

Bakalářská práce



České  
vysoké  
učení technické  
v Praze

**F4**

Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská  
Katedra fyziky

## **Analýza chyb měření diagnostiky plazmatu pomocí Thomsonova rozptylu na tokamaku COMPASS**

**Error analysis of plasma diagnostic system  
based on Thomson scattering on  
the COMPASS tokamak**

**Jan Hečko**

Školitel: Ing. Miroslav Šos  
Obor: Fyzika a technika termojaderné fúze  
Červen 2019





*Katedra:* fyziky

*Akademický rok:* 2018/2019

## ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

*Student:* Jan Hečko

*Studijní program:* Aplikace přírodních věd

*Obor:* Fyzika a technika termojaderné fúze

*Název práce:* Analýza chyb měření diagnostiky plazmatu pomocí Thomsonova rozptylu na tokamaku COMPASS  
(česky)

*Název práce:* Error analysis of plasma diagnostic system based on Thomson scattering on the COMPASS tokamak  
(anglicky)

*Pokyny pro vypracování:*

Diagnostika Thomsonova rozptylu je jednou ze základních diagnostik vysokoteplotního plazmatu nejen na tokamacích. Schopnost diagnostiky určovat profily elektronové teploty a hustoty, aniž by docházelo k narušení parametrů zkoumaného plazmatu, je nenahraditelná. Diagnostika na tokamaku COMPASS v současné době vykazuje systematické defekty v hustotních i teplotních profilech. Odhalení původu a případná náprava těchto defektů je hlavním cílem navrhované bakalářské práce.

V rámci bakalářské práce proveďte následující úkoly:

- 1) Seznamte se s teoretickými základy Thomsonova rozptylu.
- 2) Proveďte rešerši využití Thomsonova rozptylu při určování teplotních a hustotních profilů v plazmatu.
- 3) Seznamte se s diagnostikou Thomsonova rozptylu na tokamaku COMPASS, s procesem zpracování a vyhodnocování naměřených dat i s procesem kalibrací.
- 4) Pokuste se odhalit zdroje chyb způsobujících defekty teplotních a hustotních profilů v plazmatu.
- 5) Navrhněte metody pro opravení nalezených defektů a pokuste se je implementovat.

*Doporučená literatura:*

- [1] S. L. Prunty: A primer on the theory of Thomson scattering for high-temperature fusion plasmas. Phys. Scr. 2014. 89.12
- [2] J. Sheffield, et al.: Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation, Academic Press, Burlington, USA, 2010.
- [3] R. Scannell: Investigation of H-mode edge profile behaviour on MAST using Thomson scattering. PhD thesis. NUI. 2007.
- [4] P. Böhm: Temporally and spatially resolved evolution of plasma in th COMPASS tokamak. PhD thesis. CTU. 2012.
- [5] P. Bilkova, et al.: High resolution Thomson scattering on the COMPASS tokamak - extending edge plasma view and increasing repetition rate. Journal of Instrumentation, 2018, 13.11: C01024

*Jméno a pracoviště vedoucího bakalářské práce:*

Ing. Miroslav Šos, Ústav fyziky plazmatu AV ČR, v.v.i.

*Datum zadání bakalářské práce:* 22.10.2018

*Termín odevzdání bakalářské práce:* 08.07.2019

*Doba platnosti zadání je dva roky od data zadání.*

.....  
*garant oboru*

.....  
*vedoucí katedry*

.....  
*děkan*

*V Praze dne* 22.10.2018

## Poděkování

Poděkovat bych chtěl nejprve svému školiteli Ing. Miroslavu Šosovi za skvěle odvedenou práci při vedení mé práce. Naučil mě spoustu zajímavých věcí a předal mnohé užitečné rady.

Další dík bych chtěl mimo jiné předat i Ing. Petrovi Böhmovi, Ph.D. a vlastně celému osazenstvu kanceláře za veškerou ochotu pomoci, poradit a předat svůj náhled na věc.

Děkuji také své rodině za morální podporu, přátelům za další morální podporu a čokoládě za to, že je dobrá.

## Prohlášení

Prohlašuji, že jsem předloženou práci vypracoval samostatně, a použil jsem pouze podklady uvedené v příloženém seznamu.

Nemám závažný důvod proti použití tohoto školního díla ve smyslu § 60 Zákona č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon).

V Praze dne .....

.....  
Jan Hečko

## Abstrakt

Diagnostika plazmatu pomocí Thomsonova rozptylu je jednou z nejpoužívanějších metod k měření základních parametrů plazmatu v tokamacích, jakými jsou elektronová teplota a elektronová hustota. Na tokamaku COMPASS je v provozu od roku 2013 a za tu dobu byla použita pro více než 6000 různých měření. V současné době se ve výsledcích pravidelně objevuje větší množství systematických defektů. První část této práce se zaměřuje na teorii Thomsonova rozptylu, ve smyslu fyzikálního jevu. Dále je prezentován princip jeho využití pro diagnostiku plazmatu a podrobněji je rozebrán diagnostický systém na tokamaku COMPASS. Hlavní náplní této práce bylo kvantifikovat výše zmíněné defekty v naměřených datech a hledat jejich příčiny. Bylo navrženo a provedeno několik oprav. Jmenovitě šlo o spektrální kalibraci, absolutní kalibraci a kontrolu digitizérů. Na závěr byl analyzován jejich účinek a ukázalo se, že došlo k částečnému zlepšení. Formou dodatku byl vypracován stručný průzkum hrubých dat, který odhaluje novou příčinu defektů a prezentuje návrh na další možný postup.

**Klíčová slova:** Thomsonův rozptyl, tokamak, plazma, diagnostika, analýza chyb

**Školitel:** Ing. Miroslav Šos  
Ústav fyziky plazmatu AV ČR, v.v.i.

## Abstract

The Thomson scattering (TS) plasma diagnostic system is a very common means of measuring principal plasma parameters in tokamaks, namely electron temperature and electron density. TS at the COMPASS tokamak is in operation since 2013 and so far, it has been used for more than 6000 separate measurements. Nowadays, systematic defects are often observed. The first part of this thesis is focused on the physics of the TS phenomenon. It is followed by the overview of the diagnostics principle and its application at the COMPASS tokamak. The aim of the main topic was to quantify before-mentioned defects and to find their causes. A number of system corrections was proposed and applied. Finally, an analysis showed that a partial improvement in the operation of the diagnostic system was achieved. Additionally, a discovery of a new cause of defects is discussed and demonstrated in appendix together with the possibility of research continuation.

**Keywords:** Thomson scattering, tokamak, plasma, diagnostics, error analysis

**Title translation:** Error analysis of plasma diagnostic system based on Thomson scattering on the COMPASS tokamak

# Obsah

|                                                                          |           |  |  |
|--------------------------------------------------------------------------|-----------|--|--|
| <b>Úvod</b>                                                              | <b>1</b>  |  |  |
| <b>1 Teoretický popis Thomsonova rozptylu</b>                            | <b>3</b>  |  |  |
| 1.1 Podmínka nízkofrekvenčního přiblížení                                | 3         |  |  |
| 1.2 Účinný průřez TS                                                     | 4         |  |  |
| 1.2.1 Výkon rozptýlené vlny                                              | 4         |  |  |
| 1.2.2 Zjednodušení pro pomalé částice                                    | 7         |  |  |
| 1.3 Spektrum rozptýlené vlny                                             | 8         |  |  |
| 1.3.1 Rychlostní rozdělení elektronů                                     | 8         |  |  |
| 1.3.2 Diskuze o koherentním a nekoherentním rozptylu                     | 9         |  |  |
| 1.3.3 Obecný vztah pro spektrum                                          | 10        |  |  |
| 1.3.4 Analytický vztah po zanedbání depolarizace                         | 11        |  |  |
| <b>2 Aplikace Thomsonova rozptylu na diagnostiku plazmatu v tokamaku</b> | <b>15</b> |  |  |
| 2.1 TS v plazmatu a princip diagnostiky                                  | 15        |  |  |
| 2.1.1 Elektromagnetická vlna v plazmatu                                  | 16        |  |  |
| 2.1.2 Rozbor výkonu rozptýlené vlny a síly signálu                       | 16        |  |  |
| 2.1.3 Rozbor spektra rozptýlené vlny                                     | 17        |  |  |
| 2.1.4 Princip diagnostického systému                                     | 18        |  |  |
| 2.2 Příklady diagnostických systémů TS                                   | 18        |  |  |
| 2.2.1 Systém s rubínovými lasery                                         | 18        |  |  |
| 2.2.2 Systém s Nd:YAG lasery                                             | 19        |  |  |
| 2.2.3 Zlepšování časového rozlišení                                      | 20        |  |  |
| 2.3 Aplikace TS na tokamaku COMPASS                                      | 20        |  |  |
| 2.3.1 Lasery a optická trasa                                             | 20        |  |  |
| 2.3.2 Optický signál z rozptylu                                          | 22        |  |  |
| 2.3.3 Zpracování hrubých dat                                             | 24        |  |  |
| 2.3.4 Kalibrace                                                          | 25        |  |  |
| <b>3 Průzkum a oprava diagnostiky na tokamaku COMPASS</b>                | <b>27</b> |  |  |
| 3.1 Analýza chyb diagnostiky                                             | 27        |  |  |
| 3.1.1 Data z diagnostiky TS                                              | 27        |  |  |
| 3.1.2 Statistická analýza dat                                            | 30        |  |  |
| 3.1.3 Výsledky statistické analýzy                                       | 31        |  |  |
| 3.1.4 Diskuze možných příčin chyb                                        | 34        |  |  |
| 3.2 Spektrální kalibrace                                                 | 35        |  |  |
| 3.2.1 Popis optické aparatury                                            | 35        |  |  |
| 3.2.2 Kontrolní kalibrace monochromátoru                                 | 36        |  |  |
| 3.2.3 Proces spektrální kalibrace a záznam hrubých dat                   | 38        |  |  |
| 3.2.4 Zpracování hrubých dat                                             | 38        |  |  |
| 3.2.5 Srovnání výsledků s původní kalibrací                              | 40        |  |  |
| 3.3 Absolutní kalibrace                                                  | 42        |  |  |
| 3.3.1 Výsledky nové absolutní kalibrace                                  | 42        |  |  |
| 3.3.2 Vliv spektrální kalibrace                                          | 43        |  |  |
| 3.3.3 Problematika dat z 1. kanálu                                       | 43        |  |  |
| 3.4 Digitizéry                                                           | 44        |  |  |
| 3.4.1 Průzkum hrubých dat                                                | 44        |  |  |
| 3.4.2 Kontrola vybraných digitizérů                                      | 45        |  |  |
| 3.4.3 Shrnutí nálezů a opravy                                            | 45        |  |  |
| 3.5 Aplikování oprav, analýza a diskuze jejich účinku                    | 46        |  |  |
| 3.5.1 Aplikované opravy                                                  | 46        |  |  |
| 3.5.2 Výběr dat k analýze                                                | 46        |  |  |
| 3.5.3 Výsledky analýzy                                                   | 46        |  |  |
| 3.5.4 Diskuze o dalším možném postupu                                    | 49        |  |  |
| <b>Závěr</b>                                                             | <b>51</b> |  |  |
| <b>A Literatura</b>                                                      | <b>53</b> |  |  |
| <b>B Dodatek ke statistice chyb</b>                                      | <b>55</b> |  |  |
| <b>C Dodatek ke statistice oprav</b>                                     | <b>61</b> |  |  |
| <b>D Průzkum hypotézy o rušivém záření</b>                               | <b>65</b> |  |  |





## Úvod

Termojaderná fúze představuje jednu z cest k významnému pokroku na poli energetiky dnešního světa. V přírodě je tento proces běžně pozorován ve hvězdách, včetně nám nejbližšího Slunce. Avšak její řízené použití v podmínkách planety Země obnáší mnoho technických překážek a výzev. Nejzákladnější z nich je spolehlivé udržení pracovní látky při podmínkách nutných k proběhnutí fúzní reakce. Mluvíme především o extrémně vysokých teplotách, při kterých se látka dostává do stavu horkého plazmatu.

Existují dva hlavní přístupy, které se snaží tyto překážky překonat: inerciální fúze a magnetické udržení. Nadějnou realizaci druhého z těchto přístupů představují experimentální zařízení typu tokamak. Tato zařízení dokáží udržet horké plazma uvnitř toroidální vakuové nádoby pomocí toroidálního magnetického pole. Na průběh fúzní reakce v tokamaku mají vliv dva důležité parametry plazmatu: jeho elektronová teplota ( $T_e$ ) a hustota ( $n_e$ ). Oba tyto parametry je možné měřit široce používanou diagnostikou pomocí Thomsonova rozptylu, která využívá rozptylu elektromagnetického záření na pohybujících se nabitých částicích. Běžná aparatura takové diagnostiky se skládá z laseru zářícího do plazmatu a spektrálních analyzátorů, které analyzují rozptýlené záření. S pomocí zmíněné metody jsme schopni určit lineární prostorové profily elektronové teploty a hustoty plazmatu i s několika desítkami opakování v průběhu jednoho standardního výboje.

Tato výzkumná práce se zabývá aplikací diagnostiky plazmatu pomocí Thomsonova rozptylu na tokamaku COMPASS. Diagnostika je zde v plném provozu od roku 2013. V průběhu let od jejího zavedení bylo provedeno omezené množství modifikací a vylepšení. V poslední době (rok a více) bylo v nově naměřených datech často pozorováno množství systematických odchylek od očekávaných hodnot. Proto vzniklo podezření, že diagnostický systém je ovlivňován neznámou systematickou chybou. Systém je komplikovaný, skládá se z mnoha nezávislých prvků a je poměrně citlivý. Odhalení této chyby tak nepředstavuje triviální záležitost.

První kapitola je zaměřena na teoretický popis Thomsonova rozptylu, který zahrnuje stručné odvození účinného průřezu a spektra rozptýlené vlny.

V druhé kapitole je popsán základní princip diagnostiky plazmatu v tokamaku pomocí TS. Jsou diskutovány hlavní nároky na aparaturu a představeny dva konkrétní příklady diagnostických systémů. Součástí kapitoly je také po-

drobný popis aparatury na tokamaku COMPASS.

Třetí kapitola se zabývá hlavním tématem této práce, které zahrnuje analýzu defektů v datech, diskuzi možných příčin a aplikaci oprav. Na závěr je zhodnocena úspěšnost těchto oprav a jsou navrženy možnosti navazujícího výzkumu.

# Kapitola 1

## Teoretický popis Thomsonova rozptylu

V této kapitole je prezentován souhrn teoretických poznatků z [11, 14].

Elektromagnetické záření interaguje s hmotnou několika různými způsoby. Jedním z nich je rozptyl záření na volných nabitých částicích (Comptonův rozptyl). Nízkofrekvenčního přiblížení tohoto jevu se často označuje jako Thomsonův rozptyl (zkráceně TS, z angl. *Thomson scattering*). Pokud má záření dostatečně nízkou frekvenci, můžeme zanedbat vliv jeho hybnosti, jeho částicový charakter, a k popisu využít klasickou teorii elektromagnetismu. Pak uvažujeme nalétávající elektromagnetickou vlnu, která působením svého elektrického pole urychlí (rozkmitá) volnou nabitou částici. Urychlená nabitá částice nabytí energií opět vyzaří (dipólové záření), čímž vzniká rozptýlená vlna.

Při rozptylu na pohybující se částici pozorujeme také projevy Dopplerovského posunu frekvence. Jelikož míra posunu je svázána s rychlostí částice, pak i výsledný tvar spektra rozptýlené vlny je svázán s tvarem rychlostního rozdělení částic. Na této spojitosti stojí základní myšlenka měření (elektronové) teploty  $T_e$  plazmatu pomocí TS. Měření (elektronové) hustoty  $n_e$  vychází z celkové intenzity rozptýlené vlny a znalosti účinného průřezu TS.

### 1.1 Podmínka nízkofrekvenčního přiblížení

Jak již bylo zmíněno, popis TS pomocí klasického elektromagnetismu zanedbává vliv hybnosti, resp. kvantované energie elektromagnetického záření. Ukáže se, že takové přiblížení platí pro záření s dostatečně nízkou frekvencí. K formulování přesné podmínky je třeba zkoumat situaci z pohledu částicové fyziky. Ta popisuje stejný jev jako interakci fotonu a volné nabitě částice, běžně označovaný jako Comptonův rozptyl. V obecném případě foton předá část své energie částici. Ze zákona zachování hybnosti a zákona zachování energie je možné odvodit vztah pro předanou energii, respektive změnu energie fotonu, ve tvaru

$$\Delta E = E_f - E'_f = \frac{E_f^2}{m_0 c^2} \frac{1 - \cos \varphi}{1 + \frac{E_f}{m_0 c^2} (1 - \cos \varphi)}. \quad (1.1)$$

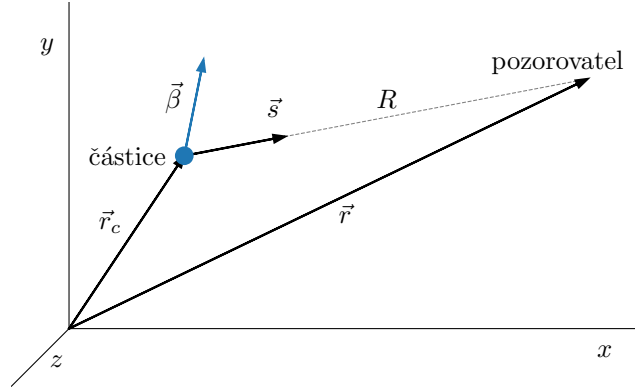
Zde  $E_f$  a  $E'_f$  je energie fotonu před a po rozptylu, úhel  $\varphi$  popisuje odchýlení od jeho původního směru. Výraz  $m_0 c^2$  označuje klidovou energii nabitě částice.



Vyjděme z již odvozeného popisu vyzařování nabitě částice (např. v [11]), který udává tvar elektrické intenzity  $\vec{E}_s$  rozptýlené vlny<sup>1</sup>. Nechť označuje vektor  $\vec{r}$  místo pozorování a  $t$  časovou proměnnou, pak platí

$$\vec{E}_s(\vec{r}, t) = \frac{q}{4\pi c \varepsilon_0} \frac{1}{R} \left[ \frac{\vec{s} \times (\vec{s} - \vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}}}{(1 - \vec{\beta} \cdot \vec{s})^3} \right]_{\text{ret}}. \quad (1.5)$$

Zde  $q$  je náboj částice,  $\vec{\beta} = \vec{v}/c$  a  $\dot{\vec{\beta}}$  její bezrozměrná rychlost a zrychlení. Označíme-li polohu částice jako  $\vec{r}_c$ , pak  $\vec{s} = (\vec{r} - \vec{r}_c)/R$  je jednotkový směrový vektor mířící od částice k pozorovateli, který reprezentuje současně směr pozorování i směr šíření pozorované vlny.  $R = |\vec{r} - \vec{r}_c|$  je vzájemná vzdálenost částice a pozorovatele. Celá souřadná soustava je zakreslena na Obr. 1.1.



**Obr. 1.1:** Souřadná soustava pro vyzařování urychlené nabitě částice, které je popsáno vztahem (1.5).

Popisek „ret“ (retardovaný čas) ve vztahu (1.5) popisuje skutečnost, že intenzita  $\vec{E}_s$  pozorovaná v místě  $\vec{r}$  a v čase  $t$  závisí na stavu elektromagnetického pole vyzářeného částicí v dřívějším čase  $t' = t - R/c$ .

Dále určíme Poyntingův vektor  $\vec{S}_r$  rozptýlené vlny pomocí vztahu

$$\vec{S}_s = \vec{E}_s \times \vec{H}_s = c \varepsilon_0 E_s^2 \vec{s}. \quad (1.6)$$

Zde druhá rovnost vychází ze známých vlastností elektromagnetické vlny a faktu, že vlna se v místě pozorování šíří ve směru  $\vec{s}$ . Velikost Poyntingova vektoru charakterizuje množství vyzářené energie  $d^2E$ , které proteče skrz jednotkovou plochu  $dA$  za čas  $dt$

$$|\vec{S}_s| = \frac{d^2E}{dA dt} = \frac{d}{dA} \left( \frac{dE}{dt} \right). \quad (1.7)$$

Představuje tak plošnou hustotu hledaného výkonu  $P$ . Přechodem k diferenciálu prostorového úhlu  $dA = R^2 d\Omega$  se v budoucích úpravách zbavíme závislosti

<sup>1</sup>Index  $s$  označuje rozptýlenou vlnu dle anglického výrazu *scattered wave*.

na vzdálenosti pozorovatele  $R$  (ta pochází z (1.5)) a výraz tím zjednodušíme. Z fyzikálního hlediska využíváme platnost rovnice kontinuity pro tok energie záření bez přítomnosti disipace.

Dosazením (1.5) a (1.6) do (1.7) dojdeme k vyjádření pro diferenciál energie

$$d^2E = |\vec{S}_s| R^2 d\Omega dt = \frac{q^2}{16\pi^2 c \epsilon_0} \left[ \frac{\vec{s} \times (\vec{s} - \vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}}}{(1 - \vec{\beta} \cdot \vec{s})^3} \right]_{\text{ret}}^2 d\Omega dt. \quad (1.8)$$

Abychom určili výkon záření částice z hlediska jejího vlastního času<sup>2</sup>, musíme provést transformaci časového intervalu  $dt$  do vlastní soustavy částice (čárkované značení  $t'$  a  $dt'$ )

$$dt = [t' + dt' + (R - \vec{v} \cdot \vec{s} dt')/c] - [t' - R/c] = (1 - \vec{\beta} \cdot \vec{s}) dt'. \quad (1.9)$$

Důvodem je pohyb částice v průběhu vyzařování, což má za následek, že energie vyzařená v určitém časovém intervalu  $dt'$  může k pozorovateli dorazit v průběhu kratšího (či delšího) intervalu  $dt$ . Aplikací této transformace na vztah (1.8) jsme vyřešili ve vztahu přítomné odlišné časové závislosti, které byly zdůrazněny popiskem „ret“ (retardovaný čas).

Po provedení transformace (1.9) má diferenciál vyzařené energie tvar

$$d^2E = \frac{q^2}{16\pi^2 c \epsilon_0} \left[ \frac{\vec{s} \times (\vec{s} - \vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}}}{(1 - \vec{\beta} \cdot \vec{s})^3} \right]^2 d\Omega \cdot (1 - \vec{\beta} \cdot \vec{s}) dt'. \quad (1.10)$$

Tento výraz, který je již celý vyjádřen v časové proměnné částice  $t'$ , současně popisuje diferenciál hledaného výkonu záření  $dP = dE/dt'$ . Jeho integrací přes plný prostorový úhel získáme celkový zářivý výkon částice  $P_{\text{tot}}$

$$P_{\text{tot}} = \int_0^{4\pi} \frac{dP}{d\Omega} d\Omega = \int_0^{4\pi} \frac{d^2E}{dt' d\Omega} d\Omega = \frac{q^2 \gamma^6}{6\pi c \epsilon_0} \left[ \dot{\beta}^2 - (\vec{\beta} \times \dot{\vec{\beta}})^2 \right], \quad (1.11)$$

kde  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ . Integrace a s ní spojené úpravy provedené v rámci poslední rovnosti jsou podrobněji popsány např. v [11].

Výsledný tvar  $P_{\text{tot}}$  závisí, prostřednictvím vektorového součinu, na vzájemné orientaci vektorů  $\vec{\beta}$  a  $\dot{\vec{\beta}}$ . Zavedením úhlu  $\xi$  mezi vektorem rychlosti a zrychlení můžeme závorku s tímto členem dále upravovat

$$\dot{\beta}^2 - (\vec{\beta} \times \dot{\vec{\beta}})^2 = \dot{\beta}^2 - (\beta \dot{\beta} \sin \xi)^2 = \dot{\beta}^2 (1 - \beta^2 \sin^2 \xi) \quad (1.12)$$

Z toho je pak zřejmé, že výkon vyzařování bude největší pro částice urychlené ve směru jejich pohybu, kdy  $\xi = 0^\circ$ , a nejmenší při urychlení v kolmém směru,

<sup>2</sup>Pro odvození účinného průřezu nás zajímá výkon vyzařování ve vlastní soustavě částice, protože ten přímo vychází z působení incidenční vlny. Účinný průřez popisuje poměrnou část výkonu incidenční vlny, která připadá na urychlení a následné vyzařování částice.

kdy  $\xi = 90^\circ$ , neboť

$$\xi = 0^\circ : \quad \dot{\beta}^2 - \left( \vec{\beta} \times \dot{\vec{\beta}} \right)^2 = \dot{\beta}^2 \quad (1.13a)$$

$$\xi = 90^\circ : \quad \dot{\beta}^2 - \left( \vec{\beta} \times \dot{\vec{\beta}} \right)^2 = \dot{\beta}^2 (1 - \beta^2) = \dot{\beta}^2 \gamma^{-2} \quad (1.13b)$$

Dosazením těchto krajních případů zpět do (1.11) ukážeme, že celkový výkon vždy silně závisí na relativistickém parametru  $\gamma$  (v rozmezí 4. a 6. mocniny). To implikuje, že výkon významně roste, když se rychlost částic blíží rychlosti světla.

### 1.2.2 Zjednodušení pro pomalé částice

Uvažujeme-li malé rychlosti částic, tedy  $\beta \ll 1$ , vyjádření diferenciálu výkonu  $dP = dE/dt'$  z (1.10) je možné matematickými úpravami zjednodušit do tvaru

$$dP \doteq \frac{q^2}{16\pi^2 c \varepsilon_0} \dot{\beta}^2 \sin^2 \theta_p d\Omega. \quad (1.14)$$

Úhel  $\theta_p$  svírá směr pozorování  $\vec{s}$  spolu se směrem zrychlení částice  $\dot{\vec{\beta}}$ .

Obdobně jako u (1.11) získáme celkový vyzařený výkon  $P_{\text{tot}}$  integrací (1.14), zrychlení částice způsobené incidenční vlnou dosadíme z (1.4)

$$P_{\text{tot}} = \frac{q^2}{6\pi c \varepsilon_0} \dot{\beta}^2 = \frac{q^2}{6\pi c \varepsilon_0} \left( \frac{q E_i}{m_0 c} \right)^2 = \frac{8\pi}{3} \frac{q^4}{16\pi^2 m_0^2 c^4 \varepsilon_0^2} (\varepsilon_0 c E_i^2). \quad (1.15)$$

Veličina  $\varepsilon_0 c E_i^2 = S_i$  (analogicky podle (1.6)) představuje plošnou hustotu výkonu incidenční vlny. Zbývající výraz na pravé straně poslední rovnosti má tudíž rozměr plochy a popisuje vztah mezi výkonem  $P_{\text{tot}}$  rozptýlené a hustotou výkonu  $S_i$  incidenční vlny. Proto je běžně označován jako účinný průřez Thomsonova rozptylu

$$\sigma_{TS} = \frac{P_{\text{tot}}}{S_i} = \frac{8\pi}{3} \underbrace{\frac{q^4}{16\pi^2 m_0^2 c^4 \varepsilon_0^2}}_{r_0^2} = \frac{8\pi}{3} r_0^2, \quad (1.16)$$

kde jsme pro přehlednost zavedli konstantu  $r_0$  zahrnující parametry částice (náboj a hmotnost). Pro případ elektronu se konstanta shoduje s klasickou reprezentací jeho poloměru.

Je dobré si povšimnout, že účinný průřez je v kvadrátu nepřímo úměrný hmotnosti částice  $m_0$ . Když uvažujeme prostředí plazmatu, kde volné nabitě částice představují ionty a elektrony, znamená to, že rozptyl na elektronech bude mnohonásobně intenzivnější než rozptyl na stejném počtu těžších iontů. Tento důležitý poznatek je dále komentován v sekci 2.1.2. Hlavním důsledkem je, že prakticky veškerý měřitelný signál TS v plazmatu přísluší rozptylu na elektronech.

Když se vrátíme zpět k diferenciálnímu vyjádření výkonu (1.14), můžeme ho s pomocí (1.16) přeformulovat na diferenciál účinného průřezu

$$d\sigma_{TS} = r_0^2 \sin^2 \theta_p d\Omega. \quad (1.17)$$

Je zřejmé, že účinný průřez bude největší pro úhel  $\theta_p = 90^\circ$ , tedy pro rozptyl ve směru kolmo na zrychlení částice. Směr zrychlení je podle (1.4) dán směrem elektrické intenzity  $\vec{E}_i$  incidenční vlny, tj. směrem její polarizace, náčrt je na Obr. 1.2. To znamená, že polarizací incidenčního záření je možné maximalizovat účinný průřez.<sup>3</sup>

## 1.3 Spektrum rozptýlené vlny

V závěru předchozí podkapitoly jsme ustanovili, že měřitelný signál TS v plazmatu pochází výhradně z rozptylu na elektronech, proto nadále nemá smysl uvažovat jiné částice. Diagnostika TS se využívá k měření makroskopických parametrů plazmatu (elektronová teplota a hustota), které představují určitou statistickou informaci o přítomných elektronech. Tuto informaci získáme ze spektra rozptýleného záření.

Rozptýlené spektrum vzniká interakcí incidenční vlny s větším množstvím elektronů. V důsledku Dopplerova jevu dochází k posuvu incidenčního spektra v závislosti na rychlosti jednotlivých elektronů. Z makroskopického pohledu se tedy do tvaru rozptýleného spektra promítá jejich rychlostní rozdělení, jehož hlavním parametrem je právě elektronová teplota.

Výhodné je zvolit za zdroj incidenční vlny laser. Po sečtení příspěvků všech elektronů dochází k dobře popsatelnému rozšíření původně čárového spektra. Proto popis spektra TS bude přímo vycházet z předpokladu monochromatického (laserového) incidenčního záření.

### 1.3.1 Rychlostní rozdělení elektronů

Spektrum nám neposkytuje celou informaci o rychlostním rozdělení. Je potřeba znát tvar rychlostního rozdělení a ze spektra určovat pouze jeho parametry. Volné elektrony v plazmatu za termodynamické rovnováhy dobře popisuje Maxwellovo rozdělení ve tvaru

$$f(v) = \left(\frac{\alpha_0}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} \exp(-\alpha_0 v^2), \quad (1.18)$$

kde  $\alpha_0 = m_e/2k_B T$ , přičemž  $m_e$  je (klidová) hmotnost elektronu.

U vysokoteplotního plazmatu (řádově nad 10 keV) elektrony dosahují relativistických rychlostí. Potom je třeba uvažovat upravené relativistické

<sup>3</sup>V případě rychlých částic (neplatí  $\beta \ll 1$ ) se do směrové závislosti navíc promítá relativistický jev, který je často označován jako *headlight effect*. Původní směrové rozdělení je deformováno—většina výkonu je soustředěna do myšleného kuželu ve směru pohybu částice. Kužel připomíná světelný kužel předního reflektoru jedoucí lokomotivy, proto *headlight*. Z původního vztahu (1.10) je vliv tohoto efektu odvozen např. v [11].

rozdělení

$$f(\beta) = \frac{\alpha}{2\pi K_2(2\alpha)} \gamma^5 \exp(-2\alpha\gamma), \quad (1.19)$$

kde vystupuje upravený parametr

$$\alpha = \frac{m_e c^2}{2k_B T} \quad (1.20)$$

a dále také  $K_2$  modifikovaná Besselova funkce 2. řádu 2. typu. V souladu s předchozím značením platí  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ .

Jedním z obecných problémů diagnostiky TS je předpoklad určitého rychlostního rozdělení. Pokud bude termodynamická rovnováha systému nějakým způsobem narušena, výše uvedený popis pomocí Maxwellova rozdělení přestane platit a diagnostika nebude produkovat správné výsledky. Příkladem takové situace mohou být přechodné turbulentní jevy a nestability v plazmatu. Speciálně na tokamaku COMPASS jsou z hlediska TS problematické také experimenty s ubíhajícími elektrony. Ubíhající elektrony tvoří skupinu velmi rychlých elektronů, které byly urychleny v důsledku nerovnováhy mezi působícím elektrickým polem a srážkovým brzděním. Vlivem lavinového efektu je urychlováno stále více elektronů, které způsobují nezanedbatelnou asymetrickou deformaci rychlostního rozdělení. Více o tomto jevu např. v [5].

### 1.3.2 Diskuze o koherentním a nekoherentním rozptylu

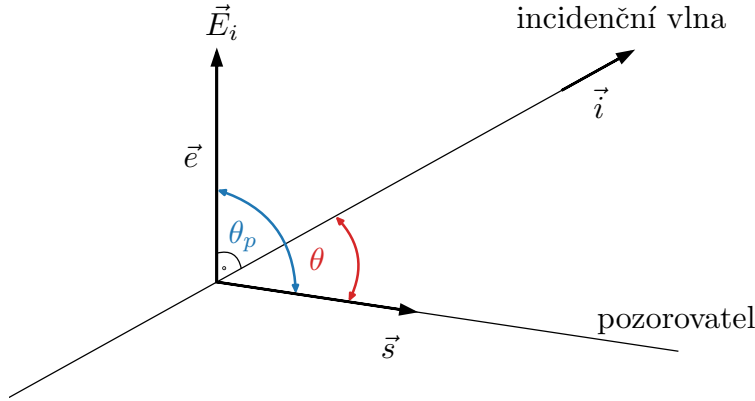
Spektrum rozptýlené vlny je tvořeno součtem dílčích příspěvků od jednotlivých elektronů. Podle míry, s jakou se tyto příspěvky mohou skládat a být vzájemně korelované, rozlišujeme koherentní a nekoherentní rozptyl. Jako ukazatel se zavádí charakteristická délka rozptylu  $\Lambda$ , vyjádřena jako

$$\Lambda = \frac{\lambda_i}{2 \sin \frac{\theta}{2}}, \quad (1.21)$$

kde  $\lambda_i$  je vlnová délka laseru a  $\theta$  je úhel rozptylu, viz Obr. 1.2. Délka  $\Lambda$  udává nejkratší vzdálenost mezi dvěma elektrony, jejichž příspěvky budou mít fázový posun právě  $2\pi$  (tj. budou ve fázi a sečtou se). Zkoumá se její velikost v porovnání s Debyeovou délkou  $\lambda_D$ . Debyeova délka charakterizuje vzdálenost, ve které je odstíněn coulombický potenciál nabitě částice v plazmatu na jeho  $1/e$ -násobek. Působení pole na velké vzdálenosti je tedy zanedbatelné a má smysl mluvit o „omezené“ oblasti působení pole částice.

V případě, kdy  $\Lambda \gg \lambda_D$ , mluvíme o koherentním rozptylu. Fáze příspěvků se v prostoru mění pomalu a v rámci oblasti působení pole jednoho iontu je prakticky konstantní. Všechny příspěvky elektronů z této oblasti se tak sčítají, pohyb těchto elektronů je však vázán na pohyb působícího iontu, je korelovaný. Individuální (termický) pohyb elektronů se vyruší a výsledný signál ponese informaci pouze o pohybu iontu. Touto cestou je tedy možné nepřímě měřit iontovou teplotu plazmatu, běžně se ale nerealizuje.

Vzhledem k parametrům běžně používaných laserů<sup>4</sup> a plazmatu v tokamaku COMPASS<sup>5</sup> se dále budeme zabývat pouze opačným případem, kdy  $\Lambda \ll \lambda_D$ . Ten se označuje jako nekoherentní rozptyl. Uvažovaná škála je menší, fáze příspěvků se výrazně mění už uvnitř oblasti působení iontu. Proto se vliv samotného iontu neprojevuje a předmětem zkoumání je pouze tepelný pohyb elektronů, tj. elektronová teplota.



**Obr. 1.2:** Nákres důležitých směrů a úhlů vztahujících se k rozptylu. Zleva přichází incidentní vlna ve směru  $\vec{i}$  s polarizací ve směru  $\vec{e}$ . Rozptýlená vlna se k pozorovateli blíží ze směru  $\vec{s}$ . Úhel  $\theta$  je hlavní úhel rozptylu figurující ve vztahu pro spektrum (1.22), resp. (1.25a). Na úhlu  $\theta_p$  závisí dif. účinný průřez (1.17).

### 1.3.3 Obecný vztah pro spektrum

Souřadný systém TS lze charakterizovat jednotkovými vektory  $\vec{i}$ ,  $\vec{e}$  a  $\vec{s}$ , které popořadě označují směr šíření incidentní vlny, směr její polarizace (resp. vektoru  $\vec{E}_i$ ) a směr šíření rozptýlené vlny. Úhel mezi  $\vec{i}$  a  $\vec{s}$  nazveme  $\theta$  (úhel rozptylu, směr pozorování), platí  $\vec{i} \cdot \vec{s} = \cos \theta$ . Na Obr. 1.2 je ilustrativní nákres.

Pro spektrum nekoherentního Thomsonova rozptylu na elektronech v plazmatu je možné vyjádřit spektrální hustotu  $S$  ve tvaru určitého integrálu

$$S = \underbrace{\left(\frac{\omega_s}{\omega_i}\right)^2}_{\text{I}} \int_{\mathbb{B}} \underbrace{\left[1 - \frac{\beta_e^2(1 - \cos \theta)}{(1 - \beta_i)(1 - \beta_s)}\right]^2}_{\text{II}} \underbrace{(1 - \beta^2) f(\vec{\beta}) \delta(\vec{k} \cdot c\vec{\beta} - \omega)}_{\text{III}} d^3\vec{\beta} \quad (1.22)$$

<sup>4</sup>Používají se rubínové lasery (694 nm) a Nd:YAG lasery (1064 nm) spolu s pozorovacím úhlem  $\theta = 90^\circ$  nebo  $180^\circ$ , viz kapitola 2. Řádově pak  $\Lambda < 1 \mu\text{m}$ .

<sup>5</sup>Hodnota  $\lambda_D$  plazmatu se v tokamaku COMPASS pohybuje kolem  $20 \mu\text{m}$ . K dosažení koherentního rozptylu je potřeba specializovanější aparatura jak z hlediska laserů tak i z hlediska parametrů plazmatu, kterých je v daném tokamaku možné dosáhnout.

v proměnné  $\vec{\beta}$  přes celý prostor  $\mathbb{B} = \{\vec{\beta} \in \mathbb{R}^3 : |\vec{\beta}| < 1\}$ . Symbol  $\delta$  zde označuje Diracovu  $\delta$ -funkci. Indexy  $i$ ,  $e$  a  $s$  veličiny  $\beta$  označují projekce vektoru  $\vec{\beta}$  do výše popisovaných směrů  $\vec{i}$ ,  $\vec{e}$  a  $\vec{s}$ . Incidenční a rozptýlenou vlnu popisují úhlové frekvence  $\omega_i$ ,  $\omega_s$  a vlnové vektory  $\vec{k}_i$ ,  $\vec{k}_s$  a platí značení

$$\omega = \omega_s - \omega_i, \quad (1.23a)$$

$$\vec{k} = \vec{k}_s - \vec{k}_i. \quad (1.23b)$$

Vztah (1.22) je možné rozepsat z hlediska jeho významných členů:

- I Částečný projev Dopplerova posunu (závislost na frekvencích).
- II Depolarizační člen. Má vliv především na úbytek intenzity spektra, na jeho tvar pouze v minimální míře. Vzhledem k závislosti na  $\beta_e^2$  je zřejmé, že jde o relativistický efekt.
- III Rychlostní rozdělení elektronů. Promítá se do tvaru spektra.

Po dosazení rychlostního rozdělení (např. (1.19)) a zvoleného úhlu rozptylu  $\theta$  do integrálu (1.22) lze řešit úlohu numericky a spočítat hledané spektrum. Analytické řešení je obecně složité. Ukazuje se však, že k užitečnému analytickému vztahu je možné dojít zanedbáním depolarizačního členu.

### 1.3.4 Analytický vztah po zanedbání depolarizace

Jak bylo zmíněno již dříve, depolarizační člen ve vztahu (1.22) je relativistický efekt. Ukazuje se, že v případě nižších teplot plazmatu (jednotky keV) má minimální vliv [11] a jeho zanedbání má v takovém případě dobrý smysl.

Proces integrace se touto úpravou výrazně zjednoduší a po dosazení rychlostního rozdělení (1.19) dojdeme k užitečné analytické formuli pro spektrální rozdělení intenzity  $S_Z$  [11]. Pro lepší přehlednost se namísto klasické spektrální souřadnice (vlnová délka, či frekvence) zavádí relativní posun vlnové délky

$$\varepsilon = \frac{\lambda_s - \lambda_i}{\lambda_i}, \quad (1.24)$$

kde  $\lambda_s$  definuje infinitezimální úsek  $(\lambda_s, \lambda_s + d\lambda_s)$  ze spektra rozptýlené vlny, vlnová délka  $\lambda_i$  náleží incidenčnímu záření.

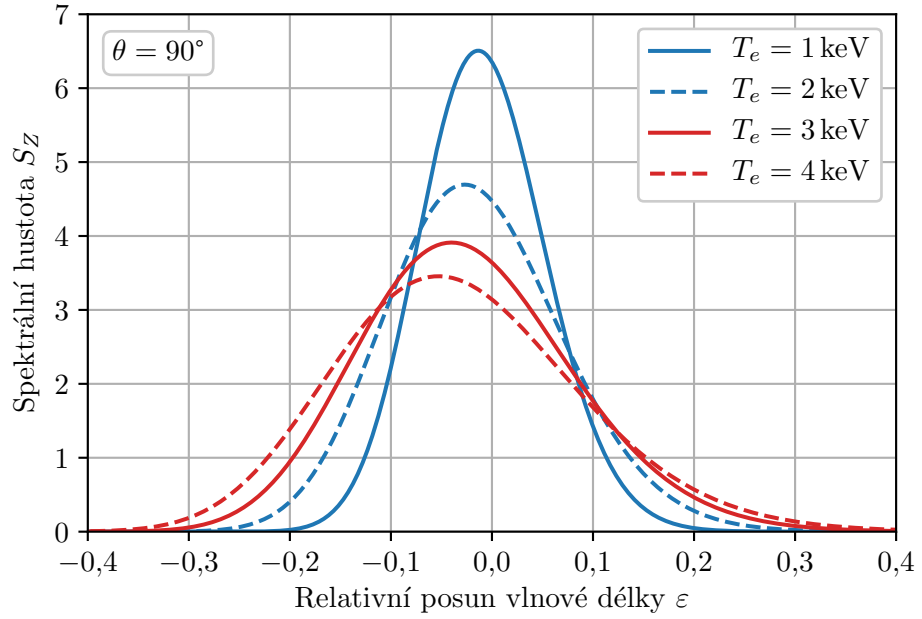
Výsledná analytická formule pro spektrum TS má tvar

$$S_Z(\varepsilon; \theta, 2\alpha) = \frac{\exp(-2\alpha x)}{2K_2(2\alpha)(1+\varepsilon)^3} \left[ 2(1 - \cos\theta)(1+\varepsilon) + \varepsilon^2 \right]^{-1/2} \quad (1.25a)$$

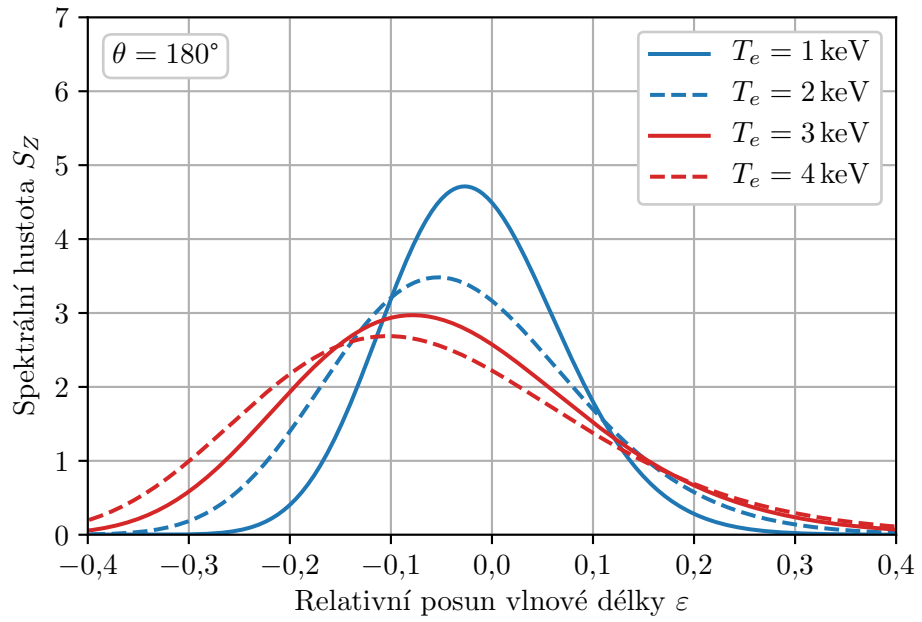
$$x = \left[ 1 + \frac{\varepsilon^2}{2(1 - \cos\theta)(1+\varepsilon)} \right]^{1/2}. \quad (1.25b)$$

Spektrum rozptýlené vlny je funkce jedné proměnné  $S_Z = S_Z(\varepsilon)$ , která je podle vztahu (1.25a) dále parametrizována úhlem rozptylu  $\theta$  a parametrem  $\alpha$  rychlostního rozdělení elektronů (1.19). Úhel  $\theta$  představuje pozorovací úhel, který bývá pevně daný konstrukcí diagnostiky. Důležitý je především





(a) : Spektrum pro kolmý pozorovací úhel (používáno na tokamaku COMPASS).



(b) : Spektrum pro zpětný odraz, oproti kolmému úhlu je širší.

**Obr. 1.3:** Grafy spektra rozptýlené vlny po zanedbání depolarizace s vybranými hodnotami úhlu  $\theta$  a teploty  $T_e$ , viz (1.25a). S rostoucí teplotou se spektrum rozšiřuje a jeho maximum se posouvá směrem ke kratším vlnovým délkám.



## Kapitola 2

### Aplikace Thomsonova rozptylu na diagnostiku plazmatu v tokamaku

Jedním z možných použití Thomsonova rozptylu je diagnostika plazmatu v tokamaku. Tokamak je experimentální fúzní zařízení, které využívá princip magnetického udržení plazmatu. Plazma je drženo silným magnetickým polem v uzavřené vakuové nádobě, což dohromady přináší komplikace při měření jeho fyzikálních parametrů. Proto je pokrok v oblasti experimentů s tokamaky provázán s vývojem specializovaných diagnostických metod, které umožňují tyto (a další) komplikace obejít.

K diagnostice plazmatu pomocí TS se používá laserové záření, které může do uzavřené vakuové nádoby volně vstupovat skrz některý z pozorovacích portů a magnetické pole na něj nemá přímý vliv<sup>1</sup>. To řeší výše zmíněné komplikace.

Tato kapitola se zabývá formulací závěrů z teoretických poznatků minulé kapitoly, které jsou aplikovány na případ rozptylu laserového záření v plazmatu. Dále je rozebráno několik možných realizací diagnostiky, které se liší typem laseru, způsobem detekce spektra a pozorovacím úhlem. Poslední část je věnována příslušné diagnostické aparatuře na tokamaku COMPASS.

#### 2.1 TS v plazmatu a princip diagnostiky

V minulé kapitole byl prezentován teoretický popis Thomsonova rozptylu z hlediska jeho účinného průřezu a spektra rozptýlené vlny. Také již bylo nastíněno, že pro diagnostiku plazmatu pomocí TS se běžně uvažuje rozptyl monochromatické elektromagnetické vlny (resp. laserového záření) na elektro-nech. Cílem této podkapitoly je tento fakt odůvodnit, diskutovat související fyzikální omezení a odvodit základní princip měření elektronové teploty  $T_e$  a hustoty  $n_e$ .

---

<sup>1</sup>Vlivem silného magnetického pole v plazmatu může docházet ke stáčení roviny polarizace záření, ale v případě diagnostiky TS na tokamaku je tento jev běžně zanedbatelný.



Je zřejmé, že  $\sigma_{TS} \propto m_0^{-2}$ , kde  $m_0$  je klidová hmotnost volné nabité částice, která se účastní rozptylu. V plazmatu to jsou ionty a elektrony, jejichž hmotnost se liší o 3 řády. To znamená, že účinný průřez rozptylu na iontech je o 6 řádů nižší než na elektronech a je tak prakticky neměřitelný. Proto se obecně uvažuje TS pouze na elektronech.

Po dosazení známých konstant vychází hodnota  $\sigma_{TS}$  pro elektrony přibližně  $6,7 \cdot 10^{-29} \text{ m}^2 = 0,67 \text{ b}$ . Faktem je, že jde o poměrně malé číslo, což klade vysoké požadavky na výkon incidenční vlny. Tuto problematiku prohlubují také další parametry specifické pro aplikace diagnostiky na tokamaku, jako je např. malý pozorovací prostorový úhel a nízká hustota plazmatu. Aby byla zajištěna dostatečná síla měřeného signálu, je třeba používat intenzivní zdroje incidenčního záření. V dnešní době jde především o pevnolátkové lasery. Při návrhu diagnostiky je možné kontrolovat sílu signálu prostřednictvím odhadu počtu detekovaných fotoelektronů, tzv. *photoelectron budget*. V případě aparatury na tokamaku COMPASS (popis v podkapitole 2.3) bylo odhadováno 250 fotoelektronů na 1 kanál polychromátoru v okrajové oblasti a 750 ve středové oblasti [3, str. 39–40].

Z vyjádření diferenciálního účinného průřezu (1.17) je zřejmé, že směrové rozložení výkonu rozptýlené vlny není izotropní. Přítomný výraz  $\sin^2 \theta_p$  přináší závislost na úhlu  $\theta_p$ , který označuje odchylku směru pozorování od roviny polarizace (viz Obr. 1.2). V zájmu maximalizace síly signálu je pak výhodné, aby byla incidenční vlna lineárně polarizovaná a úhel  $\theta_p = 90^\circ$ .

### 2.1.3 Rozbor spektra rozptýlené vlny

Spektrum rozptýlené vlny při interakci s elektrony v plazmatu, jejichž rychlosti splňují Maxwellovské rozdělení, popisuje obecný vztah (1.22) a jeho analytické vyjádření (1.25a) v přiblížení nízkých teplot  $T_e$  (zanedbání depolarizace). Tvar a posun spektra je závislý na dvou parametrech:

- Úhel pozorování  $\theta$ , viz Obr. 1.2.
- Elektronová teplota  $T_e$  (platí  $\alpha \propto T_e^{-1}$  podle (1.20)).

Pro vybrané hodnoty je spektrum vykresleno na Obr. 1.3.

Úhel  $\theta \in [0^\circ, 180^\circ]$  je pevně dán návrhem diagnostiky, představuje konstantu systému. Vyšší úhel zajistí větší pozorované rozšíření spektra, které pak může být lépe měřitelné. Často se používají úhly  $90^\circ$  nebo  $180^\circ$ . Je však dobré zmínit, že při měření prostorového profilu nemohou mít z principu všechny prostorové body stejný pozorovací úhel. Proto se  $\theta$  musí určovat pro každý bod zvlášť.

Elektronová teplota  $T_e$  je jedna z charakteristik plazmatu v daném okamžiku a místě měření. S vyšší teplotou se elektrony pohybují rychleji a vlivem Dopplerova jevu dochází k většímu rozšíření původního čárového spektra směrem do kratších vlnových délek. Měřením a rekonstrukcí tvaru rozšířeného spektra se zpětně určuje hledaná elektronová teplota  $T_e$ . Při vyšších teplotách (nad 5 keV) se začíná výrazně projevovat jev depolarizace. Ta má sice malý vliv na tvar spektra ale snižuje jeho celkovou intenzitu, což se projevuje



### ■ Výhody

Díky polovodičovým čipům je možné dosáhnout velmi dobrého prostorového rozlišení (jednotky mm) a zároveň získat dobrou informaci o spektru. Systém je také relativně jednoduchý a skládá se z malého počtu prvků.

### ■ Omezení

Běžné polovodičové čipy mají nízkou citlivost mimo viditelné spektrum, což klade omezení na vlnovou délku laseru. Z toho důvodu se používají rubínové lasery, které generují záření o vlnové délce 694,3 nm. Rubínové lasery mají v pulzním režimu poměrně nízkou opakovací frekvenci a čas mezi dvěma pulzy často přesahuje délku výboje v tokamaku. Výsledkem je tedy velmi malé časové rozlišení. Často se provádí různé modifikace, které rozlišení mohou zlepšit.

### ■ 2.2.2 Systém s Nd:YAG lasery

Systém s Nd:YAG lasery využívá k detekci spektra rozptýleného záření polychromátory. Tento systém je zaveden například na tokamaku MAST (8 laserů) [13] nebo na tokamaku COMPASS (4 lasery) [2].

Polychromátor rozkládá rozptýlené záření pomocí kaskády filtrů s disjunktně navazujícími spektry. Za každým z filtrů je fotodioda a fotonásobič, které dohromady tvoří jeden výstupní kanál. Ze znalosti propustnosti jednotlivých filtrů, resp. kanálů, je možné z hodnot naměřených ve výstupních kanálech zrekonstruovat spektrum v jednom prostorovém bodě. (Podrobněji v podkapitole 2.3.)

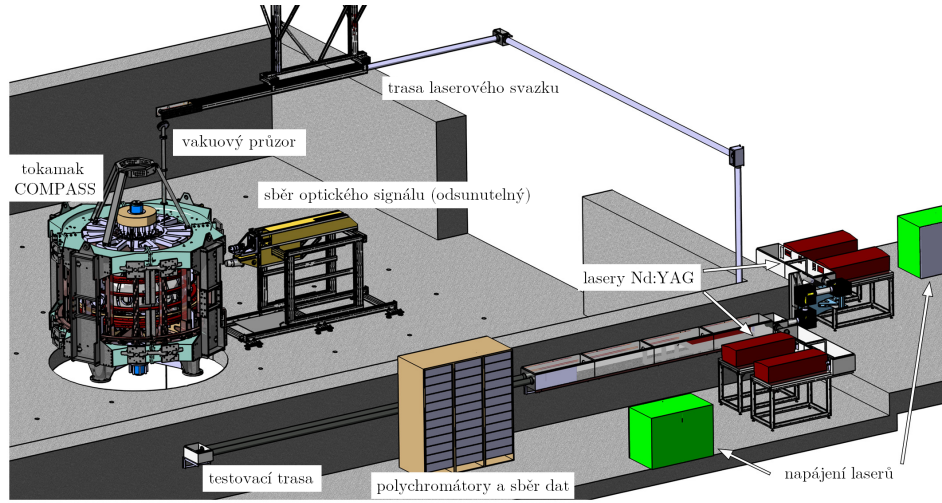
### ■ Výhody

Lasery typu Nd:YAG, které pracují na vlnové délce 1064 nm, se často používají pro své dobré vlastnosti na vysokovýkonové pulzní aplikace. V Q-spínaném módu může jejich opakovací frekvence dosahovat řádově desítek Hz při generování pulzů o délce několika ns s energií 1–2 J. V případě diagnostiky TS na tokamaku může znamenat více než 10 měření v průběhu výboje. Toto časové rozlišení je dále možné zlepšit zvýšením počtu laserů.

### ■ Omezení

Lasery typu Nd:YAG pracují na vlnové délce 1064 nm, která spadá do infračerveného spektra. To nedovoluje použití polovodičových čipů. Polychromátory nemohou zpracovávat signál z více prostorových bodů zároveň. Pro dobré prostorové rozlišení je jich potřeba velký počet. V porovnání se systémem rubínových laserů to znamená výrazně větší ekonomické náklady a požadavky na místo. Vzhledem k většímu počtu prvků se je systém také celkově složitější a potenciálně náchylnější k chybám aparatury.





**Obr. 2.1:** Náčrtek diagnostického systému TS na tokamaku COMPASS. Podrobnější popis jednotlivých prvků je v textu. [2]

Opakovací frekvence pulzů představuje hlavní omezení časového rozlišení celé diagnostiky. Větší počet laserů nám dává možnost rozlišení zvýšit a při měření dosahovat až 120 Hz. Díky programovatelné spínací jednotce je možné využívat lasery i v různých speciálních konfiguracích. Jednou z nich je synchronizace pulzů, která umožní zajistit vyšší intenzitu pulsu na úkor opakovací frekvence. Další konfigurací je tzv. *burst mode*, který spíná pulsy v rychlém sledu za sebou a umožňuje tak sledování krátkých rychlých dějů.

Generované záření je lineárně polarizované. Díky tomu je možné zajistit ideální transmisi při průchodu záření do komory (viz dále) a maximalizovat sílu signálu (viz diskuze v sekci 2.1.2).

### ■ Splnění teoretických podmínek

Z teoretického náhledu na Thomsonův rozptyl a diagnostiku vyplynuly dvě podmínky na frekvenci incidentního záření (1.3) a (2.3). První podmínka říká, že použitý teoretický popis Thomsonova rozptylu platí pouze v určitém nízkofrekvenčním přiblížení. Druhá představuje spodní hranici pro netlumený průchod záření plazmatem, respektive pro transparentnost plazmatu.

V podmínce (1.3) vystupuje klidová energie částice, v případě elektronu  $m_0c^2 = 511 \text{ keV}$ , a redukovaná Planckova konstanta  $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$ . V podmínce transparentnosti (2.3) vystupuje druhá mocnina plasmové frekvence  $\omega_p$ . Ta při běžných parametrech plazmatu v tokamaku COMPASS (elektronová hustota  $n_e = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ) činí  $\omega_p^2 = 3,2 \cdot 10^{23} \text{ s}^{-2}$ .

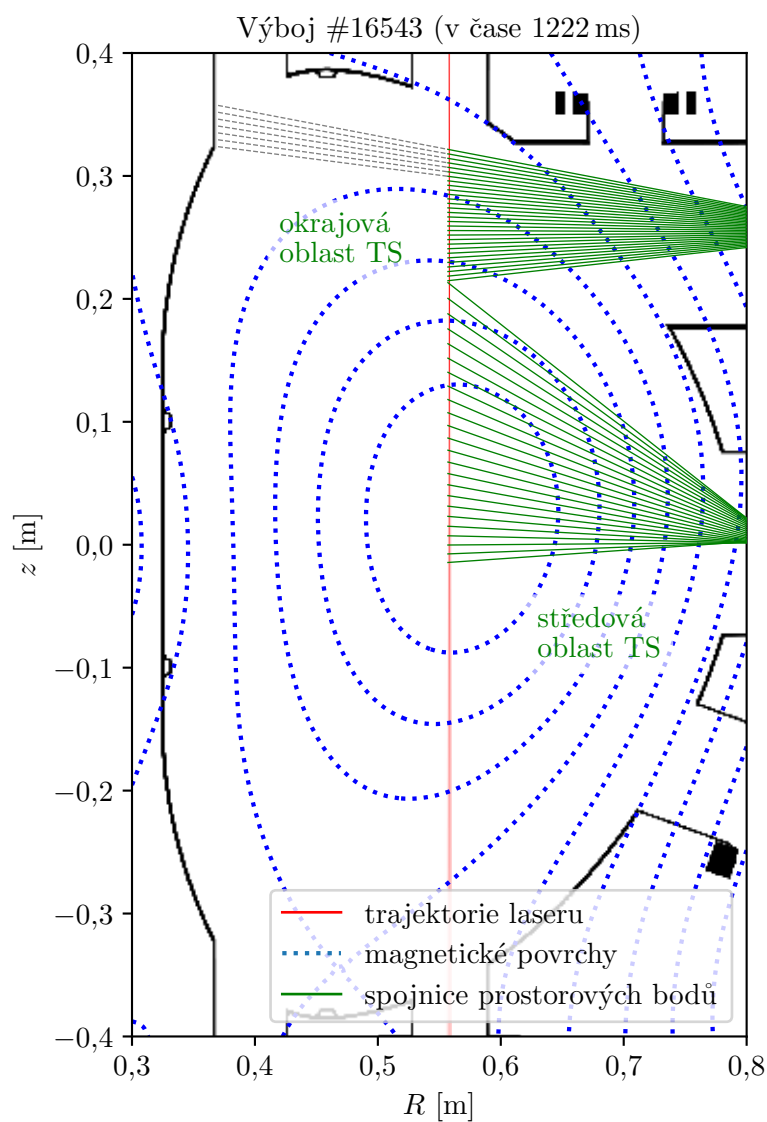
Složením obou podmínek s dosazenými hodnotami dostáváme

$$3,2 \cdot 10^{23} \text{ s}^{-2} \ll \omega^2 \ll 5,77 \cdot 10^{41} \text{ s}^{-2}, \quad (2.6)$$

kde  $\omega$  je frekvence incidentního záření.

Vlnová délka  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  (ve vakuu) použitých laserů odpovídá frekvenci





**Obr. 2.2:** Poloidální řez komorou tokamaku COMPASS v průběhu výboje. Zakreslena je trajektorie laserů a její pokrytí prostorovými body, které odpovídá nejaktuálnější prostorové kalibraci (tj. období 6 v grafu Obr. 3.3). Přerušovanou čarou jsou prodlouženy pozorovací směry některých bodů (viz komentář v 3.1.3).



### ■ 2.3.4 Kalibrace

Součástí systému diagnostiky jsou také 3 kalibrační procesy:

- Spektrální kalibrace, měření spektrálních charakteristik polychromátorů.
- Prostorová kalibrace, mapování prostorových bodů na osu  $z$ .
- Absolutní kalibrace, určení konstant systému pro měření  $n_e$ .

Všechny tři poskytují kalibrační data pro numerické zpracování dat. Pravidelně se provádí pouze absolutní kalibrace. Prostorová kalibrace se provádí při změně optické aparatury a spektrální byla provedena pouze při zavádění diagnostického systému.

#### ■ Spektrální kalibrace

Spektrální kalibrace představuje základní kontrolní měření polychromátorů. Cílem je získat přesné spektrální propustnosti každého ze 4 používaných kanálů na každém z 29 polychromátorů. Tato data se používají v běžném provozu při numerické rekonstrukci spektra detekovaného signálu a v rámci absolutní kalibrace.

Měření není možné provádět za běžného provozu diagnostiky a zároveň je poměrně časově náročné (30 minut na jeden polychromátor). Předpokládá se však, že filtry a další prvky jsou z hlediska dlouhodobého provozu stabilní a nedochází k jejich degradaci. Proto byla kalibrace v celém rozsahu provedena pouze jednou při zavedení v roce 2011 [15] a není nijak pravidelně opakována.

Jedním z hlavních bodů této práce bylo i vypracování nové spektrální kalibrace. Podrobný popis celého kalibračního procesu je uveden v příslušné sekci 3.2.

#### ■ Prostorová kalibrace

Na svazky vláken ve středové i okrajové matici je pomocí objektivů fokusován signál z oblastí podél trajektorie laserů, resp. podél prostorové osy  $z$ . Aby bylo možné popsat zmíněné oblasti jako prostorové body, je potřeba určit jejich polohu na ose  $z$ , směr spojnice mezi oblastí a svazkem a plošný průřez této oblasti. Na základě směru spojnice se při běžném běhu diagnostiky provádějí korekce na sílu signálu.

K prostorové kalibraci se využívá pojízdné konstrukce, na které jsou uchyteny matrice se svazky vláken a objektivy. Konstrukce se odsune od tokamaku tak, aby bylo možné umístit pevnou desku do stejné vzdálenosti v jaké se nachází trajektorie laseru, když je konstrukce přisunuta. Pak se vlákna zpětně prosvěcují infračervenou LED o vlnové délce 950 nm a na desce se určuje poloha a plošný rozměr obrazu. Úhel mezi spojnici a trajektorií laserů v komoře je dodatečně dopočítán ze známých rozměrů.

Výše zmíněný postup byl vyvinut jako praktická náhrada zdrojově náročné metody, která zahrnovala manipulaci uvnitř vakuové komory tokamaku. Nevýhodou tohoto postupu je skutečnost, že nezahrnuje vliv průchodu světla



## Kapitola 3

### Průzkum a oprava diagnostiky na tokamaku COMPASS

#### 3.1 Analýza chyb diagnostiky

Při provozu diagnostiky TS na tokamaku COMPASS bylo v posledních letech (rok 2018 a dříve) často pozorováno množství systematických odchylek od očekávaných výsledků. Především jde o srovnání s teoretickým modelem a s dalšími diagnostikami. Abychom získali lepší přehled o dané problematice, je potřeba souhrnně prozkoumat data z databáze a ověřit a kvantifikovat zmíněná pozorování.

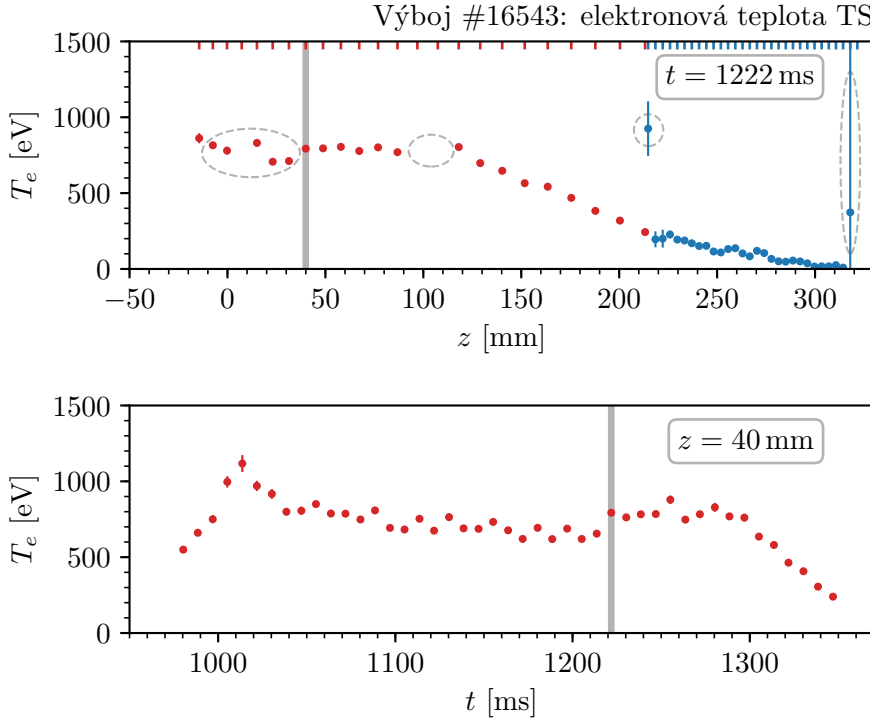
Proto má tato podkapitola za cíl objasnit charakter a četnost chyb diagnostiky prostřednictvím statistické analýzy. Závěry analýzy mohou posloužit jako podklad k diskuzi o potenciálních příčinách pozorovaných chyb.

##### 3.1.1 Data z diagnostiky TS

Diagnostika TS měří časový průběh prostorového profilu elektronové teploty  $T_e$  a elektronové hustoty  $n_e$  plazmatu při výboji. Jde tedy o dvourozměrná data v souřadnicích  $t$  (čas výboje) a  $z$  (vertikální prostorová souřadnice). Příklad typických profilů je uveden na Obr. 3.1 a Obr. 3.2. Od spuštění diagnostiky v roce 2013 do konce roku 2018 je v databázi evidováno přibližně 6000 výbojů (z celkových 18 000), při kterých byla diagnostika TS aktivní a úspěšně proběhlo měření. Měření nemusí proběhnout například, když se výboj nezdaří a je příliš krátký.

##### Prostorový profil v souřadnici $z$

Měřený lineární profil plazmatu je rozdělen na 54 prostorových bodů, z nichž 24 patří do středové a 30 do okrajové diagnostické oblasti. Oblasti se liší vzájemnou vzdáleností bodů a silou měřeného signálu, neboť se pro každou z nich používá jiný rozměr svazků optických vláken a jiný objektiv. V důsledku jsou pak okrajové body blíže u sebe než ty středové a detekovaný signál je slabší. Kvůli slabšímu signálu mají okrajové body z principu vyšší chybu



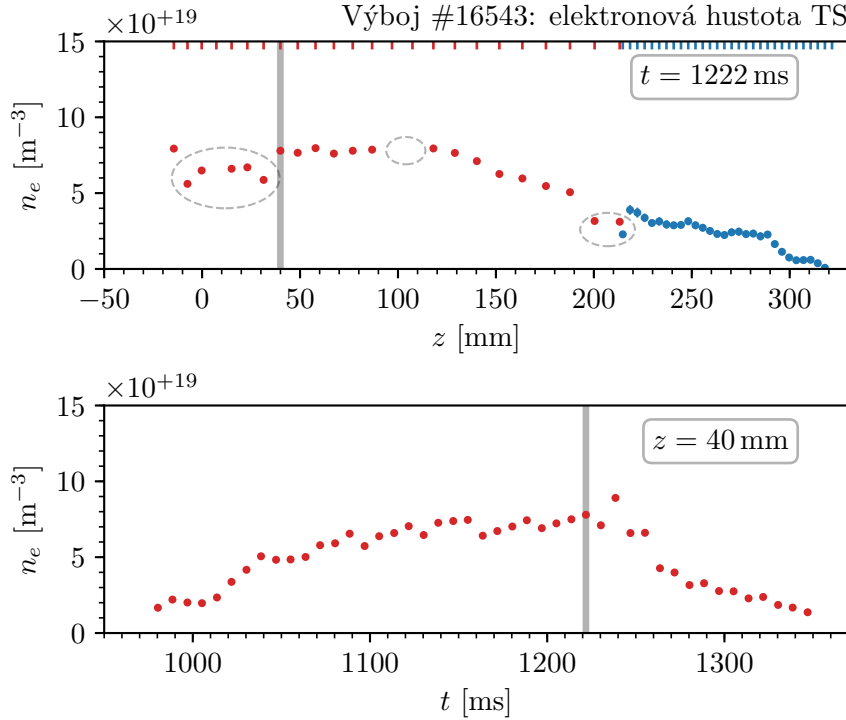
**Obr. 3.1:** Ukázka zpracovaných dat z diagnostiky TS v prostorovém řezu (nahore) a časovém (dole). Šedé linky označují styčný bod řezů. Modře a červeně je rozlišena okrajová a středová oblast osy  $z$ . V prostorovém řezu jsou vyznačeny některé ze systematických chyb, viz text. Data byla naměřena 3.4.2018.

měření.<sup>1</sup> Typický očekávaný tvar profilu teploty a hustoty ilustruje Obr. 3.1 a Obr. 3.2 (horní část grafů). Z grafů je zřejmé, že profily mají směrem od středu komory, kde  $z = 0$ , klesající charakter a v okrajové oblasti dosahují nulových hodnot. Křivky profilů jsou přibližně spojitě bez výrazných skoků a jejich sklon se mění pomalu bez ostrých výkyvů.

### ■ Časový průběh v souřadnici $t$

Skupina 4 laserů, instalovaných na tokamaku COMPASS, umožňuje provádět měření s opakovací frekvencí 120 Hz, což pro standardní výboj o délce 300 ms odpovídá 36 měřením. Do roku 2017 byly k dispozici pouze 2 lasery—frekvence měření byla poloviční. Typický časový průběh teploty a hustoty, zobrazený na Obr. 3.1 a Obr. 3.2 (dolní část grafů), dosahuje na začátku a konci výboje nízkých hodnot. Nízké hodnoty hustoty a teploty znamenají nízký signál, což znamená horší přesnost měření. Proto chyby měření nebo i odchylky mohou být v okrajových časech očekávané (není ilustrováno v grafech). Naopak systematické odchylky uprostřed výboje představují jasný ukazatel, že v daném

<sup>1</sup>Dále se informace o reálné poloze bodů pro lepší přehlednost vynechávají. Stále se však dodržuje jejich prostorové pořadí.



**Obr. 3.2:** Druhá část ukázky zpracovaných dat z diagnostiky TS, viz Obr. 3.1. Některé systematické chyby jsou opět vyznačeny v prostorovém řezu (nahore). V časovém řezu (dole) je možné pozorovat periodické změny, které nejspíše korelují se střídáním čtveřice laserů. Data byla naměřena 3.4.2018.

prostorovém bodě diagnostika nefunguje správně. Při statistické analýze tak má dobrý smysl vybírat data v okolí poloviny časového průběhu výboje.

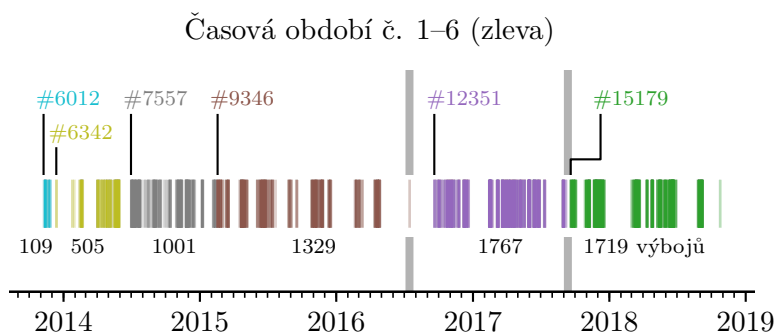
### ■ Výběr dat vhodných pro analýzu

Jak již bylo zmíněno, výstupem diagnostiky je teplota  $T_e$  a hustota  $n_e$ . Jejich výpočet (fit) probíhá současně, a tudíž nepřesnost v určení obou veličin často koreluje a při úplném selhání výpočtu vždy chybí data pro obojí. Proto byla analýza zopakována i pro  $n_e$ , pouze když nenesla stejnou informaci jako výsledky pro  $T_e$ .

K analýze byly vybrány výboje uskutečněné mezi 1.1.2013 a 1.1.2019, u kterých byla dostupná data z diagnostiky TS. V průběhu těchto let bylo provedeno několik změn v optické aparatuře a tudíž i změn prostorové osy  $z$ . Dvě největší změny byly provedeny mezi 4./5. a 5./6. obdobím. Šlo o osazení nového portu zabírajícího okrajovou oblast a následná výměna souvisejícího objektivu. [2] Oproti předchozím obdobím se okrajová oblast posunula více ke stěně komory a přestala se překrývat se středovou oblastí. Podle všech změn bylo zavedeno 6 časových období, které byly zpracovávány samostatně. Vše je shrnuto na časové ose na Obr. 3.3.

Dále byly zavedeny dva přístupy pro výběr dat podle souřadnice  $t$  výboje.

První metodou bylo vybrat data z prostřední třetiny časového průběhu a tím snížit vliv malé síly signálu na vznik chyb. V rámci druhé metody byla měření rozdělena do skupin podle použitého laseru a analyzována pro každý z nich zvlášť. Motivací bylo odhalit chyby způsobené např. odlišným technickým stavem jednotlivých laserů.



**Obr. 3.3:** Vizualizace četnosti analyzovaných výbojů v době mezi roky 2013–2019. Barevně je rozlišeno 6 období, která kopírují změny v ose  $z$ . Uvedena jsou čísla prvního výboje a jejich celkový počet. Dvojice svislých čar značí osazení nového portu a instalaci nového objektivu (v tomto pořadí), viz text.

### 3.1.2 Statistická analýza dat

Na Obr. 3.1 jsou vyznačeny často pozorované systematické chyby, které se objevují v prostorovém profilu  $T_e$ . Chyby je možné rozdělit do 3 kategorií:

1. Selhání výpočtu. Automatická fitovací procedura může v důsledku špatné kvality vstupních dat selhat. Jako výsledek je zapsána hodnota  $nan^2$ .
2. Velké chyby měření. Chyby měření, které přesahují 100 %, v některých případech i o několik řádů.
3. Narušení očekávaného profilu. Výrazné odchýlení ojedinelých bodů od očekávaného (přibližně) hladkého tvaru profilu.

V souladu s těmito kategoriemi jsme sestavili 3 statistiky, které by mohly pomoci odhalit systematický výskyt pozorovaných chyb v konkrétních prostorových bodech a tím lokalizovat daný problém v rámci aparatury diagnostiky:

- S1 Relativní četnost chybových hodnot  $nan$  ve vypočtených hodnotách.
- S2 Relativní četnost (relativních) chyb měření přesahujících hranici  $\sigma_{thr}$  v případě, že neselhal výpočet.
- S3 Souhrnné zpracování prostorových profilů a napočítání jednoduchého odhadu „středního“ profilu.

<sup>2</sup>Z angl. *not a number*. Signalizuje obecnou chybu ve výpočtu.

Relativní četnost označuje četnost podělenou celkovým počtem měření. V případě S2 se do celkového počtu nezapočítávají hodnoty *nan*.

Statistika S3 představuje přímočarý postup, jak kvantifikovat výrazné skokové odchylky v profilu. Každé měření (časový řez) prostorového profilu bylo normalizováno průměrem z 6 nejvyšších hodnot v ose  $z$ .<sup>3</sup> Pak byl z normalizovaných profilů pro každý prostorový bod vypočítán aritmetický průměr s výběrovou směrodatnou odchylkou. Vypočítané hodnoty dohromady utvářejí výsledný odhad „středního“ profilu. Zvolená metoda normalizace zajistila menší směrodatné odchylky oproti analýze bez normalizace a tím zlepšila kvalitu odhadu.

### 3.1.3 Výsledky statistické analýzy

Výsledky statistik na datech  $T_e$  pro poslední období (viz Obr. 3.3) jsou v grafické podobě na Obr. 3.4, Obr. 3.5 a Obr. 3.6. Na Obr. 3.6 jsou zakresleny výsledky statistiky S3 pro data  $n_e$ . Výsledky ze všech období, které ilustrují postupný vývoj v průběhu let, se nacházejí v příloze B. Pro větší přehlednost není prostorovým bodům přiřazena souřadnice  $z$ , pouze je zachováno jejich pořadí, a jsou rozděleny podle příslušnosti ke středové (C, z angl. *core*) či okrajové (E, z angl. *edge*) oblasti. V Tab. 3.1 je popsáno rozdělení bodů mezi polychromátory.

V grafech je možné izolovat několik oblastí, kde se zřetelné projevují určité systematické odchylky:

- C2–C7: Časté selhání zpracování dat (až 35 %) a viditelný propad oproti okolí v rámci středního profilu  $n_e$  a částečně i  $T_e$ .
- C14, C15: Obdobné jako předchozí, selhání v 60 % případů.
- E1: Zvýšený výskyt velkých chyb měření, hodnot *nan* a velká směrodatná odchylka ve středním profilu.
- E2, E3: Skokový propad v rámci středního profilu  $T_e$ .
- E21–E24: Rostoucí charakter směrem k okraji komory ve středním profilu  $n_e$  a větší směrodatná odchylka pro E24.
- E25–E30: Skokové zvýšení četnosti velkých chyb měření.

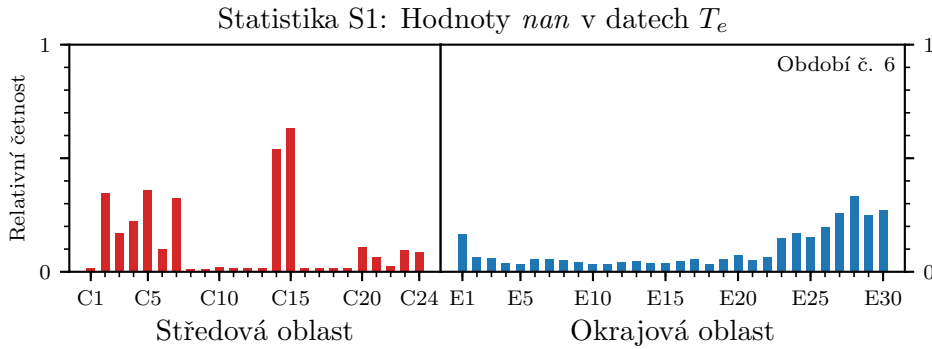
V případě posledních zmíněných bodů E25–E30 by bylo možné diskutovat, že se nacházejí v místech, kde už může být často velmi nízká hustota plazmatu a tudíž příliš nízký poměr signálu ku šumu. To by se však pravděpodobně neprojevilo tak skokově oproti okolí. Podle nákresu na Obr. 2.2 míří prodloužené spojnice těchto bodů přímo na začátek stěny pomocného portu, z čehož by také bylo možné něco dále usuzovat. Ale podle rozšířeného grafu Obr. B.3 mají stejné body zvýšenou četnost velkých chyb už v předchozím období, kdy

<sup>3</sup>Výchozí myšlenka—profily  $T_e$  a  $n_e$  dosahují ve středové oblasti přibližně konstantního maxima a chyby se zde projevují jako skokový pokles oproti tomuto maximu.

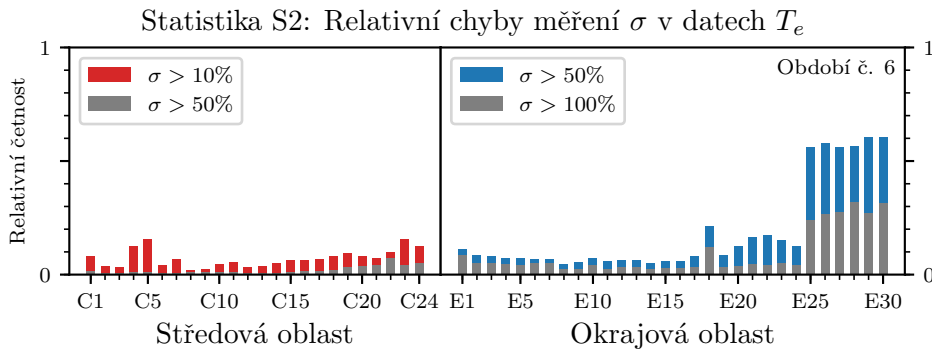
bylo optické uspořádání jiné a směrnice mířily jinam. Proto původ těchto chyb nemá jasné odůvodnění.

Další méně výrazné odchylky jsou pozorovatelné v bodech C20–C24. Podobně také v bodě E18, který je však jeden ze *split-fibre* bodů, které mohou mít z principu zhoršenou sílu signálu a tudíž i větší chyby měření.

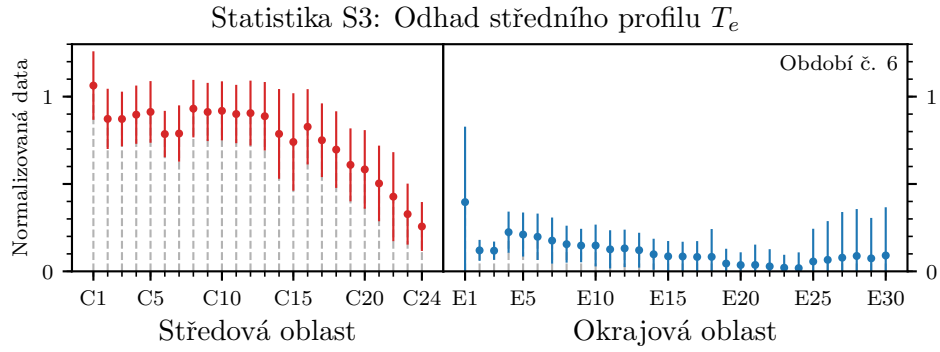
Dodatečně byla zpracována i statistika S3 pro data  $n_e$  nezávisle pro každý z laserů a bez normalizace dat. Cílem bylo prokázat hypotézu, že měření elektronové hustoty se systematicky liší podle použitého laseru (viz časový průběh na Obr. 3.2). Výsledky vynesené v grafu na Obr. 3.8 toto tvrzení konzistentně podporují ve většině prostorových bodů. Avšak bez možnosti využít normalizaci dat jsou směrodatné odchylky větší než pozorované rozdíly, a proto je třeba brát tyto výsledky s určitou rezervou.



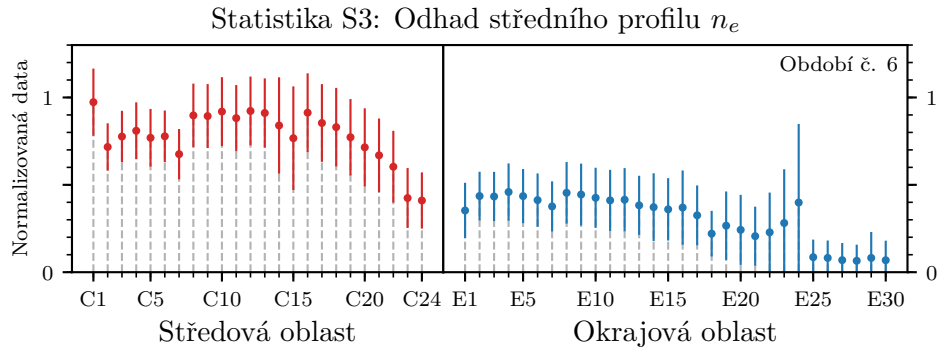
**Obr. 3.4:** Relativní četnost chybových hodnot *nan* v období č. 6 (nejnovější). Zvýšený výskyt je možné pozorovat ve středové oblasti v bodech C2–C7. V případě dvojice bodů C14, C15 selhává výpočet diagnostiky ve více než 50 % případů.



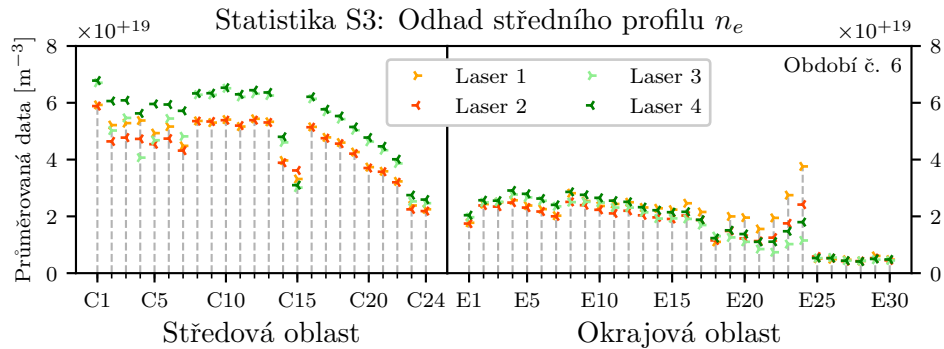
**Obr. 3.5:** Relativní četnost výskytu vysokých rel. chyb měření  $\sigma$  v období 6 (nejnovější). Viditelný výkyv v četnosti vysokých chyb  $\sigma > 50\%$  je v bodě E18. Na konci okrajové oblasti v bodech E25–E30 je výrazný skok.



**Obr. 3.6:** Odhad středního prostorového profilu v období 6 (nejnovější). V několika místech je pozorovatelný skokový pokles vůči okolí, především jde o body C14, C15 a E2, E3. Skoky jsou také v oblasti C2–C7, kde navíc profil ve směru do středu chybně klesá. Dále také hodnota bodu E1 má velký rozptyl.



**Obr. 3.7:** Odhad středního prostorového profilu v období 6 (nejnovější) pro data elektronové hustoty  $n_e$ . Výrazný pokles je pozorovatelný především v bodech C2–C7. Náznak nespojitosti je také v přechodu mezi E24 a E25.



**Obr. 3.8:** Alternativní verze statistiky S3 v období 6 (nejnovější). Jedná se o data hustoty analyzované bez normalizace nezávisle pro každý ze 4 laserů. Směrodatné odchylky (zde nezakreslené) se pohybují mezi  $2\text{--}4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ .

| Bod osy $z$             | Poly. č. | Bod osy $z$             | Poly. č. |
|-------------------------|----------|-------------------------|----------|
| C1 ( <i>split-f.</i> )  | 512      | E1 ( <i>split-f.</i> )  | 514      |
| C2, C3                  | 511      | E2, E3                  | 529      |
| C4, C5                  | 510      | E4, E5                  | 528      |
| C6, C7                  | 509      | E6, E7                  | 527      |
| C8, C9                  | 508      | E8, E9                  | 526      |
| C10, C11                | 507      | E10, E11                | 525      |
| C12, C13                | 506      | E12, E13                | 524      |
| C14, C15                | 505      | E14, E15                | 523      |
| C16, C17                | 504      | E16, E17                | 522      |
| C18, C19                | 503      | E18 ( <i>split-f.</i> ) | 521      |
| C20, C21                | 502      | E19, E20                | 520      |
| C22 ( <i>split-f.</i> ) | 513      | E21, E22                | 519      |
| C23, C24                | 501      | E23, E24                | 518      |
| (a) : Středová oblast   |          | E25, E26                | 517      |
|                         |          | E27, E28                | 516      |
|                         |          | E29, E30                | 515      |
|                         |          | (b) : Okrajová oblast   |          |

**Tab. 3.1:** Seznam propojení mezi prostorovými body na ose  $z$  a polychromátory. Každý polychromátor obsluhuje 2 body (*duplexing*), výjimkou jsou 4 *split-fibre* svazky. Signál z obou polovin těchto půlených svazků musí být zpracován zvlášť.

### 3.1.4 Diskuze možných příčin chyb

První pravděpodobnou příčinou by mohla být stará spektrální kalibrace polychromátorů, která má přímý vliv na zpracování hrubých dat. Používá se i při zpracování kalibračních dat z absolutní kalibrace. Naposledy byla provedena plošně na všech polychromátorech při zavedení diagnostiky v roce 2011. V průběhu času mohlo dojít k degradaci filtrů a ke změně jejich spektrálních charakteristik. Spektra mohou být také naměřena s malou přesností nebo s neznámou systematickou chybou.

Určité problémy, které jsou blíže diskutovány až v podkapitole 3.3, byly pozorovány také ve spojitosti s absolutní kalibrací. Ta se projevuje při výpočtu elektronové hustoty  $n_e$  a může způsobovat odchylky v jejím prostorovém profilu. Částečný vliv na absolutní kalibraci má výše zmiňovaná spektrální kalibrace. Vyloučit však nelze ani další příčiny, jako například parazitní odrazy laserového záření do sběrné optiky.

Další částí aparatury diagnostiky, v pořadí za polychromátory, jsou převodníky analogového signálu na digitální—digitizéry. Připadají vždy 4 na každý z polychromátorů, 1 na každý ze 4 používaných kanálů. Porucha libovolného z celkových 116 digitizérů znehodnotí signál v jednom kanálu, což má potenciál ovlivňovat zpracování dat v rámci jednoho polychromátoru a tím způsobovat systematické odchýlení 1–2 prostorových bodů.

Jak bylo zmíněno již v sekci 2.3.3, automatické zpracování hrubých dat může skončit chybovou hodnotou *nan*, pokud selže  $\chi^2$  test. Toto nastavení

pochází z doby spuštění diagnostiky TS (rok 2011). Na jednu stranu je to praktická signalizace, že hrubá data mají nízkou kvalitu. Na stranu druhou je možné, že hranice, kdy dojde k selhání, není správně odladěná pro aktuálně měřená data a zbytečně vylučuje správná měření.

## 3.2 Spektrální kalibrace

Cílem spektrální kalibrace (zkráceně s.k.) je změřit spektrální charakteristiky 29 používaných polychromátorů. Přestože se pro diagnostiku využívají pouze první 4 kanály, polychromátory mají celkem 5 výstupních kanálů a při kalibraci se měří všechny. Kanál 5 by mělo smysl používat při měření vyšších teplot (několik jednotek keV), kterých se na tokamaku COMPASS nedosahuje. Výstupem jsou kalibrační soubory s 5 sloupci dat, každý sloupec popisuje propustnost jednoho kanálu v závislosti na vlnové délce.

Celé měření se provádí v relativních hodnotách a dává pouze poměrové srovnání propustnosti mezi jednotlivými kanály a v rámci celého systému sběru dat. Určení absolutní propustnosti spadá pod absolutní kalibraci.

### 3.2.1 Popis optické aparatury

Schéma použité aparatury je na Obr. 3.9. K měření jsme použili monochromátor, který generuje vstupní kvazimonochromatický signál ze spojitého spektra výbojky. Postupnou změnou vlnové délky s daným krokem je možné projít požadovanou oblast vlnových délek (750–1075 nm) a zaznamenat sílu signálu v jednotlivých výstupních kanálech polychromátoru.

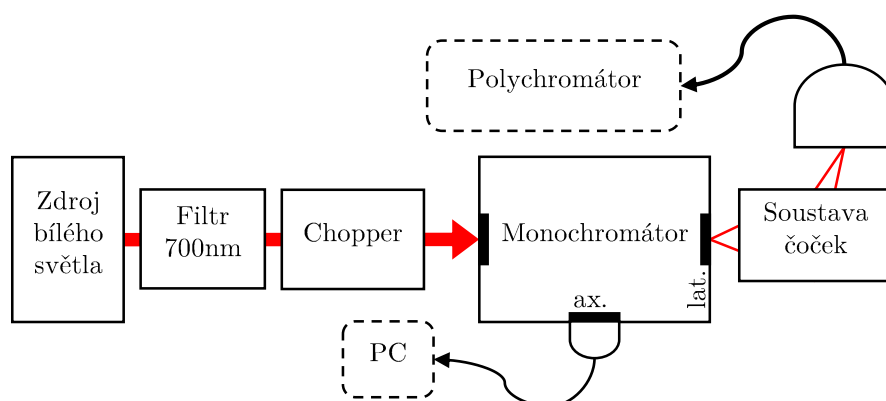
Hlavní části optické aparatury seřazené podle skutečného uspořádání:

1. Zdroj bílého světla
2. Filtr s horní propustí 700 nm
3. *Chopper*<sup>4</sup>
4. Monochromátor
5. Soustava čoček
6. Vstupní svazek optických vláken

Zdrojem bílého světla byla kalibrovaná žárovka se stabilním výkonem řádově 100 W. Spektrum jejího vyzařování jsme měřili před každou etapou kalibrací. K měření jsme používali detektor připojený přes zesilovač, jeho křivka spektrální citlivosti byla dodána výrobcem.

Bílé světlo bylo vedeno přes červený filtr s horní propustí 700 nm, abychom zamezili parazitním překryvům difrakčních maxim v monochromátoru. Při difrakci se do stejného místa zobrazí maximum 1. řádu nastavené vlnové

<sup>4</sup>Z angl. *chop* = sekát. Jde o přístroj, který periodicky zastíňuje světlo (viz dále).



**Obr. 3.9:** Schéma aparatury pro měření spektrálních kalibrací. Při běžném měření se používá laterální výstup a světlo je vedeno do polychromátoru. Axiální výstup slouží pro měření spektra bílého světla.

délky  $\lambda$  spolu s maximem 2. řádu kratší délky  $\frac{1}{2}\lambda$  a obdobně i další reciproké násobky  $\lambda$ .

Před monochromátorem byl umístěn tzv. *chopper*. Tento přístroj rotačním pohybem periodicky stíní světelný signál. Efektivně tak „naseká“ užitečný signál a částečně ho nahradí pozadím. To umožňuje rušivé pozadí průběžně měřit a odečítat. Okamžitý stav zakryto/odkryto se určuje pomocí dvojice optických závor.

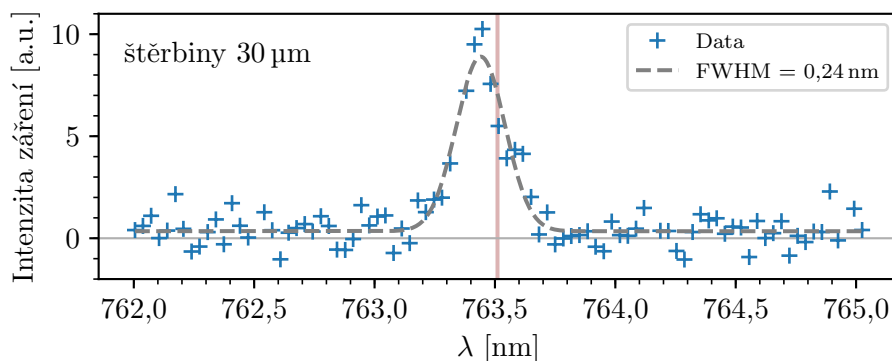
Monochromátor pomocí difrakčního jevu rozkládá bílé světlo, které vchází vstupní štěrbinou. Z výstupní štěrbin vychází kvazimonochromatické světlo o zvolené vlnové délce. Šířka obou štěrbin je nastavitelná a má vliv na šířku spektra výstupního světla a tím na přesnost měření. Užší štěrbina znamená vyšší přesnost na úkor síly signálu. Pro ověření funkčnosti monochromátoru se provádí jeho kalibrace na čárovém spektru. V průběhu s.k. jsme používali nastavení 30  $\mu\text{m}$  na obou štěrbinách.

Světlo, které vychází z výstupní štěrbin, je rozbíhavé a je ho třeba zkoli-movat a zaostřit. K tomu jsme použili soustavu dvou spojných čoček. Světlo jsme zaostřili na svazek optických vláken, který vede optický signál do polychromátoru.

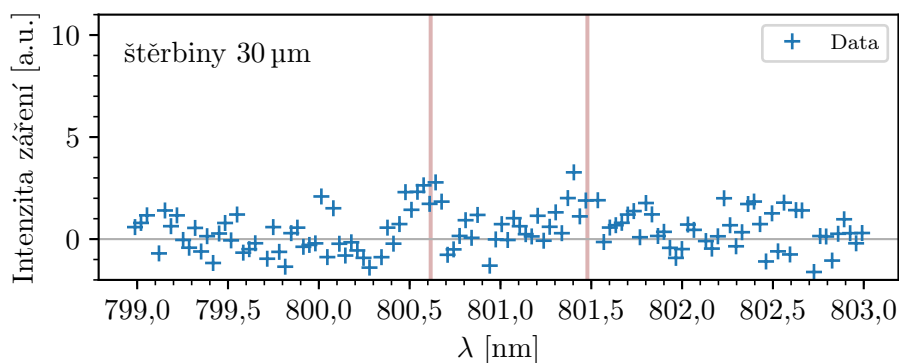
### ■ 3.2.2 Kontrolní kalibrace monochromátoru

Před provedením s.k. jsme ověřovali přesnost monochromátoru pomocí zdroje čárového spektra, kterým byla argon-rtuťová výbojka. Šířku štěrbin jsme nastavili na hodnotu 30  $\mu\text{m}$ , kterou jsme zvolili dle dokumentace [9] vzhledem k plánovanému kroku 0,25 nm pro měření polychromátorů. Výbojku jsme v aparatuře Obr. 3.9 umístili místo zdroje bílého světla. Měření jsme prováděli stejně jako kalibrační měření spektra bílého světla (viz dále), tedy pomocí fotodiody za axiálním výstupem monochromátoru. Za krok pro měření spektrálních čar jsme zvolili hodnotu 0,035 nm.

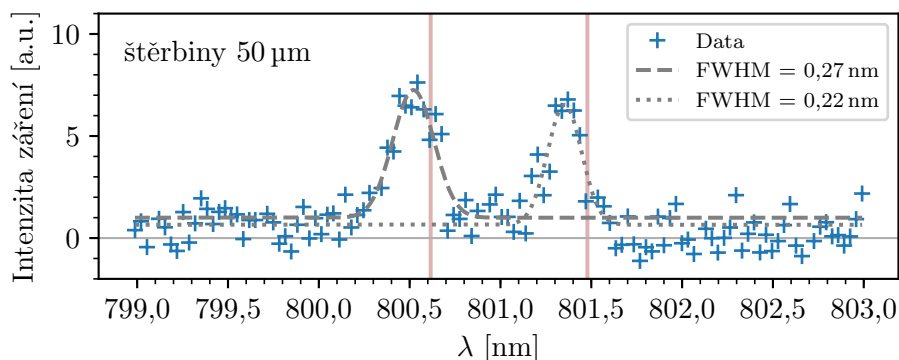
Jako první jsme měřili silnou spektrální čáru argonu 763,51 nm, výsledky jsou na Obr. 3.10. Fitem dat Gaussovou funkcí jsme určili FWHM = 0,24 nm.



**Obr. 3.10:** Kalibrační měření silné argonové čáry 763,51 nm (vyznačeno svisle). Jednotky intenzity jsou uměle zvolené pro účely porovnání s ostatními výsledky na Obr. 3.11 a Obr. 3.12.



**Obr. 3.11:** Kalibrační měření argonového dubletu 800,62 nm a 801,48 nm s nastavením štěrbin 30  $\mu\text{m}$ . Intenzita čar je příliš nízká.



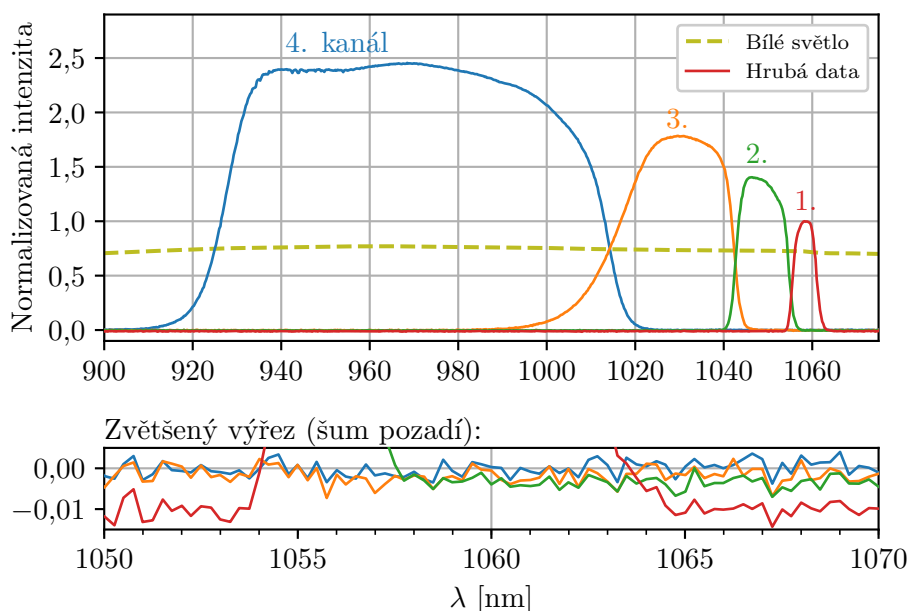
**Obr. 3.12:** Kalibrační měření argonového dubletu 800,62 nm a 801,48 nm s nastavením štěrbin 50  $\mu\text{m}$ . Dublet je rozlišitelný.



Jmenovitě jde o následující úpravy:

- Korekce spektra bílého světla na citlivost fotodiody.
- Korekce spekter polychromátorů na spektrum bílého světla.
- Korekce spekter polychromátorů na nenulový šum.
- Normalizace podle maxima v prvním kanálu.

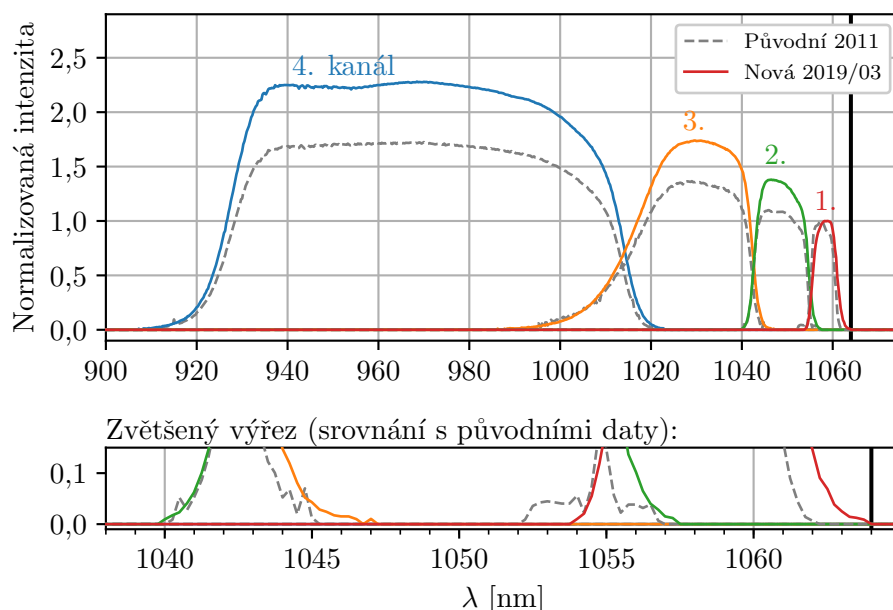
Je dobré připomenout, že náplní s.k. je měřit pouze tvary jednotlivých spektrálních kanálů daného polychromátoru. Proto není třeba při korekcích uvažovat jakékoliv absolutní převodní konstanty a normalizace má dobrý smysl. Výše zmíněné úpravy jsou podrobněji popsány v následujícím textu, který je doplněn příkladem normalizovaných hrubých dat na Obr. 3.13 a zpracovaných dat na Obr. 3.14. V grafech je vynechán 5. kanál, který se pro diagnostiku nepoužívá.



**Obr. 3.13:** Záznam hrubých dat z nové spektrální kalibrace polychromátoru č. 519, barevně jsou rozlišeny kanály 1–4. Přerušovanou čarou je vyznačeno spektrum bílého světla (po korekci, viz text), které bylo použito při měření.

Spektrum bílého světla jsme měřili kalibrovanou fotodiodou. Pomocí dat, která popisují její spektrální citlivost, jsme provedli korekci všech měření bílého světla. Takto opravená měření bílého světla z příslušného dne jsme pak použili ke korekci spekter polychromátorů. Z praktického hlediska šlo v obou případech o podělení opravovaných dat interpolací korekčního spektra.

Pozadí bylo při měření průběžně odečítáno pomocí *chopperu*. Filtry v polychromátorech jsou konstruovány tak, aby měly v nepropustných oblastech velmi vysoký útlum (řádově  $< 10^{-5}$ ). Proto se v rámci s.k. předpokládají



**Obr. 3.14:** Finální data z nové spektrální kalibrace polychromátoru č. 519 po aplikování všech korekcí, barevně jsou rozlišeny kanály 1–4. Pro porovnání je přerušovanou čarou zakreslena původní kalibrace z roku 2011. Svislá černá linie značí vlnovou délku laseru 1064 nm.

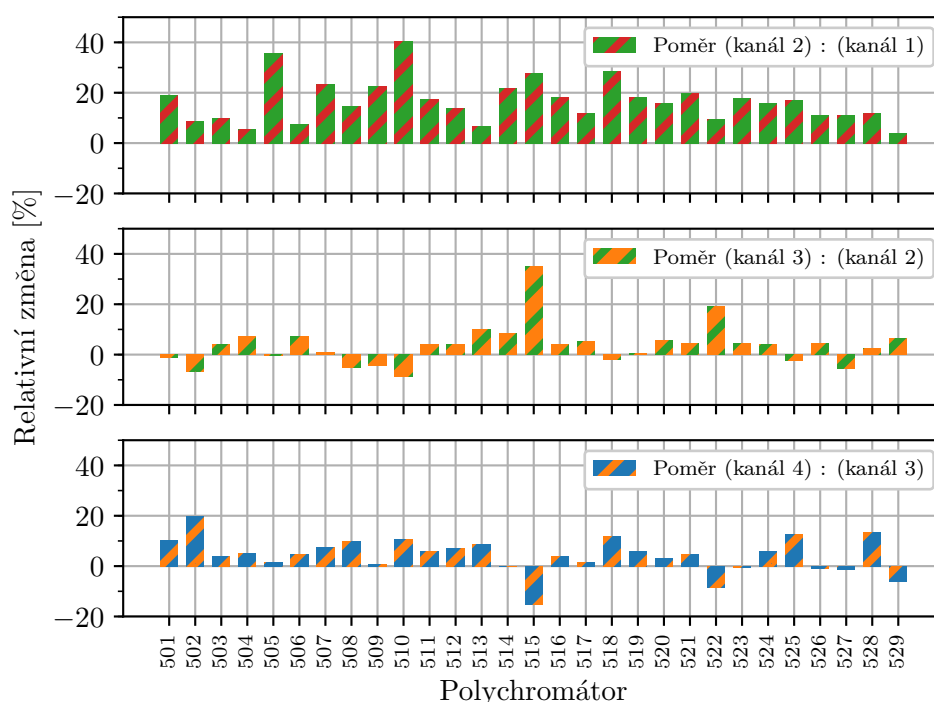
v nepropustných oblastech nulové hodnoty a přítomný šum se standardně přepisuje nulovými hodnotami. Šum pozadí z provedené s.k. je znázorněn ve zvětšeném výřezu na Obr. 3.13. Ukázalo se, že nulové hladiny všech měření jsou posunuté do záporných hodnot a posuny se liší mezi kanály. Příčinou byla pravděpodobně nedokonalost *chopperu*. Data jsme opravili zpětným posunem o průměr z hodnot v nepropustných oblastech filtrů. Po této opravě byly v každém z měření určeny hranice šumu jako 1,5 násobek maximální hodnoty v nepropustné oblasti a všechny hodnoty pod těmito hranicemi byly přepsány na nulu.

Na závěr jsme měření znormalizovali na maximální hodnotu v prvním kanálu, čímž jsme převedli data spektrální kalibrace do standardizovaného formátu. Příklad výsledných dat je na Obr. 3.14.

### 3.2.5 Srovnání výsledků s původní kalibrací

Na Obr. 3.14 je možné v grafu, který srovnává původní a nové kalibrace pro jeden zvolený polychromátor, pozorovat tři časté odlišnosti.

První z nich je nárůst celkové propustnosti u všech kanálů s výjimkou 1. kanálu, podle něhož byla data normalizována. Zde může být příčinou změna zmíněného 1. kanálu, která se promítla do ostatních kanálů díky normalizaci. Je však otázkou, zda došlo ke změně jeho fyzikálních parametrů, nebo jde spíše o blíže neurčené odlišnosti v provedení kalibrace. Tento trend



**Obr. 3.15:** Souhrnná analýza rozdílů mezi původní a novou spektrální kalibrací. Rozdíly jsou kvantifikovány jako přírůstek (nová oproti původní) poměrů vybraných dvojic kanálů. Poměrem kanálů se rozumí poměr mezi jejich celkovými propustnostmi.

je společný pro většinu polychromátorů.

Druhou odlišností jsou lokální fluktuace v datech původní kalibrace, viditelné ve zvětšeném výřezu na Obr. 3.14 (zřetelné „výstupky“). Jejich velikost se v tomto případě pohybuje kolem 5 % maxima kanálu 1, což mohlo mít na diagnostiku nezanedbatelný vliv. Mohlo by jít o pozůstatky šumu pozadí, které nebyly odstraněny v rámci korekce na nenulový šum. Potom by to navíc znamenalo, že náhodná chyba měření původních kalibrací byla o řád vyšší než v případě nových kalibrací (viz výřez v hrubých datech na Obr. 3.13).

Poslední z trojice odlišností je malý posun (popř. rozšíření) spektra v ose vlnové délky, který byl pozorován jen u některých polychromátorů. Rozšíření je částečně vidět ve zvětšeném výřezu na Obr. 3.14, zde jde hlavně o 1. kanál. Tato odchylka není uniformní a dosahuje velikosti až 1 nm. Proto ji není možné spojit s výrazně menším posunem, který byl objeven při kalibraci monochromátoru v sekci 3.2.2. V případě některých polychromátorů dosahuje rozšíření spektra prvního kanálu do velmi blízkého okolí vlnové délky laseru 1064 nm. To by v extrémní případě mohlo vést k propouštění nežádoucího parazitně odraženého záření.

Dále byla data původní a nové kalibrace souhrnně analyzována, aby bylo možné odhadnout vliv na zpracování dat diagnostiky TS. Na zpracování dat má vliv vzájemný poměr mezi propustnostmi jednotlivých kanálů a nikoliv

přímo jejich hodnota (stejná změna ve všech kanálech by neměla vliv). Proto byly pro každý polychromátor napočítány poměry celkové propustnosti mezi dvojicemi kanálů, jmenovitě 2:1, 3:2 a 4:3. Celková propustnost byla spočtena numericky jako integrál spektra daného kanálu. Výsledky analýzy na Obr. 3.15 zobrazují procentuální přírůstek těchto poměrů v nových kalibracích oproti původním.

Nejvíce se změnil poměr mezi kanály 2 a 1 (20–40 %), změny ostatních poměrů jsou ve většině případů menší (kolem 10 %). Z hlediska všech poměrů výrazněji vystupují polychromátory 515 a 522. Mimo to se změny celkově zdají být náhodné a bez dalších výrazných prvků. Nová kalibrace má potenciál hromadně ovlivnit zpracování dat ve všech prostorových bodech, ale otázka příčiny systematických odchylek v určitých bodech tím není jednoznačně zodpovězena.

### 3.3 Absolutní kalibrace

Absolutní kalibrace je rutinní proces, který je na tokamaku COMPASS opakován několikrát ročně. Provedení kalibrace jako takové nebylo součástí této práce. V této podkapitole jsou pouze prezentovány výsledky nové kalibrace, která proběhla po spektrálních kalibracích. Na základě výsledků je diskutován vliv zmíněné spektrální kalibrace a povaha systematických odchylek měření, které jsou pozorovány speciálně v rámci absolutní kalibrace.

#### 3.3.1 Výsledky nové absolutní kalibrace

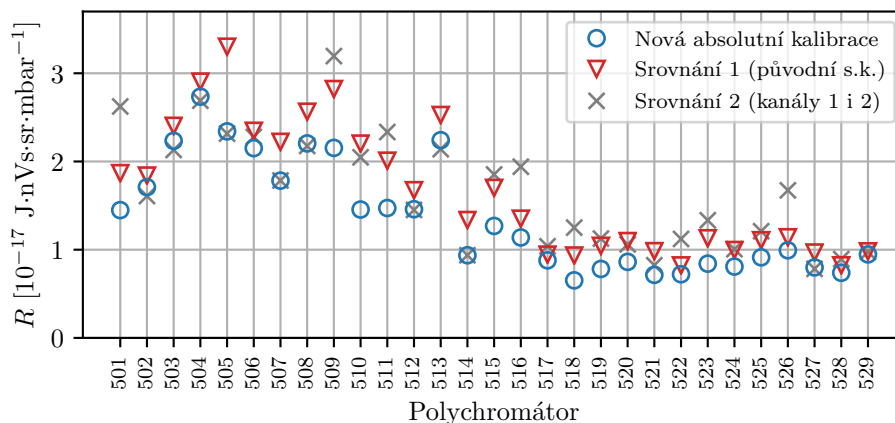
Výsledkem absolutní kalibrace jsou konstanty  $R$ , tzv. *Raman product*, které v sobě zahrnují všechny systémové konstanty. Hodnota  $R$  je různá pro každý ze 4 laserů a každý z 29 polychromátorů. Díky metodě *duplexing* navíc do každého polychromátoru přicházejí dva signálové pulzy po různě dlouhých optických cestách. Proto je třeba určit celkem  $2 \times 4 \times 29$  absolutních konstant *Raman product* označovaných  $R$ .

Postup měření je popsán v sekci 2.3.4. Pro výpočet konstant je možné použít data z 1. i z 2. kanálu polychromátorů. Teoreticky by měly výsledky obou výpočtů vyjít stejně, protože informace o rozdílu mezi kanály je zahrnuta už ve spektrálních kalibracích. Druhá kontrola vychází z teorie Ramanova rozptylu, podle které by závislost velikosti naměřeného signálu na tlaku plynu měla být lineární a procházet počátkem.

Příklad<sup>6</sup> výsledků nové absolutní kalibrace, při které byla použita nová spektrální kalibrace, je zakreslen v grafu na Obr. 3.16. Pro srovnání jsou přidány výsledky při použití staré spektrální kalibrace. V obou případech byla zpracovávána data pouze z 2. kanálu. Příklad, kdy je použita nová spektrální kalibrace a jsou zahrnuta i data z 1. kanálu, je reprezentován třetí datovou řadou v grafu. Výsledky pro ostatní lasery a druhý pulz (tj. 7 dalších kombinací), které měly podobný charakter, zde již nejsou vykresleny. Dále

<sup>6</sup>Jmenovitě jde o data pro laser 1 a první pulz.

jsou diskutovány výsledky všech 8 možných kombinací jako celek, nikoliv pouze příklad uvedený na Obr. 3.16.



**Obr. 3.16:** Část výsledků nové absolutní kalibrace (laser 1, první pulz), která byla zpracována za použití nové spektrální kalibrace. Srovnání popořadě ilustrují vliv spektrální kalibrace a rozdíly při zahrnutí dat z 1. kanálu.

### 3.3.2 Vliv spektrální kalibrace

Podle výsledků absolutní kalibrace v grafu na Obr. 3.16 došlo při použití nové spektrální kalibrace ke změně. Pozorovatelné je souhrnné zmenšení konstant  $R$ . V případě některých polychromátorů, např. 505, 509, 510 a 511, jsou změny výraznější. To dohromady do jisté míry souhlasí se závěry o nové spektrální kalibraci a se shrnutím na Obr. 3.15. Výsledný dopad těchto změn na zpracování dat z diagnostiky je však provázaný se změnami ve spektrální kalibraci a není možné ho jednoduše předpovídat.

### 3.3.3 Problematika dat z 1. kanálu

Původně se v rámci absolutní kalibrace používal průměr z výsledků pro 1. a 2. kanál, neboť by se z principu měly lišit pouze o náhodné chyby měření. V poslední době se oba výsledky pro některé polychromátory liší znatelně, viz příklad druhého srovnání v grafu na Obr. 3.16. Ukazuje se, že závislost naměřených data z 1. kanálu na tlaku plynu není vždy lineární a při extrapolaci do nulového tlaku neklesá intenzita rozptylu k nule. To neodpovídá modelu Ramanova rozptylu a proto se v současné době data z 1. kanálu k absolutní kalibraci nepoužívají.

Pravděpodobnou příčinou by mohl být vliv nějakého rychle proměnného rušení, které není odfiltrováno *highpass* filtry polychromátorů. Jednou z možností je nežádoucí náhodný odraz části laserového svazku do sběrné optiky. Pokud k rušení skutečně dochází, potom jsou nejspíše stejné polychromátory, resp. prostorové body, ovlivňovány i při běžném běhu diagnostiky. V Tab. 3.2

je seznam výrazně ovlivněných polychromátorů, resp. prostorových bodů, který je možné srovnat s se systematickými chybami v profilech.

| Polychromátor č. | 501      | 509–511 | 516–517* | 518      |
|------------------|----------|---------|----------|----------|
| Prostorový bod   | C23, C24 | C2–C7   | E25–E28  | E23, E24 |

**Tab. 3.2:** Seznam polychromátorů a souvisejících prostorových bodů, jejichž výsledky absolutní kalibrace se výrazně odlišují podle zahrnutí či nezahrnutí 1. kanálu do výpočtu. Označení \* znamená, že změny byly pozorovány převážně jen laserů 1 a 2.

## 3.4 Digitizéry

Příčinou některých systematických chyb diagnostiky mohou být vadné digitizéry. Digitizéry převádí analogový signál z výstupních kanálů polychromátorů na digitální. Celkem jde o 116 přístrojů, z nichž každý má potenciál ovlivnit výsledná data diagnostiky. Vzhledem k jejich velkému počtu byl proveden užší výběr podezřelých přístrojů na základě hrubých dat z databáze. Vybrané přístroje pak byly zkontrolovány prostřednictvím přímého měření.

### 3.4.1 Průzkum hrubých dat

Ke zkoumání byla k dispozici hrubá data z běžného provozu diagnostiky a hrubá data z aktuální absolutní kalibrace, která byla provedena spolu s novou spektrální kalibrací. Při běžném provozu je ve velké části okrajové oblasti nízká hustota a teplota plazmatu, které způsobují nízkou sílu zdrojového signálu pro některé polychromátory, především pak ve vyšších kanálech. V případě absolutní kalibrace je zdrojový signál ve všech prostorových bodech přibližně stejně silný, ale z principu nedosahuje do 3. a 4. kanálu. Běžně se však určitá část měření v průběhu kalibrace nezdaří (pravděpodobně z důvodu zažehnutí výboje v plynu), což se projevuje silným signálem i ve 3. a 4. kanálu. Ukázalo se, že díky tomu byla tato nezdařená měření nejvhodnější pro průzkum funkčnosti digitizérů.

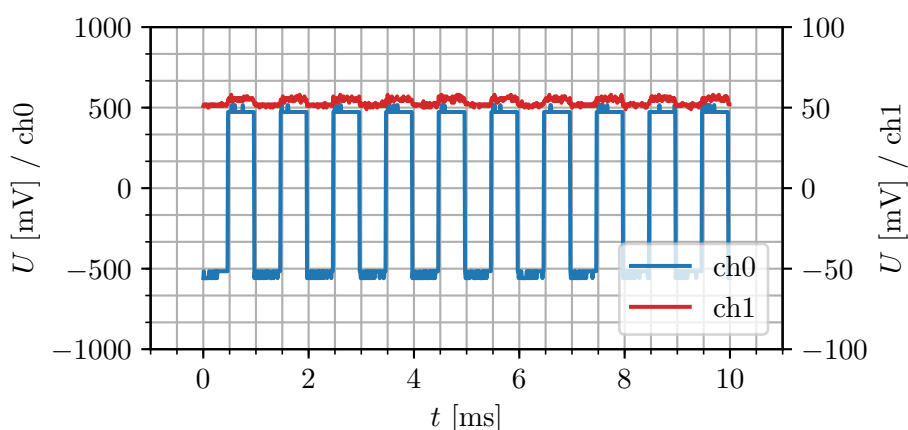
Digitizéry převádějí analogový signál na diskrétní hodnoty v rozsahu od  $-127$  do  $127$ . Jeden záznam má délku 1000 časových bodů se vzorkovací frekvencí 1 GHz. Do každého polychromátoru je vedena dvojice vzájemně zpožděných optických signálů. Běžná hrubá data zaznamenaná digitizérem pak mají formu dvou napětových píků o šířce cca 15 ns a s rozestupem 70 ns.

Nefunkční digitizér na výstupu z kanálu žádný signál nezaregistruje a v jeho hrubých datech nebudou žádné výkyvy oproti pozadí. Na základě tohoto předpokladu byla analyzována hrubá data z několika měření a pro každý digitizér byla určena průměrná síla registrovaného signálu (velikost píků oproti pozadí). Na základě výsledků této analýzy byl sestaven užší výběr digitizérů, které měly velmi malou, v jednom případě i nulovou, sílu signálu.

### 3.4.2 Kontrola vybraných digitizérů

Digitizéry z užšího výběru byly jeden po druhém manuálně testovány proměnným signálem z funkčního generátoru. Odhalen byl jeden vadný, ostatní byly v pořádku a signál zpracovávaly správně. Hluchý výstup vadného digitizéru v porovnání s funkčním je na Obr. 3.17. Vadný digitizér byl původně zapojen za 4. kanál polychromátoru č. 529.

V průběhu kontroly bylo také zjištěno, že 3. a 4. kanál polychromátoru č. 514 byly zapojeny odlišně, než jak bylo uvedeno v konfiguračním souboru.



**Obr. 3.17:** Záznam z kontroly vadného digitizéru (ch1), srovnáváno s druhým funkčním digitizérem (ch0). Na vstup digitizérů byl připojen generátor funkcí, který byl nastaven na obdélníkové pulzy s frekvencí 1 kHz. V grafu je vidět, že vadný digitizér je satureovaný a na signál reaguje pouze drobnými výkyvy.

### 3.4.3 Shrnutí nálezů a opravy

Jako vadný se ukázal být pouze jeden digitizér, který byl zapojen za 4. kanál polychromátoru č. 529. Tomu podle Tab. 3.1 odpovídají body E2 a E3. Z výsledku statistiky S3 pro  $T_e$  na Obr. 3.6 je vidět, že vada digitizéru způsobila pravidelnou systematickou chybu. Rozšířené grafy na Obr. B.4 v příloze navíc ukazují, že vada se projevovala už v průběhu období č. 2, tj. v první polovině roku 2014. Tato chyba byla opravena přepojením výstupu polychromátoru do jednoho z náhradních digitizérů.

Prohozené zapojení digitizérů obsluhujících 3. a 4. kanál polychromátoru č. 514 mohlo podle Tab. 3.1 ovlivnit bod E1. Toto tvrzení opět podporuje stejná statistika na Obr. 3.6 a v rozšířené verzi na Obr. B.4, kde má zmíněný bod pravidelně vysokou směrodatnou odchylku. Zajímavé je, že podle Obr. 3.4 diagnostika vyhodnotila výpočet jako chybný pouze v méně než 20 % případů. Může to být další ukazatel nedokonalosti v implementaci kritéria chybného výpočtu. Záměna byla napravena a přepsáním konfiguračního souboru bylo možné zpětně opravit i stará data.

## ■ 3.5 Aplikování oprav, analýza a diskuze jejich účinku

### ■ 3.5.1 Aplikované opravy

Seznam provedených oprav zahrnuje následující:

- Nová spektrální kalibrace (leden–březen 2019)
- Nová absolutní kalibrace (leden–březen 2019)
- Kontrola digitizérů (květen 2019)

Nová a původní spektrální kalibrace se podle srovnání v grafu na Obr. 3.15 jednoznačně liší. Neprokázala se existence jednoho konkrétního defektu, určité změny se vyskytují u všech polychromátorů. Bylo diskutováno, že měření při původní kalibraci mohlo být ovlivněno vysokou hladinou šumu. Vliv takových souhrnných změn na zpracování dat diagnostiky není možné jednoduše předpovídat.

V návaznosti na spektrální kalibraci byla provedena absolutní kalibrace, která na první zmíněné přímo závisí. Samotná absolutní kalibrace může mít vliv na hodnoty hustoty  $n_e$  a pozorované oscilační vlastnosti, které korelují se střídáním laserů.

Kontrola digitizérů odhalila jeden vadný přístroj a jednu záměnu v zapojení. Záměnu, která ovlivňovala bod E1, bylo možné opravit i zpětně ve starých datech. Vliv vadného digitizéru na bod E1 ze starých dat odstraněn nebyl.

### ■ 3.5.2 Výběr dat k analýze

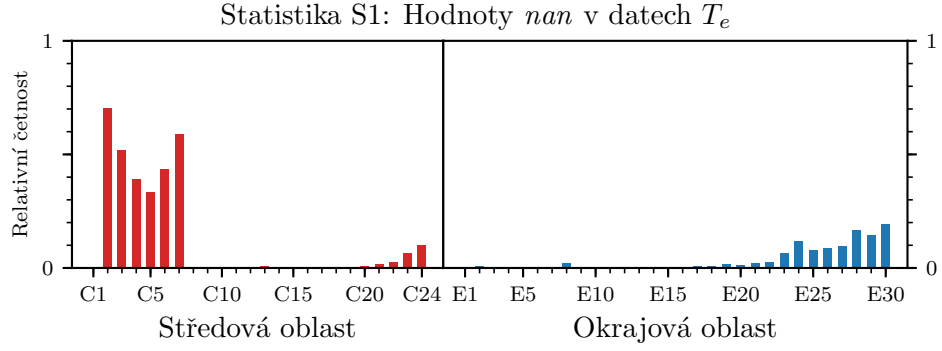
Pro analýzu účinku provedených oprav bylo vybráno období bezprostředně po kalibracích (konec února), aby byl co nejlépe demonstrován jejich vliv. Toto období tvořilo 89 výbojů v rozmezí mezi #18081 a #18178. Je třeba zmínit, že oproti předchozím statistikám jde o výrazně menší soubor. Pro jednoduché srovnání je však stále dostatečně statisticky významný.

Menší velikost souboru umožňovala v přijatelném čase několikrát všechna data přepočítat a testovat kombinace různých verzí kalibračních souborů na jednom vzorku.

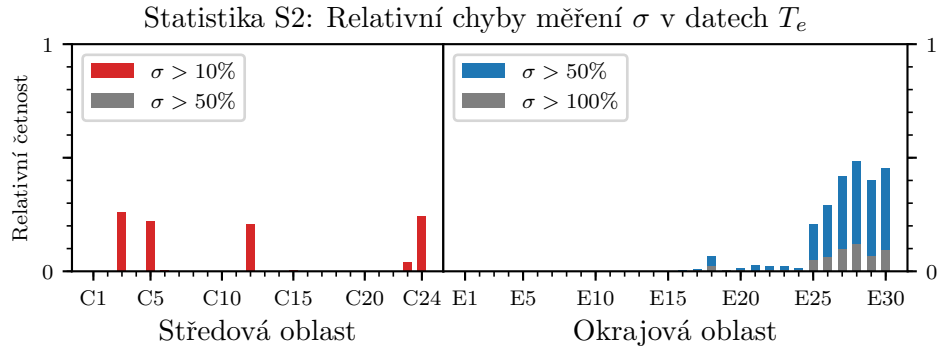
### ■ 3.5.3 Výsledky analýzy

Vybraný soubor výbojů byl zpracován za použití nové spektrální a absolutní kalibrace. Zpracovaná data byla analyzována pomocí statistik S1–S3 zavedených v podkapitole 3.1. Na Obr. 3.18, Obr. 3.19 a Obr. 3.20 jsou zakresleny výsledky pro  $T_e$ , na Obr. 3.21 a Obr. 3.22 jsou výsledky pro  $n_e$ .

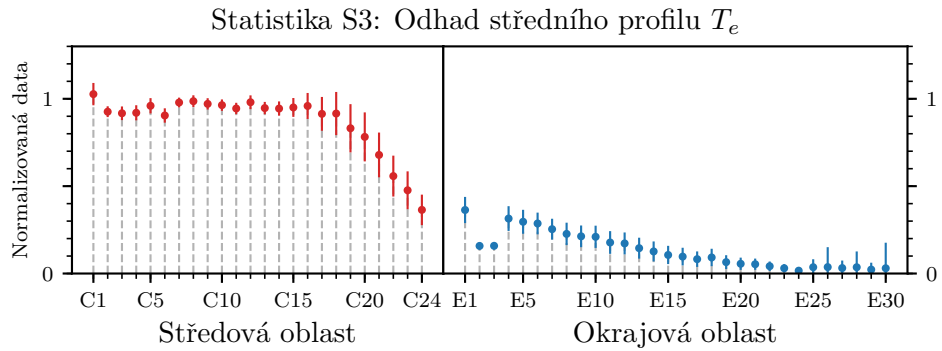
Výsledky je možné porovnávat s původní analýzou chyb v sekci 3.1.3. Celkově je možné mluvit o částečném zlepšení. Plné nápravy bylo dosaženo



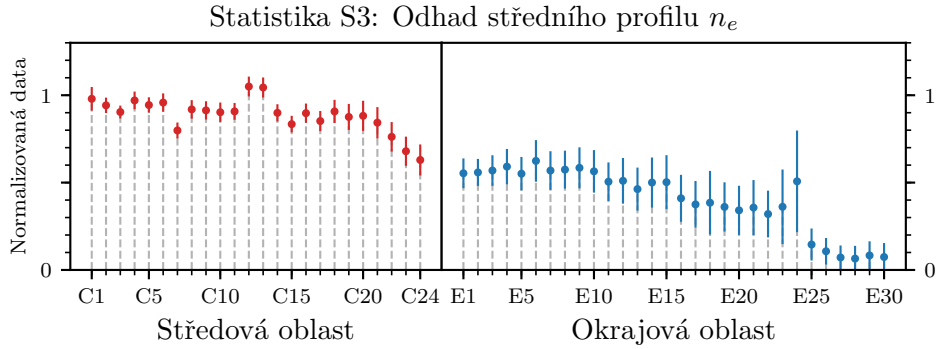
**Obr. 3.18:** Relativní četnost hodnot  $nan$  v datech  $T_e$  po aplikování oprav. Zůstává velký výskyt chybových hodnot v oblasti C2–C7 a pozvolný nárůst od E23.



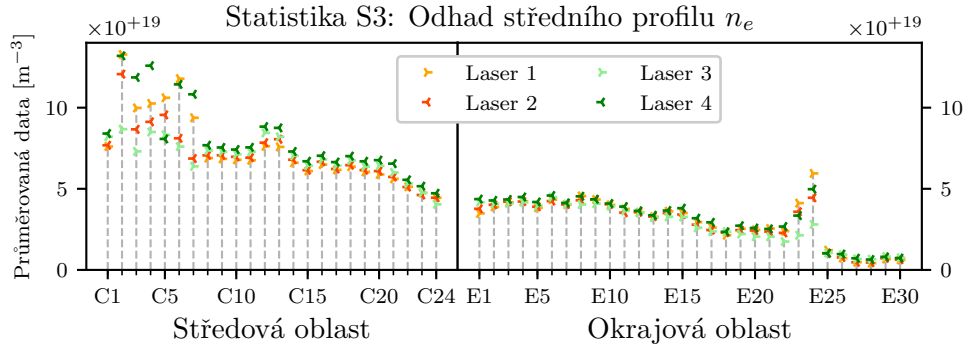
**Obr. 3.19:** Relativní četnost vysokých chyb měření v datech  $T_e$  po aplikování oprav. Ve středové oblasti se již vůbec nevyskytují chyby nad 50 %. Zůstává nárůst mezi E25–E30, ale už se nezdá být tolik skokový.



**Obr. 3.20:** Střední profil normalizovaných dat  $T_e$  po aplikování oprav. Profil se zdá být více vyhlazený, propady hodnot nejsou tak výrazné. Body E2 a E3 jsou pouze důsledkem vadného digitizéru, který byl vyměněn až později.



**Obr. 3.21:** Střední profil normalizovaných dat  $n_e$  po aplikování oprav. Systematický propad v C2–C7 byl z větší části vyhlazen, ale různé menší odchylky ve středové i v okrajové oblasti stále přetrvávají.



**Obr. 3.22:** Střední profil dat  $n_e$  po aplikování oprav, ve kterém jsou rozlišena data podle laserů. V okrajové oblasti se hodnoty mezi lasery liší velmi málo, ve středové zůstávají výrazné rozdíly především v bodech C2–C7.

v bodech ovlivněných digitizéry tj. E1 a E2–E3<sup>7</sup>. Avšak ve výsledcích se stále vyskytuje množství menších odchylek a zvýšená četnost chybových hodnot. Jde především o středovou oblast a body C2–C7.

Dalším pozorování je fakt, že ve většině bodů, kde předtím byla nízká četnost velkých chyb nebo hodnot *nan*, je teď četnost prakticky nulová. To by mohl být pozitivní projev nové spektrální kalibrace, ale může jít i o důsledek menší velikosti statistického souboru.

Výsledky v grafu Obr. 3.22 naznačují, že kombinace nové spektrální a absolutní kalibrace napomohla snížit rozdíly mezi lasery. Největší odchylky zůstávají opět v bodech C2–C7.

Druhá analýza byla provedena na datech, která byla zpracována s pomocí nové absolutní a staré spektrální kalibrace. Jejím cílem bylo vytvořit

<sup>7</sup>Opravu těchto dvou bodů, která byla provedena až v květnu, není možné zpětně aplikovat na data, která byla měřena dříve. Proto je v grafu na Obr. 3.20 stále pozorovatelná odchylka.

určitý mezistupeň a oddělit vliv každé ze zmíněných kalibrací. Výsledky a podrobnější diskuze na toto téma se nachází v příloze C.

#### ■ 3.5.4 Diskuze o dalším možném postupu

Na základě předchozích závěrů je možné konstatovat, že aplikování oprav mělo alespoň částečně pozitivní účinek a došlo k celkovému zlepšení. Opravy tak zřejmě měly dobrý smysl. Faktem ale je, že některé body se stále zdají být ovlivněny systematickou chybou. Nejvýrazněji se projevují body některé body ze středové oblasti, především pak body C2–C7. Dále také např. C23–C24 (Obr. 3.18, Obr. 3.19) a C12–C13 (Obr. 3.21).

V podkapitole 3.3 byly diskutovány problémy s daty v 1. kanálu některých polychromátorů, které se objevují při měření absolutní kalibrace. Z pozorování vyplývá, že v 1. kanálu je v některých případech detekován silnější signál, než jaký by tam měl být podle dat v 2. kanálu. Uvažuje se, že příčinnou by mohly být nežádoucí odrazy laserového záření do sběrné optiky. To podporují také další pozorování:

- Výsledky nové spektrální kalibrace, diskutované v podkapitole 3.2, ukázaly, že u mnohých polychromátorů zasahuje spektrum 1. kanálu velmi blízko vlnové délce laseru.
- V Tab. 3.2 jsou vypsány body, u kterých se výsledky absolutní kalibrace liší podle (ne)zahrnutí dat z 1. kanálu. Nejvýraznější rozdíly jsou pro body C2–C7. Srovnáním s výsledky analýzy je možné u mnohých pozorovat korelaci s pozorovanými odchylkami.
- Dodatečně byl vypracován stručný průzkum hrubých dat z měření nepovedeného vakuového výboje (bez plazmatu). Výsledky jsou prezentovány v příloze D a potvrzují přítomnost rušivého signálu v 1. kanálu, který nemůže pocházet z Thomsonova rozptylu.

Pro definitivní potvrzení hypotézy o parazitních odrazech by bylo potřeba provést podrobnější cílený výzkum. Přímá kontrola trasy laserových svazků a hledání míst uvnitř vakuové aparatury, kde k odrazům dochází, je komplikovaná úloha. Proto je lepší zvažovat jiná přístupnější řešení.

Nabízí se navázat na průzkum z přílohy D a ověřit jeho výsledky na větším souboru výbojů. Tento přístup by mohl přinést další informace o charakteru rušivého signálu bez nutnosti provádět nové experimenty. Na druhou stranu by bylo potřeba navrhnout efektivní způsob, jak hledat vhodné vakuové výboje v databázi. Druhou možností je cíleně provádět nová vakuová měření.

Pokud by se prokázalo, že rušení má relativně stabilní charakter bez výrazných fluktuací, bylo by možné přistoupit k zavedení opravy, která je taktéž demonstrována v příloze D. Rutinní verze opravy by mohla mít formu další pravidelné kalibrace. Jak často by takovou kalibraci bylo potřeba opakovat, záleží na především výsledcích zkoumání stability rušení. V případě malých změn by se mohla provádět spolu s absolutní kalibrací. Naopak nejlepšího účinku by bylo možné dosáhnout prostřednictvím krátkých přípravných měření těsně před napuštěním plynu a začátkem výboje.



## Závěr

Tato práce se zabývala průzkumem diagnostického systému Thomsonova rozptylu (TS) na tokamaku COMPASS, který v současné době vykazuje systematické defekty v naměřených hodnotách. Diagnostika TS hraje klíčovou roli při měření základních parametrů plazmatu, jakými jsou elektronová teplota  $T_e$  a elektronová hustota  $n_e$ .

V kapitole 1 byl prezentován základní teoretický popis Thomsonova rozptylu jako jevu, který je pozorován při interakci elektromagnetického záření s nabitou částicí. Navazující kapitola 2 obsahovala shrnutí principu využití TS pro diagnostiku plazmatu a jako příklad byly uvedeny dva hlavní typy používaných systémů. Následoval také podrobný popis aparatury, která se používá na tokamaku COMPASS.

Prvním úkolem hlavní části práce v kapitole 3 bylo odhalit zdroje chyb, které způsobují defekty teplotních a hustotních profilů diagnostiky Thomsonovým rozptylem. Za tímto účelem byla vypracována statistická analýza dat, která pomohla vytvořit základní přehled o současné situaci a diskutovat konkrétní podezřelé prostorové body. Výsledky jsou na Obr. 3.4, Obr. 3.5, Obr. 3.6, Obr. 3.7 a Obr. 3.8.

V rámci dalšího postupu bylo navrženo několik možných příčin a jejich oprav. Byla provedena nová spektrální kalibrace polychromátorů, nová absolutní kalibrace a kontrola digitizérů. Poslední zmíněný krok přinesl dva konkrétní nálezy, které měly vliv na defekty v bodech E1–E3. Pro demonstraci účinků kalibrací byla zopakována statistická analýza profilů. V tomto případě byl zvolen menší soubor výbojů z období bezprostředně po dokončení kalibrací. Výsledky jsou na Obr. 3.18, Obr. 3.19, Obr. 3.20, Obr. 3.21 a Obr. 3.22. Bylo diskutováno jejich srovnání s původní analýzou a úspěšnost aplikace oprav.

Závěrečné výsledky ukázaly, že opravy měly pozitivní účinek a stav diagnostiky byl pro budoucí použití částečně vylepšen. Přesto významná část defektů přetrvávala. Nejproblematictější oblastí se ukázaly být body C2–C7 a konec okrajové oblasti. Byla odhalena spojitost mezi těmito (a dalšími) body a systematickými chybami, které byly často pozorovány při měření absolutní kalibrace. Na základě této spojitosti a dalších pozorování byla dodatečně zkoumána hypotéza o přítomnosti rušivého signálu. Výsledky zkoumání hypotézu podpořily. Byl navržen další postup, jak tyto závěry ověřit na větším souboru dat a byla diskutována možnost opravy souvisejících defektů.



## Příloha A

### Literatura

- [1] M. Aftanas, P. Bohm, P. Bilkova, V. Weinzettl, J. Zajac, F. Zacek, J. Stockel, M. Hron, R. Panek, R. Scannell, and M. J. Walsh. High-resolution Thomson scattering system on the COMPASS tokamak: Evaluation of plasma parameters and error analysis. *Review of Scientific Instruments*, 83(10):10E350, 2012.
- [2] P. Bilkova, P. Bohm, M. Aftanas, M. Sos, A. Havranek, D. Sestak, V. Weinzettl, M. Hron, R. Panek, and the COMPASS team. High resolution thomson scattering on the COMPASS tokamak—extending edge plasma view and increasing repetition rate. *Journal of Instrumentation*, 13(01):C01024, 2018.
- [3] P. Böhm. *Temporally and spatially resolved evolution of plasma in the COMPASS tokamak*. PhD thesis, CTU, 2012.
- [4] F. F. Chen. *Úvod do fyziky plazmatu*. Academia, Praha, ČSR, 1984.
- [5] H. Dreicer. Electron and ion runaway in a fully ionized gas. I. *Phys. Rev.*, 115:238–249, 1959.
- [6] Harris Geospatial Solutions, Inc. Scientific programming language IDL. <https://www.harrisgeospatial.com/Software-Technology/IDL/>. [Online; dostupné 23.6.2019].
- [7] E. Jones, T. Oliphant, P. Peterson, et al. SciPy: Open source scientific tools for Python. <http://www.scipy.org/>. [Online; dostupné 23.6.2019].
- [8] M. Y. Kantor, A. J. H. Donné, R. Jaspers, and H. J. van der Meiden and. Thomson scattering system on the TEXTOR tokamak using a multi-pass laser beam configuration. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 51(5):055002, feb 2009.
- [9] Newport Corporation. *Cornerstone 260 1/4m Monochromator Family - User's Manual*.
- [10] C. M. Penney, R. L. S. Peters, and M. Lapp. Absolute rotational Raman cross sections for N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, and CO<sub>2</sub>. *J. Opt. Soc. Am.*, 64(5):712–716, May 1974.

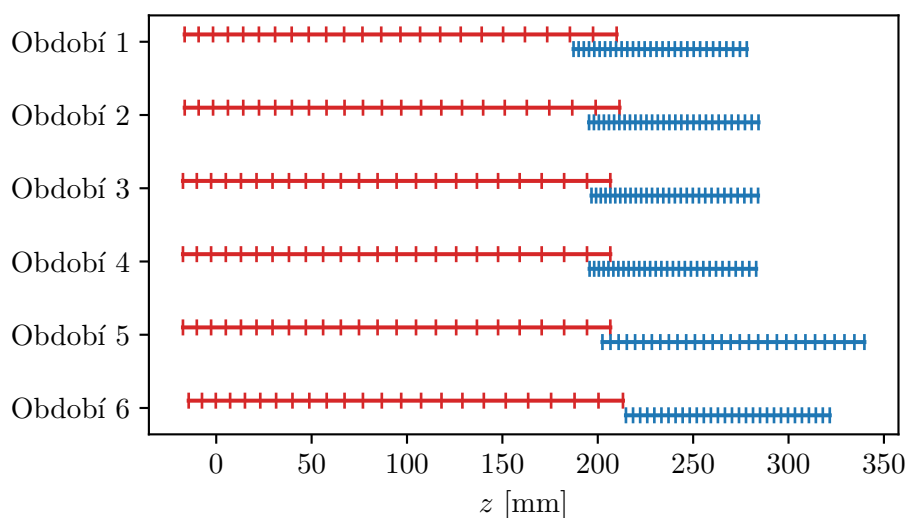


## Příloha B

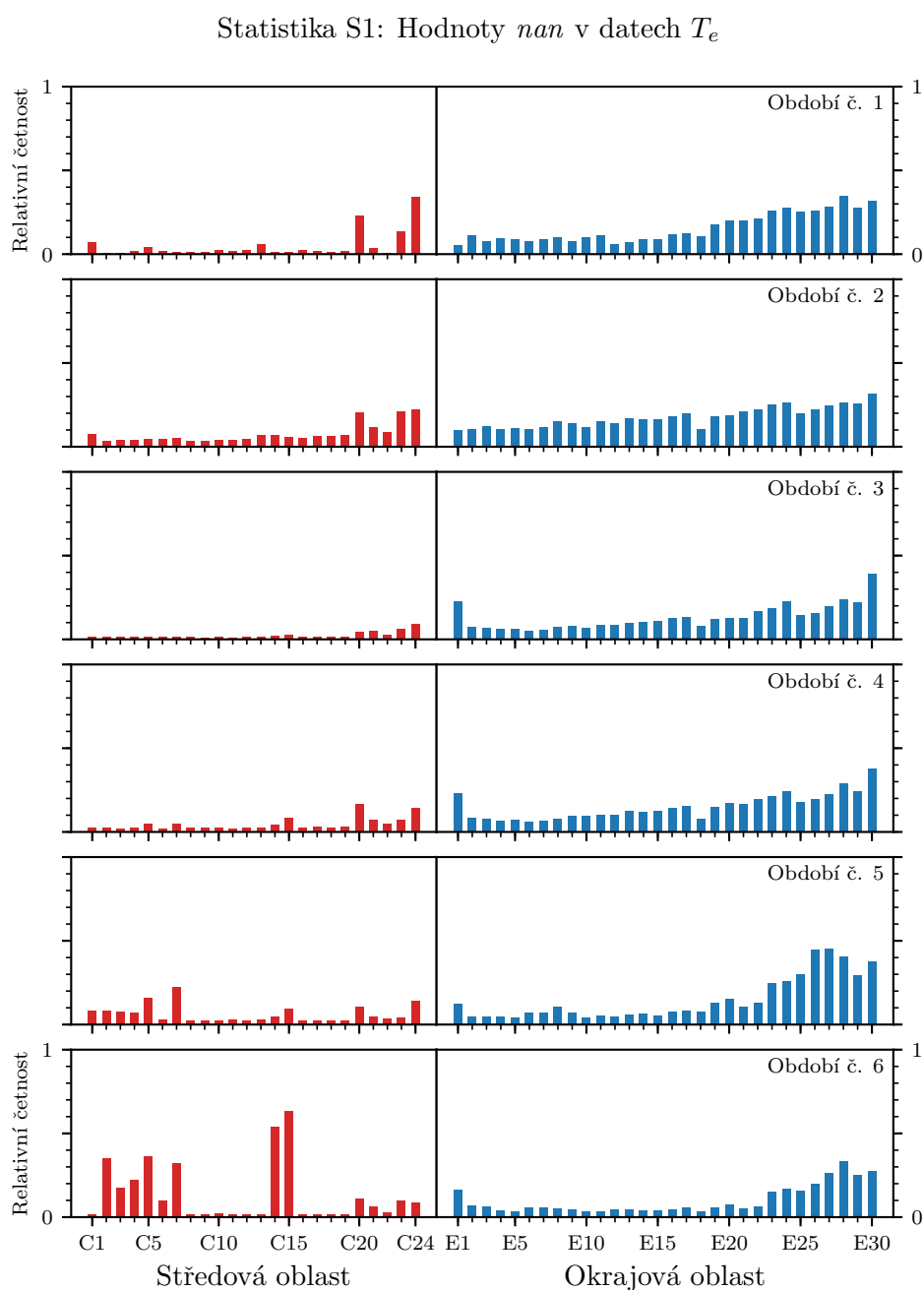
### Dodatek ke statistice chyb

Na Obr. B.2, Obr. B.3, Obr. B.4 a Obr. B.5 jsou prezentovány rozšířené výsledky statistické analýzy, která je popsána v podkapitole 3.1. Analýza byla prováděna pro výboje ze 6 samostatných období popsaných na Obr. 3.3. V každém období byla používána jiná prostorová kalibrace a tudíž i jiné mapování bodů na osu  $z$ . Souhrnně jsou tyto rozdíly zakresleny na Obr. B.1.

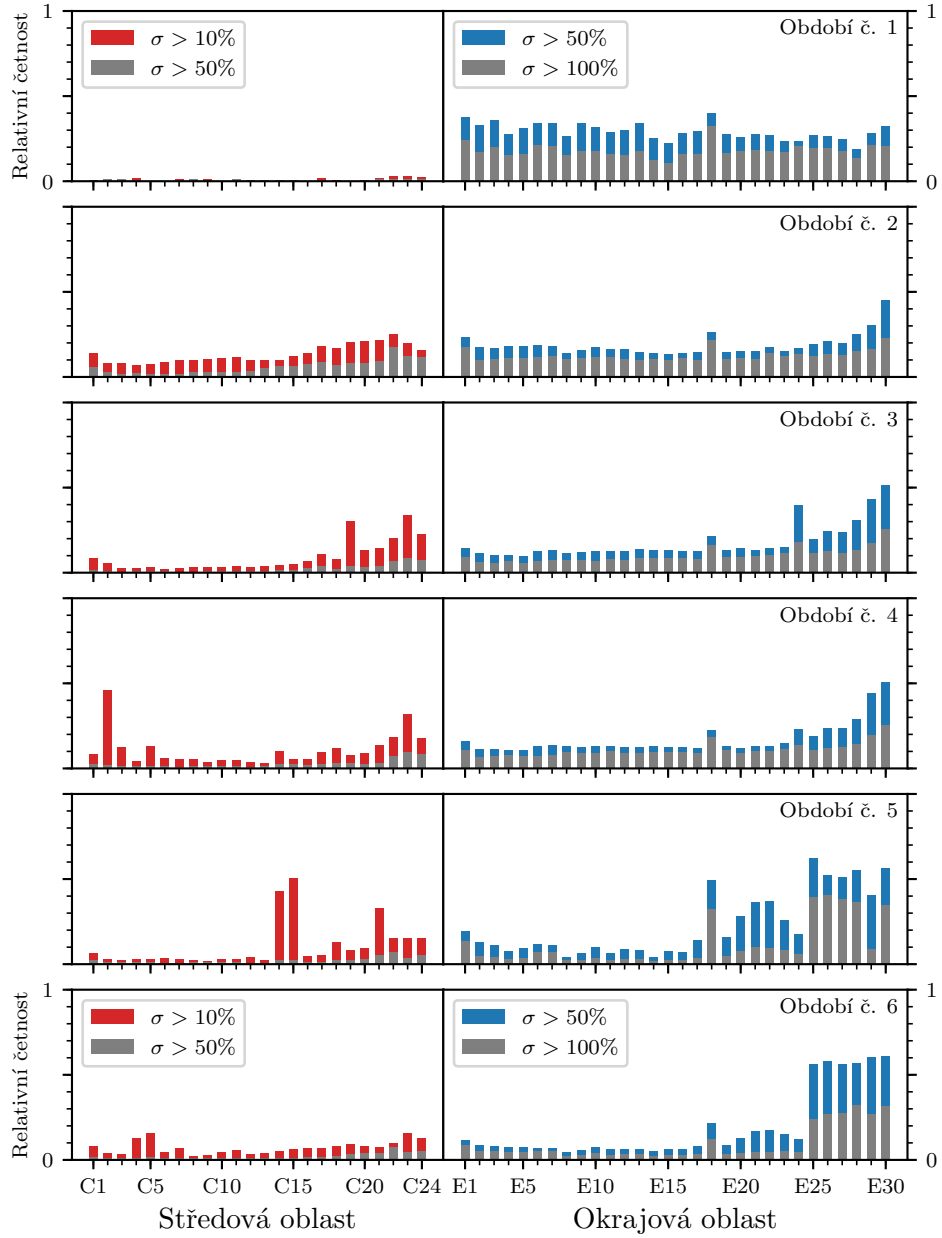
S využitím těchto informací je možné diskutovat, které defekty se zdají být svázané s fyzickými místy v komoře a které jsou naopak spíše vázané na konkrétní část aparatury. Současně grafy umožňují pozorovat časový vývoj zmíněných defektů a odhadnout, kdy došlo k jejich vzniku. Některá význačná pozorování jsou komentována v popiscích grafů.



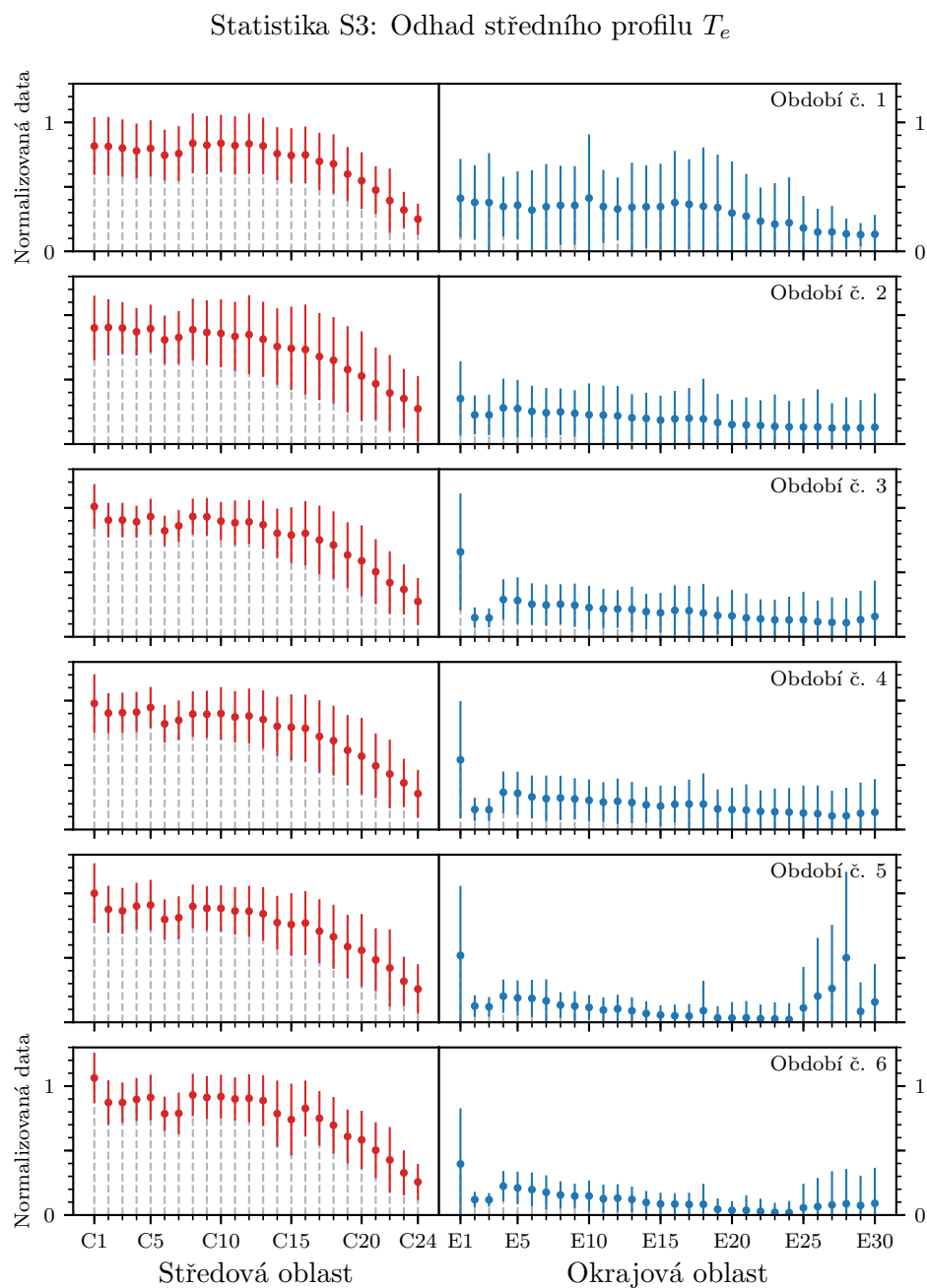
**Obr. B.1:** Mapování prostorových bodů na osu  $z$  pro každé z analyzovaných období. Mezi obdobími 4 a 5 byl instalován nový port, který rozšířil zorné pole pro okrajovou oblast (modře). V období 6 je již součástí aparatury také nový objektiv, který zajistil lepší rozlišení. Ve středové oblasti (červeně) docházelo v průběhu let pouze k malým změnám.



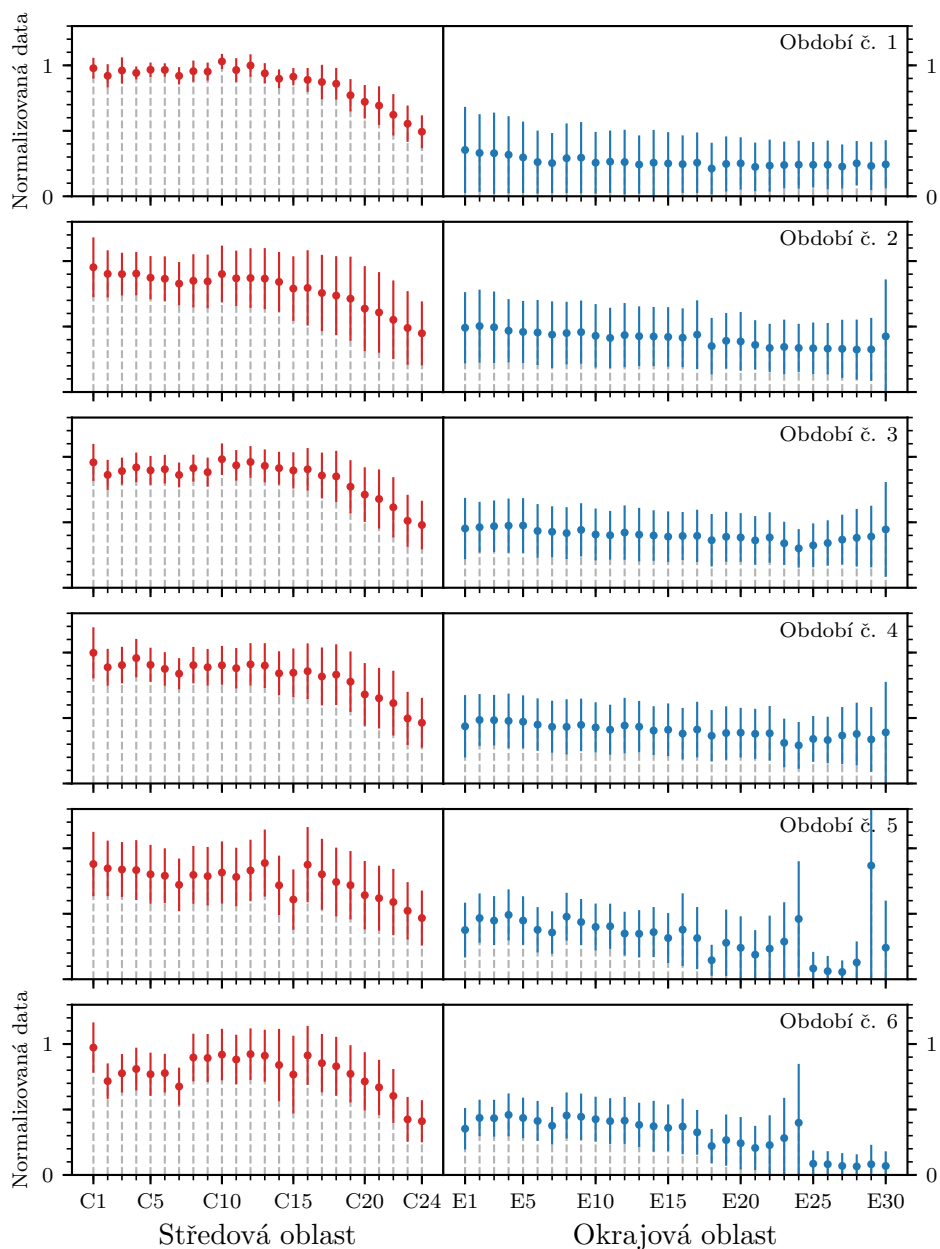
**Obr. B.2:** Relativní četnost chybových hodnot *nan* v datech  $T_e$ . Výsledky popisují vývoj v průběhu období č. 1–6 (2013–2018), viz Obr. 3.3. V posledním období je možné pozorovat vysokou četnost v některých bodech středové oblasti. První nárůst v oblasti C2–C7 se objevuje až teprve v období 5, kdežto v bodech C20–C24 jsou hodnoty zvýšené po celou dobu.

Statistika S2: Relativní chyby měření  $\sigma$  v datech  $T_e$ 

**Obr. B.3:** Relativní četnost výskytu vysokých relativních chyb měření  $\sigma$  pro data  $T_e$  z období č. 1–6. Je možné pozorovat postupné snižování četnosti chyb s některými výjimkami především v předposledním období (C14–C15, E18, E25–E30). Oblast E25–E30 se do jisté míry vyčleňuje od svého okolí.



**Obr. B.4:** Odhad středního prostorového profilu pro data  $T_e$  z období č. 1–6. Od 2., popř. 3. období je možné pozorovat systematickou odchylku v bodech E1, E2–E3 a dále také malý pokles v rámci C2–C7. V porovnání s okolními body také skupina E19–E24 dosahuje od 5. období nápadně nižších hodnot.

Statistika S3: Odhad středního profilu  $n_e$ 

**Obr. B.5:** Odhad středního prostorového profilu pro data  $n_e$  z období č. 1–6. V poslední období je vidět výrazný pokles bodů C2–C7. Dále body E25–E30 v 5. a 6. období zřejmě pravidelně měří skokově menší hustotu oproti okolí, což ale nemusí být nutně systematická chyba. Naopak v navazujících bodech E21–E24 je možné pozorovat neočekávaný rostoucí trend.



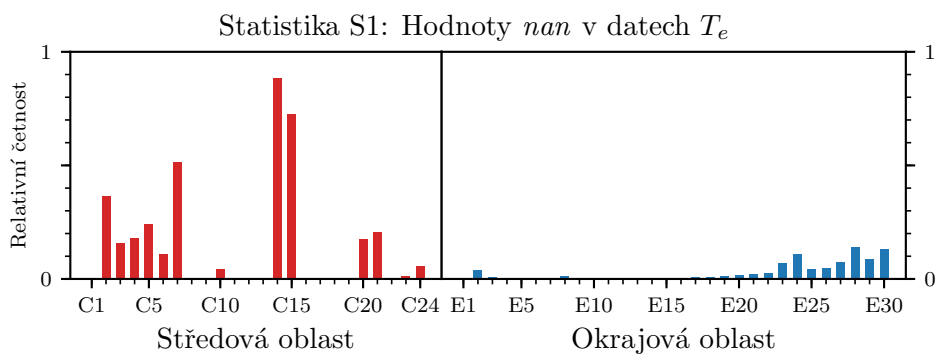


## Příloha C

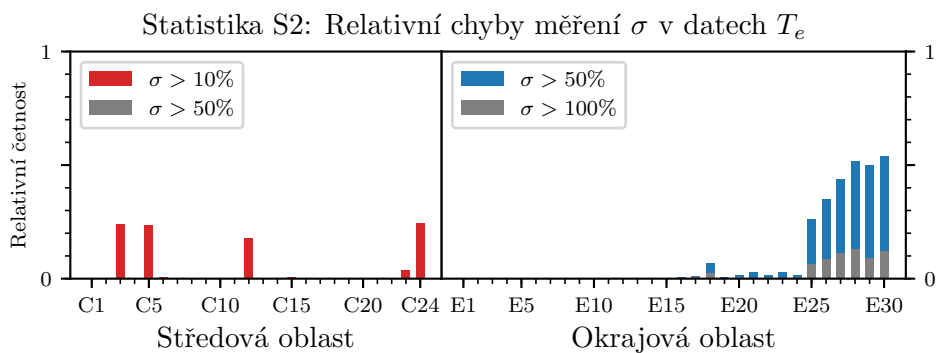
### Dodatek ke statistice oprav

Na Obr. C.1, Obr. C.2, Obr. C.3, Obr. C.4 a Obr. C.5 jsou výsledky analýzy oprav, kdy ke zpracování dat byla použita kombinace *nové* absolutní a *původní* spektrální kalibrace.

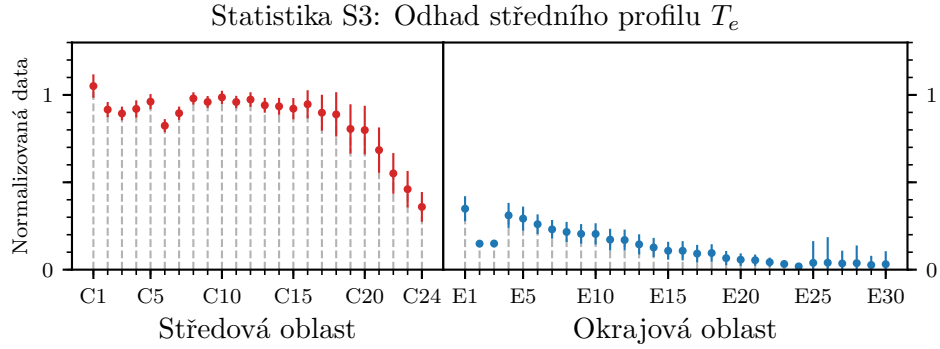
Porovnáním s výsledky první analýzy oprav v podkapitole 3.5, která používala obě *nové* kalibrace, by mělo být možné rozlišit, které změny jsou způsobené samotnou spektrální kalibrací. Vliv absolutní kalibrace, a popř. obecného časového vývoje stavu aparatury, je možné zkoumat porovnáním této analýzy s výsledky původní analýzy chyb z podkapitoly 3.1. Tato srovnání jsou částečně komentována v popiscích grafů.



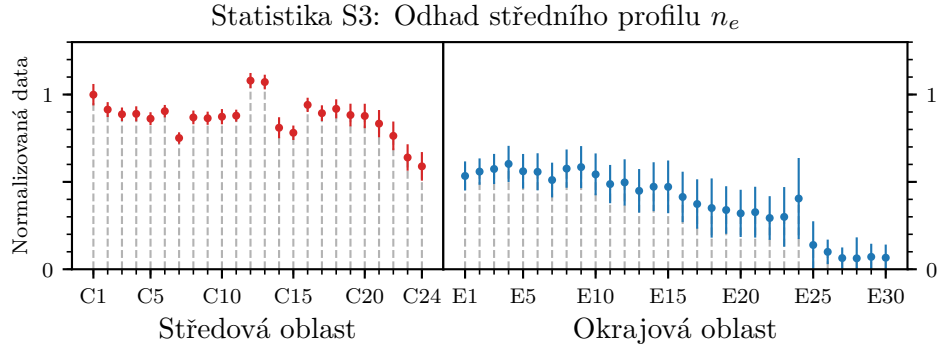
**Obr. C.1:** Relativní četnost hodnot  $nan$  v datech  $T_e$  s původní spektrální kalibrací. Podle konečných výsledků na Obr. 3.18 se aplikováním nové kalibrace výrazně snížila četnost selhání diagnostiky v bodech C14–C15 a mírně také v C20–C21.



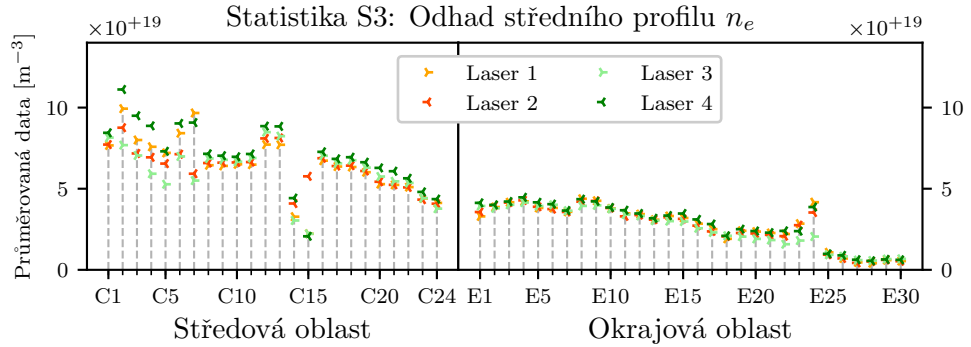
**Obr. C.2:** Relativní četnost vysokých chyb měření v datech  $T_e$  s původní spektrální kalibrací. Není zde prakticky žádná pozorovatelná změna oproti konečným výsledkům na Obr. 3.19.



**Obr. C.3:** Střední profil normalizovaných dat  $T_e$  s původní spektrální kalibrací. Porovnání s výsledky na Obr. 3.20 ukazuje pouze malou změnu v oblasti bodů C2–C7.



**Obr. C.4:** Střední profil normalizovaných dat  $n_e$  s původní spektrální kalibrací. Malou změnu oproti výsledkům na Obr. 3.21 je možné pozorovat u bodů C14–C15 a některých dalších ve středové oblasti.



**Obr. C.5:** Střední profil dat  $n_e$  s původní spektrální kalibrací, ve kterém jsou rozlišena data podle laserů. Podobné změny jako v případě Obr. C.4. Spektrální kalibrace nemá vliv na rozdíly mezi lasery.



## Příloha D

### Průzkum hypotézy o rušivém záření

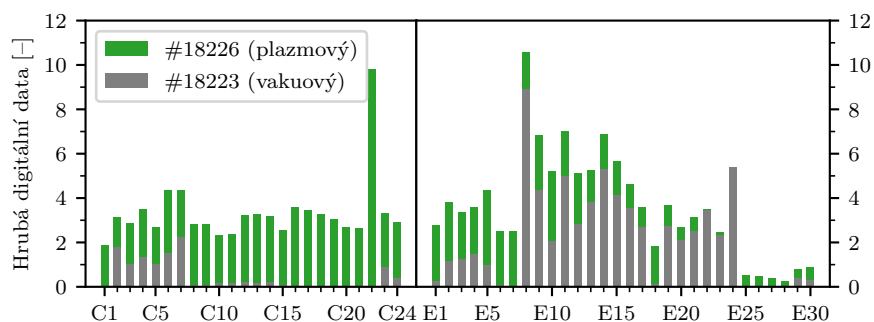
Z různých důvodů může dojít k předčasnému ukončení výboje. V takové situaci není vůbec formováno plazma. Měření diagnostiky TS potom probíhá prakticky ve vakuu, a proto by neměl být detekován žádný signál (vzhledem k malému tlaku napuštěného plynu je možné vyloučit i Ramanův rozptyl).

V případě některých výše zmíněných „vakuových“ výbojů jsou data uložena do databáze. Jedním z nich je například výboj #18223. Hrubá data z tohoto výboje byla analyzována podobným postupem, jako v případě kontroly digitizérů v sekci 3.4.1. Výsledky byly porovnány se zdařeným plazmovým výbojem #18226 a jsou zakresleny v překryvu na Obr. D.1. Na první pohled je zřejmá korelace zvýšeného signálu v okrajových bodech E8–E24 a středových bodech C2–C7.

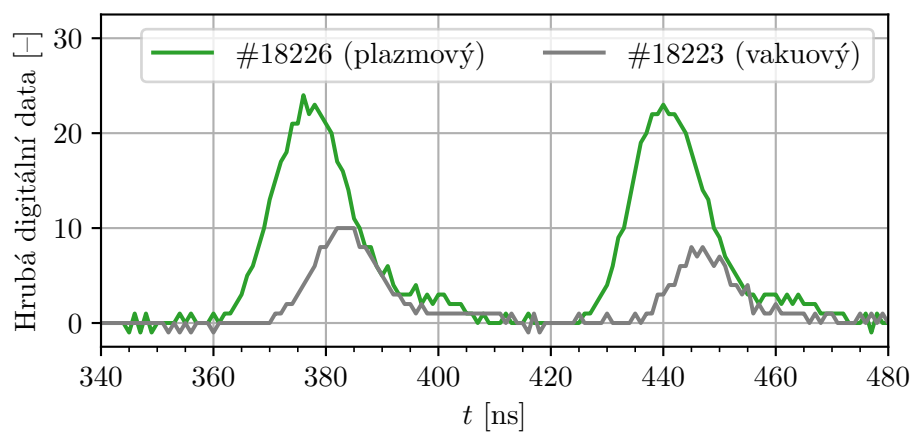
Na Obr. D.2 je pro ilustraci zobrazen detail hrubých dat z 1. kanálu polychromátoru 510 (body C4, C5) pro jeden časový záznam opět v porovnání výbojů #18223 a #18226. Rušivý signál přichází s malým zpožděním a sčítá se s užitečným signálem z TS.

Zkoumán byl také druhý vakuový výboj #18224 a charakter rušivého signálu se ukázal být velmi podobný. Na základě těchto pozorování byla navržena metoda opravy, v rámci které byl rušivý signál vakuového výboje #18223 odečten od naměřených hrubých dat výboje #18226 a byl proveden nový výpočet teploty a hustoty. Byly zohledněny rozdíly ve velikosti rušivého signálu mezi jednotlivými lasery.

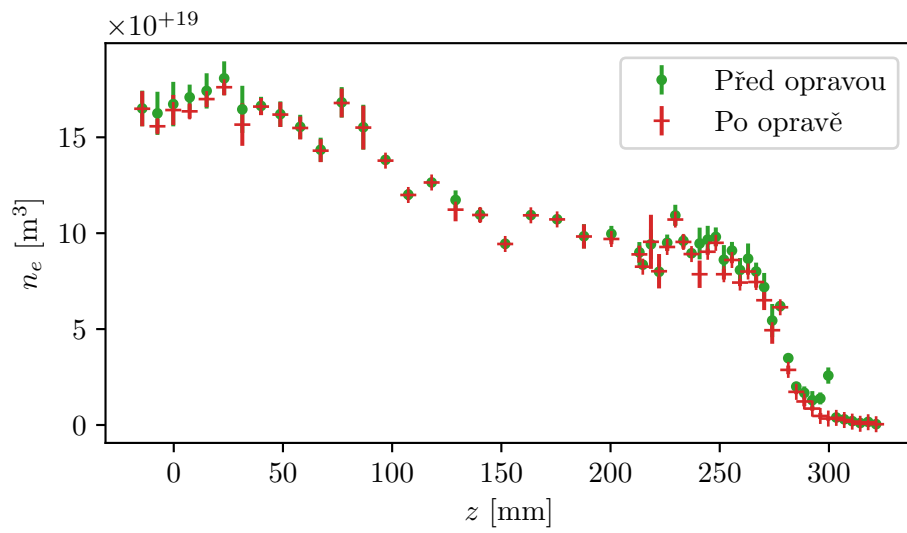
Pro demonstraci této modifikované metody zpracování dat byla z praktických důvodů použita nová rutina psaná v jazyce Python, která v době psaní této práce ještě nebyla zavedena do běžného provozu. [16] Výsledky srovnávající profil elektronové hustoty v jednom vybraném čase před a po aplikaci opravy jsou na Obr. D.3. Je možné pozorovat určitá zlepšení, ale jde pouze o prvotní ukázkou.



**Obr. D.1:** Průměrované hodnoty (přes všechny časové body) signálu v 1. kanálu polychromátorů. Překrytové srovnání mezi daty z běžného měření v plazmatu a nepovedeného měření bez plazmatu (vakuum v řádu nejvýše jednotek Pa).



**Obr. D.2:** Příklad hrubých dat pro polychromátor 510 (body C4, C5), 1. kanál. Signál při vakuovém výboji je zpožděn o 5–10 ns oproti signálu z normálního měření. Zpoždění naznačuje, že záření přichází v případě vakuového výboje z jiného místa, než záření Thomsonova rozptylu při normálním výboji.



**Obr. D.3:** Srovnání nově zpracovaného profilu s původní neopravenou verzí z výboje #18226 (čas 1163 ms). V okrajové oblasti v okolí  $z = 300$  mm je možné pozorovat částečné vyhlazení. Mezi  $z = 0$ –50 mm dochází ke snížení chyb měření.