Bakalářská práce



České vysoké učení technické v Praze



Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská Katedra fyziky

Vliv rozmítaného nabíjení potenciálu okraje plazmatu na turbulenci v tokamacích

Filip Papoušek

Školitel: Ing. Ondřej Grover Obor: Fyzika a technika termojaderné fúze Červenec 2019





Katedra: fyziky

Akademický rok: 2018/2019

ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

Student:	Filip Papoušek
Studijní program:	Aplikace přírodních věd
Obor:	Fyzika a technika termojaderné fúze
Název práce: (česky)	Vliv rozmítaného nabíjení potenciálu okraje plazmatu na turbulenci v tokamacích
Název práce: (anglicky)	Impact of swept edge plasma potential biasing on turbulence in tokamaks

Pokyny pro vypracování:

1) Seznamte se problematikou termojaderné fúze v tokamacích a souvislostmi s turbulencí a zonálními toky v okrajovém plazmatu tokamaků

2) Proveď te rešerši experimentálních pozorování vlivu nabíjení okraje plazmatu na turbulenci

3) Naučte se změřit a zpracovat fluktuace okrajové turbulence pomocí Langmuirových a ball-pen sond

4) Aktivně se zapojte do přípravy a průběhu experimentu s rozmítaným nabíjením okraje plazmatu v tokamaku GOLEM

5) Aktivně se zúčastněte experimentu s rozmítaným nabíjením okraje plazmatu v tokamaku COMPASS

6) Analyzujte výsledky vlivu nabíjení okraje plazmatu na okrajovou turbulenci v obou tokamacích

Doporučená literatura:

[1] C. Silva, et al.: Experimental evidence of turbulence regulation by time-varying E x B flows. Nucl. Fusion 58 026017 (2018)

[2] G. Van Oost, et al.: Joint experiments on small tokamaks: edge plasma studies on CASTOR. Nucl. Fusion 47 378 (2007)

[3] K. Miyamoto: Plasma Physics for Controlled Fusion, Springer, 2016

[4] J. Wesson: Tokamaks, Oxford University Press, 2011

Jméno a pracoviště vedoucího bakalářské práce:

Ing. Ondřej Grover, Ústav fyziky plazmatu AV ČR v.v.i.

Datum zadání bakalářské práce: 22.10.2018

Termín odevzdání bakalářské práce: 08.07.2019

Doba platnosti zadání je dva roky od data zadání.

garant oboru

vedoucí katedry

V Praze dne 22.10.2018

Poděkování

Tímto bych chtěl vřele poděkovat svému vedoucímu Ing. Ondřeji Groverovi, za jeho cenné rady a svatou trpělivost. Dále týmům, které se starají o tokamaky COM-PASS a GOLEM na nichž jsem mohl provádět experimenty. A nakonec rodině a přítelkyni za podporu.

Prohlášení

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

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

V Praze, 8. července 2019

Abstrakt

Tato práce se zabývá okrajovým plazmatem v tokamacích, což jsou zařízení, jež mají v dnešní době nejblíže termonukleárním reaktorům. V teoretickém úvodu jsou popsány části tokamaku a jeho princip spolu s krátkým představením tokamaků GOLEM a COMPASS na nichž probíhaly experimenty se střídavým nabíjením okraje plazmatu. Cílem nabíjení okraje plazmatu bylo zkoumat jeho vliv na turbulenci, která způsobuje ztráty energie. Možný mechanismus potlačení turbulence v podobě zonálních toků je krátce představen spolu se stručným popisem turbulence. Během experimentů na tokamaku COMPASS se pravděpodobně podařilo nabíjením stimulovat GAMy, ale experimenty na tokamaku GOLEM zatím nic podobného neukázaly.

Klíčová slova: tokamak, turbulence, zonální toky, nabíjení, okraj plazmatu

Školitel: Ing. Ondřej Grover Ústav Fyziky Plazmatu AVČR v.v.i., U Slovanky 3, Praha 8

Abstract

This thesis is devoted to the edge plasma in tokamaks, which are devices closest to thermonuclear reactors today. Parts of the tokamak and its principle are described along with a brief introduction of the tokamaks GOLEM and COMPASS in which experiments were conducted with alternating biasing of the edge plasma. The purpose of biasing the edge plasma was to investigate its effect on the turbulence that causes energy loss. Zonal flows, a possible turbulence suppression mechanism is briefly presented along with a brief description of turbulence. During the COMPASS tokamak experiments, GAMs were likely stimulated by biasing, but the GOLEM tokamak experiments have not shown conclusive results yet.

Keywords: tokamak, turbulence, zonal flows, biasing, edge plasma

Title translation: Impact of swept edge plasma potential biasing on turbulence in tokamaks

Obsah

Úvod	1
1 Teoretický úvod	3
1.1 Zdroj energie pro lidstvo	3
1.2 Termojaderný reaktor	4
1.3 Tokamaky	
1.3.1 Geometrie plazmatu v	
tokamacích	7
1.3.2 Tokamak GOLEM	$\overline{7}$
1.3.3 Tokamak COMPASS	8
1.4 Pohyb nabité částice v	
elektromagnetickém poli	9
1.5Elektrostatická turbulence v	
tokamacích	10
1.5.1 Zonální toky a GAMy	10
1.6 Elektrické sondové diagnostiky	
plazmatu	12
1.6.1 Langmuirovy sondy	12
1.6.2 Ball–pen sonda	14
1.6.3 Použité diagnostiky na	
tokamaku GOLEM	14
1.6.4 Použité diagnostiky na	
tokamaku COMPASS	15
2 Experimenty s rozmítaným	
nabíjením potenciálu okraje	
plazmatu	17
2.0.1 Zpracování signálu	17
2.1 Experimenty na tokamaku	
GOLEM	18
2.1.1 Zdroj napětí	18
2.1.2 Proměření frekvenční odezvy	
okraje plazmatu	21
2.1.3 Měření fluktu ací I_{sat}	24
2.2 Experimenty na tokamaku	
COMPASS	25
Závěr	29
Bibliografie	31

Úvod

Množství energie, kterou lidstvo pro své fungování potřebuje, neustále roste. Je to dáno jak rostoucím množstvím obyvatel, tak snahou o ekonomický růst, který je přímo úměrný spotřebě energie. V souvislosti s tím je třeba řešit dva problémy: znečištění a omezené zásoby paliv.

Oba jsou důsledkem toho, že až 70% celkové spotřeby energie pokrývají fosilní paliva, tedy ropa, ropné produkty, uhlí a zemní plyn (pokud sem zařadíme i energii získávanou spalováním odpadů a biomasy, pak se dostaneme na 80%). Jejich spalováním jsou do ovzduší uvolňovány oxidy dusíku, oxidy síry, pevné částice (popílek a prach), tyto emise mají negativní vliv na životní prostředí a zdraví lidí, a skleníkové plyny, které zesilují skleníkový efekt. Podle údajů z roku 2016 jsou při současné produkci a známých ložiscích světové rezervy uhlí asi na 200 let, ropy asi na 60 let a zemního plynu asi na 70 let[1][2].

To nás samozřejmě vede k tomu, že je nutné najít zdroj energie, který bude lidstvo i s jeho stále rostoucími potřebami živit. Takovým by mohla být termojaderná fúze slibující čistou, bezpečnou, levnou¹, všem dostupnou a nevyčerpatelnou energii. Zapálení a udržení energeticky využitelné fúzní reakce však zatím proběhlo pouze na papíře. Jedním z problémů stojících před námi je únik energie a částic z reakčního prostoru, ten lze řešit významným zvětšením obejmu reaktoru nebo vztyčením transportní bariéry. Protože většina transportu probíhá turbulentně, je stále aktuální turbulenci v tokamacích popsat, pochopit a najít způsoby jakými lze turbulentní transport potlačit.

K vytvoření transportní bariéry dochází nejspíše při přechodu z L-módu do H-módu [3] a je možné ji popsat jako systém driftových vln a zonálních toků, které turbulentní struktury "trhají". Zabránit transportu pak je možné stimulací zonálních toků potenciálovým nabíjením okraje plazmatu. Dřívější experimenty probíhaly převážně s DC nabíjením a stimulovaly tak stacionární zonální toky. V roce 2018 však byly na portugalském tokamaku ISTTOK provedeny pokusy s AC nabíjením okraje plazmatu za účelem stimulace GAMů.

V této práci jsem se věnoval pokusům s AC nabíjením okraje plazmatu na tokamacích GOLEM a COMPASS. Princip termojaderné fúze a základní technologie tokamaku budou popsány v první části teoretického úvodu spolu s motivací využití fúze jako zdroje energie. Dále je jedna sekce věnována pohybu nabitých částic v elektromagnetickém poli, na který navazuje popis problematiky měření pomocí Langmuirových sond v tokamaku a poslední část první kapitoly pojednává o turbulenci a jejím provázání se zonálními toky. Druhá kapitola obsahuje popis provedených experimentů spolu s naměřenými daty z tokamaků GOLEM a COMPASS.

¹Mluvíme–li o palivu.

Kapitola 1 Teoretický úvod

1.1 Zdroj energie pro lidstvo

Jak jsem zmínil v úvodu, hledání hlavního energetického zdroje nás čeká v řádu několika desítek let, raději však dříve, protože stále nevíme do jaké míry je globální oteplování způsobeno člověkem [4]. Přirozeným řešením by mohlo být využití obnovitelný zdrojů energie (OZE), tedy solárních, větrný, vodních či geotermálních elektráren (v tichosti předpokládám významnou elektrifikaci alespoň silniční dopravy, která je významným znečišťovatelem). I ty však mají svá omezení. První dva zmíněné jsou přímo závislé na počasí, vodní elektrárny, pokud nejsou stavěny jako mořské, mají malý výkon ve srovnání s množstvím, půdy kterou zaberou. Malá hustota elektrického výkonu pak spolu s omezenou možností využívat elektrárnu, kdy ji potřebujeme a ne kdy zrovna počasí dovolí, znamená, že pokrýt naši spotřebu elektrické energie pouze pomocí OZE není možné [5].

Jedním z východisek jsou jaderné elektrárny. Při rychlém zavedení reaktorů III a především IV generace se zásoby jaderného paliva odhadují až v řádu staletí. Přesto relativně brzy dojdou. Nadějnou alternativou ke štěpným reaktorům a možná ideálním způsobem získávání energie je pak termojaderná syntéza. I při pokrytí veškeré současné spotřeby elektrické energie vystačí zásoby deuteria a lithia na 8 miliard let [6]. Fúzní elektrárna zároveň neprodukuje žádné emise ani jaderný odpad, vzniká pouze inertní plyn – helium.

Snahy o zapálení a udržení jaderné syntézy se datují od 50. let 20. století, vodíkové bomby již opravdu ve výzbroji armád nalezneme, ale od mírového energetického využití nás stále dělí známá fúzní konstanta 20 let [7]. Nejblíže fúzní elektrárně jsou v dnešní době zařízení na magnetické udržení plazmatu zvané tokamaky.

Z výše uvedeného vyplývá, že energetickým zdrojem budoucnosti bude pravděpodobně termojaderná fúze. Jedná se o reakci při níž se sloučí dvě lehká jádra a vytvoří jádro těžší a další produkty. Zásadní je, že součet klidových hmotností dvou lehkých jader je větší než součet klidových hmotností produktů. Z jejich rozdílu Δm , pak spočítáme uvolněnou energii ΔE na jednu

1. Teoretický úvod 🛛 🖷

reakci, podle známé Einsteinovy formule

$$\Delta E = \Delta m c^2. \tag{1.1}$$

Tento princip je považován za způsob získávání energie ve všech známých hvězdách a přeneseně jej vlastně využíváme odjakživa, protože téměř veškerá energie na Zemi pochází ze Slunce, a Slunce svoji energii získává slučováním vodíkových jader [8]. Z hlediska energetického využití je však výhodnější deuterium – tritiová reakce, která má největší účinný průřez, při relativně nízké zápalné teplotě.[9] Při této reakci se jádro těžkého vodíku – ${}_{1}^{2}$ H (neboli deuteria – D) sloučí s jádrem supertěžkého vodíku – ${}_{1}^{3}$ H (tritia – T) za vzniku α částice a neutronu o celkové kinetické energii 17,6 MeV, která se rozdělí mezi α částic a neutron v poměru ${}_{5}^{1}$, kde energie nabité α částice by se idálně měla předat zpět palivu a nenabitý neutron není držen magnetickým polem a svoji energii předá stěnám reaktoru, tím je ohřeje a vzniklé teplo pak nějakým termodynamickým strojem převedeme na elektrickou energii.

Aby vůbec k reakci došlo, musí se obě jádra přiblížit natolik, že silná jaderná interakce překoná odpudivou coulombickou sílu. "Výška" této coulombické bariéry je taková, že pro její překonání by musela jádra mít energii odpovídající teplotě několik miliard stupňů. Díky kvantové mechanice a tunelovému jevu je naštěstí pravděpodobnost reakce nenulová i pro teploty řádově nižší, tedy stovky milionů stupňů, které jsou dosažitelné. Přesto je jasné, že skupenství se kterým pracujeme je plazma, tedy ionizovaný, kvazineutrální plyn, vykazující kolektivní chování [10].

1.2 Termojaderný reaktor

Smysluplný termojaderný reaktor v klasickém pojetí – takový, který obsahuje termodynamický cyklus – musí vyprodukovat více energie než kolik do něj vložíme na ohřev plazmatu. Vezmeme–li v úvahu, že termická účinnost přeměny tepelné energie na elektrickou je asi $\frac{1}{3}$, pak musí být fúzní výkon alespoň 2× vyšší než výkon ohřevu. Tento fakt lze jednoduše vyjádřit pomocí tzv. "Lawsnonova kritéria", pro součin doby udržení τ a hustoty částic v plazmatu n [10]

$$n\tau \ge 1, 5 \times 10^2 0 m^{-3} s,$$
 (1.2)

kde dobu udržení plazmatu τ definujeme jako podíl celkové energie plazmatu W_p a výkonu ztrát P_L a můžeme ji chápat jako charakteristickou dobu po níž plasma udrží svoji energii nebo dobu po jejímž uplynutí jedna částice ztrácí energii. Splnění Lawsonova kritéria je však jen nutnou a nikoli postačující podmínkou pro energetický fúzní reaktor.

Ke splnění Lawsonova kritéria jsou dva nejrozšířenější přístupy. Inerciální udržení, které jde cestou vysoké hustoty $n \approx 10^3 2m^{-3}$ a krátké doby udržení $\tau \approx 10^{-11}s$, a udržení magnetické s hustotou $n \approx 10^{21}$ a dobou udržení $\tau \approx 0, 1s$. Blíže energetickému využití jsou již pár desítek let zařízení s magnetickým udržením mezi než patří právě tokamaky, kterým se budu věnovat další části. Také zatím největší fúzní reaktory, postavené ,resp. stavěné lidmi jsou tokamak JET ve Velké Británii a ITER budovaný v jižní Francii.

1.3 Tokamaky

V této části jsou popsány základní technologie a pojmy týkající se tokamaků, s krátkými zmínkami o historii a budoucnosti těchto zařízení. Vzhledem k vysoké požadované teplotě plazmatu je třeba zařídit, aby se nedotýkalo stěn reaktoru. Toho v tokamacích dosahujeme vhodnou kombinací magnetických polí a tvaru plazmatu. Hlavním komponentem tokamaku je vakuová nádoba – komora – tvaru rotačně symetrického toru, jehož průřez byl v prvních tokamacích kruhový, ale později se ukázalo, že výhodnější je použití komory o průřezu tvaru D s rovnou, resp. méně zakřivenou, stranou do středu tokamaku. Kvůli charakteristickému tvaru komory a potažmo tokamaku je vhodné zavést souřadnice a význačné rozměry, podle nichž se můžeme orientovat.

Osu symetrie tokamaku nazýváme hlavní osou. V případě kruhového průřezu komory můžeme souřadnice zavést jako dva na sebe kolmé polární souřadné systémy, jeden v ekvatoriální rovině tzv. midplane, se středem na hlavní ose, druhý v rovině kolmého řezu komorou se středem na magnetické ose, ta vzniká rotací magnetického středu komory okolo hlavní osy. Vzdálenost magnetické a hlavní osy nazýváme hlavním poloměrem R_0 a jeho rotací opisujeme toroidální úhel φ , vzdálenost stěny komory od magnetické osy nazýváme vedlejším poloměrem a, jeho rotací opisujeme poloidální úhel θ , a určujeme na něm radiální vzdálenost r. U tokamaků s jiným než kruhovým průřezem jsou pak používáme cylindrické souřadnice z, r a φ se svislou osou z na hlavní ose tokamaku a počátkem ve středu tokamaku nebo popis pomocí magnetických povrchů Ψ , toroidálního úhlu φ a poloidálního úhlu θ .

V zásadě jsou v tokamaku nezbytné dva druhy cívek. Okolo komory tokamaku jsou umístěny cívky toroidálního magnetického pole, které uvnitř komory tvoří systém soustředných kružnic siločar magnetického pole se středem na hlavní ose a vytváří tak magnetickou nádobu. Druhý druh je primární vinutí transformátoru, jehož sekundár tvoří komora a plazma. Tento transformátor byl ve starších tokamacích realizován s feromagnetickým jádrem, které se však s prodlužováním výbojů a větším magnetickým tokem saturovalo. V moderních tokamacích, včetně ITERu, jsou tedy jádra vzduchová s centrálním solenoidem.

Součtem toroidálního magnetického pole a magnetického pole indukovaného proudem v plazmatu je výsledné pole helicitní, jehož působením se nabité částice pohybují po šroubovici okolo magnetické osy, což významně snižuje ztráty energie, protože se částice pohybují jak na straně silného magnetického pole (dále HFS z anglického High Field Side), tak na straně slabšího magnetického pole (dále LFS z anlg. Low Field Side). Míru helicity vyjadřuje v tokamacích tzv. safety factor, neboli bezpečnostní faktor

$$q = \frac{d\Phi}{d\Psi} \tag{1.3}$$

vyjadřující počet oběhů magnetické silokřivky v toroidálním směru, aby vykonala jeden oběh poloidální, zde v obecné řeči změny toroidálního magnetického toku Φ podle poloidálního magnetického toku Ψ . Pro plazma

1. Teoretický úvod



Obrázek 1.1: Schématický nákres tokamaku s centrálním solenoidem a divertorem. Převzato z [11]. Upraveno.

kruhového průřezu (jaké má např. tokamak GOLEM) existuje explicitní vyjádření bezpečnostního faktoru [10]

$$q = \frac{B_t}{B_p} \frac{a}{R},\tag{1.4}$$

kde B_t je toroidální a B_p poloidální magnetické pole. V čistě toroidálním poli vlivem zakřivení pole dochází k separaci náboje a následnému $E \times B$ driftu směrem ven z tokamaku. Mechanismu driftů se budu více věnovat v části 1.4.

Na tokamacích jsou dále umístěny cívky poloidálního magnetického pole, umožnující plazmatický prstenec tvarovat, stabilizovat, zabránit jeho expanzi v horizontálním směru a případně jej celý v komoře posouvat. Základní komponenty tokamaku jsou na Obr. 1.1.

Průchodem proudu plazmatem dochází ke dvěma důležitým jevům. Již zmíněné indukované poloidální magnetické pole plazma navíc stlačuje a odtahuje od stěn komory tokamaku. Dochází také k ohřevu Joulovým teplem. S rostoucí teplotou plazmatu, a tím pádem jeho vodivostí, však účinnost tohoto ohmického ohřevu klesá. Indukovat proud plazmatem pak lze jen změnou magnetického indukčního toku, tedy zvětšováním proudu v centrálním solenoidu, což nelze provádět donekonečna. Aby tokamak nebyl jen pulsní zařízení, je třeba, aby měl systémy pro neinduktivní ohřev plazmatu (případně pro neinduktivní tažení proudu plazmatem), těmi jsou svazky neutrálních atomů a radiofrekvenční vlny.

Injektory neutrálních svazků (dále NBI – angl. neutral beam injector) vstřikují do plazmatu urychlené atomy deuteria. Pro urychlení jsou atomy deuteria nejdříve ionisovány, tyto ionty pak urychleny průchodem přes vysoký potenciál a zpětně neutralizovány, protože nabité částice by magnetické pole tokamaku odchýlilo. V plazmatu pak srážkami předávají svoji energii plazmatu a zároveň se tak ionisují a jsou zachyceny magnetickým polem.[12]

Ohřev radiofrekvenčními vlnami může fungovat na různých frekvencích, v závislosti na tom, jaké komponentě plazmatu chceme dodat energii, iontové cyklotronové, dolně – hybridní, elektronové cyklotronové frekvenci a jiných. Technicky se vlny v plazmatu vybuzují anténami, či vlnovody, které mohou kombinovat více frekvencí, zdroje vln pak mohou být daleko od plazmatu, jež by je mohlo poškozovat [13].

Dalším klíčovým systémem tokamaků je vakuový systém. Každá nečistota, tj. prvek s velkým protonovým číslem, způsobuje v plazmatu ztráty zářením, nejen v komoře tokamaku, ale i některých podpůrných systémech (jako NBI) je proto nutné udržovat vysoké vakuum. Běžně jsou využívány turbomolekulární vývěvy, případně kombinace turbomolekulární a molekulární vývěvy, předčerpávané rotačními a rootsovými vývěvami. Ve špičkových zařízeních jsou přímo v komorách instalovány kryovývěvy, které se používají i v NBI [14],[15]. S kryovývěvami se také počítá jako s jediným čerpáním komory tokamaku ITER.

Součástí vnitřního vybavení komory je zařízení, které vymezuje prostor pro plazma a určuje jeho tvar. Jsou jím limiter nebo divertor, případně jejich kombinace. Tyto komponenty jsou během výboje vystaveny přímo plazmatu a zabraňují jeho kontaktu s komorou. Jednodušším je limiter, v podstatě prstenec obepínající zevnitř celou komoru, bývá umístěn v na vnitřní nebo vnější straně komory v midplane. Složitější divertor, který je umístěn v horní nebo dolní části komory tokamaku, po celém jejím obvodu, má více funkcí než jen tvarování plazmatu. Odvádí z něj také helium a popílek a mění konfiguraci magnetického pole tak, že jeho silokřivky se na okraji neuzavírají, ale jsou odchýleny na divertorové terče.

V ITERu se počítá s divertorovou konfigurací plazmatu a limiterem na centrálním sloupku na němž proběhne zapálení výboje.

1.3.1 Geometrie plazmatu v tokamacích

plazma v tokamacích má jak bylo výše řečeno kruhový průřez, případně elongovaný nebo přibližně tvaru písmene D viz. Obr. 1.2. V tokamakovém plazmatu jsou tzv. magnetické povrchy tedy plochy přes něž je tok magnetického pole nulový, mezi nimi má význačné místo poslední uzavřený magnetický povrch (LCFS z angl. Last Closed Flux Surface) neboli také separatrix viz. Obr.1.2. Částice na magnetických površích od separatrix dále tvoří tzv. scrape–off layer, vrstvu, která již není udržená a jejíž částice tak dopadají na limiter nebo divertorové terče. Okrajovým plazmatem pak rozumím část plazmatu právě uvnitř LCFS [16].

1.3.2 Tokamak GOLEM

Tokamak GOLEM je nejstarším a nejmenším provozovaným tokamakem na světě, který postupně fungoval v ÚAE I.V. Kurčatovova v Moskvě pod

1. Teoretický úvod



Obrázek 1.2: Průřez magnetickými povrchy v tokamaku se srovnáním limiterového kruhového a divertorového plazmatu s X–bodem. Dále jsou na obrázku znázorněny LCFS a scrape–off layer. Převzato z [17]. Upraveno.

jménem TM–1 a na Ústavu fyziky plazmatu v Praze pod jmény TM–1– MH a CASTOR (Czech Academy of Science Torus), než byl v roce 2008 převezen na FJFI, kde pod jménem GOLEM funguje jako výukové zařízení [18]. Jeho parametry $R = 0, 4 \text{ m}, a = 85 \text{ mm}, \text{ proud plazmatem } I_p < 8 \text{ kA},$ magnetické pole $B_t < 0, 8 \text{ T}$ a délka výboje 13 ms, spolu s limiterovou konfigurací s kruhovým plasmatem, jej činí zařízením vhodným ke studiu okrajového plazmatu. Veškeré sondové vybavení totiž může být po celou dobu výboje v plazmatu aniž by došlo k jeho poškození. Unikátní je možnost ovládat tokamak vzdáleně pomocí webového rozhraní, což umožnuje provádět experimenty z celého světa. Letos byla také obnovena možnost plasmatický sloupec poloidálními cívkami předem definovanou vlnovou formou posouvat a stabilizovat, s touto stabilizací je možné dosáhnout délky pulsu až 25 ms a střední elektronové teploty až 64 eV.

Zdrojem elektrické energie toroidálních cívek a primáru transformátoru tokamaku GOLEM jsou kondenzátorové baterie, schopné dodat do přes 2000 V, reálně se však pro cívky toroidálního pole používá maximálně XXXX V a pro primár transformátoru maximálně YYYY V. Vakuum v komoře je zajišťováno dvěma turbomolekulárními vývěvami, které jsou předčerpávané rotační olejovou vývěvou. Kromě zmíněné stabilizace je možné zlepšit režim výboje vypékáním komory a doutnavým výbojem, kdy dojde k odplynění stěn a zlepšení vakua.

1.3.3 Tokamak COMPASS

Původně byl tokamkak COMPASS (**Comp**act **Ass**embly) provozován v UKAEA v Culhamu v Británii, kde byl v roce 2002 odstaven, protože byl do provozu uveden tokamak MAST. V roce 2008 byl pak COMPASS převezen do ČR, kde na Ústavu fyziky plazmatu nahradil tokamak CASTOR. Tokamak COMPASS je svými rozměry R = 0,56 a a = 0,23 m s elongací 1,8 malým tokamakem s komorou tvaru D schopným dosáhnout H–módu, tedy referenčního módu pro ITER. Také tvar plazmatu tokamaku COMPASS odpovídá předpokládanému tvaru plazmatu ITERu, pouze je v lineárních rozměrech $10 \times$ menší. Maximální proud plasmatem I_p 400 kA, magnetické pole $B_t = 0.9 - 2.1$ T a délka výboje 1 s znamenají, že sonda nemůže být v plasmatu po celou dobu výboje, ale je nutné použít tzv. reciprokaci, kterou blíže popíšu v části 1.6, jinak by mohlo dojít k natavení a poškození sondy.

1.4 Pohyb nabité částice v elektromagnetickém poli

Pohyb nabitých částic ve vnějším elektromagnetickém poli je ovlivňován Lorenzovou silou. Pro částici o náboji q a hmotnosti m pohybující se rychlostí \vec{v} platí

$$\vec{F_L} = q \cdot \left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right). \tag{1.5}$$

Při pohybu částice homogenním magnetickým polem \vec{B} bez přítomnosti pole elektrického, tj. $\vec{E} = \vec{0}$, se částice bude obecně pohybovat po šroubovici. Orthogonálním rozkladem vektoru $\vec{v} = \vec{v}_{\parallel} + \vec{v}_{\perp}$, kde $\vec{v}_{\parallel} \parallel \vec{B}$, můžeme tuto šroubovici popsat jako složení rovnoměrného přímočarého pohybu rychlostí \vec{v}_{\parallel} a rovnoměrného pohybu po Larmorově kružnici poloměru r_L , na níž jsou kolmé indukční čáry, s cyklotronovou frekvencí ω_c ,

$$r_L = \frac{mv_\perp}{|q|B}, \qquad \qquad \omega_c = \frac{|q|B}{m}, \qquad (1.6)$$

 r_L se nazývá Larmorův poloměr směr rotace bude záviset na znaménku nábojeq.

Změna nastane bude–li se částice pohybovat ve zkříženém magnetickém a elektrickém poli. Potom se střed Larmorovy kružnice bude pohybovat kolmo na \vec{B} i \vec{E} rychlostí

$$v_{\vec{E}\times\vec{B}} = \frac{\vec{E}\times\vec{B}}{B^2},\tag{1.7}$$

tento pohyb nazýváme $\vec{E} \times \vec{B}$ driftem a nezáleží na znaménku náboje, elektrony a ionty se tedy budou pohybovat stejným směrem.

V tokamacích se však konstantní homogenní magnetické pole nevyskytuje, typicky se jedná o toroidální pole, které má větší intenzitu blíže ke středu toroidu, navíc je zakřivené, uplatní se tedy grad-B drift a drift zakřivení. Tyto drifty způsobují pohyb částice rychlostí \vec{v} pro níž platí

$$\vec{v} = \frac{m}{q} \frac{\vec{R} \times \vec{B}}{R^2 B^2} \left(v_{\parallel}^2 + \frac{1}{2} v_{\perp}^2 \right), \qquad (1.8)$$

kde \vec{R} je radiusvektor polohy částice od středu toroidu. Vidíme, že směr této rychlosti již závisí na znaménku náboje pohybující se částice, ionty a elektrony se tedy budou pohybovat opačným směrem, dojde k separaci náboje a vzniku 1. Teoretický úvod



Obrázek 1.3: Propagace blobu. Převzato z [21]

elektrického pole. Zde se ale opět uplatní mechanismus $\vec{E} \times \vec{B}$ driftu, kterým bloby a víry unikají z prostoru toroidu.

1.5 Elektrostatická turbulence v tokamacích

Transport částic a energie v tokamaku se liší v závislosti na tom zda probíhá podél magnetických siločar nebo napříč k nim. Podél nich se částice pohybují téměř volně rychlostmi odpovídajícími maxwellovskému rozdělení při dané teplotě. Jiná situace pak nastává při pohybu napříč magnetickým polem. Ten je realizován dvěma způsoby, difuzí (klasickou a neoklasickou) a turbulencí. Mechanismus klasické difúze se řídí Fickovými zákony, je dobře popsán a přestože představuje problém pro udržení, s rostoucí intenzitou magnetického pole dostatečně klesá ~ $\frac{1}{B^2}$ a protože je způsobená coulombickými srážkami, tak navíc klesá s rostoucí teplotou. Neoklasická, neboli Bohmova, difúze pozorovaná hlavně v experimentech s magnetickým udržením klesá ~ $\frac{T}{B}$ [10], což spolu s tím, že roste s teplotou znamená až o 4 řády horší únik energie a částic, ale daří se jí potlačit [19]. V tomto ohledu zatím největším problémem zůstává anomální, tedy turbulentní transport, při němž nedochází k prostupu částic magnetickým polem jako v případě difúze, ale ke transportu celých kusů plazmatu tedy ke konvekci. Zde můžeme rozlišit dva druhy struktur, bloby a víry. Bloby jsou v poloidálním řezu polarizované filamenty plazmatu, které lze podle [20] definovat jako oblast splňující následující kritéria:

- hustotní rozdělení blobu má jeden pík a ten je mnohem vyšší než směrodatná odchylka fluktuací okolního plazmatu (asi 2× až 3×)
- blob je protažený podél magnetické siločáry
- převažující směr rychlosti blobu je ve směru $E \times B$ driftu a s tím spojený potenciál a vířivost se strukturou dipólu kolmo ke směru pohybu

1.5.1 Zonální toky a GAMy

Jedním z konceptů s nimiž lze přistoupit k porozumění turbulence a transportu v okrajovém plazmatu jsou zonální toky. Zonální toky jsou struktury pozorované dobře hlavně v okrajovém plazmatu, které v tokamacích dělíme do dvou větví: stacionární zonální toky a geodesické akustické módy



Obrázek 1.4: Radiální profil U_{float} a I_{sat} . Převzato z [22]. Upraveno.

(GAM
y z anglického geodesic acoustic modes). Zonální toky mají tři důležité charakteristiky

- symetrii okolo magnetické osy (m = 0, n = 0),
- mesoškálovou radiální vlnovou délku,
- jsou provázány s turbulencí

Tyto charakteristiky jsou blíže popsány v následujících odstavcích.

Zm=n=0 symetrie zonálních toků plyne, že jimi neprobíhá žádný transport napříč polem, to spolu s provázaností zonálních toků a turbulence znamená, že s přetokem energie z turbulence do zonálích toků dochází ke zlepšení udržení. Konkrétní mechanismus jakým stacionární zonální toky disipují turbulenci je střih (zonálním toky jsou také někdy jako střižné označovány), ten dominantně vzniká jako důsledek $E_{rad} \times B_{tor}$ driftu (nazývá se tedy také $E_{rad} \times B_{tor}$ střih), kde, se zanedbáním ∇T_e , díky malé teplotě v tokamaku GOLEM, $E_{rad} \sim -\frac{dU_{float}}{dr}$ je radiální složka elektrického pole v tokamaku a B_{tor} toroidální magnetické pole. Z radiálního profilu U_{float} Obr. 1.4 je vidět, že směr E_{rad} je od LCFS směrem do středu plazmatu opačný než směrem od něj, což vede ke střihu právě v oblasti LCFS [22]. Blob je tak na své cestě z tokamaku disipován a odnáší s sebou méně energie.

Termínem mesoškálová vlnová délka se rozumí vlnová délka asi 10 až $50 \times$ větší než je Larmorův poloměr iontů, která je tak právě mezi velikostí Larmorova ploměru iontů a rozměrů zařízení [19].

Poslední bod, tedy jakým způsobem jsou zonální toky řízeny turbulencí, přesněji popisuje tzv. model predátor – kořist známý také jako Lotka–Volterovy rovnice, tedy systém dvou diferenciálních rovnic pro soupeřící druhy, v našem případě intenzitu zonálních toků a energii turbulence to je však již spíše 1. Teoretický úvod 🛛 🗖

důsledkem fyzikálního mechanismu, kdy turbulence generuje zonální toky skrz Reynoldsovo napětí, které vzniká jako sekundární nestabilita při řešení Navier–Stokesových rovnic [23]. Řešením Lotka–Volterových rovnic jsou periodické funkce, které popisují vzájemný vztah a regulaci zonálních toků a driftových vln, tedy jakým způsobem jsou zonální toky řízeny turbulencí [19], [24].

Kromě stacionárních zonálních toků byly v tokamakovém plazmatu pozorovány také GAMy, ačkoli byly předpovězené již v šedesátých letech minulého století až s nárůstem zájmu o zonální toky jako mechanismu potlačení turbulence byla jejich teorie více rozvíjena. S očekávanou frekvencí

$$f_{GAM} = \frac{c_s}{2\pi R},\tag{1.9}$$

kde R je velký poloměr zařízení a c_s zvuková rychlost, jsou GAMy dobře detekovatelné a tedy *nejlépe experimentálně diagnostikovatelné* podle [16]. Vzhledem k tomu, že GAMy navíc podléhají Landauovu útlumu, který je úměrný exp $-q^2$, projeví se nárůst GAMů především v okrajovém plazmatu, kde je velký bezpečnostní faktor q [19].

1.6 Elektrické sondové diagnostiky plazmatu

K určování parametrů plazmatu je nutné měřit jeho charakteristiky, což lze provádět aktivně nebo pasivně. Měření pasivními metodami do plazmatu nijak nezasahuje a pouze "zvnějšku" pozoruje dané veličiny, mezi pasivní metody patří magnetická měření, bolometrie apod. Při použití aktivních metod do plazmatu zasahujeme vložením pevné sondy nebo zářením a měříme tak přímo v plazmatu, nebo interakci záření s plazmatem. Sem patří jak rozptylová měření, tak právě Langmuirovy sondy (dále LP), kterými se budu dále zabývat.

1.6.1 Langmuirovy sondy

LP je jednou z nejjednodušších plazmatických diagnostik. Jedná se prakticky o kousek drátu vložený do plazmatu, lépe řečeno o elektrodu, na níž jsou však kladeny náročné požadavky ať už na tvar, materiál nebo umístění, protože je nutné dbát na to, aby měřené plasma minimálně ovlivnila a nebyla jím zničena. Typickým využitím LP sondy je proměření volt – ampérové charakteristiky plasmatu (dále IV charakteristiky), výsledkem takového měření je křivka s podobným průběhem jako černé body na Obr. 1.5. IV charakteristiku získáme změřením tzv. sondového proudu procházejícího přes plazma a sondu, při přiloženém napětí U_p vůči referenční elektrodě, kterou je v případě tokamaku komora. Z IV charakteristiky, lze získat hustotu plasmatu n, elektronovou teplotu T_e , potenciál plasmatu Φ [25].

Ve IV křivce rozlišujeme několik částí. Úplně vlevo na Obr. 1.5 se nachází část iontového nasyceného proudu I_{sat}^i , kdy dostatečně záporně nabitá elektroda, $U_p \ll U_{float}$, úplně odpuzuje elektrony a dopadají na ni tak pouze ionty. Potom křivka přechází do přechodové oblasti, kde se projevují vlivy



Obrázek 1.5: Idealizovaná I–V charakteristika. Převzato z [26]. Upraveno.

jak elektronového I_e , tak iontového I_i proudu. V bodě, kde se oba proudy vyrovnají, tedy $I_e = -I_i$, napětí na sondě odpovídá plovoucímu potenciálu plazmatu U_{float} . Úplně vpravo je část elektronového nasyceného proudu I_{sat}^e , která analogicky k iontovému proudu vzniká při dostatečně vysokém kladném napětí přivedeném na sondu, kdy jsou všechny ionty odpuzovány.

LP není nutné využívat jen pro měření celé VI charakteristiky, ale je hojně využívána ve dvou režimech – I_{sat}^i a U_{float} . Pro nasycený proud ve vodíkovém plasmatu a za předpokladu, že elektronová teplota rovná se iontové $T_e = T_i$, platí

$$I_{sat} = 0.5 neAc_s, \tag{1.10}$$

kde n je hustota, e elementární náboj, A plocha sondy a c_s rychlost částic, kterou lze pro částici hmotnosti m_{α} vyjádřit jako

$$c_s = \sqrt{\frac{2kT_e}{m_\alpha}},\tag{1.11}$$

kde k je Boltzmannova konstanta a T_e elektronová teplota. Měření I_{sat} je tedy možné použít k určení hustoty plasmatu s velkým časovým a prostorovým rozlišením. Vzhledem k asi 1800× větší hmotnosti iontu než elektronu, je zřejmé, že elektronový nasycený proud je mnohem větší než iontový, což je naznačeno i na Obr. 1.5. Z toho důvodu se v praxi měření elektronového nasyceného proudu neprovádí, protože by mohlo dojít k natavení sondy, nadále tedy I_{sat} bude značit iontový nasycený proud.

V režimu plovoucího potenciálu U_{float} je sonda, pokud je elektricky izolovaná od okolí, viz Obr. 1.8a, vzhledem k vyšší rychlosti elektronů se sonda nabije nejdříve na záporný potenciál, který další elektrony začne odpuzovat a vytvoří se tak rovnováha v podobě U_{float} [27]. Plovoucí potenciál U_{float} je svázán s potenciálem plazmatu Φ vzorcem [28]

$$U_{float} = \Phi - \alpha T_e, \tag{1.12}$$

1. Teoretický úvod



Obrázek 1.6: Schéma hlavice ball-pen sondy. Převzato z [29]. Upraveno.

kde T_e je elektronová teplota
a $\alpha = \ln \left| \frac{I_{sat}^e}{I_{sat}^i} \right|$, pro vodíkové plasma je
 $\alpha \sim 3$, pro magnetizované vodíkové je pak α 2, 8.

1.6.2 Ball–pen sonda

Ball–pen sonda byla vyvinuta k přímému měření potenciálu tokamakového plazmatu Φ na ÚFP v Praze, efektivně se jde o langmuirovu sondu s posuvným kolektorem umístěným uvnitř uvnitř stínění, které fyzicky zabraňuje dopadu elektronů na kolektor. Toto fyzické stínění využívá rozdílného Larmorova poloměru r_L elektronů a iontů v plazmatu v magnetickém poli, kdy mnohem lehčí elektrony mají menší r_L a nepřekonají tak stínění viz Obr. 1.6. Kolektor sondy je zapojen v plovoucím režimu a platí pro něj tedy vztah (1.12), změnou hloubky zasunutí kolektoru sondy do stínění lze dosáhnout stavu, kdy $\left|\frac{I_{sat}^e}{I_{sat}^i}\right| = 1$, tedy člen $\alpha T_e = 0$ a z (1.12) plyne $U_{float} = \Phi$. Což například v kombinaci s LP v plovoucím režimu umožňuje měřit lokálně teplotu s velkým prostorovým a časovým rozlišením [28].

1.6.3 Použité diagnostiky na tokamaku GOLEM

Pro snazší získání radiálího profilu z LP, bývá několik LP spojeno do tzv. hřebínkové nebo dvojité hřebínkové sondy (dále DRP z anglického double rake probe). Taková sonda byla použita při měřeních na tokamaku GOLEM Obr. 1.7, je umístěna na posuvném manipulátoru, který umožňuje sondou mezi výstřely pohybovat v radiálním směru a otáčet jí, otáčení však nebylo využito a piny sondy byly namířeny stále proti směru *B*.

Výstup z DRP je veden do tzv. "stříbrné krabičky" z původního vybavení tokamaku CASTOR, ta obsahuje 16 stejných modulů, se vstupem a výstupem pro BNC konektor. Každý modul obsahuje obvod s napětovým děličem 1:100 pro měření U_{float} viz. Obr. 1.8a a obvod pro nabíjení pinu vůči komoře na -100 V pro měření I_{sat} viz. Obr. 1.8b, mezi nimiž je možné přepínat. Je tedy možné využívat každý pin k měření v jiném režimu.

Výstup ze "stříbrné krabičky" je zapojen do datového sběru (dále DAS z anlglického **D**ata **A**cquisition **S**ystem) PAPOUCH, který data digitalizuje a



Obrázek 1.7: Hlavice DRP s novými instalovanými piny.



(a) : Schéma zapojení DRP s napěťovým děličem 1:100 určené k měření U_{float} .

(b) : Základní schéma zapojení DRP pro měření I_{sat} se 100 V stejnosměrným zdrojem.

Obrázek 1.8: Schémata zapojení pro měření s DRP na tokamaku GOLEM

uloží na sever tokamaku GOLEM s časovým krokem $10^{-6}s$.

V praxi se pak I_{sat} určuje z úbytku napětí V na známém odporu R jako

$$I_{sat} = \frac{V}{R},\tag{1.13}$$

kde V je napětí měřené pomocí DAS. Zde je nutné zmínit správnou volbu velikost odporu R. Na jednu stranu je vhodné mít R co největší, protože je pak tím větší měřený signál. Na druhou stranu, pokud je signál příliš "vysoký" a v absolutní hodnotě přesáhne 10 V, tak jej již DAS nesebere, protože má rozsah právě ± 10 V. Při použití příliš malého odporu zase může dojít k tomu, že signál je signál příliš utlumen a mohou vznikat jiskry, které signál znehodnotí.

1.6.4 Použité diagnostiky na tokamaku COMPASS

Vzhledem k mnohem větší délce výboje a většímu proudu plazmatem jsou na tokamaku COMPASS používány reciproké sondy, resp. hlavice se sondami na pneumatickém reciprokém manipulátoru, který během výboje hlavici zasune a vysune, obvykle do oblasti SOL. Sondy tak v plazmatu nejsou po celou

1. Teoretický úvod

dobu výboje, ale pouze několik desítek ms, takže nedojde k jejich tepelnému poškození. Pohybem hlavice navíc dojde k naměření celého profilu měřených veličin aniž by bylo nutné použití hřebínkové sondy.

Na tokamaku COMPASS jsou dva reciproké manipulátory vertikální – VRCP a horizontální – HRCP, v této práci byla použita data z HRCP s LP ve U_{float} režimu a ball–pen sondou. Dále byla použita radiální poloha separatrix určená kódem EFIT rekonstruujícím magnetické povrchy z dat naměřených magnetickými diagnostikami [30]. Poloha separatrix byla vzhledem k velké nepřesnosti zkalibrována pomocí polohy ball–pen sondy a předpokladu, že na separatrix je maximum potenciálu Φ , pak v čase $t_{\Phi_{max}}$, kdy ball–pen sonda měří maximum by mělo platit

$$R_{BPP}(t_{\Phi_{max}}) = R_{EFIT}(t_{\Phi_{max}}). \tag{1.14}$$

Kapitola 2

Experimenty s rozmítaným nabíjením potenciálu okraje plazmatu

Experimentální část práce proběhla na tokamacích COMPASS a GOLEM a je popsána v této kapitole. Nejdříve je zařazena část z tokamaku GOLEM, která byla více praktická a zahrnovala, kromě zpracování dat a přítomnosti při experimentech, také přípravu použitého sondového vybavení a samotných výstřelů.

2.0.1 Zpracování signálu

Tato část se věnuje postupu jakým byla data zpracována a ukládána.

Pro práci s uloženými daty byl použit programovací jazyk Python, konkrétně balíček xarray, který je vhodný pro práci s více-dimenzionálními značkovanými poli. Pro něj bylo vytvořeno několik funkcí tak, aby bylo možné pracovat s jednotlivými výstřely jako datovými strukturami xarray.DataArray, obsahující data z DRP, číslo výstřelu a časy začátku a konce trvání plazmatu.

První kritérium rozhodující, zda bude výstřel zahrnut do zpracování byla funkčnost datových sběrů, kdy se občas některý z kanálu nesebral, ale na jeho místo na serveru byl uložen signál z kanálu následujícího, což by komplikovalo následné zpracování.

Aby nebyly výsledky příliš ovlivněny globálními vlastnostmi plazmatu byl pro další zpracování vybrán úsek, kde byly malé změny globálních vlastností, tedy ideálně v čase, kdy byl tzv. flat top, tedy konstantní proud plazmatem. Pro ilustraci postupu viz. Obr. 2.1 na němž je svislými čarami vymezen časový interval vybraný pro další zpracování, výboj # 30712 byl jako ilustrační vybrán proto, že posloužil jako referenční při proměřování frekvenční odezvy plazmatu na nabíjení okraje, kromě proudu plazmatem I_{pl} a napětí na závit U_{loop} je zobrazen také surový signál z měření U_{float} na radiální pozici r = 62.5 mm.

Vzhledem k postupu měření výstřel od výstřelu bylo navíc nutné srovnávat průběh U_{loop} a I_{pl} a kontrolovat, že výstřely jsou opravdu stejné nebo co nejpodobnější. V opačném případě by nebylo možné určit, zda změny v měření jsou způsobeny nabíjením okraje plazmatu nebo jednoduše jiným výstřelem. Srovnání lze nejsnáze provést vykreslováním průběhů U_{loop} a I_{pl} přes sebe, jak je ukázáno na Obr. 2.2 pro U_{loop} z výbojů #30712 až #30734 kromě #30721, #30722, #30731, #30732, kde nebyly funkční všechny datové sběry



Obrázek 2.1: Průběh proudu plazmatem I_{pl} , napětí na závit U_{loop} a plovoucího napětí U_{float} měřeného na radiální pozici $r = 62.5 \,\mathrm{mm}$ z výstřelu # 30712. Přerušované červené čáry značí oblast, která bude dál zpracovávána.

nebo byla do plazmatu zasunuta biasingová elektroda způsobující kmitání signálů základních diagnostik.

Z vybrané části potom byly počítány statistické momenty signálu pomocí funkcí mean a var z balíčku xarray a skew a kurtosis z balíčku scipy. Pro veškeré spektrální výpočty, práci s filtry signálu byl použit balíček xarray-dsp Ing. Grovera implementující některé funkce z scipy.signal a numpy pro snadné použití s datovými strukturami xarray.

2.1 Experimenty na tokamaku GOLEM

2.1.1 Zdroj napětí

Nutnou podmínkou k provedení experimentů s rozmítaným nabíjením okraje plazmatu je zajištění zdroje střídavého napětí, který splňuje následující požadavky:

- má dostatečný výkon, aby při napětí řádu desítek voltů dokázal táhnout plazmatem proud několika ampér
- je dostatečně rychlý, aby dával harmonický signál o frekvenci až 20 kHz bez utlumení a změny tvaru signálu.

Jako nejlepší a jediné dostupné řešení bylo použití výkonného zdroje, táhnoucího proud plazmatem, a generátoru funkcí, který výkonový zdroj ovládá. Výhoda tohoto uspořádání spočívá i v tom, že generátor je možné



Obrázek 2.2: Srovnání U_{loop} pro výboje #30712 až #30734 s vynecháním výbojů #30721, #30722, #30731, #30732 u nichž nefungovaly všechny kanály datového sběru nebo byla zasunuta biasingová elektroda.

snadno přímo pomocí BNC kabelu připojit k osciloskopu a ovládací napětí tak "vyladit" na požadovanou frekvenci, offset a tvar. Během všech experimentů se střídavým napětím na tokamaku GOLEM byl použit generátor funkcí METEX MXG–9810.

Jako první výkonový zdroj byl zkoušen zdroj PSW 160–7.2 (dále PSW) dostupný na tokamaku GOLEM. Jedná se o více-rozsahový stejnosměrný zdroj o maximálním napětí 160 V, maximálním proudu 7.2 A a výkonu 360 W. Je možné jej nastavit do režimu ovládání napětí s proudovým limitem a obráceně. Jeho výstup lze ovládat manuálně nebo vzdáleně, pomocí programovacího rozhraní či analogově. Pro změření frekvenční charakteristiky bylo využito právě analogové rozhraní s použitím generátoru MXG–9810, kdy ovládací napětí generátoru 0 – 10 V odpovídá výstupnímu napětí na PSW 0 – U_{lim} , kde U_{lim} je zvolené maximální napětí na PSW.

Bylo provedeno několik měření, která ukázala, že PSW opravdu lze použít jako zdroj střídavého napětí bez změny polarity. Na druhou stranu, jak jsem uvedl v kapitole o GAMech, požadovaná frekvence má být až 20 kHz, což není s PSW dosažitelné, protože se zvyšující se požadovanou frekvencí docházelo k postupně k většímu útlumu a ke zkreslení tvaru signálu. Tento průběh je dobře vidět na Obr. 2.3 s harmonickým ovládacím napětím 1, 25 – 2, 4 V. Při frekvenci ≈ 60 Hz zdroj dává ještě přibližně harmonické napětí. S nárůstem ovládací frekvence na 125 Hz je zřetelněji vidět, že růst výstupního napětí je rychlejší než pokles a signál není harmonický. To by bylo možné do jisté míry kompenzovat asymetrií ovládacího napětí, jak je však vidět dále, Při frekvencích okolo 500 Hz a víc už výstupní signál vůbec neodpovídá



Obrázek 2.3: Každá dvojice grafů reprezentuje měření s frekvencí ovládacího napětí (oranžová křivka) postupně 60, 125 a 500 Hz. První z dvojic grafů ukazuje, že do frekvencí ≈ 60 Hz dokáže PSW udržet přibližně harmonické napětí (modrá křivka). Při 125 Hz je výstupní signál "roztřesený", není harmonický a klesá jeho amplituda. Poslední graf pak ukazuje, že pro ovládací napětí o frekvenci 500 Hz není vhodné pro použití s PSW.

kontrolnímu napětí a PSW tedy možné použít k rezonančnímu zesílení GAMů pomocí nabíjení okraje plazmatu.

Nakonec byly z ÚFP zapůjčeny dva zdroje KEPCO BOP 36–12M, které byly již dříve použity pro pokusy s rozmítaným nabíjením okraje plazmatu na tokamaku COMPASS, kde se ukázaly jako dostatečně rychlé a přestože i u



. .

Obrázek 2.4: Schématické znázornění polohy biasingové elektrody a DRP v poloidálním řezu komorou.

nich dochází s rostoucí frekvencí k poklesu amplitudy, jak je vidět na Obr. ??, udrží symetrický signál. Pro nabíjení byly tedy na obou tokamacích použity stejné zdroje zapojené do série jako master a slave, aby bylo dosaženo většího maximálního napětí. Nabíjecí obvody se pak lišili jen použitými frekvenčními generátory a elektrodou.

Na tokamaku GOLEM byla použita grafitová biasingová elektroda využívaná také při doutnavému výboji. je umístěna v horním portu na pohyblivém manipulátoru, takže je možné s mezi výboji radiálně pohybovat, schématické postavení DRP a biasingové elektrody je na Obr. 2.4. Na tokamaku COMPASS pak byla použita dlaždice divertoru.

2.1.2 Proměření frekvenční odezvy okraje plazmatu

Experimenty na tokamaku GOLEM byly prováděny ve dvou nastaveních parametrů výboje, shodovaly se v napětí v cívkách magnetického pole $U_{BT} = 1300$ V a elektrického pole $U_{CD} = 400$ V, ale pro session s proměřováním frekvenční odezvy byl použit tlak vodíku před výbojem 8 mPa, zatímco při měřeních I_{sat} byl tlak 16 mPa. Během všech výstřelů na tokamaku GOLEM zpracovaných v této práci byla použita stabilizace.

Frekvenční charakteristika byla proměřena pro frekvence od 5 do 20 kHz, což si včetně několika referenčních bez nabíjení a jednoho opakovaného s nabíjením vyžádalo celkem 22 výstřelů. Pro dohledání v databázi tokamaku GOLEM se jedná o výstřely #30712 až #30734. Během takto dlouhé session se postupně do jisté míry měnila charakteristika v výboje a docházelo k jeho prodlužování, což lze dobře vidět na Obr. 2.5.

Kromě změny na výboji docházelo s rostoucí frekvencí nabíjecího napětí ke zmenšení amplitudy, kdy pro frekvenci $5 \,\text{kHz}$ bylo nabíjecí napětí 0 - $63 \,\text{V}$, zatímco pro frekvenci $20 \,\text{kHz}$ už bylo jen 10 - $50 \,\text{V}$. Do určité míry by bylo možné tento útlum kompenzovat zvětšením ovládacího napětí, ale z obav o překročení maximálního povoleného napětí na vstupu zdroje to nebylo provedeno.



Obrázek 2.5: Srovnání I_{pl} pro výboje #30712 až #30734 s vynecháním výbojů #30721, #30722, #30731, #30732 u nichž nefungovaly všechny kanály datového sběru nebo byla zasunuta biasingová elektroda. Tyto výboje byly zpracovány v rámci proměření frekvenční odezvy okraje plazmatu.

V U_{float} session byl ke zpracování vybrán časový interval 21 až 23 ms na kterém nedochází k velkým skokům na žádném signálu a kde je již ustálené nabíjecí napětí, jehož amplituda několik milisekund po začátku výboje vždy velmi poklesla. Aby byly výsledné grafy přehledné, byla session rozdělena do dvou částí pro "nižší" a "vyšší" frekvence. Hodnoty v radiálním profilu na r = 72.5 mm jsou určeny z druhého hřebínku DRP než ostatní, protože tento pin přestal fungovat. Radiální profily střední hodnoty U_{float} jsou na Obr. 2.6 z nich na první pohled není nic vidět nějaký trend závislosti na nabíjecí frekvenci, ale nabíjení se projeví alespoň v tom, že střední hodnoty ve výstřelech bez nabíjení jsou nižší.

U radiálních profilů rozptylu U_{float} Obr. 2.7 je opět obtížné rozlišit závislost na frekvenci, ale největší rozptyl mají naopak výboje bez nabíjení, což by mohlo naznačovat, že nabíjením došlo k určitému potlačení turbulence.

Z hlediska frekvenční odezvy jsou zajímavé wavelety, pomocí nichž určíme koherenci dvou signálů. Na srovnání waveletové koherence výboje bez nabíjení Obr. 2.8 a s nabíjením Obr. 2.9 je jasně patrné, že signál U_{float} je nabíjením ovlivněn, vzhledem ke vzájemné poloze DRP a biasingové elektrody, pak plyne, že interakce se přenáší plazmatem.

Pro větší názornost vlivu různých nabíjecích frekvencí na plazma byly vytvořeny grafy dávající frekvenci jako nezávislou proměnnou a koherenci, střední hodnotu a rozptyl jako závislou.

Koherence v závislosti na frekvenci je zobrazena na Obr. 2.10. Podle teoretické předpovědi by GAMy v tokamaku GOLEM měly mít frekvenci ≈ 16 kHz.



Obrázek 2.6: Radiální profil střední hodnoty $\overline{V_{float}}$



Obrázek 2.7: Radiální profil rozptylu V_{float}



Obrázek 2.8: Koherence z wavelet transformace signálu U_{float} na radiální pozici r = 62.5 mm, bez nabíjení.

Zdá se ale, že na sudých frekvencích je koherence horší než lichých, což nejspíš nemá žádný fyzikální smysl a může se jednat o náhodný experimentální rozptyl (jehož vliv by bylo možné potlačit větší statistikou výbojů), přesto lze pozorovat určitý klesající trend s rostoucí frekvencí, resp., rozdíl od a do 10 kHz,



Obrázek 2.9: Koherence U_{float} na radiální pozici r = 62.5 mm s nabíjecím napětím 0-60 V o frekvenci 17 kHz aplikovaném na plazma v hloubce 65 - 70 mm od středu komory. Vodorovnou růžovou čarou je vyznačena frekvence 17 kHz.

kde do 10 kHz se možná projevuje spíš nenulová střední hodnota nabíjení. Tento trend se pak téměř neprojevuje na střední hodnotě viz. Obr. 2.11 ani rozptylu viz. Obr. 2.12. Pouze střední hodnoty jsou, podobně jako koherence nižší pro sudé nabíjecí frekvence.

2.1.3 Měření fluktuací I_{sat}

Měření I_{sat} je technicky náročnější než měření U_{float} pro které stačí mezi výstup sondy a DAS umístit jen napětový dělič. Obvod pro měření I_{sat} je komplikovanější a musí zajištovat i nabíjení pinu. Během prvních pokusů se ukázalo, že signál přesahuje hodnotu 10 V, kterou ještě dokáže zaznamenat DAS. Jako příčina tohoto problému se ukázal příliš velký odpor na němž se měří spád napětí, který měl hodnotu 387 Ω , přestože původní odpory používané při měření I_{sat} na tokamaku CASTOR byly 47 Ω . Opětovné připájení původních odporů pak znamenalo značné zlepšení měření. Už nebyl saturovaný prakticky celý signál, ale pouze někdy se objevila jiskra, která část znehodnotila.

Problémy se "stříbrnou krabičkou", vedly k tomu, že pro charakterizaci fluktuací I_{sat} byly vybrány 3 výstřely. Při výběru vhodného časového okna, které bude vybráno a dále zpracováno přibyl u měření I_{sat} požadavek na absenci jiskry v daném čase na všech pinech. I vzhledem k přibližně konstantnímu průběhu I_{pl} byl vybrán konec výboje v čase 20 až 23 ms. Bohužel i zde byl rozdíl v I_{pl} mezi výbojem s 13 kHz nabíjením a 15 kHz nabíjením asi 20%. Takovéto měření není dostatečně věrohodné, protože bude příliš ovlivněno globálními parametry plazmatu, pro názornost je zde uveden alespoň radiální profil střední hodnoty I_{sat} .



Obrázek 2.10: Závislost koherence U_{float} a nabíjecího napětí na nabíjecí frekvenci. Pro tři různé radiální polohy.

2.2 Experimenty na tokamaku COMPASS

Experimenty na tokamaku COMPASS proběhly v rámci akce SUMTRAIC 28.8.2018. Byly provedeny 4 výboje s rozmítaným nabíjením okraje plazmatu pomocí napětí přivedeného na druhý segment divertorové dlaždice. Metoda frekvenčního proměření na tokamaku COMPASS je rozdílná od postupu výstřel od výstřelu použitém na tokamaku GOLEM, vzhledem ke stabilnímu flat topu bylo na tokamaku COMPASS použito rozmítané frekvenční nabíjení, spektrogram úseku nabíjecího napětí je na Obr. ??. Při výbojích #17561 a #17562 bylo na divertor přivedeno napětí s lineárně rostoucí frekvencí od 20 do 40 kHz, kdy toto rozmítání proběhlo každých 10 ms, při výboji #17563 bylo rozmítání rychlejší a proběhlo každých 5 ms. Oproti tomu při výboji #17564 bylo použito napětí s frekvencí 1 až 10 kHz s rozmítáním probíhajícím jak je vidět na Obr. ??.

Vzhledem k velké výpočetní náročnosti waveletů byla data z ball–pen sondy a nabíjecí napětí před zpracováním zdecimovány na desetinu vzorků.

Kromě waveletů byla použita také fourierova transformace, ale vzniknuvší obrázek nebyl dost průkazný, že existuje nejaký vztah mezi nabíjecím napětím a potenciálem plazmatu. Zatímco koherence získaná z wavelet transformace potenciálu plazmatu a nabíjecího napětí se blíží 1 při nabíjení frekvencemi mezi 30 a 40 kHz asi 1 cm uvnitř separatrix, což je vidět jak na výboji #17561 viz. Obr. 2.14 tak #17563 viz. Obr. 2.15 vzhledem k těmto frekvencím by se mohlo jednat o rezonanci s GAMy [31]. Ve výboji #17562 koherence na žádné frekvenci nepřekročila 0,8.



Obrázek 2.11: Závislost střední hodnoty U_{float} na nabíjecí frekvenci. Pro tři různé radiální polohy.



Obrázek 2.12: Závislost rozptylu U_{float} na nabíjecí frekvenci. Pro tři různé radiální polohy.



Obrázek 2.13: Radiální profil střední hodnoty I_{sat} .



Obrázek 2.14: Koherogram potenciálu plazmatu a nabíjecího napětí se zanesenou polohou sondy a polohou separatrix z kódu EFIT, spolu se spektrogramem nabíjecího napětí. COMPASS, výboj #17561.



Obrázek 2.15: Koherogram potenciálu plazmatu a nabíjecího napětí se zanesenou polohou sondy a polohou separatrix z kódu EFIT, spolu se spektrogramem nabíjecího napětí. COMPASS, výboj #17563.

Závěr

Závěr

Turbulentní transport energie a částic je hlavním mechanismem ztrát v tokamakovém plazmatu a jako takový bychom jej chtěli potlačit a dosáhnout tak lepšího udržení. K potlačení turbulentního toku dochází spontánně při L–H přechodu vznikem transportní bariéry a jedním ze způsobů jak vznik této transportní bariéry popsat je systém zonálních toků.

Zonální toky lze dělit na dva typy – stacionární a oscilující tzv. GAMy. V této práci je dán stručný popis jakým jsou zonální toky a turbulence provázány a proč přetok energie z turbulence do zonálních toků zlepšuje udržení. Z dominantně elektrostatické povahy zonálních toků vyplývá, že je možné je stimulovat nabíjením okraje plazmatu, kde se také vyskytují. Nabíjení stejnosměrným napětím za účelem stimulace stacionárních zonálních toků bylo již provedeno na mnoha zařízeních, včetně tokamaku CASTOR, ale vliv střídavého napětí nebyl důkladně prozkoumán.

Hlavním experimentálním cílem tedy bylo ovlivnění okraje plazmatu pomocí nabíjecí elektrody na tokamaku GOLEM a nabíjené dlaždice divertoru tokamaku COMPASS , na něž bylo přivedeno střídavé napětí o frekvencích odpovídajících předpokládané frekvenci GAMů. Přestože je frekvence GAMů dobře definovaná a jejich předpokládané umístění na tokamaku COMPASS také, bylo by vhodné zkusit je nejdříve identifikovat bez nabíjení, což by poskytlo konkrétnější experimentální základ pro další podobné pokusy na tokamaku GOLEM, kde jsme zatím pozorovali vliv spíše střední hodnoty nabíjecího napětí.

Součástí práce bylo také seznámení se se elektrickými sondovými měřeními na tokamacích, které proběhlo na tokamaku GOLEM, kde byla opravena a znovu zprovozněna DRP. Během měření byly nalezeny některé nedostatky elektronického zapojení mezi sondou a DAS, které znemožňovaly efektivní měření fluktuací I_{sat} , tyto nedostatky v podobě příliš silných rezistorů byly odstraněny. Potom bohužel již nezbyl čas na dostatečné proměření vlivu nabíjení na I_{sat} , což bude náplní další práce spolu se snahou o zvýšení spolehlivosti hlavice DRP v níž během experimentů přestávají fungovat jednotlivé piny.

Při dalších měřeních se střídavým nabíjením okraje plazmatu na tokamaku GOLEM, by bylo vhodné opakovat měření se stejnou nabíjecí frekvencí několikrát a dosáhnout tak lepší statistiky pro možné zprůměrování hodnot. Navíc by šlo využít sond pro měření elektronové teploty na okraji plazmatu a spolu s U_{float} tak měřit přímo potenciál plazmatu. Také by bylo vhodné najít co nejstabilnější režim výboje, který se ani během dlouhé session nebude moc měnit, čemuž by mohl napomoci nově vznikající zpětnovazební systém stabilizace.

Bibliografie

- IEA Sankey Diagram. IEA. Dostupné také z: https://www.iea.org/ Sankey/.
- Energy Resources. World Energy Council. Dostupné také z: https://www. worldenergy.org/data/resources/.
- The H-Mode of ASDEX. Nuclear Fusion. 1989, roč. 29, č. 11, s. 1959–2040. Dostupné z DOI: 10.1088/0029-5515/29/11/010.
- PALAEOSENS PROJECT MEMBERS et al. Making sense of palaeoclimate sensitivity. nat. 2012, roč. 491, s. 683–691. Dostupné z DOI: 10.1038/nature11574.
- VYTLAČIL, P. Hustota energetického toku. oEnergetice.cz. Dostupné také z: https://oenergetice.cz/obnovitelne-zdroje/hustota-energetickehotoku.
- 6. ENTLER, S. Fúzní palivo a obnovitelné zdroje. 2015. Dostupné také z: http: //www.ipp.cas.cz/miranda2/export/sitesavcr/ufp/ufp-v-mediich/ Publications/Fuzni-palivo-a-obnovitelne-zdroje.pdf.
- ŘÍPA, M; MLYNÁŘ, J; WEINZETTL, Vladimír; ŽÁČEK, František. Řízená termojaderná fúze pro každého. 2011. ISBN 80-902724-7-9. Dostupné také z: https://www.cez.cz/edee/content/file/vzdelavani/fuze_sceeen. pdf.
- KULHÁNEK, P.; HAVLÍČEK, I.; ROZEHNAL, J.; BŘEŇ, D. Vznik a vývoj hvězd. Aldebaran, 2018. Dostupné také z: https://www.aldebaran.cz/ astrofyzika/hvezdy/evolution.php.
- 9. LAWSON, J.D. Some criteria for a useful thermonuclear reactor. 1955.
- 10. CHEN, F.F. Úvod do fyziky plasmatu. ACADEMIA, 1984.
- 11. KIKUCHI, M; LACKNER, K; TRAN, M Quang. Fusion Physics. Vienna: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, 2012. Non-serial Publications. ISBN 978-92-0-130410-0. Dostupné také z: https://www.iaea. org/publications/8879/fusion-physics.
- 12. ENTLER, S.; MLYNÁŘ, J. Spoutání slunce. 2016.
- 13. MIYAMOTO, K. Fundamentals of Plasma Physics and Controlled Fusion.

Bibliografie

- PEARCE, R.J.H.; BRYAN, S.; CERRUTI, R.; GREEN, N. Vacuum Pumping Developments on the JET Tokamak. 2007. Dostupné také z: http://www. euro-fusionscipub.org/wp-content/uploads/2014/11/EFDC00107. pdf. Technická zpráva. EURATOM/UKAEA Fusion Association.
- AL., K.M. Schaubel et. Advances in Cryogenic Engineering. In: ed. KITTEL, P. Springer, Boston, MA, 1994, kap. The Development of an in-Vessel Cryopump System for the DIII-D Tokamak. Dostupné z DOI: https: //doi.org/10.1007/978-1-4615-2522-6_194.
- SILVA, C.; HENRIQUES, R.; HIDALGO, C.; FERNANDES, H. Experimental evidence of turbulence regulation by time-varying ExB flows. *Nuclear Fusion.* 2018, roč. 58, č. 2, s. 026017. Dostupné z DOI: 10.1088/1741-4326/aa9dc0.
- NA, Yong-Su. Dostupné také z: http://ocw.snu.ac.kr/sites/default/ files/NOTE/7292.pdf.
- 18. ŘÍPA, M. Historie výzkumu termojaderné fúze v ČR. 2016.
- FUJISAWA, Akihide. A review of zonal flow experiments. Nuclear Fusion. 2008, roč. 49, č. 1, s. 013001. Dostupné z DOI: 10.1088/0029-5515/49/ 1/013001.
- D'IPPOLITO, D. A.; MYRA, J. R.; ZWEBEN, S. J. Convective transport by intermittent blob-filaments: Comparison of theory and experiment. *Physics* of *Plasmas.* 2011, roč. 18, č. 6, s. 060501. Dostupné z DOI: 10.1063/1. 3594609.
- MAQUEDA, R J; STOTLER, D P; ZWEBEN, S J. Intermittency in the scrape-off layer of the National Spherical Torus Experiment during H-mode confinement. 2011. Dostupné také z: https://doi.org/10.1016/j. jnucmat.2010.11.002.
- BROTÁNKOVÁ, Jana; STOCKEL, J; HORACEK, J; SEIDL, J; DURAN, I; HRON, Martin; VAN OOST, Guido. Measurement of sheared flows in the edge plasma of the CASTOR tokamak. *Plasma Physics Reports*. 2009, roč. 35, s. 980–986. Dostupné z DOI: 10.1134/S1063780X09110087.
- 23. GROVER, O. L-H transition in tokamak plasma: study of local parameters in the edge plasma. 2017. Diplomová práce. FJFI ČVUT V PRAZE.
- DIAMOND, P H; ITOH, S-I; ITOH, K; HAHM, T S. Zonal flows in plasma—a review. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2005, roč. 47, č. 5, s. R35– R161. Dostupné z DOI: 10.1088/0741-3335/47/5/r01.
- 25. CHEN, F F. Lecture Notes on Langmuir Probe Diagnostics. 2003.
- MÁCHA, P. Měření základních parametrů okrajového plazmatu pomocí kombinované ball-pen a Langmuirovy sondy na tokamaku GOLEM. 2018.
- 27. STOCKEL, J. Měření parametrů plazmatu v tokamacích pomocí elektrických sond. 2017.
- ADÁMEK, J; IONITA, C; STOCKEL, R Schrittwieserand J; TICHÝ, M; OOST, G Van. Direct measurements of the electron temperature by a ball-pen/langmuir probe. 2005, roč. 3, s. 2214–2217.

- ADÁMEK, J et al. A novel approach to direct measurement of the plasma potential. *Czechoslovak Journal of Physics*. 2004, roč. 54, č. 3, s. C95. ISSN 1572-9486. Dostupné z DOI: 10.1007/BF03166386.
- WEINZETTL, Vladimir et al. Progress in diagnostics of the COMPASS tokamak. Journal of Instrumentation. 2017, roč. 12, s. C12015–C12015. Dostupné z DOI: 10.1088/1748-0221/12/12/C12015.
- SEIDL, J. et al. Electromagnetic characteristics of geodesic acoustic mode in the COMPASS tokamak. *Nuclear Fusion*. 2017, roč. 57, č. 12, s. 126048. Dostupné z DOI: 10.1088/1741-4326/aa897e.