

**České vysoké učení technické
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská
Katedra fyzikální elektroniky**

**Bolometrická měření celkového vyzářeného výkonu vysokoteplotního
plazmatu tokamaku CASTOR**

Bakalářská práce

Autor práce: **Edita Dufková**
Školitel: **Mgr. Vladimír Weinzettl, PhD. (ÚFP AV ČR)**
Konzultant: **Doc. Ing. Ladislav Pína, DrSc.**
Školní rok: **2007/2008**

Prohlašuji, že jsem tuto práci vypracovala samostatně a s použitím uvedené literury.

V Praze dne

Edita Dufková

Zde bude papír se zadáním

Zadání diplomové práce

Název práce: Bolometrická měření celkového vyzářeného výkonu vysokoteplotního plazmatu tokamaku CASTOR

Jméno studenta, studijní obor a zaměření: Edita Dufková, studijní obor Fyzikální inženýrství, zaměření Fyzikální elektronika, KFE FJFI ČVUT

Jméno vedoucího a konzultanta práce: Mgr. Vladimír Weinzettl, Ph.D. (ÚFP AV ČR),

Doc. Ing. Ladislav Pína, DrSc. (KFE FJFI ČVUT)

Motivace:

Termojaderný výzkum zaměřený na zařízení typu tokamak je jedním z nejperspektivnějších přístupů k energetice třetího tisíciletí. Bolometrická měření celkového vyzářeného výkonu plazmatu během tokamakového výboje umožňují stanovit podíl příkonu a radiačních ztrát plazmatu, prostorově rozlišená měření pak ocení jejich rozložení v poloidálním řezu a určovat polohu sloupce plazmatu vůči komoře.

V rámci práce se student seznámí s problematikou vyzařování vysokoteplotního plazmatu jak na základě prostudování příslušné literatury, tak zejména experimentálně při měřeních s rychlými bolometry na bázi AXUV diod na tokamaku CASTOR v Ústavu fyziky plazmatu AV ČR.

Cíl diplomové práce:

1. Shromáždit poznatky o principu činnosti rychlých bolometrických AXUV diod.
2. Navrhnout konstrukci měřicího systému pro bolometrii na tokamaku CASTOR.
3. Změřit rozložení celkových radiačních ztrát ve výboji tokamaku CASTOR.
4. Z prostorového rozložení radiačních ztrát odhadnout polohu sloupce plazmatu ve výboji tokamaku CASTOR.

Key words

tokamak, plasma, bolometry, AXUV

Abstract

Thermonuclear research focused on tokamak devices is one of promised ways to energetics for third millenium, namely with respect to sustainable human development. Bolometric measurements of total power radiated during a tokamak discharge allow to estimate a fraction of input power and plasma radiation losses. Spatially resolved measurements together with a soft X-ray detection give information on a plasma position and its profile. For 2D reconstruction of plasma radiation profile Asymmetrical Abel inversion and Cormack method of tomography can be used.

Klíčová slova

tokamak, plazma, bolometrie, AXUV

Abstrakt

Termojaderný výzkum zaměřený na zařízení typu tokamak je jednou ze slibných cest k energetice třetího tisíciletí, a to zejména s ohledem na trvale udržitelný rozvoj lidské společnosti.

Bolometrická měření celkového vyzářeného výkonu během tokamakového výboje umožňují stanovit podíl příkonu a radiačních ztrát plazmatu, prostorově rozlišená měření pak spolu s měřeními v měkké rentgenové oblasti podávají informaci o poloze plazmatu a jeho profilu. K dvourozměrné rekonstrukci radiačního profilu plazmatu poslouží Abelova asymetrická inverze a Cormackova metoda tomografie.

Úvod

1. Termonukleární fúze	9
1.1 Tokamaky	9
1.1.1 Popis tokamaku	9
1.1.2 Tokamak CASTOR	10
1.1.3 Diagnostika plazmatu na tokamaku CASTOR	11
2. Bolometrie	13
2.1 AXUV diody	13
2.1.1 Citlivost fotodiod	14
2.1.2 Parametry fotodiod	15
2.2 Zesilovač	16
2.3 Sběrné počítače	17
2.4 Camera obscura	17
2.4.1 Parametry detektorového krytu	18
2.4.2 Umístění bolometrů	20
2.5 Shrnutí	20
3. Prostorová kalibrace bolometrů	21
3.1 Shrnutí	31
4. Výstupní data	32
4.1 Parametry plazmatu určené z profilu radiace	35
4.1.1 Fitování jednoduchou Gaussovou křivkou	35
4.1.2 Fitování dvojitou Gaussovou křivkou	36
4.1.3 Test správnosti fitu	37
4.1.4 Kriteria volby mezi fitovacími křivkami	38
4.1.5 Informace získané z fitování dat	39
4.2 Změřená data a z nich odvozené informace o plazmatu	40
4.3 Vývoj polohy, pološířky a vyzářeného výkonu v čase	42
4.4 Shrnutí	43
5. Měření citlivosti obou bolometrických polí v závislosti na době jejich přítomnosti v tokamaku	44

5.1 Shrnutí	47
6. Závislost celkové radiace na hustotě plazmatu	48
6.1 Shrnutí	49
7. Abelova asymetrická inverze	50
7.1 Shrnutí	55
8. Cormackova metoda tomografické rekonstrukce	56
8.1 Testovací funkce	57
8.1.1 Průběh testování	57
8.1.2 Výsledky testovacích funkcí	59
8.1.3 Vliv šumu na kvalitu tomografické rekonstrukce	64
8.2 Úprava dat před tomografickou rekonstrukcí	65
8.3 Rekonstrukce vyzařování z tokamaku	67
8.4 Shrnutí	71
9. Experimenty s využitím Cormackovy metody tomografické rekonstrukce	72
9.1 Scan přes polohy plazmatu dané magnetickou stabilizací	72
9.2 Pozorování proudových kanálů	73
Závěr	77
Apendix	79
Seznam článků, posterů a jiných publikací	83
Literatura	85

Úvod

Ovládnutí termonukleární fúze znamená získání v podstatě nevyčerpatelného energetického zdroje a výzkumy vedoucí k tomuto cíli jsou proto nesmírně důležité. Malý český tokamak CASTOR sice neumožňuje zapálení fúze, ale zato dovoluje provádět velmi detailní studium chování plazmatu, které na velkých tokamacích není možné. Výsledky takovýchto experimentů jsou pak velmi cenné pro větší zařízení, jejichž parametry se již blíží budoucí fúzní elektrárně.

Analýza radiačních ztrát je jednou z metod, které umožňují studovat chování plazmatu aniž by jej jakkoliv narušily. Fotodiody AXUV jsou pro tuto analýzu obzvláště vhodné pro svou rychlost a nízkou citlivost na neutrální částice. Rozbor dat pak umožní popsat tvar a rozložení radiace v plazmatu a jeho vývoj během výboje. Zrovna tak dovolí porovnávat jednotlivé výboje mezi sebou a sledovat chování plazmatu při rozličných parametrech nastavení. K rekonstrukci radiačního profilu plazmatu poslouží Abelova asymetrická inverze nebo Cormackova metoda tomografie.

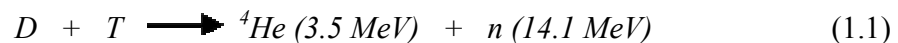
Získaná data o plazmatu jsou důležitá pro jiná měření, která potřebují znát jeho tvar a polohu. Popsané postupy analýzy dat pak budou široce využitelné nejen v diagnostice vysokoteplotního plazmatu.

Kapitola 1

Termonukleární fúze

Při termonukleární fúzi se slučují jádra lehkých atomů a uvolňují velké množství energie. Přiblížení jader na dosah přitažlivých jaderných sil brání odpudivé elektrické síly. Ty jsou projevem vzájemného působení kladně nabitých atomových jader a mohou být překonány za extrémně vysokých teplot. Tato nezbytná podmínka dala jméno termojaderné reakci (termo = teplo).

V pozemských podmínkách je nejnázve uskutečnitelnou fúzní reakcí slučování deuteria a tritia



Při jedné reakci se uvolní energie 17,6 MeV [4]. Po ovládnutí fúze by tato reakce přinášela levný zdroj energie s prakticky nevyčerpatelnými zásobami paliva.

1.1 Tokamaky

Realizace termojaderné syntézy v pozemských podmínkách vyžaduje velmi vysoké teploty ($T > 10^6$ K) a vysoké hustoty nabitých částic ($10^{18} \text{ m}^{-3} < n < 10^{22} \text{ m}^{-3}$). Za těchto podmínek má látka podobu plazmatu, čtvrtého skupenství hmoty, které se skládá z elektronů, iontů a malého podílu neutrálních atomů. Vzhledem k vysokým teplotám je třeba plazma od stěn komory izolovat. Jednou z možností je použití silného magnetického pole ($B > 1$ T), protože nabitě částice tvořící plazma sledují magnetické siločivky.

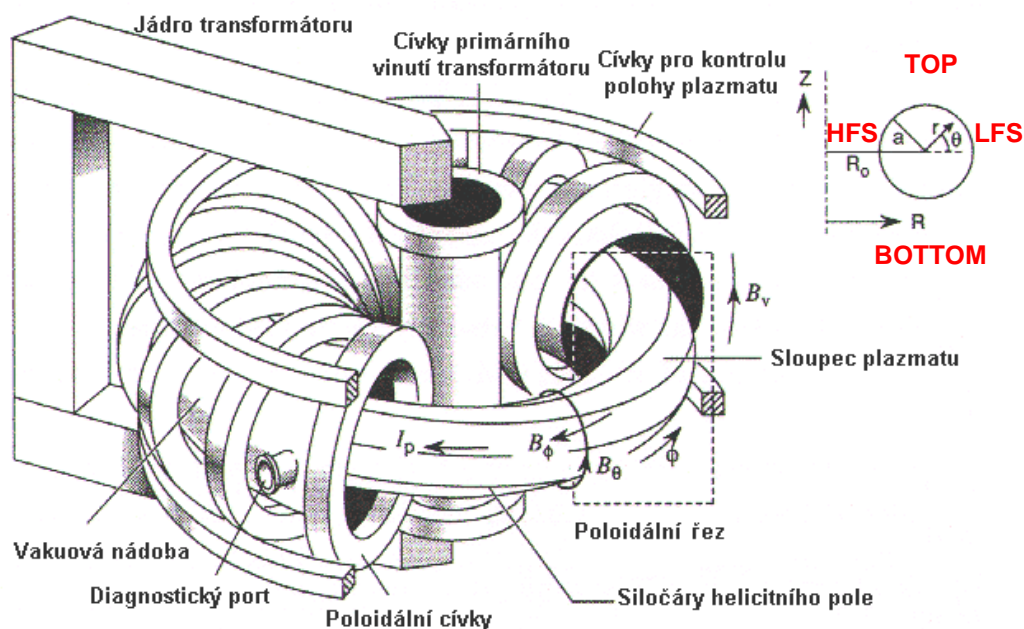
Konstrukční řešení zvané tokamak [4] (z ruského toroidalnaja kamera s magnitnymi katuskami) má komoru ve tvaru toroidu a je v podstatě sekundárním vinutím transformátoru. Proud tekoucí primárním vinutím vybudí proud v sekundárním, způsobí ionizaci plazmatu a jeho následný ohřev. Vzhledem ke svému principu je tokamak pulsní zařízení, což by mohlo komplikovat jeho budoucí využití coby fúzní elektrárny, avšak tento problém byl uspokojivě vyřešen neinduktivní generací proudu pomocí mikrovln.

1.1.1 Popis tokamaku

Velikost komory tokamaku ve tvaru toroidu lze popsat dvěma základními parametry. První, zvaný hlavní poloměr, je určen vzdáleností od osy toroidu ke středu komory toroidu. Druhý, nazývaný vedlejší poloměr, je označením pro poloměr komory, pokud má komora kruhový průřez. Moderní divertorové tokamaky mají průřez (zvaný poloidální) oválný, případně tvaru D.

Pro orientaci na tomto řezu se používají čtyři důležité body. Bod na vrcholu komory (vzhledem k tíhové síle) se značí TOP, dolní BOTTOM. Pro popis dalších dvou se využívá hustota magnetických siločar, která není všude stejná. Na straně komory blíže ke

středu tokamaku je magnetické pole vyšší a tato strana se proto označuje jako High Field Side (zkráceně HFS). Strana opačná, nejvzdálenější od osy tokamaku, má magnetické pole nižší a nazývá se Low Field Side (neboli LFS). Anglické názvy a jejich zkratky budou při popisu tokamakové komory používány i v následujícím textu.



Obr.1.1 Schéma tokamaku

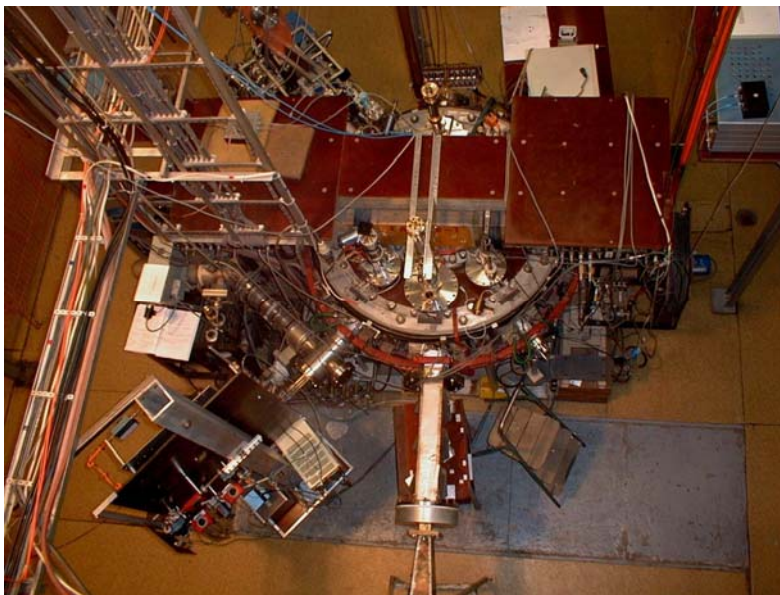
1.1.2 Tokamak CASTOR

Výzkum fyziky vysokoteplotního plazmatu se v České republice prováděl do roku 2007 na tokamaku CASTOR. Jedná se o rekonstruovanou verzi moskevského tokamaku TM-1. Dosahované energie v plazmatu se pohybují okolo 200eV (energie 1 eV odpovídá přibližně teplotě 11600 K), a délka výboje bývá 25ms, ne však delší než 50ms [14].

Hlavní poloměr	$R = 0.4 \text{ m}$
Poloměr komory	$a_{\text{max}} = 10 \text{ cm}$
Vedlejší poloměr	$a = 6 \text{ cm}$, nebo $a = 8.5 \text{ cm}$
Délka výboje	$\tau < 50 \text{ ms}$
Toroidální magnetické pole	$0.5 \text{ T} < B_T < 1.5 \text{ T}$
Proud plazmatem	$5 \text{ kA} < I_p < 17 \text{ kA}$
Hustota plazmatu	$2 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3} < n_e < 4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$
Elektronová teplota	$100 \text{ eV} < T_e(0) < 300 \text{ eV}$
Iontová teplota	$T_i(0) \approx 100 \text{ eV}$

Tab.1.1 Parametry tokamaku CASTOR

Svémi parametry se CASTOR řadí do třídy tzv. malých tokamaků, které mají příliš nízkou centrální teplotu plazmatu, než aby v nich probíhaly termonukleární reakce. Je využíván k výzkumu vlastností vysokoteplotního plazmatu, výrobě a testování diagnostiky plazmatu a díky své obrovské flexibilitě k realizaci experimentů nejrůznějšího zaměření. V současné době byl místo CASTORu instalován tokamak COMPASS-D z Anglie, který umožňuje výzkum problematiky související s výstavbou velkého experimentálního tokamaku ITER. CASTOR byl převezen na pozemky FJFI ČVUT, kde bude sloužit jako cvičné zařízení pro studenty.



Obr.1.2 Fotografie tokamaku CASTOR

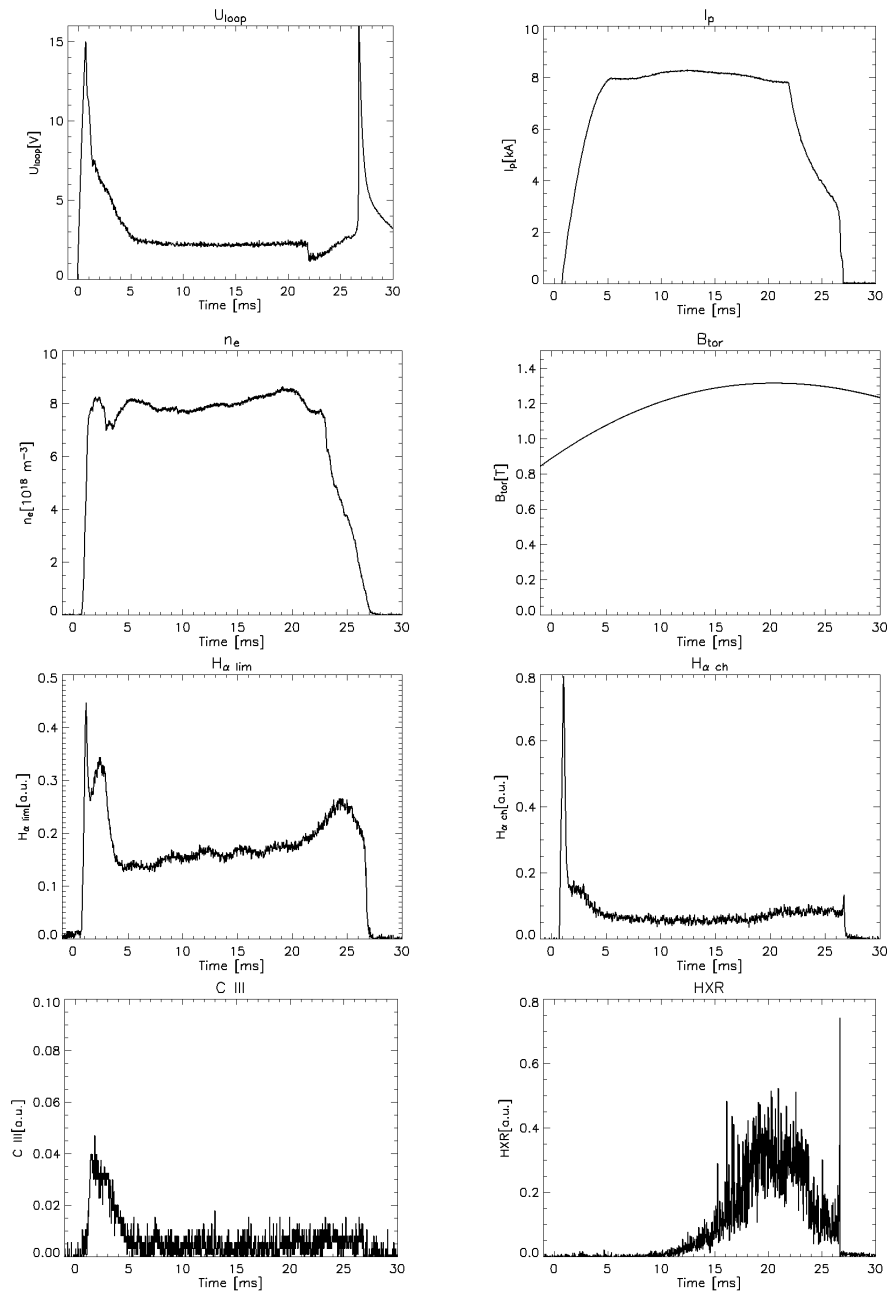
1.1.3 Diagnostika plazmatu na tokamaku CASTOR

Sloupec plazmatu je sledován pomocí velkého množství diagnostik. Elektronová hustota je měřena mikrovlnným interferometrem. Proud plazmatem I_p je integrován ze signálu tzv. Rogowského pásku. Napětí na závit plazmatu U_{loop} je odvozováno z napětí na závit vodiče vedeného podél komory tokamaku. Dále je měřena intenzita magnetického pole B_T a tvrdé a měkké rentgenové záření. Je možno využívat signály fotonásobičů s interferenčními filtry odpovídajícími intenzitě vyzařování čáry H_α (656,3 nm) nebo $C III$ (464,7 nm). K dispozici jsou signály z cívek pro stabilizaci vertikální a horizontální polohy plazmatu a další.

Ke sledování profilu vyzařovaného výkonu slouží nově instalované rychlé AXUV diody. Instalací druhého detektorového pole a analýzou výstupních dat se zabývá tato práce.

Standardním výbojem na tokamaku CASTOR rozumíme vodíkový vysokoteplotní výboj o střední velikosti proudem plazmatem $I_p \sim 8-10 kA$ při střední velikosti elektronové

hustoty $n_e \sim 7-10 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ a s hodnotou maxima toroidálního magnetického pole $B_T \sim 1.3 \text{ T}$, ústící do stacionární fáze, tj. s délkou výboje alespoň $\tau \geq 10-15 \text{ ms}$. Stacionární fáze výboje nastává přibližně 5 ms po jeho zapálení. Vyznačuje se v čase téměř neměnnými vlastnostmi plazmatu a lze ji dobře charakterizovat konstantními hodnotami hlavních parametrů výboje jako je napětí na závit U_{loop} , proud plazmatem I_p , elektronová hustota n_e , případně vyzařování vodíku a příměsí - ve viditelné oblasti vodíková čára H_α a uhlíková čára C III 464.7 nm.



Obr.1.3 Parametry standardního výboje tokamaku CASTOR

Kapitola 2

Bolometrie

Bolometr [30] je zařízení pro měření energie dopadajícího elektromagnetického záření. Byl vynalezen roku 1878 americkým astronomem Samuelem Pierpontem Langleyem.

Bolometr je tvořen absorbérem spojeným s tepelným rezervoárem. Díky tomu veškerá dopadající radiace způsobuje vzrůst teploty absorbéru. Čím více radiace, tím vyšší teplota. Pokud tuto teplotu změříme, je možno spočítat množství energie, která na bolometr dopadla. Dle typu bolometru je teploměr součástí absorbéru či je umístěn zvlášť. Protože měří teplotu, jsou také známy jako pyrobolometry či pyrodetektory.

Bolometr je možno použít pro měření energie fotonů o libovolné frekvenci, ale pro velkou část elektromagnetického spektra existují přesnější detektory. Ovšem v oblasti vlnových délek od 200 μm až do 1 mm jsou bolometry nejcitlivější a nejpřesnější. Našly proto své uplatnění v astronomii a ve fyzice vysokých energií či částicové fyzice. Jejich použití trochu komplikuje fakt, že pro dosažení co nejlepší citlivosti musí být chlazeny na teplotu blízkou absolutní nule. V částicové fyzice mohou být bolometry použity jako detektor částic. Jsou totiž citlivé nejen na dopadající elektromagnetické záření, ale na energii nesenou jakoukoliv částicí. Velká část jiných částicových detektorů je citlivá zvláště na ionizované částice, ovšem bolometry jsou schopny reagovat i na neutrální částice. Jsou v tomto směru velmi citlivé, ale mají nevýhodu v pomalé odpovědi (může trvat třeba sekundu, než dosáhnou teplotní rovnováhy a jsou připraveny měřit znovu).

Fotodetektory [32] rovněž měří celkovou energii dopadajícího elektromagnetického záření bez ohledu na jeho vlnovou délku, ovšem nepřevádějí ji na teplotu, ale na elektrický proud. Pracují na principu vnitřního fotoefektu. To umožňuje jejich použití pro obdobné účely jako pyrobolometry. Fotodetektory mají ovšem podstatně rychlejší dobu odpovědi, která se pohybuje v řádech mikrosekund. Na druhou stranu nejsou schopny vnímat celé elektromagnetické spektrum, ale pouze určitou oblast vlnových délek. Hůře pracují na delších vlnových délkách a při vysokých teplotách.

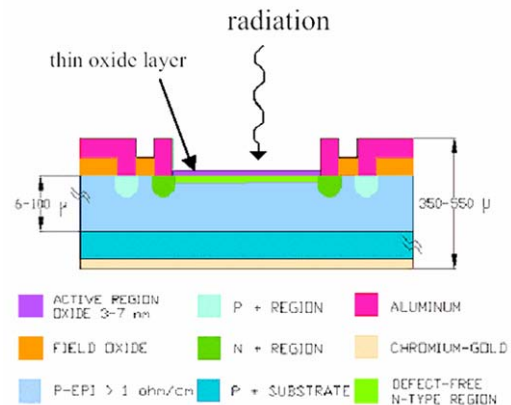
2.1 AXUV diody

Na tokamaku CASTOR byly instalovány fotodiody, jejichž hlavní výhoda spočívá ve vysokém časovém rozlišení. To umožňuje měření rychlých jevů probíhajících v plazmatu.

Bolometry jsou tvořeny polem dvaceti křemíkových fotodiód AXUV - 20EL [37], vyrobeným firmou International Radiation Detectors Inc [6]. Jsou určeny k měření absolutního vyzařování ve spektrální oblasti od ultrafialové až po měkké rentgenové záření. Jedná se o rozsah vlnových délek od 0,2 nm do 180 nm. Fotony v této oblasti mají energii o velikosti 7 eV až po 6 keV.



Obr.2.1 Dvě pole fotodiody AXUV- 20EL



Obr.2.2 Vrstvy fotodiody

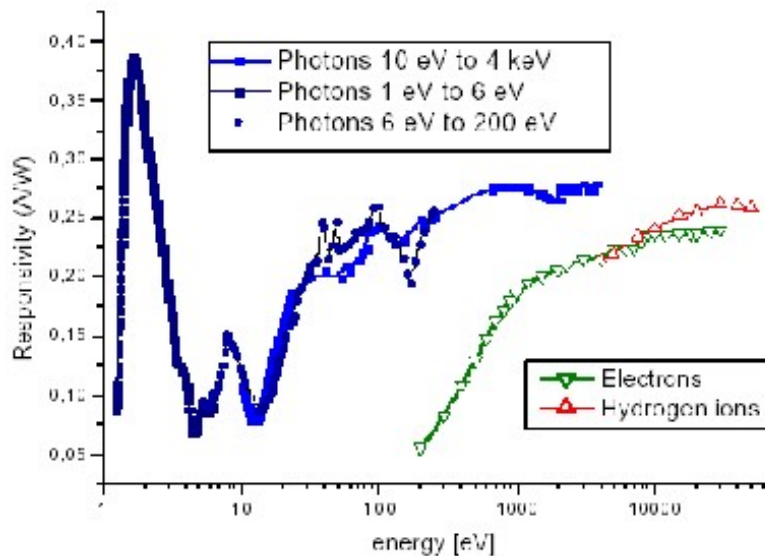
Křemíkové fotodiody pracují na principu vnitřního fotoefektu. Dopadající foton se sráží s atomem diody a předá svou energii elektronu, který je tak excitován a opustí elektronový obal atomu. Letící elektron se sráží s dalšími atomy, předává jejich elektronům část své energie a vytváří tak další elektron - děrové páry. Náráz fotonu tedy vyvolá v diodě vznik elektrického proudu. Jeho velikost je úměrná energii dopadajícího kvanta záření (na vytvoření jednoho elektron - děrového páru v křemíku je potřeba průměrně 3,7 eV).

2.1.1 Citlivost fotodiody

Fotodiody AXUV-20EL nemají dopovanou mrtvou vrstvu, a proto u nich nedochází k povrchové rekombinaci vytvořených elektron – děrových párů ani v dopované oblasti, ani v místě styku dvou vrstev z oxidu křemičitého. Tím se účinnost diod téměř blíží jejich kvantové účinnosti. Všechny dopadající fotony jsou přeměněny na proud úměrný jejich energii a výstupní signál velmi dobře odráží výkon dopadající na detektory.

Vrstva z oxidu křemičitého, chránící detektory před tvrdým zářením, je tlustá pouze 3 až 7 nm. Tenkost vstupního okna dále zlepšuje detekční schopnost diod, protože omezuje počet fotonů pohlcených v této vrstvě. Ve vstupním okně jsou částečně absorbovány fotony o energii od 7 do 200 eV. Pro tyto vlnové délky je citlivost detektorů poněkud snížena, a to úměrně k vlastnostem ochranné oxidové vrstvy.

Obrázek 2.3 ukazuje kalibrační křivku pro AXUV detektory. Je patrný pokles citlivosti, způsobovaný vlivem ochranné vrstvy, pro fotony o energiích řádu 10 eV a dále oblast snížené citlivosti pro energie 100 - 200 eV. Pro vysokoenergetičtější fotony se již citlivost blíží hodnotě 0,26 A/W. V grafu je rovněž zobrazena citlivost na dopadající elektrony a vodíkové ionty. Tato kalibrační křivka byla dodána výrobcem fotodiody firmou IRD.



Obr.2.3 Citlivost fotodiod

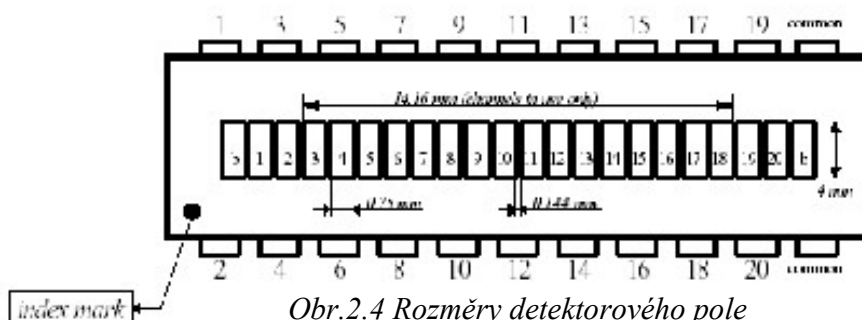
Tokamak CASTOR produkuje záření odpovídající elektronové teplotě 200eV, což je naneštěstí oblast, na kterou jsou AXUV detektory méně citlivé. Při experimentech je tedy třeba brát v úvahu, že celkové vyzařování z tokamaku je vyšší, než jaké bude vypočteno na základě měření s užitím výše uváděné průměrné odezvy 0,26 A/W.

2.1.2 Parametry fotodiod

Použití křemíkových fotodiod umožňuje změřit celkové vyzařování v prostoru, který detektor sleduje, a spektrální oblasti, na kterou je citlivý. Není možno určit, jakou přesně energii měly jednotlivé dopadající fotony ani jaký byl jejich celkový počet.

Pro první detektorové pole AXUV1 byla k dispozici počítačová sběrná karta o šestnácti kanálech a zesilovač také pouze pro 16 kanálů, proto se používá jen šestnáct detektorů z celého pole. Druhý bolometr AXUV2 již dává signály ze všech detektorů, avšak došlo k poškození jednoho krajního detektoru a tak aktivně měří jen 19 kanálů.

Detektory jsou obdélníkového tvaru o rozměrech 4 x 0,75 mm a jejich kraje od sebe vzdáleny 0,144 mm. Celé používané pole má tak šířku 14,16 mm pro AXUV1 a 16,84 mm pro AXUV2.



Obr.2.4 Rozměry detektorového pole

Délka aktivního pole AXUV 1	14,16 mm(16 kanálů)
Délka aktivního pole AXUV 2	16,84 mm (19 kanálů)
Šířka detektoru	0,75 mm
Výška detektoru	4 mm
Vzdálenost mezi detektory	0,144 mm
Plocha detektoru	3 mm ²

Tab.2.1 rozměry detektorového pole

2.2 Zesilovač

Výstupní proud z fotodiod je velmi nízký, méně jak 0,1 μ A. Aby bylo možno jej efektivně měřit, je třeba ho zesílit a pro potřeby datového sběru na tokamaku CASTOR zkonvertovat na napětí. K tomuto účelu byl ve spolupráci s Kurčatovským ústavem v Moskvě sestrojén zesilovač.



Obr.2.5 Fotografie AXUV diod, zesilovače a detektorového krytu

Vstupní proud	0,5 nA (max. při teplotě +85°C)
Vstupní napětí	1,2 mV (max. při teplotě +85°C)
Šířka pásma	1,8 MHz
Vstupní šum napětí	16 nV/Hz ^{1/2} při frekvenci 1kHz
Vstupní šum proudu	0,8 fA/ Hz ^{1/2} při frekvenci 1kHz
Zatěžovací kapacita	350pF
Stabilní proud	2 x 0,8 mA

Tab.2.2 Parametry zesilovače

2.3 Sběrné počítače

AXUV fotodiody jsou velmi rychlé a jejich časové rozlišení je 200ns. V závislosti na použitém sběru dat je možno získat velmi kvalitní časový vývoj vyzařování plazmatu během výboje.

Při použití tzv. pomalého sběru (počítač BOLO) je dosažené časové rozlišení 20 μ s.

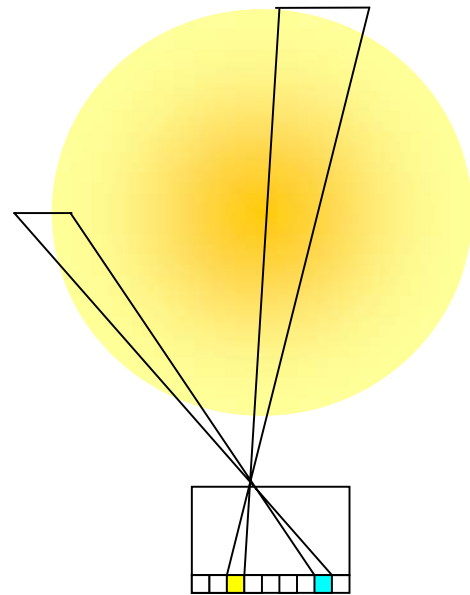
Rychlé sběry dat, které pro CASTOR zajišťují počítače zvané TECTRA a DEWE, umožňují dosáhnout časového rozlišení až 1 μ s, což je příznivé pro pozorování i velmi rychlých jevů v plazmatu.

2.4 Camera obscura

Pro pozorování plazmatu je zajímavý nejen celkový vyzářený výkon, ale i jeho rozložení v prostoru. To udává informaci o teplotním a hustotním profilu plazmatu. Sledování těchto charakteristik v čase pak popisuje vývoj sloupce plazmatu během výboje.

Fotodioda detekuje fotony, které na ni dopadají ze všech směrů a nemá tak prostorové rozlišení. Jestliže by se podařilo dosáhnout toho, aby na každou diodu dopadaly fotony z jiného místa plazmatu, dalo by se tímto způsobem získat prostorové rozlišení vyzářovaného výkonu.

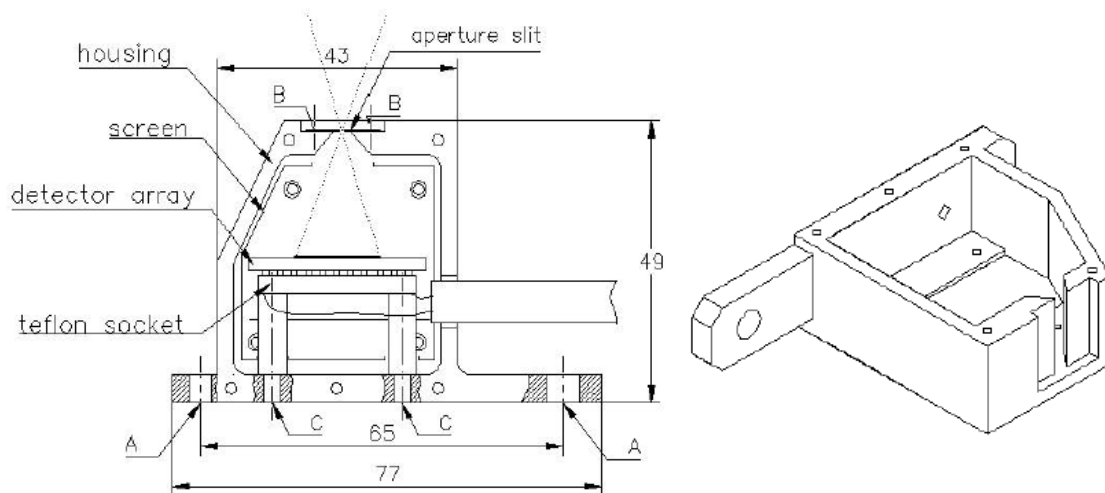
Tento požadavek lze lehce splnit za pomoci camery obscury [24]. Detektorové pole se uzavře do těsného pouzdra a fotony se na ně nechají dopadat přes úzkou štěrbinu. Jak je vidět z následujícího obrázku, každá fotodioda bude snímat vyzařování z jiné části plazmatu. S použitím vhodné šířky štěrbinu a její vzdálenosti od detektorového pole lze dosáhnout toho, že detektory budou podávat prostorově rozlišené informace o vyzařování z celého průřezu plazmatického sloupce. Získaná data budou souhrnem vyzařování v úzkém zorném poli detektoru. Jedná se o nelokální, integrovaný signál po chordě.



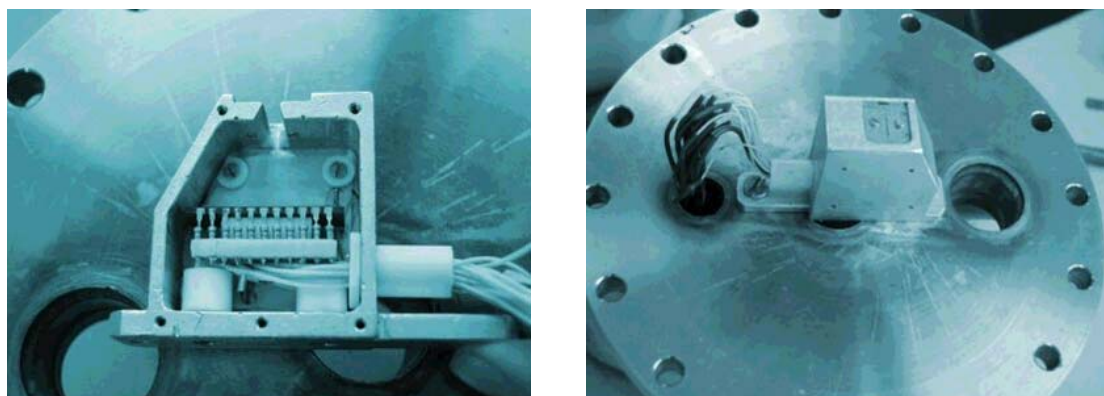
Obr.2.6 Princip camery obscury

2.4.1 Parametry detektorového krytu

Velikost camery obscury pro bolometrické detektory je dána několika faktory. Jedním jsou vnitřní rozměry diagnostického portu, ve kterém budou bolometry umístěny. Porty a umístění bolometrů a štěrbin je naznačeno na nákrese níže. Diagnostický port pro AXUV1 je široký 135 mm a vzdálenost od středu komory k přírubě na konci portu je 316 mm. Pro AXUV2 má diagnostický port šířku 140 cm a vzdálenost středu tokamakové komory od příruby je 405 cm. Kryt detektorů musí být tak veliký, aby se na přírubu diagnostického portu vešel. Dále je požadavek, aby všechny detektory snímaly vyzařování plazmatu a nedívaly se do stěny diagnostického portu. Současně aby byla minimalizována oblast uvnitř komory, jejíž prostor detektory nesnímají. To je možno ovlivnit vzdáleností bolometrů od štěrbin a vzdáleností štěrbin od středu tokamakové komory.



Obr.2.7 Náčes krytu pro AXUV1 a jeho rozměry

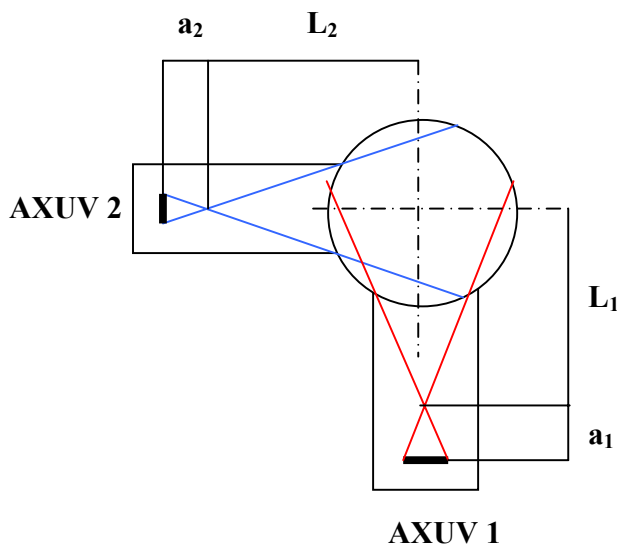


Obr.2.8 Fotografie krytu AXUV1 a jeho umístění na přírubě

Pro AXUV1 byla zvolena štěrbinová šířka 0,2 mm a pro AXUV2 štěrbinová šířka 0,194 mm. Z toho vyplýval požadavek na rozměry krytů, u AXUV1 ještě zkomplikovaný faktem, že kryt nesměl stínit detektor měkkých rentgenů, který je umístěn na stejném portu.

Výroba krytů není přesná na setiny milimetru, takže po instalaci bolometrů do kamery obskury a jejím připevnění do portu je třeba celý systém oměřit a spočítat, jaké jsou skutečné rozměry a zorná pole. Kryt pro detektorové pole AXUV1 spolu se štěrbinou byl vyroben v Kurčatovského institutu v Moskvě, kryt pro AXUV2 pak na pracovišti tokamaku CASTOR.

Bolometry jsou umístěny na vnitřní straně portu. Nacházejí se v evakuované části komory a mohou tak být vystaveny působení částic vylétujících z plazmatu. Tento vliv však bude zanedbatelný, protože nabití částice jsou drženy magnetickým polem uvnitř komory tokamaku a počet runaway elektronů a neutrálních částic, které by proletěly štěrbinou až na povrch detektoru, bude nízký. Větší znečištění diod by mohlo být způsobeno příměsí plazmatu, převážně uhlíkem. Tyto nečistoty se totiž usazují na stěnách tokamaku a tedy i v diagnostickém portu a na přístrojích v něm umístěných. Vliv napařených materiálů na citlivost diod je dále projednán v kapitole 5.



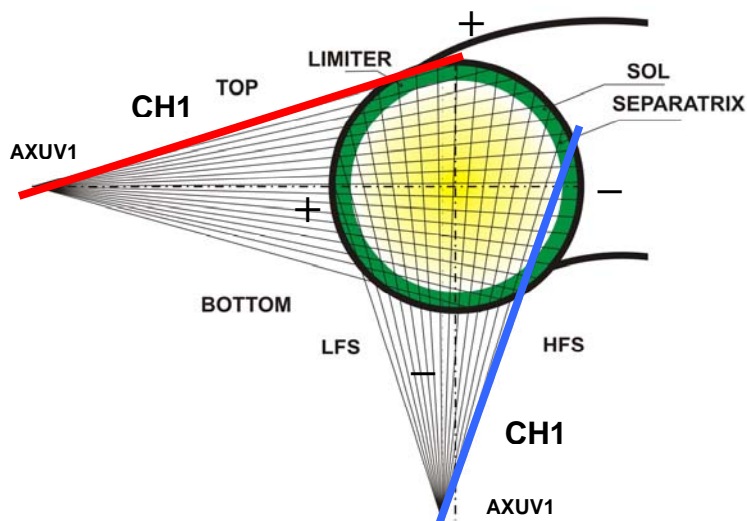
Obr.2.9 Nákres diagnostických portů a schematické umístění bolometrů (není v měřítku)



Obr.2.10 fotografie krytu pro AXUV2 a jeho umístění na přírubě

2.4.2 Umístění bolometrů

AXUV1 je umístěno v portu na dolní části komory. Osa jeho zorného pole směřuje vertikálně vzhůru a je oproti ose komory tokamaku posunuta směrem k LFS. Toto horizontální pole má 20 funkčních, ale pouze 16 aktivně používaných kanálů. První kanál zachycuje vyzařování z oblasti u HFS. Podle přijaté znaménkové konvence má tato strana znaménko mínus (viz též Obr.3.5), přičemž první kanál detektoru má v této soustavě souřadnic polohu kladnou.



Obr.2.11 Zorná pole bolometrů a znaménková konvence

AXUV2 je umístěno na stejném poloidálním řezu tokamaku jako AXUV1 a to v portu na LFS, odkud osa jeho zorného pole míří horizontálně směrem k HFS. Toto pole má aktivních všech 20 kanálů, avšak poslední je nefunkční, poškozený, a proto se pro výpočty používá jen signál z 19ti. První kanál detektoru snímá radiaci z horní části komory (která se značí TOP, zatímco spodní část BOTTOM) a tato pozice má znaménko plus, zatímco poloha prvního kanálu má vzhledem k horizontální ose komory znaménko minus.

2.5 Shrnutí

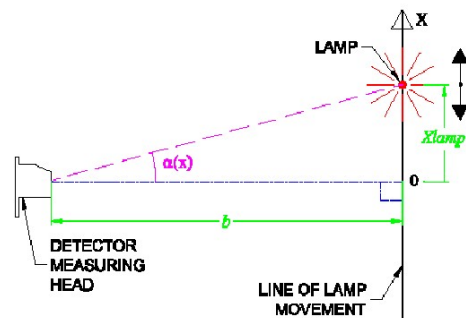
Pro bolometrii na tokamaku CASTOR byly použity rychlé fotodiody AXUV, pracující v oboru ultrafialového až měkkého rentgenového záření. Tyto diody mají oproti klasickým pyrobolometrům výhodu ve velmi rychlé reakční době (při použití rychlého sběru dat až 1 μ s) a necitlivosti na neutrální částice.

Možnost sledovat prostorové rozložení radiace z plazmatu bylo zajištěno umístěním bolometrů do krytu se štěrbinou pracujícím na principu camery obscury.

Tímto byl splněn první bod zadání této práce „Shromáždit poznatky o principu činnosti rychlých bolometrických AXUV diod.“

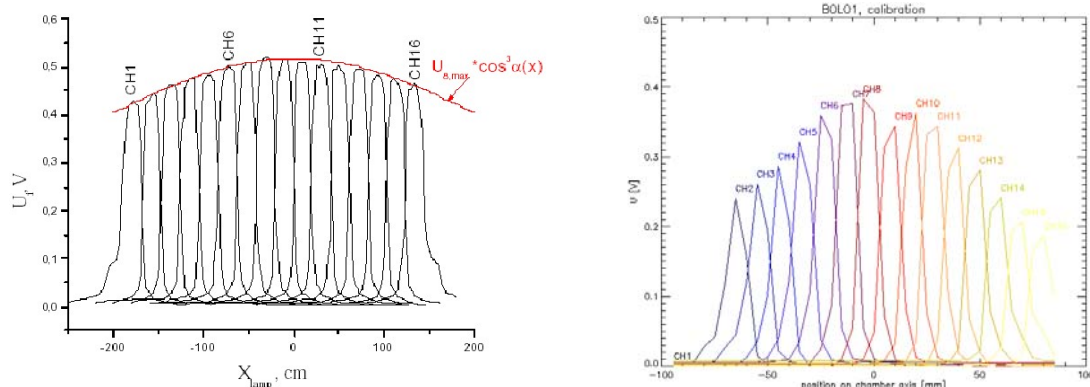
Kapitola 3 Prostorová kalibrace bolometrů

Pro určení přesné vzájemné polohy jednotlivých detektorů a štěrby bylo použito měření ve viditelném světle. Před zakrytované bolometry byl umístěn světelný zdroj, který se pohyboval po přímce rovnoběžné s detektorovým polem. Signál vystupující z detektorů byl zaznamenáván pro jednotlivé polohy zdroje. Poloha, ve které byl zaznamenán nenulový signál vystupující z detektoru, odpovídala zornému poli detektoru, maximum signálu pak středu zorného pole.



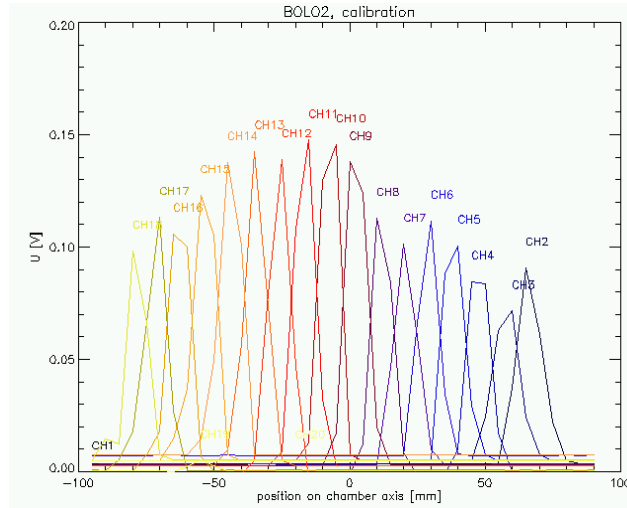
Obr.3.1 Postup při kalibrování detektorů usazených v cameře obscure

První kalibrace AXUV 1 byla provedena v Kurčatovského institutu v Moskvě. Jako zdroj sloužila malá halogenová lampa (průměr žárovky 10 mm, průměr vlákna 3 mm), umístěná ve vzdálenosti 472 mm od štěrby. Téměř bodový zdroj v podobě malé halogenové lampy umožňuje velmi přesně stanovit šířku a pozici zorného pole detektoru. Druhá kalibrace AXUV 1 byla provedena na pracovišti tokamaku CASTOR. Světelným zdrojem byla 60W žárovka umístěná ve vzdálenosti 534 mm. Jedná se o dvojnásobek vzdálenosti, ve které se bude nacházet střed tokamakové komory a tato vzdálenost byla zvolena pro dobré prostorové rozlišení polohy zdroje. Světelný zdroj nebyl přesně bodový, ale i tak byla zorná pole detektorů určena s dostatečnou přesností.



Obr.3.2 data naměřená při kalibraci AXUV1 v Moskvě a při kalibraci na tokamaku CASTOR

Kalibrace AXUV 2 byla provedena na tokamaku CASTOR s halogenovou žárovkou vzdálenou od štěrby 1050 mm. Později byla provedena kalibrace obou polí in situ za pomoci žárovky vložené do komory tokamaku.

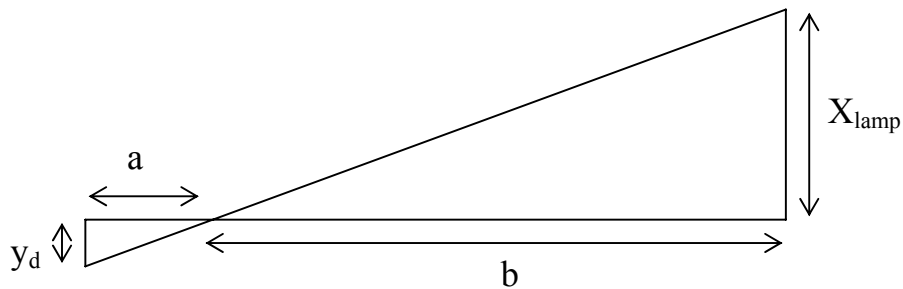


Obr.3.3 Data z kalibrace AXUV 2

Z kalibrace lze vypočítat vzdálenost detektorového pole od štěrby a přesnou polohu detektorů vůči štěrbině. Pološířka získaného kalibračního signálu odpovídá šířce zorného pole, jeho střed potom místu, které přes střed štěrby pozoruje střed detektoru. Známeli vzdálenost od štěrby k pozorovanému světelnému zdroji a příslušnou polohu tohoto zdroje vůči středu štěrby, můžeme pomocí podobných trojúhelníků určit kolmou vzdálenost detektoru ke štěrbině i polohu středu detektoru od osy štěrby.

Poměr polohy lampy X_{lamp} , ve kterém snímá detektor maximální intenzitu záření, ku vzdálenosti lampy od štěrby b , je roven poměru vzdálenosti středu detektoru y_d od osy štěrby ku vzdálenosti štěrby od detektoru a .

$$\frac{X_{LAMP_i}}{b} = \frac{y_{D_i}}{a} \quad (3.1)$$



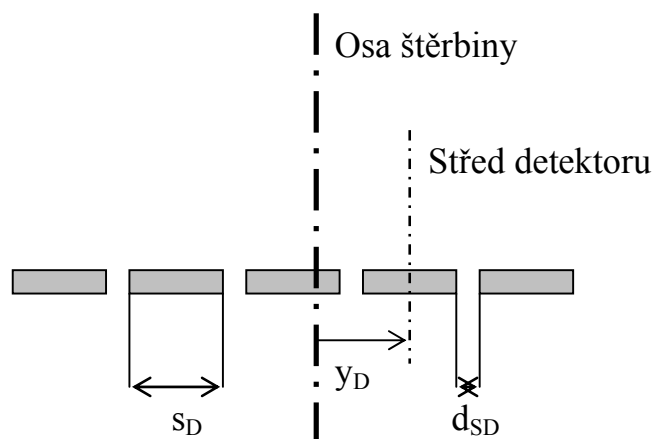
Obr.3.4 Princip určení polohy detektorů z kalibrace

Šířka detektorů a jejich vzájemná vzdálenost je udávána výrobcem. Šířku detektoru označme s_D , vzdálenost mezi dvěma detektory pak d_{SD} .

Podle výrobce (International Radiation Detectors) je

$$s_D = 0,75 \text{ mm}$$

$$d_{SD} = 0,144 \text{ mm}$$



Obr.3.5 Schéma detektorů. Nalevo od osy štěrbiny (LFS pro AXUV1 a TOP pro AXUV2) má vzdálenost y_D zápornou hodnotu

Za předpokladu, že rozteče mezi středy detektorů jsou shodné, je možno pro vztah mezi vzdálenostmi dvou sousedních detektorů použít následující vzorec

$$y_{D_{i+1}} - y_{D_i} = -(s_D + d_{SD}) \quad (3.2)$$

Dosazením (3.1) do (3.2) získáme

$$y_{D_i} = -a \frac{X_{LAMP_i}}{b} = y_{D_1} - (i-1)(s_D + d_{SD}) \quad (3.3)$$

a z něj pak jednoduchou úpravou rovnici pro vzdálenosti všech detektorů vztažené k poloze prvního detektoru.

$$f_i = y_{D_i} + a \frac{X_{LAMP_i}}{b} - (i-1)(s_D + d_{SD}) = 0 \quad (3.4)$$

Neznámou ve vztahu je vzdálenost detektorového pole od štěrbiny a . Pro výpočet této soustavy rovnic bude použita metoda nejmenších čtverců, protože je k dispozici více měření než neznámých veličin a metoda umožní minimalizovat chybu určení jednotlivých parametrů. Využijeme výše zmíněného předpokladu, že vzdálenosti mezi středy jednotlivých detektorů jsou téměř totožné.

Označme si součet kvadrátů rovnic (3.4) jako

$$Sum = \sum_{j=1}^{CHnum} f_j^2 \quad (3.5)$$

přičemž $CHnum$ je počet aktivních kanálů detektoru a je roven 16 pro AXUV1 a 19 pro AXUV2.

Hledáme minimum pro oba parametry, a i y_{D1} , a proto položíme derivace sumy podle těchto parametrů rovny nule.

$$0 = \frac{\partial Sum}{\partial y_{D1}} = \sum_{j=1}^{CHnum} \left(y_{D1} + a \frac{X_{LAMP_j}}{b} - (j-1)(s_D + d_{SD}) \right) \quad (3.6)$$

$$0 = \frac{\partial Sum}{\partial a} = \sum_{j=1}^{CHnum} \left(y_{D1} + a \frac{X_{LAMP_j}}{b} - (j-1)(s_D + d_{SD}) \right) X_{LAMP_j} \quad (3.7)$$

Jejich úpravou dále získáme

$$0 = CHnum * y_{D1} + a \sum_{j=1}^{CHnum} \frac{X_{LAMP_j}}{b} - \sum_{j=1}^{CHnum} (j-1)(s_D + d_{SD}) \quad (3.8)$$

$$0 = y_{D1} \sum_{j=1}^{CHnum} X_{LAMP_j} + a \sum_{j=1}^{CHnum} \frac{X_{LAMP_j}^2}{b} - \sum_{j=1}^{CHnum} X_{LAMP_j} (j-1)(s_D + d_{SD}) \quad (3.9)$$

Další úpravou první rovnice (3.8) obdržíme vztah pro polohu prvního detektoru y_{D1}

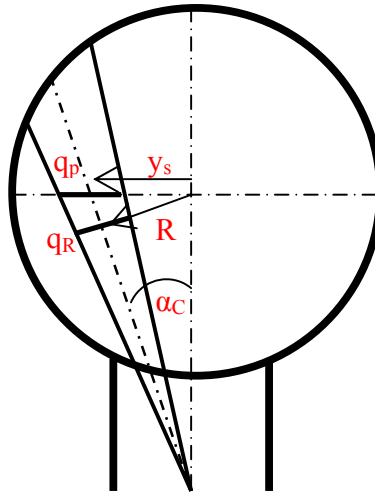
$$y_{D1} = \frac{1}{CHnum} \left(-\frac{a}{b} \sum_{j=1}^{CHnum} X_{LAMP_j} + (s_D + d_{SD}) \sum_{i=1}^{CHnum} (i-1) \right) \quad (3.10)$$

Dosazením tohoto vztahu do (3.9) a její následnou úpravou obdržíme vztah pro vzdálenost detektorového pole od štěrbin a

$$a = b(s_D + d_{SD}) \frac{\left[\sum_{j=1}^{CHnum} X_{LAMP_j} (j-1) - \sum_{i=1}^{CHnum} (i-1) \sum_{j=1}^{CHnum} X_{LAMP_j} \right]}{\frac{1}{CHnum} \left(\sum_{j=1}^{CHnum} X_{LAMP_j} \right)^2 - \sum_{j=1}^{CHnum} X_{LAMP_j}^2} \quad (3.11)$$

Pro AXUV 1 je $a = 19.69$ mm, což odpovídá hrubému měření 20,0 mm.

Pro AXUV 2 je $a = 28.61$ mm, což odpovídá hrubému měření 28,5 mm.



Obr.3.6 Nákres, popisující dále počítané parametry zorného pole detektorů

Osa zorného pole detektoru je od štěrby odkloněna pod úhlem α_{ci} , který je svírán stranami pravoúhlého trojúhelníku, jehož odvěsny tvoří vzdálenost detektorového pole od štěrby a vzdálenost středu detektoru od osy štěrby. Tento úhel je dán vzorcem

$$\alpha_{c_i} = \arctg\left(\frac{y_{D_i}}{a}\right) \quad (3.12)$$

Pro AXUV1 je pozice štěrby posunuta vůči ose portu, která je totožná a osou komory. Jedná se o posun směrem k LFS a to o $\Delta X_c = 9,5$ mm

Bolometry AXUV2 mají osu štěrby shodnou s osou diagnostického portu a tak je pro ně veličina $\Delta X_c = 0$.

Bolometry sledují přes štěrbinu úsek plazmatu. Na střed detektoru dopadá záření z chordy (osy prostorového úhlu), která prochází ve vzdálenosti y_s od vodorovné osy (pro AXUV2 vertikální osy) tokamakové komory. K její hodnotě, vycházející z podobnosti trojúhelníků, je pro AXUV1 třeba ještě připočíst posun osy štěrby od osy komory. Pro vzdálenost y_s platí vzorec

$$y_{s_i} = -\frac{L}{a} y_{D_i} + \Delta X_c \quad (3.13)$$

Veličina L je vzdálenost štěrby od středu komory a je rovna

Pro AXUV1 $L = 267$ mm

Pro AXUV2 $L = 342$ mm

Pro kolmé vzdálenosti zorných přímk od osy tokamakové komory platí následující vzorec

$$R_i = y_{s_i} \cos \alpha_{c_i} \quad (3.14)$$

Na plochu detektoru dopadá záření z určitého objemu plazmatu, který je dán zorným úhlem.

Šířka zorného pole na ose komory je popsána veličinou q_p . Ta se počítá z podobnosti dvou trojúhelníků. Jeden je dán šířkou detektoru a vzdáleností detektorového pole od štěrby, druhý trojúhelník popisuje q_p a vzdálenost středu komory od štěrby.

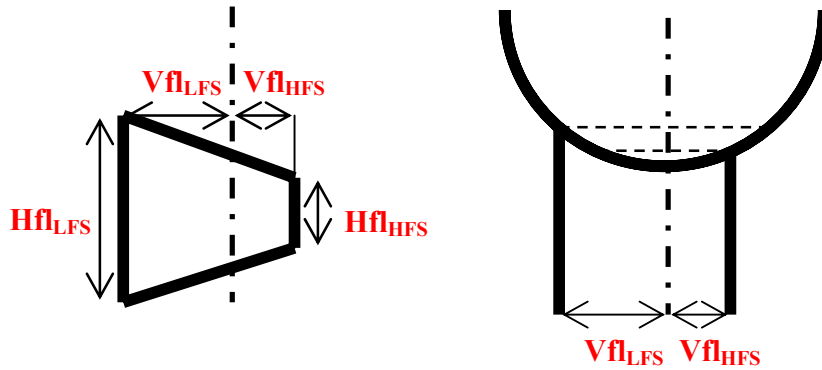
$$q_{p_i} = s_D \frac{L}{a} \quad (3.15)$$

Pro zjištění, na jakých poloměrech od středu tokamakové komory se detektory zachycená událost odehrává, je příhodnější použití q_r . Je to kolmá vzdálenost osy zorného úhlu od středu komory. K jejímu výpočtu jsou opět použity podobné trojúhelníky. Úhel, který svírá střed zorného pole od osy štěrby y_s a kolmá vzdálenost R , je stejný jako ten, který svírají úsečky q_p a q_r .

$$q_{R_i} = q_{p_i} \frac{R_i}{y_{s_i}} \quad (3.16)$$

Mezi detektory a komorou tokamaku je vstup diagnostického portu do komory. Zorné úhly krajních kanálů se okrajům vstupu velmi přibližují a bylo proto třeba zjistit, jestli se detektorům nezmenšuje zorný úhel proto, že pozorují stěnu diagnostického portu. V

takovémto případě by při vyhodnocování signálů bylo třeba brát v úvahu zúžení zorného pole a tedy i snížení intenzity dopadajícího záření oproti detektorům, které nejsou okrajem diagnostického portu omezo­vány.



Obr.3.7 Nákres ústí diagnostického portu pro AXUV1 a jeho umístění vůči komoře

Pro spodní bolometry AXUV1 platí následující: Vstup diagnostického portu má tvar lichoběžníku, který leží na toroidální komoře tokamaku. Vzhledem k velikosti hlavního poloměru tokamaku (400 mm) a toroidální šířce portu v ose komory (~ 25 mm) lze považovat vstupní otvor za umístěný na válcové ploše.

Okraje portu mají od osy tokamakové komory rozdílnou vzdálenost na LFS a na HFS.

$$Vfl_{HFS} = -65 \text{ mm}$$

$$Vfl_{LFS} = 70 \text{ mm}$$

Z těchto rozdílných vzdáleností od osy vyplývá i jiná vzdálenost okraje diagnostického portu od roviny štěrby. Ty se počítají podle vzorce vyplývajícího ze vztahu pro parametry kulového vrchlíku.

Poloměr tokamakové komory $a_{TOK} = 106 \text{ mm}$.

$$Lfl_{HFS} = L - \sqrt{a_{TOK}^2 - Vfl_{HFS}^2} \quad (3.17)$$

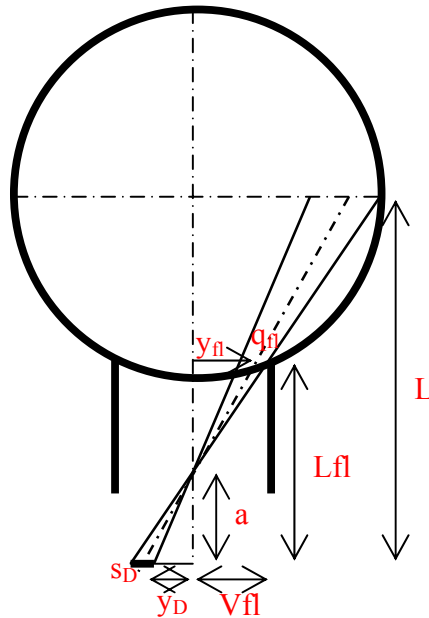
Velikost Lfl_{LFS} se počítá zcela stejně, pouze se dosadí vzdálenost okraje diagnostického portu od osy komory na LFS.

$$Lfl_{HFS} = 183,3 \text{ mm}$$

$$Lfl_{LFS} = 187,4 \text{ mm}$$

Chceme-li tedy vědět, jestli okraje diagnostického portu neomezují zorné pole detektorů, potřebujeme znát střed zorného pole krajních kanálů a šířku tohoto pole v místě okraje diagnostického portu. Označíme si vzdálenost středu zorného pole od středu komory jako y_{η} a spočteme ji podle vzorce (3.13), do kterého místo vzdálenosti L dosadíme Lfl_{HFS} nebo Lfl_{LFS} . Šířka zorného pole bude značena q_{η} a počítána obdobně podle vzorce (3.15).

Jestliže po přičtení pološířky zorného pole ke vzdálenosti středu zorného pole krajního detektoru bude tato veličina menší než vzdálenost okraje diagnostického portu od středu komory, zorné pole detektorů není omežováno.



Obr.3.8 Postup při výpočtu omezení krajních zorných polí detektoru

Pro kanál číslo 1, který sleduje stav plazmatu na HFS, platí následující podmínka

$$y_{fl_1} - \frac{q_{fl_1}}{2} > V_{fl_{HFS}} \quad (3.18)$$

Po dosazení příslušných hodnot zjistíme, že zorné pole kanálu číslo 1 je částečně omežováno stěnou diagnostického portu. Je tedy třeba pro tento kanál uvažovat menší šířku zorného pole, které skutečně snímá vyzařování plazmatu a z něj vyplývající i jiný střed zorného pole, úhel, pod kterým sleduje detektor plazma a další veličiny. Rovněž tak je třeba vzít v úvahu, že vinou omezení není zcela využívána plocha detektoru. S nevyužitou částí proto bude nakládáno, jako by neexistovala, šířka detektoru bude pro výpočet efektivně zmenšena a poloha jeho středu se úměrně tomu posune.

Pro kanál číslo 16, který sleduje stav plazmatu na LFS, platí následující podmínka

$$y_{fl_{16}} + \frac{q_{fl_{16}}}{2} < V_{fl_{LFS}} \quad (3.19)$$

Po dosazení příslušných hodnot zjistíme, že šestnáctý kanál není omežován stěnami diagnostického portu.

Pro druhé pole bolometrů AXUV 2 platí toto: Vstupní port je obdélníkový a vzdálenost jeho okrajů od osy je na obě strany stejná

$$V_{fl} = 70,5 \text{ mm}$$

Vzdálenost okraje diagnostického portu od roviny štěrbiny se pak počítá podle obdobného vzorce jako (3.17).

$$Lfl = L - \sqrt{a_{\text{ТОК}}^2 - Vfl^2} \quad (3.20)$$

Pro omezení zorného pole kanálu číslo 1, který sleduje plazma na dolní straně komory, BOTTOM, platí podmínka

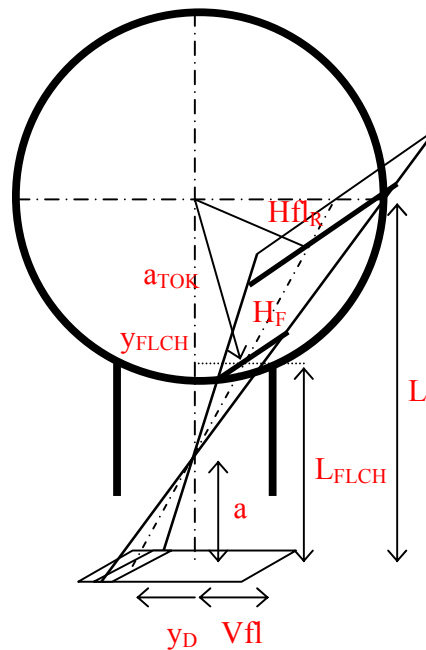
$$y_{fl_1} + \frac{q_{fl_1}}{2} < Vfl \quad (3.21)$$

První kanál je omezován přírubou.

Pro omezení zorného pole kanálu číslo 19, který sleduje plazma na horní straně komory, TOP, platí podmínka

$$y_{fl_{19}} - \frac{q_{fl_{19}}}{2} > Vfl \quad (3.22)$$

Devatenáctý kanál je omezován přírubou.



Obr.3.9 Omezování zorných polí bolometrů v toroidálním směru

Úsek plazmatu, který detektory sledují, není dvojrozměrný. V toroidálním směru je zorný úhel omezován délkou štěrbiny, případně stěnami diagnostického portu.

Štěrbina má délku $h_D = 4\text{mm}$

Pro AXUV1:

Vstup diagnostického portu na HFS má šířku $Hfl_{HFS} = 14\text{ mm}$

Vstup diagnostického portu na LFS má šířku $Hfl_{LFS} = 41\text{ mm}$

Pro AXUV2:

Vstup diagnostického portu má všude šířku $Hfl = 44,5\text{ mm}$

Vzdálenost místa, ve kterém zorné pole určitého detektoru protíná vstup diagnostického portu do tokamaku, od osy komory, zjistíme následujícím způsobem. Trojúhelník, svíraný malým poloměrem tokamaku a_{TOK} a vzdáleností mezi krajem vstupu a osou komory a $L-L_{FLCH}$, je pravoúhlý a platí pro něj Pythagorova věta.

$$L_{FLCH} = L - \sqrt{a_{TOK}^2 - y_{FLCH}^2} \quad (3.23)$$

Z podobnosti dvou trojúhelníků lze odvodit druhý vztah pro L_{FLCH}

$$L_{FLCH} = \frac{a}{y_{D_i}} (-y_{FLCH} + \Delta X_C) \quad (3.24)$$

Řešením těchto dvou rovnic o dvou neznámých L_{FLCH} a y_{FLCH} získáme kvadratickou rovnici pro y_{FLCH} . Z jejích kořenů vybereme ten, jehož absolutní hodnota je menší.

$$y_{FLCH_{1,2}} = \frac{\Delta X_C \frac{a^2}{y_{D_i}^2} - L \frac{a}{y_{D_i}} \pm \sqrt{a_{TOK}^2 \left(\frac{a^2}{y_{D_i}^2} + 1 \right) - \left(L - \Delta X_C \frac{a}{y_{D_i}} \right)^2}}{\frac{a^2}{y_{D_i}^2} + 1} \quad (3.25)$$

Tímto jsme obdrželi rovnici umožňující vyjádřit vzdálenost středu zorného pole každého detektoru od osy tokamakové komory v místech, kde zorné pole prochází vstupem diagnostického portu a jeho zorný úhel bude tímto vstupem omezován.

Vstup diagnostického portu má pro AXUV1 tvar lichoběžníku a jeho šířka v místech, kde bude mít vliv na zorný úhel detektorů v toroidálním směru, je dána touto rovnicí

$$Hfl_i = (y_{FLCH_i} - Vfl_{HFS}) \frac{Hfl_{LFS} - Hfl_{HFS}}{Vfl_{LFS} - Vfl_{HFS}} + Hfl_{HFS} \quad (3.26)$$

Šířka diagnostického portu je šířkou zorného pole detektoru v tomto místě. V případě AXUV2 zůstává šířka diagnostického portu stále stejná $Hfl = 44,5$ mm. Pro další výpočty je však důležitá šířka zorného pole na horizontální ose komory, případně kolmá šířka. Pro šířku zorného pole detektoru v místě kolmém na poloměr tokamakové komory platí následující vzorec. Pro AXUV2 je samozřejmě Hfl konstantní a ΔX_C nulové, takže se vzorec zjednoduší.

$$Hfl_{R_i} = Hfl_i \frac{\sqrt{y_{D_i}^2 + a^2} + \sqrt{(\Delta X_C - y_{S_i})^2 + L^2} - \sqrt{y_{S_i}^2 - R_i^2}}{\sqrt{(y_{D_i} + \Delta X_C - y_{FLCH_i})^2 + (L_{FLCH} + a)^2}} \quad (3.27)$$

Horní část zlomku představuje vzdálenost od středu detektoru ke středu sečny na příslušný poloměr sledovaný tímto detektorem. V dalších výpočtech bude označována jako L_{DP} , tj. platí vzorec

$$L_{DP} = \sqrt{y_{D_i}^2 + a^2} + \sqrt{(\Delta X_C - y_{S_i})^2 + L^2} - \sqrt{y_{S_i}^2 - R_i^2} \quad (3.28)$$

Tím, že známe šířku zorného pole detektoru jak ve směru toroidálním, tak poloidálním, máme určen jeho zorný prostorový úhel. Tímto je definován i objem plazmatu (přesněji objem tokamakové komory, ve které se plazma vyskytuje), jehož záření bude příslušný detektor snímat.

Abychom mohli určit, jaké je celkové vyzařování tokamaku, je třeba znát ještě jeden údaj. Je jím šířka štěrbiny promítnutá na detektor, neboli úsek, jaký by z detektoru „vidělo“ plazma sledující jej skrz štěrbinu.

Vzorec je téměř identický se vztahem pro výpočet šířky pozorovaného plazmatu (3.15), který byl již odvozen dříve.

$$q_{D_i} = s_S \frac{L_{DP}}{L_{DP} - \sqrt{y_{D_i}^2 + a^2}} \quad (3.29)$$

L_{DP} je vzdálenost od středu detektoru ke středu sečny na příslušný poloměr sledovaný tímto detektorem a s_S šířka štěrbiny.

Pro AXUV1 je šířka štěrbiny $s_S = 0,2$ mm

Pro AXUV2 je šířka štěrbiny $s_S = 0,194$ mm

Výpočet kolmé šířky štěrbiny promítnuté na detektor byl proveden vynásobením q_D cosinem příslušného úhlu α_C

$$q_{DR_i} = q_{D_i} \cos \alpha_{C_i} \quad (3.30)$$

Signál získaný z jednoho detektoru za jednotku času je úměrný vyzářenému výkonu z příslušného pozorovaného objemu plazmatu. Pro tento výkon platí následující vztahy

$$P_{\text{det}} = \frac{I}{S_{\text{eff}}} \quad (3.31)$$

$S_{\text{eff}} = 0,26$ A/W je účinnost detektoru daná jeho konstrukčními parametry.

Proud vycházející z detektoru je pro potřeby sběru dat zesilován a konvertován na napětí.

Vnitřní odpor zesilovače má velikost

$$R_f = 510 \text{ k}\Omega$$

Pro měřené napětí platí

$$U = I * R_f = P_{\text{det}} * S_{\text{eff}} * R_f \quad (3.32)$$

Z čehož vyplývá převodní koeficient pro výkon naměřený jedním detektorem

$$P_{\text{det}} = \frac{U}{S_{\text{eff}} R_f} \quad (3.33)$$

Pro výpočet skutečného vyzářeného výkonu potřebujeme znát prostorový úhel, pod kterým byl vyzařující objekt snímán a plochu, z jaké bylo záření měřeno, současně je však třeba znát prostorový úhel, pod kterým by zkoumaný předmět „viděl“ detektor a plochu detektoru. Skutečný vyzářený výkon je potom dán vztahem

$$P_{\text{radi}} = P_{\text{det}_i} \frac{S_i \Omega_i}{dS_i d\Omega_i} \quad (3.34)$$

S_i je plocha plazmatu, která pozoruje jeden detektor. Plazma je drženo v toroidální nádobě, a proto se za tuto plochu bere pozorovaná oblast na tzv. midplane, neboli horizontálním (v případě AXUV2 vertikálním) řezu toroidem.

Bolometry AXUV1 pozorují toroid zezdola a platí pro ně následující vzorec

$$S_i = 2\pi(R_{\text{TOK}} + R_i \cos \alpha_{C_i})q_{R_i} \quad (3.35)$$

Bolometry AXUV2 sledují toroid ze strany a pozorovaná plocha je tedy vyjádřena vztahem

$$S_i = 2\pi R_{\text{TOK}} q_{R_i} \quad (3.36)$$

Hlavní poloměr tokamaku $R_{\text{TOK}} = 400$ mm.

Úhel Ω je celý prostorový úhel, tedy

$$\Omega = 4\pi \quad (3.37)$$

Plocha dS_i je plocha, kterou spatřuje detektor a je dána součinem kolmé šířky zorného pole detektoru v toroidálním a poloidálním směru

$$dS_i = q_R Hfl_{R_i} \quad (3.38)$$

Pod prostorovým úhlem $d\Omega$ pozoruje plazma plochu detektoru. Kolmá šířka zorného pole v toroidálním směru se značí q_{DR} , délka štěrbin je h_D a veličina L_{DP} je vzdálenost od středu detektoru ke středu sečny na příslušný poloměr sledovaný tímto detektorem

$$d\Omega_i = \frac{q_{DR_i} h_D}{L_{DP}^2} \quad (3.39)$$

Po vypočtení příslušných hodnot a jejich dosazení do vztahu (3.34) obdržíme velikost převodního koeficientu, kterým je třeba přenásobit výstupní signál z detektorů, abychom obdrželi skutečný vyzářený výkon ze sledované oblasti.

$$Koeff_i = \frac{S_i \Omega_i}{dS_i d\Omega_i} \frac{1}{R_f S_{eff}} \quad (3.40)$$

Po vynásobení vstupního signálu těmito koeficienty obdržíme hodnoty vyzářeného výkonu ve Wattech na steradián na metr čtvereční.

$$P_{rad_i} = Koeff_i U_i \text{ [W/sr/m}^2\text{]} \quad (3.41)$$

Tabulky s hodnotami všech vypočítaných koeficientů a veličin jsou uvedeny v zadní části práce (viz appendix).

3.1 Shrnutí

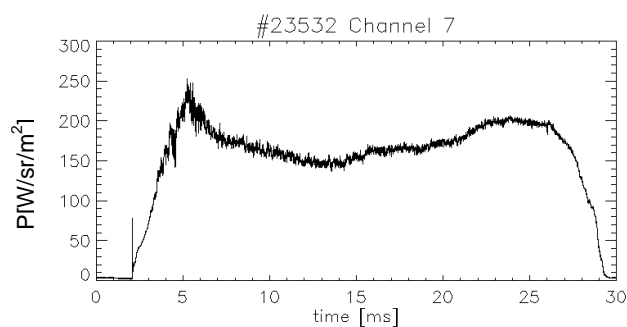
Prostorová kalibrace bolometrů umožnila přesný popis rozměrů jednotlivých detektorových polí a konfigurace krytu a camery obscurely. Tato data následně posloužila pro výpočet zorných polí detektorů a z nich byl odvozen koeficient, umožňující převádět hodnoty měřené bolometry na velikost vyzářeného výkonu z tokamaku.

Druhý bod zadání „Navrhnout konstrukci měřícího systému pro bolometrii na tokamaku CASTOR.“ byl tímto splněn a systém dvojice AXUV detektorů byl uveden do provozu. V dalších kapitolách je detailně probrána analýza dat, která bolometry měří.

Kapitola 4

Výstupní data

Výstupním signálem z bolometrů je proud, který je zesilován a konvertován na napětí. Podle typu použitých sběrných počítačů se dosahuje časového rozlišení 20 μs (pomalý sběr) nebo 1 μs (rychlý sběr). Elektronický šum je nízký, tvoří přibližně 0,3% vstupního signálu. Tato hodnota byla získána měřením výstupního proudu z bolometrů bez přítomnosti plazmatu v tokamaku. Změřené napětí je podle převodních koeficientů vypočítaných v předchozí kapitole převáděno na vyzářený výkon měřený ve Watech na steradián na metr čtvereční.

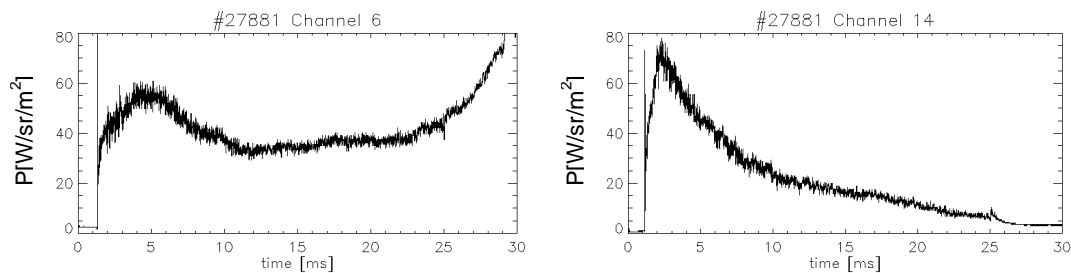


Obr.4.1 Typická data ze sedmého kanálu bolometrů AXUVI naměřená během výboje

Každý kanál bolometrů měří průběh vyzářování během celého výboje v časovém rozlišení daném sběrným počítačem. Je možno sledovat vývoj radiace v zorném poli příslušného detektoru. Na obrázku Obr.4.1 je vidět signál z typického výboje v tokamaku CASTOR. Po zapálení plazmatu vyzářování vzrůstá. Po přibližně pěti až osmi milisekundách od začátku ohmického ohřevu (což se bere jako počátek výboje), se plazma ustálí a nastává klidná kvazistacionární fáze. Plazma v ideálním případě výrazně nemění ani svoji pozici, ani ostatní parametry včetně vyzářování. Výboj může trvat až 50ms, ale běžně je nastaven na 25ms. V této době dochází k přerušení dodávky energie do plazmatu ohmickým ohřevem a poté k zaskratování primárního vinutí transformátoru a plazma postupně vyhasíná.

Ne vždy je průběh výboje v tokamaku ideálně klidný. Může docházet k posunům plazmatického sloupce. Magnetická stabilizace polohy plazmatu je někdy nedokáže vykompenzovat a udržet plazma na místě.

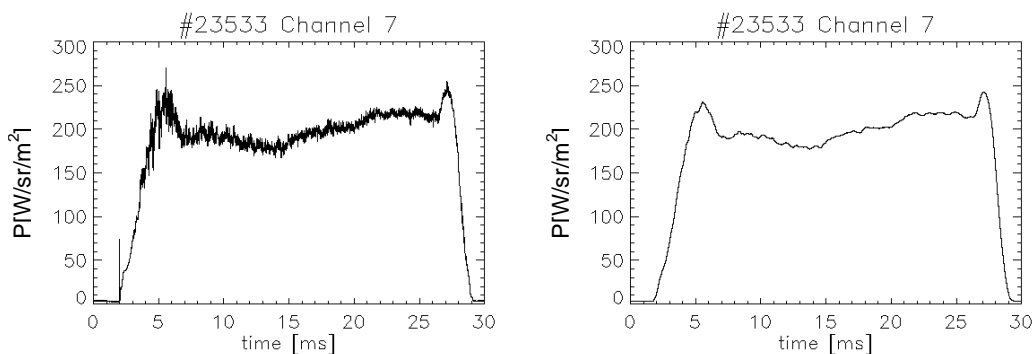
Pohyb plazmatického sloupce se projeví na signálech z bolometrů. Nejzářivější oblast plazmatu opouští zorné pole jednoho detektoru a přesouvá se na druhé, takže výstupní signál jednoho detektoru v čase klesá a druhého zase stoupá. Celková suma radiace přitom může zůstat nezměněna.



Obr.4.2 Výboj, ve kterém se plazma pozvolna přesunovalo z jedné strany na druhou. Data z AXUV1, z kanálu 6 dívajícího se na HFS a kanálu 14 snímajícího radiaci z LFS

Jak bylo řečeno výše, úroveň elektronického šumu na signálu je nízká (0,3% vstupního signálu, jedná se o šum způsobený detektory, sběrem a přenosem dat). Přesto můžeme vidět, že výstupní signál obsahuje fluktuace v úrovni cca 5 - 10% z vlastního signálu. Ty nejsou způsobovány elektronicky, ale jsou zapříčiněny ději v plazmatu. V jeho okrajových částech dochází ke změnám teploty, hustoty a složení plazmatu, což se odráží ve vyzařování. Kromě toho se na signálu může čas od času projevit elektronická porucha (20 - 50 % signálu). Tyto vznikají v zesilovači, který pro jednoduchost konstrukce neobsahuje frekvenční filtr, a tak pro vysoké frekvence na vstupu může dojít na krátký okamžik (max 0,05ms) až k saturaci signálu.

Signál je možno vyhladit a získat tak časový průběh radiace bez vlivu fluktuací, šumu či poruch. Tím ovšem ztratíme detailní časové rozlišení signálu, proto není vhodné používat vyhlazování, pokud chceme analyzovat krátký úsek dat.



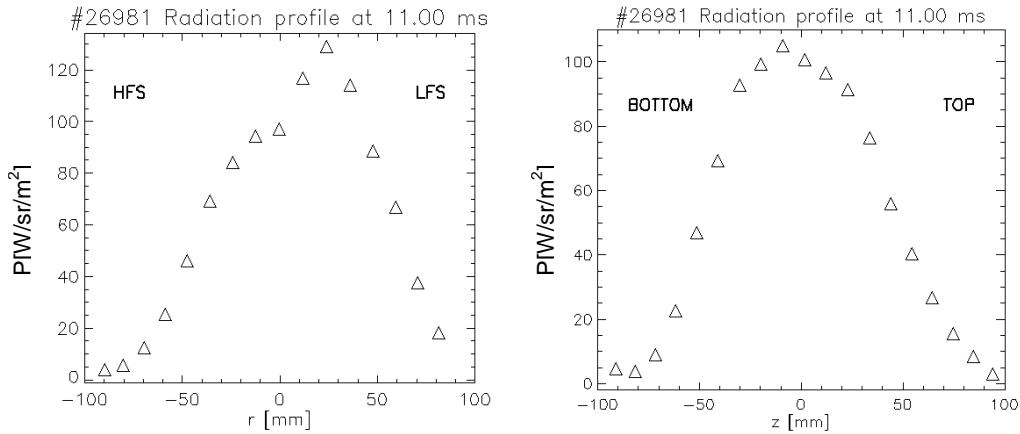
Obr.4.3 Původní signál obsahující šum (vlevo) a vyhlazený signál

Kromě časového vývoje radiace je zajímavé i rozložení vyzařování v prostoru. To ukazují hodnoty změřené kanály bolometrů ve vybraném čase a zobrazené do jednoho grafu. Výsledný obrázek je pouze orientační, to proto, že každý údaj odpovídá radiaci integrované přes chordu zorného pole detektoru. Přesnější profil vyzařování bychom obdrželi po deabelizaci [1,19,38].

I z neabelizovaného profilu je možno odvodit mnoho zajímavých informací o tvaru plazmatu, rychlosti ubývání radiace od středu ke stěnám nebo o poloze oblasti

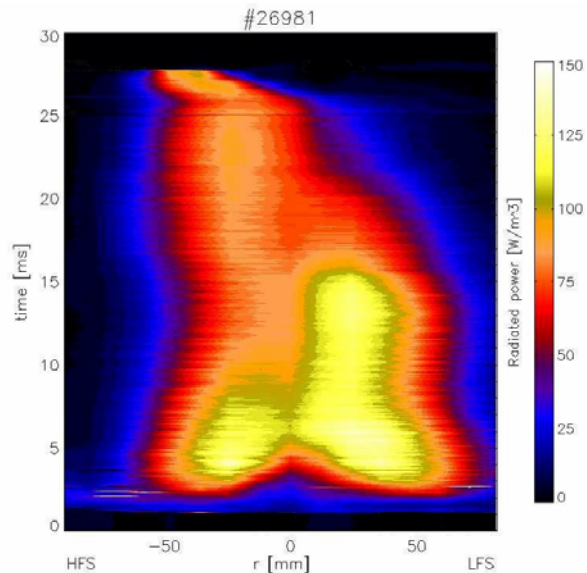
s maximálním vyzařováním. Srovnáním několika profilů v různých časech lze získat představu o vývoji plazmatu během výboje. Profily z obou bolometrů pak umožňují odhadnout, jak vypadalo rozložení radiace na poloidálním řezu plazmatickým sloupcem, jinak řečeno jaký mělo plazma tvar.

Na následujících obrázcích je ukázka profilu radiace v jednom výstřelu a vybraném čase tak, jak ho naměřila obě bolometrická pole.



Obr.4.4 Data ze všech kanálů ve vybraném čase, AXUV1 a AXUV 2

Informace o časovém vývoji a prostorovém rozložení radiace lze zkombinovat do jednoho grafu (např. konturového). Vertikální osa je časová, horizontální prostorová. Intenzita vyzařování je pak naznačena barevně nebo pomocí vrstevnic. Na časové ose je možno zobrazit libovolný časový úsek. Prostorová osa přiřazuje signálům jednotlivých bolometrických kanálů polohu, která odpovídá kolmé vzdálenosti chord od osy tokamakové komory (R_i). Jedná se o zobrazení neabelizovaných dat. Abelizace se provádí až dodatečně u vybraných zajímavých případů při finálním zpracování dat. Celkový graf slouží k přehledu o výboji a chování plazmatu během něj. Posléze je možno soustředit se pouze na vybraný úsek dat, který přináší fyzikálně zajímavou informaci a provést deabelizaci, případně jinou úpravu, pouze na těchto datech.



Obr.4.5 Konturový graf - Takto je možno zobrazit časový vývoj signálů ze všech detektorů, data AXUV1

Z grafu na Obr.4.5 je možno vyčíst následující údaje o chování plazmatu během výboje. Na jeho počátku je maximum radiace na okrajích (tzv. dutý profil vyzařování). Jak roste teplota a hustota, profil radiace se mění a nejvyšší vyzařování zaznamenávají detektory pozorující střed tokamakové komory (centrický profil vyzařování). V tomto stavu setrvává plazma přibližně 10ms, poté jeho radiace pozvolna klesá. Následně nastává pohyb celého plazmatického sloupce směrem k HFS, kde výboj končí.

4.1 Parametry plazmatu určené z profilu radiace

Pro další interpretaci naměřených dat je třeba získat z radičního profilu parametry, které by popisovaly určité charakteristiky plazmatu. Můžeme profilem proložit vhodnou křivku a její parametry použít k popisu stavu plazmatu.

4.1.1 Fitování jednoduchou Gaussovou křivkou

Signál měřený bolometry je integrovaný přes chordu. Jestliže měl zdroj radiace podobu objektu, který nejvíce vyzařoval ze svého středu, potom budou mít data přibližně gaussovský profil. Lze je tedy za pomoci metody nejmenších čtverců aproximovat Gaussovou křivkou popsanou následující funkcí.

$$f(x) = A_0 e^{-\frac{z^2}{A_2}} \quad (4.1)$$

$$\text{kde } z = \frac{x - A_1}{A_2}$$

Jednotlivé koeficienty udávají tyto charakteristiky křivky

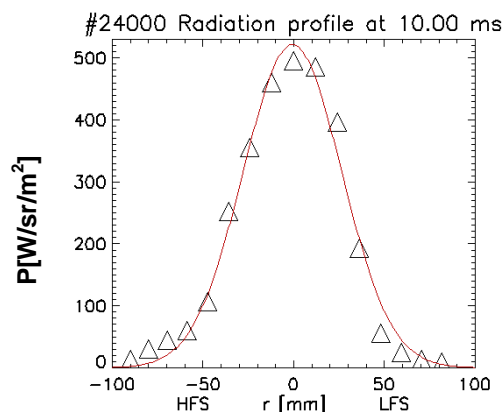
A_0 – výška křivky (amplituda)

A_1 – poloha středu křivky

A_2 – šířka křivky

Z šířky křivky lze vypočítat tzv. pološířku, FWHM – Full Width at Half Maximum (šířka křivky měřená v polovině výšky maxima), podle vzorce

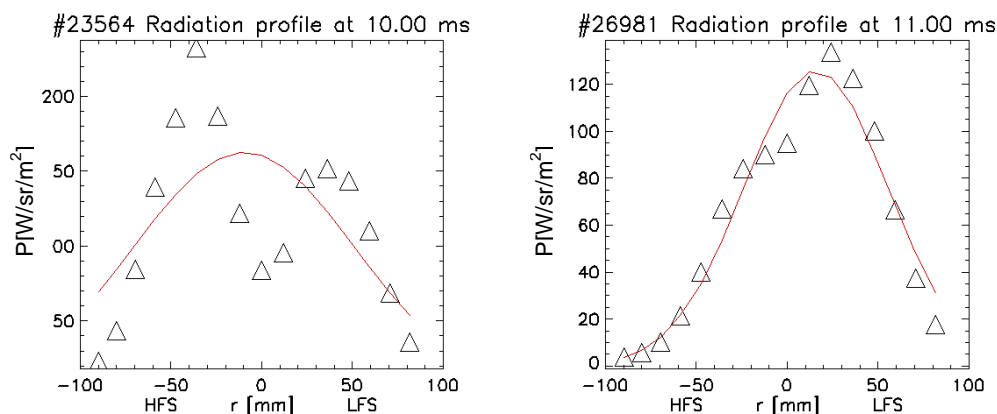
$$FWHM = 2\sqrt{2 \log 2} * A_2 \quad (4.2)$$



Obr.4.6 Data z bolometrů fitovaná Gaussovou křivkou

4.1.2 Fitování dvojitou Gaussovou křivkou

Data změřená bolometry na tokamaku CASTOR však nebývají vždy blízka gaussovským. Často mají podobu dvou vrcholů s proměnlivou vzájemnou velikostí. Tato data již nejsou gaussovská a fitování Gaussovou křivkou by nebylo vhodné.



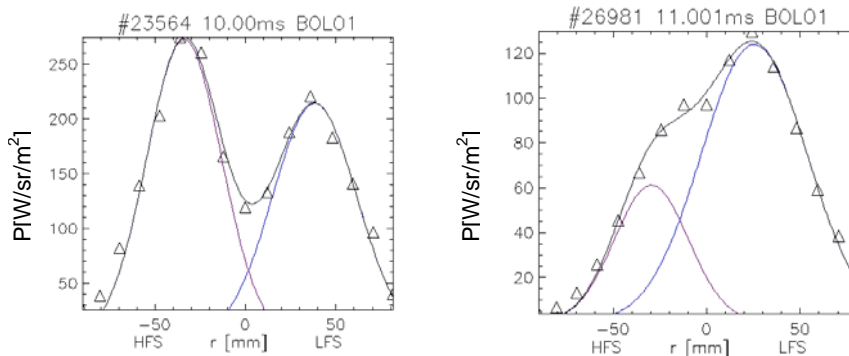
Obr.4.7 Ukázka dutého profilu vyzařování a jeho fitování jednoduchou Gaussovou křivkou (vlevo). Data s nevýrazným druhým vrcholem (vpravo)

Pro bolometrická data s dvojitým vrcholem byla vytvořena metoda fitování dat pomocí součtu dvou gaussovských křivek. Každá křivka je o třech parametrech a jejich součet se na data fituje pomocí metody nejmenších čtverců. Rovnice pro dvojitý Gauss má následující tvar.

$$f(x) = A_0 e^{-\frac{z_A^2}{2}} + B_0 e^{-\frac{z_B^2}{2}} \quad (4.3)$$

kde $z_A = \frac{x - A_1}{A_2}$ a $z_B = \frac{x - B_1}{B_2}$

Tato křivka podá informace o poloze, velikosti a pološírce každého vrcholu.



Obr.4.8 Příklad fitování dat v podobě dvou výrazných vrcholů a dat s nepříliš zřetelným druhým vrcholem za pomoci dvojité Gaussovy křivky

4.1.3 Test správnosti fitu

Úspěšnost fitu a vhodnost jeho volby je třeba otestovat. V daném případě nás zajímá, s jakou pravděpodobností průběh dat odpovídá zvolenému typu křivky. K tomu byl zvolen test za pomoci χ^2 distribuce [22,23].

Rozdělení χ^2 je při n stupních volnosti popsáno následujícím vztahem

$$X = \sum_{i=1}^n U_i^2 \quad (4.4)$$

kde U_i je n vzájemně nezávislých náhodných veličin s rozdělením $N(0,1)$. Střední hodnota tohoto rozdělení $E(X) = n$ a jeho rozptyl $\sigma^2(X) = 2n$. Rozdělení χ^2 se používá pro ověření nezávislosti náhodných veličin, zda data pocházejí z určitého rozdělení nebo jestli jsou dva či více výběrů homogenní vzhledem k dané veličině.

Mějme data y_i závislá na x_i a hypotézu, že se data řídí funkcí $f(x_i)$ závislou na p parametrech a . Každý bod má rozptyl σ_i^2 . χ^2 se pak vypočte podle tohoto vzorce [21]

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(y_i - f(x_i; a))^2}{\sigma_i^2} \quad (4.5)$$

Neznámou je hodnota σ_i^2 , na které závisí úspěšnost testu. Při malém σ_i^2 mohou být zamítnuty dobré fity, při velkém σ_i^2 je naopak riziko, že bude jako vhodný přijat i neodpovídající fit. Velikost této veličiny závisí na charakteru měřených dat a proto byla určena z analýzy velkého vzorku údajů. Rozptyl chordově integrovaných bolometrických dat činí přibližně 10% z amplitudy signálu, při průměrných hodnotách maximální radiace 100 – 120 W/sr/m² bude tedy σ_i^2 nabývat hodnoty 10 – 12.

Po vypočtení χ^2 se bude zkoumat pravděpodobnost, že data se skutečně řídí funkcí f , tj. zajímá nás velikost pravděpodobnosti, že při n stupních volnosti ($n = N - p$) má χ^2 velikost menší nebo rovnu vypočtené.

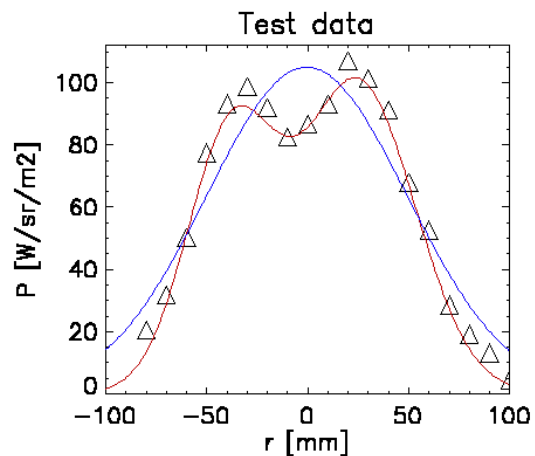
4.1.4 Kriteria volby mezi fitovacími křivkami

Na následujících ukázkových datech je demonstrována volba mezi fitem jednoduchou či dvojitou Gaussovou křivkou metodou χ^2 .

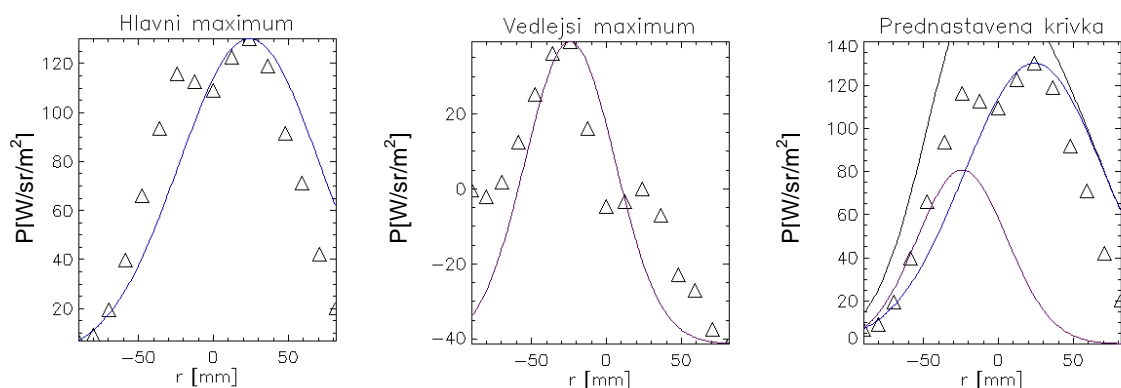
Data jsou nejprve fitována jednoduchým Gaussem a při zvoleném rozptylu $\sigma_i^2 = 10$ je pravděpodobnost úspěšného fitu pouze 0,00046, takže můžeme tento fit zamítnout. Při použití dvojitého Gause je při stejné hodnotě σ_i^2 pravděpodobnost úspěšnosti 0,93, takže tento fit nezamítáme.

Analýza většího množství bolometrických dat ukázala, že je vhodné přijímat takové fity, jejichž pravděpodobnost úspěšnosti je vyšší nebo rovna 0,9. Jako alternativa

se pro potřeby zpracování dat na tokamaku CASTOR nabízí následující jednoduchý postup. Data jsou nejprve aproximována jednoduchou Gaussovou křivkou, která má maximum shodné s maximální hodnotou dat. Data jsou od této křivky odečtena, a tento výsledek je fitován další Gaussovou křivkou. Tím získáme velikost hlavního a vedlejšího maxima. Parametry těchto fitů mohou být následně použity jako vstupní parametry pro fitování dvojitým Gaussem.

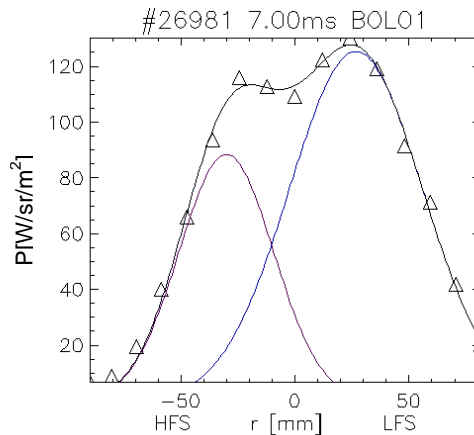


Obr.4.9 Dutý profil dat fitovaný jednoduchou a dvojitou Gaussovou křivkou. Fit jednoduchým Gaussem zamítnut



Obr.4.10 Určování vstupních parametrů pro fit dvojitým Gaussem. Data se fitují jednoduchým Gaussem (vlevo). Po odečtení fitu od dat se výsledek opět fituje Gaussem (uprostřed). Tyto dvě křivky dají dohromady přednastavenou křivku (vpravo), jejíž parametry jsou vstupem pro metodu nejmenších čtverců, jejímž výstupem je fit dat součtem dvou Gaussů

Pro rozhodování, jestli bude použit fit jednoduchým nebo dvojitým Gaussem, je používána velikost poměru mezi výškou hlavního a vedlejšího maxima a vzdálenost mezi jejich vrcholy. Jestliže je vedlejší vrchol větší než 1/5 hlavního maxima a vrcholy jsou od sebe vzdáleny více jak 40 mm, je vhodný fit dvojitým Gaussem, v opačném případě postačí k proložení dat jednoduchý Gauss. Tyto podmínky pro volbu fitu byly odvozeny z charakteru dat měřených bolometry na tokamaku CASTOR a ukázaly se být jako dostatečné.



Obr.4.11 Výsledný fit dvojitým Gaussem

4.1.5 Informace získané z fitování dat

Parametry Gaussovy křivky popisují její velikost neboli amplitudu, polohu středu a umožňují vypočítat pološířku. Pokud Gaussovou křivkou aproximujeme data získaná coby vyzařování plazmatu, obdržíme informace o plazmatickém sloupci.

Z polohy středu Gaussovy křivky vyplývá, na který detektor dopadlo nejvíc radiace a tedy podél kterého zorného pole plazma nejvíce vyzařovalo. Pokud radiace pochází z centrálně symetrického objektu s maximem vyzařování ve svém středu, potom příslušná chorda protíná oblast radiačního maxima, tedy radiační střed plazmatu. Z údajů jednoho bolometrického pole není možno radiační střed určit přesněji, ale k dispozici je i druhé pole. Data z něj je možno rovněž fitovat Gaussovou křivkou a určit polohu jejího středu. Tím je dána dvojice chord, které se protínají v určitém místě, a zde je s přesností na 1 cm, což je prostorové rozlišení bolometrů, lokalizována oblast maximálního vyzařování plazmatu.

V případě, že data neodpovídají Gaussově křivce, není možno tento postup použít. Vyzařující oblast neměla maximum radiace ve svém geometrickém středu, případně nebyla vůbec symetrická. Uvažujme například, že bolometry měřily vyzařování z prstence. Maximum radiace v tom případě zaznamenala dvojice detektorů, a to ty, jejichž chordy procházely přes největší oblasti prstence. Pro fitování těchto dat je vhodné použít součet dvou Gaussů, čímž získáme informace o poloze obou vrcholů. To ovšem

vypovídá o umístění nejzářivějších částí sledovaného prstence, zatímco jeho střed by se měl nacházet uprostřed mezi oběma vrcholy.

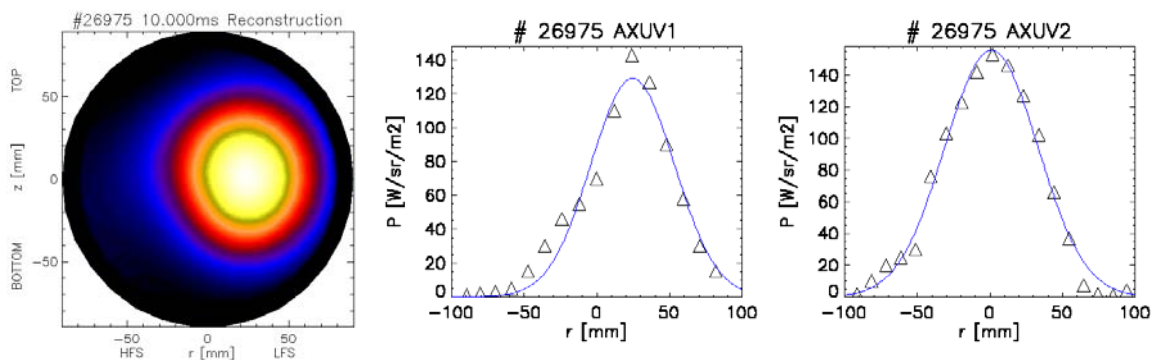
Amplituda neboli výška Gaussovy křivky udává P_{rad} , výkon integrovaný po chordě jdoucí radiačním středem plazmatu.

Z třetího parametru Gaussovy křivky je možno vypočítat její pološířku (4.2). Ta určuje míru, s jakou ubývá vyzařování plazmatu od středu směrem ke stěnám tokamakové komory.

V případě, že se pro fitování dat použil součet dvou Gaussů, nemá parametr pološířek Gaussových křivek dobrý fyzikální smysl. Je možno pouze uvést orientační údaj, šířku dvojugaussovské křivky v polovině její maximální výšky.

4.2 Změřená data a z nich odvozené informace o plazmatu

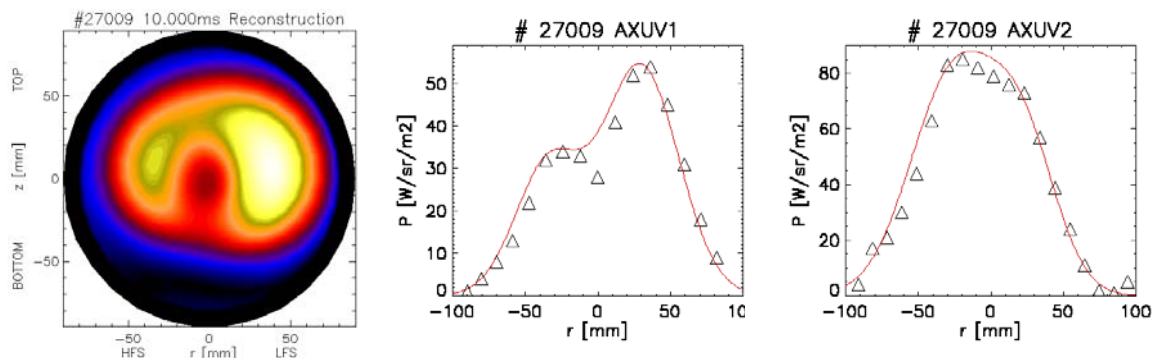
Následují dva příklady naměřených dat a jejich interpretace. K ilustraci, jak pravděpodobně vypadá 2D vyzařování plazmatu na poloidálním řezu, jsou použity obrázky z tomografické rekonstrukce, která bude diskutována v následujících kapitolách (kapitoly 8 a 9).



Obr.4.12 Tomografická rekonstrukce výstřelu 26975, zdrojová data a jejich fit Gaussovou křivkou

Na obrázku Obr.4.12 je vidět použití gaussovského fitu dat na určení rozložení vyzařování plazmatu v poloidálním řezu. Signály z obou bolometrických polí mají gaussovské rozložení, signál z AXUV1 je kvůli posunutí plazmatu k LFS lehce zdeformován. Po aproximaci obou dat obdržíme následující údaje. Z dolního pohledu se střed plazmatu nachází na poloměru 24 mm a pološířka plazmatu je 67 mm. Dle AXUV2 je střed plazmatu na 3 mm a pološířka plazmatu je 79 mm.

To odpovídá poloze plazmatu vertikálně na ose komory, horizontálně posunutě směrem k LFS. Z rozdílných pološířek je možno usoudit, že průřez plazmatu zřejmě není kruhový, ale oválný, protažený ve vertikálním směru, anebo je zde přinejmenším středově nesymetrické rozložení teploty, hustoty, či koncentrace příměsí plazmatu.



Obr.4.13 Tomografická rekonstrukce výstřelu 27009, zdrojová data a jejich fit dvojitou Gaussovou křivkou

Ve výstřelu 27009 (Obr.4.13) nemají data jednoduchý gaussovský profil. Tomografická rekonstrukce z desáté milisekundy ukazuje existenci dvou zářících oblastí, přičemž ta na LFS je větší a výraznější. Data z AXUV1 mají dvojici maxim a jejich fitování jednoduchou Gaussovou křivkou není vhodné. Byl proto zvolen fit součtem dvou Gaussů. Ten popisuje oba vrcholy dat a dobře aproximuje původní signál (pro $\sigma_i^2 = 12$ je pravděpodobnost úspěšného fitu podle χ^2 rovna 0,92). I pro data z AXUV2 bylo zvoleno fitování dvojitým Gaussem (pravděpodobnost úspěšného fitu 0,9), přestože zde není nesymetrie dat tak výrazná a údaje z jednoduché gaussovské křivky by měly být dostačující.

Z AXUV1 vidíme existenci dvou vrcholů, hlavní na poloze 34 mm, vedlejší pak na poloměru -30 mm. Geometrický střed mezi nimi má polohu 2 mm. Signály z AXUV2 udávají polohu vrcholů na 25 mm a -24 mm, střed mezi nimi je 1 mm. Je vidět, že dle údajů z fitovaných dat se geometrický střed plazmatu nachází takřka přesně ve středu tokamakové komory. Kolem něj se nachází dvě banánovité struktury.

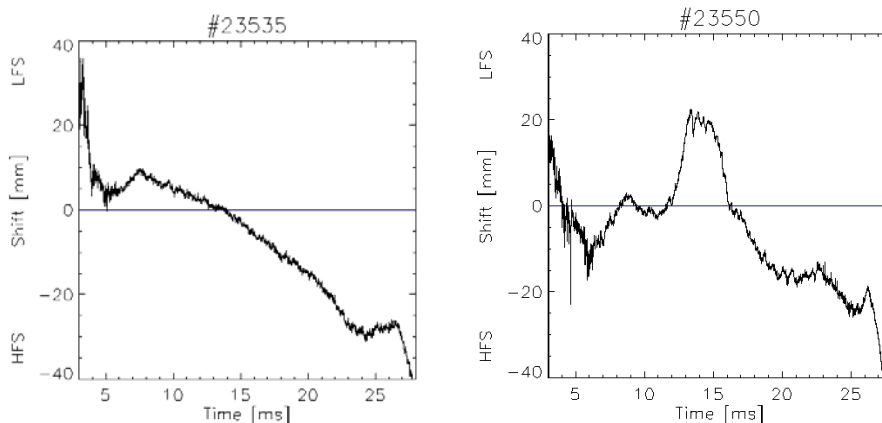
Při aproximaci jednoduchou Gaussovou křivkou se dá pološířka vypočítat z třetího parametru křivky a je tak velmi snadné sledovat vývoj pološířky plazmatu v čase. Fitování dvojitým Gaussem již toto neumožňuje. Máme-li tedy plazma s dutým profilem, můžeme určit polohu jeho středu, ale již ne pološířku. Pro takováto data fitování jednoduchým Gaussem není vhodné a proto ani takto vypočtený údaj o pološířce nebude dostatečně přesný.

Z fitování jednoduchým Gaussem obdržíme vývoj polohy oblasti maximální radiace, tj. radiačního středu plazmatu. Z fitování dvojitým Gaussem dostaneme geometrický střed radiace plazmatu se zohledněním rotační symetrie založené na předpokládaném tvaru magnetického pole. Pokud je třeba použít dvojitý Gauss, jen zřídka data vypadají tak, aby se dalo hovořit o středové symetrii plazmatu. Ve většině případů se v plazmatu vyskytují dvě zářící oblasti o rozdílných velikostech. Z dvojitého Gausse pak obdržíme polohu radiačních středů těchto oblastí.

4.3 Vývoj polohy, pološířky a vyzářeného výkonu v čase

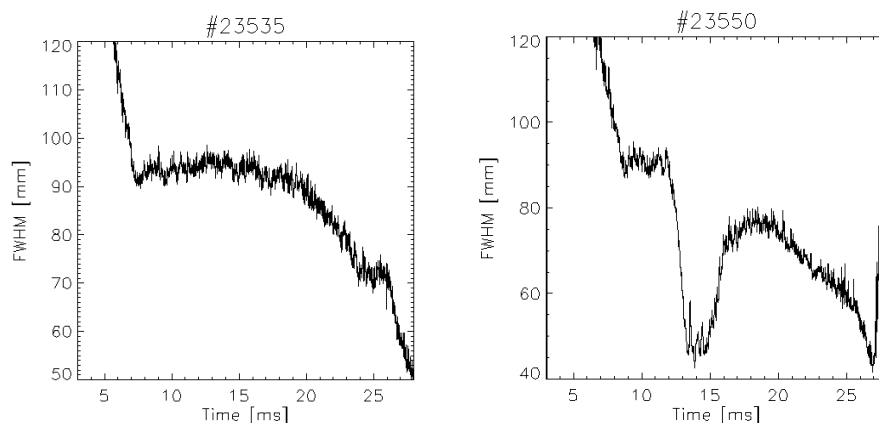
Metoda fitování bolometrických dat Gaussovou křivkou umožňuje nejen stanovit polohu a pološířku radiace plazmatu v určitém okamžiku, ale spolu s měřením celkových radiačních ztrát z tokamaku sledovat vývoj těchto parametrů v čase a tak velmi přesně a detailně popsat charakteristiky plazmatu během celého výboje.

Časové rozlišení pohybu plazmatu je pak stejné jako časové rozlišení vlastních dat a závisí na rychlosti sběrného počítače, protože vlastní bolometry jsou schopny dosáhnout časového rozlišení 200ns. Podle typu sběrného počítače je pak rozlišení dat 1 μ s nebo 20 μ s.



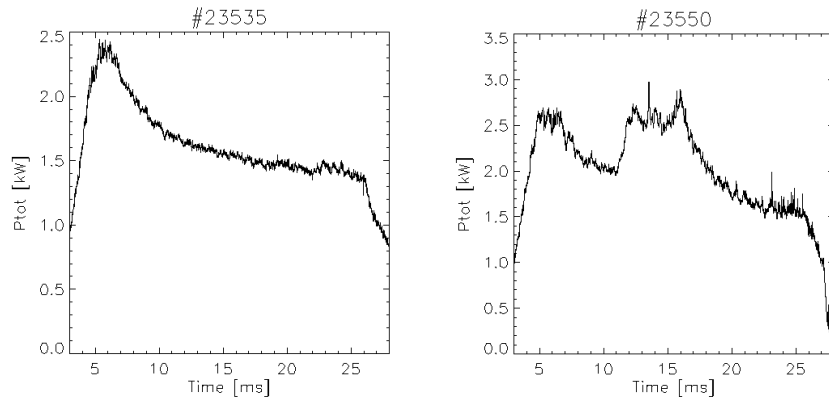
Obr.4.14 Vývoj polohy plazmatu v relativně klidném výboji a výboji, kde došlo k náhlým pohybům plazmatu vlivem biasingu [28,35]. Data z intervalu 3 – 28ms.

Použije-li se na data fitování jednoduchou Gaussovou křivkou, je možno sledovat časový vývoj pološířky a výkonu vyzářovaného ze středu plazmatu. Protože údaje o pološířkách a vyzářovaném výkonu získaném z fitu dvojitým Gaussem byly shledány jako obtížně interpretovatelné, vývoj těchto veličin se pro dutá data neuvádí.



Obr.4.15 Vývoj pološířky (FWHM) v klidném výboji (23535) a výboji, kde došlo k pohybům plazmatu vlivem biasingu (23550). Jedná se o stejné výstřely jako na předchozím obrázku.

Jelikož bolometry sledují v poloidálním řezu celý sloupec plazmatu, dostaneme sečtením vyzářeného výkonu naměřeného jednotlivými detektory celkový vyzářený výkon P_{tot} . I jeho vývoj lze v čase sledovat.



Obr.4.16 Vývoj P_{tot} v klidném výboji (23535) a výboji, kde došlo k pohybům plazmatu vlivem biasingu (23550). Jedná se o stejné výstřely jako na předchozích obrázcích.

4.4 Shrnutí

Bolometry změřená data o plazmatu byla podrobena zevrubné analýze. Změny v poloze plazmatu, jeho šířce či intenzitě vyzářování, jsou na datech dobře patrné a interpretovatelné. Pro přesnější popis byla zavedeno fitování změřených dat Gaussovou křivkou. Její parametry (střed a ze šířky vypočítaná pološířka) byly využity pro odhad těchto charakteristik u plazmatu a při použití dat z obou bolometrických polí bylo možno odhadnout polohu radiačního středu plazmatu s přesností na 1cm. Je-li plazma kruhové (centrálně symetrické s maximem radiace ve středu), je možno radiační střed ztotožnit se středem plazmatu. Ne vždy mají data z CASTORu ideální profil. Často nabývají podoby dvojice nestejně vysokých vrcholů – plazma je prstencové, případně srpkovité. Pro tyto případy bylo navrženo fitování dat součtem dvou Gaussových křivek, ale fyzikální interpretace takto získaných parametrů se ukázala nejednoznačná.

Informace o změnách polohy a pološířky plazmatu během výboje jsou důležité pro mnoho jiných experimentů. Diagnostiky, které měří jevy na okraji plazmatu (Langmuirovy sondy apod. [27, 33, 34]), potřebují ověřit, kde se nacházel střed plazmatu vůči měřené oblasti a jestli nedošlo k jeho nežádoucím posunům, případně ke změně pološířky, která by rovněž měla na získaná data vliv.

Další bod zadání této práce „Z prostorového rozložení radiačních ztrát odhadnout polohu sloupce plazmatu ve výboji tokamaku CASTOR“ by bylo možno touto kapitolou považovat za splněný, ovšem v dalších kapitolách se budu věnovat detailnějšímu rozboru a popisu rozložení radiačních ztrát z tokamaku, čímž dojde i ke zpřesnění pojmu poloha plazmatu.

Kapitola 5

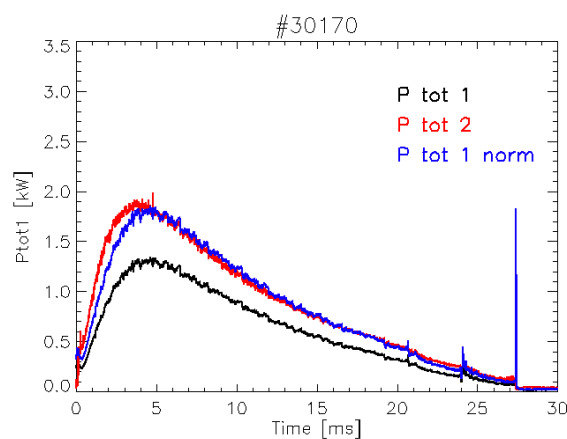
Měření citlivosti obou bolometrických polí v závislosti na době jejich přítomnosti v tokamaku

Je třeba zmínit, že citlivost diod se během jejich přítomnosti v tokamaku může měnit. To je způsobeno ukládáním nečistot z plazmatu na stěny komory. Část jich pronikne i do camery obskury a napaří se na povrch detektorů. Tato tenká vrstvička pak pohlcuje záření a na diody ho dopadá méně [37].

Vrstva je pravděpodobně tvořena převážně uhlíkem, dá se předpokládat i přítomnost kovových prvků, odpařujících se z limiteru, z komory a z dalších diagnostik, např. ze sond, které jsou umístěny na stejném poloidálním řezu jako bolometry. Tokamak CASTOR nemá divertor, který by nečistoty z plazmatu odváděl na jedno místo, takže jejich depozice na stěny komory je přibližně rovnoměrná, ovšem dají se předpokládat lokální rozdíly způsobené geometrií vnitřku komory i diagnostických portů.

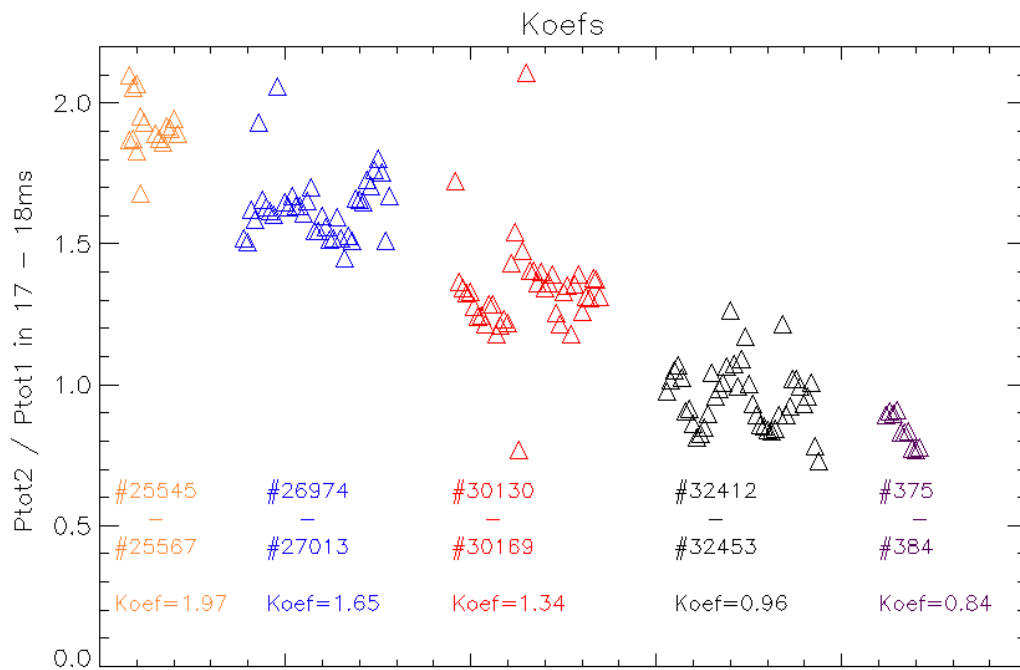
V tokamaku CASTOR bylo nejprve instalováno pole AXUV1, bylo zde při provozu tokamaku asi rok a poté bylo instalováno i druhé pole AXUV2. Po instalaci druhého pole bylo provedeno srovnání celkového vyzářeného výkonu změřeného jedním a druhým polem během jednoho výstřelu. Pole AXUV1 mělo dvojnásobně sníženou citlivost oproti AXUV2. Změna citlivosti byla způsobena právě napařenou vrstvičkou nečistot.

Rozdíl mezi citlivostmi obou polí udává koeficient daný srovnáním celkové radiace změřené jedním a druhým polem. Kdyby měla obě pole stejnou citlivost, změřila by stejný celkový výkon a hodnota koeficientu by byla rovna jedné. Koeficient se vypočítal podíl mezi průměrnou radiací změřenou druhým a prvním bolometrickým polem mezi sedmnáctou a osmnáctou milisekundou. Tento interval byl vybrán proto, že je v něm plazmatický sloupec klidný a stabilní a lze dobře spočítat střední hodnotu celkové radiace.

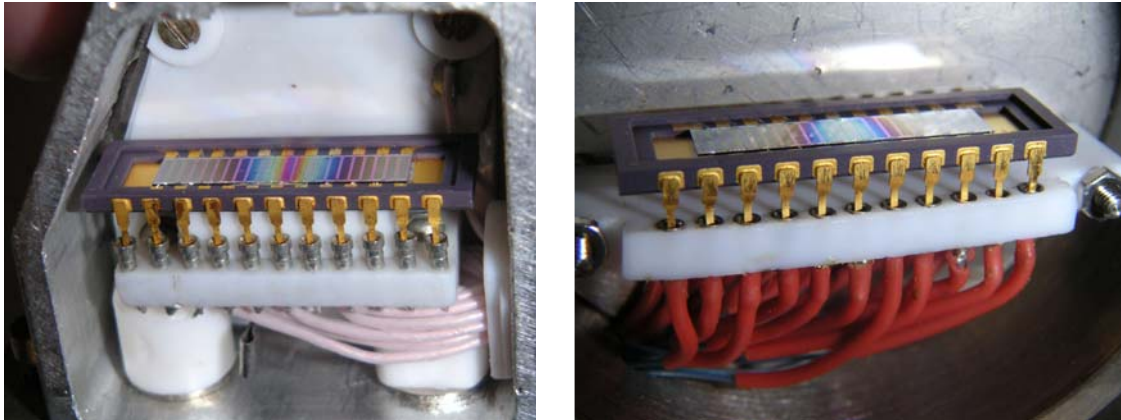


Obr.5.1 Vyzářený výkon změřený v průběhu výboje polem AXUV1 je zobrazen černě, tentýž výkon měřený AXUV2 červeně. Modrá křivka je výkon P_{tot1} po přenásobení koeficientem tak, aby se jeho velikost shodovala s P_{tot2}

Vzhledem k tomu, že po instalaci druhého bolometrického pole začal proces napařování probíhat i na něm, byla citlivost polí ještě několikrát srovnávána a byly pozorovány její změny. V následujících grafech jsou zachyceny hodnoty koeficientů pro různé výstřely. Jedná se o měření od instalace druhého bolometrického pole do ukončení provozu tokamaku CASTOR. Jsou zobrazeny jednotlivé kampaně, tj. série po sobě jdoucích výbojů, ve kterých se měřilo s bolometry. Mezi nimi vždy bylo velké množství výstřelů, ve kterých pokračovalo napařování nečistot na bolometry. Po kampani s napouštěním acetylenu [36] do tokamaku (série 30146 - 31538) byly citlivosti obou polí vyrovnány. Ke konci provozu tokamaku dokonce druhé, později instalované pole, vykazovalo nižší citlivost než pole první.

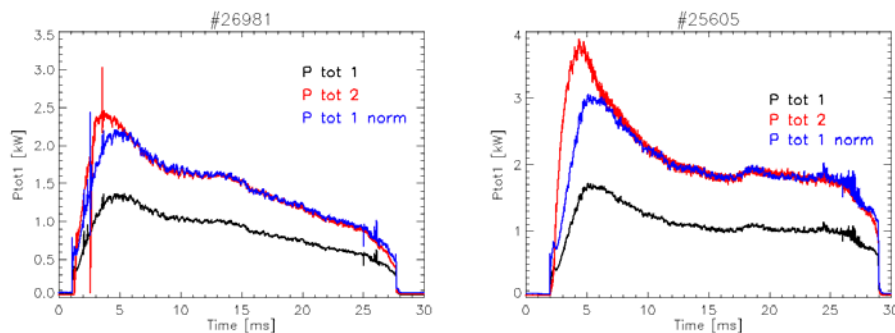


Obr.5.2 Koeficienty P_{tot2}/P_{tot1} pro různé výstřely ($Koef = 1$ znamená, že citlivost obou bolometrických polí je stejná, $Koef < 1$ znamená nižší citlivost pole AXUV2, $Koef > 1$ znamená nižší citlivost pole AXUV1)



Obr.5.3 Fotografie detektorů po vyjmutí z tokamaku. Napařená vrstva se projevuje změnou barvy povrchu detektoru. AXUV1 vlevo a AXUV2 vpravo

Srovnáním průběhu celkového vyzářeného výkonu v jednom výstřelu pro jedno a druhé bolometrické pole bylo dále odhaleno, že napařená vrstvička nesnižuje citlivost bolometrů celkově, tj. pro všechny vlnové délky stejně, ale některé vlnové délky propouští méně. Čím více v této spektrální oblasti plazma vyzařuje, tím více se celková radiace změřená bolometrickými poli liší. Totéž platí i obráceně. Pokud je záření plazmatu v inkriminovaných vlnových délkách minimální, radiační ztráty plazmatu měřené oběma poli jsou více méně totožné. Je to patrné zvláště pro výstřely uskutečněné krátce po instalaci druhého bolometrického pole, kdy AXUV2 mělo ještě povrch čistý, zatímco vrstva uhlíku na AXUV1 už některé vlnové délky nepropouštěla nebo propouštěla slaběji. Rozdíl se projevoval hlavně v prvních pěti milisekundách výboje. Názorně to ukazuje následující obrázek.



Obr.5.4 Z porovnání grafů P_{tot1} a P_{tot2} je patrné, že přibližně do páté milisekundy výboje zaznamenávalo pole AXUV2 radiaci, která k AXUV1 nepronikla.

Měření dokazuje, že se na bolometrech a jiných vnitřních částech tokamaku napaňují nečistoty tvořené pravděpodobně převážně uhlíkem. Ty zeslabují citlivost bolometrů, přičemž míra zeslabení záleží na stáří bolometrů, tedy na tom, jak dlouho trvá depozice nečistot na jejich povrch. Dále na režimu v tokamaku určujícím, jak často byly přítomny zdroje nečistot, kterými mohou být např. sondy zanořené hluboko do plazmatu nebo

připouštění acetylénu. Na napařování nečistot může mít mimo jiné vliv četnost přibližování se plazmatu ke stěně komory, kdy se z povrchu komory uvolňují vlivem tepla nečistoty ve zvýšené míře.

I u limiterových tokamaků jako je CASTOR závisí rychlost napařování uhlíkové vrstvičky na geometrii, tj. kde jsou bolometry vůči komoře umístěny, jak široká je štěrbina k nim vedoucí a jak daleko je vlastní pole od štěrbin. O tom svědčí fakt, že citlivost AXUV1 a AXUV2 se po čase vyrovnala. Kdyby probíhalo napařování uhlíku na oba bolometry stejnou rychlostí, bylo by rozdílné citlivostí mezi nimi stále stejné.

5.1 Shrnutí

Tato kapitola se netýká pouze bolometrů na tokamaku CASTOR, ale má obecnou platnost pro všechny detektory vystavené vlivům plazmatu. Nanášení nečistot na povrch měřících zařízení nelze zabránit, a proto je nezbytné s jejich vlivem počítat. Měření na CASTORu ukazuje následující důležitá fakta: Citlivost optických detektorů s časem klesá a není možno stanovit jednoznačnou rychlost poklesu, protože je závislá na proměnlivém režimu tokamaku. Dvojici detektorů bude citlivost ubývat rozdílným tempem, pokud bude geometrie jejich umístění rozdílná. Obecně lze říci, že čím menší vstupní štěrbina a čím větší vzdálenost od plazmatu, tím bude napařování probíhat pomaleji. Změna citlivosti se bude pro různé vlnové délky lišit a bude záležet na chemickém složení napařené vrstvy a na její tloušťce. Jestliže se pole detektorů nachází v krytu typu camera obscura, bude nejsilnější napařená vrstva na detektoru umístěném naproti štěrbině a směrem ke krajům bude tloušťka nečistot klesat. To se projeví na změně citlivosti jednotlivých detektorů.

Tyto skutečnosti vedou k závěru, že nelze porovnávat data z různých časových období, aniž by se vzala v úvahu změna citlivosti detektorů vlivem napařených nečistot. Pro přesné zjištění tohoto úbytku je pak nezbytné v pravidelných intervalech detektory proměřit zkalibrovaným zdrojem. K určování chemického složení deponované vrstvy by bylo vhodné umístit vedle detektorů plošku, na kterou by se přiměsí napařovaly stejnou rychlostí jako na detektory a která by mohla být snadno vyjmuta a prozkoumána. Analýza vrstvy přímo na detektorech by mohla vést k jejich poškození.

Kapitola 6

Závislost celkové radiace na hustotě plazmatu

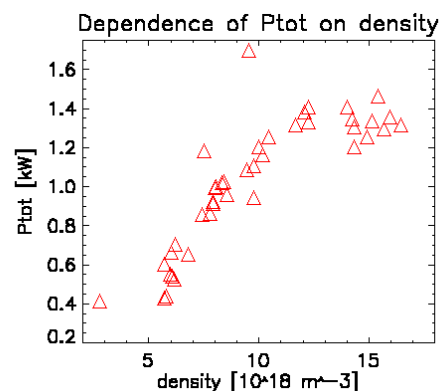
Hustota plazmatu ovlivňuje celkový výkon, který je z tokamaku vyzářen. Následující měření popisují charakter této závislosti.

Hustotu lze měnit připouštěním vodíku do tokamaku, a to jak stacionárním napouštěním, tak impulsním „gas puffing“. Mikrovlnný interferometr pak hustotu měří integrálně přes střed komory ve vertikálním směru.

Pevné umístění paprsku interferometru může způsobit chybu, jestliže se plazma nenachází ideálně ve středu komory, ale je posunuté ke stěně. Potom z interferometru dostáváme údaj o hustotě v okrajových částech plazmatu, zatímco hustota ve středu plazmatu je pravděpodobně vyšší než naměřená. Vzhledem k tomu, že na CASTORU nemáme jinou možnost jak měřit hustotu v centru plazmatu, a ani neznáme hustotní profil plazmatu, bylo třeba výše popsané omezení akceptovat a k analýze vybírat ty výstřely, ve kterých se plazma nacházelo poblíž středu komory, nebo se odchylka jeho polohy ve všech použitých výstřelech nacházela v určitém intervalu. Protože vertikálně, jak víme z měření [27], je plazma celkem stabilně umístěno ve středu komory a vertikální posuv by navíc neměl mít vliv na hodnoty naměřené interferometrem, byly důležité údaje o poloze plazmatu vyčteny z měření AXUV1.

Byla provedena série výstřelů (32412 - 32453), při kterých se průměrná hustota měnila od $2,7 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ do $21,0 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$, proud plazmatem se pohyboval okolo hodnoty 9 kA a magnetické pole bylo 1,1 T. Z bolometrických dat byl vybrán časový úsek 11 – 12ms, kdy bylo plazma relativně klidné. V tomto intervalu byla vypočtena průměrná hustota a celkový vyzářený výkon. V obou sériích výstřelů byla poloha plazmatu blízko k HFS (-30mm), takže hustota změřená interferometrem byla nižší, než jaká by odpovídala centru plazmatu.

Obrázek Obr.6.1 ukazuje závislost celkových radiačních ztrát plazmatu (P_{tot}) na hustotě.

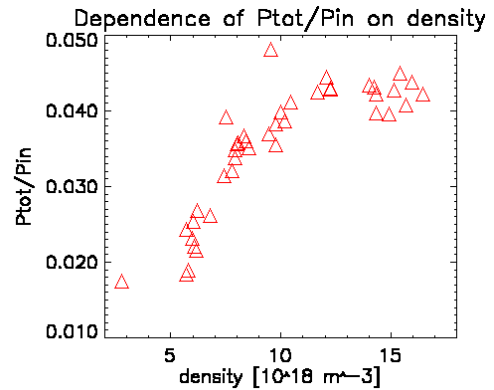


Obr.6.1 Vybraná data z výstřelů 32412 - 32453, ukazující závislost P_{tot} na hustotě

Ne všechny výkon, který je vynaložen na vytvoření a ohřátí plazmatu, je přeměněn na vyzářenou energii. Poměr výstupního a vstupního výkonu vypovídá o poměru mezi ztrátami energie zářením a únikem částic. Lze jej označit také za účinnost tokamaku. Čím je vyšší, tím více částic se podařilo udržet. Obrázek Obr.6.2 ukazuje vztah mezi poměrem výstupního a vstupního výkonu $P_{\text{tot}}/P_{\text{in}}$ a hustotou plazmatu. Vstupní výkon P_{in} je určen

jako součin proudu plazmatem a napětím na závit, a celkový vyzářený výkon odpovídá P_{tot} změřeném bolometry. Hodnoty jsou průměr z intervalu 11ms – 12ms.

Podíl ztrát zářením se zvyšující se hustotou částic roste až do saturace. Za vysokých hustot by ztráty energie plazmatu zářením měly dominovat nad ztrátami energie díky tokům částic. I přesto je poměr $P_{\text{tot}}/P_{\text{in}}$ určený za pomoci bolometrických měření při vysoké hustotě velmi nízký. Tento fakt lze zdůvodnit mimo jiné i již zmiňovaným snížením citlivosti AXUV detektorů na dopadající záření v důsledku napařování vrstev nečistot na jejich povrch.



Obr.6.2 Závislost $P_{\text{tot}}/P_{\text{in}}$ na hustotě

6.1 Shrnutí

Radiace plazmatu se s jeho hustotou zvyšuje. V tokamaku CASTOR dochází při hustotě nad cca $10 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ k saturaci a radiace dále nevzrůstá. Maximální změřená radiace dosáhla 1,4 kW. Zajímavější je srovnání vyzářené energie s energií do tokamaku dodávanou. Poměr vstupního a výstupního výkonu dosáhl pouze hodnoty 0,04, což je velmi málo. Jedním z vysvětlení může být nízká citlivost bolometrů. Ta je jednak způsobena napařenou vrstvou nečistot a jednak faktem, že plazma na CASTORu vyzářuje nejvíce v oblasti 200eV, na které mají detektory propad citlivosti (viz kapitola 5).

Kapitola 7

Abelova asymetrická inverze

Data z bolometrů neudávají lokální vyzářený výkon, ale jedná se o signál integrovaný po chordě neboli prostorovém úhlu jejich zorného pole. Otázkou je, jaké je rozložení intenzity v každém bodě celého poloidálního řezu.

Nazvěme naměřená data I a rozložení radiace v prostoru n . Pro jejich vzájemný vztah platí integrální rovnice

$$I(y) = \int_{-\sqrt{R^2-y^2}}^{\sqrt{R^2-y^2}} n(r) dx \quad (7.1)$$

Její inverzním řešením je právě rozložení radiace v prostoru. Obecně ho nalézt nelze. Existují různé metody, jak se dostat výsledku pouze ve speciálních případech. Jednou z nich je Abelova symetrická inverze [38], která zpracovává chordově integrovaná data z jednoho směru a předpokládá, že rozložení radiace v prostoru má radiální souměrnost. Vztah mezi radiací a změřenými daty je potom možno zjednodušit na

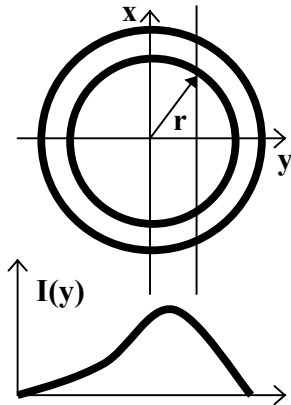
$$I(y) = \int_{-\sqrt{R^2-y^2}}^{\sqrt{R^2-y^2}} \frac{n(r)rdr}{(r^2 - y^2)^{1/2}} \quad (7.2)$$

Řešení tohoto integrálu má podobu Abelovy inverze

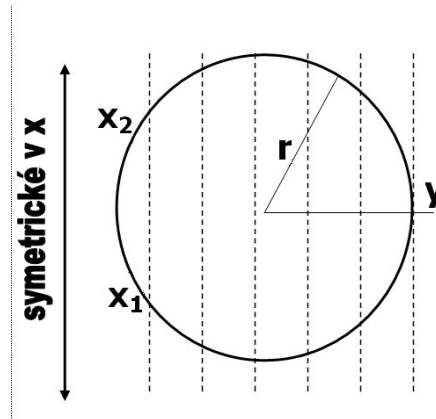
$$n(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^R \frac{dI(y)}{dy} \frac{dy}{(y^2 - r^2)^{1/2}} \quad (7.3)$$

Ne všechny objekty, jejichž radiaci lze měřit, mají potřebnou symetrii. Plazma v tokamacích k nim patří. Tokamak s komorou kruhového průřezu a s kruhovou konfigurací magnetických polí by měl mít v ideálním případě plazma radiálně symetrické. Tento předpoklad je také důvod, proč se výpočtem Abelovy inverze zabýváme. Turbulence v plazmatu, nehomogenita magnetických polí a pod. symetrii narušují. Jestliže chceme přesnější výsledek, je možno použít asymetrickou Abelovu inverzi [1,39]. Ta ve svých výpočtech používá radiální symetrii narušenou pouze v jednom směru. Kupříkladu jsou-li k dispozici data z horizontálního rozložení vyzářeného výkonu, použije se horno-dolní symetrie okolo horizontální osy komory.

Symetrická Abelova inverze používá radiální (polární) souřadnice. Poloha každého bodu je popsána poloměrem r a úhlem θ . Pro asymetrickou inverzi jsou výhodnějšími proměnnými vzdálenost od vertikální osy y a poloměr r .



Obr. 7.1 Vztah mezi proměnnými při Abelově inverzi



Obr. 7.2 Soustava souřadnic pro Abelovu asymetrickou inverzi

Předpokládejme tedy, že můžeme n parametrizovat následovně

$$n(r, y) = g(y)n_0(r) \quad (7.4)$$

$g(y)$ je váhová funkce popisující předpokládaný stupeň asymetričnosti dat, $n_0(r)$ je radiálně symetrická část, která vznikne abelovskou inverzí ze sudé části změřených dat. Dosazením $n(r, y)$ do (7.3) lze za výše uvedených předpokladů nesymetrická pozorovaná data popsat jako

$$I(y) = 2 \int_0^{\sqrt{R^2 - y^2}} n(r, y) dx = 2g(y) \int_0^{\sqrt{R^2 - y^2}} n_0(r) dx = g(y)I_0(y) \quad (7.5)$$

kde $I_0(y)$ je symetrická část korespondující s integrálem $n_0(r)$. Pro určení váhové funkce $g(y)$ se nejprve pozorovaná data $I(y)$ separují na sudou (7.6.a) a lichou (7.6.b) část

$$I(y) = I_0(y) + I_1(y) \quad (7.6)$$

$$I_0(y) = \frac{1}{2}(I(y) + I(-y)) \quad (7.6.a)$$

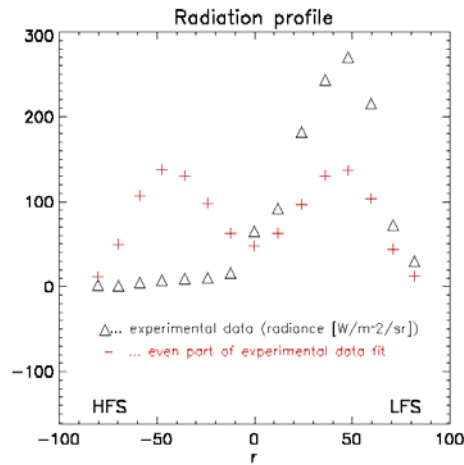
$$I_1(y) = \frac{1}{2}(I(y) - I(-y)) \quad (7.6.b)$$

Přičemž tato rovnice může být popsána rovněž pomocí váhové funkce jako

$$I(y) = g(y)I_0(y) \quad (7.7)$$

Z těchto dvou rovnic se váhová funkce vyjádří vztahem

$$g(y) = 1 + \frac{I_1(y)}{I_0(y)} \quad (7.8)$$



Obr.7.3 Experimentální data (trojúhelníky) a jejich sudá část (křížky)

Aby se omezil vliv náhodných chyb při měření dat (šum, fluktuace apod.), data se proloží křivkou a její hodnoty se používají pro vyjádření váhové funkce. Křivka popisující sudou část dat pak poslouží jako vstup pro analytickou symetrickou Abelovu inverzi.

Při prokládání naměřených dat můžeme volit mezi polynomem s různým stupněm

$$f(y) = A_0 e^{-\frac{z^2}{2}} + A_3 + A_4 y + A_5 y^2 + \dots \quad (7.9)$$

rozšířeným Gaussem

$$f(y) = A_0 + A_1 y + A_2 y^2 + A_3 y^3 + \dots \quad (7.10)$$

$$\text{kde } z = \frac{y - A_1}{A_2}$$

a trojitým Gaussem

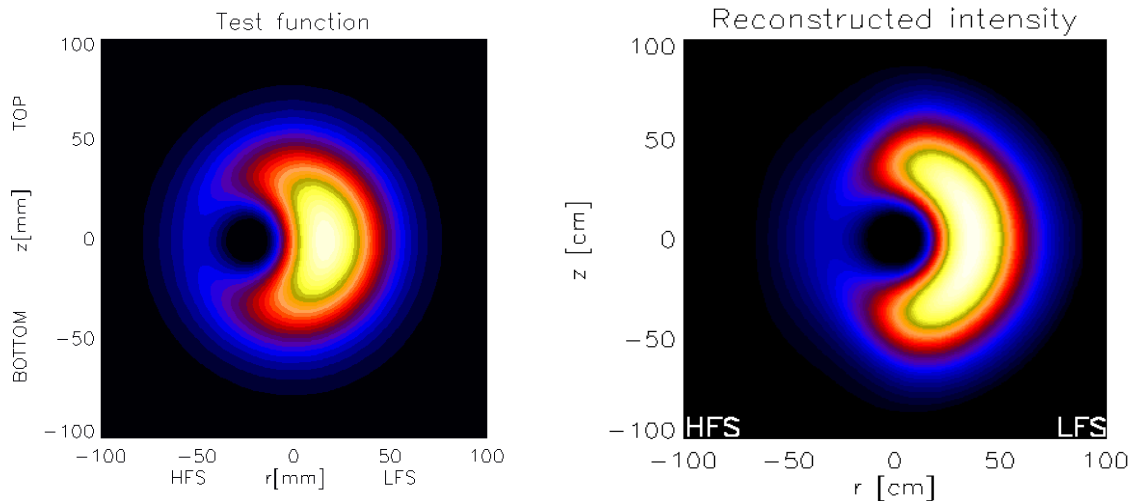
$$f(y) = A_0 e^{-\frac{z_1^2}{2}} + A_3 e^{-\frac{z_2^2}{2}} + A_6 e^{-\frac{z_3^2}{2}} \quad (7.11)$$

$$\text{kde } z_1 = \frac{y - A_1}{A_2}, z_2 = \frac{y - A_4}{A_5}, z_3 = \frac{y - A_7}{A_8}$$

Sudá část dat I_0 se převede na $n_0(r)$ za pomoci symetrické Abelovy inverze. Je možno použít analytickou metodu, kdy se sudá část dat proloží vhodnou křivkou, která se následně invertuje, nebo numerickou metodu [46]. V té tolik nezáleží na způsobu, jakým data fitujeme a nejuvhodnější je použít polynom s vysokým stupněm, který co nejlépe popisuje naměřená data. Při výpočtu numerickou metodou bylo fitování dále zlepšeno tím, že byla na okraj dat přidána nulová data kvůli lepší konvergenci fitovací funkce. Tím se omezila možnost rozkmitání polynomu na okraji. K případnému rozkmitu dojde až na vyšším poloměru, ovšem do numerického výpočtu již tato část fitovací křivky nevstupuje. Tím je dosaženo i kvalitnějšího výsledku Abelovy inverze. Takto získaná radiálně symetrická část dat $n_0(r)$ se vynásobí výše spočtenou váhovou funkcí $g(y)$ a obdržíme rekonstrukci vyzařování.

Abychom ověřili, jaký způsob fitu je nejvhodnější a jestli dává lepší výsledky analytická nebo numerická inverze, byly provedeny testy na několika typech dat. Protože pro data změřená v tokamaku nemáme k dispozici původní rozložení radiace z plazmatu, se kterou bychom mohli rekonstrukci porovnávat, byly použity testovací funkce (více v kapitole 8). Pro srovnání testovací funkce a její rekonstrukce byla použita metoda χ^2 . (viz kapitola 4.1.3) Volba rozptylu σ_i^2 nezáleží jen na charakteru dat, ale i na předpokládané kvalitě rekonstrukce. Jelikož má asymetrická Abelova inverze určitá omezení, nebude rekonstrukce zcela věrná a proto je třeba zvolit takové σ_i^2 , aby výsledky, které se nejvíce přiblíží testovací funkci, nebyly zamítnuty. V tomto případě máme testovací funkci normovanou na hodnotu 1, a hodnota σ_i^2 byla na základě srovnávání testovací funkce a její rekonstrukce zvolena 0,145.

K Abelově asymetrické inverzi je k dispozici v zásadě šest různých přístupů. Analytická a numerická inverze, přičemž každá používá buď fitování polynomem, rozšířeným Gaussem nebo součtem tří Gaussů. Pro testovací funkce se nejvíce osvědčila numerická inverze s fitováním pomocí rozšířeného Gause či polynomu.



Obr.7.4 Testovací funkce a její rekonstrukce Abelovou asymetrickou inverzí. Použita numerická metoda s fitováním pomocí rozšířeného Gause

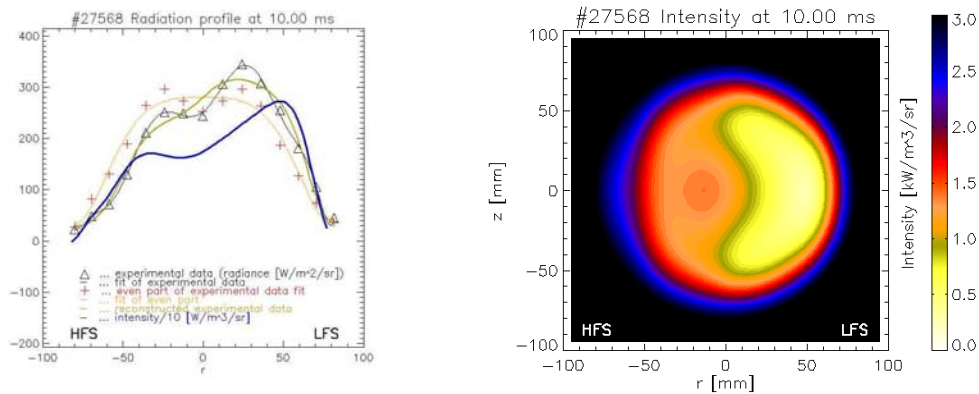
V případě zobrazených dat (Obr.7.4) je užitá numerická inverze s fitováním rozšířeným Gaussem. Při zvoleném rozptylu $\sigma_i^2 = 0,145$ činí pravděpodobnost shody mezi testovací funkcí a rekonstrukcí 0,99. Pro fitování polynomem byla pravděpodobnost shody jen 0,006 a použití součtu tří Gaussů 0,001.

Vzhledem k tomu, že vstupní data mohou být velmi rozdílného charakteru a průběhu, nelze jednoznačně doporučit nejvhodnější metodu jejich zpracování. Polynom vyššího stupně dobře aproximuje data a lze ho použít na komplikovanější průběhy dat, kupříkladu

daté profily, se kterými by mohly mít varianty Gausse potíže. Použití polynomu vysokého stupně s sebou nese riziko, že se do rekonstrukce promítne i vliv šumu a fluktuací, který se přidal ke zdrojovým datům. Při použití rozšířeného či trojitého Gausse toto nehrozí.

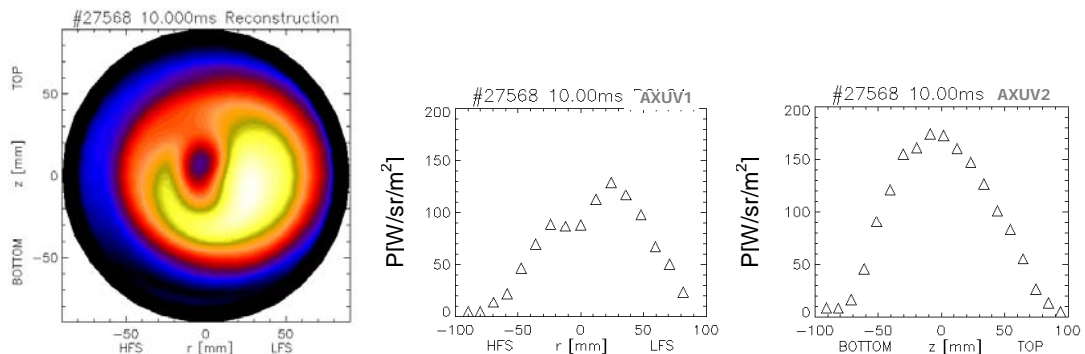
Numerická inverze dosahuje oproti analytické vždy přesnější rekonstrukce dat a je proto výhodnější. Jako velmi užitečný nástroj se ukázalo přidání nulových dat, které výrazně omezují rozkmit křivek na okraji a tím umožňuje lépe rekonstruovat i okrajové části.

Následuje rekonstrukce dat naměřených v tokamaku. Byla vybrána data z desáté milisekundy z výstřelu #27568 a zrekonstruována za pomoci Abelovy asymetrické inverze s fitováním dat polynomem sedmého stupně a numerickou inverzí.



Obr.7.5 Data z AXUV1, výstřel 27568, 10ms. Data fitována polynomem desátého stupně (vlevo). Výsledek asymetrické inverze za pomoci numerické inverze (vpravo)

Kromě Abelovy asymetrické inverze je pro zpracování dat na tokamaku CASTOR k dispozici i Cormackova metoda tomografické rekonstrukce (viz kapitola 8). Takto vypadá její rekonstrukce výše analyzovaných dat.



Obr.7.6 Cormackova rekonstrukce výstřelu 27568

Jak je vidět, rozdíl mezi tomografickou rekonstrukcí a Abelovou asymetrickou inverzí je značný. Je to dáno hlavně tím, že rozložení radiace v tokamaku CASTOR zřejmě nesplňuje požadavky na symetrii pro Abelovskou inverzi.

7.1 Shrnutí

Abelova asymetrická inverze je užitečný nástroj pro rekonstrukci radiačního profilu plazmatu, ale v případě složitějších průběhů dat není vždy zcela úspěšná. Byly analyzovány různé metody úprav dat a dvě různé varianty výpočtu asymetrické inverze. Jako nejvhodnější byla určena numerická metoda, která dosahuje oproti analytické metodě přesnější rekonstrukce dat. Zlepšení v podobě přidání nulových dat výrazně omezilo rozkmit křivek na okraji a umožnilo lépe rekonstruovat i okrajové části. Pro fitování dat za pomoci polynomu, rozšířeného Gausse a součtu tří Gaussů není možno určit nejvhodnější volbu, protože tato závisí na charakteru vstupních dat. Obecně je možno říct, použití polynomu vyššího stupně je vhodné pro komplikovanější průběhy dat, což je ovšem spojeno s rizikem, že se do rekonstrukce promítne i vliv šumu a fluktuací. Použití rozšířeného či trojitého Gausse je výhodnější pro jednodušší profily dat, které se více blíží Gaussovským.

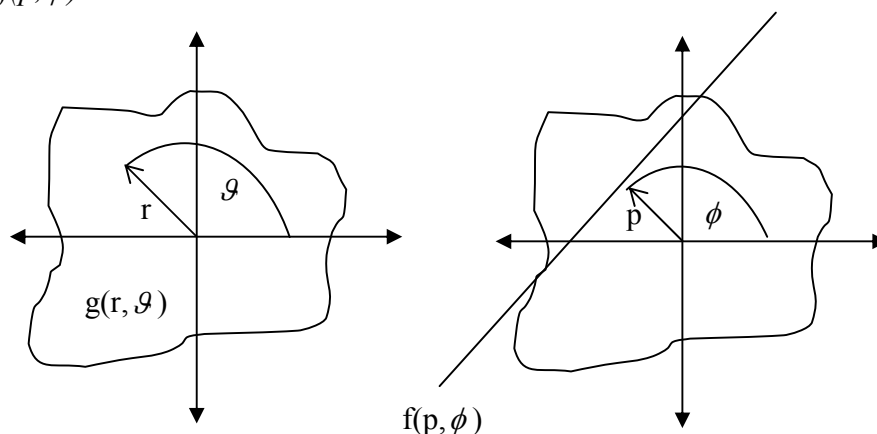
Srovnání rekonstrukce bolometrických dat za pomoci Abelovy asymetrické inverze s počítačovou tomografií, která bude podrobněji rozebrána dále, ukázalo, že Abelova asymetrická inverze udává jen přibližné rozložení radiace v plazmatu a je přesná jen v případě velmi symetrických profilů. Ve většině ostatních měření zřejmě rozložení radiace v tokamaku CASTOR nesplňuje požadavky na symetrii pro Abelovskou inverzi.

I přes své nedostatky tato metoda zlepšuje odhad rozložení radiace v plazmatu, což bylo jedním z bodů zadání této práce.

Kapitola 8 Cormackova metoda tomografické rekonstrukce

Tomografie je výpočetní metoda, která na základě dat z několika různých směrů rekonstruuje vyzařování původního objektu [20,25,40,43]. Její obecný princip je následující:

Mějme rozložení radiace v prostoru popsané funkcí $g(r, \vartheta)$. Projekcí této funkce získáme funkci $f(p, \phi)$



Obr.8.1 Funkce $f(p, \phi)$ a $g(r, \vartheta)$

Polohy chord jsou vyjádřeny v polárních souřadnicích, jak je vidět na Obr.8.1. Intenzita naměřená podél jedné chordy je vyjádřena jako

$$f(p, \phi) = \int_{L(p, \phi)} g(r, \theta) dL \quad (8.1)$$

Funkce g je hledaným polynomem, který popisuje rozložení vyzařování v prostoru. Její tvar je třeba určit a k jeho nalezení musíme (8.1) vyřešit.

Jednu z možností, jak toto řešení nalézt, popisuje široce používaná Cormackova metoda [40,41]. Jak funkce $g(r, \vartheta)$, tak funkce $f(p, \phi)$ je možno rozvinout na harmonické složky obsahující sinus a cosinus.

$$g(r, \theta) = \sum_{m=0}^{\infty} [g_m^c(r) \cos(m\theta) + g_m^s(r) \sin(m\theta)] \quad (8.2)$$

$$f(p, \phi) = \sum_{m=0}^{\infty} [f_m^c(p) \cos(m\phi) + f_m^s(p) \sin(m\phi)] \quad (8.3)$$

V tomto rozvoji se sčítá přes nekonečný počet prvků. Je pouze omezený počet detektorů a tím i počet prvků změřené projekce $f(p, \phi)$. Sumy tedy musí být konečné.

Rozvojem (8.3) za pomoci Chebyshevových polynomů dostaneme výraz

$$f(p, \phi) = \sum_{m=0}^M \sum_{l=0}^L [a_{ml}^c \cos(m\phi) + a_{ml}^s \sin(m\phi)] \frac{2}{m+2l+1} U_{m,l,p} \quad (8.4)$$

kde $U_{m,l,p}$ je Chebyshevův polynom vyjádřený jako

$$U_{m,l,p} = \sin[(m + 2l + 1)\arccos(p)] \quad (8.5)$$

Číslo m je maximální počet nezávislých pohledů na jednu plochu o poloměru p . M se nazývá „poloidal mode number“ [4], číslo l je počet chord v jedné kameře.

V případě, kdy není počet chord u všech kamer stejný, jako je to v případě bolometrie na CASTORu, je nutné ideální hodnotu čísla l nalézt experimentálně, přes srovnávání testovacích funkcí.

Experimenty s testovacími funkcemi bylo jako optimální nastavení určeno $m = 2$, $l = 22$.

Změřená data f proložíme výše pospanou rovnicí (8.5) za pomoci metody nejmenších čtverců. Tím získáme hodnoty koeficientů $a_{ml}^{c,s}$

Koeficienty $g_m^{c,s}(r)$, kterými je vyjádřen rozvoj funkce $g(r, \vartheta)$ (8.2), je možno získat vztahem

$$g_m^{s,c}(r) = \sum_{l=0}^L a_{ml}^{c,s} R_{ml}(r) \quad (8.6)$$

Funkce $R_{ml}(r)$ je Zernickův polynom popsáný jako

$$R_{ml}(r) = \sum_{s=0}^l r^{m+2l-2s} \frac{(-1)^s (m + sl - s)!}{s!(m + l - s)!(l - s)!} \quad (8.7)$$

Hodnoty g_m dosadíme do rozvoje funkce $g(r, \vartheta)$ (8.2) a získáme tak vyjádření hledaného rozložení radiace v prostoru.

8.1 Testovací funkce

Ověření funkčnosti tomografické metody se provádělo na testovacích funkcích. Jedná se o jednoduché a matematicky snadno popsitelné rozložení radiace v prostoru, které se postupně zintegruje podél stejných chord, po kterých snímají data kanály bolometrů. Tímto způsobem získáme stejná data, jaká by naměřily detektory na shodně tvarovaném plazmatu. Data poslouží jako vstup do tomografické rekonstrukce a výsledek se porovná s originální testovací funkcí. Je-li shoda uspokojivá, tomografická metoda funguje a může se přikročit k testování složitějších funkcí. Tímto způsobem se odhalí případy, ve kterých metoda selhává nebo nedává dobré výsledky. Dále se posoudí vliv šumu na rekonstrukci.

8.1.1 Průběh testování

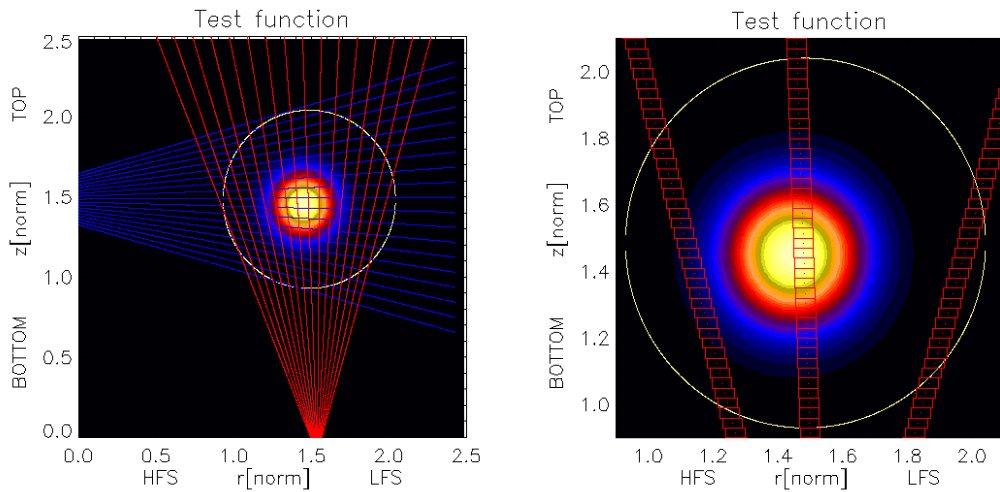
Nejprve je vytvořena testovací funkce, která je definována pomocí rovnice v kartézských souřadnicích. Například funkce pro centrálně symetrické plazma je dána vztahem

$$f = ae^{(b(x-m)^2 + c(y-n)^2)}$$

kde a, b, c jsou koeficienty určující tvar a m, n je poloha středu funkce. Složitější tvary testovacích funkcí mohou být definovány součtem několika jednodušších funkcí.

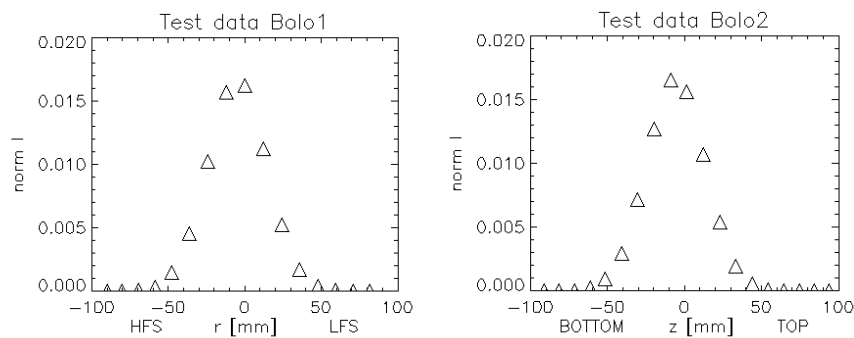
Geometrie chord, kterými bolometry sledují plazma, je známá z kalibrace. Pro zjednodušení se celý výpočet provádí v normovaných rozměrových jednotkách a poté se jednotky přepočtou na milimetry a tím na skutečné rozměry v tokamakové komoře.

Podél osy každé chordy je třeba nasčítat vyzařování z testovací funkce. Za tímto účelem se chorda rozdělí na zvolený počet intervalů (používá se 2000). Protože se jedná o vyzařování z určité plochy, délka intervalu se vynásobí šířkou zorného pole chordy. Pro zjednodušení se používá konstantní šířka a nebere se v úvahu, že se šíře s rostoucí vzdáleností od detektoru zvětšuje. Tím je zároveň omezena nutnost korekce na vzdálenost, kdy vzdálenější objekt vyzařuje méně jak bližší. Získaný obdélníček se vynásobí hodnotou testovací funkce v jeho středu a získaná hodnota se přičte k celkové sumě radiace z jedné chordy. Jedná se tedy o velmi jednoduchou testovací metodu.



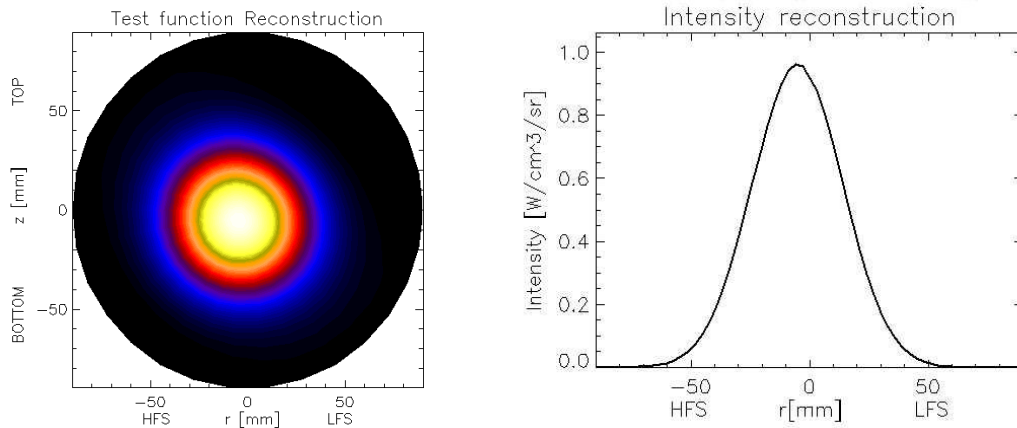
Obr.8.2 Testovací funkce se zobrazenými osami chord, podél kterých se integruje (vlevo). Detail zobrazující jednotlivé oblasti pro integrace (vpravo) v případě, že je chorda rozdělena pouze na 100 intervalů (běžně se používá 2000)

Po integrování přes všechny chordy obdržíme pro každé pole soubor dat, která představují celkové vyzařování nasnímané vždy jednou chordou přes celou testovací funkci.



Obr.8.3 Data pro AXUV1 a AXUV2 získaná z testovací funkce

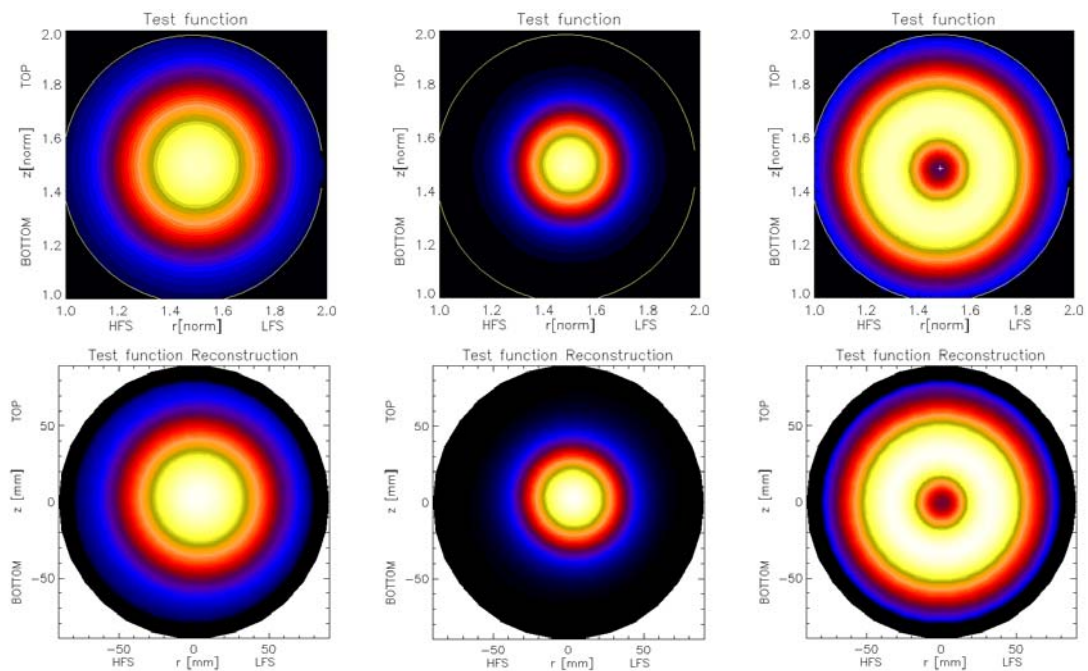
Takto získaná data z testovací funkce slouží jako vstup do Cormackovy metody tomografické rekonstrukce, která proběhne zcela stejně jako v případě dat získaných z měření.



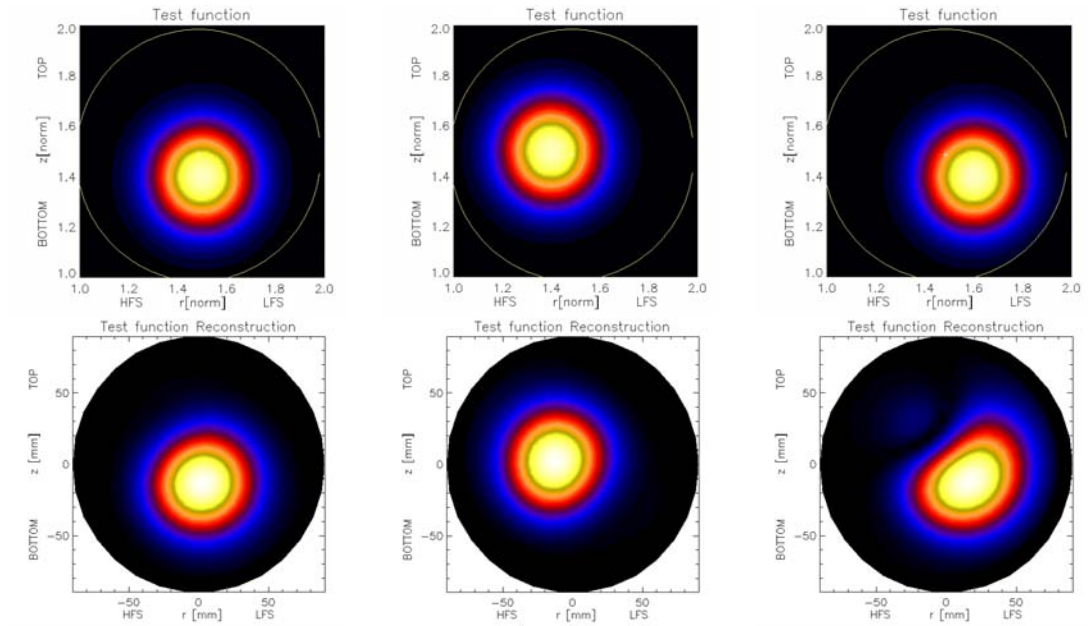
Obr.8.4 Tomografická rekonstrukce výše popsané testovací funkce a rekonstrukce vyzařované intenzity v horizontálním řezu přes střed komory

8.1.2 Výsledky testovacích funkcí

Nejprve bylo provedeno testování centrálně symetrických funkcí (kopeček, prstenc), umístěných přesně ve středu komory, případně nepatrně oproti tomuto středu posunutých.

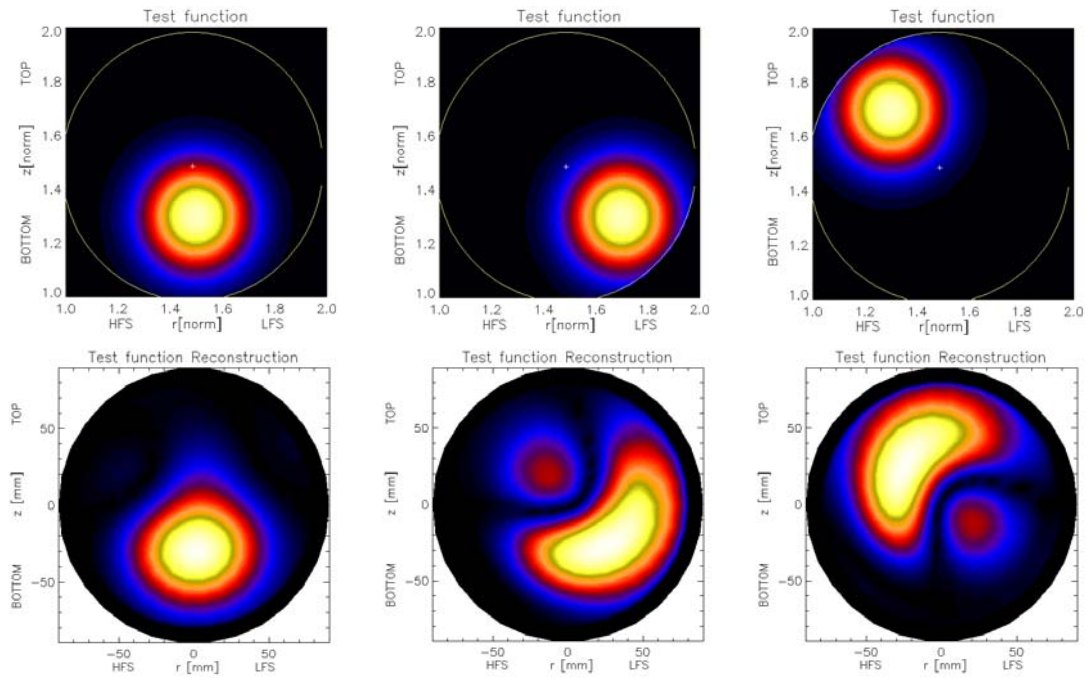


Obr.8.5 Základní tvary ve středu komory

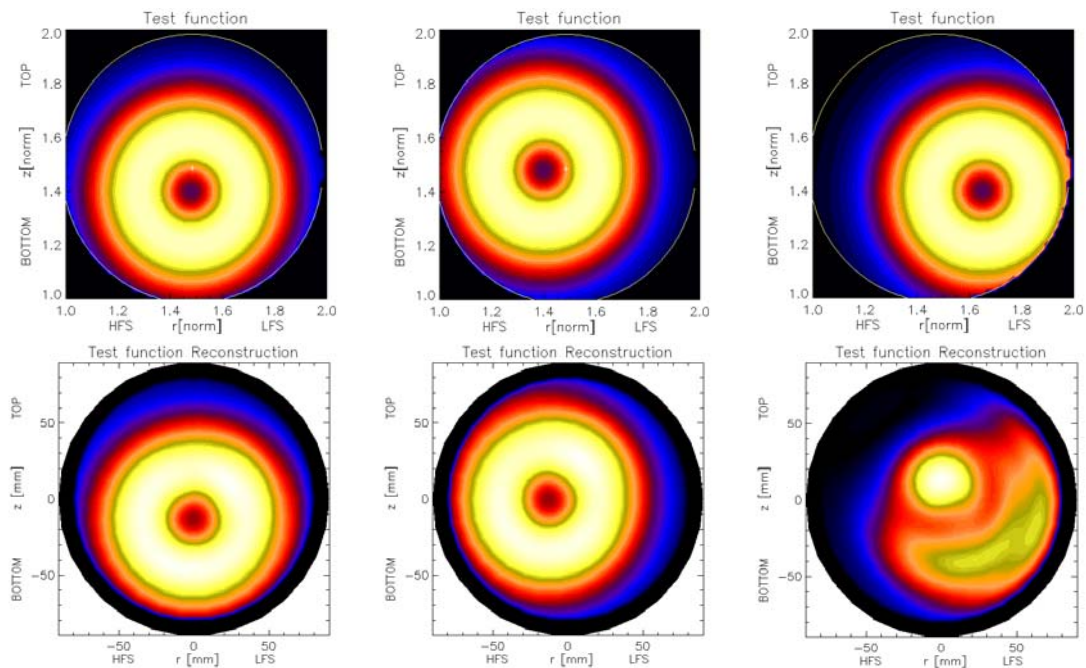


Obr.8.6 Malý posun centrálního profilu vůči středu komory

Centrálně symetrické útvary rekonstruuje Cormackova metoda naprosto věrně. Při posunu útvaru do 20 mm od středu komory je pravděpodobnost shody rekonstruované a testovací funkce do 93%, a rekonstrukci lze považovat za zdařilou. Metoda ve svém principu rekonstruuje nejlépe jednoduché centrální tvary. Bohužel, situace v plazmatu vždy není tak ideální. Následující testovací funkce ověřují schopnosti metody při výrazných posunech zářícího objektu oproti středu komory



Obr.8.7 Výrazné posuny oproti středu komory

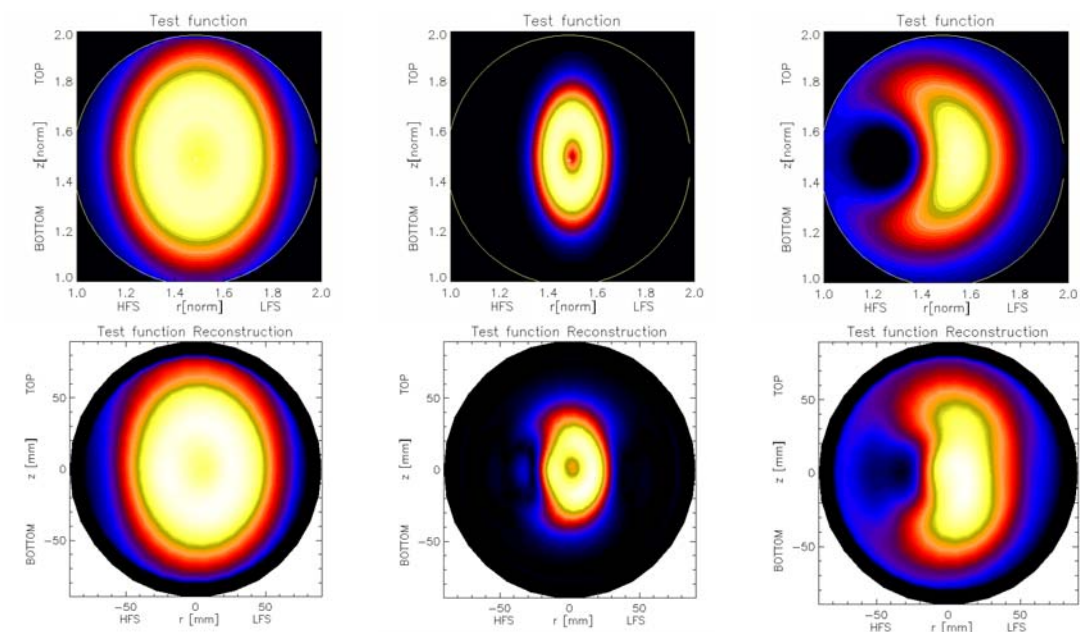


Obr.8.8 Prstenec (dutý profil vyzařování) posunutý oproti středu komory

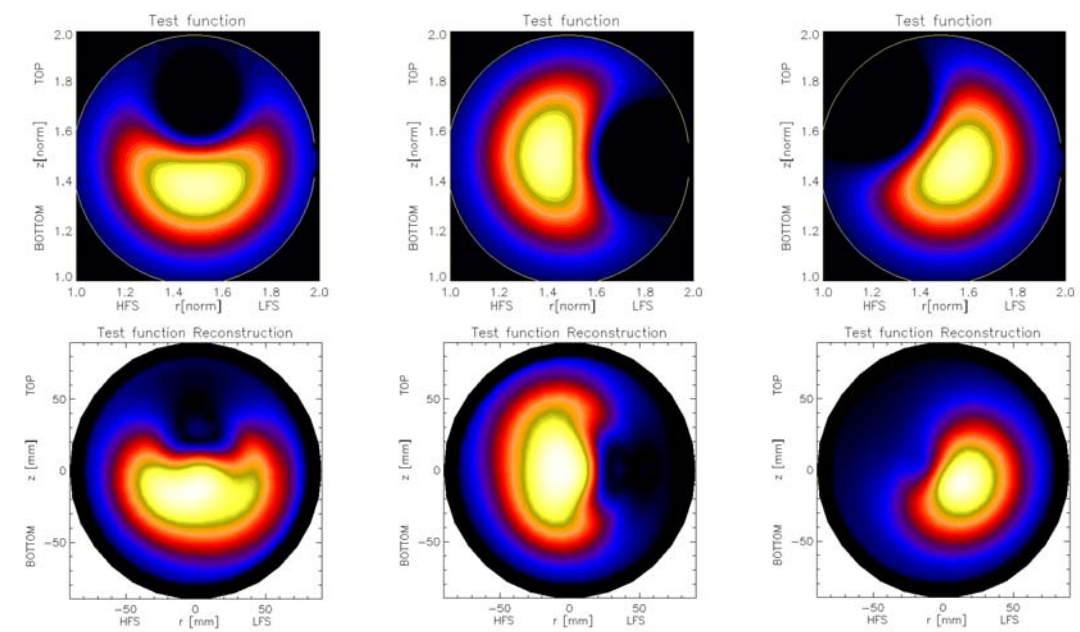
Při výrazných posunech zářičiho útvaru (více jak 20 mm od středu komory) si již metoda nevede tak dobře. Ve většině případů je sice zachována pozice a přibližná velikost útvaru, je však deformován jeho tvar. Kruhový objekt umístěný u stěny byl rekonstruován jako srpkovitý, místo prstence vytvořila metoda dvojici měsíčkovitých útvarů. Jestliže bude plazma výrazně posunuto ke stěně, je nutno počítat s tím, že rekonstrukce nebude zcela věrohodná. Lze ji použít k určení přibližné polohy objektu, ale ne již k upřesnění jeho tvaru.

K určení „podařenosti“ rekonstrukce je používán χ^2 test (detailněji probrán v kapitole 4). Při výraznějších posunech činila pravděpodobnost shody testovací a rekonstruované funkce 92 a méně procent, takže v určitých případech (druhý a třetí obrázek Obr.8.7, třetí obrázek Obr.8.8) bylo nutno rekonstrukci prohlásit za nepodařenou.

Je pravděpodobné, že plazma nebude mít průřez odpovídající ideálnímu kruhu nebo prstenci. Měření naznačují, že se bude spíše jednat o tvar protáhlý, zploštělý, diskovitý či banánovitý. To naznačuje kupříkladu fakt, že profil plazmatu měřený z AXUV1 se často velmi výrazně liší od tvaru profilu zjištěného AXUV2 (jeden je skoro čistě gaussovský a druhý má dva vrcholy, nebo mají každý jinou pološířku atd.). Proto byly dále testovány funkce oválného a banánovitého tvaru.



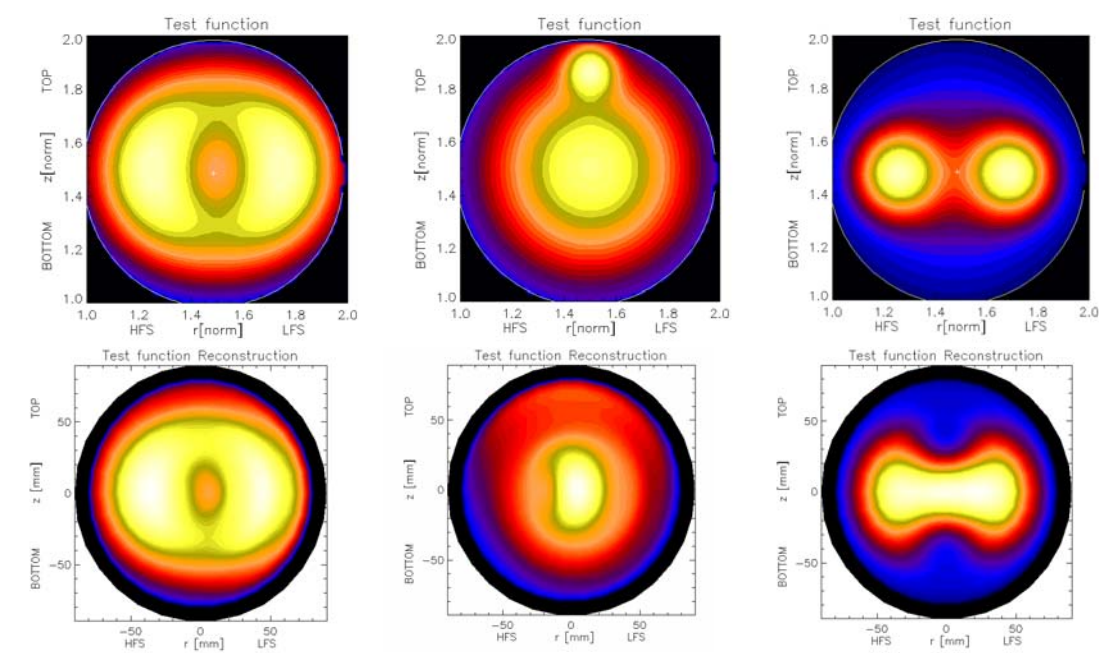
Obr.8.9 Vertikálně symetrické tvary



Obr.8.10 Banánovité tvary

Rekonstrukce oválů i banánovitých útvarů dopadla velmi dobře. Byl správně vytvořena nejen velikost a pozice útvaru, ale i jeho tvar. Jsou zde samozřejmě odchylky (dle χ^2 se pravděpodobnost shody pohybuje mezi 0,96 až 0,82), avšak nedá se tvrdit, že by metoda výrazně neuspěla. Bude-li se tedy v tokamaku nacházet plazma ve tvaru D, bude s nejvyšší pravděpodobností velmi dobře rekonstruováno.

V plazmatu mohou probíhat i další zajímavé jevy, které zkomplikují profil vyzařování. Může dojít k vytvoření několika vyzařujících oblastí (tzv. proudové kanály), zde simulovaných jako dva banánovitě nebo kruhové útvary, nebo k interakci sondy či větší nečistoty s plazmatem, který se projeví jako jasný, ostře lokalizovaný bod. Následující testovací funkce se pokouší tyto situace napodobit.

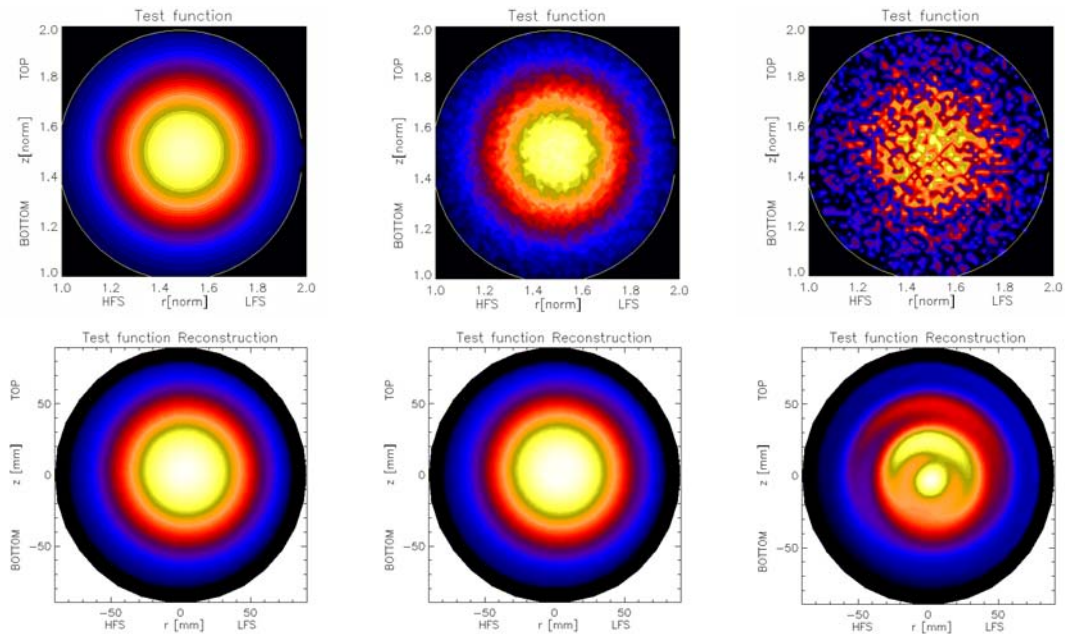


Obr.8.11 Dva banánovitě útvary (vlevo), sonda v interakci s plazmatem - jasný bod přidaný k vlastnímu vyzařování plazmatu (uprostřed), kulovité útvary simulující dva proudové kanály (vpravo)

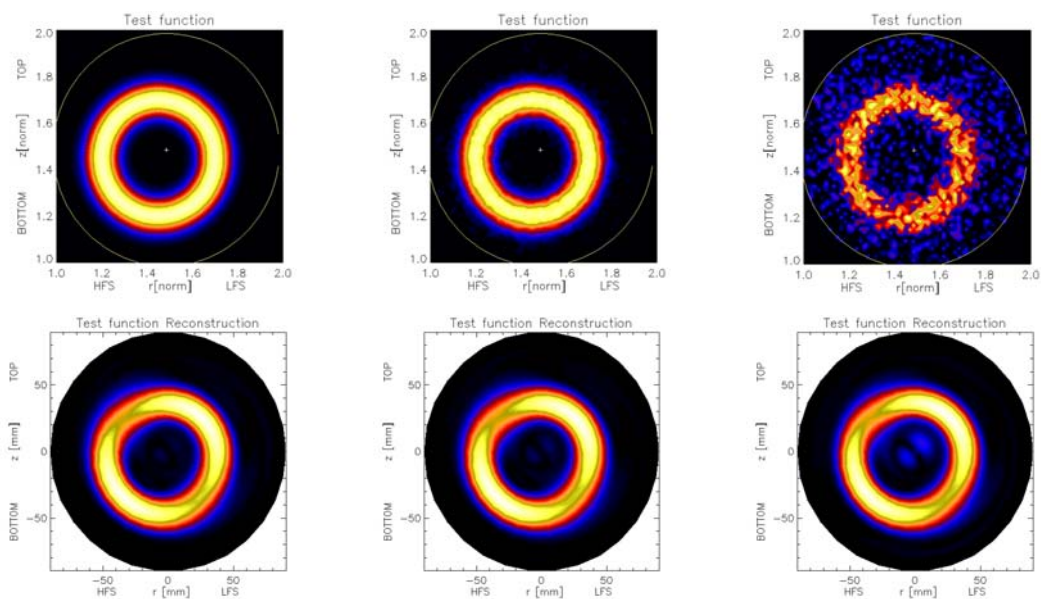
Banánovitě tvarované proudové kanály jsou rekonstruované velmi dobře. Sondu v interakci s plazmatem se metodě nepodařilo lokalizovat, její jas je rozprostřený po celé horní části komory. Dva kulovité proudové kanály v rekonstrukci částečně splývají. Pokus o rekonstrukci interakce sondy s plazmatem ukazuje, že pokud se v komoře tokamaku nacházejí kromě vlastního sloupce plazmatu ještě výrazně menší, ostře lokalizované body, metoda je nebude schopna zachytit a rekonstruovat. To znemožňuje lokalizování fluktuací a dalších drobných jevů na okraji plazmatu. Ke kvalitní rekonstrukci by přispěla data z další kamery, pozorující plazma pod jiným úhlem. Pokud je menší objekt umístěn tak, že některé chordy vidí pouze jej a nejsou ovlivněny vyzařováním hlavního profilu plazmatu, je rekonstrukce zdařilejší a objekt se podaří lépe lokalizovat.

8.1.3 Vliv šumu na kvalitu tomografické rekonstrukce

Velmi důležitým faktorem pro úspěšnost rekonstrukce je znalost vlivu šumu. Ten může být jak elektronického původu, kdy vznikl během procesu sběru a přenosu dat, tak může být projevem fluktuací v plazmatu. Na následujících obrázcích jsou některé testovací funkce ukazující vliv fluktuací, konkrétně 0, 10 a 50 procent z amplitudy vyzářování plazmatu.



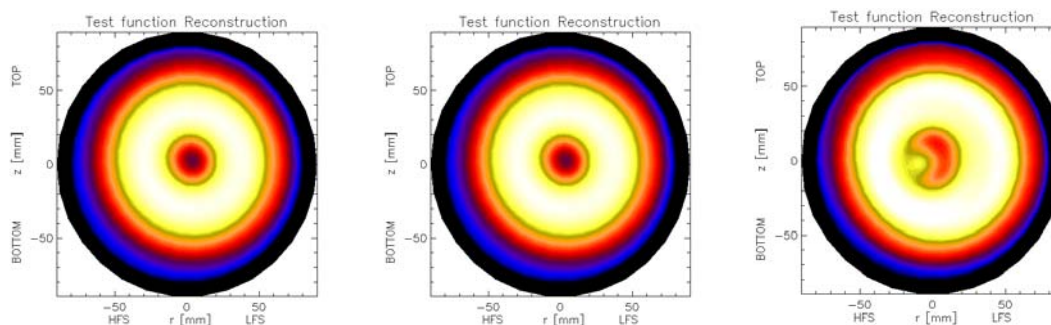
Obr.8.12 Rekonstrukce zašuměných dat. Nulová, střední (10%) a vysoká (50%) úroveň šumu



Obr.8.13 Prstenek s nulovou, střední (10%) a vysokou (50%) úrovní šumu

Z testování na různé úrovně šumu vyplývá, že Cormackově metodě se daří rekonstruovat profily, dokud není poměr fluktuací vůči signálu větší jak 25%.

Jak bylo ověřeno, při sběru a přenosu signálu je elektronický šum velmi nízký (0,3%) a chyby v rekonstrukci [26] by neměl způsobovat. Pro jistotu bylo provedeno ověření. K datům vypočteným z testovací funkce byl připočten nejprve náhodný šum o velikosti 0,3% a poté 20% z amplitudy dat. Oba signály byly následně zrekonstruovány.



Obr.8.14 Rekonstrukce testovací funkce prstenec (vlevo), a rekonstrukce poté, co byl k datům přidán šum 0,3% ze signálu (uprostřed) a 20% (vpravo)

Jak je vidět, šum odpovídající zjištěnému elektronickému šumu během sběru a přenosu dat nemá na kvalitu tomografické rekonstrukce žádný vliv (pravděpodobnost shody s neovlivněnou testovací funkcí je 0,999 dle χ^2).

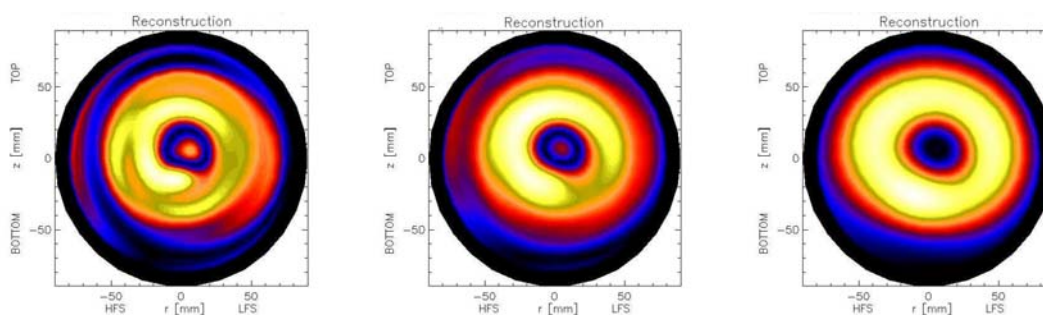
8.2 Úprava dat před tomografickou rekonstrukcí

Vstupní data do tomografické rekonstrukce mohou být zatížena dvojím druhem šumu. První vzniká při sběru a přenosu dat, druhý pak odráží drobné nehomogenity v plazmatu. Jak bylo ukázáno výše, Cormackova metoda neumí při nízkém počtu kamer dobře rekonstruovat jevy malé vůči celkovému poloměru rekonstruované oblasti, tudíž se tyto nehomogenity nejen že nezobrazí dobře, ale budou způsobovat chybu rekonstrukce. Zajímá-li nás tvar radiačního profilu plazmatu, bude vhodné tyto jevy před vlastní tomografickou rekonstrukcí odstranit. V této práci jsou diskutovány dvě možnosti a jejich kombinace.

- a) Data ustřednit. Aby se eliminoval vliv šumu i fluktuací plazmatu, nepoužijí se jako vstup data naměřená v jednom časovém okamžiku, ale vezmou se data z kratšího časového období (tak krátkého, aby se neprojevovaly fyzikálně podmíněné změny profilu vyzařování – jako ideální se ukázal interval 0,1ms). Jako vstup do metody tomografické rekonstrukce se použije aritmetický průměr těchto dat. Tuto metodu nelze použít na rekonstrukci rychlých změn v plazmatu, protože by se průměrováním vyhladil efekt rychlých procesů.

- b) Data proložit vhodnou hladkou křivkou. Různé metody aproximace dat již byly probrány dříve, je tedy možno použít aproximaci jednoduchým nebo dvojitým Gaussem, vhodné je též použití trojitého Gausse nebo polynomu s nepříliš vysokým stupněm (maximálně 8, aby došlo k vyhlazení fluktuací, které chceme fitováním odstranit).

Metody byly ověřeny na testovací funkci v podobě prstence se středem mimo osu komory, která byla zatížena šumem o velikosti 10% z amplitudy signálu. Pro potřeby ustřednění bylo těchto funkcí vytvořeno 100 (což odpovídá intervalu 0,1ms), každá zatížena náhodně generovaným šumem. Výsledné rekonstrukce jsou na následujících obrázcích.



Obr. 8.15 Rekonstrukce testovací funkce s 10% šumu bez úpravy dat (vlevo), rekonstrukce po ustřednění dat (uprostřed), rekonstrukce po nafitování dat součtem dvou Gaussů (vpravo).

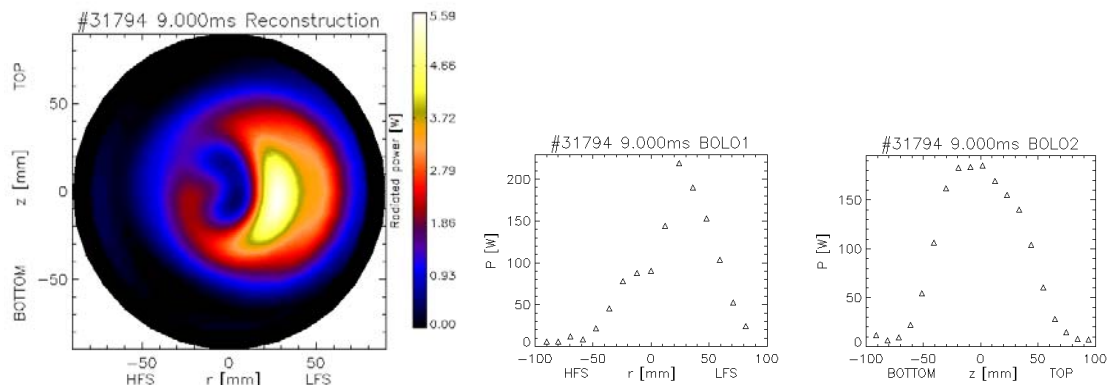
Podle χ^2 činila pravděpodobnost shody s testovací funkcí nezatížené šumem 0,72 pro rekonstrukci bez předchozí úpravy dat, 0,86 pro ustřednění dat a 0,94 pro součet dvou Gaussů. Obdobné výsledky byly získány i pro další typy testovacích funkcí. V případě profilů dat, které se nedařilo přesně proložit součtem dvou Gaussů, se jako výhodnější jevílo ustřednění.

Volba vhodné metody záleží na informaci, kterou chceme z dat získat. Ustřednění eliminuje jak elektronický šum, tak vliv fluktuací, ale není ho možné použít, pokud potřebujeme analyzovat data z krátkého časového úseku nebo pokud docházelo k rychlým změnám radiace plazmatu. Pro tyto případy je vhodnější fit příhodnou křivkou. Její volba závisí na charakteru dat, přičemž je třeba dbát na to, aby fitováním nedošlo ke ztrátě důležité informace o rozložení radičních ztrát z plazmatu.

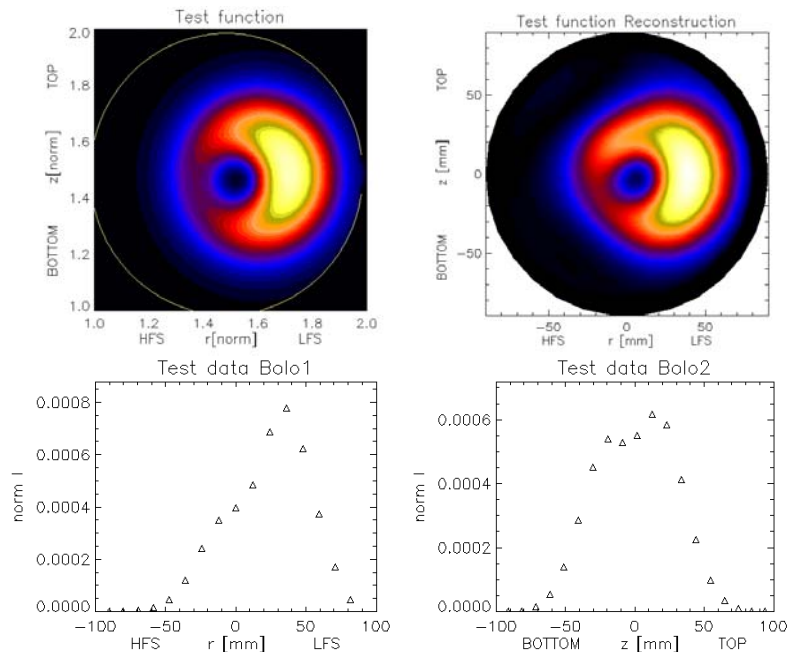
8.3 Rekonstrukce vyzařování z tokamaku

Po otestování Cormackovy metody tomografické rekonstrukce je možno přikročit k rekonstrukci radiačního profilu plazmatu na tokamaku CASTOR. Bylo vybráno několik různých výstřelů, předvádějících nejrůznější tvary plazmatu, kterých se na tomto tokamaku podařilo dosáhnout.

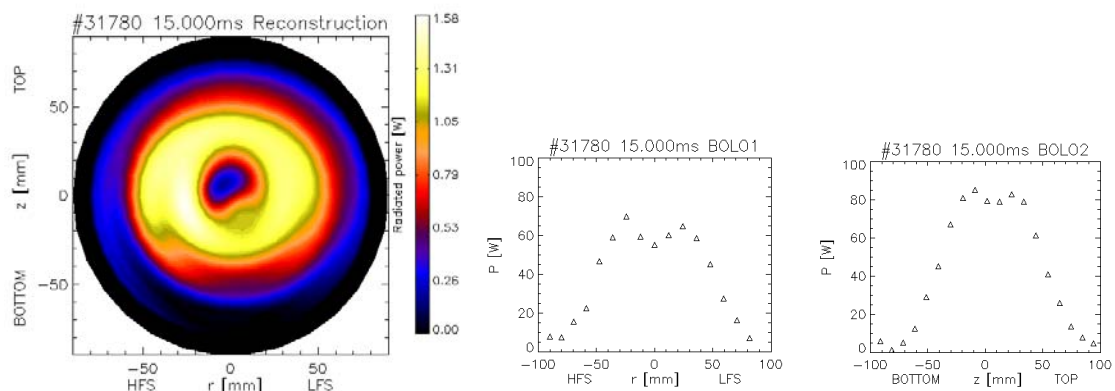
Ke každé ukázce byla vytvořena i co nejpodobnější testovací funkce a provedena její rekonstrukce, aby bylo umožněno ještě lepší srovnání úspěšnosti metody.



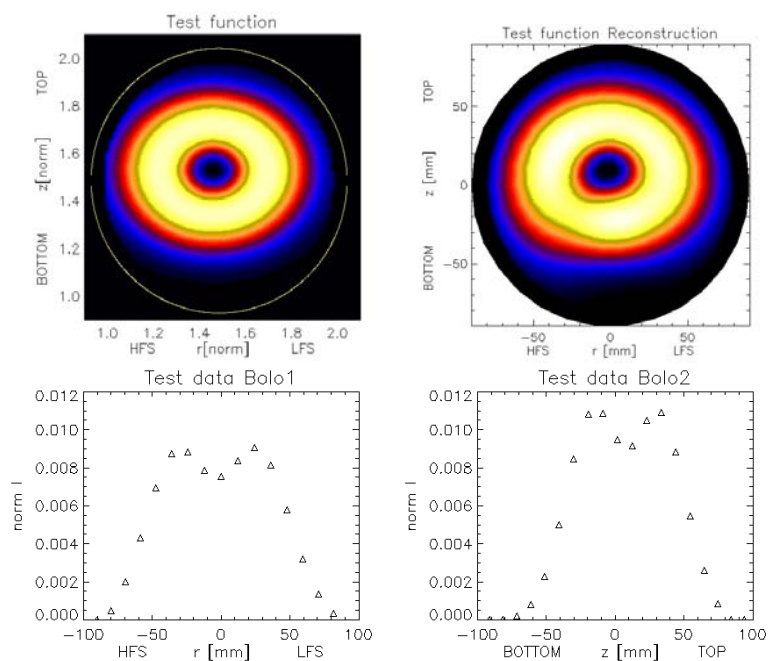
Obr.8.16 Tomografická rekonstrukce výstřelu 31794 a vstupní data



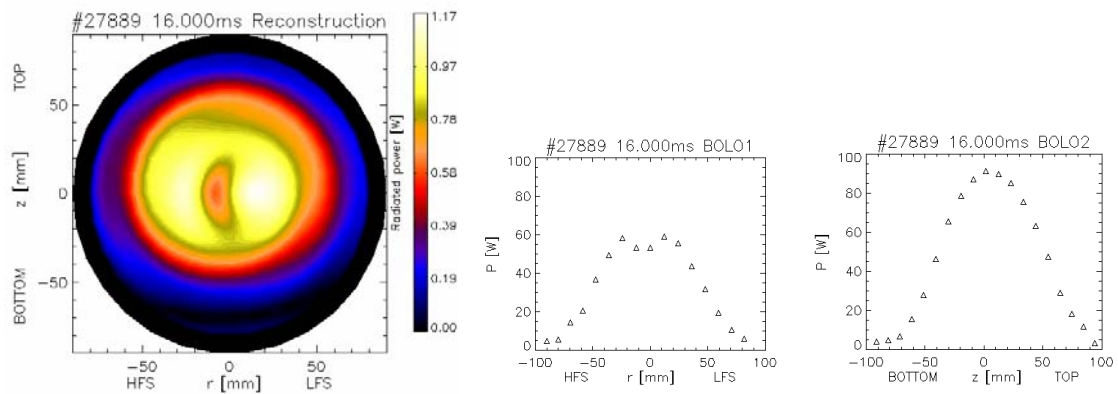
Obr.8.17 Pro porovnání co nejpodobnější testovací funkce, její rekonstrukce a vstupní data



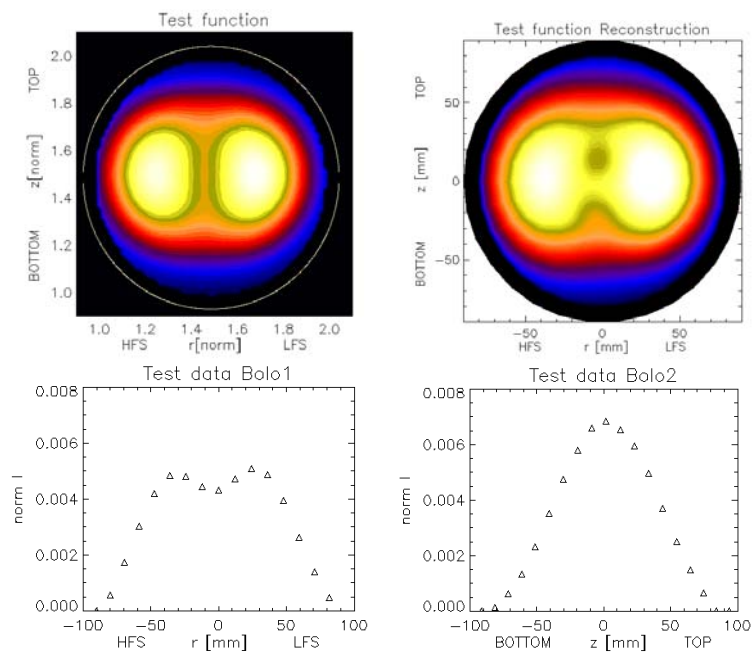
Obr.8.18 Ukázka dutého profilu (výstřel 31780), rekonstrukce a data



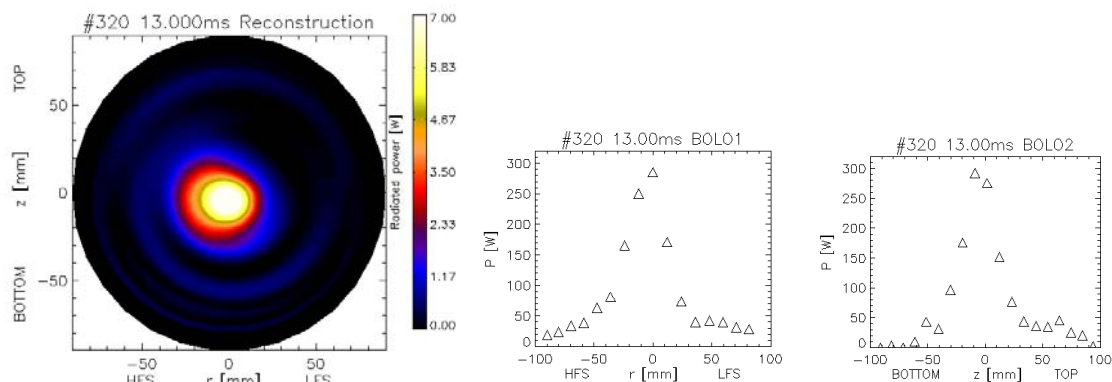
Obr.8.19 Pro porovnání co nejpodobnější testovací funkce, její rekonstrukce a vstupní data



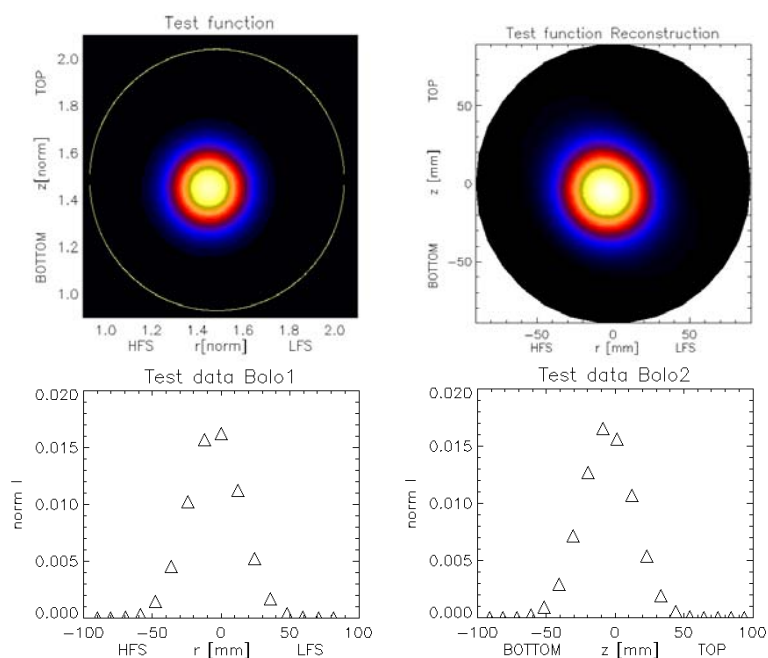
Obr.8.20 Ukázka banánovitých ostrovů, výstřel 27889



Obr.8.21 Pro porovnání co nejpodobnější testovací funkce s banánovitými útvary



Obr.8.22 Výstřel 320, rekonstrukce ve tvaru centrálního kopce a vstupní data



Obr.8.23 Testovací funkce pro centrální kopec

Srovnáním mezi rekonstruovanými daty, testovací funkcí a její rekonstrukcí je možno říct, že Cormackova metoda byla úspěšná a většinu tvarů plazmatu typických pro tokamak CASTOR se podařilo rekonstruovat úspěšně. Potíže byly (dle očekávání na základě testů) s drobnými objekty a objekty s maximem radiace umístěným dále od středu komory. U mimostředových objektů dochází při rekonstrukci k jejich deformaci, drobné objekty nacházející se na okraji objektů větších prakticky rekonstruovat nelze.

8.4 Shrnutí

Cormackova metoda tomografie je široce používaný postup rekonstrukce oblíbený pro svoji výpočetní jednoduchost a přesnost. Její aplikace pro analýzu bolometrických dat na tokamaku CASTOR užitečnost této metody potvrdila.

Za pomoci škály testovacích funkcí bylo ověřeno, že většinu tvarů plazmatu typických pro CASTOR dokáže celkem věrně rekonstruovat, a současně byly odhaleny její slabiny. Ty se týkají rekonstrukce drobných útvarů (velikostí srovnatelných se šířkou zorného pole jednoho bolometru) a jevů nacházejících se dál od středu tokamakové komory (pro vzdálenost větší jak 20mm není rekonstrukce zcela věrná, pro vzdálenost nad 40mm od středu může metoda selhávat). Cormackova metoda je tedy vhodná k analýze širšího, centrálně umístěného plazmatu, naopak se její použití nedoporučuje pro sledování fluktuací a jiných menších jevů. Není ovlivňována elektronickým šumem, šum způsobený fluktuacemi je možno efektivně odstranit za pomoci vyhlazení dat, které bylo rovněž diskutováno a otestováno.

Nikoliv překvapivě bylo zjištěno, že Cormackova metoda mnohem lépe a přesněji rekonstruuje rozložení radiačních ztrát plazmatu v prostoru než Abelova asymetrická inverze.

Implementací a odzkoušením Cormackovy metody tomografie je možno pokládat bod zadání „Změřit rozložení celkových radiačních ztrát ve výboji tokamaku CASTOR“ za splněný, protože při současné konfiguraci bolometrických detektorů není k dispozici přesnější metoda rekonstrukce radiačního profilu plazmatu než tomografie.

Z rekonstrukce bolometrických dat vyšlo najevo, že radiační profil plazmatu v tokamaku CASTOR bývá často komplikovaný. Nabývá nejrůznějších tvarů od centrálně symetrické přes prstencovité až po srpkovité a banánovité útvary. U těch posledně jmenovaných pak nelze hovořit o středu plazmatu, nanejvýš tak o oblasti maximální radiace.

Kapitola 9

Experimenty s využitím Cormackovy metody tomografické rekonstrukce

Metody analýzy bolometrických signálů popsané v předchozích kapitolách našly široké uplatnění při nejrůznějších experimentech na tokamaku CASTOR. V této kapitole jsou uvedeny dva z nich. První se zabývá hodnocením vlivu magnetické stabilizace na polohu a tvar plazmatického sloupce. Před instalací bolometrů bylo možno pozici plazmatu pouze odhadovat a tento experiment měl za cíl odhady zpřesnit a určit nejvhodnější nastavení magnetické stabilizace tak, aby bylo dosaženo optimální polohy plazmatu. Druhý experiment popisuje pozorování proudových kanálů a detailněji rozebírá možnosti použití Cormackovy metody tomografie v praxi.

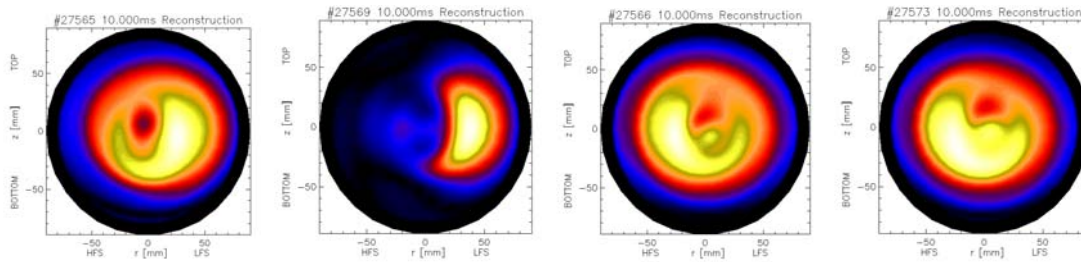
O dalších experimentech, při kterých se uplatnila bolometrická měření, je možno se dočíst v článcích, jejichž seznam je připojen na konci práce (viz Seznam článků, posterů a jiných publikací).

9.1 Scan přes polohy plazmatu dané magnetickou stabilizací

Poloha plazmatu v komoře je daná systémem magnetické stabilizace. Zpětnovazební magnetické cívky reagují na pohyby plazmatu a udržují jej v předem nastavené pozici. Tokamak CASTOR je vybaven stabilizací radiální a vertikální. Radiální R_{stab} disponuje pěti různými polohami, vertikální Z_{stab} se může pohybovat v rozsahu poloh od 1 do 10. Tyto polohy neodpovídají explicitně určené pozici v komoře tokamaku, ale nastavení parametrů zpětnovazební smyčky. Obecně se předpokládá [13, 27, 29], že kombinace $R_{\text{stab}} = 3$, $Z_{\text{stab}} = 3,5$ vede k optimální poloze plazmatu ve středu tokamakové komory.

V sérii výstřelů 27565 až 27585 byla vyzkoušena většina možných poloh plazmatu. Vyzařování bylo detekováno bolometry a v desáté milisekundě byla z těchto dat provedena tomografická rekonstrukce za pomoci Cormackovy metody.

Ukázána je čtveřice nejzajímavějších nastavení. První je zobrazena varianta $R_{\text{stab}} = 3$, $Z_{\text{stab}} = 3,5$, která bývá na CASTORu používána coby „plazma ve středu komory“. Jak je z rekonstrukce patrné, maximum radiace je spíše ve spodní části komory a posunuto k LFS. Žádná volba magnetické stabilizace nevedla k umístění plazmatu do horní části komory. Na druhém obrázku je extrémní případ plazmatu posunutého k LFS nastavením $R_{\text{stab}} = 1$, $Z_{\text{stab}} = 1$. Jak vyplývá z výše popsaných testovacích funkcí, projevují se tu chyby Cormackovy metody tomografické rekonstrukce, které způsobují měsíčkovitý tvar rekonstruovaného profilu. Na zbývajících obrázcích jsou varianty, které byly vyhodnoceny jako nejvhodnější nastavení plazmatu kupříkladu pro experimenty se sondami.

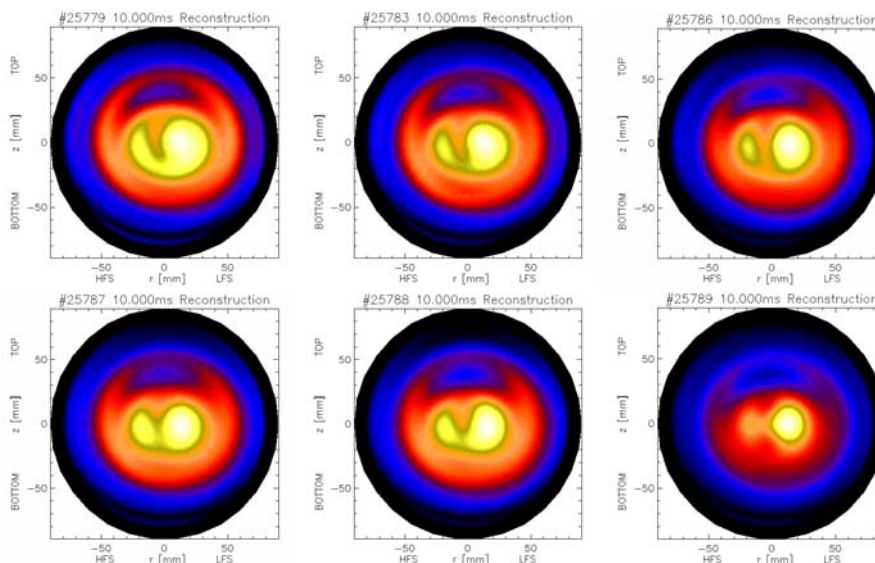


Obr.9.1 Tomografická rekonstrukce plazmatu pro rozdílné magnetické stabilizace. $R_{stab} = 3, Z_{stab} = 3,5$ (první), $R_{stab} = 1, Z_{stab} = 1$ (druhý), $R_{stab} = 4, Z_{stab} = 1$ (třetí), $R_{stab} = 4, Z_{stab} = 3,5$ (čtvrtý)

V sérii výstřelů, které byly za účelem polohového scanu prováděny, se zdá být nejvhodnější polohou varianta $R_{stab} = 4, Z_{stab} = 3,5$. Ukazuje se celkem symetrické plazma umístěné poblíž středu. Je však třeba mít na paměti, že radiální stabilizace posouvá plazma ke spodní části komory a pokud by tento fakt nebyl žádoucí, jeví se jako výhodnější poloha $R_{stab} = 4, Z_{stab} = 1$.

9.2 Pozorování proudových kanálů

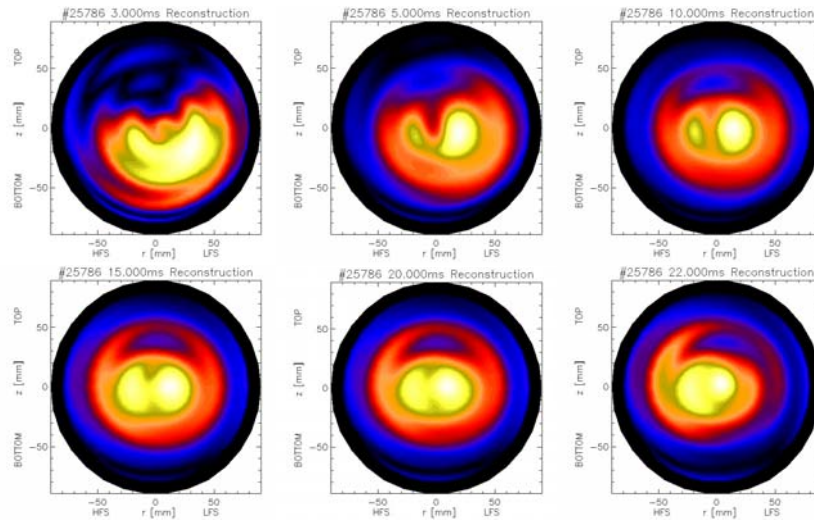
V sérii výstřelů 25727, 25775 – 27820 byla prováděna měření se spektrometrem a současně byla zapojena obě pole bolometrů. Průměrný proud plazmatem byl 9 kA, magnetické pole 1,1 T, hustota $9 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$, nastavení magnetické stabilizace $R_{stab} = 3, Z_{stab} = 3,5$. Z dat naměřených bolometry byla provedena tomografická rekonstrukce Cormackovou metodou. Rekonstrukce ve všech případech zobrazuje dvě více či méně výrazné oblasti, silnější je lokalizována na LFS, slaběji vyznařující na HFS.



Obr.9.2 Příklady různých výstřelů s pozorovanými proudovými kanály

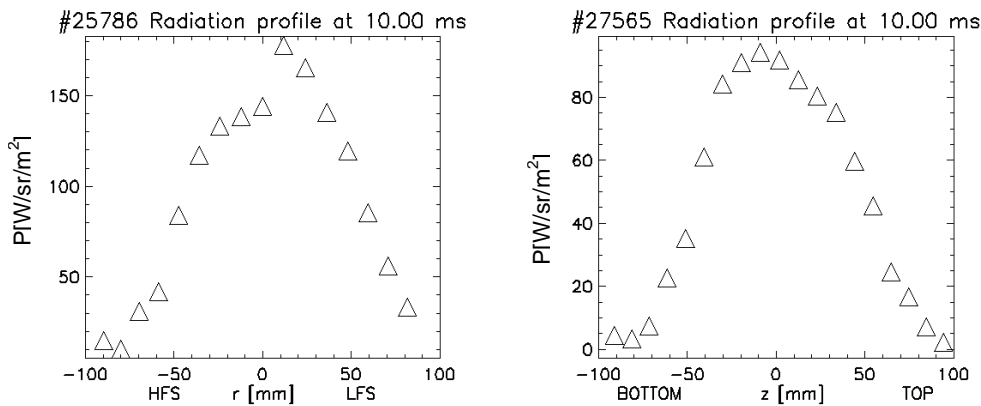
Pro podrobnější analýzu jevu byl vybrán výstřel číslo 25786. Na záznamech z bolometrů je možno vidět, že výboj byl celou dobu stabilní a nedocházelo v něm ani k výrazným změnám výkonu, ani k posunům a kmitům plazmatického sloupce.

Po provedení tomografické rekonstrukce v intervalech 1ms po celou dobu výboje bylo možno o proudových kanálech konstatovat toto: vznikají krátce po vytvoření plazmatického sloupce a jejich poloha ani intenzita se během výboje výrazněji nemění. Ke konci výboje, cca v 20ms, kanály částečně splývají.



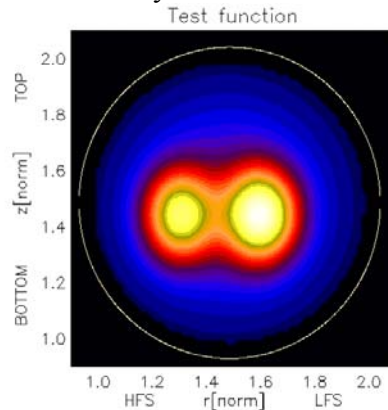
Obr.9.3 Vývoj proudových kanálů v čase. 3ms, zformování plazmatu, 5ms, vytvoření kanálů, 10 a 15ms existence proudových kanálů, 20ms jejich částečné splnutí, 22ms posun plazmatu k HFS před koncem výboje

Vstupní data z bolometrů a tedy i profil plazmatu v 10ms je zobrazen na obrázku 9.4 Data z bolo1 ukazují výrazný pík na místě silněji zářící oblasti na LFS, druhá oblast je spíše než druhým vrcholem profilu reprezentován jako plochý úsek dat. AXUV2 pak zaznamenává ostrý pík v místě obou ostrovů v ose komory.

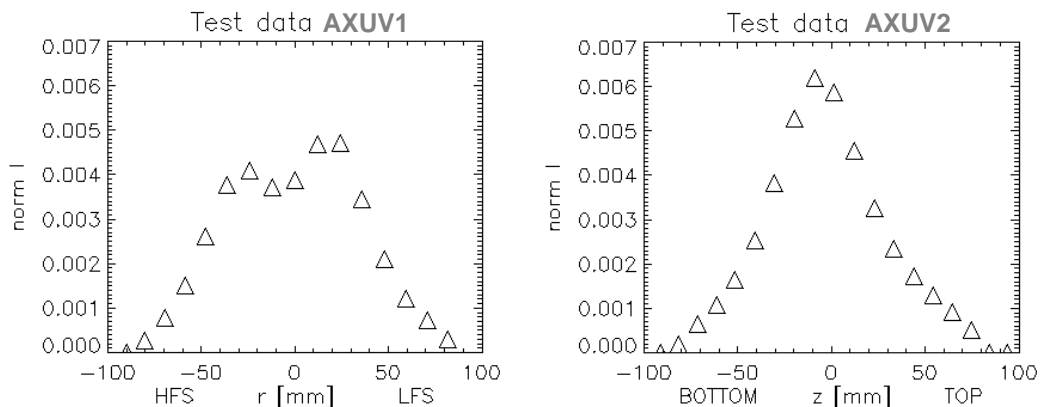


Obr.9.4 Profily plazmatu v 10ms podle AXUV1 a AXUV2

Aby byla ověřena věrohodnost rekonstrukce, bylo provedeno testování Cormackovy metody. Testovací funkce byla vytvořena tak, aby obsahovala předpokládanou dvojici proudových kanálů, silnější umístěn na LFS, a coby podklad vyzařování plazmatu s maximem ve středu tokamakové komory.

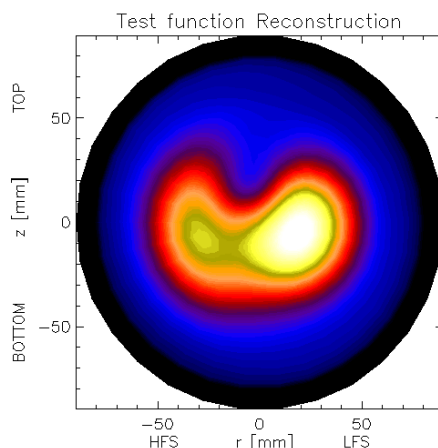


Obr.9.5 Testovací funkce pro dvojici proudových kanálů



Obr.9.6 Testovací data z „AXUV1“ a „AXUV2“

Data načtená z testovací funkce jsou podobná datům naměřeným bolometry. Silnější proudový kanál na LFS je prezentován maximem na testovacích datech z „AXUV1“, druhý kanál je v datech zaznamenán jako slabý druhý vrcholek, který se velmi podobá ploché oblasti naměřených dat. Data z „AXUV2“ mají úzký ostrý vrchol ve středu komory, stejně jako data z bolometrů.



Obr.9.7 Tomografická rekonstrukce testovacích dat

Při porovnání s originální testovací funkcí je vidět, že Cormackova metoda velmi dobře vykreslila oba proudové kanály a jejich pozici. Oproti originálu je zřejmé zeslabení intenzity oblasti na HFS a částečná deformace jejich tvaru, která se ovšem velmi podobá rekonstrukcím reálných dat. Je možno usoudit, že v příslušných výstřelech se vskutku vyskytovala v plazmatu dvojice proudových kanálů.

Proudové kanály jsou oblasti plazmatu, kterými protéká maximální proud. Při centrálně symetrické konfiguraci magnetického pole se proudový kanál nachází ve středu plazmatu. Může ovšem nastat komplikovanější situace, kdy je v plazmatu kanálů několik. Měření s detektory magnetického pole, Hallovými sondami [27,45], naznačují, že konfigurace magnetického pole odpovídající výše popsaným proudovým kanálům je možná, ale potvrzující měření nebylo provedeno.

Na analýze této série měření bylo demonstrováno použití Cormackovy metody tomografie v praxi. Byl odhalen zajímavý jev a popsáno jeho prostorové rozložení a časový vývoj. Kvalita rekonstrukce a tedy popisu proudových kanálů byla ověřena za pomoci testovací funkce. Její rekonstrukce se velmi blížila rekonstrukci bolometrických dat, a tudíž je možno předpokládat, že rozložení radiace v plazmatu odpovídalo více testovací funkci než rekonstrukci. Tím došlo ke zpřesnění popisu pozorovaného jevu, a umožnilo jeho lepší analýzu pro případná další měření a výpočty. Tento postup je možno použít pro popis celé škály jevů v plazmatu.

Závěr

Tato práce se zabývala instalací rychlých fotodiod jako bolometrického měřicího systému na tokamaku CASTOR. Diody AXUV-20EL pracují v oboru ultrafialového až měkkého rentgenového záření a mají velmi krátkou reakční dobu, díky které celý systém dosáhne časového rozlišení až 1 μ s. Necitlivost na neutrální částice a úzká oblast snížené citlivosti způsobené absorpcí fotonů na krycí vrstvě dělá z AXUV diod vynikající detektory celkové radiace, bohužel většina energie vyzařované tokamakem CASTOR ($T_e \sim 200\text{eV}$) se nachází v oblasti snížené citlivosti detektorů.

Dvojice detektorů byla instalována na stejném poloidálním řezu tokamaku s navzájem kolmými osami. Umístěním bolometrů do krytu se štěrbinou využívajícím principu kamery obskury se zajistila možnost sledovat prostorové rozložení radiace z plazmatu. Přesná pozice bolometrů, prvků kamery obskury a komory tokamaku byla ověřena prostorovou kalibrací a následným výpočtem všech potřebných parametrů. Z nich byl odvozen koeficient, umožňující převádět hodnoty měřené bolometry na velikost vyzářeného výkonu z tokamaku.

Bolometry jsou jednou z diagnostik, která podává informace o plazmatu aniž by jej svou činností narušovala, a proto nacházejí bolometry široké uplatnění v analýze tokamakového plazmatu. Nejrůznější možnosti analýzy dat byly podrobně rozebrány, a diskutovány informace, které je z nich možno o plazmatu získat. Jako první byly interpretovány změny v poloze plazmatu, jeho šířce či intenzitě vyzařování, které jsou dobře patrné přímo z naměřených dat. Pro přesnější analýzu a zároveň eliminaci vlivu šumu a fluktuací bylo navrženo fitování neabelizovaných dat Gaussovou křivkou. Její parametry pak přesněji určily polohu středu plazmatu a pološířku plazmatického sloupce. Kombinací dat z obou bolometrů byla určena poloha středu plazmatu s přesností na 1 cm. Pro komplikovanější profily dat bylo navrženo fitování součtem dvou Gaussových křivek, ale fyzikální interpretace takto získaných parametrů se ukázala nejednoznačná.

Všechna zařízení, která jsou přímo vystavena vlivům plazmatu, se postupně pokrývají vrstvičkou nečistot tvořených převážně uhlíkem. Ani bolometry nejsou výjimkou. Proto byla měřena jejich citlivost v průběhu jejich existence v tokamaku, a byl zjištěn její pokles. Jeho rychlost je závislá na režimu v tokamaku a také na geometrii umístění bolometrů vůči plazmatu. Po vyjmutí bolometrů byla na jejich povrchu pozorována napařená vrstva, přičemž nejsilnější byla na detektoru naproti štěrbině kamery obskury a směrem ke krajním detektorům její tloušťka klesala. Z toho vyplývá zjištění, že pro žádné optické detektory vystavené vlivům plazmatu není možno porovnávat data získaná v různých časových obdobích, aniž by se vzala v úvahu změna citlivosti detektorů vlivem napařených nečistot.

Díky použití systému kamery obskury jsou k dispozici chordově integrovaná data o vyzařování z jednotlivých částí plazmatu a z nich je možno rekonstruovat prostorové rozložení radiace. Ke zpracování dat z jednoho bolometrického pole byla zvolena a

odzkoušena Abelova asymetrická inverze, pro kombinaci dat z obou polí byla použita Cormackova metoda tomografie. Abelova asymetrická inverze je užitečný nástroj pro rekonstrukci radiačního profilu plazmatu, ale v případě složitějších průběhů dat není vždy zcela úspěšná. Z analýzy dvou variant výpočtu asymetrické inverze byla jako vhodnější shledána numerická metoda, která dosahuje oproti analytické metodě přesnější rekonstrukce dat. Cormackova metoda tomografie se osvědčila při rekonstrukci nejrůznějších útvarů nacházejících se přibližně ve středu tokamakové komory, a byla odhalena její nedostatečnost pro rekonstrukci objektů vzdálených od středu komory více jak 40mm a objektů velikostí srovnatelných se šířkou zorného pole detektoru.

Popsané metody analýzy bolometrických signálů našly široké uplatnění při nejrůznějších experimentech na tokamaku CASTOR.

Všechna zadání práce byla splněna, navíc bylo provedeno měření ubývání citlivosti detektorů vlivem napařených nečistot.

Apendix

Bolometry AXUV 1

Vzdálenost detektorů od štěrbin $a = 19.69$ mm

Číslo detektoru	1	2	3	4	5	6	7	8
y_D [mm]	7.829	6.966	6.072	5.178	4.284	3.390	2.496	1.602
Číslo detektoru	9	10	11	12	13	14	15	16
y_D [mm]	0.708	-0.185	-1.079	-1.973	-2.867	-3.761	-4.655	-5.549

Tab.1 Vzdálenosti středů detektorů od osy štěrbin (3.3)

Číslo detektoru	1	2	3	4	5	6	7	8
α_C [stupně]	21.683	19.482	17.138	14.733		9.769	7.225	4.652
Číslo detektoru	9	10	11	12	13	14	15	16
α_C [stupně]	2.061	-0.539	-3.137	-5.722	-8.284	-10.813	-13.300	-15.737

Tab.2 Zorné úhly detektorů (3.12)

Číslo detektoru	1	2	3	4	5	6	7	8
y_s [mm]	-96.658	-84.954	-72.833	-60.712	-48.591	-36.470	-24.349	-12.228
Číslo detektoru	9	10	11	12	13	14	15	16
y_s [mm]	-0.107	12.013	24.134	36.255	48.376	60.497	72.618	84.739

Tab.3 Vzdálenosti středů zorných polí detektorů od středu tokamakové komory na horizontální ose (3.13)

Číslo detektoru	1	2	3	4	5	6	7	8
R [mm]	-89.819	-80.089	-69.599	-58.715	-47.480	-35.941	-24.156	-12.188
Číslo detektoru	9	10	11	12	13	14	15	16
R [mm]	-0.107	12.013	24.098	36.075	47.872	59.423	70.670	81.563

Tab.4 Kolmé vzdálenosti středů zorných polí detektorů od středu tokamakové komory (3.14)

Číslo detektoru	1	2	3	4	5	6	7	8
q_p [mm]	4.614	10.168	10.168	10.168	10.168	10.168	10.168	10.168
Číslo detektoru	9	10	11	12	13	14	15	16
q_p [mm]	10.168	10.168	10.168	10.168	10.168	10.168	10.168	10.168

Tab.5 Šířky zorných polí detektorů na horizontální ose tokamakové komory (3.15)

Číslo detektoru	1	2	3	4	5	6	7	8
q_R [mm]	4.287	9.586	9.717	9.834	9.936	10.021	10.088	10.135
Číslo detektoru	9	10	11	12	13	14	15	16
q_R [mm]	10.162	10.168	10.153	10.118	10.062	9.988	9.896	9.787

Tab.6 Šířky zorných polí detektorů na horizontální ose komory (3.16)

Číslo detektoru	1	2	3	4	5	6	7	8
y_{FLCH} [mm]	-62.667	-52.347	-42.949	-34.341	-26.247	-18.499	-10.983	-3.6069
Číslo detektoru	9	10	11	12	13	14	15	16
y_{FLCH} [mm]	3.7046	11.021	18.413	25.957	33.745	41.900	50.599	60.142

Tab.7 Vzdálenost středu zorného pole detektorů od osy tokamakové komory v místech, kde zorné pole prochází vstupem diagnostického portu (3.25)

Číslo detektoru	1	2	3	4	5	6	7	8
L_{FLCH} [mm]	181.51	174.83	170.09	166.72	164.30	162.63	161.57	161.06
Číslo detektoru	9	10	11	12	13	14	15	16
L_{FLCH} [mm]	161.06	161.57	162.61	164.23	166.51	169.63	173.86	179.71

Tab.8 Vzdálenost detektorů od místa, kde zorné pole prochází vstupem diagnostického portu (3.23, 3.24)

Číslo detektoru	1	2	3	4	5	6	7	8
H_{fl} [mm]	14.466	16.531	18.410	20.132	21.751	23.300	24.803	26.278
Číslo detektoru	9	10	11	12	13	14	15	16
H_{fl} [mm]	27.741	29.204	30.682	32.191	33.749	35.380	37.119	39.028

Tab.9 Šířka diagnostického portu v místech, kde bude mít vliv na zorný úhel detektorů v toroidálním směru (3.26)

Číslo detektoru	1	2	3	4	5	6	7	8
H_{flR} [mm]	18.227	22.094	25.821	29.349	32.698	35.859	38.814	41.536
Číslo detektoru	9	10	11	12	13	14	15	16
H_{flR} [mm]	43.998	46.171	48.029	49.550	50.711	51.492	51.865	51.782

Tab.10 Šířka zorného pole detektoru v místě kolmém na poloměr tokamakové komory (3.27)

Číslo detektoru	1	2	3	4	5	6	7	8
q_D [mm]	0.2168	0.2164	0.2159	0.2156	0.2153	0.2151	0.2149	0.2148
Číslo detektoru	9	10	11	12	13	14	15	16
q_D [mm]	0.2147	0.2147	0.2148	0.2149	0.2151	0.2154	0.2157	0.2160

Tab.11 Šířka štěrbin promítnutá na detektor (3.29)

Číslo detektoru	1	2	3	4	5	6	7	8
q_{DR} [mm]	0.2015	0.2040	0.2064	0.2085	0.2104	0.2119	0.2132	0.2141
Číslo detektoru	9	10	11	12	13	14	15	16
q_{DR} [mm]	0.2146	0.2147	0.2145	0.2139	0.2129	0.2116	0.2099	0.2079

Tab.12 Kolmá šířka štěrbin promítnuté na detektor (3.30)

Číslo detektoru	1	2	3	4	5	6	7	8
Koef	954.83	815.05	722.80	659.15	613.07	578.81	552.98	533.47
Číslo detektoru	9	10	11	12	13	14	15	16
Koef	518.83	508.07	500.50	495.63	493.14	492.89	494.94	499.72

Tab.13 Převodní koeficienty (3.39)

Bolometry AXUV 2

Vzdálenost detektorů od štěrby $a = 28.61$ mm

Číslo detektoru	1	2	3	4	5	6	7	8	9	-----
y_D [mm]	-8.188	-7.294	-6.399	-5.506	-4.612	-3.718	-2.824	-1.930	-1.036	-----
Číslo detektoru	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19
y_D [mm]	-0.142	0.752	1.646	2.540	3.434	4.328	5.222	6.116	7.010	7.904

Tab.1 Vzdálenosti středů detektorů od osy štěrby (3.3)

Číslo detektoru	1	2	3	4	5	6	7	8	9	-----
α_C [stupně]	15,973	14,304	12,611	10,895	9,158	7,405	5,638	3,859	2,074	-----
Číslo detektoru	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19
α_C [stupně]	0,284	-1,506	-3,294	-5,075	-6,846	-8,604	-10,35	-12,07	-13,77	-15,45

Tab.2 Zorné úhly detektorů (3.12)

Číslo detektoru	1	2	3	4	5	6	7	8	9	---
y_s [mm]	97,89	87,20	76,51	65,83	55,14	44,45	33,76	23,07	12,38	---
Číslo detektoru	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19
y_s [mm]	1,70	-8,99	-19,68	-30,37	-41,06	-51,75	-62,44	-73,12	-83,81	-94,50

Tab.3 Vzdálenosti středů zorných polí detektorů od středu tokamakové komory na horizontální ose (3.13)

Číslo detektoru	1	2	3	4	5	6	7	8	9	---
R [mm]	94,11	84,50	74,67	64,64	54,43	44,08	33,60	23,02	12,38	---
Číslo detektoru	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19
R [mm]	1,70	-8,99	-19,65	-30,25	-40,77	-51,16	-61,42	-71,51	-81,40	-91,09

Tab.4 Kolmé vzdálenosti středů zorných polí detektorů od středu tokamakové komory (3.14)

Číslo detektoru	1	2	3	4	5	6	7	8	9	---
q_p [mm]	8,97	8,97	8,97	8,97	8,97	8,97	8,97	8,97	8,97	---
Číslo detektoru	9	10	11	12	13	14	15	16	18	19
q_p [mm]	8,97	8,97	8,97	8,97	8,97	8,97	8,97	8,97	8,97	8,97

Tab.5 Šířky zorných polí detektorů na horizontální ose tokamakové komory (3.15)

Číslo detektoru	1	2	3	4	5	6	7	8	9	---
q_R [mm]	8,62	8,69	8,75	8,81	8,85	8,89	8,92	8,95	8,96	---
Číslo detektoru	9	10	11	12	13	14	15	16	18	19
q_R [mm]	8,97	8,96	8,95	8,93	8,97	8,96	8,95	8,90	8,87	8,82

Tab.6 Šířky zorných polí detektorů na horizontální ose komory (3.16)

Číslo detektoru	1	2	3	4	5	6	7	8	9	---
y_{FLCH} [mm]	77,06	66,07	56,44	47,60	39,26	31,29	23,56	16,00	8,56	---
Číslo detektoru	9	10	11	12	13	14	15	16	18	19
y_{FLCH} [mm]	1,17	-6,21	-13,63	-21,15	-28,81	-36,70	-44,91	-53,57	-62,90	-73,36

Tab.7 Vzdálenost středu zorného pole detektorů od osy tokamakové komory v místech, kde zorné pole prochází vstupem diagnostického portu (3.25)

Číslo detektoru	1	2	3	4	5	6	7	8	9	---
L_{FLCH} [mm]	269,21	259,11	252,28	247,29	243,54	240,72	238,65	237,22	236,35	---
Číslo detektoru	9	10	11	12	13	14	15	16	18	19
L_{FLCH} [mm]	236,01	236,18	236,88	238,13	239,99	242,56	245,98	250,53	256,68	265,49

Tab.8 Vzdálenost detektorů od místa, kde zorné pole prochází vstupem diagnostického portu (3.23, 3.24)

Číslo detektoru	1	2	3	4	5	6	7	8	9	-----
H_{flR} [mm]	51,51	54,09	56,13	57,81	59,18	60,30	61,16	61,78	62,17	-----
Číslo detektoru	9	10	11	12	13	14	15	16	18	19
H_{flR} [mm]	62,32	62,24	61,93	61,38	60,60	59,56	58,27	56,70	54,79	52,41

Tab.9 Šířka zorného pole detektoru v místě kolmém na poloměr tokamakové komory (3.27)

Číslo detektoru	1	2	3	4	5	6	7	8	9	-----
q_D [mm]	0,21	0,21	0,21	0,21	0,21	0,21	0,21	0,21	0,21	-----
Číslo detektoru	9	10	11	12	13	14	15	16	18	19
q_D [mm]	0,21	0,21	0,21	0,21	0,21	0,21	0,21	0,21	0,21	0,21

Tab.10 Šířka štěrbinu promítnutá na detektor (3.29)

Číslo detektoru	1	2	3	4	5	6	7	8	9	-----
q_{DR} [mm]	0,20	0,20	0,21	0,21	0,21	0,21	0,21	0,21	0,21	-----
Číslo detektoru	9	10	11	12	13	14	15	16	18	19
q_{DR} [mm]	0,21	0,21	0,21	0,21	0,21	0,21	0,21	0,21	0,21	0,20

Tab.11 Kolmá šířka štěrbinu promítnuté na detektor (3.30)

Číslo detektoru	1	2	3	4	5	6	7	8	9	-----
Koef	730,73	700,40	678,95	662,75	650,26	640,66	633,50	628,47	625,41	-----
Číslo detektoru	9	10	11	12	13	14	15	16	18	19
Koef	624,20	624,83	627,29	631,68	638,14	646,93	658,43	673,34	692,88	719,73

Tab.12 Převodní koeficienty (3.39)

Seznam článků, posterů a jiných publikací

Dufková E. Weinzettl V. Sarychev D. Kočan M.: FAST BOLOMETRY ON THE CASTOR TOKAMAK

Europhysics Conference Abstracts ECA. Tarragona : European Physical Society, 2005 - (van Milligen, B.) P-2.074. ISBN 2-914771-24-X. -(29C).

Sentkerestiová J. Ďuran I. Dufková E. Weinzettl V.: Comparative measurements of plasma position using coils, hall probes, and bolometers on CASTOR tokamak

Czechoslovak Journal of Physics. Roč. 56, supplement B (2006), B138-B144. ISSN 0011-4626.

Spolaore M. Martines E. Brotánková J. Stöckel J. Adámek J. Dufková E. Ďuran I. Hron M. Weinzettl V. Peleman P. Van Oost G. Devynck, P. Figueiredo, H. Kirnev G.: PERIODIC COLLAPSE OF A TRANSPORT BARRIER INDUCED BY BIASING

BOOK OF ABSTRACTS. Praha : Ústav fyziky plazmatu, Za Slovankou 3, 18200 Praha 8, Česká republika, 2006. s. 7

Spolaore M. Martines E. Brotánková J. Stöckel J. Adámek J. Dufková E. Ďuran I. Hron M. Weinzettl V. Peleman P. Van Oost, G. Devynck, P. Figueiredo H. Kirnev G.:Relaxation phenomena induced by edge biasing experiments in the CASTOR tokamak

Czechoslovak Journal of Physics. Roč. 55, č. 12 (2005), s. 1597-1606. ISSN 0011-4626.

Matějčíček J. Weinzettl V. Dufková E. Piffl V. Peřina V.:Plasma Sprayed Tungsten-based Coatings and their Usage in Edge Plasma Region of Tokamaks

Acta Technica CSAV. Roč. 51, č. 2 (2006), s. 179-191. ISSN 0001-7043

Weinzettl V. Dufková E. Sarychev D. Khimchenko L. Timchenko N. Kočan M.:SNAKE-LIKE STRUCTURES AFTER PELLET INJECTION IN THE T-10 TOKAMAK

BOOK OF ABSTRACTS (ORAL AND POSTER CONTRIBUTIONS). Frascati, Italy : Associazione EURATOM-ENEA sulla Fusione, Frascati,Italy, 2006. P4.080

Zajac J. Weinzettl V. Dufková E. Budaev V.P.:MULTIFRACTAL ANALYSIS OF TOKAMAK PLASMA TURBULENCE IN BIASING EXPERIMENTS

Europhysics Conference Abstracts ECA. Tarragona : European Physical Society, 2005 - (van Milligen, B.) P-5.019. ISBN 2-914771-24-X. -(29C).

Weinzettl V. Piffl V. Matějčíček J. Dufková E. Zajac J. Dejarnac R. Peřina V.:THE EFFECT OF THE USE OF DIFFERENT ELECTRODE MATERIALS FOR EDGE-PLASMA BIASING ON PLASMA DENSITY AND FLOATING POTENTIAL MODIFICATIONS

Czechoslovak Journal of Physics. Roč. 55, č. 12 (2005), s. 1607-1614. ISSN 0011-4626.

**Weinzettl V. Piffel V. Matějček J. Dufková E. Zajac J. Peřina V.:BIASING
EXPERIMENTS WITH SOLID AND POROUS ELECTRODES**

Europhysics Conference Abstracts ECA. Tarragona : EPS, 2005 - (van Milligen, B.) P-4.006. ISBN 2-914771-24-X. - (29C).

**Hron M. Weinzettl V. Dufková E. Hidalgo C. Ďuran I. Stöckel J.:Relaxation of
potential, flows, and density in the edge plasma of CASTOR tokamak**

12th International Congress on Plasma Physics. Nice, 2004. s. -.

**V.Piffel, E.Dufková, Plasma relaxations induced by gas-puffing and plasma biasing
in the CASTOR tokamak**

34th EPS Conference on Plasma Phys. Warsaw, Vol.31F, P-1.09, 2007

Granty, ze kterých byly tyto práce podpořeny:

GAČR: 202/03/0786

GAČR: 202/03/0789

GAČR: KJB100430504

AVOZ 20430508

Euratom (Task TW -5-TVM-PSW)

INTAS 100008-8046

Literatura

- [1] Y.Yasumoto et al, A New Numerical method for Asymmetrical Abel Inversion, IEEE Transactions on Plasma Science, vol. PS-9,no.1,1981
- [2] F.F.Chen, Úvod do fyziky plazmatu, Academia, Praha, 1984
- [3] R.J.Goldston, P.H.Rutherford, Introduction to plasma physics, IoP, Bristol and Philadelphia, 1995
- [4] J.Wesson, Tokamaks, Caledon Press, Oxford, 1997
- [5] J.Moravec, SXR spektroskopie vysokoteplotního plazmatu v tokamacích, ČVUT FJFI a ÚFP AVČR, 1998
- [6] International Radiation Detectors Inc.,www.ird-inc.com
- [7] A.Weller, Simulation of X-ray signals, Max-Planck-Institut fur Plasmaphysik, Garching,1980
- [8] R.S. Korde and L.R.Canfield, Proc. SPIE 1140, 126, 1989
- [9] R.L.Boivin, J.A.Goetz et al, Rev.Sci.Instrum. 70, 260, 1999
- [10] Alekseyev et al, Plasma devices, Op.7, 139, 1999
- [11] I.Furno et al, Rev.Sci.Instrum. 70, 4552, 2001
- [12] D.S.Gray et al, Proceedings of the 27th EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys. Budapest, 2000, Vol.24B, pp. 1681 – 1684
- [13] J.Stockel, Structure of edge turbulence at plasma polarization on the CASTOR tokamak, 26th EPS Conference, Maastricht,1999
- [14] M.Řípa et al, Řízená termojaderná syntéza pro každého, ÚFP AVČR, 2004
- [15] Jurak, Program ScopeWin, www.isibrno.cz/~jurak/scopewin.html
- [16] Hans-Jochen Bartsch, Matematické vzorce, SNTL, 1963
- [17] Gunn, Measurement and simulation of edge plasma flow in the Tore Supra tokamak, SPPT, 2004
- [18] R.B.White, Resistive instabilities and field line reconnection, Princeton report PPPL - 1655, 1980
- [19] P.Smeulders, Second order Abel inversion with allowance for spatial resolution, IPP 2/240, 1978
- [20] P.Smeulders, Fast plasma tomography with second order accuracy and compensation for spatial resolution, IPP 2/252, 1981
- [21] P.Kodyš, Zpracování dat z experimentů fyziky vysokých energií, skripta MFF UK, 2006
- [22] J.Anděl, Statistické metody, matfyzpress, 1993
- [23] K.Zvára a J.Štěpán, Pravděpodobnost a matematická statistika, matfyzpress, 1997
- [24] L.C.Ingesson, D.J.Wilson, Optimization of apertures and collimators for multi-channel plasma diagnostics, Rev.Sci.Instrum. 73, 2890-2899, 2001
- [25] I.Furno, The tomographic problem in plasma physics, EPFL, Lausanne
- [26] M.Samsel-Czekala, Influence of experimental noise on densities reconstructed from line projections
- [27] J. Sentkerestiová et al, Comparative measurements of plasma position using coils, hall probes, and bolometers on CASTOR tokamak,Czech. Journal of Physics, Roč. 56, B138-B144, 2006
- [28] M. Spolaore et al, Relaxation phenomena induced by edge biasing experiments in the CASTOR tokamak, Czech. Journal of Physics, Roč. 55, č. 12 , 1597-1606, 2005

- [29] M. Hron et al, Relaxation of potential, flows, and density in the edge plasma of CASTOR tokamak, 12th International Congress on Plasma Physics. Nice, 2004
- [30] E.I.Dereniak, D.G.Grove, Optical radiation detectors, John Wiley and Sons, USA, 1984
- [31] G.W.Marr, Plasma spectroscopy, Elsevier Publishing Company, England, 1968
- [32] I.Furno et al, Fast bolometric measurements on the TCV tokamak, Rev.Sci.Instrum., Vol. 70, No. 12, 4552-4556, 1999
- [33] T.K.Popov et al, Advanced probe measurements of electron energy distribution functions in CASTOR tokamak plasma, J. Phys.: Conf. Ser. 63, 2007
- [34] K. Jakubka et al, Measurements of the temperature in the edge plasma of the CASTOR tokamak by a triple Langmuir probe, 1992
- [35] F. Žáček et al, Plasma Edge Biasing on CASTOR Tokamak Using LHCD, Czechoslovak Journal of Physics, Volume 51, Number 10 / October, 2001
- [36] V.Piffl, E.Dufková, Plasma relaxations induced by gas-puffing and plasma biasing in the CASTOR tokamak, 34th EPS Conference on Plasma Phys. Warsaw, Vol.31F, P-1.09, 2007
- [37] Ch.Schlatter, Radiation loss studies on T-10 tokamak using AXUV-detectors, diploma thesis, EP Lausanne, 2003
- [38] M. Kalal and K. A. Nugent, Abel inversion using fast Fourier transforms, Appl. Opt. 27, 1956-1959, 1988
- [39] P. Tomassini and A. Giulietti, A generalization of Abel inversion to non-axisymmetric density distribution, 2001
- [40] A. M. Cormack, Journal of Applied Physics 35, 2908, 1964
- [41] J.D. Zahrt et al, Tomography: the Cormack algorithm revisited, Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, 2048 vol.3, 1991
- [42] L. C. Ingesson, and JET EFDA contributors, Tomography methods in plasma diagnostics, Tomography Symposium, Meeting of the Japanese Physical Society, Japanese Physical Society, 2003
- [43] P. J. Carvalho et al, Fast tomographic methods for the tokamak ISTTOK, PLASMA AND FUSION SCIENCE: 17th IAEA Technical Meeting on Research Using Small Fusion Devices. AIP Conference Proceedings, Volume 996, pp. 199-206, 2008
- [44] I. Duran et al, Magnetic field measurements using the galvanomagnetic devices on Tore Supra and CASTOR tokamaks, 32nd EPS Conference on Plasma Phys. Tarragona, 27 June - 1 July 2005 ECA Vol.29C, P-2.076, 2005
- [45] K. Kovařík et al, Measurement of safety factor using Hall probes on CASTOR tokamak, Czechoslovak Journal of Physics, Volume 56, Supplement 2 / October, 2006
- [46] V.Weinzettl et al, Snake-like structures after pelet injection in the T-10 tokamak, Book of abstracts, Frascati, Italy : Associazione EURATOM-ENEA sulla Fusione, P4.080, 2006