

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE
FAKULTA JADERNÁ A FYZIKÁLNĚ INŽENÝRSKÁ
KATEDRA FYZIKY

Zaměření: Fyzika a technika termojaderné fúze



Bolometrická měření na tokamaku GOLEM

Bolometric diagnostics at the tokamak GOLEM

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Autor: Bořek Leitl
Vedoucí práce: Ing. Vojtěch Svoboda, CSc.
Rok: 2014

Před svázáním místo téhle stránky

vložíte zadání práce

 s podpisem děkana (bude to jediný oboustranný list ve Vaší práci) !!!!

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci vypracoval samostatně a použil jsem pouze podklady uvedené v příloženém seznamu. Nemám závažný důvod proti užití tohoto díla ve smyslu §60 zákona č.121/200Sb. o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon).

V Praze dne

.....
Bořek Leitl

Poděkování

Tímto bych rád poděkoval Ing. Vojtěchu Svobodovi, CSc. za vedení mé bakalářské práce, za jeho podnětné připomínky a odborné rady, bez nichž by tato práce nemohla vzniknout a také Bc. Editě Bromové za podnětné konzultace.

Bořek Leitl

Název práce:

Bolometrická měření na tokamaku GOLEM

Autor: Bořek Leitl

Obor: Fyzika a technika termojaderné fúze

Druh práce: Bakalářská práce

Vedoucí práce: Ing. Vojtěch Svoboda, CSc.
FJFI ČVUT

Konzultant: Bc. Edita Bromová

Abstrakt:

Tato práce se věnuje popisu vlastností a praktické aplikaci rychlých AXUV diod na tokamaku GOLEM pro detekci záření plazmatu v oblasti UV a měkkého RTG. Z naměřených dat je odhadována poloha plazmatu pomocí fitování jednoduchou a dvojitou gausovou křivkou a dále je v práci rozebrána teorie symetrické Abelovy inverze umožňující zobrazit 2D profil vyzařovaného výkonu plazmatu a jeho časový vývoj. Bolometrická diagnostika plazmatu na tokamaku GOLEM byla zprovozněna pomocí testovacího detektoru AXUV a díky tomu je možné přejít k instalaci dvou nových detektorů.

Klíčová slova: plazma, termojaderná fúze, bolometry, AXUV

Title:

Bolometric diagnostics at the tokamak GOLEM

Author: Bořek Leitl

Abstract:

The bachelor thesis is devoted to the description of properties of fast AXUV diodes and its practical application for the detection of plasma radiated power in UV and Soft-X-ray region at the tokamak GOLEM. Plasma position is fixed from fitting simple and double Gaussian curve to the measured data and the theory of symmetric Abel inversion is also analysed in the thesis, because it enables to display 2D profile of radiated power and its time resolution. Bolometric plasma diagnostics was put into operation on the tokamak GOLEM for test AXUV module and it is now possible to install two brand new detectors.

Key words: plasma, termonuclear fusion, bolometry, AXUV

Úvod

Energetická spotřeba lidstva neustále roste s tím, jak se společnost vyvíjí. Dnes jsou hlavními zdroji energie fosilní paliva, která se díky jejich dostupnosti vyplatí těžit. Ubývání fosilních paliv vyvíjí potřebu hledat alternativní a stabilní zdroje energie. Stabilní proto, že mají-li pokrýt hlavní spotřebu elektrické energie, není možné pro tyto účely použít na počasí a denní době závislé obnovitelné zdroje typu větrných či solárních elektráren. Z obnovitelných zdrojů se v poslední době zdají být perspektivní účinnější solární články a vývoj technologií využívajících biologické procesy k enzymatickému rozkladu celulózy. Zajímavou možností je i produkce uhlikatých paliv z biomasy bez použití klasické destilace. Další alternativy se zabývají např. výrobou vodíku či isobutanolu pomocí řas nebo bakterií.

Téměř století víme, že zdrojem energie Slunce je termojaderná fúze lehkých atomových jader. Pro uskutečnění takových reakcí na Zemi je zapotřebí vysoká teplota a hustota hmoty, která se za takových podmínek nachází v plazmatickém stavu. Vytvoříme-li plazma, je nutno jej zahřát na dostatečně vysoké teploty, udržet jej po dostatečně dlouhou dobu tak, aby se nedotýkalo stěn nádoby. Plazma se nemůže volně dotýkat nádoby jednak proto, že by vychladlo a také proto, aby nádobu nepoškodilo. Dnes existují dvě hlavní možnosti, jak plazma držet, a to magneticky a inerciálně, přitom magnetické udržení plazmatu je zatím nejbližší ekonomickému využití se zařízením jménem tokamak. Jako palivo by se v prvních fázích využívalo izotopů vodíku, tj. deuteria D a tritia T. Zatímco deuteria se v přírodě vyskytuje dostatek, na jeden atom deuteria připadá asi 6000 atomů normálního vodíku a lze jej získávat z vody, tritium má krátký poločas rozpadu (asi 12,3 let) a v přírodě se vyskytuje v zanedbatelném množství. Tritia tak bude nutné vyrobit. Počítá se tak s jeho generací pomocí reakce lithia ${}^6\text{Li}$ s pomalými neutrony nebo ${}^7\text{Li}$ s rychlými neutrony [10], k čemuž by mohly posloužit hybridní reaktory s neutronovým zdrojem. Svým způsobem je i samotný projekt ITER hybridním reaktorem, jelikož v obklopujícím materiálu bude štěpeno litium. Díky velkému zastoupení deuteria na Zemi by mohla být termojaderná fúze takřka neomezeným zdrojem energie. Otázkou zůstává, zda po zvládnutí výroby energie ve fúzní elektrárně, bude ekonomicky výhodné tento zdroj používat vzhledem ke zdrojům ostatním. Velký potenciál má takový reaktor i pro kosmické lety, jelikož solární konstanta ubývá s kvadrátem vzdálenosti od zdroje a pro dálkové lety se prozatím musejí používat radionuklidové zdroje energie.

Fyzika tokamaků se neobejde bez informací o plazmatu. Vzniklo tedy celé odvětví, zabývající se jeho diagnostikou. K tomu je mimo jiné zapotřebí znát jeho polohu, radiační profil a profil magnetických siločar. Metody, jak plazma zkoumat, se dělí

na pasivní a aktivní, podle toho, zda mají na měření vliv, či nikoliv. Plazma zároveň emituje záření, které se z větší části podílí na tepelných ztrátách. Rozborem vyzařovaného spektra lze zjistit složení plazmatu, tj. zastoupení jednotlivých prvků, a tedy i složení nežádoucích příměsí, podílejících se na nestabilitách a rychlém odvodu tepla.

Aby bylo možné měřit energii záření a dopadajících částic, byly s rozvojem astronomie vyvinuty detektory nazvané bolometry. Původní detektor z konce 19. stol. byl zdokonalen a s vývojem polovodičů dnes existuje řada bolometrů fungujících na různých fyzikálních principech. Detektory se odlišují zejména dle energie detekovaného záření a částic, podle pracovních teplot či rychlostí odezvy. Bolometry mají velký přínos jak pro astronomii, tak pro fyziku plazmatu na Zemi.

Konkrétním případem využití bolometrů je např. měření vyzářeného výkonu plazmatu v tokamacích, což napomáhá určit celkovou energetickou bilanci plazmatu [4], tedy rozdíl dodaného výkonu na jeho ohřev a ztrát tepla zářením a částicemi, které opustily magnetické pole. Dnešní typy bolometrů a datových sběrů umožňují sledování plazmatu s velkými snímkovacími frekvencemi řádu MHz [4]. Dnes jsou vyráběny i velmi malé detektory, jejichž řazením do série vznikají detektorová pole, která lze umístit do diagnostických portů tokamaku. Jelikož není možné rozmístění detektorů kolem celého zařízení, uvažujeme idealizaci, při níž předpokládáme, že se příliš nemění sledované vlastnosti plazmatu po celé ose komory tokamaku, a detektorová pole se proto umísťují tak, aby sledovaly plazma v poloidálním řezu, tedy kolmo na osu komory. Přitom je žádoucí, aby na každý detektor v sérii dopadalo záření jen z jisté výseče komory, prostorového úhlu. K tomu se využívá princip kamery obskury. Díváme-li se poté na plazma ve stejném poloidálním řezu z několika míst, je možné provést tomografickou rekonstrukci profilu vyzařování plazmatu.

Pro sledování rychlých změn ve vyzařování plazmatu musí detektor být málo citlivý na částice, mít rychlou časovou odezvu a stabilní poměr výkonu k energii dopadajícího záření v oblasti pozorovaného spektra. Tyto požadavky splňují rychlé fotodiody AXUV [21]. Zvláštní chování plazmatu jako jsou transportní jevy, vznik nestabilit a vyzařování nečistot se projeví na jeho radiačním profilu. Tyto jevy zároveň probíhají velmi rychle. Právě proto je důležité mít informace o plazmatu v co nejkratších intervalech během výboje. Často se využívá několik typů diagnostik, které se porovnávají.

Tokamak Golem je jedním z malých výukových tokamaků, jejichž smysl je jak experimentální, tak výukový. Na tokamaku Golem bude v první fázi instalováno jedno pole diod AXUV20EL, které již bylo využito na tokamaku CASTOR, původní verzi tokamaku GOLEM. Hlavní citlivost detektoru je v oblasti UV a měkkých rentgenů, což odpovídá vyzařovanému spektru při standardním výboji na tokamaku GOLEM. Pole je nejprve nutné zkalibrovat z hlediska umístění detektoru vůči přírubě diagnostického portu. V druhé fázi proběhne zařazení bolometrických měření do systému již používaných diagnostik. K rekonstrukci profilu výkonu vyzařovaného plazmatem poslouží Abelova inverzní transformace. Rychlost odezvy detektoru v řádu MHz umožní sledovat časový vývoj profilu během výboje, jehož běžná délka je na tokamaku GOLEM cca 15 ms. Pro porovnání určené polohy plazmatu poslouží data

z Mirnovových cívek a rychlé kamery. Budou-li měření úspěšná, přijde na řadu třetí fáze, tj. využití dvou nových polí AXUV diod a jejich aplikace pro tomografickou rekonstrukci profilu vyzařovaného výkonu plazmatu.

Obsah

Úvod	i
1 Termojaderná fúze	1
1.1 Plazma	2
1.1.1 Vlastnosti plazmatu	2
1.1.2 Vyzařování plazmatu	3
1.2 Tokamaky	4
1.2.1 Popis tokamaku	5
1.2.2 Diagnostika plazmatu	7
1.2.3 Diagnostika záření	7
1.3 Tokamak Golem	9
1.3.1 Základní charakteristika	9
1.3.2 Scénář výboje na tokamaku GOLEM	9
1.3.3 Diagnostika plazmatu na tokamaku Golem	11
2 Bolometrie	13
2.1 AXUV diody	15
2.1.1 Účinnost AXUV	16
2.1.2 Citlivost AXUV	17
2.2 Camera obscura	18
3 Bolometrie na tokamaku GOLEM	20
3.1 Instalace AXUV0 a geometrie	20
3.2 Charakteristika použitého pole AXUV diod	22
3.2.1 Parametry použitých fotodiod	23
3.3 Zesilovač	23

3.4	Prostorová kalibrace detektoru	25
4	Měření a zpracování dat	33
4.1	Kalibrace na doutnavém výboji	34
4.2	Určení polohy plazmatu	36
4.2.1	Porovnání dat s fotoaparáty	36
4.2.2	Základní určení polohy plazmatu	36
4.2.3	Fitování Gaussovou křivkou	39
4.2.4	Symetrická Abelova inverze	43
	Závěr	45
	Seznam použitých zdrojů	48
	Přílohy	50

Kapitola 1

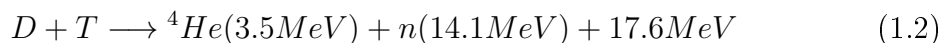
Termojaderná fúze

Termojadernými fúzními reakcemi označujeme soubor jaderných reakcí, probíhající za vysokých teplot, při nichž dochází ke sloučení atomových jader a uvolnění vazebné energie. Za takových podmínek se hmota nachází v plazmatickém stavu. Nutnou podmínkou pro sloučení jader je jejich dostatečně velká tepelná rychlost k překonání Coulombovy bariéry, která neumožňuje jádrům přiblížit se na malé vzdálenosti. Elektrická odpuzivá síla je v porovnání se silnou interakcí nepatrná, ale dosah jaderných sil je velmi malý, tj. jaderné síly jsou silami krátkého dosahu a působí jen v blízkém okolí. Označíme-li r vzdálenost od středu jádra, pak pro $r > R$, jsou jaderné síly oproti elektrickým zanedbatelné. Dobrý odhad pro takové R poskytuje kapkový model jádra, jenž jádro uvažuje jako nestlačitelnou kapalinu, potom

$$R \approx r_0 A^{1/3}, \quad (1.1)$$

kde $r_0 = (1,52 \pm 0,08) \cdot 10^{-15}$, A je nukleonové číslo, více v [18].

Nejmírnější podmínky pro zapálení fúzní reakce splňují reakce izotopů vodíku, popřípadě helia, které také stojí za většinou produkované energie na Slunci. Z těchto reakcí nejlehčích jader zatím vidíme, při našich technologických možnostech, realizovatelnou pouze jedinou, a tou je reakce deuteria D a tritia T (1.2). Velké zastoupení vodíku na Zemi přitom předurčuje termojadernou fúzi k jejímu energetickému využití, i když nahrazení velké části masové produkce elektrické energie pomocí termojaderné fúze by zajisté byl nelehký úkol.



Pro uskutečnění termojaderné fúze na Zemi je zapotřebí vysokých teplot a hustot plazmatu. Za takových podmínek je přitom vyloučen přímý kontakt s jinou hmotou. Aby se tomu zamezilo, je třeba plazma udržet jiným způsobem. Hlavními typy udržení plazmatu jsou dnes inerciální a magnetický způsob. V prvním případě je hmota držena setrvačností (inerciálně). Palivo tvořené zmrazenou kuličkou vodíku se zlatým obalem se umísťuje do pozlaceného válcového terče zvaného Hohlraum. energii dodanou palivu zajišťují výkonné, dnes často neodymové, lasery. Laserové svazky jsou fokusovány přímo na palivo nebo do vnitřních stěn válečku, kde vzniklé

záření rovnoměrně odpařuje povrch kuličky uprostřed. Při přímé i nepřímé inerciální fúzi je palivo stlačeno díky rychle se odpařujícímu povrchu, přitom dochází k implozi a následnému zapálení termojaderné reakce [14]. Velkým problémem inerciální fúze je fokusace laserového svazku. Bylo sice dosaženo stavu, kdy energie reakce byla vyšší než energie spotřebovaná na ohřev průřezu terče, ale díky velkému rozptylu svazku byla celková bilance nepříznivá.

Jiný způsob, jak plazma držet, je použít silné magnetické pole. Nabité částice sledují magnetické siločáry, a to jim zabraňuje uniknout. Magnetické pole přitom může být tzv. otevřené s volnými konci v případě pinčů, nebo uzavřené jako např. u tokamaků či stellarátorů. Od padesátých let minulého století tak byla vyvinuta řada zařízení, jak s otevřeným, tak uzavřeným magnetickým polem. Zatím nejbližší konečnému řešení, tj. fúzní elektrárně, je zařízení s uzavřeným magnetickým udržením pojmenované tokamak.

1.1 Plazma

1.1.1 Vlastnosti plazmatu

Plazmatem označujeme kvazineutrální plyn elektronů, iontů a neutrálních částic, který vykazuje kolektivní chování [5].

Kvazineutralitou rozumíme přibližnou rovnost koncentrací záporně nabitých elektronů a pozitivně nabitých iontů v dostatečně velkém objemu plazmatu, tedy s větším rozměrem než tzv. Debyova délka (viz [5]). Pro případ s kladnými ionty s různými náboji jader Z_i a hustotami n_i , můžeme podmínku kvazineutrality zapsat ve tvaru

$$\sum_{i=0}^n Z_i n_i - e n_e = 0, \quad (1.3)$$

kde e je náboj elektronu, n_e je hustota elektronů a i sčítací index pro různé náboje jader. Na rozdíl od neutrálního plynu, kde reakce na vnější síly je z okraje objemu dále distribuována srážkami, v plazmatu vznikají posunem nabitých částic elektrická pole, která působí na zbytek objemu na dálku. Tento způsob chování plazmatu nazýváme kolektivním.

Na Zemi se s plazmatem setkáme v několika případech, jako jsou kanály blesků, výbojkové trubice nebo laboratoře. Ve Vesmíru se plazma vyskytuje ve velké míře např. v podobě hvězd a mlhovin. Díky svým vlastnostem a volnému výskytu je proto plazma označováno jako čtvrté skupenství hmoty.

Plazma dále charakterizujeme hustotou elektronů n_e resp. iontů n_i a jejich teplotami T_e resp. T_i . Dále určujeme poměr koncentrací nabitých a neutrálních částic n_i/n_n tzv. stupeň ionizace. Důvodem, proč se plazma na Zemi samostatně nevyskytuje, jsou právě podmínky pro velký stupeň ionizace, který definuje Sahova rovnice

$$\frac{n_i}{n_n} \approx 2,4 \times 10^{21} \frac{T^{3/2}}{n_i} e^{-U_i/KT}, \quad (1.4)$$

kde U_i je ionizační napětí, K Boltzmannova konstanta, T teplota v kelvinech [5]. Zvyšujeme-li teplotu, stupeň ionizace zůstává nízký, dokud se U_i nestane pouze nevelkým násobkem KT . Poté n_i/n_n příkře stoupá a plyn se fázovým přechodem dostává do plazmatického stavu [5]. Ionty v okolí chladné hmoty navíc neustále rekombinují, což má za následek ředění ionizovaného plynu, a ten vlivem tepelných srážek postupně chladne. Pro existenci plazmatu je tedy důležitý nejen poměr v exponenciále, ale i koncentrace nabitých částic n_i , obsažený ve zlomku na pravé straně rovnice.

Pojem teploty plazmatu je odvozen od jednorozměrného pohybu s Maxwellovým rozdělením rychlostí. Odtud dostaneme střední tepelnou energii jako $E_{st} = \frac{1}{2}KT$. Přitom podle konvence zavádíme převodní koeficient daný rovností $KT = 1$ eV, takže

$$1\text{eV} = 11600\text{K}. \quad (1.5)$$

Plazma se vyskytuje ve velkém rozsahu energií přibližně od 0,1 do 10^6 eV a emituje široké spektrum záření, jehož detekcí je možné například zjistit složení hvězd, mlhovin a jiných vesmírných objektů, či informace o plazmatu v pozemských podmínkách.

1.1.2 Vyzařování plazmatu

Elektromagnetické záření je hlavní příčinou energetických ztrát plazmatu. Zároveň poskytuje dobrý nástroj pro jeho diagnostiku. Rozsah záření plazmatu se pak pohybuje od mikrovlnného záření po záření gamma. Plazma ztrácí energii jak klasickým brzdňým zářením, kdy je spektrum spojitě, tak rekombinačními procesy s čárovým spektrem. Zároveň dochází k vyzařování cyklotronního díky pohybu elektronů a iontů v magnetickém poli.

Brzdňé záření vzniká primárně změnou rychlosti elektronů při pružných srážkách s ionty. Přitom je vyzařen foton o energii úměrné změně rychlosti. Uvažujeme-li nerelativistické srážky, pak se pro stejné částice vyzařovaná pole přesně zruší a brzdňé záření tak vzniká pouze pro reakce elektronů s ionty. Výkon brzdňého záření P_B můžeme popsat vztahem,

$$P_B = \frac{e^6}{24\pi\epsilon_0^3 c^3 m_e h} n^2 Z^2 \sqrt{\frac{8KT_e}{\pi m_e}} g_{ff} \left(\frac{Z^2}{T_e} \right) [W/m^3], \quad (1.6)$$

kde g_{ff} je tzv. Gauntův faktor představující korekci na kvantové efekty [6], n je hustota plazmatu a Z náboj iontů. Vztah pro nekvantové odvození lze nalézt v [15]. Jelikož plazma obsahuje i příměsi, musíme Z nahradit efektivním nábojem, který zohledňuje více druhů iontů. Efektivní náboj zavádíme jako

$$Z_{eff} \equiv \sum_{i \neq e} \frac{n_i Z_i^2}{n_e}, \quad (1.7)$$

kde se sčítá přes všechny ionizační stavy všech iontů v plazmatu.

Tokamakové plazma je sice primárně složeno z vodíku, popřípadě helia, jakožto pracovních plynů, ale obsahuje také řadu příměsí pocházejících z limiteru, stěn nádoby a dalších součástí. Za velkých teplot je pracovní plyn plně ionizován, a proto ke ztrátám zářením vzniklého rekombinací dochází převážně u nečistot. Ty mohou mít malá Z jako v případě uhlíku, berylia či kyslíku, nebo velká Z , z nichž se v tokamacích vyskytují prvky jako železo, nikl či wolfram. Ačkoliv za velkých teplot ubývá ztrát z rekombinace atomů s malým Z , pro velká Z není zatím možné tento faktor zcela eliminovat a koncept elektrárny s tím musí počítat [19]. Ztráty zářením nečistot lze vyjádřit aproximativním vztahem

$$P_R = (1 + 0,3T_e) \times 10^{-43} n_e n_Z Z^{3,7-0,33\ln T_i} [W/m^3], \quad (1.8)$$

kde elektronová teplota T_e i teplota iontů T_i jsou v keV. Celé odvození společně s jinými odhady viz [15].

Cyklotronní záření je způsobeno pohybem nabitých částic v magnetickém poli, což je pohyb po spirále. Dle teorie je poloměr oběhu silokřivky dán intenzitou magnetického pole. Intenzita se však napříč plazmatem liší a zároveň se mění i s časem. Frekvence záření je úměrná frekvenci oběhu a toto záření je z velké části pohlcováno plazmatem. Tyto frekvence je tedy možné využít i při jeho ohřevu. Stanovit celkový vyzářený výkon cyklotronního záření je značně obtížné. Musí se přitom počítat s odrazem záření od stěn tokamaku a jeho pohlcováním plazmatem. Celkový výkon cyklotronního záření lze přibližně vyjádřit jako

$$P_C = 6,2 \times 10^{-17} B^2 n_e T_e (1 + T_e/204 + \dots) [W/m^3], \quad (1.9)$$

kde elektronová teplota T_e je v keV.

Diagnostika vyzařování plazmatu má pro fyziku tokamaků velký význam. Společně se znalostí energií částic opouštějících plazma lze odhadovat celkovou energetickou bilanci plazmatu či složení nečistot.

1.2 Tokamaky

Tokamak je jedním ze zařízení s magnetickým udržením plazmatu. Koncept v 50. letech 20. stol., tehdy s držením pomocí elektrického pole, navrhl Rus O. A. Lavrentěv. Myšlenka byla dále rozvinuta do návrhu s magnetickým udržením I. J. Tammem a A. Sacharovem a za vedení L. Arcimoviče bylo zařízení zkonstruováno. Název tokamak je zkratkou ruského (Тороидалная камера с магнитными катушками), tedy "toroidální komora s magnetickými cívkami". Původní návrh zařízení sestával z toroidální vakuové komory s kruhovým průřezem, kterou si lze představit jako uzavřenou, ocelovou pneumatiku. Pro lepší podmínky udržení plazmatu se dnes používají průřezy připomínající písmeno D.

Výzkum probíhá v několika rovinách. První úroveň malých tokamaků má výukový

charakter a probíhají zde i experimenty s nižšími nároky na plazma. Střední a velké tokamaky poté mají za úkol testovat nové technologie pro zkušební reaktor ITER. Ten poskytne důležitá data např. v oblasti získání tepla a spalín z fúzní reakce či stability plazmatu ve velkém objemu, odkud bude čerpat projekt první demonstrační elektrárny nazvaný DEMO.

1.2.1 Popis tokamaku

V případě kruhové idealizace průřezu komory, jsou konstrukčními parametry, viz obrázek 1.1, hlavní poloměr R_0 , udávající vzdálenost rotační osy prstence Z od osy komory a vedlejší poloměr a , což je poloměr komory. Při parametrizaci toroidálního tvaru rozlišujeme dva hlavní úhly, čímž se definují i dva základní směry, tedy poloidální a toroidální. První úhel, který označíme ϕ popisuje otáčení kolem osy Z (toroidální směr), zatímco úhel θ , popisuje pohyb kolem osy komory tokamaku (poloidální směr). Obecnou vzdálenost od středu osy Z udává parametr R . Libovolný bod v komoře tokamaku je tedy popsán třemi parametry, tj. úhly θ a ϕ a vzdáleností R .

Magnetické držení částic plazmatu zajišťují poloidální cívky toroidálního magnetického pole. Aby se předešlo úniku částic při *gradB* driftu a driftu zakřivení, viz [5], je zapotřebí druhé magnetické pole, to je v případě tokamaku vytvářeno proudem v plazmatu uvnitř komory. Pole vzniklé složením poloidálního magnetického pole tvořeného proudovou smyčkou plazmatu a pole toroidálního, nazýváme střížné a z hlediska stability je nutný požadavek, aby toroidální pole bylo silnější než poloidální viz [5]. Střížné pole je pro stabilitu nutné, ale u ostatních zařízení se řeší jiným způsobem. Tokamak se od ostatních zařízení jako stellarátor liší právě řízeným proudem v plazmatu.

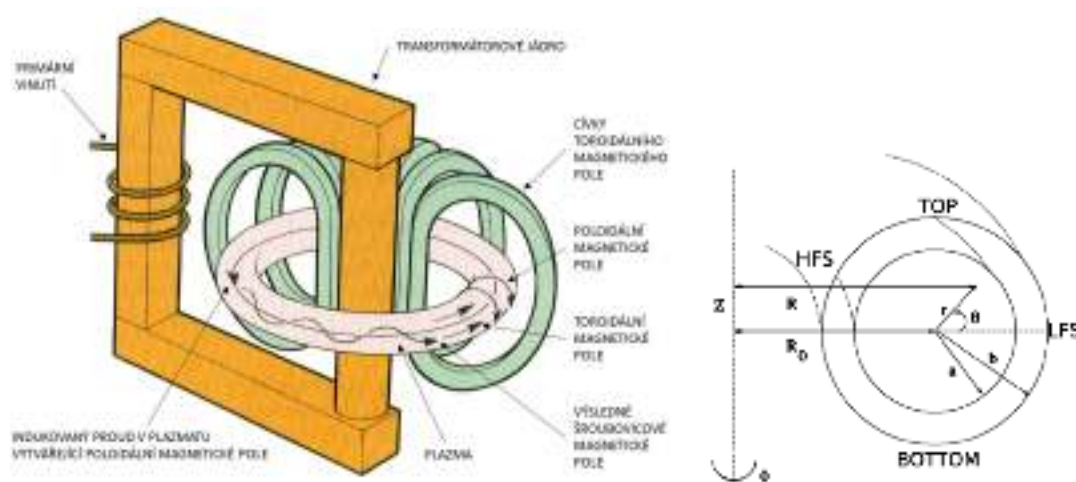
U tokamaku je proud plazmatem iniciován na principu transformátoru, kdy primárním vinutím je cívka s feritovým jádrem, dnes jsou používány i cívky vzduchové a sekundární okruh tvoří samotný prstenec ionizovaného plynu. Vzhledem ke konstrukci poloidálních cívek klesá toroidální pole, viz obrázek 1.1, jako $1/R$, tudíž je na vnitřní straně prstence, tj. blíže k ose Z , silnější magnetické pole. Tuto vnitřní část tokamaku se silnějším toroidálním polem označujeme jako HFS (High Field Side), zatímco vnější stranu tokamaku značíme LFS (Low Field Side). Pro horní, resp. spodní část komory, zavedeme označení TOP resp. BOTTOM. Další dodatečná magnetická pole se generují toroidálními cívkami vně nádoby (nejsou znázorněny na obrázku). Volí se několik nezávislých svazků vodičů, jak v horní, tak ve spodní části komory. Ty umožňují polohování plazmatu vůči komoře.

Pro diagnostiku plazmatu uvnitř komory je nutné mít k dispozici pozorovací okna nebo-li porty. Ty mohou mít různou velikost v závislosti na konstrukčním řešení tokamaku a umísťují se na TOP, BOTTOM a HFS. Přístupové porty umožňují nejen detekovat záření, ale i zavedení sond, různých typů ohřevu a detektorů, které se neobejdou bez přímého pohledu na plazma.

Proud v plazmatu je důležitý i z důvodu ohmického ohřevu. Proud plazmatem je buzený změnou magnetické indukce ve středním sloupku transformátoru. Se vzrůstající teplotou plazmatu však klesá jeho odpor a ohmický způsob ohřevu se poté stává neefektivním. Problémem je navíc rychlá změna magnetického pole v plazmatu indukovaného proudem, což vede k nestabilitám [19]. Přesto je ohmický ohřev využíván u převážné většiny malých tokamaků, kdy není pro účely výzkumu zapotřebí dosahovat velmi vysokých energií, což by bylo i neekonomické. Velkým problémem tohoto typu ohřevu je také saturace transformátorového jádra, kdy dojde k jeho nasycení a není dále možné předávat plazmatu energii, jelikož k tomu je zapotřebí změna magnetického pole.

Dalším typem ohřevu plazmatu je využití mikrovln a rádiových vln o specifických frekvencích, které interagují s polem částic plazmatu, a tak jej zahřívají. Frekvence se volí dle vyšších modů rezonančních frekvencí iontů a elektronů [19]. Elektrony mají vyšší rezonanční frekvenci než ionty a vyžadují pro ohřev mikrovlnný zdroj s frekvencemi v řádu GHz. Ionty mají rezonanční frekvence nižší a ohřev probíhá pomocí rádiových vln s frekvencemi v řádu MHz. Velké energie je možné plazmatu předat také svazky neutrálních částic, kdy se postupně urychlí svazek vodíkových, popřípadě heliových atomů, které před vstupem do komory tokamaku prochází neutralizátorem, aby svazek nebyl ihned odkloněn magnetickým polem v tokamaku a navíc aby nepřinášel do plazmatu lokální náboj, což by mělo vliv na porušení kvazineutality. Společně s vysokoenergetickými lasery se ohřev neutrálními svazky částic využívá u převážné většiny středních a velkých tokamaků, kdy je zapotřebí dosahovat vysokých energií částic [9].

Koncept tokamaku se díky dobrým výsledkům stal kandidátem na první fúzní elektrárnu. Základní výzkum ve velkém měřítku zprostředkuje mezinárodní projekt ITER, jenž má být dostaven na počátku třicátých let. Po vyřešení otázek, týkajících se mj. doplňování a generace paliva společně s problémem výroby elektrické energie, bude možné přistoupit k výstavbě první demonstrační fúzní elektrárny DEMO.



Obrázek 1.1: Základní schéma tokamaku (vlevo), geometrie (vpravo)

1.2.2 Diagnostika plazmatu

Poté, co je tokamak schopný vytvořit plazma, je nutné znát jeho vlastnosti. V prvním stádiu vývoje tokamaků bylo zapotřebí určit zejména polohu plazmatu, jeho hustotu a dobu udržení energie. Dnes je k dispozici řada metod, které rozdělujeme na pasivní, nezasahujících do plazmatu, a metody aktivní, jež interagují s plazmatem. Měření vlastností plazmatu je obecně komplikované kvůli jeho vysoké teplotě, a proto je jakýkoliv přímý kontakt s měřicími přístroji vyloučen.

Plazma je zdrojem záření a částic, které je možné detekovat. Navíc je složeno z elektricky nabitých částic a probíhá jím proud, takže interaguje elektromagneticky. Odtud vyplývají možnosti pasivních metod diagnostiky plazmatu. Základní měření se provádí s využitím principu elektromagnetické indukce pomocí vhodného umístění cívek. Výhodou takových diagnostik je značná jednoduchost. Tímto způsobem se měří proud plazmatem a kovovou komorou I_{tot} skrze změnu poloidálního magnetického pole pomocí cívky s názvem Rogovského pásek. Pro získání proudu pouze plazmatem je ještě zapotřebí znát elektromagnetické vlastnosti komory. Poloha plazmatu se měří pomocí tzv. Mirnovových cívek. Jedná se o sadu cívek rozložených po obvodu poloidálního řezu tokamaku tak, aby zachycovaly změny v toroidálním magnetickém poli. Lze tak získat, kromě polohy plazmatu, poloidální řez magnetickými siločárami a jejich časový průběh. Pomocí jednoho závitu jdoucího podél celé komory se měří napětí na závit U_{loop} . Uvedené metody jsou nepřímé. Přímé měření magnetického pole umožňují Hallovy detektory, založené na odklonu elektrického proudu tekoucího polovodičem do kolmého směru [14].

Další možností, jak plazma zkoumat, je použití sond, které se umísťují do tokamaku přes diagnostické porty. Zjišťují se tak například vlastnosti plazmatu na tzv. „ořezávané“ vrstvě, anglicky Srape-Of-Layer, která je charakterizována jako oblast mezi „okrajem“ plazmatu a limiterem. Pomocí sond lze jednoduše a zároveň přesně zjistit vlastnosti plazmatu tam, kde nedojde k jejich tepelnému poškození. Sondy mohou obsahovat jednu či více elektrod, na které je přiložené napětí. Měří se pak změny v napětí či proudu v průběhu výboje v závislosti na zadaných parametrech. Příkladem elektrických sond jsou sondy Langmuirovy. Pomocí nich lze získat informace o změně vlastností plazmatu jako jsou elektronová teplota T_e a hustota n_e , plovoucí potenciál či Machovo číslo. Komplikovanější sondy získávají informace o iontech příměsí plazmatu či iontové teplotě T_i .

Aktivní diagnostiky využívají laserů a svazků částic, které interagují s plazmatem a sleduje se jejich rozptyl nebo pohlcení. Energie iontů se měří pomocí hmotnostních a energetických spektrometrů. Lze tak stanovit teplotu iontů T_i a rychlostní distribuční funkci napříč plazmatem.

1.2.3 Diagnostika záření

Dle sekce 1.1.2 plazma ztrácí energii především zářením rekombinacemi a brzděným zářením. podstatné informace však poskytuje i záření cyklotronní. Abychom dostali co nejvíce informací, detektory, kterými plazma sledujeme, jsou často za-

měřeny na konkrétní oblast vlnových délek.

Pomocí radiometrů lze detekovat záření v mikrovlnné oblasti pocházející z elektronové cyklotronní emise (ECE). Je tak možné stanovit elektronovou teplotu, jelikož plazma v mikrovlnné oblasti vyzařuje jako absolutně černé těleso. Vyzařovací výkon P_{bb} konkrétního bodu, je pak dán vztahem

$$P_{bb} = \frac{\omega^2 T_e}{8\pi^3 c^3}, \quad (1.10)$$

kde c je rychlost světla a ω cyklotronní frekvence elektronů. S detekcí mikrovln pracují i aktivní diagnostiky. Hustotu plazmatu pomáhá určit mikrovlnná interferometrie, využívající změny fáze mikrovln při interakci s elektrony. Lokální hustota plazmatu lze určit pomocí odrazu mikrovln od plazmatu, jelikož hloubka, do níž mikrovlny proniknou, závisí na hustotě a magnetickém poli. Tato metoda se nazývá mikrovlnná reflektometrie.

Další diagnostickou metodou je spektroskopie. Tu je možno využít od oblasti infračerveného záření až po paprsky gama. Pasivní spektroskopie umožňuje například zjišťovat přítomnost iontů v daném ionizačním stavu na konkrétním místě. Použití multichordové diagnostiky pak poskytuje rozložení nečistot. Spektroskopie se používá i pro získání informace o pohybu nečistot plazmatu. Spektrometry s vysokým rozlišením se poté využívají k měření Dopplerovského rozšíření vhodné spektrální čáry. Lze tak určit iontovou teplotu a hustotu. Ze spojitého záření ve viditelném spektru se dá zjistit také efektivní náboj nečistot popsáný vztahem (1.7), jelikož intenzita záření je úměrná $n_e^2 Z_{eff} \sqrt{T_e}$. Ze znalosti elektronové teploty T_e a hustoty n_e , tak určíme Z_{eff} . Spektroskopie se využívá i ve spojení s aktivní diagnostikou. Např. na tokamaku JET byl vstřikován kobalt pro získání informací o pohybu nečistot. Jiné metody využívají např. vstřikování argonu. Pomocí spektrometrie lze určit i teplotu elektronů, k čemuž se používá Thompsonova rozptylu laserového svazku na elektronech a opět se pozoruje Dopplerovské rozšíření spektra rozptýleného záření.

Vysokoenergetické plazma větších tokamaků vyzařuje zejména v oblasti měkkého rentgenového záření (SXR). Z detekce SXR se poté určuje poloha středu plazmatu, jeho teplota a koncentrace nečistot [14].

Pro zjištění vývoje záření v průběhu výboje ve viditelném spektru se používají rychlé kamery s CCD a CMOS čipy, obsahující dvojrozměrné pole detektorů. Detektory fungují na principu fotoefektu, kdy dopadající foton předá energii elektronům ve vrstvě polovodiče a vytvoří elektron-děrové páry v množství odpovídající energii záření. Pro ještě rychlejší sběr dat se používají tzv. řádkové kamery, obsahující polovodičové detektory v jednom směru a umožňují časové rozlišení i zlomku mikrosekund.

Pro detekci energie záření se používají jak polovodičové detektory, tak detektory celkové dopadající energie záření i částic, často tvořené kovovou fólií. Takové detektory souhrnně označujeme jako bolometry, viz kapitola 2. Lze pomocí nich určit výkon vyzařovaný plazmatem, popř. je s nimi možné odhadovat absolutní teplotu resp. rychlostní rozdělení částic a dobu udržení energie. [9] Opět je otázkou, jaké vyzařované spektrum zkoumáme a jak rychlé časové rozlišení požadujeme. K detekci celkového vyzařovaného výkonu plazmatu se používají odporové detektory,

které mají relativně pomalou odezvu, zatímco pro rychlé snímání vyzařovacího profilu plazmatu v oboru UV až měkkých rentgenů se často používají AXUV diody.

1.3 Tokamak Golem

1.3.1 Základní charakteristika

Tokamak GOLEM je řazen do třídy malých zařízení, tj. s malým pracovním objemem. Dosahované energie elektronů ($T_e < 50$ eV) neumožňují vznik fúzních reakcí. GOLEM dnes plní funkci malého výzkumného a především výukového zařízení. Přitom se jedná o jeden z prvních tokamaků na světě. Původní verze moskevského tokamaku TM-1 sloužila v letech 1977–2007 na Ústavu fyziky plazmatu pod jménem CASTOR. Po rozebrání a následné rekonstrukci byl opět r. 2009 uveden do provozu na FJFI, ČVUT pod názvem GOLEM. Základní parametry tokamaku a dosahované vlastnosti plazmatu jsou uvedeny v tabulce 1.1.

Hlavní poloměr	$R_0 = 0.4$ m
Poloměr komory	$r_0 = 0,1$ m
Poloměr limiteru	$a = 0,085$ m
Toroidální magnetické pole B_t	$B_t < 0.8$ T
Proud plazmatem I_p	$I_p < 8$ kA
Dosahované délky výbojů τ	< 20 ms
Centrální elektronová teplota T_e	≈ 20 eV
Tlak v nádobě	$P = 0,5 - 30$ mPa
Pracovní plyn	H ₂ , He
Kapacita kondenzátorů pro B_t pole	$C_B = 81$ mF
Kapacita kondenzátorů pro toroidální el. pole E_{CD}	$C_{CD} = 11,3$ mF

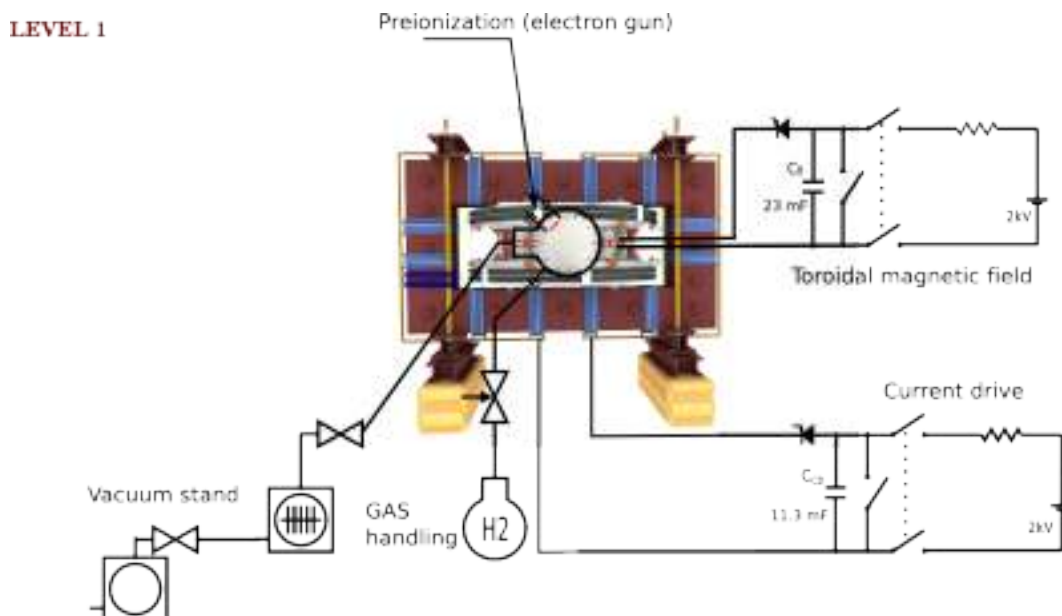
Tabulka 1.1: Základní parametry tokamaku GOLEM společně s běžně měřenými veličinami a jejich hodnotami

1.3.2 Scénář výboje na tokamaku GOLEM

Schéma tokamaku GOLEM je na obrázku 1.2. Nejprve je třeba zkontrolovat všechny řídicí systémy a elektronika. O vytvoření vakua se na tokamaku Golem starají dvě turbomolekulární vývěvy, z nichž na atmosférický tlak čerpá jedna rotační vývěva. Napouštění plynu probíhá přes elektronicky řízený ventil. Po zadání parametrů výboje se nejprve nabíjí zdroje energie, poté probíhá výboj. V první fázi je zapotřebí plyn, tvořený atomy vodíku nebo helia, ionizovat a udržet. Aby se plazma ihned po zažehnutí nevydalo směrem ke stěně, kde by se ochladilo a zaniklo, je nutné jej držet. To zajišťují cívky toroidálního magnetického pole B_t , navíjející se na komoru tokamaku, viz obrázek 1.1. Přitom toroidální pole se spouští ještě dříve, než probíhá výboj. Obvykle nastavená doba na tokamaku GOLEM je 5 ms, což se projevuje

ostrým píkem na signálu proudu plazmatem. Energii pro B_t zajišťují kondenzátory C_B o kapacitě 23 mF. Předávání energie pracovnímu plynu probíhá pomocí transformátorového efektu. Proud primárního okruhu I_{PC} generuje v jádru transformátoru indukční tok Φ_{tok} . Se změnou proudu I_{PC} se mění i Φ_{tok} a v sekundárním vinutí, čímž je jediná smyčka tokamakového plynu, je vytvořeno elektrické pole E_t , které urychluje a ionizuje pracovní plyn. Je-li E_t dostatečně intenzivní, dochází v řídkém plynu k rychlé ionizaci, lavinovému efektu a plyn se stává vodivým. Vzniklým plazmatem poté teče elektrický proud I_p a lze jej ohmicky ohřívat Joulovým teplem. S rostoucím I_p však roste i teplota plazmatu, což plyne z Joule-Lenzova zákona. Zároveň klesá jeho odpor a tím se účinek ohmického ohřevu ztrácí. Nelze tedy ohřívat plazma tímto způsobem donekonečna. V případě tokamaku GOLEM je však větším omezením postupné nasycení jádra transformátoru, což neumožňuje dále předávat plazmatu energii a to postupně vyhasne. Toroidální a poloidální magnetické pole se skládají a vytvářejí tzv. střižné magnetické pole. Na tokamaku GOLEM je také možné využít stabilizace plazmatu, která byla, zatím ve vertikálním směru, zavedena v průběhu vzniku této práce.

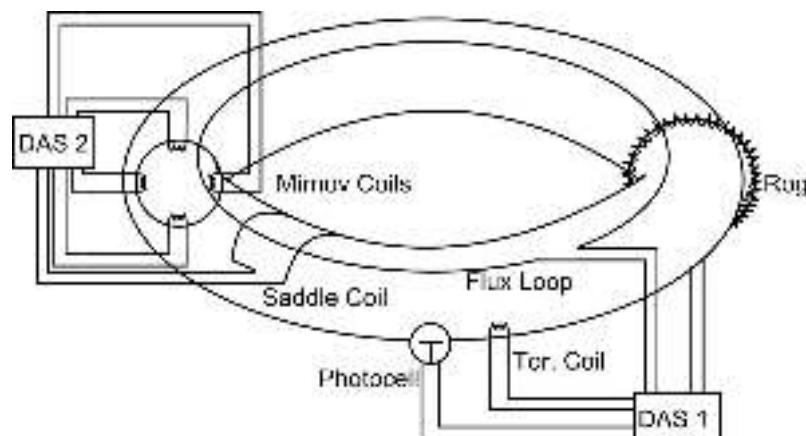
Aby bylo možné délku výboje o trochu prodloužit, byly zavedeny různé typy předionizace. Základní možností je použití elektronových trysek sestávajících z odolných žárovek umístěných přes port do komory tokamaku. Emitované elektrony jsou poté urychlovány přiloženým napětím na komoru a předávají svoji energii částicím pracovního plynu. Jiný způsobem předionizace na tokamaku GOLEM je ionizace mikrovlnami, který vznikl r. 2013. Koncem r. 2013 byla zároveň odzkoušena i předionizace pomocí zabudované UV lampy.



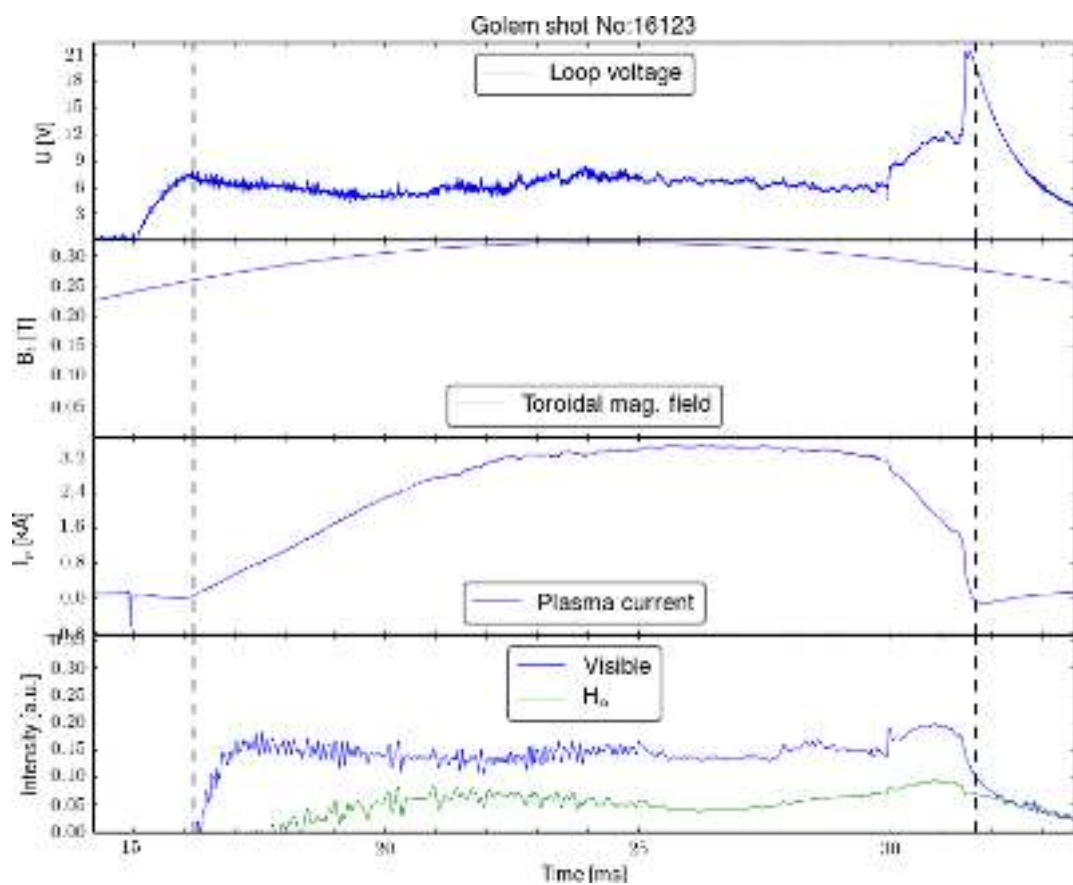
Obrázek 1.2: Schéma tokamaku GOLEM, převzato z [24]

1.3.3 Diagnostika plazmatu na tokamaku Golem

Informace o plazmatu zprostředkovává na tokamaku GOLEM řada diagnostik viz obrázek 1.3. O sběr dat se starají sběrné systémy DAS1 a DAS2 od firmy National Instruments. Z magnetických diagnostik je zavedena cívka pro měření napětí na závit plazmatu U_{loop} jdoucí podél komory tokamaku. Pro určení polohy plazmatu slouží čtyři Mirnovovy cívky umístěné v poloidálním řezu na osu komory v polohách TOP, BOTTOM, LFS a HFS. Proud I_p plazmatem je odvozen z napětí z Rogovského cívek, obepínajících komoru v poloidálním řezu, a z vlastností komory. Dále se měří velikost toroidálního pole B_t na LFS pomocí cívky natočené v toroidálním směru. Základní diagnostikou zkoumající záření plazmatu je jeho snímání pomocí fotodiody s H_α filtrem. Ta detekuje záření přechodu elektronů mezi druhou a třetí energetickou hladinou v atomu vodíku, což odpovídá čáře H_α tj. záření o vlnové délce $\lambda = 656,3$ nm. Informaci o poloze plazmatu vůči komoře poskytují kromě Mirnovových cívek také rychlé kamery Casio EX-F1, umístěné na LFS a TOP tak, aby snímaly záření v poloidálním řezu ze dvou různých míst (v průběhu této práce byl instalován jeden fotoaparát). Získaná data umožňují zjistit díky tomografickým metodám vyzařovací profil plazmatu, v oboru frekvencí snímaném fotoaparáty, a jeho umístění vzhledem ke komoře tokamaku. Tato diagnostika má nejbližší k diagnostice plazmatu pomocí AXUV diod a umožňuje tak srovnání naměřených dat. Příklad zobrazení základních diagnostik je na obrázku 1.4.



Obrázek 1.3: Schéma diagnostik na tokamaku GOLEM, převzato z [24]



Obrázek 1.4: Základní diagnostiky na tokamaku GOLEM pro výstřel č. 16123

Kapitola 2

Bolometrie

Bolometr, řecky ($\beta\omicron\lambda\omicron\mu\epsilon\tau\rho\nu$) je zařízení sloužící k měření energie dopadajícího záření a částic. Původ slova je odvozen z řeckého ($\beta\omicron\lambda\omicron\eta$) pro vržený objekt a slova ($\mu\epsilon\tau\rho\nu$) pro měřící přístroj.

Pod pojmem bolometr se lze setkat s několika typy zařízení fungujících na odlišných principech. První z nich, jež vynalezl americký astronom Pierpont Langley r. 1878, dnes nazýváme odporovým bolometrem. Ten je založen na předání energie od dopadajícího elektromagnetického záření a částic součástce, absorbéru, o malé tepelné kapacitě, který je spojen s tepelným rezervoárem. Absorbérem může být např. tenká kovová fólie, předá teplo rezervoáru. Ten je zapojen do elektrického obvodu, přičemž je známa jeho tepelná kapacita a závislost odporu na teplotě. Je tak možné spočítat celkové teplo přijaté rezervoárem. Čas, za který se absorbér zrelaxuje, nazýváme obecně dobou odezvy.

Novější typ bolometrů využívá jako absorbéru pyroelektrický krystal např. niobičnanu litného (LiNbO_3), v němž je generován proud na základě spontánní polarizace, závislé na teplotě. Malý proud ($\sim \text{pA}$) se přes výkonné zesilovače konvertuje na napěťový signál. Při dobré kalibraci je tak možné získat absolutní teplotu zdroje. Na tomto principu jsou založeny např. pyrometry. V případě jejich použití pro diagnostiku plazmatu na tokamacích, umožňují stanovit vyzářený výkon plazmatu přímo, tj. bez odvození z jeho vlastností [9]. Nevýhodou pyroelektrických bolometrů je malý generovaný proud a velká náchylnost na otřesy, proto se používají různé typy stínění a ochrany před vibracemi.

Na odlišném principu fungují infračervené (IR) bolometry, které mají lepší poměr signál/šum oproti odporovým bolometrům. Na rozdíl od nich je absorbér předsunutý před samotný detektor. Záření a částice tak zahřívají absorbér, např. zlatou či platínovou fólii, a detektor snímá vyzařování fólie v IR oblasti. Detektory však musejí být dobře ukryté před tvrdým zářením a rychlými částicemi, a proto se ukrývají za sérii IR zrcadel. IR bolometry je možné vyrábět v malých velikostech, a tak lze celé sady bolometrů umístit do do camery obscure, viz 2.2. V praxi se tak používají i stovky kanálů (pixelů) na jeden detektor, např. 192 kanálů v případě JT-60U, kde navíc bylo dosaženo časového rozlišení IR bolometrů 10 ms. S IR bolometry se

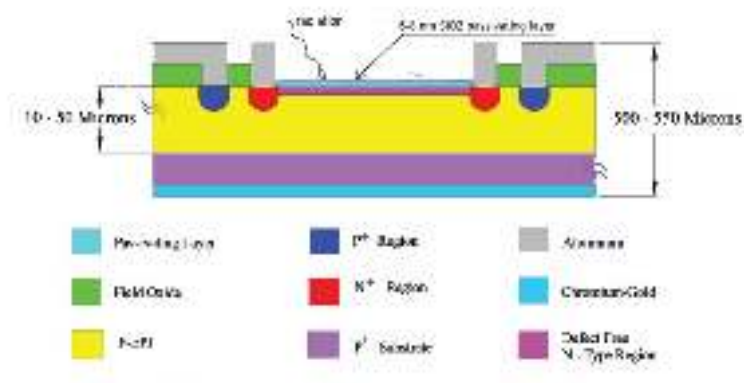
počítá i v projektu ITER [9].

Další typ bolometrů využívá polovodičů a fotoelektrického jevu. Je-li absorbérem polovodič s vhodnou konstrukcí, lze detekovat jistou oblast elektromagnetického záření, kdy je generován proud s lineární závislostí na energii záření. Je-li zapotřebí zjistit prostorové rozlišení vyzařovaného výkonu plazmatu, řadí se bolometry do polí a umísťují se do zadní části kamery obskurní. Taková detektorová pole snímají plazma z několika míst v poloidálním řezu a mohou zahrnovat i stovky detektorů, z nichž každý integruje signál z jistého prostorového úhlu. Vhodnou parametrizací lze s pomocí integrálních transformací (viz kapitola [4]) získat profil vyzařovaného výkonu pozorované oblasti plazmatu a dokonce jeho časový vývoj, v případě velkého rozlišení bolometrů.

Na větších zařízeních se kvůli velkým tokům energie z částic a záření předsazují před detektory různé typy stínění, čímž může být například slídová destička. V případě polovodičových detektorů je často stínění součástí jejich konstrukčního řešení [21]. Zároveň je tak možné stanovit dolní energetickou propust. Detektory je také potřeba v některých případech chladit, aby si zachovaly nejlepší vlastnosti. Měřili celkový vyzařovaný výkon plazmatu, je vhodné použití odporových detektorů, jelikož jsou citlivé i na dopadající částice. Jejich nevýhodou je však pomalejší odezva.

Někdy je výhodné oddělit detekovaný výkon částic od výkonu záření plazmatu. Tehdy najdou uplatnění polovodičové detektory, tedy fotodiody a termistory. Dnešní typy fotodiody jako AXUV, SXUV či UVG viz [21] mají dobré časové rozlišení i řádu μs , což umožňuje sledování rychlých změn ve vyzařovaném výkonu v průběhu výboje a studovat tak mimo jiné i projevy nečistot či studium módů lokalizovaných na okraji plazmatu (ELM).

2.1 AXUV diody



Obrázek 2.1: Skladba AXUV diod (Převzato z [21])

Nevýhodou tepelných detektorů, tj. detektorů převádějících energii absorbovaného záření a částic tepelnou cestou do rezervoáru, je jejich špatný poměr signál/šum. Tepelné detektory jsou totiž ovlivněny například mikrovlnami, které se neabsorbují při ohřevu plazmatu, či infračerveným zářením, pocházejícím ze součástí vystavených plazmatu [9]. Rozvoj ve výrobě polovodičů umožnil vznik fotodiod s velmi tenkou mrtvou vrstvou, jejichž účinnost se proto blíží vnitřní kvantové účinnosti. Navzájem je odlišujeme podle účelu, tj. spektra detekovaného záření, pro něž byly vyrobeny. Podle toho se i označují. Vznikly tak například i diody AXUV (Absolute eXtreme Ultra Violet), které nemají dopovanou mrtvou vrstvu a mají téměř plochou křivku citlivosti pro energie fotonů vyšší než 50 eV, jak je vidět z obrázku 2.3. Pro tyto energie se tak blíží jejich citlivost teoretické hodnotě 0,27 A/W. Díky tomu, jsou předurčeny bolometrickému sledování vysokoteplotního plazmatu. Obecná skladba AXUV a podobných diod je pak naznačena na obrázku 2.1.

Ve srovnání s ostatními typy bolometrů mají AXUV diody rychlou odezvu (řádu zlomků μs). Díky tomu se dají využít k pozorování rychlých změn ve vyzařování plazmatu, studiu MHD (Magneto Hydro Dynamic) nestabilit a ELM (Edge Localized Modes), módů lokalizovaných na okraji, vyskytujících se v tokamacích s divertorem 14. Tyto procesy mají vliv na vyzařování plazmatu a probíhají velmi rychle, což klade požadavky na pozorovací zařízení. Kromě rychlosti musejí detektory splnit i podmínku na dobré rozlišovací schopnosti. AXUV diody tyto požadavky splňují a poskytly důležité informace o MHD a ELM nestabilitách např. na tokamacích Alcator C-mode, TCV, T-11, T-10 a dalších. Po vhodné kalibraci se některé AXUV diody využívají také jako absolutní detektory [21]. Nelineární citlivost pro nízké energie fotonů zároveň omezuje AXUV pro jejich využití jako detektorů celkového vyzářeného výkonu plazmatu [9].

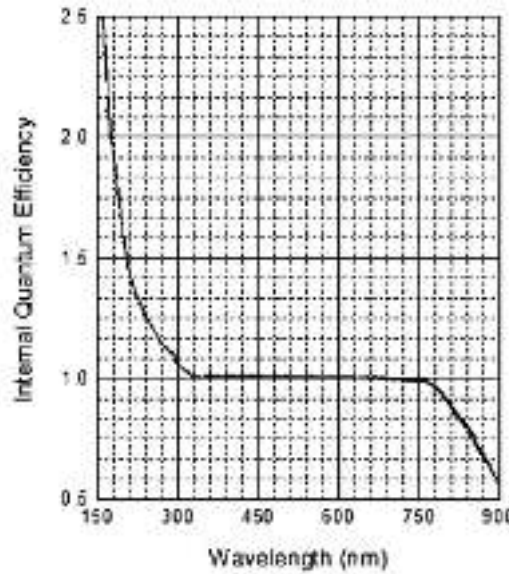
2.1.1 Účinnost AXUV

Dopadající záření vyvolává vnitřní fotoefekt, vzniká pár elektron-díra a při zapojení do obvodu se generuje elektrický proud úměrný dopadajícímu záření. Pravděpodobnost, že dopadající foton vytvoří elektron-děrový pár, který se bude podílet na detekovaném proudu, se nazývá kvantová účinnost. Označme ji η . Pakliže označíme jako ξ pravděpodobnost, že vytvořený pár bude tvořit detekovaný proud, pak pravděpodobnost ztráty, tedy jevu opačného, bude $1 - \xi$. Kvantovou účinnost pak lze vyjádřit jako

$$\eta = (1 - R)\xi(1 - e^{\alpha(\nu)d}), \quad (2.1)$$

kde R je index odrazivosti vrstvy, α koeficient absorpce záření vlnové délky ν a d je tloušťka vrstvy. [21] Pro vlnové délky větší jak 700 nm klesá vnitřní kvantová účinnost viz obrázek [2.2].

AXUV nemají dopovanou mrtvou vrstvu, a navíc u nich v N-vrstvě, ani na přechodu křemíkové vrstvy, téměř nedochází k rekombinaci elektron-děrových párů zpět na fotony. AXUV mají zároveň malou absorpční délku ($< \mu\text{m}$) pro dopadající UV a EUV (Extreme Ultra Violet) záření. Díky těmto vlastnostem je ve vnějším obvodu detekováno téměř 100% generovaného proudu. Celkovou kvantovou účinnost detektoru je v oblasti EUV možno odhadnout jako $\epsilon_{ph}/3,65$, kde ϵ_{ph} je energie dopadajících fotonů v eV a hodnota 3,65 eV je energie potřebná na vytvoření jednoho elektron-pozitronového páru v křemíku.



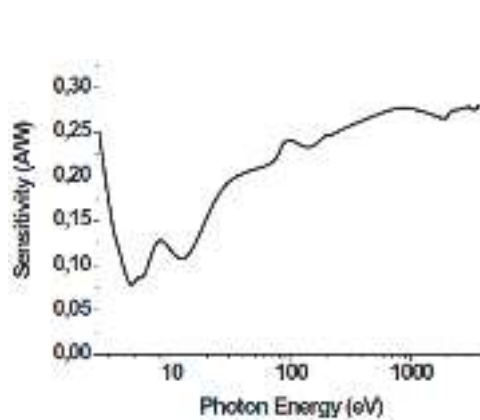
Obrázek 2.2: Pokles vnitřní kvantové účinnosti AXUV vzhledem k vlnové délce dopadajícího záření (Převzato z [21])

2.1.2 Citlivost AXUV

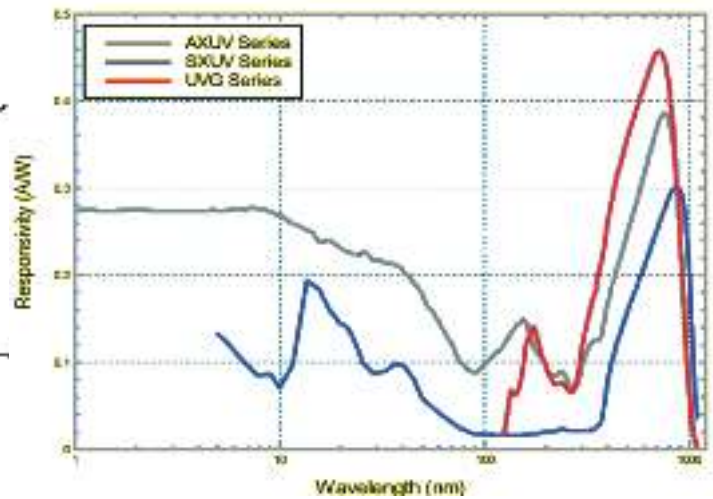
Citlivost fotodiod C definujeme jako podíl generovaného proudu a energie absorbovaného kvanta záření. S kvantovou účinností η souvisí citlivost vztahem

$$C = \frac{\eta q}{h\nu} [A/W], \quad (2.2)$$

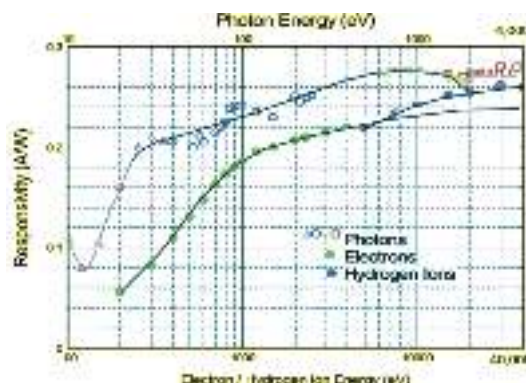
kde ν je frekvence dopadajícího záření a h planckova konstanta. AXUV disponují 6-8 nm tenkou ochrannou vrstvou z SiO_2 viz obrázek 2.1, která chrání detektor před vysokoenergetickými částicemi a zářením. Kvůli absorpci záření při průchodu touto vrstvou, pozorovacím oknem, je kvantová účinnost mírně snížena pro fotony o energiích 8-100 eV viz obrázek 2.3. K poklesu citlivosti dochází i pro energie fotonů mezi 100 až 200 eV. Pro energie vyšší jak 50 eV se již citlivost AXUV blíží teoretické hodnotě 0,27 A/W [21]. Plochá křivka citlivosti pro příslušné vlnové délky < 10 nm je lépe patrná z obrázku 2.4, kde je zároveň srovnání citlivosti AXUV s ostatními fotodiodami SXUV a UVG. Ukazuje se, že citlivost diod může zároveň klesat s dobou vystavení částicím ve vakuu za vzniku napařené vrstvičky zejména tvořené uhlíkem viz [9, 2, 21]. AXUV se od ostatních bolometrů také liší téměř nulovou citlivostí na neutrální částice a zároveň umožňují detekovat nízkoenergetické elektrony a ionty, viz obrázek 2.5.



Obrázek 2.3: Citlivost AXUV pro energie fotonů (Převzato z [9])



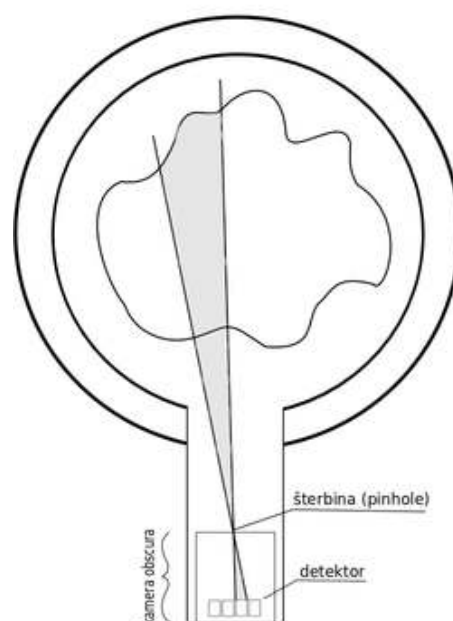
Obrázek 2.4: Citlivost AXUV pro vlnové délky záření ve srovnání s SXUV a UVG (Převzato z [21])



Obrázek 2.5: Citlivost AXUV na elektrony a vodíkové ionty (Převzato z [21])

2.2 Camera obscura

Abychom mohli určit profil vyzařovaného výkonu v poloidálním řezu, je nutné použít pole detektorů. Pokud by na každý detektor pole dopadalo záření z libovolné oblasti poloidálního řezu, mohli bychom určit pouze celkový výkon plazmatu. Není tak možné určit vyzařování konkrétní oblasti. Proto se využívá camera obscura viz obrázek 2.6. Název vychází z latiny a znamená temná komora. Jedná se tedy o uzavřenou skříňku. Světlo má do skříňky umožněn vstup díky jednomu bodu. Světlo, které se odrazí od daného předmětu, nebo jej předmět přímo vyzařuje, tak dopadá na zadní stěnu a vzniká jeho převrácený obraz. Princip camery obscury popsal již v 5. st. př. n. l. Čínský filosof Mo Ti, či Aristoteles ve 4. st. př. n. l. Používali ji například malíři, než byl vynalezen fotoaparát.



Princip pro využití camery obscury v detekci záření spočívá v tom, že se skupina uspořádaných detektorů umístí do zadní části uzavřeného krytu se šterbinou v přední části. Světlo

ze snímaného objektu pak prochází šterbinou, která brání záření, aby dopadalo na všechny detektory z libovolného úhlu. Každý detektor tak snímá pouze jistý prostorový úhel, což umožňuje další numerické zpracování. Šterbina nesmí být ani příliš velká, aby byl efekt kamery obscury účinný, ani příliš tenká, jelikož v tom případě dochází k difrakci a rozostření. Zorný úhel celého detektoru je poté určen šířkou detektorového pole a jeho kolmou vzdáleností od šterbiny. Pozorovací směr je

Obrázek 2.6: Schéma camery obscury

určen kolmou osou detektorového pole.

Při použití v tokamacích se na plazma díváme z hlediska účelu z různých pozorovacích úhlů. Pokud nás zajímá střed plazmatu, míří tam i osa detektoru. V takovém případě můžeme často využít symetrií plazmatu. Pokud je použito jedno lineární detektorové pole, je možno využít cylindrickou symetrii plazmatu v poloidálním řezu a signál zpracovat pomocí symetrické a asymetrické Abelovy inverze. Cílem pozorování bývá i okraj plazmatu, kdy detektor směřuje na plazma tangenciálně viz [13]. Tím je možné např. sledovat chování plazmatu poblíž limiteru, kde se nachází mnoho ionizovaných nečistot a probíhají největší energetické ztráty. V případě použití více detektorů, tedy i více pozorovacích míst, vznikne pozorovací síť, ze které je možné tomograficky zrekonstruovat celkový radiační profil plazmatu. Rychlé AXUV diody zároveň umožňují snímat plazma s frekvencí 5 MHz. Společně s integrálními metodami tak lze určit i časový vývoj radiačního profilu plazmatu.

Kapitola 3

Bolometrie na tokamaku GOLEM

3.1 Instalace AXUV0 a geometrie



Obrázek 3.1: Umístění detektoru - malý kříž napravo, umístění fotoaparátu - velký kříž vlevo

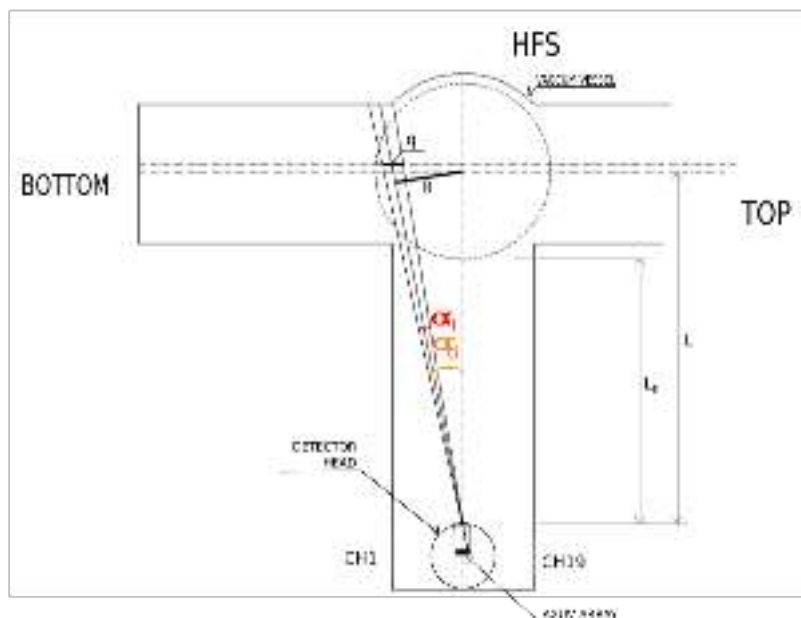


Obrázek 3.2: Příruba s detektorem

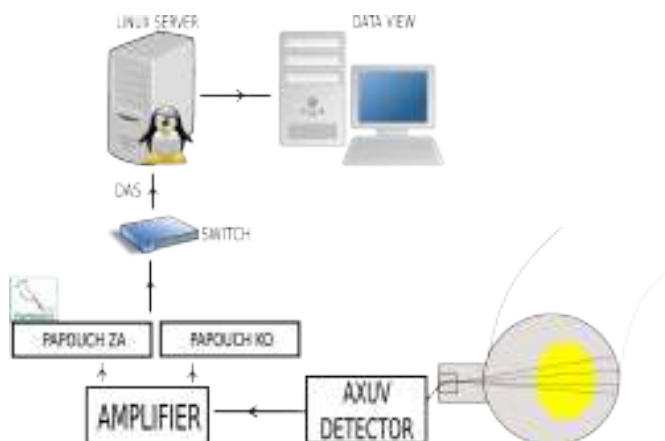
Vzhledem k tomu, že je instalované pole AXUV diod na tokamaku GOLEM testovacím modulem, zavedeme pro něj označení AXUV0. AXUV0 bylo instalováno na boční port tokamaku GOLEM, na vedlejším bočním portu je osazen fotoaparát, který umožňuje snímat záření plazmatu s frekvencí 1200 snímků za sekundu. Umístění AXUV0 společně s fotoaparátem je na obrázku 3.1.

Schématické rozložení experimentu a sběru dat je na obrázku 3.4. Díky zachycení záření plazmatu pomocí fotoaparátu a zároveň bolometrie je možné tyto výsledky částečně porovnat, viz 4.2.1. Detektorový kryt je symetrický, tvaru dutého válce. Štěrbina je pak umístěna na jedné straně válce a bolometrické pole uprostřed viz obrázek 3.2 Na obrázku 3.3 jsou označeny hlavní parametry experimentu, tj. vzdálenost štěrby P detektoru od středu komory jako L ; vzdálenost od štěrby k napo-

jení diagnostického portu na komoru Lfl ; pozorovací úhly středů AXUV diod α_i ; celkový pozorovací úhel detektoru α_{tot} a kolmá vzdálenost od středu komory k ose pozorovacích úhlů R_i . Charakteristické rozměry jsou poté shrnuty v tabulce 3.1.



Obrázek 3.3: Schéma s parametry experimentu



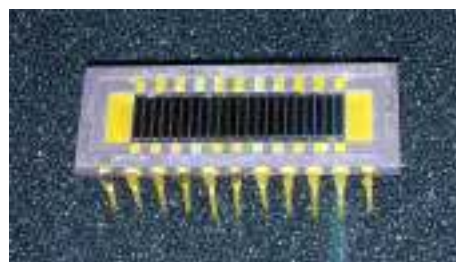
Obrázek 3.4: Schéma sběru dat

Šířka detektoru	s_D	0,75 mm
Šířka mezery	d_{SD}	0,144 mm
Výška detektoru	s_D	4 mm
Šířka štěrby	s_s	0,194 mm
Výška štěrby	h_s	4 mm
Kolmá vzdálenost pole od štěrby	a	28,73 mm
Hlavní poloměr	R	400 mm
Poloměr komory	a_{max}	106 mm
Vzdálenost osy komory od štěrby	L	342 mm
Šířka příruby	H_{fl}	42 mm
Výška příruby	V_{fl}	138 mm
Kolmá vzdálenost portu od štěrby	L_{flch}	63 mm
Efektivní výkon detektoru	S_{eff}	0,26 A/W

Tabulka 3.1: Tabulka parametrů pro výpočet

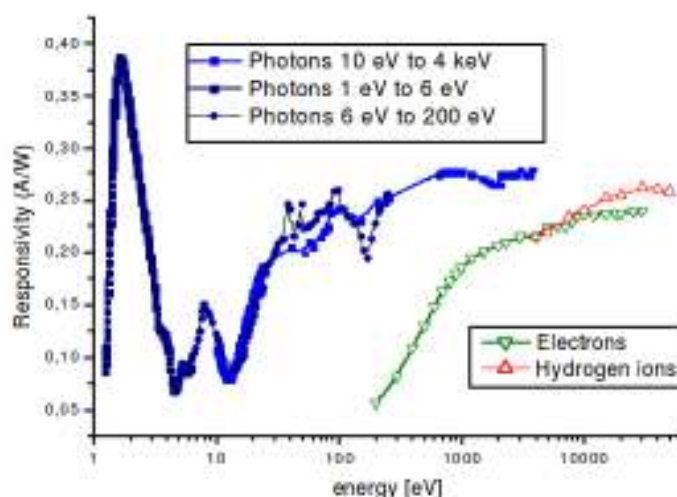
3.2 Charakteristika použitého pole AXUV diod

AXUV0 obsahuje 20 diod, z nichž 19 jich je funkčních, slouží k základnímu uvedení bologrické diagnostiky do provozu na tokamaku GOLEM. Foto detektoru stejného typu je na obrázku 3.5. Detektor byl vyroben firmou International Radiational Detectors Inc. [21]. Nyní AXUV detektory vyrábí firma Opto Diode Corporation [23]. Používané pole fotodiod bylo původně instalováno na tokamaku CASTOR pod označením AXUV2, kde společně s detektorem AXUV1 o šestnácti kanálech, sloužilo k tomografické rekonstrukci profilu vyzařovaného výkonu plazmatu.



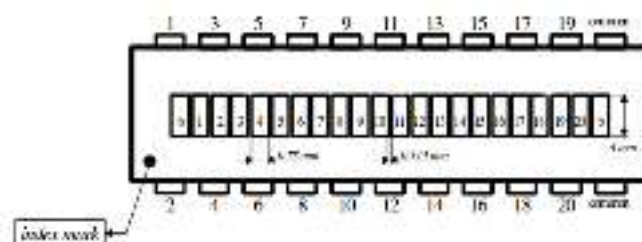
Obrázek 3.5: foto AXUV20EL

AXUV20EL jsou rychlé fotodiody náběžnou dobou 0,2 μ s, určené k detekci záření s energiemi v oblasti 7 eV až 6 keV, tj. od UV po měkké RTG záření. V této oblasti mají detektory kvantovou účinnost téměř 100% [21]. Zároveň umožňují detekci nízkoenergetických elektronů a iontů. Původní citlivost AXUV0 na záření a částice pro energie je na obrázku 3.6. Pozorovací okno je v případě AXUV chráněno proti energetickým částicím a tvrdému záření 4-8 nm silnou ochrannou vrstvou oxidu křemičitého viz obrázek 2.1



Obrázek 3.6: Citlivost AXUV20EL, převzato z [2]

3.2.1 Parametry použitých fotodiod



Obrázek 3.7: Konstrukční schéma detektoru AXUV20EL [20]

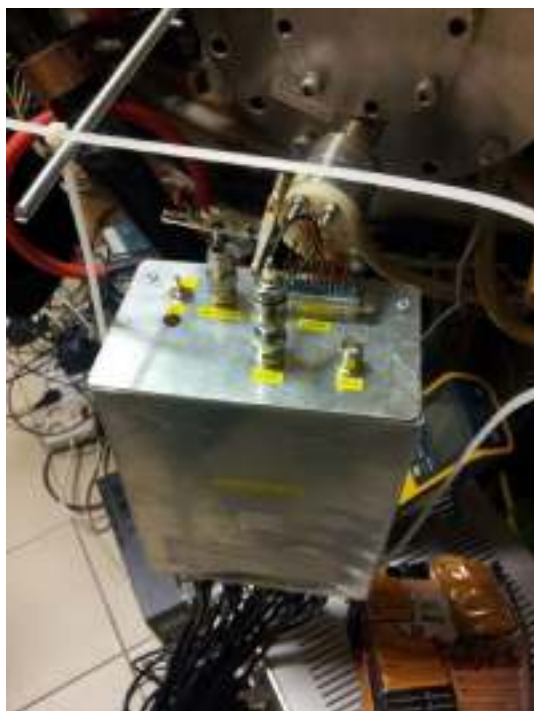
Rozměry detektorů AXUV0 jsou zobrazeny na obrázku [3.7] a příslušné hodnoty jsou uvedeny v tabulce [3.2]. Jednotlivé diody mají 0,75 mm na šířku a 4 mm na výšku; mezi okraji diod je 0,144 mm široká mezera. Účinná délka pole je celkem 16,842 mm. Snímkovací frekvence 5 MHz umožňuje pořizovat záběr plazmatu každých 200 ns, ale záleží i na sběrných počítačích. Díky dlouhodobému využití diod na tokamaku CASTOR byla provedena analýza histogramu dat celkového vyzařovaného profilu [2]. Ukazuje se, že vystavení diod rychlým částicím a nečistotám může mít vliv na jejich celkovou účinnost viz [2].

3.3 Zesilovač

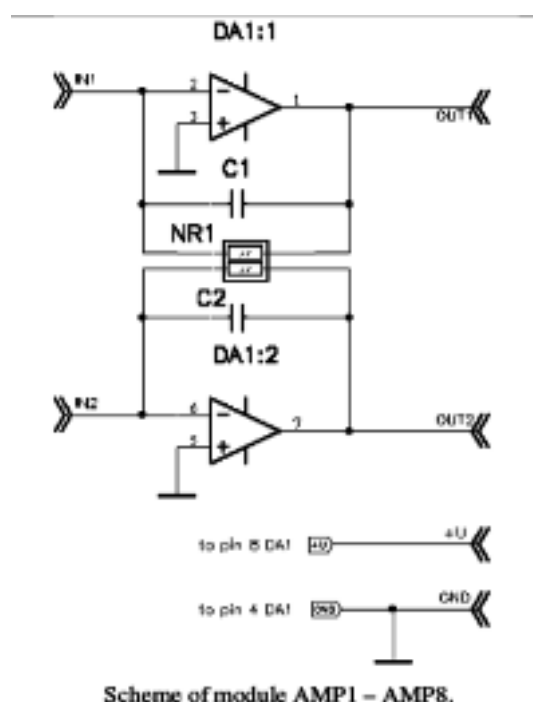
Aby bylo možné měřit malý proudový signál cca 0,1 μA , je nutné jej zesílit. K tomu slouží zesilovač přejatý z původního experimentu na tokamaku CASTOR. Konverzi a zesílení proud-napětí umožňuje deset operačních modulů tvořených duálními zesilovači AD822AN se zpětnou kapacitní vazbou viz obrázek 3.9. Zesilovací člen tvoří odpor

Citlivá plocha	$3 \times 19 \text{ mm}^2$
Šířka diody	0,75 mm
Výška diody	4 mm
Délka mezery mezi diodami	0,144 mm
Vzdálenost středů diod	0,894 mm
Šířka užitečného pole AXUV (19 kanálů)	16,842 mm
Zkratovací odpor	300 M Ω
Citlivost diod	0,26 A/W (pro energie fotonů $h\nu$ 1-5 keV)
Doba náběhu (10-90%)	0,2 μ s

Tabulka 3.2: Základní charakteristika fotodiod



Obrázek 3.8: Foto zesilovače



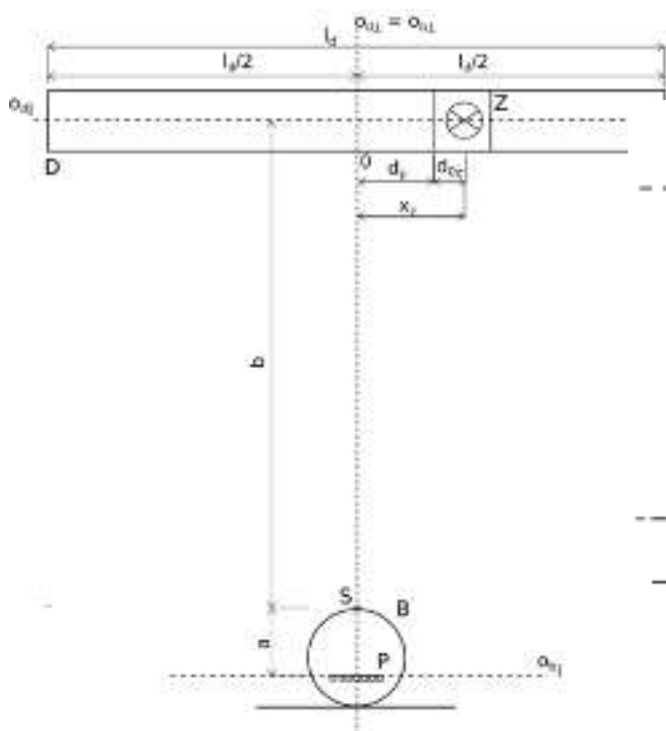
Obrázek 3.9: Schéma zesilovacího členu

Vstupní klidový proud	0.5 nA (max. při $T_{max} = + 85^\circ \text{ C}$)
Vstupní napětí	1,2 mV (max. při $T_{max} = + 85^\circ \text{ C}$)
Šířka pásma	1,8 MHz
Rychlost přeběhu	3 V/ μ s
Šum vstupního napětí	16 nV/Hz ^{1/2} pro $f = 1 \text{ kHz}$
Šum vstupního proudu	0.8 fA/Hz ^{1/2} pro $f = 1 \text{ kHz}$
Kapacitní zátěž	350 pF
Klidový proud	$2 \times 0,8 \text{ mA}$

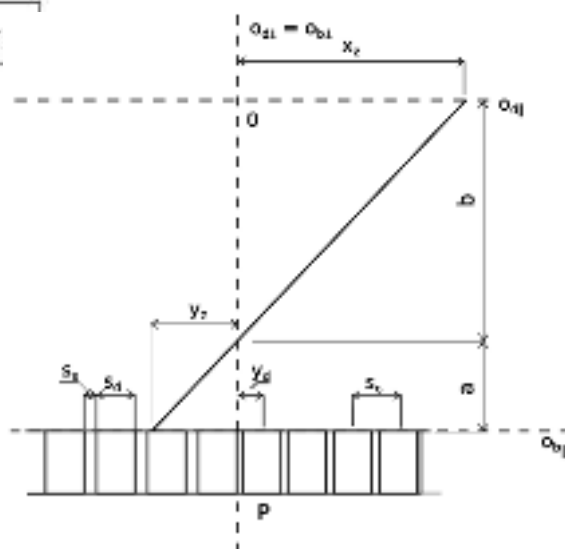
Tabulka 3.3: Parametry zesilovače

3.4 Prostorová kalibrace detektoru

Před instalací bolometrického pole do tokamaku bylo zapotřebí provést prostorovou kalibraci detektoru, jejímž cílem bylo zjistit vzdálenost středů detektorů označovaných jako y_{di} od osy štěrbinu a kolmou vzdálenost detektorového pole od štěrbinu a . Lze tak určit pozorovací úhly jednotlivých diod umístěných v kameře obskuře. Můžeme poté vypočítat kalibrační koeficienty, které umožní přepočít detekovaného napětí ze zesilovače na výkon detekovaného záření a zároveň zohlednit geometrii experimentu po vložení detektorů do tokamaku. Pro prostorovou kalibraci byla využita halogenová žárovka o výkonu 150 W a stabilizovaný zdroj. Ke sběru signálu byly využity dva sběrné moduly PAPOUCH, odkud byl signál sbírán přes HUB do pc. K popisu kalibrace slouží schémata na obrázcích 3.10 a 3.11. Detektor B společně s přírubou byl umístěn tak, aby rovina krytu detektoru byla vodorovná a zároveň rovnoběžná s vodorovnou rovinou procházející dráhou vlákna žárovky, po níž se bude vlákno během experimentu pohybovat. Přitom uvažujeme podélnou osu AXUV pole za vodorovnou s krytem. Vzdálenost b štěrbinu S od osy dráhy $o_{d\parallel}$ byla zvolena jako $b = 1501$ mm, jakožto maximální vzdálenost daná rozměry AXUV0, odhadnutou vzdáleností a a limitovanou délkou dráhy $l_d = 1$ m. Bylo zapotřebí zajistit, aby vodorovná rovina procházela zároveň štěrbinou a vláknem žárovky a také, aby svislá rovina, procházející podélnou osou pole diod, byla rovnoběžná se svislou rovinou procházející osou dráhy, po níž se žárovka pohybovala. Zároveň jsme žárovku uvažovali, v uvedené vzdálenosti, za bodový zdroj světla a označení převzeme z [2]



Obrázek 3.10: Schéma uspořádání experimentu pro kalibraci pole bolometru



Obrázek 3.11: Schéma značení charakteristických vzdáleností bolometrického pole

Dopadá-li světlo z žárovky na detektor, maximum detekovaného výkonu nastává pro vzdálenosti x_i , které odpovídají vzdálenostem y_{di} na ose $o_{d\parallel}$. Dostaneme tak devatenáct párů hodnot, odkud je možné metodou nejmenších čtverců získat parametry y_{di} a a . Z geometrie pro středy detektorů platí

$$y_{di} = -\frac{x_i a}{b}, \quad (3.1)$$

přitom za nulovou osu pro vzdálenosti x_i i y_{di} uvažujeme kolmou osu detektoru $o_{d\perp}$. Označíme si vzdálenosti mezi diodami jako s_s a šířku diod jako s_d . Vzdálenost mezi středy detektorů se poté dá vyjádřit jako

$$y_{d(i+1)} - y_{di} = -(s_d + s_s) \quad (3.2)$$

a ve vztahu k prvnímu maximu dostaneme

$$y_{di} = y_{d1} - (s_d + s_s)(i - 1). \quad (3.3)$$

Předchozí rovnici přepíšeme pomocí (3.4), převedeme na levou stranu a označíme tuto funkci f_i , pak pro ni platí

$$f_i = y_{d1} \frac{ax_i}{b} - (s_d + s_s)(i - 1). \quad (3.4)$$

Zároveň jsme uvažovali, že rozdíly ve vzdálenostech jednotlivých středů jsou zanedbatelné.

Přidržme se značení v [2] a označme obecně počet užitečných detektorů jako Ch_{NUM} , pak dostaneme právě Ch_{NUM} rovnic. Označme Sum sumu kvadrátů všech funkcí f_i

$$Sum = \sum_{i=1}^{Ch_{NUM}} f_i^2. \quad (3.5)$$

Zároveň platí

$$Sum = \sum_{i=1}^{Ch_{NUM}} \left(y_{d1} \frac{ax_i}{b} - (s_d + s_s)(i - 1) \right)^2 \quad (3.6)$$

Pro dva parametry y_{d1} a a budeme hledat minimum funkce Sum . Zderivujeme-li Sum dle příslušných parametrů a položíme rovno nule, dostaneme

$$\frac{\partial Sum}{\partial a} = y_{d1} \sum_{i=1}^{Ch_{NUM}} x_i + \frac{a}{b} \sum_{i=1}^{Ch_{NUM}} x_i^2 - (s_d + s_s) \sum_{i=1}^{Ch_{NUM}} x_i(i - 1) = 0 \quad (3.7)$$

a

$$\frac{\partial Sum}{\partial y_{d1}} = y_{d1} CH_{NUM} + \frac{a}{b} \sum_{i=1}^{CH_{NUM}} x_i - (s_d + s_s) \sum_{i=1}^{CH_{NUM}} (i-1) = 0. \quad (3.8)$$

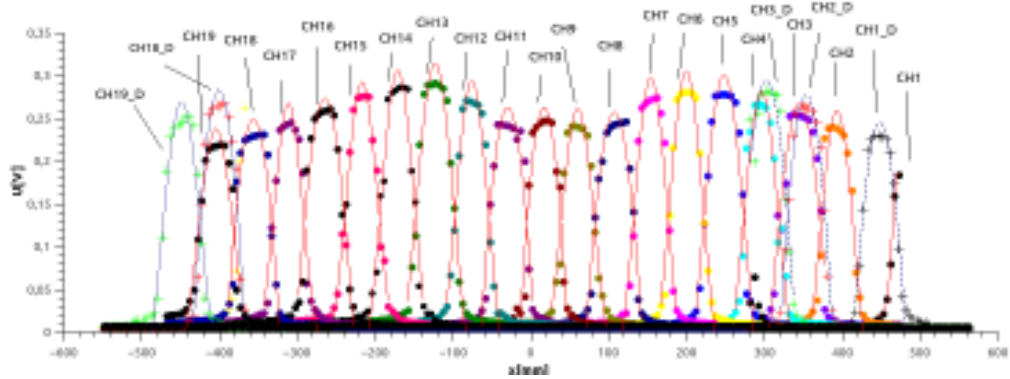
Z rovnice (3.7) Vyjádříme y_1

$$y_{d1} = \frac{1}{CH_{NUM}} ((s_d + s_s) \sum_{i=1}^{CH_{NUM}} (i-1)) - \frac{a}{b} \sum_{i=1}^{CH_{NUM}} x_i \quad (3.9)$$

a dosadíme do druhé derivační rovnice (3.8) a dostaneme vztah pro parametr a

$$a = \frac{b(s_d + s_s) (\sum_{i=1}^{CH_{NUM}} x_i (i-1) - \frac{(CH_{NUM}-1)}{2} \sum_{i=1}^{CH_{NUM}} x_i)}{\sum_{i=1}^{CH_{NUM}} x_i^2 - \frac{1}{CH_{NUM}} (\sum_{i=1}^{CH_{NUM}} x_i)^2} \quad (3.10)$$

Celkem byla provedena dvě měření, jelikož v prvním případě nebylo možné hodnoty ihned vykreslit. Po zobrazení dat z prvního měření bylo totiž zjištěno, že 1. detektor se nachází asi v dvojnásobné vzdálenosti od 2., než jaká je běžná vzdálenost mezi středy detektorů. Zároveň bylo zjištěno, že poškozený detektor je detektor s číslem 20. Druhé měření tak mělo za cíl prozkoumat oblast krajních detektorů. Zobrazení naměřených intenzit vzhledem k posunu polohy žárovky x_z je na obrázku 3.12. Přitom pro druhé měření jsou hodnoty označovány písmenem D.



Obrázek 3.12: závislost získaného signálu na vzdálenosti x s popisem kanálů sběru;

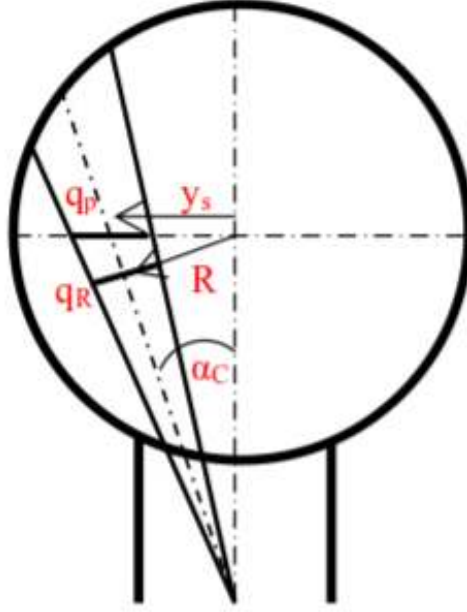
- první měření fit plně, + doměřené fit čárkovaně

Příslušné vzdálenosti středů jednotlivých detektorů y_{di} jsou uvedeny v příloze. Další parametry budeme určovat pomocí obrázku 3.13. Pozorovací úhly středu detektorů označíme jako α_i . Vzdálenost od středu poloidálního řezu komory k průsečíku osy pozorovacích úhlů označujeme y_{si} a kolmou vzdálenost od středu komory k ose příslušného pozorovacího úhlu označíme R_i . Pozorovací úhly α_i lze určit jako

$$\alpha_i = \arctg \left(\frac{y_{di}}{a} \right) \quad (3.11)$$

Vzdálenosti y_{si} se počítají z podobnosti trojuhelníků

$$y_{si} = -\frac{L}{a} y_{di}, \quad (3.12)$$



Obrázek 3.13: Schéma pro výpočet dalších parametrů, převzato z [2]

kde L je vzdálenost štěrby od osy komory viz obrázek 3.13

Kolmé vzdálenosti R_i lze poté určit ze vztahu

$$R_i = y_{si} \cos(\alpha_i). \quad (3.13)$$

Dále můžeme určit šířku pásu q_{pi} , jež vytínají pozorovací úhly na svislé ose poloidálního řezu komory. Pro popis pomocí R_i je ovšem příhodnější použití délky úsečky q_{Ri} , kterou vytínají pozorovací úhly na kolmici k ose procházející středem komory.

Úseky q_{pi} tak spočítáme pomocí podobnosti trojúhelníků jako

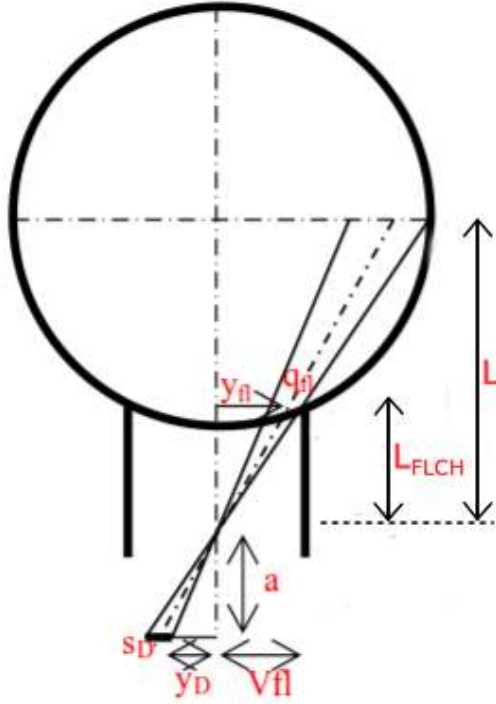
$$q_{pi} = s_D \frac{L}{a} \quad (3.14)$$

a q_{Ri} pak jejich sklopením získáme délky úseček q_{Ri} jako

$$q_{Ri} = q_{pi} \cos(\alpha_i). \quad (3.15)$$

Pro poloidální řez je ještě zapotřebí určit, zda diagnostický port neomezuje pozorovací úhly některých krajních detektorů. Pokud takový případ nastane, je nutné s tím počítat a poté efektivně zmenšit plochu detektoru a polohu jeho středu. Zajímá nás proto výška diagnostického portu, která je v případě bočního portu malého kříže $V = 138$ mm. Budeme vycházet z obrázku 3.14. Značení vychází z analogie prostorového úhlu detektorů a svislé osy komory. V tomto případě za svislou část uvažujeme místo, kde se port napojuje na komoru. Pozorovací úhel detektoru není omezen, pokud platí podmínka

$$y_{fli} + \frac{q_{fli}}{2} < \frac{V}{2}. \quad (3.16)$$



Obrázek 3.14: Schéma pro výpočet omezení zorného pole AXUV0 v poloidálním směru, převzato z [2]

Pro AXUV0 tak platí, že pozorovací úhel pro 1. a 19. detektor je omezen zcela a pro 2. a 18. detektor je omezen částečně. V toroidálním směru počítáme s jistým zjednodušením. Zakřivení v tomto směru zanedbáváme a počítáme s válcem. Zorné úhly mohou být v tomto případě omezeny šířkou diagnostického portu a zároveň délkou štěrby. Přitom šířka bočního portu malého kříže je $H_{fl} = 42$ mm a výška štěrby $h_s = 4$ mm. K popisu geometrie pro toroidální směr slouží obrázek 3.15. Přitom vzdálenost H_{fl_R} označuje velikost průmětu výšky detektoru do roviny kolmé na osu zorného úhlu, která zároveň prochází středem komory. H_F pak označuje analogickou šířku průmětu ve svislé rovině připojení diagnostického portu.

Označme L_{fli} vzdálenost od roviny štěrby a průsečíku zorného úhlu detektoru se vstupem diagnostického portu do tokamaku. Tuto vzdálenost je možno spočítat dvěma způsoby. Jednak platí

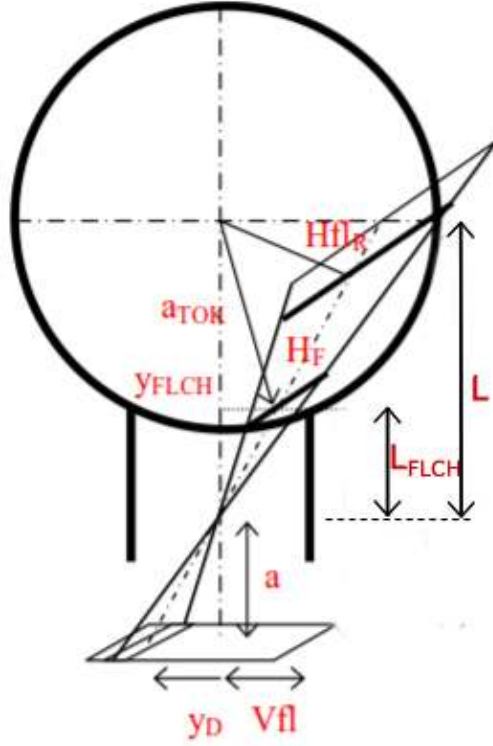
$$L_{fli} = L - \sqrt{a_{TOK}^2 - y_{fli}^2} \quad (3.17)$$

a zároveň z podobnosti trojúhelníků lze stejnou vzdálenost spočítat jako

$$L_{fli} = \frac{a}{y_i} y_{fli} \quad (3.18)$$

Rovnice vedou na řešení kvadratické rovnice pro y_{fli} . Přitom uvažujeme ten kořen, který je v absolutní hodnotě menší. Pro y_{fli} tak dostaneme

$$y_{fli1,2} = \frac{-L \frac{a}{y_i} \pm \sqrt{a_{TOK}^2 (\frac{a^2}{y_i^2} + 1) - L^2}}{\frac{a}{y_i} + 1} \quad (3.19)$$



Obrázek 3.15: Schéma pro výpočet omezení zorného pole AXUV0 v toroidálním směru, převzato z [2]

Pro šířku zobrazovaného průmětu do roviny, kde zorné pole protíná vstup portu do tokamaku, dostaneme

$$H_{fl_{Ri}} = H_{fl} \frac{\sqrt{y_{di}^2 + a^2} + \sqrt{L^2 + y_{si}^2} - \sqrt{y_{si}^2 - R_i^2}}{\sqrt{(y_{di}^2 - y_{fli})^2 + (L_{fli} + a)^2}}. \quad (3.20)$$

Čítel výrazu označíme L_{DP} . Jedná se o vzdálenost středu detektoru k průsečíku osy zorného úhlu a kolmice vedené ze středu komory na tuto osu. Vzdálenost od středu komory k tomuto průsečíku je právě R_i . Známe tak omezení detektorů a zároveň zorné úhly, které umožní pro každý detektor určit prostorový úhel, odkud na něj dopadá záření z plazmatu. Abychom mohli odvodit vztah pro celkový vyzařovaný výkon tokamaku v oblasti spektra detekovatelného AXUV diodami, je zapotřebí zjistit, jaká část detektoru je viditelná pro bod v komoře tokamaku. Jedná se o opačný vztah k 3.14 pro L_{DP} a $\sqrt{a^2 + y_i^2}$. Pro velikost úsečky, kterou vytíná zorný úhel na podélné ose detektoru, pak dostaneme

$$q_{Di} = S_s \frac{L_{DP}}{L_{DP} - \sqrt{y_{di}^2 + a^2}}, \quad (3.21)$$

kde pro šířku štěrbin platí $S_s = 0,194$ mm. Analogicky s q_{Ri} dostaneme q_{DRi} , jen místo středu tokamaku a R_i bereme průsečík osy detektoru s podélnou osou pole a kolmou vzdálenost na osu zorného úhlu od tohoto průsečíku. q_{DRi} opět vznikne

sklopením q_{D_i} do uvažovaného směru jako

$$q_{DR_i} = q_{D_i} \cos(\alpha_i). \quad (3.22)$$

Výkon detekovaný plochou jednoho detektoru lze určit z jeho maximální účinnosti $S_{eff} = 0,27 \text{ W/A}$ jako

$$P_{det} = \frac{I}{S_{eff}}. \quad (3.23)$$

Nutno podotknout, že výkon vyzařovaného spektra, kde je účinnost menší než S_{eff} tj. energie fotonů $< 50 \text{ eV}$, bude vyšší, než skutečná detekovaná hodnota. Jelikož je přes zesilovač proud konvertován na napěťový signál, lze výkon pro jeden detektor spočítat pomocí rovnice

$$P_{det} = \frac{U}{R_f S_{eff}}, \quad (3.24)$$

kde $R_f = 510 \text{ k}\Omega$ je odpor zpětné vazby zesilovacích členů pro každý detektor. Abychom získali vyzářený výkon na jednotkový prostorový úhel a jednotkovou plochu, je nutné P_{det} přenásobit podílem celkového prostorového úhlu a úhlu $d\omega_i$, pod kterým plazma vidí detektor, a zároveň podílem jisté hlavní plochy, za kterou v případě bočního pohledu na plazma, bereme plochu S_M vzniklou svislým řezem komorou tokamaku procházející vertikální osou komory a části plochy dS_i , kterou plazma z detektoru vidí. Plocha S_M se jinak označuje termínem midplane.

Výška štěrbiny h_S a kolmý průmět šířky štěrbiny q_{DR_i} na detektor jsou malé oproti vzdálenosti L_{DR} , popsané výše. Prostorový úhel $d\Omega_i$, pod nímž plazma pozoruje detektor, pak určíme jako

$$d\Omega_i = \frac{q_{DR_i} h_S}{L_{DR_i}^2} \quad (3.25)$$

Za prostorový úhel uvažujeme $\Omega = 4\pi$.

Celkovou plochu na midplane určíme jako součin $S_{mid} = 2\pi a_{TOK} R_{TOK}$, kde a_{TOK} resp. R_{TOK} jsou malý resp. velký poloměr tokamaku. Plochu plazmatu, jíž pozoruje jeden detektor po celkovém obvodu tokamaku, dostaneme proto jako

$$S_i = 2\pi q_{p_i} R_{TOK} \quad (3.26)$$

Plocha, jíž pozoruje jeden detektor, určíme jako součin velikostí úseček, které vytíná prostorový pozorovací úhel detektoru na rovině kolmé na osu pozorovacího úhlu procházející zároveň středem komory. Velikosti těchto úseček jsme označili q_{R_i} v poloidálním řezu a H_{R_i} v toroidálním směru. Pro počítanou plochu dostaneme

$$dS_i = q_{R_i} H f l_{R_i} \quad (3.27)$$

Pro celkový snímaný výkon na jednotkovou plochu na steradián pak platí

$$P_i = \frac{S_i \Omega_i}{dS_i d\Omega_i} \frac{1}{R_f S_{eff}} \quad (3.28)$$

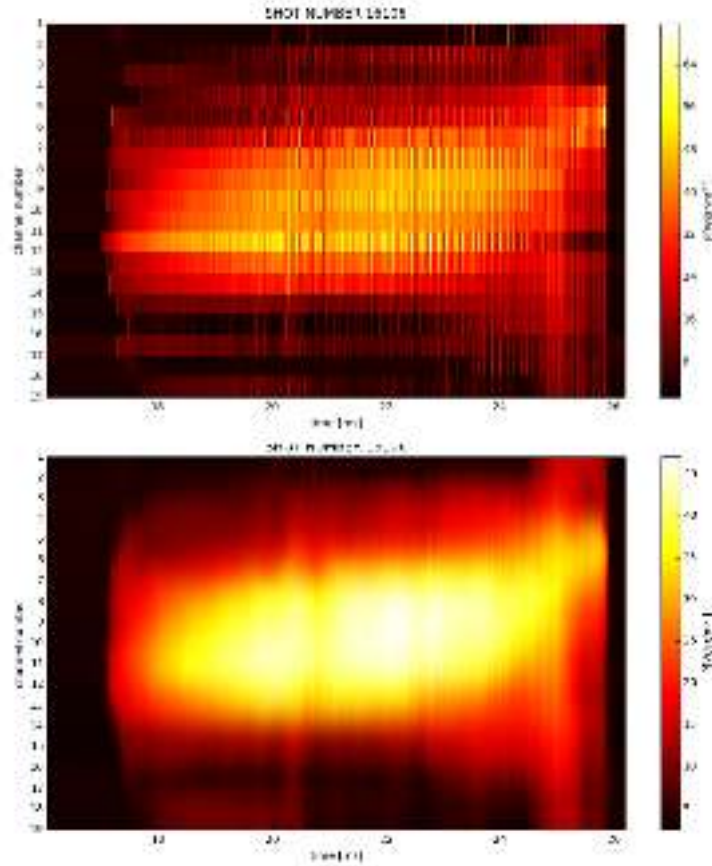
Násobící koeficienty pro jednotlivé detektory tedy jsou

$$K_i = \frac{S_i \Omega_i}{dS_i d\Omega_i} \quad (3.29)$$

Podle (3.24) dostaneme vztah, kde vystupuje získané napětí ze zesilovače pro jednotlivé kanály U_i , čili

$$P_i = K_i U_i [W sr^{-1} m^{-2}] \quad (3.30)$$

Tímto jsme získali přepoččet umožňující výpočet celkového vyzařovaného výkonu plazmatu v oblasti detekovaného záření. Přepočítávací koeficienty byly poté implementovány do skriptu, který po každém výboji zobrazuje konturový graf detekovaného signálu ve výkonu v čase vzhledem k jednotlivým kanálům. Příklad výstupu, je uveden na obrázku 3.16. Horní část představuje pouze signál přepočtený na výkon a v dolní části byl na vstupní data použit median filtr s velikostí okna 3:333, kde první číslo reprezentuje rozmazání v oblasti kanálů a druhé v časové ose. Rozmazáním se částečně vyhladí signál a zároveň potlačí šum. Přitom dojde ke snížení maxim signálu. Vzhledem k hodnotám šumu může být proto rozdíl mezi maximy v datech bez filtru a s filtrem i 30%.



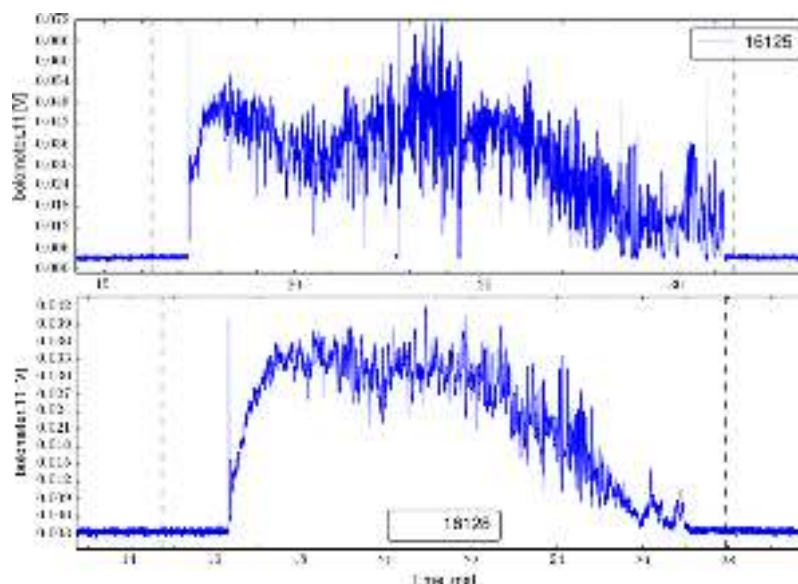
Obrázek 3.16: Konturový graf z výstřelu 16106

Kapitola 4

Měření a zpracování dat

Na tokamaku GOLEM byla instalována příruba s detektorem AXUV0. Data jsou vyčítána dva sběry typu PAPOUCH s označením Ko a Za, které mají galvanicky oddělený vstup signálu pro každý kanál. Nastavená vzorkovací frekvence byla u sběrů PAPOUCH 1 MHz, přitom možná hranice, kam se pro bolometry lze přiblížit, je 5 MHz. Sběr přitom sebere asi 40 ms, tj. cca 40 000 hodnot pro každý kanál. Běžná délka výboje na tokamaku GOLEM byla během posledních měření cca 12 ms. Tomu částečně odpovídá i průměrně dosahovaná teplota elektronů cca 15 eV. Právě těmito nízkým hodnotám elektronové teploty lze přisoudit malé signály z bolometrů.

Celé uskupení od bolometrů, zesilovače a datového sběru vytváří šum o velikosti řádově 1 mV a lze jej vyčíst z vakuových výbojů. Poměr signál/šum tak pro uvedené parametry dosahoval i 100:1. K šumu vzniklému z přístrojů se však ještě připojil další šum v datech, který je patrný jako velké zašumění nahoře na obrázku 4.1. Dole je poté pro srovnání signál s menším šumem.



Obrázek 4.1: Ukázka šumu signálu, velmi zašuměný signál - nahoře, signál s menším šumem - dole

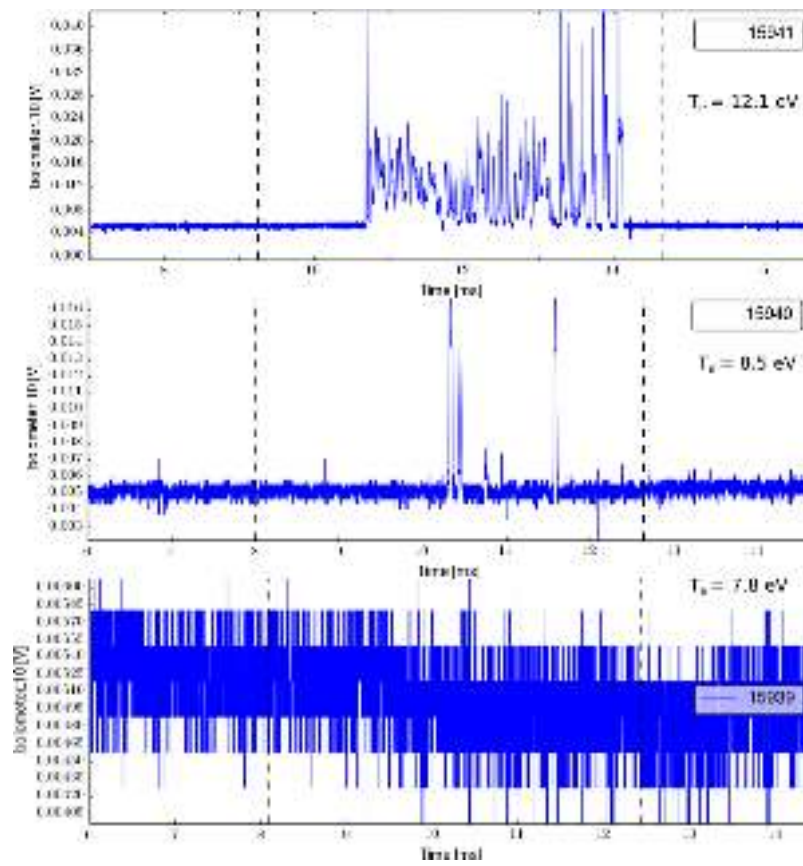
Zapotřebí bylo v první řadě zlepšit kvalitu signálu a zároveň zjistit, zda detekovaný signál má reálný fyzikální základ. Kvůli slabému signálu byl dokonce realizován pokus o vlastní zesilovač a přímé zesílení signálu pomocí datových sběrů. Za předpokladu, že není možné již zlepšit cestu od zesilovače, je nutné hledat návod ke zvýšení kvality signálu v sekci o vyzařování plazmatu 1.1.2. Na vyzařovaném výkonu plazmatu se podílí především brzdné záření. Z rovnice (1.6) je vidět, že je tento výkon úměrný $n^2 Z_{eff} \sqrt{T_e}$, kde T_e je elektronová teplota, n hustota plazmatu a Z_{eff} je efektivní náboj. Bylo proto provedeno několik sérií výbojů pro nalezení vhodných parametrů. Rozhodující jsou faktory elektronové hustoty a teploty, jelikož efektivní náboj Z_{eff} příliš nezměníme. Navíc vysoká hodnota nečistot přispívá k nestabilitám, krátkému výboji, a tím i tomu, že není možné po dostatečně dlouhou dobu plazmatu předávat energii ohmickým ohřevem. Je proto výhodnější, aby podíl nečistot tvořil menší část pracovního plynu při výboji, což lze zajistit vyšším parciálním tlakem napouštěného plynu. T_e pro GOLEM dobře popisuje formule

$$T_e(0, t) = \left(0, 7 \frac{I_P(t)}{U_l(t)} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (4.1)$$

kde $I_P(t)$ je proud plazmatem a $U_l(t)$ je napětí na závit viz 22 Byly proto hledány vhodné konfigurace, pro něž by se efektivní signál posílil. Signál je na tokamaku GOLEM přirozeně nižší, než v případě předchůdce, tokamaku CASTOR, kde bylo používáno i vysokofrekvenčního ohřevu plazmatu. Dosahovalo se tak přirozeně vyšších energií elektronů (cca 100 eV) a běžné výboje měly délku 30 ms.

4.1 Kalibrace na doutnavém výboji

Doutnavý výboj v tokamaku vzniká podobným způsobem jako klasický plazmatický výboj. Nejprve je nutné plyn ionizovat tak, aby se stal vodivým, což se provádí za takového tlaku plynu, že ještě nedojde k obloukovému výboji. Probíhá-li ve skleněné trubici, je dobře pozorovatelné anodové a katodové záření. V případě tokamaku se doutnavého výboje využívá k čištění komory od příměsí, například kyslíku či molekul vody. Umožňuje to přiložené napětí (1000 V v případě tokamaku GOLEM). Kladné ionty jsou přitahovány k záporně nabitým elektrodě, kterou je komora tokamaku. Dochází tak k bombardování nečistot na povrchu limiteru a jeho čištění. V praxi se používají i výboje trvající 100 h. [9]. V případě tokamaku GOLEM cca 1 h, ale i kratší výboje mají podstatný vliv na kvalitu plazmatu. Součin KT_e je u doutnavého výboje v tokamaku řádu eV. S doutnavým výbojem bylo provedeno několik testů jak ve vodíku tak v heliu a přitom nebyl zjištěn žádný signál, který by převyšoval běžný šum. Slabý signál byl pravděpodobně zapříčiněn jak malou intenzitou záření, tak jeho malými energiemi. Zlepšení by mohlo nastat při zvýšení doby vyčítání, tj. snížení snímkovací frekvence sběru. Abychom vyloučili, že pro nízké energie elektronů plazmatu a tím i emitovaného záření, nedostaneme použitelný signál, byla provedena série měření s nízkoenergetickými výboji. Tato série je zobrazena na obrázku 4.2. Je vidět, že i pro průměrnou elektronovou teplotu $T_e \approx 7$ eV nedostaneme z bolometrů signál převyšující běžný šum.

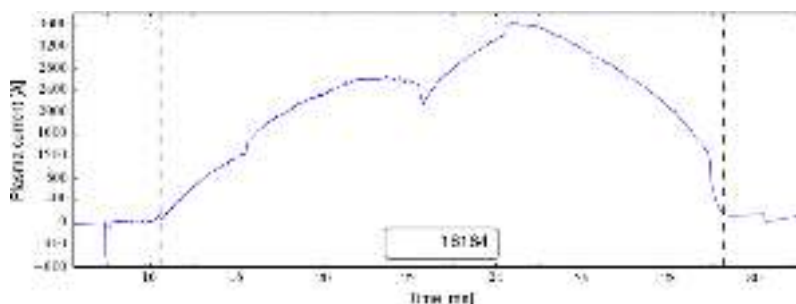


Obrázek 4.2: Série signálů z 10. kanálu pro různé T_e a stejné parametry výboje

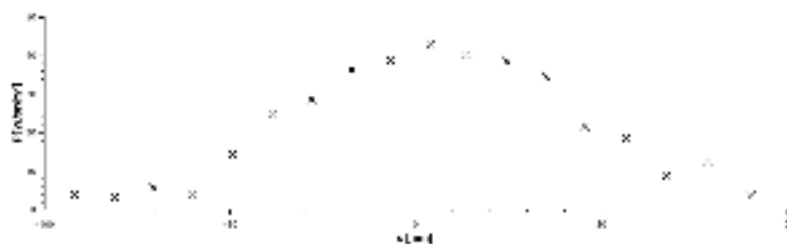
4.2 Určení polohy plazmatu

4.2.1 Porovnání dat s fotoaparáty

Jednou z možností, jak částečně potvrdit fyzikální smysl získaných dat je jejich porovnání s fotoaparátem či Mirnovovými cívkami. Z obou těchto diagnostik lze totiž vyčíst polohu plazmatu a následně ji porovnat s měřením z bolometrů. Srovnání s fotoaparáty je však nutné brát s rezervou, jelikož spektrum citlivosti CCD čipů a bolometrů je trochu odlišné. Byla využita i vertikální stabilizace plazmatu, která umožňuje částečně polohovat plazma pomocí magnetického pole vytvářeného procházejícím proudem toroidálními cívkami jdoucími kolem tokamaku. Proudové impulsy stabilizačními cívkami se projeví jednak na měřeném proudu plazmatem, na vyzařování plazmatu a především poloze plazmatu vůči komoře. Aby byl výsledek co nejmarkantnější, byla zvolena série impulsů s opačnou polaritou, které v průběhu výboje ovlivňovaly polohu plazmatu. Diagnostika zahrnující proud plazmatem I_p je na obrázku 4.3. Konturový graf surového signálu a stejný graf doplněný o median filtr s oknem 3:333, společně s obrázky z fotoaparátu je na obrázku 4.5. Z obrázků je dobře vidět, jak vyzařování plazmatu reaguje na velikost procházejícího proudu s nímž se mění i elektronová teplota.



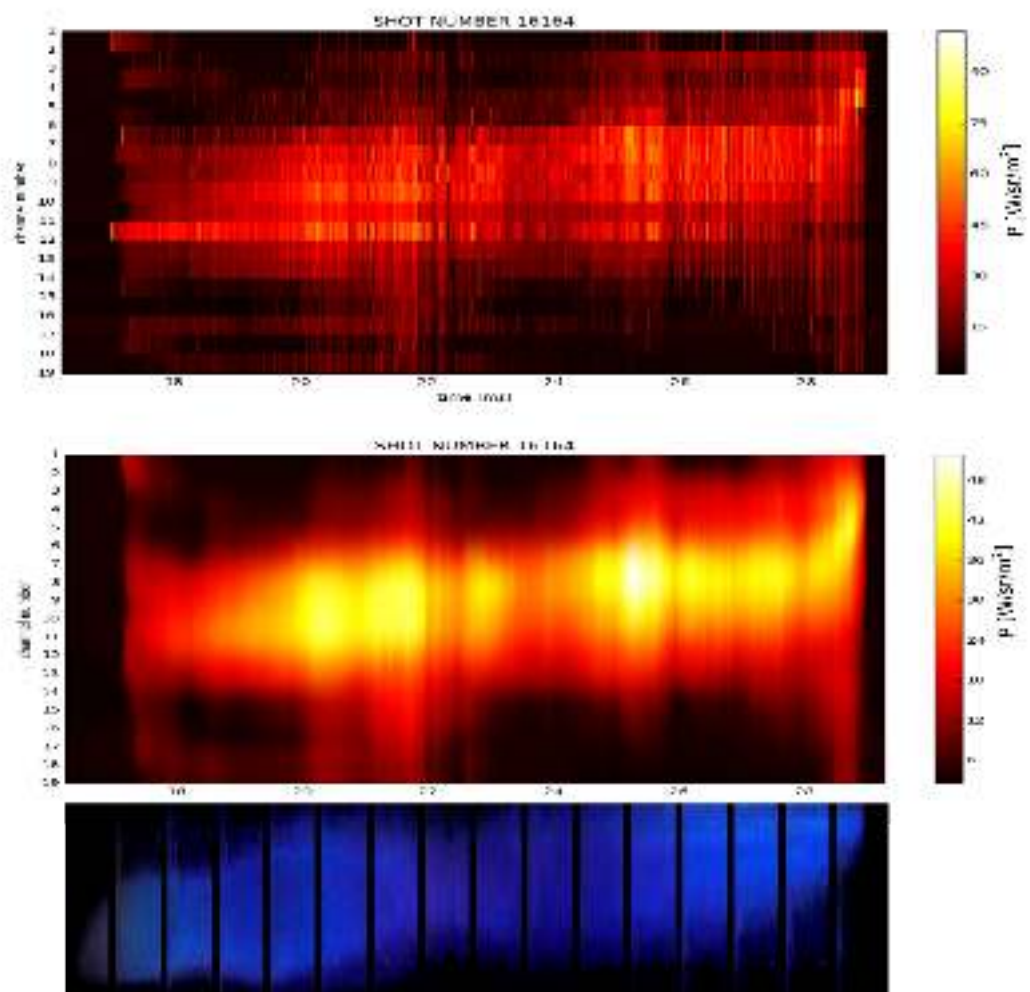
Obrázek 4.3: Proud plazmatem pro výboj 16164



Obrázek 4.4: Ukázka vyzařovacího profilu vzhledem k midplane pro výboj 16106

4.2.2 Základní určení polohy plazmatu

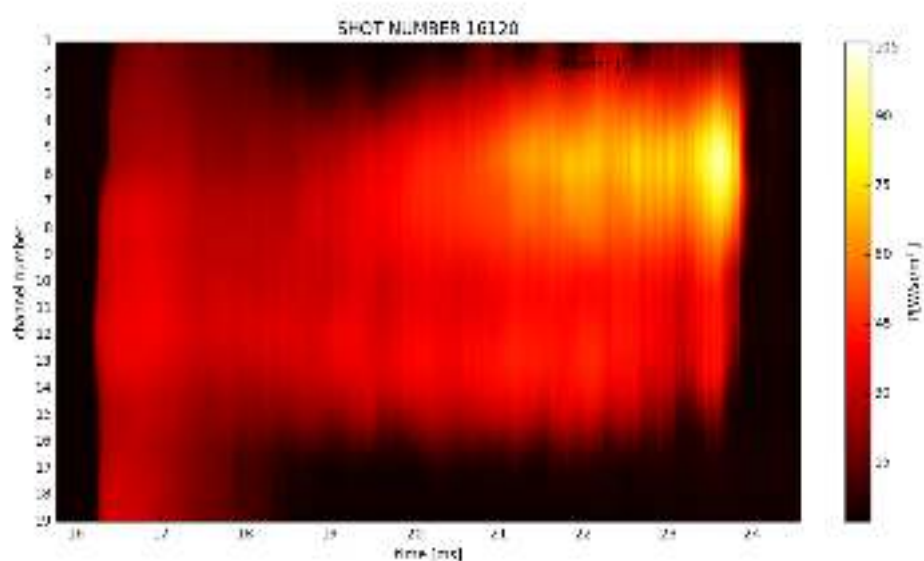
Z některých konturových grafů jako např. na obrázku 4.6 je vidět jakoby zdvojený signál. To se dá vysvětlit tak, že má plazma dutý vyzařovací profil. Z vnitřní části plazmového kanálu odchází méně záření a navíc kanál částečně brání průchodu záření



Obrázek 4.5: Konturový graf surového signálu pro výboj 16163 (nahore) společně s vyhlazeným signálem (uprostřed) a porovnáním s fotoaparátem (dole)

z opačné strany k detektorům. Pro detektory, které snímají okraj plazmatu, který září nejvíce, dostaneme i největší signál. Dobře je to patrné na grafu, jež získáme vykreslením hodnot napříč kanály pro konkrétní čas. Dostaneme tak distribuci záření plazmatu. Vzhledem k tomu, že známe jednotlivé pozorovací úhly vzhledem k ose štěrbin detektoru, můžeme za předpokladu, že je tato osa rovnoběžná s vodorovnou osou komory v poloidálním řezu, vztáhnout vyzařovací profil na midplane, viz obrázek 4.4. Dutý profil plazmatu také potvrzují složitější analytické metody jako Abelova inverze popř. tomografické metody pro zpracování signálu viz [2, 12].

Z profilu vyzařování lze určit polohu plazmatu vůči komoře tokamaku v konkrétním čase i v průběhu výboje a díky přepočtu signálu do vyzařovaného výkonu, tak i celkový výkon plazmatu v detekované oblasti frekvencí.



Obrázek 4.6: Konturový graf dutého profilu pro výboj 16120

Vzhledem k charakteru profilů plazmatu se však špatně určuje vliv napařených vrstev, které v našem případě nejsou explicitně na vyzařovacím profilu vidět. Srovnání by bylo možné, pokud bychom měli k dispozici například data z nového AXUV detektoru, který by plazma sledoval z jiné strany. Ačkoliv byl pokles účinnosti zřetelný v kalibraci pro viditelné záření, v případě energetičtějšího záření lze fakt, že pokles není zřetelný i v případě vyzařování plazmatu, vysvětlit i tím, že na napařené vrstvě může docházet k excitaci a deexcitaci částic, takže bolometry vlastně záření „vidí“. Řešením, jak by se dal potvrdit vliv napařené vrstvy na účinnost detektoru je například porovnání signálu ze stovek výstřelů v histogramu jako např. zde [2]. Další možností je chemická analýza napařené vrstvy a zjištění její složení, tak tloušťky. Jednodušší by však bylo vystavení bolometrů zdroji UV záření podobnému tomu z plazmatu v tokamaku.

4.2.3 Fitování Gaussovou křivkou

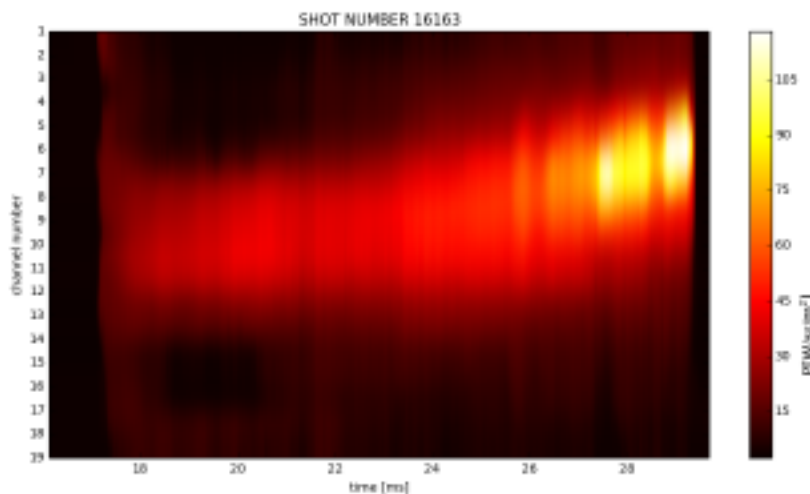
Máme-li rozložení detekovaného záření vztažené na svislou osu tokamaku, zajímá nás, jak se v průběhu výboje mění střed plazmatu. Získaná data lze poté využít např. pro prodloužení výboje pomocí nastavení parametrů magnetické stabilizace plazmatu. Podle typu výboje se nabízí fitování dat jednoduchou gaussovou křivkou, nebo složitější funkce složené z několika gaussových křivek, popřípadě v kombinaci s polynomy. Jednoduchou gaussovou křivku lze popsat vztahem

$$f(x) = a e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}}, \quad (4.2)$$

kde a je výška křivky, funkce $f(x)$ má v $x = \mu$ vrchol a σ určuje šířku zvonu. Pomocí parametru σ lze určit šířku zvonu v polovině maxima (full width at half maximum) jako

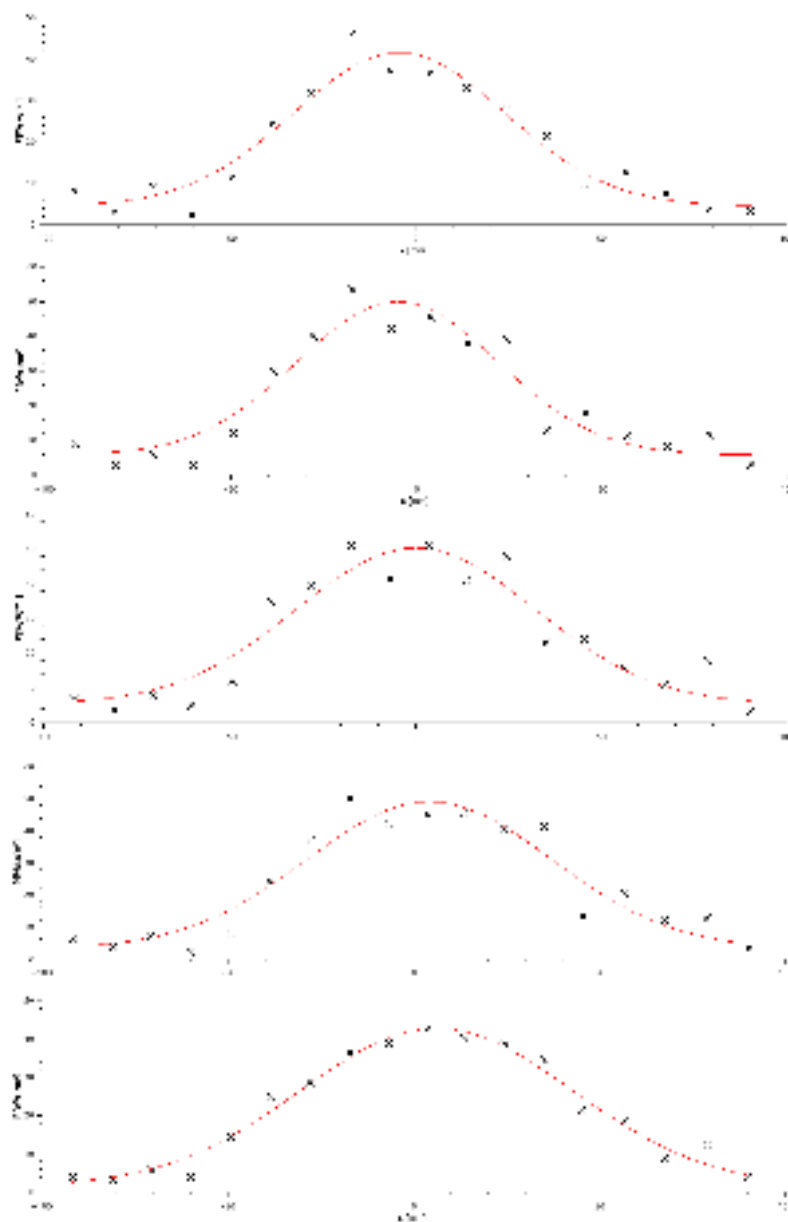
$$FWHM = 2\sigma\sqrt{2\ln 2}. \quad (4.3)$$

Na obrázku 4.10 je ukázka fitování dat pro výboj 16128 pomocí jednoduché gaussovy křivky pro časy 19,20,21,22 a 23 ms pro výboj 16106. Pro srovnání je uveden i konturový graf na obrázku 4.7. Střed plazmatu se postupně vzdaloval od středu komory z polohy $x = -4.5$ směrem k TOP, čili ve směru kladné osy x , až do polohy $x = 5, 6$. Tento pohyb plazmatu směrem vzhůru je pro výboje v tokamaku typický.



Obrázek 4.7: Konturový graf č. 16106 s vyhlazeným signálem

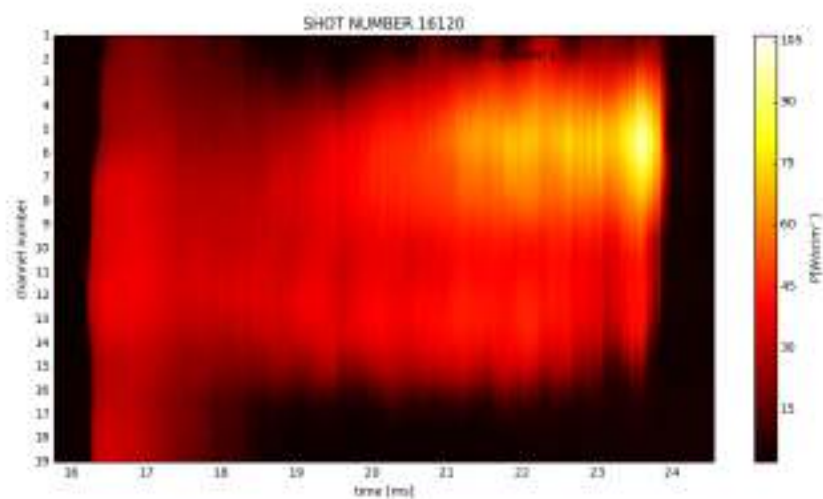
Pokud bychom uvažovali, že plazma nejvíce vyzařuje přes své okraje a přitom méně ze svého středu, lze uvažovat, že profil je tvaru prstence. Takový profil plazmatu se však nedá fitovat jednoduchou gaussovou křivkou. Volí se tedy součet dvou gaussových křivek $f(x) + g(x)$, které jsou obě dány vztahem 4.2. Dostaneme okraje plazmatického kanálu, odkud detektory zachycují nejvíce záření. Vzhledem k zašumění signálu z bolometrů pro duté profily plazmatu, byla pro fitování použita data upravená pomocí median filtru s oknem 3:333. Na výkon přepočtený signál z dutého profilu pro výřel č. 16120 je vykreslen na obrázku 4.9 a ukázka fitování dat jednoduchou gaussovou křivkou je na obrázku 4.10. Ze srovnání pro časy 19,20,



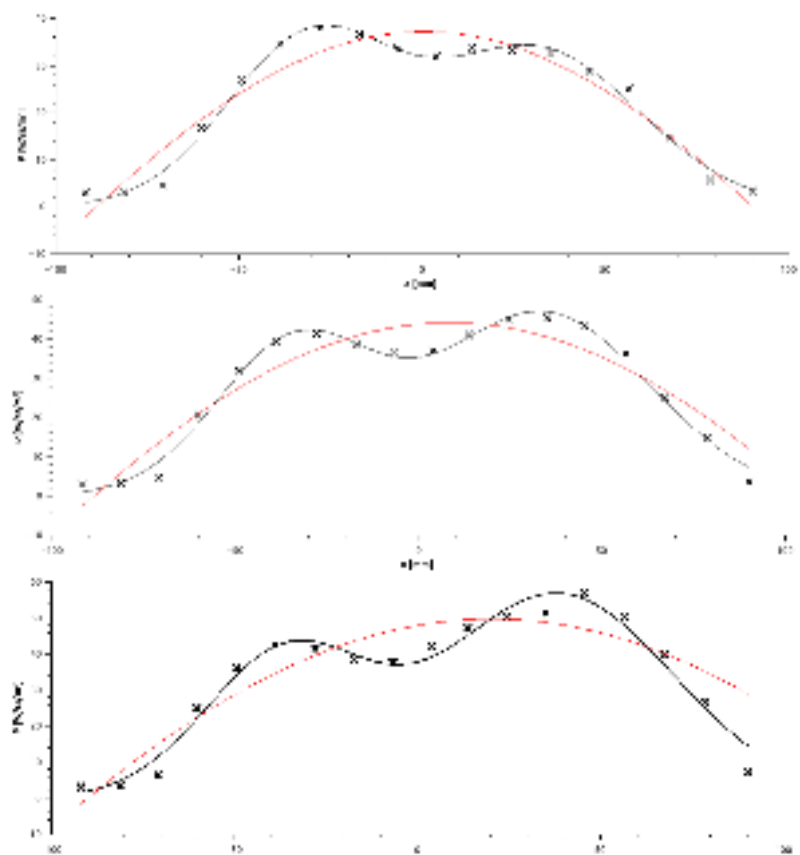
Obrázek 4.8: Průběh detekovaného výkonu pro časy 19,20,21,22 a 23 ms pro výřel č. 16106 společně s fitováním pomocí jednoduché gaussovy křivky

a 21 ms je vidět, že v 19. ms plasma vyzařovalo více ve spodní části blíže k LFS a poté se postupně hlavní vyzařovací místo v plazmatu přesouvalo směrem k HFS. Zároveň je na obrázcích demonstrována nevhodnost fitování jednoduchou gaussovou křivkou, která je zobrazena červeně.

Získali jsme tak různými způsoby polohu plazmatu v poloidálním řezu vůči komoře tokamaku. Fitování jednoduchou gaussovou křivkou umožnilo určit polohu maxima vyzařování pro výboje s jedním vyzařovacím kanálem. Fitování dvojitou gaussovou křivkou poté umožňuje stanovit maxima vyzařování okrajů plazmatu u dutých profilů.



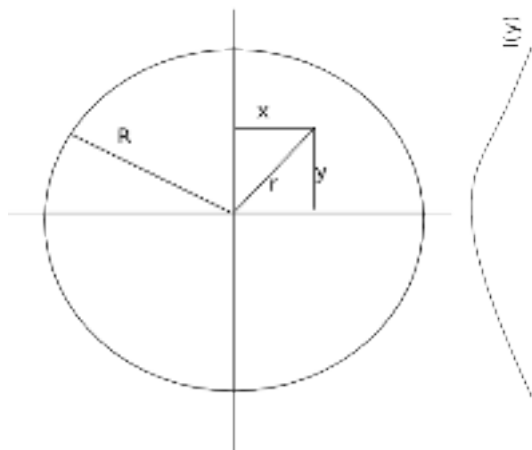
Obrázek 4.9: Vyhlazený signál pro výboj č. 16120



Obrázek 4.10: Průběh detekovaného výkonu pro časy 19,20 a 21 ms pro výšřel č. 16120 společně s fitováním pomocí jednoduché gaussovy křivky (červeně)

4.2.4 Symetrická Abelova inverze

Abychom dostali průběh intenzity záření plazmatu vztažený k na pozorovací ose, používají se chordové detektory, snímající záření plazmatu jen z jistého prostorového úhlu. Signál se poté integruje po chordě určené pozorovacím úhlem detektoru. Označíme-li y jako vzdálenost na vertikální ose komory, viz obrázek 4.11, dostaneme intenzitu $I(y)$ vztaženou na tuto osu. Dále označíme x vzdálenost k pozorovanému bodu a r vzdálenost bodu od středu komory, resp středu uvažovaného cylindricky symetrického objektu. Plazma nemusí být nutně centrováno do středu komory.



Obrázek 4.11: Schéma pro abelovu symetrickou inverzi

Obecný tvar pro intenzitu záření $I(y)$ vztaženou ke svislé ose y je

$$I(y) = \int_{\mathbf{R}} i(x, y) dy, \quad (4.4)$$

přitom se předpokládá, že uvažovaná funkce klesá rychle k nule na kružnici o poloměru $r = R$, kde

$$r = \sqrt{x^2 + y^2} \quad (4.5)$$

a R je poloměr komory. Vyzařování plazmatu v tokamacích má často cylindrickou symetrii, to znamená, že od středu plazmového kanálu se intenzita mění s poloměrem r od tohoto středu a při daném r uvažujeme $i(r)$ konstantní pro libovolný polární úhel ϕ . Použijme-li toto přiblížení a parametrizaci danou vztahem (4.5), pak hledáme funkci $i(r)$ v rovině dané osami x, y a vztah (4.4) můžeme přepsat do tvaru

$$I(y) = 2 \int_r^R \frac{i(r)r}{\sqrt{r^2 - y^2}} dr. \quad (4.6)$$

Intenzitu $i(r)$ pak dostaneme inverzní transformací jako

$$i(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^R \frac{dI}{dy} \frac{dy}{\sqrt{r^2 - y^2}} \quad (4.7)$$

Funkci $I(y)$ získáme vhodným proložením naměřených dat například pomocí kubických splinů či gaussovou křivkou a poté ji numericky derivujeme. Integrací pak získáme intenzitu vztaženou na vzdálenost r od středu kruhově symetrického objektu, jehož intenzitu vyzařování sledujeme.

Závěr

V teoretické části měla práce shrnout poznatky o hlavních typech vyzařování plazmatu a popsat vlastnosti a aplikace bolometrů, zejména AXUV diod. Hlavním cílem bylo zprovoznění bolometrické diagnostiky, a to od prostorové kalibrace detektoru, přes jeho instalaci až po softwarové ovládání a základní zpracování signálu, tj. určení polohy plazmatu vzhledem ke komoře tokamaku. K tomu měl být využit testovací detektor dříve použitý na tokamaku CASTOR. Práce měla také potvrdit či vyvrátit možnost kalibrace detektoru na doutnavém výboji a dále ověřit předpoklad, že napařená vrstva deponovaná na detektor má vliv na detekovaný signál.

První kapitola byla zaměřena na tři body. V první řadě zde byly popsány základní vlastnosti plazmatu s důrazem na hlavní typy vyzařování plazmatu. Nejvyšší energetické ztráty plazmatu způsobuje klasické brzdné záření a záření vzniklé rekombinacemi elektronů díky nečistotám s velkým protonovým číslem Z , které nejsou často plně ionizovány. Druhý bod se zabýval popisem obecných charakteristik tokamaků a diagnostikou plazmatu se zaměřením na detekci záření. Pasivní diagnostiky mají výhodu v tom, že neovlivňují plazma, a často jsou levnější, než ty aktivní. Pomocí magnetických diagnostik je možné určit základní vlastnosti plazmatu v tokamaku, jako je celkový proud plazmatem I_p pomocí Rogowského pásku či polohu plazmatu pomocí Mirnovových cívek. K určení elektronové teploty T_e a hustoty n_e je možné použít Langmuirových sond. Plazma navíc ztrácí energii zářením, které je možné detekovat a získat díky spektroskopii cenné informace o složení plazmatu i o rozložení nečistot v konkrétním okamžiku v nádobě tokamaku. Také lze zachytávat celkový výkon plazmatu, který je odváděn zářením a energetickými částicemi z objemu plazmatu, takové detektory se nazývají bolometry. Ty jsou často konstruovány speciálně pro jistou frekvenční oblast záření. Třetí bod byl zaměřen na popis tokamaku GOLEM, jeho vlastností a na něm používaných diagnostik.

Druhá kapitola popisuje vlastnosti bolometrů a zvláště AXUV diod. Bolometry se začaly nejdříve používat v astronomii k detekci záření a částic a dnes nalézají uplatnění i ve fyzice laboratorního plazmatu např. na tokamacích. Mezi základní typy bolometrů patří bolometry odporové, pyroelektrické, infračervené a polovodičové, mezi něž patří i AXUV diody. Bolometry se liší jak rozsahem energií záření a částic, na něž jsou citlivé, tak dobou odezvy. Polovodičové detektory jsou oproti jiným výhodné právě díky rychlé době odezvy (u AXUV cca 1 μ s). Díky nim je možné zkoumat rychlé změny v plazmatu a pomáhají tak poznat např. MHD a jiné nestability. Další výhodou AXUV diod je jejich téměř nulová mrtvá vrstva, což jim umožňuje energii zachyceného záření a částic přeměnit na vnitřní proud téměř se stoprocentní účinností. Nevýhodou AXUV diod a stejně tak i pyroelektrických bolometrů je je-

jich malý generovaný proud, ten je proto nutné zesílit. I přesto mívají dobrý poměr signál/šum oproti jiným detektorům. Dále byl v této kapitole objasněn princip kamery obskury. Ta umožňuje, aby na každý detektor dopadalo záření a částice pouze z malého prostorového úhlu (chordy), což se dá, pro jedno detektorové pole, využít ke zpracování měřeného signálu např. pomocí Abelovy symetrické a asymetrické inverzi. Často se používá více detektorových polí, sledujících plazma z různých míst v poloidálním řezu. Vzniklá síť protínajících se chord umožňuje tomograficky rekonstruovat vyzařovaný profil plazmatu, a v případě dobrého časového rozlišení detektorů, i jeho časový vývoj.

Třetí kapitola se věnuje instalaci testovacího detektoru s označením AXUV0 na tokamak GOLEM. Byla provedena prostorová kalibrace detektoru a získány parametry jako je vzdálenost bolometrického pole od štěrbin $a = 28,73$ mm a kolmé vzdálenosti středů diod vůči ose detektoru y_{Di} . Ty jsou společně s dalšími parametry shrnuty v příloze Graf detekovaných intenzit v závislosti na posunech žárovky je na obrázku (3.12). Z kalibrace vyplynulo, že první kanál je od ostatních vzdálený přibližně o jednu šířku diody a stejně jako devatenáctý a druhý kanál nedetekuje záření z přímého pohledu na plazma, jelikož jeho zorný úhel je stíněn okrajem diagnostického portu. Bylo též zjištěno, že dvacátý kanál má poruchu. Z kalibrace byly poté určeny násobící koeficienty, převádějící signál ze zesilovače na detekovaný výkon plazmatu v jednotkách $[W/sr/m^2]$. Další část kapitoly se zabývá instalací detektoru na tokamak GOLEM. Bylo zapotřebí vyřešit problém s uzemněním aparatury, díky čemuž se téměř upustilo od původního zesilovače, ačkoliv bylo potvrzeno, že je funkční. Diagnostiku se podařilo zprovoznit ke konci června tohoto roku. Díky tomu nemohla být zatím uvedena do provozu dvě nová pole AXUV diod.

Čtvrtá kapitola popisuje metody, jak určit polohu plazmatu. Získaná data z měření jsou souborem intenzit vztažených k osám prostorových úhlů jednotlivých detektorů zaznamenaných s frekvencí 1 MHz. Odtud lze snadno získat konturový graf popisující časový vývoj vyzářeného výkonu vzhledem ke komoře tokamaku. Při prvních měřeních se zesilovačem byl zjištěn šum v datech dosahující více jak 50% detekovaného signálu. Proto bylo uvažováno o zprovoznění diagnostiky s jiným zesilovačem vlastní konstrukce. Nakonec byl ale nutný návrat k původnímu zesilovači. I v případě nových měření dosahuje šum až 30% signálu, což si lze vysvětlit postupnou saturací detektoru. Byla proto hledána cesta, jak posílit efektivní signál. Možnostmi, jak to udělat, je zvýšení elektronové teploty či hustoty plazmatu. Pro potvrzení signálu byla využita i stabilizace plazmatu, pomocí níž lze s plazmatem částečně hýbat díky vytvářenému magnetickému poli působícímu na magnetické pole tvořeného proudovou smyčkou plazmatu. Konturové grafy byly porovnány se snímky z fotoaparátů pro stejné výboje a ty se celkem dobře shodovaly, data tedy jsou reální. Pro zlepšení délky výboje a čistoty plazmatu bylo využito doutnavého výboje a vypékání komory. Déle byla v této kapitole popsána metoda symetrické Abelovy inverze. Tu je možno použít pro získání 2D profilu vyzařovaného výkonu plazmatu a jeho časový průběh. Při pokusech s doutnavým výbojem nebyla díky malému signálu potvrzena možnost kalibrace detektoru při tomto výboji. Pro posílení signálu by bylo možné použít delší integrační dobu detektorů. Detektor je v průběhu výbojů vystaven depozici energetických částic. Vliv vzniklé napařené vrstvy nebylo možné určit, jelikož byla diagnostika v provozu krátkou dobu a k učinění závěru k této věci, je nutné mít

větší statistiku výbojů, ačkoliv při kalibraci s halogenovou žárovkou byl tento vliv patrný.

Bolometrická diagnostika na tokamaku GOLEM byla připravena jak po technické, tak po softwarové stránce, a je tedy možné přistoupit k instalaci nových bolometrických polí.

- [1] V. Dribinski, A. Ossadtchi, V. A. Mandelshtam and H. Reisler, Reconstruction of Abel-transformable images: The Gaussian basis-set expansion Abel transform method, 2002, American Institute of Physics online dostupné z <http://www-bcf.usc.edu/~reisler/assets/pdf/67.pdf> [cit 15.6.2014]
- [2] E. Dufková, Bolometrická měření celkového vyzářeného výkonu vysokoteplotního plazmatu tokamaku CASTOR, bakalářská práce, 2008, online dostupné z http://golem.fjfi.cvut.cz:5001/Diagnostics/Radiation/Bolometry/Dufkov%C3%A1_bakalarka.pdf
- [3] E. W. Hansen and Phaih-Lan Law, "Recursive methods for computing the Abel transform and its inverse", J. Opt. Soc. Am. A 2, 510-519 (1985)
- [4] I. H. Hutchinson, Principles of Plasma Diagnostics, Cambridge University Press, 1987
- [5] F. F. Chen, Úvod do fyziky plazmatu, Academia, Praha, 1984
- [6] M. Imrisek, Tomografie měkkého rentgenového záření na tokamaku JET, 2011, online dostupné z <http://fttf.fjfi.cvut.cz/StPrace/Diplomky/2012/ImrisekMartin.pdf> [cit. 10.7.2014]
- [7] L.C. Ingesson et al.: Tomography diagnostics: Bolometry and Soft X-ray Detection, Fusion Science and Technology 53 (2008), 528
- [8] M. Kalal and K. A. Nugent, Abel inversion using fast Fourier transforms, Appl. Opt. 27, 1956-1959, 1988
- [9] M. Kikuchi, K. Lackner, M. Q. Tran, Fusion Physics, INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, VIENNA, 2012
- [10] G. McCracken and P. Stott, Fusion, The Energy of the Universe, Academic Press February 2005 ISBN 012481851X ; v českém překladu pod názvem Fúze - energie vesmíru, Mladá Fronta, edice Kolumbus, 2006, ISBN 80-204-1453-3
- [11] F. Natterer, Numerical Methods in Tomography, Acta Numerica, 1999, online dostupné z http://wwwmath1.uni-muenster.de:8000/num/Preprints/1998/natterer_1/paper.pdf [cit. 18.7.2014]
- [12] T. Ostrčil, Tomografie plazmatu na tokamaku COMPASS, bakalářská práce, 2010, online dostupné z <http://fttf.fjfi.cvut.cz/StPrace/Bakalarky/2010/OdstrcilMichal.pdf> [cit. 20.7.2014]
- [13] A. S. Prokhorov, A. G. Alekseyev, A. M. Belov, V. B. Lazarev, and S. V. Mirnov, Measurements of the Plasma Radiative Loss Profile in the M-11M Tokamak with the Help of a Tangential-View AXUV Photodiode Array, Troitsk Institute for Innovation and Fusion Research, Troitsk, Moscow oblast, 142190 Russia Received July 24, 2003
- [14] M. Řípa, J. Mlynář, V. Weinzettl, F. Žáček, Řízená termojaderná fúze pro každého, TA. Print, s.r.o., Praha, 2011

- [15] W. M. Stacey, Jr. Fusion plasma analysis, John Wiley & Sons, New York, 1981
- [16] C. W. Thiel An Introduction to Semiconductor Radiation Detectors, online dostupné z <http://www.physics.montana.edu/students/thiel/docs/detector.pdf> [cit. 18.7.2014]
- [17] P. Tomassini and A. Giuliotti, A generalization of Abel inversion to non axisymmetric density distribution, 2001
- [18] I. Úlehla, M. Suk, Z. Trka, Atomy, jádra, částice, Academia, Praha, 1990
- [19] J. Wesson, Tokamaks, Clarendon Press - Oxford, 2004
- [20] Bolometric System for the CASTOR Tokamak, Technical description, 2011, online dostupné z http://golem.fjfi.cvut.cz:5001/Diagnostics/Radiation/Bolometry/bol_descr.pdf [cit. 19.7.2014]
- [21] Brožura International Radiation Detectors, 2011, online dostupné z <https://confluence.aps.anl.gov/dosearchsite.action?queryString=axuv> [cit 18.7.2014]
- [22] Návod k úloze 13A z praktika FJFI, dostupné z <http://golem.fjfi.cvut.cz/wiki/TrainingCourses/KFpract/14/Basics/uloha13A.pdf> [cit 19.7.2014]
- [23] Opto Diode Corp. <http://optodiode.com>
- [24] Wiki tokamaku GOLEM, <http://golem.fjfi.cvut.cz/wiki> [cit 20.7.2014]

Přílohy

č. detektoru	y_{Di} [mm]	α_{Di} [rad]	y_{si} [mm]	R_i [mm]	y_{flchi} [mm]
1	-9,38	0,32	111,62	106,11	-
2	-7,58	0,26	90,18	87,20	68,95
3	-6,61	0,23	78,70	76,70	58,33
4	-5,66	0,19	67,35	66,08	48,82
5	-4,75	0,16	56,51	55,75	40,31
6	-3,82	0,13	45,44	45,04	32,01
7	-2,95	0,10	35,17	34,99	24,57
8	-2,06	0,07	24,48	24,42	16,99
9	-1,15	0,04	13,72	13,70	9,48
10	-0,32	0,01	3,78	3,78	2,61
11	0,56	0,02	-6,72	6,72	-4,64
12	1,45	0,05	-17,26	17,23	-11,94
13	2,35	0,08	-28,03	27,93	-19,49
14	3,26	0,11	-38,84	38,59	-27,21
15	4,14	0,14	-49,32	48,81	-34,88
16	5,06	0,17	-60,21	59,30	-43,16
17	5,95	0,20	-70,85	69,38	-51,68
18	6,82	0,23	-81,20	79,01	-60,54
19	7,72	0,26	-91,91	88,76	-70,68

Tabulka 1: Počítané hodnoty pro prostorovou kalibraci detektorů (1.část)

č. detektoru	L_{DPi} [mm]	H_{flRi} [mm]	q_{Di} [mm]	q_{DRi} [mm]	q_{Pi} [mm]	q_{Ri} [mm]
1	355,34	-	0,21	0,20	8,93	8,49
2	360,41	50,43	0,21	0,20	8,93	8,63
3	362,77	52,61	0,21	0,21	8,93	8,70
4	364,84	54,35	0,21	0,21	8,93	8,76
5	366,54	55,70	0,21	0,21	8,93	8,81
6	368,00	56,81	0,21	0,21	8,93	8,85
7	369,09	57,62	0,21	0,21	8,93	8,88
8	369,93	58,24	0,21	0,21	8,93	8,91
9	370,48	58,64	0,21	0,21	8,93	8,92
10	370,71	58,80	0,21	0,21	8,93	8,93
11	370,67	58,77	0,21	0,21	8,93	8,93
12	370,33	58,53	0,21	0,21	8,93	8,92
13	369,68	58,06	0,21	0,21	8,93	8,90
14	368,73	57,36	0,21	0,21	8,93	8,87
15	367,53	56,45	0,21	0,21	8,93	8,84
16	365,99	55,27	0,21	0,21	8,93	8,79
17	364,23	53,85	0,21	0,21	8,93	8,74
18	362,28	52,18	0,21	0,21	8,93	8,69
19	360,03	50,06	0,21	0,20	8,93	8,62

Tabulka 2: Počítané hodnoty pro prostorovou kalibraci detektorů (2.část)

	S_i [mm ²]	d_{Si} [mm ²]	$Kcoef_i$	L_{flch} [mm]
1	21330,98	-	-	-
2	21696,79	435,39	750,14	261,49
3	21866,88	457,75	723,80	253,49
4	22015,55	476,05	704,70	247,91
5	22138,20	490,63	690,79	243,96
6	22242,93	502,81	679,94	240,95
7	22320,66	511,74	672,39	238,89
8	22381,11	518,63	666,77	237,37
9	22420,36	523,08	663,24	236,42
10	22437,01	524,96	661,77	236,03
11	22434,06	524,63	662,03	236,10
12	22409,88	521,89	664,17	236,67
13	22363,42	516,62	668,39	237,81
14	22295,07	508,81	674,83	239,55
15	22208,69	498,85	683,40	241,90
16	22098,56	485,96	695,13	245,19
17	21971,85	470,76	710,02	249,45
18	21831,44	453,24	728,83	254,99
19	21669,48	431,58	755,01	263,01

Tabulka 3: Počítané hodnoty pro prostorovou kalibraci detektorů (3.část)