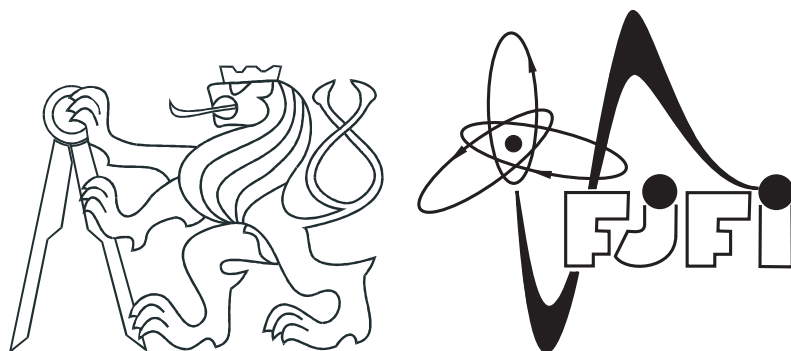


ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

FAKULTA JADERNÁ
A FYZIKÁLNĚ INŽENÝRSKÁ



VÝZKUMNÝ ÚKOL

Zpětnovazební řízení polohy plazmatu na tokamaku GOLEM

Autor: Bc. Jindřich Kocman
Vedoucí: Ing. Vojtěch Svoboda, CSc.

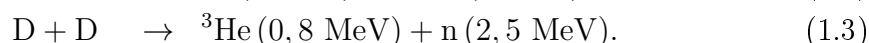
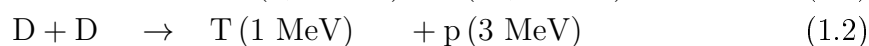
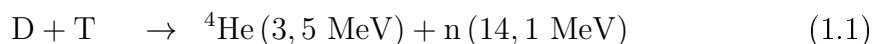
Praha, 2013

Kapitola 1

Úvod

Zvyšující se spotřeba energie a společenský tlak na ochranu životního prostředí vede k hledání nových zdrojů energie. Jedním z řešení je využití termojaderné fúze. V principu se jedná o reaktor, ve kterém dochází ke slučování izotopů vodíku za vzniku helia a energie. Podobné reakce probíhají i v centrech hvězd.

Jako nejnadějnější se jeví fúze deuteria a tritia



Aby k reakci došlo, je nutné k sobě jádra přiblížit řádově na 10^{-10} m (silná jaderná interakce překoná Coulombovskou bariéru). Toho lze dosáhnout, pokud látku zahřejeme na teplotu řádově 10 milionů °C. Při těchto podmínkách přestane být elektronový obal vázán na jádro a jednotlivé elektrony se mohou pohybovat. Takovýto stav hmoty nazýváme plazma.

1.1 Plazma

Plazma je někdy označováno jako čtvrtý stav hmoty. Ve většině případů se jedná o zionizovaný plyn. Pro korektní definici plazmatu je potřeba uvést několik pojmů:

- *Kvazineutrální* – Kvazineutrální systém je takový, jehož celkový elektrický náboj je mnohem menší než celkové množství kladného (nebo absolutní hodnota záporného) náboje.
- *Debyeova délka* – Vzdálenost, na které potenciál vloženého elektrostatického náboje klesne vlivem plazmatu na $1/e$ oproti situaci, kdy by plazma

nepůsobilo (dochází ke stínění náboje). Debyeova délka se spočte ze vztahu

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k T_e}{n_e e^2}}$$

kde ε_0 je permitivita vakua, k Boltzmannova konstanta, T_e elektronová teplota, n_e elektronová hustota a e je elementární náboj. Pokud je charakteristická délka systému mnohem větší než Debyeova, lze ho považovat za kvazineutrální.

- *Elektronová plazmová frekvence* – Elektronová plazmová frekvence ω_p je typický čas elektrostatické interakce v plazmatu. Vychýlením nábojů z rovnovážných pozic dojde ke kmitání, které lze popsat lineárním harmonickým oscilátorem o frekvenci ω_p .

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m_e}}$$

- *Kolektivní chování* – Aby systém vykazoval kolektivní chování, musí v něm převládat kolektivní jevy (jejichž rychlost popisuje elektronová plazmová frekvence) nad interakcemi mezi jednotlivými částicemi (jejichž rychlost popisuje srážková frekvence ν_e).

$$\omega_p > \nu_e$$

S těmito pojmy lze plazma definovat jako *kvazineutrální systém nabitých a neutrálních částic vykazujících kolektivní chování*.

1.2 Lawsonovo kritérium

Aby systém vyprodukoval více energie, než jsme do něho vložili, musí splňovat tzv. Lawsonovo kritérium.

$$n \tau_E T \geq L_{krit}$$

kde n je hustota látky, τ_E doba udržení a T teplota. Doba udržení je definována jako čas, za který tepelná energie látky klesne na $1/e$. Hodnota L_{krit} je specifická pro každou reakci. Fúze deuteria a tritia (1.1) má pro teplotu mezi 10 až 20 keV hodnotu $L_{krit} = 10^{21} \text{ m}^{-3}\text{s}$.

1.3 Tokamak

Tokamak je v současné době nejpravděpodobnější cesta ke zvládnutí řízené termojaderné fúze. Kvůli vysoké teplotě se plazma nesmí dostat do kontaktu s jakýmkoliv materiálem. Proto musí být udržováno magnetickým polem. Tokamak je toroidální vakuová nádoba, okolo které jsou navinuty cívky generující magnetické pole v toroidálním směru. To zabraňuje plazmatu dotýkat se stěny. Proud v plazmatu je vytvářen transformátorovým efektem. Středem tokamaku prochází časově proměnný magnetický tok. Tím v komoře vznikne elektrické pole a tím proud plazmatem, který ho ohřívá Jouleovým teplem. Plazma je v této konfiguraci závit nakrátko. Díky proudu se v okolí tvoří poloidální magnetické pole. Společně s toroidálním má výsledné pole helikální strukturu a zabraňuje $E \times B$ driftu. Čím je vyšší teplota plazmatu, tím má větší vodivost a ohřev plazmatu pomocí proudu přestává být účinný. Proto je nutné plazma ohřívat i jinými způsoby (vstřikování neutrálních svazků, iontově cyklotronový ohřev, dolně hybridní ohřev a další).

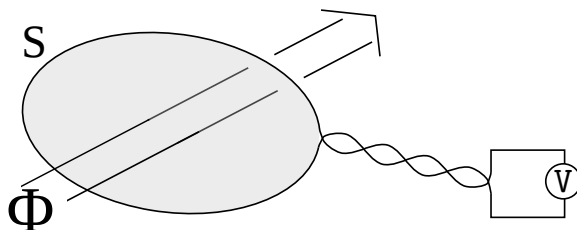
Kapitola 2

Teorie

Určení polohy plazmatu je jedním ze základních úkolů při provozu tokamaku. Sloupec plazmatu se během výboje pohybuje. Při kontaktu se stěnou se do něj dostanou nečistoty a plazma se ochladí. To může vést až k disrupci. Proto je nutné měřit polohu plazmatu a aktivně ji ovlivňovat. K určení polohy se používají zejména magnetické diagnostiky.

2.1 Měření magnetických polí

Měření magnetického pole v tokamacích patří k základním diagnostikám pro jeho provoz. Ve své základní podobě se jedná o vodič, na kterém je udělána smyčka (obr. 2.1). Ze zákona elektromagnetické indukce $\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{d\mathbf{B}}{dt}$ plyne, že změna magnetického toku Φ v ploše smyčky způsobí na koncích vodiče elektrické napětí



Obrázek 2.1: Schéma jednoduché smyčky pro měření magnetického pole.

$$\varepsilon_p = -\frac{d\Phi}{dt}.$$

Magnetický tok smyčkou je dán rovnicí $\Phi = S\mathbf{B} \cdot \mathbf{n}$, kde S je plocha smyčky a $\mathbf{n}$ její normála. Pokud má smyčka více závitů, její citlivost na změnu magnetického

pole popisuje efektivní plocha A_{eff}

$$\Phi = A_{eff}(\mathbf{B} \cdot \mathbf{n}) \quad A_{eff} = \sum_i S_i.$$

Pokud známe efektivní plochu, získáme z indukovaného napětí velikost magnetického pole

$$B(t) = - \int_0^t \frac{\varepsilon_p(\tau)}{A_{eff}} d\tau$$

Nevýhodou tohoto způsobu měření je nutnost integrovat získané napětí. Integraci lze provádět buď analogově (s operačním zesilovačem), nebo numericky v počítači. V obou případech hrozí vznik driftů.

2.2 Měření polohy plazmatu

Polohu plazmatu lze určit ze znalosti poloidálního magnetického pole. Z teorie lze odvodit zejména 2 způsoby. První z nich vychází z přiblížení rovného vodiče. Jedná se o nejjednodušší přiblížení a je také nejméně přesné, jelikož nebere v úvahu toroidální efekty plazmatu. Druhý způsob vychází z rovnic odvozených V. D. Shafranovem, které již tyto efekty obsahují.

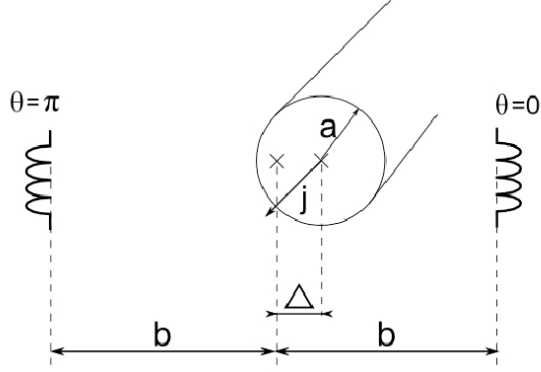
2.2.1 Přiblížení rovného vodiče

Mějme nekonečně dlouhý rovný vodič kruhového průřezu kterým protéká proud. Z Ampérova zákona ($\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}$) plyne, že magnetické pole v okolí vodiče bude vždy klesat úměrně $1/r$ od jeho osy nezávisle na konkrétním rozložení proudu. Díky tomu lze snadno určit polohu vodiče.

Uvažujme 2 sondy měřící poloidální pole. Posun vodiče od středu mezi sondami Δ (kladná hodnota je ve směru k první sondě) se určí jako

$$\Delta = \frac{B_1 - B_2}{B_1 + B_2} \cdot \frac{b}{2} \quad (2.1)$$

kde B_1 a B_2 jsou hodnoty magnetického pole získané z první a druhé sondy a b je jejich vzájemná vzdálenost (obr. 2.2). Výhodou tohoto postupu je jeho početní nenáročnost a nutnost znát pouze 2 údaje pro určení polohy.



Obrázek 2.2: Schéma měření poloidálního pole pro určení poloy plazmatu (přiblížení rovného vodiče).

2.2.2 Zahnutí toroidálních efektů

Funkce poloidálního magnetického toku ψ vně plazmatu pro ohmicky ohříváný, low- β tokamak s kruhovým průřezem v kvazicylindrických souřadnicích je [2]

$$\begin{aligned} \psi(r, \theta) = & \frac{\mu_0 I_p R_0}{2\pi} \left[\ln \frac{8R_0}{r} - 2 \right] + \frac{\mu_0 I_p}{4\pi} \times \\ & \times \left[\left(\ln \frac{8R_0}{r} - 1 \right) r + \frac{c_1}{r} + c_2 r \right] \cos \theta \end{aligned} \quad (2.2)$$

kde I_p , R_0 a a jsou po řadě proud plazmatem, hlavní poloměr tokamaku a vedlejší poloměr plazmatu. c_1 a c_2 jsou konstanty dané okrajovými podmínkami.

Vztah mezi poloidálním magnetickým polem a funkcí ψ je

$$B_\theta = \frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial r} \quad B_r = -\frac{1}{r R_0} \frac{\partial \psi}{\partial \theta}. \quad (2.3)$$

Pro popis funkce ψ v oblasti mezi plazmatem a cívkami ovlivňujícími jeho polohu mají konstanty tvar [1]

$$\begin{aligned} c_1 &= a^2 \left(\frac{2R_0 \Delta_R}{a^2} + \Lambda + 1/2 \right) \\ c_2 &= - \left(\ln \frac{8R_0}{a} + \Lambda - 1/2 \right) \\ \Lambda &= \beta_p + l_i/2 - 1 \end{aligned}$$

kde Λ se nazývá koeficientem asymetrie (Shafranov excentricity factor), Δ_R , β_p a l_i jsou horizontální poloha plazmatu, poloidální beta a vnitřní indukce plazmatu.

Po dosazení má poloidální pole tvar

$$B_\theta(r, \theta) = -\frac{\mu_0 I_P}{2\pi r} \left(1 - \frac{r}{R_0} \cos \theta\right) + \frac{\mu_0 I_P}{4\pi R_0} \left(1 - \frac{r}{R_0} \cos \theta\right) \left[\ln \frac{a}{r} - \frac{2R_0 \Delta_R}{r^2} - 1 - (\Lambda + 1/2) \left(1 + \frac{a^2}{r^2}\right) \right] \cos \theta \quad (2.4)$$

$$B_r(r, \theta) = \frac{\mu_0 I_P}{4\pi R_0} \left(1 - \frac{r}{R_0} \cos \theta\right) \left[\ln \frac{a}{r} + \frac{2R_0 \Delta_R}{r^2} + (\Lambda + 1/2) \left(\frac{a^2}{r^2} - 1\right) \right] \sin \theta \quad (2.5)$$

Polohu plazmatu získáme z rozdílu velikosti poloidálního pole měřeného na 4 místech ($\theta = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$).

- horizontální poloha Δ_R – Uvažujeme $\Delta_R \ll b$

$$\Delta_R = \frac{B_1}{2B_0} \cdot b - \frac{b^2}{2R_0} \left[\ln \frac{b}{a} - 1 + (\Lambda + 1/2) \left(1 + \frac{a^2}{b^2}\right) \right] \quad (2.6)$$

- koeficient asymetrie Λ – Z kombinace poloidálního a radiálního pole

$$\begin{aligned} B_1 &= B_\theta(b, \pi) - B_\theta(b, 0) \\ B_2 &= B_r(b, -\pi/2) - B_r(b, \pi/2) = \\ &= -\frac{\mu_0 I_P}{2\pi R_0} \left[\ln \frac{a}{b} + \frac{2R_0 \Delta_R}{b^2} + (\Lambda + 1/2) \left(\frac{a^2}{b^2} - 1\right) \right] \\ \Lambda &= \ln \frac{a}{b} + \left(\frac{B_1 + B_2}{2B_0} \right) \frac{R_0}{2b} \end{aligned} \quad (2.7)$$

- vertikální poloha Δ_z – Při měření poloidálního pole v místech $\theta = \pm\pi/2$ zůstane pouze jediný člen

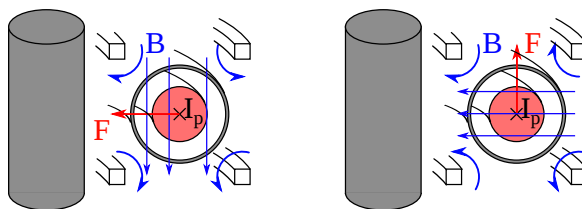
$$B_\theta(r, \pm\pi/2) = -\frac{\mu_0 I_P}{2\pi r}$$

Poloidální pole klesá úměrně $1/r$, proto lze použít přiblížení rovného vodiče.

$$\Delta_z = \frac{B_\theta(b, \pi/2) - B_\theta(b, -\pi/2)}{B_\theta(b, \pi/2) + B_\theta(b, -\pi/2)} \cdot b \quad (2.8)$$

2.3 Ovlivnění polohy plazmatu

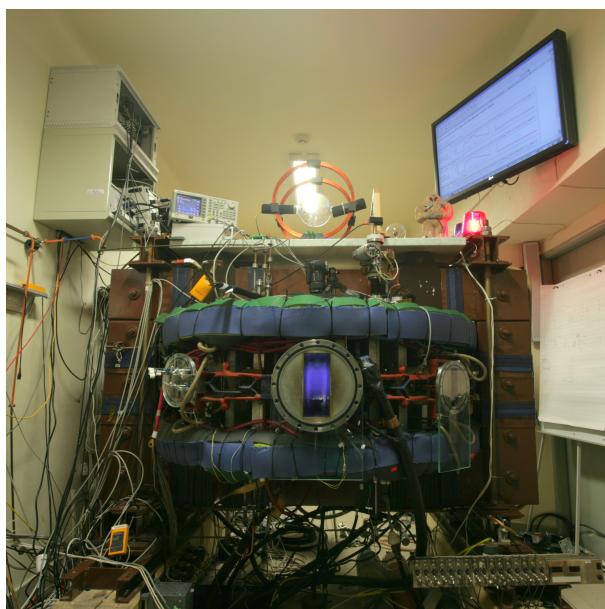
Poloha plazmatu se ovlivňuje pomocí externího magnetického pole. To je generováno poloidálními cívkami. Magnetické pole působí na plazma posobně jako na vodič protékaný proudem (obr. 2.3). Podle orientace proudu v cívkách lze ovlivňovat polohu plazmatu ve vertikálním i horizontálním směru. Pokud generované pole není homogenní, plasma je v jednom místě roztahováno a ve druhém stlačováno. Tímto způsobem lze plazma tvarovat.



Obrázek 2.3: Ovlivnění polohy plazmatu v horizontálním (vlevo) a vertikálním (vpravo) směru pomocí magnetického pole generovaného poloidálními cívkami.

Kapitola 3

Tokamak GOLEM



Obrázek 3.1: Tokamak GOLEM během výboje (zdroj [6])

Tokamak GOLEM byl postaven v Ústavu atomové energie I. V. Kurčatova jako TM-1-MH. V roce 1977 byl darován Ústavu fyziky plazmatu v Praze, kde prodělal rozsáhlou rekonstrukci a byl přejmenován na tokamak CASTOR. V roce 2004 dostal Ústav tokamak COMPASS-D a CASTOR byl přemístěn na Fakultu jadernou a fyzikálně inženýrskou ČVUT, kde dostal jméno GOLEM a slouží především ke studijním účelům.

3.1 Základní charakteristika

Tokamak GOLEM je malý tokamak s kruhovým průřezem komory, kruhovým limiterem a železným jádrem transformátoru. Jeho základní parametry jsou v tab. 3.1. Okolo vakuové komory je umístěn měděný plášť o síle 10 mm.

hlavní poloměr	$R_0 = 0,4 \text{ m}$
malý poloměr	$a_{ch} = 0,1 \text{ m}$
poloměr limiteru	$a_L = 0,085 \text{ m}$
toroidální pole	$B_t < 0,8 \text{ T}$
proud plazmatem	$I_p < 8 \text{ kA}$
délka výboje	$\Delta t < 13 \text{ ms}$
pracovní plyn	H_2
tlak pracovního plynu	$p_{\text{H}_2} = 10 - 200 \text{ mPa}$
centrální teplota elektronů	$T_e < 80 \text{ eV}$
safety factor na okraji plazmatu	$q \approx 15$

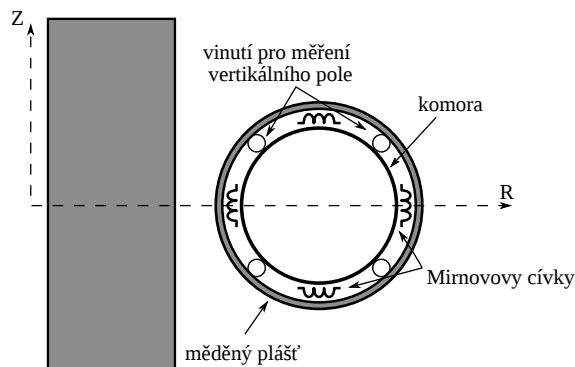
Tabulka 3.1: Parametry tokamaku GOLEM.

3.2 Měření poloidálního pole

Poloha plazmatu se měří pomocí 4 Mirnovových cívek umístěných ve vzdálenosti $b = 93 \text{ mm}$ od centra komory ve stínu limiteru v úhlech $\theta = 0, \pi/2, \pi$ a $3\pi/2$ (obr. 3.2). Každá z cívek má 91 závitů navinutých ve dvou vrstvách. Vnitřní poloměr je 6 mm, vnější 8,4 mm. Efektivní plocha je $A_{eff} = 3,8 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2$, odpor $R = 1,055 \Omega$ a indukčnost $L = 14 \mu\text{H}$.

V ideálním případě je osa cívky kolmá na toroidální pole. Ve skutečnosti jsou ale všechny lehce vychýleny a jejich signál obsahuje toroidální pole, které je nutno při dalším zpracování eliminovat.

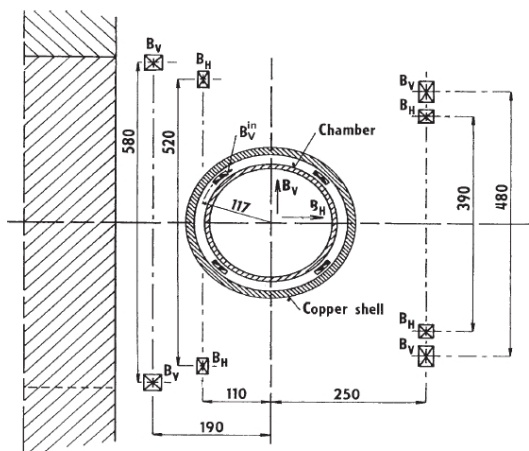
Pro měření vertikálního pole tekoucí komorou se používá systém 4 poloidálních cívek umístěných mezi komorou a měděným pláštěm. Jedná se o bývalý quadropól zabráňující roztahování plazmatického prstence ve směru velkého poloměru.



Obrázek 3.2: Poloidální řez tokamakem GOLEM.

3.3 Poloidální cívk'ky

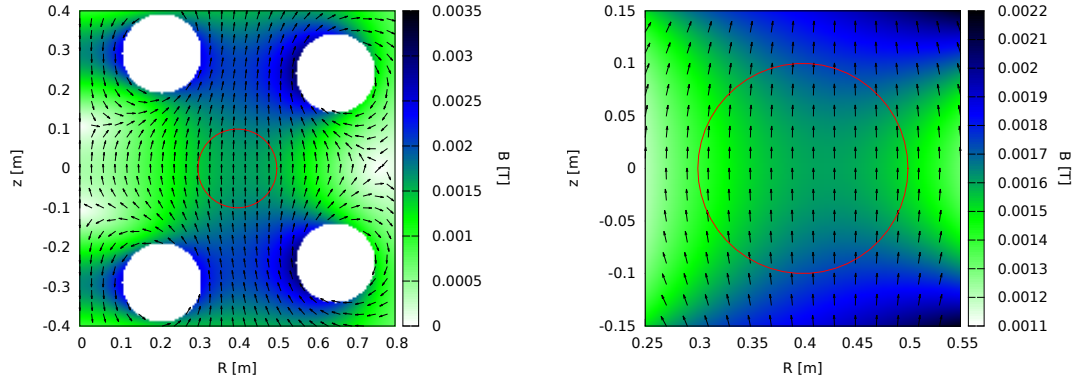
Řízení polohy plazmatu na tokamaku GOLEM se skládá ze dvou systémů poloidálních cívek, jeden pro vertikální a druhý pro horizontální polohu. Jejich umístění je na obr. 3.3. Vnější cívk'ky řízení horizontální polohy jsou tvořeny vysokoteplotním supravodičem YBCO. Ostatní jsou navinuté z mědi. Oba systémy generují v komoře homogenní pole.



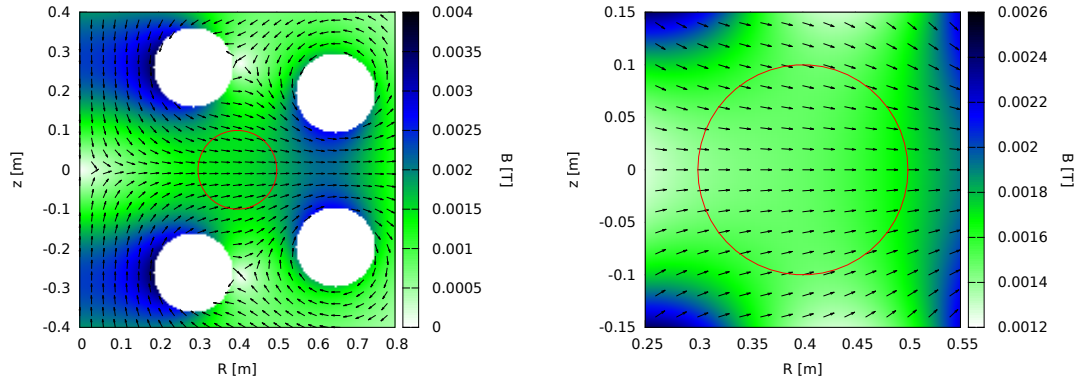
Obrázek 3.3: Umístění poloidálních cívek na tokamaku GOLEM. B_V^{in} označuje bývalý kvadrupól nyní používaný pro měření toku vertikálního magnetického pole komorou. B_V a B_H označují vinutí cívek pro řízení polohy plazmatu v horizontální a vertikálním směru.

Proud v poloidálních cívkách lze ovládat napěťovým zdrojem. Ten je připojen

k 6 autobateriím schopných generovat maximální proud 500 A v obou polaritách. Tento zdroj se ovládá hodnotou napětí na jeho vstupu. V případě zpětnovazebního řízení je propojen s výstupem z počítače. Zdroj je možné ovládat i bez počítače frekvenčním generátorem.



Obrázek 3.4: Vertikální magnetické pole generované systémem pro horizontální stabilizaci plazmatu. Data pocházejí z numerického modelu popsáném v kapitole 6.



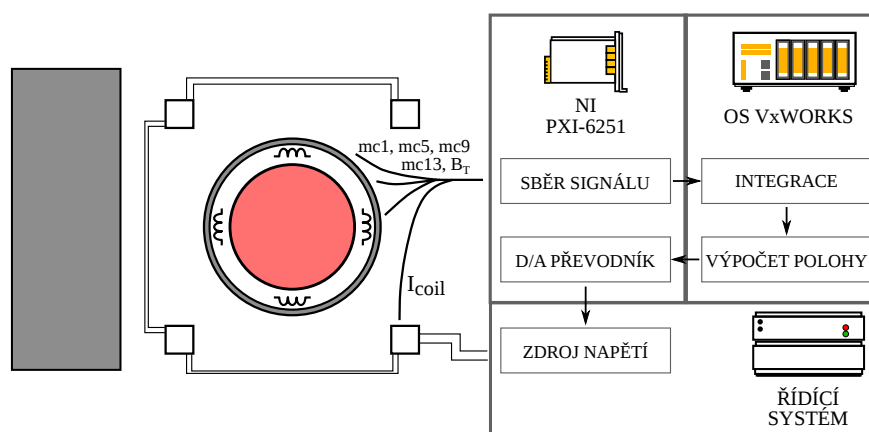
Obrázek 3.5: Horizontální magnetické pole generované systémem pro horizontální stabilizaci plazmatu. Data pocházejí z numerického modelu popsáném v kapitole 6.

Kapitola 4

Zpětnovazební systém

Zpětnovazební systém na tokamaku GOLEM slouží k řízení polohy plazmatu a jeho udržení v centru komory. V současné době je funkční stabilizace pouze ve vertikálním směru.

Systém se skládá z Mirnovových cívek popsanych v předchozí kapitole. Jejich signál je měřen kartou NI PXI-6251 obsahující 16 multiplexovaných analogových vstupů, A/D převodník s maximální frekvencí 1 MHz (při multiplexování) a 2 analogové výstupy. Výpočet polohy probíhá v počítači s real-timeovým operačním systémem VxWorks, na kterém běží program napsaný v jazyce LabVIEW. Výstup z programu je přes D/A převodník veden do napěťového zdroje, který řídí proud v poloidálních cívkách. Schéma systému je na obr. 4.1.



Obrázek 4.1: Schéma systému zpětnovazebního řízení polohy plazmatu na tokamaku GOLEM.

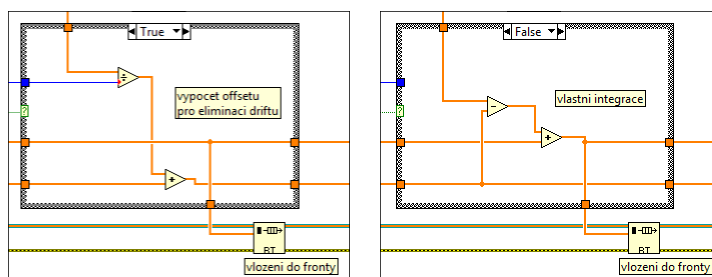
4.1 LabVIEW

LabVIEW (z angl. Laboratory Virtual Instruments Engineering Workbench – laboratorní pracoviště virtuálních přístrojů) je grafický programovací jazyk a vývojové prostředí od firmy National Instruments. Systém svým přístupem umožňuje psát programy i lidem bez jakýchkoliv zkušeností s programováním. Spojováním jednotlivých funkčních bloků (VI) do větších celků a jejich uzavíráním do smyček se vytváří logická struktura programu. Kompilátor sám rozpozná možnost paralelizace a multithreadingu (pokud ho cílový počítač podporuje). Kvůli rychlosti jsou základní funkční bloky psané v C++. Díky velkému množství knihoven a funkcí pro řízení, analýzu signálu, časově kritické operace a jiné je vývoj v LabVIEW efektivní a výsledný "kód" snadno rozšiřitelný.

4.2 Řídicí program

Program pro řízení polohy je rozdělen do dvou základních celků, každé běží v jednom vlákne (cílový počítač má dvě jádra, mohou tedy běžet paralelně). V první smyčce se vzorkuje signál A/D převodníkem. Sbírá se signál z Mirnovových cívek a cívky pro měření toroidálního magnetického pole. Získané vzorky data projdou filtrem, který odstraní příliš velké hodnoty. Ty jsou způsobené spínajícími se kondenzátory a mohou ovlivňovat výpočet.

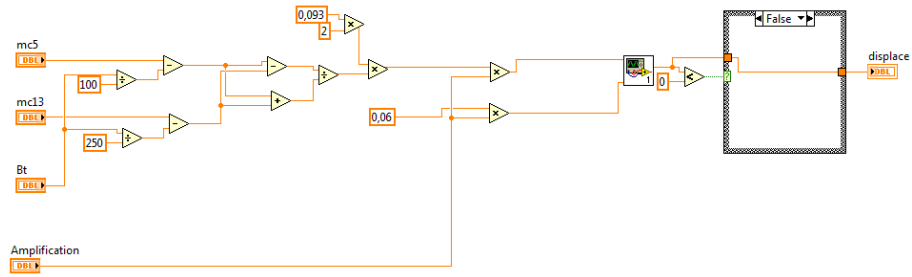
Poté se data integrují. Integrace se dělí na dvě části podle počtu načtených vzorků. Z prvních 300 se spočítá offset signálu kvůli eliminaci driftu (první část), ve druhé části se tato hodnota odečítá od získaného signálu a již klasicky integruje (obr. 4.2). Výsledek integrace se ukládá do FIFO fronty. Ta je jediným prostředkem, který mají obě smyčky společný.



Obrázek 4.2: Integrace v řídicím programu. Na obrázku vlevo se vypočítává aritmetický průměr vzorků pro eliminaci offsetu. Na druhém se tento průměr odečítá od signálu a již klasicky integruje.

Druhá smyčka načítá data z fronty. Pokud je ve frontě více jak 10 vzorků,

tak se fronta vyčistí a zpracuje se až poslední vložený vzorek. Jelikož data z Mirnovových cívek obsahují i toroidálního pole, je nutné tuto část signálu odečíst. Data z cívky toroidálního pole se vynásobí koeficientem každé cívky a odečtou od jejího signálu. Tyto data by již měly odpovídat poloidálnímu magnetickému poli plazmatu a může se použít vztah (2.8) (obr. 4.3). Pokud je výsledná hodnota mezi -0.1 až 0.1 (plazma je podle výpočtu uvnitř komory), pošle se na analogový výstup (D/A převodník), který řídí napěťový zdroj.



Obrázek 4.3: neco

Kapitola 5

Magnetický model

Složitosti výpočtu polohy v horizontálním směru (rovnice (2.6) (2.7)) je překážkou implementace ve zpětnovazebním systému. Výsledné rovnice vedou na iterativní řešení, které nemá zaručenou dobu výpočtu. Tato vlastnost činí rovnice nevhodné pro použití v časově kritických systémech (real-time OS). Z tohoto důvodu byl naprogramován numerický model pro výpočet magnetického pole v okolí proudové smyčky.

5.0.1 Popis modelu

Model vychází z Biot–Savartova zákona udávajícího vztah mezi magnetickou indukcí v bodě $\mathbf{r}$ a vodičem protékaným proudem I

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} I \int_l \frac{d\mathbf{l} \times \mathbf{R}}{R^3} \quad (5.1)$$

kde $\mathbf{R}$ je vektor ve směru infinitezimální části vodiče $d\mathbf{l}$.

V algoritmu je kruhová smyčka o poloměru R_0 rozdělena na N částí. Vektory $d\mathbf{l}_i$ vyjádříme pomocí vztahu

$$(d\mathbf{l}_i)_x = dl \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{N}i\right) \quad (d\mathbf{l}_i)_y = -dl \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{N}i\right) \quad (d\mathbf{l}_i)_z = 0$$

kde $dl = 2\pi R_0/N$. Odpovídající vektory $\mathbf{R}_i$ jsou

$$(\mathbf{R}_i)_x = r_x - R_0 \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{N}i\right) \quad (\mathbf{R}_i)_y = r_y - R_0 \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{N}i\right) \quad (\mathbf{R}_i)_z = r_z - Z_0$$

kde Z_0 je výška, ve které je kruhová smyčka umístěna.

Po dosazení do (5.1) získáme rovnice pro jednotlivé složky magnetického pole. Vzhledem k symetrii úlohy stačí dvě složky, jedna pro horizontální pole (je možno použít x-ovou, nebo y-ovou složku)

$$B_R = -\frac{\mu_0}{4\pi} I \sum_i^N \frac{(\mathbf{R}_i)_z \cdot (d\mathbf{l}_i)_x}{R^3}$$

a jednu pro vertikální pole (z-vou)

$$B_z = \frac{\mu_0}{4\pi} I \sum_i^N \frac{(\mathbf{R}_i)_y \cdot (d\mathbf{l}_i)_x - (\mathbf{R}_i)_x \cdot (d\mathbf{l}_i)_y}{R^3}$$

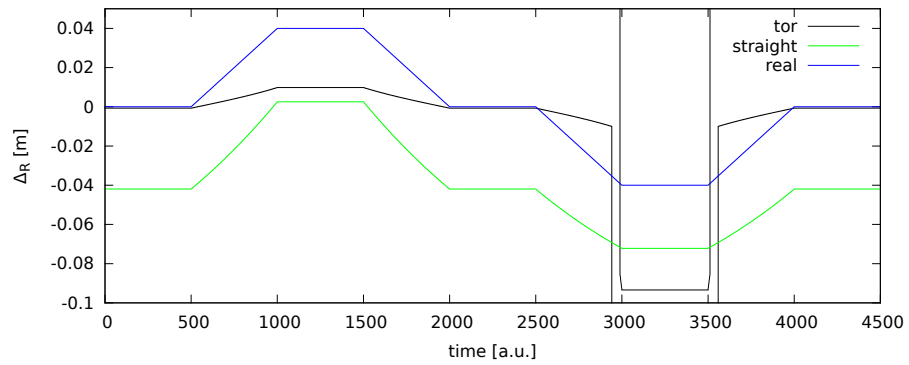
5.0.2 Výpočet polohy smyčky pomocí dat z modelu

Uvedený model byl použit pro porovnání obou metod pro určení polohy. Do modelu jsme dosadili proudovou smyčku s počátečním poloměrem 0,4 m a konstantním proudem 2500 A. Pohyb plazmatu byl simulován změnou poloměru smyčky. Poloidální magnetické pole bylo měřeno na 4 místech ve vzdálenosti 0,093 m od vedlejší osy v úhlech $\varphi = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$ (analogické k Mirnovovým cívkám na tokamaku GOLEM).

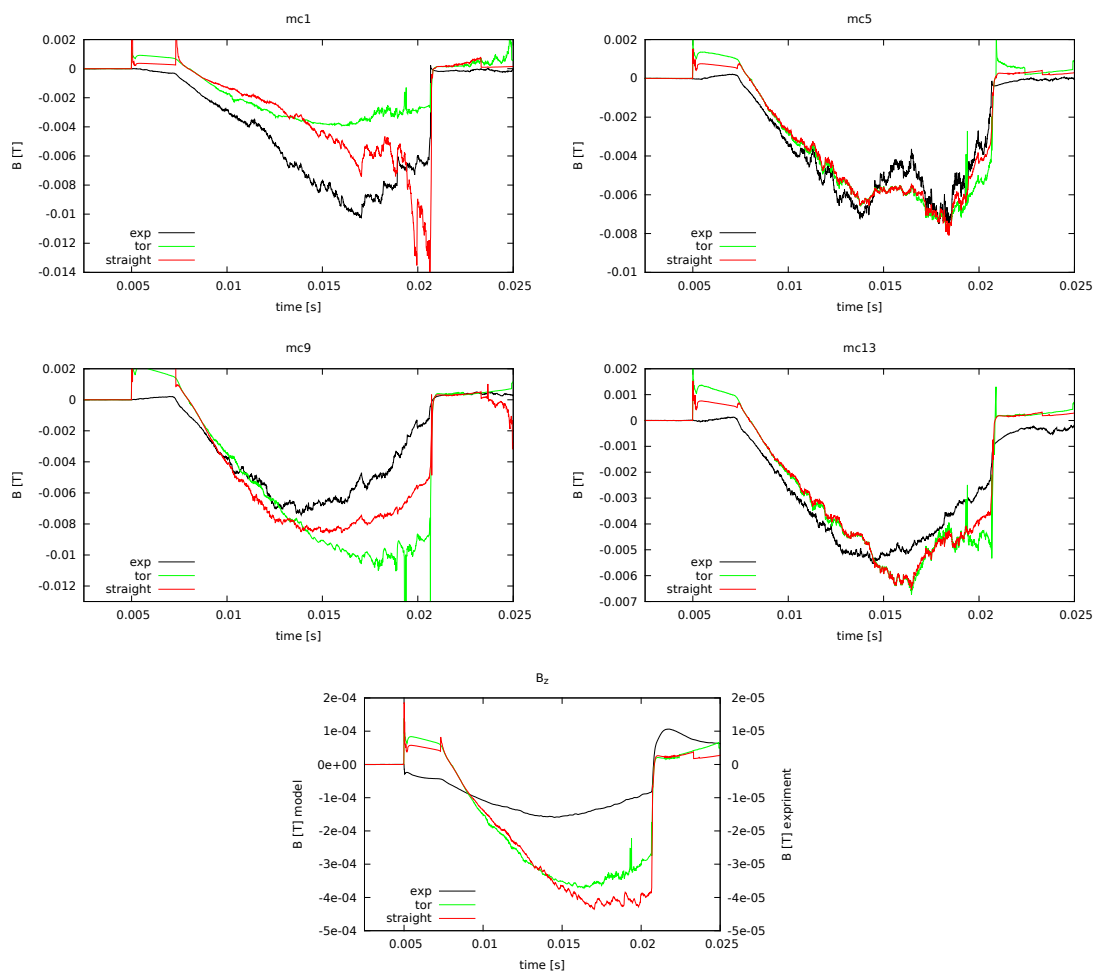
Průměrné magnetické pole se měřilo pomocí jeho toku v okolí proudové smyčky. Mezikruží o vnitřním poloměru 0,21 m a vnějším 0,65 m umístěné ve výšce 0,58 m bylo rozděleno na 30 soustředných částí. Na začátku každé části bylo spočteno vertikální magnetické pole a to se vynásobilo plochou dané části (spočetl se tok magnetického pole danou částí mezikruží). Tyto toky se sečetly a vydělily celkovou plochou mezikruží. Stejný výpočet se provedl pro mezikruží symetricky umístěné pod proudovou smyčkou (ve vzdálenosti 0,58 m). Jako průměrné vertikální pole se vzal aritmetický průměr od obou z nich. Toto uspořádání by mělo odpovídat kvadrupólovému systému na tokamaku GOLEM (B_V na obr. 3.3), který byl pro měření vertikálního pole použit při experimentu.

Vypočtené hodnoty se dosadily do vzorců pro polohu plazmatu. Výsledné porovnání je na obr. 5.1.

Je evidentní, že rozdíl mezi modelem a experimentem je značný. Pro potvrzení, že model odpovídá skutečnosti, se za proudovou smyčku dosadily hodnoty z výstřelu 5661, konkrétně proud plazmatem a změnu polohy spočtené pomocí obou metod. Výsledné porovnání je na obr. 5.2. Je vidět, že horizontální pole (cívky mc5 a mc13) odpovídá skutečnosti, zatímco u vertikálního pole je o polovinu větší (mc9) nebo poloviční (mc1). Největší rozdíly jsou v průměrném vertikálním magnetickém poli podél plazmatu, kde je rozdíl přes jeden řád.



Obrázek 5.1: Porovnání obou metod pro výpočet polohy. Vstupní data pocházejí z numerického modelu pro výpočet magnetického pole v okolí kruhové smyčky. Místa jeho výpočet byla volena tak, aby odpovídala umístění na tokamaku GOLEM. Na obrázku je pro srovnání skutečná poloha proudové smyčky.



Obrázek 5.2: Srovnání výsledků modelu s reálnými daty z výstřelu 5661. Jako vstupní data se vzal proud plazmatem a poloha plazmatu spočtená v přiblížení rovného vodiče (**straight**) a se započtením toroidálních efektů (**tor**).

Kapitola 6

Naměřená data

6.1 Měření horizontální polohy plazmatu

6.1.1 *Eliminace nežádoucích signálů*

Jelikož v okolí tokamaku vznikají při výboji různá elektrická a magnetická pole, je nutno všechny signály, které nepocházejí přímo od plazmatu, eliminovat.

V případě Mirnovových cívek je to zejména toroidální pole, jelikož cívky nejsou na něj natočeny přesně kolmo, ale s malou odchylkou. U vertikálního magnetického pole se jedná o vliv proudu tekoucí linerem. Pro eliminaci těchto i ostatních vlivů (pokud nejsou čistě náhodné) jsme před samotným výstřelem udělali vakuový výboj se stejnými parametry. Data z tohoto vakuového výboje jsme potom odečetli od výsledných a získali tak čistý signál od plazmatu.

6.1.2 *Výpočet polohy plazmatu*

V přiblížení rovného vodiče byl použit vzorec (2.1).

Pro uvažování toroidálních efektů jsme použili rovnice odvozené v teoretické části. Podle [1] lze zaměnit vertikální magnetické pole na horní a dolní straně komory za průměrné vertikální pole tekoucí skrz komoru v ekvatoriální rovině ($\bar{B}_z$);

$$\Lambda = \left(\frac{B_1}{2} - \bar{B}_z \right) \frac{R_0}{B_0 b} - \ln \frac{b}{a} + 1 \quad (6.1)$$

$$\Delta_R = \frac{B_1}{2B_0} b - \frac{1}{2} \left[\ln \frac{a}{b} - 1 + (\Lambda - 1/2) \left(1 + \frac{a^2}{b^2} \right) \right] \frac{b^2}{R_0} \quad (6.2)$$

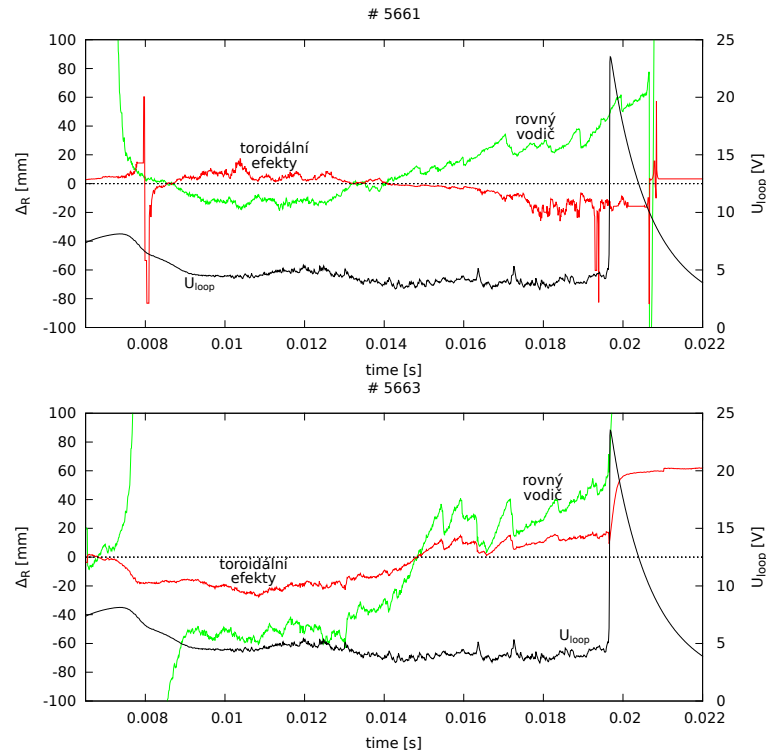
$$\Delta_z = \frac{B_2}{2B_0}b$$

$$a = a_L - \sqrt{\Delta_R^2 + \Delta_z^2}$$

Jedná se o 4 algebraické rovnice, které jsme řešili metodou prosté iterace. Iterativní počítání bylo ukončeno za splnění alespoň 1 ze 3 podmínek:

- $|a_i - a_{i+1}| < 0,001$, kde a_i je poloměr plazmatu při i -té iteraci. Výpočet se zastaví pokud změna poloměru plazmatu je menší než 0,1%.
- $a \leq 0$ - výpočet konverguje mimo definiční obor (člen $\ln \frac{b}{a}$ v rovnici (6.1)).
- Počet iterací přesáhne 10^5 .

Výsledná data jsou na obr. 6.1. Je z nich jasně patrné, že určení polohy plazmatu silně závisí na použitém přiblížení. Druhý člen rovnice (6.2) (zahrnující toroidální efekty) je tedy srovnatelný s prvním členem a nelze jej zanedbat.



Obrázek 6.1: Vývoj horizontální polohy plazmatu spočtené v přiblížení rovného vodiče a se započtením toroidálních efektů pro dva různé výstřely

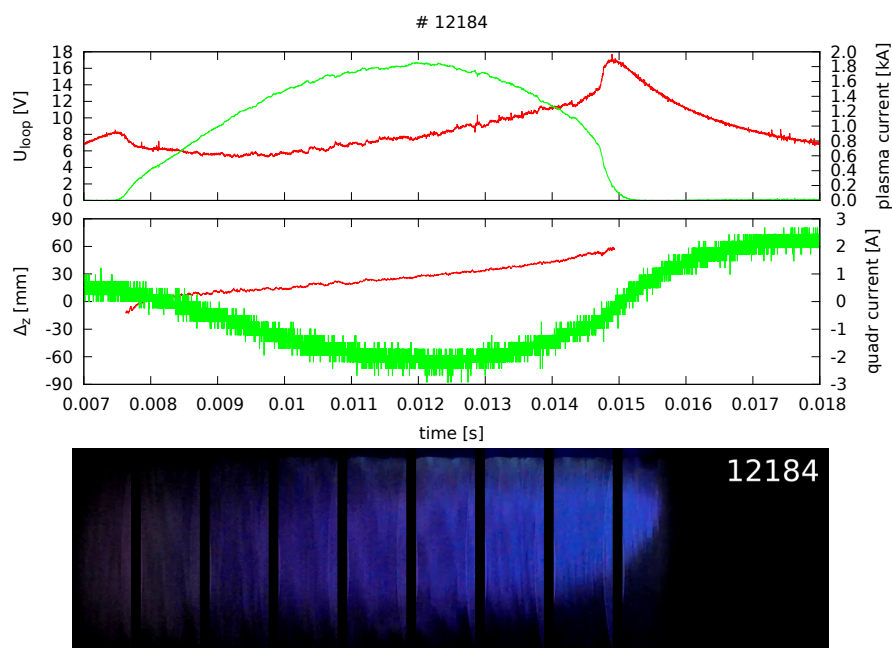
6.2 Frekvenční generátor

Pro ověření, že dokážeme ovlivnit polohu plazmatu pomocí poloidálních cívek, jsme na řídicí vstup napěťového zdroje připojili frekvenční generátor. Napěťový zdroj řídil proud v cívkách ovlivňujících vertikální polohu plazmatu. Frekvenční generátor byl nastaven tak, aby ve 12 ms (v polovině doby plazmatu) vyslal puls ve tvaru cosinu o délce 10 ms (100 Hz). Tento puls mohl být buď kladný (0 až 5 V) nebo záporný (0 až -5 V). Polohu plazmatu jsme měřili pomocí Mirnovových cívek. Od jejich singálu jsme museli kromě toroidálního pole odečíst i horizontální magnetické pole generované poloidálními cívkami.

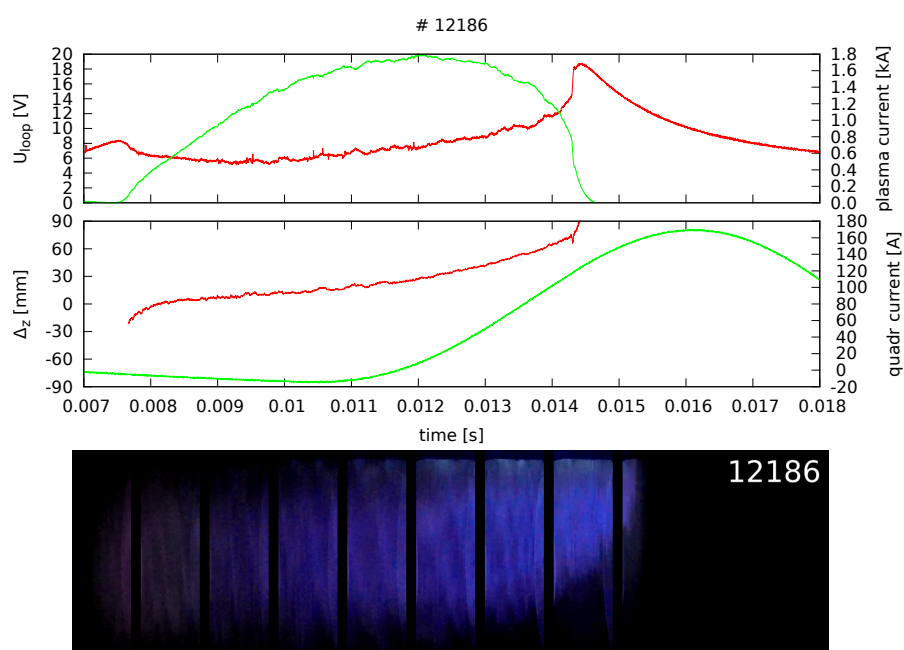
Délka výboje bez ovlivnění byla 7,4 ms, s kladným pulsem 7,0 ms a se záporným 9,2 ms (viz tab. 6.1). Typické výboje pro tyto tři konfigurace jsou na obr. 6.2, 6.3 a 6.4. Porovnání vývoje polohy plazmatu je na obr. 6.5.

číslo výstřelu	typ pulsu	délka výboje [ms]
12181	žádný	7,3
12182	žádný	7,4
12183	záporný	9,5
12184	žádný	7,5
12185	kladný	6,8
12186	kladný	7,0
12187	záporný	9,3
12188	záporný	9,5
12189	kladný	7,1
12190	záporný	8,6

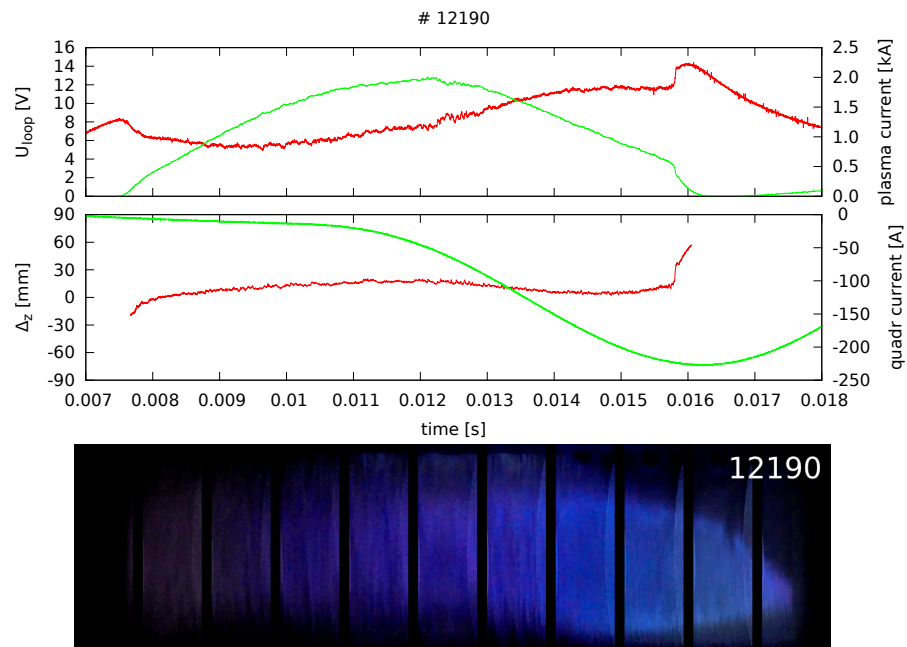
Tabulka 6.1: Délka výboje pro výstřely bez ovlivnění, s kladným a záporným pulsem.



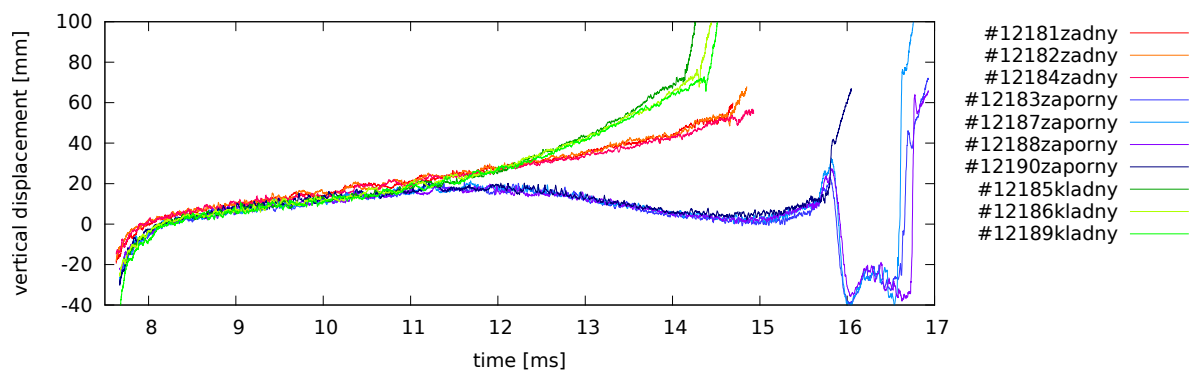
Obrázek 6.2: Typický výboj bez ovlivnění poloidálními cívkami.



Obrázek 6.3: Typický výboj s kladným pulsem.



Obrázek 6.4: Typický vývoj se záporným pulsem

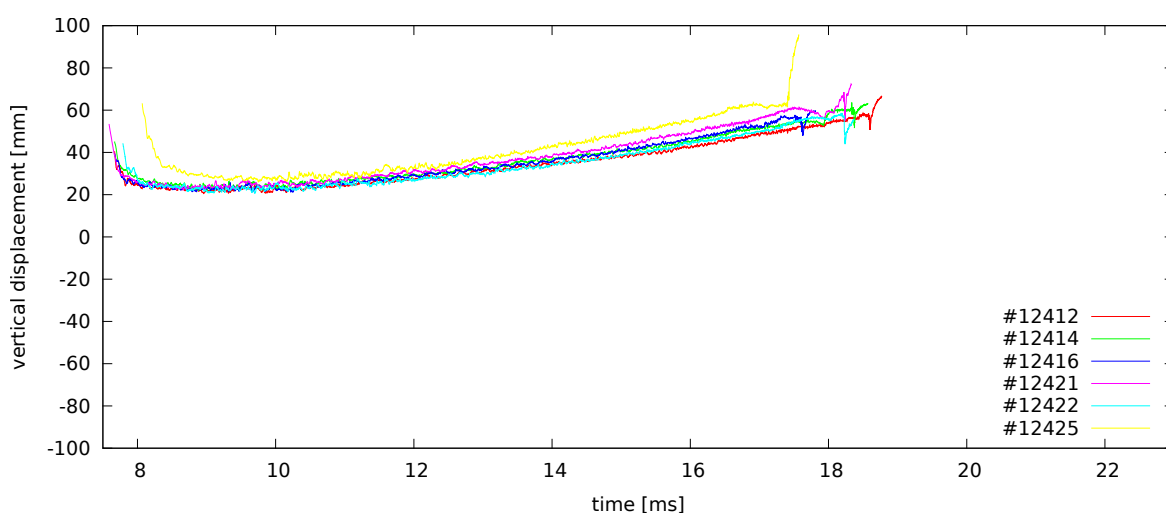


Obrázek 6.5: Porovnání vývoje polohy plazmatu v závislosti na tvaru pulsu.

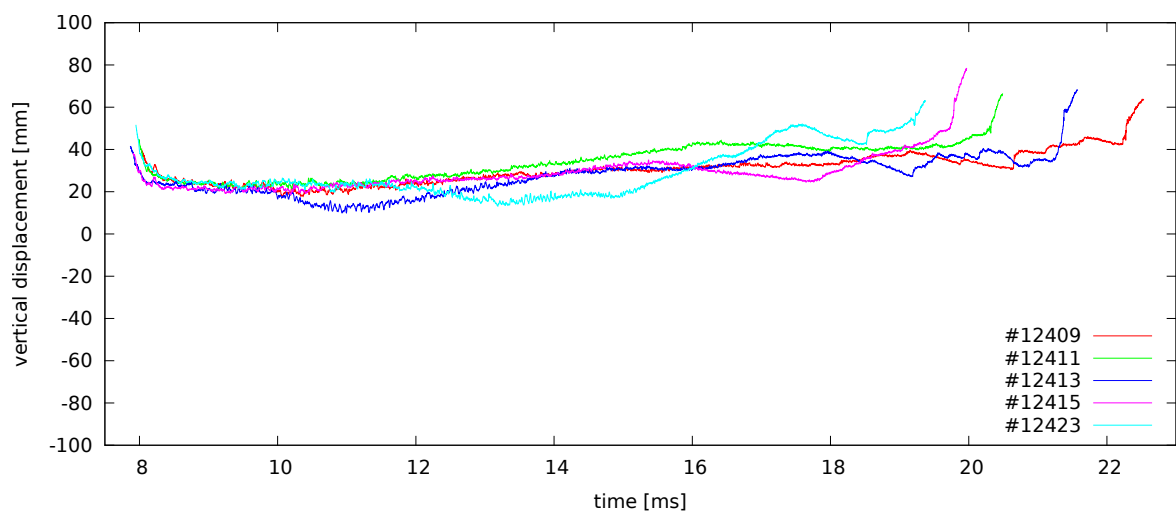
6.3 Zpětnovazební systém

Pro experimenty se zpětnovazebním řízením polohy plazmatu byla použita sestava popsaná v kapitole 3. Poloha plazmatu se měřila pomocí Mirnovových cívek. Pro ověření tendence pohybu byla použita data z rychlých kamer.

Typický vývoj vertikální polohy bez stabilizace je na obr. 6.6. Z něj plyne, že plazma má tendenci stoupat vzhůru. Vývoj vertikální polohy se zapnutou stabilizací je na obr. 6.7. Průměrné prodloužení doby plazmatu je přes 2 ms. Délka výboje pro různé výstřely je v tab. 6.2. Na obr. 6.8 je typický výboj se stabilizací. Porovnání dvou výstřelů s a bez stabilizace včetně dat z rychlých kamer je na obr. 6.9.



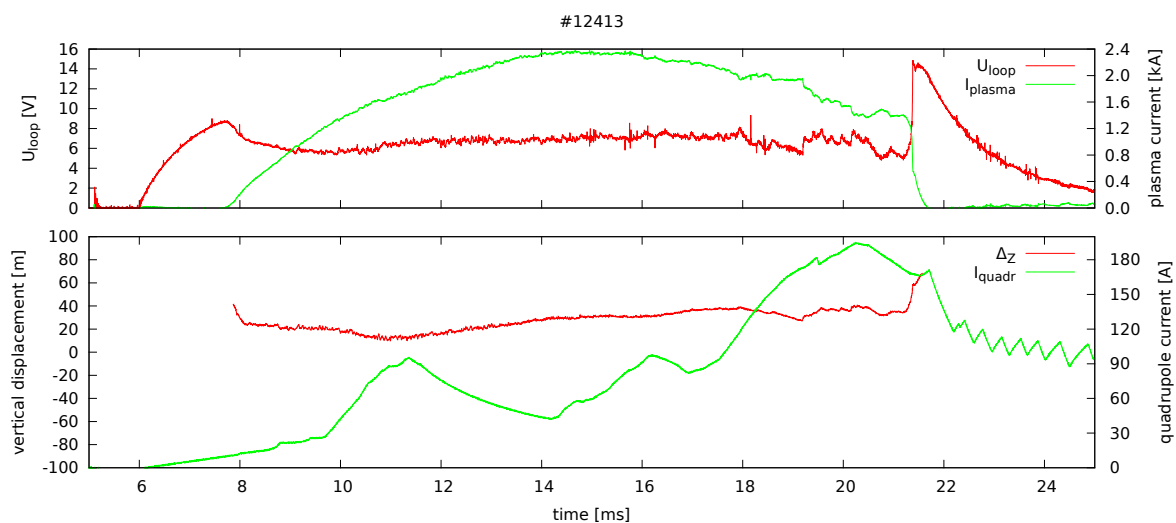
Obrázek 6.6: Typický vývoj vertikální polohy plazmatu bez zapnuté stabilizace.



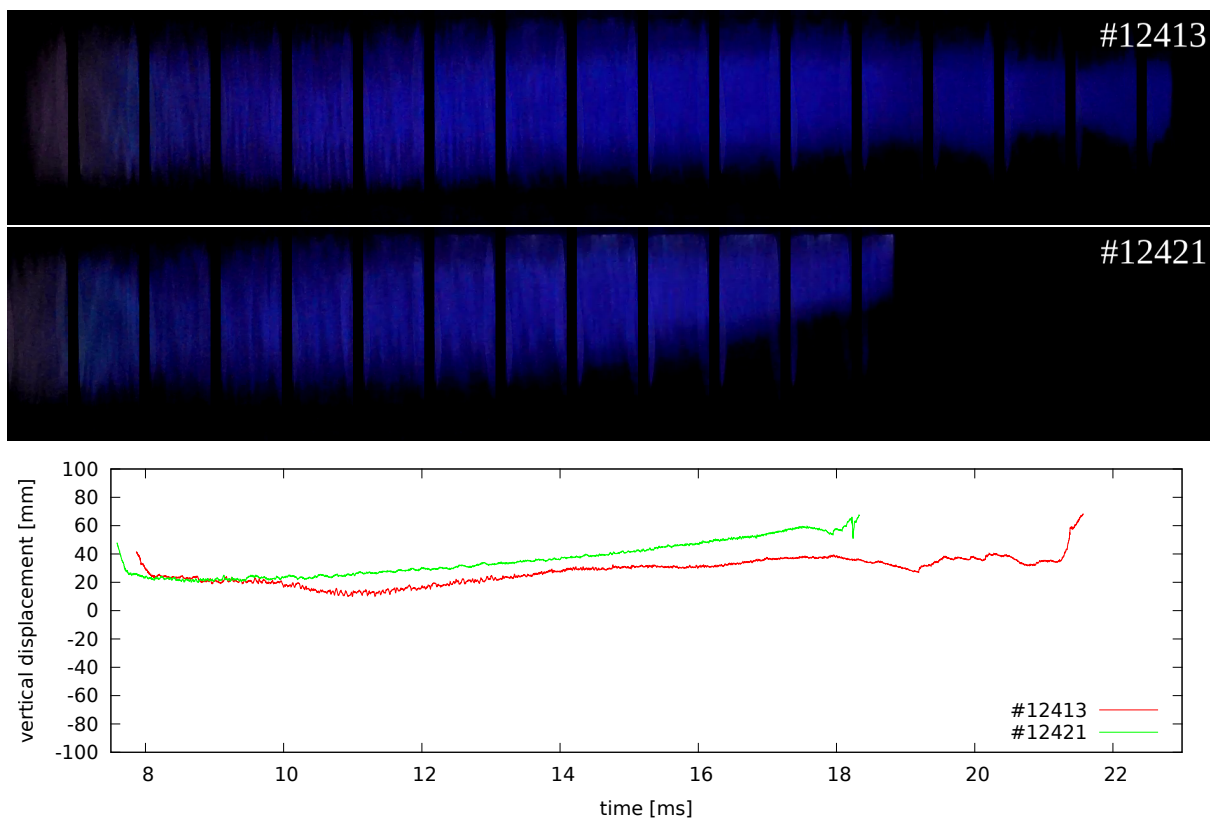
Obrázek 6.7: Typický vývoj vertikální polohy plazmatu se zapnutou stabilizací.

číslo výstřelu	s/bez stabilizace	délka výboje [ms]
12408	bez	10,8
12409	stab	14,7
12410	stab	12,3
12411	stab	12,7
12412	bez	11,3
12413	stab	13,9
12414	bez	11,1
12415	stab	12,3
12416	bez	10,3
12421	bez	10,9
12422	bez	10,8
12423	stab	11,6
12425	bez	9,7

Tabulka 6.2: Délka výboje výstřelů bez a se zapnutou stabilizací. Průměrné prodloužení délky výboje se zapnutou stabilizací je přes 2 ms.



Obrázek 6.8: Typický výboj se zapnutou stabilizací.



Obrázek 6.9: Vývoj vertikální polohy plazmatu získaných rychlými kamerami. Horní obrázek (#12413) je se zapnutou stabilizací prostřední (#12421) je bez ní. Dole je zobrazeno porovnání těchto dvou výstřelů z dat z Mirnovových cívek.

Kapitola 7

Závěr

Za účelem prodloužení doby plazmatu byl na tokamaku GOLEM sestaven zpětnovazební systém řízení polohy plazmatu. Byl dodán řízený napěťový zdroj, který dokáže řídit napětí v poloidálních cívkách. Pomocí programovacího jazyka LabVIEW byl napsán program (obr. 4.4), který v reálném čase sbírá data z Mirnovových cívek, interguje je a počítá polohu plazmatu. Zatím pouze ve vertikálním směru. Výstup programu se připojil na řídicí vstup napěťového zdroje.

Pro ověření možnosti ovlivnit polohu plazmatu byl na řídicí vstup napěťového zdroje připojen frekvenční generátor. Využilo se faktu, že plazma má tendenci stoupat (viz obr. 6.5 a 6.6). Frekvenční generátor byl nastaven tak, aby střídavě posílal signály, které plazma tlačili dolů, nebo naopak nahoru. Podle očekávání se délka plazmatu zkrátila, pokud bylo plazma zatlačeno nahoru, a prodloužila, pokud bylo plazma zatlačeno dolů (obr. 6.5). Průměrné prodloužení bylo 1,8 ms.

Poté se zapojil zpětnovazební systém (schéma na obr. 4.1). Pomocí něho došlo k aktivnímu ovlivnění polohy plazmatu. Průměrné prodloužení délky plazmatu bylo přes 2 ms (tab. 6.2) a plazmatický sloupec byl udržen ve středu komory (obr. 6.9).

Kvůli nevhodnosti rovnic pro výpočet horizontální polohy (6.1) a (6.2) byl naprogramován model pro výpočet magnetického pole kruhové smyčky protékané proudem. Výsledky tohoto modelu ale jsou tak v rozporu s experimentem, že je nelze uvažovat. Největší nepřesnost je ve výpočtu vertikálního magnetického pole, které se liší od experimentálních dat o jeden řád. Bude nutno ověřit, zda je použitý princip vhodný pro modelování magnetického pole v tokamaku. To by mohlo být provedeno srovnáním dat z vertikálního pole generovaného proudem v komoru při vakuovém výstřelu. Pokud by byla principiální správnost modelu potvrzena, bude nutné navrhnout reprezentaci plazmatu pomocí proudových vláken tak, aby odpovídalo rovnicím odvozených z teorie ((6.1) a (6.2)).

Literatura

- [1] V.S. Mukhovatov, V.D. Shafranov: *Plasma Equilibrium in a Tokamak*, Nuclear Fusion 11, 605 (1971)
- [2] J. Wesson: *Tokamaks, Third edition*, Oxford University Press, Clarendon Press, Oxford, 2004
- [3] J. P. Freidberg: *Ideal Magnetohydrodynamics*, Plenum Press, New York 1987
- [4] J. P. Freidberg: *Plasma physics and fusion energy*, Cambridge University Press, New York 2007
- [5] I. Duran: *Fluctuations of the magnetic field of the CASTOR tokamak*, PhD Thesis, MFF UK, Prague 2003
- [6] Stránky wikipedie tokamaku Golem
<http://golem.fjfi.cvut.cz:5001/> [1. 9. 2013]