České vysoké učení technické v Praze Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky Obor: Fyzika a technika termojaderné fúze

Zpracování dat pro mikrovlnnou reflektometrii na tokamacích CASTOR a COMPASS

DIPLOMOVÁ PRÁCE

Autor: Vojtěch Lejsek

Vedoucí práce: RNDr. Jaromír Zajac

Rok: 2013

Na tomto místě bych chtěl poděkovat svému vedoucímu práce RNDr. Jaromíru Zajacovi za dlouholetou podporu, trpělivé a důkladné vysvětlení problémů, na které jsem při psaní práce narazil, a za poskytnutí cenné odborné pomoci při přípravě této práce, bez níž by nejspíše vůbec nevznikla. Dále bych chtěl poděkovat za přínosné konzultace Ing. Františku Žáčkovi, Dr. Antóniovi Silvovi a Prof. Sulchanu Nanobašvilimu.

Rovněž musím poděkovat za bezvýhradnou podporu mé rodiny a přítelkyně po dobu celého mého studia, ani bez nich by tato práce nikdy nemohla být napsána.

Vojta Lejsek

Abstrakt

Název: Zpracování dat pro mikrovlnnou reflektometrii na tokamacích CASTOR a COMPASS

Autor: Vojtěch Lejsek

Obor: Fyzika a technika termojaderné fúze

Druh práce: Diplomová práce

Vedoucí práce: RNDr. Jaromír Zajac, Ústav fyziky plazmatu AV ČR

Abstrakt: Tato práce se zabývá reflektometrií jako diagnostickou metodou pro zjištění poloidální rychlosti rotace, hustoty a hustotního profilu plazmatu. Dále se věnuje popisu reflektometrických systémů na tokamacích CASTOR a COMPASS umístěných v Ústavu fyziky plazmatu Akademie věd České republiky. V souvislosti s reflektometrií se práce zabývá statistickou analýzou fluktuací. V datech naměřených reflektometrem a Langmuirovými sondami na tokamaku CASTOR byly nalezeny jevy ukazující na možný výskyt Geodesical Acoustic Modes. V další části práce je uvedena teorie související s Dopplerovým reflektometrem a možnostmi jeho využití při měření poloidální rychlosti rotace na tokamaku COMPASS. Práce se rovněž zabývá měřením profilu hustoty na tokamaku COMPASS pomocí širokopásmového rozmítacího reflektometru.

Klíčová slova: mikrovlny, reflektometrie, plazmová frekvence, spektrum signálu, rozmítání, Dopplerův reflektometr, záznějová frekvence, grupové zpoždění

Abstract

Title: Data processing for microwave reflectometry on tokamaks CASTOR and COMPASS

Author: Vojtěch Lejsek

Specialization: Physics and Technology of Thermonuclear Fusion

Thesis Type: Diploma thesis

Supervisor: RNDr. Jaromír Zajac, Institute of Plasma Physics AS CR

Abstract: This thesis covers reflectometry as a diagnostic method for determination of plasma poloidal rotation velocity, density and density profile. In addition, it deals with the description of reflectometry systems installed on CASTOR and COMPASS tokamaks located at the Institute of Plasma Physics of the Academy of Sciences of the Czech Republic. In the context of reflectometry, this thesis also considers statistic analysis of plasma fluctuations. A phenomenon showing possibility of occurrence of Geodesic Acoustic Mode has been found in reflectometry data measured on CASTOR tokamak. The next section of the thesis provides theory related to Doppler reflectometer and its using to measure poloidal rotation velocity in COMPASS tokamak. This diploma thesis also covers measuring of density profile on COMPASS tokamak by broadband sweeping reflectometer.

Key words: microwaves, reflectometry, plasma frequency, signal spectrum, sweeping, Doppler reflectometer, beat frequency, group delay

Obsah

Ú	′od	7				
	Výzkum termonukleární fúze na tokamacích v ČR	7				
	Reflektometrické experimenty na tokamaku CASTOR					
	Připravované experimenty na tokamaku COMPASS					
1	Reflektometrie					
	1.1 Dopplerův reflektometr					
	1.2 Širokopásmový reflektometrický systém na COMPASSu					
2	2 Využití a vlastnosti programu ReflectometryGUI					
3	Zpracování dat naměřených na tokamaku CASTOR					
	3.1 Hledání vhodných výstřelů	24				
	3.2 Vybrané výstřely	28				
	3.2.1 Výstřel #20194	30				
	3.2.2 Výstřel #20198	38				
	3.2.3 Výstřel #31720	41				
4	Zpracování dat naměřených na tokamaku COMPASS	43				
	4.1 Dopplerův reflektometr na tokamaku COMPASS	43				
	4.1.1 Příprava a testování Dopplerova reflektometru	45				
	4.2 Širokopásmový rozmítací reflektometr na tokamaku COMPASS	48				
	4.2.1 Nastavení reflektometru na tokamaku COMPASS	54				
	4.2.2 Testování funkce rozmítacího reflektometru	55				
	4.2.3 Využití reflektometru ke zjištění hustotního profilu na tokamaku COMPASS	56				
Z	věr	58				
Pe	užitá literatura	60				

Úvod

Výzkum termonukleární fúze na tokamacích v ČR

V roce 1977 byl v Ústavu fyziky plazmatu Československé akademie věd instalován první tokamak v bývalém východním bloku mimo SSSR. Byl to malý tokamak TM-1, dále označován TM1-MH, který byl v letech 1983-84 rekonstruován a následně přejmenován na CASTOR (Czechoslovak Academy of Sciences TORus). Na ÚFP AV byl provozován až do roku 2006. V roce 2004 totiž UKAEA (United Kingdom Atomic Energy Authority) nabídl možnost převzetí výrazně většího a modernějšího tokamaku COMPASS-D, který byl tehdy umístěn ve výzkumném středisku v Culhamu, tedy ve stejném areálu jako tokamaky JET a MAST. Výzkum na COMPASS-D probíhal od roku 1992 (předtím od roku 1989 s kruhovým průřezem komory) do roku 2002, kdy byl jeho provoz ukončen pro nedostatek prostředků a jiné výzkumné priority. [26] COMPASS-D byl následně v roce 2007 převezen do Prahy a instalován v nové budově ÚFP.

Tokamak COMPASS-D měl oproti CASTORu tvar komory a provozní podmínky bližší plánovanému tokamaku ITER – oproti tomu byly rozměry tokamaku COMPASS-D v podstatě jen menší v poměru 1:10. Experimenty prováděné na COMPASSu by tedy mohly či měly být bližší využití při stavbě a provozu ITERu.

Provoz dvou tokamaků na jednom pracovišti byl neudržitelný, proto se CASTOR opět přestěhoval, tentokrát na půdu Fakulty jaderné a fyzikálně inženýrské Českého vysokého učení technického v Praze, kde pod názvem GOLEM pracuje nadále. Vzhledem k tomu, že jediné dva starší tokamaky (sovětské T-1 a T-2) již dávno nejsou v provozu, je dnes GOLEM nejstarším fungujícím tokamakem na světě. V poslední době na něm byly jako na prvním tokamaku využity vysokoteplotní supravodiče na magnetech poloidálního pole [8].

Reflektometrické experimenty na tokamaku CASTOR

Výzkum na tokamaku CASTOR se v posledních letech provozu věnoval především studiu chování okrajového plazmatu, významným diagnostickým nástrojem byl tedy reflektometr. Data

z měření jsou samozřejmě trvale uložená a stále dostupná a je možné v nich najít zajímavé výsledky.

Zpracováním těchto dat se zabývá třetí kapitola této práce. Především jsem se pokoušel najít tzv. GAMy (z angl. Geodesic Acoustic Mode), částečně jsem tak navazoval na práci [1]. Občas je GAM označován jako "20 kHz Mode" podle nejčastější frekvence, kde se tyto módy vyskytují. Dle [16, 17] by tato frekvence měla záviset nepřímo úměrně na rozměru tokamaku a přímo úměrně na teplotě. V případě velmi malého tokamaku CASTOR, který má malý poloměr jen 0,1 metru, šlo očekávat případný výskyt tohoto módu na frekvenci vyšší než 20 kHz.

GAM je jeden z pozorovatelných projevů tzv. zonal flows, což jsou typy fluktuací plazmatu, které jsou toroidálně i poloidálně rozsáhlé. Zonal flows tak mohou působit jako transportní bariéra. Poloidální i toroidální módy fluktuací elektrického pole jsou při zonal flows blízké nule, zonal flows tedy nezpůsobují radiální transport částic, díky čemuž nemohou brát svou energii jako jiné nestability např. z ∇n (gradientu hustoty) nebo ∇T (gradientu teploty). Zonal flows tak svou existencí oslabují mikronestability a pomáhají tlumit drift wave [22] turbulenci [12].

Známy jsou dva typy zonal flows – static mode a právě geodesic acoustic mode. GAM se na rozdíl od statického módu zonal flows projevuje vlnami o nízké frekvenci. Takovéto projevy byly již dříve pozorovány na jiných tokamacích (JFT-2M v japonském Naka [17], TEXT v Austinu v Texasu, T-10 v Moskvě a několika dalších [16]). Ve všech těchto případech byla frekvence GAMu v oblasti 15 – 40 kHz.

Připravované experimenty na tokamaku COMPASS

Pro tokamak COMPASS je vyvíjen zcela nový a moderní reflektometrický systém, který je postupně připravován a instalován ve spolupráci s Centrem pro jadernou fúzi univerzity v Lisabonu (Centro de Fusão Nuclear, Instituto Superior Técnico, Universidade Técnica de Lisboa, CFN/IST). Podrobnému popisu reflektometrického systému na tokamaku COMPASS jsem se věnoval v [15], aktuální stav popisuji v kapitole 4. V současné době tak jsou připravena pouze pásma K a Ka reflektometru pro řádnou vlnu, pomocí nichž bude být možné proměřit část profilu hustoty v plazmatu na straně nízkého magnetického pole.

Po rozšíření reflektometru o další dvě pásma bude možné měření ještě zpřesnit. Termín jejich uvedení do provozu však v současnosti není daný, vzhledem k více než dvouletému zpoždění při zprovoznění prvních dvou pásem nelze ani předvídat.

V práci se rovněž krátce zabývám možnostmi využití Dopplerova reflektometru, jehož anténa není směrována kolmo k povrchu plazmatu, ale je skloněná o určitý úhel, díky čemuž zachytí odraz mínus prvního řádu. Z toho lze na základě Dopplerova posunu určit rychlost pohybu nestabilit v plazmatu. Dopplerův reflektometr byl ovšem na tokamaku nainstalován jen velmi krátce, měření s ním bylo prozatím ukončeno a anténa se již nevyužívá. V současné době se v Institutu radiofyziky a elektroniky v Charkově na Ukrajině vyvíjí nová elektronika, která by měla potlačit šum a umožnit tak přesnější měření s Dopplerovým reflektometrem na tokamaku COMPASS.

Kapitola 1: Reflektometrie

Reflektometrie je diagnostický nástroj využívající principu šíření vln v plazmatu. Index lomu v plazmatu je definován $N = ck/\omega$, záleží na frekvenci vlny. Vlna mění svou fázovou rychlost dle hodnoty indexu lomu, $v_f = c/N$. Pokud index lomu stoupá do nekonečna, dojde k rezonanci, fázová rychlost v_f klesne k nule a vlna přejde v oscilaci, dále se nešíří. V případě, že naopak N klesne k nule, dojde k odrazu vlny.

Právě možnost snadno a celkem přesně vypočítat mezní hustotu pro danou frekvenci je základní podstatou reflektometrie. V základním přiblížení pro využití při diagnostikách plazmatu vždy uvažujeme chladné plazma a žádný pohyb iontů, kde je plazmová frekvence ω_p rovná plazmové frekvenci elektronů, tedy je určena vztahem (1.1). Zavedení elektronové teploty by pro využití při reflektometrii bylo příliš složité. Elementární náboj je standardně označen *e*, hustota elektronů n_e , jejich hmotnost m_e a permitivita vakua ε_0 .

$$\omega_{p} = \sqrt{\frac{e^{2} n_{e}}{\varepsilon_{0} m_{e}}} \quad (1.1)$$
$$f_{p}[GHz] \simeq 9\sqrt{n_{e}[10^{18}m^{-3}]} \quad (1.2)$$

Pro orientační výpočet je po dosazení konstant, zaokrouhlení a při volbě nejčastěji využívaných jednotek výhodný přibližný vztah (1.2).

V tokamaku je anténa reflektometru kolmá na magnetické pole *B*. Disperzní relace, tedy závislost $\omega = \omega(k)$, má v takovém případě tvar (1.3) [14]. Vlnový vektor je označen \vec{k} , $\omega_c = eB/m_e$ značí elektronovou cyklotronní frekvenci.

$$(\omega^{2} - \omega_{p}^{2} - c^{2} k^{2}) \cdot [(\omega^{2} - \omega_{p}^{2})(\omega^{2} - \omega_{p}^{2} - c^{2} k^{2}) - \omega_{c}^{2}(\omega^{2} - c^{2} k^{2})] = 0 \qquad (1.3)$$

Rovnice (1.3) má zjevně dvě základní řešení, k prvnímu se dostaneme při vynulování první závorky a označuje se jako řádná vlna (O, z anglického termínu "Ordinary"). K druhému vede vynulování hranaté závorky, označuje se jako mimořádná vlna (X, z anglického "eXtraordinary").

Disperzní vztah pro řádnou vlnu tedy je (1.4), z toho odvozený vztah pro index lomu řádné vlny N_o (1.5).

$$\omega^{2} = \omega_{p}^{2} + c^{2} k^{2} \quad (1.4)$$
$$N_{o}^{2} = 1 - \frac{\omega_{p}^{2}}{\omega^{2}} = 1 - \frac{e^{2} n_{e}}{\varepsilon_{0} m_{e} \omega^{2}} \quad (1.5)$$

Z disperzní relace (1.4) především plyne, že frekvence vlny ω musí vždy být větší než ω_p . V případě přibližování k ω_p se dle (1.5) blíží index lomu N_O k nule a při $\omega = \omega_p$ dochází k odrazu vlny od dané vrstvy plazmatu. V nejzákladnějším reflektometrickém přístupu, využitém např. v reflektometrickém systému na tokamaku CASTOR, je ω konstantní a odrazí se od vrstvy o hustotě n_e s danou plazmovou frekvencí ω_p . Dle (1.1, 1.2, 1.6) tak ze známé frekvence snadno vypočítáme elektronovou hustotu plazmatu v místě odrazu. Zjištění samotné polohy daného místa není, jak ukážu v kapitole 3, ovšem při tomto přístupu snadné, přesněji řečeno je potřeba předpokládat konkrétní tvar hustotního profilu.

$$n_e = (2\pi f)^2 \frac{\varepsilon_0 m_e}{e^2}$$
 (1.6)

Druhé řešení disperzní rovnice (1.3) pro mimořádnou vlnu vychází z vynulování části v hranatých závorkách, postup je patrný dále v (1.7-1.13).

$$\begin{aligned} & (\omega^{2} - \omega_{p}^{2})(\omega^{2} - \omega_{p}^{2} - c^{2}k^{2}) - \omega_{c}^{2}(\omega^{2} - c^{2}k^{2}) = 0 \quad (1.7) \\ & \omega^{4} - \omega^{2}\omega_{p}^{2} - \omega^{2}c^{2}k^{2} - \omega^{2}\omega_{p}^{2} + \omega_{p}^{4} + \omega_{p}^{2}c^{2}k^{2} - \omega^{2}\omega_{c}^{2} + \omega_{c}^{2}c^{2}k^{2} = 0 \quad (1.8) \\ & c^{2}k^{2} = \frac{\omega^{4} - \omega^{2}\omega_{p}^{2} - \omega^{2}\omega_{c}^{2} - \omega^{2}\omega_{p}^{2} + \omega_{p}^{4}}{\omega^{2} - \omega_{c}^{2} - \omega_{p}^{2}} \quad (1.9) \\ & c^{2}k^{2} = \frac{\omega^{2}(\omega^{2} - \omega_{p}^{2} - \omega_{c}^{2}) - \omega_{p}^{2}(\omega^{2} - \omega_{p}^{2})}{\omega^{2} - \omega_{c}^{2} - \omega_{p}^{2}} = \omega^{2} - \omega_{p}^{2}\frac{(\omega^{2} - \omega_{p}^{2})}{\omega^{2} - \omega_{c}^{2} - \omega_{p}^{2}} \quad (1.10) \\ & N_{X}^{2} = \frac{c^{2}k^{2}}{\omega^{2}} = 1 - \frac{\omega_{p}^{2}}{\omega^{2}}\frac{(\omega^{2} - \omega_{p}^{2})}{\omega^{2} - \omega_{c}^{2} - \omega_{p}^{2}} \quad (1.11) \end{aligned}$$

Vhodným přeskupením a vytknutím členů v (1.10) jsme získali přehledné řešení (1.11). Z něj jsou totiž patrné tři podstatné případy pro frekvenci ω . Pokud bude výraz v čitateli složitější části pravé strany rovnice (1.3) $\omega_p^2 (\omega^2 - \omega_p^2)$ rovný nule, tedy v případě $\omega = \omega_p$ (jelikož ω_p je z definice (1.1) vždy kladná), bude platit $N_x = 1$, a fázová rychlost vlny je rovna rychlosti světla.

Další povšimnutíhodná situace nastane ve chvíli, kdy se pravý člen blíží do nekonečna, N_X stoupá k nekonečnu a dojde k rezonanci. Tento případ nastane, když jmenovatel posledního zlomku bude nulový, tedy $\omega^2 = \omega_p^2 + \omega_c^2$. Tato frekvence je označována jako horní hybridní frekvence.

Nejzajímavějším případem pro reflektometrii je opět mezní frekvence, kdy index jde k nule a vlna se odrazí. V případě mimořádné vlny jsou tyto frekvence dvě – nižší, označovaná jako dolní, "lower" (L), a vyšší, tedy horní, "upper" (U). Tyto stavy nastávají pro $\omega = \omega_L$ a $\omega = \omega_U$ (1.12, 1.13).

$$\omega_{L} = \frac{-\omega_{c} + \sqrt{\omega_{c}^{2} + 4\omega_{p}^{2}}}{2} \qquad (1.12)$$
$$\omega_{U} = \frac{\omega_{c} + \sqrt{\omega_{c}^{2} + 4\omega_{p}^{2}}}{2} \qquad (1.13)$$

Po dosazení hodnot za ω_p a ω_c vyjádříme elektronovou hustotu a získáme vztahy (1.14, 1.15) pro hustotu $n_{e,L}$ a $n_{e,U}$.

$$n_{e,L} = \frac{\omega \epsilon_0}{e^2} (\omega m_e - e \ B) \qquad (1.14)$$
$$n_{e,U} = \frac{\omega \epsilon_0}{e^2} (\omega m_e + e \ B) \qquad (1.15)$$

Na tokamacích je využíván odraz na frekvencích ω_L i ω_U . Pomocí těch proměříme i velmi nízké hustoty. Běžně ale přednostně využíváme řádnou vlnu, kterou neovlivňuje magnetické pole v tokamaku. Hustotní profil tedy lze měřit přímo, bez znalosti magnetického pole v daném místě. Mezní frekvence ω_L je vždy nižší než mezní frekvence ω_p pro řádnou vlnu o stejné frekvenci. Jelikož nemůžeme využít reflektometr pro měření o nižších frekvencích než cca 16-18 GHz [27], je měření s mimořádnou vlnou dobrou příležitostí pro zjištění hustotního profilu na úplném okraji plazmatu. Využití vlastností řádné a mimořádné vlny při reflektometrických měřeních na tokamaku CASTOR je zřejmé z Obr. 1.1.



Obr. 1.1: Profily mezních frekvencí řádné i mimořádné vlny na tokamaku CASTOR. Platí pro pole B = 1 T a hustotu $n_e = 1,5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3} \text{ v}$ ose komory tokamaku a pro parabolický profil hustoty. [29]

1.1 Dopplerův reflektometr

Známý Dopplerův jev pomocí vztahu (1.16) vysvětluje změnu frekvence signálu f_0 vlivem vzájemného pohybu vysílací a přijímací antény (případně odrazné plochy) pohybující se vzájemnou rychlostí v. V případě využití v reflektometrii je anténa použitá jen jedna a změnu frekvence způsobí pohyb odrazné vrstvy, tedy vrstvy plazmatu o mezní hustotě pro danou frekvenci. Jak je vysvětleno dále, v případě reflektometrie je tato představa velmi obecná, jelikož dochází k rozptylu na mřížce tvořené turbulencemi plazmatu a měříme rychlost pohybu této mřížky. Vlnová délka dopadající vlny λ musí být srovnatelná s běžnými rozměry turbulencí Λ , proto volíme milimetrové a centimetrové vlny. Radiální pohyb vrstvy plazmatu o mezní hustotě je pro přístup na základě Dopplerova jevu příliš pomalý, samotný posun by byl neměřitelně malý.

$$f = f_0 \left(1 \pm \frac{v}{c} \right) \qquad (1.16)$$

V případě Dopplerova reflektometru není vysílací a přijímací anténa kolmá na povrch plazmatu, ale nakloněna v poloidálním směru o úhel Θ . Tento úhel je v rámci jednoho měření neměnný a bývá například na tokamaku ASDEX Upgrade volen v intervalu 5° - 27° [5]. Díky tomuto naklonění antény je nejsilnější, tj. nultý, řád rozptylu odražen v rámci zákona odrazu pod stejným dopadovým úhlem, tedy mimo anténu. Přijímací anténa je nastavena tak, aby zachytila z odraženého signálu převážně rozptyl prvního řádu. V případě využití jen jedné antény, současně jako vysílací a přijímací, při vhodně vybraném úhlu Θ zachytáváme rozptyl –1. řádu. Konkrétní náhled je vidět na Obr. 1.2. Výhoda zapojení s jednou anténou je v jednodušším mechanickém provedení, menší náročnosti na velikost portu tokamaku, ale naopak vyžaduje zapojení směrové vazby.

V případě běžného reflektometru s umístěním antény v rovině tokamaku se poruchy hustoty charakterizované vlnovým vektorem s konečnou radiální vlnovou složkou $K_r > 0$ chovají jako velmi dobrá zrcadla, což výrazně znesnadňuje přesnou lokalizaci místa odrazu [9]. Stejně tak naopak, v případě, že má vlnový vektor poloidální složku K_{\perp} kolmou na magnetické pole, všechny rozptýlené řády se odrazí stejným směrem a interferují, což negativně ovlivňuje přesnost měření. [10]



Obr 1.2: Funkce Dopplerova reflektometru. Vysílací i přijímací anténa je oproti kolmici na měřenou plochu nakloněna o úhel Θ_{tilts} následně je zachycen odraz –1. řádu. [9]

Odvození vztahu (1.17) pro výpočet rychlosti

$$u_{\perp} = v_{\vec{E} \times \vec{B}} + v_{\phi} \qquad (1.17)$$

dle použité frekvence f a úhlu Θ je vysvětleno dále v (1.18-1.24). Výše zmíněné $v_{\vec{E}\times\vec{B}}$ vyjadřuje driftovou rychlost pohybu plazmatu ve směru $\vec{E}\times\vec{B}$, tedy rychlost poloidální rotace plazmatu. Přesněji řečeno, měříme rychlost fluktuací (nerovnoměrné hustoty) plazmatu, které tvoří mřížku, na níž dochází k rozptylu, fluktuace se ale pohybují s plazmatem, v_{ϕ} je fázovou rychlostí fluktuací, což označuje vzájemný pohyb fluktuací plazmatu.

Při výpočtu vyjdeme z Braggovy (mřížkové) rovnice (1.18), kde požadujeme úhel dopadu i odrazu v absolutní hodnotě stejný, ovšem s opačným znaménkem. Při běžném tvaru Braggovy rovnice se uvažuje pro úhel dopadu i úhel odrazu nezáporná hodnota pro odraz nultého řádu, pro správnou funkci s jednou anténou musí být tedy jeden z úhlů záporný.

$$\sin\theta = \sin(-\theta) + m \frac{\lambda}{\Lambda}$$
 (1.18)

V našem případě požadujeme mínus první řád, tedy m = -1. λ je vlnová délka vlny vyslané z antény reflektometru, tedy $\lambda = c/f$, kde *f* je vyslaná frekvence a Λ je "mřížkový parametr" odrazné plochy, v tomto případě vlnová délka vlny charakterizující hustotu plazmatu v místě, kde se odrazí vlna o frekvenci *f*. Po přepsání do notace vlnových vektorů $k = 2\pi/\lambda$, $K = 2\pi/\Lambda$, získáme tvar (1.19).

$$K = -2 k \sin \theta \qquad (1.19)$$

Záporné znaménko nemusíme brát dále v úvahu, vychází jen z definice směru kladného úhlu. Pokud bychom měli oddělenou vysílací a přijímací anténu [10] a přijímací anténou sbírali první řád odrazu, naměřili bychom dle teorie stejné hodnoty.

V případě pohybu mřížky, tedy v našem případě plazmatu, můžeme obecně psát vztah pro Dopplerův frekvenční posuv (1.20), kde \vec{u} je rychlost turbulencí a \vec{k} jejich vlnový vektor.

$$f_{D} = \frac{1}{2\pi} (\vec{u} \cdot \vec{K}) = \frac{1}{2\pi} (u_{\perp} K_{\perp} + u_{\parallel} K_{\parallel} + u_{r} K_{r}) \qquad (1.20)$$

Dle [5] bývá složka K_{\parallel} v magneticky drženém plazmatu zanedbatelná oproti K_{\perp} , jelikož podél magnetických siločar je výrazně vyšší vodivost. Rovněž nemusíme započítávat radiální složku K_r vzhledem k tomu, že spektrum poruch v radiálním směru bývá vystředěno kolem nuly. Jedinou významnou složkou tedy zbývá poloidální složka kolmá na magnetické pole K_{\perp} . Po úpravách (1.21) a (1.22) lze tedy psát výsledný vztah (1.23).

$$\vec{u} \cdot \vec{K} \simeq u_{\perp} K_{\perp} \quad (1.21)$$

$$f_{D} = \frac{1}{\pi} u_{\perp} k \sin \theta \quad (1.22)$$

$$f_{D} = \frac{2}{\lambda} u_{\perp} \sin \theta = \frac{2}{c} \frac{f}{c} u_{\perp} \sin \theta \quad (1.23)$$

Z naměřeného frekvenčního posunu f_D se znalostí vysílané frekvence $f a \Theta$ pomocí (1.24), který je jen převráceným (1.23), jednoduše určíme rychlost u_{\perp} .

$$u_{\perp} = \frac{c f_D}{2 f \sin \theta} \qquad (1.24)$$

Jak je uvedeno v (1.17), u^{\perp} má dvě složky, které není snadné od sebe oddělit, pokud je neměříme jinou metodou [5]. Dle [9] byly měřením potvrzeny teoretické odhady [7], že v oblasti blízké okraji plazmatu lze v_{ϕ} oproti $v_{\vec{E}\times\vec{B}}$ zanedbat, v takovém případě pak měříme přímo $u_{\perp}=v_{\vec{E}\times\vec{B}}$. Ze znalosti rychlosti ve směru kolmém na elektrické i magnetické pole můžeme [5, 25] zjistit radiální elektrické pole E_r (1.25).

$$v_{\vec{E}\times\vec{B}} = \frac{\vec{E}_r \times \vec{B}}{B^2} \qquad (1.25)$$

Rychlost $v_{\vec{E}\times\vec{B}}$ se v průběhu výboje mění v radiálním směru, dle využité frekvence *f* je tak nutné ještě určit pro jakou mezní hustotu platí naměřené $v_{\vec{E}\times\vec{B}}$. Pro konkrétní vzdálenost od středu komory potřebujeme znát hustotní profil, který můžeme zjistit např. pomocí širokopásmového reflektometru (viz kapitoly 1.2 a dále 4.2).

1.2 Širokopásmový reflektometrický systém na COMPASSu

Teorii mikrovlnného měření a plánovanému způsobu zapojení reflektometrického systému na tokamacích CASTOR a COMPASS jsem se věnoval v [15]. Vzhledem k postupnému vývoji

plánů došlo k několika změnám. Je tedy nutné stručně rekapitulovat zapojení reflektometrického systému u tokamaku COMPASS a zdůraznit a vysvětlit změny, k nimž došlo nebo dojde.

Pro tokamak COMPASS je reflektometrický systém vyvíjen ve spolupráci s CFN/IST v Lisabonu. Reflektometr bude umístěn v rovině středu tokamaku na straně slabého pole. Frekvenční rozsah reflektometru byl zvolen na 18 - 90 GHz, rozdělených do 4 pásem: K (18 - 26,5 GHz), Ka (26,5 - 40 GHz), U (40 - 60 GHz) a E (60 - 90 GHz). Ve všech případech bude reflektometr pracovat pouze v režimu řádné vlny. Zvažované využití mimořádné vlny v pásmu Ka, které by umožnilo podrobné proměření hustotního profilu od samého kraje plazmatu, nebude nakonec využito. Dle [27] jsme totiž schopni hustotní profil v oblasti, kde by se odrazila řádná vlna o frekvenci nižší než 18 GHz, dobře aproximovat a navíc případná nepřesnost má jen malý vliv na přesnost hustotního profilu zjištěného z frekvencí vyšších než 18 GHz.

Výhoda tohoto řešení tkví v snazším zpracování naměřených dat. Index lomu mimořádné vlny totiž závisí (1.14, 1.15) na magnetickém poli v daném místě, pro přesný výpočet bychom tedy museli velmi přesně znát časový i prostorový průběh magnetického pole. Pro řádnou vlnu platí, že vlnový vektor \vec{k} je kolmý na magnetické pole \vec{B}_0 a složka vlny \vec{E} je s ním rovnoběžná. Takovou vlnu magnetické pole neovlivňuje, a tedy je její využití pro reflektometrii výhodnější. Nižší frekvence než 16 - 18 GHz má vlnovou délku příliš velkou (2 cm a více), což už je příliš moc pro dobrou lokalizaci místa odrazu [27].

Port tokamaku COMPASS využívaný reflektometrickým systémem je příliš malý pro umístění čtyř nezávislých antén pro reflektometry. Antény tak jsou umístěny mimo tokamak, kde pomocí kvazi-optického slučovače dojde ke spojení signálů různých frekvenčních pásem, které pak jsou vedeny jedním vlnovodem, který funguje jako kvazi-optická anténa a jehož rozměry jsou větší než je třeba pro nejnižší frekvence reflektometru. Před tokamakem tak bude umístěna jen jedna vysílací a jedna přijímací anténa. Výhoda je, že v takto velkém vlnovodu dochází jen k malému útlumu vln [6]. Nevýhoda je ve složitém mechanismu slučování a oddělování jednotlivých frekvenčních pásem.



Obr. 1.3: Dva kvazi-optické slučovače, jejichž schéma je znázorněno na obrázku, budou použity pro reflektometr na tokamaku COMPASS. Slučovače jsou připravené i pro připojení pásma Ka v módu mimořádné vlny, které se nakonec z důvodů zmíněných v úvodu kapitoly 4.2 nebude realizovat. [21]

V současnosti je na tokamaku nainstalován reflektometr jen v pásmech K a Ka, tedy od 18 do 40 GHz, což odpovídá hustotě zhruba $n = 0,4 - 2,0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. K instalaci dalších pásem dojde v budoucnu, poté by mohla jít řádnou vlnou o frekvenci až 90 GHz proměřit hustota až do $1,0 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$.

Reflektometrický systém je i relativně prostorově náročný, protože elektronika zpracovávající data nesmí být ovlivněna magnetickým polem tokamaku, tedy nemůže být bezprostředně vedle tokamaku. V případě COMPASSu budou všechna zařízení umístěna alespoň 2 metry od komory tokamaku.

Schéma kvazi-optického slučovače je na Obr. 1.3, stejný je použit i u vlnovodu s odraženou vlnou, který dále rozloží signál na jednotlivé frekvence a druhy vln. Vysílací a přijímací

elektronika pro jednotlivá pásma je v podstatě totožná, liší se jen použitým frekvenčním generátorem a násobičem. Zapojení pásem K a Ka pro O vlnu je naznačeno na Obr. 1.4. Signál je vygenerován v napětím řízeném oscilátoru (Voltage Controlled Oscillator, VCO, případně označeno HTO, jako např. v Obr. 1.4) a přes kvazi-optický slučovač veden anténou do komory tokamaku. Ze signálu je oddělena referenční část, která směřuje přes zpožďovač do mikrovlnného směšovače, kde se smísí s odraženým signálem z tokamaku. Výsledný signál je po zesílení vyhodnocen.





Kapitola 2: Využití a vlastnosti programu ReflectometryGUI

Program ReflectometryGUI (zkratka z anglického "Graphical User Interface", tedy "grafické uživatelské rozhraní"), který jsem vytvořil v rámci své bakalářské práce [15], umožňuje snadno a systematicky statisticky zpracovat a porovnat data naměřená v rámci jednotlivých výstřelů, především těch z reflektometrie na tokamacích CASTOR a COMPASS.

Tento program umožňuje porovnat dvě řady naměřených hodnot z různých kanálů při měření na tokamacích CASTOR či COMPASS, případně i načíst a zpracovat data v některém ze standardních formátů (.csv, .txt a další).

Velký důraz je kladen na intuitivní ovládání snadné i pro uživatele, kteří neznají strukturu uložení a možnosti získání naměřených dat z tokamaků CASTOR a COMPASS. Data jsou takto přístupná i bez znalosti programovacích jazyků. Program ReflectometryGUI byl vytvořen v prostředí MATLABu, uživatel ale díky grafickému prostředí vůbec nemusí zasahovat do kódu a zcela vystačí se základními anglickými termíny. Podrobnějším manuálem jsou příslušné kapitoly v [15].

V prvním kroku si uživatel vybere zdroj dat, tj. zařízení a konkrétní kanál. V tomto kroku může data načíst a časově i frekvenčně oříznout dle potřeby, resp. dle konkrétních naměřených hodnot. Zpravidla je vhodné vybrat čas, kdy bylo plazma stabilní – odstranit před dalším zpracováním nezajímavý počátek a konec signálu. Automaticky dojde rovněž k odstranění stejnosměrné složky signálu, tj. jeho posunu k nule.

V dalším kroku již vybraná data může zpracovat několika běžnými způsoby, které lze rozdělit do dvou typů. Za prvé jde o zpracování jednotlivého signálu, tedy autokorelační funkce, Fourierovo frekvenční spektrum, jeho vývoj v čase (spektrogram) a power spectrum. Stejným způsobem se zpracují oba signály vybrané v prvním kroku a následně se vykreslí oba grafy, které nám umožní snadné a rychlé vizuální porovnání.

Druhým typem statistického zpracování dat můžeme získat vztah obou vybraných signálů, například porovnat jejich podobnost v časové i frekvenční doméně. Patří sem kroskorelační funkce, její vývoj v čase (kroskorelogram), cross-phase spectrum a vzájemná koherence obou signálů.

Kapitola 3: Zpracování dat naměřených na tokamaku CASTOR

Z každého výstřelu na tokamaku CASTOR byly získány stovky tisíc naměřených hodnot, jednotky až desítky kanálů snímaly s frekvencí samplingu 1 MHz pro každý výstřel časový úsek cca 35 ms. Z výstřelů na tokamaku COMPASS je ještě několikanásobně více dat vzhledem k dvoj- i vícenásobné frekvenci sběru dat, delším výstřelům i většímu množství zapojených diagnostik.

V rámci reflektometrie na COMPASSu je využíván sběr dat s frekvencí dokonce až 200 MHz, tedy pro srovnání: z každého ze čtyř frekvenčních pásem reflektometru bude stokrát více naměřených dat než z většiny ostatních diagnostik, a řádově tisíckrát více než za celý povedený výstřel v jednom kanálu na tokamaku CASTOR. Z tohoto plyne, že reflektometrie je velmi náročná na rychlost sběru dat i jejich následné uložení.

Ale i z CASTORu je velké množství naměřených, uložených a nezpracovaných reflektometrických dat, v nichž je stále možné hledat potenciálně nové souvislosti či ověření výsledků dosažených na jiných tokamacích. Vzhledem k množství dat je potřeba nalézt nějaký způsob jejich hromadného zpracování a vyhledání výstřelů, které splňují zvolené parametry. Následně můžeme pro snadnou práci s jednotlivými výstřely využít ReflectometryGUI, kde každý výstřel můžeme dle potřeby časově oříznout, odfiltrovat nechtěné frekvence a následně statisticky zpracovat.

Pro zpracování jsem si vybral hledání tzv. GAMů v datech z reflektometrie na tokamaku CASTOR. Tyto vysokofrekvenční projevy tzv. zonal flows byly pozorovány na několika jiných tokamacích (JFT-2M [17], TEXT, T-10 [16]), ve všech případech ale větších, než byl CASTOR.

3.1 Hledání vhodných výstřelů

Často bylo použito zapojení, kdy kromě reflektometru v O- nebo X-módu, byly zapojeny i vertikálně nebo horizontálně umístěné^{*1} hřebínky Langmuirových sond (případně oba typy). Fotografii sondy ve tvaru hřebenu (častěji je používán anglický termín "rake"), tedy stejného typu, jaký byl využity při měření v tokamaku CASTOR, můžete vidět na Obr. 3.1. Jejich orientace v tokamaku CASTOR je naznačena na poloidálním řezu na Obr. 3.2. Horizontálně umístěné hřebínky používané při měření CASTORu měly 8 nebo 10 sond, tzv. tipů. Ty jsou dobře patrné na Obr. 3.1 včetně jejich poškození vysokými teplotami. Vertikálně umístěné sondy měly 16 tipů. Jednotlivé tipy byly číslovány od středu tokamaku směrem k okraji a je mezi nimi vždy mezera 2,5 mm. Dle zapojení zaznamenávaly jednotlivé sondy buď plovoucí potenciál nebo iontový nasycený proud [11].



Obr. 3.1: Hřebínek Langmuirových sond stejného typu, jaký byl použit při měřeních na tokamaku CASTOR.

Port, v němž byly sondy, byl umístěn toroidálně v jiné části tokamaku než reflektometrická anténa. Vzdálenost daných portů v toroidálním směru byla nejčastěji 90°, což odpovídá vzdálenosti 65 - 75 cm, v závislosti na konkrétním umístění a zasunutí sond. Při některých měření byla pozice odlišná, obvykle v případech, kdy byly využity dvě antény reflektometru, tedy byly zapojeny dva kanály pro řádnou vlnu, dva pro mimořádnou. Při některých výstřelech mohlo dojít k situaci, že nějaký jev, jako třeba fluktuace, byl zaznamenán reflektometrií a následně s určitým časovým odstupem sondami, případně v opačném pořadí. Časový rozdíl mezi zaznamenáním stejné fluktuace na sondách a na reflektometru byl očekáván dle rychlosti pohybu částic v tokamaku nejvýše v desítkách mikrosekund [18].

^{*1:} V celém textu označuji slovem "vertikální" sondy, jejichž hřebínek je svislý, ačkoli přímo jednotlivé sondy jsou na hřebínek kolmé, a tedy horizontální. Slovo "horizontální" proto označuje sondy na hřebínku, který je umístěn ve vodorovném směru.

Při procházení záznamů o experimentech zhruba od roku 2001 do ukončení provozu tokamaku CASTOR na pracovišti ÚFP AV ČR v červnu 2006 jsem nalezl zhruba 2000 výstřelů, kdy byly použity zároveň sondy a reflektometrie. Vždy bylo zapojeno 8-26 kanálů pro sondy a 4 kanály reflektometrie. Vysílací anténa reflektometru byla vždy umístěná vodorovně a kolmo na plasma, přijímací antény byly dvě – dle experimentu poloidálně nebo toroidálně vedle antény vysílací. Každá přijímací anténa reflektometru produkovala dvě sady dat – jeden kanál zaznamenával sinovou složku signálu, druhý kosinovou, což umožňuje získat fázi i amplitudu detekovaného signálu [19, 13].



Obr. 3.2: Poloidální řez tokamakem s nákresem umístění Langmuirových sond. [1]

Vzhledem k velkému množství dat zcela samozřejmě není možné prověřit všechny možné souvislosti a jejich kombinace manuálně. Proto jsem musel zvolit parametry, podle nichž vyberu výstřely, které jsou dle daných parametrů výjimečné.

Vzhledem k tomu, že jsem hledal podobnost fluktuací na reflektometru a sondách, jako nejvhodnější se jevil výpočet vzájemné korelace všech sond s každým signálem z reflektometru. Vzhledem k očekávané rychlosti pohybu částic v tokamaku a vzdálenosti portů jsem počítal kroskorelace signálu vzájemně posunutých vůči sobě až o $\pm 0,1$ ms. Signál jsem předtím fourierovsky transformoval a rozdělil na tři frekvenční pásma: 0 - 15 kHz, 15 - 30 kHz a 30 a více kHz. Korelace jsem tedy počítal ve všech třech frekvenčních pásmech zvlášť. Díky tomuto

se mi podařilo získat i hrubý náhled, na jakých frekvencích se vyskytuje případná vyšší hodnota korelace. Stejným způsobem jsem provedl i časový ořez a počítal korelace vždy jen pro úseky v jednotkách milisekund. Podrobnější rozdělení by bylo neúměrně časově náročné na výpočet, v případě výrazně menších frekvenčních či časových intervalů by – vzhledem k frekvenci sběru dat "jen" 1 MHz – bylo i příliš málo naměřených dat.

Pro účely zpracování jsem vytvořil jednoduchý program, který na základě vstupního souboru, v němž jsou uvedena čísla žádaných výstřelů a příslušející označení kanálů zapojení reflektometrie a sond, vygeneruje pro každý výstřel tři obrázky (pro každé frekvenční pásmo jeden), na kterých je barevně znázorněna korelace signálu z každé sondy s každým signálem z reflektometru. Příklad obrázku pro frekvenční pásmo 15 - 30 kHz a výstřel #31722 ze 7. července 2006 je na Obr. 3.3.

Každý z vodorovně vynesených signálů na Obr. 3.3 ukazuje korelaci jedné sondy s daným signálem z reflektometrie s barevným měřítkem od -1 do +1. Je tedy zřejmé, že pozornost jsem věnoval kombinacím většího množství modré (záporná korelace), resp. oranžovo-červené (kladná korelace) barvy. Sondy směrem odspodu nahoru odpovídají pořadí, v jakém byly umístěny od středu směrem k okraji. Konkrétně na zmíněném výstřelu lze pozorovat korelace vyšších hodnot pouze pro sondy umístěné nejhlouběji v plazmatu. V případě tohoto výstřelu byla nejbližší sonda umístěna 65 mm od středu komory tokamaku, která měla od středu k limiteru v případě tokamaku CASTOR poloměr 85 mm. Pomocí barevného měřítka lze snadno odečíst maximální korelace mezi 0,3 a 0,4, resp. totéž s opačným znaménkem.

Je zřejmé, že vždy budou nejvýznamnější údaje ze sond s nižšími čísly, které jsou hlouběji v tokamaku. Ty nejvzdálenější od středu komory jsou naopak již za úrovní limiteru, tedy mimo plazma.



Correlation: 31722: 11 <15,30>

Obr. 3.3: #31722, korelační funkce reflektometru (O-mód, 29 GHz) s horizontálně umístěným hřebínkem 16 Langmuirových sond (na svislé ose, níže jsou sondy blíže středu tokamaku).

Původní snaha vybrat výstřely vhodné pro podrobnější zkoumání za pomoci stejného programu nastavením dolního limitu pro maximální korelační koeficient se ukázala jako nevhodná. Důvodem je závislost konkrétní hodnoty korelace například i na počtu naměřených hodnot (samplů), tedy na časové délce zpracovávaného signálu, a zároveň i na šířce frekvenčního pásma. Z těchto důvodů nelze zvolit žádný vhodný pevný limit a nepodařilo se mi najít možnost variabilní volby limitu. Jako nejrychlejší a nejúčinnější se ukázalo prohlédnout všechny vygenerované obrázky postupně a manuálně.

Postupným výběrem jsem vybral několik desítek výstřelů, u nichž alespoň v jednom frekvenčním pásmu vykazoval graf vyšší korelační koeficient, zpravidla pravidelné střídání kladné a záporné hodnoty korelace s maximy v absolutní hodnotě většinou kolem hodnoty 0,4.

Vybrané výstřely jsem podrobněji analyzoval programem ReflectometryGUI, na základě záznamů o výstřelech jsem přizpůsoboval časový ořez a frekvenční filtr a hledal, při jakém frekvenčním intervalu bude korelace nejvyšší. Tato cesta byla sice příliš zdlouhavá, ale ukázala, že vyšší korelace se vyskytují především u frekvencí cca 40 kHz, což i řádově odpovídalo teoretickým odhadům. Proto jsem upravil původní program pro hromadné zpracování výstřelů. Místo třech frekvenčních pásem rozdělil každý výstřel ve frekvenční oblasti na 19 pásů po 4 kHz v oblasti od 10 do 69 kHz, vždy se pásma překrývala okrajovým 1 kHz. Šířka pásu 4 kHz se ukázala jako nejvhodnější, protože pokud se korelace mezi reflektometrem a sondami vyskytla jen na určité frekvenci, tak na takto širokém, resp. úzkém pásu bude již korelační koeficient znatelně vyšší (hodnoty vyšší než 0,6), ale stále je dostatek naměřených hodnot. Překryv sousedních pásem zase zmenšil možnost přehlédnutí případných vyšších korelací pro frekvence na hraně dvou pásů.

Poté jsem opět vybral výstřely, u nichž byl korelační koeficient alespoň v některých frekvenčních pásmech vyšší. Na dané frekvenční rozsahy jsem podrobněji využil všechny statistické schopnosti programu ReflectometryGUI a hledal fyzikálně zajímavé závislosti mezi parametry a nastavením jednotlivých výstřelů a souvislostmi mezi daty z reflektometrie a sond.

3.2 Vybrané výstřely

Výše popsaným způsobem se mi podařilo vybrat několik výstřelů, jejichž podrobnější diagnostikou jsem získal výsledky, které naznačují možnou detekci GAMu na tokamaku CASTOR. Nejvýraznější projevy jsem našel u několika výstřelů. Na GAM ukazuje vysoká korelace na daných frekvencích i maximum koherence v očekávané oblasti [2].

Jak jsem již uvedl v úvodu, GAM je projevem jednoho typu fluktuací v plazmatu, tzv. zonal flows, a naopak zpětně tyto fluktuace ovlivňuje. Zpravidla mívá frekvenci "kolem 20 kHz" (v publikovaných případech [16, 17] 15 - 40 kHz), ale závisí na teplotě plazmatu a nepřímo úměrně na velkém poloměru tokamaku [16].

V citovaném článku na základě měření na tokamaku T-10 v Kurčatovově institutu v Moskvě a s porovnáním s měřeními na jiných tokamacích, urvedli na základě očekávaných závislostí vztah (3.1) pro pravděpodobnou hodnotu frekvence GAMu pro každé zařízení. *R* je velký

poloměr tokamaku, T_e a T_i značí elektronovou, resp. iontovou teplotu v místě měření a M_i je hmotnost iontu vodíku, v tomto případě tedy protonu, tj. konstanta 1,67·10⁻²⁷ kg.

$$f_{GAM} = \frac{1}{2\pi R} \sqrt{\frac{T_e + T_i}{M_i}} \qquad (3.1)$$

Na tokamaku CASTOR byly dosahovány teploty $T_e(0) = 100 - 300 \text{ eV}$, $T_i(0) = 50 - 100 \text{ eV}$. Tyto hodnoty platí samozřejmě pouze ve středu komory tokamaku. Vztah (3.2) [4] nám umožňuje zjistit teplotu v místě, kam nejhlouběji byly zasunuté sondy, tj. nejčastěji okolo 65 mm od středu komory. Tuto hodnotu potřebujeme jen pro základní orientační představu o možné frekvenci GAMu na CASTORu.

$$T_e(r) = T_e(0) \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right)^{\alpha}$$
 (3.2)

Pomocí (3.2) tak snadno určíme očekávanou elektronovou teplotu v místě vzdáleném *r* od středu komory toru, a = 85 mm značí malý poloměr tokamaku, koeficient α předpokládáme [4] rovný 2. Pro hrubý odhad můžeme očekávat i podobný průběh iontové teploty. V případě vertikálních sond, které byly umístěné v horní části tokamaku, je nutné uvažovat posunutí plazmatu v CASTORu směrem dolů cca 6 mm v důsledku slabé zpětné vazby při stabilizaci plazmatu.

Po dosazení elektronových a iontových teplot (teplotu je do vzorců (3.1) i (3.3) nutno dosazovat jako energii částic v Joulech, tedy nikoli v intuitivnějších elektronvoltech ani v základní jednotce Kelvinech) nejčastěji dosahovaných na CASTORu ($T_e(0) = 100 - 300 \text{ eV}$, $T_i(0) = 50 - 100 \text{ eV}$) a přepočtu pomocí (3.2) na teplotu v poloze sond vyjde očekávaná f_{GAM} mezi 15 a 25 kHz, což vcelku potvrzuje správnost označení "20 kHz mode".

Naopak v [16] je uveden podobný vzorec (3.3), který obsahuje i faktor κ , který značí Poissonovu konstantu, tedy poměr měrných tepelných kapacit při stálém tlaku a objemu. Pro jednoatomové plyny (což je v tokamaku i vodík, jelikož je téměř zcela ionizován) se běžně klade 1,67. Autoři uvedeného článku uvažují aproximaci $\kappa T_i \approx T_e$, která může být i přesnější, jelikož v tokamaku je vodík ionizován, je tam tedy směs dvou tekutin o velmi vysokých a různých teplotách, což neodpovídá standardnímu označení "jednoatomový plyn". Vzorce (3.1) a (3.3) se vzájemně liší i v koeficientu před odmocninou.

$$f_{GAM} = \frac{\sqrt{2}}{2\pi R} \sqrt{\frac{T_e + \kappa T_i}{M_i}} \qquad (3.3)$$

Po dosazení hodnot příslušných z CASTORu vyjde při použití $\kappa = 1,67$ frekvenční rozsah f_{GAM} cca 24 – 38 kHz a pro aproximaci navrženou autory článku dokonce 25 – 43 kHz, což už je znatelně nad představu "kolem 20 kHz". Na druhou stranu CASTOR byl až netypicky malé zařízení, původně postavené jen pro upřesnění části výzkumu na původním sovětském tokamaku T-1, tedy se odlišnostem od ostatních tokamaků nelze příliš divit.

Hledal jsem výstřely, kde bych nalezl výrazný pík koherence na frekvencích v jednom z výše zmíněných intervalů.

3.2.1 Výstřel #20194

Výstřel #20194 byl proveden 7. června 2004. Byly při něm využity dva hřebínky Langmuirových sond, jak jsou naznačené na Obr. 3.2. Vertikálně umístěný hřebínek měl 16 sond, horizontální 8, oba byly ve směru dovnitř-ven pohyblivé. Reflektometr byl nastaven na 35 GHz (kanály tet 61 a 62 v módu řádné vlny, kanály tet 63 a 64 v módu mimořádné vlny), vertikální hřebínek vysunut na 70 mm od středu komory, horizontální na 75 mm, všechny sondy měřily plovoucí potenciál.

Zpracovával jsem data vertikálních sond, které byly nejvíce zasunuté v plazmatu, tedy kanály označené tct 11 - 15, a porovnával jsem tato data s měřením na reflektometru. Výstřel jsem vybral především dle vysokých korelací, jejichž časový vývoj je naznačen na Obr. 3.4. Dále jsem se věnoval pomocí programu ReflectometryGUI především fourierovsky transformovaným signálům a pokoušel se najít lokální maximum, které by se vyskytovalo ve více různých zpracováních signálu, především mě zajímala koherence a vzájemný fázový rozdíl signálů. Nalezení takového maxima samo o sobě není průkazné, jen naznačuje, na jakých frekvencích by se GAM na tokamaku CASTOR mohl projevovat.



Obr. 3.4: Kroskorelogram kanálu tct 62 (reflektometr v O-módu) s kanálem 11, tedy sondou zasunutou nejhlouběji v plazmatu, pro výstřel #20194. Před zpracováním byla naměřená data časově oříznuta na 10 - 17 ms, kdy bylo plazma stabilní, a zároveň vybrány frekvence 25 - 32 kHz.

Výstřel #20194 jsem si vybral na základě zajímavého průběhu kroskorelogramu. V čase mezi 10. a 17. milisekundou byla korelace reflektometru v O-módu (tj. kanály tct 61 a 62) s časovým posunutím o jednotky mikrosekund v rámci možností konstantní a relativně vysoká kladná nebo záporná – v absolutní hodnotě až 0,8. Vzhled grafu na Obr. 3.4 závisel jen mírně na volbě frekvenčního filtru v intervalech mezi 10 a 50 kHz (ve vybraném intervalu je korelace nejvyšší). Podobně vysoké korelace byly patrné i v případě kanálů 63 a 64, které byly zapojeny na anténě reflektometru pro mimořádnou vlnu v jiném portu tokamaku CASTOR.

Jak jsem vypočítal výše, odhadovaná frekvence GAMu mohla ležet ve velmi širokém frekvenčním rozsahu, v závislosti i na použitém zdroji a aproximaci [16, 17]. Použil jsem tedy frekvenční filtr 10 - 50 kHz a filtrovaná data zpracoval statistickými nástroji programu ReflectometryGUI. Především jsem se zabýval grafem koherence, kde jsem našel nejvýraznější maximum okolo 28 kHz. Následně jsem lokální maximum našel i v grafu vzájemného fázového rozdílu, skokově v daném místě vzrostlo (kumulativně) až na hodnoty v násobcích π .



Obr. 3.5: Výstřel #20194, koherence signálu z reflektometru s řádnou vlnou a z vertikálních sond. Žlutě označeny frekvence 27 - 29 kHz.



Obr. 3.6: Výstřel #20194, fázový posun signálů z reflektometru s řádnou vlnou a z vertikálních sond. Žlutě označeny frekvence 27 - 29 kHz.

Pro porovnání naleznete na Obr. 3.5 patrné klesající hodnoty koherence při stejném výstřelu i nastavení v závislosti na vzdálenosti dané Langmuirovy sondy od středu tokamaku. Stejně tak je dále na Obr. 3.6 možno vidět vzájemný fázový posun obou signálů, opět jednotlivě pro pět sond zasunutých nejhlouběji v tokamaku.

Jak je patrné na Obr. 3.5, kde je barevně odlišen pás 27 - 29 kHz, na frekvenci kolem 28 kHz bylo u koherence signálů nejvýraznější maximum s hodnotou až téměř dvojnásobnou než druhé nejvyšší. Nejvýraznější byl tento rozdíl pro kanál 12, který byl 72,5 mm od středu tokamaku. Bohužel z dostupných diagnostik nelze reprodukovat hustotní profil plazmatu při výstřelu v tokamaku CASTOR. Díky mikrovlnné interferometrii známe jen průměrnou hustotu v místě průchodu signálu z interferometrie. Následně lze předpokládat parabolický průběh hustoty. Pro frekvenci řádné vlny 35 GHz odpovídá hustota v místě odrazu $n = 1,5 \cdot 10^{19}$ m⁻³.



Obr. 3.7: Na horním grafu je znázorněna střední hustota výstřelu #20194 měřená pomocí interferometru na základě změny fáze signálu procházejícího plazmatem oproti referenčnímu signálu. Dole je nezpracovaný signál z reflektometru, na jehož základě můžeme vyloučit možnost, že při nízké hustotě a vysoké frekvenci (35 GHz) signál z reflektometru prošel plazmatem a odrazil se od zadní stěny. V takovém případě by byl velmi podobný signálu z interferometru výše, což zjevně neplatí.

Střední hustota podél signálu interferometrie v případě výstřelu #20194 je v grafu na Obr. 3.7. V čase 10 - 17 ms, kde jsem data zpracovával, vychází průměrná $n_{e\emptyset} = 8,35 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$. Z toho plyne očekávaná hustota ve středu plazmatu (3.4) a odhadovaný parabolický profil (3.5) [4].

$$n_{e}(0) = \frac{3}{2} n_{e \, \emptyset} \qquad (3.4)$$
$$n_{e}(r) = n_{e}(0) \left(1 - \frac{r^{2}}{a^{2}}\right) \qquad (3.5)$$

Pomocí (3.4) určíme maximální elektronovou hustotu $n_e(0) = 1,25 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Z průměrné elektronové hustoty n_{eg} vztahem (3.5) zjistíme elektronovou hustotu v libovolném místě tokamaku při předpokladu parabolického profilu. Pro případ sondy umístěné nejblíže středu plazmatu v r = 70 mm by bylo $n_e(r) = 4 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$. Při takto odhadovaném profilu hustoty by se měla 35 GHz řádná vlna odrazit až od zadní stěny tokamaku. Vzhledem k průběhu signálu z reflektometru (spodní část Obr. 3.7) je patrné, že došlo k odrazu od plazmatu. To je důsledkem nepřesné aproximace parabolickým profilem, například i z důvodu vlivu zonal flows, jejichž pozitivním přínosem může být i vytvoření transportní bariéry a zvýšení hustoty plazmatu v jeho středu, tedy ve výsledku špičatější hustotní profil.

Ze snižující se koherence v oblasti mimo místo, kde lze očekávat mezní frekvenci pro danou frekvenci nastavenou na reflektometru, lze soudit, že jde opravdu o jev radiálně lokalizovaný v daném místě. V případě reflektometru s mimořádnou vlnou na stejné frekvenci, který byl při tomto výstřelu rovněž použit, není maximum okolo 28 kHz zdaleka tak výrazné a jeho hodnota je zhruba konstantní mezi 0,2 a 0,3 pro všechny sondy, které nejsou ve stínu limiteru (tet 11 - 16). Mimořádná vlna se oproti řádná odráží více na okraji plazmatu.

Na Obr. 3.8 je patrné, že stejná maxima koherence zaznamenaly i sondy na horizontálním hřebínku. Jelikož byla tato sonda o 5 mm dále od středu tokamaku, hodnoty maxim rovnou klesaly, rovněž jako stejně vzdálené sondy ve vertikálním směru.



Obr 3.8: Výstřel #20194, koherence signálu z reflektometru s řádnou vlnou a z horizontálních sond. Žlutě označeny frekvence 27 - 29 kHz.

Pro jeden tokamak závisí dle (3.1), resp. (3.3) frekvence GAMu v podstatě pouze přímo úměrně na odmocnině z elektronové teploty (protože poměr elektronové a iontové teploty lze pro jedno zařízení za běžných okolností považovat za řádově konstantní) v místě výskytu GAMu. Podobný efekt, i když často méně výrazný, jsem našel i u několika dalších výstřelů, včetně výstřelů ve

zcela jiném období. Mělo by platit, že stejný jev lze pozorovat i v jiných případech, jak je již stručněji naznačeno v následujících podkapitolách.



Obr. 3.9: Průběh Iplasma a Uloop u výstřelu #20194.

Na základě hodnot napětí na závit a proudu plazmatem v grafu na Obr. 3.9 jsem zjistil, že průměrné napětí na závit v čase 10 - 17 ms, kdy jsem dělal zpracování dat výše, je $U_{loop} = 2,32$ V a průměrný proud plazmatem $I_{plasma} = 7,91$ kA.

$$T_{e}(0) \ [eV] = 89.8 \cdot \left(\frac{I_{plasma}}{U_{loop}} \ [V]\right)^{2/3}$$
 (3.6)

Použiji-li vzorec (3.6) pro závislost elektronové teploty T_e na vodivosti, kde jsou již dosazené fyzikální konstanty a hodnoty neměnné pro CASTOR [4], zjistím, že u výstřelu #20194 je $T_e(0) = 203$ eV. Dle vztahu (3.2) spočítám předpokládanou elektronovou teplotu v místě sond. Při předpokládané iontové teplotě $T_i(0)$ mezi 50 a 100 eV z (3.3) zjistím, že f_{GAM} by měla ležet mezi 30 a 34 kHz, nejpravděpodobněji kolem 32 kHz, což je velmi dobrá shoda s pozorováními prezentovanými na Obr. 3.5, 3.6 a 3.8.

Pokud by děje na dané frekvenci opravdu souvisely s "20 kHz mode" v CASTORu, potvrdily by i to, že vzorec (3.3) s koeficientem $\kappa = 1,67$ uvedený v [17] je přesnější než (3.1), jelikož výše

uvedené teoreticky vypočtené frekvence dle elektronových a iontových teplot dosahovaných na CASTORu jsou dle (3.3) obecně velmi blízké nalezeným maximům.

3.2.2 Výstřel #20198

Jen krátce po #20194 byl výstřel #20198, počáteční konfigurace byla velmi podobná. Dva kanály reflektometru byly v O-módu, dva v X-módu, frekvence reflektometru byla nastavena na pro CASTOR nejvyšších 35 GHz. Vertikální i horizontální hřebínky Langmuirových sond byly zasunuty na 70 mm od středu komory.

Oproti předchozímu analyzovanému výstřelu jsem se primárně věnoval reflektometru v módu mimořádné vlny a horizontálnímu hřebínku sond. Jak je patrné na Obr. 3.10 a 3.11, nalezl jsem, podobně jako u výstřelu #20194, frekvenci, na níž bylo výrazné maximum koherence i fázového rozdílu signálů. V tomto případě ale je toto maximum v oblasti nižší než 20 kHz, což může značit buď nižší teplotu ve středu plazmatu nebo výskyt GAMu v nižší teplotě dále od středu komory tokamaku.

Je patrné, že nejvýraznější maxima jsou opět pro sondy nacházející se blíže středu komory tokamaku, tj. v 70 - 75 mm. Stejným způsobem jako v případě výstřelu #20194 jsem určil průměrné napětí na závit $U_{loop} = 2,42$ V a průměrný proud plazmatem $I_{plasma} = 7,11$ kA. Pomocí vzorce (3.6) jsem tak získal teplotu uprostřed komory tokamaku $T_e = 184$ eV.

Při této teplotě očekáváme dle (3.3) frekvenci případného GAMu 29 - 33 kHz, v případě využití v [16] zmíněného vzorce (3.1) očekáváme frekvence 19 - 21 kHz, což by bylo velmi přesným odhadem v tomto případě.



Obr. 3.10: Výstřel #20198, koherence signálu z reflektometru s mimořádnou vlnou a z horizontálních sond. Žlutě označeny frekvence 18 - 20 kHz.



Obr. 3.11: Výstřel #20198, fázový posun signálů z reflektometru s mimořádnou vlnou a z horizontálních sond. Žlutě označeny frekvence 18 - 20 kHz.

3.2.3 Výstřel #31720

Podobné efekty jsou patrné i na mnohem novějších výstřelech na tokamaku CASTOR. Např. #31720 proběhl 7. července 2006, tedy relativně krátce před ukončením provozu CASTORu na ÚFP. Při tomto pokusu byly zapojeny 4 kanály reflektometru s řádnou vlnou o frekvenci 29 GHz, tentokrát na kanálech tet 11 - 14. První dva byly na horní přijímací anténě, druhé dva na spodní, obě antény byly vůči vysílací anténě poloidálně skloněny o 22°, jak je naznačeno na Obr. 3.12 a Obr. 3.13. Pravděpodobně z důvodu poruchy není na kanálech 11 a 13 žádný relevantní signál. Zároveň byl využit vertikální hřebínek se sondami, které byly připojeny ke kanálům tet 71 - 88. Hřebínek byl zasunut na 65 mm od středu tokamaku, všechny sondy měřily saturovaný proud I_{sat} .





Obr. 3.12: Tvar vysílací (uprostřed) antény a přijímacích (nahoře, dole) antén pro případ využití řádné (vpravo) a mimořádné (vlevo) vlny. [20]

Obr. 3.13: Bokorys vysílací antény a přijímacích antén na poloidálním řezu tokamakem CASTOR. [20]

Průměrný proud plazmatem v čase 10 - 17 ms $I_{plasma} = 8,84$ kA, napětí na závit $U_{loop} = 3,93$ V. Z těchto hodnot snadno vypočítám $T_e = 154$ eV. Očekávaná f_{GAM} je mírně vyšší než v předchozích případech kvůli více zasunutému hřebínku se sondami a tedy vyšší teplotě, ale opět se v závislosti na použitém vztahu pohybuje od 23 do 40 kHz. Na následujících grafech jsou stejně jako v předchozích podkapitolách naznačeny nejvýraznější maxima koherence (Obr. 3.14) a vzájemného fázového posuvu (Obr. 3.15).

V tomto případě tak nalezená frekvence GAMu byla 24 kHz, což přesněji odpovídá předpokládané frekvenci (23 - 26 kHz) získané pomocí vztahu (3.1). Tento vztah je proto pravděpodobně pro využití při hledání GAMů na tokamaku CASTOR přesnější než (3.3).



Obr. 3.14: Výstřel #31720, koherence signálu z reflektometru s řádnou vlnou a z vertikálních sond. Žlutě jsou zvýrazněny frekvence 23 - 25 kHz.



Obr. 3.15: Výstřel #31720, fázový posun signálů z reflektometru s řádnou vlnou a z vertikálních sond. Žlutě jsou zvýrazněny frekvence 23 - 25 kHz.

Kapitola 4: Zpracování dat naměřených na tokamaku COMPASS

4.1 Dopplerův reflektometr na tokamaku COMPASS

Dopplerův reflektometr vlastní konstrukce Ústavu fyziky plazmatu, pracující v pásmu Ka, byl na tokamaku COMPASS instalován pouze po krátké období v prosinci 2011, dohromady byl použit pouze při necelých třiceti výstřelech (#2691-2722) koncem prosince 2011 a začátkem ledna 2012. Náhled jeho využití je patrný na fotografii na Obr. 4.1, schéma zapojení je na Obr. 4.2. Později již nebyl z důvodů uvedených níže využíván.



Obr. 4.1: Umístění antény Dopplerova reflektometru před oknem komory tokamaku COMPASS v prosinci 2011 a lednu 2012.

Frekvence snímání dat 2 MHz umožňovala po Fourierově transformaci zjištění spektra do 1 MHz, což nemuselo být dostatečné – naměřené hodnoty na ostatních zařízeních zmiňují často i Dopplerův posuv vyšší [5, 9], např. na ASDEX Upgrade běžně 1,5 - 2,5 MHz.



Obr. 4.2: Blokové schéma Dopplerova reflektometru 26,5 - 40 GHz.

Na žádných z naměřených dat se nepodařilo Dopplerův posuv identifikovat, možná z důvodu nevhodně zvoleného úhlu, kdy jsme z odrazu mínus prvního řádu zachytávali jen okrajovou část. Pravděpodobně ale vysoký celkový fázový šum volně běžících oscilátorů nedovoluje změřit Dopplerův efekt. Elektronika souvisejících zařízení se v současnosti předělává v Institutu radiofyziky a elektroniky v Charkově na přijímač s fázovým závěsem, čímž se výrazně zmenší fázový šum. Poté bude možné pro tokamak COMPASS Dopplerův reflektometr opět využít.

Frekvenční spektrum signálu z výstřelu #2691 pro řádnou vlnu o frekvenci 40 GHz a z výstřelu #2694, kde byla využita frekvence 33 GHz, je znázorněno na Obr. 4.3.



Obr. 4.3: Frekvenční spektrum signálu z výstřelu #2691 pro O vlnu o frekvenci 40 GHz a z výstřelu #2694 s frekvencí 33 GHz. Je patrné diskrétní rušení o frekvenci 20 kHz a jejích násobcích a mírná lokální maxima kolem 70, 90, 370 a 390 kHz. Vzhledem k nezávislosti na frekvenci vlny (tedy pozici vrstvy s mezní hustotou) nelze předpokládat, že by šlo o hledaný Dopplerův posuv.

4.1.1 Příprava a testování Dopplerova reflektometru

Před krátkým využitím Dopplerova reflektometru při měření na tokamaku COMPASS byl Dopplerův reflektometr testován mimo plazma. Poloidální rotaci plazmatu simuloval otáčející se válec z hliníkového prolamovaného plechu, který tvořil pravidelnou zvlněnou strukturu s délkou vlny cca 1 cm. Tímto byla nasimulována rotující odrazná mřížka představující poloidální turbulence plazmatu. Pro zpevnění povrchu byl válec obalen pěnovou hmotou a byl připevněn na hřídel elektromotoru s proměnnými otáčkami 0 - 80 ot./s.

Anténa reflektometru byla v tomto případě namířena vodorovně, úhel sklonění antény Θ byl dán proměnnou nenulovou vzdáleností osy antény od středu rotace. Uspořádání pokusu je naznačeno na nákresu na Obr. 4.4, konkrétní fotografie ukazující anténu i válec simulující poloidální rotaci plazmatu je dále na Obr. 4.5.



Obr. 4.4: Schéma měření při testování Dopplerova reflektometru. Válec s nehladkým povrchem simulujícím turbulence se otáčel úhlovou rychlostí ω , střed otáčení byl vertikálně posuvný, čímž bylo možné nastavit úhel Θ . Anténa při vhodné volbě úhlu Θ zachytávala rozptyl –1. řádu.

Cílem pokusu bylo vyzkoušet principy dopplerovské reflektometrie a ověřit správnou funkci reflektometru před využitím na tokamaku. Oscilátory generovaly frekvence běžně využívané při reflektometrii, tedy desítky GHz. Odražený rozptýlený signál se porovnal s referenčním signálem ve fázovém detektoru. Výstup fázového detektoru se zobrazil na digitálním osciloskopu, který má v sobě zabudovánu Fourierovu transformaci. V získaném spektru byl patrný Dopplerův posuv, z něhož snadno určíme vztahem (1.24) rychlost nepravidelností povrchu, potažmo i rychlost rotace povrchu válce. Pro porovnání byla samozřejmě měřena i rychlost rotace jiným způsobem. K tomu se rovněž využil reflektometr namířený kolmo na povrch válce. Díky nedokonalé kulatosti válce se na osciloskopu měřila perioda rotace.

Při znalosti poloměru rotujícího válce (r = 108 mm) již nebylo obtížné určit rychlost rotace povrchu a porovnat ji s výsledky získanými na základě Dopplerova posuvu. Je nutné zmínit, že na rozdíl od skutečného měření v plazmatu nelze při tomto pokusu očekávat závislost frekvence Dopplerova posuvu na použité frekvenci reflektometru, jelikož se každopádně vlna odrazí a rozptýlí od stejného povrchu. Dopplerův posuv by tak měl záviset jen na rychlosti rotace válce.



Obr. 4.5: Fotografie z testování Dopplerova reflektometru. Rotující kovový válec simuluje turbulence plazmatu a funguje jako mřížka, na níž se signál rozptýlí. Vlevo je vidět anténa reflektometru, dole nastavitelný podstavec, který umožňuje pohybovat válcem ve svislém směru a měnit tak úhel, pod nímž dopadá vlna na válec. [3]

Měřením se získala perioda rotace T a z ní vztahem (4.1) určíme rychlost povrchu válce.

$$v_r = \frac{2\pi r}{T} \qquad (4.1)$$

Výsledky měření Dopplerova posuvu na třech různých frekvencích (26,5, 34 a 40 GHz) s různými úhly Θ (70°, 50°, resp. 38°) jsou uvedené v následující tabulce Tab. 4.1. Úhly byly experimentálně nastaveny tak, aby pro danou frekvenci zachytávaly maximum rozptylu –1. řádu, rychlost otáčení byla udržována stálá. Rychlost povrchu získaná vztahem (1.24) je označena v_D . Pro srovnání je v druhé části tabulky spočítána rychlost povrchu na základě přímého měření rotace a vztahu (4.1) a jejich procentuální rozdíl.

Θ [°]	f [GHz]	f _D [kHz]	$v_D [\mathbf{m}.\mathbf{s}^{-1}]$	<i>T</i> [ms]	$v_r [\mathbf{m}.\mathbf{s}^{-1}]$	<i>1-v_D/v_r</i> [%]
70	26,5	3,0	18,06	38	17,86	1,1
50	34,0	3,0	17,27	37	18,34	5,9
38	40,0	3,0	18,26	37	18,34	0,4

Tab. 4.1: Výsledky měření při testování Dopplerova reflektometru. [3]

V dalším měření byla naopak měněna rychlost rotace válce. Na výstupu z osciloskopu byly patrné změny frekvence Dopplerova posunu f_D . Na třech grafech na Obr. 4.6 jsou vidět maxima na frekvencích Dopplerova posunu, která se snižují s klesající rychlosti rotace. Patrný je i zachycený slabý signál z rozptylu druhého řádu na dvojnásobné frekvenci. Rozptyl nultého řádu je zřejmý kolem nulové frekvence.



Obr. 4.6: Závislost frekvence Dopplerova posuvu f_D na úhlové rychlosti ω rotujícího válce. [3]

4.2 Širokopásmový rozmítací reflektometr na tokamaku COMPASS

Rozmítací reflektometrický systém tokamaku COMPASS je nastaven tak, aby v rámci jednotlivých frekvenčních pásem zvyšoval frekvenci plynule a lineárně a co možná nejrychleji.

Po dosažení maximální frekvence daného pásma frekvence skokově klesne na nejnižší frekvenci v rámci daného pásma. Tvar závislosti frekvence na čase bude tak mít pilový charakter. V momentě skoku určitý krátký čas reflektometr neměří, resp. neprodukuje využitelné údaje. Veškeré měření je tedy prováděno vždy v krátkých intervalech vzestupu frekvence. Rychlost rozmítání je důležitá, protože určuje, za jakou dobu je proměřena celá měřená část profilu hustoty plazmatu.

Je žádoucí, aby tato rychlost byla nižší než rychlost makroskopických změn v plazmatu. V posledních letech bylo dosaženo výrazného zkrácení doby rozmítání, která je nyní pod 10 μs. Dá se říci, že tokamaková reflektometrie v současnosti do značné míry určuje a posouvá hranice možností mikrovlnné elektroniky.

Princip reflektometru využitého na tokamaku COMPASS je naznačen na Obr. 4.7. Frekvence se plynule mění, ideální průběh je naznačen v grafu na Obr. 4.9. Fotografii reflektometru pro lepší představu naleznete na Obr. 4.8.



Obr. 4.7: Názorné schéma funkce širokopásmového rozmítacího reflektometru na tokamaku COMPASS.

Ze signálu je oddělen referenční signál, jehož dráha je určena zpožďovacím vedením. Referenční signál a signál z přijímací antény mají rozdílné dráhy – referenční je kratší. Vzhledem k rychlému rozmítání lze při smísení referenčního a odraženého signálu zjistit rozdíl frekvence signálu vyslaného a zachyceného anténou a referenčního signálu. Tento frekvenční rozdíl označujeme záznějová frekvence, resp. anglicky beat frequency, běžně značeno f_b .

Při kalibraci s odrazem signálu o zrcadlo ve velmi přesně známé vzdálenosti lze zjistit délku dráhy referenčního signálu, případně ji i prodloužit či zkrátit. Na tokamaku COMPASS proběhla tato kalibrace pro zrcadlo vzdálené 150 cm od antény, tedy optická dráha je 300 cm. Záznějová frekvence pro odraz ve vzdálenosti, kde je očekáváno plazma v tokamaku, by se měla při současné kalibraci pohybovat okolo 20 MHz. Stejná kalibrace byla, resp. bude využita pro všechna frekvenční pásma, v současné době jsou testována v provozu pásma K a Ka.



Obr. 4.8: Fotografie reflektometru u tokamaku COMPASS. V levé části jsou dvě antény v portu tokamaku, vpravo jsou dobře vidět dva kvazi-optické slučovače pro jednotlivá frekvenční pásma. Jejich schéma je na Obr. 1.3.

Pokud budeme uvažovat obecnou monochromatickou vlnu popsanou vztahem (4.2), zahrneme změnu frekvence o hodnotu $\pm \delta \omega/2$ (4.3, 4.4) a následně vlny smísíme (4.5), popíšeme stav k němuž dojde v rozmítacím reflektometru v situaci, kdy se liší optické dráhy signálů a frekvence se rychle mění.

$$\psi(t, \vec{x}) = A e^{i(\vec{k} \cdot \vec{x} - \omega t)} = A (\cos(\vec{k} \cdot \vec{x} - \omega t) + i\sin(\vec{k} \cdot \vec{x} - \omega t)) \quad (4.2)$$

$$\psi_{-\delta/2}(t, \vec{x}) = A e^{i(\vec{k} \cdot \vec{x} - (\omega - \frac{\delta \omega}{2})t)} \quad (4.3)$$

$$\psi_{+\delta/2}(t, \vec{x}) = A e^{i(\vec{k} \cdot \vec{x} - (\omega + \frac{\delta \omega}{2})t)} \quad (4.4)$$

$$\psi_{-\delta/2} + \psi_{+\delta/2} = 2A (\cos(\vec{k} \cdot \vec{x} - \omega t)\cos(\delta \omega t) + i\sin(\vec{k} \cdot \vec{x} - \omega t)\cos(\delta \omega t)) = 2\psi \cos(\delta \omega t) \quad (4.5)$$

Jak je vidět z (4.5), výsledkem smísení obou vln je vlna o původní frekvenci s dvojnásobnou amplitudou "skrytá" ve vlnovém balíku o frekvenci $\delta\omega$, která je výše zmíněnou záznějovou frekvencí ($f_b = \delta\omega/2\pi$).

Vztah záznějové frekvence f_b a grupového zpoždění τ_g je (4.6) [24].

$$\tau_{g}(t) = f_{b}(t) \left(\frac{dF}{dt}\right)^{-1} \qquad (4.6)$$

Rychlost změny frekvence v rámci jednoho rozmítání je konstantní (přesněji řečeno je snaha, aby byla co nejbližší konstantě). Konkrétní hodnoty $\frac{dF}{dt}$ pro pásma K a Ka lze volit libovolně před každým měřením. V případě reflektometru na tokamaku COMPASS je výhodné nastavení *t* na počet mikrosekund stejný, jako je rozsah daného pásma v gigahertzích, pak je $\frac{dF}{dt} = 1 \cdot 10^{15}$ Hz/s. Z (4.6) snadno určíme grupové zpoždění τ_g , které se bude měnit v průběhu času, resp. změn frekvence. Volba času je balancováním mezi technickými možnostmi a dostatečně krátkou dobou, aby se v průběhu jednoho rozmítání příliš nezměnil hustotní profil. Zároveň je nutné, aby doba nebyla příliš dlouhá, což by vedlo k příliš vysoké záznějové frekvenci *f_b*, a tedy složitějšímu zpracování dat a příliš malým relativním rozdílům [28].

Z grupového zpoždění můžeme určit polohu vrstvy s hustotou, na níž se už vlna o dané frekvenci odrazí. Vzdálenost k této vrstvě ale záleží na rychlosti průchodu vlny plazmatem s nižší než mezní hustotou. Takovou rychlostí je ve vakuu rychlost světla, v plazmatu je tat rychlost nižší v závislosti na hustotě a frekvenci. Grupovou rychlost značíme v_g a je definována rovnicí (4.7).

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} \qquad (4.7)$$
$$N = \frac{ck}{\omega} \qquad (4.8)$$

Ze vztahu pro indexu lomu a frekvence (4.8), za pomocí dalších vztahů uvedených v kapitole 1, pokračujeme v odvození obecným vyjádřením (4.9) závislosti změny indexu lomu na změně

frekvence $\frac{dN}{d\omega}$, z čehož už snadno vyjádříme grupovou rychlost v_g (4.10).

$$\frac{dN}{d\omega} = \frac{c\omega \frac{dk}{d\omega} - ck}{\omega^2} = \frac{c}{\omega} \left(\left(\frac{d\omega}{dk} \right)^{-1} - \left(\frac{\omega}{k} \right)^{-1} \right) = \frac{c}{\omega} \left(\frac{1}{v_g} - \frac{1}{v_f} \right) \quad (4.9)$$
$$v_g = \frac{v_f}{v_f \frac{\omega}{c} \frac{dN}{d\omega} + 1} \quad (4.10)$$

Vztah (4.10) platí bez ohledu na prostředí a typ vlny, vrátíme-li se ke vztahu (1.5) v kapitole 1,

můžeme pro řádnou vlnu $\frac{dN}{d\omega}$ přímo vyjádřit.

$$\frac{dN}{d\omega} = \frac{d}{d\omega} \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} = \frac{\omega_p^2}{\omega^2 \sqrt{\omega^2 - \omega_p^2}} = \frac{e^2 n_e}{\varepsilon_0 m_e \omega^2 \sqrt{\omega^2 - \frac{e^2 n_e}{\varepsilon_0 m_e}}}$$
(4.11)

Dosazením posledního výsledku (4.11) do (4.10) bychom dostali kompletní vztah pro grupovou rychlost v_g v závislosti jen na známé frekvenci vlny ω , indexu lomu *N* (prostřednictvím fázové rychlosti v_f) a hustotě plazmatu n_e . Pro přehlednost však využiji v (4.12) raději předposlední zápis před dosazením za ω_p . Grupová rychlost se tak zjevně mění v závislosti na poloze, resp. klesá se zvyšující se hustotou plazmatu.

$$v_g = \frac{v_f}{\frac{v_f \omega_p^2}{c \,\omega \sqrt{\omega^2 - \omega_p^2}} + 1} \qquad (4.12)$$

Pokud bychom měli měření řádnou vlnou od nízkých frekvencí, bylo by toto postupné zpomalení související se zvyšující se hustotou snadné zahrnout. Měření v O-módu je ale kvůli vhodné délce vlny ve srovnání s měřenými jevy k dispozici až od vyšších frekvencí, na tokamaku COMPASS je konkrétně spodní frekvence pásma K 18 GHz. Původně navrhované řešení uvažovalo využití mimořádné vlny, pomocí které lze velmi přesně proměřit mezní hustoty odpovídající nižším frekvencím řádné vlny. Tato možnost nakonec nebude využita, jak jsem již vysvětlil v kapitole 1.2. Dle [27] je klíčovým místem volba bodu, odkud už je hustota nenulová, a tedy rychlost šíření je nižší než rychlost světla. Podle citovaného článku lze ovšem tento bod zvolit libovolně smysluplně, tedy v rámci komory tokamaku, a zároveň tak, aby byla křivka hustoty plynulá.

Dle simulací a měření uvedených v [27] pak bude nepřesnost měření u frekvenčního měření řádnou vlnou jen malá, pokud oblast před první naměřenou hodnotou aproximujeme lineárně nebo exponenciálně a první místo nenulové hustoty vhodně zvolíme v místě, kam až maximálně může plazma zasahovat, tedy vnitřní kraj komory v případě tokamaku v divertorové konfiguraci. Tímto způsobem bude dle [27] nepřesnost lokalizace vrstvy s hustotou odpovídající mezní frekvenci, která je nejnižší dosažitelná měřením řádnou vlnou, tedy 18 GHz, typicky kolem 1 cm. Pro vyšší frekvence, jimiž měříme elektronové hustoty okolo 1,0·10¹⁹ m⁻³ a vyšší (to

odpovídá frekvencím od 30 GHz výše), bude nejistota určení polohy již menší než 2 mm, což stačí pro velmi přesné určení profilu hustoty.

Dále vyjdeme ze vztahu pro fázi (4.12), předpokládáme pohyb vlny kolmo na plazma, tedy $\vec{k} \| \vec{r}$, můžeme tak přejít k (4.13). Průstup vlny od antény k odrazné vrstvě a zpět lze popsat rozdělením na několik částí, jak je uvedeno v [24]. Ve vztahu (4.14) polovina prvního členu rovnice popisuje oblast mezi pozicí antény r_a a okrajem plazmatu ve vzdálenosti a od jeho středu. Druhá polovina odpovídá stejnému úseku při průběhu odražené vlny. Druhý člen popisuje průběh fáze v houstnoucím plazmatu k odrazu v r_c a zpět k okraji plazmatu v a. Pod odmocninou je vyjádření indexu lomu N pro řádnou vlnu (1.5). Pro přehlednost při dalším postupu bylo standardně označeno $f_p = \omega_p/2\pi$, $f = \omega/2\pi$, členy 2π tak nemají dále vliv. Poslední člen (4.14) $\pi/2$ je změna fáze, ke které dochází při odrazu vlny na nekovovém povrchu.

$$\phi = \vec{k} \cdot \vec{r} \quad (4.12)$$

$$\phi = kr = \frac{2\pi}{\lambda}r = \frac{2\pi f}{c}r \quad (4.13)$$

$$\phi(f) = \frac{4\pi f}{c}(r_a - a) + \frac{4\pi f}{c}\int_{r_c}^{a}\sqrt{1 - \left(\frac{f_p(r)}{f}\right)^2} dr - \frac{\pi}{2} \quad (4.14)$$

Nejvýhodnější a nejjednodušší možností zjištění hustotního profilu v oblasti, kde je hustota nižší než n_0 , jak označíme nejnižší hustotu, kterou jsme zjistili nejnižší dostupnou frekvencí řádné vlny f_0 , je lineární, případně exponenciální, interpolace derivace fáze podle frekvence [27]. Pro

hypotetickou nulovou frekvenci platí $\lim_{f \to 0} \frac{d \phi}{df} = 0$, hodnotu $\frac{d \phi}{df}(f_0)$ určíme z průběhu $\frac{d \phi}{df}$ v oblastech, které již pomocí řádné vlny umíme změřit. Z naměřených hodnot zjistíme derivaci fáze ze vztahu (4.15) [24]. Následné proložení např. přímkou při znalosti krajních hodnot je již snadné.

$$\frac{d\phi}{df} = 2\pi\tau_g(f) \qquad (4.15)$$

Předpokládejme, že známe údaj o fázi v místě vstupu do plazmatu, tedy první člen (4.14) nemusíme brát v úvahu. Jelikož dále počítáme pouze s derivací podle f, nebude mít vliv ani změna fáze při odrazu. Pak můžeme pomocí Ábelovy transformace [21] vyjádřit polohu kritické mezní hustoty plazmatu v závislosti na frekvenci reflektometru (4.16) [27]. F zde značí integrační proměnnou.

$$r_{c}(f) = \frac{c}{2\pi^{2}} \int_{0}^{f} \frac{d\phi}{dF} \frac{1}{\sqrt{f^{2} - F^{2}}} dF = \frac{c}{\pi} \int_{0}^{f} \tau_{g}(F) \frac{1}{\sqrt{f^{2} - F^{2}}} dF \qquad (4.16)$$

Integrál v (4.16) nelze analyticky spočítat. Jelikož τ_g získáme ze záznějové frekvence f_b pomocí vztahu (4.6) a integrál (4.17) je analyticky snadno řešitelný, lze zbytek integrálu (4.16) numericky integrovat. Vzhledem k závislosti τ_g na frekvenci, tedy integrační proměnné, musíme samozřejmě integrovat po krocích, pak lze v každém kroku považovat grupové zpoždění za konstantu.

$$\int \frac{1}{\sqrt{(y^2 - x^2)}} dx = \arcsin\left(\frac{x}{y}\right) \qquad (4.17)$$

Přístup při hledání profilu hustoty plazmatu, resp. polohy vrstvy, kde by se odrazila řádná vlna o dané frekvenci, musí být po krocích z míst, kde je hustota nulová, do plazmatu, kde je již hustota měřitelná dostupnou technikou. Integrál ve vztahu (4.16) lze rozdělit [27] na dvě části (4.18, 4.19), podle toho, jestli počítáme s měřeným nebo odhadovaným τ_g .

$$r_{c}(f) = \frac{c}{2\pi^{2}} \int_{0}^{f} \frac{d\phi}{dF} \frac{1}{\sqrt{f^{2} - F^{2}}} dF \quad prof \leq f_{0} \quad (4.18)$$
$$r_{c}(f) = \frac{c}{2\pi^{2}} \int_{0}^{f_{0}} \frac{d\phi}{dF} \frac{1}{\sqrt{f^{2} - F^{2}}} dF + \frac{c}{\pi} \int_{f_{0}}^{f} \tau_{g}(F) \frac{1}{\sqrt{f^{2} - F^{2}}} dF \quad prof > f_{0} \quad (4.19)$$

Dle citovaného článku je pro frekvence $f > 3f_0$, tedy hustoty $n > 10n_0$, vliv druhé části integrálu (4.19) na výsledek dostatečně malý. V případě strmého vzestupu hustoty typického pro H-mód je vliv aproximace pouze 2 %, v případě pozvolného vzestupu hustoty až 10 %.

4.2.1 Nastavení reflektometru na tokamaku COMPASS

V praxi měření probíhá vždy jen v krátkých úsecích při rozmítáních oddělených mezičasem, kdy se zdroj vlny opět přeladí na počáteční frekvenci.

Tímto postupem tak získáme hodnoty τ_g pro různé frekvence, tedy z každého jednotlivého rozmítání pomocí vztahů výše určíme hustotní profil v daném čase. Výsledkem bude vývoj hustotního profilu se samplingem daným periodou rozmítání. Při současném nastavení zhruba 10 µs vzestup frekvence a 15 µs mezera mezi měřeními, jak je naznačeno na Obr. 4.9, získáme sampling 40 kHz. Na základě toho můžeme najít časový vývoj hustotního profilu plazmatu.



Obr. 4.9: Horní graf je pravoúhlý signál, jehož vzestupná hrana určuje začátek rozmítací periody. Na dolním grafu je ideální průběh frekvence reflektometru v pásmu K (18 - 26,5 GHz), kdy by se frekvence měla lineárně zvyšovat v závislosti na čase. Zobrazena jsou čtyři rozmítání, ta se budou opakovat v průběhu celého výstřelu.

4.2.2 Testování funkce rozmítacího reflektometru

Délka optické dráhy odděleného referenčního signálu reflektometru byla nastavena tak, abychom při odrazu signálu od plazmatu měřili záznějovou frekvenci f_b řádově v desítkách MHz, konkrétně kolem 20 MHz. Volba frekvence byla téměř libovolná, tato byla zvolena z důvodu dobré dostupnosti a ceny směšovačů signálu pracujících s danou frekvencí. V případě očekávaných hustotních profilů lze navíc předpokládat rozdíly f_b v řádu jednotek MHz, měřením hodnot kolem 20 MHz budou dobře patrné.

V době, kdy byl tokamak COMPASS otevřený, bylo pro otestování správného nastavení umístěno do komory tokamaku kovové zrcadlo do míst, kde lze řádově očekávat hustotu odpovídající frekvenčním pásmům K a Ka. Zrcadlo bylo vzdáleno 496 mm od antény.

Naměřené hodnoty získané popsaným způsobem jsou patrné v horní polovině Obr. 4.10, druhou částí obrázku jsou již zpracovaná data s vykresleným průběhem záznějové frekvence f_b . Ta by teoreticky měla být konstantní přes celé frekvenční pásmo K, mírný pokles lze vysvětlit disperzí závislou na zvyšující se frekvenci. Ze vztahu (4.6) je patrné, že i τ_g pak bude pro všechny

frekvence reflektometru konstantní, tedy ani derivace fáze se nebude v závislosti na čase a frekvenci měnit. Tedy vše je tak, jak má ve vakuu být.



Obr. 4.10: Horní graf zobrazuje signál z reflektometru na tokamaku COMPASS v případě odrazu vlny v pásmu K od zrcadla ve vzdálenosti 496 mm od antény. Z dlouhého signálu jsem pro ilustraci vybral jedno rozmítání. Na vodorovné ose by stejně jako čas mohla být frekvence, tak jak je uvedena u spodního grafu. Na tom je již zpracovaný signál ukazující vývoj záznějové frekvence f_b v závislosti na frekvenci signálu z reflektometru a na čase.

4.2.3 Využití reflektometru ke zjištění hustotního profilu na tokamaku COMPASS

Reflektometr byl ve spolupráci s Dr. Antóniem Silvou z CFN/IST nastaven a připraven k využití na začátku listopadu 2012. Z počátku byla z důvodu testování správné funkce ukládána jen data za prvních zhruba 130 µs od počátečního triggeru. Tento postup umožnil vyzkoušení správné funkce a synchronizace spuštění reflektometru při neukládání zbytečného množství dat z průběhu výstřelu, jelikož právě z tohoto pohledu je reflektometrie velice náročná.

Vzhledem k tomu, že v případě úspěšného výstřelu je plazma v tokamaku zhruba od několika desítek milisekund po triggeru, byly všechna takto naměřená data pouze odrazem od zadní stěny tokamaku, jelikož ke vzniku plazmatu o měřitelných hustotách došlo až výrazně později. Toto nastavení bylo využito při zhruba dvaceti výstřelech první a druhý týden listopadu. Po zpracování výsledků z tehdejších výstřelů po logicky získáme konstantní hodnotu záznějové

frekvence f_b i grupového zpoždění τ_g , jelikož v komoře tokamaku je v době měření v podstatě vakuum.

Dříve, než se začalo s reflektometrem plnohodnotně měřit, přestala ze zatím neznámých důvodů pracovat zapojení obou současných pásem reflektometru. Do konce roku 2012 se tento problém nepodařilo odstranit, bohužel tak nebylo možné získat žádný časový vývoj hustotního profilu z tokamaku COMPASS. Vzhledem k tomu, že reflektometr pracoval jen v době, kdy v tokamaku nebylo plazma, nemáme žádný hustotní profil, byť jen v jednom čase.

Vzhledem k absenci konkrétních dat z reflektometrie jsem využil dat z interferometrie pro ilustraci možného zpracování hustotních profilů z tokamaku COMPASS. Pomocí interferometrie měříme na rozdílu frekvencí 131 a 133 GHz změnu fáze při průchodu vlny plazmatem. Tímto způsobem získáme průměrnou hustotu podél průchodu vlny od vysílací k přijímací anténě.

Při aproximaci očekávaným parabolickým profilem můžeme odhadnout hustotu ve středu komory tokamaku, včetně jejího vývoje v čase. Při využití očekávaného profilu určeného vzorcem (3.5) získáme tvar znázorněný na Obr. 4.11. V tomto případě jsem využil data pro hustotu $n_e(0)$ přepočtená vztahem (3.4) z měření z interferometru z výstřelu #3182.



Obr. 4.11: Očekávaný hustotní profil pro výstřel #3182 získaný na základě dat z interferometru. Profil byl aproximován vztahem (3.5). Černé čáry oddělují jednotlivá pásma, odspodu: neměřitelné řádnou vlnou – měřitelné pásmem K – měřitelné pásmem Ka – měřitelné vyššími frekvencemi (budoucí pásma U a E).

Závěr

V teoretické části práce v první kapitole jsem se zabýval reflektometrií jako diagnostikou plazmatu, vysvětlil jsem její vlastnosti a možnosti při studiu hustoty, případně i hustotního profilu plazmatu. Zmínil jsem i nevýhody plynoucí z fyzikálního základu reflektometrie, především nemožnost měření s řádnou vlnou delší než 2 cm, a nevýhody plynoucí z nepřesností určení magnetického pole v případě mimořádné vlny.

Dále jsem se v podkapitole 1.1 věnoval možnostem využití Dopplerova reflektometru, tedy reflektometru, jehož anténa není umístěna kolmo na plazma, při měření poloidální rychlosti turbulencí a s nimi související rychlost plazmatu.

V praktické části diplomové práce jsem navázal na svoji bakalářskou práci a za pomoci programu ReflectometryGUI, jehož funkce jsem vysvětlil v kapitole 2, jsem analyzoval velké množství starších, nezpracovaných dat z výstřelů na tokamaku CASTOR. Důraz jsem kladl na výstřely z roku 2004, kdy byl tokamak delší dobu provozován souběžně se zapojeným reflektometrem i dvěma hřebínky Langmuirových sond, jeden hřebínek byl umístěn horizontálně, druhý vertikálně.

Na výstřelech #20194, #20197 a #31720 jsem v kapitole 3 ukázal možnost výskytu GAMů na tokamaku CASTOR. Nalezené výsledky jsem s velmi dobrou shodou konfrontoval s teoretickými předpověďmi. Při snaze porovnat, který ze vztahů (3.1) a (3.3) určuje frekvenci GAMu přesněji, jsem narazil na možnosti zjištění lokální teploty i hustoty, které mohu odvodit jen na základě aproximace parabolickým profilem. Kvůli tomu jsem nedokázal jednoznačně určit přesnější ze vztahů, jen jsem obecně potvrdil jejich platnost. Na výstřelu #20194 se mi podařilo ukázat, jak je aproximace hustoty parabolickým profilem nepřesná, jelikož se odrazila i řádná vlna o frekvenci, která měla dle aproximace projít až k zadní stěně komory tokamaku.

V rámci měření s Dopplerovým reflektometrem byla prokázána jeho správná funkce na modelu rotujícího plazmatu (viz kapitolu 4.1.1), kdy povrchová rychlost rotujícího válce se známými otáčkami byla i velmi přesně potvrzena měřením Dopplerovým reflektometrem. Při zpracování

dat z Dopplerova reflektometru jsem z důvodu převládajícího fázového šumu v signálu nenalezl Dopplerův posuv. Z tohoto důvodu bylo měření krátce po instalaci na tokamaku COMPASS ukončeno.

V následují kapitole 4.2 jsem vysvětlil možnosti rozmítacího reflektometru, který byl využit na tokamaku COMPASS. Pomocí rychlé změny frekvence umožňuje proměření hustotního profilu v daném čase, mnohokrát v průběhu jednoho výstřelu, díky čemuž získáme vývoj hustotního profilu v čase.

V kapitolách 4.2.1 a 4.2.2 jsem vysvětlil nastavení reflektometru a ukázal praktické možnosti zpracování dat z testovacího výstřelu do vakua, který dle očekávání vrátil hodnoty nastavené pro nulovou hustotu.

Nejvýraznějším cílem této práce bylo zpracování dat z některého z výstřelů z tokamaku COMPASS a za pomoci reflektometrie získat hustotní profil plazmatu, jelikož měření profilu jinými způsoby je náročné. V okrajové části plazmatu máme k dispozici měření pomocí reciprokých sond a lithiového svazku, profil hustoty z měření pomocí Thomsonova rozptylu je přesný jen blízko středu plazmatu. V oblasti nárůstu hustoty je tedy nejvhodnější využití reflektometru.

V této části práce jsem využil svůj program na práci s daty z reflektometrie při zpracování a kontrolu správné funkce reflektometru při jeho testování. Kvůli opakovaným odkladům spuštění reflektometru (původní termín byl počátkem roku 2010) a častým poruchám, včetně té aktuální v době odevzdání diplomové práce, však nebyl reflektometr využit při žádném výstřelu tak, aby výpočet profilu hustoty umožnil.

Použitá literatura

- BENCZE, A. et al. Observation of zonal flow-like structures using the autocorrelation-width technique. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. April 2006, roč. 48, Number 4, s. 137-153.
- BENESTY, Jacob, Jingdong CHEN a Yiteng (Arden) HUANG. Estimation of the Coherence Function with the MVDR Approach. 2006 IEEE International Conference on Acoustics, Speech, and Signal Processing: Signal Processing Theory and Methods, Design and Implementation of Signal Processing Systems, Industry Technology Tracks [online]. May 14-19, 2006, Volume 3 [cit. 2010-06-03]. DOI: 10.1109/ICASSP.2006.1660700, doi:10.1109/ICASSP.2006.1660700. Dostupné z: http://www.researchgate.net/publication/224641558_Estimation_of_the_Coherence_ Function_with_the_MVDR_Approach
- [3] BOGÁR, O. et al.. *Microwave diagnostics*. Praha, 2011. Prezentace v rámci SUMTRAIC.
- [4] BROTÁNKOVÁ, Jana. Studium horkého plazmatu v experimentálních zařízeních typu tokamak. Praha, 2009. 163 s. Dizertační práce. Karlova univerzita, Matematicko-fyzikální fakulta, Katedra fyziky povrchů a plazmatu.
- [5] CONWAY, G. D. et al. Plasma rotation profile measurements using Doppler reflectometry. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 27 April 2004, roč. 46, č. 6, s. 951-970.
- [6] CONWAY, G. D. et al. A reflectometer for fluctuation and correlation studies on the Joint European Torus tokamak. *Review of Scientific Instruments*. 1999, volume 70, issue 10. ISSN 0034-6748. doi:10.1063/1.1150013. Dostupné z: http://www.iop.org/Jet/fulltext/JETP99009.pdf

- [7] CONWAY, G. D. et al. Observations on core turbulence transitions in ASDEX
 Upgrade using Doppler reflectometry. *Nuclear Fusion*. 2006-09-01, roč. 46, č. 9,
 S799-S808.
- [8] GRYAZNEVICH, M. et al. First Results from Tests of High Temperature Superconductor Magnets on Tokamak. 39 th EPS Conference & 16 th Int. Congress on Plasma Physics. Stockholm, 2012, s. 2052.
- [9] HIRSCH, M. et al. Doppler reflectometry for the investigation of propagating density perturbations. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 31 October 2001, roč. 43, č. 12, s. 1641-1660.
- [10] HOLZHAUER, E. et al. Theoretical and experimental investigation of the phaserunaway in microwave reflectometry. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 1998-11-01, roč. 40, č. 11, s. 1869-1886. ISSN 0741-3335.
- [11] HRON, Martin. *Turbulence plazmatu na tokamaku CASTOR*. Praha, 2002. 112 s.
 Disertační práce. Karlova univerzita, Matematicko-fyzikální fakulta, Katedra elektroniky a vakuové fyziky.
- [12] ITOH, K. et al. Physics of zonal flows. *Physics of Plasmas*. 2006, roč. 13, č. 5, 055502-1 055502-11. DOI: 10.1063/1.2178779.
- [13] KRÄMER-FLECKEN, A. et al. Turbulence studies with means of reflectometry at TEXTOR. *Nuclear Fusion*. November 2004, roč. 44, Number 11, s. 1143-1157.
- [14] KULHÁNEK, Petr. Úvod do teorie plazmatu. První. Praha: AGA, 2011, 384 s. ISBN 978-90-904582-2-2.
- [15] LEJSEK, V. Zpracování dat pro mikrovlnnou reflektometrii na tokamacích CASTOR a COMPASS. Praha, 2010. Bakalářská práce. České vysoké učení technické, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská. Vedoucí práce RNDr. Jaromír Zajac.
- [16] MELNIKOV, A. V. et al. Investigation of geodesic acoustic mode oscillations in the T-10 tokamak. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 20 March 2006, roč. 48, Number 4, s. 87-110.

- [17] NAGASHIMA, Y. et al. Bispectral analysis applied to coherent floating potentional fluctuations in the edge plasmas on JFT-2M. *Plasma Physics and Controlled Fusion*.
 6 March 2006, roč. 48, Number 4, s. 1-15.
- [18] NANOBASHVILI, S. Osobní sdělení. srpen 2011.
- [19] NANOBASHVILI, S., F. ŽÁČEK a J. ZAJAC. Microwave correlation reflectometry for tokamak CASTOR. *Czekoslovak Journal of Physics*. 8 March 2005, Vol. 55, No. 6, s. 701-717.
- [20] PLÍŠEK, Pavel. Reflectometric Measurements of Plasma Electron Density Fluctuations in the Core of Tokamak CASTOR. Praha, 2000. 82 s. Diplomová práce. České vysoké učení technické, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, Katedra fyzikální elektroniky.
- [21] POULARIKAS, Alexander D. The Radon and Abel Transform. *The handbook of formulas and tables for signal processing*. New York, NY: IEEE Press, c1999. ISBN 0849385792.
- [22] SCOTT, Bruce D. The nonlinear drift wave instability and its role in tokamak edge turbulence. *New Journal of Physics*. 22 July 2002, roč. 4, Volume 4, 52.1-52.30.
- [23] SILVA, A., J. ZAJAC a M. MANSO. Design of reflectometry system for the Compass-D tokamak. *Nepublikováno*. 25/02/2008.
- [24] SILVA, António. *The ASDEX Upgrade broadband microwave reflectometry system*.
 Lisboa, 2006. Dissertação. Universidade Técnica de Lisboa, Instituto Superior Técnico.
- [25] TRIER, E. et al. Direct measurement of the radial electric field in a tokamak with magnetic field ripple. 35th EPS Conference on Plasma Physics. Hersonissos, 9 - 13 June 2008, Vol.32D, P-1.022.
- [26] UNITED KINGDOM ATOMIC ENERGY AUTHORITY. UKAEA Annual Report and Accounts 2005/06 [online]. 2006[cit. 2012-11-18]. Dostupné z: http://www.ukatomic-energy.org.uk/annual_reports/UKAEA_R&A_05-06_final.pdf

- [27] VARELA, P. et al. Initialization of plasma density profiles from reflectometry. *Review of Scientific Instruments*. October 1995, roč. 66, č. 10, s. 4937-4942.
- [28] ŽÁČEK, F. Emailové sdělení. 2013-01-02.
- [29] ŽÁČEK, F. Dodatečný ohřev magneticky drženého plazmatu vysokofrekvenčními poli. 2011-03-08, 72 s. Technika termojaderných zařízení (přednáškový cyklus).

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svou diplomovou práci vypracoval samostatně a použil jsem pouze podklady uvedené v přiloženém seznamu.

Nemám závažný důvod proti užití 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 7. ledna 2013

Vojtěch Lejsek