

STŘEDOŠKOLSKÁ ODBORNÁ ČINNOST

Obor: 2. Fyzika

Stabilizace plazmatu na tokamaku
GOLEM

Daniela Kropáčková

Brno 2020

STŘEDOŠKOLSKÁ ODBORNÁ ČINNOST

STABILIZACE PLAZMATU NA
TOKAMAKU GOLEM

PLASMA STABILIZATION ON GOLEM
TOKAMAK

AUTOR Daniela Kropáčková
ŠKOLA Gymnázium Brno, Křenová,
příspěvková organizace
KRAJ Jihomoravský
ŠKOLITEL Ing. Jindřich Kocman
OBOR 2. Fyzika

Brno 2020

Prohlášení

Prohlašuji, že svou práci na téma *Stabilizace plazmatu na tokamaku GOLEM* jsem vypracovala samostatně pod vedením Ing. Jindřicha Kocmana a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

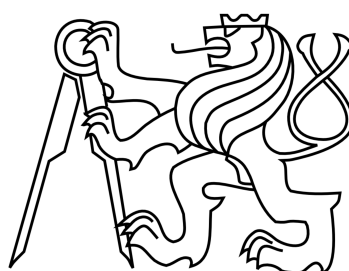
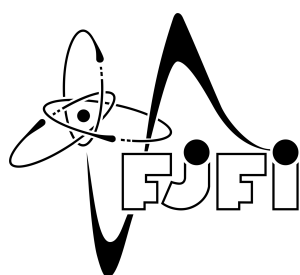
Dále prohlašuji, že tištěná i elektronická verze práce SOČ jsou shodné a nemám závažný důvod proti zpřístupňování této práce v souladu se zákonem č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a změně některých zákonů (autorský zákon) v platném znění.

V Brně dne: _____

Daniela Kropáčková

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ V PRAZE

FAKULTA JADERNÁ
A FYZIKÁLNĚ INŽENÝRSKÁ



Poděkování

Tímto bych chtěla poděkovat svému školiteli Ing. Jindřichu Kocmanovi, který obětoval svůj volný čas, aby mi pomohl a zodpověděl veškeré mé dotazy. Dále bych chtěla poděkovat Ing. Vojtěchu Svobodovi, CSc., bez kterého by tato práce nemohla vzniknout a který byl vždy ochoten se mi plně věnovat. V neposlední řadě bych ráda poděkovala RNDr. Janu Stöckelovi, CSc. za jeho cenné rady a připomínky při vyhodnocování dat a práci na tokamaku.

Abstrakt

Tato práce se zabývá stabilizací plazmatu pomocí vnitřního kvadrupólu na tokamaku GOLEM. Zároveň je v ní popsáno měření polohy plazmatu a měření vertikálního magnetického pole.

Klíčová slova

Tokamak, plazma, Mirnovovy cívky, kvadrupól, stabilizace

Abstract

The aim of this work is plasma stabilization on GOLEM tokamak. In this thesis is also described the measurement of plasma position and measurement of vertical magnetic field.

Keywords

Tokamak, plasma, Mirnov coil, quadrupole, stabilization

Obsah

| | |
|--|-----------|
| Úvod | 8 |
| 1 | 10 |
| 1.1 Termojaderná fúze | 10 |
| 1.2 Lawsonovo kritérium | 11 |
| 1.3 Plazma | 12 |
| 1.4 Plazma v magnetickém poli | 13 |
| 2 Tokamak | 18 |
| 2.1 Konstrukce a princip | 18 |
| 2.2 Tokamak GOLEM | 19 |
| 2.2.1 Ovlivnění polohy plazmatu | 21 |
| 2.2.2 Síly roztahující prsteneč | 22 |
| 2.2.3 Průběh výboje | 25 |
| 3 Diagnostika | 26 |
| 3.1 Základní diagnostika | 26 |
| 3.2 Diagnostika pro měření polohy plazmatu | 28 |
| 3.2.1 Mirnovovy cívky | 28 |
| 3.2.2 Vertikální magnetické pole | 29 |
| 4 Měření polohy plazmatu a jeho stabilizace | 31 |
| 4.1 Vertikální poloha plazmatu | 31 |
| 4.1.1 Pomocí Mirnovových cívek | 31 |

| | | |
|----------|--|-----------|
| 4.2 | Horizontální poloha plazmatu | 32 |
| 4.3 | Obvod pro stabilizaci plazmatu | 32 |
| 4.4 | Zpracování dat | 33 |
| 4.4.1 | Eliminace toroidálního magnetického pole | 33 |
| 5 | Výsledky | 35 |
| 5.1 | Měření rozptylového vertikálního magnetického pole | 35 |
| 5.2 | Stabilizace plazmatu vnitřním kvadrupólem | 37 |
| 5.2.1 | První měření | 37 |
| 5.2.2 | Druhé měření | 40 |
| 6 | Závěr | 43 |

Úvod

Od konce 19. století, kdy došlo k prvnímu většímu rozvoji elektřiny, její spotřeba neustále roste. Již koncem minulého století bylo jasné, že nynější zdroje energie vzrůstající poptávku nepokryjí. Zásoby fosilních paliv se ztenčují a ani zásoby uranu nejsou nekonečné. Kromě toho se spalováním fosilních paliv do ovzduší uvolňuje velké množství oxidu uhličitého, přispívajícího ke globálnímu oteplování, a velké množství oxidů dusíku a síry, způsobující kyselou dešť. Jaderné elektrárny sice nevypouští žádné skleníkové plyny, na druhou stranu ve štěpných reaktorech vzniká nemalé množství radioaktivního odpadu, které je následně nutné dlouhodobě skladovat. Ani obnovitelné zdroje nepředstavují z hlediska ekologie a účinnosti nejlepší řešení. V budoucnu proto bude potřeba přijít s nějakým novým a co nejekologičtějším zdrojem energie.

Jedno z řešení by mohla nabídnout termojaderná fúze. V prvních termojaderných reaktorech, se počítá se slučováním dvou izotopů vodíku, deuteria a tritia. Tritium je sice lehce radioaktivní prvek, ale jeho poločas rozpadu je pouhých 12,3 let. Navíc by jeho výroba měla probíhat přímo v komoře reaktoru a během provozu by nedocházelo k žádnému převozu radioaktivního paliva dovnitř nebo ven z elektrárny.

Jako nejnadějnější zařízení umožňující termojadernou fúzi, se v poslední době jeví tzv. tokamaky, jež k udržení plazmatu využívají kombinaci dvou magnetických polí.

I přes to, že je plazma v tokamaku drženo magnetickým polem, dochází vlivem působení různých sil k pohybu plazmatického prstence, což může

vést až k nárazu plazmatu na stěny komory, tzv. disrupci. To v lepším případě znamená zánik plazmatu, v horším pak poškození komory. U mezinárodního projektu ITER se maximální počet disrupcí odhaduje na 10. Je proto zásadní vyvinout systém, který by během pár milisekund dokázal detekovat pohyb plazmatického prstence z centra komory a následným generováním dodatečných magnetických polí, tento pohyb potlačit.

Cílem této práce je měření polohy plazmatu a zprovoznění stabilizace vnitřním kvadrupólem na tokamaku GOLEM.

Kapitola 1

1.1 Termojaderná fúze

S termojadernou fúzí se můžeme setkat na našem Slunci, kde probíhá už po miliardy let a poskytuje nám pro život tolik potřebné světlo a teplo. Jedná se o reakci, při níž dochází ke slučování jader lehkých prvků za vzniku jader prvků těžších a podobně jako jaderné štěpení i jaderná fúze využívá vazebné energie atomových jader. Pokud bychom totiž porovnali klidovou hmotnost jader prvků vstupujících do reakce s klidovou hmotností jader prvků z reakce vystupujících, zjistili bychom, že klidová hmotnost produktů je nižší a dle zákona zachování energie a Einsteinova vztahu:

$$\Delta E = \Delta mc^2$$

muselo během reakce dojít k uvolnění potenciální vazebné energie atomových jader a to konkrétně ve formě energie záření a pohybu produktů reakce. Tuto energii můžeme dále využít k tvorbě elektrické energie.

Slunce využívá tzv. proton-protonový a CNO cyklus. Tyto reakce však probíhají velice pomalu, tj. mají malý účinný průřez (míra pravděpodobnosti, že dojde k interakci částice s jinou částicí), a pro průmyslové využití v pozemských podmínkách se proto nehodí. U energetických fúzních reaktorů prvního druhu se proto počítá s reakcí těžkých izotopů vodíku deuteria a tritia, zkráceně DT, za které dojde k uvolnění 17,06 MeV energie a která umožňuje získ energie nejsnáze. Deuterium je součástí vody a na Zemi se

tak vyskytuje v téměř nevyčerpatelném množství. Naopak tritium se vzhledem ke své reaktivitě, kdy se rozpadá na izotop helia, na Zemi nevyskytuje téměř vůbec. Přirozeně vzniká vlivem ionizujícího kosmického záření v horních vrstvách atmosféry a uměle například v těžkovodních štěpných reaktorech CANDU v Kanadě. Ve fúzních reaktorech typu tokamak by se tritium mělo získávat přímo v komoře reakcí neutronů s lithiem. V budoucnu se už s využitím tritia nepočítá a u fúzních reaktorů druhé generace by měla DT reakci nahradit reakce deuteria s deuteriem (D-D reakce). Dosažení energetického zisku u této reakce je ale náročnější.

Aby k jaderné fúzi vůbec došlo, je nejdříve potřeba dodat jádrům dostatek energie k tomu, aby se k sobě dostatečně přiblížila a překonala elektrostatickou tzv. coulombovskou bariéru, vzniklou v důsledku souhlasně nabitých jader. To můžeme provést více způsoby, např. jejich urychlováním, mionovou katalýzou nebo zahříváním. Podle posledních vědeckých poznatků lze pro průmyslové účely využít pouze dodání energie formou tepla, jelikož u zbývajících způsobů dodávaná energie značně převyšuje energii získanou. [8], [7]

1.2 Lawsonovo kritérium

V roce 1955 zformuloval britský inženýr J.D.Lawson kritéria pro energetické využití jaderné fúze. Podle Lawsonova kritéria musí fúzní palivo na dostatečně dlouhou dobu dosáhnout takové teploty a hustoty, aby docházelo k dostatečnému množství fúzních reakcí a byl tak zajištěn energetický zisk. Tedy že součin hustoty jader n a doby udržení τ_E musí být větší než určitá funkce teploty T :

$$n\tau_E \geq f(T) \quad (1.1)$$

Z této nerovnice vyplývá, že k úspěšnému splnění podmínek lze využít dvou cest. První z nich je tzv. inerciální udržení, které předpokládá intenzivní stlačení fúzního paliva využitím laserových paprsků nebo lasery inicivaného rentgenového záření. Pokud je palivo stlačeno na dostatečně vysokou hustotu,

má dříve než se rozletí do okolí ještě dostatek času k fúzní reakci. Vzhledem k problémům s nestabilitami vznikajícími při stlačování terče, velké energetické náročnosti a malé účinnosti, se s využitím inerciálního udržení v energetickém reaktoru zatím nepočítá. Druhou cestu představuje tzv. magnetické udržení, které vhodně zvolenou konfigurací magnetického pole udržuje plazma uvnitř nádoby. Narozdíl od inerciálního udržení nevyžaduje vysokou hustotu, ale naopak se spoléhá na delší dobu udržení. Typickými a zároveň nejúspěšnějšími fúzními zařízeními využívající právě magnetické udržení jsou tokamaky a stellarátory.

Pro DT reakci platí, že nejnázřejší jsou podmínky Lawsonova kritéria splněny při teplotě 163 milionů stupňů Celsia, tj. 10 krát vyšší teplotě než jaké dosahuje naše Slunce. Při takové teplotě látka již nemůže existovat v jiném stavu než plazmatickém.

1.3 Plazma

Abychom látku mohli označit za plazma, musí vykazovat následující dvě vlastnosti:

- kvazineutralitu
- kolektivní chování

Pod kolektivním chováním rozumíme schopnost plazmatu jako celek generovat magnetické a elektrické pole a také na tato pole reagovat.

Kvazineutralitu splňuje látka tehdy, je-li počet jejich kladně a záporně nabitých částic stejný a výsledný náboj je tak roven nule.

S kvazineutralitou souvisí i tzv. Debeyova stínící délka. Tu lze demonstrovat na následujícím příkladu. Představíme-li si, že do plazmatu vložíme kladně nabitou kuličku q , budou k ní záporně nabitě elektrony přitahovány a naopak kladně nabitě ionty od ní budou odpuzovány. Pokud mají elektrony dostatečnou energii, mohou překonat působení coulombických sil a z

pole vytvářeného kuličkou uniknout. Na kuličku se tedy nabalují jen pomalejší elektrony, které způsobí odstínění náboje kuličky. Vzdálenost, kterou potřebují elektrony k tomu, aby elektrické pole kuličky pokleslo na $1/e$ ($=37\%$) své původní hodnoty, se nazývá Debeyova stínící délka a platí pro ni vztah:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{T_e \epsilon_0}{n_e e}},$$

kde T_e je elektronová teplota v elektronvoltech, ϵ_0 permitivita vakua, n_e počet elektronů v 1 m^3 (elektronová hustota) a e elementární náboj. Počet částic ve sféře o poloměru Debeyovy stínící délky udává plazmatický parametr N_D :

$$N_D = \frac{4}{3} \pi n \lambda_D^3,$$

kde n je počet částic v metru krychlovém. Aby došlo k Debeyovu stínění, musí být okolo uvažovaného náboje dostatek částic, které toto stínění zprostředkují. Pro kvazineutralitu platí podmínka $N_D \gg 1$. Pokud je splněna, mluvíme o ideálním plazmatu.

V plazmatu se setkáváme s mnoha nestabilitami, kterými je plazma v důsledku působení elektrostatických sil vychylováno ze své rovnovážené polohy a následně vraceno zpět, čímž začíná kmitat. Toto kmitání můžeme přirovnat k tlumenému kmitání lineárního oscilátoru a elektronovou plazmovou frekvenci ω_p popsat vztahem:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}},$$

kde m_e je hmotnost elektronů. Plazmová frekvence představuje čas elektrostatické interakce v plazmatu a pro splnění kvazineutality musí mít děje v plazmatu delší dobu trvání než $\omega_p/2\pi$. [6]

1.4 Plazma v magnetickém poli

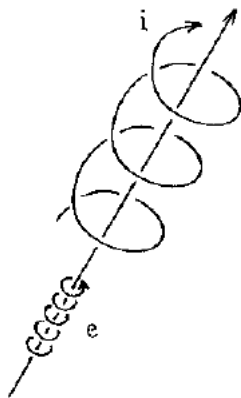
Na nabitou částici v elektromagnetickém poli působí Lorenzova síla

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}), \quad (1.2)$$

kde \vec{E} je intezita elektrického pole, \vec{v} je rychlost částice, \vec{B} je magnetická indukce a q je náboj částice. Pokud budeme uvažovat případ, kdy se částice nachází v poli, kde $E = 0$ a \vec{B} je konstantní v čase i v prostoru, pak rychlost částice můžeme rozdělit na složku rovnoběžnou s vektorem magnetické indukce v_r a složku kolmou na tento vektor v_k . Jelikož na rovnoběžnou složku rychlosti nepůsobí magnetické pole, bude rovnice 1.2 vypadat následovně: $\vec{F} = q\vec{v}_k \times \vec{B}$. Z toho vyplývá, že se bude nabitá částic pohybovat po šroubovicích a poloměr, který bude při tomto pohybu částice opisovat, se označuje jako Larmorův poloměr. Získáme ho z rovnosti Lorenzovy a odstředivé síly:

$$r_L = \frac{mv_k}{qB} \quad (1.3)$$

kde m je hmotnost částice. V důsledku opačného náboje se budou ionty a elektrony pohybovat i opačným směrem a vzhledem k jejich rozdílné hmotnosti, bude i velikost jejich Larmorových poloměrů odlišná, viz obr. 1.1.



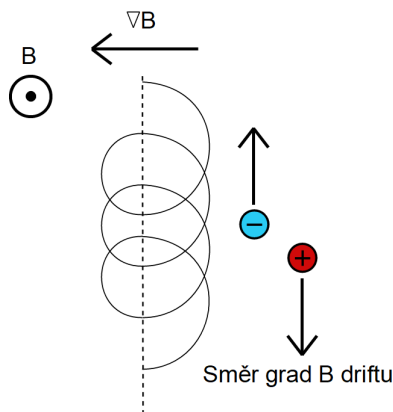
Obrázek 1.1: Trajektorie pohybu pro ionty a elektrony v magnetickém poli. Převzato z [5].

V praxi ale nemůžeme uvažovat homogenní magnetické pole, jelikož nádoby pro udržení nabitých částic byly, za účelem zabránění úniku částic přes volné

konce, navrženy do tvaru toru. Pro tento případ budeme proto uvažovat pohyb částice v nehomogenním magnetickém poli, kde $E = 0$ a B není konstantní v prostoru. Bude-li se částice pohybovat z oblasti menšího magnetického pole do oblasti většího magnetického pole, bude docházet k nárůstu její kolmé složky rychlosti v_k a jelikož platí zákon zachování kinetické energie částice ($E_k = \frac{1}{2}m(v_{k0}^2 + v_{r0}^2)$, kde v_{r0} a v_{k0} jsou počáteční složky rychlosti), její rovnoběžná složka rychlosti se bude snižovat. Pokud se částice dostane do tak silného magnetického pole, že $v_r = 0$ a v_k bude maximální, dojde k odrazu částice zpět do slabšího magnetického pole. Tomuto jevu se říká magnetické zrcadlo.

Uvažujeme-li nádobu s toroidální geometrií, bude toroidální magnetické pole uvnitř této nádoby klesat směrem od její hlavní osy ($B \approx 1/R$, kde R je hlavní poloměr komory). To způsobí tzv. ∇B drift, který je kolmý na toroidální magnetické pole a jeho gradient a v důsledku kterého dojde k narušení Larmorova poloměru při pohybu nabitých částic kolem siločar. Larmorův poloměr bude při pohybu do oblasti slabšího magnetického pole narůstat a naopak při pohybu do oblasti silnějšího magnetického pole zase klesat. Kromě ∇B driftu se u nádoby s toroidální geometrií vyskytuje také drift zakřivení způsobený odstředivou silou, který se s ∇B driftem sčítá. Vzhledem k opačnému náboji iontů a elektronů, bude i směr jejich driftu opačný, jak je vidět na obrázku 1.2. Kvůli tomu dochází k polarizaci nábojů a vzniku elektrického pole. To vyvolá $E \times B$ drift plazmatu v radiálním směru ven z komory. Trajektorie $E \times B$ driftu je podobná ∇B driftu jen s tím rozdílem, že směr driftu je pro kladné i záporné částice stejný.

Aby nedošlo k polarizaci nábojů a vzniku elektrického pole, bylo u zařízení s názvem tokamak k toroidálnímu magnetickému poli B_T přidáno poloidální magnetické pole B_p , které je vytvářeno vlečením elektrického proudu v toroidálním směru. Součtem těchto dvou polí vzniká výsledné helikální magnetické pole. Budeme-li sledovat pohyb nabitě částice v tomto poli, zjistíme,



Obrázek 1.2: ∇B drift pro ionty a elektrony

že pokud se částice nachází v horní části plazmatu, je sice driftem odnášena směrem nahoru od centra plazmatu, nicméně díky šroubovicovému tvaru siločar se po chvíli dostává do spodní části plazmatu, kde je driftem unášena směrem do centra plazmatu. Tyto dva efekty se vyruší a částice v průměru zůstává na stejném magnetickém povrchu. Principiálně tak dochází ke zkratu horní a spodní části plazmatu, což zabraňuje vzniku prostorového náboje iontů a elektronů a následnému $E \times B$ driftu.

V souvislosti se zavedením poloidálního magnetického pole, byl definován tzv. koeficient stability, neboli *safety factor* q . Koeficient stability udává, ke kolika toroidálním oběhům částice dojde za čas, který částice potřebuje k jednomu oběhu poloidálnímu. Pro q platí:

$$q = \frac{a B_T}{R B_p}, \quad (1.4)$$

kde a je malý poloměr komory a R je velký poloměr komory. K problémům dochází, klesne-li q ve středu komory pod hodnotu 1. V takovém případě jsou částice vyvrženy do oblasti s $q > 1$, přičemž se plazma rychle ochladí. Následně se díky proudu plazmatem samo stáhne, až je q opět menší jak 1, daný jev se opakuje a my mluvíme o tzv. pilových kmitech. V horším případě dochází k disrupci, kdy je plazma vyvrženo na stěny nádoby, čímž ji může značně poškodit. Další problém nastává, je-li q racionální číslo. V takovém

případě se totiž silokřivky uzavírají do sebe a částice pohybující se po těchto silokřivkách tak neprolétnou všemi body poloidálního řezu. To může vést k mnoha nestabilitám, například ke vzniku magnetických ostrovů. [5] [9]

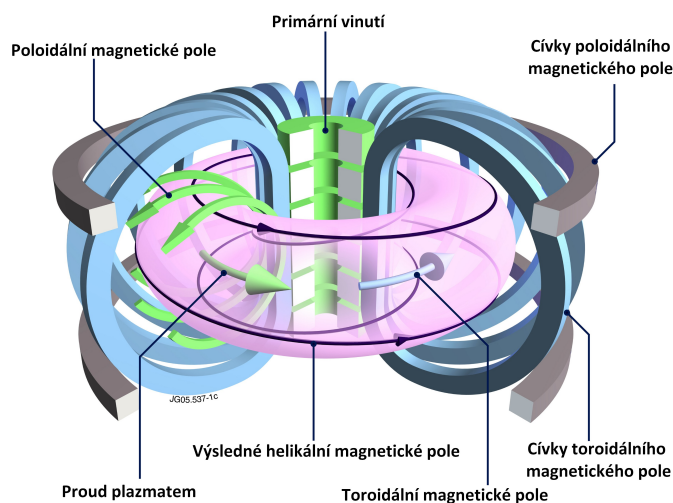
Kapitola 2

Tokamak

Tokamak z ruského TOroidalnaja KAmery i MAgnitnyje Katuški je momentálně nejnadějnějším zařízením pro využití fúze k produkci energie. Nápad na toto zařízení se poprvé objevil v 50. letech minulého století v Kurčatově ústavu v tehdejší Sovětské svazu. Tokamaky mají toroidální tvar komory a k udržení plazmatu využívají již zmíněnou šroubovicovou konfiguraci magnetického pole, která vzniká součtem poloidálního a toroidálního magnetického pole.

2.1 Konstrukce a princip

Základem tokamaku je jeho vakuová komora tvaru toru, která je obklopena magnetickými cívkami pro generaci silného toroidálního magnetického pole. Princip tokamaku je obdobou principu transformátoru, kde železné jádro je vedeno středem komory a komora s pracovním plynem představuje jediný sekundární závit. Proud indukovaný v komoře vytváří poloidální magnetické pole a současně Jouleovým teplem ohřívá plazma. Toho nelze využívat do nekonečna, jelikož s rostoucí teplotou klesá odpor plazmatu a tento ohřev se stává neúčinným. Na řadu proto přichází další způsoby ohřevu, jako je například vstřikování neutrálních svazků nebo využití elektromagnetických vln. Schéma tokamaku je znázorněno na obrázku 2.1.



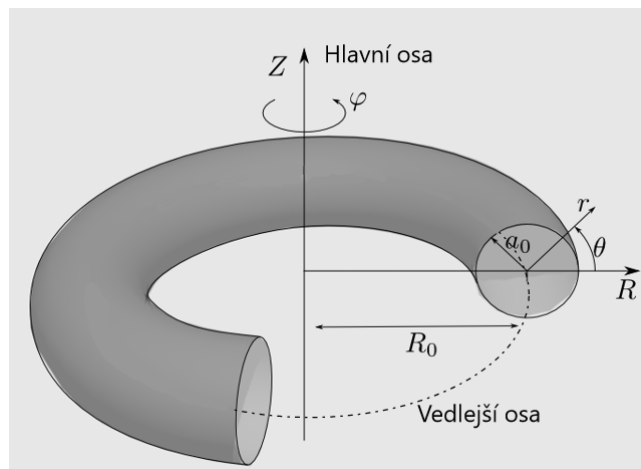
Obrázek 2.1: Základní schéma tokamaku. Převzato z [10]

K popisu tokamaku se využívá následujících veličin: R_0 určuje vzdálenost od hlavní osy, Z udává výšku nad horizontální rovinou procházející centrem tokamaku, r je vzdálenost od vedlejší osy, φ značí úhel otočení v toroidálním směru a θ úhel otočení v poloidálním směru. Všechny tyto veličiny jsou zobrazeny na obrázku 2.2.

Jak již bylo zmíněno v sekci 1.4, v důsledku toroidální geometrie, bude v komoře tokamaku toroidální magnetické pole klesat dle Ampérova zákona úměrně $1/R$. Vnitřní strana tokamaku, kde je magnetické pole silnější proto bývá označována jako high field side (HFS) a vnější strana tokamaku, kde je magnetické pole slabší jako low field side (LFS).

2.2 Tokamak GOLEM

Jedná se o malý a vůbec nejstarší fungující tokamak. V roce 1977 ho darem získal Ústav fyziky plazmatu ČSAV, kde dostal jméno CASTOR. V roce 2006 byl nahrazen modernějším tokamakem COMPASS a CASTOR byl převezen na Fakultu jadernou a fyzikálně inženýrskou, kde pod svým novým jménem



Obrázek 2.2: Souřadnice používané k popisu tokamaku. Převzato z [3].

GOLEM slouží zejména k výukovým účelům.

K ohřevu plazmatu se na GOLEMOVě využívá pouze ohřevu ohmického. Základní charakteristika je vypsána v tabulce 2.1.

| | |
|-------------------------------|------------------------------|
| Velký poloměr komory | $R_0 = 0,4 \text{ m}$ |
| Malý poloměr komory | $r_0 = 0,1 \text{ m}$ |
| Poloměr plazmatu (limiterový) | $a = 0,085 \text{ m}$ |
| Toroidální magnetické pole | $B_T \approx 0,3 \text{ T}$ |
| Počet cívek generující B_T | $N = 28$ |
| Proud plazmatem | $I \approx 1 \text{ kA}$ |
| Délka výboje | $\tau \approx 10 \text{ ms}$ |
| Centrální elektronová teplota | $T_e \approx 40 \text{ eV}$ |

Tabulka 2.1: Základní parametry tokamaku GOLEM

Komora je kruhového průřezu a je vyrobena z nerezového plechu o tloušťce 0,2 mm. Dále je obalena vnějším měděným pláštěm, který byl zřízen za

účelem potlačení nestabilit pomocí vířivých proudů. Ty se vněm v důsledku pohybu plazmatu indukují a vytváří si vlastní magnetické pole, kterým působí proti vznikající nestabilitě a vtlačují ji zpět do centra plazmatu. Jedná se o tzv. pasivní stabilizaci. Na tokamacích se můžeme setkat i s tzv. aktivní stabilizací. Tato stabilizace vyžaduje poměrně náročný počítačový výpočet, na základě něhož je do stabilizačních cívek pouštěn odpovídající proud pro potlačení nestability.

Kromě nestabilit je během výboje nutné počítat s pohybem plazmatu ve vertikálním a horizontálním směru. Tento pohyb může vést k nárazu plazmatu na stěnu komory, jeho následnému ochlazení v důsledku pohlcení nečistot uvolněných ze stěny tokamaku, případně jeho zániku. Proto je potřeba polohu plazmatu na tokamacích v reálném čase sledovat a v případě potřeby korigovat. K ovlivnění polohy plazmatu se na tokamacích uplatňuje tzv. zpětnovazební systém. V historii tokamaku GOLEM byl tento systém uplatněn jak při provozu na ÚFP ČSAV, tak při nynějším provozu v prostorách FJFI ČVUT. V současné době však zpětnovazební řízení není k dispozici.

2.2.1 Ovlivnění polohy plazmatu

Na tokamaku GOLEM lze polohu plazmatu ovlivnit dvěma externími magnetickými poli:

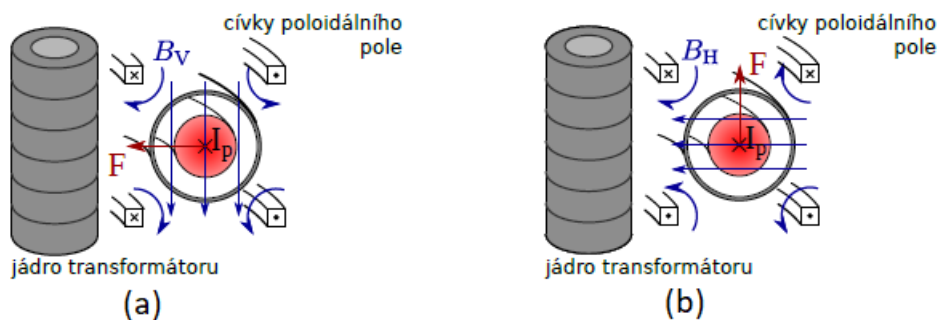
- Vertikální magnetické pole B_V
- Horizontální magnetické pole B_H

Jak je vidět na obrázku 2.3 magnetické pole B_V ovlivňuje polohu plazmatu v horizontálním směru a magnetické pole B_H ovlivňuje polohu plazmatu ve vertikálním směru, což plyne ze vzorce

$$F = B \times I \tag{2.1}$$

kde I je proud plazmatem a B je magnetické pole, ve kterém se plazma nachází. Tato poloidální pole jsou generována soustavou 8 cívek, navinutými kolem komory v toroidálním směru. Jejich umístění je naznačeno na obrázku 2.4. Systém pro generaci vertikálního magnetického pole je tvořen čtyřmi cívkami o dvou závitěch označených jako PC2 a systém pro generaci horizontálního magnetického pole je tvořen 4 cívkami o čtyřech závitěch označených jako PC4.

Kombinací těchto polí, lze vytvořit homogenní magnetické pole v libovolném směru tak, aby vzniklá Lorenzova síla zatlačila plazma požadovaným způsobem zpět do centra komory. [3]

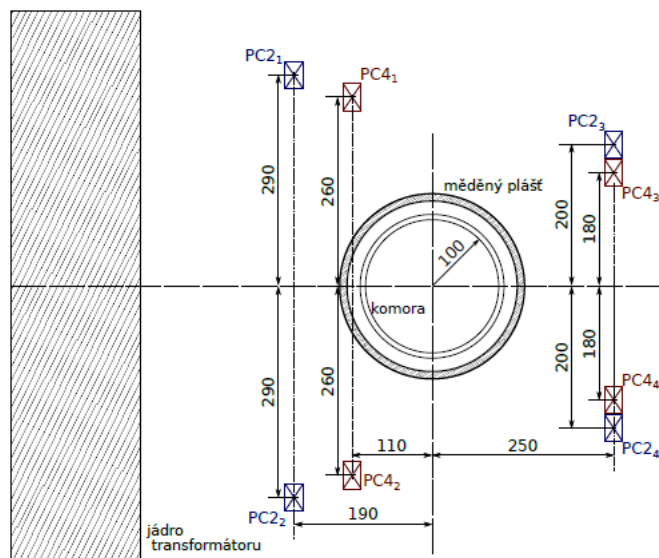


Obrázek 2.3: (a) Ovlivnění polohy v horizontálním směru pomocí vertikálního magnetického pole; (b) Ovlivnění polohy ve vertikálním směru pomocí horizontálního magnetického pole. Převzato z [3].

2.2.2 Síly roztahující prstenec

Během výboje má plazma tendenci se roztahovat, to je dáno působením tří sil:

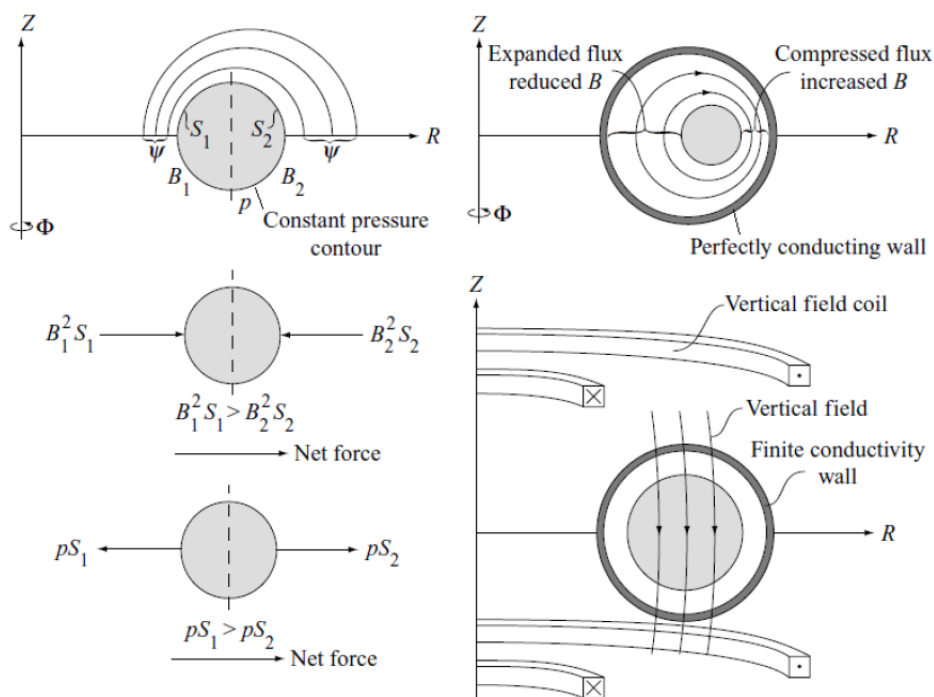
- Ampérova síla
- Hydrostatická síla
- Síla $1/R$



Obrázek 2.4: Schéma umístění cívek poloidálního pole na tokamaku GOLEM. Modře označené cívky PC2 generují vertikální magnetické pole, červeně označené cívky PC4 generují horizontální magnetické pole. Převzato z [3].

Ampérova síla je analogická k síle, která se snaží roztáhnout závit, jímž protéká elektrický proud. Plazma je vytlačováno magnetickým polem svého vlastního elektrického proudu. Pokud bychom rozdělili povrch plazmatu na vnitřní a vnější (viz obr. 2.5), je síla působící na povrch plazmatu: $F_i = \frac{B_i^2 S_i}{2\mu_0}$.

Jelikož má plazma v tokamaku tvar podobný pneumatice, můžeme si působení hydrosatické síly demonstrovat na příkladu nafukování pneumatiky. Pokud v pneumatice zvyšujeme tlak, zvětšuje se její hlavní poloměr. Děje se tak proto, že v pneumatice je sice konstantní tlak, nicméně obsah vnější plochy je větší než vnitřní a síla působící na vnější plochu je proto také větší. To samé pozorujeme u plazmatu. Na každém magnetickém povrchu je v tokamaku konstantní tlak, ale vnitřní plocha plazmatu ($R \in R_0 - a, R_0$) je menší než vnější ($R \in R_0, R_0 + a$). Zvyšujeme-li teplotou plazmatu, roste i jeho tlak, magnetické povrchy se posouvají směrem ven z komory a prsteneček plazmatu se roztahuje.



Obrázek 2.5: Vlevo síly roztahující prstenec. Vpravo nahoře kompenzace těchto sil užitím nekonečně vodivé stěny, vpravo dole kompenzace užitím vertikálního magnetického pole. Převzato z [13].

Dále je plazma vytlačováno v důsledku většího tlaku toroidálního magnetického pole na vnitřní straně než na straně vnější (toroidální mag. pole klesá s $1/R$).

Pokud by byla komora tokamaku vyrobená z nekonečně vodivého materiálu, s rozpínajícím se plazmatem by na vnější straně komory docházelo ke stlačování siločar poloidálního magnetického pole a to do chvíle, dokud by vzrůstající magnetický tlak nevyvážil působení sil a nenastala rovnováha.

Protože takový materiál neexistuje, kompenzují se tyto síly generací dodatečného vertikálního pole. Na tokamaku GOLEM k tomuto účelu slouží

čtyři cívky umístěné v toroidálním směru mezi měděným pláštěm a komorou, tzv. vnitřní kvadrupól. Původně se do cívek pouštěla část proudu tekoucí primárním vinutím. Dnes je pro toto vinutí připraven samostatný obvod (detailněji v sekci 4.3).

2.2.3 Průběh výboje

Iniciaci výboje a nastavení jeho parametrů lze učinit přes webové stránky http://buon.fjfi.cvut.cz/roperation/tasks/XXYYPROMO/Level_I/index.php.

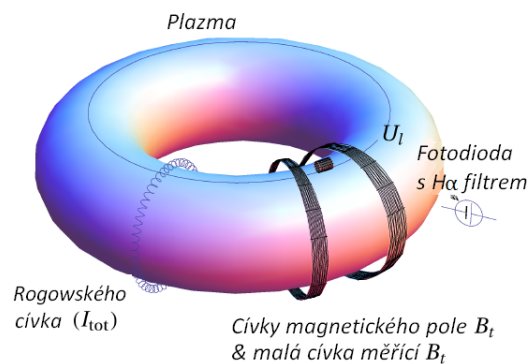
Nejdříve je v komoře tokamaku pomocí dvou turbomolekulárních vývěv vytvořeno vakuum. Dále jsou kondenzátorové baterie, sloužící jako zdroj proudu pro cívky, nabity na požadované napětí a komora tokamaku je naplněna pracovním plynem na požadovaný tlak. Předionizaci zajišťuje wolframové vlákno, které po svém zahřátí emituje elektrony. Následně jsou kondenzátory během 10 milisekund vybity proudem I_{TFC} do 28 cívek pro generaci toroidálního magnetického pole a proudem I_{PC} do cívek primárního vynutí pro generaci toroidálního elektrického pole E_T . Pokud je intenzita elektrického pole dostatečně vysoká, dojde k průrazu neutrálního plynu do plazmatu. Proud plazmatem I_p kolem sebe vytváří poloidální magnetické pole, které se sčítá s toroidálním magnetickým polem a výsledkem je magnetické pole tvaru šroubovice. Průchod proudu plazmatem zajišťuje i jeho ohřev, který se však po určité době stává neúčinným a protože se na tokamaku GOLEM jiný způsob ohřevu neuplatňuje, následné ztráty tepla způsobí zánik plazmatu a konec výboje. Typický průběh výboje na tokamaku GOLEM je vidět na obrázku 3.2.

Kapitola 3

Diagnostika

3.1 Základní diagnostika

Mezi základní diagnostiky uplatňující se na tokamaku GOLEM patří měření napětí na závit U_l pomocí cívky o jednom závitě umístěné podél komory v toroidálním směru, měření proudu plazmatem I_p pomocí Rogowského pásku umístěného kolem komory v poloidálním směru, měření toroidálního magnetického pole B_t pomocí malé cívky umístěné v poloidálním směru a snímání vyzařování plazmatu pomocí fotodiody s H_α filtrem. U Rogowského pásku a cívky pro měření magnetického pole se nejedná o přímé měření a pro získání požadovaných veličin je nutné signál integrovat a přenásobit kalibrační konstantou. Umístění základních diagnostik je ukázáno na obrázku 3.1 a výstupní signál ze základních diagnostik na obrázku 3.2 .



Obrázek 3.1: Umístění základních diagnostik



Obrázek 3.2: Ukázka signálů ze základních diagnostik tokamaku GOLEM pro výboj 29457.

3.2 Diagnostika pro měření polohy plazmatu

3.2.1 Mirnovovy cívky

Mirnovovy cívky se využívají k měření poloidálního magnetického pole a řadí se tak do rodiny tzv. pasivních magnetických diagnostik. Pasivní magnetická diagnostika zaznamenává napětí způsobené změnou magnetického indukčního toku ($\epsilon_p = -\frac{d\Phi}{dt}$). Máme-li smyčku o více závitů, je citlivost sondy na změnu magnetického pole dána součtem ploch jejích závitů S_i , tzv. efektivní plochou A_{eff} .

$$A_{eff} = \sum S_i \quad (3.1)$$

$$\Phi = B \cdot A_{eff} \quad (3.2)$$

Magnetické pole pak můžeme získat integrací napětí indukovaného na cívkách:

$$B(t) = -\frac{1}{A_{eff}} \int_0^t \epsilon_p(\tau) d\tau. \quad (3.3)$$

Na GOLEMovi jsou čtyři tyto cívky umístěny na mezikruží ve stínu limiteru (kruhová clona omezující velikost plazmatického sloupce) v poloidálních úhlech $\theta = 0, \frac{\pi}{2}, \pi, \frac{3\pi}{2}$ a jejich středy se nachází 93 mm od centra komory, viz obrázek 3.3. Každá z cívek má 91 závitů navinutých ve dvou vrstvách. Vnitřní poloměr je 6 mm, vnější poloměr 8,4 mm a efektivní plocha $A_{eff} = 3,8 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2$.

Jelikož se cívky nenacházejí přesně v rovině kolmé na toroidální složku magnetického pole, je součástí měřeného signálu také část této složky, kterou je potřeba eliminovat (viz podkapitola 4.4.1).

3.2.2 Vertikální magnetické pole

Chceme-li určit horizontální polohu plazmatu bez zanedbání toroidálních efektů, je třeba znát velikost lokálního vertikálního magnetického pole. Zároveň se na tokamacích setkáváme s rozptylovým vertikálním magnetickým polem, které je generováno proudem komorou nebo nasyceným transformátorovým jádrem, a které může vést k rychlejšímu zániku plazmatu. Na měřicích cívkách se toto pole indukuje jako parazitní napětí a pro přesnější měření ho je nutné eliminovat.

Pokud cívky vnitřního kvadrupólu nejsou při výboji používány ke stabilizaci plazmatu, lze je využít k měření vertikálního magnetického pole. Tok poloidálního pole skrz horizontální plochu tvořenou dvěma mezikružemi je dán vztahem:

$$\Psi = \psi_1 - \psi_2 + \psi_4 - \psi_3. \quad (3.4)$$

Cívky jsou již takto zapojeny a výsledný signál je potřeba jen zintegrovat a vynásobit kalibrační konstantou, viz 3.3. Konstantu lze odvodit následovně:

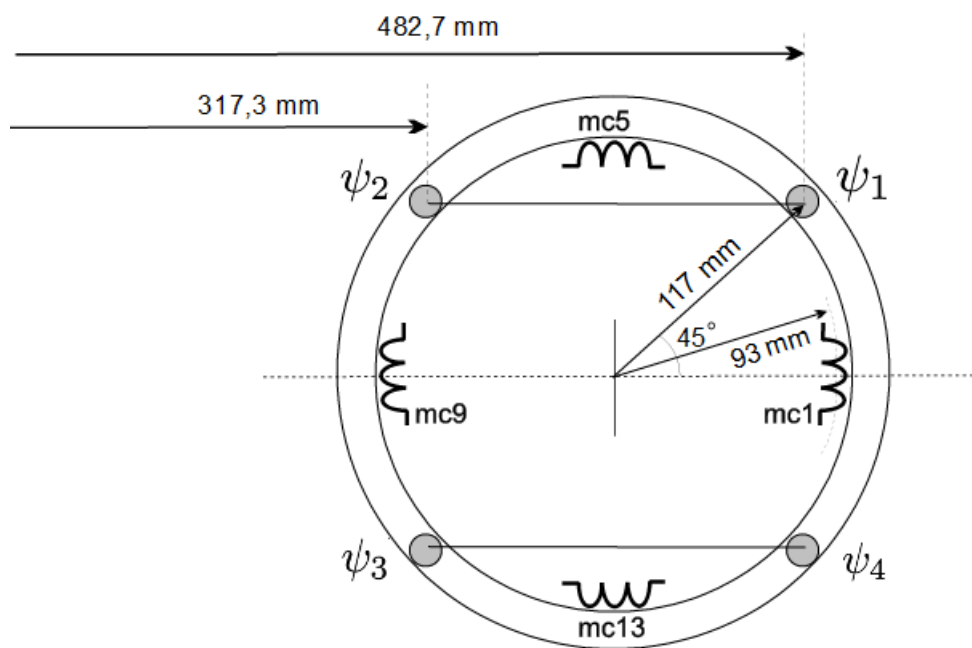
$$S_{celk} = 2 \cdot \pi (R_{\psi_1}^2 - R_{\psi_2}^2) \quad (3.5)$$

$$B = \frac{\Phi}{S} \quad (3.6)$$

$$konstanta = \frac{1}{S_{celk}} = \frac{1}{0,83} m^{-2} \quad (3.7)$$

kde $R_{\psi_1} = 482,7$ mm, $R_{\psi_2} = 317,3$ mm a S_{celk} je součet obsahů dvou stejných mezikružů mezi ψ_1 a ψ_2 a mezi ψ_4 a ψ_3 .

Měření rozptylového magnetického pole je popsáno v sekci 5.1.



Obrázek 3.3: Schéma umístění vnitřního kvadrupólu a Mirnovových cívek.

Kapitola 4

Měření polohy plazmatu a jeho stabilizace

4.1 Vertikální poloha plazmatu

4.1.1 Pomocí Mirnovových cívek

Určení vertikální polohy plazmatu je obdobné k určení polohy nekonečně dlouhého přímého vodiče dvěma magnetickými senzory.

Rovnice pro poloidální magnetické pole v horní a dolní oblasti komory ($\theta = \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}$), tedy v místech umístění Mirnovových cívek zní:

$$B_{\theta}(r) = -\frac{\mu_0 I_p}{2\pi r}. \quad (4.1)$$

Budeme-li předpokládat změnu polohy plazmatu ve vertikálním směru ΔZ směrem vzhůru (kladný posun), bude rovnice poloidálního magnetického pole pro polohu $\theta = \frac{\pi}{2}$:

$$B_{top} = -\frac{\mu_0 I_p}{2\pi(b - \Delta z)} \quad (4.2)$$

a rovnice poloidálního magnetického pole pro polohu $\theta = \frac{3\pi}{2}$:

$$B_{bot} = -\frac{\mu_0 I_p}{2\pi(b + \Delta z)}. \quad (4.3)$$

Máme-li k dispozici signály z Mirnovových cívek umístěných na těchto souřadnicích, můžeme jejich kombinací spočítat polohu plazmatu jako:

$$\Delta z = \frac{B_{mc5} - B_{mc13}}{B_{mc5} + B_{mc13}} \cdot b \quad (4.4)$$

kde b je vzdálenost cívek od středu komory.

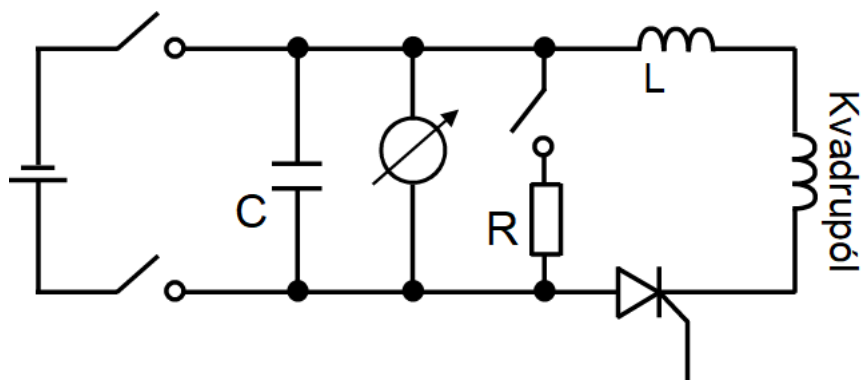
4.2 Horizontální poloha plazmatu

Zanedbáme-li toroidální efekty, pak můžeme k určení horizontální polohy plazmatu použít vztah 4.4, ve kterém horní a spodní polohu nahradíme vnější a vnitřní:

$$\Delta r = \frac{B_{mc1} - B_{mc9}}{B_{mc1} + B_{mc9}} \cdot b \quad (4.5)$$

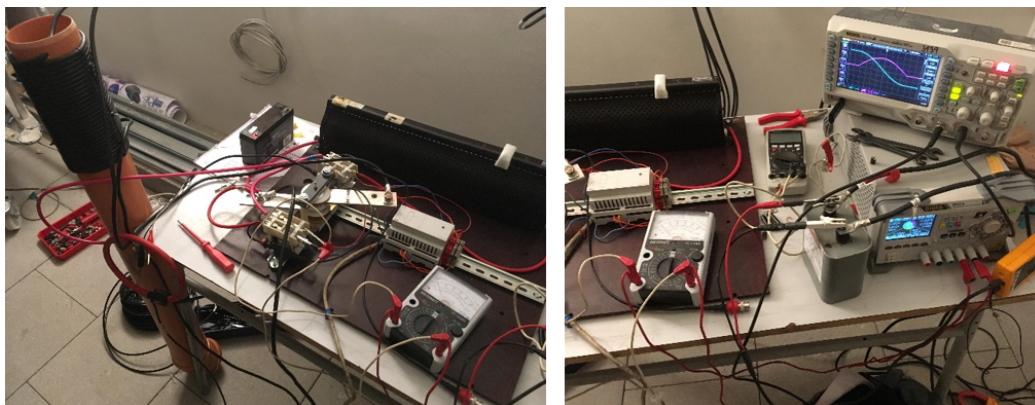
4.3 Obvod pro stabilizaci plazmatu

Obvod kvadrupólu je tvořen vysokonapětovým zdrojem, kondenzátorem o kapacitě $C = 13 \text{ mF}$, cívkou o indukčnosti $L = 42 \mu\text{H}$, voltmetrem, měřícím napětí na kondenzátoru, odporem, který slouží ke zkratování obvodu, tyristorem a samotným kvadrupólem o odporu $R = 0,1 \Omega$ a indukčnosti $L = 6 \mu\text{H}$.



Obrázek 4.1: Schéma obvodu vnitřního kvadrupólu

Obvod byl nejprve testován bez zapojení kvadrupólu, kdy se ověřovala jeho funkčnost a dostatečná indukčnost cívky. Bez této cívky by se kondenzátory vybily během několika málo mikrosekund. Výboj na GOLEMu má však délku v řádě milisekund a pro účinnou stabilizaci je potřeba čas během kterého cívkami stabilizace protéká proud prodloužit. Tento zkušební obvod dokumentuje obrázek 4.2.



Obrázek 4.2: Zkoušení obvodu bez zapojení kvadrupólu

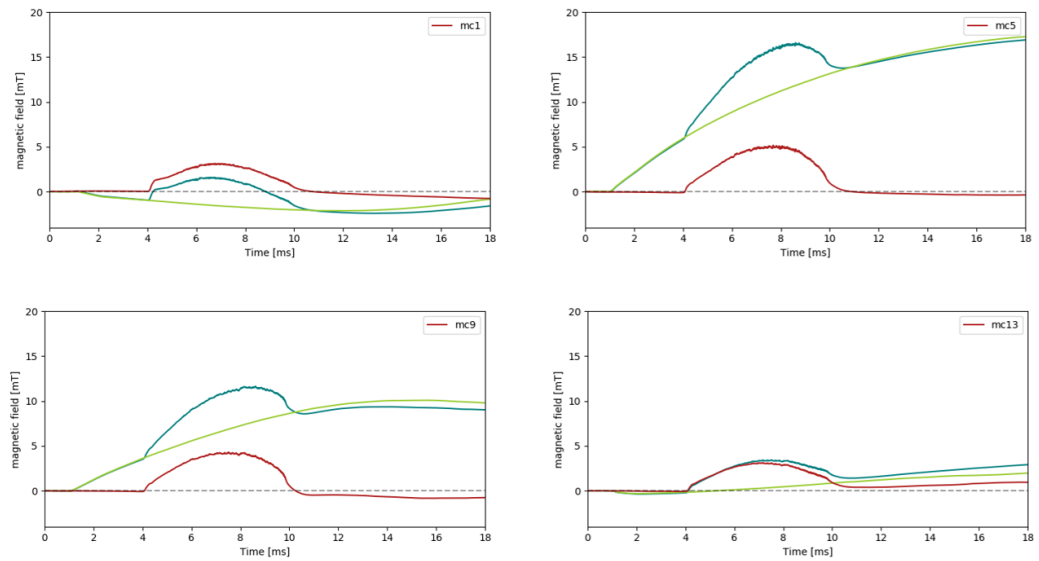
4.4 Zpracování dat

Veškerá naměřená data byla zpracována a následně vykreslena pomocí programů napsaných v jazyce Python.

4.4.1 Eliminace toroidálního magnetického pole

Vzhledem k tomu, že je toroidální magnetické pole řádově třikrát větší než pole poloidální, způsobí i nepatrná výchylka cívek od osy indukcí parazitního napětí na této cívce. Na tokamaku GOLEM se Mirnovovy cívky nenachází přesně v rovině poloidálního řezu a pro získání čistého signálu od plazmatu, je potřeba vliv toroidálního magnetického pole odečíst. K tomu je nutné před výbojem s plazmatem provést vakuový výboj (tzn. bez plazmatu). Během tohoto výboje nevzniká poloidální magnetické pole a Mirnovovy cívky za-

znamenávají jen signál od toroidálního magnetického pole. Signál naměřený Mirnovovými cívkami během vakuového výboje následně můžeme od signálu z výboje s plazmatem odečíst. Příklad takové eliminace je na obr. 4.3. To stejné je potřeba provést pro případ měření cívkami vnitřního kvadrupólu.



Obrázek 4.3: Příklad eliminace parazitních signálů z Mirnovových cívek. Zeleňou barvou je vyznačen signál z vakuového výboje #31787, modrou barvou z výboje s plazmatem #31788 a červenou barvou je znázorněn výsledný signál po eliminaci.

Kapitola 5

Výsledky

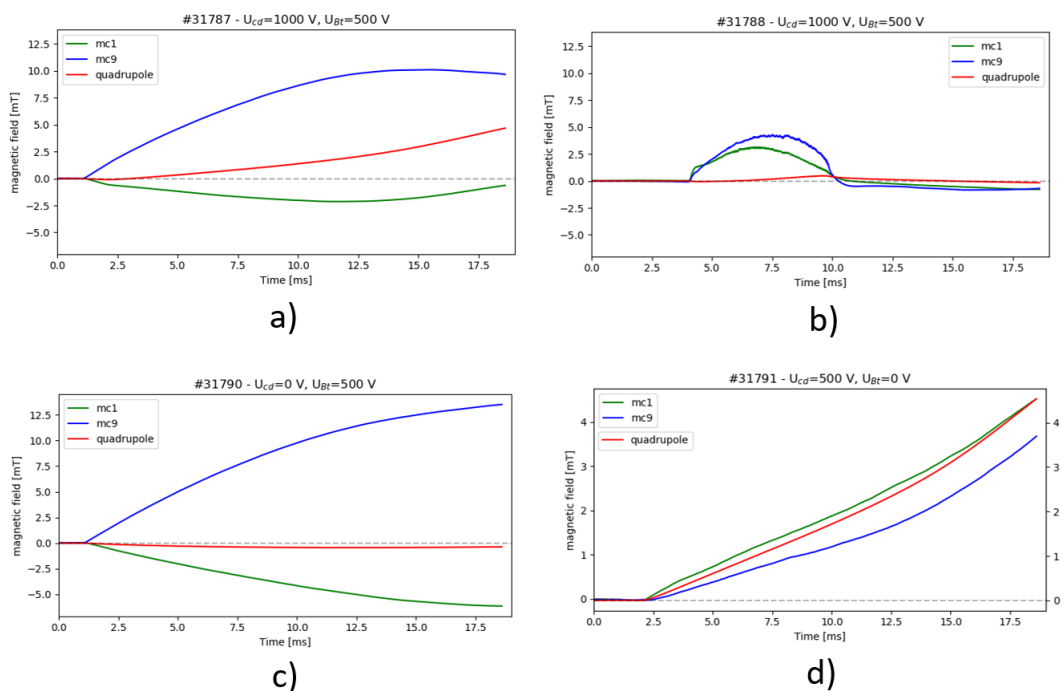
5.1 Měření rozptylového vertikálního magnetického pole

Pro měření rozptylového vertikálního magnetického pole jsme provedli 4 různé výboje: vakuový výboj, výboj s plazmatem, výboj bez toroidálního magnetického pole B_t a výboj bez toroidálního elektrického pole E_t . Během měření byly do sběru dat zapojeny Mirnovovy cívký a kvadrupól, který v tomto případě nebyl použit ke stabilizaci plazmatu.

Grafy z těchto výbojů jsou vidět na obrázku 5.1. U výboje bez toroidálního elektrického pole lze pozorovat, že ačkoliv nebylo generováno poloidální magnetické pole, Mirnovovy cívký i tak zaznamenali poměrně velký signál. To bylo zřejmě způsobeno nepřesným umístěním Mirnovových cívek v rovině poloidálního řezu, kdy cívký měří i část toroidálního magnetického pole.

U výboje bez magnetického pole #31791 pozorujeme největší nárůst vertikálního magnetického pole na konci výboje. V tomto okamžiku bychom už však žádné vertikální magnetické pole měřit neměli, neboť komorou už neprotéká žádný proud, který by ho generoval. Proč tomu tak bylo se nám zatím nepodařilo objasnit a tento problém se tak může stát podnětem pro další zkoumání.

Vzhledem k tomu, že poloidální magnetické pole na vnitřní straně toka-



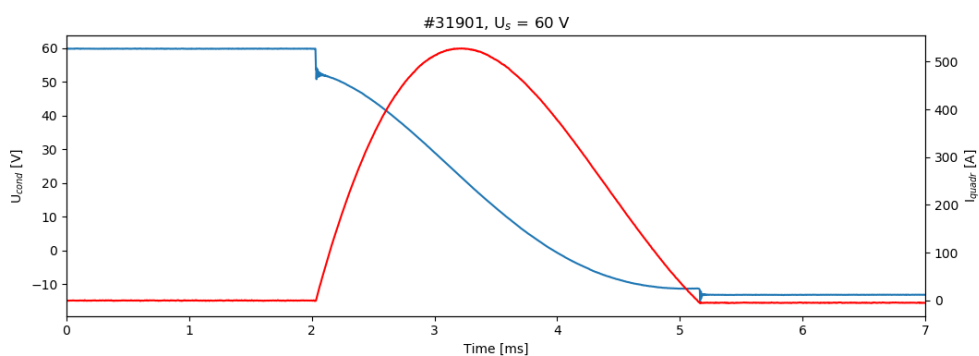
Obrázek 5.1: Magnetické pole měřené kvadrupólem a Mirnovými cívkami pro a) vakuový výboj, b) výboj s plazmatem, c) výboj bez toroidálního elektrického pole, d) výboj bez toroidálního magnetického pole, kde signál z mc9 byl vynásoben -1.

maku má opačný směr než na straně vnější, měl by být i signál z Mirovových cívek u výboje s plazmatem opačné polarity. Jak je vidět na obr. 5.1 b), magnetické pole obou cívek je kladné. Jedna z Mirnových cívek proto musí být navinuta obráceně. Jelikož vertikální magnetické pole má jak na vnější, tak na vnitřní straně stejný směr, ale u výboje #31791 je signál z mc9 opačné polarity vůči signálům z kvadrupólu a mc1, lze soudit, že právě cívka mc9 byla zapojena obráceně. V obr. 5.1 d) je proto pro lepší porovnání signál z mc9 vynásoben -1.

5.2 Stabilizace plazmatu vnitřním kvadrupólem

5.2.1 První měření

Při instalaci LC obvodu popsanému v sekci 4.3 k vnitřnímu kvadrupólu, byly nejdříve provedeny tzv. dummy discharges. Během nich nebylo generováno toroidální elektrické ani toroidální magnetické pole. Data o napětí na kondenzátoru a proudu kvadrupólem byly zaznamenávány pomocí osciloskopu Tektronix. Napětí na kondenzátoru U_c bylo z 12 V postupně zvyšováno až na 60 V. Graf znázorňující vybití kondenzátoru do cívek kvadrupólu je ukázán na obr. 5.2. Proud tekoucí cívkami stabilizace byl měřen proudovou sondou s již zabudovaným integrátorem a citlivost sondy byla nastavena na 5 mV/A a to pro maximální proud 600 A.



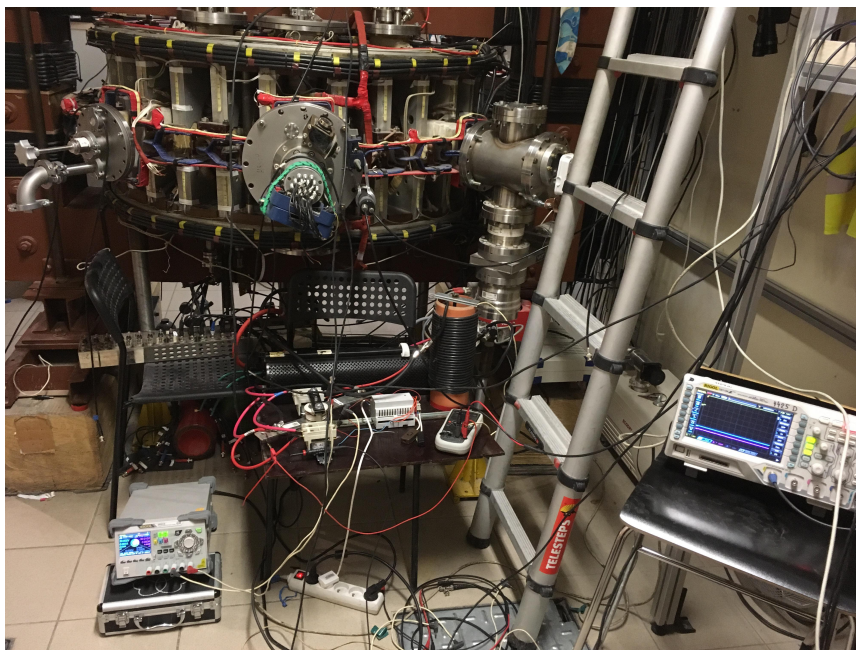
Obrázek 5.2: Vybití kondenzátoru do cívek vnitřního kvadrupólu.

Dále jsme stabilizaci vyzkoušeli během vakuových výbojů, kdy v komoře nebyl přítomen žádný pracovní plyn a nevytvářelo se plazma. Během těchto výbojů jsme postupně zvyšovali časové zpoždění t_z , se kterým se tyristor pro obvod stabilizace spíná za tyristorem pro generaci B_t .

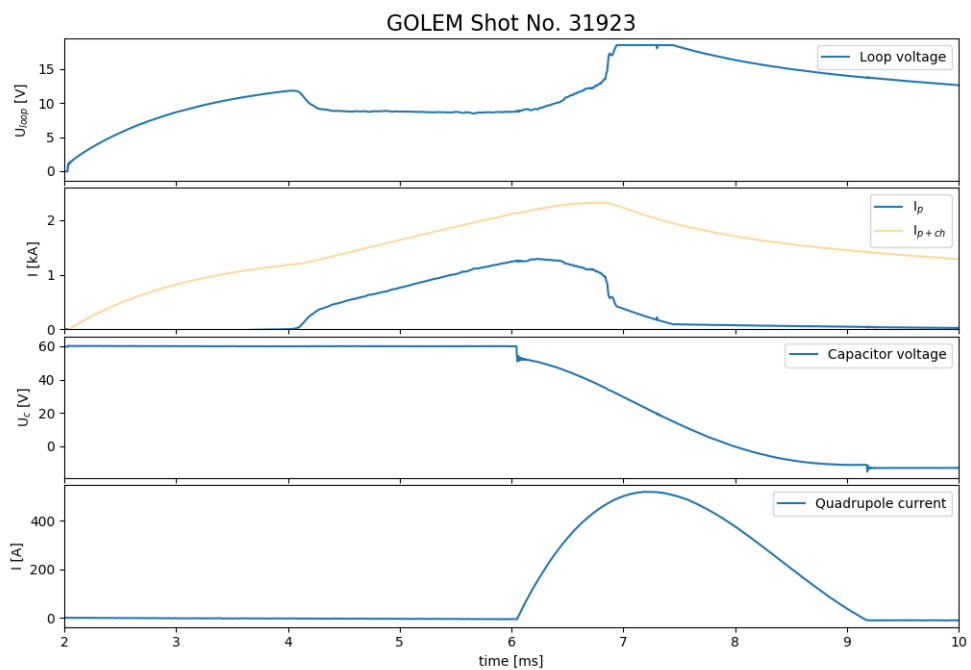
Nakonec jsme přešli k výboji s plazmatem, u kterého bylo časové zpoždění t_z nastaveno na 4 ms. Graf ukazující data ze základních diagnostik, napětí na kondenzátoru pro kvadrupól a proud tekoucí cívkami stabilizace je na obr. 5.4. Z grafu je patrné, že po zapnutí stabilizace došlo k narušení plazmatu a jeho rychlejšímu zániku. Vývoj horizontální polohy plazmatu během výboje

lze určit ze signálů Mirnovových cívek umístěných na pozicích $\theta = 0$ a $\theta = \pi$. Graf pro vývoj horizontální polohy plazmatu výboje se zapnutím stabilizace #31923 a výboje #31914 bez zapnutí stabilizace je zobrazen na obr. 5.5. Z grafu je patrné, že v momentě zapnutí stabilizace (zhruba v 6 ms), došlo k náhlému pohybu plazmatu směrem k vnitřní stěně komory a jeho následnému zániku. U obou výbojů je také patrné, že plazma mělo tendenci se pohybovat směrem k vnitřní stěně tokamaku. Tento pohyb neodpovídá teoretickým předpokladům zmíněným v sekci 2.2.2, podle kterých by mělo směřovat spíše k vnější stěně komory. To může být způsobeno dalšími vlivy působícími na prstenec, jako je například přitahování k železnému jádru tokamaku. Pro přesnější zkoumání pohybu plazmatu, by bylo potřeba více měření z různých diagnostik, jako jsou např. Langmuirové sondy nebo bolometry, které nejsou ovlivněny magnetickým polem.

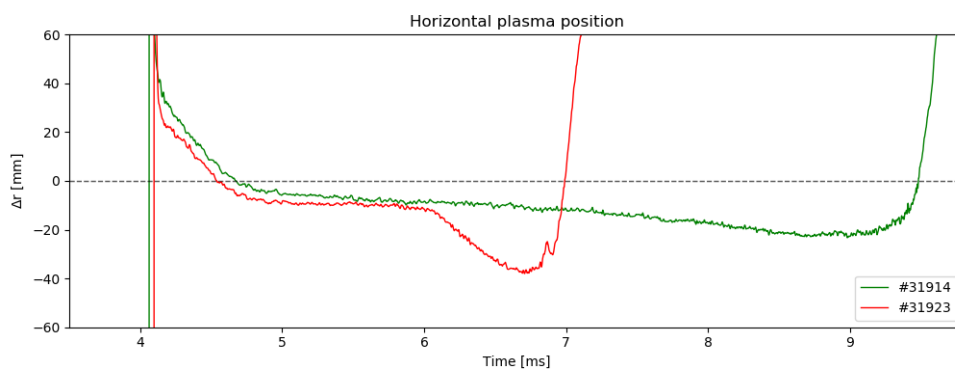
Jelikož víme, že orientace proudu plazmatem byla po směru hodinových ručiček (pro pohled seshora), můžeme ze vzorce 1.2 určit, že vertikální magnetické pole generované cívkami kvadrupólu bylo orientováno směrem nahoru.



Obrázek 5.3: Zkoušení obvodu s připojeným kvadrupólem



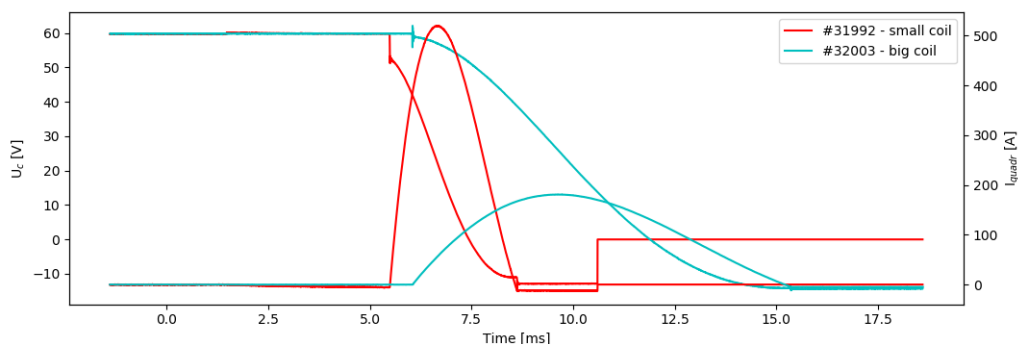
Obrázek 5.4: Výboj s plazmatem s použitím stabilizace pomocí vnitřního kvadrupólu.



Obrázek 5.5: Vývoj horizontální polohy plazmatu během výboje bez stabilizace #31914 a se stabilizací #31923.

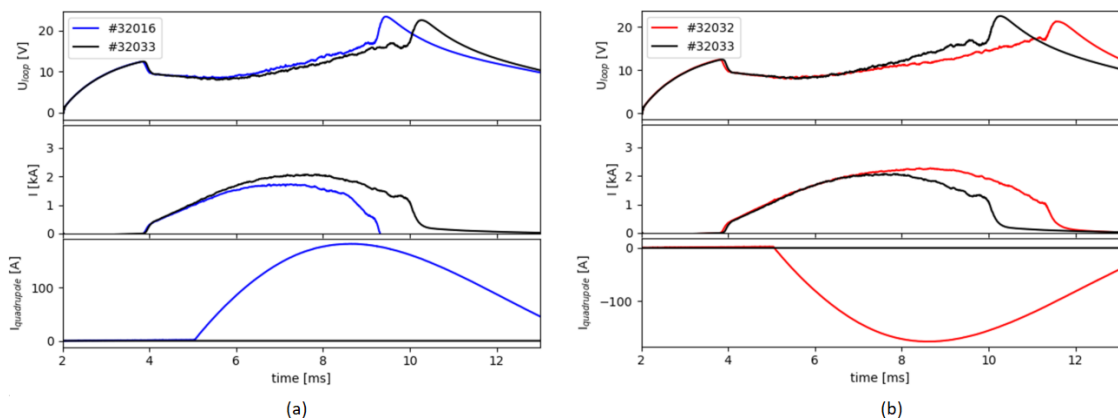
5.2.2 Druhé měření

Při druhém měření byla cívka o indukčnosti $L = 42 \mu\text{H}$ nahrazena větší cívkou o indukčnosti $L = 1 \text{ mH}$. Díky tomu sice proud kvadrupólem protékal déle, na druhou stranu ale došlo ke snížení jeho velikosti (viz obr. 5.6).

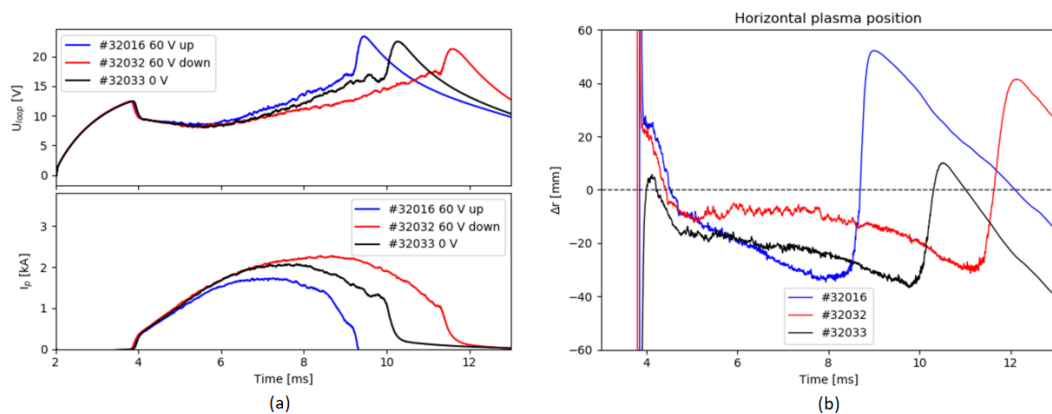


Obrázek 5.6: Porovnání menší cívky o indukčnosti $L = 42 \mu\text{H}$ s větší cívkou o indukčnosti $L = 1 \text{ mH}$.

Před provedením výboje s plazmatem bylo zpočátku opět iniciováno několik dummy discharges. Po těchto výbojích následoval vakuový výboj a výboj s plazmatem bez zapojení stabilizace. Následně se přešlo k výbojům se zapnutím stabilizace. U prvních výbojů se stabilizací byly kondenzátory nabíjeny na 20 V a toto napětí bylo obdobně jako u prvního měření postupně zvyšováno na konečných 60 V. Poté byl kvadrupól přepólován a celý proces počínaje dummy discharges a konče výboji se zapojením kvadrupólu se zopakoval. Grafy tří vybraných výbojů z tohoto měření jsou znázorněny na obr. 5.7 a obr. 5.8. Jedná se o výboj bez zapojení stabilizace #32033, výboj se zapojením stabilizace #32016 a výboj s přepólovaným kvadrupólem #32032. Pro všechny tyto tři výboje byly zvoleny následující parametry: $U_{BT} = 800 \text{ V}$, $U_{CD} = 500 \text{ V}$, $p = 10 \text{ mPa}$. Kondenzátor v obvodu stabilizace byl u výbojů #32016 a #32032 nabit na 60 V a čas vybití kondenzátoru byl nastaven na 5 ms.



Obrázek 5.7: (a) Porovnání výboje bez zapnutí stabilizace 32033 (černě) s výbojem #32016 (modře) s kvadrupólovým napětím 60 V. Kvadrupól generuje vertikální magnetické pole směrem nahoru. (b) Porovnání výboje bez zapnutí stabilizace #32033 (černě) s výbojem #32032 (červeně) s kvadrupólovým napětím 60 V. Kvadrupól generující vertikální magnetické pole směrem dolů.



Obrázek 5.8: (a) Porovnání proudu plazmatem a napětí na závit pro výboj s kvadrupólem, s přepólovaným kvadrupólem a bez kvadrupólu. (b) Porovnání polohy centra sloupce plazmatu pro všechny tři výboje.

Z obr. 5.8 je patrné, že u výboje #32016, kdy vertikální magnetické pole bylo orientováno směrem nahoru, bylo působením kvadrupólu plazma

zatlačeno k vnitřní stěně komory. To vedlo ke zkrácení výboje o asi 1 ms. Naopak u výboje #32032 s opačnou orientací vertikálního pole, došlo v porovnání s ostatními dvěma výboji k poklesu napětí na závit a k zvýšení proudu plazmatem. Působení vertikálního mag. pole o správné orientaci tak vedlo ke zlepšení kvality výboje a jeho prodloužení.

Aby se stabilizovala poloha po celou délku výboje, je zapotřebí ještě více prodloužit dobu, po kterou kvadrupólem prochází proud. Pokud by měl proud kvadrupólem protékat dvojnásobně déle, musela by se kapacita kondenzátoru zvýšit čtyřikrát.

Kvalita výbojů v prvním i druhém měření nebyla příliš vysoká a výboje svou délkou dosahovaly maximálně relativně krátkých 8 ms. To bylo zřejmě způsobeno vrstvou molekul příměsí, které se uvolňují ze stěny komory tokamaku a znečišťují plazma. Vlivem těchto nečistot je efektivní náboj plazmatu Z_{eff} mnohem vyšší jak 1 a protože je jak U_{loop} , tak odpor plazmatu úměrné Z_{eff} , je i jejich hodnota příliš vysoká a naopak proud plazmatem poměrně malý.

Pro správné určení konečné velikosti proudu kvadrupólem, potřebného k částečné stabilizaci polohy prstence plazmatu v horizontálním směru, proto bude potřeba nečistoty v komoře co nejvíce eliminovat. Toho lze docílit vypékáním komory a aplikováním tzv. doutnavého výboje (výboj ve zředěném plynu za zvýšeného tlaku bez použití toroidálního magnetického pole).

Kapitola 6

Závěr

Cílem této práce bylo zprovoznění stabilizace plazmatu pomocí vnitřního kvadrupólu na tokamaku GOLEM. Teoretická část byla věnována základům termojaderné fúze a je zde popsáno chování plazmatu v magnetickém poli.

Další kapitola se zabývala v současnosti nejperspektivnějšími zařízeními pro uskutečnění termojaderné fúze, tokamaky, a především jedním z jejich zástupců, tokamakem GOLEM. Je zde popsán průběh výboje a síly, které na plazma během výboje působí. Zmíněny jsou i způsoby, jak lze pohyb plazmatu ovlivnit a zabránit tak jeho předčasnému zániku.

Ve třetí kapitole jsou popsány některé z diagnostik, které se na tokamaku GOLEM používají a to zejména Mirnovovy cívky, kterými můžeme určit polohu plazmatu, a vnitřní kvadrupól, který v první řadě slouží ke stabilizaci plazmatu, ale vzhledem k jeho poloze ho lze využít i k měření rozptylového vertikálního magnetického pole.

Čtvrtá kapitola se věnuje výpočtům polohy plazmatu a popisu LC obvodu vnitřního kvadrupólu, který generací vertikálního magnetického pole ovlivňuje polohu plazmatu v horizontálním směru.

V předposlední kapitole jsou rozebrány výsledky experimentálního měření, při kterém bylo pomocí Mirnovových cívek a vnitřního kvadrupólu měřeno vertikální magnetické pole. Analýzou dat z tohoto měření bylo zjištěno, že obě dvě diagnostiky měří vertikální mag. pole i v době, kdy komorou ne-

protéká žádný proud a magnetické pole by už nemělo vznikat. Proč tomu tak bylo se nám objasnit nepodařilo a tento jev se tak může stát podnětem pro další zkoumání.

Dále byl úspěšně zprovozněn obvod pro stabilizaci plazmatu vnitřním kvadrupólem. V prvním měření kvadrupól generoval vertikální magnetické pole pro jeden směr a to nahoru. U druhého měření se kvadrupól podařilo přepólovat a správná orientace vertikálního pole následně vedla ke zlepšení kvality výboje a jeho prodloužení o přibližně 1 ms.

K vylepšení kvadrupólu by mohlo vést navýšení kapacity kondenzátoru a to více jak čtyřnásobně. Díky tomu by se prodloužila doba, po kterou proud kvadrupólem protéká a poloha prstence plazmatu by byla stabilizována po celou dobu trvání výboje. Dále by bylo potřeba navýšit zdrojové napětí, čímž by vzrostl proud protékající kvadrupólem.

V dohledné době by k vnitřní stabilizaci měla přibýt stabilizace dalšími dvěma vnějšími kvadrupóly, které by kromě vertikální polohy ovlivňovaly i polohu horizontální. V budoucnu by stabilizace neměla být pouze předem předdefinovaná, ale jednalo by se o tzv. zpětnovazební řízení. To by v reálném čase, na základě aktuální polohy plazmatu, pouštělo různě velké proudy do cívek kvadrupólů a tím stabilizovalo plazmatický prsteneček.

Bibliografie

- [1] J.Kocman: *Zpětnovazební řízení polohy na tokamaku GOLEM*, 2011. Dostupné na: https://physics.fjfi.cvut.cz/publications/FTTF/BP_jindrich_kocman.pdf
- [2] J.Kocman: *Zpětnovazební řízení polohy na tokamaku GOLEM*, 2011. Dostupné na: https://physics.fjfi.cvut.cz/publications/FTTF/VU_jindrich_kocman.pdf
- [3] J. Kocman: *Řízení polohy plazmatického prstence na tokamaku GOLEM*, 2015. Dostupné na: https://physics.fjfi.cvut.cz/publications/FTTF/DP_jindrich_kocman.pdf
- [4] I. S. Carvalho, H. Fernandes, P. Duarte, C. Silva, H. F. C. Figueiredo, T. Hekkert: *ISTTOK real-time control assisted by electric probes*, 2015, J. Phys.: Conf. Ser. 591 012008.
- [5] O. Kudláček: *Řízení polohy plazmatu v tokamaku COMPASS s přihlédnutím k tlumícímu efektu vodivé komory zařízení*, 2011. Dostupné na: https://physics.fjfi.cvut.cz/publications/FTTF/DP_ondrej_kudlacek.pdf
- [6] Z. Horová: *Demonstrace základních vlastností šíření vln na datech umělých družic*, 2007. Dostupné na: http://fyzweb.cz/materialy/hvizdy/hvizdy_ele.pdf
- [7] Slavomír Entler, Ondřej Ficker, Josef Havlíček, Jan Horáček, Martin Hron, Jan Mlynář, Radomír Pánek, Mi-

- lan Řípa, Jan Stöckel, Jozef Varju, Vladimír Weinzettl: *Budoucnost energetiky: jaderná fúze*, 2019. Dostupné na: <http://www.ipp.cas.cz/miranda2/export/sitesavcr/ufp/ufp-v-mediich/Publications/Budoucnost-energetiky-jaderna-fuze.pdf>
- [8] M. Řípa, J. Mlynář, V. Weinzettl a F. Žáček *Řízená termojaderná fúze pro každého*, Praha: Svět energie, 2011.
- [9] K. Jiráková: *Charakterizace fluktuací okrajového plazmatu tokamaku COMPASS*, 2015. Dostupné na: https://physics.fjfi.cvut.cz/publications/FTTF/BP_KaterinaJirakova.pdf
- [10] Webová stránka *EuroFusion*, Tokamak Principle https://www.euro-fusion.org/fileadmin/user_upload/Archive/wp_content/uploads/2011/09/JG05.537-1c.jpg
- [11] B. Leitzl: *Bolorimetrická měření na tokamaku GOLEM*, 2014. Dostupné na: https://physics.fjfi.cvut.cz/publications/FTTF/BP_BorekLeitzl.pdf
- [12] L. Conde: *An introduction to Langmuir probe diagnostics of plasmas*, 2011. Dostupné na: <http://plasmalab.aero.upm.es/lcl/PlasmaProbes/Probes-2010-2.pdf>
- [13] T. Markovič: *Measurement of magnetic fields on GOLEM tokamak*, 2012. Dostupné na: https://physics.fjfi.cvut.cz/publications/FTTF/DP_TomasMarkovic.pdf
- [14] T. Markovič: *Report on Measurement of Stray Fields*, 28. 3. 2013
- [15] M. Valovič: *An ohmic heating circuit for the CASTOR tokamak*, Czechoslovak journal of physics 1990. Dostupné na: <http://golem.fjfi.cvut.cz/wiki/Library/CASTOR/>
- [16] M. Valovič: *Control of plasma position in the CASTOR tokamak*, Czechoslovak journal of physics 1989. Dostupné na: <http://golem.fjfi.cvut.cz/wiki/Library/CASTOR/>