ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Bakalářská práce

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská Katedra fyziky

Bakalářská práce

Kalibrace polychromátorů a jejich používaní pro diagnostiku Thomsonova rozptylu

Calibration of polychromators adn using them for diagnostics of Thomson scattering

Posluchač: Matěj Tripský Školitel: RNDr. Petra Bílková,Ph.D. Akademický rok: 2010/2011 Na toto místo přijde svázat **zadání diplomové práce**!

V jednom z výtisků musí být $\mathbf{originál}$ zadání, v ostatních kopie.

${\check{\mathbf{C}}}{\operatorname{estn}}{\operatorname{\acute{e}}}$ prohlášení

Prohlašuji na tomto místě, že jsem předloženou práci vypracoval samostatně a že jsem uvedl veškerou použitou literaturu.

V Praze d
ne $8.\check{\rm c}{\rm ervence}$ 2011

..... Matěj Tripský

Poděkování

Na tomto místě bych chtěl poděkovat své vedoucí práce RNDr. Petře Bílkové, Ph.D. a jejím kolegům Mgr. Milanovi Aftanasovi a Ing. Petrovi Böhmovi za jejich trpělivé a důkladné vysvětlení problémů na které jsem při psaní své práce narazil a za poskytnutí velice cenných informací, bez kterých by tato práce nemohla být vůbec dokončena.

Název práce:

Kalibrace polychromátorů a jejich používaní pro diagnostiku Thomsonova rozptylu

Autor: Matěj Tripský

Obor: Fyzikální Inženýrství / Fyzika a technika termojaderné fúze

Druh práce: Bakalářská práce

Vedoucí práce: RNDr. Petra Bílková, Ph.D., Ústav fyziky plazmatu, AV ČR, v.v.i.

Abstrakt: Pro lepší ovládaní plazmatu v tokamaku je nutno mnoho diagnostik. Jednou z nejdůležitějších diagnostik plazmatu je Thomsonův rozptyl. Tato diagnostika slouží k určování elektronové teploty a hustoty v plazmatu. V první polovině práce se věnuji samotné teorii Thomsonova rozptylu a jeho implementací na tokamacích. Jedna z kapitol je věnovaná samotnému provedení Thomsonova rozptylu na tokamaku COMPASS. V druhé části práce se věnuji samotnému provedení kalibrace polychromátorů a zpracování dat po provedení kalibrace.

Klíčová slova: termojaderná fúze, Thomsonův rozptyl, polychromátor, kalibrace.

Title: Calibration of polychromators and using them for diagnostics of Thomson scattering

Author: Matěj Tripský

Abstract: Plasma diagnostics are strong tools to study plasma behaviour during fusion experiments. One of the key diagnostics in nuclear fusion is Thomson scattering. It measures electron temperature and density, which are important plasma parameters. The first part of the bachelor work deals with the theory of Thomson scattering and the implementation of Thomson scattering on the tokamak. One of the chapter is dealt with the realization of Thomson scattering on the COMPASS tokamak. The second part of the work deals with the execution of the calibration of polychromators and data processing after the calibration.

Key words: thermonuclear fusion, Thomson scattering, polychromator, calibration.

Obsah

| Ú | vod | | | 9 | | | | |
|----------|--|----------------------|--|----|--|--|--|--|
| 1 | Úvod do termojaderné fúze | | | | | | | |
| | 1.1 Co to je jaderná fúze? | | | | | | | |
| | | 1.1.1 | Reakce ve slunci | 11 | | | | |
| | | 1.1.2 | Fúzní reakce na Zemi | 11 | | | | |
| | | 1.1.3 | Dosažení rovnováhy | 12 | | | | |
| | | 1.1.4 | Přístupy k jaderné fúzi | 13 | | | | |
| | | 1.1.5 | Tokamaky | 13 | | | | |
| 2 | The | Thomsonův rozptyl 15 | | | | | | |
| | 2.1 | Histor | ie Thomsonova rozptylu | 15 | | | | |
| | 2.2 | Teorie | Thomsonova rozptylu | 15 | | | | |
| | 2.3 | Techn | ické provedení Thomsonova rozptylu | 18 | | | | |
| | | 2.3.1 | LIDAR TS systém | 18 | | | | |
| | | 2.3.2 | Klasický TS systém | 19 | | | | |
| | | 2.3.3 | Laserové systémy pro TS | 19 | | | | |
| | | 2.3.4 | Detekční zařízení | 19 | | | | |
| 3 | Thomsonův rozptyl na tokamaku COMPASS 20 | | | | | | | |
| | 3.1 | Techn | ické provedení Thomsonova rozptylu na tokamaku COMPASS | 20 | | | | |
| | | 3.1.1 | Laserový systém na tokamaku COMPASS | 20 | | | | |
| | | 3.1.2 | Sběrná optika | 20 | | | | |
| | | 3.1.3 | Optická vlákna | 21 | | | | |
| | | 3.1.4 | Detekce | 22 | | | | |
| 4 | Spektrální kalibrace 24 | | | | | | | |
| | 4.1 | Úvod | | 24 | | | | |
| | 4.2 Provedení kalibrace | | | | | | | |
| | | 4.2.1 | Zdroj bílého světla | 27 | | | | |
| | | 4.2.2 | Chopper | 27 | | | | |
| | | 4.2.3 | Monochromátor | 28 | | | | |

| OBSAH | |
|-------|--|

| | | 4.2.4 Program pro měření spektrální kalibrace | 30 |
|---------------|-------|---|----|
| 5 | Měi | čení a zpracování dat | 31 |
| | 5.1 | Měření spektrálních propustnosti filtru | 31 |
| | 5.2 | Nalezené problémy polychromátoru a jejich řešení | 31 |
| | 5.3 | Zpracování dat | 33 |
| | 5.4 | Simulace poměrů signálu spektrálních kanálů v závislosti na teplotě elektronů | 36 |
| 6 | Záv | ěr | 39 |
| Li | terat | ura | 41 |
| \mathbf{Se} | znan | n příloh | 43 |

Úvod

Spotřeba elektřiny ve světě neustále stoupá. Dnešní energetika je hlavně založená na fosilních zdrojích jako je uhlí, plyn, ropa atd. Nevýhodou těchto zdrojů je, že jejich spalování vypouští do ovzduší skleníkové plyny a také zásoby těchto zdrojů se ztenčují. Jaderná energetika je sice šetrná k životnímu prostředí, ale látky, které v reaktorech vznikají se musí skladovat desítky let. Obnovitelné zdroje, jako vodní, větrné a sluneční, nebudou schopny pokrývat poptávku po energii v budoucnu. Proto lidstvo hledá nové zdroje energie, které budou šetrné k životnímu prostředí a budou ekonomické. Jedním z nejžhavějších kandidátem je termojaderná fúze. Vstupní látky do reaktoru budou deuterium a lithium. Tyto látky se na Zemi vyskytují v hojném množství. Za zatím nejnadějnější experimentální zařízení pro výzkum fúze směřující k budoucí elektrárně je považován tokamak. Základy termojaderné fúze a tokamaku se snažím popsat v první kapitole.

Cílem této bakalářské práce je kalibrace polychromátorů na tokamaku COMPASS v Ústavu fyziky plazmatu v Praze. Polychromátory jsou nedílnou součástí aparatury Thomsonova rozptylu, který slouží na tokamacích jako diagnostické zařízení pro zjištění **elektronové teploty** a **elektronové hustoty** plazmatu. Nejprve bylo nutné se seznámit se samotnou teorií Thomsonova rozptylu a také se seznámit s jeho implementací na tokamacích jako diagnostické zařízení. Tato část práce je popsaná v druhé kapitole. V následující kapitole se věnuji implementaci Thomsonova rozptylu na tokamaku COMPASS. Ve čtvrté kapitole se zabývám jedním z úkolů, které mně byly stanoveny: samotné provedení kalibrace 29 polychromátorů. V poslední kapitole se věnuji hlavnímu úkolu bakalářské práce a to vytvoření programu, který bude zpracovávat data z kalibrace. Výstupem programu by měl být datový soubor ve formátu, který je potřeba pro samotné měření elektronové teploty a elektronové hustoty plazmatu. Tento program by měl být použitelný i k budoucímu provedení kalibrace polychromátorů.

Kapitola 1

Úvod do termojaderné fúze

1.1 Co to je jaderná fúze?

Na začátku 20.století fyzikové stále nevěděli, co je zdrojem obrovského množství energie Slunce. K tomu, aby byla zveřejněná hypotéza, že zdrojem této energie je jaderná fúze, byly rozhodující některé zásadní objevy na počátku 20.století. Jedním z prvních kroků bylo určení složení Slunce, které bylo získané až po objevu spektroskopie. Měřením bylo tedy zjištěno, že Slunce je složeno z 92,1% vodíku a 7,8% hélia, ostatní prvky jsou ve Slunci v zanedbatelném množství.

Poté Albert Einstein v roce 1905 odhalil ekvivalenci hmoty a energie. O dalších 10 let později zjistil Francis Aston díky svým přesným měřením atomových hmotností, že součet hmotnosti čtyř atomů vodíku je větší než hmotnost heliového atomu, který byl podle tehdejších představ těmito atomy tvořen. Neutron byl totiž znám až po experimentu Jamese Chadwicka v roce 1932. To znamená, že hmotnost atomového jádra, které je tvořeno nukleony, je vždy menší než součet hmotností jednotlivých nukleonů. Po dosazení tohoto rozdílu hmotnosti, který se nazývá hmotnostní úbytek, do Einsteinovy formule pro ekvivalenci hmoty a energie ($\Delta E = \Delta mc^2$), získáváme vazebnou energii ϵ_v [1].

Vazebná energie je definována jako energie, která se uvolní při vzniku jádra z volných nukleonů. Jak lze vidět z obrázku 1.1, při slučování lehkých prvků (levá strana grafu) se uvolní mnohem více energie než při jaderném štěpení např. uranu ²³⁸U (pravá strana grafu).

Tyto poznatky vedly Arthura Eddingtona a další jaderné fyziky k hypotéze, že na Slunci a ostatních hvězdách probíhá slučovaní lehčích jader na těžší a zároveň k uvolňování obrovského množství energie [1].



Obrázek 1.1: Závislost vazebné energie na počtu nukleonů [2].

1.1.1 Reakce ve slunci

Fúzní reakce v centru slunce jsou vlastně řetězce několika reakcí. Řetězec začíná s dvěma protony a na konci řetězce je jádro hélia [1]. Reakce mohou být popsány ve třech krocích:

1. $p + p \rightarrow D + e^+ + \nu + \gamma + 9MeV$

2.
$$D + p \rightarrow He^3 + \gamma + 5,5 MeV$$

3. $He^3 + He^3 \rightarrow He^4 + p + p + \gamma + 2,8MeV$

1.1.2 Fúzní reakce na Zemi

V celém řetězci reakcí, které probíhají na Slunci, je nejproblémovější hned první krok, kdy jeden z protonů se přeměňuje na neutron a vznikne *deuterium*. Tento krok je velmi pomalý, takže pokud chceme využívat fúzní reakce na Zemi, je nutné tento krok přeskočit a začínat řetězec reakcí s jádrem deuteria [3]. Na Zemi se proto pracuje s těmito reakcemi:

a) Reakce dvou jader deuteria (DD reakce)

$$D + D \rightarrow T + H + 4,03 MeV$$

 $D + D \rightarrow He^3 + n + 3,27 MeV$

b) Reakce jader deuteria a tritia (DT reakce)

$$D+T \rightarrow He^4(3,5MeV) + n(14,1MeV)$$

c) Exotická reakce deuteria s jádrem helia-3 (DHe³ reakce)

$$D + He^3 \rightarrow He^4 + H + 18, 3MeV$$

Nejlepším kandidátem na reakci, která bude využívaná ve fúzních elektrárnách, je DT reakce. Tato reakce má největší účinný průřez, jak vyplývá z obrázku 1.2 (a), kde jsou vykresleny tyto tři reakce a jejich účinný průřez (cross section) v závislosti na energii částic [1].



Obrázek 1.2: Vlastnosti reakci, (a) závislost účinného průřezu na energii interagujících částic; (b) závislost součinu hustoty a doby udržení $n\tau_E$ na teplotě T pro DT reakci [4] a [5].

Z obrázku je zřejmé, že energie částic musí být dostatečně vysoká, to znamená, že pokud chceme slučovat deuterium a tritium, musí být nejdříve zahřáty na vysoké teploty. Tento proces se nazývá *termojaderná fúze*

Dalším problémem této reakce je fakt, že tritium je radioaktivní s nízkým poločasem rozpadu 12,3 let, a proto se na Zemi tento prvek vyskytuje ve velmi malém množství. Proto se předpokládá, že budou stěny budoucích reaktorů pokryty vrstvou lithia Li, které bude produkovat tritium v reakcích [3]:

$$Li^{6} + n \rightarrow T + He^{4} + 4,8MeV$$

$$Li^{7} + n \rightarrow T + He^{4} + n - 2,5MeV$$
 (1.1)

1.1.3 Dosažení rovnováhy

Aby mohla být termojaderná fúze využívána jako efektivní zdroj energie, musí reaktor vyrábět více energie, než potřebuje ke své činnosti. Největší spotřeba energie bude při zahřívaní paliva na dostatečnou teplotu pro termojadernou fúzi. Britský inženýr John Lawson v 50. letech odvodil, že je třeba, aby součin hustoty plazmatu a doby udržení energie plazmatu byl větší než hodnota, kterou si odvodíme v následujícím odstavci [4].

Hustota plazmatu je jednoduše počet i
ontů paliva v krychlovém metru (budeme ho označovat n). Doba udržení energie, která se označuje jak
o τ_E , charakterizuje množství

tepelných ztrát plazmatu. Za podmínky tepelné rovnováhy (kdy tepelná energie plazmatu neklesá ani neroste) je $\tau_{_E}$ definovaná jako

$$\tau_E = \frac{W_p}{P_L},\tag{1.2}$$

kde \mathbf{W}_p je tepelná energie plazmatu a $\mathbf{P}_{\scriptscriptstyle L}$ je výkon všech energetických ztrát.

Součin hustoty a doby udržení je v obvyklých případech pouze funkcí teploty [4]. Pro DT reakci je tato závislost vykreslena na obrázku 1.2 (b). Funkce má minimum a to pro 30 keV [1]. Při této teplotě musí mít DT reakce hodnotu součinu hustoty a doby udržení větší než: $n\tau_E > 1.5 \cdot 10^{20} m^{-3}s$. Toto číslo je známo jako: Lawsonovo kritérium.

Pro splnění Lawsonova kritéria existují dnes dva různé přístupy: magnetické udržení s typickými hodnotami $n \sim 10^{20} m^{-3}$ a $\tau \sim 5 s$ a inerciální udržení s hodnotami $n \sim 10^{32} m^{-3}$ a $\tau \sim 10^{-11} s$ [6].

1.1.4 Přístupy k jaderné fúzi

V dnešní době jsou čtyři základní přístupy pro dosažení podmínek termonukleární fúze.

- 1. Magnetické udržení:
 - tokamaky, stelarátory siločáry magnetického pole jsou uzavřené uvnitř systému
 - otevřené systémy magnetická zrcadla
 - pinče plazmatem protéká silný elektrický proud, který vytváří magnetické pole, které plazma stlačuje
- Inerciální udržení zahřátí paliva výkonnými lasery za tak krátkou dobu, že setrvačnost hmoty zabrání její expanzi před proběhnutím reakce.

1.1.5 Tokamaky

Zatím nejlepšího udržení energie dosahuje zařízení nazývané tokamak (obrázek 1.3). Tokamak je magnetická nádoba uchovávající vysokoteplotní plazma. Protože plazma je tvořena nabitými částicemi (ionty deuteria nebo tritia a elektrony), tak k zabránění dotyku plazmatu se stěnami slouží magnetické pole. Komora ve tvaru torusu je obklopená cívkami toroidálního magnetického pole. Vodivé plazma je sekundárním závitem transformátoru, který v komoře generuje elektrický proud v toroidálním směru. Tento proud generuje magnetické pole v poloidálním směru. Pokud složíme toroidální a poloidální magnetické pole dostane silokřivky ve tvaru šroubovice, po které se částice pohybují [1].

Fúzí deuteria a tritia vzniká jádro hélia. Tato částice odnáší přibližně 20% uvolněné energie, zbytek odnášejí neutrony. Neutrony, které jsou bez elektrického náboje, nejsou magnetickým polem tokamaku ovlivněny a mohou komoru tokamaku opustit. Jádro hélia má kladný náboj, proto v magnetickém poli zůstane a navíc jeho kinetickou energii můžeme použít



Obrázek 1.3: Schéma tokamaku [7].

k ohřevu plazmatu. Na začátku musíme nejdříve plazma ohřívat vnějšími zdroji energie, ale jak teplota plazmatu stoupá, vzrůstá počet fúzních reakcí a vznikající jádra hélia (alfa částice) zajišťují více požadovaného ohřevového výkonu. A od určitého okamžiku stačí jen ohřev alfa částicemi a poté fúzní reakce probíhá bez vnějšího zásahu. Tento moment se nazývá *zapálení (ignition)*.

Cílem dnešního výzkumu je dosáhnout zapálení. Samozřejmě pro budoucí fúzní elektrárny je důležitý i jejich kontinuální provoz. Bohužel udržení energie je stále velice nízké i v dnešní době. Tyto nízké časy jsou způsobeny hlavně tím, že plazma je vysoce nestabilní. Velkou nadějí je projekt ITER, který se právě realizuje ve Francii a který by měl otestovat všechny dnešní technologie pro získání co největšího fúzního výkonu. První plazma by mělo být produkováno v roce 2019. Není vyloučeno, že v tokamaku ITER dojde k zapálení.

Kapitola 2

Thomsonův rozptyl

2.1 Historie Thomsonova rozptylu

V roce 1903 J.J. Thompson ve své práci "Conduction of Electricity through Gases" popsal rozptyl rentgenových paprsků na elektronech. Tento jev, kdy se na volných částicích rozptylují nízko energetické fotony, byl pojmenován jako Thomsonův rozptyl (TS). Thompsonův rozptyl je limitním případem Comptonova rozptylu. To znamená, že energie příchozích fotonů, které se rozptylují na elektronu, je mnohem menší než energie elektronu před rozptylem, to je $h\nu \ll m_ec^2$. Naopak při Comptonovu rozptylu je příchozí vysokoenergetické záření [8]. Thomsonův rozptyl je využíván jako laserová diagnostika na mnoha světových tokamacích pro měření elektronové teploty T_e a elektronové hustoty n_e .

Experimentální použití TS jako diagnostického nástroje muselo ale počkat až do 60.let, kdy byl vyvinut dostatečně silný zdroj světla, např. rubínový laser s Q-spínáním. První experimentální demonstrace tohoto využití TS pro laboratorní plazma byla provedena v roce 1963. V roce 1969 N. Peacock poprvé použil TS pro změření elektronové teploty na ruském tokamaku T3.

2.2 Teorie Thomsonova rozptylu

Elektromagnetická vlna dopadající na elektron způsobuje, že je tento elektron urychlen. Z klasické elektrodynamiky je známo, že pokud je nabitá částice urychlena, tak vyzařuje záření. Vzniklá elektromagnetická vlna bude mít posunutou vlnovou délku. Tento posun je úměrný rychlosti elektronu, na kterém dojde k rozptylu a je způsobený Dopplerovým efektem. Pokud mají elektrony rychlostní rozdělení, rozptýlená vlna se bude rozšiřovat okolo vlnové délky dopadající vlny. Z tohoto rozšíření se poté určí elektronová teplota T_e . Teorie Thomsonova rozptylu je blíže popsána v [3] a [8].

Předpokládejme rovinnou elektromagnetickou vlnu, která dopadá na plazma

$$\mathbf{E}_{\mathbf{i}} = \mathbf{E}_{\mathbf{i}\mathbf{0}} \exp(i(\mathbf{k}_{\mathbf{i}} \cdot \mathbf{r} - \omega_i t))$$
(2.1)

Energie na jednotkový prostorový úhel $\Omega,$ rozp
týlená ve směru \vec{s} je dána vztahem

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{e^2 E_{i0}}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3 m_e^2} sin^2 \theta \,, \tag{2.2}$$

kde úhel θ je úhlem mezi směrem pozorování \vec{s} a směrem vektoru $\mathbf{E}_{\mathbf{i}}$.

Největším nedostatkem Thomsonova rozptylu je velice nízký účinný průřez. Diferenciální účinný průřez TS je

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_0^2 \sin^2\theta \,, \tag{2.3}$$

kde r_0 je klasický poloměr elektronu

$$r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} = 2.818 \cdot 10^{-15} \ m \,. \tag{2.4}$$

Účinný průřez je získán integrací přes celý prostor. Výsledkem je

$$\sigma = \frac{8\pi}{3}r_e^2 \cong \frac{2}{3}\,barn^1. \tag{2.5}$$

Měření elektronové teploty plazmatu je založeno na faktu, že rozptýlená vlna má posunutou frekvenci vzhledem k dopadající vlně. Tento frekvenční posun je způsoben Dopplerovým efektem od rychlostní složky elektronů ve směru vlnového vektoru příchozí vlny. Dopadající vlna dopadá na elektrony, které se pohybují (mají kinetickou energii) v určitém směru vůči pozorovateli. Dopplerův jev je způsoben pohybem zdroje vlnění (v našem případě elektron), to má za následek to, že vlnová délka elektromagnetické vlny rozptýlené na elektronu bude posunuta vůči vlnové délce příchozího vlnění [3].

Dopplerův jev lze jednoduše demonstrovat na obrázku 2.1. Předpokládejme rozptýlenou vlnu generovanou elektronem v bodě s polohovým vektorem $\mathbf{R_1}$. Dále předpokládejme, že elektron má rychlost **v**. Poté poloha elektronu v čase t je dána výrazem

$$\mathbf{R_1} = \mathbf{R_0} + \mathbf{v}t. \tag{2.6}$$

Elektrické pole rozptýlené vlny $\mathbf{E_s}$ můžeme napsat jako

$$\mathbf{E}_{\mathbf{s}} = \mathbf{E}_{\mathbf{s}\mathbf{0}} \exp(i(\mathbf{k}_{\mathbf{s}} \cdot \mathbf{r} - \omega_s t)) \tag{2.7}$$

V pozorovacím bodě, $\mathbf{R_2}$, má rozptýlená vlna tvar

$$\mathbf{E}_{\mathbf{s}} \sim \mathbf{E}_{\mathbf{i}}(\mathbf{R}_{1}, t) \exp(i\mathbf{k}_{\mathbf{s}} \cdot (\mathbf{R}_{2} - \mathbf{R}_{1}))$$

$$\sim \exp\left(i(\mathbf{k}_{\mathbf{i}} \cdot \mathbf{R}_{1} - \omega_{i}t + \mathbf{k}_{\mathbf{s}} \cdot (\mathbf{R}_{2} - \mathbf{R}_{2}))\right)$$

$$\sim \exp\left(i(\mathbf{k}_{\mathbf{s}} \cdot \mathbf{R}_{2} - \omega_{i}t - (\mathbf{k}_{\mathbf{s}} - \mathbf{k}_{\mathbf{i}}) \cdot \mathbf{R}_{1})\right).$$
(2.8)

 $^{^1}$ Jednotka barnse používá v jaderné fyzice jako jednotka účinného průřezu. Její převodní vztah je: $1\,barn = 10^{-28}\,m^2$



Obrázek 2.1: Dopplerův efekt ve Thomsonově rozptylu [3].

Použitím rovnice 2.6 dostaneme

$$\mathbf{E_s} \sim \exp\left(i(\mathbf{k_s} \cdot \mathbf{R_2} - \omega_i t - (\mathbf{k_s} - \mathbf{k_i}) \cdot \mathbf{R_0} - (\mathbf{k_s} - \mathbf{k_i}) \cdot \mathbf{v}t)\right).$$
(2.9)

Srovnáním rovnic 2.7 a 2.9 získáme následující vztah mezi ω_s a ω_i

$$\omega_s = \omega_i + (\mathbf{k_s} - \mathbf{k_i}) \cdot \mathbf{v} \tag{2.10}$$

Posun frekvence ω_s a vlnového vektoru
 ${\bf k}$ je následující

$$\omega = \omega_s - \omega_i$$

$$\mathbf{k} = \mathbf{k_s} - \mathbf{k_i} \tag{2.11}$$

Pomocí těchto vztahů můžeme přepsat rovnici 2.10 do elegantnějšího zápisu

$$\omega = \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} \tag{2.12}$$

Z tohoto vztahu vidíme, že posun frekvence je úměrný složce rychlosti elektronu ve směru vlnového vektoru **k**. Pokud předpokládáme, že elektrony mají rozdělení rychlosti f(v) podél **k**. Teplotní rozdělení (Maxwellovo rozdělení) je popsáno rovnicí

$$f(v)dv = \sqrt{\frac{m_e}{2\pi eT_e}} \exp\left(-\frac{m_e v^2}{2eT_e}\right) dv$$
(2.13)

Předpokládáme jen nekoherentní Thomsonův rozptyl. To znamená, že můžeme ignorovat vzájemné působení elektronů. Rozptýlený výkon na mnoha elektronech se poté získá jen

součtem výkonů rozp
tylu na jednotlivých elektronech. Na tokamaku COMPASS je, podle [9], možné uvažovat nekoherentní TS. Pomocí tohoto faktu dostáváme spektrální funkci
 $S(\lambda_s)$ pro rozptýlenou vlnu substituci
 $v=\omega/k$ v rovnici 2.13

$$S(\omega)d\omega = \sqrt{\frac{m_e}{2\pi eT_e}} \frac{1}{k} \exp\left(-\frac{m_e\omega^2}{2eT_ek^2}\right)d\omega$$
(2.14)

Intenzita záření přes prostorový úhel, úhlovou frekvenci a objem je nakonec (pro $\theta=\pi/2)$

$$\frac{dP}{d\Omega d\omega dV} = n_e r_0^2 P_i S(\omega) \tag{2.15}$$

Měření elektronové teploty v plazmatu se tedy provádí svícením laserového paprsku skrz plazma a poté se určí spektrální funkce $S(\lambda_s)$ rozptýleného světla. Předpokládejme, že úhel mezi \mathbf{k}_i a \mathbf{k}_s je $\pi/2$

$$\left(\frac{\omega}{k}\right)^2 = \frac{(\omega_s - \omega_i)^2}{k_s^2 + k_i^2} = c^2 \frac{(\lambda_i - \lambda_s)^2}{\lambda_i^2 + \lambda_s^2} \approx c^2 \frac{\lambda^2}{\lambda_i^2}$$
(2.16)

kde $\lambda=\lambda_i-\lambda_s.$ Spektrální funkce $S(\omega)$ je potom dána rovnicí 2.14 jako

$$S(\lambda) = \exp\left(-\frac{m_e c^2}{4eT_e} \left(\frac{\lambda}{\lambda_i}\right)^2\right)$$
(2.17)

a z tohoto vztahu se určí elektronová teplota jako šířka v polovině maxima spektrální funkce. Tato šířka je potom úměrná $\sqrt{T_e}$.

Elektronová hustota n_e se získá pomocí integrálu ze spektrální funkce $S(\lambda)$.

2.3 Technické provedení Thomsonova rozptylu

Sestava pro nekoherentní Thomsonův rozptyl² se skládá ze zdroje záření (laserové záření), sběrné optiky a detekčního systému. Kvůli velice nízkému účinnému průřezu Thomsonova rozptylu, který má podle vztahu 2.5 hodnotu $\sigma \simeq 6.65 \cdot 10^{-29} m$, je nutno použít velice intenzivní zdroj záření, proto se používají vysokoenergetické pulzní lasery. Uvádí se, že se detekuje pouze 10^{-13} z celkového počtu vstupních fotonů [9]. Po vstupu laserového paprsku do komory tokamaku prochází paprsek pozorovanou částí plazmatu a rozptyluje se, nerozptýlený signál je zachycen v laserové pasti.

Existují dva systémy nekoherentního Thomsonova rozptylu, Klasický Thomsonův rozptyl a systém LIDAR (Light Detection And Ranging).

2.3.1 LIDAR TS systém

Do plazmatu je vysláno v jednom směru laserový paprsek o velmi krátkém pulsu a poté je detekován ve zpětném odrazu. Elektronová teplota a hustota se zjistí díky zpoždění mezi

²Nekoherentní Thomsonův rozptyl znamená, že můžeme zanedbat vzájemné působení elektronů. Bylo zjištěno [9], že tento předpoklad je u tokamaku COMPASS správný.

vstupem a výstupem signálu. Pro získání dostatečného prostorového rozlišení je nutné použít velmi krátké (fs) laserové pulsy. Tento systém je v provozu na tokamaku JET a plánuje se i pro ITER.

2.3.2 Klasický TS systém

V tomto uspořádání je laserové záření detekováno pod zvoleným úhlem, nejčastěji to bývá 90° . Používají se dva hlavní systémy klasického TS, které se liší způsobem detekce.

- 1. Nd:YAG/APD TS systém
- 2. TVTS systém

2.3.3 Laserové systémy pro TS

Pro Thomsonův rozptyl se nejčastěji používají dva typy laseru, rubínový laser nebo Nd:YAG laser [10]. U obou se navíc používá Q-spínání. Rubínový laser pracuje s vlnovou délkou 694,3 nm s výkonem kolem 25 J za 15 ns, jeho největší nevýhoda je nízká opakovací frekvence, která je menší než 4 Hz. Rubínové lasery se používají, pokud je pro nás důležitější prostorové rozlišení než vysokofrekvenční rozlišení. Nd:YAG laser pracuje s vlnovou délkou 1064 nm s výstupem okolo 1 J za 15 ns a s opakovací frekvencí 20-50 Hz. U těchto laserů je naopak předností vysokofrekvenční rozlišení. Rozbíhavost obou laserů je kolem 0.3 - 1 mrad.

K přenosu rozptýleného světla z plazmatu do detekčního systému se používají buď optická vlákna, nebo optika tvořená zrcadly a čočkami. Výhodou optických vláken je, že mohou rozptýlené světlo odvést na velké vzdálenosti, což je u tokamaku výhodou, protože detekční zařízení bývá relativně daleko od tokamaku, kvůli ochraně proti šumu.

2.3.4 Detekční zařízení

Jsou dva hlavní typy detektoru: časově rozlišující nebo detektor na principu integrace. Do první skupiny patří například kaskádové fotodiody (Avalanche Photo Diody-APD), které se používají s lasery s velkými energiemi. Tyto systémy dosahují časového rozlišení 15 ns. Signály z APD detektorů jsou zpracovány pomocí ADC převodníku (Analog digital converter). Do druhé skupiny patří tzv. TV detektory. Tyto detektory mají nižší časové rozlišení. Patří zde CCD kamery (Charge Coupled Device), CMOS kamery (Compementary Metal Oxide Semiconductor) a zábleskové kamery. Data, která jsou detekována TV systémem, jsou shromažďována v intervalových záznamnících a po ukončení plazmového výstřelu poslána k počítačové analýze [9].

Kapitola 3

Thomsonův rozptyl na tokamaku COMPASS

3.1 Technické provedení Thomsonova rozptylu na tokamaku COMPASS

Bakalářská práce byla prováděna na tokamaku COMPASS na ústavu fyziky plazmatu AV ČR. Toto zařízení bylo získáno od anglické UKAEA za symbolickou jednu libru. Jeho parametry jsou R = 0.56 m, a = 0.18 - 0.2 m, $B_T = 0.8 - 2.1 T$, $I_p(max) = 350 kA$ [11], kde R je velký poloměr, a je malý poloměr, B_T je toroidální magnetické pole a I_p je proud v plazmatu.

3.1.1 Laserový systém na tokamaku COMPASS

Zdroj elektromagnetického záření pro TS je dvojice nezávislých Nd:YAG laserů s 30 Hz opakovací frekvencí a energií 1.5 J. Tyto dva lasery lze provozovat ve třech různých režimech: 30 Hz opakovací frekvenci a energií 3 J, 60 Hz frekvence a 1.5 J a tzv. *burst regime* 30 Hz a energie 1.5 J s nastavitelným časovým zpožděním. Laserový systém je umístěn asi 20 m od tokamaku. Laserové paprsky obou laserů jsou vedené do tokamaku separovanými dráhami a v oblasti tokamaku jsou vedené z pohledu sběrné optiky v zákrytu. Dráhy jsou separovány, protože není možné držet pohromadě polarizované paprsky souběžně. Laserové paprsky vstupují do vakuové nádoby tokamaku vstupním oknem. Dráhy jsou vedeny tak, aby paprsky nezasáhly žádné pevné části nádoby. Paprsky po průchodu plazmatem vystupují výstupním oknem do laserové pasti, kde je většina jeho energie pohlcena [12].

3.1.2 Sběrná optika

Rozptýlené světlo je sbíráno dvěma nezávislými objektivy; jedna optika bude sbírat světlo ze středu plazmatu (středový TS systém) a druhá z kraje plazmatu (krajový TS systém). Objektiv pro střed plazmatu se skládá z pěti čoček a sbírá světlo z centrální oblasti plazmatu pod úhlem 90° , jeho pozorovací pole je od -30 do $210 \, mm$ nad střední rovinou a prostorové



Obrázek 3.1: Design sběrné optiky, (a) dráha laseru uvnitř tokamaku a oblasti odkud bude optika fokusovat rozptýlené světlo, (b) nákres jednotlivých optik s jednotlivými dráhami rozptýleného světla a jejich uspořádaní na komoře tokamaku [13], [14].

rozlišení 8 – 12 mm. Objektiv, který sbírá rozptýlené světlo z kraje plazmatu, se skládá ze sedmi čoček. Jeho navržení bylo složitější, neboť sbírá rozptýlené světlo pod úhlem 71°, jeho pozorovací pole je $200 - 300 \, mm$ nad střední rovinou a jeho prostorové rozlišení je $3 - 5 \, mm$ [14]. Na obrázku 3.1 lze vidět, jak je rozvržená dráha laseru oblastí, ze kterých se bude sbírat rozptýlený signál z plazmatu a umístění optiky na komoře tokamaku.

3.1.3 Optická vlákna

K přenosu rozptýleného světla z fokusační optiky dále ke zpracování se použily na míru vyrobené svazky optických vláken. Tento design svazku optických vláken byl navrhnut na Ústavu fyziky plazmatu AV ČR pracoviště TOKAMAK [12]. Každé optické vlákno má průměr jádra $0.21 \, mm$. Pomocí obrázku $3.2 \, si$ můžeme blíže popsat optický systém TS na tokamaku COMPASS. Na začátku máme dva body v plazmatu, které jsou reprezentovány dvěma obdélníkovými konci optického svazku. Tyto obdélníky jsou uspořádány nad sebou ve směru dráhy laseru. Jednotlivé rozměry těchto obdélníků, jak pro středový tak pro krajový TS systém, jsou znázorněny na obrázku. Oba dva optické svazky o různých délkách jsou potom svedeny dohromady do jednoho svazku, který je potom přiveden do polychromátorů. Tentokrát je jeho konec kulatý o průměru $3 \, mm$. V kulatém konci optického svazku jsou

všechny optická vlákna uspořádaná náhodně. K rozeznání toho, ze kterého bodu je rozptýlené světlo, využíváme faktu, že jeden optický svazek je o 13 m delší, a proto signál z tohoto bodu bude mít 64 ns zpoždění. Díky této vlastnosti uspořádání optických vláken se používá jeden polychromátor pro dva prostorové body v plazmatu, neboť polychromátory jsou drahá zařízení [12].



Obrázek 3.2: Uspořádaní vláken do svazku, ukázka toho, že každý polychromátor bude zpracovávat dva body v plazmatu. Rozměry jednotlivých obdélníkových konců optických svazků pro středový nebo krajový TS systém [12], [15].

3.1.4 Detekce

Na tokamaku COMPASS je použito jako detekční zařízení 29 polychromátorů třetí generace vyvinuté na MASTu, [15], [14]. Schéma těchto polychromátorů je na obrázku 3.3. Příchozí světlo je spektrálně rozloženo na pěti spektrálních filtrech, kde každý filtr propouští světlo určitých vlnových délek. Světlo, které filtr nepropustí, je odražené na zrcadlo, kde se následně odrazí k dalšímu filtru.

Na obrázku 3.3 je znázorněno sedm filtrů. Tento obrázek je originálním nákresem polychromátorů používaných na MASTu, kde používají sedm filtrů. Na tokamaku COMPASS je aktivních jen pět filtrů. Protože design polychromátorů na COMPASSu je stejný jako na MASTu, je možné zvýšit počet filtrů z pěti na sedm. Počet filtrů a velikost intervalů vlnových délek, které propouštějí, byl vybrán podle specifických potřeb tokamaku COMPASS. Očekávají se teploty v intervalu 10 eV - 5 keV.

Světlo, které projde skrz spektrální filtry, je poté vedeno na kaskádové fotodiody (APD) se zvýšenou citlivostí. Kaskádové fotodiody konvertují světlo na napětí. Elektronika uvnitř polychromátoru je navržena tak aby bylo možné měřit *rychlým*, tak *pomalým* sběrem světlo



Obrázek 3.3: Schéma polychromátoru [15].

pozorované jednotlivými fotodiodami APD. *Pomalý (slow)* výstup odpovídá pomalu se měnícímu světlu, pod 200 kHz, a měří množství světla z plazmatu, které je bráno jako pozadí pro TS. Znalost tohoto množství je důležitá, protože přispívá k šumu v měření rozptýleného signálu. K šumu přispívají také detektory a tepelné záření okolí. *Rychlý (fast)* výstup se používá k měření rozptýleného signálu. *Rychlý* výstup odpovídá velice rychlému rozptýlenému pulsu, který má dobu přibližně stejnou jako doba laserového pulsu $\approx 10 ns$.



Obrázek 3.4: Schéma systému Thomsonova rozptylu na tokamaku COMPASS [16].

Konečné uspořádaní systému pro Thomsonův rozptyl na tokamaku COMPASS je na obrázku 3.4. Polychromátory a převodníky jsou v jiné místnosti než je samotný tokamak COMPASS, aby byly vlivy na zpracování dat od plazmatu v tokamaku co nejmenší.

Kapitola 4

Spektrální kalibrace

4.1 Úvod

K správnému určení elektronové teploty a hustoty je třeba zkalibrovat přístroje. Jedna z těchto kalibrací je kalibrace polychromátorů. V této kalibraci je nutné určit tvar propustnosti jednotlivých filtrů v polychromátoru. Na obrázku 4.1 je ukázka propustnosti naměřeného polychromátoru 503.



Obrázek 4.1: Naměřené spektrum polychromátoru 503.

Tento obrázek ukazuje, jaká je propustnost jednotlivých filtrů. Vykreslena jsou data ihned po měření. Data se musí ještě dále zpracovávat. Musí se odstranit šum a udělat korekce na nerovnoměrnost vyzařované intenzity zdroje bílého světla, včetně korekce detektoru bílého světla umístěného na axiálním výstupu monochromátoru. Podrobnější způsob zpracování bude popsáno v kapitole 5.3.

Obrázek také ilustruje vlastnosti filtrů. Lze vidět, že 5. filtr vykazuje mírné kolísání

propustnosti. Také jde vidět, že filtry se na přechodu plynule překrývají a nedochází k žádným ztrátám světla. Šířka spektra jednotlivých filtrů, kterou propouštějí, je volena tak, aby nejméně dva filtry zachytily rozptýlené světlo z plazmatu. Tato vlastnost lze lépe vidět na obrázku 4.2, kde jsou vykresleny pod sebe dva grafy. Spodní graf je už známá spektrální propustnost filtru polychromátoru 503 a ve vrchním grafu jsou vykresleny křivky numerické funkce Selden Matoba pro několik teplot. Tato funkce simuluje rozptýlený signál laseru v plazmatu díky Thomsonovu rozptylu. Lze vidět, že křivky mají opravdu gaussovský průběh, ale pro vyšší teploty (300 eV a 1000 eV) je vrchol křivky posunut k nižším vlnovým délkám tzv. modrý posun (blue-shifted light). Tento posun je způsoben tím, že pro tak vysoké teploty, a tím pádem pro velké rychlosti elektronu, se dostávají do popředí i relativistické efekty. Na obrázku 4.3 je tento modrý posun lépe viditelný. Tato křivka se nevykresluje na základě analytického vyjádření, ale používá se numerické řešení (Selden Matoba), které jsem naprogramoval do syntaxe Matlabu (Příloha C) a následně vykreslil. V obou grafech 4.2 je také znázorněna vlnová délka laseru $\lambda = 1064$, který je na COMPASSu použitý pro TS.



Obrázek 4.2: Naměřená propustnost polychromátoru 503 a numerická funkce Selden Matoba pro teploty 30 eV, 50 eV, 100 eV, 300 eV a 1000 eV.

Dále lze vidět z obrázku 4.2, které filtry budou přijímat signál při různých teplotách. Vidíme, že pro nejnižší teploty (do 30 eV) je potřeba jen 1. a 2. filtr, pro vyšší teploty už je potřeba 3. a 4. filtr, a 5.filtr bude potřeba až při teplotách nad 1000 eV. Šířka vlnových délek, které jednotlivé filtry propouštějí, je u každého filtru vždy přibližně dvakrát větší než u předchozího filtru. Šířka je vždy volena tak, aby vždy v nejméně dvou filtrech byl zachycen rozptýlený signál. Proto je první filtr, který je nejblíže k vlnové délce laseru, tak úzký.



Obrázek 4.3: Vykreslená funkce Selden Matoba pro teploty 500 eV, 1000 eV, 3000 eV a 5000 eV. Zvýrazněná vlnová délka laseru $\lambda_0 = 1064 nm$ a viditelný *modrý posun* vrcholu u každé gaussový křivky.

4.2 Provedení kalibrace

Nejprve se sestaví aparatura podle obrázku 4.4. Experimentální aparatura byla sestavena podle vzoru obdobné kalibrační aparatury, která je v provozu na tokamaku MAST [15].



Obrázek 4.4: Aparatura použitá při kalibraci polychromátoru.

Jednotlivé zařízení, které byly použity v této aparatuře, budou popsány v následujících podsekcích.

4.2.1 Zdroj bílého světla

Jako zdroj bílého světla byl zvolen přístroj Lampa Oriel LSB116/5, tento zdroj by měl mít stejnou intenzitu vyzařovaného světla pro všechny vlnové délky. Bohužel tomu tak není a tato závislost je znázorněna na obrázku 4.5. Modrá křivka na obrázku je závislost intenzity zdroje na vlnové délce naměřeného detektorem umístěným na monochromátoru. Zelená křivka reprezentuje korekci detektoru na předchozí závislost. Tato korekce je dána výrobcem detektoru. Světlo ze zdroje bílého světla poté putuje skrz filtr, který nepropouští světlo s menší vlnovou délkou než 610 nm.



Obrázek 4.5: Závislost intenzity bílého světla, použitého ke kalibraci polychromátoru, na vlnové délce λ a následná jeho korekce na detektor intenzity bílého světla.

4.2.2 Chopper

Dále světlo projde skrz chopper. Chopper v mé aparatuře byl obyčejný větrák, který způsobil to, že buď světlo mohlo projít (lopatky větráku nebránily v průchodu), nebo v cestě paprsku stály lopatky a světlo dál do aparatury neprostupovalo. Této vlastnosti se využívalo tak, že pokud lopatky zakrývaly zdroj světla, v tu chvíli jsme věděli, že všechen signál co naměří polychromátory, je šum a nepatří zdroji světla.

Na obrázku 4.6 lze vidět, jaký signál byl chopperem vytvořen. Je to periodický děj, kde se střídá maximální hodnota signálu (v cestě světla nestojí lopatka) a hodnota minimální (v cestě stojí lopatka). Signál je získán tak, že monochromátor je na určité vlnové délce a detekční zařízení sbírá signál po dobu přibližně jedné sekundy. To znamená, že vznikne typický signál pro zvolené vlnové délky na jednotlivých spektrálních filtrech. Na obrázku 4.6 je signál zdroje na vlnové délce 1014 nm. Podle obrázku 4.1 je aktivní na této vlnové délce 3. a 4. spektrální filtr, což naprosto odpovídá obrázku 4.6, kde jen 3. a 4 filtr má typicky



pilovitý signál. Postup, jak se tento signál zpracovává, bude popsán v kapitole 4.2.4.

Obrázek 4.6: Signál na jednotlivých spektrálních filtrech vlivem chopperu, signál je z vlnové délky 1014 nm.

4.2.3 Monochromátor

Dále světlo vstupuje štěrbinou do monochromátoru, který propouští jen úzkou část spektra podle naší volby. V monochromátoru je spektrum separováno pomocí mřížky a zrcadel. V mé aparatuře byl použit monochromátor Newport Cornestone 260, grating model 779900. Světlo z tohoto monochromátoru je odváděno dvěma výstupy: *axial* a *lateral*. U vstupu světla do monochromátoru a *lateralního* výstupu lze nastavit šířku štěrbiny. Velikost této štěrbiny udává počet fotonů, které se dostanou dovnitř monochromátoru nebo ven, a také udává přesnost monochromátoru vybrat určitou část spektra.

Nejdříve bylo nutné zjistit, jaké nejužší spektrum dokáže použitý monochromátor propustit. Abych to zjistil, byla použita aparatura na obrázku 4.7. Tato aparatura se liší od aparatury pro kalibraci polychromátoru na obrázku 4.4 v tom, že laterální výstup zde není vůbec potřeba. Místo zdroje bílého světla byla použita argon-rtuťová výbojka se známým čárovým spektrem. Vstupní štěrbina monochromátoru byla otevřena maximálně.



Obrázek 4.7: Aparatura pro zjištění přesnosti monochromátoru

Na obrázku 4.8 jsou mnou naměřené tři spektrální čáry argon-rtuťové výbojky. Na obrázcích jsou body spektrální čáry, které jsem nafitoval gaussovským průběhem a výsledky

tohoto fitu, λ_c odpovídá centru spektrální čáry v rámci chyby a σ odpovídá rozptylu. Pomocí rozptylu se může určit FWHM (full width at half maximum), FWHM = $\sqrt{2 \ln 2} \sigma$. Z tabulky 4.1 vyplývá, že průměrná hodnota FWHM pro tři spektrální čáry je $\approx 0.372 nm$. To znamená, že krok monochromátoru by měl být menší než tato hodnota, abychom jsme využili přesnost použitého monochromátoru. Nakonec byl vybrán krok 0.25 nm.



Obrázek 4.8: Spektrální čáry argon-rtuťové výbojky a jejich proložení gaussovským průběhem. V jednotlivých obrázcích (a) a (b) jsou také hodnoty λ_c a σ , které odpovídají vlnové délce, kde leží střed spektrální čáry a rozptyl.

Jak lze vidět z obrázku 4.4, axiální výstup monochromátoru se používá pro měření intenzity bílého světla. Světlo po průchodu axiálním výstupem dopadá na fotonásobič, ThorLabs PDA 200C, a pomocí photodetektoru, photodetector Oriel 71651, je signál převeden na napětí, které je zaznamenáváno a zpracováváno v počítači. Naopak světlo, které prochází laterálním výstupem, je fokusováno pomocí dvou čoček do kalibračních optických vláken. Délka kalibračního svazku optických vláken byla zvolena jako kompromis mezi dvěma délkami, které se používají v diagnostice TS na tokamaku COMPASS. Pro TS se používají délky 33 m a 20 m, a proto délka kalibračního svazku byla zvolena na 26.5 m.

| λ_c | σ | FWHM | | |
|-------------|----------|-------|--|--|
| [nm] | [nm] | [nm] | | |
| 763.405 | 0.315 | 0.371 | | |
| 800.531 | 0.314 | 0.370 | | |
| 801.399 | 0.318 | 0.374 | | |
| | | 0.372 | | |

Tabulka 4.1: Rozptyly σ pro jednotlivé spektrální čáry λ_c a jejich FWHM

KAPITOLA 4. SPEKTRÁLNÍ KALIBRACE

Poté je světlo vedeno přímo do polychromátoru ke zpracování. Pro spektrální kalibraci se používá na polychromátorech *pomalý výstup (slow output)*, které odpovídají pěti kaskádovým fotodiodám (APD) a každá fotodioda odpovídá jednomu spektrálnímu filtru.

4.2.4 Program pro měření spektrální kalibrace

Program, který zajišťuje celé měření kalibrace, naprogramoval Mgr. Milan Aftanas v prostředí NI LabVIEW [16]. Program pracuje následujícím způsobem. Nejprve se v monochromátoru nastaví, na jaké vlnové délce má začít a skončit. Krok monochromátoru byl zvolen 0.25 nm. Monochromátor se vždy přesune na určitou vlnovou délku a program poté sbírá data z *pomalého výstupu*. Frekvence sběru dat bylo $10\,000 Hz$, to znamená, že program nasbíral 10000 různých hodnot pro každý spektrální filtr. Vznikla matice $10\,000 \times 5$, která byla funkcí času. Na obrázku 4.6 lze vidět zkrácenou verzi této matice pro vlnovou délku 1014 nm jednoho z polychromátorů. Je tam pět různých funkcí v závislosti na čase. Takhle vznikla matice $10\,000 \times 5$ pro každou vlnovou délku, na které se monochromátor zastavil.

Díky použití chopperu vznikl signál, který má periodický průběh. Střídají se tam dvě hodnoty: **maximum** (lopatky nevadí průchodu světla) a **minimum** (lopatky zakrývají zdroj světla). Program potom jednoduše tyto dvě hodnoty najde a odečte od sebe. Tím získáme absolutní velikost signálu světla, které dokáže spektrální filtr propustit. Z matice $10\,000 \times 5$, která byla získaná pro každou vlnovou délku, dostaneme jen vektor, který bude odpovídat vždy absolutní hodnotě signálu každého filtru pro určitou hodnotu vlnové délky. Tabulka 4.2 je ukázkou toho jak vypadá kousek textového souboru, který je výstupem programu. Propustnost každého filtru v závislosti na vlnové délce λ . Díky chopperu a programu dokážeme odfiltrovat pozadí a šum a získáme jen absolutní hodnotu signálu, která filtrem projde.

| vlnová délka λ $[nm]$ | $1.\mathrm{filtr}$ $[a.u.]$ | $2.\mathrm{filtr}$ $[a.u.]$ | $3.\mathrm{filtr}$ $[a.u.]$ | $4.\mathrm{filtr}$ $[a.u.]$ | $5.\mathrm{filtr}$ $[a.u.]$ |
|-------------------------------|-----------------------------|-----------------------------|-----------------------------|-----------------------------|-----------------------------|
| $878,\!993$ | 0,0006918 | 0,0005271 | 0,0006918 | 0,0001320 | 0,0182317 |
| 879,249 | 0,0005600 | 0,0005271 | 0,0005600 | 0,0006588 | 0,0182958 |
| $879,\!5050$ | 0,0006918 | 0,0005930 | 0,0005271 | 0,0005271 | 0,0184239 |
| $879,\!761$ | 0,0005930 | 0,0005271 | 0,0004941 | 0,0006588 | 0,0184979 |
| $879,\!985$ | 0,0006588 | 0,0005930 | $0,\!0006259$ | 0,0005930 | 0,0187980 |
| 880,241 | 0,0001318 | 0,0006588 | $0,\!0006259$ | 0,0004612 | 0,0188606 |
| $880,\!496$ | 0,0006259 | 0,0010542 | 0,0005271 | 0,0005930 | 0,0189752 |

Tabulka 4.2: Ukázka části textového souboru, který je výstupem programu

Kapitola 5

Měření a zpracování dat

5.1 Měření spektrálních propustnosti filtru

Měření probíhalo ve tmě, v klimatizované místnosti. Zjistilo se, že přes svit jen zdroje bílého světla a několika diod různých přístrojů se zanedbatelnou intenzitou, dochází k tomu, že ve výsledných spektrech byl zachycen i signál, který tam neměl být a přispíval jen k šumu. Proto byla část aparatury (monochromátor, čočky a také vstupní část optického svazku) přikryta nepropustnou černou tkaninou. To mělo za následky zlepšení měřeného signálu a odstranění větší části šumu.

Naměřil jsem spektra propustnosti všech 29 polychromátorů. Měření probíhalo v intervalu vlnových délek $\langle 750; 1075 \rangle nm$ po kroku 0.25 nm, velikost tohoto kroku byla vysvětlená v kapitole 4.2.3. Vždy bylo třeba také změřit charakteristickou křivku bílého světla (obrázek 4.5) pro jednotlivý den měření. Křivka bílého světla se při prvních měřeních kalibrace měřila vždy na začátku a na konci dne kdy probíhala kalibrace. Ale zjistilo se, že křivka bílého světla má neměnný průběh během dne, a proto se křivka bílého světla měřila jen jednou za den.

Z každého měření polychromátoru byl získán textový soubor, kde u každé vlnové délky λ , byl naměřený signál pro každý filtr (tabulka 4.2). Tento textový soubor je také vykreslen na obrázku 4.1, který byl získán po měření polychromátoru 503. Pokud jsou naměřená data v pořádku, je polychromátor připraven k měření elektronové teploty a hustoty a naměřená data kalirbace se použijí jako vstupní parametry pro pozdější zpracování dat Thomsonova rozptylu. V některých případech měření spektrální kalibrace upozorní na problém s polychromátorem, který je nutno řešit.

5.2 Nalezené problémy polychromátoru a jejich řešení

U některých měření bylo zjištěno, že některá část polychromátoru je poškozená. Například u polychromátoru 501 docházelo k tomu, že u 4.filtru okolo vlnové délky $\lambda \approx 990 nm$ signál měl náhlý viditelný pokles intenzity. Průběh intenzity tohoto filtru tak neodpovídal průběhu požadovaném po výrobci filtru, viz. obrázek 4.1. Tento poškozený polychromátor 501 je na

obrázku 5.1(a). Tato data pocházejí z prvních měření, kdy ještě měřící aparatura nebyla přikryta černou plachtou. A proto jde zde vidět, že u 4. a 5.filtru byla naměřená určitá hladina šumu, která odsunula celou křivku dál od nulové hladiny. Naopak u obrázku 5.1(b) už byly provedeny úpravy pro odstranění šumu.



(a) Polychromátor 501 s poškozeným zrcadlem před 4.filtrem.



(b) Polychromátor 501 po výměně zrcadla před 4 .filtrem.

Obrázek 5.1: Polychromtor 501 a jeho poškozený 4 filtr, před (a) a po (b) opravě.

Polychromátor 501 byl kompletně rozebrán a vyměnily se tam téměř všechny komponenty. Nakonec byl problém v jednom z pěti zrcadel uvnitř polychromátoru. Toto zrcadlo nejspíš pohlcovalo určité vlnové délky světla nebo je špatně odráželo zpět k APD. Po výměně tohoto zrcadla se tento pokles na této vlnové délce ztratil. Výsledný opravený polychromátor 501 lze vidět na obrázku 5.1(b).

Dalším poškozeným polychromátorem byl polychromátor 522. Tento polychromátor měl oscilace signálu na 5.filtru. Na obrázku 5.2(b) lze tyto oscilace vidět. Signál na 5.filtru nemá



(a) Polychromátor 522 s oscilujícím signálem na 5.filtru.



(b) Polychromátor 522 po výměně elektroniky pro 5.filtr.

Obrázek 5.2: Polychromátor 522 před (a) a po (b) opravě.

tak vyhlazený tvar jako u ostatních filtrů. Tento problém byl způsoben elektronikou uvnitř polychromátoru. Jak už bylo řečeno, polychromátory na COMPASSu mají stejný design jako na MASTu, ale tam se používá sedm spektrálních filtrů a APD. Na tokamaku COMPASS je jenom pět filtrů a APD, ale elektronika uvnitř polychromátoru je stejná. Proto byl problém vyřešen tak, že se použil elektrický obvod, který by používal 6. filtr a 6. APD. Výsledkem této výměny je obrázek 5.2(b), kde je 5.filtr už v pořádku.

5.3 Zpracování dat

Zpracování dat jsem prováděl v programu MATLAB, kde jsem vytvořil jednoduchou funkci spektra.m, Příloha A. Tato procedura nahraje textový soubor intenzit kanálu v závislosti

na vlnové délce, který získám měřením. Dále nahraje textový soubor intenzit bílého světla v závislosti na vlnové délce a navíc textový soubor korekce detektoru intenzity zdroje bílého světla, která je známá od výrobce. Protože textový soubor korelace má krok 10 nm, je nutné nejdříve proložit tuto závislost polynomem, abych mohl korelaci použít v dalších částech programu, kde se pracuje s krokem 0.25 nm. Potom je provedena korelace naměřené intenzity bílého světla na detektor. Jednoduchým vydělením intenzity bílého světla korelací detektoru, získám skutečnou závislost použitého zdroje bílého světla. Poté se vydělí závislost intenzity na vlnové délce každého filtru skutečnou závislostí zdroje bílého světla. Tím se měření zbaví nerovnoměrnosti vyzařované intenzity zdroje bílého světla.

Poté je nutno odstranit šum u každého filtru. Proto jsem vytvořil další proceduru nulovani.m v programu MATLAB, Příloha B. Program (kapitola 4.2.4), který měří intenzity a potom je zpracovává, vždy vyhledává maximální a minimální hodnotu (vlastnost chopperu (kapitola 4.2.2)) a potom tyto dvě hodnoty od sebe odečte. Ale pokud je zrovna nastaven monochromátor na takové vlnové délce, kdy jeden nebo všechny filtry žádné světlo nepropouštějí, vzniká téměř konstantní signál (obrázek 4.6: 1.,2. a 5. filtr). Program i přesto hledá statistické minimum a maximum, proto dojde k tomu, že signál při odečtení těchto dvou hodnot, které se od sebe moc neliší, spadne téměř na nulu. Může se stát, že tento téměř konstantní signál bude hodně oscilovat a program muže najít v signálu dvě hodnoty, které budou od sebe dál vzdálené a po odečtení dojde k tomu, že ve výsledném spektru vzniknou umělé hodnoty, které by měly být na nulové hladině. Každý filtr má charakteristickou oblast vlnových délek, které propouští a vytváří charakteristický pík (obrázek 4.1). Moje procedura hledala vždy hodnoty signálu na obou stranách tohoto píku, které spadly na hodnotu 60 až 100 krát menší než maximální hodnota píku. Od této hodnoty byl signál už tak malý a často velice osciloval, že jsem ho prohlásil za nulový. Tato procedura je ukázaná na obrázku 5.3. Na obrázku je vidět signál v okolí nuly (měřítko osy y je tam v jednotkách 10^{-4} [a.u.], na obrázcích je zvýrazněný pík 4.filtru, který nás zajímá. Lze vidět, že opravdu od určité hodnoty blízké nuly signál začne oscilovat. Tyto oscilace považujeme za šum, a proto lze signál prohlásit za nulový na těchto vlnových délkách (obrázek 5.3(b)).

Procedura nulovani.m byla použitá na každý filtr jednotlivých polychromátorů. Každý polychromátor měl šum na jiné úrovni, proto bylo třeba proceduru upravovat u každého polychromátoru. Bylo třeba nastavit od jaké hodnoty je signál už tak malý, že ho prohlašujeme za nulový. Proto jsem uváděl, že má procedura hledala hodnotu, kdy signál spadl pod úroveň 60-100 krát menší než maximum jednotlivého charakteristického píku filtru. Pokud jsem například zvolil hodnotu jenom 50 krát menší než maximum píku, docházelo k tomu, že signál byl příliš brzo uřezán a vynechal jsem nějaké hodnoty, které ještě patří do píku filtru. Naopak pokud jsem zvolil hodnotu například 120 krát menší než maximum píku, docházelo k tomu, že ve výsledném spektru byly zahrnuty i hodnoty šumu, které oscilovaly, protože hledaná hodnota byla tak malá, že se mohla nacházet tak daleko od hrany charakteristického píku. To lze vidět na obrázku 5.3(b), kde je nastaveno, že od hodnoty 100 krát menší než maximum píku, je signál prohlášen za nulový a tím se zbavíme šumu, který je vidět



(a) Celé spektrum polychromátoru 503 naměřené čtvrtou fotodiodou (APD)
 se zvýrazněným charakteristickým píkem 4. filtru



(b) Procedury nulovani.m na spektrum polychromátoru 503 čtvrté fotodiody se zvýrazněným charakteristickým píkem 4. filtru.

Obrázek 5.3: Srovnání spektra 4.filtru polychromátoru 503 před (a) a po (b) použití procedury nulovani.m.

na obrázku 5.3(a).

Procedura **spektra.m** po vydělení skutečné závislosti intenzity bílého světla a provedení procedury **nulovani.m** normuje vzniklé spektrum vzhledem k prvnímu filtru (filtr nejblíže k vlnové délce laseru). To znamená, že maximum prvního filtru bude na hodnotě jedna. Poté už procedura **spektra.m** uloží zpracované data do souboru **vystup.dat**.

Srovnání spektra ihned po měření a zpracovaného spektra je na obrázku 5.4. Na obrázku 5.4(a) je znázorněna znormovaná propustnost jednotlivých filtrů před zpracováním dat. Po vydělení naměřených intenzit filtru skutečnou závislosti bílého světla, se intenzity jednotlivých filtrů trochu srovnaly 5.4(b). Dále jde vidět, že šířka intervalu vlnových délek, které jednotlivé filtry propouštějí, je vždy přibližně dvakrát větší než u filtru předchozího (začínáme-li od 1.filtru).



(b) Polychromátor 503 po úpravách v proceduře spektra.m.

Obrázek 5.4: Srovnání polychromátoru 503 před (a) a po (b) zpracování v programu spektra.m.

5.4 Simulace poměrů signálu spektrálních kanálů v závislosti na teplotě elektronů

Dále jsem v programu MATLAB vytvořil dvě procedury, pomocí kterých lze lépe vidět funkci polychromátoru. První procedura (Příloha D) signal_vs_teplota.m simuluje počet přijatého signálu jednotlivými filtry v závislosti na teplotě plazmatu.

Jak už bylo řečeno v předchozím textu, rozptýlený signál z plazmatu bude mít tvar Maxwellova rozdělení, které bude vlivem **modrého posunu** deformováno. Výsledný tvar tohoto rozdělení simuluje funkce **Selden Matoba** (obrázek 4.3, program **selden_matoba.m** v příloze C). Já jsem tedy vytvořil proceduru, která využívá výstupní soubory z programu **spektra.m** a funkci Selden Matoba. Procedura vytvoří vektor teploty $1 eV - 10\,000 eV$, poté vytvoří funkci Selden Matoba pro každou teplotu z toho vektoru. Následně procedura zjistí, jaké vlnové délky jednotlivé filtry propouštějí pro jeden z polychromátoru. To znamená, že procedura bude znát meze, kde je jednotlivý filtr aktivní. Tyto meze se použijí jako meze do integrace funkce Selden Matoba pro jednotlivé teploty. Výsledkem bude matice $10\,000 \times 6$, kde v prvním sloupci bude teplota a v dalších pěti bude hodnota integrálu z funkce Selden Matoba pro vlnové délky, pro které jsou jednotlivé filtry aktivní. Tím zjistím, jak velký signál budou propouštět jednotlivé filtry pro teploty v rozmezí $1 eV - 10\,000 eV$. Na obrázku 5.5 je ukázka této závislosti pro polychromátor 503. Z obrázku lze vidět při jakých teplotách začnou být jednotlivé filtry aktivní a také lze vidět, jak velký signál budou jednotlivé filtry propouštět při daných teplotách. Z obrázku lze vidět, že výrobci filtrů splnili požadavek, aby při jakékoliv elektronové teplotě byly aktivní vždy minimálně dva filtry. Už při elektronové teplotě $T_e = 1 eV$ je signál v 1. a 2. kanálu. Dále lze vidět, že 3. kanál začíná přijímat signál až při teplotách vyšších než 10 eV. 4. kanál přijímá signál stejného řádu jako předchozí kanály od teploty 60 eV a 5.kanál má signál stejného řádu až od teplot 700 eV.



Obrázek 5.5: Velikost signálu v každém filtru jako funkce elektronové teploty T_e pro polychromátor 503.

Druhá procedura pomer.m, kterou jsem vytvořil, používá výsledky z předchozí procedury signalvspomer.m. Jak už bylo řečeno, výstupem procedury signalvspomer.m byla matice $10\,000 \times 6$, kde v prvním sloupci byla teplota a v dalších pěti byla velikost signálu v jednotlivých filtrech. Tato data jsem použil tak, že jsem udělal poměry hodnoty signálu v jednom filtru s hodnotou signálu z předchozího filtru. To znamená, že jsem udělal poměr 2.filtru s 1.filtrem, 3.filtru se 2.filtru atd. až jsem dostal matici $10\,000 \times 5$, kde znovu v prvním sloupci byla teplota a v ostatních čtyřech byly poměry signálu, které jsem označil jako Ch2:Ch1, Ch3:Ch2, Ch4:Ch3 a Ch5:Ch4. Výsledek této závislosti pro polychromátor 503 je na obrázku 5.6.



Obrázek 5.6: Poměry signálu kanálu versus teplota pro polychromátor 503.

Pomocí tohoto obrázku lze poté přibližně určit teplotu elektronů v plazmatu. Protože ze znalosti poměru přijatého rozptýleného signálu v jednotlivých kanálech polychromátoru lze najít teplotu, která odpovídá požadovaným poměrům signálu. V ideálním případě by tyto poměry měly ležet nad sebou a odpovídat jedné teplotě. Reálně naměřená data se fitují pomocí metody nejmenších čtverců pro konečné určení teploty elektronů.

Kapitola 6

Závěr

Tato práce byla provedená z nutnosti kalibrace polychromátorů, které jsou součástí aparatury pro Thomsonův rozptyl na tokamaku COMPASS v Praze. Thomsonův rozptyl je velice důležitá diagnostika plazmatu v tokamaku. Tato diagnostika určuje jedny z nejdůležitějších parametrů plazmatu: **elektronovou teplotu** a **elektronovou hustotu**.

Nejprve jsem se seznámil s teorii Thomsonova rozptylu a se samotným technickým provedením Thomsonova rozptylu na tokamacích (druhá kapitola). Dále jsem se seznámil se samotným konceptem TS na tokamaku COMPASS (třetí kapitola). Diagnostika TS na COMPASSu se skládá ze dvou částí: diagnostiky středu plazmatu (středový TS) a diagnostiky okraje plazmatu (krajový TS). Systém TS na tokamaku COMPASS využívá tzv. "duplexing" techniku, to znamená, že každý polychromátor přijímá rozptýlené světlo ze dvou bodů v plazmatu, kde signál z jednoho z nich je zpožděn o 64 ns. To klade velké požadavky na to, aby kalibrace byla provedena co nejkvalitněji.

Spektrální kalibraci jsem provedl na 29 polychromátorech (čtvrtá kapitola). Sestavení aparatury pro kalibraci jsem provedl za spolupráce týmu Thomsonova rozptylu na tokamaku COMPASS. Design polychromátorů pro TS na tokamaku COMPASS je převzat z TS na anglickém tokamaku MAST, kde tato diagnostika funguje dlouhodobě. Proto i samotné provedení kalibrace bylo inspirováno kalibrací na tokamaku MAST. Největším přínosem z provedené kalibrace na tokamaku MAST bylo použití tzv. zařízení chopper. Toto zařízení sloužilo k odbouraní šumu. Aparatura pro spektrální kalibraci a její nastavení byla několikrát měněná a optimalizovaná před finálním provedením. V průběhu kalibrace jsem zjistil několik závad na polychromátorech 501 a 522. Tyto závady byly poté odstraněny a samotná kalibrace na těchto polychromátorech poté proběhla v pořádku.

V páté kapitole jsem popsal zpracování naměřených dat, které jsem při kalibraci získal. Pro výsledné zpracování naměřených dat jsem vytvořil několik programů v Matlabu. Program **spektra.m** odstraňoval z naměřených dat šum, dělal redukci kvůli závislosti intenzity zdroje světla na vlnové délce a nakonec normoval data do požadováného tvaru. Výstupem programu byly datové soubory v požadovaném spektrálním rozsahu a formátu. Tento program jsem přiložil do přílohy pro budoucí provedení kalibrace na tokamaku COMPASS. Dále jsem vytvořil program **signal_vs_teplota.m**, který dokáže simulovat intenzitu v jednotlivých kanálech v závislosti na teplotě. Poté jsem mohl udělat poměry těchto intenzit a získat tak jednoduchou závislost (obrázek 5.6), pomocí které lze jednoduše odhadnout elektronovou teplotu.

Celkově bych tuto práci hodnotil jako úspěšnou. Podařilo se mi zkalibrovat všech 29 polychromátorů, naprogramoval jsem efektivní proceduru, která dokáže zpracovat naměřená data v požadovaném formátu a bude moct být využívaná k budoucím potřebám kalibrace.

Literatura

- [1] McCRACKEN, G., SCOTT, P. Fúze energie vesmíru, kniha, Edice Kolumbus, 2006
- [2] <http://fyzika.jreichl.com/index.php?sekce=browse&page=799>
- [3] SCHEFFEL, J., BRUNSELL, P. Fusion Physics introduction to the physics behind fusion energy, textbook, KTH Stockholm 2007
- [4] MLYNÁŘ, J. Úvod do termojaderné fúze, přednáška
- [5] <http://www-fusion-magnetique.cea.fr/gb/fusion/principes/principes01.htm>
- [6] BROTÁNKOVÁ, J. Diagnostika vysokoteplotního plazmatu metodou Thomsonova rozptylu, Diplomová práce, Univerzita Karlova v Praze Matematicko-fyzikální fakulta, 2003
- [7] <http://www1.cfi.lu.lv/teor/main.html>
- [8] NIELSON, S. K. Investigation of electron particle behaviour in the MAST spherical tokamak from Thomson scattering using Ruby laser and Nd YAG laser systems, Master thesis, Aarhus Universitet, Institut for fysik og astronomi Ny Munkegade, Arhus, Denmark, 2003
- [9] KOCMANOVÁ, L. Thomsonův rozptyl na tokamaku COMPASS, Bakalářská práce, České vysoké učení technické v Praze, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, 2009
- [10] BARTH, C. J., DONNÉ, A.,J.,H. Laser-Aided plasma diagnostics, article, FOM-Institute for Plasma Physics Rijjhuizen, Association EURATOM-FOM, 2004
- [11] ŘÍPA, M., PÁNEK, R., MLYNÁŘ, J. Instalace tokamaku COMPASS v Praze, article, Ústav fyziky plazmatu AV ČR 2008
- [12] BÍLKOVÁ, P., AFTANAS, M., BÖHM, P., WEINZETTL, V., ŠESTÁK, D., MELICH, R., STÖCKEL, J., SCANNELL, R., WALSH, M. Design of new Thomson scattering diagnostic system on COMPASS tokamak, article, Institute of Plasma Physics AS CR, 2010

- [13] BÍLKOVÁ, P. Thomson scattering přednáška 2008 pro studenty, přednáška, AV ČR, 2008
- [14] BILKOVA, P., MELICH, R., AFTANAS, M., BÖHM, P., SESTAK, D., JARES, D., WEINZETTL, V., HRON, M., PANEK, R., SCANNELL, R., WALSCH, M.J. Progress of development of Thomson scattering diagnostic system on COMPASS, article, Institute of Plasma Physics AS CR
- [15] SCANNELL, R. Investigation of H-mode edge profile behaviour on MAST using Thomson scattering, thesis, Culham Centre for Fusion Energy, Abingdon, United Kingdom
- [16] AFTANAS, M. Studium okrajového plazmatu v experimentálních zřízeních typu Tokamak, disertační práce před dokončením, Ústav fyziky plazmatu AV ČR, 2011
- [17] AFTANAS, M., BILKOVA, P., BÖHM, P., TRIPSKY, M., WEINZETTL, V., STOCKEL, J., HRON, M., PANEK, R., SCANNELL, R., WALSCH, M.J. Thomson scattering on COMPASS - commissioning and first data, to be published at Laser Aided Plasma Diagnostic Conference, 2011

Seznam příloh

Příloha A

Funkce spektra.m v programu Matlab:

```
function spektra
A = load('namerena_data.txt'); %import matice s kanaly
korekce = load('krivka_citlivosti.txt'); %import korekce detektoru
C1 = load('white_chopper.txt'); %import matice bileho svetla
polynom_korekce = polyfit(korekce(:,1),korekce(:,2),10);
p1 = polyval(polynom_korekce,C1(:,1));
for i=2:6 %vydeleni intezit kanalu polynomem bileho svetla
            B(:,i) = (A(:,i)./C1(:,2)).*p1;
end
maximum1 = max(B(:,2:6)); % zjiteni maximalni hodnoty intensity na kanalech pro normalizaci
maximum = maximum1(1);
for i=2:6 % pouziti procedury nulovani.m na namerene data a nasledna normalizace
            C(:,i) = (nulovani(B(:,i)))./maximum;
end
plot(A(:,1),C(:,2:6),'x'); % vykresleni dat
grid on;
title('intenzity jednotlivých filtrů po úpravě');
xlabel('vlnova delka \lambda [nm]'); ylabel('intensity [a.u.]');
legend('1.filtr','2.filtr','3.filtr','4.filtr','5.filtr',2);
ylim([-0.05 (max(max(C(:,2:6)))+0.1)])
C(:,1) = A(:,1);
konecna = C';
fid = fopen('vystup.dat','w'); % zapis zpracovanych dat do souboru
fprintf(fid, '\%11.8f \ t\%11.10f \ t\%111.10f \ t\%111.10f \ t\%111.10f \ t\%111.10f \ t\%111.10f \ t\%1
fclose(fid);
end
```

LITERATURA

Příloha B

```
Funkce nulovani.m v programu Matlab:
function [x2] = nulovani(x)
x^{2} = x;
c = size(x2);
b = max(x2);
delenec = b/100; %pokud signal spadne pod tuto hodnotu dal je uz nulovy
j=1;
while x2(j) ~= b %hleda na jake pozici je maximum vektoru x2
    x2(j);
    j=j+1;
end
m=j-1;
podminka1 = 0;
while podminkal \sim=1 %cyklus hleda hodnotu kdy leva strana vektoru x2 klesna pod hledanou hodnotu
    if x2(m) < delenec
       for k=1:(m-1)
          x2(k)=0; %od hledane hodnoty vektor x2 smerem doleva vynuluje
       end
       podminka1 = 1;
    end
    m=m-1;
end
podminka2 = 0;
n=j;
while podminka2 ~=1 %cyklus hleda hodnotu kdy leva strana vektoru x2 klesna pod hledanou hodnotu
    if x2(n) < delenec
       for k=(n+1):c(1)
          x2(k)=0; %od hledane hodnoty vektor x2 smerem doleva vynuluje
       end
       podminka2 = 1;
    end
    n=n+1;
end
end
```

LITERATURA

Příloha C

```
Funkce selden matoba.m v programu Matlab:
function vysledek = SELDEN_MATOBA(T,lambda_poc,lambda_kon,theta,laserlam)
m=9.10956e-31 ; % electron mass
c=2.997925e8; % speed of light
k=1.60219e-19 ; % boltzmann
lambda = [lambda_poc:0.25:lambda_kon]; %vektor vlnovych delek
b = size(lambda);
alpha = m*c^{2}/(2*k*T);
epsilon = lambda./laserlam - 1;
N = (1-(15./(16.*alpha))+345./(512.*alpha^2))*(alpha./pi).^0.5;
A = ((1+epsilon).^3).*((2.*(1-cos(theta))).^0.5).*((1+epsilon)+epsilon.^2).^0.5;
B = (1+epsilon.^2./(2.*(1-cos(theta)).*(1+epsilon))).^0.5 - 1;
selden = (N./A).*exp(-2*alpha.*B);
x = (1 + epsilon.*epsilon/(2.*(1-cos(theta)).*(1+epsilon))).^0.5;
u = sin(theta)./(1-cos(theta));
y = 1./(x.^2 + u.^2).^{0.5};
eta = y./(1.*alpha);
zeta = x.*y;
qnum = 4.*eta.*zeta.*(2.*zeta-2.*eta+3.*eta.*zeta.*zeta);
qdenom = (2.*zeta-eta.*(2-15.*zeta.*zeta));
q = 1 - qnum./qdenom;
matoba = q;
vysledek = selden.*matoba;
plot(lambda,vysledek,'x');
xlabel('vlnova delka
lambda [nm]');ylabel('intensity [a.u.]');
grid on;
xlim([700 1300]);
hold on;
end
```

LITERATURA

Příloha D

```
Funkce signal vs teplota.m v programu Matlab:
function signal_vs_teplota
A = load('data_zpracovaneho_polychromatoru.dat'); %import matice polychromatoru
konecna_teplota = 10000;
%nastaveni maximalni hodnoty teploty T=(1:1:konecna_teplota);
for j=1:konecna_teplota
   for i=2:6
      [a b] = najdi_meze(A(:,1),A(:,i));%najde meze kde ma kanal nenulove hodnoty
      krok = (b-a)/1000;
      x=(a:krok:b);
      y = selden_matoba_bezplot(T(j),x,pi/2,1064); %simuluje signal selden_matoba v mezich
      x1 = x';
      y1=y';
      matice(j,i-1) = integral(x1,y1); %vypocte integral signalu selden matoba v kanalech
    end
end
z = max(max(matice(:,1:5)));
vysledek = matice./z; %normovani vysledku
for i=1:4
   pomer(:,i) = matice(:,i+1)./matice(:,i); %pomery signalu kanalu
end
subplot(2,1,1); %vykresleni zavislosti sily signalu v jednotlivych kanalech v zavislosti na teplote
semilogx(T,vysledek(:,1:5),'-s')
legend('1.filtr','2.filtr','3.filtr','4.filtr','5.filtr',2);
xlabel('Elektronová teplota T_e [eV]'); ylabel('signal recieved [Vs]');
subplot(2,1,2); %vykresleni zavislosti pomeru kanalu na teplote
semilogx(T,pomer(:,1:4),'-d');
legend('Ch2:Ch1','Ch3:Ch2','Ch4:Ch3','Ch5:Ch4',2);
xlabel('Elektronova teplota T_e [eV]'); ylabel('signal received [Vs]');
C(:,2:5) = pomer(:,1:4);
C(:, 1) = T;
konecna = C';
fid = fopen('teplota_vs_signal.dat','w'); %zapis dat pomeru
fprintf(fid,'%11.8f\t%11.10f\t%11.10f\t%11.10f\t%11.10f\t%11.10f\t%11.10f\t%11.
fclose(fid);
end
```