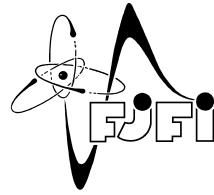




ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská



Radiální profily okrajového plazmatu tokamaku COMPASS

Radial profiles of the scrape-off layer of the COMPASS tokamak

Výzkumný úkol

Autor: Bc. Kateřina Jiráková

Vedoucí práce: Mgr. Jakub Seidl, Ph.D.

Akademický rok: 2015/2016

Poděkování

Děkuji svému školiteli za obrovskou trpělivost, laskavost a odborný vhled.

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svůj výzkumný úkol vypracovala samostatně a použila jsem pouze podklady (literaturu, projekty, SW, atd.) uvedené v přiložené bibliografii.

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

Název práce:

Radiální profily okrajového plazmatu tokamaku COMPASS

Autor: Bc. Kateřina Jiráková

Obor: Fyzika a technika termojaderné fúze

Druh práce: Výzkumný úkol

Vedoucí práce: Mgr. Jakub Seidl, Ph.D., Ústav fyziky plazmatu AV ČR, v.v.i.

Abstrakt: Šířka SOL je jednou z klíčových vlastností při konstrukci divertoru a limiteru velkých tokamaků. V této práci je proveden výpočet šířky SOL v tepelném toku a iontově nasyceném proudu v L-módu na tokamaku COMPASS společně se základní analýzou závislosti této šířky na dalších parametrech plazmatu.

Klíčová slova: tokamak COMPASS, L-mód, radiální profil, tepelný tok, šířka SOL

Title:

Radial profiles of the scrape-off layer of the COMPASS tokamak

Author: Bc. Kateřina Jiráková

Abstract: The SOL width is one of the key information for divertor and limiter construction in large tokamaks. In this research project the computation of SOL width in parallel heat flux and ion saturated current profiles was carried out using L-mode data from the COMPASS tokamak, along with a basic analysis of its dependence on other plasma parameters.

Key words: tokamak COMPASS, L-mode, radial profile, parallel heat flux, SOL width

Obsah

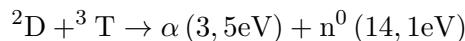
1	Úvod	5
1.1	Radiální profil tepelného toku v SOL	7
2	Sondová měření	8
2.1	Diagnostiky	8
2.2	Výpočet fyzikálních veličin	10
3	Zpracování experimentálních dat	11
3.1	Flat top	11
3.2	Správné měření sondy	12
3.3	Fit radiálního profilu	18
3.3.1	Příprava dat na fit	18
3.3.2	Funkce fitu	19
3.4	Určení parametrů plazmatu	22
3.5	Výsledek třídění databáze	23
4	Experimentální výsledky	24
4.1	Závislost šířky SOL na tvaru plazmatu	24
4.2	Závislost šířky SOL na proudu plazmatem I_p	24
4.3	Závislost šířky SOL na parametrech střížné vrstvy	26
4.4	Závislost šířky SOL na dalších parametrech	26
4.5	Další korelační diagramy	26
5	Závěr	31
A	Korelační diagramy	34

Kapitola 1

Úvod

Současná koncepce fúzního reaktoru počítá s magnetickým udržením plazmatu v tokamaku (Obr. 1.1). Zařízení ITER, které má ověřit technickou zkontruovatelnost reaktoru poháněného termojadernou fúzí, i demonstrační fúzní elektrárna DEMO budou v souladu s touto konцепcí tokamaky. Tokamak COMPASS v Praze [1] má podobnou geometrickou konfiguraci jako ITER, zmenšenou v poměru 1:11, viz Tab. 1.1 a Obr. 1.2. Proto jsou měření z tokamaku COMPASS relevantní pro studie škálování jevů a veličin, které se v jiném měřítku mohou objevit na tokamaku ITER.

Tokamak ITER bude pracovat na hranici materiálových možností. Účinný průřez v deuterium-tritiové reakci



dosahuje maxima při teplotách iontů $T_i \approx 100$ keV, ideální teplota pro provoz reaktoru je pak 10 keV [5]. Energie plazmatu, dodávaná v prvotní fázi vnějším ohřevem a poté i termalizací vysokoenergetických alfa částic, se uvolňuje dvěma hlavními kanály: prostřednictvím elektromagnetického záření a tepelným tokem na divertor a první stěnu. (Pro úplnost: Třetím kanálem uvolňování energie z reaktoru jsou fúzní neutrony, ty však nespadají do energie plazmatu.)

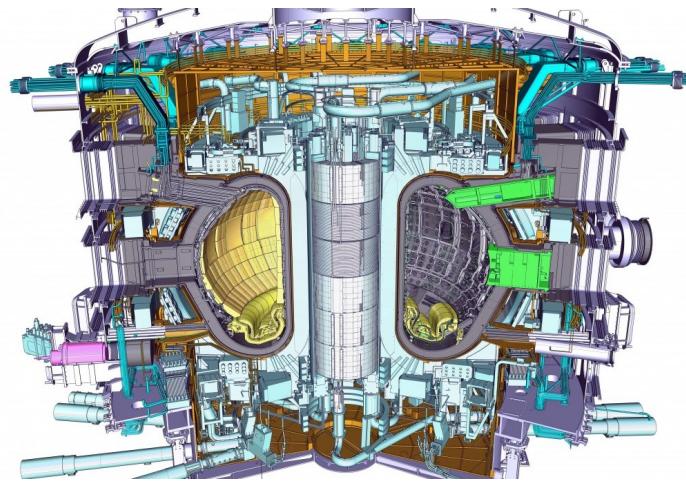
Zatímco fúzní výkon vzniká objemově, energii transportovanou tepelným tokem podél siločar [6]

$$q_{\parallel} = \gamma \frac{T_e n v_{\parallel}}{S}, \quad (1.1)$$

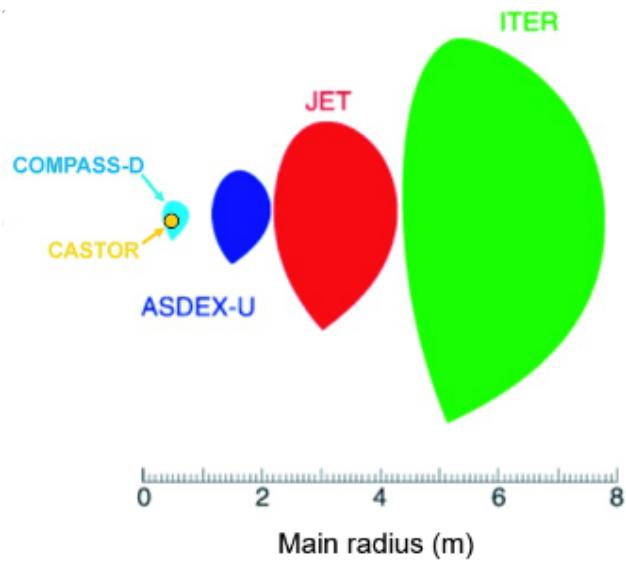
kde γ je koeficient přenosu tepla, T_e elektronová teplota, n hustota plazmatu, v_{\parallel} průměrná rychlosť podél siločary a S povrch sondy, lze odvádět pouze povrchově. Pro stacionární fázi ITERu se předvírá hodnoty tepelného toku na divertor $q_{\parallel} = 10 \text{ MW.m}^{-2}$ [7], což se přibližuje k maximálnímu toku energie, který lze z materiálu chlazením odvádět. Během nestabilit typu

Parametr	ITER	COMPASS
Hlavní poloměr, R_0 [m]	6.2	0.56
Vedlejší poloměr, a [m]	2.0	0.23
Toroidální pole na R_0 , B_T [T]	5.3	0.9-2.1
Proud plazmatem, I_p [MA]	15	0.4
Délka pulzu [s]	400	1

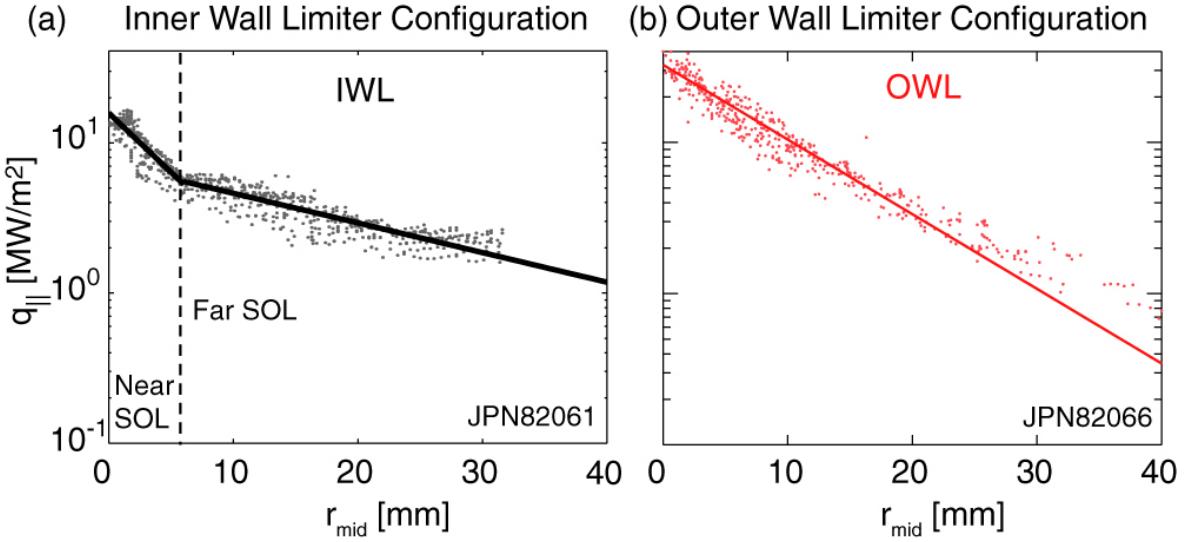
Tabulka 1.1: Srovnání vybraných parametrů tokamaku ITER a COMPASS. [3] [4]



Obrázek 1.1: Tokamak ITER. Převzato z [2].



Obrázek 1.2: Porovnání velikost tokamaků COMPASS a ITER. Převzato z [3].



Obrázek 1.3: Blízká a vzdálená SOL na tokamaku JET. Převzato z [13].

Edge Localised Mode (ELM), typickými pro provoz tokamaku v H-módu, dokonce tepelný tok tuto hranici po krátký časový interval mnohonásobně překračuje. [8] Studie tepelného toku a jeho rozložení v okrajovém plazmatu jsou proto životně důležité pro budoucí fúzní reaktory.

1.1 Radiální profil tepelného toku v SOL

Z četných studií [9] [10] [11] vyplývá, že ve Scrape-Off Layer (oblast otevřených siločar přilehlá k separatrix, dále jen SOL) má tepelný tok q_{\parallel} tendenci exponenciálně klesat s radiální pozicí r . Stejný trend vykazuje i snadněji měřitelný iontově nasycený proud

$$I_{sat} = \frac{1}{2} e n_e c_s Z_i S_{sonda}, \quad (1.2)$$

kde e je elementární náboj, n_e hustota elektronů, c_s iontozvuková rychlosť a S_{sonda} povrch sondy, který je tepelnému toku přímo úměrný podle vzorce (1.1).

Zajímavé je, že šířka tohoto exponenciálního poklesu λ nemusí být v celém radiálním rozsahu SOL konstantní. Výzkumy zaměřené na charakterizaci SOL ukazují, že mohou vzniknout dvě oblasti s různými šířkami exponenciálního poklesu: tzv. blízká (*near*) a vzdálená (*far*) SOL [12] [13] (Obr 1.3). Původ tohoto fenoménu dosud není zcela objasněn. V této práci bude zpracována databáze výstřelů v tokamaku COMPASS za účelem systematické analýzy radiálních profilů tepelného toku q_{\parallel} a iontově nasyceného proudu I_{sat} pomocí fitu exponenciálního poklesu. Cílem je získaná data vykreslit proti dalším parametrům plazmatu (jako proud plazmatem I_p nebo elektronová teplota na separatrix T_e) a hledat mezi nimi škálování. Zvláštní pozornost pak bude věnována souvislostem mezi šírkou SOL a vlastnostmi vrstvy střížných toků v okrajovém plazmatu, charakterizovanou veličinami radiální elektrického pole E_r , poloidální rychlosť v_p a její stříh $\omega_{shear} = dv_p/dr$.

Kapitola 2

Sondová měření

V této kapitole se seznámíme s vybranými diagnostikami tokamaku COMPASS a uvedeme vztahy pro výpočet fyzikálních veličin z jimi naměřených dat.

2.1 Diagnostiky

Páterí této práce jsou data nasbíraná na horizontální reciproké sondě (HRCP), Obr. 2.1. Sonda je umístěna na vnější midplane tokamaku (Obr. 2.2) a sestává se z reciprokového manipulátoru a hlavice s několika diagnostikami. Manipulátor slouží k zasunutí hlavice do plazmatu a opětovnému vytažení. Typický průběh této *reciprokace* vidíme na Obr. 2.3.

Zmiňme, že ne všechny reciprokace proběhnou typicky. Vedle tzv. dvojité reciprokace (Obr. 2.4), která může sloužit k nasbírání dat v mírně proměnném plazmatu (např. během lineárního nárůstu proudu plazmatem I_p , tzv. *ramp-up* proudu), může dojít k uvíznutí sondy v plazmatu (Obr. 2.5).¹ V kap. 3 bude popsáno, jak byly takové reciprokace zahrnuty do analýzy radiálních profilů.

Na nejčastěji používané hlavici HRCP jsou ukotveny tři ball-pen sondy (BPP) a dvě Langmuirovy sondy (LP). Ball-pen sondy (schéma na Obr. 2.6) poskytují měření potenciálu V_{BPP} , který je blízký potenciálu plazmatu Φ . Kromě potenciálu plazmatu obsahuje V_{BPP} také malý příspěvek elektronové teploty T_e [15] [16])

$$V_{BPP} = \Phi - (0,6 \pm 0,3)T_e,$$

který však v této práci zanedbáváme a potenciál ball-pen sondy V_{BPP} a potenciál plazmatu Φ ztotožňujeme. (Koeficient 0,6 však stále hraje roli při určování elektronové teploty T_e z rozdílu potenciálu ball-pen sondy V_{BPP} a plovoucího potenciálu V_{fl} . Viz níže.)

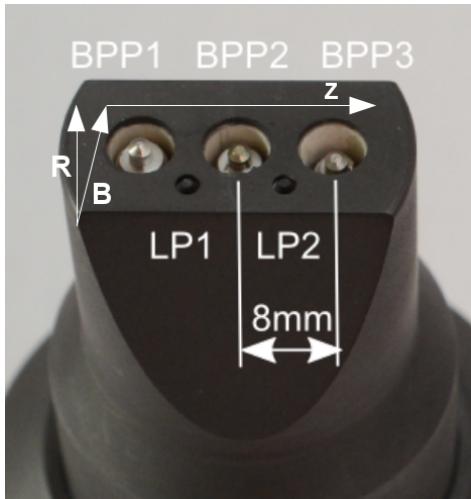
Pomineme-li rozmítání, Langmuirovy sondy mohou měřit ve dvou režimech: měření plovoucího potenciálu

$$V_{fl} = \Phi - 2,8T_e,$$

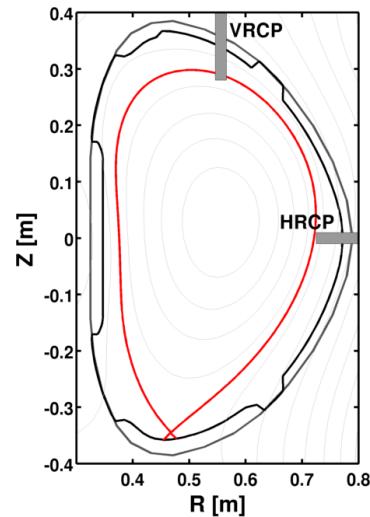
a iontově nasyceného proudu (1.2). Na HRCP je Langmuirova sonda LP1 ve většině případů zapojena jako plovoucí, zatímco LP2 měří iontově nasycený proud I_{sat} .

Kromě diagnostik ukotvených na reciproké sondě byla v této práci použita data standardních tokamakových diagnostik měřících veličiny jako je proud plazmatem I_p nebo průměrná

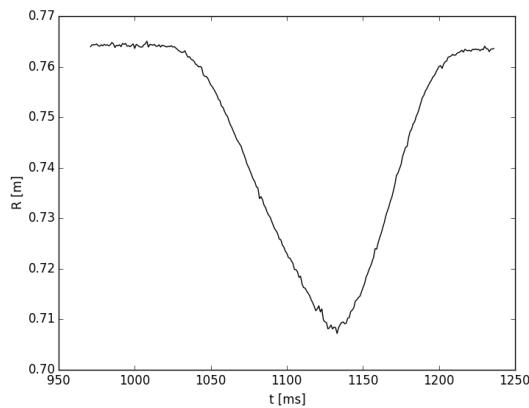
¹Toto se stává pouze na VRCP, vertikální reciproké sondě, její data však byla zpracovávána společně s horizontální reciprokou sondou, a proto je uvádím také.



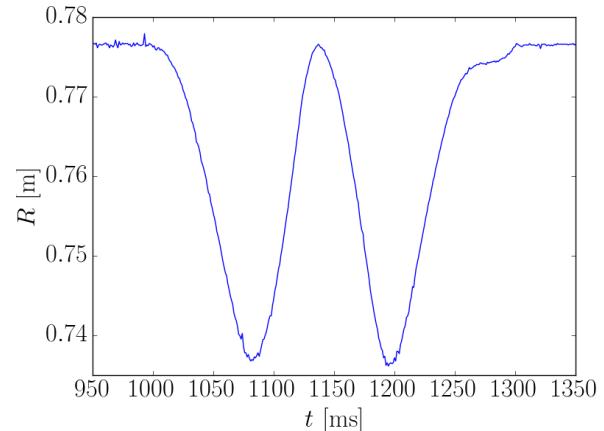
Obrázek 2.1: Hlavice HRCP.



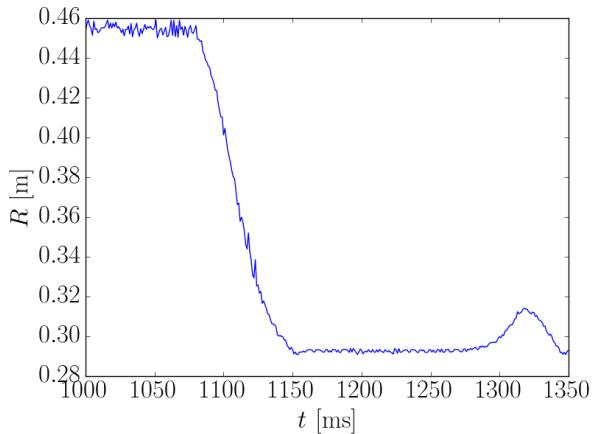
Obrázek 2.2: Pozice HRCP na poloidální řezu COMPASSu.



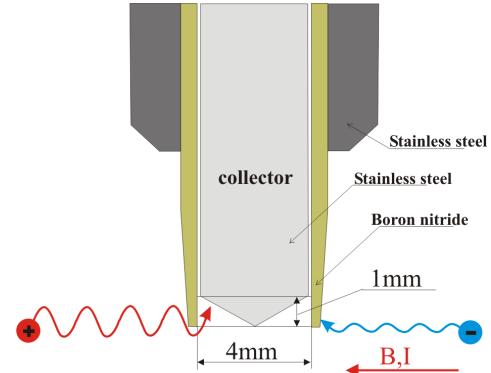
Obrázek 2.3: Typická reciprokace. Výstřel #6878, HRCP.



Obrázek 2.4: Dvojitá reciprokace. Výstřel #8136, HRCP.



Obrázek 2.5: Atypická reciprokace. Výstřel #6172, VRCP.



Obrázek 2.6: Schéma ball-pen sondy. Převzato z [14].

elektronová hustota n_e měřená interferometrem. Využita byla též data z magnetické rekonstrukce EFIT++, a to jako vstup do analýzy (okrajová zásoba stability q_{95} , elongace plazmatu...) i jako kontrola.²

2.2 Výpočet fyzikálních veličin

Pro tuto práci je ústřední veličinou paralelní tepelný tok (1.1)

$$q_{\parallel} = \gamma \frac{T_e I_{sat}}{S}. \quad (2.1)$$

Veličina γ je koeficient přenosu tepla, S pak povrch sondy. Pro $T_e \approx T_i$ je $\gamma \approx 7$ (zdroj), povrch sondy je v případě tokamaku COMPASS $S = 4,9 \text{ mm}^2$.

Vedle iontově nasyceného proudu I_{sat} je další součástí tepelného toku elektronová teplota T_e . Tu můžeme vypočítat z rozdílu potenciálu ball-pen sondy V_{BPP} a plovoucího potenciálu V_{fl} jako

$$T_e = \frac{V_{BPP} - V_{fl}}{2,2}. \quad (2.2)$$

Tento způsob určení elektronové teploty má oproti staršímu rozmítání Langmuirovy sondy výhodu vyššího časového rozlišení a nižší výpočetní náročnosti. Na druhou stranu však do něj vnáší chybu nesouměstnost obou měření.

Pomocí signálů z reciproké sondy lze měřit i vlastnosti vrstvy střížných poloidálních toků v okrajovém plazmatu. Radiální derivací potenciálu plazmatu $V_{BPP} \approx \Phi$ dostaneme radiální elektrické pole

$$E_r = -\frac{d\Phi}{dr}$$

a z lokální hodnoty toroidálního magnetického pole B_T pak poloidální složku $\vec{E} \times \vec{B}$ driftu

$$v_p = \frac{E_r}{B_T}.$$

Její radiální změnu $\omega = \frac{dv_p}{dr}$ zde nazýváme *shearing rate*.

²Jako reprezentativní místo měření teploty, potenciálu plazmatu a dalších veličin v okrajovém plazmatu bylo zvoleno maximum potenciálu ball-pen sondy V_{BPP} , které by mělo fyzikálně odpovídat separatrix [17]. Jediná alternativa, pozice separatrix z magnetické rekonstrukce, je zatížena chybou řádu několika málo centimetrů. Údaje z EFITU byly proto využity ke kontrole pozice maxima, avšak ne jako fyzikální vstup.

Kapitola 3

Zpracování experimentálních dat

Tato práce má charakter statistické analýzy velkého množství experimentálních dat. V současné době bylo na tokamaku COMPASS provedeno cca 12 000 výstřelů, z nichž bylo třeba vybrat ty, ve kterých proběhlo úspěšné měření radiálního profilu tepelného toku q_{\parallel} a iontově nasyceného proudu I_{sat} , a ty nafitovat. V této kapitole bude popsáno, jakým způsobem byl tento výběr proveden.

3.1 Flat top

Měření reciproké sondy probíhá v čase po jednorozměrné trajektorii (viz Obr. 2.2 a 2.3). Radiální profil by však ideálně měl být změřen v jednom časovém okamžiku. Výstupy z reciproké sondy můžeme jako radiální profil interpretovat pouze tehdy, pokud se parametry plazmatu v průběhu reciprokace zásadně nemění.

Většina výstřelů na tokamaku COMPASS dosáhne na dobu 100-150 ms stacionárního stavu plazmatu. V tomto časovém rozmezí má smysl používat reciprokovou sondu na měření radiálních profilů. Podle jednoho z hlavních ukazatelů dosažení stacionárního stavu, konstantního proudu plazmatem (Obr. 3.1 a 3.2), se stacionární oblast nazývá *flat top*.

Ke zpracování velkého množství radiálních profilů je důležité vědět, kdy flat top v jednotlivých výstřelech nastává. Z tohoto důvodu byla vytvořena databáze flat topů, pokrývající výstřely na tokamaku COMPASS až do #11324. Kritéria rozpoznání flat topu byla použita dvě:

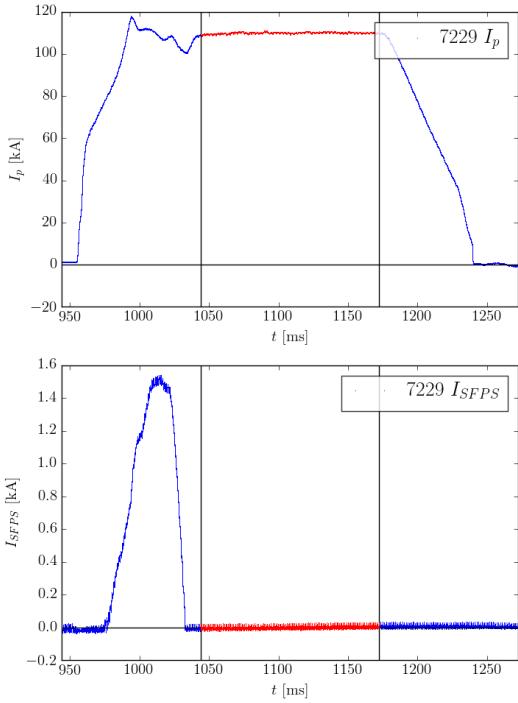
1. $I_p = \text{konst}$

Proud plazmatem musí být konstantní. Byly tolerovány fluktuace cca 10 %, avšak ne lineární změna proudu plazmatem (tzv. *ramp-up* nebo *ramp-down* proudu).

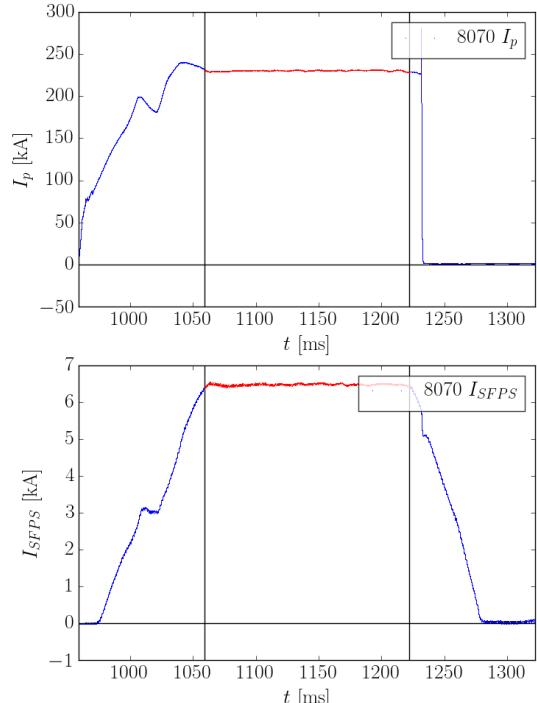
2. $I_{SFPS} = \text{konst}$

Proud v cívkách tvarujících plazma musí být konstantní, a to nenulový v případě elongovaného průřezu nebo divertorové konfigurace, nebo nulový v případě kruhového průřezu plazmatu. Protože většina cívek pro tvarování plazmatu je na tokamaku COMPASS propojena do jednoho obvodu, je toto dostatečné kritérium pro neměnný tvar plazmatu.

Data použitá pro analýzu radiálních profilů jsou v dalším textu již automaticky omezena tím, že byla nasbírána během flat topu.



Obrázek 3.1: Flat top při kruhovém průřezu.
Výstrel #7229.



Obrázek 3.2: Flat top při elongovaném průřezu.
Výstrel #8070.

3.2 Správné měření sondy

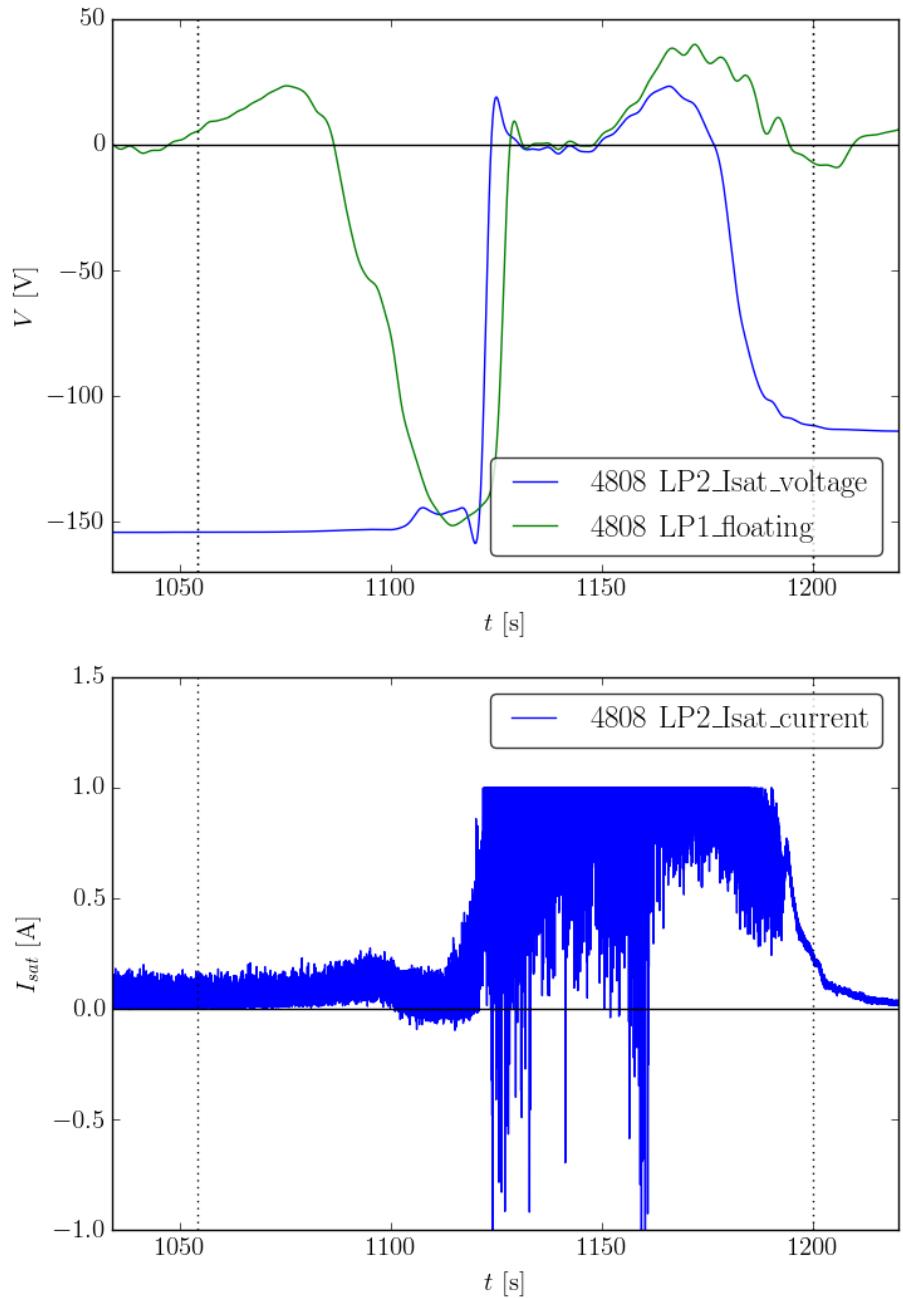
Reciproká sonda je aktivní diagnostika, která je během měření v přímém kontaktu s plazmatem. Ačkoli reciprokace probíhá z větší části v SOL, v rozmezí několika desítek ms kolem nejhlubšího zásunu někdy prochází sonda skrze separatrix a dostává se do oblasti uzavřených magnetických siločar. S tím spjatý nárůst hustoty a teploty a tedy tepelného toku na sondu může vést ke znehodnocení měření až k poškození sondy.

Při třídění databáze výstřelů tokamaku COMPASS jsem klasifikovala několik způsobů, jak může být signál během reciprokace znehodnocen.

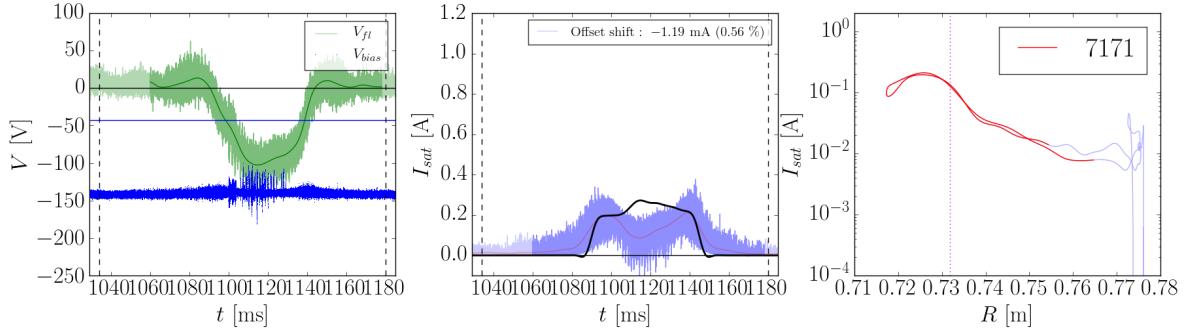
- (měření Langmuirovy sondy v režimu I_{sat}) **zapálení oblouku mezi sondou a plazmatem**

Při měření iontově nasyceného proudu je Langmuirův pin nabíjen na velmi nízký potenciál vůči komoře (na COMPASSu typicky $V_{bias} = -100 \div -250$ V). Při dostatečném nárůstu teploty a hustoty plazmatu se toto napětí zkratuje unipolárním obloukem do plazmatu, což se na potenciálu sondy promítne pádem na nulu (viz Obr. 3.3). Je zřejmé, že v této chvíli proud dopadající na sondu přestane mít význam iontově nasyceného proudu. Navíc dochází k saturaci měřené hodnoty proudu na 1 A a k dočasněmu vypnutí napětí V_{bias} z důvodu ochrany elektroniky.

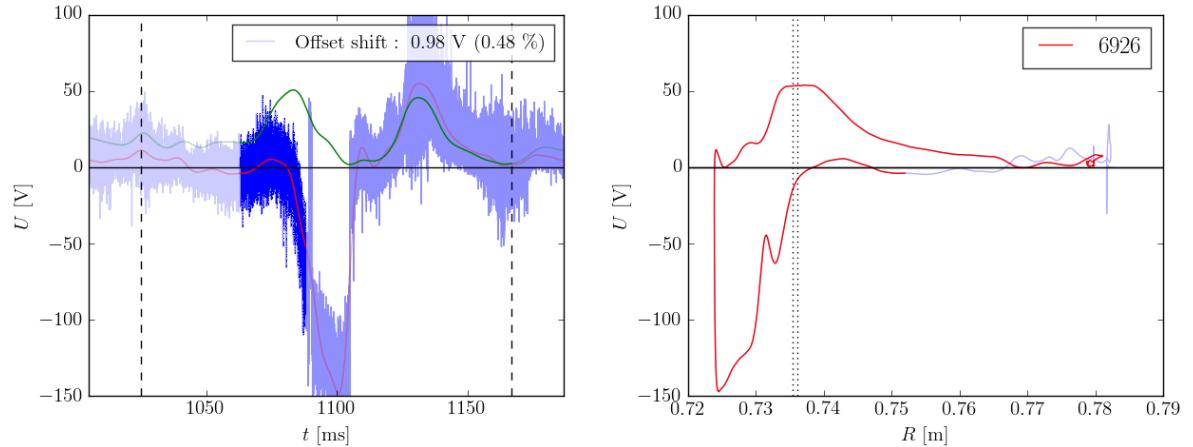
- (měření Langmuirovy sondy v režimu I_{sat}) **deformace proudu I_{sat} nedostatečně nízkým napětím V_{bias}**



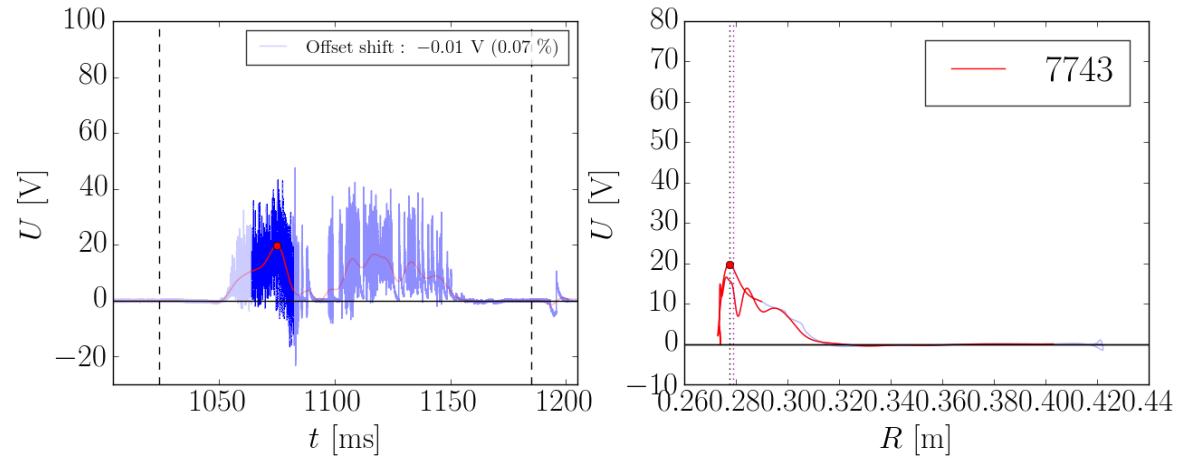
Obrázek 3.3: Průběh plovoucího potenciálu V_{fl} na LP1 (zeleně), nabíjeného potenciálu V_{bias} a I_{sat} na LP2 (modře). V čase $t = 1020$ ms se vytvoří oblouk mezi plazmatem a sondou. Výstřel # 4808.



Obrázek 3.4: Efekt příliš vysokého V_{bias} na iontově nasycený proud I_{sat} . V grafu vlevo je modrá horizontální čára $V_{bias} + 100$ V, v grafu uprostřed je černě vyznačena korekce prouden, podle vzorce (3.1). Výstrel # 7171, HRCP.



Obrázek 3.5: Průběh plovoucího potenciálu V_{fl} (červeně) na LP1 a potenciálu BPP1 (zeleně). V čase $t = 1090$ ms sonda přejde do self-emisního módu dočasně, v čase $t = 1105$ ms pak definitivně. Výstrel # 6925.



Obrázek 3.6: Potenciál ball-pen sondy při problémech s kabelem. Výstrel #7743, VRCP.

V iontové věti voltampérové charakteristiky Langmuirovy sondy je proud sbíraný sondou určený vztahem [18] a

$$I = I_{sat} \left(1 - \exp \left(\frac{V_{bias} - V_{fl}}{T_e} \right) \right).$$

Pokud je napětí přiváděné na sondu V_{bias} dostatečně nízké, můžeme člen s exponenciou zanedbat a považovat měřený proud za rovný iontově nasycenému proudu I_{sat} . V podmínkách okrajového plazmatu tokamaku COMPASS ($T_e = 50$ eV) je člen s exponenciou roven 0,1 při potenciálovém rozdílu přibližně 100 V. Pokud není střední hodnota plovoucího napětí V_{fl} alespoň o 100 V vyšší než V_{bias} , proud sbíraný sondou znatelně klesá pod hodnotu I_{sat} . Taková situace nastává na Obr. 3.4. Signál I je sice možné opravit vzorcem

$$I_{sat} = \frac{I}{1 - \exp \left(\frac{V_{bias} - V_{fl}}{T_e} \right)}, \quad (3.1)$$

kde všechny signály v exponencielle nejprve prošly lowpass filtrem s $f_{cutoff} = 200$ Hz, avšak jak je zřejmé na obrázku (korekce vyznačena černě), tento zásah deformauje data v SOL. Proto jsem výstřely, kde napětí na sondě nesplňovalo $V_{bias} < V_{fl} - 100$ V, vyřadila z databáze.

3. (měření Langmuirovy sondy v režimu V_{fl}) přechod do self-emisního módu

Při kontaktu s horkým plazmatem se Langmuirova sonda může zahrát natolik, že začne emitovat elektrony. V tomto stavu již neměří plovoucí potenciál. Potenciál plně self-emisní sondy je blízký potenciálu plazmatu $V = \Phi - 0,6T_e$ (Obr. 3.5) [19] [20], nicméně pro účely zde provedené analýzy je self-emise považována za definitivní znehodnocení dat. Pro měření potenciálu plazmatu jsou využity pouze ball-pen sondy.

4. (obecné) reciprokace mimo flat top

5. (obecné) atypická reciprokace

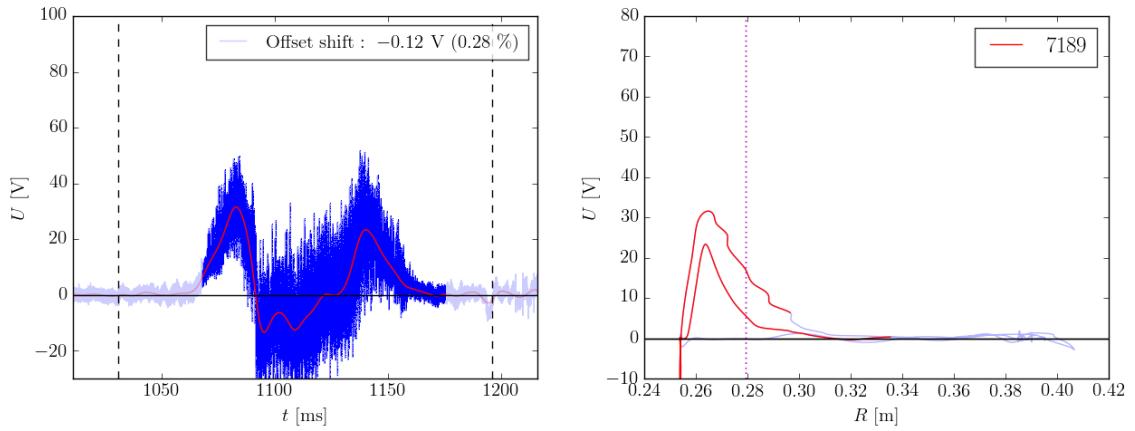
Vedle typické reciprokace (Obr. 2.3) se vyskytují reciprokace dvojitě 2.4 a neúplně 2.5. Při dvojitých reciprokacích bylo každé zasunutí sondy považováno za samostatnou reciprokači se samostatným párem radiálních profilů. Při neúplné reciprokaci byl do analýzy zahrnut pouze jeden naměřený profil.

6. (obecné) problémy se zapojením sondy

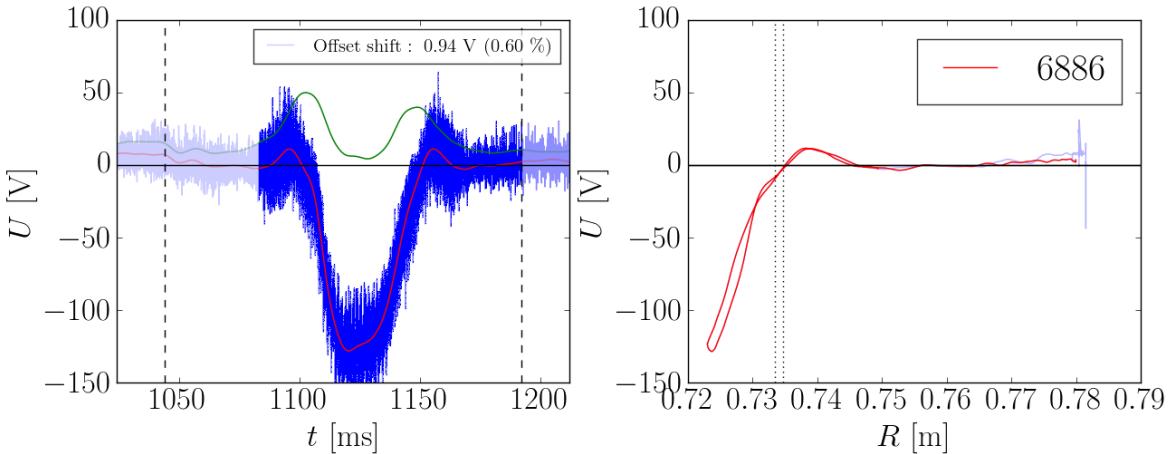
Reciprokač sice probíhá pouze na několika centimetrech, avšak její velmi krátké trvání způsobuje, že na sondu během ní působí značné zrychlení. Následné síly mohou způsobit uvolnění kontaktů v sondě, což se do signálu promítá nepravidelnými exponenciálními poklesy k nule (Obr. 3.6). Takový signál nelze použít k analýze radiálního profilu. (Poznamenejme však, že tyto problémy se vyskytovaly na VRCP, nikoli HRCP, a v současné době již nenastávají.)

7. (obecné) posun offsetu nebo skok střední hodnoty

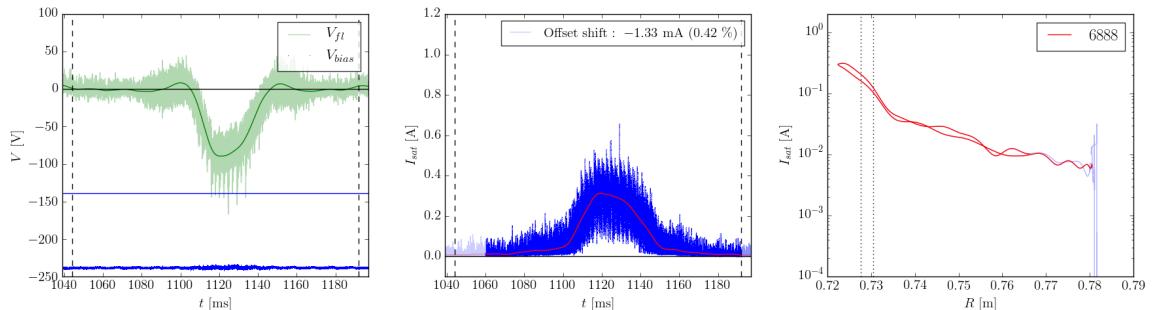
Před začátkem a po konci reciprokač je sonda zasunuta v portu, a tak by hodnota všech veličin (iontově nasycený proud I_{sat} , plovoucí potenciál V_{fl} , potenciál ball-pen



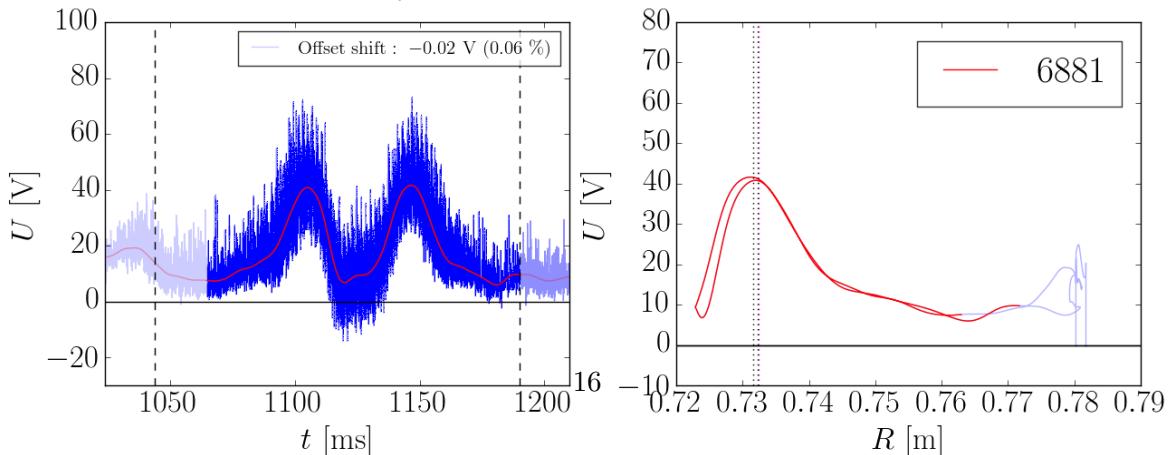
Obrázek 3.7: Průběh potenciálu BPP1. V čase $t = 1090$ ms se střední hodnota signálu skokově změní. Výstrel # 7189, HRCP.



Obrázek 3.8: Typický průběh plovoucího napětí V_{fl} (červeně) doplněný o potenciál BPP sondy (zeleně). Výstrel #6886, HRCP.



Obrázek 3.9: Typický průběh iontově nasyceného proudu a odpovídajícího V_{bias} (modře) oproti plovoucímu potenciálu V_{fl} . Výstrel #6888, VRCP.



Obrázek 3.10: Typický průběh potenciálu ball-pen sondy. Výstrel #6881, HRCP.

sondy $V_{BPP} \approx \Phi$) měly být nulové. Výjimečně se však hodnota některého z jmenovaných signálů nevrátí na nulu, ale ustálí se na nenulové hodnotě. Pokud v časovém průběhu signálu není poznat, kdy změna offsetu nastala, musíme celý signál považovat za znehodnocený.

Podobným úkazem je viditelný skok ve střední hodnotě měření. V případě iontově nasyceného proudu I_{sat} lze takový skok většinou připsat (i krátkodobému) oblouku na sondě, detekovanému skrze skok v potenciálu sondy V_{bias} , a snadno určit, kdy měření probíhalo správně a kdy ne. V případě potenciálu ball-pen sondy V_{BPP} je příčina skoku ve střední hodnotě (Obr. 3.7) nejčastěji spjata s vlivem okolních sond. Např. přechod sousední Langmuirovy sondy do self-emisního režimu v pěti podobných výstřelech způsobil reprodukovatelný skok v napětí ball-pen sondy. Zajímavé je, že kromě tohoto skoku se nezdá být signál ball-pen sondy jinak znehodnocen; naopak si stále uchovává charakteristický tvar i souměrnost obou naměřených profilů. Protože však není možné určit, zda je tato změna charakteru přímé interakce mezi sondami, nebo probíhá skrze ovlivněné plazma, pro analýzu v rámci této práce byla použita pouze data před skokem ve střední hodnotě.

8. (obecné) deformace profilu

U každé diagnostiky existuje typický profil signálu (Obr. 3.8, 3.9 a 3.10, modře jsou měřená data a červeně profil zhlassený lowpass filtrem s cut-off frekvencí 200 Hz): iontově nasycený proud I_{sat} exponenciálně klesá se vzdáleností od plazmatu, potenciál plazmatu vykazuje maximum poblíž separatrix apod.. Při dodržení všech dříve řečených omezení by se při pohybu do plazmatu a ven měl naměřit stejný, nebo alespoň velmi podobný profil. Nicméně výjimečně se může stát, že profil je výrazně deformovaný nebo nesouměrný. V takovém případě byl přístup individuální. Podle závažnosti deformace byla využita pouze část signálu, nebo byl celý signál vyřazen z analýzy. Důvodů deformace profilu může být několik: pomalý přechod do self-emisního režimu Langmuirovy sondy v režimu V_{fl} (i promítnutý do měření ostatních sond, viz bod 6), změna parametrů plazmatu nepostižená parametry určování flat topu nebo systematická chyba v měření radiální pozice sondy.

9. (měření elektronové teploty T_e) záporná elektronová teplota T_e

Elektronová teplota je ze své podstaty kladná, nicméně při výpočtu podle (2.2) jako rozdílu dvou signálů se příležitostně jeví záporně. Tento jev byl často spojen s výše zmíněnou změnou offsetu nebo deformací profilu, ale v některých případech může být také důsledkem nesoumíštnosti měření signálů V_{fl} a V_{BPP} , vzdálených od sebe 8 mm ve vertikálním směru. Zápornost střední hodnoty elektronové teploty T_e byla dostačující k vyřazení příslušné části dat ze zpracování. Toto se však týkalo pouze elektronové teploty, nikoli signálů plovoucího potenciálu V_{fl} a potenciálu ball-pen sondy V_{BPP} , protože při splnění všech výše uvedených kritérií nebylo možné určit, ve kterém ze dvou signálů nastala chyba.

10. (obecné) H-mód

Přechod do H-módu kdykoli během výstřelu byl dostatečným důvodem pro vyřazení výstřelu a všech jeho signálů z databáze. Důvodem je, že prováděná analýza se týká výhradně plazmatu v L-módu.

3.3 Fit radiálního profilu

3.3.1 Příprava dat na fit

Při vzorkovací frekvencí diagnostik na HRCP $f_{sample} = 5 \text{ MHz}$, tj. časovém rozlišení $0,2 \mu\text{s}$, a délce poloviny reciprokace přibližně 60 ms máme k dispozici mnohem více dat, než je k fitu blízké a vzdálené SOL třeba. Experimentální data tedy před nasifitováním prošla následující procedurou:

- ruční výběr profilů, kde byl patrný tvar lomené exponenciely, a výběr oblasti fitu s odhadem polohy zlomu R_{break}

Poznámka: Oblast fitu přitom někdy zasahovala i do oblasti uzavřených siločar, tedy mimo SOL. Vzhledem k tomu, že radiální velikost blízké a zvláště vzdálené SOL je srovnatelná až menší než λ_{SOL} , je pro získání rozumného fitu třeba co nejvíce dat. Ve chvíli, kdy se sklon profilu i po průchodu separatrix neměnil, jsem dat z udrženého plazmatu využila k rozšíření dat SOL a zkvalitnění fitu. Po tomto kroku profily, které už byly omezené na flat top a protříděné databází dobrých dat, opět značně prořídly. To přináší zajímavý pozorování, že dobře vyvinutá blízká a vzdálená SOL se neobjeví vždy.

veličina	# výstřelů	# vhodných profilů (dovnitř+ven)	# zahozených profilů
I_{sat}	315	138 + 77	177 + 238
q_{\parallel}	243	131 + 70	112 + 173

- aplikace lowpass filtru s cut-off frekvencí $f_{cutoff} = 200 \text{ Hz}$

Poznámka: Při průměrné rychlosti sondy 1 ms^{-1} je typická frekvence změn profilu kolem sondy $f_{profile} \approx 100 \text{ Hz}$. Cut-off frekvence $f_{cutoff} = 200 \text{ Hz}$ dobře odřízně nežádoucí fluktuace (např. sawteeth s typickými frekvencemi kolem 400 Hz), zatímco tvar profilu je zachován.

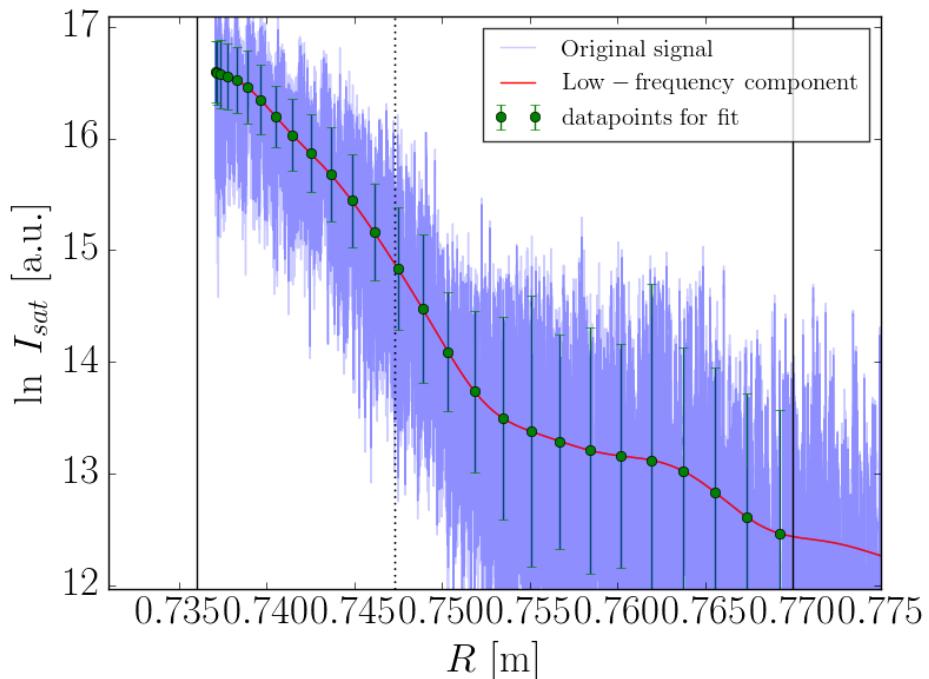
- výpočet vysokofrekvenční komponenty signálu odečtením nízkofrekvenční komponenty z bodu 2 od surových dat
- decimace nízkofrekvenční komponenty na vzorkovací frekvenci $f_{sample} = 600 \text{ Hz}$

Poznámka: K jevu *anti-aliasing*, kdy se frekvence vyšší než Nyquistova frekvence $f_N = f_s/2$ promítají nežádoucím způsobem do frekvencí nižších, nedochází díky tomu, že nová Nyquistova frekvence $f_N = 300 \text{ Hz} > f_{cutoff}$. Dohromady tak platí

$$f_{profile} < f_{cutoff} < f_N.$$

- výpočet chyby takto vzniklých datových bodů jako směrodatné odchylky vysokofrekvenční komponenty v odpovídajícím časovém okně

Cílová vzorkovací frekvence byla volena tak, aby v profilu zbylo řádově několik desítek bodů. Takový počet dostačuje na kvalitní fit, avšak výrazně snižuje výpočetní nároky a usnadňuje manipulaci s chybou datových bodů. Příklad grafu surových dat, nízkofrekvenční komponenty a výsledných datových bodů s errorbary vidíme na Obr. 3.11.



Obrázek 3.11: Radiální profil iontově nasyceného proudu, nízkofrekvenční komponenta (červeně) a datové body použité pro fit. Výstrel #6878.

3.3.2 Funkce fitu

Radiální profil tepelného toku q_{\parallel} , popř. iontově nasyceného proudu I_{sat} , má exponenciální tvar s dvěma různými pološírkami [13] [12]. Jako precedent se pro takový průběh setkáváme s dvěma druhými fitu: fit lomenou exponencielou

$$f(x) = \begin{cases} A \cdot \exp\left(-\frac{R - R_{break}}{\lambda_1}\right), & R < R_{break} \\ A \cdot \exp\left(-\frac{R - R_{break}}{\lambda_2}\right), & R > R_{break} \end{cases} \quad (3.2)$$

a fit součtem exponenciel

$$f(R) = A_1 \exp\left(-\frac{R}{\lambda_1}\right) + A_2 \exp\left(-\frac{R}{\lambda_2}\right).$$

Pro zpracování dat jsem zvolila první způsob, avšak data do budoucna poskytují možnost systematického porovnání výsledku obou tvarů funkce fitu. Parametry λ_1 , λ_2 , R_{break} a A byly považovány za volné.

parametr fitu	fyzikální význam
λ_1	šířka blízké SOL
λ_2	šířka vzdálené SOL
R_{break}	radiální pozice rozhraní mezi blízkou a vzdálenou SOL
A	hodnota fitované veličiny v místě zlomu

	lineární fit zlogaritmovaných dat	exponenciální fit surových dat
počáteční odhad parametrů	<p>přibližný odhad</p> $\lambda_1 = 5 \text{ mm}$ $\lambda_2 = 15 \text{ mm}$ $R_{break} = \frac{R_2 - R_1}{2}$ $A = 0,1 \text{ A}$	výsledek lineárního fitu
míra konvergence	98 %	63 %
průměrná chyba parametrů	$\Delta\lambda_1 = 0,017 \text{ mm}$ $\Delta\lambda_2 = 0,156 \text{ mm}$ $\Delta R_{break} = 0,025 \text{ mm}$	$\Delta\lambda_1 = 0,006 \text{ mm}$ $\Delta\lambda_2 = 0,141 \text{ mm}$ $\Delta R_{break} = 0,033 \text{ mm}$

Tabulka 3.1: Srovnání dvou metod fitování: Vlastnosti metod.

parametr fitu p	$\overline{p_{exp} - p_{lin}}$	$\Delta(p_{exp} - p_{lin})$
λ_1	0,026 mm	0,438 mm
λ_2	-0,268 mm	1,378 mm
R_{break}	0,012 mm	0,373 mm

Tabulka 3.2: Srovnání dvou metod fitování: Průměrný rozdíl parametru p ($\overline{p_{exp} - p_{lin}}$) a směrodatná odchylka tohoto rozdílu $\Delta(p_{exp} - p_{lin})$.

Exponenciální fity se obecně vyznačují špatnou mírou konvergence. Důsledkem je značné zpomalení fitu a nárůst času potřebného ke zpracování dat vzhledem k nutnosti individuálních korekcí špatně konvergovaných fitů. Proto se vedle fitu surových dat exponenciellou využívá také fit zlogaritmovaných dat lineární funkcí. Že si výsledky těchto dvou přístupů ve studovaných případech dobře odpovídají demonstriuje Obr. 3.12 a 3.13.

Fit exponenciellou a fit lineární funkcí však nejsou zcela ekvivalentní. Rozdíl pramení z použité metody optimalizace fitu. Metoda nejmenších čtverců minimalizuje kvadrát normy tzv. rezidua χ ,

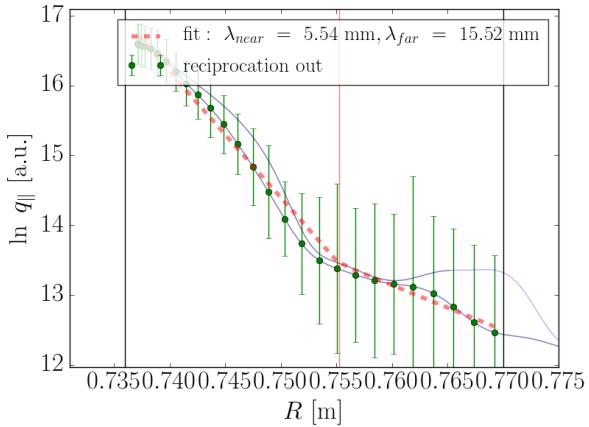
$$\langle \chi | \chi \rangle = \sum_{i=1}^n (d(x_i) - f(x_i))^2,$$

kde $d(x_i)$ jsou naměřená data v bodě x_i a f je fitovaná funkce. Jak je však znázorněno na Obr. 3.14 a 3.15, odchylka té samé funkce od dat je jiná, počítáme-li ji v logaritmickém nebo lineárním měřítku osy y. Co se u zlogaritmovaných dat zdají jako stejné rozdíly, jsou v normálním měřítku čtverce exponencielně jiné.

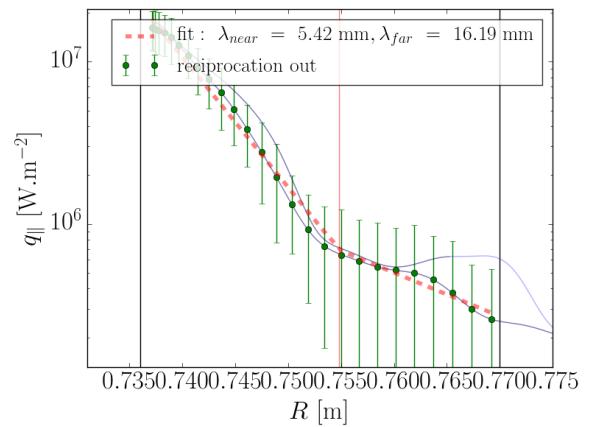
Otzázkou je, zda převod dat z normální do logaritmické škály změní výrazně výsledné parametry fitu a jejich chyby. Z tohoto důvodu byla na datech iontově nasyceného proudu I_{sat} provedena srovnávací analýza. Její výsledky jsou shrnuty v Tab. 3.1 a 3.2.

Ze srovnání vyplývá několik závěrů:

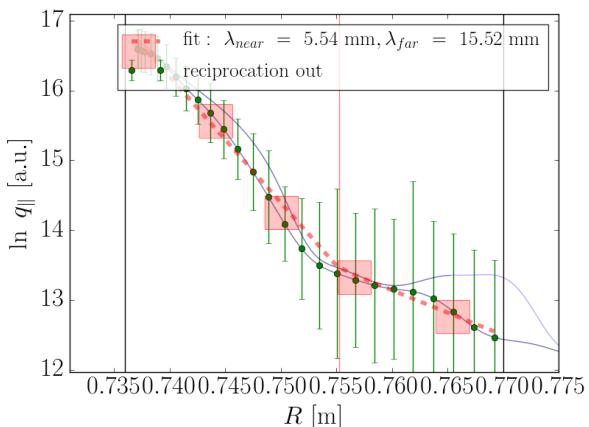
1. Fit zlogaritmovaných dat lineární funkcí je robustnější.
2. Chyba určení parametrů je u obou fitů přibližně stejná.
3. Rozdíl výsledků obou metod je srovnatelný se součtem chyb výsledků samotných.



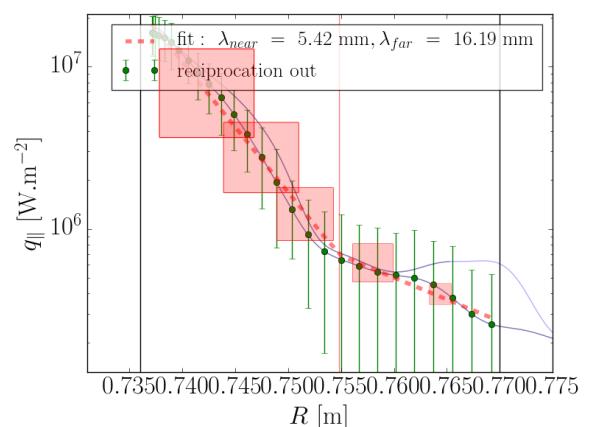
Obrázek 3.12: Fit zlogarimovaných dat lineární funkcí.



Obrázek 3.13: Fit lomenou exponencielou, logaritmická škála.



Obrázek 3.14: Fit zlogarimovaných dat s ilustračními čtverci odchylek.



Obrázek 3.15: Fit lomenou exponencielou, s ilustračními čtverci odchylek.

druh veličiny	reprezentativní hodnota	chyba
konst. během flat topu	průměr dat během flat topu	směr. odchylka dat během flat topu
vyčíslená na LCFS	průměr v 5ms okně kolem maxima V_{BPP}	směr. odchylka v tomto okně
další	maximální hodnota v okrajovém plazmatu	-

Tabulka 3.3: Výpočet reprezentativních hodnot a chyb parametrů plazmatu.

Na základě této analýzy bylo učiněno rozhodnutí, používat pro zpracování databáze radiálních profilů *lineární fit zlogaritmovaných dat*.

3.4 Určení parametrů plazmatu

Do analýzy byly zahrnuty tyto parametry plazmatu:

1. veličiny konstantní během flat topu

- proud plazmatem I_p
- povrch separatrix S_{LCFS}
- délka siločáry L_{\parallel}
- horní a dolní triangularita plazmatu τ_{up} a τ_{down}
- safety factor q_{95}
- výška X-pointu $Z_{X-point}$
- poloidální beta β_p
- elongace plazmatu κ

2. veličiny vyčíslené na separatrix

- elektronová hustota n_e
- potenciál plazmatu Φ
- elektronová teplota T_e
- elektronový tlak $p_e = n_e T_e$

3. další veličiny

- maximální radiální elektrické pole E_r
- maximální *shearing rate* ω_{shear}

Získání reprezentativních hodnot je shrnuto v Tab. 3.3. Maximální E_r a ω_{shear} nemají uvedenou chybu, protože k jejich samotnému výpočtu derivací je třeba odstranit z dat šum.

Jako pozice separatrix byla konzistentně používána pozice maxima potenciálu ball-pen sondy. Délka okna 5 ms byla zvolena tak, aby odpovídala frekvenci 200 Hz.

3.5 Výsledek třídění databáze

Metody třídění dat popsané v této kapitole byly částečně nezávislé, částečně hierarchicky uspořádané. Zatímco hledání flat topu a časů, kdy se HRCP pohybuje, probíhalo nezávisle na ostatních sítech, kontrola správného měření probíhala na základě známého flat topu a času reciprokace. Všech 7 signálů z reciprokých sond (na HRCP BPP1, BPP2, LP2 v režimu I_{sat} a LP1 v režimu V_{fl} , na VRCP pak BPP a LP v obou režimech) bylo prověrováno nezávisle. Signály spočtené kombinací předchozích (dvě T_e a na HRCP i q_{\parallel}) pak jako první odhad správného měření dat dostaly kombinaci svých příspěvků, popř. pak i drobné korekce (záporná T_e). Celkově bylo třídění provedeno s účelem získat co nejvíce dat. Pro ilustraci si uvedeme několik čísel.

celkový počet zpracovávaných výstřelů	11324
celkový počet flat topů	3355
celkový počet reciprokací HRCP	2023
počet reciprokací HRCP během flat topu	962
počet správných měření BPP1	431
počet správných měření LP1 (V_{fl})	351
počet správných měření LP2 (I_{sat})	295
počet správných měření q_{\parallel}	235

Tyto výsledky jsou možná zarážející. Z celé historie COMPASSu až do výstřelu #11324 se v pouhých 30 % výstřelů podařilo dosáhnout flat topu, a dobrá měření q_{\parallel} proběhla jen 2 % výstřelů. Je však nutno podotknout, že kritéria výběru byla poměrně přísná - za flat top byly považovány stacionární oblasti delší než 30 ms a ramp-up či ramp-down proudu nebyly tolerovány.

Nakonec této kapitoly je vhodné podotknout, že uvedená čísla nejsou nutně stoprocentně správná. Je dost možné, že v každém kroku se vyskytuje několik výstřelů, které nebyly klasifikovány dobře. Tyto chyby však nepřesahují řád jednotek výstřelů, a tak ve výsledné statistice nemají velký vliv.

Kapitola 4

Experimentální výsledky

Základní analýzou databáze popsanou v předchozí kapitole jsem byla schopná sestavit množství korelačních diagramů (anglicky *scatterplots*), z nichž některé vykazovaly tendenze, jiné ne. V této kapitole budou uvedeny ty nejzajímavější s nejsilnějšími závislostmi, zbytek je k nahlédnutí v příloze.

4.1 Závislost šířky SOL na tvaru plazmatu

Jak je patrné na všech korelačních diagramech v této kapitole, pro kruhové plazma je šířka SOL přibližně třikrát větší než v divertorové konfiguraci. Tento rozdíl by, jak je diskutováno v další podkapitole, mohl souviseť s obecně nižším proudem plazmatu voleným v limiterové konfiguraci.

4.2 Závislost šířky SOL na proudu plazmatem I_p

Nejsilnějším prediktorem pro šířku SOL u iontově nasyceného proudu I_{sat} i tepelného toku q_{\parallel} se ukázal být proud plazmatem I_p . Korelační diagramy nafitované závislostí $A.x^n$ jsou zobrazeny na Obr. 4.2 a 4.1.

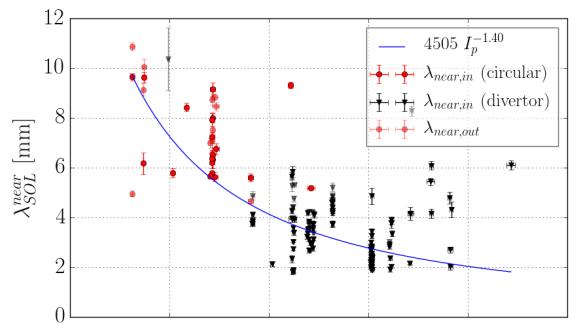
Exponenty konvergovaly k hodnotám uvedeným v Tab. 4.1. Srovnáním s hodnotami odvozenými z heuristického modelu na bázi driftu ($n = -1, 25$, [10]) nebo získanými z empirického škálování mezi mnoha tokamaky ($n = -0, 6$, [11]) získáváme přibližnou shodu.

Jak bude rozebráno níže, některé veličiny mohou na proudu plazmatem I_p záviset. Např. při ohmickém ohřevu může platit, že teplota T_e vzrůstá s I_p , a tato závislost se promítne jako tendence do korelačního diagramu λ_{SOL} s T_e . Pro rozlišení těchto neprímých závislostí byla všechny korelační diagramy překresleny ještě jednou, tentokrát s veličinou λ_{SOL}/I_p^n na ose Y místo pouze λ_{SOL} .

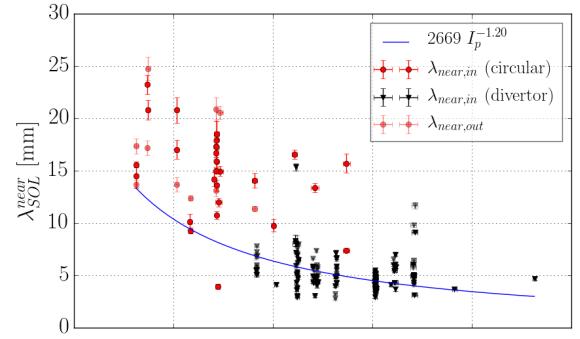
V těchto korelačních diagramech (např. 4.10) si můžeme povšimnout zajímavé skutečnosti

veličina	n_{near}	n_{far}
q_{\parallel}	$-1,4 \pm 0,1$	$-1,2 \pm 0,2$
I_{sat}	$-1,22 \pm 0,1$	$-1,7 \pm 0,2$

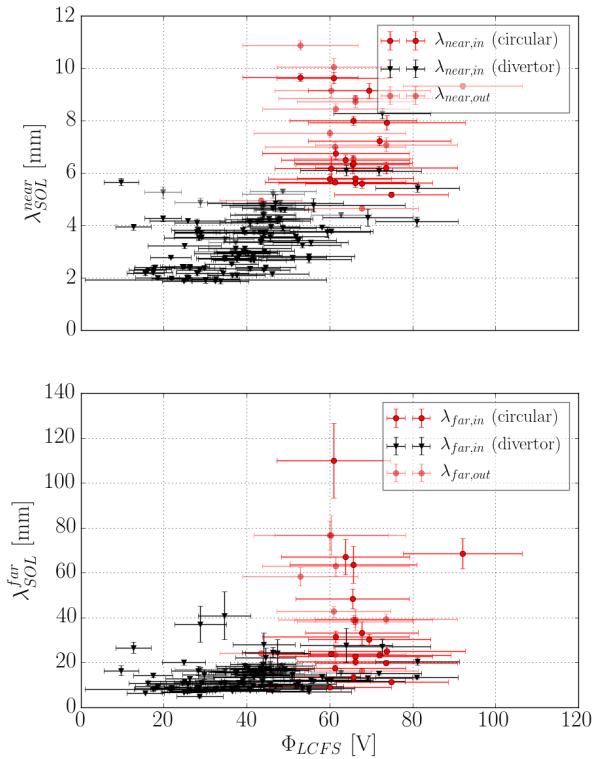
Tabulka 4.1: Exponenty n v závislosti $\lambda_{SOL} = A.I_p^n$.



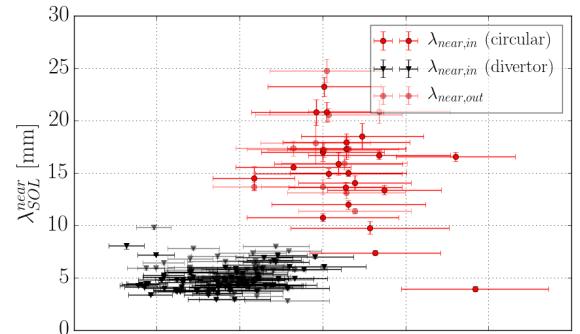
Obrázek 4.1: Korelační diagram proudu plazmatem I_p a šířky SOL tepelného toku λ_q .



Obrázek 4.2: Korelační diagram proudu plazmatem I_p a šířky SOL iontově nasyceného proudu λ_{Isat} .



Obrázek 4.3: Korelační diagram λ_q s potenciálem plazmatu Φ .



Obrázek 4.4: Korelační diagram λ_{Isat} s potenciálem plazmatu Φ .

- u λ_q kompenzuje faktor I_p^{-n} rozdíl v šírkách SOL v limiterové a divertorové konfiguraci. Trend v tvaru plazmatu je dokonce jediný, který se po transformaci osy Y výrazně změní. Dá se spekulovat, že tento rozdíl je přímo spjatý s tím, že I_p se v divertorové konfiguraci zpravidla volí vyšší než v limiterové. Tuto hypotézu by do budoucna bylo vhodné ověřit provedením dedikovaných výstřelů s nízkým I_p v divertorové a vysokým I_p v limiterové konfiguraci.

4.3 Závislost šírky SOL na parametrech střížné vrstvy

Korelační diagramy šírky SOL s potenciálem plazmatu Φ (vyčísleném ve svém maximu na separatrix), radiálním elektrickým polem E_r a stříhem poloidálních rychlostí ω_{shear} jsou vyneseny na Obr. 4.3-4.8. Potenciál plazmatu je s šírkou SOL kladně korelován pro q_{\parallel} i I_{sat} , zatímco další parametry střížné vrstvy se zdají být zcela náhodné. Oba trendy jsou zachovány po vydělení osy Y výrazem I_p^n , jde tedy o jevy nezávislé na proudu plazmatem. (Obr. 4.9 a 4.10.)

V případě E_r a ω_{shear} jde o výsledek nečekaný. Z fyzikálního hlediska má vrstva střížných toků přímý dopad na radiální transport. Vyšší stříh toků by v prvním přiblížení měl snižovat radiální rychlosť turbulentních struktur, čímž by zmenšoval šírku SOL. Vzhledem k tomu, že tato analýza je pouze základní, však zde prezentovaný negativní výsledek neznamená průkazné popření souvislosti šírky SOL a parametrů střížné vrstvy. Použité metody byly dosti hrubé, takže do budoucna by bylo vhodné navrhnut a vyzkoušet sofistikovanější způsoby charakterizace střížné vrstvy.

4.4 Závislost šírky SOL na dalších parametrech

S proudem plazmatem I_p se škáluje poloidální beta

$$\beta_p = \frac{\langle p \rangle}{B_p^2/2\mu_0},$$

kde $\langle p \rangle$ je střední tlak v plazmatu a B_p poloidální magnetické pole, neboť

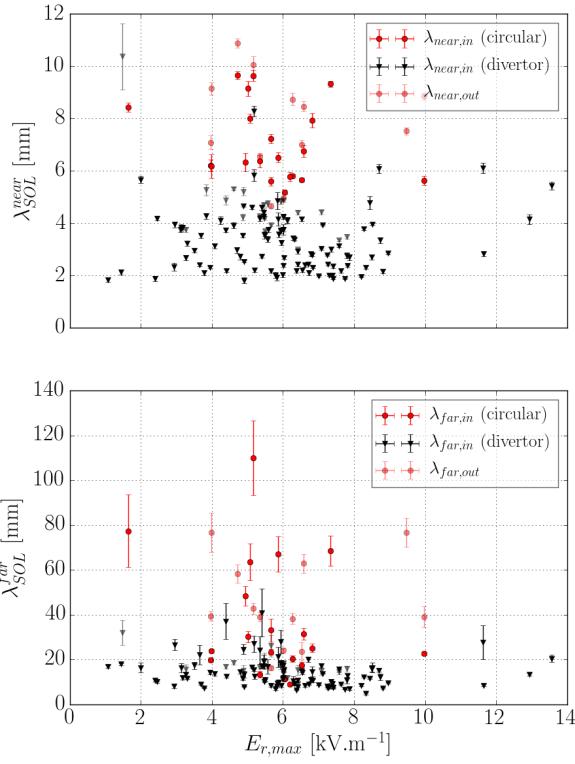
$$B_p = \frac{\mu_0 I_p}{2\pi a},$$

kde a je malý poloměr. Tudíž při silné závislosti λ_{SOL} bychom očekávali závislost i na β_p . Obr. 4.11 a 4.12 tuto predikci potvrzují, avšak s opačným trendem. Zatímco $\beta_p \sim I_p^{-2}$, v korelačním diagramu vykazuje stejně jako I_p klesající trend s λ_{SOL} . Tento trend dokonce přetravává i po přeskálování osy y na λ_{SOL}/I_p^n (obrázek v příloze). Dalo by se tedy usuzovat, že závislost souvisí spíše s tlakem plazmatu $\langle p \rangle$. Obr. (...) (korelační diagram λ_{SOL} a tlaku na separatrix p_{LCFS}) této hypotéze přímo neodporuje, avšak ji také nepotvrzuje. V této oblasti je třeba analýzu znatelně rozšířit.

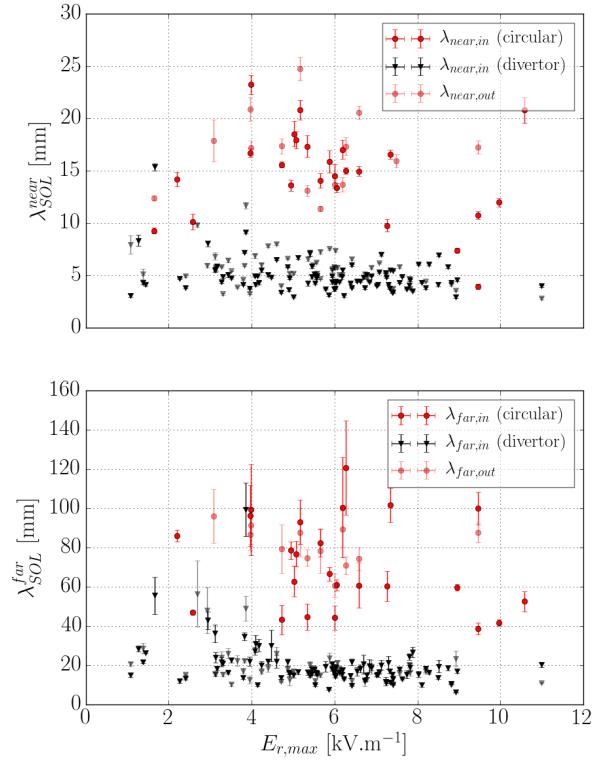
Kromě již diskutovaných veličin lze trendy rozpoznat už pouze u geometrických veličin - elongace κ , obě triangularity τ a povrch separatrix S_{LCFS} . Ty však jsou pevně spjaty s tvarem plazmatu, a ten, jak již bylo uvedeno, má korelace s λ_{SOL} hlavně skrze proud plazmatem.

4.5 Další korelační diagramy

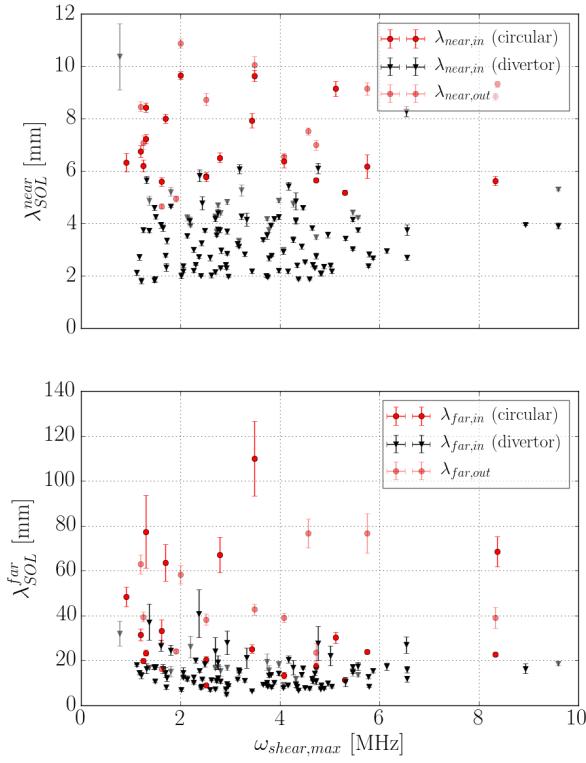
Kromě závislostí šírky SOL na parametrech plazmatu lze do korelačních diagramů vynést i další veličiny, jmenovitě polohu zlomu R_{break} . Jak bylo zmíněno v kapitole 3.3.1, oblast fitu



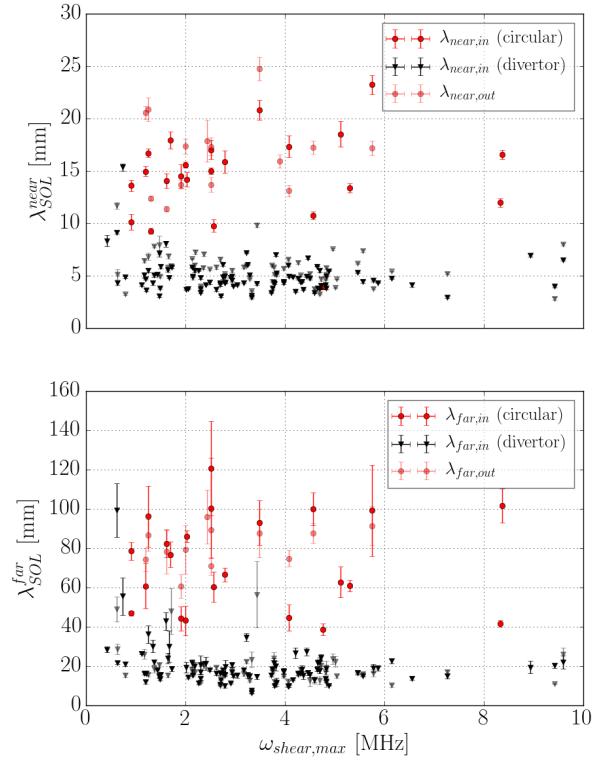
Obrázek 4.5: Korelační diagram λ_q s radiálním elektrickým polem E_r .



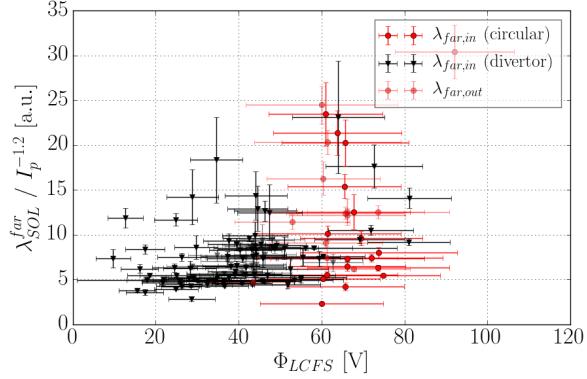
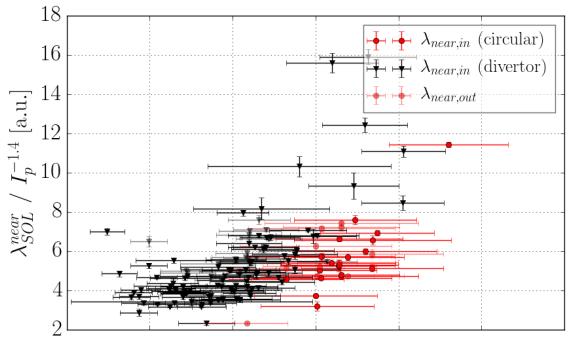
Obrázek 4.6: Korelační diagram λ_{Isat} s radiálním elektrickým polem E_r .



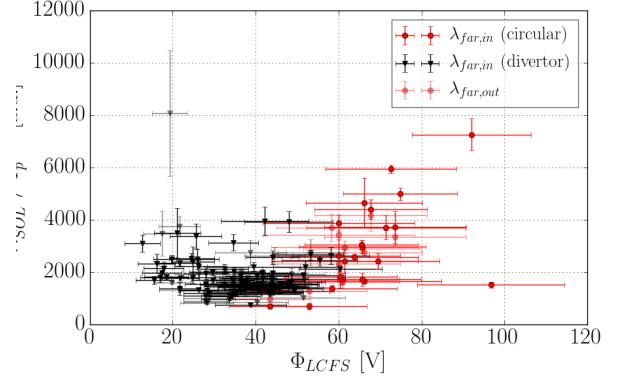
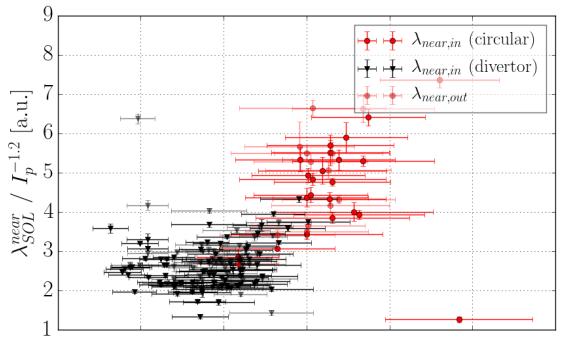
Obrázek 4.7: Korelační diagram λ_q se stříhem poloidálních rychlostí ω_{shear} .



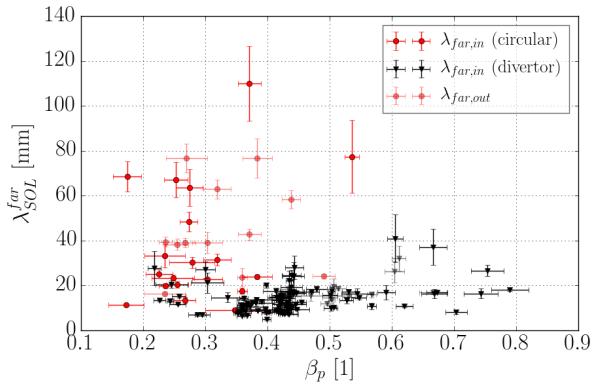
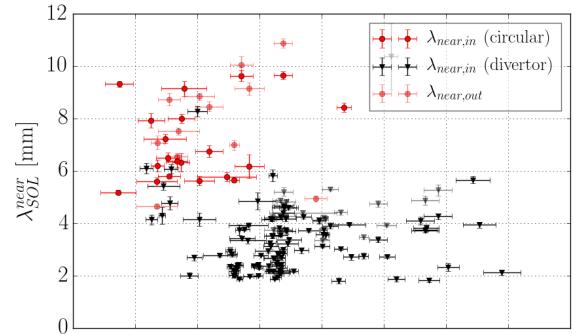
Obrázek 4.8: Korelační diagram λ_{Isat} se stříhem poloidálních rychlostí ω_{shear} .



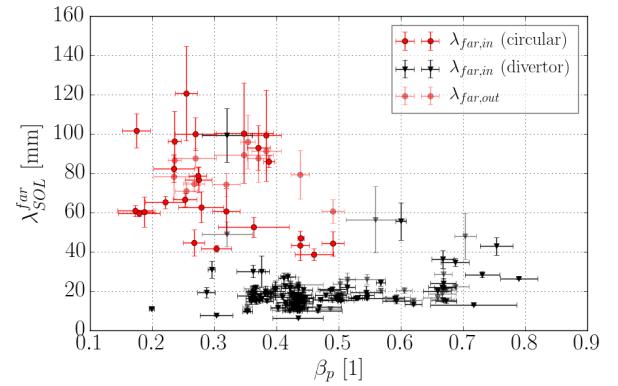
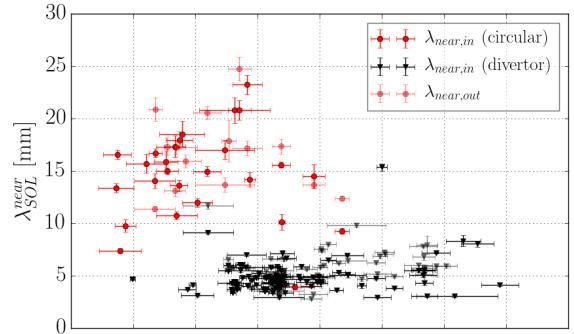
Obrázek 4.9: Korelační diagram λ_q / I_p^n s potenciálem plazmatu Φ .



Obrázek 4.10: Korelační diagram λ_{Isat} / I_p^n s potenciálem plazmatu Φ .



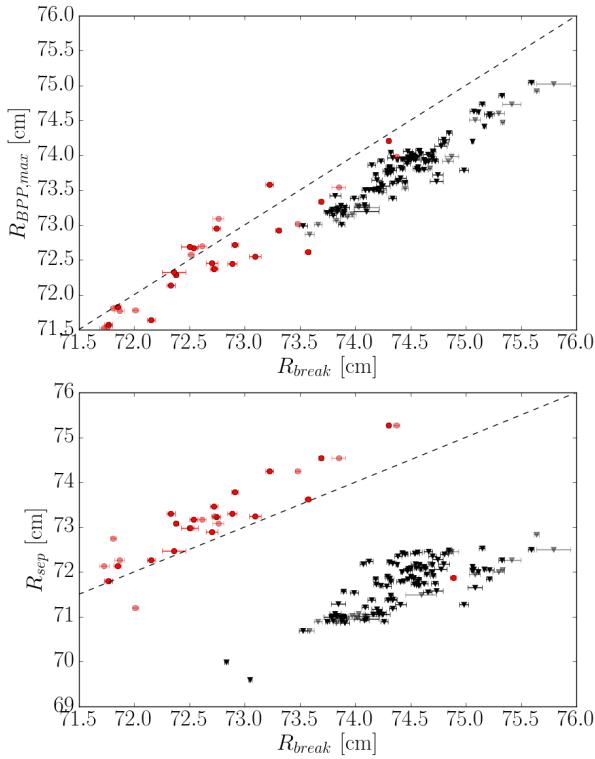
Obrázek 4.11: Korelační diagram λ_q s poloidálním beta β_p .



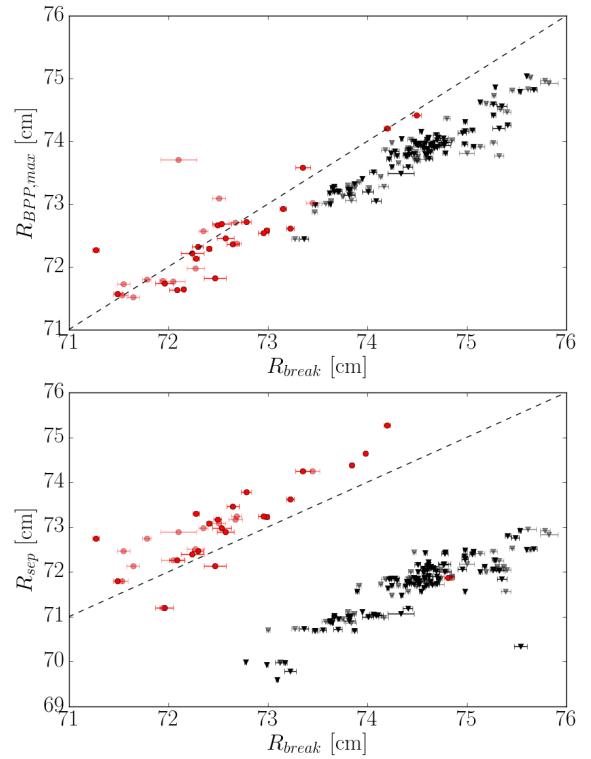
Obrázek 4.12: Korelační diagram λ_{Isat} s poloidálním beta β_p .

blízké SOL někdy zasahovala do udrženého plazmatu. Tento trend je patrný na Obr. 4.13 a 4.14 - v kruhovém plazmatu je poloha zlomu velmi blízko k poloze maxima potenciálu plazmatu. Pro srovnání je ve spodní části obou obrázků znázorněn stejný korelační diagram pro polohu separatrix spočtenou z magnetické rekonstrukce EFIT++.

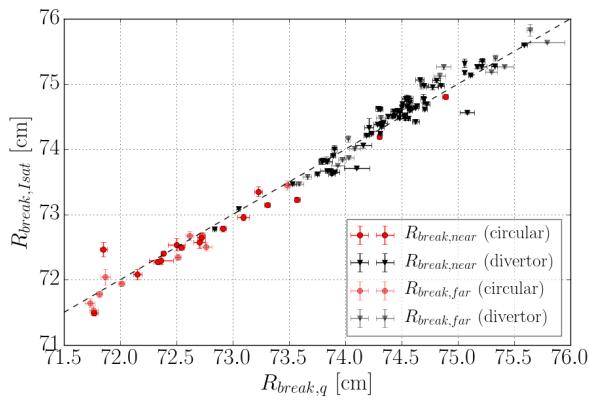
Konečně můžeme srovnat i polohu zlomů při fitu q_{\parallel} a I_{sat} - Obr. 4.15. Je zřejmé, že oba profily pozici zlomu v průměru sdílí. Znatelný posuv zlomu kruhových plazmat oproti divertorovým se shoduje s Obr. 4.13 a 4.14. Při srovnání šířek SOL samotných, Obr. 4.16, už systematický rozdíl nalézáme. Tepelný tok má šířku SOL konzistentně menší, přičemž i tento efekt závisí na konfiguraci plazmatu.



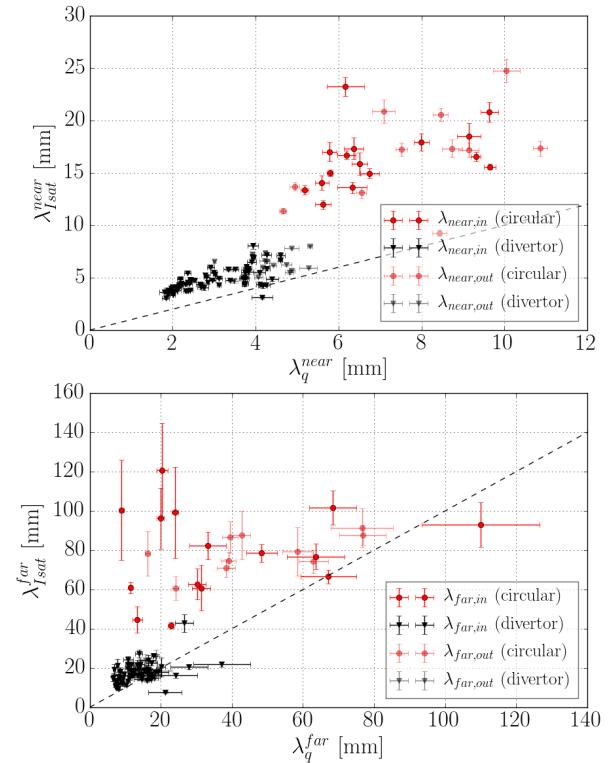
Obrázek 4.13: Korelační diagram $R_{break,q}$ s polohou maxima potenciálu $R_{max,BPP}$ a polohou separatrix z magnetické rekonstrukce R_{sep} .



Obrázek 4.14: Korelační diagram $R_{break,q}$ s polohou maxima potenciálu $R_{max,BPP}$ a polohou separatrix z magnetické rekonstrukce R_{sep} .



Obrázek 4.15: Korelační diagram $R_{break,q}$ s $R_{break,Isat}$.



Obrázek 4.16: Korelační diagram λ_{Isat} s λ_q .

Kapitola 5

Závěr

V tomto výzkumném úkolu byla protřídena databáze výstřelů tokamaku COMPASS se zaměřením na horizontální reciprokovou sondu. Pomocí tabulky flat topů, časů reciprokace a správně měrených dat byla získána vstupní data pro hromadné nafitování profilů tepelného toku q_{\parallel} a iontově nasyceného proudu I_{sat} . Získané šířky blízké a vzdálené SOL spolu s pozicí zlomu mezi nimi pak byly podrobeny základní analýze pomocí korelačních diagramů. Z té vyplývá, že šířka SOL se škáluje s proudem plazmatu I_p , a to nepřímou úměrností s koeficientem $n \approx -1, 2$. Tato závislost pak vysvětluje i menší šířku SOL v divertorové konfiguraci, jelikož zde je proud plazmatem zpravidla vyšší.

Kladná korelace byla nalezena mezi šírkou SOL a potenciálem plazmatu na separatrix, zatímco na maximálním radiálním elektrickém poli a střihu poloidálních rychlostí žádná závislost shledána nebyla. V této oblasti, důležité pro výzkum transportní bariéry v L- i H-modu, bude do budoucna provedena hlubší analýza sestavené databáze. Součástí budoucí práce bude také regresní analýza několika parametrů najednou.

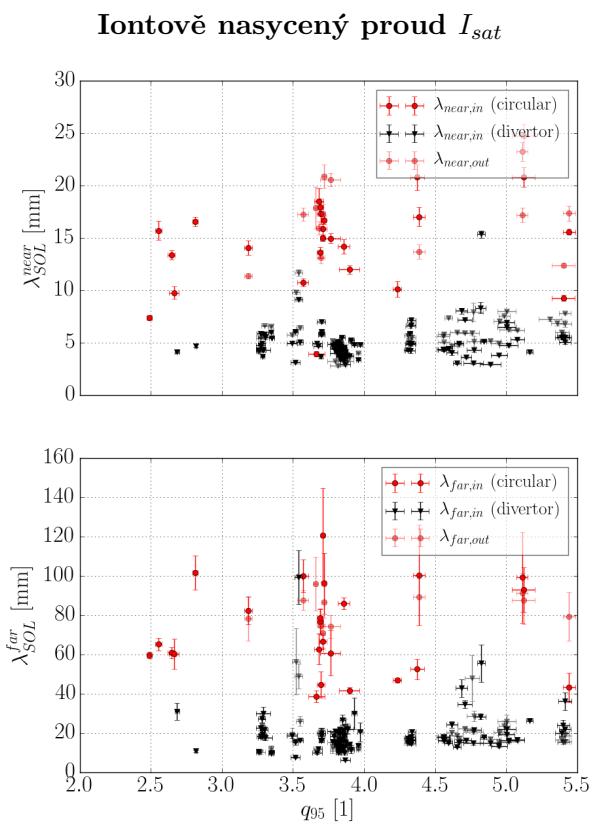
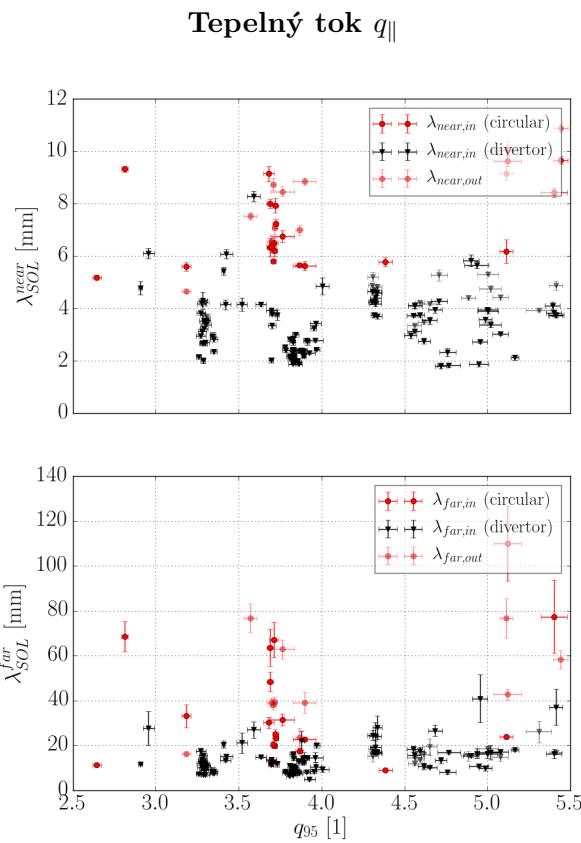
Zdroje

- 1 PÁNEK, R; ADÁMEK, J; AFTANAS, M et al. Status of the COMPASS tokamak and characterization of the first H-mode. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2016-01-01, roč. vol. 58, č. issue 1, s. 014015–. Dostupný také z WWW: <<http://stacks.iop.org/0741-3335/58/i=1/a=014015?key=crossref.cbd9509a544f4d9eb76fe62b71a66a58>>. ISSN 07413335.
- 2 ORGANISATION, The ITER. *Tokamak Model*. Dostupný z WWW: <https://www.iter.org/img/crop-2000-90/all/content/com/img_galleries/in-cryostat-section_rev-3_small.jpg>.
- 3 PRAGUE, IPP. *Tokamak COMPASS Parameters*. Dostupný z WWW: <http://www.ipp.cas.cz/vedecka_struktura_ufp/tokamak/tokamak_compass/>.
- 4 WIKI, Fusenet. *Tokamak ITER Parameters*. Dostupný z WWW: <<http://wiki.fusenet.eu/fusionwiki/index.php/ITER>>.
- 5 WESSON, J.; CAMPBELL, D. *Tokamaks*. 4. vyd. New York: Oxford University Press, 2011. ISBN 0199592233.
- 6 STANGEBY, P. C. *The plasma boundary of magnetic fusion devices*. 1. vyd. Philadelphia: Institute of Physics Pub., c2000. ISBN 07-503-0559-2.
- 7 ORGANISATION, The ITER. *ITER Divertor*. Dostupný z WWW: <<https://www.iter.org/mach/Divertor>>.
- 8 KOČAN, M.; PITTS, R.A.; LISGO, S.W. et al. Modelling ELM heat flux deposition on the ITER main chamber wall. *Journal of Nuclear Materials*. 2015, roč. vol. 463, č. 1, s. 709–713. Dostupný také z WWW: <<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0022311514009374>>. ISSN 00223115.
- 9 HALPERN, F D; HORACEK, J; PITTS, R A; RICCI, P. A theoretical interpretation of the main scrape-off layer heat-flux width scaling for tokamak inner-wall limited plasmas. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2016-08-01, roč. vol. 58, č. issue 8, s. 084003–. Dostupný také z WWW: <<http://stacks.iop.org/0741-3335/58/i=8/a=084003?key=crossref.ddaf7943e4feed56830355d1a305554d>>. ISSN 07413335.
- 10 GOLDSTON, R.J. Heuristic drift-based model of the power scrape-off width in low-gas-puff H-mode tokamaks. *Nuclear Fusion*. 2012-01-01, roč. vol. 52, č. issue 1, s. 013009–. Dostupný také z WWW: <<http://stacks.iop.org/0029-5515/52/i=1/a=013009?key=crossref.a83186ecd11e63b95fe686dc81428384>>. ISSN 00295515.

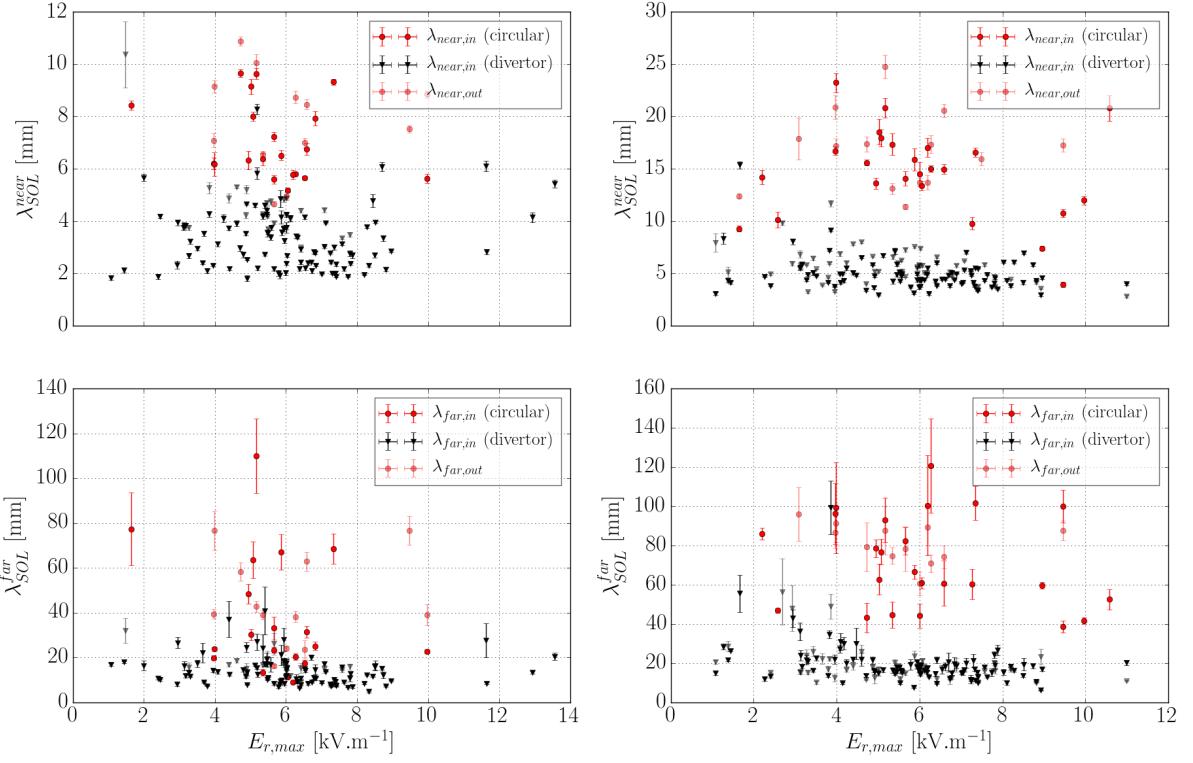
- 11 HORACEK, J; PITTS, R A; ADAMEK, J et al. Multi-machine scaling of the main SOL parallel heat flux width in tokamak limiter plasmas. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2016-07-01, roč. vol. 58, č. issue 7, s. 074005–. Dostupný také z WWW: <<http://stacks.iop.org/0741-3335/58/i=7/a=074005?key=crossref.82c59846a9ca0582d8eea37c24368b57>>. ISSN 07413335.
- 12 GARCIA, O E; PITTS, R A; HORACEK, J et al. Collisionality dependent transport in TCV SOL plasmas. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2007-12-01, roč. vol. 49, č. 12B, s. B47–B57. Dostupný také z WWW: <<http://stacks.iop.org/0741-3335/49/i=12B/a=S03?key=crossref.e093a4b3f37221cc6f89458908f7edb5>>. ISSN 07413335.
- 13 ARNOUX, G.; FARLEY, T.; SILVA, C. et al. Scrape-off layer properties of ITER-like limiter start-up plasmas in JET. *Nuclear Fusion*. 2013-07-01, roč. vol. 53, č. issue 7, s. 073016–. Dostupný také z WWW: <<http://stacks.iop.org/0029-5515/53/i=7/a=073016?key=crossref.4107eea369c358b4d22e968611a90c6f>>. ISSN 00295515.
- 14 ADÁMEK, J. *Schematic picture of a single ball-pen probe*. 2014. Dostupný z WWW: <https://en.wikipedia.org/wiki/Ball-pen_probe#/media/File:Ball-pen_probe_schematic.png>.
- 15 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. Dostupný také z WWW: <<http://stacks.iop.org/1742-6596/63/i=1/a=012001?key=crossref.37cf0d5beb235e817d544cb10a01aa47>>. ISSN 17426588.
- 16 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, s. 95–99. Dostupný také z WWW: <<http://link.springer.com/10.1007/BF03166386>>. ISSN 00114626.
- 17 JIRÁKOVÁ, K. *Charakterizace fluktuací okrajového plazmatu tokamaku COMPASS*. 2015.
- 18 HORÁČEK, J. *Measurement of edge electrostatic turbulence in the TCV tokamak plasma boundary*. 2006. Dostupný také z WWW: <http://infoscience.epfl.ch/record/83511/files/EPFL_TH3524.pdf>.
- 19 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. Dostupný také z WWW: <<http://doi.wiley.com/10.1002/ctpp.201410072>>. ISSN 08631042.
- 20 SCHRITTWIESER, Roman; JIRÍADÁMEK; BALAN, Petru et al. Measurements with an emissive probe in the CASTOR tokamak. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2002, roč. 44, č. 5, s. 567. Dostupný také z WWW: <<http://stacks.iop.org/0741-3335/44/i=5/a=305>>.

Příloha A

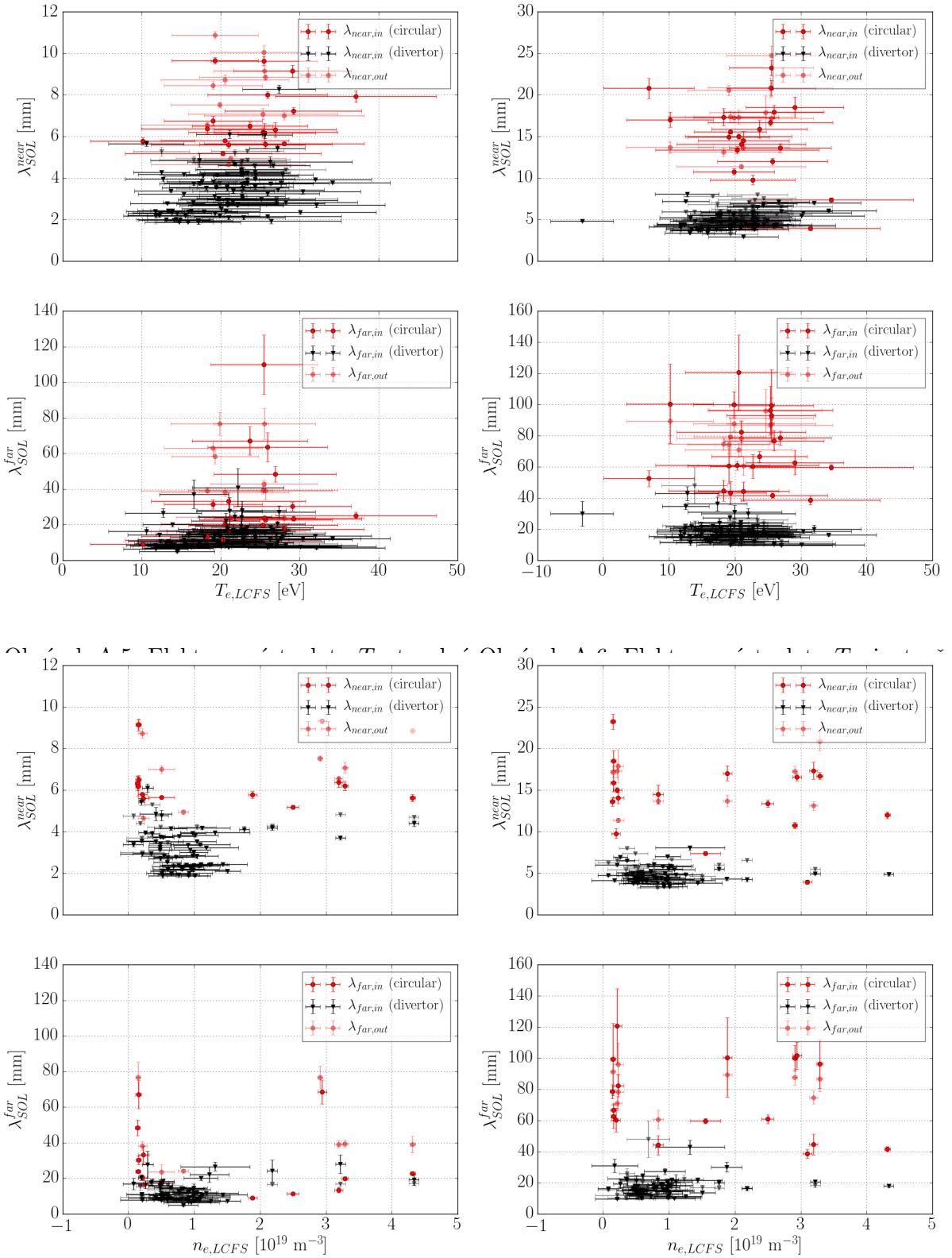
Korelační diagramy



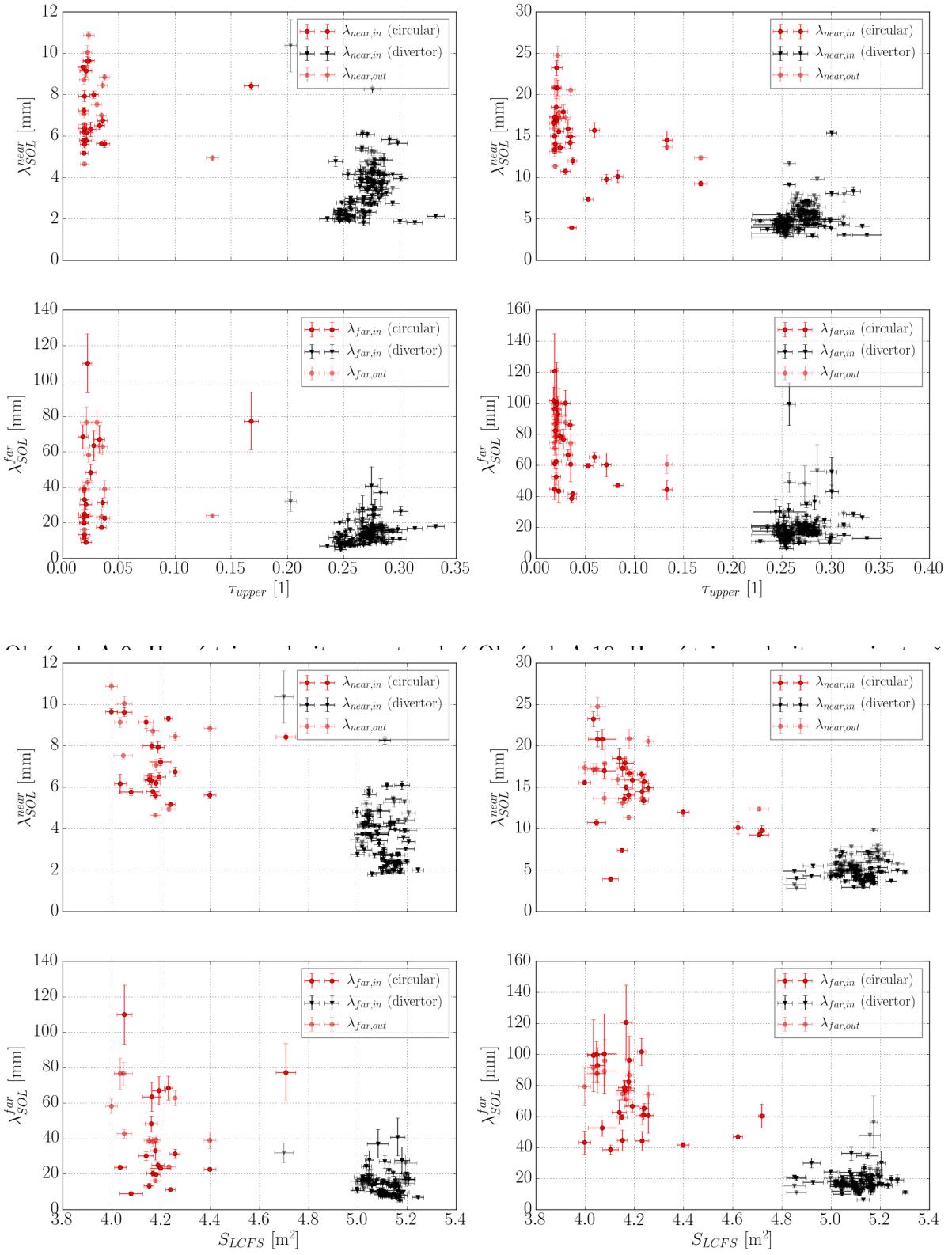
Obrázek A.1: Safety factor q_{95} , tepelný tok q_{\parallel} . Obrázek A.2: Safety factor q_{95} , iontově nasycený proud I_{sat} .



Obrázek A.3: Radiální elektrické pole E_r , te- Obrázek A.4: Radiální elektrické pole E_r , ion-
pelný tok q_{\parallel} . Obrázek A.4: Radiální elektrické pole E_r , ion-
tově nasycený proud I_{sat} .

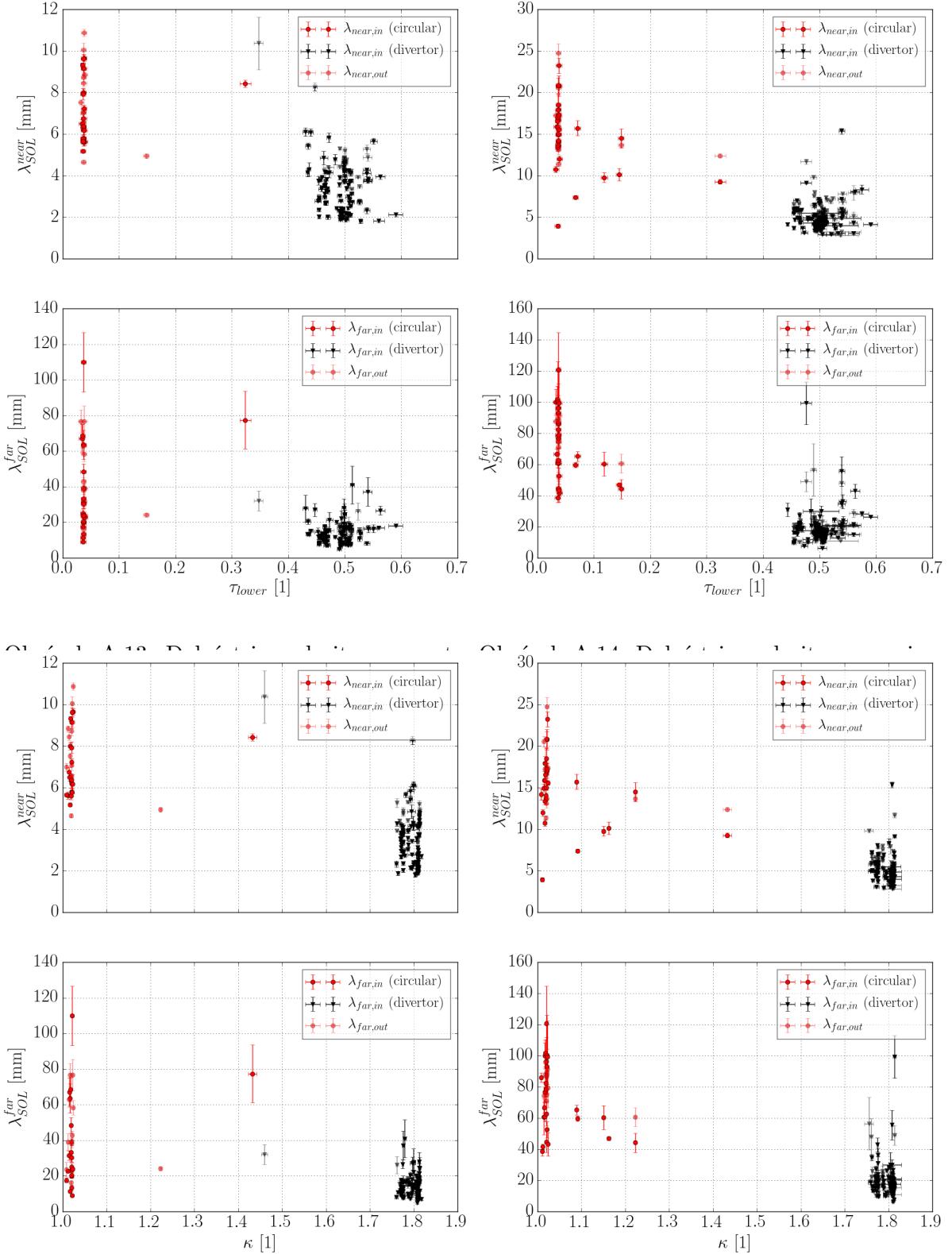


Obrázek A.7: Elektronová hustota n_e , tepelný tok q_\parallel .
Obrázek A.8: Elektronová hustota n_e , iontově nasycený proud I_{sat} .

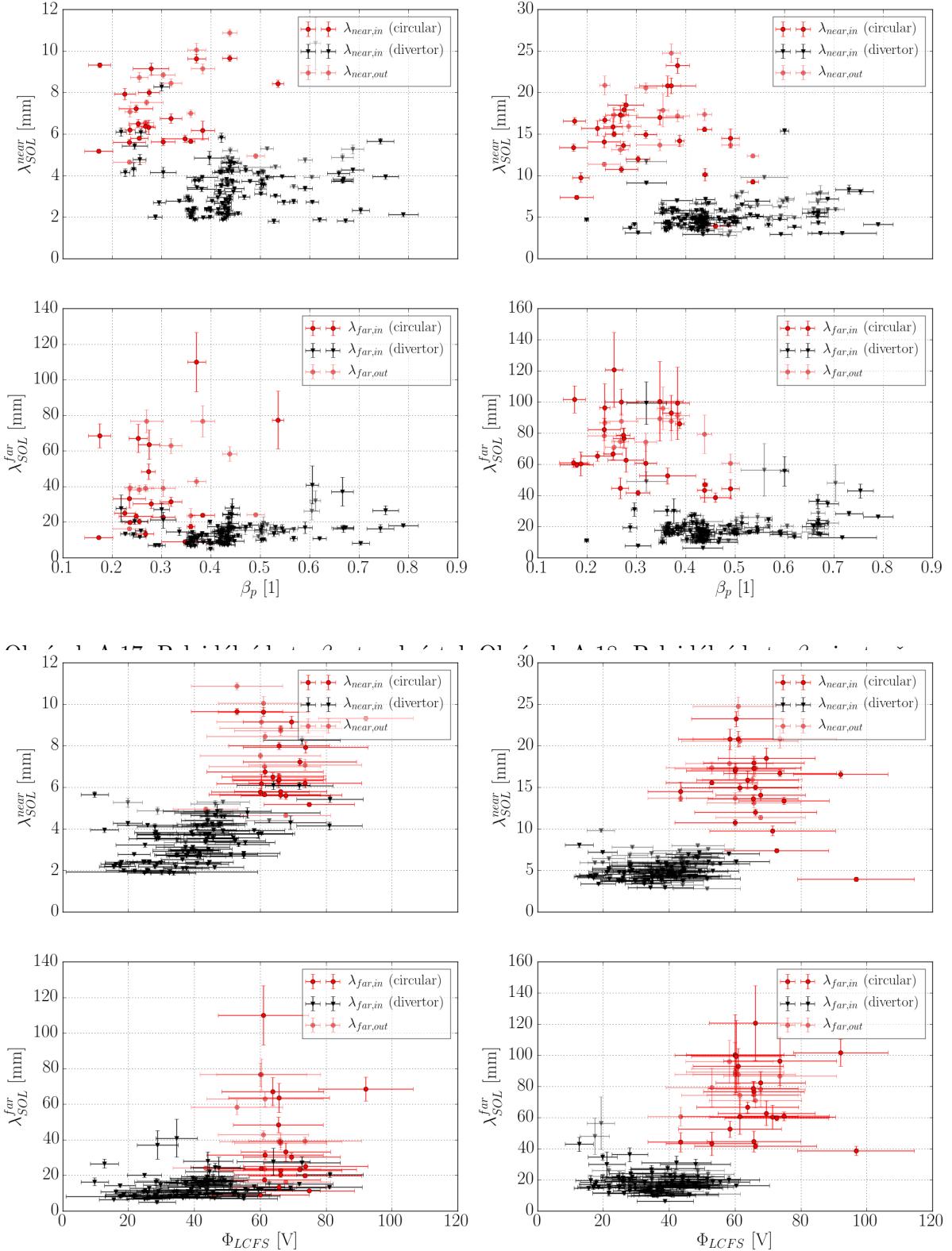


Obrázek A.11: Povrch separatrix S_{LCFS} , te-

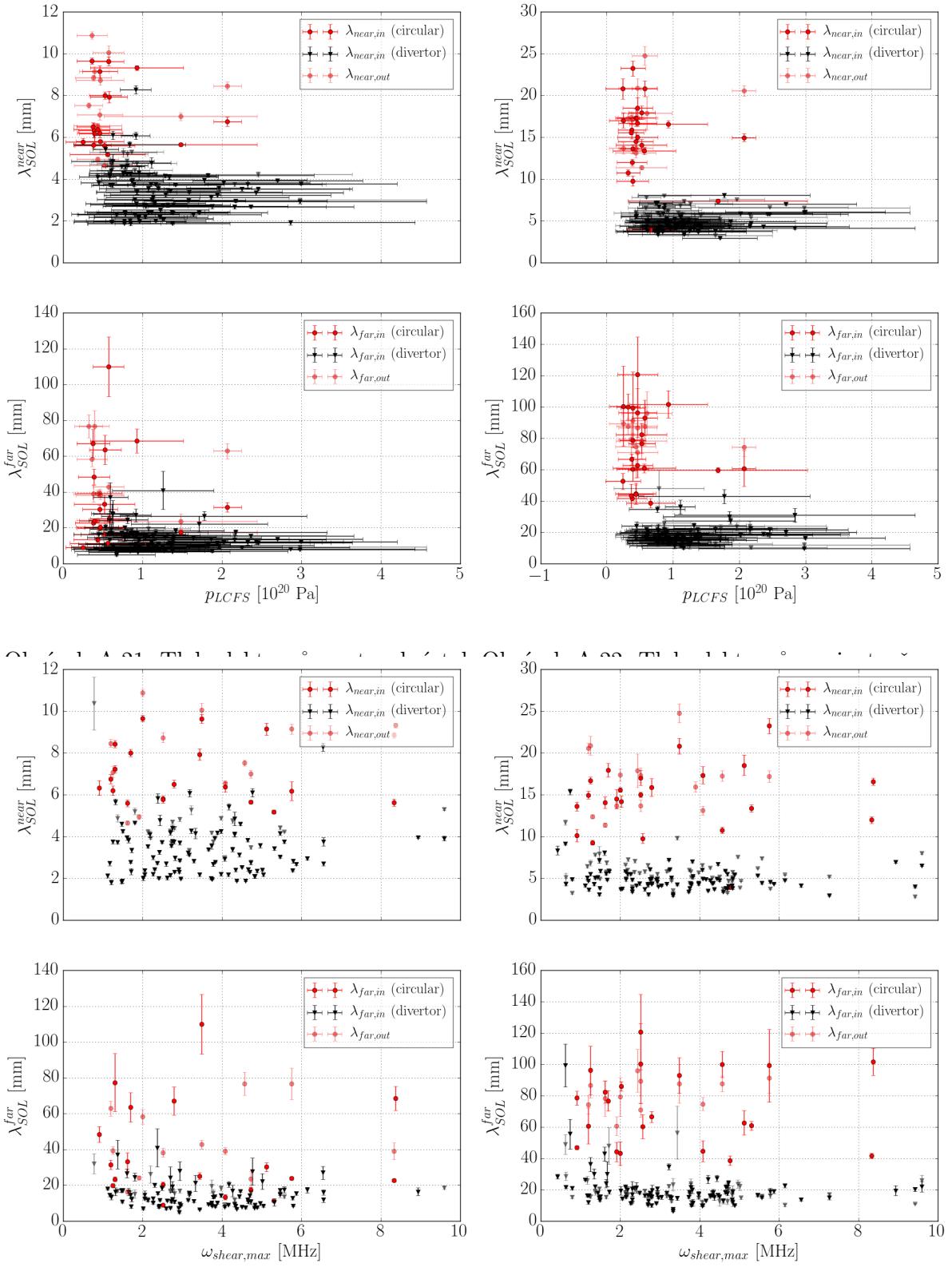
Obrázek A.12: Povrch separatrix S_{LCFS} , ion-
tově nasycený proud I_{sat} .



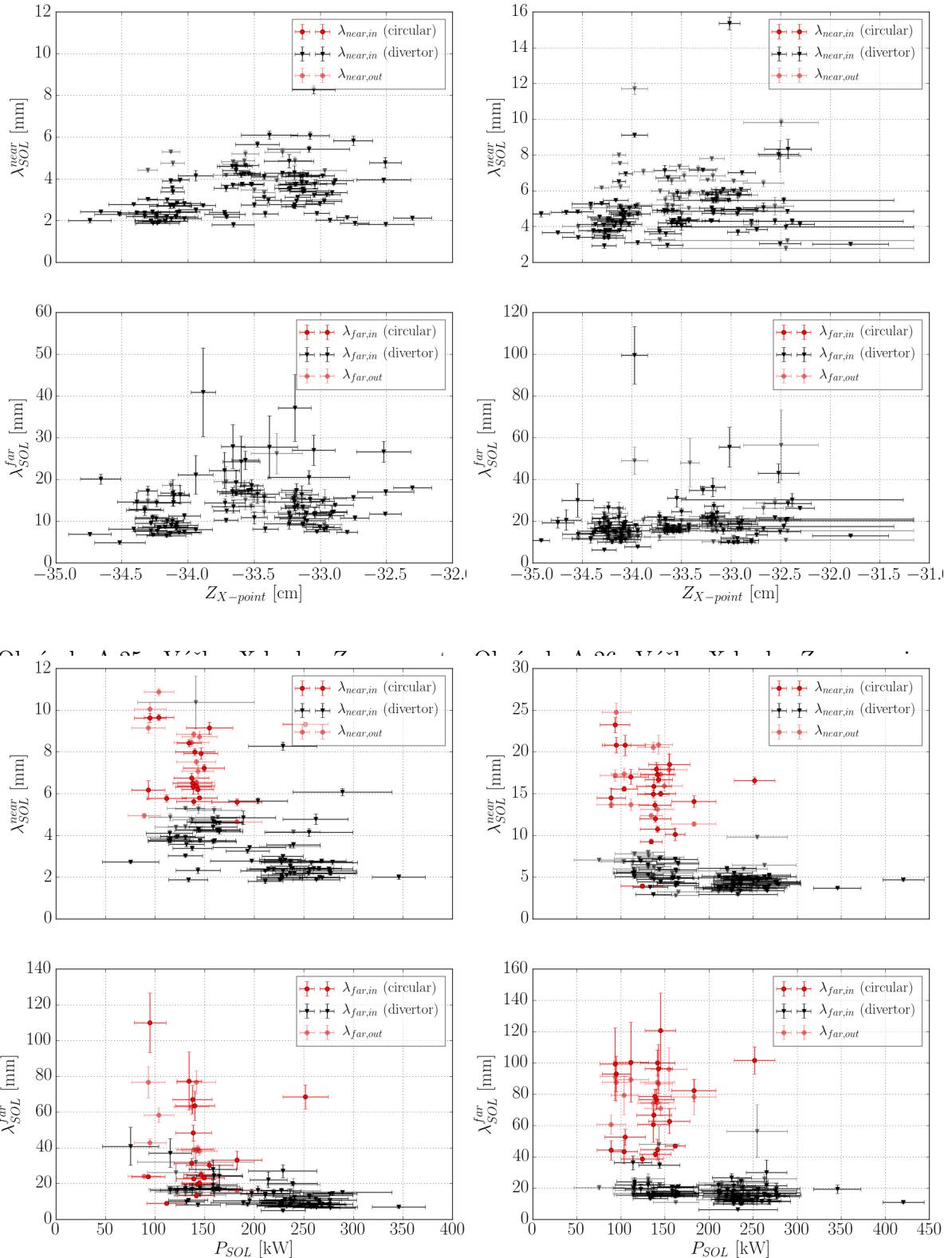
Obrázek A.15: Elongace plazmatu κ , tepelný Obrázek A.16: Elongace plazmatu κ , iontově tok q_{\parallel} .
Obrázek A.15: Elongace plazmatu κ , iontově nasycený proud I_{sat} .



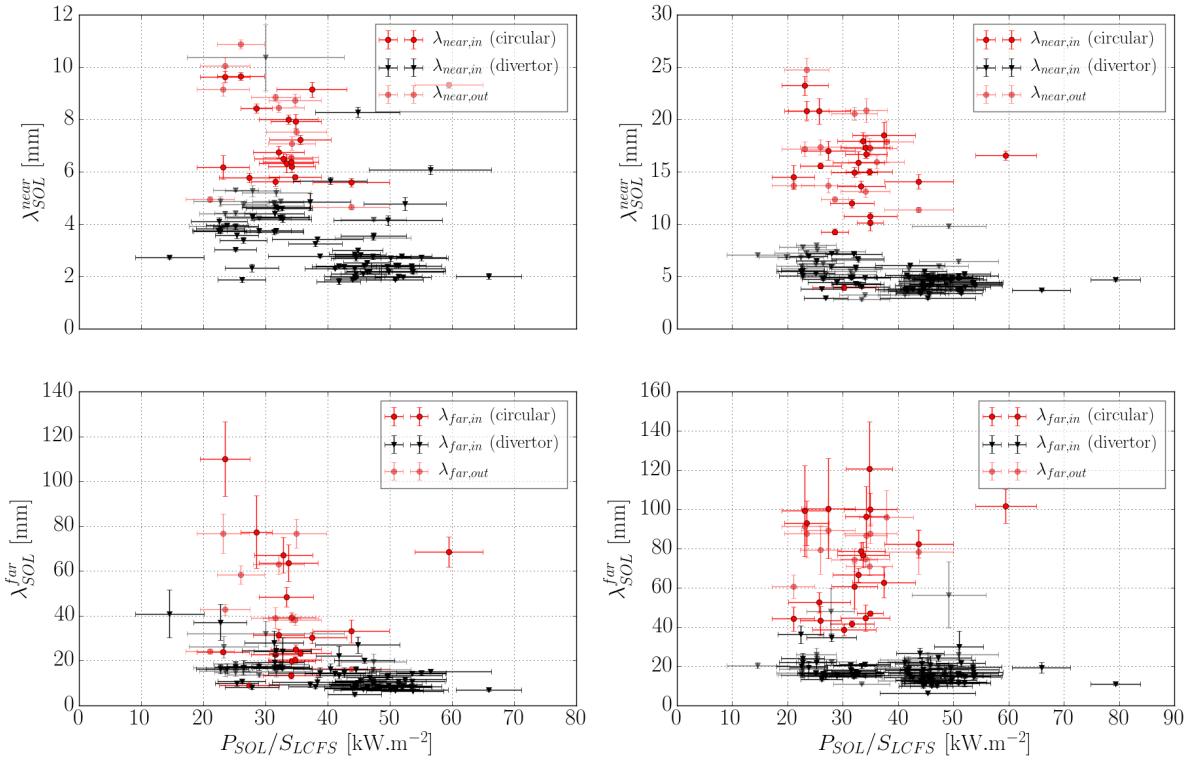
Obrázek A.19: Potenciál plazmatu Φ , tepelný tok q_{\parallel} . Obrázek A.20: Potenciál plazmatu Φ , iontově nasycený proud I_{sat} .



Obrázek A.23: Shearing rate ω_{shear} , tepelný tok q_{\parallel} . Obrázek A.24: Shearing rate ω_{shear} , iontově nasycený proud I_{sat} .



Obrázek A.27: Výkon plynoucí do SOL P_{SOL} , Obrázek A.28: Výkon plynoucí do SOL P_{SOL} , teplený tok q_{\parallel} .
 Obrázek A.27: Power flowing into SOL P_{SOL} , Obrázek A.28: Power flowing into SOL P_{SOL} , heat flux q_{\parallel} .



Obrázek A.29: Výkon plynoucí do SOL P_{SOL} Obrázek A.30: Výkon plynoucí do SOL P_{SOL}
normovaný na povrch separatrix, tepelný tok normovaný na povrch separatrix, iontově nasy-
 q_{\parallel} . cený proud I_{sat} .