

Řízení polohy plazmatu na tokamaku COMPASS

Autor: Bc. Ondřej Kudláček
Vedoucí práce: Ing. František Žáček CSc.

Obsah

Poděkování.....	2
Úvod.....	3
I: Horké termojaderné plazma.....	4
I.1: Reakce vhodné pro fúzi.....	4
I.2: Základní podmínky reakce.....	5
I.3: Magnetické a inerciální udržení.....	7
I.4 : Základní vlastnosti plazmatu.....	7
II: Plazma v magnetických polích.....	9
II.1: Nabitá částice v homogenním magnetickém poli.....	9
II.2: Nabitá částice v nehomogenním magnetickém poli.....	10
II.3: Drifty částice v magnetickém poli.....	10
II.4: Tlak magnetického pole.....	12
II.5: Banánové trajektorie.....	13
II.6: Koeficient stability.....	15
III: Magnetická nádoba typu tokamak.....	16
III.1: Vytváření magnetického pole.....	16
III.2: Základní vlastnosti pohybu částice v tokamaku.....	17
III.3: Problém koeficientu stability.....	17
III.4: Vytvoření separatrix.....	19
IV: Analýza systému poloidálních vinutí na tokamaku COMPASS.....	23
IV.1: Magnetizační obvod.....	25
IV.2: Systém cívek rovnovážné polohy plazmatu.....	27
IV.3: Tvarování plazmatu.....	29
IV.4: Zpětnovazební systémy.....	32
IV.5: Kompenzační transformátory.....	33
IV.6: Možná zlepšení zapojení jednotlivých obvodů.....	34
V: Příčiny a vlastnosti nestability polohy plazmatu.....	38
V.1: Proudý komorou.....	38
VI: Magnetická diagnostika pro měření polohy plazmatu v komoře na COMPASS.....	42
VI.1: Základní principy magnetické diagnostiky.....	42
VI.2: Základní typy magnetické diagnostiky.....	45
VI.3: Magnetická diagnostika na COMPASS.....	48
VII: Kalibrace Mirnovových cívek na COMPASS.....	51
VII.1: Výpočet magnetického pole.....	51
VII.2: Výpočet kalibrační konstanty.....	57
Závěr.....	59
Reference.....	60

Poděkování

Na tomto místě bych chtěl poděkovat svému vedoucímu práce Ing. Františku Žáčkovi CSc. za trpělivé a důkladné vysvětlení problémů na které jsem při psaní práce narazil a za poskytnutí velice cenných informací, bez kterých by tato práce pravděpodobně vůbec nemohla vzniknout. Dále bych chtěl poděkovat Mgr. Josefu Havlíčkovi za to, že mi umožnil navázat na jeho práci a dosažené výsledky zde publikovat.

Úvod

V posledních desetiletích světová spotřeba energie neustále stoupá a předpokládá se, že tento trend bude pokračovat zejména díky rychlému průmyslovému rozvoji zemí jako Indie a Čína. Současné zdroje nemohou do budoucna vzrůstající poptávce stačit. Zásoby ropy a zemního plynu dojdou pravděpodobně ještě v tomto století, uhlí vydrží možná o století déle. Dalším podstatným problémem spalování fosilních paliv je produkce skleníkových plynů, které způsobují globální oteplování. Obnovitelné zdroje energie nejsou z mnoha důvodů schopny pokrýt poptávku po energii ve velkých průmyslových zemích a lze je použít pouze jako doplněk zdrojů klasických. Zásoby uranu také nejsou dostatečně velké a navíc ve štěpných elektrárnách vzniká velké množství radioaktivních látek, které je nutné skladovat tisíce let. Právě proto se lidstvo neustále ohlíží po lepším zdroji energie.

Termojaderná fúze představuje do budoucna velice perspektivní zdroj energie. Vstupní látky do reaktoru, deuterium a lithium, se vyskytují hojně všude po světě. Při fúzi také nevznikají žádné radioaktivní produkty, pouze vnitřní stěna reaktoru bude aktivována neutrony. Bude však vyrobena z materiálů, jejichž radioaktivní izotopy mají krátký poločas rozpadu a bude je nutné skladovat jen několik desítek let po skončení provozu reaktoru. Zatím nejnadějnějším zařízením pro budoucí elektrárnu je tokamak.

Cílem této práce je seznámení a popsání vlastností termojaderného plazmatu včetně rozboru možných fúzních reakcí. Dále se zaměřím na popis chování plazmatu v magnetickém poli. V další části práce popíši, jak funguje zařízení tokamak s ohledem na vytváření co nejvhodnější konfigurace magnetických polí.

V části práce se pokusím o důkladný popis a rozbor systému poloidálních vinutí na tokamaku COMPASS. Tento tokamak byl nedávno přesunut z britského Culhamu do Prahy. Je to nejmenší tokamak, který má tvar plazmatu podobný tvaru plazmatu na ITERu. Z toho plyne i jeho důležitost pro fúzní výzkum. Systém poloidálních vinutí na COMPASSu je zajímavý především tím, že nabízí řadu různých konfigurací magnetického pole plazmatu a tím umožňuje studium chování plazmatu za různých podmínek.

V další kapitole práce bych rád rozebral příčiny a vlastnosti vertikální nestability proudového prstence, zejména s ohledem na možné mechanická poškození komory v případě nezvládnutí této nestability.

V posledních dvou kapitolách jsem se zabýval magnetickou diagnostikou na tokamaku COMPASS, zejména diagnostikou vhodnou pro určování polohy plazmatu v reálném čase. Pokusím se také o zpřesnění kalibrace Mirnovových cívek.

I.kapitola:Horké termojaderné plazma

Termojaderná fúze je jaderná reakce, kdy se lehčí prvky slučují v těžší a při tom se uvolňuje energie. Na úvod této práce bych chtěl rozebrat základní typy reakcí a podmínky pro ně.

I.1:Reakce vhodné pro fúzi: Nejprve se podívejme na to, jaké reakce jsou vhodné pro uskutečnění termojaderné fúze na zemi. Nejnižší potřebnou teplotu ze všech reakcí má reakce



kde D (deuterium) a T (tritium) značí těžší izotopy vodíku a n neutron. Ideální teplota pro tuto reakci je asi 10-20 keV (viz. Obr. I.1). Nevýhodou je, že se tritium nevyskytuje na zemi a navíc je radioaktivní. Naštěstí je ho ale možné vyrábět přímo v reaktoru z lithia. V plazmatu bude rovněž docházet k parazitním reakcím tritia s tritiem a deuteria s deuteriem. Rychlost jejich průběhu je však podle Obr. I.1 při teplotách 10-20 keV podstatně menší než rychlost DT reakce.

Další možnou reakcí pro budoucí výrobu energie je reakce dvou jader deuteria. Ta probíhá podle rovnic



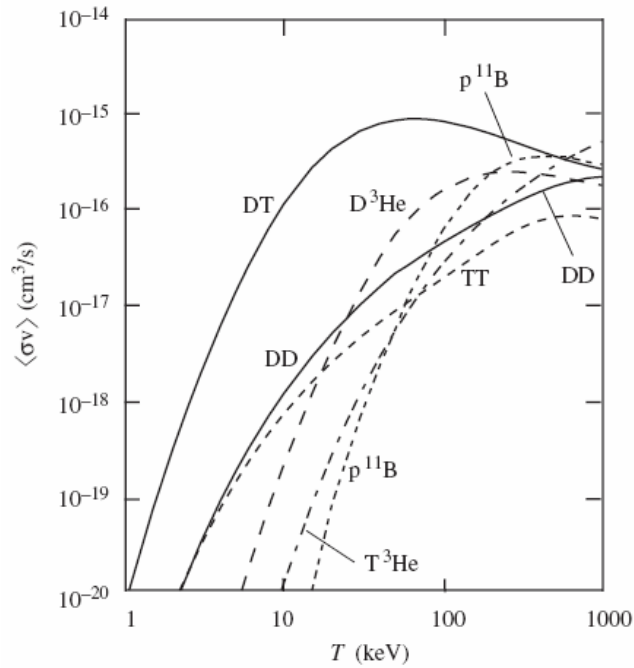
kde p je proton. Tato reakce probíhá při teplotách ideálních pro reakce deuteria a tritia asi 200krát pomaleji. Vzhledem k tomu, že nejde na rozdíl od reakce (I.1) o reakci přes složené jádro, roste rychlost reakce s teplotou na celé teplotní škále. Produkty této reakce spolu samozřejmě reagují i dále. Tritium reaguje s deuteriem podle vzorce (I.1) a ${}^3\text{He}$ reaguje podle rovnice



Protože u obou větví reakce (I.2) jsou jak vstupní (3 deuterony) tak vzniklá (${}^4\text{He}$, n, p) jádra stejná, uvolní se i stejné množství energie 21,6 MeV. Výhodou této reakce je, že se všechny vstupní látky těchto reakcí běžně vyskytují na zemi. Nevýhoda naopak je, že bychom pro tuto reakci museli dosáhnout výrazně vyšších teplot. Proto by byl velký problém u toroidálních zařízení se ztrátami brzdným zářením.

Další možností je reakce deuteria a ${}^3\text{He}$ podle rovnice (I.3) .Jde o reakci přes složené jádro, tudíž má její účinný průřez maximum a od hodnoty tohoto maxima s teplotou klesá(viz. Obr. I.1). Toto maximum nastává pro teplotu okolo 100 keV. Při této teplotě by již nastávaly v toroidálních zařízeních problémy se ztrátami brzdným zářením. Další podstatnou nevýhodou této reakce je, že se ${}^3\text{He}$ na Zemi nevyskytuje a muselo by se dovážet z Měsíce. Proto lze o této reakci uvažovat až ve vzdálené budoucnosti. Výhodou naopak je, že nevznikají žádné neutrony a bylo by tedy teoreticky možná přímá přeměna tepelné energie plazmatu na energii elektrickou. Tomu však brání parazitní DD reakce, při které neutron vzniká a jejíž pravděpodobnost není úplně zanedbatelná.

Poslední reakcí, o které se ve vzdálené budoucnosti uvažuje, je reakce bóru s protonem podle rovnice ${}^{11}\text{B} + p \rightarrow 3\cdot{}^4\text{He}$. Ta má velmi vysokou zápalnou teplotu, tudíž budou velké problémy se ztrátami brzdným zářením v toroidálních zařízeních. Na druhou stranu jde o tzn. pokročilou (anglicky advanced) reakci, tedy reakci, kde nevznikají žádné neutrony a lze vyrábět elektrickou energii přímou přeměnou tepelné energie plazmatu.



Obr. I.1: Závislost rychlosti reakce vybraných fúzních reakcí na teplotě plazmatu. [1]

I.2: Základní podmínky reakce: V této části se podíváme na to, jaké podmínky musíme splnit, abychom mohli uskutečnit řízenou termojadernou fúzi s energetickým ziskem. Vzhledem k potřebě extrémních teplot je nezbytné zabránit dotyku plazmatu se stěnou. Žádná stěna by totiž tyto teploty nemohla vydržet. Do plazmatu by také emitovala příměs těžších prvků, která by zářila natolik, že by se plazma ochladilo a další reakce by nebyla možná. Proto musíme zabránit dotyku plazmatu stěny.

Pokud budeme stavět fúzní elektrárnu, je nutné, aby fúzní reakce produkovala více energie než je třeba na ohřev plazmatu. Základní podmínku pro energetický zisk z fúzní reakce odvodil roku 1955 fyzik J.D Lawson. Odvodíme nyní toto kritérium pro DT reakci. Pokud máme horké plazma, víme, že bude vždy ztrácet energii zářením, vedením tepla a únikem rychlých částic. Všechny tyto ztráty můžeme popsat pomocí veličiny zvané doba udržení τ , která je definována jako

$$\tau = \frac{W_p}{P_l}, \quad (I.4)$$

kde W_p je tepelná energie obsažená v plazmatu a P_l je výkon ztrát energie z plazmatu. Dále si zavedeme veličinu faktor zesílení Q definovanou jako

$$Q = \frac{P_F}{P_H}, \quad (I.5)$$

kde P_F je fúzní výkon a P_H je výkon dodatečného ohřevu plazmatu. Dále víme, že v plazmatu bude zůstat pouze nabitá alfa částice, která s sebou nese jen asi 1/5 energie uvolněné DT reakcí. Dále můžeme ukázat, že

$$\frac{P_F}{P_H + P_\alpha} = \frac{P_F}{\frac{P_F}{Q} + \frac{P_F}{5}} = \frac{5Q}{Q+5}, \quad (I.6)$$

kde P_α je výkon částic, které zůstanou v plazmatu. V odvození jsme využili úvahy o podílu energie odnesené alfa částicí a definici (I.5). Na druhou stranu, pokud budeme předpokládat, že je plazma v tepelné rovnováze, musí platit, že

$$P_l = P_H + P_\alpha. \quad (I.7)$$

Víme také, že energie obsažená v plazmatu je $W_p = 3nkT$, kde n tentokrát značí hustotu deuterionů a tritiumů dohromady a k je Boltzmannova konstanta. Ze vzorce (I.4) pak můžeme psát

$$P_l = \frac{3nkT}{\tau}. \quad (I.8)$$

Fúzní výkon pro směs 50% deuteria a 50% tritia můžeme napsat jako

$$P_F = \frac{n^2}{4} \langle \sigma v \rangle \cdot E_F, \quad (I.9)$$

kde E_F je energie uvolněná reakcí a $\langle \sigma v \rangle$ je hodnota účinného průřezu reakce ustředěná přes maxwellovské rozdělení s teplotou T . Pokud dosadíme (I.7), (I.8) a (I.9) do (I.6) a provedeme několik jednoduchých úprav, dostaneme pro podmínku $P_F > P_l$:

$$n \cdot \tau \geq \frac{60 \cdot Q \cdot k \cdot T}{E_F \langle \sigma v \rangle \cdot (Q + 5)}. \quad (I.10)$$

Nyní si proberme ještě dvě důležité hodnoty Q . První z nich je zapálení (ignition), jehož podmínkou je, že není potřeba žádný vnější ohřev, tedy veškeré ztráty jsou kompenzovány alfa částicemi, které v plazmatu zůstávají. Tedy podle (I.5) bude $Q = \infty$. Pokud provedeme ve vztahu (I.10) limitní přechod pro $Q = \infty$, dostaneme (viz. [1])

$$n \cdot \tau \geq \frac{60 \cdot k \cdot T}{\langle \sigma v \rangle \cdot E_F}. \quad (I.11)$$

Pokud dosadíme teplotu, při níž nabývá rychlost reakce maximální hodnoty, budeme mít $n \cdot \tau \geq 1.5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3} \cdot \text{s}$. Je však třeba dodat, že možnost zapálení je u tokamaků diskutabilní. V budoucích elektrárnách bude totiž ve stacionární fázi výboje proud buzen vlečením. Protože bude procházející proud vždy plazma alespoň minimálně ohřívat, nebude možné dosáhnout toho, aby byl jmenovatel v (I.5) roven 0.

Druhým důležitým bodem je $Q=1$ (anglicky breakeven), tedy případ, kdy se výkon dodávaný do plazmatu rovná výkonu fúzní reakce. Pokud provedeme stejné úpravy jako pro zapálení, dostaneme

$$n \cdot \tau = \frac{10 \cdot k \cdot T}{\langle \sigma v \rangle \cdot E_F}. \quad (I.12)$$

V dnešní době se předpokládá, že tokamak JET překročí při následujících experimentech s tritiem hranici $Q=1$. Pokud se podíváme na vzorce (I.11) a (I.12), vidíme, že pro zapálení potřebujeme při stejné hustotě šestkrát lepší dobu udržení než pro vyrovnání. U ITERu se počítá s tím, že by mělo dojít minimálně k dosažení hranice $Q=10$. V reálném případě vzhledem k malé účinnosti zdrojů vnějšího ohřevu a vzhledem k tomu, že tokamak spotřebuje na svůj provoz velké množství elektrické energie, bude produkce elektrické energie vyšší než spotřeba až při $Q=30$. V prvních termojaderných elektrárnách se počítá s tím, že bude dosaženo faktoru zesílení 80.

I.3: Magnetické a inerciální udržení: V dnešní době se nabízejí dvě nadějně možnosti, jak splnit nerovnost (I.11). První z nich, inerciální udržení, pracuje s obrovskými hustotami (řádově 10^{30} částic/m³) a velice krátkými dobami udržení (řádově 10^{-10} sekund). Takto vysokých hustot se dosahuje rychlým stlačením terčíku paliva laserem. Terčík se skládá ze směsi zmražené směsi deuteria a tritia. Po stlačení lasery začne v terčíku probíhat termojaderná reakce. Problém je s tím, že stlačení terčíku musí být rovnoměrné, při malé odchylce od symetrie dochází k rychlému úniku paliva mimo zónu stlačování. K takto rovnoměrnému stlačení je potřeba mnoho laserových svazků. Např. laserový systém NIF (National Ignition Facility) jich bude používat 192, což je počet, který pokrývá kouli dostatečně rovnoměrně.

Na rozdíl od inerciálního udržení magnetické udržení pracuje s hustotami řádově 10^{20} částic/m³ a s dobami udržení řádově v sekundách. Např. ITER bude mít dobu udržení zhruba 4 sekundy. U magnetického udržení je plazma izolováno od stěny magnetickým polem. Existují dvě základní možnosti konstrukce zařízení s magnetickým udržením. První pracuje s lineárními zařízeními. U těchto zařízení jsou konce „ucpány“ silnějším magnetickým polem, které odráží částice zpět. Ztráty v těchto zařízeních jsou vždy natolik vysoké, že se přistoupilo ke konstrukci zařízení uzavřených. O výhodách i nevýhodách těchto dvou koncepcí magnetického udržení bude částečně pojednávat další kapitola. Ze zařízení toroidálních se prosadila zejména koncepce tokamaku, o které bude podrobně řeč v dalších kapitolách. Dalším úspěšným zařízením je stelarátor, který má oproti tokamaku výhodu v tom, že v něm neprotéká elektrický proud, který je zdrojem některých nestabilit plazmatu v tokamaku. Velkou nevýhodou naopak je obrovská konstrukční náročnost cívek, které vytvářejí šroubovicovité pole. Další nevýhodou je, že stelarátory mají o hodně menší dobu udržení než tokamaky srovnatelných rozměrů.

I.4: Základní vlastnosti plazmatu: Jak bylo uvedeno výše, optimální teploty pro DT reakci jsou mezi 10 a 20 keV. Při těchto teplotách bude jakákoliv látka v plazmatickém skupenství. Podívejme se nyní na jeho základní vlastnosti. První vlastností plazmatu je kvazineutralita. To znamená, že celkový náboj plazmatu je mnohem menší než součet nábojů kladných nebo absolutní hodnota součtu nábojů záporných. Podívejme se nyní na bodový náboj v plazmatu. K tomuto náboji budou přitahovány náboje opačné polarity a budou ho stínit. Lze odvodit, že díky tomu bude potenciál v okolí našeho náboje exponenciálně klesat. Vzdálenost, na které klesne na potenciál od tohoto náboje na $1/e$ potenciálu daného Coulombovým zákonem nazýváme Debyeovou délkou λ_D a její hodnota je (viz. [2])

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \cdot k \cdot T}{(1+Z) \cdot n_e \cdot q_e^2}}, \quad (I.13)$$

kde k je Boltzmannova konstanta, T je teplota plazmatu, Z je protonové číslo iontů, které se v plazmatu vyskytují, n_e je hustota elektronů a q_e je elementární náboj. V tomto případě jsme uvažovali plazma v blízkosti termodynamické rovnováhy s jediným druhem iontů. Další vlastností plazmatu je tzn. kolektivní chování. Kolektivní chování znamená, že pohyb částic je ovlivněn i tím, co se děje ve velmi vzdálené oblasti.

Podívejme se nyní na rozdělovací funkci rovnovážného plazmatu $f(\vec{r}, \vec{v})$, které je umístěno v obecném potenciálu $\Phi(\vec{r})$. V tomto případě $\vec{r}$ značí polohu částice a $\vec{v}$ značí rychlost částice. Tato funkce vypadá jako

$$f(\vec{r}, \vec{v}) = K \cdot e^{\frac{-mv^2}{2kT}} \cdot e^{\frac{-\Phi}{kT}}, \quad (I.14)$$

kde v je rychlost částice a K je konstanta, které toto rozdělení normuje tak, aby $\int_{R^3} f(\vec{r}, \vec{v}) d^3v = 1$. Pomocí této rozdělovací funkce můžeme určit např. prostorové rozdělení $n(\vec{r})$ jisté veličiny $\xi(\vec{v})$ podle vzorce

$$n(\vec{r}) = \frac{\int_{R^3} \xi(\vec{v}) \cdot f(\vec{r}, \vec{v}) d^3v}{\int_{R^6} f(\vec{r}, \vec{v}) d^3r \cdot d^3v}. \quad (\text{I.15})$$

Obdobně můžeme určit také střední hodnotu veličiny $\theta(\vec{v}, \vec{r})$ jako

$$\langle \theta \rangle = \frac{\int_{R^6} \theta(\vec{v}, \vec{r}) \cdot f(\vec{r}, \vec{v}) d^3v \cdot d^3r}{\int_{R^6} f(\vec{r}, \vec{v}) d^3r \cdot d^3v}. \quad (\text{I.16})$$

II.kapitola: Plazma v magnetických polích

V této kapitole bych se chtěl zaměřit na chování plazmatu v magnetických polích. Zařízení, která pracují s magnetickým udržením horkého plazmatu se v dnešní době jeví jako nejnadějnější cesta k termojaderné elektrárně. Na nabitou částici v elektromagnetickém poli působí Lorenzova síla

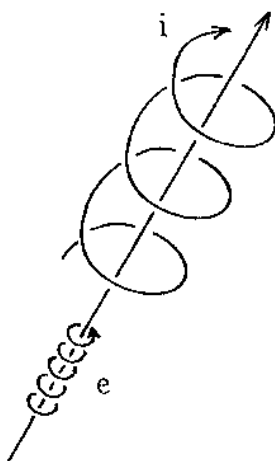
$$\vec{F}_L = q \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (\text{II.1})$$

kde $\vec{E}$ je vektor elektrické intenzity, $\vec{v}$ je vektor rychlosti nabité částice, $\vec{B}$ je vektor magnetické indukce a q je náboj částice. Zde i v dalších částech této kapitoly uvažujeme nerelativistickou částici.

II.1:Nabitá částice v homogenním magnetickém poli: V této části se zaměřím na případ, kdy je nabitá částice v poli, kde $E = 0$ a $\vec{B}$ je konstantní v čase i v prostoru. Rychlost částice v takovémto poli můžeme rozdělit na složku rychlosti rovnoběžnou s vektorem magnetické indukce a složku rychlosti kolmou na tento vektor. Rovnoběžnou složku označím $\vec{v}_r$ a kolmou složku $\vec{v}_k$. Na rovnoběžnou složku nebude mít magnetické pole žádný vliv(k tomu se snadno dostaneme tak, že ve vzorci (II.1) rozepíšeme rychlost $\vec{v} = \vec{v}_k + \vec{v}_r$ a z toho, že vektorový součin rovnoběžných vektorů je roven 0). Vzorec (II.1) se nám tedy redukuje na $\vec{F}_L = q \cdot \vec{v}_k \times \vec{B}$. Je tedy jasné, že se částice bude pohybovat po šroubovici podél magnetické siločáry. Poloměr této šroubovice určíme z rovnosti síly Lorenzovy a síly odstředivé. Dosazením a vyjádřením dostaneme

$$r = \frac{m \cdot v_k}{qB} \quad (\text{II.2})$$

kde m je hmotnost částice, B a v_k jsou velikosti vektoru magnetické indukce a kolmé složky rychlosti. Vzhledem k tomu, že elektrony a ionty mají opačný náboj, bude i šroubovice, po které se pohybují, opačně orientovaná. Trajektorie nabitých částic v homogenním magnetickém poli jsou zobrazeny na Obr. II.1.



Obr.II. 1: nabité částice v magnetickém poli[2]

II.2:Nabitá částice v nehomogenním magnetickém poli: V této podkapitole popíšeme, jak se chová částice pokud je ve vztahu (II.1) $E = 0$ a $\vec{B}$ není konstantní v prostoru. Na začátku uvedu důležitý adiabatický invariant magnetického pole, magnetický moment M :

$$M = \frac{mv_k^2}{2B} \quad (\text{II.3})$$

Tento vztah bychom snadno dostali z definice magnetického momentu $M = I \cdot S$ kde S je plocha ohraničená průmětem trajektorie částice v rovině kolmé na magnetickou siločáru a I je proud, který prochází plochou uzavřenou tímto průmětem a lze ho vyjádřit jako $I = q \cdot f$ kde f je frekvence oběhu částice okolo siločáry. Protože je veličina M podél trajektorie částice v magnetickém poli konstantní, musí při pohybu částice do silnějšího magnetického pole stoupat i rychlost v_k . Protože ale celková kinetická energie částice a tím pádem i velikost rychlosti zůstávají konstantní, musí se snižovat velikost podélné složky rychlosti. Pokud je ale podélná složka rychlosti malá, může dojít při průletu směrem do silnějšího magnetického pole k odrazu částice zpět do slabšího magnetického pole. Tomuto jevu se říká magnetické zrcadlo.

Odvoďme nyní podmínku pro průlet částice magnetickým zrcadlem. Řekněme, že se částice na začátku pozorování nachází v magnetickém poli B_0 a že nejsilnější magnetické pole na konci zrcadla má hodnotu $B_{\max}$. Kinetickou energii částice E můžeme napsat jako

$$E = \frac{1}{2}m(v_{k0}^2 + v_{r0}^2), \text{ kde } v_{k0} \text{ resp. } v_{r0} \text{ jsou počáteční složky rychlosti částice. Podle vzorce}$$

(II.3) můžeme určit magnetický moment na počátku, který se zachovává. Ze zákona zachování energie můžeme určit, že maximální velikost kolmé složky rychlosti dané částice může dosáhnout hodnoty nejvýše rovné velikosti celkové počáteční rychlosti částice. Dále je ze (II.3) jasné, že částice bude mít maximální velikost v_k v bodě trajektorie, kde bude maximální magnetické pole. Pokud bude tedy částice v poli $B_{\max}$ zbývat ještě nějaká podélná složka rychlosti, proletí zrcadlem. Z výše uvedených úvah již snadno dostaneme podmínku pro průlet částice (a tím i její únik z magnetické nádoby):

$$\frac{v_r}{v_k} > \sqrt{\frac{B_m}{B} - 1} \quad (\text{II.4})$$

II.3:Drifty částice v magnetickém poli: V této podkapitole se budu zabývat otázkou chování částice v magnetickém poli, pokud na ni působí další vnější síla (např. gravitační, odstředivá...) nebo je toto pole nehomogenní ve směru kolmém na směr siločar. V takovém případě nebude částice driftovat ve směru působící síly, jak by člověk na první pohled řekl, ale směrem kolmým na působící sílu a magnetické pole (viz Obr. II.2). Driftová rychlost gyračního středu pohybu částice $\vec{v}_d$ pak bude dána obecným vzorcem

$$\vec{v}_d = \frac{\vec{F} \times \vec{B}}{q \cdot B^2} \quad (\text{II.5})$$

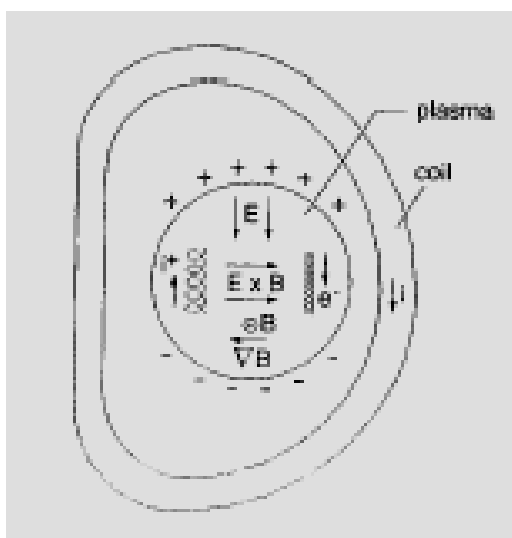
kde $\vec{F}$ je působící síla. Na Obr. II.2 je zobrazen drift elektrickou a gravitační silou na částici v magnetickém poli.



Obr.II. 2: Drift elektrickou silou (vlevo) a gravitační silou (vpravo). [2]

Tento jev měl velký vliv na konstrukci uzavřených nádob s toroidální komorou a toroidálním magnetickým polem. Pokud částice sleduje uzavřenou siločáru toroidálního magnetického pole, driftují ionty podle vzorce (II.5) při směru magnetického pole podle Obr. II.3 nahoru a elektrony, díky opačnému znaménku náboje dolů. Tato rychlost je vzhledem k rozměrům zařízení obrovská, a díky tomu se vytvoří jak nahoře tak i dole nabitě „oblaky“. Mezi nimi se pak objevuje elektrické pole. Nezapomínejme, že se částice nacházejí v magnetickém poli a nemohou se tak pohybovat ve směru elektrické intenzity kolmé na siločáru a drift odstředivou silou vykompenzovat. Proto dále dochází v prostoru mezi nabitými oblaky k dalšímu driftu, jehož příčinou je tentokrát elektrická síla. Tento drift pak tlačí částice směrem ven (viz Obr. II.3).

Nyní se podívejme na drift způsobený gradientem velikosti magnetického pole (používá se označení $\vec{\nabla}B$). V následující části uvidíme, že magnetické pole v toroidální nádobě směrem k hlavní ose nádoby roste. Pokud částice obíhá kolem siločáry podle konfigurace na Obr. II.3, mění se při tomto pohybu velikost magnetického pole, ve kterém se částice nachází (bude ukázáno později). To podle vzorce (II.2) vede k tomu, že částice neobíhá siločáru s konstantním poloměrem. V důsledku toho dochází ke $\vec{\nabla}B$ driftu, který má na Obr. II.3 pro ionty směr nahoru a pro elektrony opět směr dolů a s driftem způsobeným odstředivou silou se tedy sčítají.



Obr.II 3: Drifty v nádobách s toroidálním magnetickým polem[1]

Vliv driftu odstředivou silou, gradient driftu a následně driftu elektrickou silou je tak výrazný, že se muselo přijít se způsobem, jak jej kompenzovat. Řešení se našlo v podobě vytvoření šroubovicovitého magnetického pole. V následujících řádcích budeme používat směrovou konvenci podle Obr. II.3. Díky driftu odstředivou silou a driftu způsobeného gradientem velikosti magnetického pole (oba dva tyto driftы mají pro elektrony a ionty opačný směr) vzniká mezi horní a spodní částí nádoby elektrické pole. Složka elektrického pole rovnoběžná se siločárou urychluje nabitě částice podél „jejich“ siločáry. Toto urychlování má vliv zejména u elektronů, které jsou zhruba 2000-krát lehčí než ionty. Elektrony jsou v tomto případě urychlovány nahoru, kde vyrovnávají náboj iontů. Existují dvě koncepce jak šroubovicovité pole vytvářet. První zařízení, zvané tokamak, vytváří toto pole pomocí indukovaného proudu plazmatem a druhé, zvané stelarátor, používá k vytvoření šroubovicovitého pole složitý systém vnějších cívek. O tokamaku bude podrobně pojednávat další kapitola.

II.4: Tlak magnetického pole: Další velice důležitou věcí, kterou bych zde chtěl podrobněji rozebrat je tlak magnetického pole. Tlak magnetického pole p je dán vztahem

$$p = \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (\text{II.6})$$

kde μ_0 je permeabilita vakua. Z tohoto vztahu vyplývá, že v místech s vyšším magnetickým polem je i vyšší tlak magnetického pole. Poté lze použít analogii z mechaniky, kde se částice pohybují do míst s nižším tlakem. To má velký význam při regulaci polohy plazmatu poloidálními systémy. Stačí, když se nám podaří poloidální složku magnetického pole zesílit tam, kde by plazma být nemělo a naopak zeslabit tam, kde ho potřebujeme mít (tuto analogii lze také snadno zdůvodnit také tím, že se rovnoběžné proudy přitahují a opačné odpuzují).

V toroidálních zařízeních (tokamak, stelarátor) není bohužel toroidální složka magnetického pole konstantní vzhledem k vzdálenosti od osy zařízení. To plyne z maxwellovy integrální rovnice

$$\oint_l \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 I, \quad (\text{II.7})$$

kde l je uzavřená křivka obepínající určitý proud I . V toroidálních zařízeních budeme I volit jako proud procházející každou z N toroidálních cívek a l bude kružnice v toroidální komoře v rovině kolmé na osu zařízení, se středem v této ose a poloměrem R . Pak ze vzorce (II.7) dostaneme

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi R} \cdot N. \quad (\text{II.8})$$

Z toho je vidět, že magnetické pole bude klesat s první mocninou vzdálenosti od hlavní osy toroidálního zařízení.

Z tlaku magnetického pole lze rovněž odvodit limit pro hustotu plazmatu v daném magnetickém poli. Základní podmínkou je, že tlak magnetického pole musí být větší než tlak plazmatu P . Tedy koeficient

$$\beta = \frac{P}{\frac{B^2}{2\mu_0}} \quad (\text{II.9})$$

musí být teoreticky menší než 1. U tokamaků jsou však nejlepší dosahované hodnoty β kolem 0,05. Tlak plazmatu P se dá vyjádřit podle vzorce

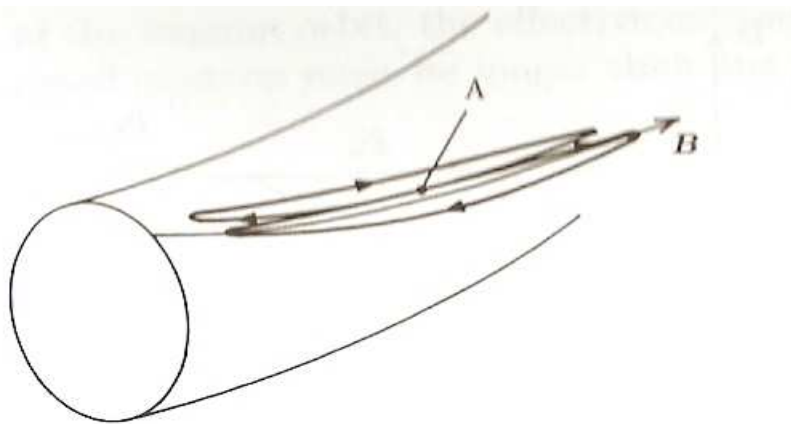
$$P = nk(T_e + T_i) \quad (\text{II.10})$$

kde n je hustota iontů a je stejná jako hustota elektronů, k je Boltzmannova konstanta, T_e je teplota elektronů a T_i teplota iontů. Dosazením (II.10) do (II.9) a vyjádřením z (II.9) dostaneme podmínku

$$n \leq \frac{\beta \cdot B^2}{2\mu_0 k(T_e + T_i)} \quad , \quad (\text{II.11})$$

což např. pro $B=5 \text{ T}$ dává hodnotu $n < 5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$.

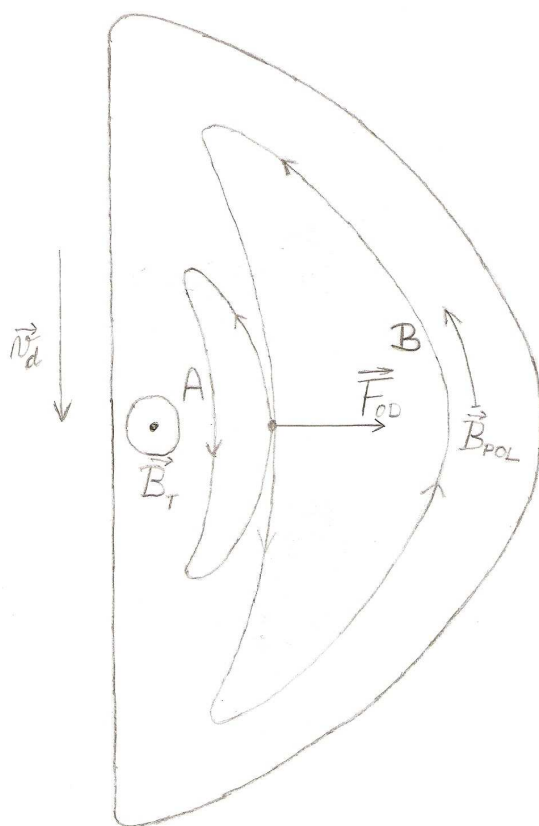
II.5: Banánové trajektorie: Dalším efektem, který má negativní vliv na udržení a je způsoben nehomogenitou udržovacího magnetického pole, jsou takzvané banánové trajektorie. Jak bylo řečeno v části II.3, v zařízeních s toroidálními nádobami musí být vytvořeno šroubovicové magnetické pole. Tím pádem se částice dřív nebo později dostane do míst s mnohem silnějším magnetickým polem (na jehož nárůst má vliv především nárůst toroidální složky podle (II.8)) a u některých částic dojde k odrazu, jak bylo popsáno v části II.2. Částice se může po případném odrazu chovat dvojím způsobem jak je zobrazeno na Obr. II.4.



Obr.II: 4: banánové trajektorie (viz. [3])

Případ, který je na Obr. II.4 označen písmenem A označuje jev, kdy částice v důsledku odrazu driftuje od „své“ indukční čáry směrem dovnitř tokamaku, a případ označený písmenem B značí drift ven. Proč se tedy částice mohou odrazit po dvou různých trajektoriích? Pokud vytvoříme magnetickou šroubovici, částice se mohou podél „své“ siločáry pohybovat dvěma různými směry, jak je to vidět na Obr.II.5. Pokud se částice pohybuje podél šroubovice směrem nahoru podle Obr. II.5 (případ A), driftuje částice směrem dovnitř tokamaku. Když se ale pohybuje podél šroubovice směrem dolů (případ B), driftuje ven. Obě dvě možnosti odrazu mají stejnou příčinu. Je to jednak drift způsobený odstředivou silou a jednak grad B drift. Vše je schématicky zobrazeno na Obr. II.5. Driftová rychlost způsobená grad B driftem má stejný směr jako driftová rychlost způsobená odstředivou silou, v případě konfigurace na Obr. II.5 to bude směrem nahoru.

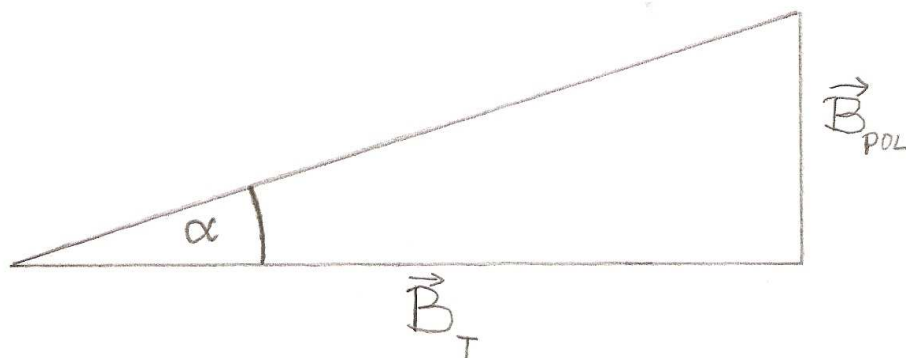
Tento jev má rovněž velký vliv na udržení plazmatu. Zejména banánové trajektorie v případě B (viz Obr. 5) mají destruktivní vliv. Částice, která směřuje ven se totiž velice snadno dostane za separatrix. Vliv banánových trajektorií v případě A není již pro udržení tak destruktivní. S tím se počítá např. i při konstrukci ohřevu neutrálními svazky. Neutrální svazek musí být vstříknut tak, aby se vstříknuté částice po své ionizaci pohybovali podél šroubovice směrem nahoru v konfiguraci na Obr. II.5, tedy např. v případě tokamaku po směru indukovaného proudu. Ty částice z vstříknutého svazku, které se dostanou na banánové trajektorie, se pohybují po trajektoriích A podle Obr. II.5, tudíž unikají z nádoby méně, než kdybychom je vstříkli opačným směrem. Pokud bychom vstříkovali částice opačným směrem, byla by účinnost NBI mnohem nižší.



Obr. 5: banánové trajektorie, $\vec{B}_T$ značí toroidální složku pole, $\vec{B}_{POL}$ poloidální složku pole a $\vec{F}_{OD}$ odstředivou sílu

II.6:Koeficient stability: Poslední věcí, kterou se budu v této kapitole zabývat je problém koeficientu stability. Jak bylo řečeno v části II.3, musí být magnetické pole v toroidálních nádobách stočeno do šroubovice. Koeficient stability je číslo, které udává, kolikrát oběhne částice komoru ve směru toroidálním za čas, po který oběhne jednou ve směru poloidálním. Označíme-li úhel stoupání šroubovice α , pak podle Obr. 6

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{B_{POL}}{B_T} \quad (\text{II.12})$$



Obr. 6: úhel stoupání šroubovice

Z definice koeficientu stability q dostaneme:

$$q \cdot 2\pi R \cdot \frac{B_{POL}}{B_T} = 2\pi a \quad (II.13)$$

kde R je velký poloměr nádoby a a je malý poloměr nádoby. Vyjádřením k dostaneme:

$$q = \frac{a \cdot B_T}{R \cdot B_{POL}} \quad (II.14)$$

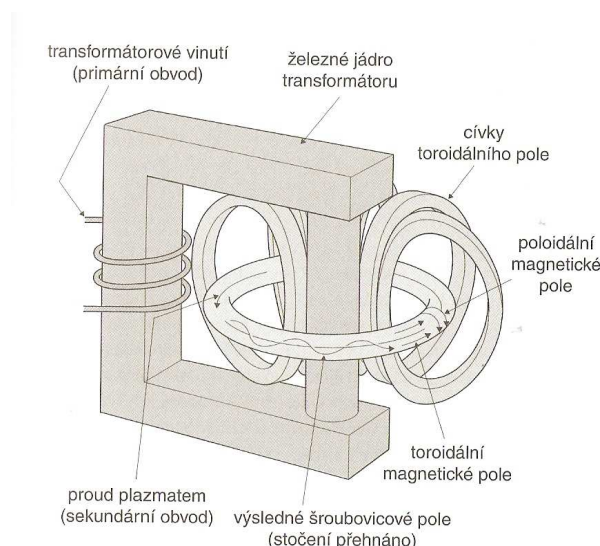
Dodávám, že pokud chceme spočítat koeficient stability v určitém místě, musíme dosadit všechny hodnoty ve II.13 v tom místě, kde koeficient stability počítáme. Jinak řečeno, koeficient stability není v různých místech magnetické nádoby konstantní veličinou.

Problém, který nastává při konstrukci termojaderných zařízení se šroubovicovitým polem je, pokud se koeficient stability dostává pod 1, stává se tato konfigurace nestabilní. Můžeme zde použít mechanickou analogii s torzí gumy. Pokud máme napnutou gumu, jejíž jeden konec je upevněn, a druhým koncem torzujeme, vzniká nám zpočátku na gumě pravidelná šroubovice. Pokud ale zkroucení gumy překročí určitou mez, začne se guma z vodorovného směru odchylovat, různě se kroutit apod. V praxi musí být z důvodu nehomogenního proudového rozložení koeficient stability na kraji tokamaku větší než 3, pokud se chceme vyhnout problémům. O tom, jaké problémy mohou nastat u tokamaku v důsledku snížení koeficientu stability, bude pojednávat další kapitola.

III.Kapitola:Magnetická nádoba typu tokamak

Tato kapitola bude pojednávat o základním principu doposud nejúspěšnějšího termojaderného zařízení, zvaného tokamak. Budu se zaměřovat zejména na věci související s magnetickými poli tokamaku. Tokamak je zařízení, které udržuje plazma v toroidální nádobě magnetickým polem. Jeho koncepce se zrodila v 50. letech v Sovětském svazu a roku 1968 dosáhl sovětský tokamak T-3 tak skvělých výsledků, že se fúzní výzkum na celém světě zaměřil především na tokamaky. Tento stav trvá v podstatě dodnes.

III.1:Vytváření magnetického pole: Jak bylo řečeno v části II.3, pracují všechna zařízení s toroidální nádobou (tedy i tokamak) se šroubovicovitým magnetickým polem. Tato podkapitola se bude zabývat tím, jak tokamak magnetické pole vytváří. Schéma tokamaku je na Obr. III.1. Toroidální komora a plazma v ní tvoří v podstatě sekundární závit na transformátoru. Kolem této komory jsou cívky toroidálního pole. Elektrický proud plazmatem je indukován pomocí primárního obvodu na transformátoru. Indukovaným proudem na sekundárním závitě, tj. v plazmatu, je vytvářeno poloidální magnetické pole. Pokud složíme toroidální pole s polem poloidálním, dostaneme výsledné šroubovicové pole.



Obr. III.1: Základní schéma tokamaku.[5]

Při konfiguraci nádoby na Obr. III.1 se rovnovážná poloha plazmatu při zvyšování jeho kinetické energie posouvá v horizontálním směru od středu komory. Abychom zabránili mimo jiné úniku v důsledku přílišného posunu plazmatu k vnější straně nádoby popsaném výše se podél komory v toroidálním směru přidávají cívky poloidálního pole. Ty jsou instalovány podél komory v poloidálním směru. Jimi vytvářené vertikální magnetické pole působí Lorenzovou silou na proudový závit plazmatu a tlačí jej tak zpět do středu komory.

Dále by bylo dobré napsat několik řádků o indukování proudu v tokamaku. V prvních experimentech se používaly vždy železné transformátory. Jejich nevýhodou je, že se po určité době nasatí a není možné dále zvyšovat tok magnetického pole průřezem toroidální komory a tím pádem ani indukovat proud plazmatem. Z toho důvodu se u větších zařízení s delšími výboji začaly používat vzduchové transformátory. Železné transformátory však měli podstatnou výhodu. Spočívala v tom, že se všechny indukční čáry a tedy i veškeré magnetické pole „stáhly“ do transformátoru z feromagnetického železa. Tím pádem na plazma nepůsobilo žádné další magnetické pole. U vzduchových transformátorů však siločáry magnetického pole procházejí i komorou s horkým plazmatem. Není tam už žádný feromagnetický materiál, do kterého by se „stáhly“. Tím pádem vertikální rozptylové magnetické pole transformátoru

vytlačuje plazma k vnějšímu okraji komory. Tedy máme další problém, který musí být vyřešen pomocí dodatečných poloidálních vinutí protékaných primárním proudem vzduchového transformátoru a majících takovou geometrii, které rozptylové pole hlavní cívky transformátoru (tzv. centrálního solenoidu) přesně kompenzuje.

III.2: Základní vlastnosti pohybu částice v tokamaku: Ještě před tím, než se zde začnu zabývat konkrétnějšími problémy, které se vyskytují u tokamaku, uvedu základní důsledky magnetohydrodynamických rovnic na pohyb částic v tokamaku. Vyjdeme ze základní rovnice rovnováhy:

$$\text{grad } p = \vec{j} \times \vec{B} \quad (\text{III.1})$$

kde $\vec{j}$ je proudová hustota. Rovnici III.1 násobíme skalárně $\vec{B}$, čímž dostaneme

$$\vec{B} \cdot \text{grad } p = 0 \quad (\text{III.2})$$

To znamená, že gradient kinetického tlaku bude vždy kolmý na siločáru magnetického pole. Můžeme tak definovat magnetický povrch jako plochu, na kterém je ve všech bodech stejný kinetický tlak.

Nyní rovnici (III.1) násobíme skalárně $\vec{j}$ a dostaneme:

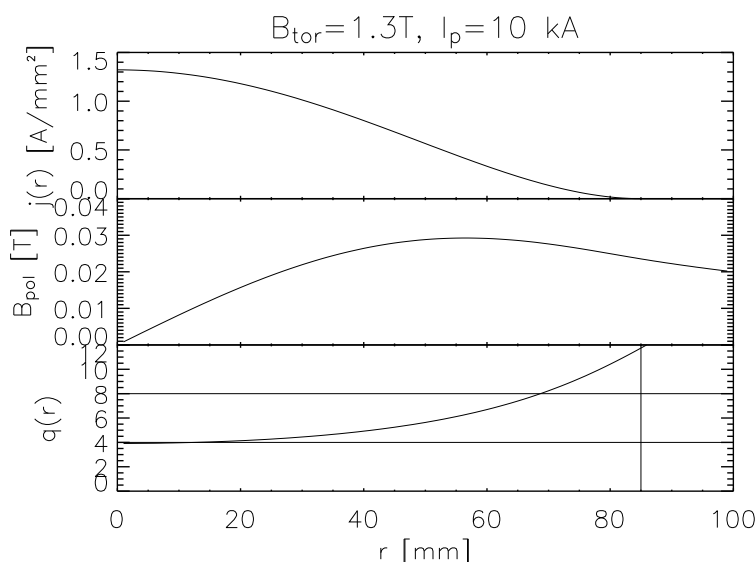
$$\vec{j} \cdot \text{grad } p = 0 \quad (\text{III.3})$$

Tato rovnice nám říká, že se proud bude vždy protékat kolmo na gradient tlaku, tedy po místech s konstantním tlakem, které jsme nazvali magnetické povrchy.

III.3: Problém koeficientu stability: Jak bylo řečeno v části II.6, musí být koeficient stability všude v toroidální nádobě větší než 1. V tokamaku však je u středu komory je v důsledku nejvyšší teploty i největší proudová hustota. Pro proudovou hustotu v tokamaku se obvykle používá následující vztah:

$$j = j_0 \cdot \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right)^v, \quad (\text{III.4})$$

kde j_0 je proudová hustota ve středu komory, a je malý poloměr komory a r je vzdálenost daného místa od poloidální osy komory. Koeficient v udává různé možnosti proudového rozložení kde velmi záleží také na parametrech daného tokamaku (především na elektronové teplotě). Větší tokamaky mají obecně toto v nižší a tím pádem i ploší profil proudu. Na Obr. III.2 je vidět, jak vypadá průběh proudové hustoty, poloidální složky pole a koeficientu stability v závislosti na vzdálenosti od středu komory tokamaku CASTOR za předpokladu $v = 2$



Obr. III.2: Závislost proudové hustoty na vzdálenosti od středu komory, tokamak CASTOR. Na obrázku značí r vzdálenost od středu komory, q je koeficient stability, B_{POL} je poloidální pole a j je proudová hustota. Úsečka na $r=85$ mm značí polohu limiteru, za níž už proud protékat nemůže[4].

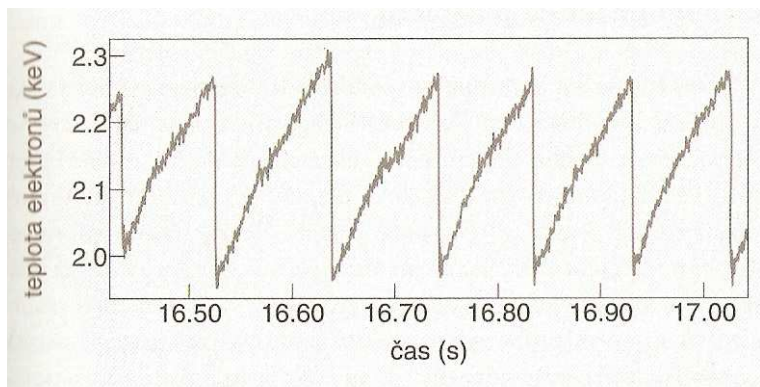
Pokud je rozložení proudu uvnitř plazmatu homogenní ($j(r)=const$), spočteme poloidální magnetické pole ze vzorce II.7 jako

$$B_{POL} = \frac{\mu_0 \cdot j \cdot r}{2} \quad (III.5)$$

kde r je vzdálenost od toroidální osy komory. Pokud budeme uvažovat poloidální magnetické pole mimo plazma, kterým prochází proud I , dostaneme opět ze vzorce II.6

$$B_{POL} = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \quad (III.6)$$

Ze vzorce (III.4) a z Obr. III.2 je vidět, že je proudová hustota poblíž poloidální osy komory nejvyšší. Proto u středu komory roste s r poloidální magnetické pole rychleji než na okraji. Z toho plyne, že pokud se přibližujeme středu komory, koeficient stability klesá. U středu komory může koeficient stability klesnout až pod 1. To znamená, že se střed plazmatu stává nestabilním a částice z něj jsou vyvrženy do oblasti s $q > 1$. Díky této expanzi se zároveň střed plazmatu ochladí. Poté se opět díky velkému proudu plazmatem plazma samo opět stáhne z kraje dovnitř, až koeficient stability opět klesne pod 1 a částice jsou vyvrženy. Tomuto jevu se říká pilový kmit. Typická závislost teploty středu plazmatu na čase u středně velkého tokamaku v případě pilových kmitů (anglicky sawtooth oscillations) je vidět na Obr. III.3.



Obr. III.3: typická závislost teploty středu plazmatu na čase při pilovém kmitu na středně velkém tokamaku (viz. [5])

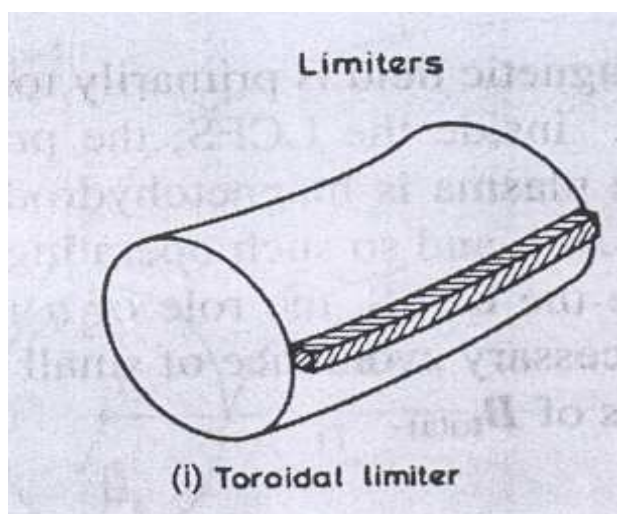
Jak bylo řečeno v části II.3, musí být pole šroubovicové proto, aby částice rychle kompenzovali přebytek nábojů opačného znaménka, který se může někde vytvořit. Chceme tedy, aby se částice mohla dostat na libovolné místo na svém magnetickém povrchu. To znamená, že pokud bychom sledovali poloidální řez na jistém magnetickém povrchu, a zaznamenávali bychom místa, kudy částice na tomto řezu proletěla, měli bychom za určitý čas pokrýt celý tento řez. Aby to bylo možné, musí být koeficient stability na tomto povrchu iracionální číslo. Kdyby šlo o číslo racionální, dostaneme nejvýše spočetný počet průsečíků trajektorie částice se sledovaným poloidálním řezem a tím i spočetný počet navzájem izolovaných siločar nacházejících se na téže magnetickém povrchu. Protože změna koeficientu stability v závislosti na r je spojitou veličinou, je jasné, že se budou vyskytovat i povrchy, kde bude q racionální. Vzhledem k tomu, že nestability vznikající na racionálním povrchu mohou být mimo tento povrch lépe kompenzovány (všude kolem je koeficient stability iracionální), dostáváme podmínku, že koeficient stability musí být iracionální především na kraji plazmatu (tj. v našem případě na separatrix). Díky tomu, že se částice může dostat na libovolné místo na svém magnetickém povrchu, vyskytují se poruchy potenciálu mnohem méně.

Pokles koeficientu stability pod 1 ve středu tokamaku může mít však také mnohem dramatictější důsledek než je pilový kmit. Této události se říká disrupce. Jde o dramatickou událost, při které je plazma z celé komory prudce vyvrženo na stěnu, proud plazmatem zaniká a výboj tak rychle končí. Disrupci předchází známá posloupnost událostí. Na začátku dochází k nějaké anomálii v chování tokamaku. Může jít např. o nárůst proudu nebo hustoty. Pokud tyto změny přesáhnou určitou mez, dochází k událostem, které pak vedou k ukončení proudu výboje (a tím i uvolnění velké magnetické energie) a vyvržení plazmatu na stěnu. To vede k obrovské mechanické zátěži komory plazmatu. Např. na ITERu je maximální počet povolených disrupcí za celou dobu činnosti jen 10. Vzhledem k tomu, že víme, co se před disrupcí děje, je možné jejím katastrofálním následkům zabránit. K tomu se používá např. vstřik tabletky paliva. Rychlé odpaření velkého množství atomů tabletky zvýší vyzařování plazmatu a tím ho neškodně ochladí.

III.4: Vytvoření separatrix: Vzhledem k tomu, že je v tokamaku drženo extrémně horké plazma, musíme najít způsob, jak zabránit dotyku plazmatu se stěnou komory a to ze dvou důvodů. Prvním důvodem je destrukce stěny horkým plazmatem a druhým je příměs, která by se do plazmatu dostala. Vzhledem k tomu, že je stěna tvořena prvky s vysokým protonovým

číslem, vyzařování této příměsi plazma ochladilo takovým způsobem, že by fúzní reakce vůbec nepřipadala v úvahu. V určitém případě by mohlo dojít i ke zhasnutí výboje. Právě z toho důvodu je třeba částice plazmatu, které se dostanou za určitou hranici buďto odvést někam pryč a neboje nechat narazit do překážky, jejíž konstrukce je tomu uzpůsobena.

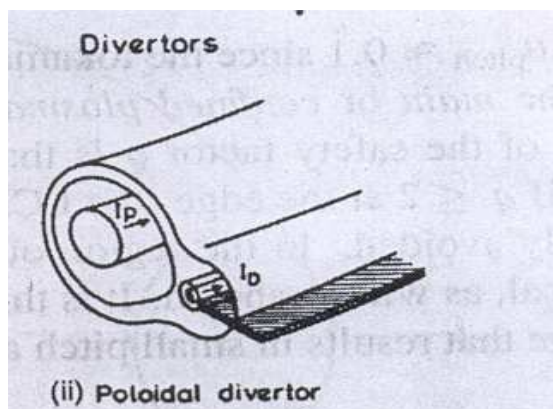
Zařízení, které využívá nárazu částice do překážky se nazývá limiter. Jeho schéma je zobrazeno na Obr. III.4. Základním principem limiteru je, že podél komory (v poloidálním či toroidálním směru) umístíme na okraj plazmatu překážku. Tato překážka způsobí, že siločáry vně určitého magnetického povrchu (tzv. separatrix, což je poslední uzavřený magnetický povrch) budou již tuto překážku protínat, čímž budou částice pohybující se na tomto magnetickém povrchu zastaveny. První nevýhoda limiteru je, že do plazmatu díky nárazům rychlých částic emituje nežádoucí příměs. Druhá nevýhoda je trvanlivost materiálu, z kterého je limiter vyroben. Žádný současný materiál by nebyl schopen dlouhodobě vydržet nárazy částic s tak vysokou energií, jaké se vyskytují v plazmatu. Třetí nevýhoda je problém s uchlazením limiteru. Díky nárazům částic je třeba odvádět obrovské tepelné toky. Kvůli tomu musí být limiter protkán potrubím s chladicí kapalinou. Mezera mezi kapalinou a horkým plazmatem je např. na tokamaku TORE SUPRA (největší tokamak který používá limiter) jen několik milimetrů. Pokud by tedy došlo k vážnějšímu poškození limiteru, mohlo by dojít k výtoku kapaliny do komory tokamaku, což by způsobilo velké problémy. Naopak výhodou limiteru je relativní jednoduchost jeho konstrukce a to, že jeho funkce nevyžaduje vytváření dalšího magnetického pole. Tento koncept se používal u prvních tokamaků, avšak byl vzhledem k výše uvedeným nevýhodám opuštěn.



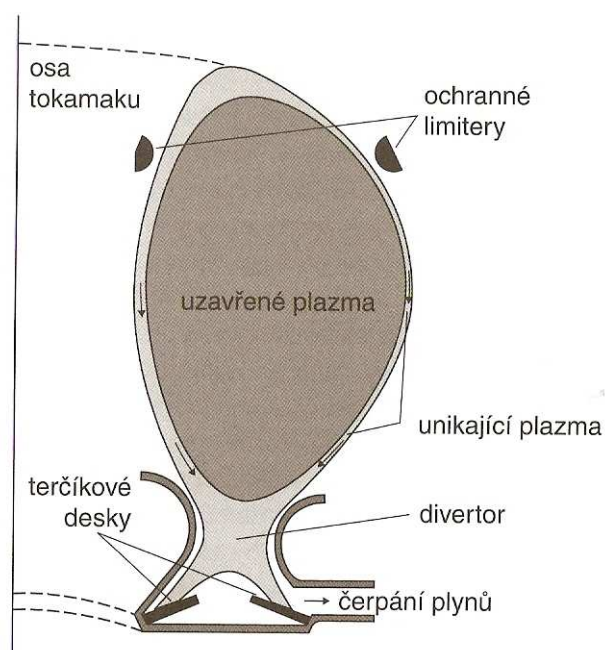
Obr. III.4: schéma limiteru

Druhou koncepcí vytvoření separatrix je zařízení zvané divertor. Toto zařízení pracuje s vlastním magnetickým polem. Způsobuje, že se magnetické povrchy na kraji plazmatu již neuzavřou do sebe. Toho je dosaženo např. tak, že se vodičem, který je veden v toroidálním směru podél komory tokamaku (viz Obr. III.5) nechá protékat proud I_D . Ten prochází stejným směrem jako proud plazmatem. Z toho důvodu je mezi nimi poloidální složka magnetického pole zeslabována. V určitém místě se poloidální složka od proudu plazmatem a poloidální složka od proudu vodičem v divertoru vyruší. Bod, kde se tak stane, se nazývá X-point. Tímto bodem prochází separatrix, tj. poslední uzavřený magnetický povrch. Vytvoření uzavřené zóny uvnitř separatrix divertorem je schématicky zobrazeno na Obr. III.6. Magnetické povrchy za separatrixem se již do sebe neuzavírají. Siločáry jsou odkloněny

(anglicky divertovány) a míří mimo komoru tokamaku a díky tomu lze částice v za separatrix vyvést do míst k tomu určených.



Obr. III.5: schéma divertoru



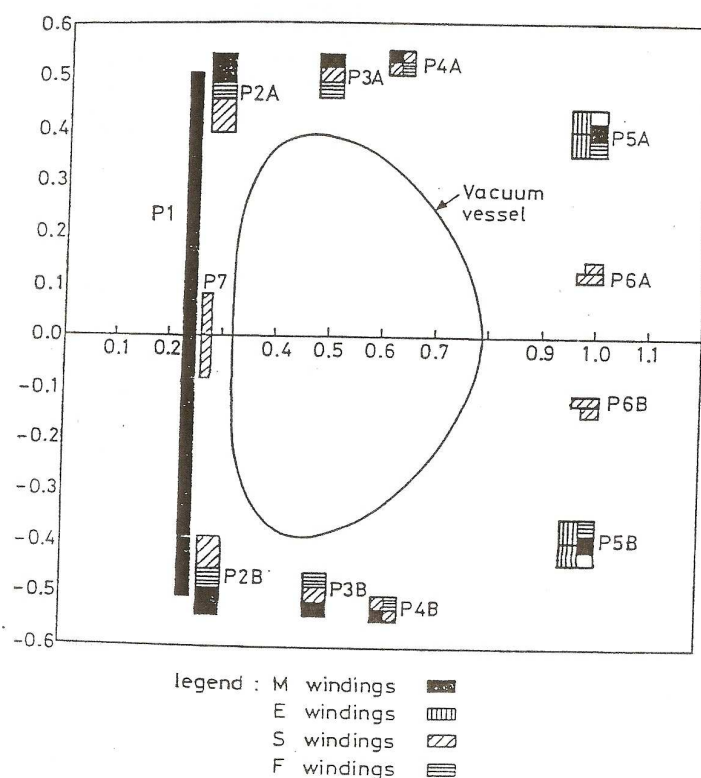
Obr. III.6: Na obrázku je vidět základní schéma uzavřené zóny vytvořené divertorem. Ochranné limitery jsou umístěny např. z důvodu ochrany některých důležitých zařízení na okraji komory (viz. [5]).

To sebou přináší výhodu v tom, že místa nárazů částic do stěny mohou být daleko od horkého jádra plazmatu. Díky tomu se dovnitř nedostává příměs. Navíc je možné vhodnou konfigurací magnetického pole dosáhnout toho, že se plocha, kam částice dopadají, podstatně zvětší. Díky tomu je lehčí dopadové plochy chladit. U velkých tokamaků se počítá s tím, že se před dopadové desky bude napouštět ještě nějaký plyn, který způsobí zpomalení částic přilétávajících z plazmatu. To výrazně zmenšuje zátěž materiálů na dopadových plochách.

Další výhodou divertoru je, že se u divertorových tokamaků mnohem lépe dosahuje módu s lepším udržením, takzvaný H-mód. Tento mód se u tokamaků s limiterem dosahuje jen velice obtížně.

Kapitola IV: Analýza systému poloidálních vinutí na tokamaku COMPASS

Tokamak COMPASS je středně velký tokamak, který byl uveden do provozu v roce 1989 v britském Culhamu a roku 2007 byl převezen do Ústavu fyziky plazmatu AV ČR. Jedná se o jedno z nejmenších zařízení, na kterém lze dosáhnout H-modu. Jeho hlavní poloměr je 56 cm, vedlejší poloměr 18 až 23 cm, je možné dosáhnout toroidálního magnetického pole až 2,1 T a proudu plazmatem do 350 kA. V roce 2010 by měly být instalovány svazky neutrálů pro ohřev plazmatu. Výhodou tohoto zařízení je jednak podobnost konfigurace plazmatu na COMPASS a na ITERu (COMPASS je desetkrát menší) a jednak velká variabilita. Ta je dána mimo jiné systémem poloidálních vinutí, která zajišťují vysokou kvalitu udržení plazmatu. Cílem této kapitoly je tento systém dopodrobna popsat a rozebrat. Celý systém je schématicky zobrazen v poloidálním řezu na Obr. IV.1.

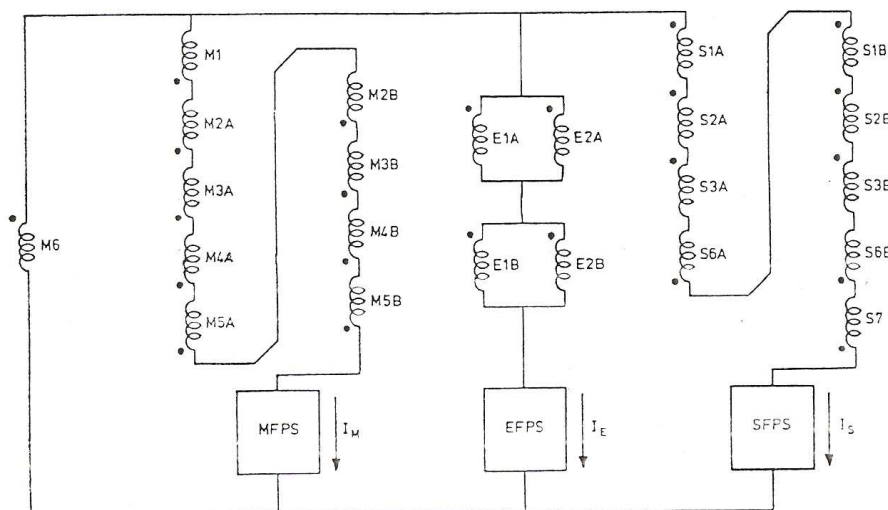


Obr. IV.1: Základní schéma poloidálních vinutí na tokamaku COMPASS. [6]

Jak je vidět z Obr. IV.1, je systém cívek zrcadlově symetrický podle horizontální osy na obrázku. Systém má celkem 4 vinutí, M, E, S a F. O všech bude v této kapitole řeč. Celkové zapojení obvodů včetně zdrojů poloidálních vinutí je na Obr. IV.2. Přehled všech cívek a jejich vinutí je v Tab. IV.1.

cívka	počet cívek	počet vinutí	části	počet závitů
P1	1	2	M1	48
			M6	48
P2	2	3	M2	12
			F1	2
			S1	8
P3	2	4	M3	2
			F2	2
			F3	2
			S2	4
P4	2	4	M4	2
			F4	2
			S3	2
			S4	2
P5	2	5	M5	2
			E1	8
			E2	8
			E3	2
			F5	2
P6	2	2	S5	6
			S6	4
P7	1	1	S7	16

Tab. IV.1: Přehled cívek poloidálního pole na tokamaku COMPASS. Počet cívek je vždy 1 nebo 2. Toto číslo udává, zda má cívka svůj zrcadlový obraz. Počet vinutí každé cívky je číslo, které značí, kolik částí na dané cívce lze nezávisle zapojit. Ve sloupci „části“ jsou vyjmenována na sobě nezávislá vinutí, přičemž počáteční písmeno názvu vždy značí, v kterém obvodu je daná část zapojena. V posledním sloupci je uveden počet závitů v každé části.[6]



Obr. IV.2: Celkové zapojení poloidálních vinutí na tokamaku COMPASS. MFPS, EFPS, SFPS značí zdroje proudu pro příslušné poloidální obvody. Oproti skutečnosti je na tomto obrázku E obvod mírně změněn (současné zapojení je na Obr. IV.6). [6]

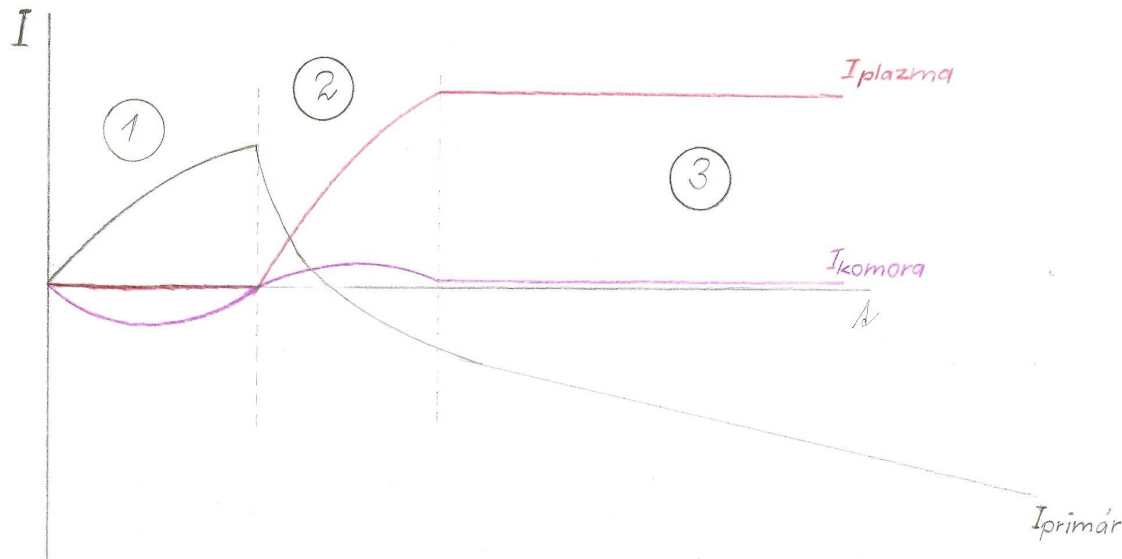
IV.1:Magnetizační obvod: Pokud v tokamaku zahajujeme výboj, první věcí, kterou musíme udělat, je indukce proudu plazmatem. To je realizováno pomocí primárního vinutí transformátoru, které je na Obr. IV.1 označeno jako P1. Jak bylo řečeno v části III.1, působí na proudový prstenec vertikální rozptylové magnetické pole primárního vinutí transformátoru a to silou horizontálním směru. Jak bylo zmíněno již výše, musí z tohoto důvodu existovat systém cívek poloidálního pole, které budou toto rozptylové pole kompenzovat. Toto vinutí je na Obr. IV.1 značeno jako M windings.

Nejdříve se však podívejme na proces indukování proudu plazmatem. Ten probíhá ve třech fázích. Průběh proudu v závislosti na čase je zobrazen na Obr. IV.3. Ve fázi označené na Obr. IV.3 jako 1 je proud primárním vinutím zvyšován určitou rychlostí a je tedy napětí na sekundárním závitě indukováno napětí:

$$U_{ind} = - \frac{d\Phi}{dt} \quad (IV.1)$$

kde Φ je tok magnetického pole vytvářeného proudem I a protékající měřicím závitem a t je čas.

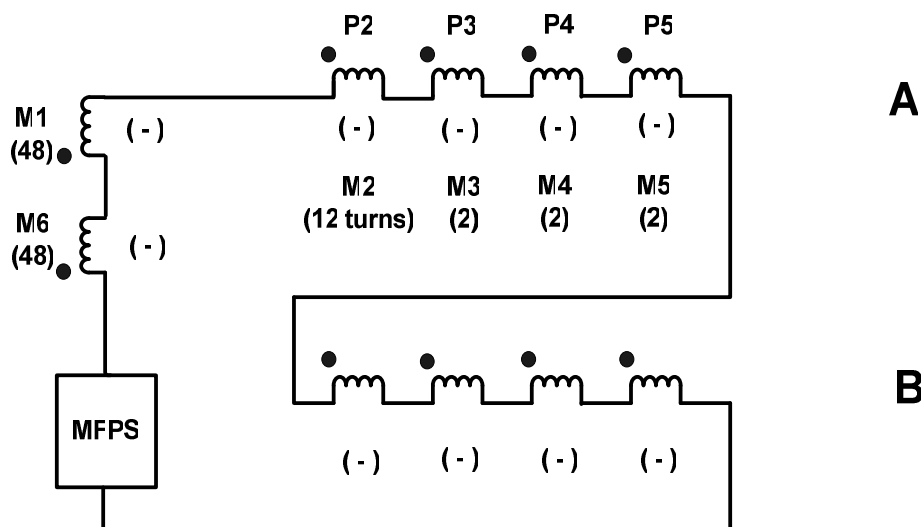
Toto napětí je však natolik malé (rychlost narůstání I je omezena indukčností primárního vinutí), že nestačí k průrazu a vzniku plazmatu v komoře. Proud generovaný tímto napětím protéká tedy pouze kovovou toroidální komorou. Plazma je vytvořeno ve fázi 2, kdy proud v primárním obvodu a díky tomu i Φ komorou ve vzorci(IV.1) náhlým zapojením dodatečného odporu do obvodu prudce klesá. Tím je U_{ind} podle vzorce (IV.1) v této fázi mnohem větší (a má také opačnou polaritu) a tím dostatečné na průraz a vznik plazmatu. Poté (fáze 3), po průrazu plynu a vzniku plazmatu, se opět velikost primárního proudu mění rovnoměrnou, avšak pomalejší rychlostí. Směr proudu je ale po průchodu nulovým bodem opačný než proud komorou ve fázi 1. Protože se ve stacionární fázi výboje mění proud primárním vinutím konstantní rychlostí máme podle (IV.1) na sekundárním závitě konstantní napětí i proud.



Obr. IV.3: Závislost proudů primárním vinutím(černě), toroidální komorou(fialově) a plazmatem(červeně) na čase.

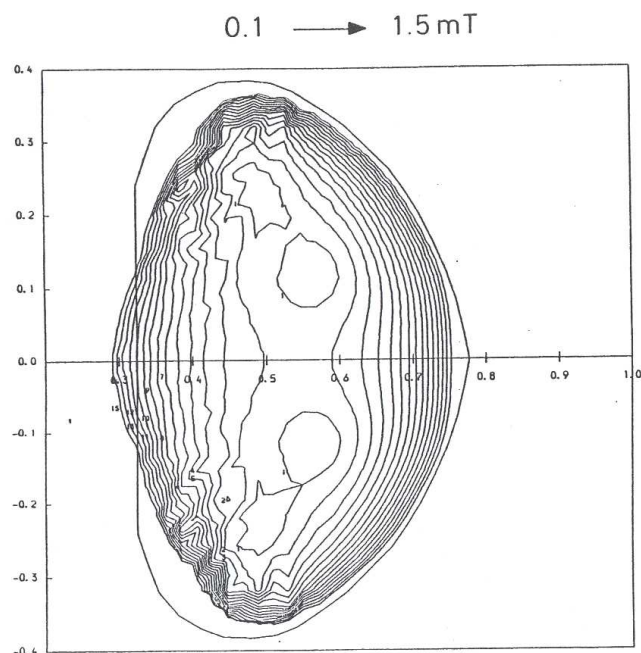
Nyní se podívejme na to, jak je zabezpečeno, že vertikální složka rozptylového pole transformátoru nevytlačuje plazma ze středu komory. Rozptylové pole transformátoru nemůžeme kompenzovat v celé komoře. Naším cílem tedy je, aby bylo vertikální pole transformátoru jen velmi malé zejména ve středu komory. Kvůli tomu je transformátor spojen do série se všemi cívkami magnetizačního obvodu podle Obr. IV.4.

Jak je vidět z Obr. IV.3, mění se proud primárním vinutím transformátoru v průběhu výboje poměrně rychle a výrazně. Pokud bychom zapojily vinutí M2 až M5 s vinutími M1 a M6 jinak než do série, museli bychom k nim dát zdroj takový, který by byl přesně časově synchronizován se změnami proudu ve vinutích M1 a M6. To by bylo technicky poměrně náročné. Další problém by nastal, pokud by se v nějakém z vinutí třeba i nepatrně změnil v důsledku výbojů elektrický odpor. Vedlo by to k tomu, že by již nemohl být zachován poměr proudů v primárním vinutí a ve vinutích, které „nulují“ vertikální složku pole uprostřed toroidální komory. Právě proto je nejlepší zapojit všechny magnetizační vinutí do série, čímž nám odpadají oba problémy. Připomeňme jen, že ve všech magnetizačních vinutích má stejný směr jako proud plazmatem (viz Obr. IV.3).



Obr. IV.4: Zapojení magnetizačního obvodu. Znamení (-) u vinutí znamená, že proud tímto vinutím prochází po směru hodinových ručiček při pohledu shora, znamení (+) značí směr opačný. Proud plazmatem má směr (-). Číslo pod názvem vinutí značí počet závitů na tomto vinutí.

Na Obr. IV.5 je vidět, jak vypadá velikost výsledné složky vertikálního magnetického pole v komoře tokamaku.



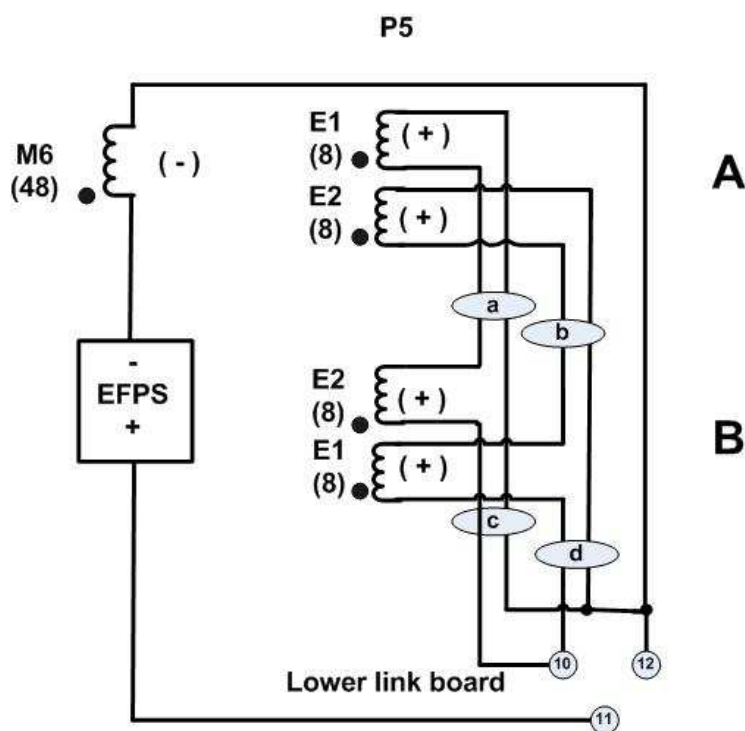
Obr. IV.5: Velikost vertikální složky magnetického pole v komoře tokamaku COMPASS vytvořené obvodem MFPS při proudu 4 kA. Na obrázku jedna vrstevnice značí rozdíl této složky 0,1 mT. Minimální velikost této složky pole je uprostřed komory. [6]

IV.2: Systém cívek rovnovážné radiální polohy plazmatu: Základním systémem, který zajišťuje, aby se rovnovážná poloha plazmatu nacházela ve středu komory tokamaku v radiálním směru je systém cívek rovnovážné polohy plazmatu (anglicky equilibrium field coils), viz Obr. IV.1. V dalším textu budu používat z důvodu úspornosti pro tento systém pojem cívky rovnováhy. Plazma má v toroidální komoře tvar podobný pneumatice. Lze tedy použít následující mechanickou analogii: pokud v pneumatice zvyšujeme tlak, zvětšuje se její hlavní poloměr. To se děje z toho důvodu, že je v pneumatice konstantní tlak, ale vnější strana pláště má větší plochu. Proto na vnější stranu pláště také působí větší síla a plášť zvětšuje svůj hlavní poloměr. Pokud ohříváme plazma, zvyšujeme rovněž tlak plazmatu. Na každém magnetickém povrchu je v tokamaku konstantní kinetický tlak, můžeme tedy použít analogii mezi magnetickým povrchem a pláštěm pneumatiky. Magnetické povrchy se proto budou posouvat směrem k vnějšímu kraji toroidální nádoby. Plazma je tlačeno ven z nádoby také magnetickým polem svého vlastního elektrického proudu a tím, že na vnější straně komory je tlak toroidálního magnetického pole nižší než na vnitřní. Tyto síly, které tlačí plazma ven, jsou kompenzovány pomocí systému cívek rovnováhy. Na druhou stranu nesmíme plazma zatlačit příliš silně k vnitřnímu kraji. Jinak řečeno, systémy rovnovážných cívek zajišťují, aby se plazma nacházelo uprostřed komory v horizontálním směru. Tuto rovnováhu udržuje mimo jiné část cívky P1 zvaná M6 (část primárního vinutí transformátoru), která tlačí plazma dovnitř komory. Síla tlačící rozpínající se plazma ven z komory je kompenzována E vinutími cívek P5A a P5B. Pokud nepoužíváme dodatečných ohřevů, je teplota, hustota a tedy i tlak plazmatu ve stacionární fázi výboje konstantní, je síla „roztahující pneumatiku“ také konstantní, a proto musí téci tímto obvodem konstantní proud. Připomeňme jen, že proud všemi rovnovážnými cívkami kromě M6 musí téci opačným směrem než proud plazmatem. Jak je vidět z Obr. IV.1 a z Tab. IV.1, mají obě cívky P5A a P5B dvě E vinutí. Označme je E1A,B a E2A,B a předpokládejme, že je u cívky P5A E1A horní a E2A spodní. Vzhledem k tomu, že je P5B zrcadlovým obrazem P5A, bude u P5B E1B spodní a E2B horní.

Problém nastává se zapojením těchto cívek. Je nemožné, aby cívka E1A resp. E2A (včetně všech přívodů s odpory přechodových spojů) měla přesně stejný odpor jako E1B resp. E2B.

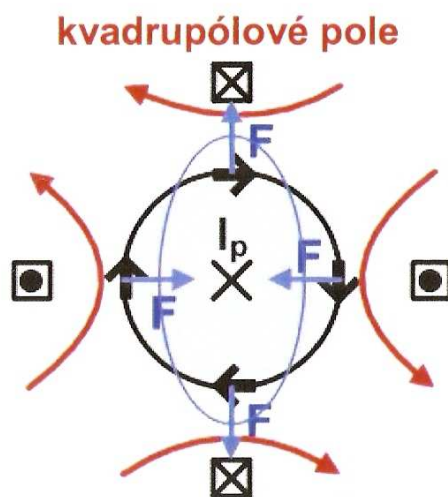
Musíme tedy volit zapojení takové, kde bude vždy jedna cívka ze sekce A spojena s jednou cívkou ze sekce B, tedy aby v sekci A tekla přesně stejná proud jako v sekci B. Pokud by byl proud v sekci A a sekci B různý, bylo by magnetické pole v komoře tokamaku nesymetrické. To by přinášelo zhoršené udržení plazmatu. Na tokamaku COMPASS bylo zvoleno zapojení podle Obr. IV.6. Zde je sériově spojena cívka E1A a E2B resp. E1B a E2A.

Vzhledem k tomu, že budou při výboji na tokamaku COMPASS používány i další zdroje ohřevu kromě ohmického, tepelná energie plazmatu se bude neustále měnit. Tím pádem se ale bude měnit i tlak plazmatu. Vzhledem k tomu, že víme předem kdy který zdroj dodatečného ohřevu zapojíme a jaký bude mít daný ohřev vliv na tlak plazmatu, můžeme předprogramovat zdroj EFPS tak, aby proud E obvodem vždy kompenzoval „rozpínání pneumatiky“.



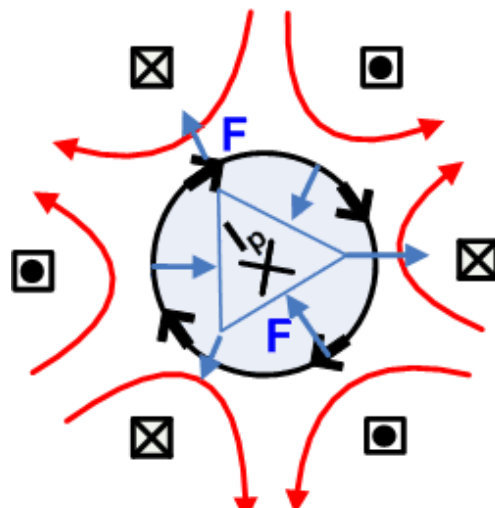
Obr. IV.6: Schéma zapojení cívek rovnovážného obvodu

IV.3: Tvarování plazmatu: Pokud máme magnetické pole v tokamaku vytvářené pouze vnějšího cívkami toroidálního pole a proudem plazmatu, mají magnetické povrchy v poloidálním řezu kruhový tvar. Tento tvar, jak se ukázalo, však neumožňuje dosažení maximálních parametrů plazmatu. Proto se pomocí systémů poloidálních vinutí vytvářejí magnetické povrchy s lepší konfigurací. První možností je vytváření eliptického tvaru magnetického povrchu pomocí kvadrupólového pole, jak je vidět na Obr. IV.7. Princip spočívá v tom, že v cívkách nahoře a dole na Obr. IV.7 prochází proud stejným směrem jako proud plazmatem a tím plazma „roztahuje“ ve vertikálním směru. Naopak cívkami vlevo a vpravo prochází proud opačným směrem než plazmatem a tím pádem „stlačuje“ plazma v horizontálním směru. Díky tomu má plazma eliptický tvar, který umožňuje dosažení vyššího koeficientu β . Tento tvar má však podstatnou nevýhodu. Spočívá v tom, že je poloha proudového provazce ve vertikálním směru uprostřed komory nestabilní, tedy pokud dojde k malé vertikální výchylce, tato výchylka neustále narůstá. Důvod je, že jak cívky nahoře tak cívky dole (viz. Obr. IV.7) plazma přitahují. Uvažujme například, že se proudový prstenec na Obr. IV.7 vychýlil směrem nahoru. Pak je přitahován cívkou horní větší silou než cívkou dolní. Proto se pohybuje dále nahoru a síla, kterou je přitahován k horní cívce, stále roste. Naopak, konfigurace v radiálním směru je stabilní- jedná se jen o posuvy rovnovážné polohy plazmatu.



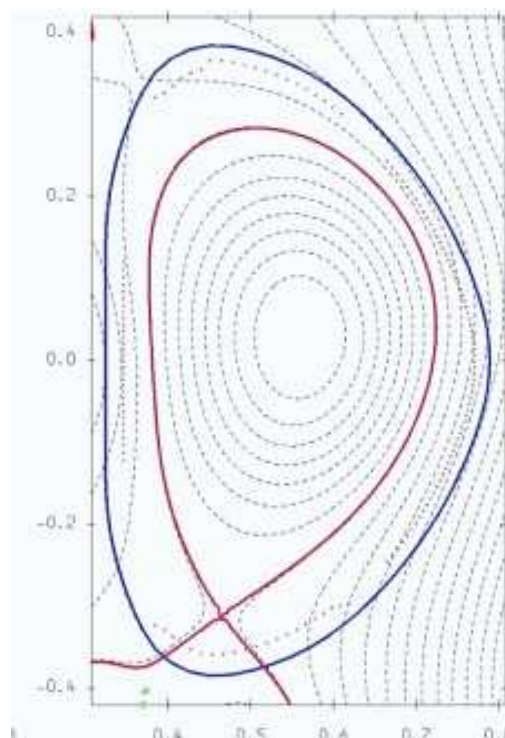
Obr. IV.7: Vytváření eliptického tvaru magnetického povrchu pomocí kvadrupólového pole. [4]

Eliptický tvar plazmatu však není nejlepším řešením, lepší vlastnosti udržení nabízí trojúhelníkovitý tvar, který je vytvářen pomocí hexapólového pole, jak je vidět na Obr. IV.8. Cívkami „ve vrcholech“ vytvářeného trojúhelníku prochází proud ve směru proudu plazmatem a cívkami „ve středu stran“ teče proud směrem opačným.



Obr. IV.8: Vytváření trojúhelníkovitého tvaru plazmatu pomocí hexapólového pole.[4]

V reálném případě se vytváří kombinace těchto dvou tvarů, tzv. D-shape. K tomu se ještě přidává nutnost vytváření divertoru. Magnetické povrchy na tokamaku COMPASS je vidět na Obr. IV.9.

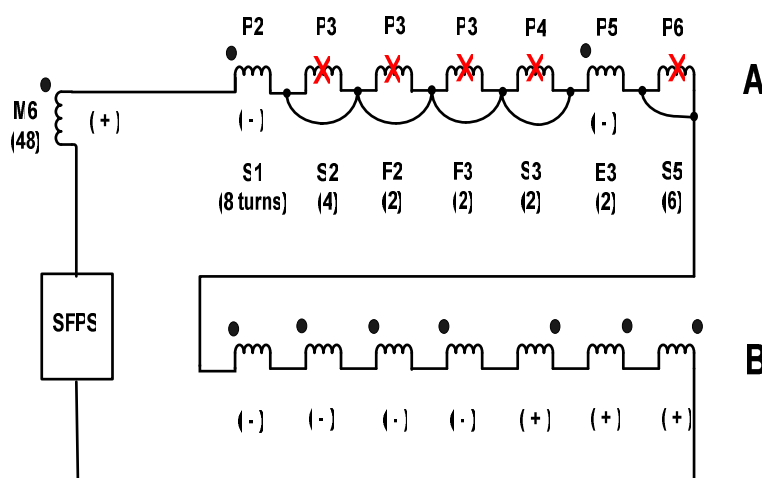


Obr. IV.9: Konfigurace magnetických povrchů na tokamaku COMPASS. Modře je značena hranice komory a červeně separatrix. [7]

Pokud bychom vytvářeli jen magnetické povrchy tvaru D, použili bychom zapojení S obvodu podle Obr. IV.2, tedy bychom sériově spojily všechny S vinutí tak, aby vinutími S6A, B a S7 procházel proud opačným směrem než proud plazmatem a ostatními vinutími(S2A, B; S3A, B; S4A, B) procházel proud stejným směrem jako proud plazmatem.

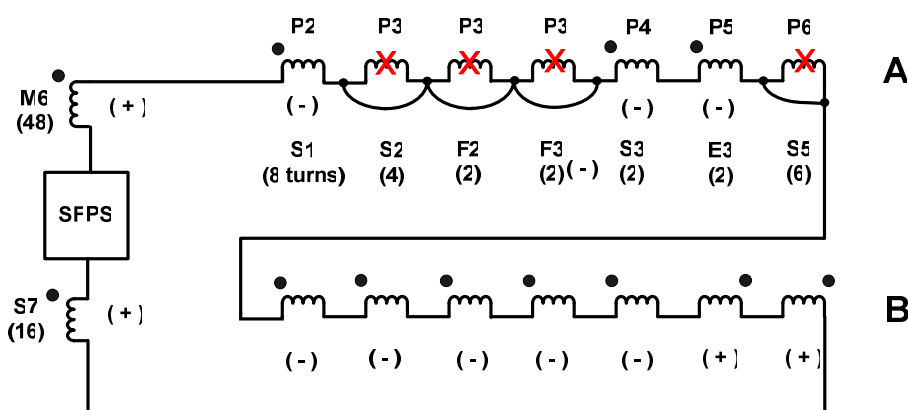
Tím budeme plazma v horizontálním směru „stlačovat“ a ve vertikálním směru „natahovat“. Dosáhneme tak cíle- plazma bude mít žádaný D tvar.

V tokamaku COMPASS však není divertor vytvářen žádným speciálním vinutím, pouze S vinutími a kombinací několika dalších cívek z ostatních vinutí. Aby byl vytvořen X point dole, musíme nahoře některé cívky vypojit z obvodu. S vinutí nahoře totiž ovlivňují i tvar magnetických povrchů dole, např. pokud teče proud stejnou horní cívkou stejným směrem jako cívkou dolní, magnetická pole těchto cívek se mezi nimi ruší. Dodávám, že jak v obvodu magnetizačním tak v rovnovážném tomu tak je vždy. Právě proto je vhodné vypojit v obvodu některá vinutí nahoře tak, aby vinutí dole mohla vytvořit X point a zbylá zapojená vinutí tvořila tvar magnetických povrchů, který je vidět na Obr. IV.9. Toho je možné dosáhnout dvěma způsoby. Prvním je zapojení obvodu podle Obr. IV.10, tato konfigurace je zvaná SND(Single Null Divertor) V tomto případě zapojíme do obvodu S i vinutí z jiných obvodů, které buďto nikde jinde nepoužíváme(např. E3) nebo změníme jejich účel(např. vinutí F2 a F3).



Obr. IV.10: Zapojení obvodu pro divertorovou konfiguraci SND.

Na tokamaku COMPASS se nabízí ještě druhá možnost zapojení cívek, aby mělo plazma požadovaný tvar. Tato konfigurace je zvaná SNT(Single Null Divertor se zvýšenou triangularitou) je zobrazena na Obr. IV.11.



Obr. IV.11: Zapojení obvodu pro divertorovou konfiguraci SNT. Pro směry proudů platí stejná konvence jako u Obr. IV.10.

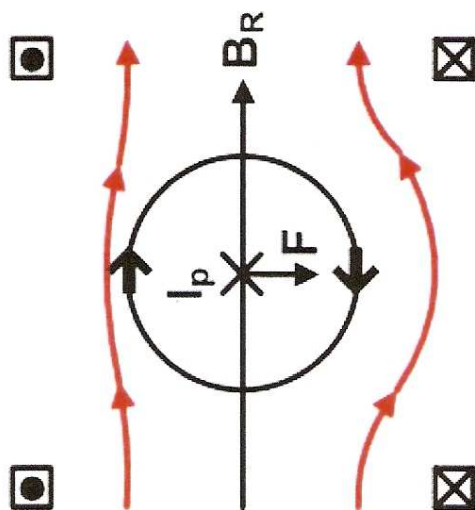
IV.4: Zpětnovazební systémy: V průběhu výboje se velice často stává, že se proudový prstenec začne posouvat ke kraji komory. Tyto posuvy jsou rychlé a náhodné a není možné je dopředu předpovědět. Proto musíme mít na každém tokamaku systém, který tyto posuvy včas tlumí a omezuje na přijatelnou hodnotu. Tento systém se skládá ze systému magnetických sond, které měří polohu proudového prstence v komoře a velikost vertikálního magnetického pole a ze zdrojů, které rychle mění dle potřeby proud vinutím, která kompenzují úniky proudového prstence.

Měření polohy plazmatu se obvykle realizuje pomocí cívek na okraji komory. Pokud se totiž proudový prstenec plazmatem posune, změní se magnetický tok těmito cívkami a v cívkce je indukováno napětí. Podle velikosti indukovaného napětí určíme rychlost pohybu a podle polarit indukovaného napětí i směr. Takovýchto měřících cívek je kolem vakuové komory tokamaku několik, což nám umožňuje měřit pomocí výše uvedeného principu polohu plazmatu velice přesně. V reakci na polohu plazmatu je generován ve zpětnovazebních vinutích proud takový, že vyvolá pohyb plazmatu zpět do středu komory. Tento systém bude detailně popsán v dalších kapitolách.

U každého tokamaku má rychlost úniku plazmatu ven z komory vždy složku ve směru horizontálním a vertikálním. Změny polohy v obou těchto směrech jsou pak na každém tokamaku kompenzovány nezávisle na sobě. Horizontální polohu tak regulujeme pomocí vertikálního magnetického pole a vertikální polohu pomocí pole horizontálního. To je plyne ze vzorce

$$\vec{F} = \vec{I} \times \vec{B} \quad (\text{IV.2})$$

kde $\vec{I}$ je proud plazmatem a $\vec{B}$ je magnetické pole, ve kterém se plazma nachází. Uvažujme nyní například, že nám plazma uniká v horizontálním směru směrem vlevo podle Obr. IV.12. Chceme tedy, aby zpětnovazební vinutí tlačila plazma směrem vpravo. Vzhledem k naznačenému směru proudu plazmatem tak musíme vytvořit zpětnovazebními vinutími magnetické pole ve směru, který je na Obr. IV.12 označen jako B_R . Z toho už vidíme i směr, kterým musíme nechat procházet proudy ve zpětnovazebních vinutích. V místech, kam chceme proudový prstenec dostat, musí mít proud vinutími stejný směr jako proud plazmatem a naopak v místech odkud chceme plazma dostat, musí být směr proudu opačný než je proud plazmatem.



Obr. IV.12: Zpětnovazební regulace polohy proudového prstence pomocí zpětnovazebních systémů.[4]

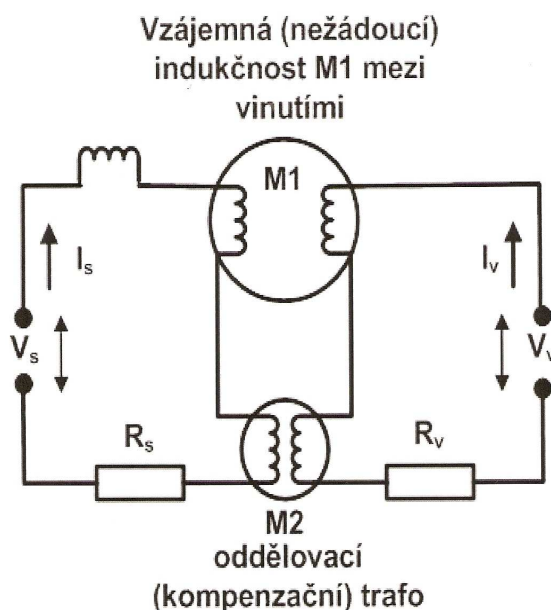
K výše uvedenému je třeba dodat, že systém, který stabilizuje plazma ve vertikálním směru, musí reagovat mnohem rychleji než systém, který plazma stabilizuje ve směru radiálním. Důvodem je nestabilita elongovaného proudového prstence popsaná výše.

Na COMPASS zajišťují zpětnovazební regulaci polohy vinutí z F obvodu. Vertikální pole (a tedy i posuny v horizontálním směru) zajišťují F vinutí cívek P2A, B a P5A, B. U cívky P2 se jedná o vinutí neobvykle označené jako F1. U cívek P5 je to vinutí F5. Z úvah výše plyne, že jsou tato vinutí zapojena tak, že vždy F1A, B prochází proud opačným směrem než F5A, B. Pro tento zpětnovazební obvod se často používá značka BV(B vertical)

Zpětnovazební horizontální pole je vytvářeno pomocí F vinutí cívek P3 a P4. Na cívce P3 se nacházejí dvě F vinutí- F2 a F3 a na cívce P4 se nachází vinutí F4. Z úvah výše je opět vidět, že cívkami v sekci A musí vždy procházet proud opačným směrem než cívkami v sekci B. Pro tento zpětnovazební obvod se často používá značka BR (B radial).

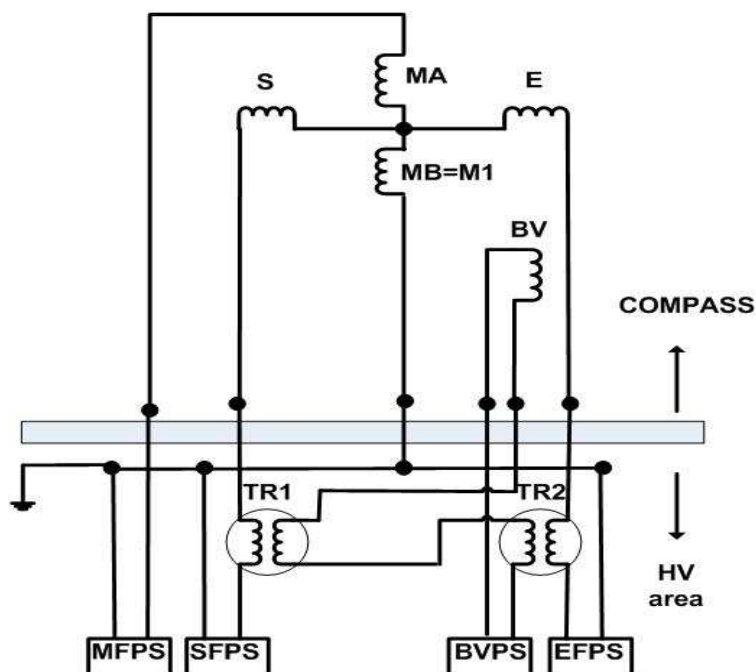
IV.5: Kompenzační transformátory: V předešlé části jsme se zabývali zpětnovazebním systémem, jehož vinutí musí velice rychle reagovat na změny polohy plazmatu a tyto změny eliminovat. Problémem však je skutečnost, že veškerá vinutí tokamaku COMPASS vykazují v důsledku geometrické vazby někdy i značnou vzájemnou indukčnost. Tím se mohou rychlé časové změny proudu v jednom obvodu přenášet do obvodu jiného a tím činnost tohoto obvodu narušovat. Odstranění tohoto nežádoucího jevu se provádí pomocí oddělovacího (kompenzačního) transformátoru, jehož zapojení do obvodů obou vzájemně se ovlivňujících obvodů V_s a V_v viz na Obr.IV.13. M1 v tomto obrázku značí nežádoucí vzájemnou vazbu mezi dvěma vinutími, M2 pak vhodně vybranou vazbu mezi vinutími kompenzačního transformátoru. Je zřejmé, že při výběru $M2 = -M1$ bude vliv vinutí napájeného zdrojem V_s na vinutí zdroje V_v zcela vyeliminován.

U COMPASSu se tato situace týká především obvodů S, E a zpětnovazebního obvodu vytvářejícího vertikální magnetické pole (BV), mezi jejichž vinutími je vzájemná vazba největší. Musí být tedy použity dva kompenzační transformátory. Jejich zapojení do obvodů poloidálních cívek je vidět na Obr. IV.14.



Obr. IV.13: princip kompenzačních transformátorů

COMPASS - D



TR1, TR2 - Decoupling transformers:

TR1 - BVPS x SFPS

TR2 - BVPS x EFPS

$MB = M1$

$MA = M6 + M2A + M2B + M3A + M3B + M4A + M4B + M5A + M5B$

Obr. IV.14: Zapojení kompenzačních transformátorů do zpětnovazebního obvodu BVPS.

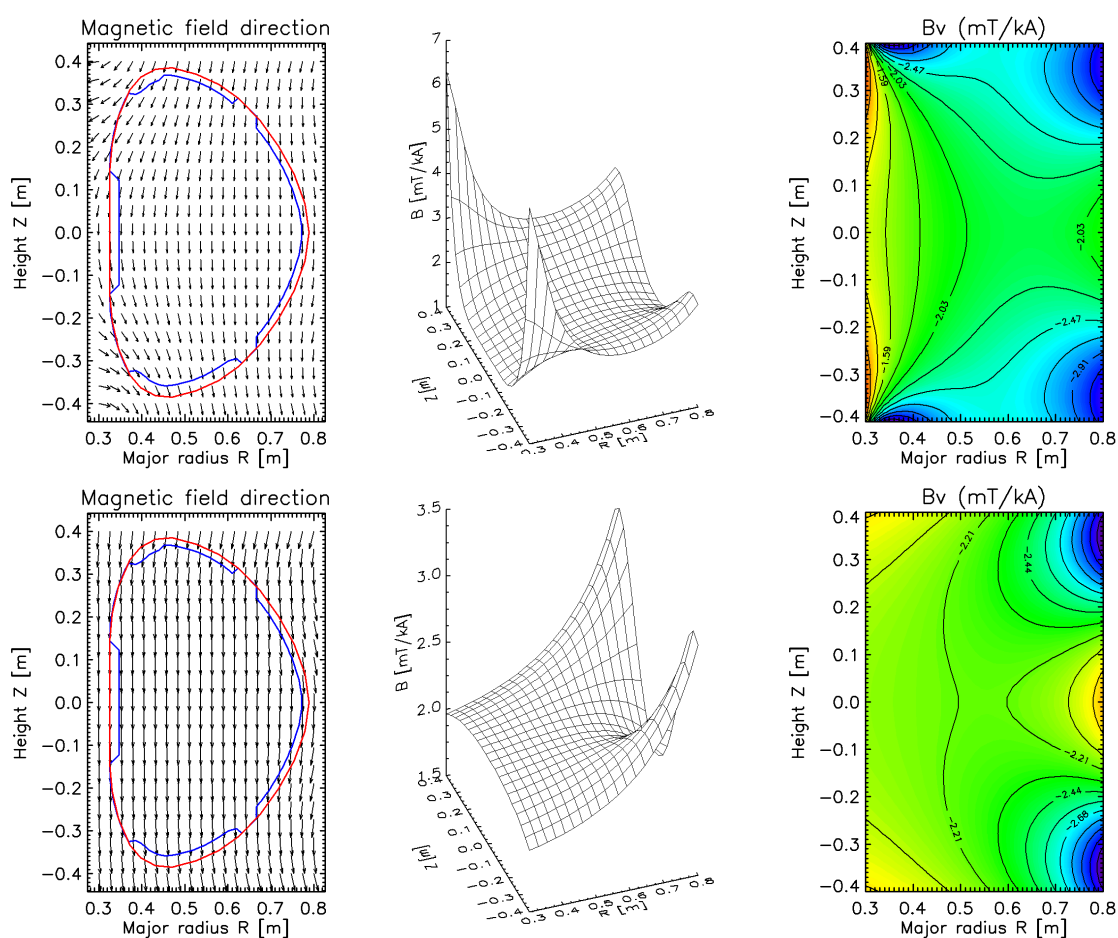
Na Obr. IV.14, vidíme, že kompenzační transformátory mezi vinutími zajišťujícími vertikální posuny plazmatu (F2, F3, F4) a dalšími vinutími na cívkách P3 a P4 vůbec nejsou. To je umožněno tím, že těmito F vinutími prochází vždy v sekci A opačný proud stejné velikosti než v sekci B. Protože jsou cívky v sekci B zrcadlově symetrické s cívkami v sekci A, je na nich stejná vzájemná indukčnost mezi vinutími F a S resp. M. Jen v dolní sekci je indukované napětí opačné než v sekci horní. Z toho plyne, že rychlé změny ve zpětnovazebních cívkách horizontálního pole nemají vliv na ostatní obvody.

IV.6: Možná zlepšení zapojení jednotlivých obvodů: V částech výše bylo popsáno, jak byl systém poloidálních vinutí zapojen v Anglii před stěhováním tokamaku COMPASS. V průběhu studia tohoto zapojení se však objevilo několik možností na jeho vylepšení.

První z nich se týká obvodu cívek rovnováhy. V původním zapojení podle Obr. IV.6 je sice zaručeno, že v horní a ve spodní sekci poteče vždy stejný proud, nicméně jeho rozložení může být v případě různých odporů v jednotlivých větvích nerovnoměrné, což povede i k drobné asymetrii výsledného magnetického pole. Pokud bychom však použili místo zapojení na Obr. IV.6 zapojení cívek E1A a E1B resp. E2A a E2B do série, dosáhli bychom ještě lepší symetrie výsledného pole. Tato konfigurace však přináší problém s připojením ke zdroji napětí pro tento obvod. V tomto připojení přivádí totiž jeden kabel napětí od zdroje až bezprostředně k tokamaku, kde se rozděluje a zásobuje obě větve zvlášť. Tyto větve se ještě

v bezprostřední blízkosti tokamaku spojují opět do jedné a obvod je uzavřen opět jedním kabelem. Protože jsou zdroje umístěny pod tokamakem, byla délka vodičů ve větvi s vodiči E1A a E1B větší než ve větvi s vodiči E2A a E2B. Z toho vyplývá, že by zapojení cívek podle mého návrhu přineslo problém s různým odporem v obou větvích a v důsledku toho i s rozdílným proudem. Větev s cívkami E2A a E2B by se tedy musela nějakým způsobem nastavit, což je vzhledem k nedostatku prostoru v okolí tokamaku konstrukčně náročné.

Další návrh (viz. [6]) se týká možné úpravy zpětnovazebního obvodu. V současné konfiguraci je zajišťováno zpětnovazební horizontální pole pomocí vinutí F4. Vinutí F2 a F3 jsou použita na vytváření divertoru jak je vidět na Obr. IV.10 a Obr. IV.11. Zpětnovazební vertikální pole je v současné konfiguraci tvořeno pomocí vinutí F1 a F5. Pokud ale provedeme změnu a vertikální pole budeme vytvářet pouze vinutím F5, dojde ke zlepšení vlastností výsledného pole. To je vidět na Obr. IV.15.

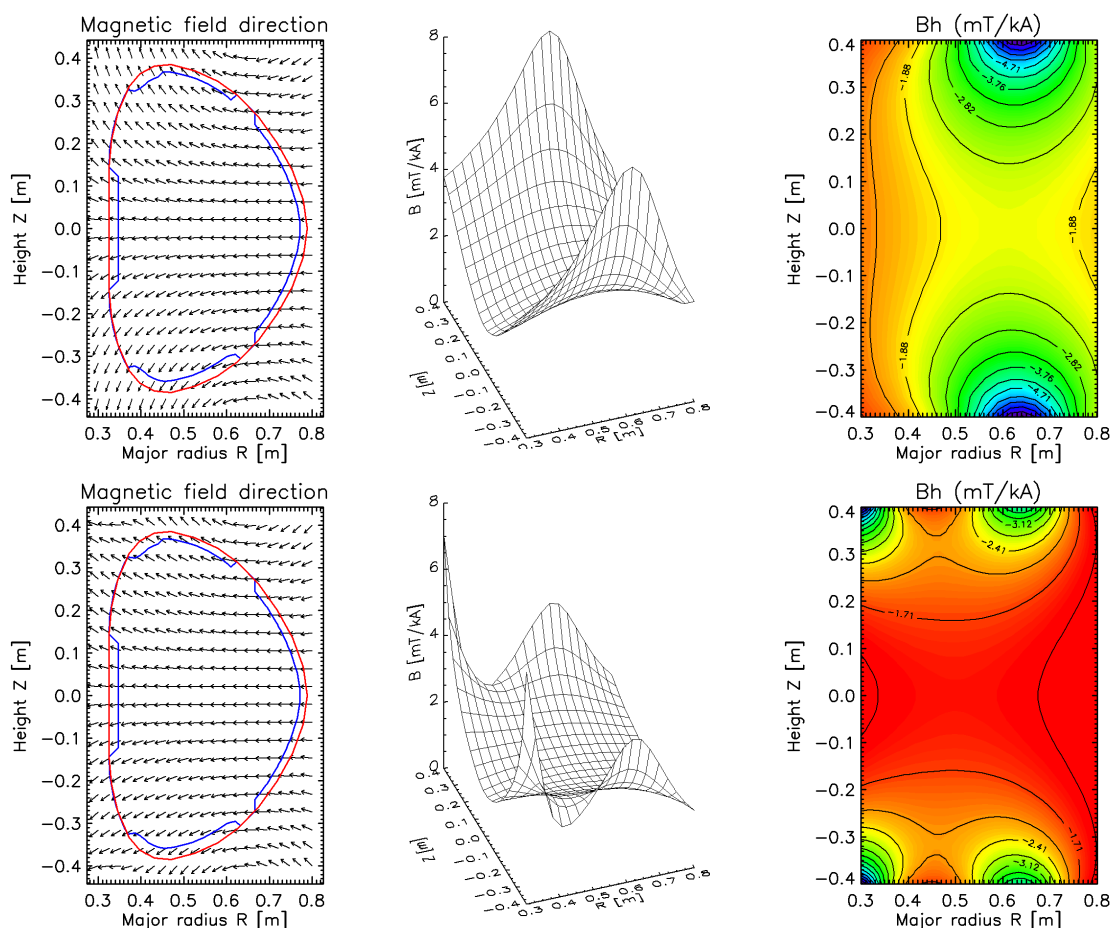


Obr. IV.15: V horní části obrázku je ukázán výsledek výpočtu vertikálního zpětnovazebního pole tokamaku COMPASS v současném zapojení, v dolní řadě je pak výpočet tohoto pole při zapojení cívek podle vylepšené verze [8]. V prvním sloupci je vidět směr magnetického pole od těchto vinutí, ve druhém sloupci je velikost vertikální složky pole a v posledním sloupci je vidět velikost vertikální složky pole, přičemž velikost pole značí od nejslabšího po nejsilnější barvy žlutá, zelená, modrá a červená.[8]

Pokud by tato změna byla realizována, konfigurace pole, zejména nahoře a dole na vnitřní straně komory tokamaku COMPASS, by se značně „vylepšila“, což je z obrázku dobře patrné.

Siločáry od zpětnovazebních vinutí vertikálního pole by byly v celé komoře prakticky rovnoběžné, což by efektivitu tohoto zpětnovazebního systému zvýšilo. Další výhodou nového zapojení by bylo, že maximum pole by bylo na vnější straně toroidu, zatímco v případě současného zapojení je maximum pole na straně vnitřní. Naopak, nevýhodou by bylo velké zvýšení vzájemné indukčnosti mezi obvodem MFPS a BV.

Tím, že vinutí F1 by bylo z obvodu BV vypojeno, získala by se možnost zapojit ho do obvodu BR. Tím pádem bude zpětnovazební horizontální pole tvořeno vinutími F1 a F4. To přinese konfiguraci pole podle Obr. IV.16.



Obr. IV.16: V horní části obrázku je vidět, jak vypadá horizontální zpětnovazební pole v současné zapojení, v dolní části je horizontální zpětnovazební pole při zapojení cívek podle vylepšené verze. V prvním sloupci je vidět směr magnetického pole od vinutí obvodu BV, ve druhém sloupci je velikost horizontální složky pole a v posledním sloupci je vidět rozložení velikosti horizontální složky pole, přičemž velikost pole značí od nejslabšího po nejsilnější barvy červená, žlutá, zelená a modrá.[8]

Hlavní výhodou této změny je, že se sníží vlastní indukčnost obvodu pro stabilizaci plazmatu ve vertikálním směru, a proto bude možné rychleji reagovat na úniky plazmatu. Maximální rychlost nárůstu magnetického pole v komoře tokamaku od tohoto obvodu je při původním zapojení 2 T/s a při zapojení novém 3 T/s.

Tato konfigurace také nabízí vyšší směrovou homogenitu magnetického pole od obvodu BR. Díky této zvýšené homogenitě bude možné používat „zatřesení plazmatem“ ve vertikálním směru, která má pozitivní vliv na potlačení ELM nestabilit.

Kapitola V: Příčiny a vlastnosti nestability polohy plazmatu

V průběhu výboje v tokamaku může dojít k události, kdy se střed proudového prstence dostane mimo optimální polohu ve středu komory. To vede ke zhoršení kvality udržení plazmatu - při významnějším posuvu se dostane velká část plazmatu za separatrix a interaguje se stěnou. Tyto posuvy můžeme rozdělit na posuvy ve vertikálním a horizontálním směru.

Nejprve se podívejme na posuvy ve vertikálním směru. V dnešních tokamacích se používají režimy výboje, při kterých má plazma v tokamaku eliptický nebo trojúhelníkovitý poloidální průřez. Proto je poloha proudového prstence uprostřed komory nestabilní (viz. kapitola IV.3). Vzhledem k tomuto faktu může poměrně snadno dojít k vychýlení prstence z nestabilní rovnovážné polohy a rychlému úniku na stěnu komory. Tato událost se nazývá vertikální nestabilitou (anglicky vertical displacement event, dále budu v textu používat zkratku VDE). Kvůli konfiguraci cívek, které plazmatu dávají eliptický poloidální průřez, rychlost vývoje této nestability narůstá exponenciálně s časem od jejího vzniku, tedy amplituda A netlumené nestability je úměrná času podle rovnice

$$A \approx e^{\frac{t}{\tau}}, \quad (V.1)$$

kde τ je časová škála nestability a t je čas, který uplynul od vzniku nestability. Z nestabilní rovnovážné polohy uprostřed komory může být plazma vychýleno např. ELM nestabilitou [9], která je standardní a nevyhnutelnou součástí provozu tokamaků v režimu H-módu. Pokud není vertikální nestabilita včas utlumená, dochází posléze k disrupci a s tím spojeným poškozením komory. Časová škála pro tyto nestability se pohybuje na COMPASS řádově ve stovkách mikrosekund.

Nyní rozeberme posuvy v radiálním směru. Ty jsou v dnešních tokamacích, které používají eliptický nebo trojúhelníkovitý tvar plazmatu, méně nebezpečné. Plazma je totiž v radiálním směru ve stabilní rovnováze (Viz. IV.3). Posuvy této rovnovážné polohy jsou dány především změnami teploty v průběhu výboje a oproti nestabilitě ve vertikálním směru jsou pomalejší. Na COMPASS je typická časová škála pro tyto posuvy řádově v desítkách milisekund.

Vzhledem k tomu, že vzniku vertikální nestability nelze zabránit ani jí s dostatečným předstihem předpovědět, musí existovat systém, který vzniklou nestabilitu detekuje a včas utlumí na přijatelnou hodnotu. Systém zpětnovazebního řízení polohy se skládá z detektorů určujících polohu plazmatu, řídicího počítače, cívek, které vytvářejí vhodnou konfiguraci magnetického pole k utlumení nestability (viz. IV.3) a zdrojů které na těchto cívkách zajistí dostatečně rychlé změny proudu. Konkrétní realizace systému pro COMPASS bude popsána dále.

V.1: Proudý komorou: V této části se podívejme podrobněji na vliv vodivé vakuové komory na vývoj vertikální nestability, činnost zpětnovazebních systémů a případná poškození komory při disrupci, která může následovat v důsledku nezvládnutí VDE.

Pokud plazma uniká pryč z centra komory, mění se magnetický tok vodivými smyčkami na komoře, díky čemuž vznikají proudy komorou. Již při malých pohybech proudového prstence jsou indukovány tzv. vířivé proudy, které vývoj nestability zpomalují. Ty jsou schopny na COMPASS utlumit velmi rychlé nestability, které mají časovou škálu menší než 0,5 ms [10]. Při pomalejším vývoji nestability, tj. pokud je časová škála větší než 0,5 ms, narůstají vířivé proudy pomaleji. Vzhledem k tomu, že vodivé smyčky na komoře mají nenulový elektrický odpor, jsou vznikající vířivé proudy tlumeny. Také, čím větší odpor vodivá smyčka má, tím menší proud je v ní naindukován. Právě proto nedosahují vířivé proudy při pomalých posuvech proudového prstence takových hodnot jako při posuvech rychlých a nejsou proto schopny vzniklou nestabilitu utlumit. Tedy, systém zpětnovazebního

řízení polohy na COMPASS musí být schopen zvládnout tlumení nestabilit s časovou škálou větší než 0,5 ms.

Vodivá komora na jednu stranu brzdí úniky proudového prstence, čímž pomáhá se stabilizací plazmatu uprostřed komory, na druhou stranu zpomaluje vnik magnetického pole vnějších cívek dovnitř do komory. Pokud totiž do řídicí cívky vně komory pustíme elektrický proud, vyvolá tato událost opět změnu magnetického indukčního toku vodivými smyčkami na komoře. Tím pádem trvá nějakou dobu, než se změna proudu řídicími cívkami projeví v komoře, kam musí magnetické pole proniknout aby mohlo ovlivnit vývoj nestability.

Při nezvládnutí vertikální nestability může tato událost vést až k disrupci. Pokud dojde k velkému vychýlení proudového prstence ze středu komory začnou magnetické povrchy které se původně uzavírali v plazmatu protínat stěnu komory. Vodivá komora začne přebírat část proudu plazmatem. To vede ke vzniku proudů v toroidálním směru. Ty nejsou z hlediska poškození komory nebezpečné. Mnohem větší problém představují poloidální proudy (anglicky halo currents), které rovněž vznikají při těchto posuvech. Podívejme se nyní podrobněji na příčiny jejich vzniku. Uvažujme, že protažené plazma začne unikat ve vertikálním směru ze středu komory (Obr. V.1). Poté, co se začne oblast, která se původně nacházela uvnitř separatrixu, dotýkat stěny komory, stanou se některé původně uzavřené magnetické povrchy otevřenými (viz. oblast označená Halo na Obr. V.1). Konce těchto povrchů v plazmatu se dotýkají komory, jak je vidět na Obr. V.1. Tím nám vzniká vodivá smyčka skládající se z komory a unikajícího plazmatu, ve které se indukují poloidální proudy. Pokud začne při VDE unikat plazma rychle k okraji komory, zůstanou v něm siločáry toroidálního magnetického pole zamrznuté. Unikající plazma však nemůže siločáry toroidálního pole „protlačit“ přes vodivou stěnu komory. Proto jsou v místě kam plazma utíká (v případě Obr. V.1 nahoře) zhuštěny siločáry toroidálního pole [11]. Při kontaktu do té doby uzavřeného magnetického povrchu se stěnou komory tak vzniklá vodivá smyčka (viz. výše) která obepne siločáry toroidálního pole které před tím neobepínala. Tím pádem je v ní podle vzorce IV.1 indukován elektrický proud.

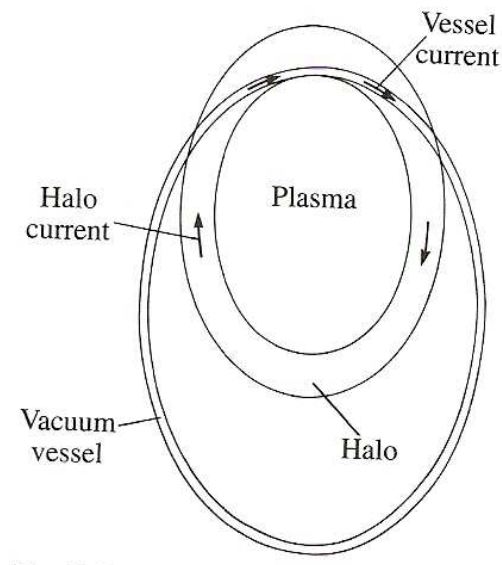
Při experimentech na tokamaku COMPASS (viz. [9]) se ukázalo, že vznikající toroidální proudy

$$I_{\varphi} \approx -\frac{dI_p}{dt}, \quad (V.1)$$

kde I_p je proud plazmatem před disrupci. Pro poloidální proudy platí podle výsledků téhož experimentu

$$I_{\theta} \approx I_p \cdot \frac{dI_p}{dt}. \quad (V.3)$$

Ukázalo se, že na COMPASS dosahují poloidální kruhové proudy maximální hodnoty $0,45 \cdot I_p$, což je výsledek velice blízký výsledkům na tokamacích JET, ASDEX-U nebo JT-60 (viz. [9]).

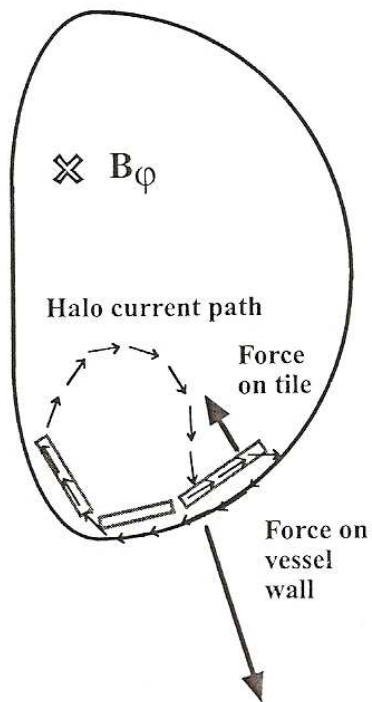


Obr. V.1: Princip vzniku poloidálních kruhových proudů. Protažené plazma začne unikat k okraji komory, kterou začnou protínat magnetické povrchy, které byly před VDE uzavřené.(viz. [11], kap. 7.12)

Nyní se podívejme na důvod nebezpečnosti poloidálních kruhových proudů z hlediska mechanického poškození komory. Jak je vidět na Obr. V.2, poloidální kruhový proud prochází plazmatem, částmi komory pro tvarování plazmatu (anglicky plasma facing components) a komorou. Vzhledem k tomu, že mají cívky toroidálního pole velkou vlastní indukčnost a navíc je vzájemná indukčnost těchto cívek a plazmatu malá, nedochází při disrupci ke ztrátě toroidálního magnetického pole. Poloidální kruhové proudy tak interagují s toroidálním magnetickým polem. Připomeňme, že toroidálním polem a poloidální proudy jsou na sebe kolmé. Podle vzorce

$$\vec{F}_L = \vec{I} \times \vec{B}, \quad (\text{V.4})$$

kde $\vec{F}_L$ je Lorenzova síla, kterou působí magnetické pole $\vec{B}$ na vodič s proudem $\vec{I}$, můžeme určit velikost silového působení na komoru. Pokud budeme pro COMPASS počítat s magnetickým polem 2 T a předisrupčním proudem 300 kA, zjistíme, že síla působící na komoru při poloidálním proudu $I = 0,45 \cdot I_p$ bude přibližně 270 kN. Pokud bychom provedli tento výpočet pro parametry ITERu ($B = 6\text{ T}$, $I_p = 15\text{ MA}$), dostali bychom sílu 40 MN. To je také důvod, proč má ITER za celou dobu svého provozu povoleno pouze 10 disrupcí.



Obr. V.2: Poloidální kruhové proudy na COMPASS. Malými šipkami je označena typická proudová smyčka na tokamaku COMPASS. Proud prochází plazmatem, limiterovými deskami a komorou. Velkými šipkami jsou vyznačeny působící síly na desku limiteru a komoru.[9]

Kapitola VI: Magnetická diagnostika pro měření polohy plazmatu v komoře na COMPASS

V průběhu výboje v tokamaku potřebujeme vědět co nejvíce o tom, co se děje v plazmatu uvnitř vakuové komory. V případě kontroly vertikální nestability nám jde zejména o znalost polohy centra plazmatu v komoře a alespoň přibližnou znalost proudového profilu. Polohu centra plazmatu potřebujeme znát co nejrychleji. Nejvhodnějším prostředkem pro rychlé pozorování těchto parametrů je pasivní magnetická diagnostika, kterou se bude zabývat následující kapitola.

VI.1: Základní principy magnetické diagnostiky: Základní princip, na kterém stojí magnetická diagnostika, spočívá v tom, že každá nabitá částice, která se pohybuje, vytváří kolem sebe magnetické pole. V případě, že se jedná o pohyb kolektivní, tedy např. průchod elektrického proudu plazmatem, sečtou se magnetická pole jednotlivých částic vně plazmatu. Z měření těchto polí můžeme určit řadu parametrů plazmatu, jako například celkový proud plazmatem, proud komorou, poloha centra plazmatu v komoře a při použití velkého množství vnějších magnetických měřících cívek lze určit pomocí vhodného počítačového algoritmu i profil proudu v plazmatu. Měřením některých těchto parametrů se budu zabývat podrobněji dále.

Magnetické pole lze v principu určit způsobem aktivním a pasivním. Aktivní způsob spočívá v tom, že zjistíme, jak magnetické pole změnilo určitý parametr oproti stavu bez magnetického pole. Může jít např. o Faradayovo stáčení roviny polarizace vlny šířící se plazmatem nebo o měření rozštěpení spektrálních čar nečistot (tzv. Zeemanův jev) vlivem magnetického pole. Tyto metody však nejsou pro určení polohy proudového kanálu vhodné z důvodu nízké časové rozlišovací schopnosti a náročného technického provedení měření.

Pasivní magnetická diagnostika funguje na principu měření vnějšího magnetického pole. Můžeme měřit buďto přímo magnetické pole pomocí Hallových senzorů nebo časovou derivaci magnetického toku určitou oblastí pomocí magnetických sond (viz. vzorec IV.1). Hallové senzory se nehodí k měření polohy plazmatu, protože mají malou časovou rozlišovací schopnost.

Pasivní magnetická sonda, která měří časovou derivaci magnetického toku je v podstatě cívka na vakuové komoře. Pokud se mění parametry plazmatu jako např. poloha v komoře, proudový profil nebo se objeví nějaká MHD nestabilita, dojde ke změně magnetického toku cívkou a tím pádem je na ní indukováno napětí. Tyto signály jsou následně zpracovány (viz. dále) a s jejich pomocí jsou určeny potřebné parametry plazmatu. Právě magnetická diagnostika fungující na tomto principu je nejvhodnější k určování polohy plazmatu v komoře a to vzhledem k dobré časové rozlišovací schopnosti a možnosti dostatečně přesného určení polohy plazmatu v komoře.

Podívejme se nyní stručně na to, jak funguje měřící obvod magnetické sondy. Základní schéma tohoto obvodu je vidět na Obr. VI.1. V případě, že dochází ke změnám parametrů plazmatu popsaným výše, je na cívce měřícího obvodu indukováno napětí, chová se tedy v obvodu jako zdroj s napětím U_s . Vzhledem k vlastnostem obvodu sondy bude detekované napětí U_{det} zpožděné o určitý časový úsek oproti indukovanému napětí na sondě. To, jak bude tento úsek dlouhý, je dáno časovou rozlišovací schopností τ obvodu. Pokud tedy chceme detekovat určitý jev, musí být jeho doba trvání mnohem větší než τ . To je dáno vztahem

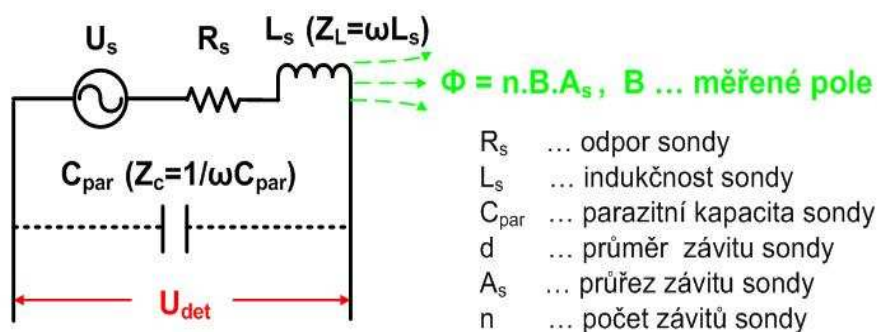
$$\tau = \frac{L}{R}, \quad (VI.1)$$

kde R je celkový odpor měřícího obvodu sondy a L je indukčnost sondy.

Vlastní indukčnost sondy $L \approx n \cdot d^2$ (použité značky jsou vysvětleny na Obr. VI.1) a pokud chceme sondu s co nejlepší časovou rozlišovací schopností, musíme co nejvíce zmenšit její vlastní indukčnost. Další parametr, který nás zajímá, je citlivost sondy. Pokud totiž měříme určitý jev, potřebujeme, aby signál indukovaný tímto jevem byl pro měření dostatečný. Magnetický tok sondou je dán podle vzorce

$$\Phi = n \cdot B \cdot \frac{\pi d^2}{4}, \quad (\text{VI.2})$$

kde všechny veličiny použité ve vzorci jsou popsány na Obr. VI.1. Tedy, aby procházel cívkou co největší magnetický tok při daném vnějším magnetickém poli, musí být součinn $n \cdot d^2$ co největší. Při měření sondou také potřebujeme, aby magnetické pole v ní bylo pokud možno co nejvíce homogenní, tedy abychom mohli co nejpřesněji určit magnetické pole v daném místě a tím dosáhnout dobrého prostorového rozlišení. Z toho vyplývá požadavek na co nejmenší průměr cívky d . Tedy, pokud vybíráme vhodnou sondu pro měření určitého fyzikálního jevu, musíme vždy volit vhodný kompromis mezi časovou rozlišovací schopností, prostorovou rozlišovací schopností a citlivostí sondy.



Obr. VI.1: Schéma měřicího obvodu magnetické sondy. L značí vlastní indukčnost sondy a ω frekvenci sledovaného děje. (viz. [12])

Nyní se podívejme na to, jak je zpracováváno napětí U_{det} , které máme na obvodu sondy. Na obvod samotné měřicí cívky na Obr. VI.1 je napojen detekční obvod na Obr. VI.2. Je vidět, že napětí U na svorkách tohoto obvodu musí být dáno součtem napětí U_R na odporu a U_C na kondenzátoru, tedy

$$U = I \cdot R + \frac{Q}{C} = I \cdot R + \frac{1}{C} \cdot \int I \cdot dt, \quad (\text{VI.3})$$

kde I je proud procházející obvodem, R je odpor rezistoru, pro který platí že $R \gg R_s$ a C je kapacita kondenzátoru. Pokud budeme uvažovat časy $t \ll \tau_C = R \cdot C$, můžeme v rovnici (VI.3) zanedbat druhý člen. To můžeme provést díky tomu, že náboj přenesený do kondenzátoru je pro tyto časy ještě velmi malý. Proud obvodem je tedy dán vztahem $I = \frac{U}{R}$.

Pokud dosadíme po provedených úpravách do druhého členu vzorce (VI.3), dostaneme

$$U_C = \frac{1}{RC} \cdot \int U \cdot dt = \frac{1}{\tau_C} \cdot \int U \cdot dt. \quad (\text{VI.4})$$

Vidíme tedy, že pro časy mnohem kratší než charakteristický čas obvodu sondy τ_C je napětí na kondenzátoru integrálem napětí z obvodu sondy podělené časovou konstantou τ_C .

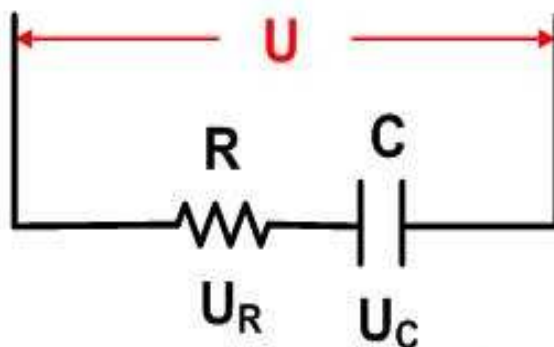
Pro časy, kde je $t \gg \tau_c$ můžeme naopak v rovnici (VI.3) zanedbat člen udávající napětí na rezistoru. Derivováním zbylých dvou členů rovnice (VI.3) dostaneme

$$\frac{dU}{dt} = \frac{I}{C}. \quad (\text{VI.5})$$

Pokud z této rovnice elementárními úpravami spočteme I a jeho hodnotu dosadíme do rovnice pro napětí na rezistoru, dostaneme

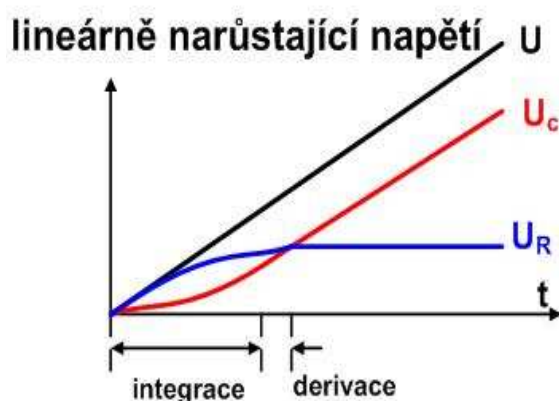
$$U_R = R \cdot I = R \cdot C \cdot \frac{dU}{dt} = \tau_c \cdot \frac{dU}{dt}. \quad (\text{VI.6})$$

Z této rovnice je vidět, že na rezistoru měříme napětí, které odpovídá derivaci napětí na sondě.



Obr. VI.2: Část obvodu magnetické sondy sloužící k určování napětí na této sondě.
(viz. [12])

Podívejme se nyní na to, jak vypadá průběh napětí na rezistoru a na kondenzátoru při lineárním nárůstu napětí na sondě. Průběh těchto napětí je zobrazen na Obr. VI.3. Vidíme, že na počátku nárůstu napětí rezistor toto napětí přenáší a kondenzátor jej integruje. Po dosažení určitého času přestane kondenzátor napětí integrovat a rezistor jej ještě nederivuje. Následně začne kondenzátor napětí přenášet a rezistor derivovat.



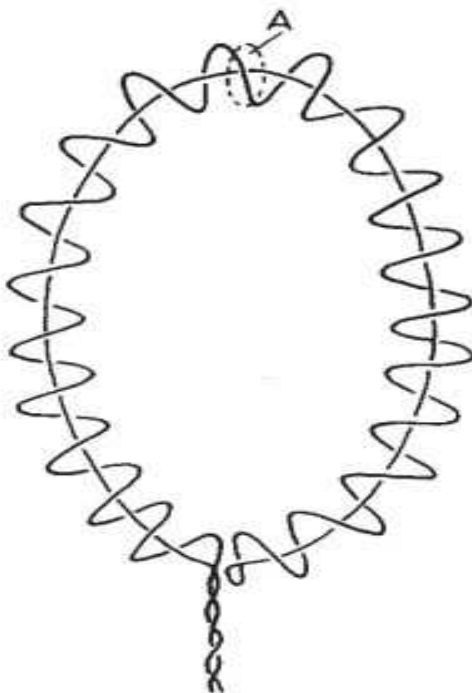
Obr. VI.3: Napětí na kondenzátoru (červeně) a na rezistoru (modře) při přivedení lineárně narůstajícího napětí (černě). (viz. [12])

VI.2: Základní typy magnetické diagnostiky: V této kapitole bych chtěl rozebrat základní typy magnetické diagnostiky, které se v tokamacích používají. Zaměřím se zejména na diagnostiky použitelné pro měření polohy plazmatu ve vakuové komoře a proudu plazmatem. Tyto magnetické diagnostiky jsou pro zpětnovazební řízení polohy plazmatu nejdůležitější.

První diagnostikou, na kterou bych se chtěl zaměřit, je tzv. Rogowského cívka. Tato diagnostika slouží k měření elektrických proudů. Může se jednat o měření proudu plazmatem nebo komorou. Rogowského cívky se však používají i pro měření proudu v obvodech silových cívek (tj. cívek toroidálního pole a všech obvodů cívek poloidálního pole) na tokamaku. Fyzikální princip měření touto diagnostikou plyne z Maxwellovy rovnice

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 \cdot I. \quad (\text{VI.7})$$

Maxwellův posuvný člen byl v tomto případě zanedbán. Pokud umístíme okolo vodiče cívku zobrazenou na Obr. VI.4, dostaneme z rovnice (VI.7) jednoduchou úpravou proud tímto vodičem. Je třeba si uvědomit, že hodnota $\oint \vec{B} \cdot d\vec{l}$ není závislá na poloze Rogowského cívky vůči vodiči a je dána pouze proudem který je touto cívkou obepínán za předpokladu, že vzdálenost vodiče od Rogowského cívky je výrazně větší než průměr závitů Rogowského cívky.



Obr. VI.4: Schéma Rogowského cívky. Tato cívka v případě měření obepíná vodič, v kterém je určován elektrický proud. Plocha jednoho závitů cívky je A . (viz. [13])

Předpokládejme nyní, že platí všechny výše uvedené předpoklady. Magnetický tok Φ , který bude procházet závitů Rogowského cívky pak bude

$$\Phi = n \cdot A \cdot \oint \vec{B} \cdot d\vec{l}, \quad (\text{VI.8})$$

kde n je počet závitů cívky na jeden metr délky, l je délka cívky a B je složka magnetického pole kolmá na závit Rogowského cívky. Předpokládejme, že změny proudu plazmatem budou natolik rychlé, že pro získání potřebných informací o proudu budeme odečítat napětí na

kondenzátoru. Ze vzorce (VI.4) a ze vzorce $U = -\frac{d\Phi}{dt}$ určíme napětí na kondenzátoru měřicího obvodu Rogowského cívky U_{rog} jako

$$U_{rog} = \frac{n \cdot A \cdot \oint \vec{B} \cdot d\vec{l}}{\tau_C}. \quad (VI.9)$$

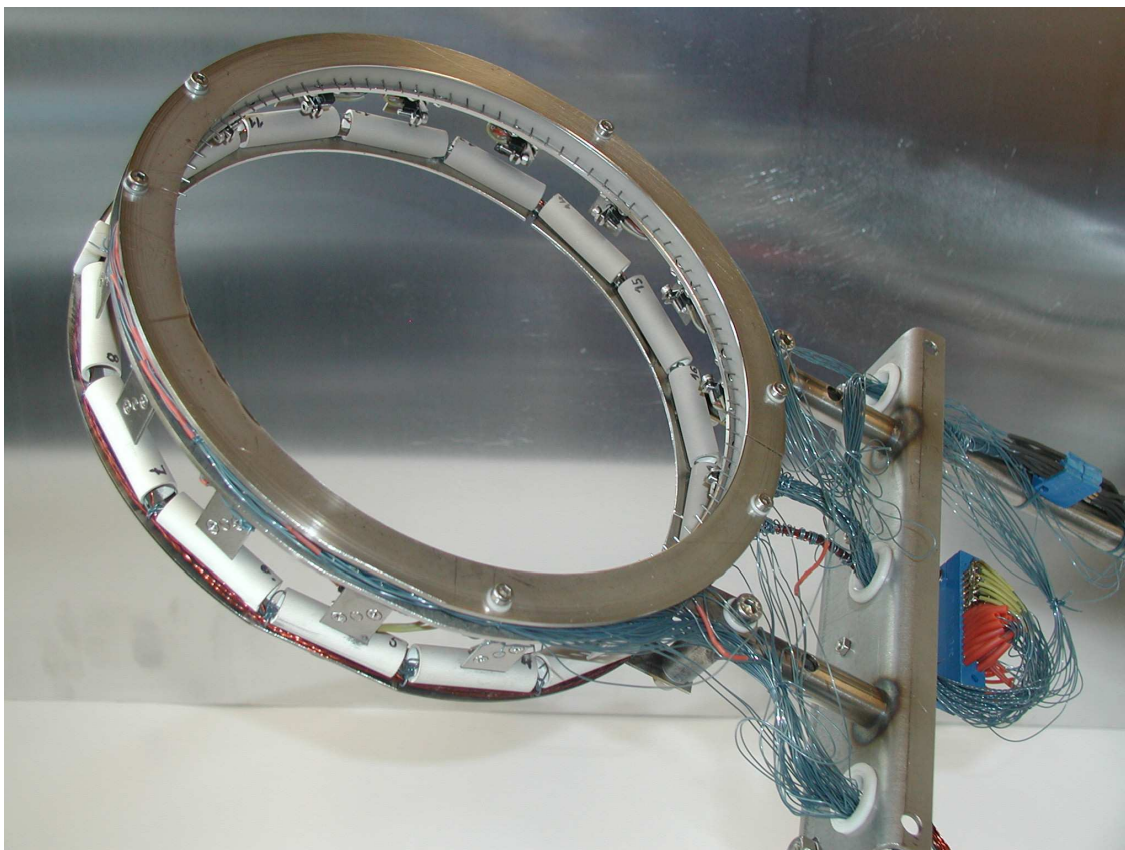
Pokud vztah (VI.7) dosadíme do (VI.9), dostaneme jednoduchými úpravami vzorec, ze kterého lze určit měřený proud

$$I = \frac{U_{rog} \cdot \tau_C}{n \cdot S \cdot \mu_0}. \quad (VI.10)$$

V praxi musí být prováděna kalibrace Rogowského cívky při které je konstanta úměrnosti mezi měřeným proudem a napětím na Rogowského cívce určena experimentálně. To je nutné zejména z důvodů nepřesností při výrobě Rogowského cívky.

Rozeberme nyní magnetickou diagnostiku zvanou Mirnovovy cívky. Mirnovovy cívky, které se používali na tokamaku CASTOR (dnešní GOLEM) jsou vidět na Obr. VI.5. Jedná se o malé, obvykle jen několik cm dlouhé cívečky které mívají řádově desítky závitů. Jejich průřez je obvykle do jednoho cm. Tyto cívky slouží zejména k měření lokálních magnetických polí a jsou obvykle umístěny v bezprostřední blízkosti vakuové komory. U těchto cívek je velký problém s tím, že nejsou nikdy orientovány přesně kolmo na toroidální složku magnetického pole. Připomeňme, že toroidálním pole je v tokamaku o dva řády silnější než všechna pole poloidální. Právě z toho důvodu je podstatná část signálu na Mirnovových cívkách dána toroidálním složkou magnetického pole bez ohledu na to, jakou složku chceme danou cívkou měřit. Právě proto musí být signál, který je v cívce vyvolán toroidálním magnetickým polem buďto předem změřen a odečten a nebo se musí začít měřit až od chvíle, kdy je toroidální pole již konstantní. Další problém při měření magnetickými cívkami spočívá v tom, že mezi jednotlivými místy tokamaků existují velké gradienty elektrického potenciálu. Ty mohou na cívkách vyvolat velký nežádoucí signál. Právě proto je vhodné cívky elektrostaticky stínit [13].

Z hlediska určování polohy plazmatu nejsou Mirnovovy cívky nejvhodnější diagnostikou. Prvním důvodem je velká náchylnost k přijímání nežádoucích signálů. Druhým je to, že bychom v případě jejich použití k určování polohy plazmatu nebyli schopni rozlišit události, které se na magnetické sondě projevují jako změna polohy a přitom se o žádné posuvy plazmatu nejedná. Uvažujme případ, kdy nám plazma v tokamaku rotuje a jsou v něm přítomny magnetické ostrovy, ať už ustálené nebo rostoucí. V tomto případě nám Mirnovova cívka použitá pro určování polohy plazmatu řekne, že se plazma pohybuje, poněvadž změny struktury proudového profilu v plazmatu u sondy se projeví na signálu cívky úplně stejně jako posuvy plazmatu. Tedy, v tomto případě by nám signál z Mirnovovy cívky řekl, že plazma v komoře „poskakuje“. Systém zpětnovazebního řízení polohy plazmatu by se proto snažil přidat magnetická pole tak, aby „poskakování“ zastavil, čímž by mohl plazma vychýlit z rovnovážné polohy a způsobit nestabilitu které má zabránit.



Obr. VI.4: Série Mirnovových cívek (bílé válečky), která byla používána na tokamaku CASTOR. (viz. [4])

Další diagnostika, která se velmi podobá Mirnovovým cívkám, jsou rozdělené Rogowského cívky (anglicky partial Rogowski coil). Jedná se v podstatě o prodloužené Mirnovovy cívky které mají větší citlivost a menší poměr šumu k signálu. Lze je rovněž spojit všechny do série čímž dostaneme Rogowského cívkou pro měření proudu plazmatem. Tyto cívky se pro určování polohy plazmatu hodí lépe než Mirnovovy cívky právě díky větší citlivosti. Problém se záměnou jiných událostí za pohyby plazmatu však zůstává.

Nyní se podívejme na další diagnostiku, která měří mimo jiné napětí indukované na jednoduchý kruhový závit umístěný v toroidální rovině, symetricky kolem hlavní osy tokamaku (tedy paralelně s elektrickým proudem protékajícím plazmatem tokamaku). I v češtině se pro toto diagnostické čidlo nejčastěji používá anglický název Flux Loop, v textu budu používat zkratku FL. Pomocí FL lze měřit celkový poloidální tok jeho řezem, což je veličina popisující magnetické povrchy v Grad-Shafranovově rovnici. Měření z FL jsou tedy velmi užitečná pro rekonstrukci magnetických povrchů, např. programem EFIT (viz. [13]). Tento problém je však poměrně složitý a tématu této práce se týká jen okrajově, proto se jím zde nebudu podrobně zabývat.

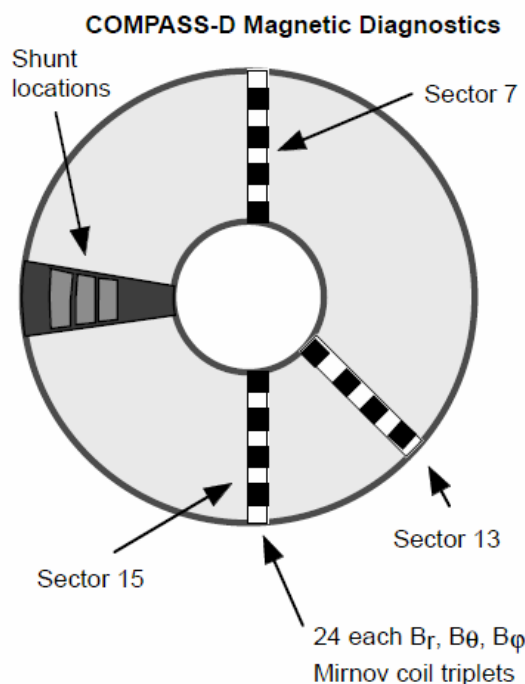
Z hlediska měření polohy plazmatu se FL jeví jako nejvhodnější diagnostika. FL poskytuje dostatečně velký signál (velká plocha řezu) s vysokým časovým rozlišením (malá indukčnost). Další výhodou je to, že efekty spojené s rotací plazmatu, které jsem popsal výše, a které jsou velmi problematické pro lokálně umístěné Mirnovovy a podobně i pro parciální Rogowského cívky, nejsou pro FL problémem. Důvodem této skutečnosti je, že závit FL je navinut podél celého obvodu toroidální komory a lokální efekty jsou tedy prostorově ustředněny. Uvažujme opět případ, kdy v komoře rotuje plazma s magnetickými ostrovy. Na jedné straně komory se bude ostrov k FL přibližovat a bude indukovat kladné napětí (jedná se

zde pouze o znaménkovou konvenci). Z tvaru magnetických siločar v tokamaku plyne, že na jiném toroidálním úhlu v tokamaku musí existovat místo, kde se bude ostrov od FL vzdalovat. Právě proto se v signálu FL všechny místní změny, způsobené pouhou rotací plazmatu, vyruší. Z toho důvodu nám bude FL měřit pouze jevy, které jsou způsobené posuvy proudového kanálu, nikoliv lokální kmity plazmatu.

Problém, který nastává pro FL spočívá v tom, že se na něm projeví i mnoho dalších signálů, které nemají s posuvy plazmatu nic společného. V první řadě je to již zmíněné napětí na závit. Z dalších signálů to jsou signály způsobené vzájemnou indukčností mezi obvody cívek poloidálního pole (viz. kapitola IV) a daným FL. Všechny tyto signály jsou však buďto předem známy nebo je možné určit jejich velikost velmi snadno v reálném čase. Proto lze signály způsobené všemi výše zmíněnými jevy odečíst od výsledného signálu FL a tím získat pouze hledaný signál způsobený posuvy plazmatu.

VI.3: Magnetická diagnostika na COMPASS: V předešlé kapitole jsem popsal čtyři druhy základní magnetické diagnostiky které je možné využít pro určování polohy plazmatu. V této části popíši, jak a v jakém počtu jsou tyto diagnostiky rozmístěny na COMPASS.

Nejprve se podívejme na Mirnovovy cívky. Těch je na COMPASS celkově 216. Jsou ve třech sadách umístěny na třech různých toroidálních úhlech podle Obr. VI.5.



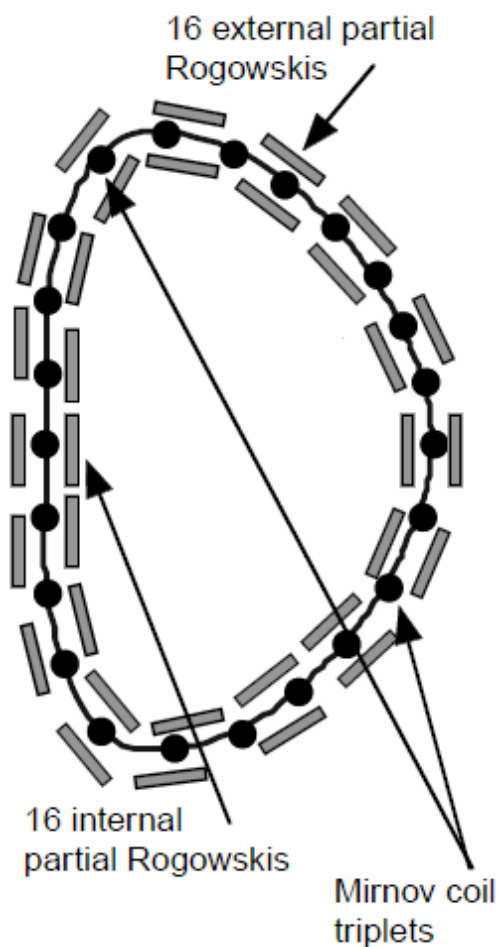
Obr. VI.5: Magnetická diagnostika na COMPASS. Šipky s popisky Sector 7, 13 a 15 ukazují na místa, kde jsou umístěny sady Mirnovových cívek.(viz. [14])

V každé sadě je umístěno 24 Mirnovových cívek pro měření toroidálního magnetického pole, 24 pro měření poloidální složky pole (jsou orientovány vždy rovnoběžně s tečnou ke komoře na jejich pozici a na jejich toroidálním úhlu) a 24 pro měření radiální složky pole (ty jsou orientovány kolmo na komoru v daném místě a na daném toroidálním úhlu). Radiální i vertikální pozice a orientace jednotlivých Mirnovových cívek jsou stejné na každé sadě a jsou uvedeny v Tab. VI.1.

Mirnovova cívka číslo	Souřadnice centra cívky							
	ϕ		θ			r		
	R[mm]	Z[mm]	R[mm]	Z[mm]	Úhel	R[mm]	Z[mm]	Úhel
1	789,2	9,5	789,2	0,00	90	791,2	-9,5	0,00
2	769,9	98	772,9	89	107,856	777,7	80,6	17,8562
3	736,8	171,7	741,1	163,2	117,234	747,2	155,7	27,2339
4	678,7	257,5	684,5	250	128,154	691,9	243,8	38,1538
5	614,2	322,4	621,3	316	138,366	629,7	311,2	48,3665
6	535,9	367,3	544,7	363,7	157,382	554,2	361,9	67,3825
7	448	384,8	457,5	384,5	178,84	467	386,3	88,8402
8	386,1	353,3	393,4	359,4	220,651	399,3	367,1	130,651
9	351,7	389,3	355,3	298,1	247,966	357	307,6	157,966
10	331,6	217,2	333,6	226,5	258,702	333,5	236,2	167,521
11	325,1	161,7	324,9	152,2	88,2789	322,6	142,7	178,279
12	324,5	85,7	324,5	76,2	90	322,5	66,7	180
13	324,5	9,5	324,5	0	90	322,5	-9,5	180
14	324,5	-66,7	324,4	-76,2	90,5787	322,5	-85,7	180,579
15	324,9	-142,7	325,2	-152,2	91,1598	323,4	-161,7	181,16
16	331,5	-217,2	333,5	-226,5	101,889	333,5	-236,2	191,889
17	351,7	-289,3	355,3	-298,1	112,034	357	-307,6	202,034
18	386,1	-353,2	393,3	-359,4	139,349	399,2	-367,1	229,349
19	448	-384,8	457,5	-384,5	181,16	467	-386,3	271,16
20	535,1	-367	544,4	-363,1	202,508	554	-361,3	292,508
21	614	-321,3	621	-315	222,145	629,4	-310,1	312,145
22	678,7	-257,4	684,6	-250	232,298	692	-243,7	322,298
23	745,4	-154,8	741,1	-163,3	63,065	738,6	-172,6	333,065
24	775,8	-80	772,8	-89	72,1645	771,8	-98,6	342,164

Tab. VI.1: Pozice jednotlivých Mirnovových cívek na COMPASS. Cívky ve sloupci označeném jako Φ měří toroidální složku magnetického pole, cívky ve sloupci θ měří poloidální složku a cívky ve sloupci označeném r měří radiální složku. Úhel orientace jednotlivých cívek je ve stupních a je měřen od roviny $Z=0$. [15]

Nyní se podívejme na parciální Rogowského cívky. V každém sektoru, kde jsou cívky Mirnovovy je i 32 parciálních Rogowského cívek. 16 z nich je uvnitř komory a 16 z nich je vně komory. To jak jsou umístěny kolem komory je vidět na Obr. VI.6. Na tomto obrázku je vidět i umístění Mirnovových cívek.



Obr. VI.6: Umístění Mirnovových a parciálních Rogowského cívek. Vnitřní šedé „čárky“ jsou vnitřní parciální Rogowského cívky, vnější šedé „čárky“ jsou vnější parciální Rogowského cívky a černé tečky jsou trojice Mirnovových cívek. (viz. [14])

Nakonec se podívejme na pozice FL, kterých je na COMPASS 8. V Tab. VI.2 jsou vidět jejich pozice.

číslo FL	R pozice [mm]	Z pozice[mm]
1	772,3	89,48
2	356,28	300
3	325,19	155,41
4	325	0
5	325	0
6	325,19	-155,41
7	356,28	-300
8	772,3	-89,48

Tab. VI.2: Pozice FL na tokamaku COMPASS

Kapitola VII: Kalibrace Mirnovových cívek na COMPASS

Pro činnost veškeré magnetické diagnostiky je nutné, aby byla co nejpřesněji kalibrována. Ve své práci jsem se zaměřil na zpřesnění kalibrace Mirnovových cívek pomocí zpřesnění výpočtu magnetického pole. Tato kalibrace byla již předběžně provedena Mgr. Josefem Havlíčkem, na jehož práci jsem navázal a při vypracovávání jsem využil jeho rad.

Původně provedená kalibrace nedávala uspokojivé výsledky. Pro tuto kalibraci byly využity dva obvody cívek poloidálního pole, EFPS a SFPS-SND. Výsledné kalibrační konstanty byly však pro některé Mirnovovy cívky různé v závislosti na použitém kalibračním obvodu. Rozdíl byl až v řádech procent. Jedním z důvodů mohlo být zanedbání nenulové tloušťky závitů cívek poloidálního pole.

VII.1: Výpočet magnetického pole: Jak bylo uvedeno výše, pokusil jsem se o zpřesnění kalibrace Mirnovových cívek zpřesněním výpočtu kalibračního magnetického pole, v němž se cívky nachází. Pro vytváření tohoto kalibračního pole Mirnovových cívek, měřících jak radiální tak i poloidální magnetické pole, se na COMPASS využívají obvody cívek poloidálního pole. V současnosti se používá pouze obvod EFPS a SFPS-SND. MFPS se ke kalibraci nehodí, protože pole tohoto obvodu je v komoře tokamaku velmi malé. Zpětnovazební obvody nebyly v době provádění kalibrace (duben 2010) ještě v provozu.

Magnetické pole lze vypočítat z Biot-Savartova zákona ve tvaru

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4 \cdot \pi} \cdot \int_L \frac{I \cdot d\vec{l} \times \vec{r}}{r^3}, \quad (\text{VII.1})$$

kde $\vec{B}$ je magnetické pole počítané v daném místě, I je proud vodičem, $d\vec{l}$ je směrová jednotkový vektor elementu vodiče, $\vec{r}$ je vektor spojující právě uvažovaný element vodiče a místo, kde počítáme magnetické pole. Z tohoto vzorce lze numericky vypočítat magnetické pole v kterémkoliv místě od kteréhokoliv obvodu cívek poloidálního pole. Výpočet lze podstatně zjednodušit tím, že využijeme cylindrické souřadnice. Pak bude místo, kde počítáme magnetické pole $\vec{r}_0 = (R_0, 0, Z_0)$ a element vodiče, který k tomuto poli přispívá, bude mít polohu

$$\vec{r}_1 = (R_1 \cdot \cos \varphi, R_1 \cdot \sin \varphi, Z_1), \quad (\text{VII.2})$$

kde φ je toroidální úhel, R_1 je poloměr počítané cívky poloidálního pole a Z_1 je vzdálenost počítané cívky poloidálního pole od roviny ve středu komory ve vertikálním směru. V tomto případě jsme volili souřadnou soustavu tak, aby bod, ve kterém počítáme magnetické pole ležel v rovině XZ v kartézské soustavě souřadné. Dále lze snadno odvodit, že element vodiče

$$d\vec{l} = (-\sin \varphi, \cos \varphi, 0). \quad (\text{VII.3})$$

Pokud závit cívky poloidálního pole rozdělíme na N částí v toroidálním směru φ a jednotlivé elementy závitu budeme značit indexy i , můžeme rovnici (VII.1) řešit numericky podle vzorce

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 \cdot I}{4 \cdot \pi} \cdot \sum_{i=1}^N \frac{d\vec{l}_i \times \vec{r}_i}{r_i^3}. \quad (\text{VII.4})$$

Provedením vektorového součinu dostaneme pro jednotlivé složky magnetického pole následující vztahy:

$$B_r = \frac{\mu_0 \cdot I}{4 \cdot \pi} \cdot \sum_{i=1}^N \frac{\cos \varphi \cdot (Z_1 - Z_0)}{r^3}, \quad (\text{VII.5})$$

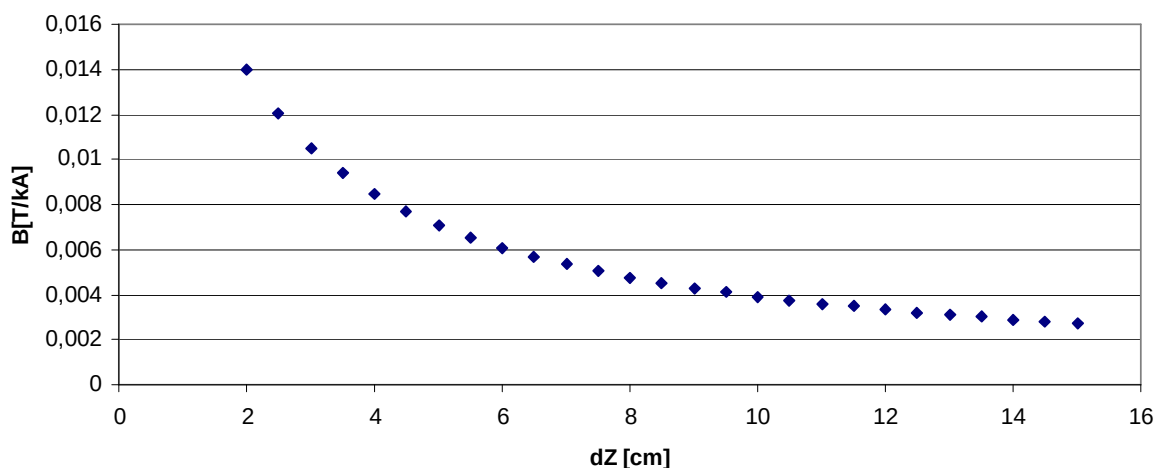
$$B_z = \frac{\mu_0 \cdot I}{4 \cdot \pi} \cdot \sum_{i=1}^N \frac{R_0 \cdot \sin^2 \varphi - \cos \varphi \cdot (R_1 - R_0 \cdot \cos \varphi)}{r^3}, \quad (\text{VII.6})$$

kde r může být snadno vypočítáno jako velikost rozdílu polohového vektoru i -tého elementu závitů a místa kde je počítáno magnetické pole. Vzhledem ke tvaru závitů cívek poloidálního pole je jasné, že složka magnetického pole B_φ (tj. toroidální magnetické pole) bude po sečtení sumy přes celý závit nulová. Dodejme jen, že počet dílů v toroidálním směru N používaných při výpočtu byl 10 000.

Problém tohoto výpočtu však spočívá v tom, že vzorec (VII.1) platí pouze v případě, kdy je příčný rozměr vodiče mnohem menší než vzdálenost vodiče a místa, kde počítáme magnetické pole. Vzhledem k tomu, že rozměr průřezu závitů cívky poloidálního pole na COMPASS je 8 x 18 mm a vzdálenost nejbližších Mirnovových cívek k závitům cívek poloidálního pole je jen několik cm, není tedy vzorec ve tvaru (VII.1) zcela přesný.

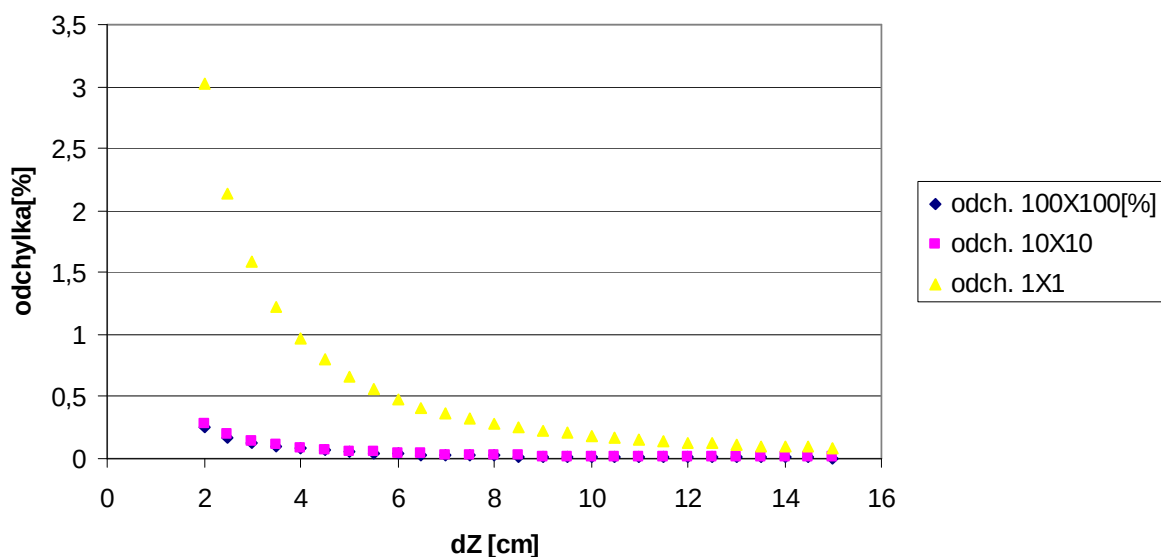
Řešení této nepřesnosti výpočtu je, že každý závit cívek poloidálního pole rozdělíme v příčném řezu na určitý počet stejných částí (myšleno částí se stejným příčným průřezem) a proud obvodem mezi ně rovnoměrně rozdělíme. Pro každý takto vytvořený element vypočteme magnetické pole v daném místě a vypočítaná pole sečteme. Vodič takto můžeme rozdělit teoreticky na jakýkoliv počet elementů, výpočet se tím však úměrně prodlouží. Právě proto jsem provedl analýzu chyby vzniklé zanedbáním nenulové tloušťky vodiče. Výpočet jsem provedl z časových důvodů pro obvod cívek poloidálního pole pro radiální stabilizaci plazmatu zapojeného podle návrhu J. Havlíčka a J. Horáčka (viz. kapitola IV.6). Pro porovnání výše zmíněné chyby pro různé varianty výpočtu (tj. různě jemné dělení závitů) jsem provedl jeden velmi přesný výpočet magnetického pole, jehož výsledky jsem bral jako zcela přesné. Spočíval v tom, že jsem rozdělil závit na 10 000 dílů a počítal jsem s chladícím kanálkem v centru každého závitů, kterým neprochází žádný proud. Výpočty jsem pro všechny jeho varianty včetně této prováděl od vzdálenosti 2 cm od okraje nejbližšího závitů cívky do vzdálenosti 17 cm. Krok mezi těmito hodnotami jsem volil 0,5 cm. Výpočet jsem prováděl jednak v případě, kdy o výše uvedené hodnoty měníme souřadnici Z (vertikální souřadnice) a jednak pro případ, kdy měníme souřadnici R směrem ven z tokamaku.

Velmi přesný výpočet, jehož princip jsem naznačil výše, je z časových důvodů stěží použitelný. Výpočet magnetického pole v jednom bodě pouze od jednoho obvodu poloidálních cívek s pouhými 4 závitů trval desítky minut, lze si tedy představit jak dlouho by trvalo počítat to samé např. pro obvod MFPS se 120 závitů nebo pro kombinaci více obvodů. Právě z tohoto důvodu jsem propočítal další 3 varianty dělení: dělení na 100 x 100 dílů, 10 x 10 dílů a původní výpočet, kde jsem úplně zanedbal nenulovou tloušťku vodiče. Nutno dodat, že výpočet při dělení závitů na 100 x 100 dílů je časově téměř stejně časově náročný jako výpočet ve kterém je počítáno s chladícím kanálkem. V Grafu VII.1 je vidět ilustrační výsledek výpočtu s chladícím kanálkem. Jedná se o situaci, kdy byla počítána radiální složka magnetického pole v závislosti na vertikální vzdálenosti od vodiče.

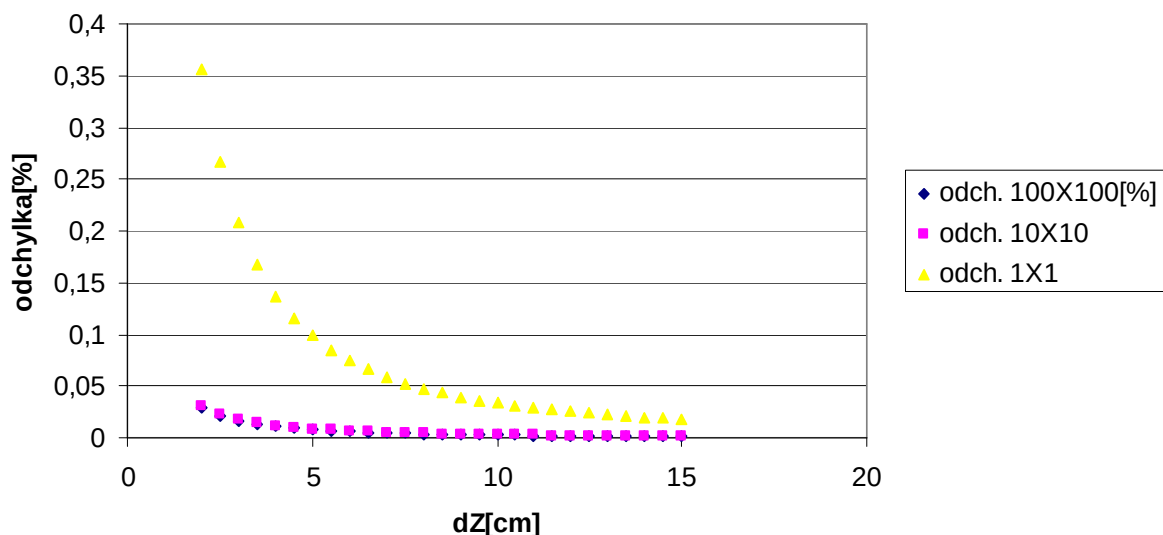


Graf VII.1: V grafu je zobrazena radiální složka magnetického pole v závislosti na vertikální vzdálenosti místa kde měříme od nejbližšího závitu cívky.

Nyní se podívejme na analýzu vzniklých chyb. Při této analýze jsem považoval pole vypočítané velmi přesným výpočtem za pole, které je skutečně v daném místě a počítal jsem vůči němu odchylky ostatních výpočtů. Nyní se podívejme na situaci, kdy měníme vertikální souřadnici místa, kde počítáme magnetické pole. V každém bodě, ve kterém počítáme magnetické pole od vodiče, počítáme jeho radiální a vertikální složku. V Grafu VII. 2 je vidět závislost chyby výpočtu radiální složky magnetického pole na vertikální vzdálenosti od vodiče a v Grafu VII.3 je vidět tatáž závislost pro vertikální složku.

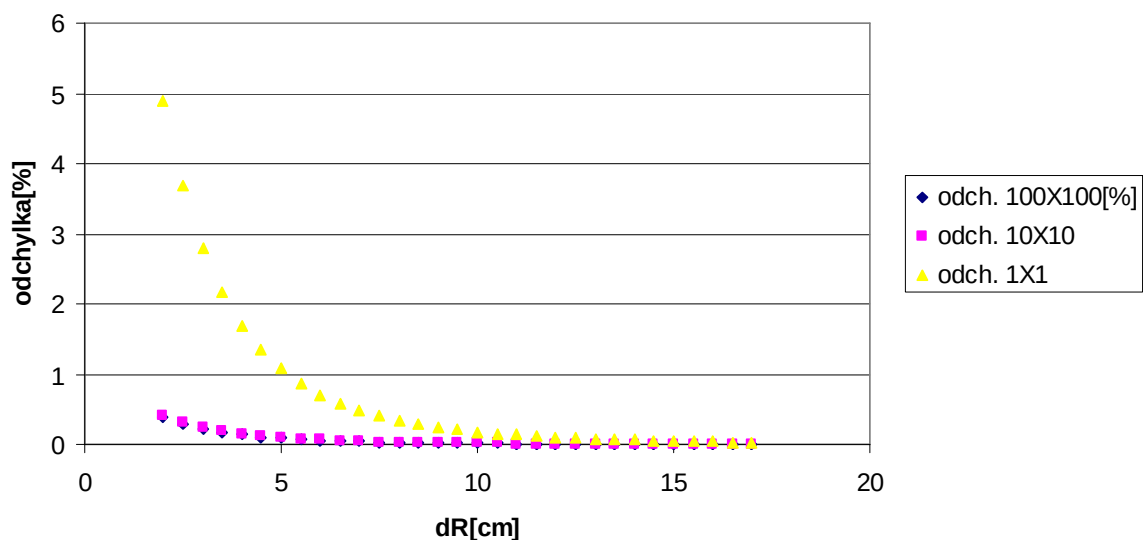


Graf. VII.2: Závislost chyby výpočtu radiální složky magnetického pole na vzdálenosti dZ od vodiče.

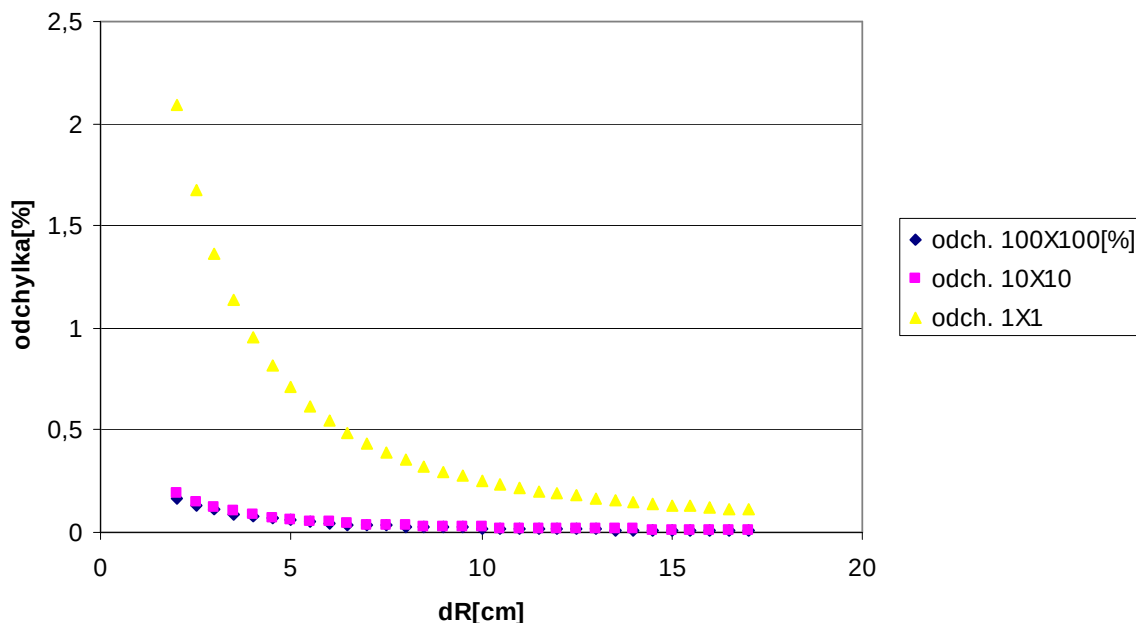


Graf. VII.3: Závislost chyby výpočtu vertikální složky magnetického pole na vzdálenosti dZ od vodiče.

V Grafu VII.4 je vidět závislost chyby výpočtu radiální složky magnetického pole na radiální vzdálenosti od vodiče a v Grafu VII.5 je vidět tatáž závislost pro vertikální složku. Obě tyto závislosti jsou pro případ, kdy se vzdalujeme od vodiče směrem od tokamaku, tj. souřadnici R zvětšujeme. Vzhledem k tomu, že je poloměr použitých cívek poloidálního pro výpočet 100 cm, není již nutné uvádět a analyzovat chybu výpočtu pro směr dovnitř. Odchytky vycházejí téměř stejně jako v případě, kdy se radiální souřadnice mění směrem „ven“ z tokamaku.



Graf. VII.4: Závislost chyby výpočtu radiální složky magnetického pole na vzdálenosti dR od vodiče.



Graf. VII.5: Závislost chyby výpočtu vertikální složky magnetického pole na vzdálenosti dR od vodiče.

Z výše uvedených grafů je vidět, že odchylka při dělení závitu na 100x100 dílů a 10x10 dílů je téměř stejná a ve vzdálenosti cca 5 cm od vodiče je již zcela zanedbatelná. Právě proto se domnívám, že pro kalibraci Mirnovových cívek bude dostatečné použít dělení závitů na 10x10 dílů.

V případě výpočtu magnetického pole, které Mirnovova cívky měří, musíme brát v úvahu, že tato cívka měří pouze složku magnetického pole která má směr normály závitu této cívky. Právě proto je nutné vypočítat průmět magnetického pole do tohoto směru. Porovnejme nyní výsledky z původního výpočtu, kdy byla nenulová tloušťka závitů zanedbána a výpočtu, kdy byl každý závit rozdělen na 10x10 částí pro každou Mirnovovu cívku. V Tab. VII.1 jsou vidět tyto výsledky v případě kalibrace obvodem EFPS a v Tab. VII.2 pro případ kalibrace obvodem SFPS-SND. Z Tab. VII.1 je vidět, že rozdíly ve výpočtech původní a vylepšenou metodou jsou zanedbatelné. Je to dáno zejména tím, že cívky obvodu EFPS jsou velmi daleko od cívek Mirnovových, které jsou umístěny na vakuové komoře. Oproti tomu v případě použití obvodu SFPS-SND může již zanedbání tloušťky vodiče hrát roli. V některých případech je odchylka přibližně 0,5%, což v případě, kdy bychom chtěli provést velmi přesnou kalibraci, hraje již roli. Důvodem větší odchylky v případě SFPS-SND je, že jsou cívky tohoto obvodu v některých případech blízko k Mirnovovým cívkám.

Mirnov č.	EFPS- vylepšené [mT/kA]	EFPS-původní [mT/kA]	rozdíl[%]
1	-7,6626	-7,6615	0,0140
2	-8,3592	-8,3581	0,0135
3	-9,5436	-9,5430	0,0068
4	-9,8596	-9,8606	0,0096
5	-8,4358	-8,4369	0,0123
6	-5,6372	-5,6376	0,0079
7	-3,1468	-3,1469	0,0037
8	4,5133	4,5145	0,0266
9	10,3752	10,3761	0,0085
10	12,1588	12,1587	0,0010
11	-12,6827	-12,6821	0,0044
12	-12,5248	-12,5242	0,0046
13	-12,4488	-12,4482	0,0050
14	-12,5182	-12,5176	0,0047
15	-12,6967	-12,6962	0,0039
16	-12,1090	-12,1089	0,0007
17	-10,3752	-10,3761	0,0085
18	-4,5128	-4,5140	0,0267
19	3,1467	3,1469	0,0039
20	5,6249	5,6254	0,0079
21	8,5043	8,5054	0,0121
22	9,9018	9,9027	0,0095
23	-9,5579	-9,5572	0,0068
24	-8,3610	-8,3599	0,0134

Tab. VII.1: Porovnání výsledků původního výpočtu magnetických polí a výpočtu vylepšeného pro kalibraci obvodem EFPS.

Mirnov č.	SFPS-vylepšené [mT/kA]	SFPS- původní[mT/kA]	rozdíl[%]
1	-5,9898	-5,9897	0,0012
2	-1,9186	-1,9180	0,0327
3	0,0560	0,0563	0,6307
4	1,4656	1,4656	0,0025
5	2,1235	2,1235	0,0003
6	3,0904	3,0904	0,0017
7	5,0251	5,0242	0,0179
8	9,6115	9,6012	0,1072
9	2,7478	2,7509	0,1114
10	-3,5022	-3,4994	0,0807
11	5,1549	5,1528	0,0403
12	4,8172	4,8155	0,0363
13	4,6965	4,6948	0,0348
14	5,0665	5,0648	0,0325
15	5,9232	5,9213	0,0305
16	4,4333	4,4311	0,0485
17	-1,5065	-1,5079	0,0904
18	-11,4198	-11,4043	0,1359
19	-18,0911	-18,1085	0,0960
20	-6,9447	-6,9387	0,0866
21	0,8971	0,9004	0,3622
22	3,2525	3,2531	0,0186
23	-6,1544	-6,1556	0,0191
24	-8,1196	-8,1221	0,0316

Tab. VII.2: Porovnání výsledků původního výpočtu magnetických polí a výpočtu vylepšeného pro kalibraci obvodem SFPS-SND.

VII.2: Výpočet kalibrační konstanty: Podívejme se nyní na to, jakým způsobem vypočítat kalibrační konstantu. Celá tato procedura probíhá v počítačovém programu, který bude popsán níže. Prvním vstupem, který potřebujeme znát, je vypočtený průmět magnetického pole B_m do normály závitů Mirnovovy cívky číslo m . Další veličiny, které musíme měřit, jsou integrovaný signál z Mirnovovy cívky a proud kalibračním obvodem. Obě posledně jmenované veličiny jsou měřeny rychlými senzory s frekvencí 1 MHz. Poté je možné jejich načtení do programu pro výpočet kalibrační konstanty ve formě pole. Prvky tohoto pole budou v této kapitole indexovány písmeny t . Při výpočtu nejprve určíme, jaký signál na Mirnovově cívce vytvoří 1 kA proudu v kalibračním obvodu. Tuto pomocnou konstantu označme k_{1m} . Nejprve provedeme odhad této konstanty

$$k_{1m}^* = \frac{\sum_{t_1}^{t_2} U_m^t}{\sum_{t_1}^{t_2} I^t}, \quad (\text{VII.7})$$

kde I^t je proud kalibračním obvodem v čase t a U_m^t je signál na m -té Mirnovově cívce v čase t . Tuto konstantu následně zpřesníme metodou nejmenších čtverců, čímž dostaneme konstantu k_{1m} . Konstanta k_{1m} tedy udává, jaký napěťový signál budeme měřit na m -té Mirnovově cívce při proudu použitým kalibračním obvodem 1 kA. Z programu, který byl popsán v předcházející části, máme vypočítáno magnetické pole na pozici dané magnetické cívky

vytvořené použitým kalibračním obvodem. Kalibrační konstantu pro m-tou Mirnovovu cívku k_m vypočteme tedy ze vzorce

$$k_m = \frac{B_m}{k_{1m}}. \quad (\text{VII.8})$$

K tomuto výpočtu dodejme, že bereme jako důvěryhodné pouze kalibrace těmi obvody, kde magnetické pole jimi vytvořené svírá s normálou závitu cívky úhel menší než 45° . Důvodem je, že v případě, kdy je na pozici cívky velké magnetické pole rovnoběžné se závitem, vyvolá i malá odchylka od udávané orientace cívky velký rozdíl v signálu. Cívka totiž bude náhle měřit i pole, které jsme do výpočtu nezahrnuli. Dodejme, že by se výsledné kalibrační konstanty při použití „nedůvěryhodného“ a „důvěryhodného“ obvodu neměly příliš lišit.

Nyní se podívejme na program, ve kterém se všechny výše popsané výpočty provádějí. Jeho první verze byla vyvinuta Mgr. Josefem Havlíčkem v IDL. Tato verze však počítala pouze kalibrační konstanty k_{1m} . Kalibrační konstanty k_m musely být později dopočteny manuálně v programu jako např. EXCEL. To je časově velmi náročné. Vzhledem k tomu, že výsledky v Tab. VII.1 a Tab. VII.2 nevysvětlují rozdíl v kalibračních konstantách vypočítaných z výstřelů kde byly použity různé kalibrační obvody v řádu procent, bude pravděpodobně třeba provádět kalibraci Mirnovových cívek ještě vícekrát, než bude dosaženo uspokojivého výsledku. Z tohoto důvodu jsem vylepšil původní program tak, aby rovnou počítal všechny údaje, které kalibrátor potřebuje získat z kalibrace a které potřebuje k posouzení důvěryhodnosti dané kalibrace. Nejprve program vypíše do souboru výsledky kalibračních konstant pro všechny výstřely a všechny Mirnovovy cívky a označí, zda jsou důvěryhodné. Z nich počítá průměrnou hodnotu ze všech „důvěryhodných“ kalibračních konstant, jejich standardní a relativní odchylku. Dále program počítá všechny tyto údaje pro výstřely, kde byl použit daný kalibrační obvod- to je dobré pro porovnání výsledků kalibrace z jednotlivých kalibračních obvodů. Všechny tyto výsledky potom pro každou Mirnovovu cívku vypíše do téhož souboru jako výsledky pro jednotlivé výstřely. Program je rovněž schopen rozlišit, jaký kalibrační obvod byl při daném výstřelu použit. Kalibrátor musí tedy v programu pouze přiřadit měřící kanály a příslušné Mirnovovy cívky, kanály, na kterých je Rogowského cívkou měřen proud kalibračním obvodem a soubor, ve kterém lze najít předpočítaná magnetická pole pro všechny Mirnovovy cívky. Výsledný soubor je poté možné snadno otevřít v programu EXCEL, kde se dají snadno dále zpracovávat.

Závěr

V této práci jsem sepsal základní fakta o horkém termojaderném plazmatu a možných termojaderných reakcích pro budoucí energetické využití. Dále jsem se zabýval chováním plazmatu v magnetických polích. Na základě znalosti tohoto chování jsem se pokusil popsat a zdůvodnit, jak je třeba vytvářet magnetická pole v tokamaku. V další poslední kapitole jsem důkladně rozebral a popsal systém poloidálních vinutí na tokamaku COMPASS. Na základě tohoto rozboru jsem navrhl zlepšení v zapojení obvodu rovnovážné polohy plazmatu. Toto vylepšení by umožnilo dosahovat lepší symetrie pole tohoto obvodu. V této části práce jsem rovněž uvedl návrhy na vylepšení zapojení zpětnovazebních obvodů Mgr. Josefa Havlíčka.

V další části práce jsem rozebral vertikální nestabilitu proudového prstence a některé její důsledky. V posledních dvou kapitolách jsem se zabýval magnetickou diagnostikou jak obecně, tak konkrétně na tokamaku COMPASS. V rámci této části práce jsem navrhl metodu možného zpřesnění kalibrace Mirnovových cívek.

Reference

- [1] Mlynář J.: Úvod do termojaderné fúze, přednáška
- [2] Chen F.F.: “Úvod do fyziky plazmatu”, Academia, 1984
- [3] Miyamoto K.: “Controlled fusion and plasma physics”, Taylor & Francis Group, LLC, Boca Raton, FL USA, 2007
- [4] Žáček F.: soukromá komunikace
- [5] Stott, McCracken: Fúze, energie vesmíru, Mladá fronta, Praha 2006
- [6] The COMPASS project, Culham, May 1989
- [7] Application for Preferential Support for transfer COMPASS to IPP Prague, Ústav fyziky Plazmatu, Praha 2006
- [8] Havlíček J., Horáček J.: “Modelling of COMPASS tokamak PF coils magnetic fields”, posterová prezentace
- [9]: P.J. Knight, G.G. Castle, A.W. Morris, A. Caloutsis, C.G. Gimblett: Analysis of vertical displacement events and halo currents in COMPASS, Nuclear Fusion, Vol. 40, No. 3
- [10]: Beňo R., John J.: Modelování zpětnovazebního řízení polohy plazmatu v tokamaku COMPASS, Československý časopis pro fyziku, ročník 2009, vydání 4 , str. 242-245
- [11]: J. Wesson, Tokamaks, Clarendon Press- Oxford, Second edition 1997, ISBN 0 19 856293 4
- [12]: Žáček F., magnetická diagnostika- přednáška
- [13]: Havlíček J., přednáška modelování magnetického pole
- [14]: P Knight , G Castle, A W Morris Nucl. Fusion 40 (2000) 325
- [15]: dokumentace tokamaku COMPASS, UKAEA Culham Laboratory, Discrete Coil Coordinates, E/CPS/910181