### České vysoké učení technické v Praze Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky Obor: Fyzikální inženýrství Zaměření: Fyzika a technika termojaderné fúze

# Stavba a provoz reflektometrického systému pro tokamak COMPASS-D Construction and operation of reflectometric system on tokamak COMPASS-D

# BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Vypracoval: Michal Vašulka Vedoucí práce: RNDr. Jaromír Zajac Rok: 2009 Před svázáním místo téhle stránky vložíte zadání práce s podpisem děkana (bude to jediný oboustranný list ve Vaší práci) !!!!

### Prohlášení

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

Nemám závažný důvod proti 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).

### Poděkování

Děkuji RNDr. Jaromíru Zajacovi za vedení mé bakalářské práce, podnětné návrhy a postřehy, ale také za trpělivost a přátelský přístup.

Michal Vašulka

### Název práce: Stavba a provoz reflektometrického systému pro tokamak COMPASS-D

Autor:	Michal Vašulka
Obor: Druh práce:	Fyzikální inženýrství Bakalářská práce
Vedoucí práce:	RNDr. Jaromír Zajac Ústav fyziky plazmatu, AV ČR
Konzultant:	

*Abstrakt:* Cílem práce je vytvoření základního přehledu týkajícího se termojaderné fúze a typů zařízení udržujících plazma. Dále pak seznámení se s teorií mikrovlnné diagnostiky plazmatu, především reflektometrickou diagnostikou a konstrukcí reflektometru v souvislosti s návrhem reflektometrického systému pro tokamak COMPAS-D. Zvláštní kapitola je věnována popisu šíření elektromagnetických vln v plazmatu. Část práce zabývající se experimentem pokrývá testování jednotlivých subsystémů připravovaného reflektometru v laboratorních podmínkách bez plazmatu. Výsledky měření podávají informaci o vlastnostech jednotlivých komponent, ale ne celého reflektometru jako celku, vzhledem k tomu, že nebyl v době měření kompletní.

Klíčová slova: tokamak, diagnostika plazmatu, cutoff, mikrovlny, reflektometrie

### Title:

# Construction and operation of reflectometric system on tokamak COMPASS-D

Author: Michal Vašulka

Abstract: The goal of this thesis is to give basic outline considering thermonuclear fusion and types of plasma containing devices. Then it contains introduction to theory of microwave plasma diagnostics, mainly reflectometry diagnostics and construction of reflectometer in context of reflectometry design of reflectometric system for COMPASS-D tokamak. Special chapter is dedicated to description of electomagnetic wave propagation in plasma. Part of this thesis dedicated to measurement and experimental results covers testing of subsystems belonging to upcoming reflectometer device in laboratory conditions without plasma presence. The results of measurements give us information about individual components, but unfortunately not about the whole reflectometric system for it was not completed and functional when the measurements were carried out.

Key words: tokamak, plasma diagnostics, cutoff, microwaves, reflectometry

# Obsah

1	Úvo	od	7
	1.1	Způsoby ohřevu plazmatu	7
	1.2	Okraj plazmatu ve fúzních reaktorech	9
	1.3	Zařízení umožňující různé způsoby udržení plazmatu	10
	1.4	Fúze na Zemi	12
<b>2</b>	Ele	ktromagnetické vlny	14
	2.1	Elektromagnetické vlny šířící se kolmo na $ec{B_0}$	14
		2.1.1 Řádná vlna	14
		2.1.2 Mimořádná vlna	15
	2.2	Elektromagnetické vlny šířící se rovnoběžně s $\vec{B_0}$	17
	2.3	Cutoff a rezonance	19
3	Vyu	ıžití elmag. vln při diagnostice plazmatu	20
	3.1	Aktivní diagnostika	20
	3.2	Pasivní diagnostika - Radiometrie	23
	3.3	Mikrovlnná technika	24
	3.4	Vlastní experiment	33
Zá	ivěr		38
Se	eznar	n použitých zdrojů	39
Se	znar	n zkratek	40

# Kapitola 1

# Úvod

### Proč bychom měli využívat fúzní energii?

Je třeba si uvědomit, že využití fúzní energie pro mírové účely skrývá řadu výhod, především se jedná o téměř nevyčerpatelný zdroj energie. Deuterium se na Zemi vyskytuje v hojném počtu a je relativně jednoduché jej extrahovat z mořské vody a lithium (surovina pro výrobu tricia) je kov taktéž snadno dostupný v zemské kůře. Další výhodou je absence emisí skleníkových plynů, či jiných produktů znečišťujících životní prostředí. Radiace je omezena pouze na prostor reaktoru, a dokonce i radioaktivní odpad, který je produkován ve velmi malém množství, přestane být nebezpečný zhruba po sto letech. Taktéž není třeba transportovat žádné radioaktivní materiály z nebo do elektrárny. A v neposlední řadě se jedná o velmi bezpečný způsob výroby energie, fúze totiž není řetězová reakce a uvnitř reaktoru je v daný okamžik pouze jeden až dva gramy paliva, které stačí na udržení reakce pouze na pár sekund a jakákoliv vážnější závada na fúzním reaktoru vede ke ztrátě magnetického udržení nebo k přerušení přívodu paliva, což má za následek okamžité zastavení fúzní reakce.

### 1.1 Způsoby ohřevu plazmatu

Pro zapálení fúzní reakce je třeba dosáhnout extrémně vysoké teploty plazmatu, v tokamacích se používá kombinace následujících postupů:

#### Ohmický ohřev

Pokud elektrickým vodičem (v našem případe plazmatem) protéká elektrický proud, dochází k ohřevu vodiče následkem srážek nosičů elektrického náboje s částicemi tvořícími daný vodič. Tento způsob přestává být účinný za jistých teplot z důvodu závislosti vodivosti plazmatu na teplotě. Tímto způsobem není tedy možné zahřát plazma nad určitou úroveň.

#### Ohřev pomocí alfa částic

Alfa částice <sup>4</sup>He jsou produkty fúzní reakce a kolizemi s ionty v plazmatu napomáhají k samoohřevu. K tomu, aby byl ohřev alfa částicemi účinný, je třeba dosáhnout teploty zhruba 100 milionů °C. Pro dosažení takovéto teploty je třeba použít kombinace ohřevu neutrálními svazky a mikrovlnného ohřevu.

### Ohřev neutrálními svazky (Neutral Beam Heating, NBI)

Při této metodě se vstřikují svazky neutrálních atomů deuteria nebo tricia do plazmatu. Tyto vysoce energetické částice zahřívají plazmu srážkami s ionty v plazmatu. Nejdříve je třeba urychlit ionty deuteria nebo tricia na velké energie a poté následuje neutralizace těchto iontů. To proto, že svazek nabitých částic by nebyl schopen proniknout skrze magnetické pole v tokamaku.

### Ohřev pomocí elektromagnetických vln

Zde částice v plazmatu pohlcují energii elektromagnetických vln. Plazma má tři hlavní rezonanční frekvence, pro které je ohřev nejúčinnější. Jedná se o elektronovou cyklotronovou frekvenci, iontovou cyklotronovou frekvenci a dolní hybridní frekvenci. První dvě jsou frekvence, při kterých obíhají elektrony a ionty kolem siločar magnetického pole. Elektromagnetické vlny o dolní hybridní frekvenci se velmi dobře šíří v oblastech, kde jsou na sebe elektrické a magnetické pole navzájem kolmé, což odpovídá podmínkám na okraji plazmatu.



Obrázek 1.1: Různé způsoby ohřevu plazmatu

### 1.2 Okraj plazmatu ve fúzních reaktorech

Vzhledem k vysokým teplotám plazmatu ve fúzních reaktorech dosahujících teplot řádově stovek milionů °C je třeba využít magnetického udržení s cílem zabránění kontaktu mezi plazmatem a stěnami reaktoru. To zejména z důvodu ochrany konstrukce stěn reaktoru a také kvůli izolaci tepla v plazmatu. Elektricky nabité částice v plazmatu (elektrony, ionty) konají bez přítomnosti magnetického pole neuspořádaný pohyb, při pohybu v přítomnosti magnetického pole se elektricky nabité částice pohybují spirálovitě podél siločar magnetického pole. Tedy při správném tvaru magnetického pole je možno udržet plazma izolované od stěn reaktoru. Tvar magnetických siločar není dokonalý a na okrajích plazmatu blízko stěn siločáry zasahují do konstrukce reaktoru, což má za následek narážení nabitých částic do stěn. Takovéto siločáry jsou označovány jako otevřené. Uvnitř plazmatu jsou na druhou stranu siločáry magnetického pole uzavřené a tvoří nekonečnou smyčku v komoře tokamaku, viz Obr. 1.2



Obrázek 1.2: Pohyb nabitých částic v tokamaku

#### Princip limiteru a divertoru

Elektricky nabité částice, které uniknou z oblasti, kde jsou uzavřené siločáry, se nazývají plasma exhaust. Pomyslná vnější vrstva nacházející se kolem oblasti s uzavřenými siločárami se označuje separatrix nebo také LCFS (Last Closed Flux Surface). Úzká vrstva vně této hranice se nazývá Scrape-Off Layer (SOL), zde jsou siločáry magnetického pole již otevřené a dochází k úniku částic. Existují dva způsoby jak definovat polohu poslední uzavřené magnetické plochy. První z nich je využití limiteru. Jedná se o součást, která mechanicky ohraničuje plazma a brání jeho úniku mimo vymezenou oblast. Vzhledem k tomu, že je limiter přímo vystaven účinkům plazmatu, dochází k uvolňování materiálu, z kterého je limiter vyroben do plazmatu a tím negativně ovlivňuje jeho vlastnosti. Taktéž vzhledem k tomu, že limiter vytváří barieru kolem plazmatu, je problém odvádět fúzní produkty z reaktoru v dostatečné míře. Druhou, výhodnější možností je využití divertoru. Poloidální cívky upravují tvar siločar magnetického pole na okraji plazmatu tak, že částice ze scrape-off layer jsou směřovány do předem určené oblasti a naráží na divertor. Materiál divertoru, na který dopadá vnější plazma, není v přímém kontaktu s vnitřním plazmatem, což má za následek nižší znečištění plazmatu a tedy možnost dosažení vyšší teploty. S použitím divertoru je možné se účinně zbavovat fúzního odpadu – helia a také nečistot. Elektricky neutrální plyn, tvořící se v oblasti kolem divertoru je již dostatečně chladný a má poměrně vysokou hustotu na to, aby mohl být účinně odčerpáván vývěvami. To výraznou měrou přispívá k udržení reakce, protože jinak by tyto odpadní produkty naředily plazma do takové míry, že by fúzní reakce nebyla dále možná.

### 1.3 Zařízení umožňující různé způsoby udržení plazmatu

### Tokamak

V tokamacích je plazma udržováno pomocí magnetického pole, u kterého můžeme rozlišit dvě hlavní složky, které jsou na sebe kolmé – toroidální a poloidální. Toroidální magnetické pole je vytvářeno soustavou cívek rovnoměrně rozmístěných kolem komory tokamaku. Toto pole zajišťuje magnetické udržení, tedy brání kontaktu mezi stěnami reaktoru a plazmatem, protože proud v plazmatu je udržován v prostoru toroidálními siločarami. Účelem poloidálního pole je komprimovat plazma a působit tak proti tlaku způsobujícímu expanzi. Toto pole je vytvářeno elektrickým proudem, který protéká plazmatem a který zároveň slouží k ohmickému ohřevu. Ve velkých tokamacích se velikost tohoto proudu pohybuje v řádu několika megaampérů. Tento proud je zde indukován primární cívkou, která se nachází ve středu komory, v tomto případě má plazma funkci sekundárního vinutí cívky. Výsledné magnetické pole vzniká superpozicí toroidálního a poloidálního pole a má spirálovitý tvar v komoře tokamaku.



Obrázek 1.3: Rozmístění cívek a tvar magnetického pole v tokamaku

### Stelarátory

Tato zařízení jsou v mnoha ohledech podobná tokamakům, hlavním společným rysem je využití magnetického pole k udržení plazmatu. Stelarátory spoléhají pouze na magnetické udržení a nevyužívají vysoké proudy tekoucí plazmatem. Tímto je možné zcela odstranit poruchy a nestability plazmatu způsobené ohmickým ohřevem. Takovéto řešení ovšem klade vysoké nároky na technické provedení samotného systému cívek a pro spolehlivé udržení plazmatu ve stelarátoru je také třeba mít velmi dobré teoretické znalosti o chování plazmatu. Hlavní výhodou stelarátorů je nezávislost na ohmickém ohřevu a proto také schopnost stálého udržení, na rozdíl od tokamaků, které jsou v současné době pulzními zařízeními.

### Sférické tokamaky

Tento druh tokamaku pracuje na stejném principu jako klasický tokamak, jediným rozdílem je sférický tvar komory. Výzkumy ukazují, že tento přístup umožňuje udržet plazma při vyšší hustotě, což zvyšuje účinnost reakce a energetický výtěžek z ní.

### Inerciální udržení

Princip spočívá v ozáření pelletu paliva velmi výkonnými lasery. Pellet vzápětí imploduje, následkem čehož ve vzorku nastane dostatečně vysoká teplota a tlak pro zapálení fúzní reakce. Tato technologie nalézá také uplatnění při vývoji termonukleárních zbraní. Princip inerciální fúze je znázorněn na Obr. 1.4.



Obrázek 1.4: Schéma zapálení tečíku při inerciální fúzi

Postup je následující:

- 1. Výkonné lasery ozáří terč, následkem čehož se na povrchu pelletu vytvoří plasmová slupka
- 2. Následuje imploze vlivem ablace vnější vrstvy
- 3. Ve finální fázi imploze dosahuje teplota uvnitř pelletu zhruba 100 milionů $^{\circ}\mathrm{C}$
- 4. Zapálení reakce

### 1.4 Fúze na Zemi

Pro fúzi uskutečnitelnou v laboratorních podmínkách se v budoucnu počítá s následujícími reakcemi:

$$D + D \longrightarrow {}^{3}He + n + 3,27 \, MeV$$
$$\longrightarrow T + p + 4,03 \, MeV$$
$$D + {}^{4}He \longrightarrow {}^{4}He + p + 18,35 \, MeV$$
$$D + T \longrightarrow {}^{4}He + n + 17,59 \, MeV$$
$$p + {}^{11}B \longrightarrow 3{}^{4}He + n + 17,59 \, MeV$$

Účinné průřezy výše zmíněných reakcí jsou znázorněny na Obr. 1.5. Z něj je patrné, že účinné průřezy rostou se zvyšující se relativní energií částic. Zajímavé je sledovat průběh D – T reakce, protože vzhledem k jiným druhům reakcí dosahuje nejvyššího účinného průřezu při nejnižší energii částic. Tím se tedy stává nejvhodnějším kandidátem na první fúzní reakci na zemi. D-T reakci bude využívat tzv. první generace termonukleárních reaktorů.



Obrázek 1.5: Účinný průřez reakcí

Mezi druhou generaci reakcí patří především

$$D + D \longrightarrow T + p$$
$$\longrightarrow {}^{3}He + n$$

Tato reakce je velmi slibná, protože do reakce nevstupuje radioaktivní tricium (T). Tricium se sice při DD reakci tvoří v jistém množství, nicméně při produkci tricia dojde k jeho okamžitému spálení díky vysokému účinnému průřezu DT reakce. Hlavní výhodou DD reakce je produkce elektricky nabitých částic, čímž se otevírá možnost přímé výroby elektrické energie namísto tepelné výroby energie, jejíž účinnost je zhruba 30 procent.

K tomu, aby fúzní reakce mohla probíhat nepřetržitě bez dodávání energie zvnějšku, je potřeba, aby došlo k tzv. zapálení plazmatu (ignition). V tom případě reakce produkuje tolik energie, že je schopna pokrýt veškeré tepelné ztráty včetně ztrát způsobených brzdným zářením. Tato podmínka se nazývá Lawsonovo kritérium a matematicky se dá pro D-T reakci vyjádřit následovně:

$$n\tau_E \ge 1.5 \cdot 10^{20} m^{-3} s$$

Aby se teplota plazmatu zachovala a reakce mohla probíhat kontinuálně, je potřeba, aby výkon, vzniklý při daných reakcích, byl vyšší než výkon ztrácející se brzdným zářením elektronů.

# Kapitola 2

# Elektromagnetické vlny

### 2.1 Elektromagnetické vlny šířící se kolmo na $\vec{B_0}$

V tomto odstavci si blíže rozebereme šíření elektromagnetických vln v přítomnosti magnetického pole  $\vec{B_0}$ . Budeme uvažovat následující případy: elektromagnetická vlna se šíří kolmo k $\vec{B_0}$  ( $\vec{k} \perp \vec{B_0}$ ), v případě příčných vln ( $\vec{k} \perp \vec{E_1}$ ) může být  $\vec{E_1} \perp \vec{B_0}$  nebo také  $\vec{k} \parallel \vec{B_0}$ .

### 2.1.1 Řádná vlna

Při odvozování disperzního vztahu vyjdeme z Maxwelových rovnic

$$\nabla \times \vec{E_1} = -\vec{B_1}t \tag{2.1}$$

$$c^2 \nabla \times \vec{B_1} = \frac{j_1}{\vec{\epsilon_0}} + \vec{E_1}t \tag{2.2}$$

Za předpokladu šíření rovinných vln dostáváme ze vztahů 2.1 a 2.2 vlnovou rovnici

$$-\vec{k}(\vec{k}\cdot\vec{E_1}) + k^2\vec{E_1} = \frac{i\omega}{\vec{\epsilon_0}c^2}\vec{j_1} + \frac{\omega^2}{c^2}\vec{E_1}$$
(2.3)

Pro příčné vlny platí  $\vec{k} \cdot \vec{E_1} = 0$ , uvažujeme-li dále, že posuvný pohyb je tvořen výhradně pohybem elektronů

$$\vec{j_1} = -n_0 e v_{e1} = -n_0 e \frac{e \vec{E_1}}{i m \omega}$$
 (2.4)

přechází vlnová rovnice na

$$(\omega^2 - c^2 k^2) \vec{E_1} = \frac{n_0 e^2}{\vec{\epsilon_0} m} \vec{E_1}$$
(2.5)

odtud již získáváme disperzní vztah

$$\omega^2 = \omega_p^2 + c^2 k^2 \tag{2.6}$$

Disperze řádné elektromagnetické vlny (změna rychlosti šíření vlny v prostředí v závislosti na její frekvenci) je znázorněna na Obr. 2.1.



Obrázek 2.1: O-mode

Z něj je patrné, že totální odraz řádné vlny nastává v případě, kdy se fázová rychlost vlny blíží nekonečnu (ve vyšrafované oblasti k šíření vlny nedochází vzhledem k tomu, že je druhá mocnina fázové rychlosti záporná).

### 2.1.2 Mimořádná vlna

Pokud se vlna šíří vzhledem k magnetickému poli tak, že $\vec{E_1}\perp\vec{B_0},$ dochází k eliptické polarizaci vlny a tedy

$$\vec{E_1} = E_x \vec{x} + E_y \vec{y}$$

Linearizovaná pohybová rovnice přechází v

$$-im\omega \vec{v_{e1}} = -e(\vec{E} + \vec{v_{e1}} \times \vec{B_0})$$

odkud si vyjádříme složky rychlosti.

$$v_x = \frac{-ie}{m\omega}(E_x + v_y B_0)$$
$$v_y = \frac{-ie}{m\omega}(E_y + v_x B_0)$$
$$v_z = 0$$

řešením dostáváme

$$v_x = \frac{e}{m\omega} \left( -iE_x - \frac{\omega_c}{\omega} E_y \right) \left( 1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2} \right)^{-1}$$
$$v_y = \frac{e}{m\omega} \left( -iE_y - \frac{\omega_c}{\omega} E_x \right) \left( 1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2} \right)^{-1}$$

Ve vlnové rovnici rozumíme  $\vec{k}\cdot\vec{E_1}=kE_x$ 

$$(\omega^2 - c^2 k^2)\vec{E_1} + c^2 k E_{x\vec{k}} = \frac{-i\omega \vec{j_1}}{\vec{\epsilon_0}} = \frac{in_0 e\omega \vec{e_1}}{\vec{\epsilon_0}}$$

následně vyjádříme složky elektrického pole samostatně

$$\omega^2 E_x = -\frac{in_0 e\omega}{\vec{\epsilon_0}} \frac{e}{m\omega} \left( iE_x - \frac{\omega_c}{\omega} E_y \right) \left( 1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2} \right)^{-1}$$
$$(\omega^2 - c^2 k^2) E_y = -\frac{in_0 e\omega}{\vec{\epsilon_0}} \frac{e}{m\omega} \left( iE_y - \frac{\omega_c}{\omega} E_x \right) \left( 1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2} \right)^{-1}$$

rovnice je možné dále přepsat na tvar obsahující plazmovou frekvenci $\omega_p$ 

$$\left[\omega^2 \left(1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}\right) - \omega_p^2\right] E_x + i \frac{\omega_p^2 \omega_c}{\omega} E_y = 0$$
$$\left[\left(\omega^2 - c^2 k^2\right) \left(1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}\right) - \omega_p^2\right] E_y - i \frac{\omega_p^2 \omega_c}{\omega} E_x = 0$$

tato dvojice rovnic je řešitelná pouze v případě, pokud je determinant koeficientů před $E_x,E_y$ roven nule

Z rovnosti  $1-\frac{\omega_c^2}{\omega^2}=\omega^2-\omega_h^2,$ kde $\omega_h$  je dolní hybrydní frekvence, je možno podmínku na nulovost determinantu napsat jako

$$(\omega^2 - \omega_h^2) \left[ \omega^2 - \omega_h^2 - c^2 k^2 \left( 1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2} \right) \right] = \left( \frac{\omega_p^2 \omega_c}{\omega} \right)^2$$

$$\frac{c^2k^2}{\omega^2} = \frac{\omega^2 - \omega_h^2 - \left[(\omega_p^2\omega_c/\omega)^2/(\omega^2 - \omega_h^2)\right]}{\omega^2 - \omega_c^2}$$

Dále upravíme s využitím  $\omega_h^2 = \omega_c^2 + \omega_p^2$ na konečný tvar

$$\frac{c^2k^2}{\omega^2} = \frac{c^2}{v_{\phi}^2} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{\omega^2 - \omega_p^2}{\omega^2 - \omega_h^2}$$
(2.7)

Tímto dostáváme disperzní vztah pro mimořádnou vlnu. Disperze mimořádné vlny je patrná z Obr. 2.2.



Obrázek 2.2: X-mode

Na rozdíl od řádné vlny závisí cut-off layer pro mimořádnou vlnu nejen na elektronové hustotě, ale také na velikosti magnetického pole. Pro frekvenci v intervalu mezi plazmovou a horní hybridní frekvencí je fázová rychlost menší než rychlost světla, přičemž při horní hybridní frekvenci se rychlost limitně blíží nule a tedy i index lomu jde k nekonečnu. Takové frekvenci se říká rezonance a může při ní docházet k transformaci vln. V praxi tokamaků se horní hybridní rezonance využívá např. pro transformaci elektromagnetických vln na tzv. elektronové Bernsteinovy vlny které jsou elektrostatické povahy. Na Obr. 2.2 dále vidíme dva cut-offy pro mimořádnou vlnu:

# 2.2 Elektromagnetické vlny šířící se rovnoběžně s $\vec{B_0}$

Budeme vycházet z předpokladu, že

$$\vec{k} = k\vec{z}\vec{E_1} = E_x\vec{x} + E_y\vec{y} \tag{2.8}$$

Opět využijeme vlnovou rovnici, po separaci pro $E_x$  a  $E_y$ získáme

$$(\omega^2 - c^2 k^2) E_x = \frac{\omega_p^2}{1 - \omega_c^2 / \omega^2} \left( E_x - \frac{i\omega_c}{\omega} E_y \right)$$
(2.9)

$$(\omega^2 - c^2 k^2) E_y = \frac{\omega_p^2}{1 - \omega_c^2 / \omega^2} \left( E_y + \frac{i\omega_c}{\omega} E_x \right)$$
(2.10)

Rovnice upravíme pomocí

$$\alpha \equiv \frac{\omega_p^2}{1 - \omega_c^2 / \omega^2} \tag{2.11}$$

na tvar

$$(\omega^2 - c^2 k^2 - \alpha) E_x + i\alpha \frac{\omega_c}{\omega} E_y = 0$$
(2.12)

$$(\omega^2 - c^2 k^2 - \alpha) E_y - i\alpha \frac{\omega_c}{\omega} E_x = 0$$
(2.13)

 ${\bf Z}$  podmínky nulovosti determinantu ko<br/>eficientů vyplývá

$$(\omega^2 - c^2 k^2 - \alpha)^2 = (\alpha \omega_c / \omega)^2$$
(2.14)

$$\omega^2 - c^2 k^2 - \alpha = \pm \alpha \omega_c / \omega \tag{2.15}$$

Pak tedy

$$\omega^2 - c^2 k^2 = \alpha \left( 1 \pm \frac{\omega_c}{\omega} \right) = \frac{\omega_p^2}{1 - (\omega_c^2/\omega^2)} \left( 1 \pm \frac{\omega_c}{\omega} \right) = \omega_p^2 \frac{1 \pm \omega_c/\omega}{\left[ 1 + (\omega_c/\omega) \right] \left[ 1 - (\omega_c/\omega) \right]} = \frac{\omega_p^2}{1 \mp (\omega_c/\omega)}$$
(2.16)

řešením jsou dvě vlny šířící se podél $\vec{B_0}$ s disperzními relacemi pro tzv. pravotočivou ( 2.17) a levotočivou ( 2.17) vlnu

$$\tilde{n^2} = \frac{c^2 k^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_p^2 / \omega^2}{1 - (\omega_c / \omega)}$$
(2.17)

$$\tilde{n^2} = \frac{c^2 k^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_p^2 / \omega^2}{1 + (\omega_c / \omega)}$$
(2.18)

### 2.3 Cutoff a rezonance

Elmag. vlna při svém šíření plazmatem může narazit na oblast, kde se pro danou vlnu blíží index lomu limitně k nule, následkem čehož vlnová délka roste nade všechny meze. Takovou oblast plazmatu nazýváme cutoff layer a obecně lze říci, že se vlna na takové vrstvě odráží. Opačným procesem je rezonance, v tomto případě jde v oblasti plazmatu, kde k rezonanci dochází, index lomu k nekonečnu a vlnová délka se limitně blíží nule. Vlna je v oblasti rezonance pohlcována.

Pro rezonanci je třeba splnit následující rovnici:

$$\omega_h^2 = \omega_p^2 + \omega_c^2 = \omega^2$$

Dále pak pro cutoff vrstvu je splněna podmínka:

$$1 = \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{1}{1 - \left[\omega_c^2 \setminus (\omega^2 - \omega_p^2)\right]}$$

Cílem dalších úprav je získání kvadratické rovnice pro  $\omega$ .

$$1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2 - \omega_p^2} = \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$$
$$1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = \frac{\omega_c^2 \backslash \omega^2}{1 - (\omega_p^2 \backslash \omega^2)}$$
$$\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)^2 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}$$
$$1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = \pm \frac{\omega_c}{\omega}$$
$$\omega^2 \mp \omega \omega_c - \omega_p^2 = 0$$

Tímto jsme dostali dvě kvadratické rovnice, jejichž řešením budou frekvence $\omega_R$  ,  $\omega_L$ dány vztahy

$$\omega_R = \frac{1}{2} \left[ \omega_c + (\omega_c^2 + 4\omega_p^2)^{\frac{1}{2}} \right]$$
$$\omega_L = \frac{1}{2} \left[ -\omega_c + (\omega_c^2 + 4\omega_p^2)^{\frac{1}{2}} \right]$$

záporné znaménko před odmocninou bylo v obou případech zanedbáno, ptotože předpokládáme  $\omega$  kladné. Veličiny  $\omega_R$ , resp.  $\omega_L$  nazýváme pravý (right-hand), resp. levý (left-hand) cutoff, pro grafické znázornění viz Obr. 2.2.

# Kapitola 3

# Využití elmag. vln při diagnostice plazmatu

V první části této kapitoly jsou shrnuty mikrovlnné metody které jsou využívány pro diagnostiku horkého plazmatu v tokamacích. Druhá část se podrobně věnuje reflektometrii a popisu reflektometrických systémů které byly nebo budou určeny pro tokamaky Castor a Compass. Ve třetí části jsou uvedeny výsledky z testování částí reflektometrického systému který se staví pro Compass.

Mikrovlnné metody využívané při diagnostice plazmatu můžeme principiálně rozdělit na aktivní a pasivní. Při aktivní diagnostice se využívají elektromagnetické vlny o dostatečně nízkých amplitudách, jenž pouze v zanedbatelné míře ovlivňují chování plazmatu. Vhodné vlnové délky elektromagnetických vln pro diagnostiku plazmatu v tokamacích se pohybují v řádu desetin milimetrů až milimetrů. Aktivní diagnostika nám podává především informace o elektronové hustotě a fluktuacích plazmatu. Pasivní diagnostika měří vyzařování plazmatu, které má souvislost s teplotou, hustotou a magnetickým polem.

### 3.1 Aktivní diagnostika

Elektromagnetická vlna interagující s magnetoaktivním plazmatem mění své vlastnosti: fázi, amplitudu, polarizaci a taktéž modulaci spektra. Tyto změny se dají s úspěchem využít při studiu plazmatu. Změna fáze elmag. vlny je způsobena indexem lomu plazmatu, jež je funkcí proměnné elektronové hustoty. Taktéž dochází ke změně polarizace vlny následkem dvojlomu ve zmagnetizovaném plazmatu. Těchto jevů využívají ke své činnosti interferometry a polarimetry, jenž měří průměrnou elektronovou hustotu podél trajektorie měřícího paprsku. Reflektometry využívají odrazu elmag. vln na tzv. cut-off vrstvě. Hustotu plazmatu cut-off vrstvy je možno určit ze znalosti frekvence vlny a její pozici určíme ze znalosti doby mezi vysláním vlny a detekcí vlny odražené. Analýzou vln rozptýlených na nehomogenitách v plazmatu získáváme dodatečné informace o fluktuacích elektronové hustoty, fluktuacích magnetického pole a teplotě iontů.

#### Interferometrie

Metody využívající index lomu elmag. vln v materiálu vyžadují užití kratších vlnových délek, které plazmatem dobře procházejí. Interferometrie využívá závislost indexu lomu na elektronové hustotě. Běžně se využívají milimetrové až submilimetrové vlny, pro velmi husté plazma u velkých nebo sférických tokamaků se využívají vlny mezi mikrovlnným a infračerveným pásmem. V takovém případě zdrojem mikrovln bývají lasery. Nejjednodušší vztahy dostáváme pro šíření vlny ve směru kolmém na směr magnetického pole ( $\vec{k} \perp \vec{B}$ ). Přitom je třeba rozlišovat polarizace řádné ( $\vec{E} \parallel \vec{B}$ ) a mimořádné ( $\vec{E} \perp \vec{B}$ ) vlny.

Index lomu řádné vlny, která nezávisí na magnetickém poli, je dán vztahem

$$\mu_0 = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)^{\frac{1}{2}} = (1 - \frac{n}{n_{co}})^{\frac{1}{2}}$$

V praxi se v interferometrii využívají řádné vlny, to proto, aby se předešlo komplikacím způsobených závislostí indexu lomu mimořádné vlny na magnetickém poli. U elmag. vlny procházející plazmatem s rozdělením hustoty  $n_z$  ve směru osy z dochází k fázovému posunu  $\varphi$ .

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{z_1}^{z_2} \left[ 1 - \left( 1 - \frac{n}{n_{co}} \right)^{\frac{1}{2}} \right] dz \approx 2,82 \cdot 10^{-15} \lambda \int_{z_1}^{z_2} n(z) dz \tag{3.1}$$

zde  $\lambda$  značí vlnovou délku vlny ve vakuu.

Při úpravě vzorce 3.1 do zjednodušené podoby na pravé straně bylo využito podmínky  $n \ll n_{co}$ . Pak platí, že fázový posun  $\varphi$  a průměrná hustota ve směru paprsku jsou lineárně závislé.

#### Polarimetrie

Zmagnetizované plazma polarizuje elmag. vlny, v praxi se uplatňuje studium lineární i kruhové polarizace. Pokud se vlna šíří rovnoběžně s magnetickým polem nebo kolmo na něj, mohou dojít ke změně v elipticitě lineárně polarizované vlny díky Cotton-Moutonově efektu nebo rotaci roviny polarizace díky Farradayově efektu. Měření polarimetrem je absolutní, tedy není třeba mít referenční paprsek, jak je tomu například v případě interferometru.

#### Cotton-Moutonův efekt

Tento efekt se projevuje při šíření elektromagnetické vlny kolmo na směr magnetického pole. Elektrické pole lineárně nebo kruhově polarizované vlny má složky ve směru řádné i mimořádné vlny. Za těchto podmínek rozdíl indexů lomu řádné a mimořádné vlny způsobuje změnu fáze a vybuzení eliptické polarizace. Fázový posun podél směru šíření se dá vyjádřit jako

$$\Phi_{CM} = \frac{1}{\omega^3} \int_{z_1}^{z_2} B_{\perp}^2(z) n_e(z) dz$$

#### Farradayúv efekt

Lineárně polarizovanou vlnu šířící se rovnoběžně se směrem magnetického pole  $(\vec{k} \perp \vec{B})$ ,  $(\vec{E} \perp \vec{B})$  můžeme považovat za superpozici dvou kruhově polarizovaných vln – pravotočivé (P) a levotočivé (L). Po průchodu plazmatem dochází díky Farraday-ově efektu ke stočení roviny polarizace o úhel  $\alpha$ . Tento jev je způsoben odlišnými indexy lomu pro pravotočivou a levotočivou kruhově polarizovanou vlnu. Což má za následek různou velikost fázových posunů pro P a L vlnu.

Úhel pootočení lineárně polarizované vlny je dán

$$\alpha = (\Delta \Phi_R - \Delta \Phi_L)/2 = \frac{1}{\omega^2} \int_{z_1}^{z_2} B_{\parallel}^2(z) n_e(z) dz$$

#### Reflektometrie

Totálního odrazu řádné i mimořádné vlny se dá s výhodou využít při diagnostice plazmatu. V případě, že se bude řádná vlna šířit v plazmatu se vzrůstající elektronovou hustotou a v důsledku toho také se vzrůstající plazmovou frekvencí  $\omega_p$ , je možné, že se bude v určitém místě rovnat hodnota plazmové frekvence  $\omega_p$  frekvenci elektromagnetické vlny  $\omega_0$ . V tomto místě dochází k úplnému odrazu řádné vlny od vrstvy v plazmatu, kde se  $\omega_p = \omega_0$ , takováto vrstva se nazývá cut - off layer.

Casová změna fáze je dána

$$\phi t = \frac{4\pi}{c} (ft) \int_{x=0}^{x_{co}} \mu(f, x) dx + \frac{4\pi}{c} ft \left( \int_{x=0}^{x_{co}} \mu(f, x) dx \right)$$

kde  $\int \mu(f, x) dx$  je optická dráha.

Optická dráha se dá určit pokud známe veličinu  $\phi f$  jež se dá získat ze závislosti změny fáze na změně frekvence diagnostické vlny (tzv. rozmítání frekvencí) nebo ze znalosti doby uplynulé mezi vysláním a přijetím pulsu  $\tau(f) = (2\pi)^{-1}(\phi f)$ .

Člen

$$\frac{4\pi}{c}ft\left(\int_{x=0}^{x_{co}}\mu(f,x)dx\right)$$

popisuje změny fáze způsobené fluktuacemi optické dráhy, jenž je funkcí elektronové hustoty. Odtud tedy můžeme získávat informace o změnách hustoty plazmatu a o charakteru turbulencí v cut-off vrstvě.

V reflektometrii se využívá k diagnostice plazmatu řádné i mimořádné vlny. V případě řádné vlny se dá pozice cut-off vrstvy vyjádřit analyticky:

$$x_{co}(f_{co}) = \frac{c}{\pi} \int_0^{f_{co}} \tau(f) \frac{df}{\sqrt{f_{co}^2 - f^2}}$$

Stejný výpočet je vzhledem k vlivu magnetického pole u mimořádné vlny možný pouze numericky při zpětné numerické rekonstrukci magnetického pole v tokamaku.

Polohu cut-off vrstvy je možno určit pouze pokud v daném místě existuje konečný gradient hustoty. Při použití o-mode (řádná vlna) reflektometrie je cut-off frekvence pouze funkcí hlavního poloměru a ve vnitřním plazmatu příliš se s polohou nemění, což má za následek nepříliš přesné určení polohy cut-off vrstvy. V případě x-modu gradient toroidálního magnetického pole způsobuje konečný gradient cutoff frekvence, dokonce i v případě, kdy gradient hustoty je nulový. Abychom mohli proměřit gradient hustoty v dané oblasti je třeba využít velké množství frekvencí, což klade důraz na vysoký počet vlnovodů. Využití x-modu skýtá určitou výhodu oproti o-modu v menším počtu použitých vlnovodů a také v tom, že x-mode (mimořádná vlna) má lepší prostorové rozlišení polohy cut-off vrstvy díky kratším vlnovým délkám.

### 3.2 Pasivní diagnostika - Radiometrie

V případě magnetického udržení plazmatu se nabité částice pohybují podél siločar magnetického pole přičemž konají rotační pohyb. Jedná se tedy o nabité částice, jež se pohybují se zrychlením a tedy vyzařující elektromagnetické vlny. Elektronová cyklotronní radiace je vyzařována anizotropně, má čárové spektrum a je polarizována. Pokud pro vyzařovanou vlnu platí, že  $(\vec{k} \parallel \vec{B})$ , je emitovaná elektronová vlna kruhově polarizovaná, v případě že  $(\vec{k} \perp \vec{B})$ , je vlna lineárně polarizovaná. Při teplotách plazmatu pohybujících se řádově v jednotkách keV je třeba zohlednit relativistickou hmotnost elektronu a taktéž Dopplerův posun, následkem čehož emisní frekvence  $\omega$ splňuje podmínku

$$\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - \frac{n\omega_{ce}}{\gamma} = 0$$

přičemž $\gamma=\sqrt{1-\beta^2},\,\beta=v/c.$ 

Vzhledem k existenci relativistických efektů a Dopplerova posunu můžeme detekovat místo původně čárového spektra spektrum rozšířené o další frekvence, v konstantním magnetickém poli bychom detekovali lehce rozšířenou emisní čáru. Vzhledem k tomu, že intenzita magnetického pole B klesá podél hlavního poloměru R jako  $B \propto 1/R$  můžeme elektronové cyklotronové emisní spektrum pozorovat jako široké kontinuum. Pro opticky husté plazma platí, že intenzita elektronové radiace se blíží úrovni radiace absolutně černého tělesa. Tedy za této podmínky se teplota změřená pomocí radiometrie rovná elektronové teplotě v plazmatu. V praxi bývá laboratorní fúzní plazma opticky husté pro základní harmonickou řádnou vlnu a pro druhou harmonickou mimořádnou vlnu. Radiační teplota se dá vypočítat s využitím elektronové cyklotronové emise s přihlédnutím k absorpci emitovaného záření plazmatem ve směru šíření. Radiační teplota vrstvy plazmatu s Maxwelovským rozdělením rychlostí při dané elektronové teplotě  $T_e(s)$  je dána vztahem:

$$T_r(f) = \int_{-a}^{a} ds T_e(s) \alpha(s, f) exp\left\{-\int_{s}^{a} d\bar{s} \alpha(\bar{s}, f)\right\} = \int_{-a}^{a} ds G(s, f)$$

Relativisticky snížená elektronová cyklotronní radiace pocházející z relativistických elektronů rezonuje s vrstvou odpovídající relativisticky posunuté frekvenci, která se nachází směrem k low-field side, a je zde reabsorbována. Protože záření detekujeme obvykle z low-field side, ve skutečnosti nejvíce radiačně přispívá úzká vrstva plazmatu směren k high-field side od rezonanční vrstvy. Tloušťka této vrstvy je vyjádřena funkcí G(s). Tato funkce udává prostorové rozlišení detekovaného signálu a určuje šířku elektronového emisního spektra. Elektronová radiometrie dosahuje prostorové přesnosti řádově jednotek centimetrů a je omezena na oblasti s dostatečnou optickou hustotou ale s dostatečně nízkou hustotou elektronů, tak aby elektronová cykotronní frekvence byla vyšší než cut-off frekvence pro o-mode a x-mode.

### 3.3 Mikrovlnná technika

V posledních dvou desetiletích se mezi zdroji mikrovln prosadily polovodiče (solid state). Klystrony, BWO (back-wave oscilátory), gyrotrony a jiné elektronkové typy se používají jen pro výkonové aplikace. Vývoj mikrovlnných polovodičů dosáhl hranice submm vln, tedy nad 300 GHz, kde se technika mikrovln prolíná s optikou. Pro konstrukci mikrovlnných zařízení lze v současné době s výhodou využívat monolitických mikrovlnných integrovaných obvodů MMIC.

Základním typem vedení na dm a cm vlnách jsou vedení koaxiální a mikropáskové. Ty se dají používat až do kmitočtů na kterých příčné rozměry vedení nejsou ještě srovnatelné s vlnovou délkou a tedy rozložení pole má vlnový charakter jen v podélném směru. Koaxiální technika se komerčně používá do 60 GHz a ve speciálních případech až do 100 GHz.

Na rozdíl od dvojvodičových vedení u vlnovodů má pole vlnový charakter i v příčném směru. Jejich důležitým znakem je, že se v nich může šířit jen vlna o kmitočtu vyšším než určitý, tzv. mezní (kritický) kmitočet. Běžné obdélníkové vlnovody se většinou používají v omezeném kmitočtovém pásmu základního vidu TE10. Rozměry a tím i kmitočtová pásma jsou standartizovány, některé z nich jsou uvedeny v 3.1. V quasioptické technice mikrovln se také používá tzv. oversized vlnovod, kdy rozměry vlnovodu jsou mnohem větší než by odpovídalo základnímu vidu. Vhodně navázaná TE10 vlna se pak v takovém vlnovodu šíří podobně jako ve volném prostoru a tedy s velmi malým útlumem.

Reflektometry a interferometry se sestávají z mikrovlnného zdroje a přijímače. Odlišnost mezi reflektometrem a interferometrem je jen v tom že interferometry používají jednu určitou fixní frekvenci která je přitom mnohem vyšší než frekvence používané u reflektometrů. Moderní reflektometry používají přeladitelné zdroje, obvykle v rámci vlnovodného pásma. Pokud chceme s reflektometrem obsáhnou širší kmitočtové spektrum než jedno vlnovodné pásmo, je nutné použít systém s více reflektometry pro různá pásma.

Pro interferometr a reflektometr je důležité vyhodnocovat nejen amplitudu ale především fázi přijímané vlny. K tomu slouží fázový detektor jenž porovnává měřený signál s referenčním signálem. Naproti tomu radiometr je mikrovlnný přijímač který

Označení	Provozní	Střední délka	Vnitřní	EIA označení
pásma	kmitočet [GHz]	vlny [mm]	rozměry [mm]	vlnovodu
K	17.6 - 26.7	15	$10.67 \ge 4.32$	WR 42
Ka	26.3 - 40.0	10	$7.11 \ge 3.55$	WR 28
Q	32.9 - 50.1	8	$5.69 \ge 2.85$	WR 22
U	39.2 - 59.6	6	$4.77 \ge 2.39$	WR 19
V	49.8 - 75.8	5	$3.76 \ge 1.88$	WR 15
Ε	60.5 - 91.9	4	$3.11 \ge 1.55$	WR 12
W	73.8 - 112	3	$2.54 \ge 1.27$	WR 10

Tabulka 3.1: Srovnávací tabulka vybraných pravoúhlých obdélníkových vlnovodů

vyhodnocuje jen sílu (amplitudu) signálu. Frekvenční pásmo které je nutné radiometrem pokrýt, je u tokamaků dáno toroidálním magnetickým polem a z něho vyplývajících cyklotronních frekvencí. Jsou dva základní typy přijímačů – přeladitelný nebo mnohokanálový. Přeladitelný přijímač rychle skenuje (sweeping) celé pásmo. Je jednodušší a levnější avšak rychlost skenování omezuje časové rozlišení radiometru. U mnohokanálového radiometru je přijímané pásmo rozděleno na kanály s určitou kmitočtovou šířkou, které pak měří signál kontinuálně. Čím vyšší je počet kanálů tím je lepší frekvenční rozlišení radiometru.

#### Heterodynní a homodynní detekce u reflektometrů

Reflektometry se skládají z následujících součástí: zdroje mikrovlnného záření, vlnovodů a antén. Jako zdroj mikrovln se obvykle využívá solid state oscilátor (např. Gunnova dioda, impatt dioda, voltage controlled oscillator - VCO). Frekvence vysílaná takovýmto zdrojem závisí na velikosti přiloženého napětí a také na struktuře polovodiče v diodě. U vlnovodů se klade velký důraz na nízké ztráty při vedení vzhledem k tomu, že se mikrovlnný zdroj a přijímač obvykle nacházejí ve velké vzdálenosti od plazmatu. Z mikrovlnného zdroje je vyslána vlna o konstantní amplitudě a úhlové frekvenci, odráží se od plazmatu a je detekována jako  $s(t) = A(tcos [\omega_0 t + \phi(t)])$ , kde amplituda A a fáze  $\phi$  se příliš nemění v porovnání s periodou vysílané vlny  $1/\omega_0$ 

Posuv frekvence  $\Delta \omega = d\phi(t)/dt$  se dá interpretovat jako Dopplerův posun detekované vlny. Vzhledem k turbulentní povaze cut-offu jsou fázový posun a amplituda ovlivněny turbulencemi a tedy s sebou nesou statistickou informaci o fluktuacích plazmatu. Dále je detekovaný signál smíchán ve směšovači s referenčním signálem  $\omega_0$ . Ze součtového a rozdílového kmitočtu je poté filtrem propuštěn rozdílový.

Systémy využívající homodynního detektoru jsou konstrukčně jednoduché a levné, nicméně jejich nevýhoda spočívá v tom, že detekovaný signál je smíchán s původní frekvencí  $\omega_0$ , následkem čehož je rozdíl frekvencí ve směšovači roven nulové frekvenci. Další nevýhodou je ztráta znaménka  $\Delta \omega$ . Proto je lepší použití heterodynního detektoru. Heterodynní detekce využívá přídavného oscilátoru o frekvenci  $\omega_1$ . Díky tomu již není rozdíl frekvencí nulový a tím se také zlepšuje citlivost a dynamický rozsah systému.



Obrázek 3.1: Schéma homodynního detektoru



Obrázek 3.2: Schéma heterodynního detektoru

K získání informací obsažených ve fluktu<br/>acích amplitudy a frekvence přijímaného signálu se využívá tzv. IQ detektor využívající kvadraturní detekce.



Obrázek 3.3: Schéma IQ detektoru

Princip IQ detektoru je následující: Detektor smísí přijatý signál se signálem referenčním, čímž vznikne In-phase signál (I)

$$I = A\cos\phi$$

Kvadraturní signál (Q) vznikne kombinací referenčního signálu posunutého <br/>o $\pi/2$ a signálu detekovaného.

$$Q = A \sin \phi$$

Heterodynní detekce je využívána hlavně kvůli své schopnosti určit znaménko změny fáze. Dále pak heterodynní detekce poskytuje signály I a Q, amplitudu  $A = (I^2 + Q^2)^{\frac{1}{2}}$  a fázi  $\phi = \arctan \frac{Q}{I}$ .

#### Dopplerovská reflektometrie

Následující přiblížení může sloužit jako model fluktu<br/>ací hustoty plazmatu. Uvažujme difrakční mřížku sinusového tvaru pohybující se ve<br/> vakuu. Vyšleme-li elektromagnetickou vlnu pod úhlem $\Theta$ je tato vlna odražena a také dochází k<br/> Braggově difrakci na cut-off vrstvě odpovídající frekvenci vyslané elmag. vlny.



Obrázek 3.4: Princip dopplerovské reflektometrie

Odražený signál je poté detekován přijímačem, v případě monostatického systému slouží jako přijímač vysílací anténa. Takovýto systém detekuje difrakční maximum řádum=-1. Ze vztahu pro Braggovu difrakci dostáváme

$$k_{\perp} = 2k_0 \sin \Theta \tag{3.2}$$

kde  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$  je vlnové číslo elektromagnetické vlny.

Dopplerův posun $\omega_D$ na difrakční mřížce (v našem případě cut-off vrstvy plazmatu) je dán vztahem

$$\omega_D = \vec{u} \cdot \vec{k_0} \tag{3.3}$$

kde u je rychlost pohybu mřížky kolmo na vysílaný signál.

V technické praxi je u tokamaků vlnové číslo turbulencí k uvažováno jako vektor kolmý na vektor magnetického pole  $\vec{B_0}$ . Odtud je tedy zřejmé, že pro výpočet Dopplerova posunu stačí uvažovat složku rychlosti fluktuací kolmou na vektor mag. pole

 $\vec{B_0}$ . Vztah pro Dopplerovsky posunutou frekvenci dostáváme kombinací vzorců 3.2 a 3.3 v následujícím tvaru

$$f_D = u_\perp \left(\frac{2}{\lambda_0}\right) \sin \Theta$$

#### Reflektometr používaný na tokamaku Castor

Reflektometr postavený pro tokamak Castor používal 3 fixní frekvence – 29, 33 a 35 GHz. Šlo o nejjednodušší homodynní reflektometr s přímou detekcí bez zesilovacích a filtrovacích stupňů, což bylo dáno těžkou dostupností mikrovlnných součástek v minulosti. Na Obr. 3.5 je schema poloidálního korelačního reflektometru, na Obr. 3.6 antény a na Obr. 3.7 jeho vzhled.



Obrázek 3.5: Schema poloidálního korelačního reflektometru pro Castor. Legenda: MS - microwave switch (vlnovodný přepínač), A – attenuator (útlumátor), DC – directional coupler (směrová vazba), MT – magic tee (rozbočovač), PS – phase shifter (fázovač), D – detector (mikrovlnná dioda)

Signál ze zvoleného generátoru vedl do vysílací trychtýřové antény. Část signálu vedla do referenční větve. Signál odražený od plazmatu byl zachycen dvěma přijímacími anténami na dvou poloidálních pozicích a detekován dvěma identickými přijímači. Pomocí útlumátorů a fázovacích členů se systém nastavil tak aby na výstupu každého přijímače byly detekovány dva signály s fázovým posuvem 90 stupňů (v podstatě kvadraturní detekce, avšak dosti nedokonalá).

#### Reflektometrický systém pro tokamak COMPASS-D

1. Reflektometrický systém pro měření profilu hustoty plazmatu

Tento systém bude postaven ve spolupráci s CFN/IST Lisabon (Centro de Fusao Nuclear, Associação EURATOM / IST, Instituto Superior Técnico) Systém bude



Obrázek 3.6: Trojice antén poloidálního korelačního reflektometru pro Castor



Obrázek 3.7: Panel poloidálního korelačního reflektometru připojeného na Castor

složen ze čtyř O-mode reflektometrů a jednoho X-mode reflektometru, jehož účelem je měřit parametry okrajového plazmatu. V takovém případě doplňuje kanál X-mode výsledky měření O-modu na okraji plazmatu, kde je téměř nulová hustota.

Frekvenční pásma	Тур
$18-26,5~\mathrm{GHz}$	WR 42 O-mode
$26{,}5-40~\mathrm{GHz}$	WR 28 $2xO/X$ - mode
$40-60~\mathrm{GHz}$	WR 19 O-mode
40-90  GHz	WR 12 O-mode

Tabulka 3.2: Frekvenční rozsah reflektometru pro COMPASS

Konstrukce antény a vlnovodné části:

Vzhledem k tomu, že port vyhrazený pro reflektometrii je příliš malý pro umístění celkem pěti antén a navíc by antény zasahovaly do dráhy NBI (Neutral Beam Injection), bylo potřeba navrhnout externí vysílací systém, který počítá s umístěním všech antén před port. Namísto pěti vlnovodů dopravující signál od jednotlivých antén se počítá s konstrukcí oversized vlnovodu, ve kterém povedou všechny signály zároveň. K tomuto kroku bylo přistoupeno opětovně z důvodu malého průměru portu. Výhodou oversized vlnovodu oproti klasickým vlnovodům je to, že v něm nedochází k útlumu vln, protože jsou rozměry takového vlnovodu mnohonásobně větší, než je vlnová délka elmag. vln.

Na Obr. 3.8 je schéma MUX/DEMUX (multiplexer/demultiplexer) pásmového směšovače. Toto zařízení je schopno pomocí soustavy kvazi optických zrcadel zkombinovat jednotlivé signály vysílané příslušnými reflektometry do jednoho paprsku. Tento paprsek pak směřuje do výše zmiňovaného oversized vlnovodu opatřeného fokusující čočkou a tvoří tak kvazi optickou anténu GOLA (Gaussian Optic Lens Antenna). Signál odražený od plazmatu se vrací druhým oversized vlnovodem k demultiplexeru, kde je opět rozložen na jednotlivé sub-signály. Umístění reflektometrického systému před tokamakem COMPASS je znázorněno na Obr. 3.9.





Obrázek 3.8: Schéma pásmového směšovače

Obrázek 3.9: Umístění reflektrometrického systému

Zapojení reflektometru:

Blokové schéma zapojení reflektometru je patrno z Obr. 3.10. Zde se jedná konkrétně o schéma 18-26.5 GHz vysílače/přijímače. Zapojení ostatních reflektometrů je totožné, rozdíl je jen v použitých frekvenčních generátorech a frekvenčních násobičích. Signál je vytvářen ve frekvenčních generátorech (VCO, voltage controlled oscillators) a jeho frekvence je dále zvýšena ve frekvenčních násobičích a přiváděn k vysílači. Část signálu bude jako referenční signál odváděna 10 dB odbočnicí do zpožďovače (kompenzuje kratší dráhu referenčního signálu vzhledem k signálu přijatému) a poté do směšovače. Ve směšovači dochází k frekvenčnímu odčítání mezi referenčním a přijatým signálem. Tento signál je pak zesílen a vyhodnocen.



Obrázek 3.10: Schéma zapojení reflektometrického systému

#### 2. Reflektometr pro experimentální měření

Není zřejmé, zda bude možno systém od CFN/IST používat též pro měření experimentálního charakteru. Tedy například fluktuace, Dopplerův posuv atd. Proto se nyní staví 1 reflektometr pro pásmo 26,5 - 40 GHz, které by mělo sloužit právě pro experimentální měření. Schéma je na Obr. 3.11.

Reflektometr používá dva oscilátory VCO – jde tedy o heterodynní schéma. Oscilátory VCO jsou ve fázovém závěsu který obstarává deska PLL s obvodem ADF4001 a řídící deska s mikroprocesorem ATMEGA128. Fázový závěs udržuje mezi oběma VCO stálý kmitočtový rozdíl 35 MHz a to i při rychlém přelaďování. Tento rozdílový kmitočet je současně mezifrekvenčním kmitočtem přijímače. Za mezifrekvenčními zesilovači referenčního (IF1) a odraženého (IF2) signálu následuje I/Q detektor. Ladící napětí pro oba VCO, které vytváří řídící deska, může mít různé průběhy (waveforms) které jsou zadávány ovládacím SW. Protože VCO mají rozsah 13-20 GHz, jsou použity násobiče kmitočtu na 26.5-40 GHz. Ve vysílací větvi je aktivní násobič, ve větvi přijímače pasivní násobič. Použitý I/Q detektor AD 8333 potřebuje pro svůj refernční vstup LO kmitočet čtyřnásobný oproti měřenému signálu. Proto je v referenční větvi IF1 zařazen aktivní násobič osmi.



Obrázek 3.11: Schéma zapojení reflektometrického systému pro experimentální měření

### 3.4 Vlastní experiment

Při experimentu jsem vycházel ze schématu zapojení na Obr. 3.12.

Bylo provedeno měření fáze na AD8333 EVAL board při hodnotách frekvencí kolem 35 MHz a 70 MHz. Cílem bylo vypočíst hodnotu fáze v závislosti na změně frekvence. Výpočet byl proveden jednak využitím vzorce pro určení fáze  $\phi = \arctan \frac{Q}{I}$  a amplitudy  $A = (I^2 + Q^2)^{\frac{1}{2}}$ , jednak byly hodnoty vypočteny z rozdílu délky vlnovodných kabelů. Tyto hodnoty by se dle teorie měly překrývat, nicméně z Obr. 3.13 a Obr. 3.15 lze vidět, že tomu tak není (červená čára by měla prokládat graf funkce  $\phi = \arctan \frac{Q}{I}$ ).

Na Obr. 3.15 a Obr. 3.16 je dále zobrazen výkon (amplituda vlnění) na AD8333 EVAL board opět při hodnotách frekvencí se středem v 35 MHz a 70 MHz.

Na Obr. 3.17 vidíme průběh frekvence generovaného vlnění součástkami VCO VO3260P/00 a VO3262P/00 v rozsahu frekvencí mezi 13,5 GHz až 20 GHz v závislosti na ladícím napětí.

Obr. 3.18 pak reprezentuje rozdíl vrekvencí na těchto součástkách, toto měření bude v pozdějších fázích konstrukce reflektometru vhodné ke kalibraci ladícího mapětí pro VCO.



Obrázek 3.12: Schéma zapojení experimentu



Obrázek 3.13: AD8333 EVAL board, měření fáze na 35 MHz



Obrázek 3.14: AD8333 EVAL board, měření fáze na 70 MHz



Obrázek 3.15: AD8333 EVAL board, měření výkonu na 35 MHz



Obrázek 3.16: AD<br/>8333 EVAL board, měření výkonu na 70 MHz



Obrázek 3.17: Porovnání frekvencí VO3260<br/>P/VO3262 P



Obrázek 3.18: Rozdíl frekvencí VO3260<br/>P/VO3262 P

## Závěr

Cílem této práce bylo provedení obecného přehledu základních fakt o termonukleární fúzi a seznámení se s diagnostikou plazmatu jako celku, speciálně se zaměřením na mikrovlnnou diagnostiku a různé druhy reflektometrických metod. Součástí práce byla také účast při konstrukci a testování reflektometrického systému pro tokamak COMPASS-D. V této práci se vyskytují testy a měření výkonu pouze některých subsystémů připravovaného reflektometru, vzhledem k tomu, že v době provádění měření nebyl tento systém jako celek kompletní. Testy byly soustředěny na měření fáze v závislosti na aktuální frekvenci pro komponentu AD8333 EVAL board a porovnání frekvencí generovanými VCO (Voltage Controlled Oscillators) při proměnlivém ladícím napětí. Toto měření je vhodné pro kalibraci napětí na těchto oscilátorech.

# Seznam použitých zdrojů

- [1] CHEN, F. Introduction to plasma physics and controlled fusion Springer, 2006.
- [2] GEIST, T.; HARTFUSS, J. and HIRSCH, M. Heterodyne methods in millimetre wave plasma diagnostics with applications to ECE, interferometry and reflectometry. Garching. 1997.
- [3] HARTFUSS, J. RF techniques in plasma diagnostics. Garching, 1998.
- [4] KÁLAL, M. *Elektrodynamika*. Skriptum (nepublikováno)
- [5] KLENGE, S. Dynamik magnetysch eingeschlossener Plasmen am L-H Ubergang. Ph.D. Thesis, Universitat Stuttgart, Germany, 2005.
- [6] MANSO M., SILVA A. and ZAJAC J. Design of reflectometry system for the Compass-D tokamak. Lisboa, 2007. (nepublikováno)
- [7] Nucl. Fusion 46 (2006) S665 S861, Proc of the 7th International Reflectometry Workshop for Fusion Plasma Diagnostics, Garching, 2005.
- [8] SCHIRMER, J. Plasma Turbulence Studies Using Correlation Doppler Reflectometry on the ASDEX Upgrade Tokamak, PhD Thesis, Universitat Munchen, Germany 2005.
- [9] PLÍSEK, P. Reflectometric Measurements of Plasma Electron Density Fluctuations in the Core of Tokamak CASTOR. Diploma work, Praha, 2000.
- [10] jet.efda.org, Dostupné na: <http://www.jet.efda.org/pages/fusion-basics.html>

Seznam zkratek:

Označení	Význam
NBI	ohřev neutrálními svazky
MUX/DEMUX	m multiplexer/demultiplexer
$ec{B_0}$	stacionární magnetické pole v tokamaku
$\lambda_0$	vlnová délka ve vakuu
$ec{k_0}$	vlnový vektor
n	hustota částic
$ au_E$	doba udržení