



Studium tepelných toků plazmatu na vnitřní stěnu tokamaku COMPASS

Inner wall plasma heat flux studies in the tokamak COMPASS

Bakalářská práce

Autor:Matyáš GrofVedoucí práce:Ing. Petr VondráčekAkademický rok:2017/2018

Poděkování:

Děkuji Ing. Petru Vondračkovi za ochotné, schopné a trpělivé vedení této bakalářské práce. Děkuji za veškerou snahu mi vypomoci s teorií, či nalezením chyby v kódu a děkuji za věcné a podnětné konzultace.

Čestné prohlášení:

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci vypracoval samostatně a použil jsem pouze podklady uvedené v přiloženém 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 d
ne 13. září 2019

Matyáš Grof

Název práce: Studium tepelných toků plazmatu na vnitřní stěnu tokamaku COMPASS

Autor: Matyáš Grof

Obor: Fyzika a technika termojaderné fúze

Druh práce: Bakalářská práce

Vedoucí práce: Ing. Petr Vondráček, Ústav fyziky plazmatu AV ČR, v.v.i.

Abstrakt: Termografie je jedním z odvětví výzkumu termojaderné fúze v současnosti. S technologickým pokrokem, který umožnil výrobu dostatečně výkonných infrakamer, se začala termografie na tokamacích rozvíjet. Jedná se o mladý obor. Termografií se na tokamaku měří a diagnostikuje teplota (případně její vývoj) divertoru a vnitřních stěn komory. Využívá se k měření tepelných toků na divertorovou desku, z čehož lze určit a analyzovat tepelné toky unikajících částic z plazmatu v tokamaku.

Klíčová slova: COMPASS, tepelný tok, termografie, tokamak, vnitřní stěna

Title: Inner wall plasma heat flux studies in the tokamak COMPASS

Author: Matyáš Grof

Abstract: Thermography is one of the areas of thermonuclear fusion research at present. This is a young field that was enabled by the advancement of technology and the production of the suitable and sufficient infra-cameras. The tokamak thermography measures and diagnoses the temperature (or its development) of the diverter and the internal walls of the chamber. It is used to measure heat fluxes on the diverter plate, from which the heat fluxes of the particle escaping from the plasma in the tokamak are determined and then can be analyzed.

Key words: COMPASS, heat flux, inner wall, thermography, tokamak

Obsah

1	Úvod	5				
2	Teorie	6				
	2.1 Plazma	6				
	2.2 Tokamak	7				
	2.2.1 Tokamaky v ČR	9				
	2.2.2 Divertor	9				
	2.2.3 Mapování podél magnetických silokřivek	10				
3	Kalibrace infrakamery	12				
	3.1 Infrakamery	12				
	3.1.1 Infrakamery na tokamaku	13				
	3.1.2 Kalibrace infrakamer	14				
	3.2 Slit kalibrace	15				
	3.2.1 Zmenšující se štěrbina	15				
	3.2.2 Posun štěrbiny	16				
	3.3 Kalibrace endoskopu	20				
	3.3.1 NUC + BPR	20				
	3.3.2 Slit kalibrace	21				
4	Experimentální měření	24				
	4.1 Tepelný tok	24				
	4.2 Metoda zpracování dat	24				
	4.3 Módy plazmatického výboje	25				
	4.4 L-mode	25				
	4.5 H-mode	29				
	4.6 Inter-ELM	32				
5	Závěr	34				
Literatura 35						

1. Úvod

Jedním z odvětví výzkumu tokamaků a termojaderné fúze je termografní výzkum divertoru. S použitím infrakamery se studuje vývoj teploty divertoru. To je podstatné pro studium metodik získávání energie z tokamaku. Částice unikající z plazmatu jsou magnetickými poli směrovány k divertorové desce, která je jimi zahřívána.

Tepelné toky částic na divertor definují nároky na odvod tepla a nároky na materiály. Vysoké tepelné toky mohou divertorovou desku zahřívat až k teplotě tání, což je nežádoucí a způsobuje poškození divertoru. Studium tepelných toku a jejich mapování je nutnou podmínkou pro porozumění a zabránění nežádoucím vlivům a také pro zdokonalení návrhů/modelů divertorů.

Cílem této práce je:

- Zkalibrování a nastavení infrakamery s i bez endoskopu. Určení prostorového rozlišení infrakamery a analýza vlastností endoskopu.
- Změření a spočtení tepelných toků na divertor. Určení jejich vlastností a charakteristiky. Zároveň mapování tepelných toků na *outer midplane* a opětovné určení parametrů.
- Srovnání tepelných toků s plazmatem v L-modu, H-modu i inter-ELMu. Porovnání charakteristik a určení pravděpodobných příčin rozdílů tepelných toků v experimentech.
- Škálování výsledků ke srovnání s jinými tokamaky.

2. Teorie

2.1 Plazma

Plazma je jedním se stavů hmoty a je definováno jako kvazineutrální systém pohyblivých nabitých částic vykazující kolektivní chování [1]. Tedy je definováno užitím speficických vlastností plazmatu:

• Kvazineutralita - Plazma je složeno z kladně nabitých iontů a volně se pohybujících elektronů. Přibližně platí vztah plazmatického přiblížení

$$n_i = Z n_e, \tag{2.1}$$

kde n_i je počet iontů v plazmatu, n_e počet elektronů v plazmatu a Z je průměrný stupeň ionizace iontů. Navenek se plazma může jevit jako elektricky neutrální, protože má podobnou velikost kladného i záporného náboje.

 Kolektivní chování - Fluktuace plazmatu s vlnovou délkou větší než je Debyova délka vykazuje hromadné (kolektivní) chování. Je to způsobeno vzájemným působením částic makroskopickými elektromagnetickými poli.

Debyova délka je vzdálenost v plazmatu, o kterou je možné posunout nekonečnou rovinnou vrstvu elektronů o celou svou délku vůči nekonečné rovinné rovnoběžné vrstvě nepohyblivých iontů. Jedná se o vzdálenost Δ , na kterou je potenciální energie takového elektronu rovna tepelné energii téhož elektronu, tudíž

$$-eE\Delta = \frac{e^2 n_e \Delta^2}{\epsilon_0} = k_B T_e, \qquad (2.2)$$

kde e je náboj elektronu, E je intenzita elektrického pole, n_e je elektronová hustota, ϵ_0 je permitivita vakua, k_B je Boltzmannova konstanta a T_e je elektronová teplota. Z čehož

$$\Delta = \left(\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}\right)^{1/2},\tag{2.3}$$

odkud je zřejmé, že Debyova délka je rostoucí funkcí pro $T_e^{1/2}$ a $n_e^{-1/2}$.

Plazmová frekvence je charakteristická frekvence vln a oscilací v plazmatu. Pokud vezmeme rychlost pohybu elektronů

$$v = \frac{\mathrm{d}\Delta}{\mathrm{d}t},\tag{2.4}$$

pak z pohybové rovnice pro elektrony lze získat diferenciální rovnici

$$\frac{\mathrm{d}^2\Delta}{\mathrm{d}t^2} + \frac{e^2 n_e \Delta}{\epsilon_0 m_e} = 0 \tag{2.5}$$

s řešením

$$\omega_{pe} = \left(\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}\right)^{1/2},\tag{2.6}$$

což je již zmíněná plazmová frekvence pro elektrony.

Základními parametry plazmatu jsou:

- **Teplota** Tou se plazma rozlišuje na vysokoteplotní a nízkoteplotní. Pro studium termojaderné fúze a jehího využití v energetice v tokamacích se vytváří vysokoteplotní plazma.
- Stupeň ionizace Silně ovlivňuje vlastnosti a chování plazmatu. Tlaková ionizace je odhadnutlená ze Sahovy rovnice pro ionizační rovnováhu, jež je tvarem

$$\frac{n_i n_e}{n_n} = 2,4 \ 10^{21} T^{3/2} \exp\left(-\frac{U_i}{k_B T}\right),\tag{2.7}$$

kde n_i je hustota iontů, n_e hustota elektronů, n_n hustota neutrálních atomů, T je teplota plazmatu, U_i je ionizační energie a k_B je Boltzmannova konstanta.

Složení iontů - Složení plazmatu ovlivňuje jeho vlastnosti. Složením je myšleno složení iontů. V tokamacích se nejčastěji využívá k tvorbě plazmatu vodík, deuterium a tritium.

2.2 Tokamak

Tokamak je jednou z možných konstrukcí budoucí fúzní elektrárny na principu magnetického udržení plazmatu a zároveň je zařízením pro tvorbu a studium vysokoteplotního a fúzního plazmatu. Návrh a konstrukce tokamaků započala v tehdejším Sovětském svazu v padesátých letech minulého století. Název pochází z ruštiny a jedná se o zkratku slov, které jsou v překladu "toroidální komora s magnetickými cívkami"

Tokamak je tvořen vakuovou komorou (Obr. 2.1 - 1) ve tvaru torusu, ve které se nachází pracovní plyn o nízkém tlaku v řádu desítek mPa. Tímto plynem bývá vodík, deuterium, tritium nebo směs těchto plynů. Pro fúzní reakci se předpokládá fúze deuteria a tritia, která se tudíž využívá pro fúzní experimenty. Pracovní plyn v komoře je ionizován, čímž se dostává do formy plazmatu, a následně j e zahříván na teploty v řádu milionů °C.

Silokřivky magnetického pole v tokamaku jsou ve tvaru šoubovice, magnetické pole má tedy helicitní tvar. Hlavní složkou helicitního magnetického pole je toroidální magnetické pole, které je utvářeno cívkami toroidálního magnetického pole (Obr. 2.1 - 2). Těchto cívek bývá velké množství a obklopují komoru tokamaku.

Jádro transformátoru (Obr. 2.1 - 3), kde komora tokamaku společně s plazmatem tvoří sekundár transformátoru, vytváří v plazmatu toroidální elektrický proud. Tento proud má dvojí účel. Utváří vlivem Ampérova zákonu magnetické pole v poloidálním směru tokamaku, čímž napomáhá udržení plazmatu v tokamaku a zajišťuje jednu ze složek helicity magnetického pole. Poloidální magnetické pole bývá zároveň útvářeno i cívkami poloidálního magnetického pole (Obr. 2.1 - 4). Cívky slouží ke stabilizaci plazmatu vůči komoře, aby nedocházelo k fyzickému kontaktu mezi plazmatem a vnitřní stěnou komory, a dotvarování tvaru plazmatu dle potřeb experimentu. Druhý účel proudu v plazmatu je Ohmický ohřev. Ten zajišťuje počáteční ohřev plazmatu a mnohdy se jedná o jediný ohřev plazmatu v experimentu.



Obrázek 2.1: Převzato z [3] a upraveno. Schéma tokamaku, kde 1 je vakuová komora tokamaku, 2 jsou cívky toroidálního magnetického pole, 3 je jádro transformátoru, 4 jsiu cívky poloidálního magnetického pole, 5 je proud plazmatem, 6 je helicitní výsledné magnetické pole, 7 je plazma tokamaku.



Obrázek 2.2: Převzato z [2], snímek tokamaku COMPASS

2.2.1 Tokamaky v ČR

První tokamak se na území ČR dostal v roce 1977. Z Moskvy byl na Institut přesunut tokamat TM-1-MH a zároveň byl přejmenován na tokamak CASTOR. Název je zkratkou Czech Academy of Sciences TORus, tedy Torus Akademie věd české republiky. Ta tokamak provozovala až do roku 2006, kdy jej převzala Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská ČVUT, která jej přejmenovala na tokamak GOLEM a začala provozovat. Jméno tokamaku GOLEM pochází z židovské mytologie a označuje člověkem oživenou sochu. Bylo zvoleno z důvodu lokality umístění tokamaku GOLEM, kde v blízkosti se nachází Židovský hřbitov. GOLEM je celosvětově jedním z nejmenších a zároveň nejstarších dnes provozovaných tokamaků.

V době, kdy Akademie věd CR přestala provozovat tokamak CASTOR, byl z Velké Británie přemístěn tokamak COMPASS od UKAEA (United Kingdom atomic energy authority). Ve Velké Británii byl nahrazen tokamakem MAST. Tokamak COMPASS je pod vedením Ústavu fyziky plazmatu Akademie Věd ČR a je v provozu od roku 2008, kdy bylo utvořeno první plazma. V dněšní době je postupně vyvíjen projekt COMPASS-U, neboli COMPASS UPGRADE. Jedná se o náhradu tokamaku COMPASS.

Velikostí se tokamak COMPASS řadí mezi menší tokamaky a svým plazmatem odpovídá jedné desetině plazmatu tokamaku ITER. Další z jeho hlavních vlastností je tvar komory, která zajišťuje tvar plazmatu podobný s tvarem plazmatu na tokamaku ITER, a možnost H-módu plazmatu při ohmickém ohřevu.

Parametry tokamaku COMPASS jsou:

Hlavní poloměr	$0,\!56~\mathrm{m}$
Vedlejší poloměr	$0,23 \mathrm{~m}$
Proud plazmatu	400 kA
Magnetické pole	2,1 T

2.2.2 Divertor

Magnetické pole v tokamaku je stočené do tvaru torusu a šroubovice. Je helicitní, aby se zabránilo driftu částic v tokamaku, ale částice stále unikají vlivem difuze a turbulencí. Během 70. let 20. století (nejen) tyto úniky částic začaly způsobovat problémy během experimentu. V té době se během experimentů začaly využívat delší časové výboje a udržení plazmatu bylo problematičtější. Prvním řešením se stal limiter, zařízení, které brání poškození vnitřní stěny komory tokamaku nalétávanými částicemi. Koncept limiteru se v průběhu času změnil na divertor, který se používá v současnosti. Tokamak COMPASS má nainstalovaný divertor zatímco tokamak GOLEM divertor nemá.

Magnetický povrch v tokamaku je plocha konstantního poloidálního magnetického toku a platí, že na všude na jednom magnetickém povrchu má plazma stejný tlak.

Využívání divertoru na tokamacích je podmíněno *D-shape* komorou a zároveň úpravou magnetického pole se vznikem *X-point*. Vyobrazeno na obr. 2.3, kde se uvažuje řez tokamakem. V této konfiguraci poloidálního magnetického pole se utvoří *X-point*, což je bod nulového poloidálního magnetického pole. Zároveň je to v řezu bod (jinak křivka), který je protnutím magnetického povrchu zvaného separatrix sám se sebou. Ten je při pohledu ze středu posledním magnetickým povrchem, který je uzavřen sám do sebe (last closed flux surface). Kříží se v *X-point* a následně dopadá na divertor. Bod dopadu Separatrix na divertor se nazývá Strike point a tyto body dopadu bývají dva. Magnetické silokřivky vzdálenější od středu jsou již všechny otevřené. Tato konfigurace magnetického pole zajišťuje, že unikající částice z plazmatu převážně nalétávají na divertor. Díky tomu je možné určení množství unikajících částic z plazmatu, energie uniklé z plazmatu, odvodu energie z tokamaku a zároveň ochraně komory tokamaku.



Obrázek 2.3: Převzato z [7], Řez tokamakem.

2.2.3 Mapování podél magnetických silokřivek

Divertor má dva *Strike points* a lze ho rozdělit na vnitřní a vnější divertorovou část (rozdělovací bod je přesně mezi těmito dvěma *strike points*). Následně je možné celý divertor přemapovat na *Outer midplane*.

Outer midplane je pro celý tokamak křivka. Ve výše uvažovaném řezu se jedná o bod. Ve válcových souřadnicích tuto křivku lze popsat tak, že v toroidálním směru jsou možnosti úhlu $(0; 2\pi)$, poloměr od středu, který je ve středu tokamaku, je R+r, kde R je hlavní poloměr tokamaku a a je vedlejší poloměr tokamaku, a výška odpovídá výšce středu plazmatu.

Divertor se přemapovává dle magnetických silokřivek. Tedy *strike points*, které se nacházejí na *separatrix* se též promítnou na *separatrix*. Divertorová část mezi *strike points* se promítne od *separatrix* směrem do středu tokamaku a zbylá část divertorové desky vně.

Pro toroidální magnetické pole platí vztah

$$B_{\phi}R = \text{konst.}$$
 (2.8)

kde B_{ϕ} je indukce toroidálního magnetického pole
aR je vzdálenost od hlavní osy tokamaku. Dále platí vztah

$$B_{\theta}(\Theta)R(\Theta)\Delta s(\Theta) = \text{konst.}$$
(2.9)

kde Θ je úhel od vodorovné roviny ze středu komory, Δs je vzdálenost dvou silokřivek poloidálního magnetického pole. Z tohoto je vyvoditelný vztah

$$\frac{\Delta s(\Theta)}{\Delta s(0)} = \frac{B_{\theta}(0)R(0)}{B_{\theta}(\Theta)R(\Theta)} = \frac{\lambda(\Theta)}{\lambda(0)},$$
(2.10)

kde λ je *decay length*, tedy parametr exponenciálního poklesu (např. tepelného toku). Pro mapování paralelního tepelného toku z oblasti divertoru na *outer midplane* je potřebný ještě vztah

$$\frac{q_{\parallel}(\Theta)}{q_{\parallel}(0)} = \frac{B(\Theta)}{B(0)} \approx \frac{B_{\phi}(\Theta)}{B_{\phi}(0)} = \frac{R(0)}{R(\Theta)},\tag{2.11}$$

kde q_{\parallel} je paralelní tepelný tok a B je magnetická indukce. Těmito vztahy se mapuje paralelní tepelný tok z divertoru na *outer midplane*.

3. Kalibrace infrakamery

3.1 Infrakamery

Infrakamera je zařízení pro detekci infračervené oblasti spektra elektromagnetického záření. Od klasické kamery se liší hlavně zaměřením na jinou část elektromagnetického spektra, což doprovází jiný snímací detektor i optika z jiných materiálů.

Absolutně černé těleso vyzařuje elektromagnetické záření, jehož parametry závisí na teplotě absolutně černého tělesa. Toto záření lze popsat Planckovým vyzařovacím zákonem, Wienovým posunovacím zákonem a Stefan-Boltzmannovým zákonem. Planckův vyzařovací zákon má tvar

$$B_{\lambda}(\lambda,T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(\frac{hc}{\lambda k_B T}) - 1},$$
(3.1)

kde $B_{\lambda}(\lambda, T)$ je radiance tělesa, λ je vlnová délka vyzařovaného záření, T je teplota tělesa, h, c a k jsou v pořadí Planckova konstanta, rychlost světla ve vakuu a Boltzmannova konstanta. Wienův posunovací zákon má tvar

$$\lambda = \frac{b}{T},\tag{3.2}$$

kde λ je vlnová délka, na které těleso vyzařuje nejvíce energie, bje Wienova konstanta. Stefan-Boltzmannův zákon má tvar

$$I = \sigma T^4, \tag{3.3}$$

kde T je teplota absolutně černého tělesa, σ je Stefan-Boltzmannova konstanta a I je intenzita vyzařovaného záření. Tyto tři zákony popisují vyzařování absolutně černého tělesa, jehož část je detekována infrakamerami.

Infrakamera snímá radianci záření o daném rozmezí vlnových délek. Tato nasnímaná radiance se z detektoru analyzuje jako digitální úroveň, která je následně se správnou kalibrací infrakamery převoditelná na radianci, či teplotu tělesa.

Těleso vyzařuje záření, jehož vlnová délka je závislá na teplotě. Při měření dané omezené oblasti spektra se radiance záření zvyšuje s teplotou i přes posun maxima vyzařování.

Pro termografii jsou podstatné další 3 parametry: emisivita, transmitance a reflektance. Ovlivňují záření na optické trase od tělesa až po detektor infrakamery.

Reálná tělesa nevyzařují záření jako absolutně černé těleso. To je popisováno emisivitou. Jedná se o poměr vyzařování reálného známého tělesa ku vyzařování absolutně černého tělesa o stejné teplotě. Emisivita je ovlivňována faktory jako je materiál a tvar povrchu tělesa, a zároveň je ovlivňována úhlem, pod kterým povrch je pozorován.

Transmitance, neboli propustnost, je schopnost tělesa propouštět záření o určité vlnové délce. S vlnovou délkou záření se podstatně mění. Je definována jako poměr intenzity záření o určené



Obrázek 3.1: Převzato z [5]. Nákres zapojení infrakamery na tokamaku v termografním divertorovém systému.

vlnové délce před tělesem a za tělesem, pokud je těleso v optické trase záření. Transmitance je vlastní pro různé materiály a je ovlivňována jejich vnitřní strukturou i vlastnostmi povrchu tělěsa.

Reflektance, neboli odrazivost, je schopnost tělesa odrážet příchozí záření. Je definována jako poměr odraženého záření ku záření příchozímu. Obdobně jako transmitance je ovlivňována vnitřní strukturou tělesa i strukturou jeho povrchu a závisí na vlnové délce. Může být ovlivněna třeba polarizací příchozího záření, či úhlem dopadu, nebo směrem vůči tělesu.

3.1.1 Infrakamery na tokamaku

Na tokamacích se infrakamery užívají k měření teplot a tepelných toků různých oblastí vnitřní stěny tokamaku. Na tokamaku COMPASS jsou využívány 3 infrakamery: IRCAM1, IRCAMCEA a FIRCAM. Nejvýkonější z těchto tří infrakamer je FIRCAM mající plné rozlišení 320×256 px a snímací frekvenci 1,9 kHz. Při snížení rozlišení na 64×4 px je možné dosáhnout snímací frekvence až 90 kHz. Její InSb detektor snímá rozsah vlnových délek $3 - 5, 5 \mu$ m.

Při instalaci infrakamer na tokamacích je nutno uvažovat, že se budou nacházet a měřit v silných magnetických polích. Je tedy nutné je magneticky stínit. To se řeší umístěním infrakamery do stínícího boxu z několika milimetrového železa. Problémem termografního divertorového systému bývá omezený prostor pro umístění infrakamery a velikost safírového vakuového okénka. Řešením je umístění infrakamery nad tokamak a vložením endoskopu mezi safírové okénko a infrakameru.

Užívaný endoskop je 1 m dlouhý a obsahuje 14 křemíkových a germaniových čoček. Jeho účelem je směrovat pohled infrakamery na divertor. Umožňuje infrakameře záběr na oblast divertoru velkou přibližně 20×15 cm.

3.1.2 Kalibrace infrakamer

Pro správnost dat naměřených infrakamerou je nutná správná kalibrace infrakamery. Využitá infrakamera byla již od výrobce nakalibrovaná. S připojeným endoskopem, který ovlivňuje měřené záření, bylo nutno množství kalibrací opakovat (např. NUC, teplotní). A zároveň bylo nutno určit prostorové rozlišení infrakamery slit kalibrací (kalibrace štěrbinou).

Kalibrace infrakamery od výrobce nebylo možné použít pro infrakameru s endoskopem, z toho důvodu bylo nutno veškeré kalibrace zopakovat. Prostorové rozlišení infrakamery bylo změřeno jak s připojeným endoskopem, tak bez něj.

Některé druhy kalibrací infrakamery:

NUC kalibrace - NUC znamená Non-uniformity correction, tedy v překladu korekce neuniformity. Každý jednotlivý pixel snímače kamery je mírně odlišný od ostatních. To způsobuje, že při pohledu infrakamery na uniformní pozadí je naměřená hodnota mírně odlišná na každém pixelu. Tyto rozdíly se mohou lišit pro různé radiance měřeného záření a pro různé expoziční časy. NUC kalibrace je prováděna měřením homogenně zahřátého tělesa pro různé expoziční časy a teploty tělesa.

Pro korekci naměřených dat je třeba využít 2 snímky homogenního záření o různých teplotách T_1 a T_2 se stejnou expoziční dobou. Pokud se zavede X_{ij}^n jako naměřená data s nutností korekce a X_{ij}^c jako korigovaná data, pak platí

$$X_{ij}^c = A_{ij} X_{ij}^n + B_{ij}.$$
 (3.4)

$$A_{ij} = \frac{\overline{X}(T_2) - \overline{X}(T_1)}{X_{ij}(T_2) - X_{ij}(T_1)},$$
(3.5)

$$B_{ij} = \frac{\overline{X}(T_1)X_{ij}(T_2) - \overline{X}(T_2)X_{ij}(T_1)}{X_{ij}(T_2) - X_{ij}(T_1)},$$
(3.6)

kde $\overline{X}(T_n)$ je průměrná naměřená hodnota při měření záření homogenně zahřátého tělesa na teplotu T_n a $X_{ij}(T_n)$ jsou naměřená data pro pixel ij při měření homogenně zahřátého tělesa na teplotu T_n .

- **BPR** BPR (celým názvem *Bad pixel replacement* náhrada vadných pixelů) je metoda pro dopočtení signálu pixelů detektoru, které jsou vadné, a tudíž neposkytují žádný signál nebo poskytují nesprávný signál. Signál těchto pixelů je nahrazován aritmetickým průměrem čtyř sousedních pixelů. Pixely na okraji zorného pole mají omezené množaství sousedních pixelu, tedy pro dopočtení se užívá pouze tento omezený počet.
- Teplotní kalibrace Digitální úroveň je bijektivně převoditelná na teplotu pozorovaného objektu. To ale pouze v případě, že se uvažuje dobře nakalibrovaná infrakamera. Tento převod mezi digitální úrovní a teplotou je nutno nakalibrovat. To se provádí utvořením zkalibrovaných snímků různých známých teplot.
- Kalibrace radiance Digitální úroveň je přibližně lineárně závislá od radiance přijímaného signálu. Je nutně také bijektivně převoditelná, a tento převod je obdobně kalibrovaný, jako se kalibruje převod mezi teplotou tělesa a digitální úrovní.

- Útlum signálu Při měření je možné, že nastane útlum záření kvůli optickým vlivům jako je pohlcení či odražení záření na optické trase. Snižuje to naměřenou radianci signálu, čímž i naměřenou teplotu měřených těles. Zároveň to může obraz infrakamery deformovat (např. vícenásobný nekolmý odraz). Tento problém je možné dopočítat či proměřit, ale vhodnější je minimalizovat množství změn prostředí v optické trase, a zároveň minimalizovat množství pohlceného záření.
- Vinětace Vinětace je útlum signálu k okrajům snímku. Příčin vinětace je více. Může nastat pohlcováním paprsku v optické soustavě kamery, kdy paprsky dopadající pod větším úhlem (paprsky měřené na okraji snímku) musejí projít větší tloušťkou materiálu, čímž jsou více pohlceny. Jinou příčinou vinětace může být pohlcení části paprsku neprůhlednou oblastí konstrukce objektivu. Vinětaci obrazu je možné odstranit během NUC kalibrací.

3.2 Slit kalibrace

Slit kalibrace, neboli kalibrace štěrbinou, je způsob charakterizace prostorového rozlišení infrakamery. Zároveň umožňuje tvorbu syntetických dat. Důsledek různých vlivů na optické soustavě, jako je difrakce, je problém měřit radianci záření objektů o velikosti v řádu jednotek pixelů v obrazové rovině. Nastává útlum intenzity signálu těchto objektů.



Obrázek 3.2: Závislost intenzity detekovaného signálu na šíři štěrbiny. Zelená linie označuje 50% intenzity procházejícího záření a červená 95%.

3.2.1 Zmenšující se štěrbina

Záření objektu o velikosti srovnatelné s velikostí jednoho pixelu v objektové rovině má nižší naměřenou intenzitu než těleso větších rozměrů vyzařující stejnou intenzitou. Tento optický defekt

lze v laboratoři simulovat štěrbinou zastiňující záření z homogenně zahřátého tělesa. Pro měření vlastností tohoto defektu byla štěrbina o šíři jednoho pixelu přesně zarovnána vůči jednomu sloupci pixelů. Poté byla uzavřena z obou stran rovnoměrně a postupně otevírána. Závislost signálu infrakamery na šíři štěrbiny je vyobrazena na obr. 3.2. Velikost pixelu při tomto laboratorním uspořádání odpovídala šíři 0.31 mm. Pro 50% úroveň signálu byla štěrbina o šíři 0.3 mm, což zhruba odpovídá velikosti 1 px. Naopak pro 95% úroveň signálu, která je již srovnatelná s plně otevřenou štěrbinou, musela být štěrbina otevřená na šíři 1.3 mm, což přibližně odpovídá velikosti 4.2 px.

Při měření menších objektů než naměřených 4.2 px je nutno uvažovat snížení intenzity signálu.

3.2.2 Posun štěrbiny

Toto měření proměřuje tvar deformace signálu ze štěrbiny. Konstantně široká štěrbina se posouvá o malé posuvy do strany a detailně se proměřuje signál ze štěrbiny a jejího okolí. To znamená, že štěrbina již není po celou dobu měření zarovnaná, ale naopak se zarovnání průběžně mění. Na obr. 3.4 jsou vyobrazená naměřená data, kde je zároveň vyobrazen reálný průběh irradiance ze štěrbiny.



Obrázek 3.3: Převzato z [4], nákres experimentálního uspořádání, kde 1 je homogenně zahřáté těleso, 2 je infrakamera a 3 je štěrbina utvořená ze dvou kovových desek zachycených na mikrometrech.

Pro optické jevy řešené kalibrací štěrbinou lze popsat obraz infrakamery jako konvoluci příchozího záření a *Point spread function* (PSF), tudíž funkce bodového rozptylu. To je tvarem

$$Obraz = Objekt \otimes PSF, \tag{3.7}$$

kde \otimes značí konvoluci. PSF je Gaussova funkce tvaru

$$PSF(\phi) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\phi^2}{2\sigma^2}\right),\tag{3.8}$$

kde σ je konstanta vlastní infrakameře a optické soustavě a ϕ je prostorová souřadnice v rovině štěrbiny. Po Fourierově transformaci se z konvoluce stává násobení a z Gausovy funkce opět Gausova funkce, tudíž po provedení Fourierovy transformace a podělení se dostává vztah

$$OTF = \frac{\mathcal{F}(Obraz)}{\mathcal{F}(Objekt)},\tag{3.9}$$

kde OTF je zkratka pro Optical transfer function (Funkce optického transferu). Obecný tvar je

$$OTF = MTF \ \exp(i \ PTF), \tag{3.10}$$

kde PTF je phase transfer function a MTF je modulation transfer function a v tomto případě se užívá pouze absolutní hodnota OTF, což je MTF. Neuvažuje se tedy žádná optická aberace a OTF je vyjadřitelné rovnicí 3.9. Tato funkce udává jistým způsobem modulovanou Gaussovu funkci, tedy

$$OTF = \exp(-2(\pi\sigma f_{\phi})^2). \tag{3.11}$$

To znamená, že výstupem slit kalibrace je hodnota σ udávající zkreslení kamery.

Experimentální uspořádání je vyobrazeno na obr. 3.3. Infrakamera je nasměrována na homogenně zahřáté černé těleso o teplotě T = 75 °C. Mezi infrakamerou a černým tělesem se nachází štěrbina o šíři L = 1 mm, kterou bylo posouváno mezi jednotlivými snímky kamery vždy o 0,01 mm. Vzdálenost mezi infrakamerou a štěrbinou byla l = 530 mm a infrakamera byla zaostřena na štěrbinu. Šterbina společně s homogenně zahřátým černým tělesem utváří skok intenzity záření snímaném kamerou. Toto uspořádání dává velikost jednoho pixelu 0,31 mm v rovině štěrbiny.



Obrázek 3.4: Naměřená a reálná data při slit kalibraci, tedy kalibraci štěrbinou. Obraz znázorňuje naměřená data infrakamerou a Objekt znázorňuje reálné údaje. R značí posun štěrbiny a $E_{e,\nu}$ značí irradianci signálu.

Infrakamerou byl vždy utvořen snímek a následně štěrbina posunuta o 0,01 mm. Takto bylo utvořeno 600 snímků, čímž byla celkově štěrbina posunuta o 6 mm, což je výrazně větší rozměr než šíře samotné štěrbiny. Byl vybrán jeden sloupec pixelů infrakamery. Z tohoto sloupce bylo vybráno 20 sousedních pixelů, jejichž data byla aritmeticky zprůměrována, aby se vyvarovalo chybě

samotného jednoho pixelu. Těchto 600 hodnot (jedna z každého snímku) je vyobrazeno na obr. 3.4. Zároveň je zde vyobrazen reálný objekt (skutečný signál ze štěrbiny), který má obdélníkový průběh.



Obrázek 3.5: Naměřená a reálná data po Fourierově transformaci a podíl těchto dat.

Jelikož z konvoluce se po Fourierově transformaci stává násobení, byla provedena Fourierova transformace dat obrazu i objektu. To je znázorněno na obr. 3.5. Zároveň je zde vyobrazen podíl těchto dat, tedy

$$Podil = \frac{\mathcal{F}(Obraz)}{\mathcal{F}(Objekt)}.$$
(3.12)

Tento Podl je nutné pro určení σ dále vynásobit funkcí SMTF. To je opět anglická zkratka slov Sampling module transport function a je tvarem

$$SMTF = |\operatorname{sinc}(Lf_{\phi})|, \qquad (3.13)$$

kde L je velikost pixelu v rovině štěrbiny. SMTF je Fourierův obraz obdélníkové funkce. Po této korekci podílu získáváme funkci FMTF. To je anglická zkratka *Final module transport function* a je

$$FMTF = Podil \cdot SMTF. \tag{3.14}$$

Tato funkce FMTF je již výsledná hledaná gaussovská funkce po Fourierově transformaci a je možné ji již fitovat. Tímto fitem byla získána hodnota $\sigma = 0,898$ px. Fit je společně s korekcí FMTF přes SMTF vyobrazen a obr. 3.6.



Obrázek 3.6: $Podl,\,SMTF$
aFMTF,parametr $\sigma=0,898$ px byl určen z fitu FMTF Gausovou funkcí



Obrázek 3.7: Ověření spočtené sigmy utvořením syntetických dat a následným porovnáním.

Tuto spočtenou hodnotu je záhodno ještě dodatečně ověřit. To lze provést užitím počáteční

rovnice 3.7, následně nechat počítač provést uvedenou konvoluci a vyobrazit ji v grafu. Toto ověření je znázorněno na obr. 3.7.

Z obr. 3.7 lze vidět porovnání dat syntetického a naměřeného obrazu štěrbiny a skutečného signálu štěrbiny. Syntetická data tvarem odpovídají tvaru naměřeného obrazu, ovšem jsou zde jisté výchylky. Ty mohou být způsobeny jinými defekty optické soustavy, které slit kalibrace neřeší, či nepřesnostmi v měření. Nepřesnost může být dána v chybě σ či v nepřesnosti naměřených dat infrakamerou. Jinou možností je nedokonalost experimentu v chybě určení vzdálenosti kamery od štěrbiny, možné chybě zaostření kamery, či možný náklon štěrbiny.

3.3 Kalibrace endoskopu

S připojeným endoskopem není kalibrace samotné infrakamery provedená výrobcem příliš přesná. Je to způsobeno optickou soustavou v endoskopu. Ta naklání zorné pole a zároveň způsobuje jisté množství optických vad. Příkladem jsou: vinětace, útlum signálu optickou soustavou (transmitance) a vícenásobný odraz signálu na čočkách. Je nutné kalibraci infrakamery s připojeným endoskopem opakovat a znovu proměřit slit kalibraci.



Obrázek 3.8: Snímky uniformního pozadí a ruky bez kalibrací, s NUC kalibrací a s NUC i s BPR.

3.3.1 NUC + BPR

Pro získání dat na utvoření NUC byla kalibrace s připojeným endoskopem namířená na homogenně zahřáté těleso přes stejné safírové sklíčko, přes které má infrakamera měřit v tokamaku. Těleso bylo zahřáto na určitou teplotu a následně bylo infrakamerou pořízeno několik snímků pro různé předem určené expoziční časy. Poté vzorci (3.4), (3.5), (3.6) jsou snímky korigovány.

BPR bylo prováděno dopočtením aritmetického průměru sousedních pixelů.

Výsledné kalibrace jsou vyobrazeny na obr. 3.8, kde jsou dva snímky, a to uniformního pozadí a ruky. První dva snímky jsou bez jakékoliv kalibrace, další dva jsou pouze s NUC a poslední jsou jak s NUC tak s BPR.

3.3.2 Slit kalibrace

Není možno endoskop přesně zaostřit na celé zorné pole pro případ kolmo umístěného rovinného objektu. Pravděpodobně je to způsobeno výrobní vadou, protože byl navržen tak, aby bylo možné celé zorné pole zaostřit zároveň. Tím pádem se vypočtená σ s polohou v zorném poli mění.

Na obr. 3.9 je snímek děrovaného plechu prosvíceného zářením z homogenně zahřátého tělesa. Je zde patrný problém se zaostřováním zorného pole, kdy není možno zaostřit celou zornou plochu. Obvykle se zaostřuje na střed detektoru, který se zároveň nejvíce používá. Ku příkladu při měření se zvýšenou snímkovou frekvencí infrakamery je detektor omezen na rozlišení 4×64 px umístěném uprostřed detektoru. Níže popsané kalibrace se prováděly na středové ose záběru infrakamery (vodorovná osa) a v blízkosti dolního okraje zorného pole (viz obr. 3.9).

Na obr. 3.10a je vyobrazena naměřená radiance záření procházejícího štěrbinou o různých šířkách. Dále pak průběh potřebné šíře štěrbiny k naměření 95% signálu v závislosti na poloze na středové ose zorného pole kamery je vyobrazen na obr. 3.10b.

Infrakamera a endoskop byly zaostřeny na střed zorného pole infrakamery. Kamera byla zaměřená přes endoskop a safírový průzor na homogenně zahřáté těleso, před kterým se nacházela štěrbina. Vzdálenost od konce endoskopu ke štěrbině byla 720 mm, což je stejná vzdálenost jako při měření divertoru v tokamaku. Od konce safírového průzoru ke štěrbině byla vzdálenost 707 mm. Teplota tělesa byla 70°C. Expoziční čas kamery byl nastaven fixní na hodnotě 200 μ s.

Pro zaostřenou oblast je úroveň 50% signálu u štěrbiny o šíři 1,1 mm, což odpovídá 1,8 px, a úroveň 95% signálu u štěrbiny o šíři 3,2 mm, což odpovídá 5,3 px. Pro rozostřenou oblast je úroveň 50% signálu u štěrbiny o šíři 1,1 mm, což odpovídá 1,8 px, a úroveň 95% signálu u štěrbiny o šíři 7,6 mm, což odpovídá 12,7 px.

Lze pozorovat pokles potřebné šíře štěrbiny s posunem k zaostřenější oblasti zorného pole infrakamery a drastického zvýšení potřebné šíře směrem ke spodní straně zorného pole infrakamery.

Šíře štěrbiny, pro kterou je naměřených 50% signálu roztažené štěrbiny, vyšla pro obě oblasti identická, ale šíře pro 95% signálu různá. Pro rozostřenou oblast vyšla výrazně vyšší. Špatné ostření a defekty přibývající na okraji zorného pole mají větší vliv na přesnou intenzitu záření než na samotnou detekci záření z daného objektu.

Vlivem různého ostření v pohledu endoskopu bylo nutno přeměřit parametr σ z kalibrace posuvnou štěrbinou na různých místech zorného pole. Na obr. 3.11a jsou vyobrazena naměřená, teoretická a syntetická data přibližně na středu zorného pole kamery, kde byla spočtena $\sigma = 0,92$ px = 0,55 mm, a na obr. 3.11b jsou vyobrazena naměřená, syntetická a teoretická data na okraji zorného pole infrakamery, kde byla spočtena $\sigma = 1,58$ px = 0,95 mm. V obou případech si křivky syntetických a naměřených dat přibližně odpovídají, ale je nutno uvažovat další různé defekty optické soustavy, které tyto křivky od sebe odlišují.

Na obr. 3.12 je vyobrazen průběh σ v závislosti na poloze v zorném poli infrakamery. Je vidět, že s přiblížením ke středu zorného pole a tím i k nejzaostřenější oblasti hodnota klesá, a to i pro průběh na ose u okraje zorného pole (červené hodnoty). Zatímco s přibližování k okraji zorného pole hodnota σ stoupá.

V porovnání σ nejzaostřenější oblasti zorného pole s připojeným endoskopem a σ infrakamery s 50 mm čočkou se hodnota s endoskopem mírně zvýšila. Při srovnání syntetických dat s naměřenými lze zpozorovat větší vliv jiných optických vad.



Obrázek 3.9: Snímek děrovaného plechu o vzdálenosti děr 3 mm prosvíceného zářením z homogenně zahřátého tělesa se zvýrazněnými oblastmi měření slit kalibrace.



Obrázek 3.10: (a) Naměřená intenzita záření pro různé šíře šterbiny. Zelená linie označuje 50% signálu a červená 95%. (b) Šíře štěrbiny nutná k naměření 95% signálu infrakamerou na svislé ose na středu detektoru infrakamery.



Obrázek 3.11: (a) Srovnání syntetických a naměřených dat přibližně na středu zorného pole infrakamery s připojeným endoskopem. (b) Srovnání syntetických a naměřených dat přibližně na okraji zorného pole infrakamery s připojeným endoskopem.



Obrázek 3.12: σ v závislosti na poloze v zorném poli. Modrá data popisují průběh σ na ose procházející středem zorného pole a červená průběh na ose u okraje zorného pole.

Toto proměření σ v celé středové ose pohledu infrakamery napomohlo k nalezení špatně vybroušené čočky L14 na endoskopu. Původně byla designovaná na asférický tvar a místo toho byla zabroušena na nejbližší sférický tvar. Vliv této chyby byla nemožnost zaostřit celé zorné pole zároveň, což způsobovalo zvyšující se rozostřenost směrem k okraji zorného pole.

4. Experimentální měření

4.1 Tepelný tok

Tepelný tok je definován jako množství tepla procházející jistou danou plochou. V tomto případě se jedná o tepelný tok částic uniklých z plazmatu a nalétávajících na divertor. U tepelného toku na divertorovou desku je nutno rozlišovat kolmý a paralelní tepelný tok. Silokřivky magnetického pole dopadají na divertor pod jistým úhlem ϕ a částice jsou vedeny v okolí silokřivek, tudíž dopadají na divertor pod podobným úhlem, který je mu ve střední hodnotě roven. Celkový tepelný tok q_{\perp} je dán

$$q_{\perp} = q_{\parallel} \sin \phi + q_{BG}, \tag{4.1}$$

kde q_{BG} je pozaďový tepelný tok, což je tepelný tok, který je přidán k tepelnému toku plazmatu. Typicky je způsoben zářením plazmatu. Tento tepený tok je možno dále rozepsat

$$q_{BG} = q_{cf} \cos \phi + q^{\text{rad}} + q^{\text{CX}}, \qquad (4.2)$$

kde q^{rad} reprezentuje tepelný tok vyzařování plazmatu, q^{CX} vyjadřuje tepelný tok neutrálních částic z reakcí plazmatu (např. rekombinace) a q_{cf} je tzv. cross-field heat flux, tepelný tok transportem napříč magnetickým polem.

4.2 Metoda zpracování dat

V průběhu experimentu byla infrakamera zaměřená a zaostřená na divertorovou desku. Zaznamenávala vývoj teploty divertoru. Vývoj teploty divertoru byl následně přepočítáván na tepelný tok s použitím algoritmu THEODOR [13]. U toho je nutno uvažovat provedené externí kalibrace, pokud se jedná o experiment s připojeným endoskopem.

Vypočtený kolmý tepelný tok na divertor má v průběhu experimentu specifický průběh. Na středu divertoru je kolmý tepelný tok zanedbatelně malý a od středu divertoru po okraj kopíruje konvoluci Gaussovy funkce s exponenciálou, která má přepis

$$q(s) = \frac{q_0}{2} \exp\left[\left(\frac{S}{2\lambda_q}\right)^2 - \frac{\bar{s}}{\lambda_q}\right] \operatorname{erfc}\left(\frac{S}{2\lambda_q} - \frac{\bar{s}}{S}\right) + q_{BG},\tag{4.3}$$

kde $\bar{s} = s - s_0$, kde s_0 je poloha separatrix, S je šíře Gaussovy funkce, q_0 je hodnota tepelného toku, q_{BG} je pozaďový tepelný tok a λ_q je power decay lenght, tedy hloubka průniku či útlum. Tato křivka popisuje i tepelný tok přemapovaný z divertoru na outer midplane. Hodnoty s_0 , q_{BG} , S, q_0 i λ_q se získávají fitováním získaných dat. Exponenciela, která je jednou z funkcí tvořících tento vztah, je tvarem

$$\exp\left(\frac{\bar{s}}{\lambda_q}\right).\tag{4.4}$$

Při přemapování tepelného toku z divertoru na *outer midplane* je nutné odečíst pozaďový tepelný tok a zároveň přepočíst tepelný tok na divertoru na paralelní tepelný tok. Následně je možné fitovat data a získat parametry paralelního tepelného toku na *outer midplane*. Problémem mapování je přesnost určení polohy *separatrix* na divertoru. Automatické nástroje na tokamaku COMPASS určují *separatrix* s nedostatečnou přesností pro tyto měření, tudíž z polohy *separatrix* určené fitem tepelného toku na divertoru se musí provést korekce polohy *separatrix*.

4.3 Módy plazmatického výboje

U tokamaku a udržení plazmatu lze rozlišovat 2 základní módy stavu plazmatu: L-mode a Hmode. L-mode je celým názvem *low confinement mode*, tedy režim slabého udržení. Je to základní režim, kde je plazma normálně udrženo. Složitějším režimem je H-mode, který je celým názvem *high confinement mode*, tedy režim vysokého udržení.

H-mode byl objeven na tokamaku ASDEX, kde se občas stávalo, že plazma přešlo do H-modu a doba udržení plazmatu byla téměř dvojnásobná. Tento jev byl později pozorován na dalších tokamaků. Přechod plazmatu do H-modu je doprovázen nárustem tlaku plazmatu. Nárust je nejprve na okraji plazmatu a postupně se rozšíří po celém objemu.

Společně s objevem H-mode se objevil nový typ okrajové nestability plazmatu. Ta se nazvala edge localized mode a zkráceně ELM. Jedná se o výtrysk části plazmatu pryč doprovázený poklesem hustoty a teploty v okrajové oblasti plazmatu. Momentu mezi jednotlivými ELMy (výtrysky plazmatu) se říká *inter-ELM*

Charakteristickou vlastností H-modu jsou rychlé vých
ylky s velkou amplitudou H_{α} signálu z okraje plazmatu.

4.4 L-mode

Na obr. 4.1 je zaznamenán časový průběh proudu v plazmatu, hustoty plazmatu a vyzařování na vlnové délce odpovídající D_{α} čáře tří odlišných výbojů na tokamaku COMPASS. Jedná se o výboje 15559, 15541 a 15527. Tmavým pruhem je vyobrazen časový interval přes který byl vyhodnocován tepelný tok těchto výstřelů. Byl vybrán časový úsek, kde se všechny 3 nacházely v L-modu.

Pro srovnání tepelných toků těchto odlišných výbojů jsou na obr. 4.2 vyobrazeny kolmé tepelné toky na divertor techto 3 výstřelů na vnitřní části divertorové desky. Chyba při určení parametrů $q_{\perp,0}$, S a λ_q byla určená z fitu a pohybuje se v rozmezí desetin až jednotek milimetrů. Dále na obr. 4.3 je vyobrazen paralelní tepelný tok na *outer midplane* pro zmíněné tři výstřely, kde se chyba určení parametrů mění zejména pro λ a S. Relativní chyba se přibližně zachovává (mírně vzroste), ale absolutní poklesne s poklesem samotné hodnoty parametru.

Výstřel 15527 měl ze jmenovaných nejvyšší proud v plazmatu. Zároveň naměřený tepelný tok byl nejvyšší jak divertoru tak přemapovaný na *outer midplane*. Zároveň vypočtená λ_q byla u tohoto výboje nejmenší spočtená.

Výstřel 15541 je velikostí proudu v plazmatu druhý v pořadí a naměřené tepelné toky jsou také druhé v pořadí. Zároveň je i λ_q druhá nejmenší. A u výstřelu 15559, který měl nejnižší hodnotu proudu v plazmatu byl též naměřen nejnižší tepelný tok a nejvyšší hodnota λ_q .



Obrázek 4.1: Časový vývoj jednotlivých diagnostik (I_p , $n_e \ge D_{\alpha}$) výstřelů 15559, 15541 s 15527.



Obrázek 4.2: Kolmé tepelné toky na vnitřní části divertoru pro 3 výstřely: 15559, 15541 a 15527 s fitováním a vypočtenými parametry v divertorových souřadnících.



Obrázek 4.3: Paralelní tepelný tok z vnitřní části divertoru přemapovaný na *outer midplane* pro shoty: 15559, 15541 a 15527.



Obrázek 4.4: Základní diagnostiky výstřelu 16534 s vyznačenou časovou oblastí, na které byl vyšetřován tepelný tok.



Obrázek 4.5: Kolmý tepelný tok na vnitřní i vnější části divertoru pro výstřel 16534 s fitováním a vypočtenými parametry v divertorových souřadnících.



Obrázek 4.6: Paralelní tepelný tok na vnitřní i vnější části divertoru pro výstřel 16534 s fitováním a vypočtenými parametry přemapovaný na *outer midplane*.

Vyšší proud plazmatem způsobuje větší ohřev plazmatu. Pokud se jedná o stabilní režim plazmatu, pak tato energie ohřevu nějakým způsobem musí unikat z plazmatu. To znamená, že s vyšším proudem plazmatu nutně musí být naměřen vyšší tepelný tok. Zároveň tepelný tok nutně závisí na hodnotě λ_q , která je nepřímo úměrně závislá na poloidálním magnetickém poli. Z toho plyne, že naměřená hodnota tepelného toku q_0 roste s proudem v plazmatu. Tato korelace nemusí být obecně platná, ale jako orientační metoda by mohla být užitečná.

Na obr. 4.4 je vyobrazen průběh základní diagnostiky $(I_p, n_e \ a \ D_{\alpha})$ výboje 17002. U tohoto výboje byl pro analýzu tepelného toku vybrán časový interval 1100 – 1200 ms, protože v tento časový interval je plazma v L-modu. U tohoto výstřelu byl analyzován tepelný tok obou stran diveroru (vnější a vnitřní). Ten je v divertorových souřadnicích vyobrazen na obr. 4.5 a poté přemapovaný na *outer midplane* na obr. 4.6.

Průběh tepelného toku na divertorové desce lze rozdělit na 2 části, a to na vnější a vnitřní část. Na obou stranách tepelný tok kopíruje křivku popsanou rovnicí 4.3, kde je nutné uvažovat nulu na přechodu divertorových částí a pokračovat směřem k okrajům (tj. jeden průběh je otočen). Na obr. 4.5 si lze povšimnout odlišností mezi dvěma průběhy tepelného toku jak v tvaru, tak v spočtených fitovacích parametrech. Na vnitřní části tepelného toku bylo spočteno $q_{\perp,0} = 0, 6$ MW a na vnější $q_{\perp,0} = 2, 4$ MW. Tyto hodnoty jsou od sebe nezanedbatelně odlišné. Obdobně na vnější části divertorové desky bylo fitováním spočteno $\lambda_q = 41, 5$ mm a na vnitřní $\lambda_q = 16, 3$ mm. Tato odlišnost je pozorovatelná i při přemapování z oblasti divertoru na *outer midplane*. Tam byl určen tepelný tok $q_{\parallel,0}^{OMP} = 6, 0$ MW z vnitřní části divertorové desky a $q_{\parallel,0}^{OMP} = 18, 7$ MW z vnější části divertorové desky. Obdobně $\lambda_q = 3, 2$ mm z vnější části a $\lambda_q = 1, 3$ mm z vnitřní části.

Dle [9] musí λ_q jistým způsobem záviset na základních parametrech plazmatu, jako je safety factor, poloměr plazmatu, toroidální a poloidální magnetické pole, či proud v plazmatu. Systematickou analýzou parametrů výbojů na tokamaku JET a tokamaku ASDEX a spočtené λ_q u těchto výbojů byl určen vztah pro λ_q u tepelného toku na vnější část divertoru přemapovaným na outer midplane,

$$\lambda_q = (1, 58 \pm 0, 83) B_T^{-0,40\mp0,31} q_{95}^{0,73\pm0,32} P_{SOL}^{0,13\pm0,11} R^{0,26\mp0,30}, \tag{4.5}$$

kde B_T je toroidální magnetické pole, q_{95} je safety factor v 95% hodnoty normalizovaného poloidálního magnetického toku, P_{SOL} je výkon skrz separatrix a R je poloměr plazmatu. Srovnání λ_q vypočtené vztahem 4.5 a vypočtené z průběhu tepelného toku je vyobrazeno na obr. 4.7. V rámci chyby v měření a chyby ve výpočtech hodnoty λ_q si odpovídají s vyjímkou dat z výboje 16908. V tomto případě mohla být odchylka způsobena blížícím se přechodem plazmatu z L-modu do H-modu.

4.5 H-mode

Na obr. 4.8 jsou vyobrazeny základní diagnostiky výboje 16908, který obsahoval plazma v Hmodu. H-mod je k rozpoznání z těchto diagnostik silně oscilující hodnotou D_{α} a zároveň výraznou změnou hustoty plazmatu. H-mod je doprovázen ELMy, tedy *edge localized modes*. To jsou jisté výtrysky plazmatu, které jsou identifikovatelné v diagnostice jako jednotlivé prudké nárusty D_{α} .



Obrázek 4.7: Srovnání spočtené λ_q dle vztahu 4.5 a vypočtené λ_q z dat z infrakamery



Obrázek 4.8: Průběh základní diagnostiky výstřelu 16908 se zvýrazněným časovým intervalem, který byl použit na diagnostiku tepelneho toku při plazmatu v H-modu.



Obrázek 4.9: Tepelný tok na divertor v divertorových souřadnicích pro časový interval 1104,95 ms až 1105,05 ms u výstřelu 16908



Obrázek 4.10: Tepelný tok z divertoru přemapovaný na
 $outer\ midplane\$ pro časový interval 1104, 95 ms až 1105, 05 ms u výstřelu 16908

Tepelný tok byl na tomto výboji diagnostikován v čase 1104.95 ms až 1105,05 ms. Tento časový interval byl zvolen, protože se jedná o nejužší možný diagnostikovatelný čas maxima jednoho ELMu.

Na obr. 4.9 je vyobrazen kolmý tepelný tok na divertor v divertorových souřadnicích. Na vnější části divertorové desky byl naměřen tepelný tok $q_{\perp,0} = 9, 4$ MW o $\lambda_q = 48, 6$ mm a na vnitřní části divertorové desky $q_{\perp,0} = 9, 2$ MW o $\lambda_q = 32, 8$ mm.

Při srovnání s výbojem 17002, který byl diagnostikován v L-modu, jsou hodnoty tepelného toku vyšší a zároveň λ_q byla naměřena vyšší. Proud plazmatem byl při výboji 16908 nastaven na vyšší hodnotu než u výboje 17002. Tento rozdíl tepelných toků odpovídá jak vyššímu proudu plazmatu, tak charakteristice ELMu.

Hodnoty tepelného toku po přemapování na *outer midplane* jsou vyobrazeny na obr. 4.10. Hodnota tepelného toku z oblasti vnějšího divertoru byla určena jako $q_{\parallel,0}^{OMP} = 75,9$ MW o $\lambda_q = 5,0$ mm a z oblasti vnitřní části divertoru jako $q_{\parallel,0}^{OMP} = 69,1$ MW o $\lambda_q = 1,4$ mm. Tyto hodnoty jsou vyšší $(q_{\parallel,0}^{OMP}$ vyšší a λ_q vyšší) než u srovnávaného výboje 17002 v L-modu. To odpovídá charakteru H-modu a ELMu, kdy během ELMu je vyprsknuto jisté množství částic z plazmatu.

4.6 Inter-ELM

Pro určení tepelného toku v inter-ELMu, tedy v době mezi dvěmi ELMy plazmatu, byl užit výstřel 16908. Jedná se o identický výboj použitý pro diagnostiku a studium tepelného toku v H-modu během maxima ELMu, ale byl použit jiný časový interval a to 1103,8ms až 1104 ms. Průběh základní diagnostiky výboje 16908 je vyobrazen na obr. 4.8, kde je zvýrazněn časový interval diagnostiky pro vyšetřování maxima ELMu, který není v tomto vyobrazení rozlišitelný. V určeném časovém intervalu se plazma nachází ve stavu inter-ELMu, specificky ve stavu těsně před dalším ELMem. Tento čas byl zvolen, protože se zde již pravděpodobně stabilizovaly tepelné toky po předchozím ELMu.

Na obr. 4.11 je vyobrazen tepelný tok na divertoru v divertorových souřadnicích. Tepelný tok na vnější části divertorové desky byl určen jako $q_{\perp,0} = 13,3$ MW o $\lambda_q = 5,5$ mm a z vnitřní části jako $q_{perp,0} = 3,8$ MW o $\lambda_q = 14,7$ mm. To jsou hodnoty vyšší než u H-modové charakteristiky diagnostikované výše.

Na obr. 4.12 je vyobrazen tepelný tok přemapovaný na *outer midplane*. Hodnoty tepelného toku vyšly vyšší než-li u výše provedené H-modové diagnostiky. Z vnější části divertorové desky byl vypočten $q_{\parallel,0}^{OMP} = 92,5$ MW o $\lambda_q = 0,5$ mm a z vnitřní části $q_{\parallel,0}^{OMP} = 36$ MW o $\lambda_q = 0,7$ mm. Jedná se opět o hodnoty vyšší než-li u H-modové charakteristiky výše.

V průběhu ELMu byla určena λ_q výrazně vyšší než-li v inter-ELMu. To bylo pravděpodobně způsobeno ELMem samotným. Hodnota tepelného toku byla spočtena v průběhu ELMu nižší než-li v inter-ELMu, což by teoreticky být neměla. To mohlo být způsobeno vysokým zatížením chyby v měření tepelného toku a zároveň velkou citlivostí na určení λ_q .



Obrázek 4.11: Tepelný tok na divertor v divertorových souřadnicích pro časový interval 1103,8 ms až 1104 ms u výstřelu 16908



Obrázek 4.12: Tepelný tok z divertoru přemapovaný na
 $outer\ midplane\$ pro časový interval 1103,8 ms až 1104 ms u výstřelu 16908

5. Závěr

Kalibrace a měření na infrakameře, které byly provedeny s připojeným endoskopem jsou: NUC, BPR, kalibrace štěrbinou (zmenšující se štěrbina i posun štěrbiny), teplotní kalibrace, vinětace (v rámci NUC) a útlum signálu. Tyto kalibrace bylo nutné provést pro umožnění měření tepelných toků na divertoru.

Prostorové rozlišení infrakamery určené kalibrací štěrbinou bylo spočteno silně proměnné v závislosti na poloze na zorném poli infrakamery v případě připojeného endoskopu. K okraji zorného pole silně narůstala hodnota σ a nejnižší hodnoty byly určeny na středu zorného pole. To bylo způsobeno nemožností zaostřit endoskop a infrakamery na celé zorné pole. Později bylo zjištěno, že je to způsobeno špatným vybroušením čočky L14 endoskopu. Ta měla mít asférický tvar a byla vybroušena na nejbližší sférický tvar.

Útlum signálu na úzké štěrbině prokázal, že pro naměření 95% intenzity signálu je pro zaostřenou oblast je nutná šíře štěrbiny odpovídající 5,3 px. Pro rozostřenou oblast šíři odpovídající 12,7 px.

Naměřené hodnoty tepelných toků jsou vyobrazeny v tabulce 5.1. Největší tepelné toky byly naměřeny v inter-ELMu a nejnižší v L-modu. To odpovídá vlastnostem těchto módů. V inter-ELMu byla určena nižší hodnota λ_q než v průběhu maxima ELMu. Pro spočtené λ_q platí, že odpovídají hodnotám ze škálování.

-	L-mod	ELM	Inter-ELM
výstřel	17002	16908	16908
I_p [kA]	200	230	230
$q_{\parallel,0}^{OMP}$ [MW]	18,7	$75,\!9$	92,5
$\lambda_q \; [\mathrm{mm}]$	3,2	5,0	$0,\!5$
$S \; [mm]$	$_{0,2}$	0,3	0,3
$q_{\parallel,0}^{OMP}$ [MW]	6,0	69,1	36
$\lambda_q \; [\mathrm{mm}]$	$1,\!3$	1,4	0,7
$S [\mathrm{mm}]$	0,1	$0,\!5$	0,1

Tabulka 5.1: Souhrná tabulka výsledných hodnot a parametrů tepelných toků, kde nejprve jsou vyobrazeny hodnoty pro vnější část divertorové desky a níže jsou vyobrazeny hodnoty pro vnitřní část divertorové desky.

Literatura

- [1] F.F. Chen, Introduction to Plasma Physics, 1974, 978-1-4757-0459-4
- [2] Institut fyziky plazmatu Akademie věd České republiky [online], [cit. 13. září 2019], Dostupné z: http://www.ipp.cas.cz/vedecka_struktura_ufp/tokamak/tokamak_compass/
- [3] K. Lackner, et al., Fusion Physics, International Atomic Energy Agency, Vienna, 2012, 978-92-0-130410-0
- [4] Y. Corre and J.-L. Gardarein and R. Dejarnac and J. Gaspar and J.P. Gunn and M.-H. Aumeunier and X. Courtois and M. Missirlian and F. Rigollet, Methodology for heat flux investigation on leading edges using infrared thermography, Nuclear Fusion, 2017, 0029-5515-57-1-016009
- [5] P. Vondracek and E. Gauthier and O. Ficker and M. Hron and M. Imrisek and R. Panek, Fast infrared thermography on the COMPASS tokamak, Fusion Engineering and Design, 0920-3796,
- [6] John Wesson, Tokamaks. 3. Oxford: Clarendon Press, 2004. 9780199592234.
- [7] Differ, Dutch institute for Fundamental Energy research [online], [cit. 13. září 2019], Dostupné z: https://www.differ.nl/research/plasma-material-interactions
- [8] Eich, T. and Sieglin, B. and Scarabosio, A. and Fundamenski, W. and Goldston, R. J. and Herrmann, A., Inter-ELM Power Decay Length for JET and ASDEX Upgrade: Measurement and Comparison with Heuristic Drift-Based Model, Phys. Rev. Lett., 2011, 10.1103/PhysRevLett.107.215001
- [9] A. Scarabosio and T. Eich and A. Herrmann and B. Sieglin, Outer target heat fluxes and power decay length scaling in L-mode plasmas at JET and AUG, Journal of Nuclear Materials, 2013, 0022-3115
- [10] I.H. Hutchinson, Principles of Plasma Diagnostics, Cambridge University Press, 2005, 978-0521675741
- [11] T. Eich and A.W. Leonard and R.A. Pitts and W. Fundamenski and R.J. Goldston and T.K. Gray and A. Herrmann and A. Kirk and A. Kallenbach and O. Kardaun and A.S. Kukushkin and B. LaBombard and R. Maingi and M.A. Makowski and A. Scarabosio and B. Sieglin and J. Terry and A. Thornton and ASDEX Upgrade Team and JET EFDA Contributors, Scaling of the tokamak near scrape-off layer H-mode power width and implications for ITER, Nuclear Fusion, 2013, 0029-5515-53-9-093031

- [12] J. Marki: Infrared thermography of divertor ELM heat loads on TCV. PhD thesis, EPFL, Switzerland, 2006
- [13] A Herrmann and W Junker and K Gunther and S Bosch and M Kaufmann and J Neuhauser and G Pautasso and Th Richter and R Schneider, Energy flux to the ASDEX-Upgrade diverter plates determined by thermography and calorimetry, Plasma Physics and Controlled Fusion, 1995, 0741-3335-37-1-002
- [14] Michael Vollmer, Klaus-Peter Möllmann, Infrared Thermal Imaging: Fundamentals, Research and Applications, 2010, 978-3-527-40717-0
- [15] V. Weinzettl and R. Panek and M. Hron and J. Stockel and F. Zacek and J. Havlicek and P. Bilkova and D.I. Naydenkova and P. Hacek and J. Zajac and R. Dejarnac and J. Horacek and J. Adamek and J. Mlynar and F. Janky and M. Aftanas and P. Bohm and J. Brotankova and D. Sestak and I. Duran and R. Melich and D. Jares and J. Ghosh and G. Anda and G. Veres and A. Szappanos and S. Zoletnik and M. Berta and V.F. Shevchenko and R. Scannell and M. Walsh and H.W. Müller and V. Igochine and A. Silva and M. Manso and R. Gomes and Tsv. Popov and D. Sarychev and V.K. Kiselov and S. Nanobashvili, Overview of the COMPASS diagnostics, Fusion Engineering and Design, 2011, WEINZETTL20111227
- [16] R Pánek and J Adámek and M Aftanas and P Bílková and P Böhm and F Brochard and P Cahyna and J Cavalier and R Dejarnac and M Dimitrova and O Grover and J Harrison and P Háček and J Havlíček and A Havránek and J Horáček and M Hron and M Imríšek and F Janky and A Kirk and M Komm and K Kovařík and J Krbec and L Kripner and T Markovič and K Mitošinková and J Mlynář and D Naydenkova and M Peterka and J Seidl and J Stöckel and E Štefániková and M Tomeš and J Urban and P Vondráček and M Varavin and J Varju and V Weinzettl and J Zajac and the COMPASS team, Status of the COMPASS tokamak and characterization of the first H-mode, Plasma Physics and Controlled Fusion, 2016, 0741-3335-58-1-014015
- [17] Wagner, F. and Fussmann, G. and Grave, T. and Keilhacker, M. and Kornherr, M. and Lackner, K. and McCormick, K. and Müller, E. R. and Stäbler, A. and Becker, G. and Bernhardi, K. and Ditte, U. and Eberhagen, A. and Gehre, O. and Gernhardt, J. and Gierke, G. v. and Glock, E. and Gruber, O. and Haas, G. and Hesse, M. and Janeschitz, G. and Karger, F. and Kissel, S. and Klüber, O. and Lisitano, G. and Mayer, H. M. and Meisel, D. and Mertens, V. and Murmann, H. and Poschenrieder, W. and Rapp, H. and Röhr, H. and Ryter, F. and Schneider, F. and Siller, G. and Smeulders, P. and Söldner, F. and Speth, E. and Steuer, K. -H. and Szymanski, Z. and Vollmer, O., Development of an Edge Transport Barrier at the H-Mode Transition of ASDEX, Phys. Rev. Lett., 1984, 10.1103/PhysRevLett.53.1453
- [18] ASDEX Team, The H-Mode of ASDEX, Nuclear Fusion, 1989, 0029-5515-29-11-010
- [19] J. Adamek and J. Seidl and M. Komm and V. Weinzettl and R. Panek and J. Stöckel and M. Hron and P. Hacek and M. Imrisek and P. Vondracek and J. Horacek and A. Devitre and the COMPASS Team, Fast measurements of the electron temperature and parallel heat flux in ELMy H-mode on the COMPASS tokamak, Nuclear Fusion, 2017, 0029-5515-57-2-022010
- [20] R. Dejarnac and Y. Corre and P. Vondracek and J. Gaspar and E. Gauthier and J.P. Gunn and M. Komm and J.-L. Gardarein and J. Horacek and M. Hron and J. Matejicek and R.A. Pitts and R. Panek, Heat loads on poloidal and toroidal edges of castellated plasma-facing components in COMPASS, Nuclear Fusion, 2018, 0029-5515-58-6-066003