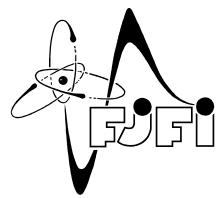


ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská



Charakterizace fluktuací okrajového plazmatu tokamaku COMPASS

Characterization of edge plasma fluctuations in tokamak COMPASS

Bakalářská práce

Autor: Katerina Jiráková

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

Akademický rok: 2014/2015

Poděkování

Ráda bych poděkovala svému školiteli za nezměrnou trpělivost, laskavost a odborný vhled při vedení mé práce.

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci 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:

Charakterizace fluktuací okrajového plazmatu tokamaku COMPASS

Autor: Kateřina Jiráková

Obor: Fyzika a technika termojaderné fúze

Druh práce: Bakalářská práce

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

Abstrakt: Tato práce se zabývá popisem okrajového plazmatu tokamaku COMPASS. V první části je čtenáři poskytnut základní teoretický vhled do charakterizace plazmatu s důrazem na turbulentní mechanismy transportu. Poté jsou představeny diagnostiky na tokamaku COMPASS, zejména Lanmguirovy a ball-pen sondy ukotvené na horizontálním a vertikálním reciprokém manipulátoru. Třetí část této práce prezentuje experimentální výsledky získané v L-módu na tokamaku COMPASS. Je provedena obecná analýza dat z HRCP a význačné body profilu potenciálu plazmatu jsou zpracovány statisticky za pomoci scatterplotů. Na základě měření z VRCP jsou pak porovnány radiální profily veličin na dvou poloidálních úhlech a je odhadnut spád potenciálu a elektronové teploty podél siločáry. Nakonec jsou data z reciprokých sond srovnána s výsledky kódu EFIT++ a Thomsonova rozptylu.

Klíčová slova: COMPASS, fluktuace, L-mód, radiální profil, tokamak, výměnná turbulence

Title:

Characterization of edge plasma fluctuations in tokamak COMPASS

Author: Kateřina Jiráková

Abstract: In this thesis fluctuations in the edge plasma of tokamak COMPASS are studied. First a basic overview of theory is given, with the focus on the transport via turbulence. The thesis is continued by outlining the function and use of probes on tokamak COMPASS, namely the horizontal and vertical reciprocating probe carrying Langmuir and ball-pen probes. Finally, experimental data from L-mode plasma on tokamak COMPASS is interpreted. A broad study of quantities measured by the HRCP is carried out, including the location of characteristic points in the profile of plasma potential profile, which are then processed statistically by the means of scatterplots. Radial profiles measured on two poloidal angles are compared and an estimation of parallel potential and temperature gradient is made. Lastly the results of the EFIT++ code and Thomson scattering are compared with the data measured on the reciprocating probes.

Key words: COMPASS, exchange turbulence, fluctuations, L-mode, radial profiles, tokamak

Obsah

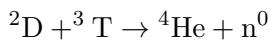
1 Teoretický úvod	10
1.1 Definice a popis plazmatu	10
1.2 Tokamaky	11
1.2.1 Geometrie okrajového plazmatu tokamaku COMPASS	13
1.3 Pohyb nabité částice ve vnějším poli	13
1.3.1 $\vec{E} \times \vec{B}$ drift	16
1.3.2 Drift částice v zakřiveném magnetickém poli	16
1.4 Transport v plazmatu	17
1.4.1 Transport podél magnetických siločar	17
1.4.2 Transport napříč magnetickými siločarami	20
1.4.3 Vznik turbulentních struktur v okrajovém plazmatu	22
2 Diagnostiky na tokamaku COMPASS	27
2.1 Reciproké sondy	27
2.1.1 Langmuirova sonda	29
2.1.2 Ball-pen sonda	30
2.1.3 Měření elektronové teploty	32
2.1.4 Měření paralelního tepelného toku q_{\parallel}	33
2.1.5 Měření poloidálního elektrického pole	33
2.1.6 Měření radiálního elektrického pole	34
2.2 Další diagnostiky	34
2.2.1 Thomsonův rozptyl	34
2.2.2 Jiné	34
3 Experimentální výsledky	35
3.1 Zpracování surových experimentálních dat	35
3.1.1 Odstranění offsetu	35
3.1.2 Vyhlazení signálu lowpass filtrem	36
3.1.3 Přidání radiální osy	36
3.1.4 Hranice doby, kdy se reciproká sonda nalézá v plazmatu	36
3.1.5 Hranice flat topu	38
3.1.6 Databáze důvěryhodných signálů	39
3.2 Rozbor veličin měřených na HRCP	42
3.2.1 Radiální profily	43
3.2.2 Radiální profily statistických momentů	47
3.2.3 Histogramy	50

3.2.4	Koherence potenciálu plazmatu Φ s dalšími veličinami	53
3.3	Statistické zpracování veličin měřených na HRCP	56
3.3.1	Určení maxima potenciálu ball-pen sondy	56
3.3.2	Určení hodnoty dalších veličin v maximu potenciálu BPP	56
3.3.3	Scatterploty	57
3.3.4	Poloha separatrix jako maximum potenciálu plazmatu	61
3.4	Srovnání HRCP a VRCP	61
3.4.1	Srovnání radiálních profilů	63
3.4.2	Elektrické pole podél siločáry E_{\parallel}	63
3.4.3	Rozdíl elektronové teploty podél siločáry	66
3.5	Porovnání elektronové teploty z VRCP s Thomsonovým rozptylem	67
A	Referenční hodnoty veličin	78
B	Radiální profily statistických momentů dalších veličin	80

Úvod

Světová energetická bilance k roku 2012 je 553 EJ [1]. Z toho 82 % získáváme z fosilních paliv, která jsou, navzdory objevům nových nalezišť, v principu vyčerpatelný zdroj. Je evidentní, že v časovém horizontu několika desítek let přinejmenším započne reorientace energetiky na dostupnější a levnější zdroje.

V padesátých letech minulého století se zrodila myšlenka, využít jako zdroj energie termojadernou fúzi. Podobně jako se transurany rozpadají na lehká a stabilnější prvky za uvolnění energie (např. 202,5 MeV při neutronem indukovaném rozpadu ^{235}U [2]), je možné získat energii slučováním jader velmi lehkých prvků. Energie zde uvolněná je po přepočtení na hmotnost reaktantů srovnatelná s energií jaderného štěpení: Při reakci



se uvolní celkem 17,6 MeV, což činí přibližně 3,52 MeV/nukleon oproti 0,86 MeV/nukleon u štěpení uranu 235.

Jaderná fúze má však oproti jadernému štěpení podstatnou nevýhodu v podobě velmi nízkého účinného průřezu za běžných teplot. Z fúzních reakcí má nejvyšší účinný průřez slučování deuteria a tritia, a to při energiích $E \approx 100$ keV [3]. Této energie lze bez problému dosáhnout v urychlovači, avšak ukazuje se, že při srážce s terčíkem se většina energie usměrněnáho pohybu disipuje elastickými srážkami do chaotického tepelného pohybu a z reakce tak není možné vytěžit energetický zisk. Z tohoto důvodu se dnes uvažuje primárně o fúzi termojaderné, kde dostatečná rychlosť na sloučení jader pochází z tepelného pohybu. Palivová směs D-T přitom nemusí dosahovat přímo této teploty; stačí teploty v rozmezí 10-20 keV, aby se na horním okraji maxwellovského rychlostního rozdělení nacházelo dost vysokoenergetických částic na uskutečnění dostatečně intenzivní reakce.

Energii 10 keV odpovídá teplota 116 mil. kelvinů, při níž hmota existuje pouze v podobě plazmatu. Vytvoření a udržení vysokoteplotního plazmatu je dnes hlavní technickou překážkou řízené termojaderné fúze. V principu musíme optimalizovat tři hlavní charakteristiky plazmatu: teplotu T , objemovou hustotu částic n a dobu udržení energie τ_E (u které nejde ani tak o dobu existence plazmatu jako o kvalitu izolace plazmatu od okolí). Tento fakt kvantitativně vyjadřuje Lawsonovo kritérium ve tvaru trojnáho součinu [3],

$$nT\tau_E >= 3 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}\text{keVs.}$$

Jednou z hlavních výzev využití termojaderné fúze jako zdroje energie je dnes navyšování doby udržení energie τ_E . Největší tokamaky (JET) dnes dosahují doby udržení energie $\tau_E \approx 1$ s a ve Francii budovaný tokamak ITER má plánovanou dobu udržení energie $\tau_E \approx 5$ s [4]. Díky tomu se stane prvním fúzním zařízením, které vyprodukuje více energie, než spotřebuje na ohřev plazmatu. Zatímco při D-T experimentech na tokamaku JET bylo na konci devadesátých let dosaženo poměru fúzního výkonu ku příkonu do plazmatu $Q \approx 0,6$ [5], jedním z cílů ITERu je dosažení hodnoty $Q = 10$.

Pro zlepšení udržení plazmatu je důležité porozumět procesům, které v plazmatu probíhají, a to zejména procesům transportním. Studií transportu plazmatu procesem turbulence na tokamaku COMPASS se zabývá tato bakalářská práce.

Kapitola 1

Teoretický úvod

1.1 Definice a popis plazmatu

Plazma je kvazineutrální plyn nabitých a neutrálních částic, který vykazuje kolektivní chování [6].

Kvazineutralitou se zde míní skutečnost, že ačkoli podstatná část plazmatu je elektricky nabitá, jakýkoli větší objem plazmatu se z vnějšku jeví jako neutrální. Tento výrok lze kvantifikovat pomocí parametru plazmatu zvaného Debyevova délka

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{T_e \epsilon_0}{ne}},$$

kde T_e je elektronová teplota v elektronvoltech, ϵ_0 permitivita vakua, n hustota plazmatu a e elementární náboj. V ideálním plazmatu představuje Debyevova délka vzdálenost, na které je elektrické pole bodového náboje odstíněno na $\frac{1}{e}$ původní intenzity, a charakteristickou velikost stěnové vrstvy popsané krátce v kap. 2.1.1. Např. v okrajovém plazmatu tokamaku COMPASS (parametry uvedeny v příloze A) je Debyevova délka přibližně $\lambda_D = 11 \mu\text{m}$. Plazma lze považovat za kvazineutrální, pokud jeho rozměr L splňuje nerovnost [6]

$$L \gg \lambda_D.$$

Druhým pojmem v definici plazmatu je kolektivní chování. Zatímco v neutrálním plynu jsou interakce mezi částicemi velmi krátkého dosahu (pouze lokální), nabité částice plazmatu mezi sebou interagují elektromagnetickými silami, které jsou dalekodosahové. Srážky nabitéch částic tudíž mají spíše kumulativní charakter, kdy je částice odchýlena z původního směru mnoha srážkami o malý úhel (globální charakter). Kolektivní chování lze kvantifikovat pomocí pojmu srážkové frekvence ν a plazmové frekvence ω_p [6]. Srážková frekvence je definována jako převrácená hodnota střední doby, za kterou je částice odchýlena z původního směru o 90° . Plazmová frekvence $\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{\epsilon_0 m_e}}$ je charakteristická frekvence plazmatu, konkrétně frekvence kmitání elektronové tekutiny kolem iontové. Podmínu kolektivního chování pak lze zapsat jako

$$\nu \ll \omega_p.$$

Díky dalekému dosahu elektromagnetických sil je chování plazmatu záležitostí globální a popisem pomocí lokálních hodnot veličin ho lze pouze approximovat. Přístupy k problému popisu plazmatu se vesměs rozdělují do tří skupin:

1. Plazma jako nabité částice ve vnějším poli

Tento pohled je značně omezený, neboť navzdory kvazineutralitě jsou elektromagnetická pole plazmatu samotného nezanedbatelná vůči vnějším. Z pohybových rovnic jedné částice však lze odvodit kolektivní pohyby zvané drifty, z nichž zvláště $\vec{E} \times \vec{B}$ drift je pro naše účely velice důležitý.

2. Plazma jako směs elektronové a ionové tekutiny, popř. jako jedna vodivá tekutina (magnetohydrodynamika)

Fluidní rovnice jsou s to zahrnout i self-konzistentní elektromagnetická pole v plazmatu, proto se hodí jako podklad k simulacím a pokročilejším výpočtům. My se na ně odvoláme při nastínění klasické difuze v plazmatu.

3. Plazma z pohledu kinetické teorie

Kinetická teorie popisuje plazma pomocí pojmu distribuční funkce $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$, udávající pravděpodobnost výskytu částic plazmatu s rychlostí \vec{v} v místě \vec{r} , a zabývá se řešením jejího časového vývoje. Ačkoliv výsledky kinetické teorie jsou nejobecnější, pro jejich značnou komplikovanost se jimi v této práci zabývat nebudeme. Obecný pojem distribuční funkce budeme využívat s jiným významem, a to pro statistický popis fluktuací veličin v okrajovém plazmatu.

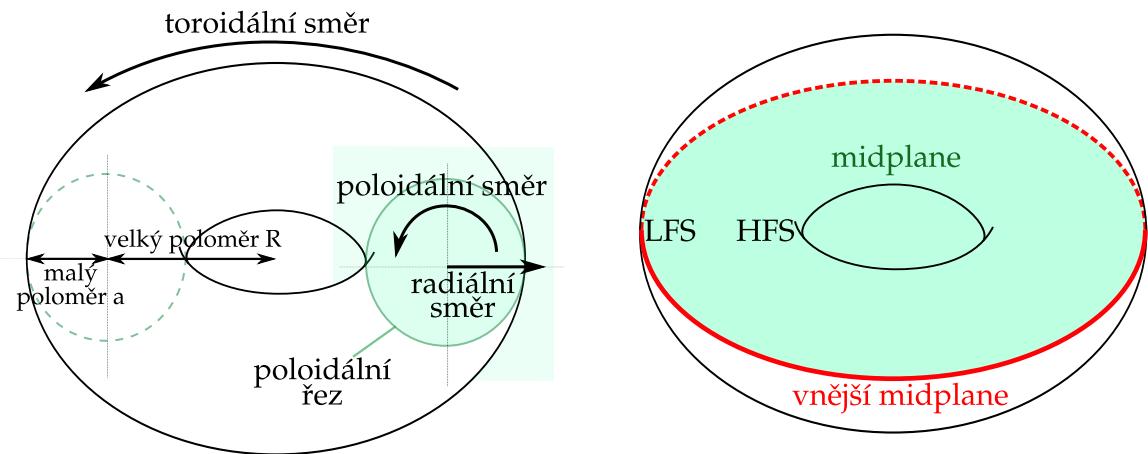
1.2 Tokamaky

Než přistoupíme k popisu jevů v plazmatu, uvedeme si základní pojmy týkající se tokamaků, a zejména tokamaku COMPASS.

Tokamak (toroidalnaja kamera s magnitnymi katuškami [6]) je zařízení na magnetické udržení plazmatu s toroidální komorou (geometrie znázorněná na Obr. 1.1 a 1.2). Na rozdíl od toroidálních pinčů v tokamaku dominuje toroidální magnetické pole, generované vnějšími toroidálními cívkami, viz Obr. 1.9. Na rozdíl od stelarátorů je v plazmatickém prstenci transformátorem udržován kilo- až megaampérový proud, jenž vytváří stabilizující poloidální magnetické pole. (Proč má poloidální magnetické pole stabilizující účinek, je nastíněno v kap. 1.3.2 o driftech častic v zakřiveném magnetickém poli.)

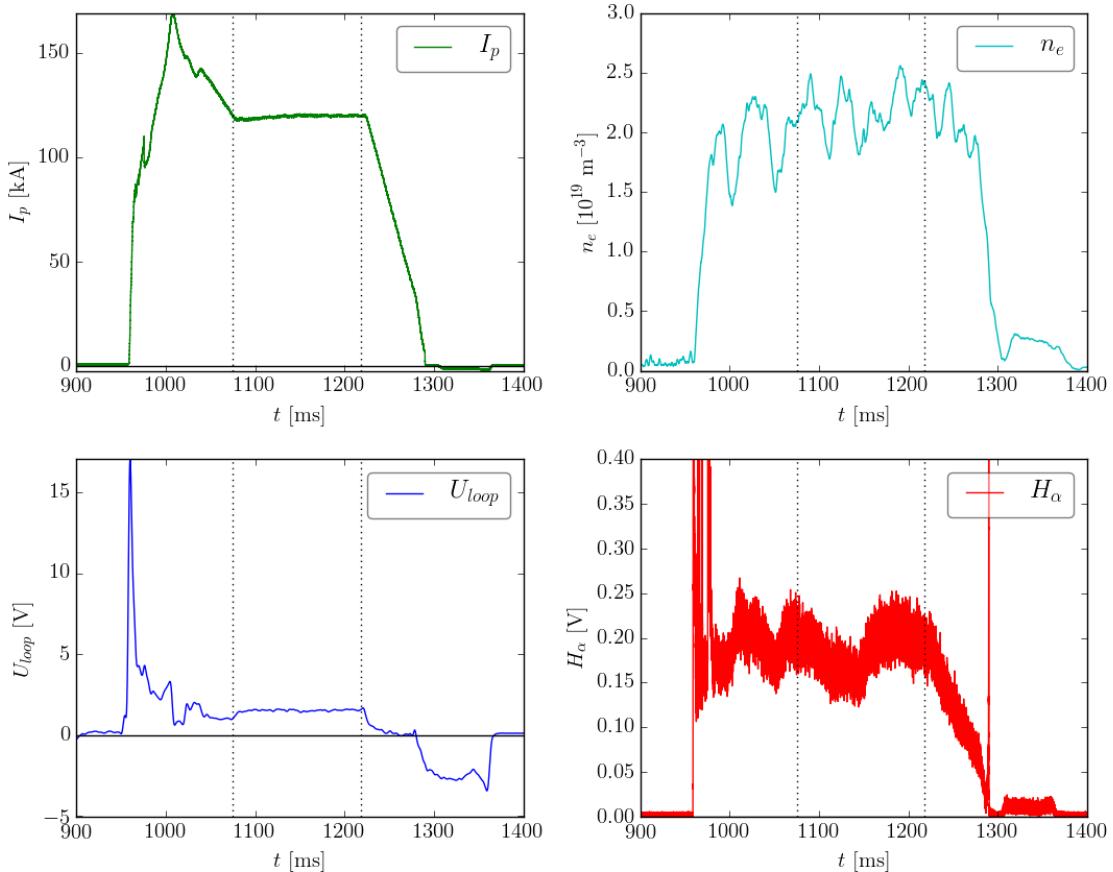
Jelikož transformátor nemůže dodávat stejnosměrný proud po neomezenou dobu, je tokamak zařízení z principu pulzní. Jednotlivé pulzy, při kterých vzniká a po nějakou dobu je udržováno plazma, se nazývají výstřely (v experimentální části se setkáme i s počeštěným výrazem shoty). Jeden výstřel je základní jednotka při zpracování experimentálních dat. Výstrel se dá přibližně charakterizovat časovým průběhem několika základních veličin: proud plazmatem I_p , elektronová hustota n_e , napětí na závit U_{loop} a intenzita vyzařování α -čáry ve spektru vodíku H_α . Průběh těchto veličin je pro výstřel 8288 načrtnut na Obr. 1.3. Posledním klíčovým parametrem je tvar plazmatu, ke kterému se vrátíme záhy.

Na tokamaku COMPASS začíná výstřel standardně v čase $t = 950$ ms. Po počáteční fázi výboje, která trvá typicky 100-150 ms a ve které dochází k tvarování plazmatu a ustanovení I_p a n_e na požadované hodnoty, následuje fáze, ve které jsou proud, hustota i tvar plazmatu udržovány zpětnovazebním systémem na konstantních hodnotách. Tato oblast se nazývá *flat top* (plochý vršek) a během ní jsou parametry a vlastnosti plazmatu téměř neměnné. Proto je při měření radiálního profilu pomocí pohyblivé sondy nutné ověřit, že se celé měření



Obrázek 1.1: Hlavní směry na toru. Pro radiální směr budeme používat značení r , pro radiální směr v rovině midplane (vpravo) s přičteným velkým poloměrem pak R .

Obrázek 1.2: Geometrické názvosloví tokamaku: high field side HFS, low field side LFS, midplane (zelená plocha) a vnější midplane (červená křivka).



Obrázek 1.3: Základní veličiny v průběhu výstřelu. Tečkováně vyznačeny hranice flat topu (viz text), veličina U_{loop} shlazena lowpass filtrem na frekvenci 200 Hz. Shot 8288.

odehrálo během flat topu. Pakliže ne, do tvaru profilu či fluktuací měřených veličin se mohou promítat změny v globálních parametrech plazmatu a data tak budou znehodnocena.

Budiž zmíněno také, že v databázi tokamaku COMPASS existují i výstřely, kde proud plazmatem během "flat topu" lineárně stoupá, resp. klesá. Takový průběh se nazývá ramp-up, popř. ramp-down proudu a umožňuje měřit, jak se veličiny v plazmatu mění s proudem I_p .

1.2.1 Geometrie okrajového plazmatu tokamaku COMPASS

Vakuová nádoba tokamaku COMPASS nemá kruhový průřez, jako je znázorněno na Obr. 1.1, ale průřez tvaru písmene D s limiterem na HFS i LFS a vrchním a spodním divertorem. Plazma se v něm dá tvarovat do jednoho ze tří následujících průřezů: kruhový (Obr. 1.4), elongovaný (Obr. 1.5) nebo divertorový s X-bodem (Obr. 1.6).

Díky přítomnosti toroidálního i poloidálního magnetického pole mají siločáry na tokamaku tvar šroubovice navíjející se na tzv. magnetický povrch, viz Obr. 1.9. V poloidálním řezech na Obr. 1.4 - 1.6 mají tyto povrhy tvar uzavřených křivek. Zvláštní roli přitom hraje červeně zvýrazněná křivka, tzv. separatrix, která představuje poslední uzavřený magnetický povrch (LCFS, Last Closed Flux Surface). Bezprostředně vně separatrix se nachází vrstva plazmatu zvaná SOL (Scrape-Off Layer), kde díky dotyku siločar s materiálovou stěnu dochází paralelním transportem k rychlému radiálnímu poklesu hustoty, teploty a dalších veličin.

Délka siločáry vedoucí od dané souřadnice v SOL na stěnu (někdy též délka siločáry procházející touto souřadnicí od stěny ke stěně) se nazývá *connection length* L_c . Na Obr. 1.7 vidíme její radiální průběh na tokamaku COMPASS, pokud jako výchozí souřadnici zvolíme trajektorii měření horizontální reciproké sondy, tedy oblast vnější midplane (poloha na Obr. 2.1). Až do $R \approx 0,732$ m se siločáry ovíjí kolem sloupce plazmatu a dopadají na divertor. Tato vlastnost (náraz obou konců siločáry na divertor) definuje v divertorové konfiguraci tzv. hlavní SOL. Na $R \approx 0,735$ m naráží siločára do vrchního divertoru (viz Obr. 1.8), načež L_c rychle klesá k nule. Oblast, kde jedna z větví siločáry dopadá na stěnu, se nazývá stín stěny a vyznačuje se velmi nízkým L_c , tedy značně rychlými paralelními ztrátami. Rychlosť paralelních ztrát v hlavní SOL a stínu stěny je odhadnuta v kap. 3.2.1 experimentální části.

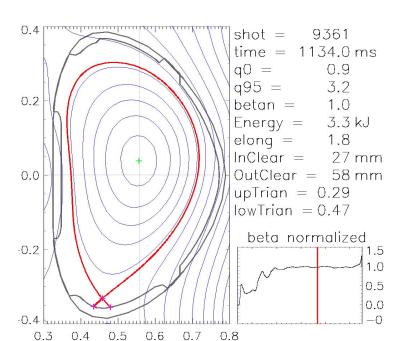
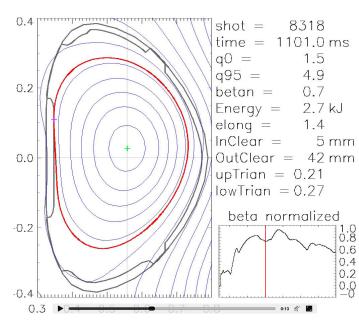
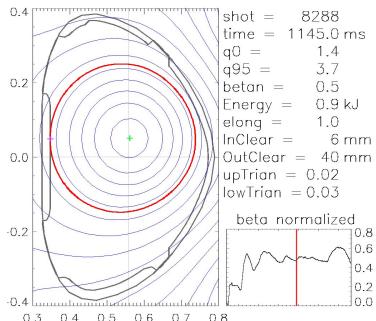
Ke zpětné rekonstrukci magnetických povrchů se na tokamaku COMPASS používá kód EFIT++, jenž řeší Grad-Shafranovovu rovnice na základě dat z několika měřicích cívek a předpokladu dokonalé toroidální symetrie [8]. Všechny poloidální průřezy uvedené v této podkapitole byly získány z kódu EFIT++. Kromě toho je výsledků kódu EFIT++ v této práci využito k namapování radiálních souřadnic na ose Z na vnější midplane.

Kód EFIT++ není, navzdory své užitečnosti, dokonale přesný. Chyba určení pozice separatrix na vnější midplane bude zkoumána v kap. 3.3.4 porovnáním s pozicí maxima potenciálu plazmatu, které by se podle argumentů uvedených v kapitole 1.4.1 mělo tvořit právě na separatrix.

1.3 Pohyb nabité částice ve vnějším poli

Přistupme nyní k popisu plazmatu samotného. Jako první budeme zkoumat pohyb nabité části (iontu či elektronu) ve vnějším elektromagnetickém poli.

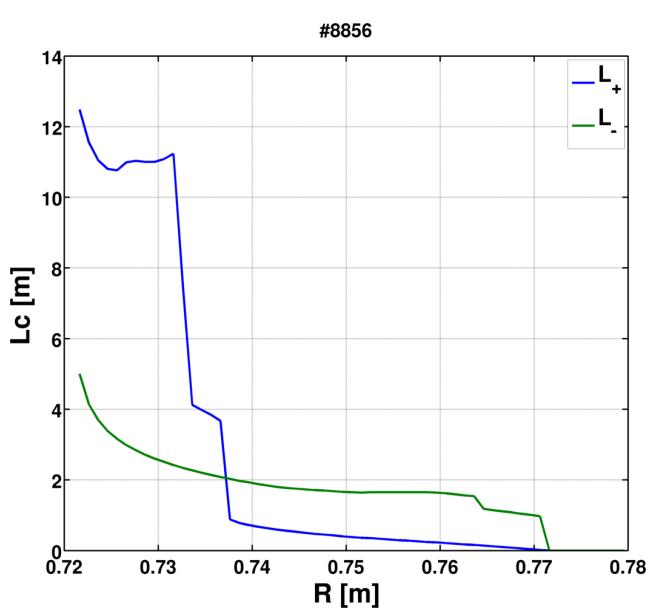
V magnetickém poli \vec{B} je pohyb nabité částice Lorentzovou silou $\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$ stáčen do šroubovice, vzniklé složením volného pohybu podél magnetických siločar a krouživého pohybu kolem siločar, zvaného Larmorův orbit. Frekvence, s kterou se částice obtáčí kolem



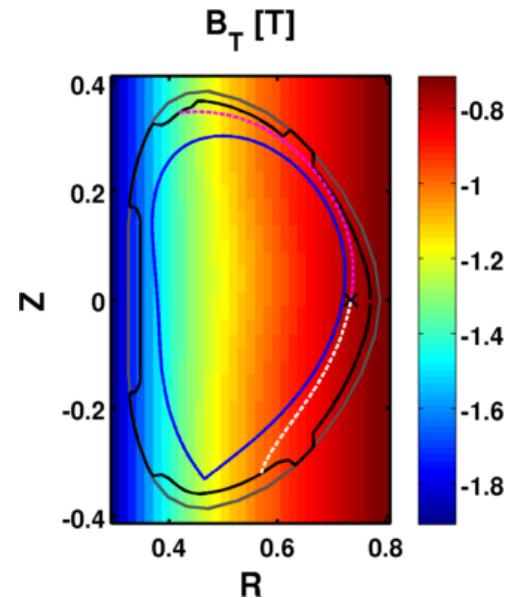
Obrázek 1.4: Magnetické povrchy, kruhová limiterová konfigurace. Vygenerováno kódem EFIT++, shot 8288.

Obrázek 1.5: Elongovaná limiterová konfigurace. Vygenerováno kódem EFIT++, shot 8318.

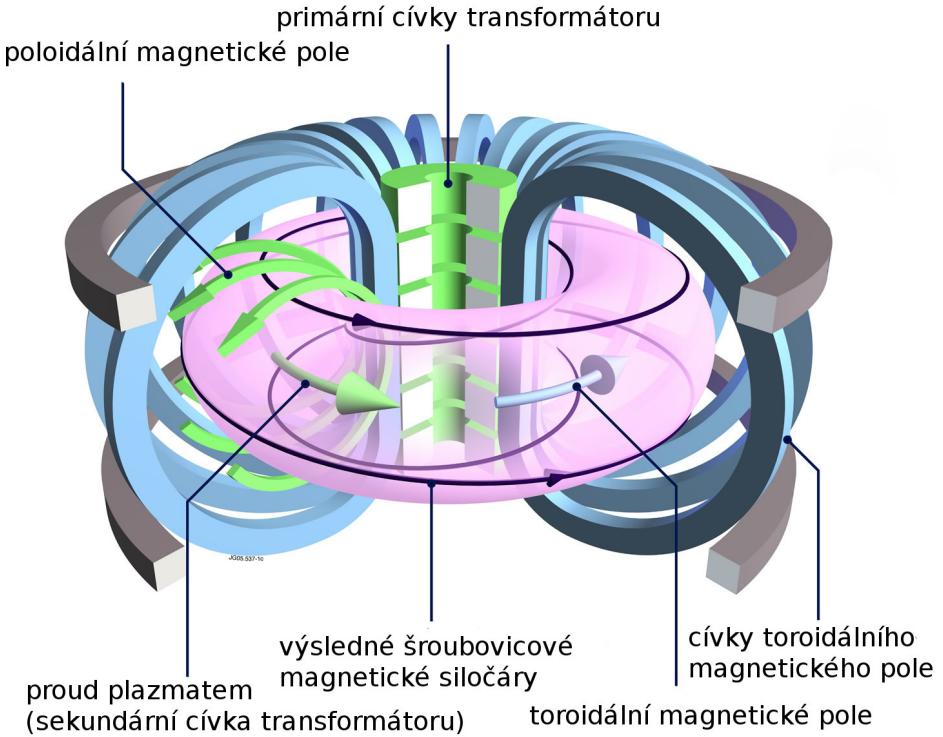
Obrázek 1.6: Divertorová konfigurace. Vygenerováno kódem EFIT++, shot 9361.



Obrázek 1.7: Radiální průběh *connection length* L_c z vnější midplane; směr dolů na divertor zeleně, směr nahoru modře. Data pochází z kódu EFIT++. Shot 8856, použito se svolením Jakuba Seidla.



Obrázek 1.8: Rekonstrukce magnetické siločáry (tečkovaně) vedoucí z HRCP (křížek) na pozici $R = 0,735$ m kódem EFIT++. Na pozadí velikost toroidální složky magnetického pole B_T . Shot 8856, použito se svolením Jakuba Seidla.



Obrázek 1.9: Magnetická pole a jejich původ v tokamaku. Převzato z [7], popisky upraveny.

siločáry, se nazývá cyklotronová frekvence ω_c . Poloměr kruhové dráhy je označován jako Larmorův poloměr r_L . Platí vztahy

$$\omega_c = \frac{|q|B}{m},$$

$$r_L = \frac{v_\perp}{\omega_c} = \frac{mv_\perp}{|q|B}. \quad (1.1)$$

Je zřejmé, že těžké ionty obíhají po širších šroubovicích než lehké elektrony. Tohoto poznatku bylo mimo jiné s jistým úspěchem využito při konstrukci ball-pen sondy na tokamaku COMPASS (více v kap. 2.1.2).

Díky působení Lorentzovy síly je v plazmatu značný rozdíl mezi pohybem podél a napříč magnetickými siločarami. Setkáváme se nejen s různými koeficienty difuze D_{\parallel} a D_{\perp} , ale i s rozdílnou podélnou a příčnou teplotou T_{\parallel} a T_{\perp} a tlakem. Rychlosti pohybu částic podél magnetických siločar jsou řádu tepelných rychlostí $v_T = \sqrt{\frac{kT}{m}}$. V případě okrajového plazmatu tokamaku COMPASS dostáváme $v_{Te} \approx 1900 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ pro elektrony a $v_{Ti} \approx 43 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ pro deuteriové ionty (použité parametry jsou uvedeny v příloze A). Normovaný na iontozvukovou rychlosť

$$c_s = \sqrt{e \frac{T_e + T_i}{m_e + m_i}} \approx 61 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \quad (1.2)$$

mají tyto veličiny hodnotu $v_{Te} = 31c_s$, resp. $v_{Ti} = 0,7c_s$. Iontozvuková rychlosť je zde uváděna proto, že je charakteristickou rychlosťí rozpínání plazmatu podél siločar v otevřených

siločar [9]. Platí tzv. Bohmova podmínka: Aby existovalo stacionární řešení kontaktu plazmatu s vodivou stěnou, musí mít ionty při vstupu do stěnové vrstvy rychlosť $v \geq c_s$.

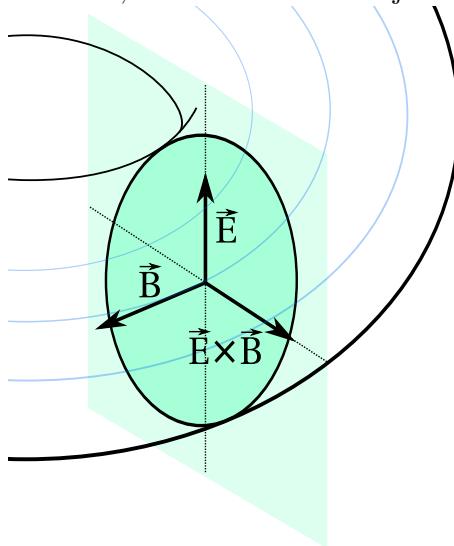
Rychlosti pohybu plazmatu napříč siločarami jsou rádově menší. Srovnání rychlosti podél siločar, v poloidálním a v radiálním směru bude provedeno v kap. 3.2.1 experimentální části.

1.3.1 $\vec{E} \times \vec{B}$ drift

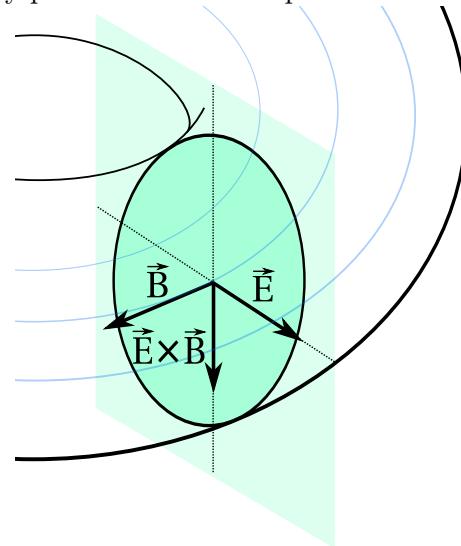
Ve zkříženém elektrickém a magnetickém poli se v řešení pohybových rovnic nabité částice objevuje člen s konstantní rychlostí ve směru kolmému na magnetické i elektrické pole,

$$\vec{v}_{E \times B} = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}. \quad (1.3)$$

Všimněme si, že směr pohybu nezávisí na náboji ani na hmotnosti částice. Jde o unášivý pohyb plazmatu jako celku, zvaný $\vec{E} \times \vec{B}$ [E kros B] drift. V toroidální konfiguraci tokamaku má $\vec{E} \times \vec{B}$ drift radiální směr pro vertikální elektrické pole (Obr. 1.10) a poloidální směr pro radiální elektrické pole (Obr. 1.11). První případ je edním z hlavních mechanismů transportu plazmatu radiálně napříč magnetickými siločarami. Druhý případ při proměnlivém \vec{E}_r způsobuje střížné toky (tzv. *velocity shear*), jež vedou k roztrhání struktur, které se napříč siločarami šíří, čímž efektivně snižuje radiální ztráty plazmatu. Více v kap. 1.4.3.



Obrázek 1.10: Radiální $\vec{E} \times \vec{B}$ drift.



Obrázek 1.11: Poloidální $\vec{E} \times \vec{B}$ drift.

1.3.2 Drift částice v zakřiveném magnetickém poli

Toroidální konfigurace tokamaku má za následek, že magnetické pole uvnitř není nikdy homogenní. Silokřivky jsou zakřivené a velikost magnetického pole $B = |\vec{B}|$ klesá s $1/R$. Tyto dva efekty se sčítají na drift zakřivení a tzv. grad- B drift, který má v případě tokamaku tvar

$$\vec{v} = \frac{m}{q} \frac{\vec{R} \times \vec{B}}{R^2 B^2} \left(v_{\parallel}^2 + \frac{1}{2} v_{\perp}^2 \right),$$

kde \vec{R} je radiální poloha vzhledem ke středu toroidu.

Na Obr. 1.12 vidíme geometrii tohoto driftu v poloidálním řezu. Jeho směr se mění se znaménkem náboje, takže vzniká proud, jehož stlačitelnost může vést k vytvoření lokálního rozdílu potenciálů a následně elektrického pole. To má vertikální směr, takže způsobuje radiální $\vec{E} \times \vec{B}$ drift a celá polarizovaná struktura se pohybuje napříč siločarami radiálně ven.

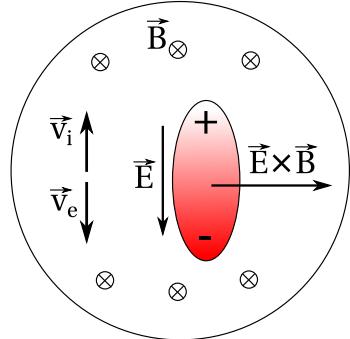
Popsaný drift je univerzální nestabilita v jakémkoliv zařízení na magnetické udržení plazmatu se zakřivenými siločarami. Tokamaky ji konkrétně řeší přidáním poloidálního pole B_p , generovaného silným proudem plazmatem I_p . Jak je vidět na Obr. 1.9, sečtením toroidálního a poloidálního magnetického pole vzniknou výsledné siločary tvaru toroidálně stočené šroubovice. V rámci svého magnetického povrchu tak siločára zprostředkovává komunikaci různých částí plazmatu. V této souvislosti se definuje tzv. *safety factor*

$$q = \frac{B_T}{R} \frac{a}{B_p}, \quad (1.4)$$

kde B_T , resp. B_p je toroidální, resp. poloidální magnetické pole a a , resp. R je malý, resp. velký poloměr tokamaku. Safety factor bývá někdy označován též jako zásoba stability. Tento pojem nám objasní, uvážíme-li situaci, kdy se $q = \frac{m}{n}$, kde m a n jsou malá celá čísla. V takovém případě se magnetické siločáry uzavírají do sebe, části magnetického povrchu ztratí spojení a mohou se vyvinout MHD nestability jako vznik magnetických ostrovů [3].

Stabilizující účinek B_p lze na modelu jedné částice ve vnějším poli popsat takto. Sledujme (středovaný) pohyb nabité částice v magnetizovaném plazmatu, kde drift zakřivení unáší částici směrem nahoru. Nechť se na začátku myšleného pokusu částice nachází v horní polovině plazmatického sloupce. Zde se driftem zakřivení přesouvá nahoru, tedy směrem od centra plazmatu. Jelikož se však částice pohybuje podél šroubovicové siločáry, dostane se za jistou dobu do spodní poloviny plazmatického sloupce, kde ji drift zakřivení unáší směrem nahoru do centra plazmatu. Tyto dva efekty se vyruší tak, že částice v průměru zůstává na stejném magnetickém povrchu, což potlačuje původní nestabilitu. V kontextu fluidního popisu dojde ke zkratu vertikálního elektrického napětí.

Předešlá úvaha však platí pouze v oblasti uzavřených siločar. Pokud magnetický povrch protíná stěnu, částice nemohou dokončit celý oběh v poloidálním směru (po nárazu na materiálový povrch při pohybu částice podél siločáry dochází typicky k její rekombinaci). Tento poznatek je velice důležitý pro transport v okrajovém plazmatu, neboť zde se plnou silou projevuje radiální transport $\vec{E} \times \vec{B}$ driftem vertikálně polarizovaných struktur.



Obrázek 1.12: Drift částic v zakřiveném \vec{B} , poloidální řez. LFS vpravo.

1.4 Transport v plazmatu

1.4.1 Transport podél magnetických siločar

Z předpokladu stacionární situace ve fluidních rovnicích pro iontovou a elektronovou tekutinu plyne první Fickův zákon pro tok $\vec{\Gamma}$ hustoty částic n [6]:

$$\vec{\Gamma}(\vec{r}) = -D_a(\vec{r}) \cdot \nabla n(\vec{r}).$$

(Zde uvažujeme transport částic, ale zčásti nezávislými mechanismy probíhá v plazmatu i transport jiných veličin jako energie nebo hybnosti.) Fickův zákon difuze praví, že tok veličiny je úměrný jejímu lokálnímu gradientu. Lokální chování je pro difuzi charakteristické, avšak nemusí vždy dobře popisovat dominantní mechanismus transportu. Koeficient D_a se nazývá koeficient ambipolární difuze a dá se approximovat vztahem

$$D_a \approx \left(1 + \frac{T_e}{T_i}\right) D_i = \left(1 + \frac{T_e}{T_i}\right) \frac{eT_i}{m_i \nu},$$

který popisuje následující jev. V plazmatu může nastat situace, že jedna z jeho dvou složek má značně vyšší difuzní koeficient, a proto difunduje rychleji. V plazmatu bez magnetického pole nebo podél magnetických čar to jsou vzhledem ke své nižší hmotnosti elektrony. Únik elektronů však porušuje kvazineutralitu a na rozdílu potenciálů se vytváří ambipolární elektrické pole, které zpomaluje unikající elektrony a naopak urychluje difuzi iontů. Velikost tohoto pole je právě taková, aby celkový tok náboje byl nulový.

Přiblížení transportu částic podél siločar pomocí ambipolární difuze však nemusí být zcela vhodné v oblasti otevřených siločar. Kvůli interakci plazmatu se stěnou (divertorem či jiným materiálovým povrchem) zde musí plazma splňovat již zmíněné Bohmovo kritérium, tedy podmínu, že rychlosť plazmatické tekutiny při vstupu do stěnové vrstvy musí být alespoň rovna iontozvukové rychlosti c_s . Na tuto rychlosť jsou ionty postupně urychlovány v předstěnové vrstvě (angl. *presheath*). Místo difuzivního popisu transportu tak může být vhodnější popis konvektivní,

$$\Gamma = Mc_s n, \quad (1.5)$$

kde $M = v_{\parallel}/c_s < 1$ je Machovo číslo a v_{\parallel} lokální rychlosť plazmatu podél siločáry.

Zda se transport dané veličiny bude realizovat spíše mechanismem difuze, nebo konvekce, záleží na konkrétních podmínkách. Zjednodušeně řečeno bude převládat ten mechanismus, který je schopen za jednotku času přenést větší objem dané veličiny. Jako ilustrační příklad můžeme uvést transport energie ve Slunci. Slunce obsahuje tři základní vrstvy: jádro, radiační zónu a konvektivní zónu. Energie vznikající v jádru se šíří radiační zónou z větší části mechanismem záření. Teplota plazmatu je zde totiž dost vysoká na propouštění elektromagnetického vlnění daných frekvencí a záření je schopné transportovat energii vysokou rychlosťí. V konvektivní zóně však propustnost plazmatu vůči záření klesá, až se výhodnějším transportním mechanismem stane konvekce. Výsledkem jsou stoupavé a klesavé proudy, jimž se plazma promíchává.

V zařízeních na magnetické udržení plazmatu lze jev soupeření různých transportních mechanismů kvantifikovat pomocí charakteristického času ztrát podél siločar. Např. pro transport částic podél siločar máme charakteristický čas τ_n zavedený vztahem

$$\frac{1}{\tau_n} = \frac{1}{n} \cdot \nabla_{\parallel} \Gamma.$$

Podle [10] lze tuto veličinu za předpokladu konvektivního transportu odhadnout jako

$$\tau_n \approx \frac{nL_{\parallel}}{\Gamma} = \frac{L_{\parallel}}{v_{\parallel}} = \frac{L_{\parallel}}{Mc_s}, \quad (1.6)$$

kde L_{\parallel} představuje charakteristickou prostorovou škálu hustotních změn podél siločáry a pro zjednodušení je někdy nahrazována vzdáleností mezi vnější midplane a divertorem, tzv. *connection length* L_c [10]. V hlavní SOL tokamaku COMPASS je $L_c \approx 3$ m (viz Obr. 1.7,

počítá se vzdálenost na bližší stěnu), ve stínu stěny pak $L_c \approx 0,5$ m. Machovo číslo odhadneme podle [10] jako $M \approx 0,5$. Použitím parametrů typických pro SOL tokamaku COMPASS (viz příloha A) dostaneme hodnotu charakteristického času

$$\tau_n^{SOL} \approx 100 \mu s \quad (1.7)$$

$$\tau_n^{stin} \approx 16 \mu s, \quad (1.8)$$

Ačkoli transport částic podél siločáry v SOL je, jak bylo nastíněno, spíše konvektivní, při transportu tepla se naopak uplatňuje více difuze. Jak ukazují numerické simulace [11] i teoretické odhady [10], difuzivní popis je pro tepelný transport podél siločáry dobře platný. Charakteristický čas difuzivních ztrát energie podél siločáry τ_T lze odhadnout podle [10] jako

$$\tau_T = \frac{3}{2} \frac{L_{\parallel}^2}{\chi_e},$$

kde L_{\parallel} je tentokrát charakteristická prostorová škála variací teploty podél siločáry (opět často nahrazovaná L_c) a χ_e je difuzní koeficient tepla v elektronovém kanále. Výpočtem podle [10] s dosazením hodnot typických pro tokamak COMPASS (opět příloha A) dostaneme

$$\tau_T \approx 6 \mu s. \quad (1.9)$$

Tento charakteristický čas ztrát je natolik malý, že difuzivní transport tepla typicky dominuje nad konvektivním [10] [11].

Pro ilustraci vlivu vnějších podmínek na charakter transportu a výsledné profily transportovaných veličin uvedeme Obr. 1.13. Zde je znázorněn průběh hustoty plazmatu n , rychlosti plazmatu u , teplota T a hustoty neutrálů n_0 podél magnetické siločáry v SOL, spočtený kódem SOLF1D [11]. Horní řádek znázorňuje tzv. *simple SOL*, tedy plazma s nízkou srážkovostí, objemovou ionizací a plochým profilem teploty. Tento režim se nazývá *sheath-limited*, neboť dominantním faktorem je vliv pole stěnové a předstěnové vrstvy. Oproti tomu na spodním řádku vidíme tzv. *complex SOL* s vysokou srážkovostí a recyklací neutrálů primárně u divertorů. Tento režim se nazývá *conduction-limited*, protože dominantním mechanismem transportu tepla je vedení (kondukce) srážkovou difuzí [9]. Zvláštní pozornost nechť čtenář věnuje gradientu na profilu teploty podél siločáry. V experimentální části bude profil teploty podél siločáry předmětem zkoumání.

Na konec kapitoly se ještě zmíňme o jevu, jehož budeme v této práci hojně využívat. Tímto jevem je existence maxima potenciálu plazmatu na radiální pozici separatrix.

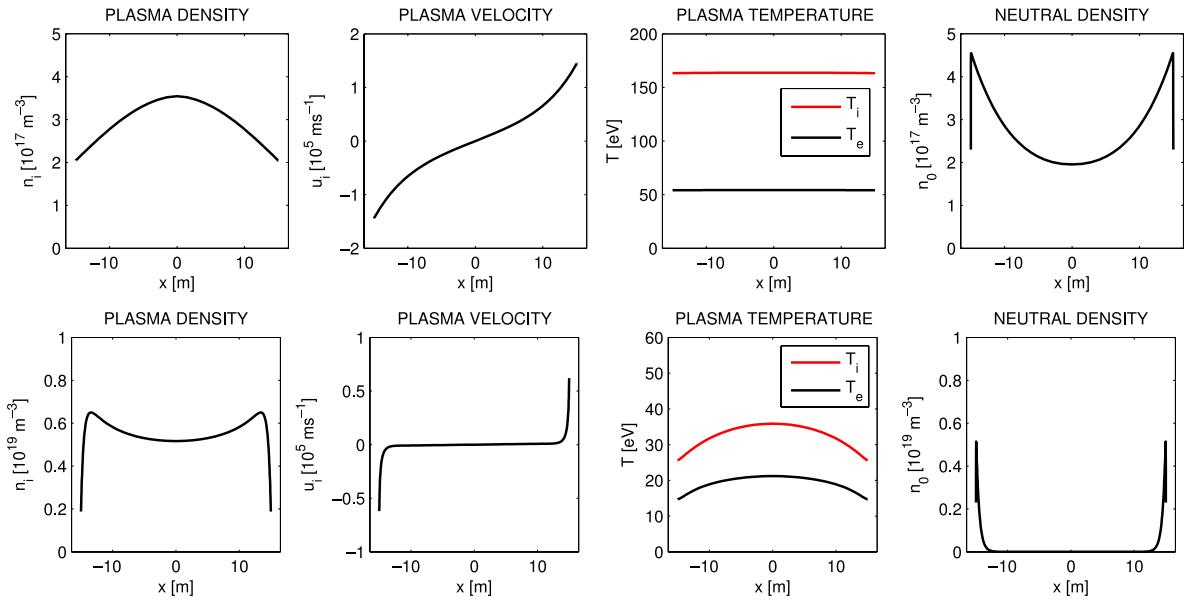
Za předpokladu nízké srážkovosti (*sheath-limited* režim) je profil potenciálu podél siločáry plochý, takže na siločáře ho lze vypočítat jako

$$\Phi = \Phi_{divertor} + \alpha T_e,$$

kde $\Phi_{divertor}$ je potenciál divertoru, $\alpha = 2,8$ v těsné blízkosti divertoru (stěnová vrstva stejná jako v okolí plovoucí Langmuirovy sondy, kap. 2.1.1) a $\alpha \approx 2-3$ podél siločáry (vliv předstěnové vrstvy) [6]. Neboť elektronová teplota T_e s narůstající vzdáleností od centra plazmatického sloupce klesá, klesá v oblasti otevřených siločar také potenciál plazmatu Φ .

V oblasti uzavřených siločar na druhou stranu platí rovnice rovnováhy sil v radiálním směru

$$E_r = \frac{1}{nZe} \frac{dp_i}{dr} - (\vec{u} \times \vec{B})_r,$$



Obrázek 1.13: Průběh hustoty n , rychlosti plazmatu u , teploty T a hustoty neutrálů n_0 podél siločáry mezi divertory. Převzato z [11].

kde Z je náboj iontů, p_i tlak iontů a \vec{u} rychlosť proudění v dané souřadnici. Zanedbáním druhého člena při nízkých rychlostech proudění máme

$$E_r = -\frac{d\Phi}{dr} \sim \frac{dp_i}{dr}.$$

Vzhledem k tomu, že tlak s narůstajícím r klesá, je $\frac{dp_i}{dr} < 0$ a $\frac{d\Phi}{dr} > 0$. Potenciál plazmatu Φ tedy v oblasti uzavřených siločar s rostoucím r roste.

Z řečených úvah plyne, že na rozhraní uzavřených a otevřených magnetických siločar (tedy na magnetické separatrix) má za uvedených podmínek potenciál plazmatu maximum. Tohoto poznatku může být využito mnoha způsoby. V této práci bude poloha a výška maxima potenciálu plazmatu (nahrazeného s dobrou přesností potenciálem ball-pen sondy) využita na verifikaci kódu EFIT++ a při zkoumání vlivu vnějších parametrů plazmatu (proud plazmatem I_p , hustota plazmatu n , elongace plazmatu) na vnitřní (výška maxima potenciálu Φ_{max} , elektronová teplota T_e ad.).

Pro korektnost ještě dodejme, že maximum potenciálu pozorováno být nemusí (popř. bude pouze slabé), pokud uvnitř LCFS hraje zanedbaný člen $\vec{u} \times \vec{B}$ podstatnou roli, a to samé platí pro předpoklad *sheath-limited* režimu v SOL. Splnění těchto předpokladů v okrajovém plazmatu tokamaku COMPASS bude v experimentální části několikrát ověřováno.

1.4.2 Transport napříč magnetickými siločarami

Při srážkách častic plazmatu dochází k posunu napříč siločarami, což se makroskopicky jeví jako difuze kolmo na siločáry. Z analýzy fluidní rovnice vyplýne difuzní koeficient [6]

$$D_\perp = \frac{D_a}{1 + \left(\frac{\omega_c}{\nu}\right)^2} \sim \frac{1}{B^2} \sim 10^{-4} \text{ m}^2 \text{s}^{-1}.$$

Zde ω_c je cyklotronová frekvence a ν srážková frekvence. (Přesné vztahy pro klasický difuzní koeficient nabízí rovnice 17a v [10].) Důležitou roli zde hraje úměra k převrácenému čtverci magnetického pole, která v začátcích vývoje tokamaků v padesátých letech vyvolala značný optimismus ohledně magnetického udržení. Experimenty však záhy prokázaly, že transport napříč magnetickými siločarami odpovídá rádově vyššímu difuznímu koeficientu. Tento jev byl nazván anomálním transportem. (Ačkoli dnes je tento zvýšený transport napříč siločarami považován za normu, přízvisko anomální mu zůstalo.) Anomální difuzní koeficient se navíc neškáluje s $\frac{1}{B^2}$, ale pouze s $\frac{1}{B}$. Empirický vztah pro tuto tzv. Bohmovu difuzi zní [6]

$$D_{\perp}^{Bohm} \approx \frac{1}{16} \frac{T_e}{B} \sim 1 \text{ m}^2 \text{s}^{-1}.$$

Tento vztah je překvapivě univerzální napříč různými typy plazmatických zařízení včetně tokamaků, stelarátorů, pinčů ad. [6]. Otázkou je, co tento zvýšený transport způsobuje. Difuzní koeficient se zvýší, uvažujeme-li nikoli klasickou, ale neoklasickou teorii transportu, která pracuje s efekty zakřivení v toroidální geometrii jako např. vznik banánových orbitů. Neoklasický difuzní koeficient [10]

$$D_{\perp}^{neo} = (1 + 1,3q_{95}) D_{\perp} \sim 10^{-3} \text{ m}^2 \text{s}^{-1},$$

kde za hodnotu safety factoru $q_{95} = 4$ byla dosazena hodnota typická pro tokamak COMPASS A, však stále nepostačuje na vysvětlení anomálního transportu. Je zřejmé, že difuze není dominantním mechanismem transportu částic (a dalších veličin) napříč magnetickými siločarami v SOL. Více se zde uplatňuje konvekce, a to prostřednictvím vertikálně polarizovaných struktur poháněných $\vec{E} \times \vec{B}$ driftem radiálně ven (viz kap. 1.3.1). I více jak 50 % celkového toku částic přitom mohou zprostředkovávat turbulentní struktury, jimž se kvůli kompaktnímu tvaru v poloidálním řezu říká *bloby*, popř. podle charakteristického protažení podél magnetických siločar *filaments* [12].

Definiční vlastnosti blobu podle [12] jsou (volně přeloženo):

1. Rozložení hustoty blobu má maximum, které převyšuje směrodatnou odchylku fluktuací v pozadí 2x-3x. Toto maximum je pouze jedno (hustotní monopól).
2. Filament je v prostoru natažen podél magnetického pole, přičemž charakteristická prostorová škála gradientů je v tomto směru mnohem větší než ve směru kolém na magnetické siločary.
3. Hlavní složkou rychlosti blobu je konvekce $\vec{E} \times \vec{B}$ driftem, s čímž se spojuje dipólová struktura potenciálu a výšivosti ve směru kolém na tento pohyb.

Než bude definována výšivost, uved'me komentáře k prvnímu bodu definice. Na diagnostikách měřících v jednom bodu jako např. Langmuirova sonda se bloby objevují jako náhlé, vysoké píky přicházející v nepravidelných intervalech. Rozlišení těchto píků od náhodných fluktuací v pozadí se běžně provádí na základě poměru výšky píku ke kvadratickému průměru (rms, root mean square) signálu. V literatuře se objevují různé prahy pro tento poměr, ale obecně se nalézají mezi 2 a 3 [12].

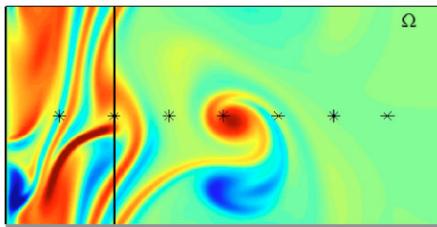
Důležitým důsledkem přítomnosti blobů jako nápadně vysokých píků na gaussovský fluktuujícím pozadí je deformace celkové distribuční funkce. Na mnoha zařízeních byly v SOL pozorovány distribuční funkce s kladnou šíkmostí [12], což svědčí o přítomnosti většího množství velkých kladných fluktuací, než by odpovídalo gaussovskému rozdělení. S odkazem na [13]

uveďme, že na základě teoretické analýzy by rozdelení nezáporných veličin v SOL za přítomnosti radiálně unášených blobů mělo být rozdelení gama. Tento základní a jednoduchý důkaz přítomnosti blobů v SOL bude proveden v experimentální části s rozšířením pro měření v blízkosti separatrix a uvnitř posledního uzavřeného magnetického povrchu.

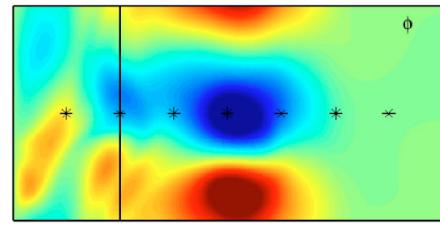
Neboť bod 2 definice blobu je samozřejmý vzhledem k rychlému transportu podél magnetických siločar, přejděme k třetímu bodu. Vířivost $\vec{\Omega}$ (angl. *vorticity*) je veličina hojně používaná v simulacích turbulentního plazmatu, definovaná vztahem

$$\vec{\Omega} = \nabla \times \vec{v}.$$

V praxi se však používá spíše velikost kolmé složky vířivosti $\Omega = |\vec{\Omega}_\perp|$, která udává, zda se na daném místě poloidálního řezu nalézá rychlostní vír. Rychlou představu si můžeme udělat z Obr. 1.14 a 1.15, které zachycují simulaci plně rozvinutého blobu pohybujícího se napříč hlavní SOL. Externí silou (např. driftem v důsledku zakřivení magnetických siločar) se ustanoví rozdíl potenciálu, což lokálně vyvolá vířivý $\vec{E} \times \vec{B}$ drift, kolmý na magnetické pole i lokální elektrické pole (které má vzhledem k minimu, resp. maximu potenciálu radiální směr). Tyto víry se pak promítnou do vzniku kladné, resp. záporné vířivosti. V průměru má pak elektrické pole mezi minimem, resp. maximem potenciálu radiální směr a vede k radiální konvekci celé struktury.



Obrázek 1.14: Blob v poloidálním řezu, mapa vířivosti Ω . Převzato z [14].



Obrázek 1.15: Blob v poloidálním řezu, mapa potenciálu Φ . Převzato z [14].

Zatímco se blob/filament šíří SOL, transportem podél siločar z něj unikají částice, teplo i potenciál. Zda blob dorazí až na stěnu s podstatnou hustotou, určují konkrétní parametry plazmatu. Při vysokých teplotách a hustotách, jaké jsou plánovány na tokamaku ITER, pak nabude otázka rychlosti radiálního poklesu těchto veličin v SOL obzvláštního významu [15].

1.4.3 Vznik turbulentních struktur v okrajovém plazmatu

Zatímco samotný transport blobů je teoreticky dobře prozkoumaný, o mechanismu jejich tvorby se stále vedou diskuze. Existují dva základní typy turbulentních procesů v plazmatu: driftová turbulence (spojená s driftovými vlnami) a výměnná turbulence. Oba typy jsou spojeny se stlačitelností proudu \vec{J} vztahem [16]

$$\frac{d}{dt} \vec{\Omega} = \nabla \cdot \vec{J} = \nabla \cdot \vec{J}_\parallel + \nabla \cdot \vec{J}_\perp.$$

Driftová turbulence vzniká v důsledku stlačitelnosti proudu podél siločar J_\parallel , zatímco výměnná turbulence je důsledek stlačitelnosti J_\perp , tedy diamagnetického proudu. Oba mechanismy vedou ke vzniku vířivosti v poloidálním průřezu, avšak vlastnosti obou jsou různé. Jedním z charakteristických rozdílů je vzájemný fázový posun potenciálu plazmatu Φ a hustoty n . (Přesnější by bylo zde mluvit o tlaku p místo hustoty, avšak v použitém izotermálním přiblížení je gradient hustoty úměrný gradientu tlaku.) V limitě nulové rezistivity plazmatu

jsou při driftové turbulenci Φ a n ve fázi, viz Obr. 1.16 a 1.17. Oproti tomu při výměnné turbulenci je mezi oběma veličinami fázový posun $\frac{\pi}{2}$, viz Obr. 1.18.

Neboť driftová turbulence vzniká jako efekt gradientu proudu podél siločáry, nabývá významu spíše v oblasti uzavřených siločar. Výměnná turbulence oproti tomu může existovat i v blízkosti separatrix a, jak si záhy ukážeme, produkovat zde bloby, které se poté šíří dále do SOL. Nejprve si však výměnnou turbulenci objasníme méně formálním způsobem než jako důsledek stlačitelnosti diamagnetického proudu.

Výměnná turbulence je důsledkem Rayleigh-Taylorovy nestability, jejíž obecný princip je následující. Pokud je pro dvě oblasti tekutiny energeticky výhodné vyměnit si místa, stačí malá perturbace rovnovážného stavu na vznik lavinovité narůstající poruchy, která vyústí v záměnu zmíněných dvou oblastí. Tento jev ilustruje klasický příklad vody umístěné na oleji v gravitačním poli (Obr. 1.19). Malé počáteční rozvlnění vodorovné hladiny umožní rychlou výměnu obou tekutin.

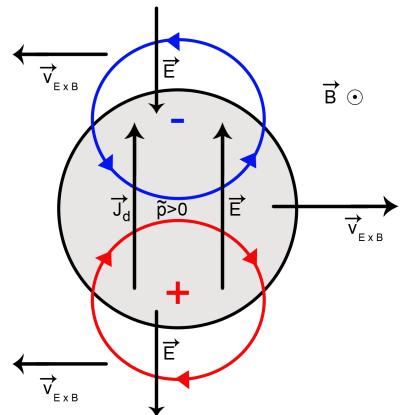
Na tomtéž obrázku je naznačena podmínka, za které se Rayleigh-Taylorova nestabilita může rozvinout, tj. opačný směr gradientu hustoty ρ a tlaku p . V tokamaku roli těchto dvou sil hrají magnetický tlak p , který směrem od hlavní osy toroidu klesá spolu s magnetickým polem (jeho gradient tedy ukazuje směrem k hlavní ose toroidu), a hustota plazmatu n , jejíž gradient míří do středu plazmatického sloupce. Z prostorové představy je pak zřejmé, že Rayleigh-Taylorova nestabilita může nastat na LFS, avšak ne na HFS. Z toho důvodu se HFS, resp. LFS někdy nazývá strana příznivého, resp. nepříznivého zakřivení (favourable/unfavourable curvature).

Fyzikální realizace výměnné nestability na LFS je znázorněn na Obr. 1.21. Perturbace potenciálu plazmatu a tlaku jsou vzájemně posunuty o fázový rozdíl $\frac{\pi}{2}$, který způsobuje vyvrhování hustého plazmatu radiálně ven a nasávání řídkého plazmatu do plazmatického sloupce [18]. Tento jev vidíme schematicky na Obr. 1.20 a v simulaci programem ESEL na Obr. 1.18.

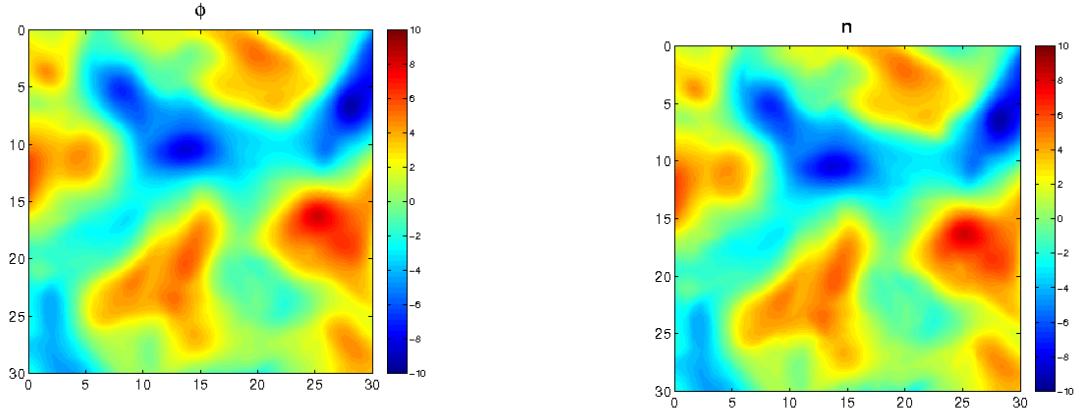
Podmínky příhodné pro výměnnou nestabilitu jsou na LFS tokamaku dány prostorovou geometrií a nelze je měnit. Existuje však fyzikální mechanismus, zmíněný již v kap. 1.3.1 o $\vec{E} \times \vec{B}$ driftu, který je schopen oba typy turbulence účinně potlačit. Jde o tzv. střížné toku, proudění plazmatu s radiálně proměnnou velikostí rychlosti. Účinek střížného toku na blob je načrtnut na Obr. 1.22. V kontextu okrajového plazmatu na LFS tokamaku způsobuje střížné toku radiálně proměnná radiální složka elektrického pole $E_r(r)$ a následný $\vec{E} \times \vec{B}$ drift v poloidálním směru rychlostí

$$v_p(r) = \frac{E_r(r)}{B(r)}. \quad (1.10)$$

Roztržením poloidální struktury blobu dojde k disipaci potenciálového dipólu, který způsobuje radiální konvekci $\vec{E} \times \vec{B}$ driftem. Pohyb blobu se zpomalí, čímž se zvýší doba jeho pobytu v oblasti střížných toků a následně se zvýší jeho deformace. V ideálním případě se struktura blobu zničí úplně a rozptýlené plazma se zůstane uvnitř separatrix.

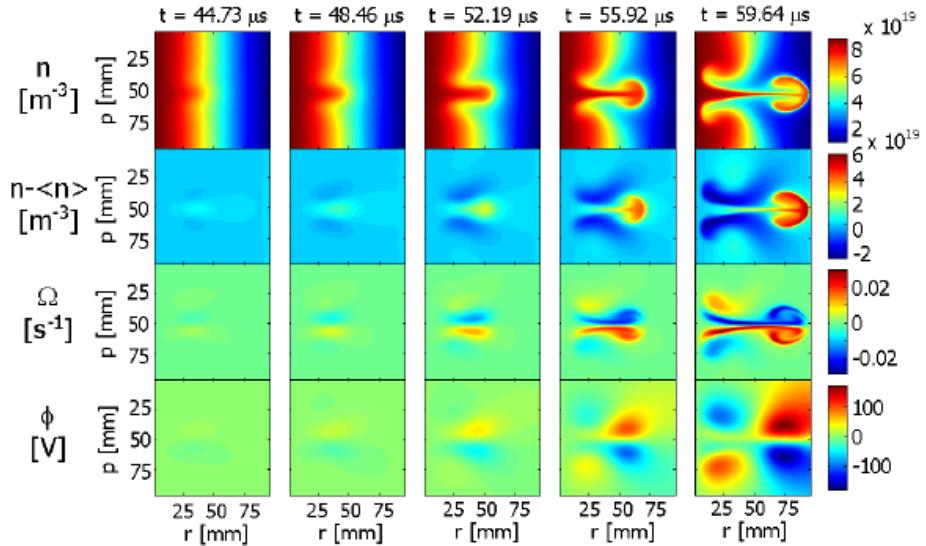


Obrázek 1.20: Schéma elektrických polí v blobu a dvou spojených dírách.

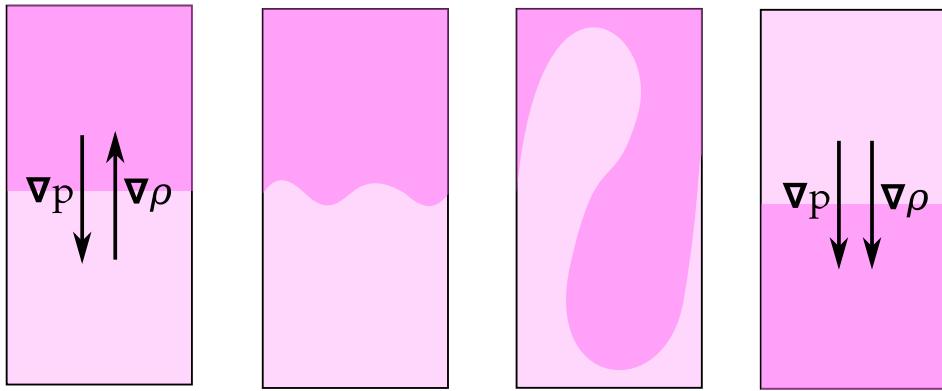


Obrázek 1.16: Driftová turbulence v poloidálním řezu dle Hasegawa-Wakatani modelu v adiabatickém režimu [17], mapa potenciálu plazmatu Φ . Použito se svolením Jakuba Seidla.

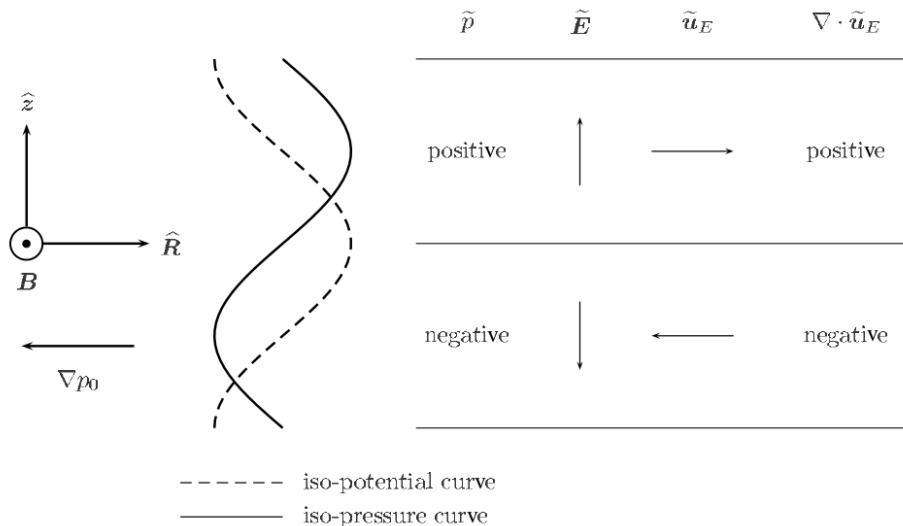
Obrázek 1.17: Driftová turbulence v poloidálním řezu dle Hasegawa-Wakatani modelu v adiabatickém režimu [17], mapa hustoty n . Použito se svolením Jakuba Seidla.



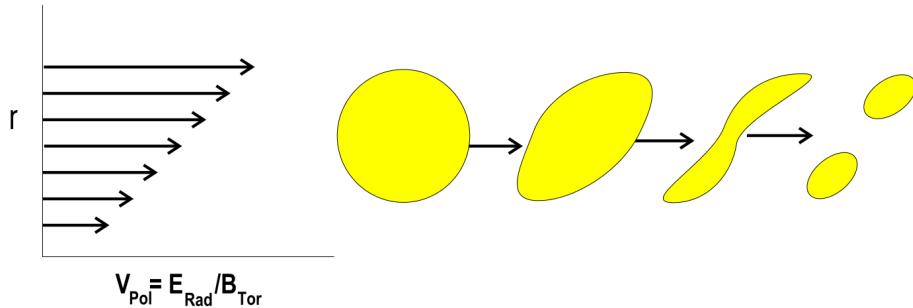
Obrázek 1.18: Výměnná turbulence v poloidálním řezu, mapa hustoty n , hustoty relativní k pozadí $n - \langle n \rangle$, výřivosti Ω a potenciálu Φ . Simulace kódem ESEL, použito se svolením Jakuba Seidla.



Obrázek 1.19: Schématický náčrt průběhu Rayleigh-Taylorovy nestability na příkladu hustší (tmavší) a řidší (světlejší) kapaliny. V počátečním a koncovém stavu jsou naznačeny gradienty tlaku p a hustoty ρ .



Obrázek 1.21: Fyzikální podstata výměnné nestability - fázový rozdíl potenciálu plazmatu (nepřerušovaná křivka) a tlaku (přerušovaná křivka) způsobuje $\vec{E} \times \vec{B}$ drift takového směru, že vysokotlaké oblasti (bloby, horní rádek) tečou doprava, zatímco nízkotlaké oblasti (díry, spodní rádek) tečou doleva. Vlnky nad veličinami značí fluktuace, u_E je konvektivní rychlosť způsobená $\vec{E} \times \vec{B}$ driftem. Převzato z [18].



Obrázek 1.22: Deformace a roztrhnutí blobu v poli střížného toku. Převzato z [19].

Naskýtá se otázka, zda jsou takové střížné toky v okrajovém plazmatu tokamaků přítomny a jaká je jejich velikost. (Přesněji řečeno nás zajímá, jaký je radiální spád rychlosti v_p , tzv. *shearing rate*.) Naměření radiálně proměnného E_r a následné v_p bude tedy jedním z cílů také této práce. Zmiňme se však ještě o generaci střížných toků v okrajovém plazmatu, neboť toto téma má značný význam pro zlepšení doby udržení plazmatu τ_E díky svému potenciálu zabránit příčným ztrátám plazmatu z hlavního sloupce.

Středováním fluidní rovnice přes poloidální úhel lze ukázat [20], že pokud jsou (turbulentní) fluktuace v_r a v_p korelované a tato korelace se mění s radiální pozicí, střední poloidální rychlosť $\langle v_p \rangle$ se působením Reynoldsova napětí mění s časem. S použitím Taylorovy identity lze tento výrok přeformulovat pomocí výřivosti:

$$\frac{d}{dt} \langle v_p \rangle \sim \langle \tilde{\Omega} \tilde{v}_r \rangle,$$

kde vlnka značí fluktuace veličin. Pokud tedy turbulentní struktury odnáší radiálním směrem více výřivosti, než přináší (např. při poloidálně asymetrickém šíření blobů znázorněném na Obr. 1.14), bude zdrojem poloidálních střížných toků.

Tento mechanismus má charakter negativní zpětné vazby. Při zeslabnutí poloidálních toků se zvýší tok turbulentních struktur, neboť je slabé střížné toky dostatečně nezdeformují. Tím se však prostřednictvím Reynoldsova napětí vygenerují vyšší střížné toky, které opět turbulenci potlačí.

Takový model "lovec-kořist" byl pozorován v simulaci i experimentu a zřejmě hraje důležitou roli v dynamice L-H přechodu [14] [12]. H-mód (High Confinement Mode, oproti tomu Low Confinement Mode) se vyznačuje značným potlačením turbulentní aktivity v okrajovém plazmatu a následným zvýšením doby udržení τ_E . (Z tohoto důvodu nebyly shoty s H-módem zahrnuty do zpracování experimentálních dat v této práci. Srovnání charakteru turbulencí v L- a H-módu může být námětem budoucí práce.) Jedna z teorií vzniku H-módu proto pracuje právě se zvýšenými střížnými poloidálními toky. Z tohoto důvodu je zkoumání vlastností střížných toků a jejich závislosti na parametrech plazmatu velmi aktuální otázkou.

Kapitola 2

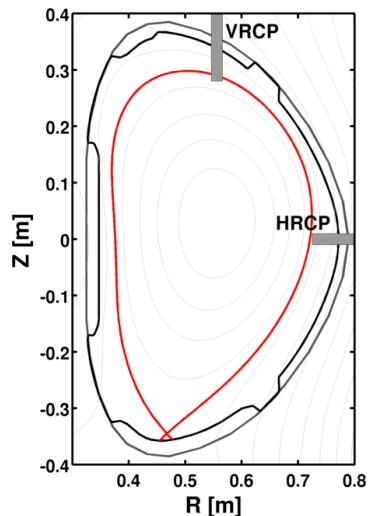
Diagnostiky na tokamaku COMPASS

Následuje přehled diagnostik na tokamaku COMPASS, jejichž data byla v této práce využita. Samotný způsob zpracování dat bude popsán v kap. 3.

2.1 Reciproké sondy

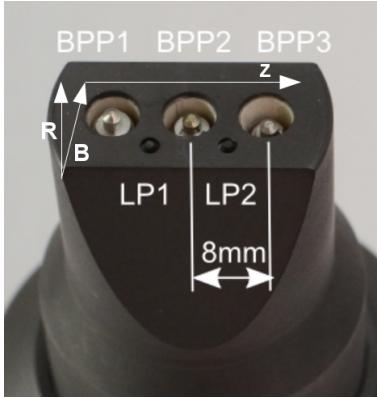
Na tokamaku COMPASS v současnosti fungují dvě reciproké sondy: horizontální (HRCP), umístěná na vnější midplane $Z = 0$ m, a vertikální (VRCP), umístěná na velkém poloměru $R = 0,556$ m (viz Obr. 2.1).¹ V toroidálním směru jsou obě sondy vzájemně posunuty o $22,5^\circ$. Sondová hlavice je v obou případech připevněna na pneumatickém reciprokém manipulátoru, který sondu během výstřelu zasune do plazmatu a ihned ji opět vytáhne. (Tento pohyb, nazývaný reciprokace, na tokamaku COMPASS trvá typicky 150-200 ms.) Důvody pro takové dynamické měření oproti statickému s pevně připevněnou hlavicí jsou dva.

1. Díky časově proměnlivé radiální poloze lze z reciproké sondy získat radiální profil měřených veličin. Za tímto účelem by bylo možné použít i statickou hřebínkovou sondu, která obsahuje řadu radiálně separovaných Langmuirových sond. Takovou sondu je však možné použít pouze v oblasti s nízkými teplními toky (viz bod 2), tedy pouze na úplném okraji plazmatu. Konstrukce hřebínkové sondy obsahující ball-pen sondy by navíc byla poměrně obtížná.
2. Při dlouhodobém vystavení tepelným tokům z plazmatu by se jednotlivé sondy, případně celá hlavice, natavily nebo rozprášily.



Obrázek 2.1: Poloha HRCP a VRCP na poloidálním řezu.

¹V poloidálním řezu budou využívány dva typy souřadnic: kartézské R a Z , znázorněné na obrázku vpravo, a polární r a φ , znázorněné na obr. 1.1.



Obrázek 2.2: Hlavice HRCP se načrtnutými souřadnicemi sondy v plazmatu. Použito se svolením Jakuba Seidla.



Obrázek 2.3: Hlavice VRCP s jednou ball-pen a jednou Langmuirovou sondou. Použito se svolením Jakuba Seidla.

Na obou reciprokých sondách se nalézají Langmuirovy sondy (LP, Langmuir Probes) a ball-pen sondy (BPP, Ball-Pen Probes), popsané níže. Viz Obr. 2.2 a 2.3. Během reciprokace tak lze měřit následující veličiny:

- plovoucí potenciál V_f Langmuirovy sondy
- potenciál plazmatu Φ , approximovaný plovoucím potenciálem ball-pen sondy V_{BPP} (více v kap. 2.1.2)
- iontově nasycený proud I_{sat}

Za předpokladu, že vzdálenost jednotlivých sond je zanedbatelná vůči prostorovým gradientům měřených veličin, takže měření lze považovat za soumístné, lze z těchto tří signálů odvodit další veličiny. V této práci budeme využívat rychlé měření následujících veličin:

- elektronová teplota T_e (definovaná rovnicí (2.4))
- paralelní tepelný tok q_{\parallel} (2.6)
- poloidální elektrické pole E_p z rozdílu signálu dvou BPP (2.7) a následnou radiální rychlosť plazmatu v_r (2.8)
- radiální elektrické pole E_r (2.10) a následnou poloidální rychlosť plazmatu v_p (1.10) a *shearing rate* $\frac{d}{dr}v_p$

Jelikož na vertikálním manipulátoru je dostupná pouze jedna Langmuirova sonda, lze souběžně s potenciálem plazmatu měřit buď V_f (a tedy T_e), nebo I_{sat} , ne však oba současně.

Vzorkovací frekvence všech signálů z reciprokých sond je 5 MHz. Všechny veličiny jsou tak měřeny s velmi vysokým časovým rozlišením 0,2 μ s.

Díky nezávislému měření na midplane a ve vertikálním směru reciproké sondy nabízí možnost srovnání profilů veličin na dvou poloidálních úhlech. Oblast měření VRCP se mimoto částečně překrývá s oblastí měření elektronové teploty Thomsonovým rozptylem. Je tedy možné porovnat teplotní profil z obou měření a verifikovat tak měření reciproké sondy.

2.1.1 Langmuirova sonda

Langmuirova sonda je jedna z fyzicky nejjednodušších diagnostik používaných na tokamacích. Sestává se pouze z vodiče (pinu) umístěného v plazmatu, často uchyceného na pohyblivé nebo stacionární hlavici. Langmuirovy sondy na tokamaku COMPASS jsou vyrobeny z uhlíku (který se při vysokých tepelných tocích netaví, ale pomalu rozprašuje) a jsou tvaru válce o průměru $d = 0,9$ mm, výšce $h = 1,5$ mm a povrchu $S_{sonda} = 4,9 \text{ mm}^2$. Díky malým rozměrům pinů lze ve výpočtech, v nichž obvykle figuruje průměr sondy do roviny kolmé na magnetické siločáry, použít celý povrch sondy s předpokladem, že ionty díky relativně velkému Larmorovu poloměru dopadají na celý povrch pinu. Je však třeba zmínit, že při opakovém pobytu v plazmatu se pin Langmuirovy sondy postupně rozprašuje, takže tato hodnota S_{sonda} je spíše horním odhadem.

Podle vnějšího potenciálu V_{bias} , na který je nabíjena, lze Langmuirovu sondu použít k několika měřením.

Měření plovoucího potenciálu V_f

Langmuirova sonda pracuje v plovoucím režimu, pokud je elektricky izolovaná od okolí. V důsledku vyšší tepelné rychlosti na povrch sondy dopadne za jednotku času více elektronů než iontů, čímž se sonda samovolně nabije na záporný potenciál. Rovnováha se ustanoví po dosažení tzv. plovoucího potenciálu V_f , kdy sonda odpuzuje tolik elektronů, že se vyrovná elektronový a iontový příspěvek k proudu na výslednou nulu. Plovoucí potenciál obsahuje příspěvek od potenciálu plazmatu Φ a elektronové teploty T_e podle vzorce

$$V_f = \Phi - \alpha_{LP} T_e, \quad (2.1)$$

kde koeficient

$$\alpha_{sonda} = \ln \left| \frac{I_{sat,sonda}^-}{I_{sat,sonda}^+} \right| \quad (2.2)$$

je logaritmus poměru elektronově a iontově nasyceného proudu měřeného touto sondou [21] (definice nasyceného proudu níže). Pro deuteriové plazma je $\alpha_{LP} = 2,8$.

Plovoucí Langmuirovy sondy je zde využito k měření elektronové teploty T_e a k verifikaci signálu iontově nasyceného proudu I_{sat} , který bude popsán v následujícím odstavci.

Při vysokém tepelném toku na povrch sondy v režimu V_f může dojít k prudkému zahřátí sondy a následné emisi elektronů. Tento stav se nazývá self-emise (příklad na Obr. 3.6) a je znehodnocením signálu V_f , na druhou stranu však poskytuje zajímavá data ohledně měření potenciálu plazmatu, neboť se jeho průběh těsně shoduje s plovoucím potenciálem ball-pen sondy [22].

Měření iontově nasyceného proudu I_{sat}

Langmuirova sonda nabité na dostatečně záporné napětí ($V_{bias} \ll V_f$) odpuzuje veškeré elektrony, a tak na ni dopadají pouze ionty. Tento iontový proud je omezený množstvím iontů, které za jednotku času vstoupí do stěnové vrstvy kolem sondy, a proto se nazývá iontově nasycený proud I_{sat}^+ . Obdobná situace nastane při přivedení vysokého kladného napětí, kde sondou prochází elektronově nasycený proud I_{sat}^- . Díky vyšší pohyblivosti elektronů je však $|I_{sat}^-| \gg |I_{sat}^+|$ a jeho měření je zatíženo značnou chybou. Proto se běžně pracuje pouze s

iontově nasyceným proudem I_{sat} (index iontu budeme vynechávat, pokud nebude nutné oba příspěvky odlišit).

Při $T_i \approx T_e$ platí [9]

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

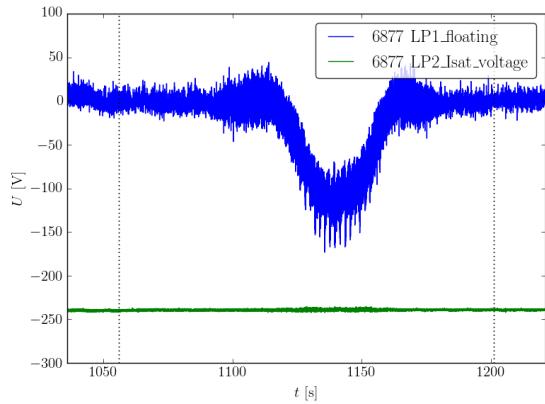
kde e je elementární náboj, n_e objemová hustota elektronů, c_s intenzitativá rychlosť, Z_i stupeň ionizace a S_{sonda} povrch sondy. Při zanedbání příspěvku teplotních fluktuačí $c_s \sim \sqrt{T}$ můžeme iontově nasycený proud považovat za úměrný elektronové hustotě n_e . Explicitním výpočtem hustoty z veličin I_{sat} a T_e by bohužel do reálného výsledku byla zanesena značná chyba plynoucí z nesoumístnosti měření tří použitých sond. Proto v této práci používáme na místech, kde je podle klasických vzorců třeba dosadit měření hustoty s vysokým časovým i prostorovým rozlišením, veličinu I_{sat} jako nejbližší možnou náhradu.

Aby Langmuirova sonda v režimu I_{sat} měřila opravdu iontově nasycený proud, je nutné (avšak ne postačující) splnění následujících dvou bodů:

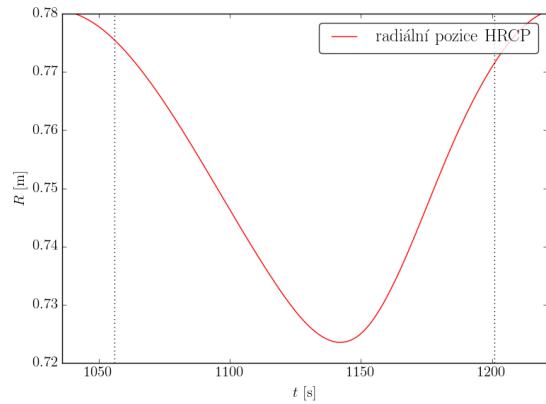
- Napětí na sondě V_{bias} je dostatečně nízké vůči plovoucímu napětí V_f a sonda tak je schopna odpudit všechny elektrony (Obr. 2.4). Tento rozdíl se mění během zásunu sondy – zatímco V_{bias} je během výboje konstantní, V_f díky rostoucí teplotě prudce klesá směrem do středu plazmatu. Jako konkrétní hodnota minimálního rozdílu $V_{bias} - V_f$ bylo v této práci zvoleno 100 V. Na tokamaku COMPASS je ve většině novějších výstřelů sonda v režimu I_{sat} nabíjena na potenciál $V_{bias} = -270$ V a poskytuje tak důvěryhodné měření v místech, kde plovoucí potenciál $V_f > -170$ V. Položíme-li potenciál plazmatu $\Phi = 0$, dostáváme ze vztahu (2.1) dolní odhad maximální teploty, pro kterou je měření I_{sat} důvěryhodné, $T_{e,max} \approx -\frac{V_f}{2,8} \approx 60$ eV. Než tohoto prahu však sonda dosáhne, dojde většinou k zapálení oblouku (viz další bod), které měření znehodnotí docela.
- Napětí na sondě se významně nemění s časem, a zvláště nevykazuje skoky k nule. Ty jsou známkou zapálení vodivého oblouku mezi sondou a plazmatem a znehodnocují signál proudu I_{sat} (Obr. 3.6). K takové situaci dochází v případech, kdy na sondu dopadá silný tepelný tok, tedy především u hlubokých zásunů či u výbojů s vysokým proudem plazmatu I_p . Je třeba poznamenat, že současně se zapálením oblouku na sondě měřící I_{sat} se typicky objevuje i silný vysokofrekvenční šum na ostatních signálech měřených na stejně sondové hlavici, což je třeba brát v úvahu při jejich analýze.

2.1.2 Ball-pen sonda

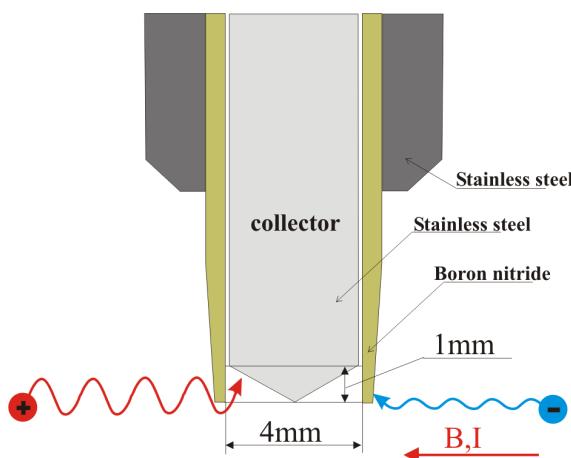
Ball-pen sonda má značně kratší historii než Langmuirova sonda a její používání není dosud tak rozšířeno. V principu ball-pen sonda vypadá a funguje podobně jako Langmuirova sonda, ale vodič nevyčnívá nad povrch hlavice reciproké sondy, nýbrž je v zapuštěn v trubičce z dielektrického materiálu (viz Obr. 2.6). Tato konfigurace byla původně zamýšlena jako fyzické odstínění elektronů. Poloměr Larmorova orbitu je u elektronů řádově menší než u iontů (v podmírkách u separatrix na tokamaku COMPASS je to konkrétně $r_{Le} \approx 11 \mu\text{m}$ a $r_{Li} \approx 230 \mu\text{m}$), takže elektrony na magnetických siločarách blízko ústí stínícího válce nedopadnou na povrch sondy, zatímco ionty ano. Výsledkem mělo být vyrovnaní iontového a elektronového toku na sondu, čímž se v rovnici (2.2) vynuluje koeficient α . Na sondě se tak ustanoví nikoli plovoucí potenciál V_f , ale přímo potenciál plazmatu Φ .



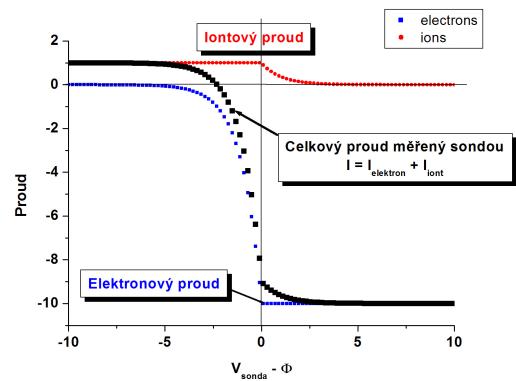
Obrázek 2.4: Splnění podmínky $V_{bias} \ll V_f$.
Shot 6877.



Obrázek 2.5: Radiální pozice HRCP, shot 6877.



Obrázek 2.6: Schéma ball-pen sondy.
Převzato z [23].



Obrázek 2.7: Voltampérová charakteristika LP. Převzato z [24].

Experimentální měření však ukazují, že velké množství elektronů se dostává i poměrně hluboko dovnitř stínící trubičky, mnohem dál než by odpovídalo jejich Larmorovu poloměru [25]. Takováto jednoduchá geometrická interpretace tedy pravděpodobně neodpovídá realitě. Za fungováním ball-pen sondy může stát spíše vznik self-konzistentních elektromagnetických polí u ústí stínění. Nicméně plovoucí potenciál V_{BPP} ball-pen sondy je potenciálu plazmatu Φ stále poměrně blízký. Měření ampérvoltové charakteristiky ball-pen sondy ukazuje [26], že pro deuteriové plazma platí

$$V_{BPP} = \phi - \alpha_{BPP} T_e, \quad (2.3)$$

kde $\alpha_{BPP} = (0,6 \pm 0,3)$. V následujícím textu vliv teploty v (2.3) zanedbáme a budeme předpokládat, že plovoucí potenciál ball-pen sondy je identický potenciálu plazmatu Φ . Zároveň je však nutno upozornit, že koeficient α_{BPP} bude zahrnut do vzorce pro výpočet elektronové teploty, uvedeného v následující kapitole.

2.1.3 Měření elektronové teploty

Pro plovoucí potenciál Langmuirovy sondy a ball-pen sondy platí vztahy stejného tvaru:

$$V_{sonda} = \Phi - \alpha_{sonda} T_e,$$

kde koeficient α_{sonda} je pro každou sondu jiný. Je-li tak k dispozici současné a soumístné měření obou plovoucího potenciálu BPP i LP, můžeme vypočítat lokální elektronovou teplotu T_e jako

$$T_e = \frac{V_{BPP} - V_f}{\alpha_{LP} - \alpha_{BPP}} = \frac{V_{BPP} - V_f}{2,2}. \quad (2.4)$$

Rychlosť měření elektronové teploty touto pasivní metodou je omezena pouze rychlosťí sběru dat. Umožňuje tak měřit fluktuace T_e s časovým rozlišením $0,2 \mu\text{s}$ (vzorkovací frekvencí 5 MHz). Nabízí se srovnání s jinou, široce rozšířenou technikou měření elektronové teploty, a to pomocí proměřování voltampérové charakteristiky rozmitané Langmuirovy sondy.

Voltampérová charakteristika Langmuirovy sondy (Obr. 2.7) rozšiřuje princip popsaný v kap. 2.1.1. Proud z plazmatu dopadající na sondu má dvě složky, iontový a elektronový, a podle napětí přivedeného na sondu je část obou příspěvků odstínována, až jde pouze o iontový, popř. elektronový nasycený proud. Tvar ideální voltampérové charakteristiky [19]

$$I(V_{bias}) = I_{sat} \left(1 - \exp \left(\frac{V_{bias} - V_{fl}}{T_e} \right) \right) \quad (2.5)$$

(zde v oblasti iontově nasyceného proudu) přitom závisí na elektronové teplotě T_e . Proměřovat ho lze pomocí rozmitání sondy, tedy přivádění napětí pilovitého tvaru o frekvenci $f \sim 1 \text{ kHz}$. Na každém z úseků monotónního napětí pak lze nafigurovat voltampérovou charakteristiku vztahem (2.5) a z parametrů fitu získat elektronovou teplotu.

Měření elektronové teploty rozmitanou Langmuirovou sondou má několik nevýhod. První je omezené časové rozlišení. Při vysokých frekvencích rozmitání se projevují kapacitní efekty a objevuje se hystereze, čímž se znehodnocuje tvar voltampérové charakteristiky [19]. Druhá nevýhoda spočívá v inherentní statistické chybě při určování veličiny coby parametr fitu. Není výjimkou, že relativní chyba překračuje 100 %. V těchto ohledech může měření elektronové teploty pomocí Langmuirovy a ball-pen sondy představovat podstatné zlepšení.

Je však třeba zmínit také to, že metoda měření elektronové teploty pomocí LP a BPP má oproti rozmítané LP nevýhodu v nesoumístnosti měření. V případě rozmítané LP se veškerá měření odehrávají v jednom bodě, zatímco mezi LP a BPP je nutně nenulová vzdálenost. V případě tokamaku COMPASS činí tato vzdálenost 8 mm, což již může být srovnatelné s prostorovou škálou fluktuací elektronové teploty napříč siločarami (1-3 cm [12]).

V této práci budou veškerá měření elektronové teploty (kromě případů, kdy bude výslově uvedeno jinak) založena na vztahu (2.4). Prostorovou chybu, kterou tak do měření zaneseme, zanedbáváme. Podobně budeme uvažovat $\Phi = V_{BPP}$ a nebudeme odečítat příspěvek elektronové teploty, neboť by se tím do výpočtu, podobně jako při určování hustoty plazmatu z iontově nasyceného proudu, zanesla chyba nesoumístnosti, která může být větší a hůře předvídatelná než chyba zanedbané elektronové teploty.

2.1.4 Měření paralelního tepelného toku q_{\parallel}

Je-li kromě plovoucí LP a BPP k dispozici ještě Langmuirova sonda v režimu I_{sat} , je možné měřit paralelní tepelný tok q_{\parallel} ,

$$q_{\parallel} = \gamma \frac{I_{sat} T_e}{S_{sonda}}, \quad (2.6)$$

kde γ je koeficient přenosu tepla do stěnové vrstvy. Pro účely této práce budeme uvažovat $\gamma = 7$ [27]. Platí stejná výhrada k soumístnosti měření jako v předchozím odstavci.

2.1.5 Měření poloidálního elektrického pole

Jak je zřejmé z Obr. 2.2, sondy BPP1 a BPP2 jsou od sebe odděleny vzdáleností $\Delta = 8$ mm ve směru osy Z. To umožňuje odhadnout vertikální elektrické pole jako

$$E_Z = \frac{V_{BPP1} - V_{BPP2}}{\Delta}$$

za předpokladu, že variace potenciálu plazmatu a elektronové teploty se dějí na větších prostorových škálách než Δ . V důsledku zakřivení magnetických povrchů však obě sondy neleží na stejném magnetickém povrchu a v důsledku se do E_Z promítá také složka E_r , která však kvůli řádově většímu E_r není zanedbatelná. Na tento fakt byla provedena korekce

$$E_p = \frac{V_{BPP1} - V_{BPP2}}{\Delta} - E_r \frac{d}{\Delta}, \quad (2.7)$$

kde $d = 1$ mm je odhad vzdálenosti magnetických povrchů, na kterých sondy leží.

Jak je znázorněno na Obr. 1.10, ze znalosti velikosti magnetického pole B a E_p můžeme odhadnout rychlosť $\vec{E} \times \vec{B}$ driftu plazmatu v radiálním směru vztahem

$$v_r = \frac{E_p}{B}. \quad (2.8)$$

Ze vzorce

$$\Gamma_r = n v_r \quad (2.9)$$

pak lze určit radiální tok částic Γ_r .

2.1.6 Měření radiálního elektrického pole

Z radiálního profilu potenciálu plazmatu lze odvodit velikost radiálního elektrického pole jako

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

Tuto veličinu budeme approximovat radiální derivací plovoucího potenciálu ball-pen sondy

$$E_r = -\frac{d}{dr}V_{BPP}. \quad (2.10)$$

Podle vzorce (1.10) pak lze určit poloidální složku rychlosti plazmatu nebo tzv. *shearing rate* $\frac{d}{dr}v_p$, charakterizující účinnost poloidálních stržných toků.

2.2 Další diagnostiky

Následuje výčet použitých diagnostik, které nejsou ukotveny na reciproké sondě.

2.2.1 Thomsonův rozptyl

Měření elektronové teploty Thomsonovým rozptylem [28] [29] se na tokamaku COMPASS provádí podél vertikální osy Z na $R_{TS} = 0,557$ m, tedy na téměř stejné radiální pozici jako vertikální reciproká sonda. Systém se aktuálně sestává ze dvou Nd:YAG laserů, každý s 1,5 J energií a délhou pulzu 7 ns s opakovací frekvencí 30 Hz. Lasery mohou do plazmatu střílet buď současně, nebo s libovolným časovým zpožděním. V nejpoužívanější konfiguraci se výstřely laserů pravidelně střídají a poskytují tak data s frekvencí 60 Hz. Systém se sestává ze dvou objektivů, centrálního a okrajového, a umožňuje tak měření elektronové teploty a hustoty v centrální části plazmatického sloupce s vertikálním rozlišením ~ 10 mm a v okrajové části plazmatu (často včetně části SOL) s rozlišením ~ 3 mm. Díky dostupnosti měření okrajové teploty se tak nabízí jeho srovnání s elektronovou teplotou měřenou na VRCP [30].

2.2.2 Jiné

Kromě uvedených jsou v této práci použity i jiné diagnostiky, avšak jejich principem se zde nebudeme detailněji zabývat. Jedná se především o měření těchto veličin:

- proud plazmatem I_p (měřený Rogowského cívou) - signál `I_plasma`
- průměrná hustota podél chordy interferometru n - signál `line_averaged_density`
- toroidální složka magnetického pole měřená na toroidální ose plazmatického sloupce - signál `B_vac_R_mag`
- radiální poloha toroidální osy plazmatického sloupce - signál `R_mag_axis`
- elektronová teplota z Thomsonova rozptylu a její chyba - signály `Te` a `Te_err`

Kapitola 3

Experimentální výsledky

V rámci této práce byla zpracována databáze shotů tokamaku COMPASS (COMPASS Database, CDB; současně přes 10 000 shotů) s cílem nalézt a kvantitativně popsat jevy týkající se transportu v okrajovém plazmatu, uvedené v teoretické části. Před uvedením vlastních výpočtů a jejich výsledků bude popsán způsob, jakým byla data zpracována.

3.1 Zpracování surových experimentálních dat

Na práci s databází jsem vytvořila knihovnu modulů v jazyce Python, využívající již existujících modulů na přístup do databáze. Surová experimentální data jsou uzavřena v instanci třídy CDBsignal a obsahují (mimo jiné) tyto údaje a veličiny:

1. `name` - název signálu
2. `file_ref['record_number']` - číslo shotu
3. `time_axis.data` - časová osa v milisekundách
4. `data` - data naměřená diagnostikou v daných časech
5. `units` - jednotky dat

Např. při statistickém zpracování fluktuací není nutné na signálu načteném z databáze cokoli měnit. Existují však tři operace, které byly se signálem často třeba provést před jeho vyhodnocením, a to odstranění offsetu, vyhlazení frekvenčním filtrem a přidání radiální osy.

3.1.1 Odstranění offsetu

Veličiny V_{BPP} , V_f a I_{sat} jsou ze své fyzikální podstaty nulové, nenalézá-li se měřicí sonda v plazmatu. Proto je nutné signály diagnostik, které tyto veličiny měří, v případě, že obsahují nenulový offset, posunout na nulovou hodnotu před začátkem výboje.

Tento offset je spočten jako aritmetický průměr hodnot signálu za prvních 20 ms měření. Tato doba byla zvolena s ohledem na to, že sběr sondových dat začíná typicky více než 50 ms před začátkem samotného výboje.

Ve vzácných případech se může stát, že signál diagnostiky, kterému byl odstraněn offset na začátku, se po skončení měření nevrátí na nulu. Důvodem je posunutí "nulové hodnoty" signálu během výboje, avšak je obtížné zjistit, kdy taková změna nastala a o kolik se nulová hodnota posunula. Z tohoto důvodu byla u signálů `BPP1_floating`, `BPP2_floating`, `LP1_floating`, `LP2_Isat_current`, `BPP_top_voltage`, `LP_top_voltage` (v režimu V_f) a `LP_top_current`

provedena kontrola na nulovost offsetu po skončení měření a nevyhovující signály byly vyřazeny ze zpracování.

3.1.2 Vyhlazení signálu lowpass filtrem

Při zkoumání fyzikálních jevů odehrávajících se v řádu milisekund (jako např. pomalý průběh potenciálu BPP daný pohybem sondy po jeho prostorovém průběhu) je třeba signál nejprve vyhladit. K tomuto účelu byl využit Butterworthův frekvenční filtr rádu 6 s nulovým fázovým posunem. Cut-off frekvence byla zvolena jako 200 Hz. Touto volbou se dostatečně potlačí sawtooth oscilace (typicky na 400 Hz [3]), avšak zároveň se nedeformuje tvar střední hodnoty. Z kvantitativního hlediska: pohybuje-li se sonda rychlostí v a charakteristická radiální prostorová škála měřené veličiny je L , pak musí $f_{cut-off} > \frac{v}{L}$. Při řádovém odhadu rychlosti reciproké sondy $v \sim 1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ a typického rozmezru blobů $L \approx 1 \text{ cm}$ nabývá kritérium podoby $f_{cut-off} > 100 \text{ Hz}$.

Je nutno ještě poznamenat, že řád filtru 6 postačuje na zjištění makroskopického průběhu střední hodnoty, ale nedostačuje, pokud se signál dále derivuje. V sekci o určování rychlostního střihu v plazmatu poblíž separatrix, kde je třeba dvakrát derivovat potenciál podle radiální polohy, proto používám po každé derivaci Butterworthův filtr rádu 30 s $f_{cut-off} = 200 \text{ Hz}$.

3.1.3 Přidání radiální osy

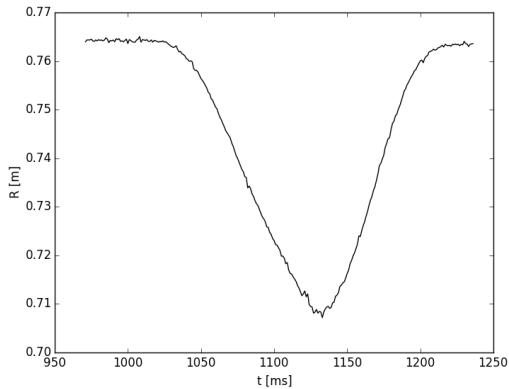
Ve vztahu k fyzice plazmatu není ani tak důležitý časový průběh veličin během reciprokování jako jejich radiální profil. Pozice radiálních sond je uložena v databázi tokamaku COMPASS v signálech `rcp_position_horizontal` u HRCP, `rcp_position_vertical` u VRCP a `vert_remap` u VRCP namapované pomocí EFITu na midplane. Tyto signály mají vzorkovací frekvence 1 kHz (pozice je udána každou milisekundu) a než je lze použít jako radiální osu pro signál z reciproké sondy, je nutno je vyhladit a rozšířit na vyšší vzorkovací frekvenci.

Typický časový průběh `rcp_position_horizontal` vidíme na Obr. 3.1. Díky nízké vzorkovací frekvenci a nepřesnosti v měření je signál "zubatý", což by při použití coby osy x způsobilo skoky linie grafu do stran. Při vyhlažování byl použit následující postup:

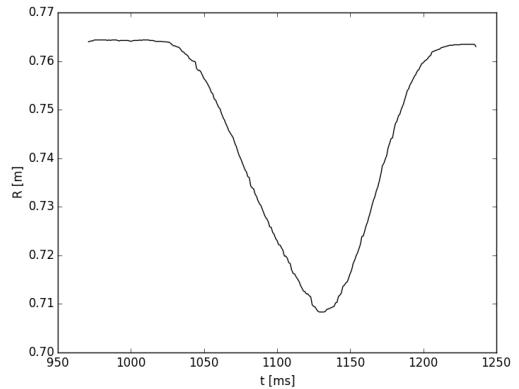
1. Pokud jsou v datech radiální polohy přítomny NaN (NaN - Not a Number, často vzniká v signálu `vert_remap` jako důsledek divergence EFITu), jsou nahrazeny nejbližší neNaNou hodnotou.
2. Na data radiální polohy je aplikován 11-bodový mediánový filtr [31]. Ten odstraní náhodné, krátké píky, viz Obr. 3.2.
3. Data jsou naftována kubickým splinem [32]. Jako toleranci odchylky byla použita hodnota $\sum_t (fit(t) - data(t))^2 < 5 \cdot 10^{-5}$, což představuje dobrý kompromis mezi vyhlažením a shodou s makroskopickým tvarem signálu (viz Obr. 3.3). Vzniklý spline je funkce (zde času), a tedy její aplikací na časovou osu signálu, který je třeba převést na radiální, získáme radiální osu stejně vzorkovací frekvence.

3.1.4 Hranice doby, kdy se reciproká sonda nalézá v plazmatu

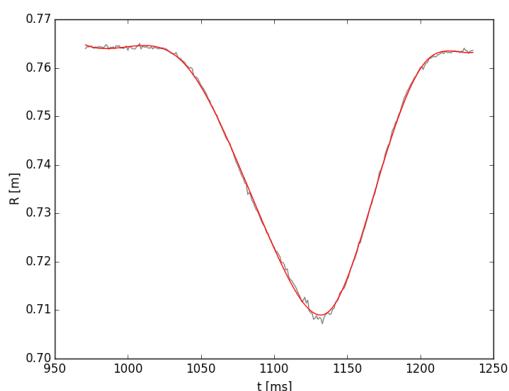
Jeden z důležitých údajů týkajících se veličin měřených na reciproké sondě je časový interval, kdy se sonda nalézá v plazmatu. Na časovém průběhu měřených signálu lze tuto fázi většinou rozpoznat podle charakteristického souměrného tvaru (viz např. Obr. 2.4) daného tím, že se radiální profil měřené veličiny promítá pohybem sondy na časovou osu symetricky při zásunu



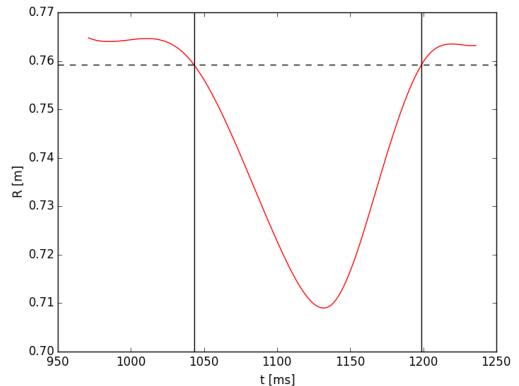
Obrázek 3.1: Surový signál `rcp_position_horizontal`. Shot 8290.



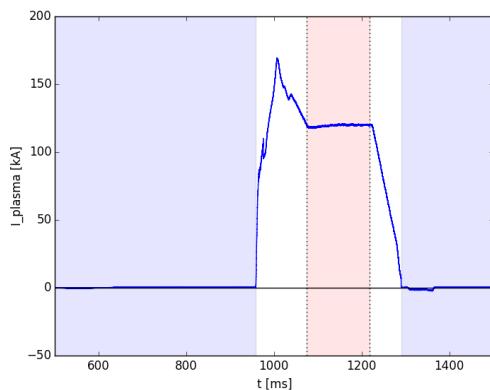
Obrázek 3.2: Stejný signál po aplikaci 11-bodového mediánového filtru.



Obrázek 3.3: Fit kubickým splinem (červeně). Surový signál šedě pro srovnání.



Obrázek 3.4: Vyhlazená pozice se znázorněnými hranicemi doby sondy v plazmatu (nepřerušovaně) a prahem pro zjištění těchto hranic (čárkovaně).



Obrázek 3.5: Tři oblasti konstantního proudu v I_{plasma} , flat top červeně. Shot 8288.

a návratu sondy. Při automatickém testování signálů, popsaném v následujícím odstavci, je však udání doby sondy v plazmatu nutné pro přesné vyhodnocování.

Hranice doby, kdy se sonda nalézá v plazmatu, byly automaticky detekovány splněním kritéria, zda se zhlazená pozice sondy $R(t)$ nalézá pod prahem

$$R_{prah} = \max R(t) - \frac{1}{10} (\max R(t) - \min R(t)).$$

Konkrétní podoba splnění tohoto kritéria je vykreslena na Obr. 3.4. Práh R_{prah} (přerušovaná vodorovná čára) se na první pohled může zdát zbytečně nízko položený, neboť pohyb sondy začíná již přibližně o 30 ms dříve, než vyhlazená trajektorie sondy klesne pod R_{prah} . Je však třeba mít na paměti, že na začátku pohybu se reciproká sonda nalézá v portu, kde se žádná fyzikální měření (kromě dříve zmíněného určení offsetu) neodehrávají. Navíc se v první polovině své dráhy HRCP nachází ve stínu stěny (VRCP dokonce po většinu své dráhy), takže zvolení poněkud nižšího R_{prah} nemá na množinu hodnotných dat, měřených především v hlavní SOL a uvnitř separatrix, negativní vliv.

Prahové kritérium bylo doplněno vizuální kontrolou a výsledné hraniční časy byly uloženy do vytvářené databáze sondových dat pro pozdější využití. U shotů s dvojitou reciprokací byl do databáze zahrnut pouze první zásun. Výsledné dvojice (t_1, t_2) pro vstup sondy do plazmatu a výstup z něj byly hojně používány při numerickém testování důvěryhodnosti signálů a hlavně při hromadném vykreslování časových i radiálních průběhů. Příklad je znázorněn svislými čarami na Obr. 3.7 a na mnoha dalších místech v této práci.

3.1.5 Hranice flat topu

Jak bylo zmíněno v kap. 1.2, na tokamaku COMPASS existuje (ve standardním shotu s dobře rozvinutým plazmatem) časový úsek, kdy je proud plazmatem téměř konstantní, tzv. flat top. Během této doby lze předpokládat, že se plazma v oblasti měření reciproké sondy téměř nemění a radiální profil tak lze považovat za naměřený v jednom časovém okamžiku. Zásun sondy však neprobíhá vždy během flat topu, a tak je žádoucí hranice flat topu zjistit a při všech měřeních považovat za směrodatná pouze data naměřená uvnitř nich.

Krátce nastíníme automatický algoritmus na hledání flat topu. Na Obr. 3.5 vidíme typický průběh signálu I_{plasma} s vyznačenými třemi oblastmi, kde je derivace proudu nízká až téměř nulová. Algoritmus probíhá následujícím způsobem:

1. Vyhladit signál I_{plasma} klouzavým průměrem s oknem délky 25 ms.
2. Signál zdiferencovat na dI (tedy odečíst od sebe přilehlé hodnoty bez dělení dt) a najít souvislé úseky dlouhé alespoň 50 ms, na kterých je $\forall t : |dI(t)| < 0,2 \text{ A}$.
3. Pokud byly nalezeny právě tři úseky s nízkou derivací, prostřední z nich je označen za flat top.

Tento algoritmus je poměrně jednoduchý, a u méně standardních shotů tak není schopen detekovat hranice flat topu zcela správně. V této práci proto byly u všech prezentovaných data hranice flat topu ověřeny také vizuálně. Do budoucna je v plánu seznam hraničních časů flat topu zdokonalit (např. implementací frekvenčního filtru místo klouzavého průměru) a dovést do stejného stadia spolehlivosti jako hranice doby, kdy se reciproká sonda nalézá v plazmatu.

3.1.6 Databáze důvěryhodných signálů

Při vyhodnocování experimentálních dat je vhodné pracovat s co největší množinou údajů, aby závěry byly co nejvíce důvěryhodné. V kontextu práce s databází tokamaku COMPASS nabývá tento požadavek tvaru, znát čísla všech shotů, kde daná diagnostika měří správně. Pro tento účel byla množina všech shotů roztríděna na "dobré" a "špatné" vzhledem k měření těchto signálů:

- HRCP
 - ball-pen sondy: BPP1_floating, BPP2_floating
 - Langmuirova sonda v režimu V_f : LP1_floating
 - Langmuirova sonda v režimu I_{sat} : LP2_Isat_voltage, LP2_Isat_current
- VRCP
 - ball-pen sonda: BPP_top_voltage
 - Langmuirova sonda v režimu V_f : LP_top_voltage
 - Langmuirova sonda v režimu I_{sat} : LP_top_voltage, LP_top_current

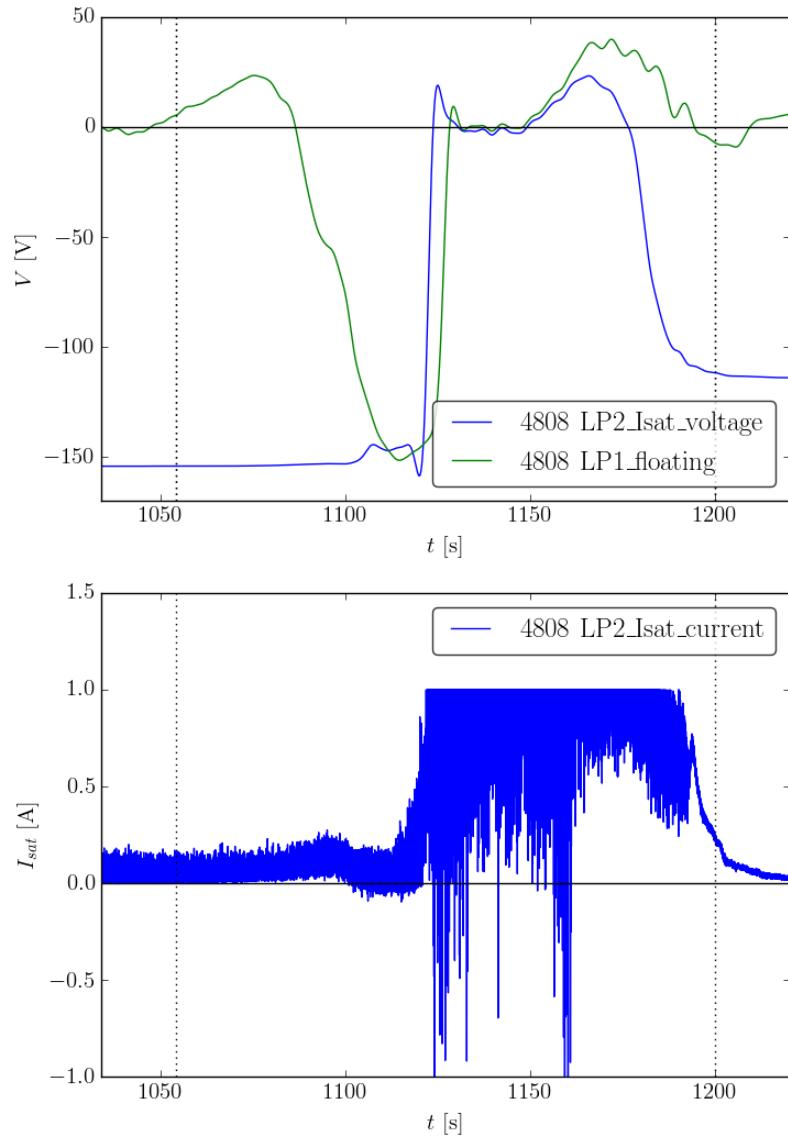
(Připoměňme, že zatímco na HRCP je možné současné měření plovoucího potenciálu V_f na LP1 a iontově nasyceného proudu na LP2, na VRCP to možné není, protože se na ní nalézá pouze jedna Langmuirova sonda.)

Postup verifikace byl pro všechny signály obdobný. Jako příklad uvedeme ověřování důvěryhodnosti signálu I_{sat} na HRCP.

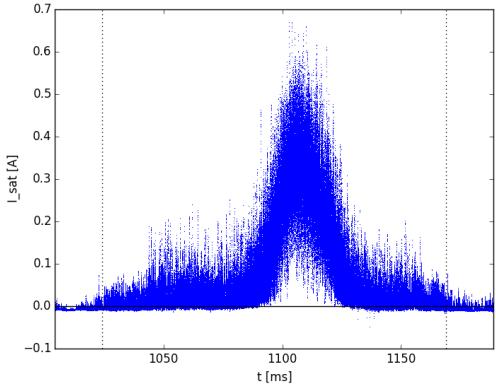
V prvním kroku byl použit numerický test. Jak už bylo řečeno v kap. 2.1.1 o měření Langmuirovou sondou, aby měření iontově nasyceného proudu bylo plnohodnotné, musí být napětí na sondě LP_Isat_voltage konstantní na hodnotě alespoň 100 V pod plovoucím potenciálem. Numerický test měl tedy následující podobu.

1. Test na nízké napětí V_{bias} aplikované na sondu - průměr signálu v prvních 10 ms měření (tedy před začátkem výboje) je pod -150 V.
2. Test na skoky k nule - signál LP_Isat_voltage je vyhlazen lowpass filtrem s frekvencí 200 Hz a testuje se, zda jeho maximum přesáhne -100 V. (Zřejmě nesplnění této podmínky je znázorněno na Obr. 3.6.)
3. Test vůči plovoucímu napětí - signál LP1_floating je vyhlazen lowpass filtrem s frekvencí 200 Hz a testuje se, zda je jeho minimum alespoň 100 V nad průměrnou hodnotou LP_Isat_voltage během celého zásunu sondy. V časech $t \approx 1100-1120$ ms lze porušení této podmínky pozorovat také na Obr. 3.6 - povšimněme si poklesu proudu v důsledku zvýšení elektronového příspěvku při nedostatečném odpuzování elektronů.

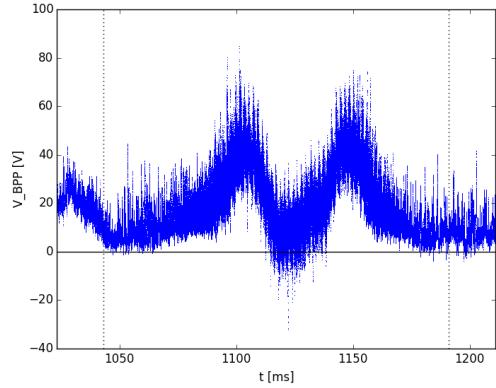
Tento numerický test nezachytí např. skoky k nule, které jsou velmi krátké nebo nepřesáhnou -100 V. Proto po numerickém testu následuje test vizuální - všechny surové signály z kategorií "dobré" i "špatné" jsou vykresleny do grafu a jejich správnost je posouzena také ručně. Jelikož signál LP2_Isat_voltage byl měřen v přibližně 1500 shotech, ale v pouze cca 300 případech z toho byl zcela v pořádku, urychlil tento numerický test výrazně kontrolu kvality signálů. Díky němu byla většina shotů zařazena do správné kategorie již před vizuální kontrolou a ručně muselo být přeřazeno pouze relativně malé množství množství shotů.



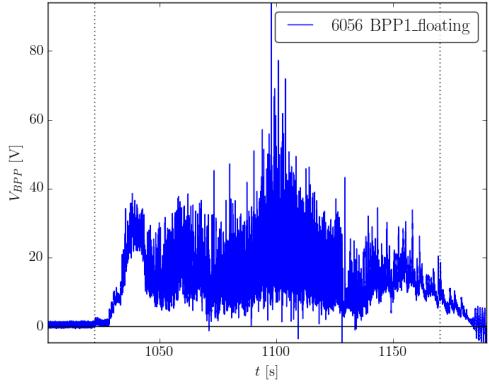
Obrázek 3.6: Signál napětí na LP1 v režimu I_{sat} s odpovídajícím iontově nasyceným proudem. V čase $t \approx 1105\text{ms}$ poklesne plovoucí napětí natolik, že dojde ke snížení iontově elektronového proudu jako důsledek nedostatečného odpuzování elektronů. O 10 ms později je pak zapálen vodivý oblouk - napětí se ustálí na nule a proud naroste do takové výše, že dojde k saturaci diagnostiky na 1 A. LP1 v režimu V_f krátce poté přejde do self-emisního módu. Shot 4808.



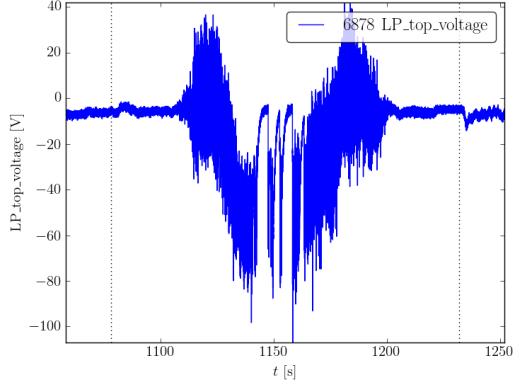
Obrázek 3.7: Typický průběh LP2_Isat_current. Tečkovaně hranice pobytu sondy v plazmatu. Shot 9788.



Obrázek 3.8: Typický průběh BPP1_floating. Tečkovaně hranice pobytu sondy v plazmatu. Shot 6879.



Obrázek 3.9: Atypický průběh BPP1_floating kvůli mělkému zásunu sondy. Shot 6056.



Obrázek 3.10: Problémy s kabeláží na VRCP demonstrované na časovém průběhu LP_top_voltage, shot 6878.

Poznamenejme, že existují druhý znehodnocení signálu (jako zapálení oblouku na LP v režimu I_{sat}), které ničí data až od jistého okamžiku dále. Do budoucna bude ohled vzat i na shody, kde k takovému znehodnocení dochází až později během reciprokace a část signálu před ním je použitelná. Ke konkrétnímu případu oblouku dodejme, že při zapálení oblouku na LP se často objeví výrazný šum na ostatních sondových signálech. V současnosti analýza shod, kde na LP v režimu I_{sat} došlo k zapálení oblouku, naznačuje, že tato deformace se týká pouze vysokofrekvenčních pásem. Oblouk tak znehodnocuje ostatní signály při zkoumání vysokofrekvenční komponenty, ale při zkoumání nízkofrekvenčních pohybů (jako radiální profil) zřejmě nemá větší vliv. Z tohoto důvodu byly ostatní signály v shotech s obloukem na LP ponechány v databázi pro nízkofrekvenční analýzu.

Výsledkem kombinace řečených testů je seznam shod, ve kterém je možné se spolehnout na dobrou kvalitu signálu LP2_Isat_voltage. Pro zkoumání transportu v SOL je však důležitý jiný signál, a to LP2_Isat_current. Typický časový průběh této veličiny vidíme na Obr. 3.7.

Dobře fungující napětí je podmínkou nutnou, nikoli postačující pro měření dobrého proudu. Proto bylo na shotech, kde LP2_Isat_voltage měří správně, provedeno ještě jedno kolo testování, tentokrát na kvalitu iontově nasyceného proudu. Numerický test se sestával z vyhlazení signálu LP2_Isat_current lowpass filtrem o frekvenci 200 Hz a testování, zda průměrná hodnota během zásunu sondy přesáhne 0,07 A a směrodatná odchylka 0,1 A. Tento první odhad byl posléze ověřen vizuální kontrolou grafů v množině "dobrých" i "špatných" shotů.

Ze všech základních diagnostik bylo testování iontově nasyceného proudu nejsložitější, neboť obnášelo netriviální kontrolu dvou signálů. Ověření potenciálu BPP a LP mělo jednodušší numerický test (podobný testu na LP2_Isat_current, pouze s jinými parametry), ale o to více práce obnášela vizuální kontrola. V některých případech, zvláště u BPP potenciálu (signály BPP1,2_floating a BPP_top_voltage), byly shoty vyřazeny na základě neregularního časového průběhu, tedy tehdy, pokud signál nevykazoval ideální symetrický tvar se dvěma lokálními maximy znázorněný na Obr. 3.8. Díky tomuto kritériu jsou dále zpracovány pouze výstřely s hlubokým zásunem, kdy sonda přešla přes lokální maximum potenciálu, které by mělo dle základní fyzikální představy prezentované v kap. 1.4.1 odpovídat magnetické separatrix. Příklad shotu vyřazeného kvůli příliš mělkému zásunu sondy a z toho vyplývající absencii lokálních maxim potenciálu je na Obr. 3.9. Jiné důvody pro odchýlení od ideálního tvaru mohou zahrnovat kupř. změnu polohy plazmatu či některého jeho parametru během reciprokace. Jelikož HRCP funguje na tokamaku COMPASS již delší dobu a shotů je sdostatek, preferována byla přísnější kontrola se zárukou kvalitních dat.

Výrazně jiná situace je však u VRCP. Ačkoli nejstarší signály z LP_top_voltage a BPP_top_voltage mají číslo shotu již 6868, vertikální sonda byla využívána méně často než sonda horizontální. Na začátku používání VRCP se také často objevovaly problémy s kabeláží (viz prudký opakováný pokles signálu k nule kolem času 1150 ms v Obr. 3.10), které mnoha signálů znehodnotily. Výsledkem je podstatně menší zásoba dobrých shotů. Na množině, kde správně měří HRCP i VRCP, v kap. 3.4 provedeme srovnání měření na dvou poloidálních úhlech.

Kombinací seznamů kvalitních shotů z výčtu výše byly určeny seznamy shotů, které jsou vhodné pro výpočet odvozených veličin jako elektronová teplota, paralelní tepelný tok ad., viz Tab. 3.1. V této práci jsou použita pouze data z shotů v těchto ověřených seznamech. (Kromě zřejmých výjimek, kdy je demonstrován špatně naměřený signál.) Další signály (jako proud plazmatem I_plasma nebo elektronová hustota line_averaged_density) prosly vizuální kontrolou pouze u shotů, kde byly přímo potřeba, ale povšechné ověření jako u signálů z reciprokých sond provedeno nebylo.

Závěrem kapitoly je třeba podotknout, že na HRCP i VRCP se měří více signálů, než je zmíněno ve výčtu verifikovaných signálů. Mimo jiné byly např. z následujícího zpracování vynechány signály BPP3_floating a LP2_floating. Měření třetí ball-pen sondy není vzhledem k přítomnosti signálů ze zbylých dvou BPP pro dále uvedené výpočty potřebné a množství shotů, kde LP2 měří plovoucí potenciál, je relativně malé (20 výstřelů oproti cca 200 na LP1). Zahrnutí těchto signálů do dalšího zpracování je však do budoucna plánováno.

3.2 Rozbor veličin měřených na HRCP

V první části experimentálních výsledků budou veličiny měřené na horizontální reciproké sondě popsány ze dvou úhlů: z nízkofrekvenčního hlediska jako radiální profily a z vysokofrekvenčního hlediska jako radiálně proměnné fluktuace. Poznatky obou sekcí se budou doplňovat s cílem nalézt a popsat vlastnosti turbulentního transportu v SOL tokamaku COM-

	HRCP		VRCP	
diagnostika	signály	# shotů	signály	# shotů
ball-pen sonda	BPP1_floating	241	BPP_top_voltage	60
	BPP2_floating	356	-	-
LP, režim I_{sat}	LP2_Isat_voltage	52	LP_top_voltage	22
	LP2_Isat_current		LP_top_current	
LP, režim V_f	LP1_floating	101	LP_top_voltage	20
T_e	BPP1_floating	62	BPP_top_voltage	12
	LP1_floating		LP_top_current	
q_{\parallel}	BPP1_floating			
	LP1_floating		-	-
	LP2_Isat_voltage			
	LP2_Isat_current	24		
$E_r, v_p, \frac{d}{dr}v_p$	BPP1_floating	241	BPP_top_voltage	60
E_p, v_r	BPP1_floating	217	-	-
	BPP2_floating			

Tabulka 3.1: Tabulka shrnující počet dobrých shotů pro jednotlivé veličiny.

PASS.

3.2.1 Radiální profily

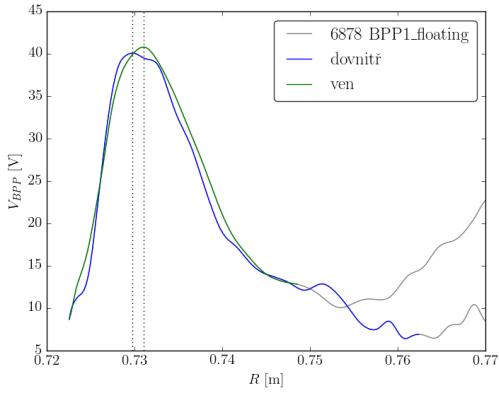
Z množiny, kde správně měří BPP1_floating, BPP2_floating, LP1_floating a LP2_Isat_current, byl vybrán shot 6878, na němž budeme demonstrovat charakteristický tvar profilů veličin měřených na HRCP. Shot 6878 byl L-mód v divertorové konfiguraci s $I_p = 180$ kA a $n \approx 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ během flat topu.

Na Obr. 3.11 - 3.15 jsou vykresleny zmíněné čtyři signály z HRCP, vyhlazené lowpass filtrem s frekvencí 200 Hz. Zmiňme se o několika fyzikálně zajímavých vlastnostech, které tyto profily vykazují:

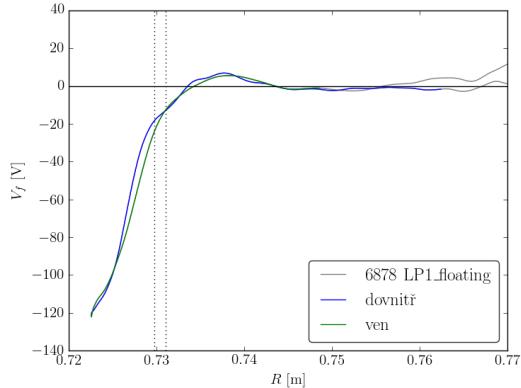
- Potenciál ball-pen sondy směrem z plazmatu stoupá, projde maximem a opět klesá, jak bylo předpovězeno v kap. 1.4.1. Tato skutečnost sama naznačuje, že předpoklady učiněné v této kapitole o plazmatu tokamaku COMPASS nebyly daleko od reality. Magnetická rekonstrukce kódem EFIT++ ve studovaném shotu však udává pozici separatrix na $R \approx 0,71$ m, tedy o 2-2,5 cm více uvnitř. Tento nesoulad budeme více diskutovat v kap. 3.3.4.

Polohu a výšku maxima potenciálu lze lehce detektovat, což umožňuje statistické zpracování široké množiny shotů. Více v kap. 3.3.

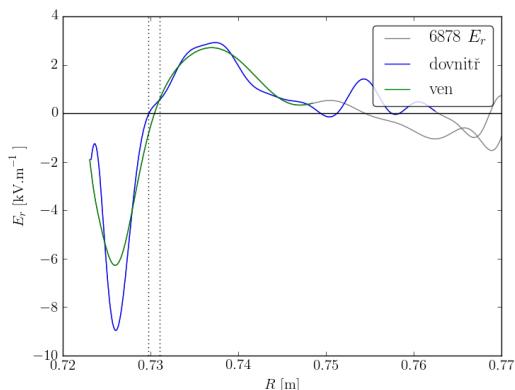
- Potenciál ball-pen sondy (a tedy i potenciál plazmatu) zřejmě není roven plovoucímu potenciálu V_f . Důvodem je příspěvek kladné elektronové teploty T_e k plovoucímu potenciálu dle vztahu (2.3). Φ a V_f jsou tedy dvě rozdílné fyzikální veličiny, které nemohou



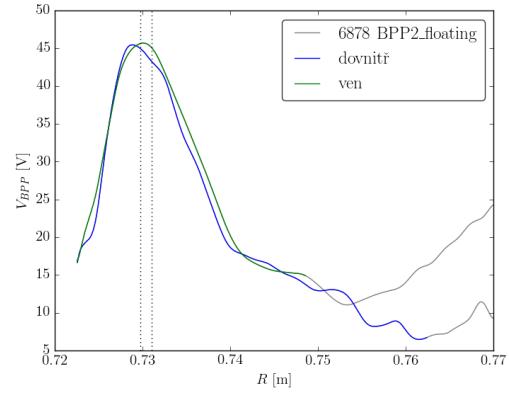
Obrázek 3.11: Plovoucí potenciál BPP1, barvě měření během flat topu, tečkovaně vyznačena poloha maxim BPP1_floating. Shot 6878.



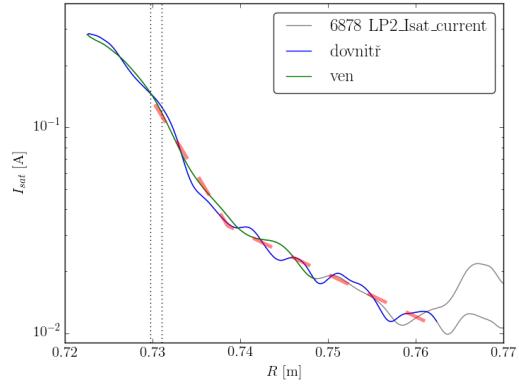
Obrázek 3.12: Plovoucí potenciál V_f .



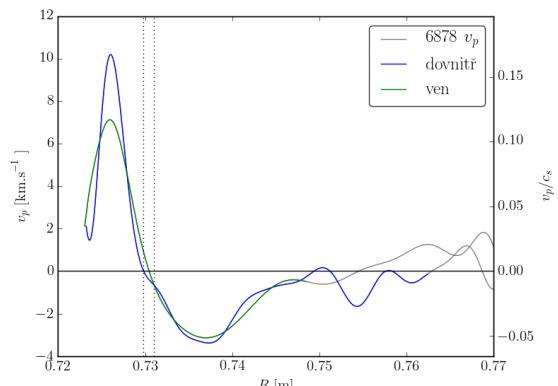
Obrázek 3.13: Radiální elektrické pole E_r .



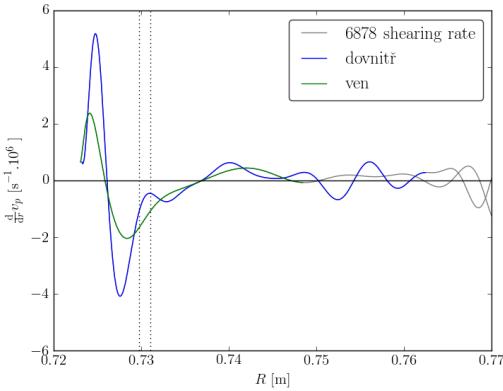
Obrázek 3.14: Plovoucí potenciál BPP2. Shot 6878 (dále stejně).



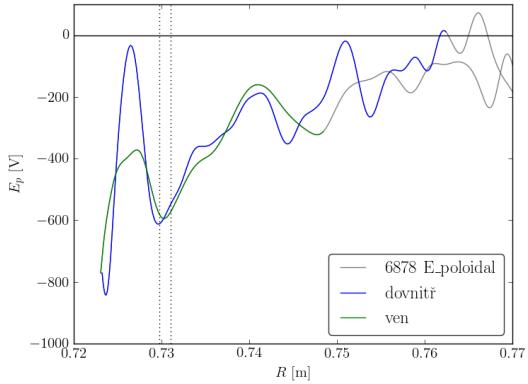
Obrázek 3.15: Iontově nasycený proud I_{sat} . Ručně přikreslená čárkovaná linie naznačuje zlom v profilu pro lepší orientaci čtenáře.



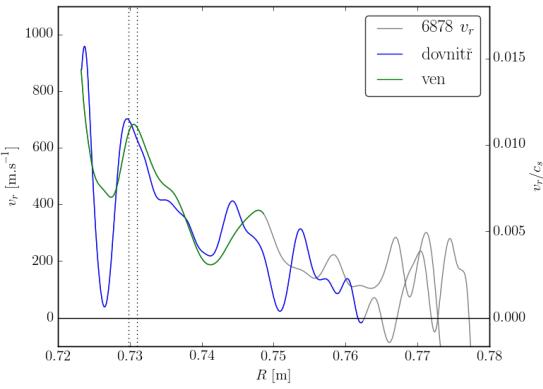
Obrázek 3.16: Poloidální rychlosť v_p . Pravá osa y normována na iontozvukovou rychlosť $c_s = 61 \text{ km.s}^{-1}$ (1.2).



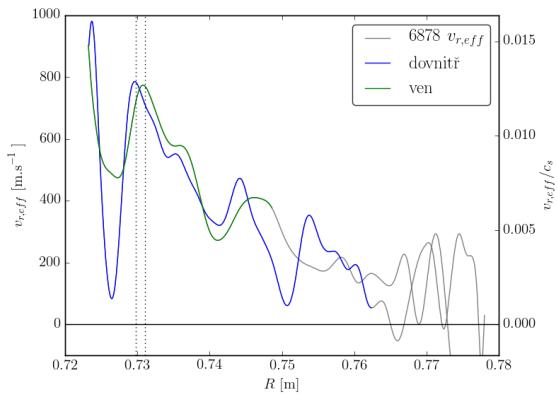
Obrázek 3.17: Shearing rate $\frac{d}{dr} v_p$.



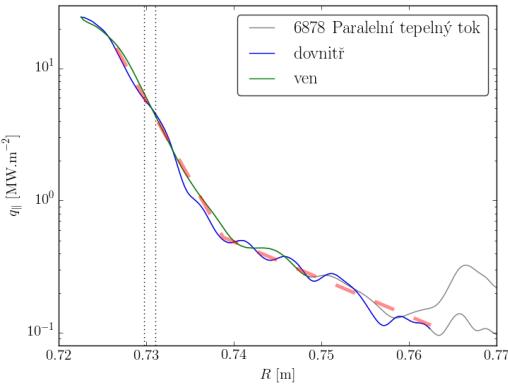
Obrázek 3.20: Poloidální elektrické pole E_p .



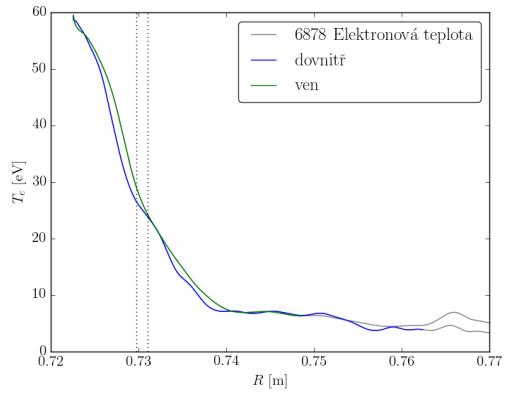
Obrázek 3.18: Radiální rychlosť v_r . Pravá osa y normována na iontozvukovou rychlosť $c_s = 61 \text{ km.s}^{-1}$ (1.2).



Obrázek 3.21: Efektívni radiálne rychlosť $v_{r,eff}$. Pravá osa normována na iontozvukovou rychlosť $c_s = 61 \text{ km.s}^{-1}$ (1.2).



Obrázek 3.19: Paralelní tepelný tok q_{\parallel} . Ručně přikreslená čárkovana linie naznačuje zlom v profilu pro lepší orientaci čtenáře.



Obrázek 3.22: Elektronová teplota T_e .

být zaměňovány, ačkoliv se tento předpoklad v literatuře často z nedostatku přímých měření potenciálu plazmatu používá.

- Profil iontově nasyceného proudu vykazuje na $R \approx 0,735$ m charakteristický zlom. Jelikož je osa y v logaritmickém měřítku, je dobře vidět, že v obou částech je pokles zhruba exponenciální, exponenciální šířka profilu se však skokově změní. Ve studovaném výboji se tento zlom nachází $\approx 0,5$ cm vně od pozice maxima potenciálu. Přítomnost obdobného zlomu byla již dříve dokumentována např. na tokamaku TCV [33] a jeho pozice odlišuje tzv. blízkou (near) a vzdálenou (far) SOL.

Na Obr. 3.13 - 3.22 je vykresleno sedm odvozených veličin: radiální elektrické pole E_r (2.10), poloidální rychlosť v_p (1.10), *shearing rate* $\frac{d}{dr}v_p$, poloidální elektrické pole E_p (2.7), radiální rychlosť v_r (2.8), efektivní radiální rychlosť konvekce

$$v_{r,eff} = \frac{\langle v_r I_{sat} \rangle}{\langle I_{sat} \rangle}, \quad (3.1)$$

paralelní tepelný tok $q_{||}$ (2.6) a elektronová teplota T_e (2.4).

Výpočet E_r , v_p a *shearing rate* je jediné místo v této práci, kdy je před každou derivací použit frekvenční filtr s $f_{cutoff} = 200$ Hz rádu 30. Radiální polohu jsem nevyhlazovala více, než je uvedeno v kap. 3.1.3. Z důvodu časové stagnace R v blízkosti nejhlubšího zásunu sondy (viz Obr. 3.3) však musela být část signálu z E_r odstraněna, neboť dělení $dR \approx 0$ způsobovalo divergenci E_r .

Profil E_r potvrzuje přítomnost vrstvy střížných poloidálních toků (*velocity shear layer*), ve které může docházet k poloidálnímu protažení blobů a nakonec i jejich roztržení. Maximálního efektu, měřeného jako extrém *shearing rate* $|\frac{d}{dr}v_p| \approx 2-4 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$, je dosaženo při co největším spádu E_r . Poznamenejme, že získaná hodnota je v řádovém souhlasu s měřením *shearing rate* na tokamaku CASTOR pomocí korelační metody ($\max \frac{d}{dr}v_p \approx 1 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ [34]). Dle řádového odhadu budou takovou střížnou vrstvou ovlivněny struktury, jejichž doba pobyt ve vrstvě je $t \gg 1/(\frac{d}{dr}v_p) \approx 0,2 - 0,5 \mu\text{s}$.

Poloidální elektrické pole E_p bylo spočteno podle vzorce (2.7) s následným vyhlazením frekvenčním filtrem. Z něj plyne $\vec{E} \times \vec{B}$ driftem konvektivní radiální rychlosť blobů v_r . Vidíme, že v_r je v rádu $\sim 100-1000 \text{ m.s}^{-1}$, což je v souladu s daty měřenými na jiných tokamacích [12]. Vidíme pomalý útlum v_r se vzdalováním od hlavního sloupce plazmatu, jenž je očekávaný s disipací potenciálu turbulentních struktur podél magnetických siločar.

Podobnou vypovídací hodnotu má efektivní radiální rychlosť $v_{r,eff}$, daná rovnicí (3.1), kde středování $\langle \cdot \rangle$ má význam lowpass filtru o frekvenci 200 Hz. Fyzikální smysl této opravy je takový, že místo střední rychlosti zkoumáme střední tok častic $\Gamma = v_r n$. V našich podmínkách pro jednoduchost nahrazujeme hustotu n iontově nasyceným proudem I_{sat} , jenž je jí při zanedbání teplotních fluktuací úměrný. Na Obr. 3.21 vidíme účinek přechodu k $v_{r,eff}$: mírné zvednutí celého profilu naznačuje, že radiálně ven se šíří spíše husté struktury.

Porovnáním v_p a v_r vidíme, že rychlosti v poloidálním směru jsou přibližně o řád vyšší než ve směru radiálním. Při normování na iontozvukovou rychlosť $c_s = 61 \text{ km.s}^{-1}$ platí

$$v_r \sim 0,01 c_s \quad < \quad v_p \sim 0,1 c_s \quad < \quad v_{||} \approx 0,5 c_s.$$

Při odhadu tloušťky hlavní SOL dle Obr. 1.7 jako $d_{SOL} \approx 1 \text{ cm}$ a efektivní radiální rychlosť jako $v_{r,eff} \approx 500 \text{ m.s}^{-1}$ dostáváme řádový odhad doby, kterou plazma stráví v hlavní SOL:

$$\tau_{SOL} = \frac{d_{SOL}}{v_{r,eff}} = 20 \mu s.$$

Při porovnání s charakteristickým časem ztrát částic podél siločar $\tau_n^{SOL} \approx 100 \mu s$ (1.7) vidíme, že turbulentní struktury nestráví v hlavní SOL dostatečně dlouhý čas na to, aby se jimi nesená hustota výrazně disipovala paralelními ztrátami na divertor.

Provedeme-li stejný odhad pro stín stěny s přibližnou tloušťkou $d_{stin} \approx 3$ cm a efektivní radiální rychlosť $v_{r,eff} = 200 \text{ m.s}^{-1}$, dostaneme

$$\tau_{stin} = 150 \mu s,$$

což je už v porovnání s charakteristickým časem ztrát částic podél siločar ve stínu stěny $\tau_n^{stin} \approx 16 \mu s$ (1.8) dostatečně velká hodnota na disipaci většiny hustoty plazmatu.

Na profilu elektronové teploty je na $R \approx 0,74$ m znatelný podobný zlom jako na I_{sat} . Vzhledem k výpočtu paralelního tepelného toku q_{\parallel} (2.6) jako násobku veličin I_{sat} a T_e se tento předěl mezi blízkou a vzdálenou SOL přirozeně objevuje i na profilu q_{\parallel} .

Veličina q_{\parallel} je úměrná tepelnému výkonu přiváděnému na čtvereční metr divertoru. Z jeho radiálního průběhu je zřejmé, že divertor je v blízkosti jedné z divertorových "noh" tepelně zatěžován výrazně více než materiál v kontaktu se vzdálenou SOL. Ve stacionárním stavu je mezní kolmý tepelný tok na materiál $\approx 5 \text{ MW.m}^{-2}$ [9]. Po uvážení velmi nízkého úhlu, pod kterým siločary na tokamaku COMPASS dopadají na divertor, a předpokládaného poklesu q_{\parallel} mezi midplane a divertorem je naměřený tepelný tok více než tolerovatelný. Přítomnost blízké SOL na profilu q_{\parallel} v místě dotyku s materiélem však již může mít následky v případě větších zařízení. Např. u tokamaku ITER v nedávné době proběhla revize designu tvaru limiteru umístěného na vnitřním sloupku právě z důvodu zamezení přehřívání materiálu v důsledku dotyku s blízkou SOL [15].

3.2.2 Radiální profily statistických momentů

Signály BPP1_floating, LP2_Isat_current, elektronová teplota T_e a paralelní tepelný tok q_{\parallel} byly podrobeny statistické analýze následným postupem:

1. Signál změřený během pobytu reciproké sondy v plazmatu byl rozřezán na okna délky 3 ms. (Tato doba je kompromisem mezi nasbíráním dostatečného množství dat vzhledem k četnosti turbulentních fluktuací přecházejících přes sondu a přibližně neměnnou radiální pozici.)
2. Na každém okně byly spočteny základní statistické momenty: průměr \bar{X} , směrodatná odchylka \sqrt{VarX} , šíkmost $S(X)$ a špičatost $K(X)$. Směrodatná odchylka byla normována na průměr u nezáporných veličin; u potenciálu plazmatu měřeného ball-pen sondou byla směrodatná odchylka normována na elektronovou teplotu.

$$\bar{X} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n X_i$$

$$VarX = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X})^2$$

$$S(X) = \frac{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X})^3}{\left(\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X})^2 \right)^{3/2}}$$

$$K(X) = \frac{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X})^4}{\left(\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X})^2 \right)^2} - 3$$

3. Tyto statistické momenty byly v závislosti na radiální poloze odpovídajícího časového okna vyneseny do grafu.

Pro ilustraci výsledných profilů byl použit opět shot 6878. Na Obr. 3.23 vidíme výsledek tohoto postupu pro iontově nasycený proud, radiální profily statistických momentů ostatních veličin jsou k nahlédnutí v příloze B.

Na první pohled můžeme učinit pozorování, že profily všech statistických momentů mají v blízké SOL stejný průběh při zásunu i návratu sondy. To potvrzuje, že parametry plazmatu v tomto výboji byly vskutku během flat topu neměnné. Mimoto se průběh průměrné hodnoty shoduje s průběhem dat vzniklých lowpass filtrem v předchozí kapitole.

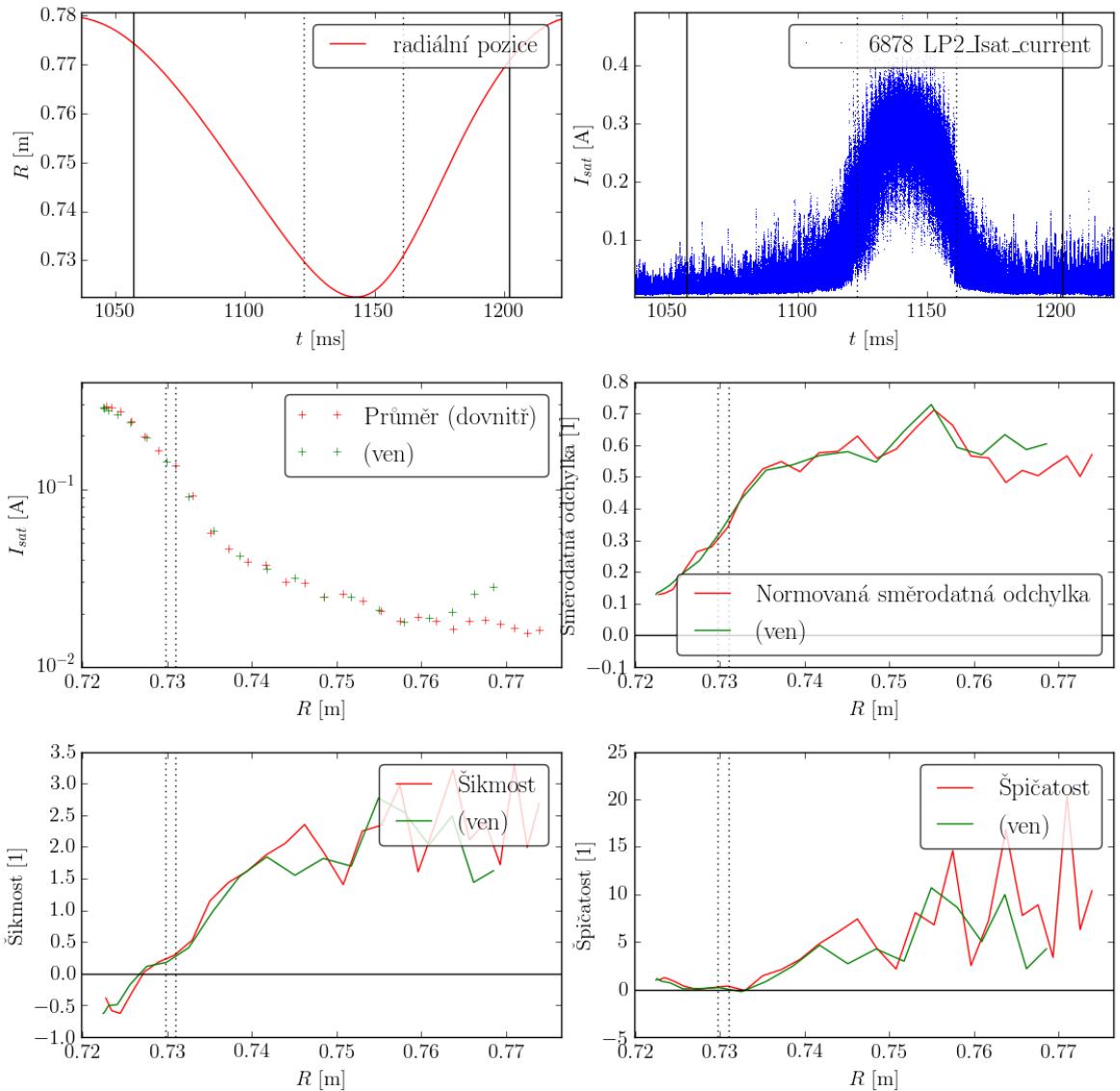
Relativní fluktuace signálů směrem z plazmatu rostou, což je konzistentní představou, že absolutní amplituda hustoty blobu klesá při radiální konvekci pomaleji než hustota okolního plazmatu, čímž se fluktuace blobu relativně k pozadí zdá větší. (Viz Obr. 3.24.) Ve vzdálenějších částech SOL se pak relativní fluktuace ustálí na hodnotě $\approx 0,6\text{-}0,7$. Podobné pozorování bylo učiněno i na dalších tokamacích, např. TCV [19] či ASDEX Upgrade (AUG) [35], kde se relativní fluktuace hustoty ustanovují na srovnatelných hodnotách v rozmezí $\approx 0,4\text{-}0,7$. To poukazuje na univerzalitu mechanismu, jenž konvektivní transport způsobuje. Poznamenejme však, že na AUG, kde probíhalo rychlé měření potenciálu plazmatu a elektronové teploty způsobem principiálně shodným s metodou použitou v této práci, byly pozorovány řádově nižší relativní fluktuace potenciálu plazmatu (měřeného též ball-pen sondou) a elektronové teploty ($\approx 0,1$).

Výrazné relativní fluktuace ($>0,5$) všech tří veličin, tj. hustoty, teploty a potenciálu, měřené ve vzdálené SOL tokamaku COMPASS, pak dobře odpovídají výsledkům modelování výměnné nestability kódem ESEL (pro TCV [35]).

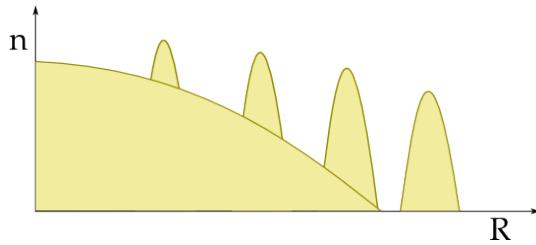
Důležitým fyzikálním úkazem na všech profilech je kladná šikmost měřených veličin v SOL, svědčící o přítomnosti častějších vysokých kladných fluktuací, než by odpovídalo gaussovskému rozdělení (šikmost gaussovského rozdělení je při použitém normování nulová). Dalsí společnou vlastností je, že u všech veličin dochází s přibližováním k separatrix k poklesu šikmosti.

Konečně u iontově nasyceného proudu, který typicky vykazuje nejčistší profily statistických momentů, pozorujeme krátce po průchodu maximem BPP potenciálu pokles šikmosti na nulu a poté do záporných hodnot. Tento fakt si zaslouží zvýšenou pozornost, neboť indikuje přítomnost výměnné turbulence ve vrstvě plazmatu poblíž separatrix. Oblast kolem $R = 0,726$ m lze označit za oblast vzniku blobů, kde se stejnou měrou vyskytují řídké díry (záporné fluktuace v hustotě, tedy i iontově nasyceném proudu) a husté bloby. Rozdělení fluktuací veličiny I_{sat} je zde gaussovské, což naznačuje nulová šikmost i špičatost a jak zkrátka potvrdíme i na histogramu fluktuací.

Zatímco bloby se vlivem $\vec{E} \times \vec{B}$ driftu pohybují směrem ven, po jejich bocích je elektrické pole mezi vírem blobu a okolním plazmatem opačného směru než uvnitř blobu, a $\vec{E} \times \vec{B}$ driftem se tak dovnitř sloupce plazmatu dostávají oblasti plazmatu s nízkou hustotou nazývané díry. Vyměňuje se tak současně řídké studené plazma ze SOL a horké husté plazma z části



Obrázek 3.23: Statistické momenty iontově nasyceného proudu I_{sat} na HRCP. Nepřerušovanými čarami je vyznačena doba sondy v plazmatu, tečkovaně je vyznačena poloha maxim V_{BPP} . V radiálním profilu jsou zobrazena pouze data z doby, kdy byla sonda v plazmatu. Shot 6878.



Obrázek 3.24: Relativní výška fluktuací hustoty na pomalu proměnném pozadí se zvětšuje, pokud absolutní amplituda fluktuace klesá pomaleji než hustota na pozadí.

udrženého plazmatu, což vede k názvu nestability jako "výměnné". Přítomností děr pak lze vysvětlit pokles šikmosti signálu I_{sat} do záporných hodnot a vznik záporného "tailu" histogramu fluktuací pro $R < 0,726$ m (Obr. 3.29).

Krátkou diskuzi si zaslouží fakt, že pokles šikmosti na nulu se přímo neshoduje s pozicí maxima potenciálu ball-pen sondy, které by mělo odpovídat separatrix. Nejedná se o ojedinělý jev na shotu 6878, podobný tvar byla pozorován, téměř kdykoli šikmost v signálu I_{sat} protnula nulu. Možné vysvětlení je načrtнуто na Obr. 3.25. Separatrix zde není střed zóny, kde se generují bloby, ale už její konec a začátek oblasti, kde se bloby šíří jako nápadně vysoké fluktuace. Střed zóny generace blobů je uvnitř separatrix, na místě, kde je šikmost signálu I_{sat} nulová. Směrem do plazmatu se pak šíří díry, projevující se jako záporná šikmost.

Nakonec okomentujme jistý rozdíl mezi profily šikmosti uvedených veličin, a to sice že elektronová teplota jako jediná ze studovaných veličin nevykazuje monotónní pokles šikmosti k nule při zásunu sondy do plazmatu. Možným vysvětlením by mohla být poměrně rychlá srážková difuze teploty (difuzní koeficient pro teplotu je typicky výrazně vyšší než pro hustotu [10]), tj. díry generované výměnnou turbulencí se při pohybu do plazmatu rychle termalizují a nezpůsobují tak v teplotě výrazně záporné fluktuace.

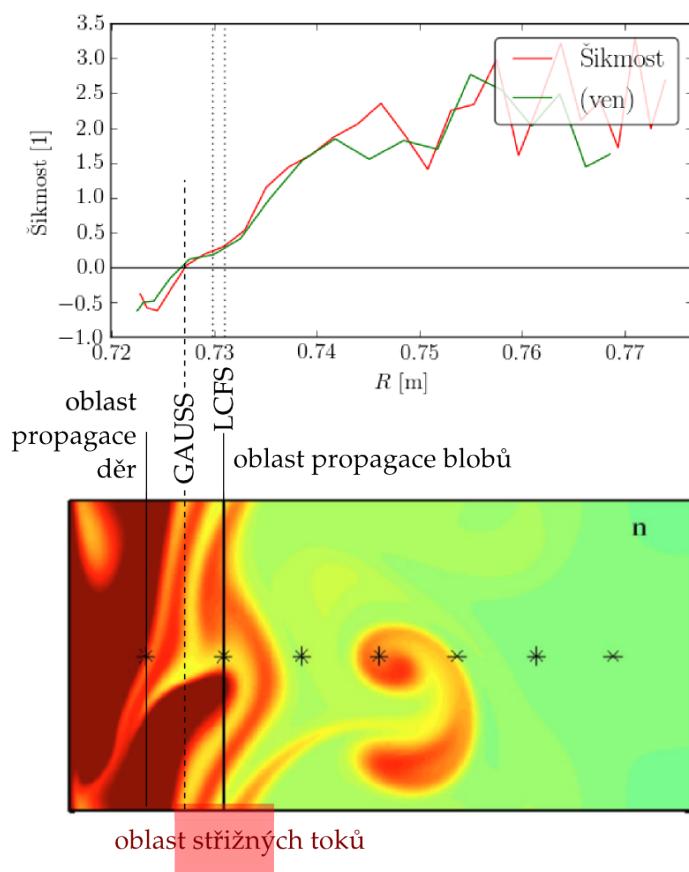
3.2.3 Histogramy

Přejděme nyní k vlastním histogramům fluktuací (počítaných stále v rámci zmíněného 3ms okna). Na Obr. 3.26 vidíme na časovém průběhu radiální pozice HRCP znázorněny tři časové intervaly šířky 3 ms (barevné svislé pruhy), odpovídající pozici dat použitých ke konstrukci histogramů 3.27, 3.28 a 3.29.

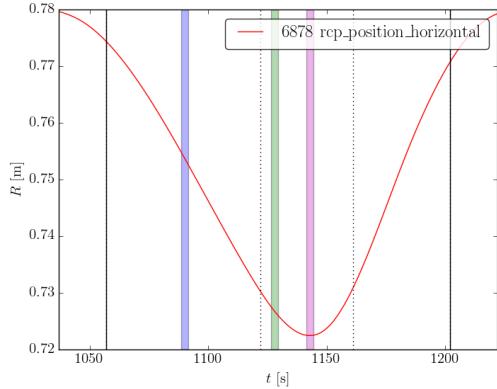
Na Obr. 3.27 je vykreslen histogram fluktuací signálu I_{sat} v SOL na $R \approx 0,754$ m. Vidíme charakteristický kladný "tail", jenž odpovídá kladné šikmosti v radiálním profilu na Obr. 3.23. Rovná linka histogramu při logaritmické škále na ose y odpovídá exponenciální závislosti. Tento histogram byl nafitován (dle teoretických předpokladů [13]) rozdělením gama, přičemž parametry byly získány ze statistické metody Most Likelihood Estimate (MLE, [36]). Je zřejmé, že rozdělení histogramu rozdělení gama dobře odpovídá.

Obr. 3.28 oproti tomu ukazuje histogram fluktuací na vnitřní straně separatrix na pozici $R \approx 0,736$ m. Rozdělení je vskutku gaussovské, jak napovídala již nulová šikmost a špičatost. Tento tvar svědčí o přítomnosti blobů (kladných fluktuací) i děr (záporných fluktuací) rovným dílem.

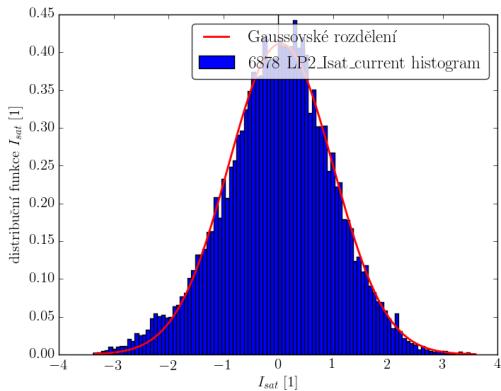
Konečně na Obr. 3.29 vidíme rozdělení se zřetelným "tailem" nalevo, který koresponduje se zápornou šikmostí. Toto je důkazem přítomnosti děr v plazmatu uvnitř separatrix. Teoreticky by se zde mohla vyskytovat i driftová turbulence šířící se z centra plazmatu, avšak



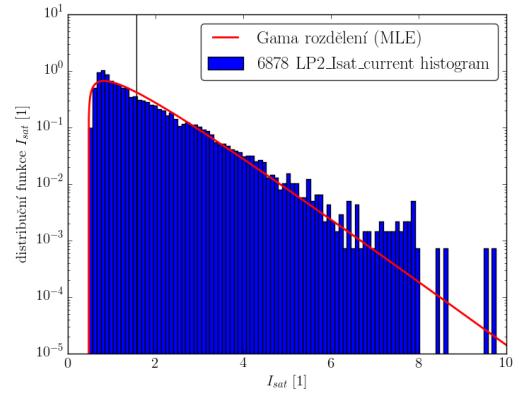
Obrázek 3.25: Srovnání nam  řen   řikmosti iontov   nasyceného proudu a simulace vzniku a s  ren   blobu. Horní obrázek z shotu 6878, spodní p  vzat z [14].



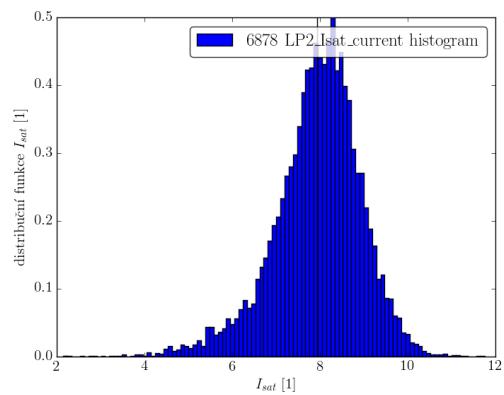
Obrázek 3.26: Oblasti, ze kterých byla brána data do histogramu: modré histogram v SOL, zeleně histogram s Gaussovským rozdělením, fialově histogram se zápornou šíkmostí. Nepřerušované linky značí hranice pohybu sondy, tečkované linky jsou poloha maxima potenciálu ball-pen sondy. Shot 6878.



Obrázek 3.28: Histogram fluktuací LP2_Isat_current nasbíraných v časovém okně šířky 3 ms kolem času $t = 1128$ ms (na grafu radiální pozice zeleně), nafitovaný gaussovským rozdělením. Střední hodnota byla posunuta na nulu. Shot 6878.



Obrázek 3.27: Histogram fluktuací LP2_Isat_current nasbíraných v časovém okně šířky 3 ms kolem času $t = 1090$ ms (na grafu radiální pozice modré), nafitovaný gamma rozdělením. Shot 6878.



Obrázek 3.29: Histogram fluktuací LP2_Isat_current nasbíraných v časovém okně šířky 3 ms kolem času $t = 1143$ ms (na grafu radiální pozice fialově). Shot 6878.

záporná šíkmost naznačuje, že díry z výměnné turbulence dominují.

3.2.4 Koherence potenciálu plazmatu Φ s dalšími veličinami

Posledním statistickým nástrojem, který v této kapitole využijeme ke zkoumání vzájemného vztahu veličin v okrajovém plazmatu tokamaku COMPASS, je koherence [37]. Koherence C_{xy} signálů x a y je definována jako

$$C_{xy}(f) = \frac{|G_{xy}(f)|^2}{G_{xx}(f)G_{yy}(f)},$$

kde G_{xx} , resp. G_{yy} je spektrální hustota signálů x , resp. y , a G_{xy} je vzájemná spektrální hustota těchto signálů. Pomocí koherence určíme společné frekvence ve spektru potenciálu plazmatu Φ (aproximovaného plovoucím potenciálem ball-pen sondy V_{BPP}) a iontově nasyceného proudu I_{sat} , resp. elektronové teploty T_e , a jejich vzájemný fázový posun.

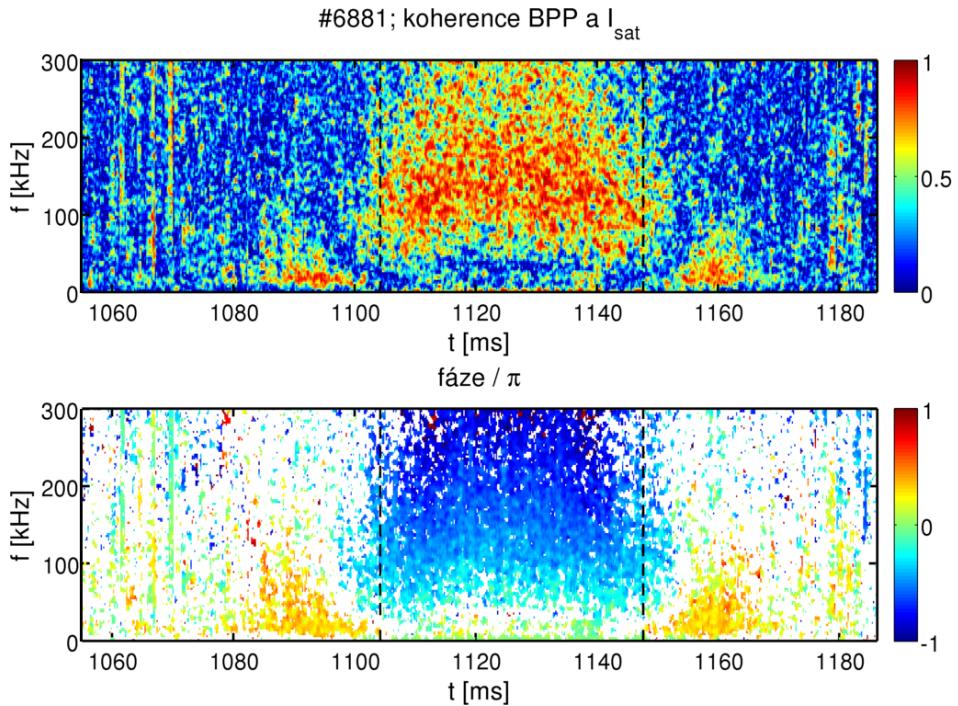
Ilustrační výsledky pro shot 6881 (divertorová konfigurace, L-mód, proud plazmatem $I_p = 180$ kA a hustota $n = 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$) jsou vykresleny níže.

Na Obr. 3.30 je vykreslen koherogram signálů V_{BPP} a I_{sat} s časovou osou jako osou x a frekvenčním spektrem jako osou y. Barevně je vyznačena koherence mezi řečenými signály v daném čase a jejich vzájemná fáze. Řez grafem pro dva vybrané časové intervaly (v SOL a uvnitř LCFS) je pak znázorněn na Obr. 3.31.

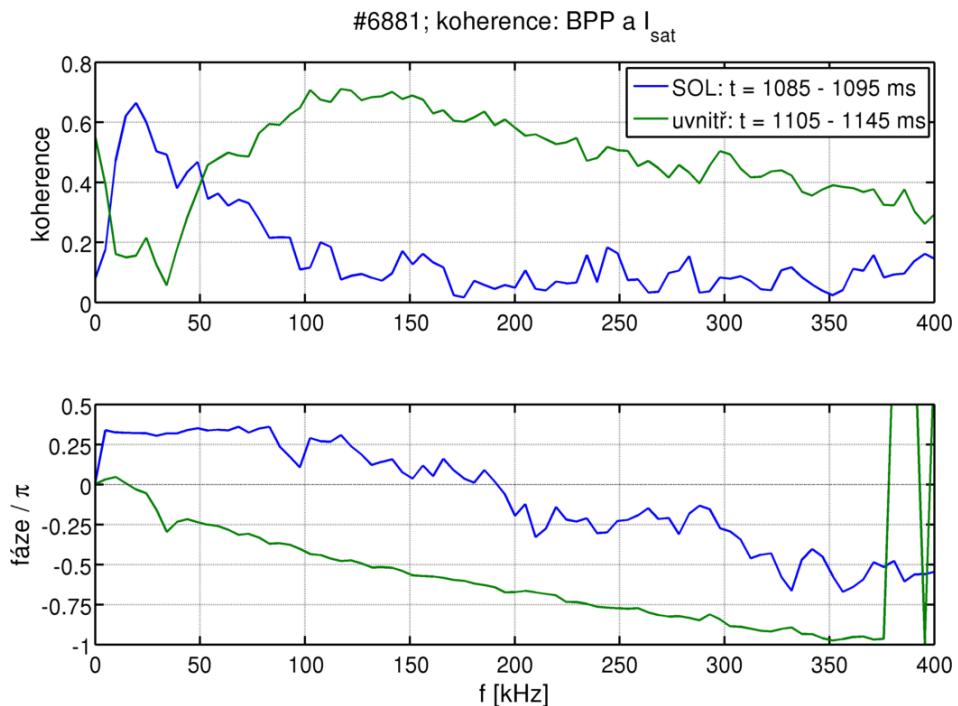
V SOL je znatelně vysoká koherence na nízkých frekvencích $f \approx 25$ kHz (viditelná také na Obr. 3.31 nahoře jako maximum modré linie). Fázový posun těchto frekvencí je v SOL konstantní až do $f \approx 80$ Hz, a to na hodnotě $\Delta\varphi \approx \frac{\pi}{3}$. Tato skutečnost znamená významné provázání potenciálu plazmatu a hustoty (jíž je iontově nasycený proud při zanedbání fluktuací teploty úměrný). Fázový posun sice není $\frac{\pi}{2}$, jak bychom očekávali od výměnné turbulencie, ale odpovídá jí lépe než driftové turbulenci, pro niž bychom očekávali fázový posun přibližně nulový.

Uvnitř LCFS zaniká koherence na nízkých frekvencích, avšak objevuje se vysoké spárování na vysokých frekvencích $f \approx 100\text{-}200$ kHz. Fázový posun přitom již není konstantní, ale přibližně lineárně klesá s frekvencí. Jedním z vysvětlení by mohlo být, že na prostorové škále gradientů v oblasti uzavřených siločar již dobrě neplatí předpoklad soumístnosti měření V_{BPP} a I_{sat} . Jinými slovy vzdálenost mezi BPP1 a LP2 je již srovnatelná s prostorovými variacemi veličin uvnitř LCFS. Fázi mezi oběma veličinami v této oblasti proto interpretovat nebudeme. Poznamenejme pouze, že opačné znaménko fázového posunu v oblasti uvnitř LCFS oproti SOL lze interpretovat jako důsledek opačného směru poloidálních toků v těchto oblastech. V oblasti kolem maxima BPP (a tedy $v_p \approx 0$) tedy dochází k transformaci vysokofrekvenčních fluktuací pohybujících se poloidálně v jednom směru na fluktuace o výrazně nižších frekvencích pohybujících se poloidálně ve směru opačném.

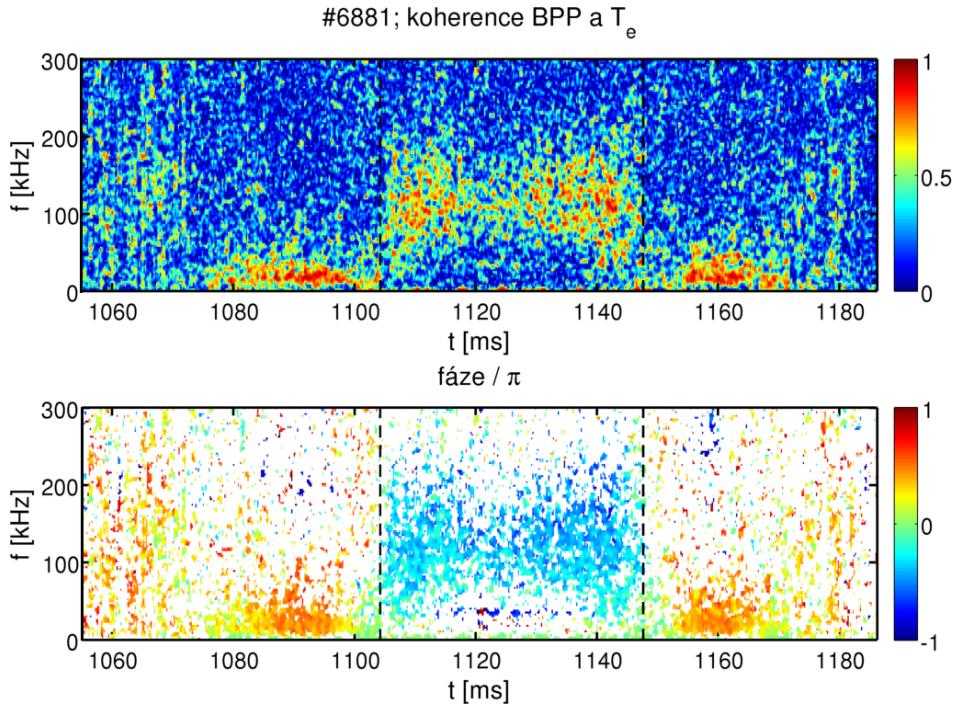
Přejdeme ke koherenci potenciálu plazmatu a elektronové teploty. Koherogram (Obr. 3.32) i frekvenční průběh koherence ve dvou vybraných časových oknech (Obr. 3.33) jsou kvalitativně podobné jako již uvedené grafy. Nicméně stojí za povšimnutí, že koherence V_{BPP} a T_e je v SOL silnější a vzájemný fázový posun je téměř přesně $\frac{\pi}{2}$, což právě odpovídá výměnné turbulenci.



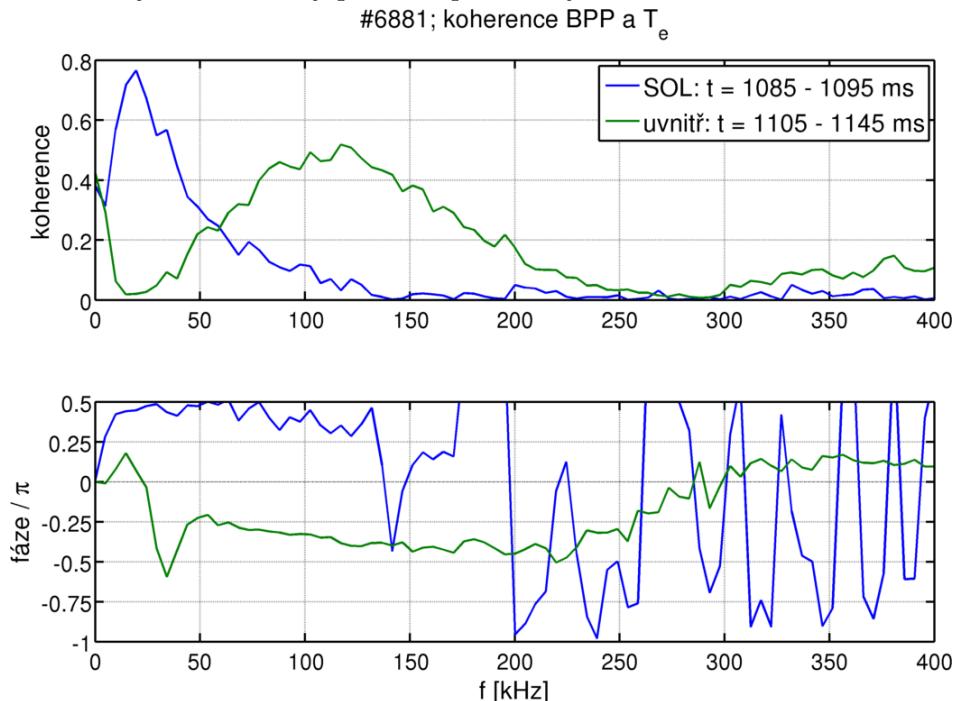
Obrázek 3.30: Koherogram signálů BPP1_floating a LP2_Isat_current. Čárkovaně je vyznačena poloha maxim BPP1_floating. Ve spodním obrázku jsou bíle vyplněny oblasti, kde je koherence menší než 0,4, tzn. není vyznačen fázový posun neprovázaných frekvencí. Shot 6881.



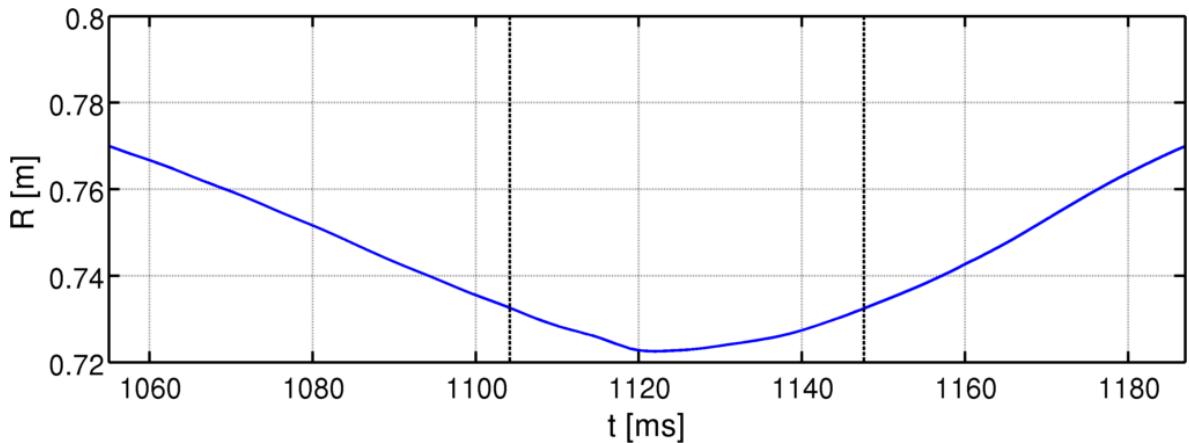
Obrázek 3.31: Koherence a vzájemný fázový posun signálů BPP1_floating a LP2_Isat_current v závislosti na frekvenci vně separatrix (modře) a uvnitř separatrix (zeleně). Shot 6881.



Obrázek 3.32: Koherogram signálů BPP1_floating a T_e . Čárkovaně je vyznačena poloha maxim BPP1_floating. Ve spodním obrázku jsou bíle vyplněny oblasti, kde je koherence menší než 0,4, tzn. není vyznačen fázový posun neprovázaných frekvencí. Shot 6881.



Obrázek 3.33: Koherence a vzájemný fázový posun signálů BPP1_floating a T_e v závislosti na frekvenci vně separatrix (modré) a uvnitř separatrix (zelené) Shot 6881.



Obrázek 3.34: Časový průběh radiální pozice HRCP. Shot 6881.

3.3 Statistické zpracování veličin měřených na HRCP

Profil fyzikální veličiny, který má jistý charakteristický radiální průběh, lze charakterizovat polohou několika málo význačných bodů v tomto profilu. Jako příklad lze uvést radiální profil elektronové teploty - zde by se za charakteristické údaje mohly brát poloha zlomu (popsaná v sekci o radiálních profilech veličin měřených na HRCP) a směrnice profilu vlevo a vpravo od něj. Díky vytvoření databáze shotů, kde vybrané signály z HRCP měří správně, lze takové význačné údaje detektovat automaticky a následně je zpracovat statistickými metodami.

V této kapitole se zaměříme na signál `BPP1_floating` s charakteristickým profilem 3.11, kde jako význačný bod zvolíme polohu a výšku maxima, r_{max} (popř. t_{max}) a V_{max} . Pomocí scatterplotů pak prozkoumáme vzájemné škálování maxima potenciálu V_{max} , střední hustoty plazmatu $n_e|_{max}$ měřené interferometrem, lokální elektronové teploty $T_e|_{max}$ v bodě maxima potenciálu a proudu plazmatem $I_p|_{max}$. Do budoucna pak je možné podobným způsobem zkoumat parametry vrstvy střížných toků jako poloidální rychlosť v_p nebo velikost *shearing rate* či parametry charakterizující profily I_{sat} , T_e , q_{\parallel} atd.

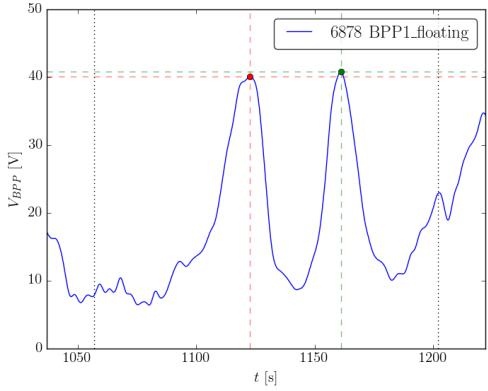
3.3.1 Určení maxima potenciálu ball-pen sondy

Signál `BPP1_floating` byl vyhlazen lowpass filtrem rádu 6 s cut-off frekvencí 200 Hz a na intervalech (t_1, t_{min}) a (t_{min}, t_2) , kde t_1 a t_2 jsou hranice doby sondy v plazmatu (viz kap. 3.1.4) a t_{min} je čas nejhlbší polohy reciproké sondy, byla nalezena maxima tohoto hladkého signálu. Ilustrační situace je na Obr. 3.35 a 3.36.

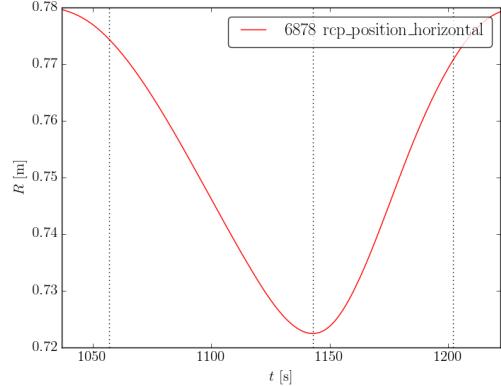
Tento postup byl aplikován na všech 144 shotů, kde ball-pen sonda zachytila maximum potenciálu. Poloha maxima byla následně vizuálně zkонтrolována a čas, radiální pozice a výška maxima byly uloženy do databáze pro rychlejší přístup.

3.3.2 Určení hodnoty dalších veličin v maximu potenciálu BPP

Hodnoty veličin I_p , T_e a n_e v čase t_{max} , kdy potenciál ball-pen sondy prochází maximem, byly spočteny jako průměrná hodnota surového signálu v okně šířky dT se středem v t_{max} . Šířka okna byla určena podle následující úvahy.



Obrázek 3.35: Časový průběh zhlazeného **BPP1_floating**. Tečkovaně vyznačeny hrany doby sondy v plazmatu, červeně, resp. zeleně vyznačena poloha a výška prvního, resp. druhého maxima. Shot 6878.



Obrázek 3.36: Radiální pozice HRCP s vyznačenými časy t_1 , t_{min} a t_2 (definice viz text). Shot 6878.

Vedle lowpass filtru lze k vyhlazení signálu použít také klouzavý průměr s oknem šířky dT . Pokud zanedbáme efekty na okraji signálu, klouzavý průměr $\bar{X}(t)$ signálu X v čase t se spočte jako

$$\bar{X}(t) = \frac{1}{N} \sum_{|\tau-t| < \frac{dT}{2}} X(\tau),$$

kde N je počet bodů v okně $|\tau-t| < \frac{dT}{2}$. Zvolíme-li $t = t_{max}$, definice $\bar{X}|t_{max}$ se bude shodovat s výše popsanou reprezentativní hodnotou signálu v čase t_{max} . Ke zvolení vhodného dT je tedy nutné pouze najít takovou šířku okna dT , při které klouzavý průměr dobře vyhlažuje původní surový signál.

Jako poznámku ještě uvedeme, že průměrné hodnoty v bodě t_{max} jsme upřednostnili před klasickým lowpass filtrem z důvodu rychlejšího výpočtu a případného přepočítávání. Lowpass filtr nutně pracuje s celým signálem, kdežto pro výpočet průměru je třeba pouze hodnot v okolí t_{max} a počet operací je tak výrazně nižší.

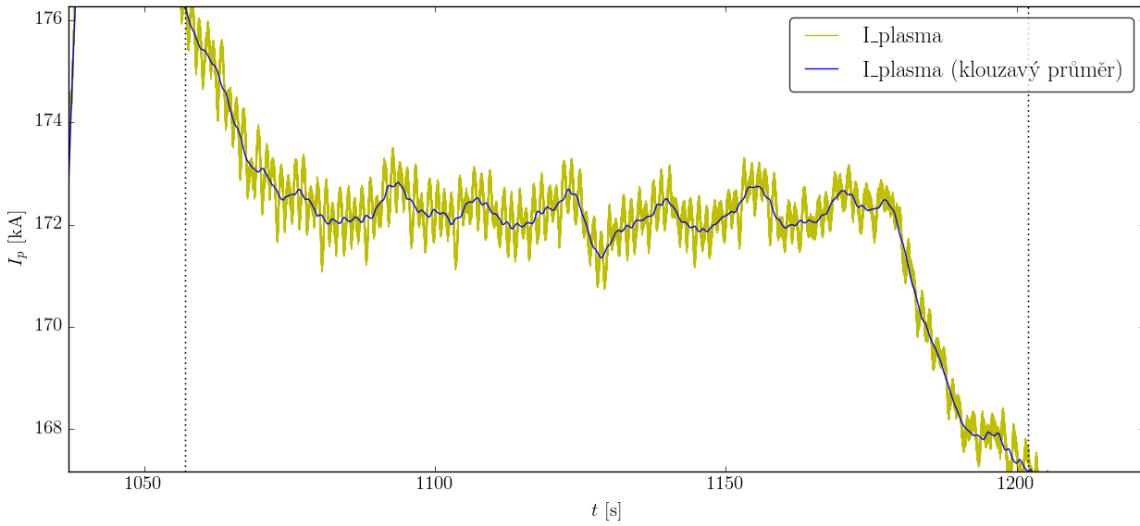
Konkrétní hodnoty použitých šírek oken dT :

- $I_p \dots dT = 2,5 \text{ ms}$
- $n_e \dots dT = 0,8 \text{ ms}$
- $T_e \dots dT = 2,5 \text{ ms}$

Příklad signálu **I_plasma** vyhlazeného klouzavým průměrem s šírkou okna $dT = 2,5 \text{ ms}$ je vykreslen na Obr. 3.37. Pokud se v daném shotu jeden ze signálů neměřil, popř. v jeho měření byly chyby, byl shot vyřazen ze statistického zpracování využívajícího tento signál.

3.3.3 Scatterploty

K vyhodnocení vztahu mezi V_{max} , $T_e|_{max}$, $I_p|_{max}$ a $n_e|_{max}$ využijeme scatterplotů. Na nich pokusíme se identifikovat trendy a přiřknout těmto trendům fyzikální význam.



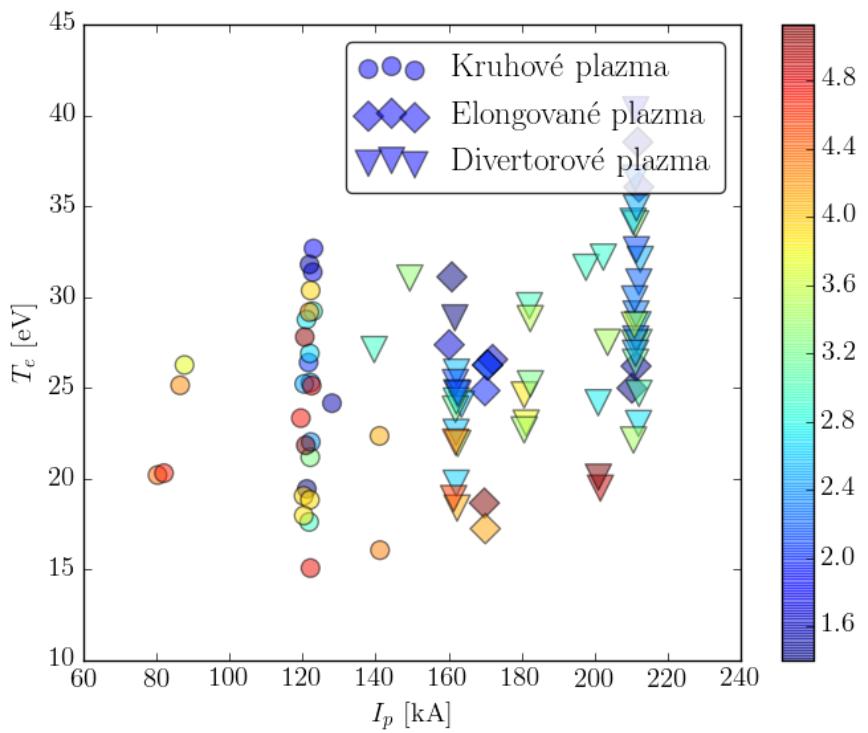
Obrázek 3.37: Časový průběh signálu I_{plasma} před a po aplikaci klouzavého průměru s šířkou okna $dT = 2,5$ ms. Tečkovaně vyznačena doba pobytu HRCP v plazmatu. Shot 6878.

Na Obr. 3.38, jenž zobrazuje vztah mezi proudem plazmatem a výslednou elektronovou teplotou, vidíme sice velký rozptyl v T_e dosažené při daném I_p , ale s uvážením tohoto rozptylu je zřejmá celková stoupavá tendence. Závěr, že teplota okrajového plazmatu roste s proudem plazmatem, není příliš překvapivý, neboť průchod proudu představuje při nezanedbatelné rezistivitě plazmatu jeden ze způsobů ohřevu plazmatu (ohmický ohřev). Vertikální rozptyl bodů je pak zčásti způsoben rozdílnými hustotami při výbojích se stejným proudem, neboť s rostoucí hustotou je potřeba energii dodávanou do plazmatu rozdělit mezi více částic a výsledná okrajová teplota je tak nižší.

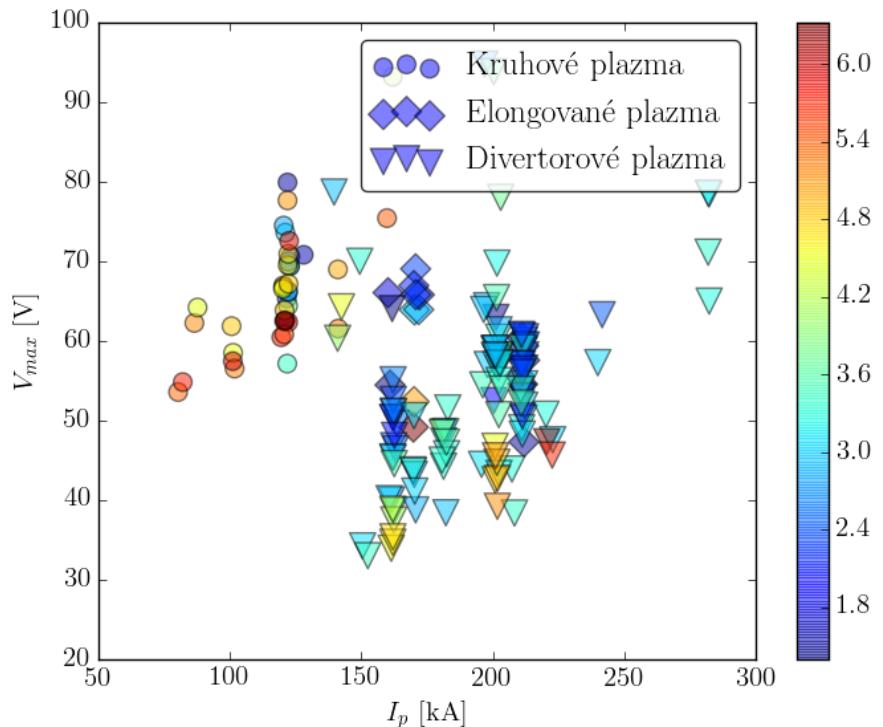
Na Obr. 3.39 zobrazujícím vztah mezi proudem plazmatem I_p a výškou maxima potenciálu V_{max} jsou znatelné dvě podobně tvarované skupiny bodů: výše položená skupina s převážně kruhovými shoty a vyšší hustotou a níže položená skupina s převážně divertorovými shoty a nižší hustotou. Důvod, proč při stejném proudu plazmatem závisí velikost potenciálu v maximu na tvaru plazmatu, není dosud zcela zřejmý. Mohlo by se jednat o vliv přímého dotyku plazmatu s limiterem v případě kruhového plazmatu, rozdílné hodnoty q_{95} při stejném proudu, vliv tvaru plazmatu na intenzitu či charakter turbulence, která k budování střížné vrstvy přispívá, či vliv tvaru a délky magnetických siločar v SOL. Vzhledem k obecně vyššímu V_{max} u kruhových shotů by mohlo jít o delší *connection length* L_c v limiterové konfiguraci, která stojí za sníženými ztrátami potenciálu na materiálovou stěnu.

Kromě rozlišení podle tvaru plazmatu je na Obr. 3.38 zřejmá stoupavá tendence v rámci každé skupiny. Na detailnější analýzu tohoto faktu se zaměříme v budoucnu, zde pouze poznámejme, že by se mohlo jednat, alespoň z části, o závislost potenciálu plazmatu na lokální teplotě, která je poměrně silná, jak ukazuje obr. 3.40.

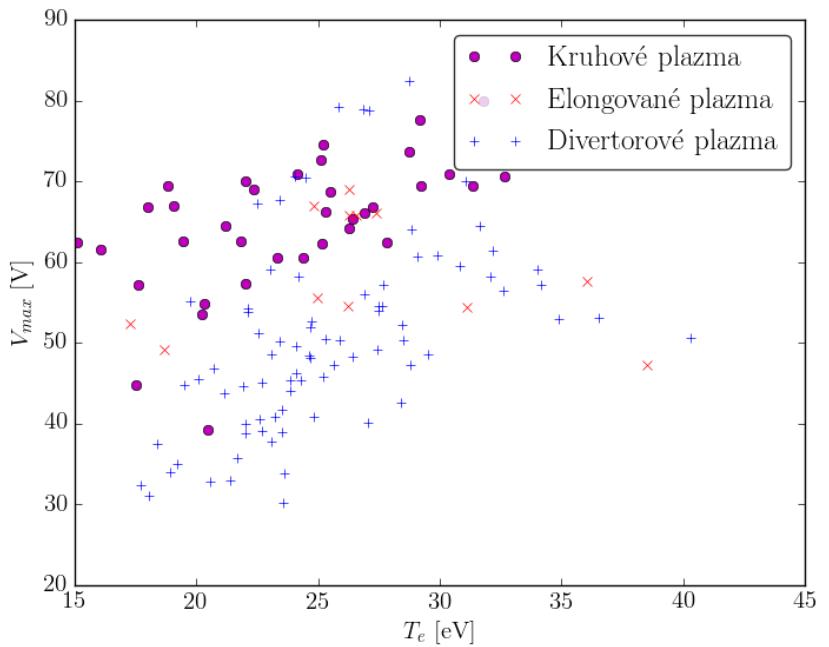
Závěrem poznámejme, že vysvětlení závislosti potenciálu plazmatu na ostatních analyzovaných veličinách identifikované v této kapitole a vysvětlení rozdílné velikosti potenciálu v kruhové a divertorové konfiguraci nejsou dosud zcela zřejmá a vybudovanou databázi tak do budoucna bude třeba podrobit detailnější analýze.



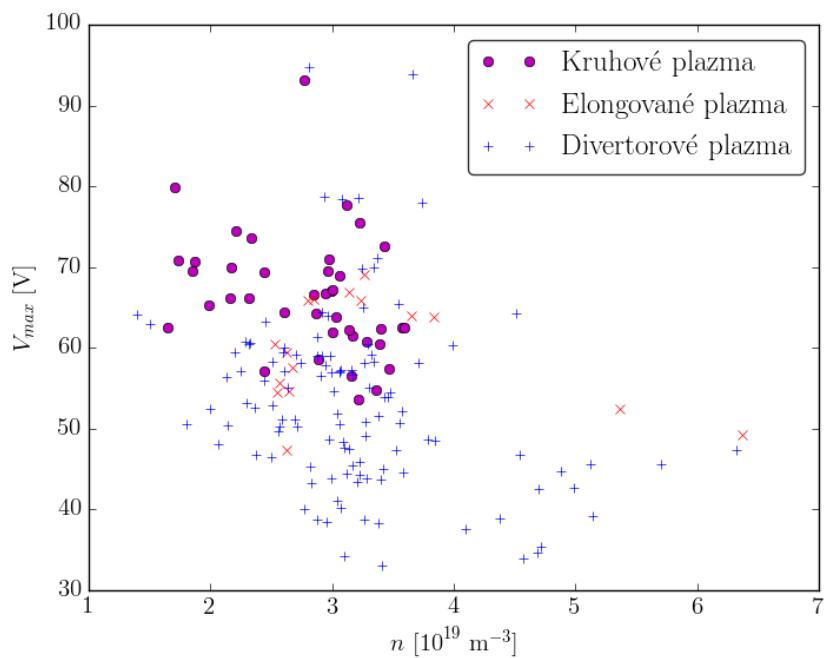
Obrázek 3.38: Scatterplot hodnot $I_p|_{max}$ (osa x), $T_e|_{max}$ (osa y) a $n_e|_{max}$ (barevná osa).



Obrázek 3.39: Scatterplot hodnot $I_p|_{max}$ (osa x), V_{max} (osa y) a $n_e|_{max}$ (barevná osa).



Obrázek 3.40: Scatterplot hodnot $T_e|_{max}$ (osa x) a V_{max} (osa y).



Obrázek 3.41: Scatterplot hodnot $n_e|_{max}$ (osa x) a V_{max} (osa y).

3.3.4 Poloha separatrix jako maximum potenciálu plazmatu

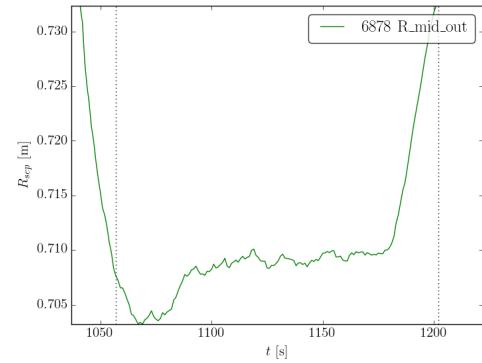
Podle argumentů uvedených v kap. 1.4.1 by se maximum potenciálu plazmatu Φ mělo nacházet na magnetické separatrixi. Toto tvrzení lze ověřit systematickým porovnáním pozice maxima potenciálu r_{max} se signálem R_mid_out , který udává radiální pozici separatrixi na vnější midplane, kde měří HRCP, na základě zpětné rekonstrukce magnetických siločar kódem EFIT++.

Vzhledem k relativní hladkosti surového signálu R_mid_out (graf na Obr. 3.44) jsem jako reprezentativní hodnotu r_{EFIT} v čase t_{max} vzala přímo hodnotu signálu R_mid_out v nejbližším časovém okamžiku.

Na Obr. 3.42 vidíme vykreslený rozdíl $r_{max} - r_{EFIT}$ v závislosti na číslu shotu. Tento graf je spíše kontrolního charakteru a slouží k demonstraci toho, že rozdíl polohy maxima od polohy separatrixi udané kódem EFIT++ není dlouhodobě proměnná.

Druhý graf na Obr. 3.43 je již fyzikálně zajímavý. Ukazuje, že rozdíl $r_{max} - r_{EFIT}$ je silně závislý na tvaru plazmatu, konkrétně že roste s elongací. Pokud za výchozí vezmeme pozici maxima potenciálu r_{max} , vidíme, že u kruhových shotů EFIT++ pozici plazmatu nadhodnocuje, tedy že kreslí magnetickou separatrixi přibližně o 0,5 cm dál, než udává pozice maxima. Na druhou stranu u elongovaných a divertorových shotů udává EFIT++ pozici separatrixi o 1-2 cm blíže centru plazmatu, než se nalézá maximum potenciálu.

Vzhledem ke konzistentnosti výsledků v prvním grafu je nepravděpodobné, že by rozdíl pozice maxima potenciálu plazmatu a magnetické separatrixi vypočtené EFITem byl výsledkem nesprávně určené polohy sondy. Spíše se jedná o chybu kódu EFIT++, systematicky závislou na elongaci plazmatu. Zde se tak nabízí kvantifikace této nepřesnosti, ovšem za předpokladu, že pozice maxima potenciálu není sama výrazně ovlivněna tvarem plazmatu, jako např. rozdílným charakterem turbulence.

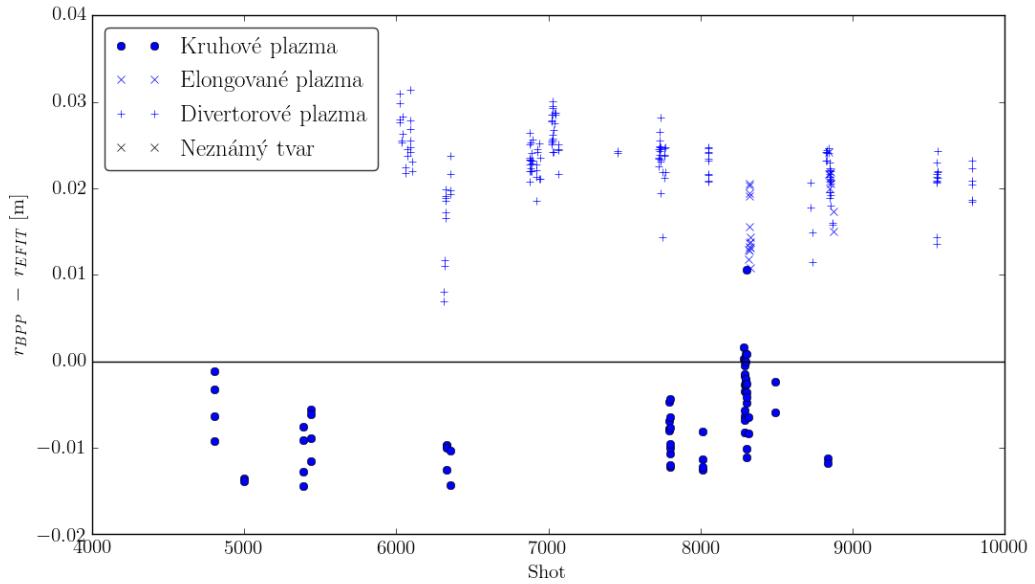


Obrázek 3.44: Signál R_mid_out udávající pozici separatrixi na vnější midplane spočtenou kódem EFIT++. Shot 6878.

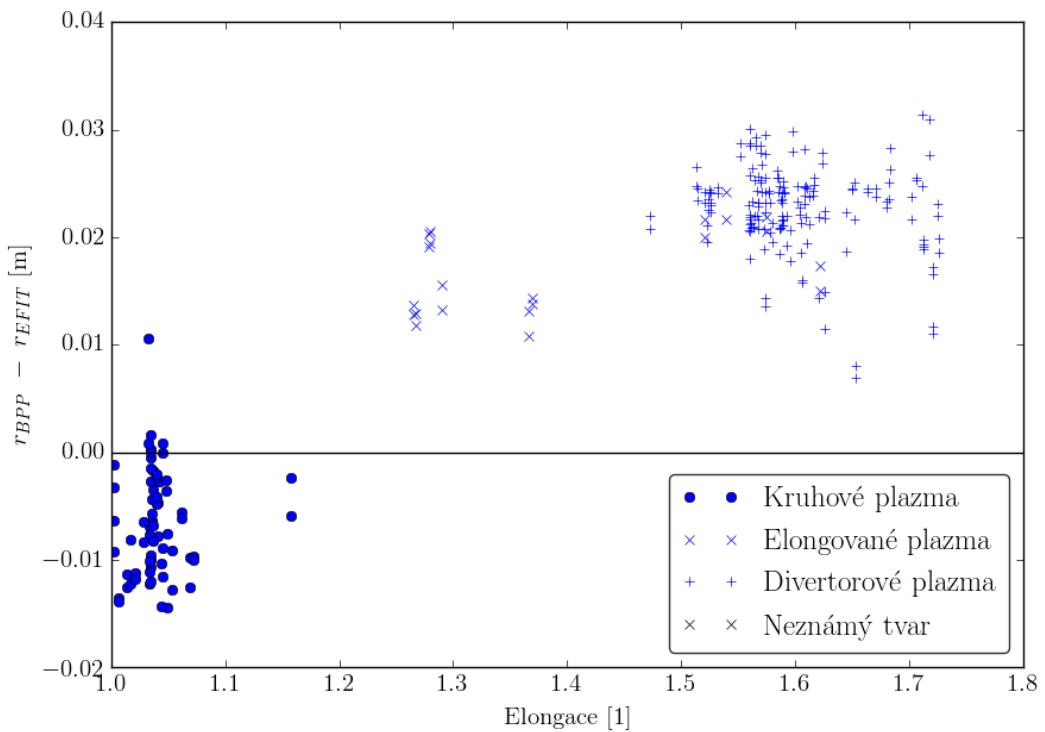
3.4 Srovnání HRCP a VRCP

Horizontální reciproká sonda je na tokamaku COMPASS instalována po delší dobu než vertikální reciproká sonda. Databáze výstřelů, ve kterých měří správně, je tudíž pro stejnou veličinu přibližně třikrát větší u HRCP než u VRCP (viz Tab. 3.1). V průniku obou množin můžeme porovnat radiální profily následujících veličin:

- potenciál plazmatu Φ (aproxiomovaný plovoucím potenciálem ball-pen sondy)
- plovoucí potenciál V_f
- iontový nasycený proud I_{sat}
- elektronová teplota T_e



Obrázek 3.42: Scatterplot čísla shotu a rozdílu $r_{max} - r_{EFIT}$.



Obrázek 3.43: Scatterplot elongace a rozdílu $r_{max} - r_{EFIT}$.

Porovnáním výšky maxim potenciálu dvou BPP pak můžeme odhadnout spád potenciálu (tedy elektrické pole) podél magnetické siločáry a pomocí $T_e|_{max}$ spád elektronové teploty podél siločáry. Tím ověříme, popř. vyvrátíme předpoklad, že potenciál a teplota jsou podél magnetické siločáry díky rychlému transportu konstantní.

3.4.1 Srovnání radiálních profilů

Na Obr. 3.45-3.51 je vykresleno porovnání radiálních profilů, jaké ve stejném shotu naměřily horizontální (červené) a vertikální (zelené) sonda. Časový průběh pozice HRCP je pak znázorněn na Obr. 3.53. Jako osa x byl u signálů z VRCP použit signál `vert_remap`, jenž je vypočten kódem EFIT++ jako namapování osy Z (kde měří VRCP) na osu R (kde měří HRCP). Vzhledem k chybě řádu centimetrů, kterou je rekonstrukce magnetických ploch zatížena, musel být signál `vert_remap` nejprve upraven posunutím o 14 mm. Tato hodnota byla zvolena s ohledem na relativní pozici maxim vůči separatrix vypočtené EFITem. Na midplane bylo maximum detekováno ~ 2 cm za EFITovskou separatrix, na vertikální ose pak $\sim 0,5$ cm za EFITovskou separatrix. Posunutí horizontální osy o rozdíl těchto hodnot opravilo Obr. 3.52 na Obr. 3.45.

Za reprezentativní shot byl zde zvolen shot 8851 (divertorová konfigurace, L-mód, $I_p = 220$ kA, $n = 4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$). Pouze iontově nasycený proud I_{sat} je uveden pro shot 7771 (divertorová konfigurace, L-mód, $I_p = 185$ kA, $n = 4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$), neboť na VRCP je pouze jedna Langmuirova sonda, a tedy se může měřit buď plovoucí napětí (a elektronová teplota), nebo iontově nasycený proud.

Kvalitativně mají veličiny změřené na poloidálním úhlu $\varphi = \frac{\pi}{2}$ podobný průběh jako na vnější midplane, avšak vyskytuje se zde několik rozdílů.

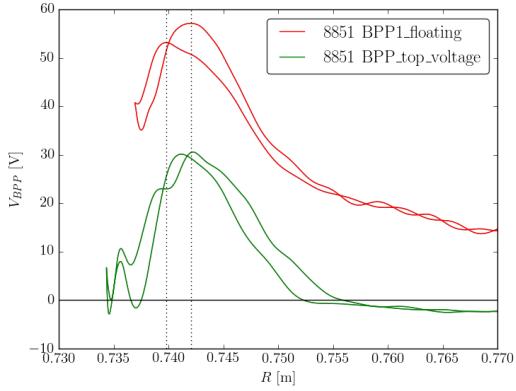
Na průběhu BPP potenciálu, elektronové teploty a iontově nasyceného proudu je zřejmé, že pokles těchto veličin se vzdáleností od plazmatického sloupce je pozvolnější na midplane než na $\varphi = \frac{\pi}{2}$. Možnou příčinou by mohl být tzv. *ballooning* charakter radiálního transportu, tedy "vyboulení" ekvipotenciál různých veličin na midplane účinkem radiálního $\vec{E} \times \vec{B}$ driftu společně s přítomností první stěny omezující dále od separatrix transport plazmatu podél siločar z midplane do oblasti měření VRCP. Vzhledem k nepřesnostem v rekonstrukci magnetické geometrie okrajového plazmatu kódem EFIT++ však nebylo možné tuto hypotézu zcela ověřit.

Za povšimnutí stojí velmi blízké hodnoty elektronové teploty v oblasti separatrix, které naznačují, že transport podél siločar je v této oblasti velmi rychlý a teplota podél siločáry se tak vyrovňává. Toto pozorování znovu potvrdíme v kap. 3.4.3.

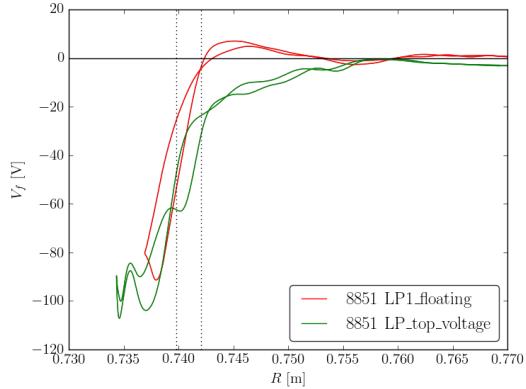
Konečně zajímavým jevem je rozdíl ve vlastnostech vrstvy střížných toků na midplane a $\varphi = \frac{\pi}{2}$. Zdá se, že střížné toky, charakterizované rychlosí v_p (3.50) a (*shearing rate*) $\frac{d}{dr} v_p$ 3.51, mají v oblasti měření VRCP stejný směr, avšak jsou přibližně dvakrát slabší. K tomuto rozdílu může přispívat jednak *ballooning* charakter turbulence, která ke generaci poloidálních toků přispívá, tj. její lokalizace do oblasti vnější midplane, jednak tzv. "flux expansion", neboli vlastnost magnetických ploch, jejichž vzájemná vzdálenost je na $\varphi = \frac{\pi}{2}$ větší než v oblasti vnější midplane, což může radiální elektrické pole a jeho stříž zeslabovat roztažením profilu potenciálu na větší radiální vzdálenost.

3.4.2 Elektrické pole podél siločáry $E_{||}$

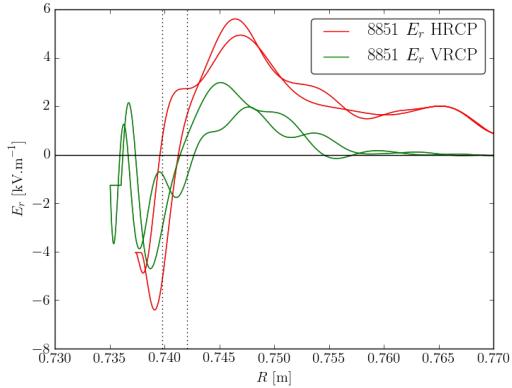
Obdobným postupem jako v kap. 3.3.1 byly protřídeny shoty, kde signál `BPP_top_voltage` projde lokálním maximem, a byla nalezena poloha a výška těchto maxim (celkem 45 shotů).



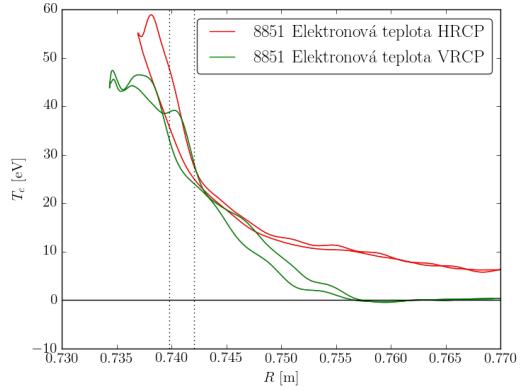
Obrázek 3.45: Radiální profil signálů `BPP1_floating` a `BPP_top_voltage`, namapovaného na vnitřní midplane s korekcí. Tečkovaně vyznačena poloha maxim `BPP1_floating`. Shot 8851.



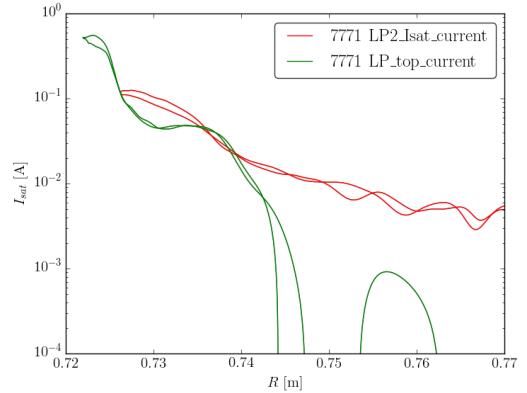
Obrázek 3.46: Radiální profil signálů `LP1_floating` a `LP_top_voltage` v režimu V_f . Shot 8851.



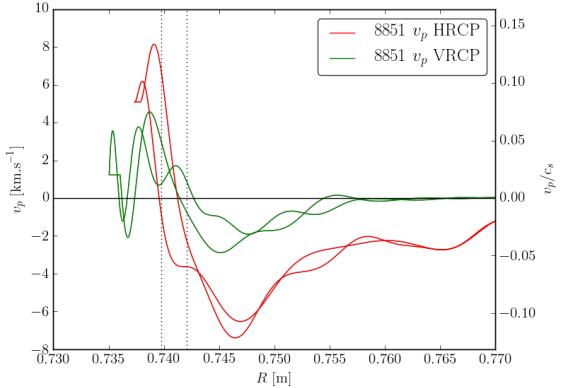
Obrázek 3.47: Radiální profil E_r z HRCP a VRCP. Shot 8851.



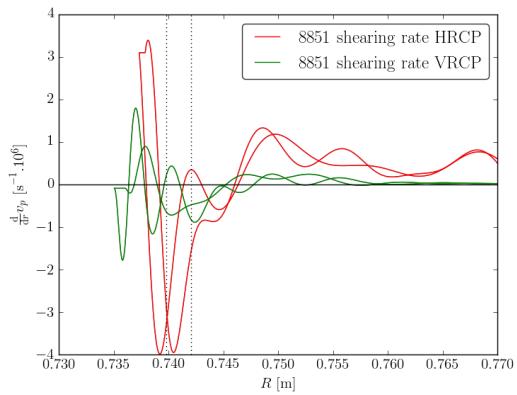
Obrázek 3.48: Radiální profil elektronové teploty z HRCP a VRCP, namapované na vnitřní midplane s korekcí. Tečkovaně vyznačena poloha maxim `BPP1_floating`. Shot 8851.



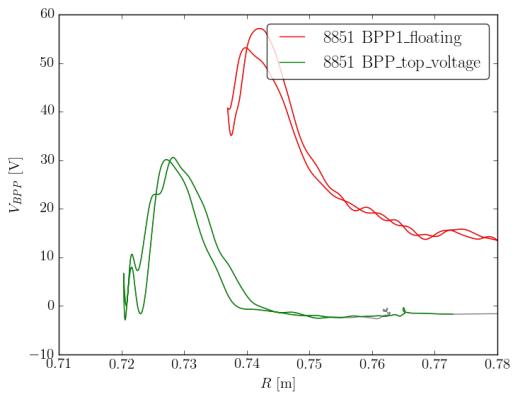
Obrázek 3.49: Radiální profil signálů `LP2_Isat_current` a `LP_top_current`. Shot 7771.



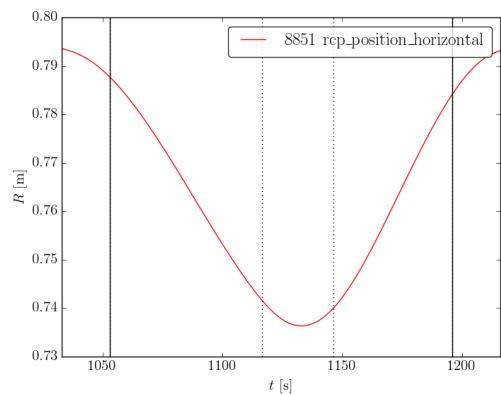
Obrázek 3.50: Radiální profil v_p z HRCP a VRCP. Shot 8851.



Obrázek 3.51: Radiální profil *shearing rate* z HRCP a VRCP. Shot 8851.



Obrázek 3.52: Radiální profil signálů BPP1_floating a BPP_top_voltage, namapovaného na vnější midplane bez korekce. Shot 8851.



Obrázek 3.53: Radiální pozice rcp_position_horizontal. Shot 8851.

Za předpokladu, že na vnější midplane i poloidálném úhlu $\varphi = \frac{\pi}{2}$ se pozice maxima shodují s pozicí separatrix, lze kombinací těchto údajů určit spád potenciálu podél siločáry a tím i podélné elektrické pole

$$E_{\parallel} = \frac{\Phi_{hrcp}^{max} - \Phi_{vrkp}^{max}}{L},$$

kde L je délka siločáry mezi HRCP a VRCP, spočtená pomocí kódu EFIT++. V přibližně třetině případů je chyba pozice LCFS (a tedy pozice celé SOL) v magnetické rekonstrukci natolik veliká, že siločára narazí do stěny dříve, než se z pozice maxima potenciálu na HRCP dostane na pozici VRCP. V takovém případě byla jako náhrada použita délka siločáry mezi vnější midplane a $\varphi = \frac{\pi}{2}$ spočtená v těsné blízkosti separatrix EFITU.

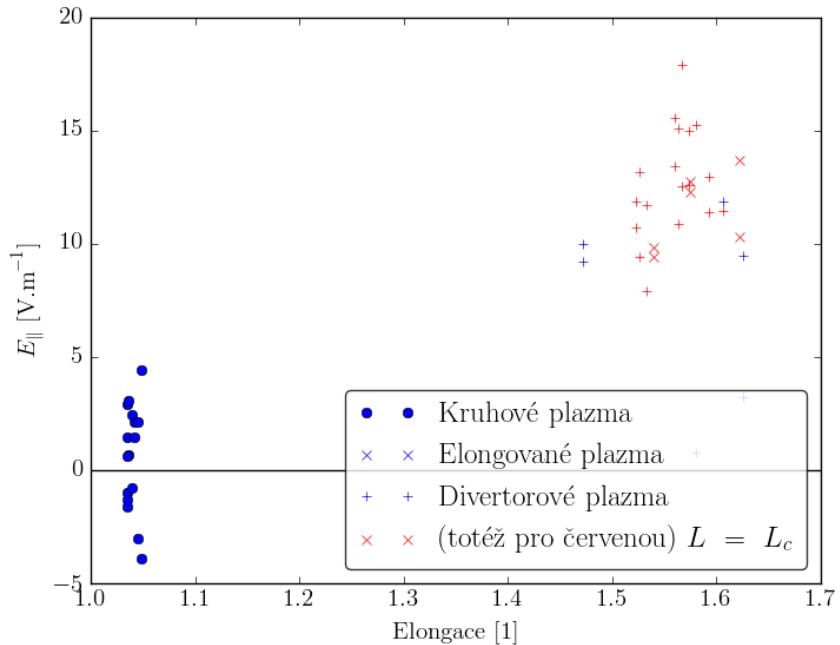
Takto spočtené podélné elektrické pole je vykresleno na Obr. 3.54. Je zde zřetelný stoupavý trend v závislosti na elongaci. V plazmatu o kruhovém průřezu je střední hodnota $E_{\parallel} \approx 0 \text{ V}\cdot\text{m}^{-1}$, zatímco při protaženém průřezu nebo divertorové konfiguraci dosahuje přibližně $10 \text{ V}\cdot\text{m}^{-1}$. Ačkoli jsou tyto hodnoty o tři řády menší než např. E_r , paralelní elektrické pole v elongovaných a divertovaných výstřelech je systematicky nenulové. Ze zvolené znaménkové konvence plyne, že potenciál plazmatu je stabilně vyšší na vnější midplane, jak už naznačilo porovnání radiálních profilů BPP1_floating a BPP_top_voltage.

V rámci této práce jsme identifikovali přítomnost nenulového elektrického pole podél siločáry v okrajovém plazmatu, mechanismus jeho vzniku však zůstává otevřen možným interpretacím. Poznamenejme, že přítomnost takového pole může ovlivnit transportní procesy v okrajovém plazmatu včetně radiálního transportu nečistot [38].

Na závěr této části ještě podotkneme, že předpoklad toho, že obě maxima potenciálu, na midplane i na poloidálním úhlu $\varphi = \frac{\pi}{2}$, leží na separatrix, není podmínkou nutnou pro interpretaci rozdílu měřených potenciálů jako E_{\parallel} . I pokud by obě maxima neležela na stejně magnetické ploše, rozdíl obou maximálních hodnot by stále udával dolní odhad velikosti E_{\parallel} v SOL.

3.4.3 Rozdíl elektronové teploty podél siločáry

Určením elektronové teploty $T_e|_{max}$ na VRCP postupem popsaným v kap. 3.3.2 můžeme kromě potenciálu BPP srovnat také elektronovou teplotu na stejně siločáře na midplane a poloidálním úhlu $\varphi = \frac{\pi}{2}$. Výsledné hodnoty jsou vykresleny na Obr. 3.55. Jak už bylo zmíněno v kapitole o radiálních profilech elektronové teploty na VRCP, v průměru se zdá být rozdíl teplot, i přes výrazný rozptyl hodnot, nulový. To naznačuje velmi rychlý transport teploty podél siločáry, alespoň v porovnání s transportem potenciálu, který vykazuje jednak stabilně rozdílné hodnoty a jednak závislost na tvaru plazmatu, tedy i délce siločáry. K výraznému rozptylu hodnot $T_{e,HRCP} - T_{e,VRCP}$ pravděpodobně výrazně přispívá chyba radiálního určení polohy maxima. Jak je vidět v Obr. 3.22 a 3.48, v oblasti maxima potenciálu má profil teploty velmi strmý gradient, a její hodnota je tak velmi citlivá na přesné určení radiální pozice. Přesnějšího srovnání by proto v budoucnu mělo být možné dosáhnout systematickým srovnáním celých teplotních profilů.

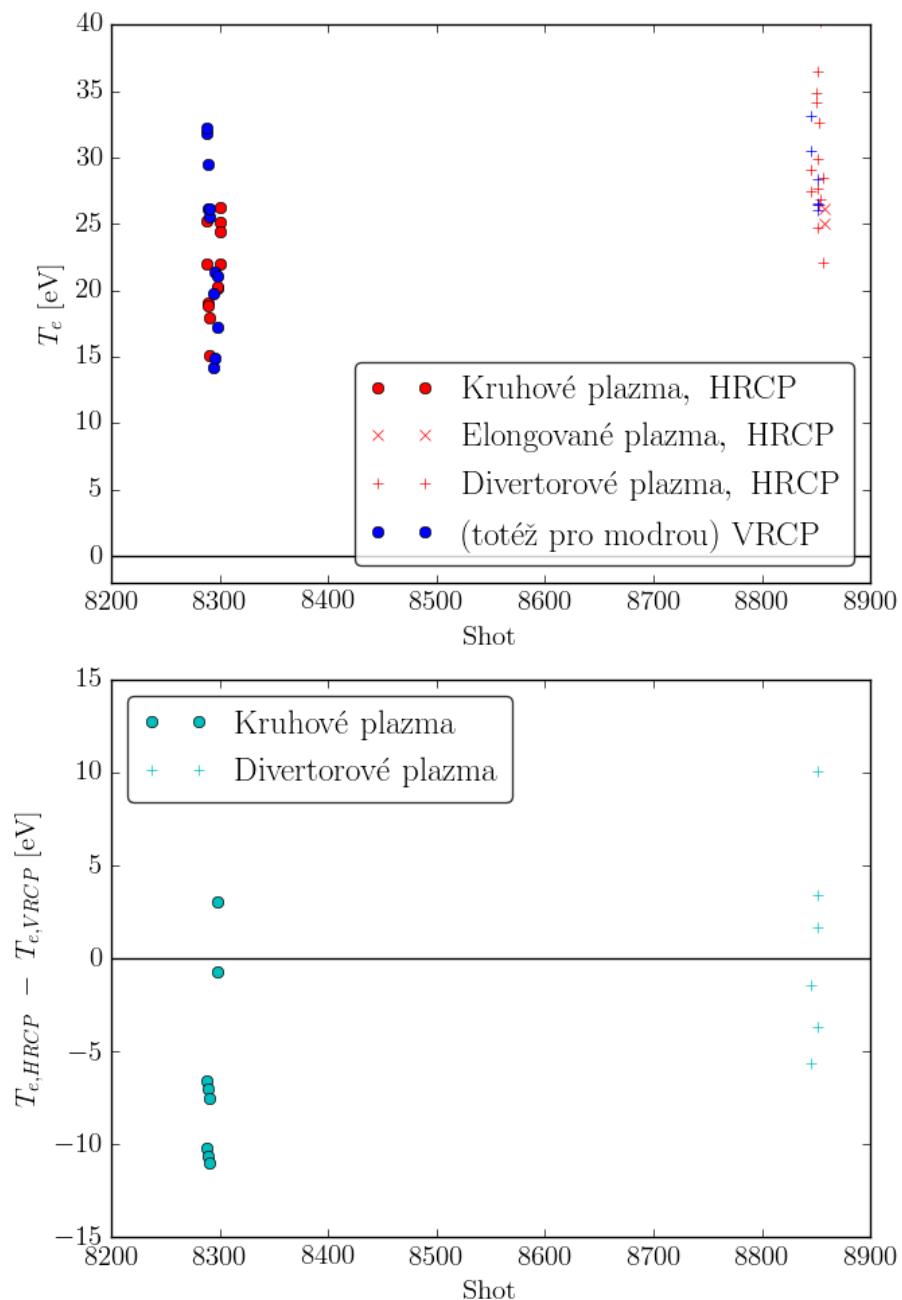


Obrázek 3.54: Závislost elektrického pole podél siločáry E_{\parallel} na elongaci plazmatu.

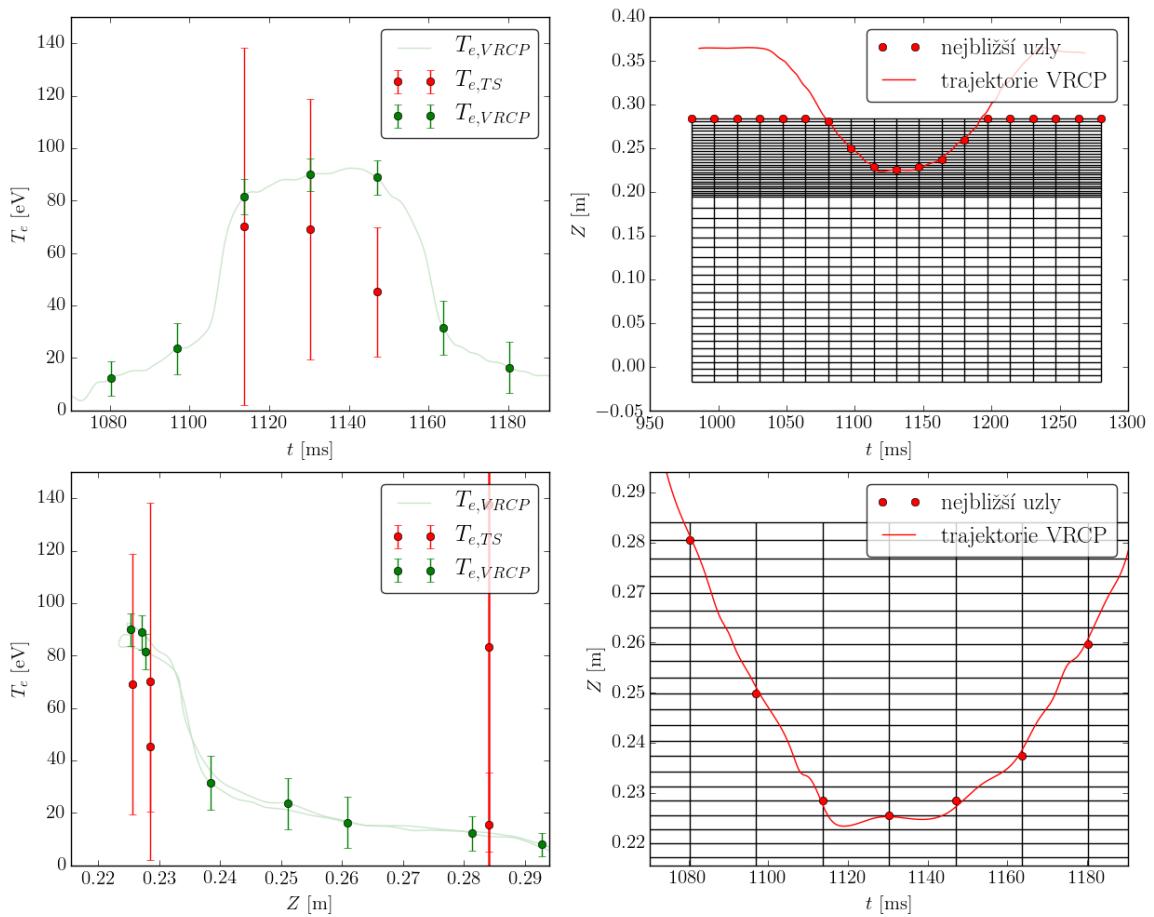
3.5 Porovnání elektronové teploty z VRCP s Thomsonovým rozptylem

Jako způsob verifikace vzorce (2.4) na výpočet elektronové teploty z plovoucího potenciálu ball-pen sondy V_{BPP} a plovoucího potenciálu V_f se na tokamaku COMPASS nabízí srovnání s nezávislým měřením Thomsonova rozptylu (TS) (signál T_e s errorbary v signálu $T_{e,err}$). Oblasti měření VRCP a Thomsonova rozptylu se částečně překrývají, ačkoli Thomsonův rozptyl se zaměřuje spíše na hlavní plazmatický sloupec než na SOL. Obr. 3.56 ukazuje, že díky prostorovému rozlišení okrajového objektivu Thomsonova rozptylu lze téměř vždy najít v čase měření $T_{e,TS}$ bod soumístný s měřením T_e z reciproké sondy. Ačkoliv takové srovnání by bylo nejpřesnější, v současnosti ho není možné provést vzhledem k nedostatečnému množství současných měření s VRCP a TS. Vhodnejší je proto vykreslit dle [30] radiální profil se všemi body naměřenými během flat topu a pak posoudit návaznost obou měření. Takového srovnání je vykresleno na Obr. 3.57.

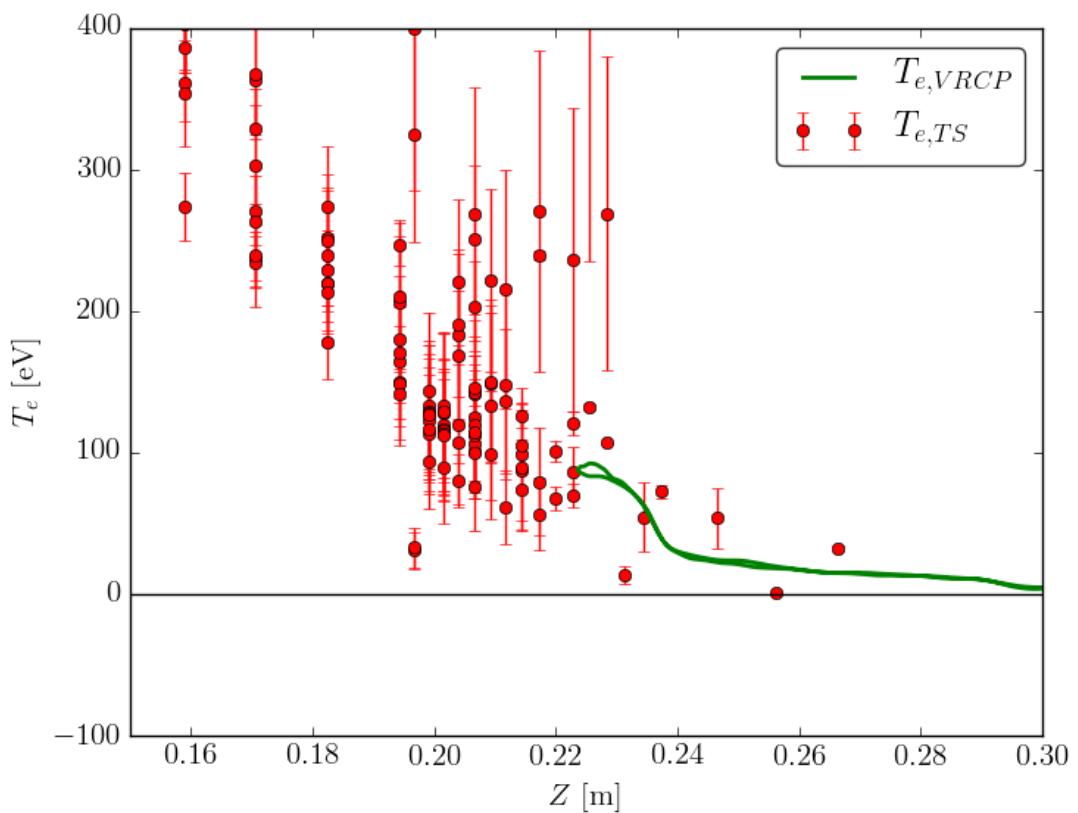
Je zřejmé, že teploty naměřené oběma diagnostikami se řádově shodují. Toto potvrzuje závěry [30], kde bylo obdobné srovnání provedeno po namapování profilu teploty z Tomsonova rozptylu na midplane s teplotou měřenou HRCP. Teplota naměřená Thomsonovým rozptylem má však ve většině případů velmi vysokou chybu, udanou v $T_{e,err}$, získanou při přepočtu naměřených surových dat na teplotu, i náhodnou chybu rozptylu hodnot samotných. Z tohoto důvodu jde o ověření spíše kvalitativní. Kvůli relativně krátké působnosti VRCP na tokamaku COMPASS bohužel není momentálně k dispozici dostatek dat na provedení statistického rozboru. Takové srovnání snad bude možné v budoucnosti.



Obrázek 3.55: Závislost rozdílu elektronové teploty v rámci jedné siločáry na elongaci plazmatu. Ve horním grafu je více bodů než ve spodním z toho důvodu, že v něm jsou zaneseny všechny body, kdy se v maximu potenciálu měří správně teplota na každé sondě zvlášť. Ve spodním grafu se oproti tomu nachází hodnoty pouze z shotů, kde se detekuje maximum a teplota se správně měří na HRCP i VRCP zároveň.



Obrázek 3.56: Porovnání $T_{e,VRCP}$ (lowpass 200 Hz) a Thomsonova rozptylu. V pravé části se nalézá prostoro-časová mřížka, ve které měří Thomsonův rozptyl, spolu s trajektorií VRCP a vyznačenými body pro srovnání obou veličin. Shot 8288.



Obrázek 3.57: Porovnání elektronové teploty spočtené z veličin z vertikální reciproké sondy a z Thomsonova rozptylu, radiální profil. Z Thomsonova rozptylu byly vykresleny pouze body s relativní chybou < 50 %, errorbary $T_{e,HRCP}$ byly spočteny jako směrodatná odchylka v 5ms oknu kolem daného času (odpovídá vyhlazovací frekvenci 200 Hz). Shot 8288.

Závěr

Obsahem této práce byla charakterizace parametrů okrajového plazmatu a jeho fluktuací na tokamaku COMPASS v Praze. Motivací pro toto zkoumání je porozumění dějům v okrajovém plazmatu zařízení s magnetickým udržením, neboť tyto jevy mohou způsobovat výrazné ztráty udrženého plazmatu a zároveň ohrožovat materiálové komponenty zařízení. Jejich pochopení tak v budoucnu bude hrát značnou roli při konstrukci a provozu fúzních elektráren.

V teoretickém úvodu jsme se seznámili se základními pojmy fyziky plazmatu a zavedli jsme základní pojmy v oblasti tokamaků. Byla popsána geometrie toroidálních zařízení s magnetickým udržením a byly zavedeny pojmy separatrix, poslední uzavřený magnetický povrch na rozhraní oblasti otevřených a uzavřených siločar, a SOL, vrstva plazmatu na povrchu plazmatického sloupce v těsné blízkosti separatrix.

Následně byl nastíněn popis transportu plazmatem z pohledu nabité částice ve vnějším poli s cílem zavést drifty v plazmatu: $\vec{E} \times \vec{B}$ drift jako univerzální transport nabitých částic jako celku a drift zakřiveného magnetického pole jako jedna z možných příčin existence elektrických polí v plazmatu. Na základě geometrických úvah byl učiněn závěr, že v SOL tokamaku se v oblasti vnější midplane realizuje transport plazmatu konvekcí vertikálně polarizovaných struktur.

Poslední kapitola teoretické části obsahovala úvod do transportu v plazmatu. Byly nastíněny dva mechanismy transportu, a to difuze a konvekce. Podle přenášené veličiny a směru transportu, podél anebo napříč magnetickými siločarami, jsme diskutovali o dominanci jednoho z těchto mechanismů. Pro tento účel byl zaveden pojem charakteristického času paralelních ztrát a difuzního koeficientu podél i napříč siločarami. Ukázali jsme, že zatímco dominantní mechanismus paralelních ztrát hustoty je konvekce růdově iontozvukovou rychlostí, šíření teploty podél siločáry je realizováno na mnohem rychlejší časové škále srážkovou difuzí. Po uvědomění, že ani neoklasický difuzní koeficient nemůže vysvětlit Bohmovu difuzi kolmo na siločáry, jsme definovali pojem blob a krátce jsme ho charakterizovali. Nakonec byl zkoumán vznik turbulentních struktur v SOL a byla vznesena teze, že spíše než driftová turbulence se zde bude projevovat výměnná turbulence, charakteristická fázovým rozdílem mezi poruchou potenciálu a tlaku. Jako jeden z důsledků turbulentní aktivity v okrajovém plazmatu byly zmíněny poloidální střížné toky a byl osvětlen jejich vzájemný vztah negativní zpětné vazby.

Po teoretické části následovalo seznámení s diagnostikami na tokamaku COMPASS. Po většinu této kapitoly jsme se zabývali reciprokými sondami, horizontální (HRCP) a vertikální (VRCP). Stručně byla nastíněna jejich podoba a činnost, načež jsme přešli k vlastním diagnostikám na těchto sondách: Langmuirově sondě a ball-pen sondě.

U Langmuirovy sondy byly popsány dva režimy, ve kterých může pracovat - režim měření plovoucího potenciálu V_f a režim měření iontově nasyceného proudu. Byly uvedeny podmínky, za kterých jsou tato měření věrohodná a okrajově bylo zmíněno i měření elektronové teploty pomocí rozmítání.

Jako další byla popsána stavba ball-pen sondy, což je typ sondy konstruované speciálně tak, aby její plovoucí potenciál V_{BPP} byl natolik blízký potenciálu plazmatu Φ , aby bylo možné měření ball-pen sondy použít při odhadu elektrických polí v plazmatu.

Ukázali jsme, že kombinací signálů Langmuirovy a ball-pen sondy lze provést výpočet dalších fyzikálních veličin relevantních pro transportní procesy v okrajovém plazmatu a interakci plazmatu s materiálovými povrchy tokamaku, jmenovitě výpočet elektronové teploty, paralelního tepelného toku, poloidálního a radiálního elektrického pole, skrze $\vec{E} \times \vec{B}$ drift vznikající radiální a poloidální složku lokální rychlosti plazmatu a nakonec i odpovídající *shearing*

rate. Tím se uzavřela druhá část této práce, úvod do diagnostik.

Třetí a poslední část této práce se týkala vyhodnocení experimentálních výsledků, uložených v databázi tokamaku COMPASS. Nejprve jsme popsali několik použitých technických postupů při zpracovávání surových dat jako odečítání offsetu, vyhlazování signálu nebo přidávání radiální osy. Popsány byly též výhody stanovení hranic doby, kdy se reciproká sonda nalézá v plazmatu, a doby tzv. flat topu, kdy jsou parametry plazmatu konstantní v čase. Na závěr byla stručně charakterizována databáze shotů vytvořená v rámci této práce, obsahující seznam výstřelů, kde používané signály z HRCP a VRCP měří správně, a byl načten postup vytvoření takové databáze pro jednotlivé signály a jejich verifikace. Aktuálně tato databáze obsahuje přes 300 výstřelů s kvalitním měřením potenciálu plazmatu na HRCP a 60 výstřelů s jeho měřením na VRCP.

V první kapitole vyhodnocení experimentálních dat byl proveden rozbor radiálních profilů parametrů plazmatu na vnější midplane. Zmiňme zde např. charakteristický tvar potenciálu ball-pen sondy s přítomností lokálního maxima, jehož pozice by se měla shodovat s pozicí magnetické separatrix. Při porovnání s pozicí separatrix vypočtenou kódem EFIT++ jsme však našli výraznou neshodu, která, jak bylo ukázáno v následujících kapitolách systematickým srovnáním pozic maxima potenciálu a separatrix v EFITu, je závislá na tvaru plazmatu. To indikuje, že se jedná o chybu rekonstrukce, nikoliv měření pozice sondy. Obdobný posun, byť menšího rozsahu byl pak nalezen při analýze dat z VRCP také v horní části plazmatu.

Zvolená metodika zpracování dat dále umožnila proměření vrstvy střížných poloidálních toků předpovězené v teoretické části. Maximální hodnoty rychlostního střihu na tokamaku COMPASS dosahují velmi vysokých hodnot, 2-4 MHz, a lze tak očekávat výrazný vliv střížné vrstvy na lokální vlastnosti turbulence. Byl také proveden odhad rychlostí v radiálním a poloidálním směru a tento odhad byl srovnán s iontozvukovou rychlostí. Zatímco v poloidálním směru dosahují toky plazmatu ve studovaném výboji ≥ 5 km/s, tedy $\sim 0,1c_s$, v radiálním směru se jedná o rychlosti o řád menší, 200-800 m/s, tedy $\sim 0,01c_s$.

Porovnáním doby, za jakou turbulentní struktury projdou SOL, s charakteristickým časem paralelních ztrát jsme došli k závěru, že paralelní transport hustoty není dostatečně rychlý na podstatnou disipaci turbulentních struktur během pobytu v hlavní SOL. V případě krátké *connection length* ve stínu stěny však již mohou být tyto časové škály srovnatelné. Naopak časová škála transportu teploty podél siločáry je srovnatelná nebo kratší než doba pobytu blobu v SOL. Výsledkem kombinace transportních procesů radiálních a podél siločáry pak jsou typické profily iontové saturovaného proudu či paralelního tepelného toku vykazující exponenciální pokles. Ve studovaném výboji byl identifikován zlom těchto profilů $\sim 0,5$ - 1 cm vně od separatrix, dělící SOL na blízkou a vzdálenou.

Rozbor veličin z HRCP pokračoval výpočtem radiálních profilů statistických momentů různých veličin a jmenovitě iontově nasyceného proudu, jenž je při zanedbání teplotních fluktuací úměrný hustotě plazmatu. Byla pozorována typická kladná šíkmost všech veličin v SOL naznačující existenci hustých a teplých blobů a na radiálním profilu šíkmosti byla identifikována oblast, kde bloby výměnnou turbulencí vznikají, i díry šířící se dovnitř plazmatického sloupce. Poznamenejme, že přítomnost dér indikuje výměnný charakter turbulence.

V následujícím kroku byla provedena analýza fluktuací pomocí histogramů fyzikálních veličin. Zatímco v SOL rozdelení fluktuací iontově nasyceného proudu odpovídá teoreticky předpovězenému rozdelení gamma, uvnitř separatrix v její těsné blízkosti jsme identifikovali oblast s gaussovským rozdelením fluktuací. Ještě hlouběji uvnitř se pak formuje nesymetrické rozdelení fluktuací s převažujícími propady hustoty.

Tyto výsledky byly doplněny výpočtem koherence potenciálu plazmatu s elektronovou

teplotou a posléze i iontově nasyceným proudem. U obou byla v SOL nalezena vysoká kohärence na frekvencích v pásmu 25-50 kHz. Zvlášť u elektronové teploty pak byl v SOL změřen fázový posun vůči potenciálu plazmatu $\frac{\pi}{2}$ charakteristický pro výměnnou turbulenci. Provedená statistická analýza fluktuačí i jejich vzájemný fázový posun tak jsou v souladu a indikují výměnný charakter transportu v SOL tokamaku COMPASS. Tím skončil obecný rozbor veličin měřených na HRCP.

V druhé kapitole experimentálních výsledků byla na základě polohy a výšky maxim potenciálu ball-pen sondy zpracována vytvořená databáze statisticky. Pomocí scatterplotu byla demonstrována kladná závislost výšky maxim potenciálu i elektronové teploty v maximu na proudu plazmatem, přičemž v druhém případě byla zřejmá i silná závislost na tvaru plazmatu. V rámci chyby byl odhadnut kladný trend v závislosti výšky maxim na teplotě a záporný trend v závislosti na hustotě. Konečně pozice maxim byla srovnána s pozicí separatrix spočtenou kódem na rekonstrukci magnetických povrchů EFIT++ a byl identifikován systematický posun o -0,5 až 2 cm závislý na konfiguraci plazmatu.

V třetí kapitole byly srovnány profily veličin měřených zároveň na HRCP a VRCP, tedy na dvou různých poloidálních úhlech. Profily potenciálu, ačkoliv kvalitativně podobné, v tomto srovnání vykazují výrazný offset, který lze interpretovat jako přítomnost elektrického pole podél siločáry. Toto pole je přibližně nulové pro kruhový průřez plazmatu, avšak kladné $\sim 10 \text{ V.m}^{-1}$ pro elongovaný průřez či divertorovou konfiguraci. Podobné porovnání elektronové teploty na dvou poloidálních úhlech přineslo zjištění, že v rámci náhodné chyby je rozdíl téměř nulový a transport tepla se tak pravděpodobně odehrává rychleji než transport potenciálu.

Ve čtvrté a poslední kapitole experimentální části bylo měření elektronové teploty na reciproké sondě srovnáno s jejím měřením pomocí Thomsonova rozptylu. Byla nalezena poměrně dobrá shoda v profilu, ale vysoká chyba měření Thomsonova rozptylu a malý počet výbojů se současným měřením obou diagnostik neumožnila provést jiné ověření než kvalitativní.

Na závěr bych uvedla, že ačkoliv většina jevů byla v této práci analyzována vždy na jednom výboji, jejich kvalitativní charakter je (alespoň v rámci výbojů stejného tvaru plazmatu) obecný. Jak naznačuje sekce o statistickém zpracování hodnot veličin v bodě maxima potenciálu ball-pen sondy, mnohé veličiny lze charakterizovat význačným bodem nebo hodnotou v jejich profilu. Za pomocí kvalitní databáze "správných" shotů pak lze do budoucna provést statistická šetření zajímavých fyzikálních jevů, např. škálování parametrů vrstvy střížních toků s parametry plazmatu nebo zkoumat vzájemné vztahy a korelace měřených veličin. V tomto smyslu má tato práce význam úvodu do problematiky, na který se dá dobře navázat budoucím výzkumem.

Reference

- 1 *World: Balances for 2012*. 2014. Dostupný z WWW: <<http://www.iea.org/statistics/statisticssearch/report/?country=WORLD%5C&product=balances%5C&year=2012>>.
- 2 *Nuclear fission and fusion, and neutron interactions*. 2014. Dostupný z WWW: <http://www.kayelaby.npl.co.uk/atomic_and_nuclear_physics/4_7/4_7_1.html>.
- 3 WESSON, J.; CAMPBELL, D. *Tokamaks*. 4. vyd. New York: Oxford University Press, 2011. ISBN 0199592233.
- 4 DOYLE, E. J.; HOULBERG, W. A.; KAMADA, Y. et al. Plasma confinement and transport. *Nuclear Fusion*. 2007, roč. 47, č. 6. Dostupný také z WWW: <<http://stacks.iop.org/0029-5515/47/i=6/a=S02?key=crossref.36e162162f67e92c3a62080002fc7583>>. ISSN 00295515.
- 5 WEISEN, H.; SIPS, A. C. C.; CHALLIS, C. D. et al. The scientific case for a JET D-T experiment. In: *Fusion Reactor Diagnostics*. Varenna: AIP Conference Proceedings, 2014, s. 77–86. Dostupný také z WWW: <<http://scitation.aip.org/content/aip/proceeding/aipcp/10.1063/1.4894028>>. ISBN 978-0-7354-1248-4.
- 6 CHEN, F. F. *Úvod do fyziky plazmatu*. Praha: Academia, 1984.
- 7 *Magnets*. 2015. Dostupný také z WWW: <<https://www.euro-fusion.org/wpcms/wp-content/uploads/2011/09/jg05-537-1c.jpg>>.
- 8 LAO, L. L.; JOHN, H. St.; STAMBAUGH, R. D.; KELLMAN, A.G.; PFEIFFER, W. Reconstruction of current profile parameters and plasma shapes in tokamaks. *Nuclear Fusion*. 1985, roč. 25, č. 11, s. 1611–1622. Dostupný také z WWW: <<http://stacks.iop.org/0029-5515/25/i=11/a=007?key=crossref.382b4e7e430c8741af0f7248e9a56c09>>. ISSN 00295515.
- 9 STANGEBY, P. *The plasma boundary of magnetic fusion devices*. Philadelphia: Institute of Physics Pub., 2000. ISBN 07-503-0559-2.
- 10 FUNDAMENSKI, W.; GARCIA, O.E.; NAULIN, V. et al. Dissipative processes in interchange driven scrape-off layer turbulence. *Nuclear Fusion*. 2007, roč. 47, č. 5, s. 417–433. Dostupný také z WWW: <<http://stacks.iop.org/0029-5515/47/i=5/a=006?key=crossref.94548719266644e41394af5998133d99>>. ISSN 00295515.
- 11 HAVLÍČKOVÁ, E.; FUNDAMENSKI, W.; NAULIN, V. et al. Steady-state and time-dependent modelling of parallel transport in the scrape-off layer. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2011, roč. 53, č. 6. Dostupný také z WWW: <<http://stacks.iop.org/0741-3335/53/i=6/a=065004?key=crossref.2e0c44b98cdec2210f37b69fda61b08a>>. ISSN 07413335.

- 12 D'IPPOLITO, D. A.; MYRA, J. R.; ZWEBEN, S. J. Convective transport by intermittent blob-filaments. *Physics of Plasmas*. 2011, roč. 18, č. 6. Dostupný také z WWW: <<http://scitation.aip.org/content/aip/journal/pop/18/6/10.1063/1.3594609>>. ISSN 1070664x.
- 13 GARCIA, O. E. Stochastic Modeling of Intermittent Scrape-Off Layer Plasma Fluctuations. *Physical Review Letters*. 2012, roč. 108, č. 26. Dostupný také z WWW: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.108.265001>>. ISSN 00319007.
- 14 GARCIA, O. E.; NAULIN, V.; NIELSEN, A. H.; RASMUSSEN, J. Juul. Turbulence and intermittent transport at the boundary of magnetized plasmas. *Physics of Plasmas*. 2005, roč. 12, č. 6, s. 062309–. Dostupný také z WWW: <<http://scitation.aip.org/content/aip/journal/pop/12/6/10.1063/1.1925617>>. ISSN 1070664x.
- 15 KOCAN, M.; PITTS, R. A.; ARNOUX, G. et al. Impact of a narrow limiter SOL heat flux channel on the ITER first wall panel shaping. *Nuclear Fusion*. 2015, roč. 55, č. 3. Dostupný také z WWW: <<http://stacks.iop.org/0029-5515/55/i=3/a=033019?key=crossref.4dbae1fde07de3be3ba30b47c478f6f5>>. ISSN 00295515.
- 16 GARCIA, O. E.; HORACEK, J.; PITTS, R. A. et al. Fluctuations and transport in the TCV scrape-off layer. *Nuclear Fusion*. 2007, roč. 47, č. 7, s. 667–676. Dostupný také z WWW: <<http://stacks.iop.org/0029-5515/47/i=7/a=017?key=crossref.52b05fe76865fa0326117e3fe0b71112>>. ISSN 00295515.
- 17 SEIDL, J.; KRLÍN, L. Interchange Driven Turbulence and Bellan Instability in Tokamak Scrape-off Layer. In: *WDS: Annual conference of doctoral students "Week of Doctoral Students"*. Praha: Matfyzpress, 2009. Dostupný také z WWW: <<http://citeseerx.ist.psu.edu/viewdoc/download?doi=10.1.1.186.9017%5C&rep=rep1%5C&type=pdf>>. ISBN 978-80-7378-103-3.
- 18 GARCIA, O. E. Collective motions in non-uniformly magnetized plasmas. *European Journal of Physics*. 2003, roč. 24, č. 4, s. 331–339. Dostupný také z WWW: <<http://stacks.iop.org/0143-0807/24/i=4/a=351?key=crossref.92466c0aba2ff968aa33ceceb5a524c>>. ISSN 01430807.
- 19 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>.
- 20 URUBA, V. *Turbulence*. 2009. Dostupný také z WWW: <http://www.it.cas.cz/~uruba/docs/Aero/Turbulence_45.pdf>.
- 21 ADÁMEK, J.; IONITA, C.; SCHRITWIESER, R.; STÖCKEL, J. Direct Measurements of the Electron Temperature by a Ball-pen/Langmuir probe. In: *2nd EPS Conference on Plasma Phys. Tarragona*. 2005.
- 22 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.
- 23 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>.

- 24 *Měření teploty plazmatu v tokamaku GOLEM*. Dostupný z WWW: <http://praktikum.fjfi.cvut.cz/pluginfile.php/2756/mod_resource/content/6/GOLEM_teplota%5Cv4.pdf>.
- 25 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.
- 26 ADÁMEK, J.; STÖCKEL, J.; HRON, M. et al. A novel approach to direct measurement of the plasma potential. *Czechoslovak Journal of Physics*. 2004, roč. 54, č. 3, s. 95–99. Dostupný také z WWW: <<http://link.springer.com/10.1007/BF03166386>>. ISSN 00114626.
- 27 WATKINS, J. G.; EVANS, T. E.; JAKUBOWSKI, M. et al. Particle, heat, and sheath power transmission factor profiles during ELM suppression experiments on DIII-D. *Journal of Nuclear Materials*. 2009, roč. 390-391, č. 1, s. 839–842. Dostupný také z WWW: <<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0022311509002487>>. ISSN 00223115.
- 28 AFTANAS, M.; BOHM, P.; BÍLKOVÁ, P. et al. High-resolution Thomson scattering system on the COMPASS tokamak. *Review of Scientific Instruments*. 2012, roč. 83, č. 10, s. 350. Dostupný také z WWW: <<http://scitation.aip.org/content/aip/journal/rsi/83/10/10.1063/1.4743956>>. ISSN 00346748.
- 29 BOHM, P.; AFTANAS, M.; BÍLKOVÁ, P. et al. Edge Thomson scattering diagnostic on COMPASS tokamak. *Review of Scientific Instruments*. 2014, roč. 85, č. 11, s. 431. Dostupný také z WWW: <<http://scitation.aip.org/content/aip/journal/rsi/85/11/10.1063/1.4893995>>. ISSN 00346748.
- 30 ADÁMEK, J.; MÜLLER, H. W.; HORÁČEK, J.; SCHRITTWIESER, R. Radial profiles of the electron temperature on COMPASS and ASDEX Upgrade from ball-pen probe and Thomson scattering diagnostic. In: *41st EPS Conference on Plasma*. 2014.
- 31 *Median filter*. San Francisco (CA): Wikimedia Foundation, 2015. Dostupný také z WWW: <https://en.wikipedia.org/wiki/Median_filter>.
- 32 *Spline (mathematics)*. San Francisco (CA): Wikimedia Foundation, 2015. Dostupný také z WWW: <https://en.wikipedia.org/wiki/Spline_mathematics>.
- 33 GARCIA, O. E.; PITTS, R. A.; HORÁČEK, J. et al. Collisionality dependent transport in TCV SOL plasmas. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2007, roč. 49, č. 12, s. 47–57. Dostupný také z WWW: <<http://stacks.iop.org/0741-3335/49/i=12B/a=S03?key=crossref.e093a4b3f37221cc6f89458908f7edb5>>. ISSN 07413335.
- 34 BROTÁNKOVÁ, J.; STÖCKEL, J.; HORÁČEK, J. et al. Measurement of sheared flows in the edge plasma of the CASTOR tokamak. *Plasma Physics Reports*. 2009, roč. 35, č. 11, s. 980–986. Dostupný také z WWW: <<http://link.springer.com/10.1134/S1063780X09110087>>. ISSN 1063780x.
- 35 HORÁČEK, J.; ADÁMEK, J.; MÜLLER, H. W. et al. Interpretation of fast measurements of plasma potential, temperature and density in SOL of ASDEX Upgrade. *Nuclear Fusion*. 2010, roč. 50, č. 10. Dostupný také z WWW: <<http://stacks.iop.org/0029-5515/50/i=10/a=105001?key=crossref.176b9ce6cd2ce3fcc74a48317cd3a88c>>. ISSN 00295515.
- 36 *Maximum likelihood*. San Francisco (CA): Wikimedia Foundation, 2015. Dostupný také z WWW: <https://en.wikipedia.org/wiki/Maximum_likelihood>.

- 37 *Coherence (signal processing)*. San Francisco (CA): Wikimedia Foundation, 2014. Dostupný také z WWW: <https://en.wikipedia.org/wiki/Coherence_signal_processing>.
- 38 PEDROSA, M. A.; ALONSO, J .A.; GARCÍA-REGAÑA, J. M. et al. Electrostatic potential variations along flux surfaces in stellarators. *Nuclear Fusion*. 2015, roč. 55, č. 5. Dostupný také z WWW: <<http://stacks.iop.org/0029-5515/55/i=5/a=052001?key=crossref.2300b6114cbd717f699d8000e11659ae>>. ISSN 00295515.
- 39 *COMPASS - Parameters*. 2015. Dostupný z WWW: <<http://www.ipp.cas.cz/Tokamak/euratom/index.php/en/compass-parameters>>.

Příloha A

Referenční hodnoty veličin

V místech, kde se pro okrajové plazma tokamaku COMPASS odhaduje velikost fyzikálních veličin, jsou použity tyto hodnoty:

- velikost elementárního náboje: $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ C
- permitivita vakua: $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Fm $^{-1}$
- hmotnost elektronu: $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$ kg
- hmotnost iontu (deuteriového): $m_i = 1,7 \cdot 10^{-27}$ kg
- magnetická indukce: $B = 1$ T
- elektronová, popř. iontová teplota: $T = 20$ eV
- elektronová, popř. iontová hustota: $n = 10^{19}$ m $^{-3}$
- *connection length* v hlavní SOL: $L_c = 3$ m
- *connection length* ve stínu stěny: $L_c = 0,5$ m
- *safety factor*: $q_{95} = 4$
- Machovo číslo pohybu podél siločáry: $M = 0,5$
- parametry použité při výpočtu charakteristického času ztrát tepla difuzí podél siločar: $\tau_T = 6$ μ s
 - srážková frekvence elektronů: $\nu_{ee} = 3 \cdot 10^6$ s $^{-1}$
 - $\alpha_e^{FS} = 0,8$ (podle [10])
 - dále byly pouze aplikovány vzorce v [10] a výše uvedené hodnoty

Další parametry tokamaku COMPASS lze najít v [39].

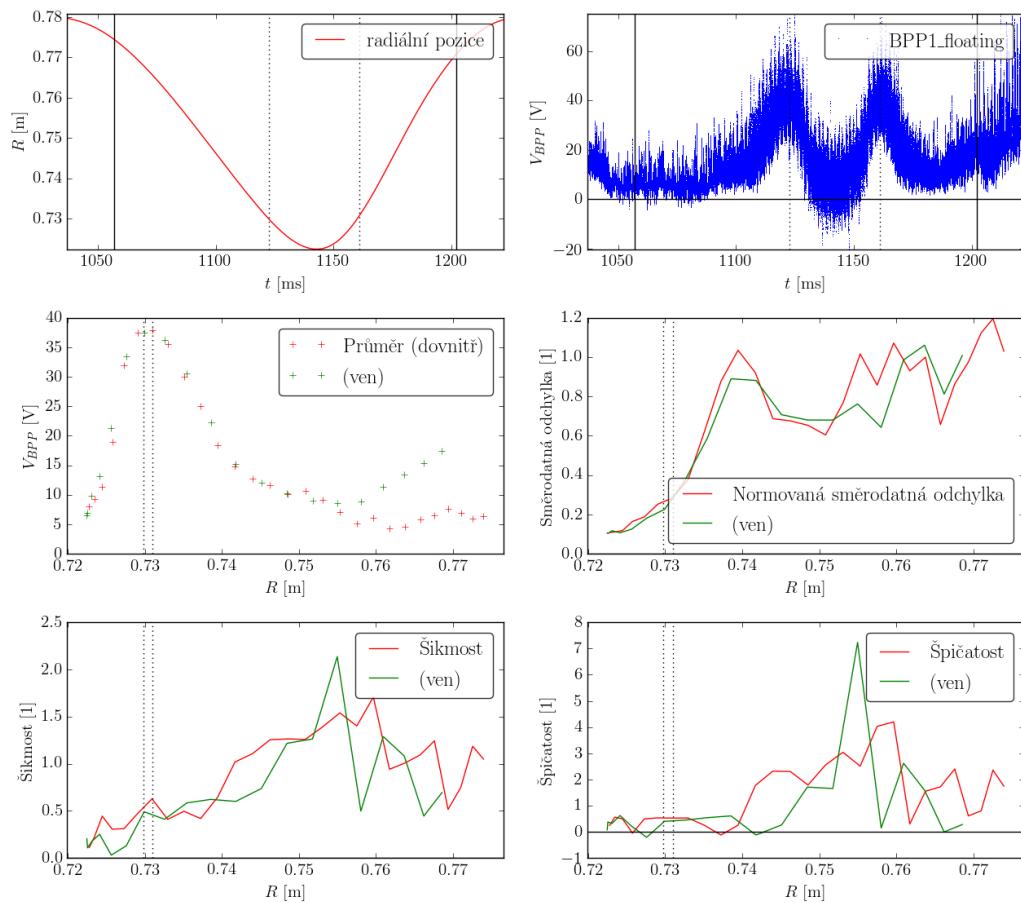
Výtah veličin spočtených na základě těchto hodnot:

- Larmorův poloměr iontu (deuteriového): $r_{Li} = 230 \mu\text{m}$
- Larmorův poloměr elektronu: $r_{Le} = 11 \mu\text{m}$

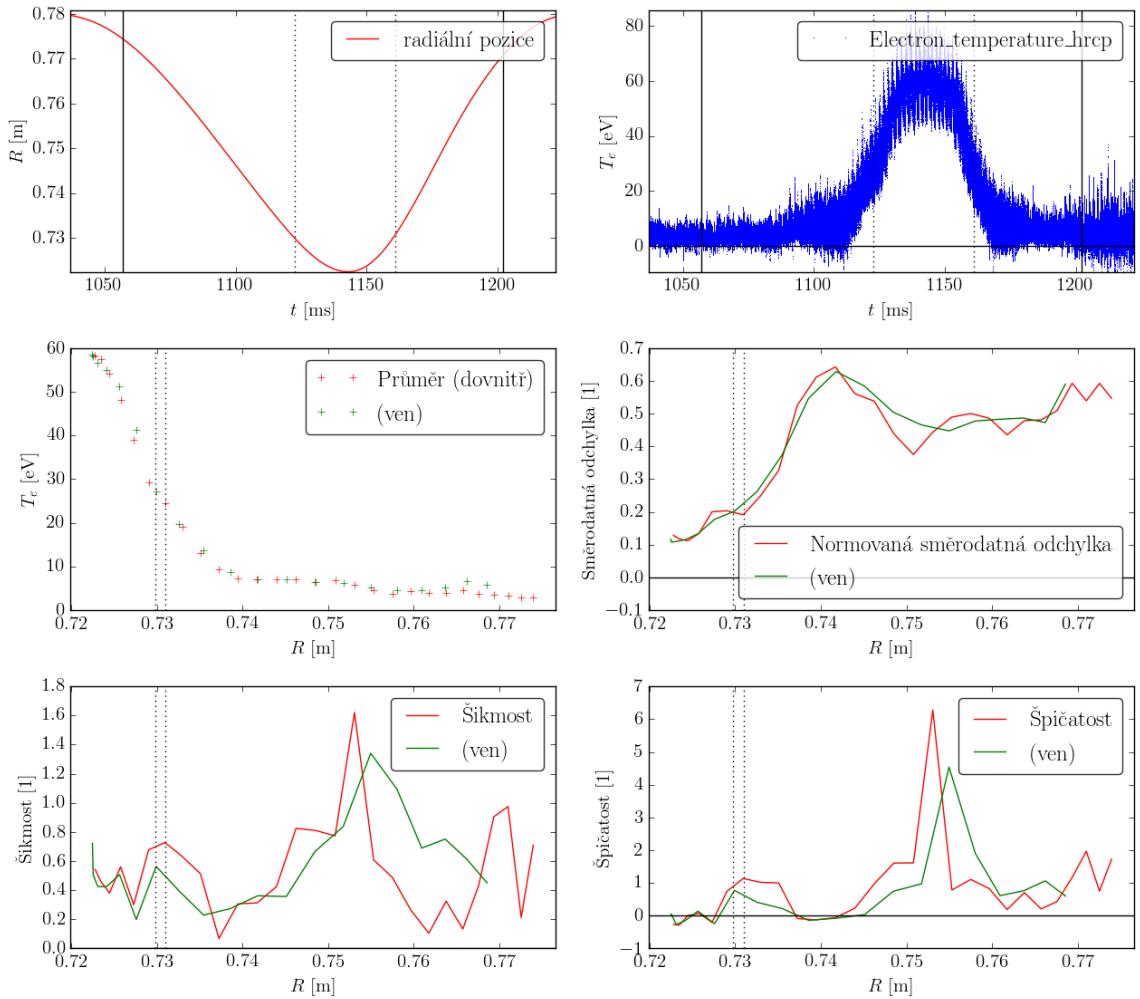
- Debyeovova délka: $\lambda_D = 11 \mu\text{m}$
- ionozvuková rychlosť: $c_s = 61 \text{ km.s}^{-1}$
- tepelná rychlosť iontov (deuteriových): $v_{Ti} = 43 \text{ km.s}^{-1} = 0,7c_s$
- tepelná rychlosť elektronov: $v_{Te} = 1900 \text{ km.s}^{-1} = 31c_s$
- charakteristický čas paralelních ztrát hustoty častic konvekcí v hlavní SOL: $\tau_n = 100 \mu\text{s}$
- charakteristický čas paralelních ztrát hustoty častic konvekcí ve stínu stěny: $\tau_n = 16 \mu\text{s}$

Příloha B

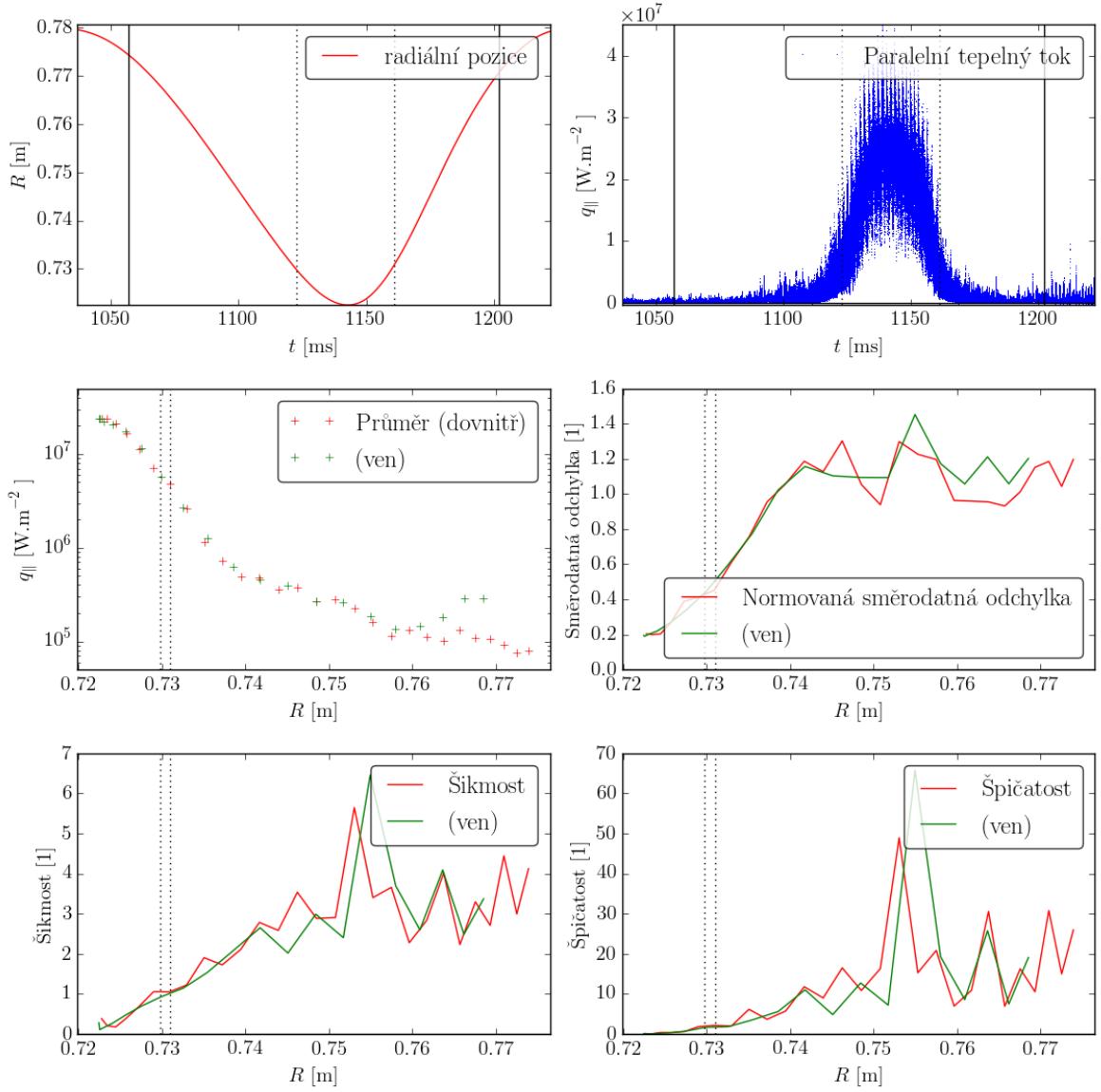
Radiální profily statistických momentů dalších veličin



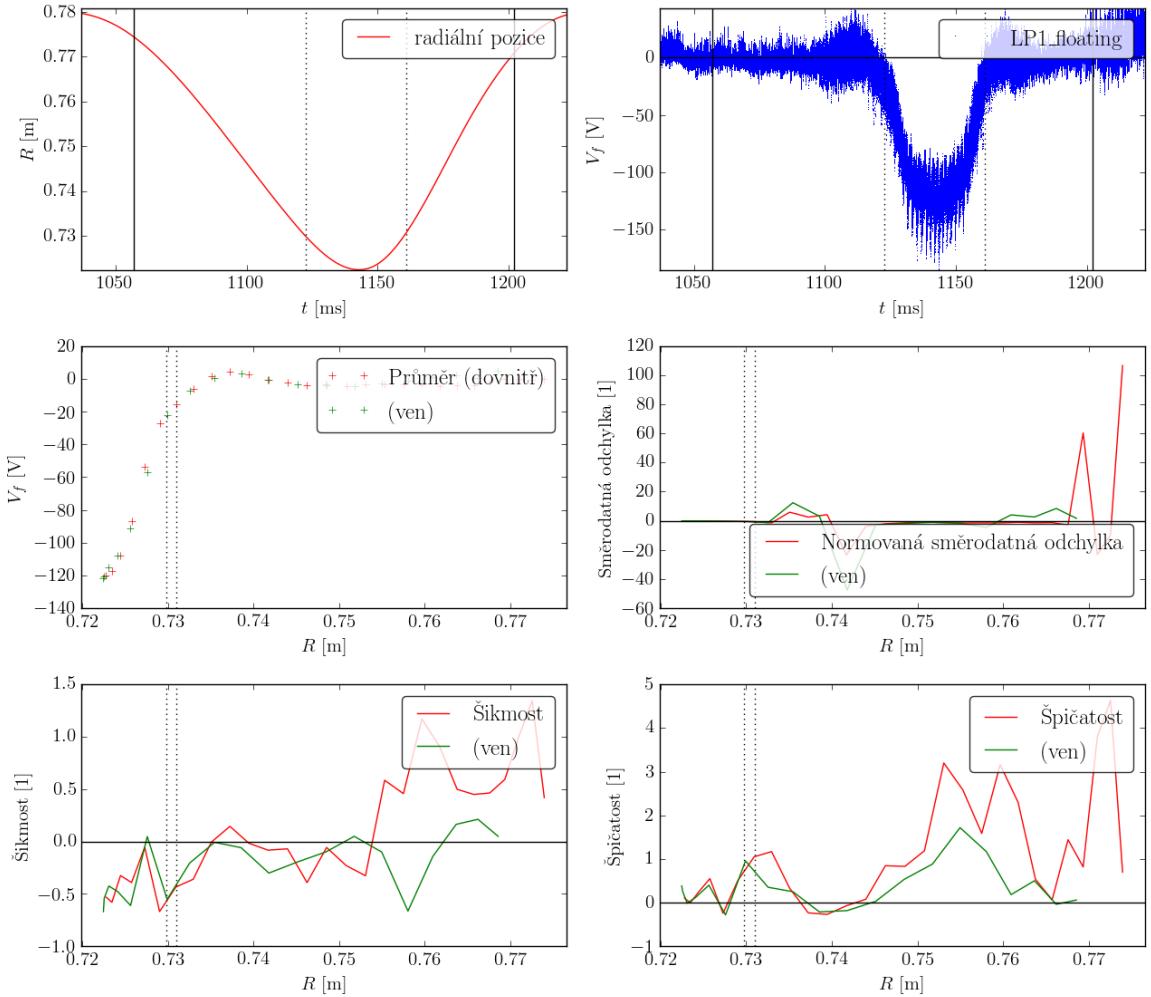
Obrázek B.1: Statistické momenty plovoucího potenciálu BPP1 na HRCP. Nepřerušovanými čarami je vyznačena doba sondy v plazmatu, tečkovaně je vyznačena poloha maxim V_{BPP} . V radiálním profilu jsou zobrazena pouze data z doby, kdy byla sonda v plazmatu. Směrodatná odchylka normována na elektronovou teplotu. Shot 6878.



Obrázek B.2: Statistické momenty elektronové teploty T_e na HRCP. Nepřerušovanými čarami je vyznačena doba sondy v plazmatu, tečkovaně je vyznačena poloha maxim V_{BPP} . V radiálním profilu jsou zobrazena pouze data z doby, kdy byla sonda v plazmatu. Shot 6878.



Obrázek B.3: Statistické momenty paralelního tepelného toku q_{\parallel} na HRCP. Nepřerušovanými čarami je vyznačena doba sondy v plazmatu, tečkovaně je vyznačena poloha maxim V_{BPP} . V radiálním profilu jsou zobrazena pouze data z doby, kdy byla sonda v plazmatu. Shot 6878.



Obrázek B.4: Statistické momenty plovoucího potenciálu V_f na HRCP. Nepřerušovanými čarami je vyznačena doba sondy v plazmatu, tečkovaně je vyznačena poloha maxim V_{BPP} . V radiálním profilu jsou zobrazena pouze data z doby, kdy byla sonda v plazmatu. Shot 6878.