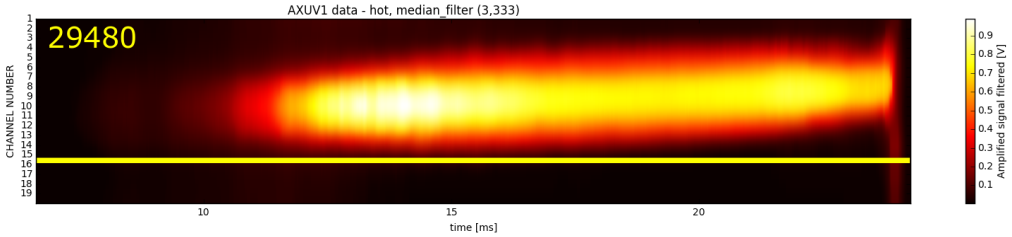
Pokud se nyní vrátíme k výboji #29480 pro $r = 70$ mm a provedeme analýzu polohy plazmatu z bolometru, viz 3.23 zjistíme, že výboj opět provázela špatná vertikální stabilizace plazmatu. Z toho důvodu jsme získaly výsledky ne zcela slučující se s PIC simulacemi.



Obrázek 3.21: Závislost hustoty iontového proudu J_{sat}, poměru proudů R a toroidálního magnetického pole B_{t} na čase pro orientace LIM a OLIM.



Obrázek 3.22: Závislost hustoty iontového proudu T_{sat}, poměru proudů R a toroidálního magnetického pole B_{t} na čase pro orientace LIM a OLIM.



Obrázek 3.23: Data z bolometru reprezentující pohyb plazmatického sloupce ve vertikálním směru v průběhu výboje z měřené výbojové série.

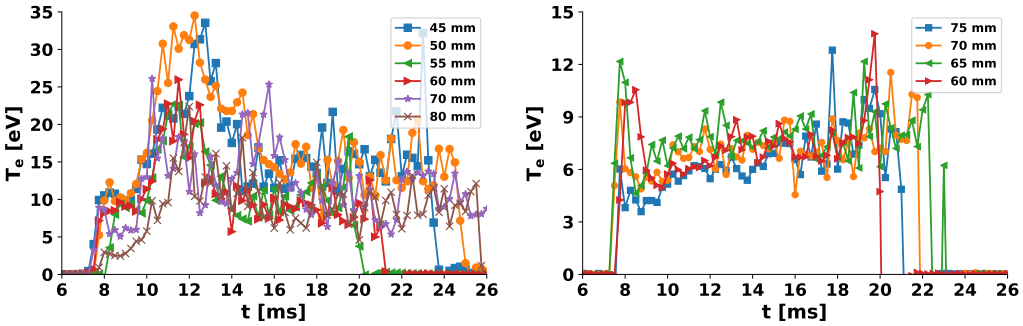
3.3 Kombinovaná LP a BPP sonda

Posledním způsobem měření, které jsme pro tuto práci využili, je měření elektronové teploty T_e za pomocí kombinované Langmuirovy a ball-pen sondy. Pro výpočet využíváme vztahu 1.4, kde hodnota kalibrační konstanty α byla experimentálně určena v [6]. Potup zpracování je tedy podobný, jako v předchozích případech. Dvojitá tunelová sonda je opět nabíjena na dostatečně záporné napětí, abychom mohli měřit hustotu iontového proudu J_{sat}. Zároveň je připojena kombinovaná BPP a LP sonda, kde obě sondy jsou plovoucí. LP měří plovoucí potenciál U_{fl} a BPP potenciál plazmatu Φ. Pro měření bylo vybráno několik výbojů, které se mezi sebou lišily radiální vzdáleností tzv pětisondy od středu komory a jsou zapsány v následující tabulce 3.2.

výboj #	**radius [mm]**
30644	75
30645	70
30646	65
30647	60
30707	45
30704	50
30703	55
30702	60
30699	70
30695	80

Tabulka 3.2: Tabulka výbojů a jejich parametrů pro měření pětisondou. Postupně jsou uvedeny čísla výbojů a radiální vzdálenosti.

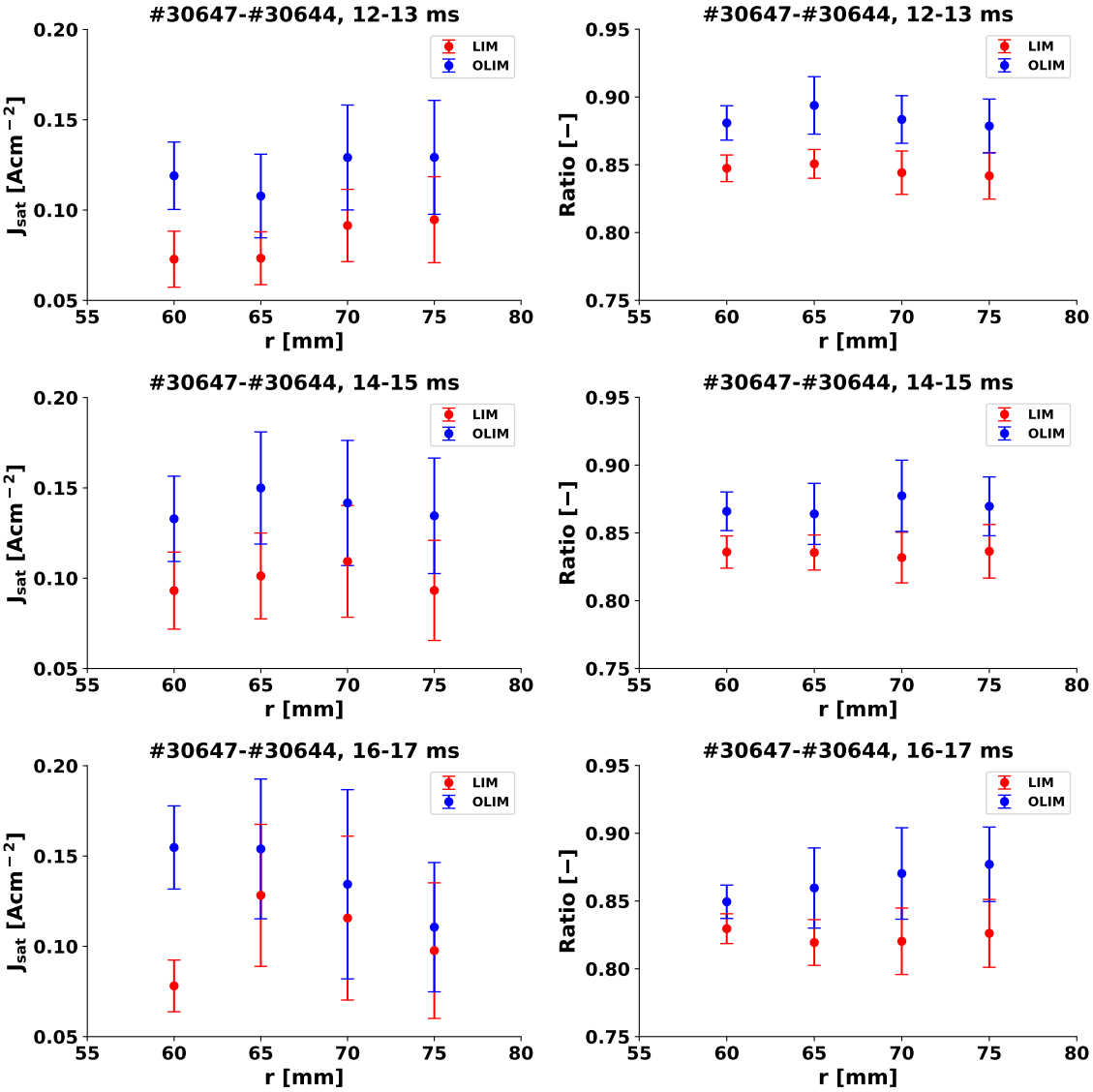
Na následujícím obrázku 3.24 vidíme závislost elektronové teploty T_e na čase t pro různé radiální vzdálenosti kombinované sondy od středu komory, kde elektronová teplota je spočtena pomocí vztahu 1.4. Hodnota kalibrační konstanty α pro výpočet je brána, jako $\alpha = 2.5$, kde nepředpokládáme její závislost na toroidálním magnetickém poli B_t. Jelikož byly tímto způsobem provedeny dvě nezávislé série výbojů, jsou od sebe obrázky oddělené.



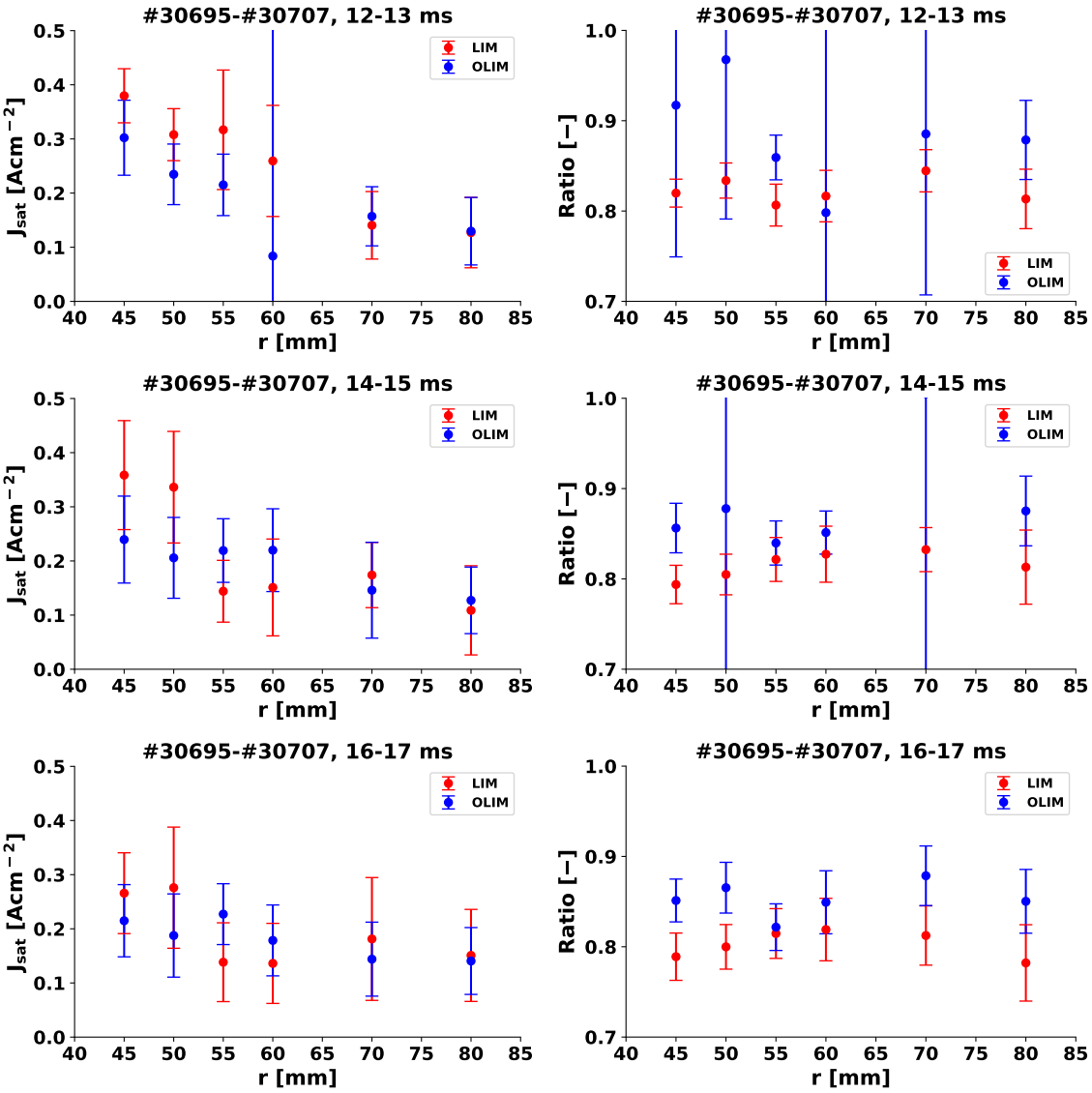
Obrázek 3.24: Závislost elektronové teploty T_e na čase t a radiální poloze sondy.

Pokud se na výsledky podíváme tak zjistíme, že až na dvě výjimky opravdu s klesající vzdáleností od středu komory elektronová teplota T_e roste. To je očekávaný závěr. Z jiných měření víme [6], že hodnoty elektronové teploty T_e se na tokamaku GOLEM opravdu pohybují v tomto rozmezí. Můžeme tak tyto hodnoty vzít v úvahu při následujícím porovnáním s hodnotami měřenými dvojitou tunelovou sondou.

Pro každý jednotlivý výboj z tabulky 3.2 byla zároveň připojena dvojitá tunelové sond nabitá na napětí -100 V. Použitím vztahů 1.1 a 1.2 stejně jako v předešlých dvou kapitolách spočteme hodnoty celkové hustoty iontového proudu J_{sat} a poměr proudů R. Na následujících obrázcích 3.25 a 3.26 vidíme radiální profily těchto veličin pro různé časové intervaly.

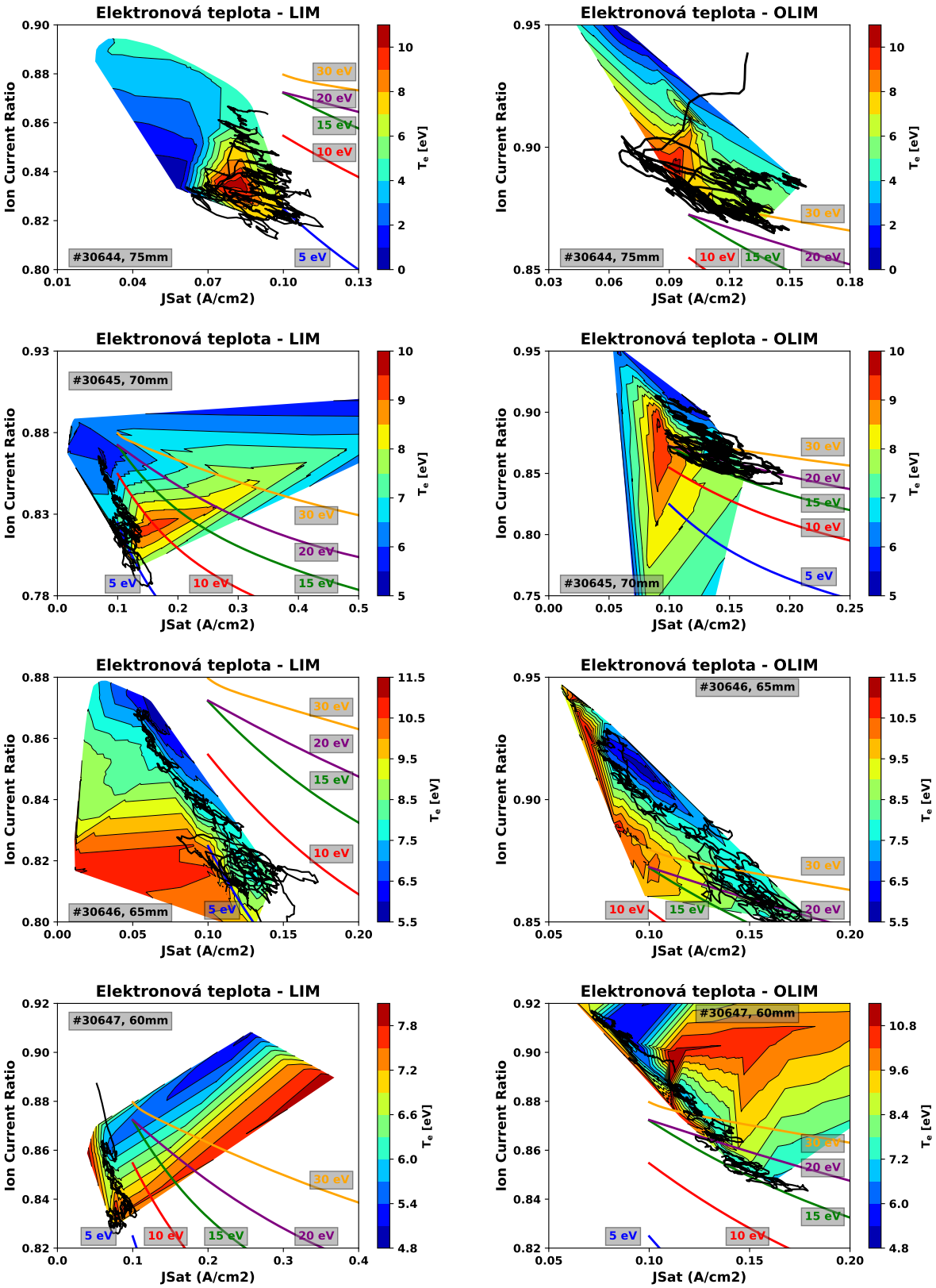


Obrázek 3.25: Závislost hustoty iontového proudu J_{sat}, poměru proudů R a toroidálního magnetického pole B_t na radiální vzdálenosti pro orientace LIM a OLIM a různé časové intervaly.

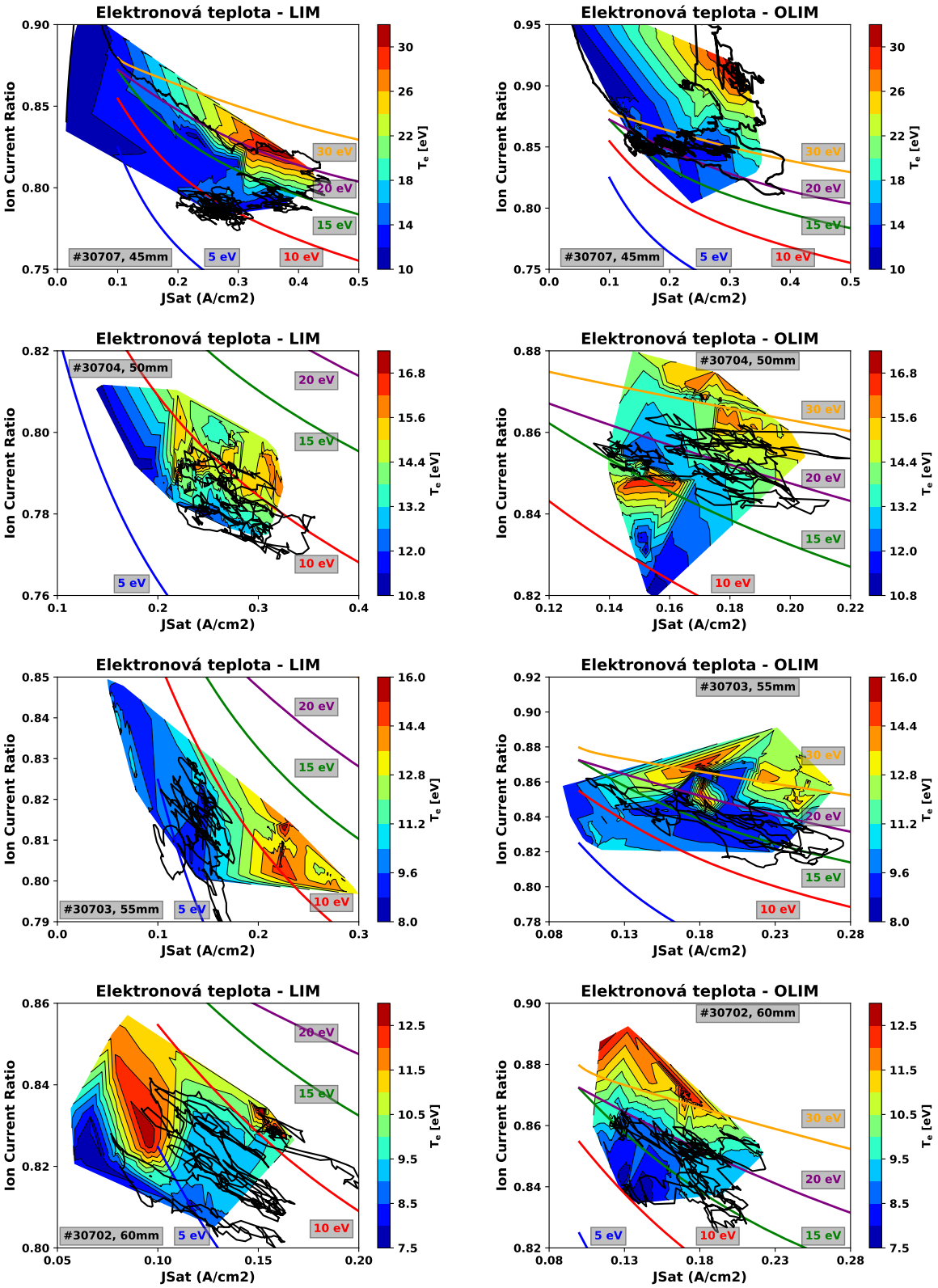


Obrázek 3.26: Závislost hustoty iontového proudu J_{sat}, poměru proudů R a toroidálního magnetického pole B_{t} na radiální vzdálenosti pro orientace LIM a OLIM a různé časové intervaly.

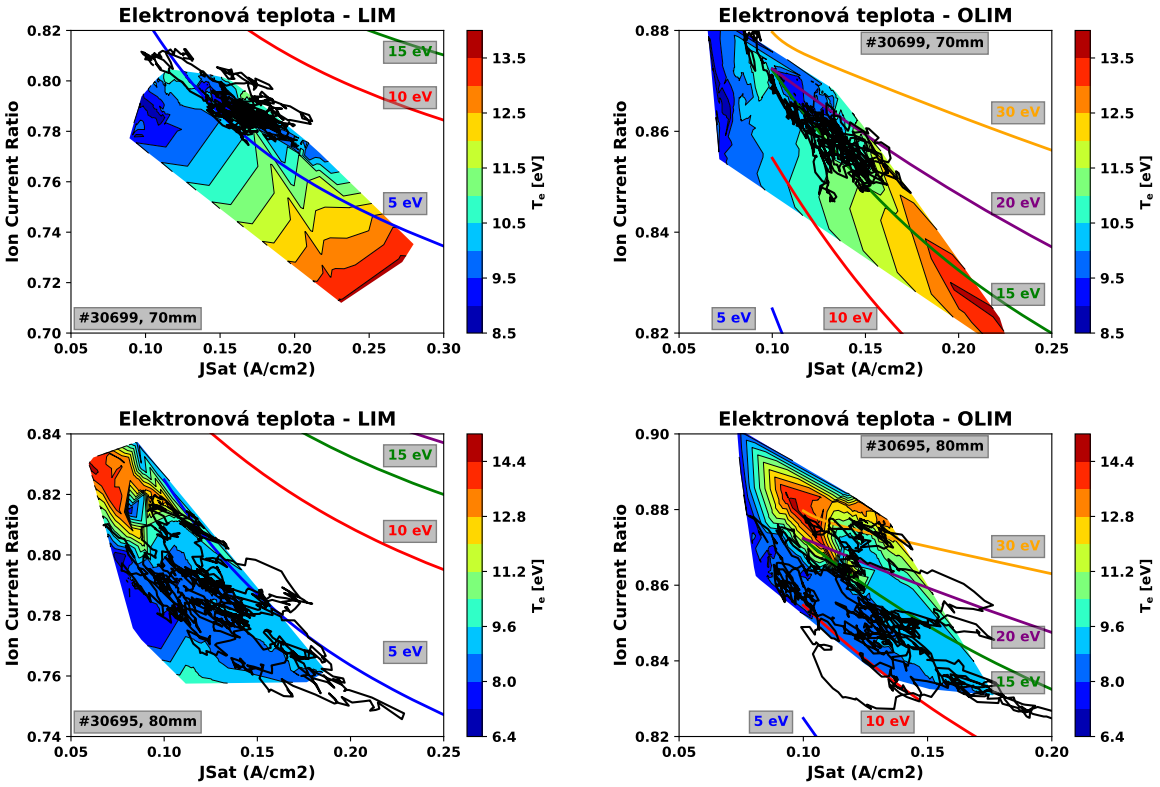
Všechny tyto obrázky jsou velmi důležité, pokud budeme následně chtít porovnat hodnoty elektronové teploty T_{e} z tunelové sondy. Můžeme již snadno podle čísla výboje najít detailní průběh J_{sat} a R a zjistit, zda se v podezřelém okamžiku ve výboji nevyskytovala nějaká nestabilita. Jelikož je nutné, jak jsme už konstatovali v předchozích kapitolách, dosáhnout hodnot celkové hustoty iontového proudu J_{sat} alespoň 0.1 - 0.2, jelikož pro takové hodnoty byly PIC simulace vytvořeny, můžeme také z těchto obrázku zkontrolovat, zda jsme se k těmto hodnotám přiblížili. Na následujících obrázcích 3.27, 3.28 a 3.29 vidíme už samotnou závislost celkové hustoty iontového proudu J_{sat} na poměru proudů R s výsledky PIC simulací. Elektronovou teplotu T_{e} měřenou pomocí kombinované BPP a LP sondy reprezentuje barevná mapa s legendou.



Obrázek 3.27: Závislost celkové hustoty iontového proudu J_{sat} na poměru proudů R s výsledky PIC simulací pro orientace LIM a OLIM.



Obrázek 3.28: Závislost celkové hustoty iontového proudu J_{sat} na poměru proudů R s výsledky PIC simulací pro orientace LIM a OLIM.



Obrázek 3.29: Závislost celkové hustoty iontového proudu J_{sat} na poměru proudů R s výsledky PIC simulací pro orientace LIM a OLIM.

Nyní rozebereme výsledky z jednotlivých výbojů. Výsledky můžeme rozdělit do dvou skupin. První skupinou jsou výboje, kde nebylo dosaženo dostatečné celkové hustoty iontového proudu J_{sat} a z toho důvodu není porovnání s PIC simulacemi úplně možné. To se týká výbojů #30644, #30645, #3047 a to zvláště pro orientaci LIM. Druhou skupinou jsou výboje u kterých získáváme velmi přesvědčivou korespondenci mezi daty z BPP a LP a PIC simulacemi. Dále stojí za povšimnutí, že mapy elektronové teploty T_{e} jsou pro orientaci OLIM posunuty směrem nahoru. To je dobře patrné pro výboj #30702 ve směru OLIM, kde opravdu s rostoucím R elektronová teplota roste tak, jak předpovídají simulace. Její hodnoty jsou ovšem o mnoho nižší právě proto, že jsou výsledky posunuty vzhledem k zvýšené hodnotě R.

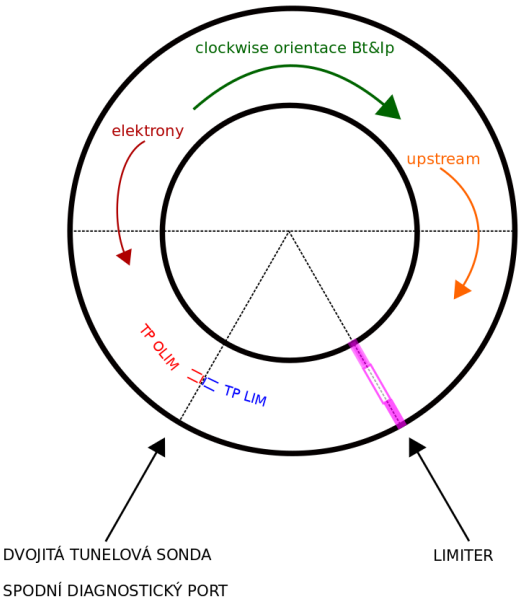
Závěrem můžeme konstatovat stejný závěr, jako v případě předchozích metod měření. Pro orientaci LIM dostáváme pro dostatečné hodnoty celkové hustoty iontového proudu J_{sat} výsledky, které korespondují s PIC simulacemi. Pro orientaci OLIM jsou výsledky vůči simulacím posunuty směrem nahoru kvůli nadtepleným elektronům, které ovlivňuji hodnotu poměru proudů R a přibližují tento poměr k jedné.

Kapitola 4

Diskuze

Nyní podrobně rozebereme výsledky ze všech tří metod měření a objasníme, proč se hodnoty pro orientaci LIM a OLIM tolik liší. Pro další rozbor je nutné zavést další dva pojmy podle následujícího obrázku 4.1, na kterém vidíme řez komorou tokamaku podobně, jako je tomu na obrázku 2.2.

Na rozdíl od předchozího obrátku jsme zde ovšem zavedli pojem upstream, který reprezentuje směr toku částic. Dále je zde zobrazen směr pohybu elektronů při této orientaci toroidálního magnetického pole B_t a proudu plazmatem I_p.



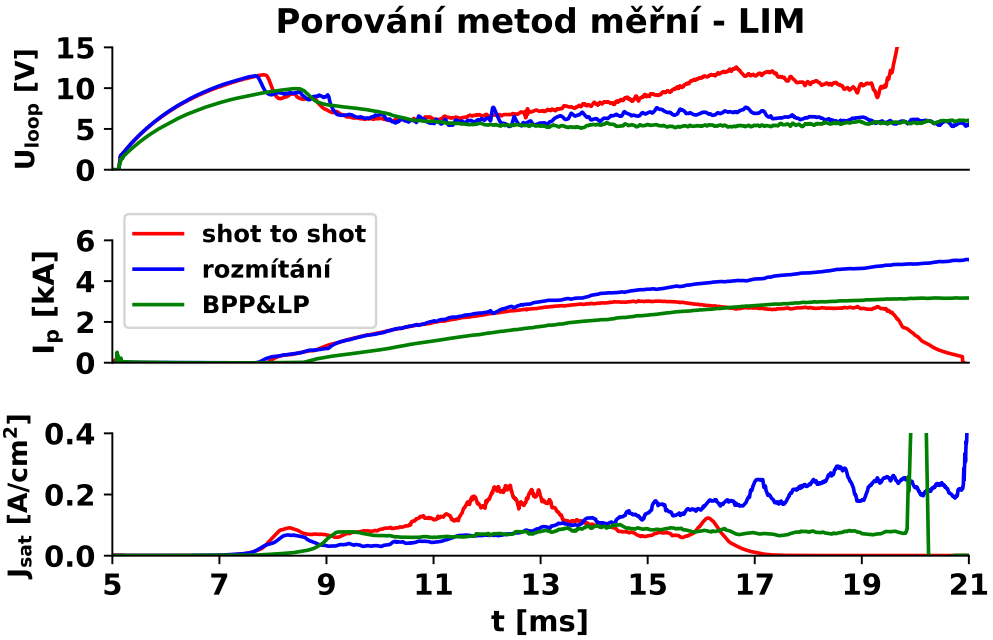
Obrázek 4.1: Upravené schéma toroidálního řezu komory tokamaku GOLEM. Ve schématu vidíme dvojitou tunelovou sondu s orientacemi LIM a OLIM. Šipkami jsou postupně znázorněny směr pohybu elektronů, směr magnetického toroidálního pole Bt a proudu plazmatem I_p a zavedení pojmu upstream (pro opačná směr downstream).

Pokud se nyní podíváme na výsledky z měření pomocí metody rozmítaní napětí a metody měření elektronové teploty pomocí Langmuirovy a Ball-Pen sondy, je na první pohled patrné, že v případě orientaci OLIM získáváme v porovnání s LIM výsledné křivky o mnoho výše ve smyslu poměru proudů R. Kvůli tomu jsou elektronové teploty z IV charakteristik nižší než ty, které nám dávají numerické simulace. To je zapříčiněno nadtepelnými elektrony, které jsou urychleny v elektrickém poli tokamaku. Jak můžeme vidět na obrázku 4.1, tak pokud je směr proudu plazmatem Ip orientován tak, jak je naznačeno zelenou šipkou, jsou elektrony urychlovány ve směru opačném - naznačeno šipkou červenou. Ty v tomto poli zís-

kají vysokou energii a dopadají na dvojitou tunelovou sondu ve směru OLIM. Jejich energie je natolik vysoká, že na sonda dopadnou přestože je nabita na poměrně vysoké záporné napětí. Jelikož jsou ale energie těchto elektronů skutečně velmi vysoké, proniknou až na backplate. Podívejme se nyní na vztah 1.2. Pokud na blackplatu dopadají i elektrony, snižuje se hodnota iontového nasyceného proudu, který bychom bez přítomnosti těchto elektronů měřili. Z toho tedy plyne, že zlomek v 1.2 se více blíží k jedné. To vysvětluje, proč pro orientaci OLIM dostáváme prakticky vždy výsledné křivky o mnoho posunuty směrem rostoucího poměru proudů R. Pro měření IV charakteristik metodou shot to shot pozorujeme opačný trend. Pozorujeme totiž lepší souhlas PIC simulací a experimentálních výsledků pro orientaci OLIM. Jako nejpravděpodobnější vysvětlení se jeví, že během těchto výbojových sérií nevzniklo v komoře tokamaku mnoho nadtepelných elektronů a měření jimi tak nebylo nakolik ovlivněné, jako v případě ostatních dvou metod měření.

Předchozí odstavec tedy říká, že pokud chceme získat z PIC simulací správné výsledky, musíme vždy měřit v opačném směru, než se v komoře tokamaku pohybují elektrony. Měření je na jejich výskyt velmi citlivé a zcela znemožní za jejich přítomnosti měřit elektronovou teplotu T_e tímto způsobem.

Jelikož navzájem porovnáváme výsledky ze tří různých metod měření, přičemž jednotlivé výbojové série byly provedeny v časovém rozestupu několika týdnů, je na následujícím obrázku 4.2 pro vybrané výboje provedeno porovnání základních parametrů plazmatu. Těmi jsou napětí na závit U_{loop}, proud plazmatem I_p a celková hustota iontového proudu J_{sat}. Výboje byly vybrány tak, aby spolu korespondovali pozicí sondové hlavice $r = 65$ mm a samotnými parametry výboje.



Obrázek 4.2: Porovnání základních parametrů plazmatu pro všechny tři metody měření - shot to shot, rozmítání a pomocí kombinované LP a BPP sondy. Vzdálenost sondové hlavice od středu je komory $r = 65$ mm, podobné parametry výbojů.

Z obrázku zjišťujeme, že ačkoli jsou vstupní parametry výbojů stejné, nebo alespoň velmi podobné, pro jednotlivá měření se na první pohled zkoumané parametry výbojů velmi liší. Asi největší rozdíl je patrný v případě metody shot to shot, kde se parametry liší opravdu znatelně. To potvrzuje onu nekonzistenci ve výsledcích pro shot to shot metodu, jak bylo diskutováno dříve. Opačný trend při měření LIM a OLIM pro tuto metodu tedy skutečně mohl být způsoben výrazně odlišným výbojovým režimem.

Dále je nutné diskutovat samotné srovnávání PIC simulací se skutečnými experimentálními výsledky. Jak již bylo zmíněno, samotné simulaci původně vznikly pro tokamak CASTOR, který se od GOLEMu liší zejména hodnotou toroidálního magnetického pole B_t. Pro CASTOR a tedy i použité simulace je jeho hodnotu $T = 1$ T, kdežto na GOLEMu $T = 0.5$ T a v průběhu výboje se mění. Larmorův poloměr iontů závisí na magnetickém poli a proto velmi pravděpodobné, že simulace zcela nepopisují situaci na tokamaku GOLEM. Dále se liší i rozměr samotné dvojité tunelové sondy. Simulace byly provedeny pro hloubku tunelu $h = 5$ mm, ale sonda, se kterou bylo pro měřeno na tokamaku GOLEM má tunel hluboký $h = 7$ mm. Z toho můžeme jednoduchou úvahou dospět k závěru, že pro větší hloubku tunelu méně iontů dopadne až na backplate a z toho důvodu se zlomek ve vztahu 1.2 opět blíží více jedné.

Pokud se následně podíváme na závěrečná porovnání simulací s experimentálními výsledky (závislost J_sat na R s výsledky PIC simulací), tak je patrné, že u mnoha výbojů nedosahujeme pro simulace potřebných hodnot celkové hustoty iontového proudu J_sat, což je právě způsobeno odlišnými parametry tokamaku GOLEM a CASTOR, popřípadě nízkou hustotou plazmatu vlivem jeho vertikálního pohybu. Samotný J_sat závisí na hustotě n podle vztahu 1.1 a pro nízké hustoty, tedy pro nízké hodnoty J_sat simulace nebyly provedeny.

V neposlední řadě je pro přesné určení elektronové teploty T_e nezbytné dosáhnout stabilních výbojů. Bohužel se ale tuto podmínku nedařilo plnit. Výboje obsahovali mnoho nestabilit, ale hlavním problémem byla samotná stabilizace plazmatu. Jak jsme ukázali na obrázcích z bolometru, plazma se v průběhu výboje v horizontálním směru výrazně pohybovalo a to různě pro různé výboje. Vertikální stabilizace plazmatu nebyla v průběhu experimentálních měření k dispozici a proto byla pro všechny výboje vypnuta.

Pokud všechny předchozí odstavce shrneme, zjistíme, že pro korektnější rychlé určování elektronové teploty T_e by bylo zapotřebí provést tři korekce:

- Provést nové simulace pro parametry tokamaku GOLEM, zvláště pak pro nižší hodnoty celkové hustoty iontového proudu J_sat a pro sondu, se kterou se na tokamaku GOLEM současně měří.
- Pro určování elektronové teploty T_e využít vždy jen tu orientaci, která není ovlivněna nadtepelnými elektrony.
- Získat reprodukovatelný, stabilní výbojový režim bez nestabilit s dostačující vertikální stabilizací plazmatu.

Kapitola 5

Závěr

Cílem této práce bylo určit elektronovou teplotu T_e pomocí PIC simulací vypočtených pro tokamak CASTOR a výsledky ověřit třemi různými způsoby. Nejprve byla elektronová teplota T_e určena fitováním IV charakteristiky konstruované metodou shot to shot, následně metodou rozmítání napětí a nakonec pomocí kombinované Langmuirovi a Ball-Pen sondy.

První kapitola byla zaměřená na problematiku sondových měření. Nejprve byla podrobně proprána samotná teorie měření tunelovou sondou. Zde jsme se zabývaly samotnou konstrukcí tunelové sondy, principem, jakým sonda pracuje a podmínkami, za kterých můžeme tunelovou sondu využít. Krátce se také zabýváme teorií volt-ampérových charakteristik a pojmům s ní souvisejících (plovoucí potenciál U_{fl} a potenciál plazmatu Φ). V další části této kapitoly podrobně rozebíráme PIC simulace, které byly vypočteny pro parametry tokamaku CASTOR, které se pro tokamak GOLEM liší především hodnotou toroidálního magnetického pole B_t, které mělo na tokamaku CASTOR hodnotu $B_t = 1$ T, kdežto na tokamaku GOLEM je časově závislé, přičemž dosahuje hodnot $B_t = 0.5$ T. V poslední části této kapitoly byla stručně popsána teorie měření elektronové teploty T_e pomocí kombinované Langmuirovy a Ball-Pen sondy. Samotná kalibrace měření elektronové teploty T_e pomocí této sondovy byla provedena v [6].

V druhé kapitole jsme se zaobírali experimentálním uspořádáním pro jednotlivé metody měření. Nejprve je podrobně diskutováno obecné experimentální uspořádání společné pro všechny přístupy. Dále jsme se zaměřili na jednotlivé metody měření. Prvním je metoda shot to shot, kde předpokládáme reprodukovatelnost jednotlivých výbojů, kdy je během každého z výbojů měněno přiložené napětí na tunelové sondě tak, abychom mohli konstruovat IV charakteristiku tunelové sondy, ze které fitováním získáme hodnotu elektronové teploty T_e. Druhým přístupem je rozmítání napětí, kdy je napětí měněno v průběhu jediného výboje, načež získáme IV charakteristiku. Je zde podrobné popsáno, jakým způsobem při tomto měření vzniká parazitní signál. Ten je vždy třeba odstranit způsobem, která je taktéž v této kapitole rozebrán. Ve třetím případě využíváme kombinovanou Langmuirovu a Ball-Pen sondu, přičemž pro určení elektronové teploty T_e využíváme kalibrace provedené v [6]. Na konci této kapitoly jsou popsány jednotlivé knihovny a algoritmy pro zpracování experimentálních dat v programovacím jazyku Python a jednotlivé postupy

použité při zpracování dat.

Třetí kapitola je zaměřena na samotné zpracování experimentálních dat. Podobně, jako kapitoly předešlé, je rozdělena podle metody měření elektronové teploty T_e. V první části zpracování dat je elektronová teplota T_e spočtena pomocí metody shot to shot. V druhé části se zaobíráme metodou rozmítání a ve třetí části metodou kombinované sondové hlavice. Po všechny tři metody jsou jednotlivé výboje analyzovány. Pro metodu shot to shot je ověřena reprodukovatelnost výbojových sérií, při měření metodou rozmítání je ukázáno odstranění parazitního signálu a pro metodu kombinované Langmuirovy a Ball-Pen sondy je ukázán samotný průběh měřených veličin pro určení elektronové teploty T_e. Pro všechny metody je také vždy přehledně ukázán průběh celkové hustoty iontového proudu J_{sat} a poměru proudů R, jelikož jeho průběh je pro zpracování důležitý.

Z výsledků plyne, že pro dvojitou tunelovou sondu orientovanou ve směru OLIM při směru toroidálního magnetického pole B_e a proudu plazmatem I_p clockwise silně ovlivňují měření nadtepelné elektrony. Ty vlivem své vysoké energie proniknou až na backplate dvojité tunelové sondy a silně tak ovlivní výsledky měření. Vlivem těchto elektronů se jeví elektronová teplota T_e předpovězená PIC simulacemi v této orientaci elektrod o mnoho vyšší, než ukazují výsledky jednotlivých metod pro její ověření. Naopak pro orientaci LIM získáváme hodnoty elektronové teploty T_e korespondující s PIC simulacemi. Výjimkou jsou výsledky z metody shot to shot, kde získáváme přesnější hodnoty pro orientaci tunelové sondy OLIM. Pravděpodobný důvod je absence nadtepelných elektronů v průběhu těchto výbojových sérií.

Závěrem je tedy zjevné, že pro určení elektronové teploty T_e pomocí PIC simulací pro tokamak CASTOR je nutné měřit pouze v orientaci, která není ovlivněna nadtepelnými elektrony vyskytujícími se v tokamaku. Ty totiž silně ovlivňují samotnou hodnotu poměru proudů na tunel a tunel a backplate R a posouvají tak hodnoty elektronové teploty T_e směrem k vyšším. Dále by bylo nutné provést PIC simulace pro tokamak GOLEM, který se od tokamaku CASTOR liší především hodnotou toroidálního magnetického pole B_t a rozměry dvojité tunelové sondy, se kterou je měřené.

Do budoucna bude nutné:

- Zajistit měření vždy v orientaci opačné k pohybu nadtepelných elektronů.
- Provést nové PIC simulace ve válcové geometrii pro parametry tokamaku GOLEM a pro současné rozměry dvojité tunelové sondy.
- Provést nové simulace pro parametry tokamaku COMPASS pro budoucí měření na tomto tokamaku.
- Obě simulace provést i pro nižší hodnoty hustoty celkového iontového proudu J_{sat} pro širší rozsah měření.
- Provést měření na tokamaku GOLEM a COMPASS a porovnat výsledky s novými PIC simulacemi.

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] 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>.

[3] *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>.

[4] 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>.

[5] STÖCKEL, J. *Měření parametrů plazmatu v tokamacích pomocí elektrických sond.* Ústav fyziky plazmatu AV ČR. [cit. 1.7.2010] Dostupné z WWW: <http://golem.fjfi.cvut.cz/wiki/Experiments/EdgePlasmaPhysics/library/HS_Probe%20diagnostics2017.ppt>.

[6] MÁCHA, P. *Měření parametrů plazmatu pomocí kombinované ball-pen a langmuirovy sondy na tokamaku GOLEM.* Bakalářská práce, 2011. Dostupné z WWW: <http://physics.fjfi.cvut.cz/publications/FTTF/BP_Petr_Macha.pdf>.

[7] FURNO, I.; REIMERDES, H.; LABIT, B. *Plasma diagnostics in basic plasma physics devices and tokamaks: from principles to practice, theory of electrostatic probes.* 2012.

[8] *Wiki tokamaku GOLEM - výbojový režim.* 2018. [cit. 1.7.2010] Dostupné z WWW: <http://golem.fjfi.cvut.cz/shots/25492/>.

[9] WESSON, J. *Tokamaks.* Oxford. Clarendon Press. 2004.

[10] PETERKA, M. *Měření potenciálu plazmatu pomocí ball-pen a Langmuirovy sondy.* Bakalářská práce, 2011. Dostupné z WWW: <https://is.cuni.cz/webapps/zzp/detail/74920>.

[11] 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>.

[12] KOČAN, M.; PÁNEK, R.; STÖCKEL, J.; GUNN, P.; et al. *Particle-in-Cell Simulations of the Segmented Tunnel Probe for IonTemperature Measurements in the Tokamak Scrape-off Layer* . 2005. Dostupné z WWW: <http://djs.si/proc/bled2005/htm/pdf/00029.pdf>.

[13] 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>.

[14] 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>.