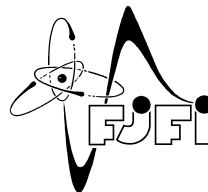




ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská



L-H přechod a H-mód v tokamakovém plazmatu

L-H transition and H-mode in tokamak plasma

Bakalářská práce

Autor: Ondřej Grover

Vedoucí práce: Ing. Martin Hron, Ph.D.

Akademický rok: 2014/2015

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci vypracoval samostatně a použil jsem pouze podklady (literaturu, projekty, SW, atd.) uvedené v příloženém seznamu.

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

V Praze dne

Poděkování

Chtěl bych poděkovat především svému školiteli Ing. Martinu Hronovi, Ph.D. za cenné rady, věcné připomínky, vstřícnost a trpělivost při konzultacích a také za umožnění přístupu do databáze tokamaku COMPASS. Dále bych chtěl poděkovat Mgr. Jakubu Seidlovi, Ph.D. za informace o limitních cyklových oscilacích a měření radiálního elektrického pole a Mgr. Jiřímu Adámkovi, Ph.D. za diskuze o konstrukci hlavice pro reciproký manipulátor.

Název práce:

L-H přechod a H-mód v tokamakovém plazmatu

Autor: Ondřej Grover

Obor: Fyzika a technika termojaderné fúze

Druh práce: Bakalářská práce

Vedoucí práce: Ing. Martin Hron, Ph.D.

pracoviště Tokamak, Ústav fyziky plazmatu AV ČR, v.v.i.

Abstrakt: Termojaderná fúze patří mezi nadějně alternativní zdroje budoucnosti a je předmětem intenzivního výzkumu. Na zařízeních typu tokamak se dosahuje zatím nejlepších výsledků, zčásti díky dosažení tzv. H-módu – módu vysokého udržení. V rámci této práce byl vyvinut algoritmus, který dokáže automaticky (s uživatelskou validací) detekovat přechod do H-módu v experimentálních datech tokamaku COMPASS. Detekované přechody byly hromadně zpracovány a podařilo se potvrdit až dvojnásobné zlepšení udržení po přechodu do H-módu. Během H-módů byly také detekovány nestability typu ELM a hromadným zpracováním byla převážná část těchto nestabilit klasifikována. Neklasifikované oscilace podobné ELMům s frekvencí nad 2 kHz byly zkoumány z hlediska možné souvislosti s limitními cyklovými oscilacemi v přechodné fázi během přechodu do H-módu. Pro toto zkoumání byly odvozeny možné způsoby rekonstrukce průběhu radiálního elektrického pole z dat měřených hlavicí s elektrostatickými sondami na reciprokém manipulátoru. Ačkoliv se tyto metody ukázaly jako nedostatečně přesné, mohou být použity s novou hlavicí navrženou za tímto účelem.

Klíčová slova: COMPASS, ELM, H-mód, hromadné zpracování dat, L-H přechod, tokamak

Title:

L-H transition and H-mode in tokamak plasma

Author: Ondřej Grover

Abstract: Thermonuclear fusion is one of the possible energy sources of the future and is under intensive investigation. The greatest results were achieved on tokamak devices, partly due to the achievement of the so called H-mode – a mode of high confinement. In the scope of this work an algorithm which can automatically (with user validation) detect transition to H-mode in experimental data from the COMPASS tokamak was developed. Detected transitions were mass processed and an up to twofold increase in the containment parameters was confirmed. Within H-modes ELM instabilities were also detected and through mass processing a large majority of these instabilities was classified. Unclassified oscillations similar to ELMs with a frequency above 2 kHz were investigated in regards to a possible connection to limit cycle oscillations in the intermediary phase of the transition to H-mode. For this investigation possible methods for reconstruction of the radial electric field from data measured by a head with electrostatic probes on a reciprocating manipulator. Although these methods turned out to be insufficiently accurate, they can be used with a new probe head designed with this goal in mind.

Key words: COMPASS, ELM, H-mode, L-H transition, mass data processing, tokamak

Obsah

I	Teoretický úvod	8
1	Motivace pro využití termojaderné fúze jako zdroje energie	9
1.1	Realizace fúzního reaktoru na Zemi	10
1.2	Tokamaky	12
1.2.1	Vývoj konstrukce tokamaků	14
1.3	Plány do budoucna	15
2	L-H přechod a H-mód	16
2.1	ELMy H-mód	18
2.2	Význam L-H přechodu a H-módu pro budoucí zařízení	18
3	Tokamak COMPASS a experimentální uspořádání	20
3.1	Použité diagnostiky	21
3.1.1	Bezkontaktní diagnostiky	22
3.1.2	Kontaktní diagnostiky	24
3.2	Digitalizace a ukládání naměřených dat	25
II	Praktická část	26
4	Analýza H-módu a L-H přechodu z hlediska makroskopických veličin	27
4.1	Detekce L-H a H-L přechodu z makroskopických veličin	27
4.1.1	Výběr zdrojových dat	28
4.1.2	Popis a vývoj algoritmu	28
4.1.3	Detekce a nahrazení oblastí ELMů	31
4.1.4	Úspěšnost automatické detekce algoritmu	32
4.2	Analýza makroskopických veličin při přechodech	34
4.3	Klasifikace ELMů pomocí $P_{sep,norm}$	36
4.4	Diskuze	38
5	Studium lokálních vlastností L-H přechodu	39
5.1	Možnosti identifikace LCO na tokamaku COMPASS	40
5.2	Rekonstrukce E_r z plovoucích potenciálů	40
5.2.1	Aproximace E_r s nízkým časovým rozlišením z derivace Φ_f	41
5.2.2	Rekonstrukce z geometrického uspořádání sond na hlavici	42
5.2.3	Fitování obecné geometrie pole E_r vůči osazení sond na hlavici	44
5.3	Diskuze	45

Úvod

Na první pohled by se zdálo velmi nepřesné říct, že lidstvo má málo energie. Zákon zachování energie je přeci jedním z nejdůvěryhodnějších zákonů fyziky a podle něj je nedostatek energie jen otázkou její transformace či přenosu. Navíc aktuální hladina energie se může jevit jako nedostatečná pouze ve srovnání s množstvím práce, které chceme vykonat přeměnou této energie. Problém však spočívá v tom, že toto množství práce je v našich představách neomezené, protože nezamýšlíme omezit dobu existence lidstva a roční spotřeba energie pro potřeby lidstva nemá dle statistických údajů tendenci velmi rychle klesat, spíše naopak. S těmito energetickými nároky tedy nezbývá než hledat další a další zdroje využitelné energie a doufat, že jejich množství je také neomezené.

Ačkoliv z mnoha různých důvodů nejsou známá přesná množství zásob aktuálně využitelných primárních energetických zdrojů, odhaduje se, že v rámci naší planety omezené jsou [1]. Dokonce natolik, že při současných trendech roční spotřeby mohou být během několika staletí vyčerpány. Navíc stále stoupá význam dopadu využívání různých energetických zdrojů na životní prostředí. Tato fakta vždy patřila mezi hlavní motivace výzkumu termojaderné fúze. Za posledních přibližně 60 let intenzivního výzkumu v této oblasti došlo k již velkému posunu, přesto zatím nebyla zprovozněna žádná fúzní elektrárna. To se očekává až za přibližně 30 až 40 let, což je paradoxně doba srovnatelná s tzv. fúzní konstantou, odhadem kdy budou zprovozněny první fúzní elektrárny, který vědci sdělují veřejnosti posledních 60 let. Oproti tehdejší optimistickým odhadům však současné vize stojí na konkrétních plánech pro výstavbu prototypu fúzní elektrárny za mezinárodní podpory. I tak zůstává mnoho fyzikálních jevů z podstatné části nevysvětlených. Jedním z nich je tzv. mód vysokého udržení, který je pro plánované budoucí fúzní elektrárny jedním z klíčových aspektů úspěšného provozu. Tato práce se zaměřuje na jeho studium a charakterizaci na tokamaku COMPASS.

V teoretickém úvodu jsou v první kapitole popsány motivace pro využití termojaderné fúze jako zdroje energie a s tím související možné realizace fúzního reaktoru na Zemi. Podrobněji jsou popsány zařízení typu tokamak. V druhé kapitole je popsán stav poznání H-módu – módu vysokého udržení – a jeho význam pro budoucí termojaderné reaktory. Ve třetí kapitole je stručně popsán tokamak COMPASS, na kterém měření probíhala, a diagnostiky použité pro měření dat. V praktické části je ve čtvrté kapitole popsán vývoj a funkce algoritmu pro automatickou detekci přechodu do H-módu a ELMů, úspěšnost tohoto algoritmu a jsou zde prezentovány a diskutovány výsledky hromadného zpracování dat. V páté kapitole jsou diskutovány možnosti identifikace limitních cyklových oscilací a jsou zde odvozeny a porovnány možné způsoby rekonstrukce radiálního elektrického pole z dat měřených elektrostatickými sondami na hlavici reciprokého manipulátoru.

Část I

Teoretický úvod

Kapitola 1

Motivace pro využití termojaderné fúze jako zdroje energie

Jednou ze strategických forem energie je elektrická energie, především kvůli velké efektivitě přenosu a jednoduchých a poměrně efektivních možnostech konverze na téměř všechny další potřebné formy energie. Bohužel, možnosti jejího uchovávání jsou se současnými technologiemi časově značně omezené. Proto je nutné v každém okamžiku vyrábět množství elektrické energie velmi blízké aktuální spotřebě.

Většina elektráren s výkonem dostatečným pro pokrytí těžkého průmyslu dnes funguje na stejném principu jako před 150 lety: mechanická energie proudění či expanze určité tekutiny je na turbíně přeměněna na rotační mechanickou energii a ta je v alternátoru přeměněna na elektrickou energii. Proudící tekutinou může být kapalina, např. voda v případě vodních elektráren, nebo plyn, např. vzduch roztácející větrné turbíny. V přírodě se však samovolně vyskytují toky tekutin o dostatečných energiích pouze lokalizovaně a ne v míře dostatečné pro stále se zvyšující spotřebu. Proto je v mnoha případech je mechanická energie tekutiny získána přeměnou tepelné energie, např. v parních kotlích a spalovacích turbínách. Jelikož účinnost alternátorů a turbín se jen velmi pomalu zvyšuje především z důvodu materiálových omezení, je snaha především zvyšovat výkon (výhřevnost) zdroje tepelné energie. Jedním z nejvyužívanějších zdrojů tepla jsou v současnosti fosilní paliva, především kvůli vysoké výhřevnosti, nízké pořizovací ceně elektráren a relativně nízké ceně paliva ve srovnání s palivem pro jaderné štěpné elektrárny.

Už v 70. letech minulého století však bylo jasné, že zásoby fosilních a jiných paliv nejsou nekonečné, těžba je výhodná pouze v případě některých nalezišť a samotná cena paliv je poměrně vysoká. V posledních desetiletích je navíc stále více kritický dopad těžby paliv a výroby elektrické energie na životní prostředí. Proto vždy byl a dnes se stále více stupňuje tlak na vývoj levnějších, bezpečnějších (z hlediska rizika havárie i dopadu na životní prostředí) a výkonnějších zdrojů energie.

Při hledání výkoných zdrojů tepla se jako velmi zajímavý zdroj jeví Slunce. Denně na povrch Země dopadá sluneční záření s průměrnou hustotou výkonu $1,36 \text{ kW m}^{-2}$ [2]. Po přepočtu na výkon vyzařovaný Sluncem do prostorového úhlu odpovídající ozářenímu povrchu Země vychází, že dohromady tedy do vesmíru Slunce vyzařuje s výkonem přibližně $3,86 \cdot 10^{26} \text{ W}$ [3].

Tato energie může být dobře využita pro lokální potřebu, ale kvůli této nízké hustotě výkonu je pro pokrytí spotřeby energie těžkého průmyslu potřeba zastavět značné plochy. Proto

se začaly zkoumat spíše možnosti výroby malé „hvězdy“, která by poskytovala mnohem vyšší koncentraci energie. Dlouho však samotný princip vyzařování tak velkého množství energie ze Slunce nebyl znám. Do začátku 20. století se pouze vědělo, že se musí jednat o fyzikální jev dosud neznámý, protože pokud by Slunce fungovalo podobně jako hořící koule uhlí, zaniklo by během přibližně 1500 let, což přesahuje historické záznamy o jeho existenci [4].

Až v první polovině 20. století díky podrobnějšímu studiu a pochopení souvislosti mezi hmotou a energií byl objasněn princip vzniku tak velké energie ve Slunci: Termojaderná fúze (z lat. sloučit). Jedná se o jaderné reakce lehkých jader, při kterých vznikají těžší jádra.

Vzniklá jádra však mají nižší klidovou hmotnost, než je součet klidových hmotností jader vstupujících do reakce.

V důsledku zákona zachování energie a vztahu

$$E_0 = m_0 c^2 \quad (1.1)$$

charakterizující klidovou hmotnost m_0 jako formu energie E_0 se tedy musí tento hmotnostní defekt uvolnit jako energie. V širším pojetí se jako fúzní reakce označují všechny reakce lehkých jader, při kterých se uvolňuje energie. Nejvýhodnější se z hlediska energetického využití jeví fúze deuteria ${}^2\text{H}$ (nebo také D) a tritia ${}^3\text{H}$ (nebo také T), těžších izotopů vodíku. Při této reakci se uvolňuje značná energie (17,6 MeV) ve formě kinetické energie vzniklých produktů: jádra helia ${}^4\text{He}$ a neutronu [5].

Podstatný pro vysvětlení velkého výkonu Slunce je fakt, že kvůli velkému faktoru c^2 v (1.1) se i při malé hmotnosti paliva (v porovnání s makroskopickými hmotnostmi běžně používaných paliv) uvolní značné množství energie, které obvykle převyšuje energii vstupních částic potřebnou pro reakci o několik řádů. S ohledem na velký objem Slunce pak vzniká již zmíněný velký výkon.

Je tedy velmi lákavé vyrobit Slunci podobný zdroj energie na Zemi který by dodával velké množství tepelné energie s malou spotřebou paliva.

1.1 Realizace fúzního reaktoru na Zemi

V pozemských podmínkách je ale velmi těžké realizovat fúzní reakce, protože kladná jádra se velmi silně odpuzují kvůli velmi vysokému coulombovskému potenciálu. Na dostatečně malých vzdálenostech jader přemůže coulombovskou sílu silná jaderná interakce, ale maximum tohoto efektivního potenciálu je přesto velmi vysoké. Pro překonání tohoto maxima je proto třeba částicím dodat dostatečnou kinetickou energii. Díky tunelovému jevu tato energie nemusí dosahovat maxima potenciálu, přesto však taková kinetická energie ve smyslu tepelné kinetické energie částic v reakční směsi odpovídá teplotám několika miliónům stupňů.

Všechny známé látky jsou při takových teplotách plně ionizovány a nacházejí se ve skupenství nazývaném plazma. Toto skupenství hmoty je charakteristické tzv. kvazineutralitou: Přestože jsou atomy (v případě směsí relevantních pro fúzi) zcela ionizovány a kladně nabití ionty a záporně nabití elektrony se mohou volně pohybovat, oblasti s rozměrem větším než tzv. Debyova stínící vzdálenost se jeví jako neutrální [6]. Plazma také vykazuje kolektivní chování v tom smyslu, že reaguje na makroskopická elektrická či magnetická pole jako celek a také tato pole může generovat.

Vysoká teplota plazmatu však sama o sobě není postačující pro tzv. zapálení, tj. stacionárního stavu, kdy energie uvolněná při fúzních reakcích sama stačí pro ohřev nového paliva vstupujícího do dalších reakcí. Je tedy nutné dosáhnout dostatečného počtu fúzních reakcí za

jednotku času, tedy fúzního výkonu. Počet reakcí při určité teplotě závisí na hustotě plazmatu. Navíc je ale potřeba zabezpečit udržení uvolněné energie v plazmatu po dobu dostatečnou pro přerozdělení této energie pomalejším částicím. Tato kritéria odvodil a matematicky formuloval už v roce 1955 J.D. Lawson [1].

$$n\tau_E > c_{crit}(T) \quad (1.2)$$

kde n je hustota částic v plazmatu a τ_E tzv. doba udržení. Jedná se o dobu, za kterou by se vyčerpala celková energie obsažená v plazmatu W kvůli výkonu energetických ztrát P_L . τ_E pak lze definovat jako v [5]

$$\tau_E = \frac{W}{P_L} \quad (1.3)$$

Pokud se plazma nalézá ve stacionárním stavu z hlediska toků energie, lze ve výpočtu místo výkonu ztrát P_L použít výkon ohřevu plazmatu P_H . Veličina c_{crit} je závislá pouze na teplotě plazmatu T . Pro případ fúze deuteria a tritia se obvykle tato hodnota udává při teplotě kolem 10 keV (řádově 100 miliónů K po převodu $T[\text{eV}] = T[\text{K}]ek_B^{-1}$ kde e je elementární náboj elektronu a k_B Boltzmanova konstanta), kdy je nejvyšší pravděpodobnost reakce. Při této optimální teplotě je tato veličina řádově $10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s}$.

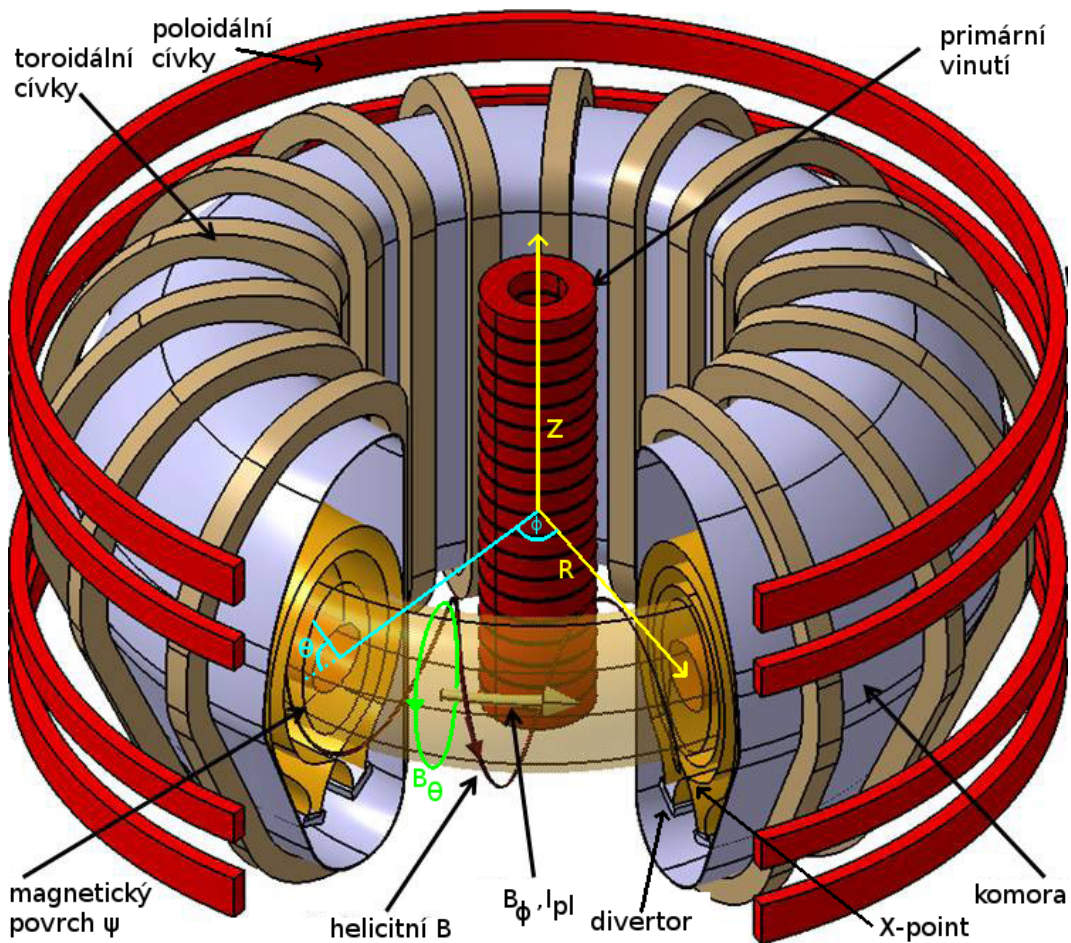
Vzorec (1.2) naznačuje, že pro zapálení fúzní reakce ve směsi D-T není nutné dosáhnout vysokých hodnot pro oba parametry n i τ_E , ale stačí se soustředit na jeden z nich. Na dosahování extrémních hustot se soustředí především přístup inerciálního udržení plazmatu, kdy je plazma při implozi stlačeno obvykle vysokým energetickým tokem (často ve formě laseru) na hodnoty v řádu 10^{31} m^{-3} , ale doba potřebná udržení se pohybuje kolem 10^{-9} s a jedná se o pulzní experimenty, které by generovaly energii v pulzech s frekvencí několika Hz. Druhý přístup spočívá v prodlužování doby udržení. Tento přístup je charakteristický pro magnetické udržení spočívající v omezování pohybu nabitých částic pomocí magnetických polí. Při tomto přístupu se totiž nedaří dosáhnout stabilního udržení nad hustotou $5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ především z důvodu omezených možností vytvořit dostatečně velká magnetická pole [1]. Z toho důvodu je však potřeba dosáhnout hodnot τ_E v řádech jednotek sekund.

V případě magnetického udržení je využíváno jevu, kdy nabitě částice obíhají kolem silokřivky magnetického pole, protože na ně působí Lorenzova síla [6]. Jedny z prvních experimentů byla tzv. magnetická zrcadla, která spočívala ve vytvoření válcovitého prostoru se silným, lineárním magnetickým polem. Magnetické pole zabráňovalo částicím unikat ve směru příčném na magnetické pole, ale navíc v důsledku silnějších intenzit pole na okrajích a v důsledku zachovávání tzv. adiabatického invariantu docházelo pro částice neletící přímo rovnoběžně se silokřivkou k odrazu od silnějšího magnetického pole. Zbytku neodražených částic pak bylo dále zabráňováno v unikání z komory vytvořením silných teplotních gradientů na koncích komory pomocí dodatečného ohřevu plazmatu. Potřebný příkon tím ale přesahoval potenciální výtěžek.

Přirozeným řešením bylo vytvořit toroidální konfiguraci uzavřením válcovitého prostoru, čímž vznikly kružnicové magnetické silokřivky uzavřené v rámci komory. Zakřivení silokřivek však v důsledku ∇B driftu vedlo k oddělení nábojů a vzniku elektrostatického pole. Díky němu pak ale $\vec{E} \times \vec{B}$ driftem difundovalo plazma ven z komory. Tato nestabilitě lze zabránit stočením silokřivek magnetického pole. Výsledné helikální (šroubovicové) pole pak efektivně zkratuje elektrostatické pole a zabrání úniku částic. [6]. Technických řešení vytvoření takového pole je několik.

Mezi nejznámější patří stelarátory, které helikální pole vytvářejí soustavou geometricky velmi složitých cívek, a tokamaky, které helicity pole dosahují skládáním dvou kružnicových polí vytvářených nezávisle na sobě. Stelarátory, resp. tokamaky vznikly v polovině minulého století v Spojených státech amerických, resp. tehdeším Sovětském svazu. Dlouho si tyto dva koncepty konkurovaly [7], ale technologicky jednodušší tokamaky postupně dosáhly lepších výsledků. Dodnes tokamaky nejsou překonány a i kvůli tomu jsou první elektrárny plánovány jako tokamaky. Není však vyloučeno, že vývoj nových technologií umožní v budoucnu návrat k stelarátorům, či jiným konfiguracím, které teoreticky mohou dosáhnout lepších vlastností udržení.

1.2 Tokamaky



Obrázek 1.1: Schéma tokamaku, převzato z [1] a upraveno. Znázorněny jsou souřadnice: výška na vertikální hlavní ose Z , vzdálenost od hlavní osy R , úhel v toroidálním směru ϕ , úhel v poloidálním směru θ a magnetický povrch ψ . Silokřivky naznačují charakter toroidálního magnetického pole B_ϕ , poloidálního magnetického pole B_θ vznikajícího kolem proudu plazmatem I_{pl} a výsledné helikální pole B . Helicity je zde pro názornost vyšší, než je v reálných experimentech.

Tokamak je obvykle konstruován jako kovová vakuová nádoba (tzv. komora) ve tvaru toru, který vznikne rotací uzavřené křivky blízké kružnici či elipse představující průřez komorou. Poloměr, se kterým průřez rotuje kolem hlavní osy Z na obrázku 1.1 se nazývá hlavní poloměr R_0 . Kružnice vytvořená rotací středu průřezu se nazývá magnetická osa. V případě kružnicového průřezu se pak poloměr této kružnice nazývá malý poloměr a a vzdálenost od magnetické osy se pak nazývá radiální poloha r .

Komora je osazena cívkami, které vytvářejí kružnicové magnetické pole B_ϕ ve směru toroidálního úhlu ϕ znázorněné na obrázku 1.1. Tyto cívky se proto nazývají toroidální, ačkoliv jsou vinuty ve směru poloidálního úhlu θ . Magnetická indukce tohoto pole ve většině zařízení dosahuje jednotek T. Jedním z důležitých parametrů plazmatického výboje v tokamaku je parametr β vyjadřující efektivitu magnetického udržení jako bezrozměrný poměr kinetického tlaku plazmatu p a tlaku magnetického pole B [5]

$$\beta = \frac{p}{\frac{B^2}{2\mu_0}} \quad (1.4)$$

v případě porovnávání vůči toroidálnímu, resp. poloidálnímu magnetickému poli se rozlišuje toroidální β_t , resp. β_p .

Pro vytvoření helikálního pole a také pro účely ohmického ohřevu je v plazmatu indukován proud I_{pl} . Příkon tohoto typu ohřevu je ve stacionárním stavu $P_{OH} = U_{loop}I_{pl}$ kde U_{loop} je naindukované napětí na jeden závit (loop) ve zkratu. K indukci se jako primární vinutí většinou využívají cívky kolem hlavní osy toru. Vodivé plazma se pak chová jako jeden závit sekundárního vinutí a s tímto vysokým transformátorovým poměrem je obvykle dosahováno stovek kA.

Indukce proudu plazmatem se tedy podílí jak na stabilizaci plazmatu, tak na jeho ohřívání. Tato vazba stabilizace a ohřevu však nemusí být vždy výhodná a může ztížit studium některých procesů či řízení výboje. Další nevýhoda spočívá v časové omezenosti možnosti indukce proudu. Není totiž možné zvyšovat proud v primárním vinutí transformátoru po neomezenou dobu, protože k tomu bylo zapotřebí zdroje neomezené energie. Doba, po kterou lze zvyšovat proud, je také limitována omezeními aktuálních technologií. V průběhu výboje také klesá odpor plazmatu a tento typ ohřevu se stává neefektivním. Většina tokamaků dnes proto operuje v pulzním režimu s dobou pulzu maximálně desítky sekund. Pro dosažení kontinuálního provozu je tedy potřeba využít i jiných technologií pro ohřev a udržení plazmatu.

V důsledku Ampérova zákona kolem proudu tekoucího plazmatem vzniká poloidální magnetické pole B_θ . Toto pole se skládá s toroidálním a tím vzniká výsledné helikální pole. Protože je poloidální pole obvykle výrazně menší než toroidální, není helicity příliš velká a během jednoho oběhu pomyslného bodu po silokřivce v poloidálním směru dojde pouze k několika oběhům v toroidálním směru.

Tento počet oběhů se udává jako tzv. bezpečnostní faktor (safety factor) q . Název „bezpečnostní“ pochází z jeho úzké souvislosti s různými typy nestabilit. Vyšší hodnoty q také obvykle vedou k vyšší stabilitě [5]. Ve většině tokamaků se dosahují hodnoty až do $q \sim 3$ na okraji. Faktor q však kvůli profilu proudu v plazmatu, který je obvykle nejvyšší ve středu plazmatu a nejnižší u stěn, silně závisí na ψ . Kvůli tomu se na různých magnetických površích ψ stáčí silokřivky magnetického pole různě rychle a vzniká tzv. střižné pole, které znesnadňuje šíření některých nestabilit, např. smyčkové či driftové [6].

V případě iracionálního q by se silokřivky nikdy neprotly a vytvořily by souvislý povrch. Tyto povrchy jsou charakteristické určitým magnetickým tokem ψ poloidálního magnetického

pole B_θ . Protože pro tokamaky s průřezem jiným než kruhovým nejsou radiální poloha r a malý poloměr a jasně definovány, nahrazuje se často r pomocí ψ .

Plazma udržované v toroidální konfiguraci se však má tendenci rozpínat směrem od centra toru. Proto je potřeba vytvářet magnetická pole vytvářející síly působící proti směru rozpínání či posunu. K tomu se nejčastěji používají dodatečné poloidální cívky (viz. Obrázek 1.1), ve kterých vhodnou volbou směru a velikosti proudů lze vytvořit potřebné pole. Pro výpočet této vhodné konfigurace je ale nezbytné měřit aktuální polohu plazmatu a vyhodnocovat její změnu, to vše s velkým časovým rozlišením. O to se starají složité zpětnovazební systémy, které musejí vyhodnocovat měřené veličiny a vypočítávat vhodnou změnu konfigurace, aby se podařilo udržet vybrané veličiny na hodnotách požadovaných experimentátorem.

1.2.1 Vývoj konstrukce tokamaků

První tokamaky vyrobené v bývalém Sovětském svazu měly kružnicový poloidální průřez s $a < 1$ m. Dalším výzkumem se ale brzy zjistilo, že pro dosažení dostatečné doby udržení je potřeba získat a v řádu několika m. Dosud největším postaveným tokamakem je JET (Joint European Torus) v Anglii s $a \sim 2$ m.

Navíc se ukázalo, že účinnějšího udržení se dosáhne soustředěním většiny objemu plazmatu v oblasti silnějšího magnetického pole. V důsledku nesusměrné geometrie toroidálních cívek se tato oblast nachází na straně komory bližší k hlavní ose toru a často se označuje zkratkou HFS – high field side. To vedlo k rozšíření použití poloidálního průřezu komory a plazmatu ve tvaru písmene D, kdy delší, téměř rovná vertikální část průřezu je na HFS a zakřivenější část na opačné straně komory s nižším polem. Analogicky se tato strana označuje zkratkou LFS – low field side. Tato složitější geometrie vedla k zavedení geometrických parametrů triangularity a elongace. Elongace vyjadřuje prodloužení malého poloměru ve vertikálním směru vůči horizontálnímu směru. Triangularita pak říká, o kolik se vrchol zakřivení ve vertikálním směru posunul od středu průřezu.

Velmi důležitý vliv na kvalitu udržení má kontakt plazmatu se stěnou, především kvůli vníkaní neutrálních částic ze stěn komory do plazmatu, které jsou ionizovány a způsobují energetické ztráty. Proto se zkoumaly různé způsoby omezení kontaktu plazmatu se stěnou komory. Toho se obvykle dosahuje vymezením oblasti, kde silokřivky magnetického pole jsou uzavřené v rámci komory (nedopadají tedy na stěnu komory) a plazma jimi udržované nepřichází přímo do kontaktu s komorou. Poslední magnetický povrch s uzavřenými silokřivkami se nazývá LCFS - last closed flux surface. Oblast vně LCFS se nazývá SOL – scrape-off layer a dochází v ní k přímému kontaktu se stěnou komory.

Nejjednodušším způsobem vytvoření LCFS je „oříznutí“ sloupce plazmatu pomocí tzv. limiteru. Ten se obvykle sestává z prstence z velmi odolného materiálu. Prstenec je pak obvykle umístěn u stěny komory buď v toroidálním či poloidálním směru a omezuje (limituje) objem, ve kterém jsou silokřivky magnetického pole uzavřené v rámci komory. Silokřivky v SOL pak dopadají na celý povrch komory.

Ještě účinnější se ukázala konfigurace tzv. divertoru, kdy vytvořením silného proudu u stěny komory opačným k proudu v plazmatu se vytvořila singularita v geometrii magnetických povrchů nazývaná X-point (viz. obrázek 1.1). Pomyslný magnetický povrch (ve skutečnosti v něm je totiž $B_\theta = 0$) ve kterém leží X-point se nazývá separatrix. Hlavní výhoda oproti limiteru spočívá v tom, že silokřivky v SOL dopadají do oblasti limiteru a je tím omezen kontakt s pevnými materiály na minimum. Na druhou stranu tato koncentrace toku částic zvyšuje nároky na materiálovou odolnost divertoru.

Tokamaky nemusí mít nutně pouze jednu z těchto konfigurací, v některých tokamacích se využívají kombinace několika limiterů či divertorů. Například tokamak COMPASS má několik toroidálních limiterů, které se využívají především v rané fázi výboje, kdy plazma má kruhový průřez. Posléze zpětnovazební systém vytvaruje magnetické povrchy pomocí poloidálních cívek do divertorové konfigurace s D-průřezem plazmatu.

1.3 Plány do budoucna

Jak už bylo řečeno dříve, tokamaky dosahují zatím nejlepších výsledků pro využití termojaderné fúze jako zdroje energie. Dosud se však nepodařilo dosáhnout $Q > 1$ - poměru mezi výkonem fúzních reakcí a výkonem ohřevu plazmatu. Nejblíže se zatím v roce 2006 přiblížil JET s $Q \sim 0,64$. Ukázalo se, že pro dosažení $Q = 1$ tzv. *breakeven* bude potřeba postavit ještě větší tokamak s novějšími technologiemi. V roce 2006 se proto rozhodlo, že vyvrcholením těchto snah bude výstavba tokamaku ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor nebo také lat. *iter* - cesta), který by měl dosáhnout alespoň $Q = 10$. Jeho stavba započala v roce 2011 v Cadarache ve Francii. První experimenty a zprovoznování systémů na ITERu měly začít v roce 2020 a o 7 let později se plánuje spuštění první kampaně s D-T směsí a do roku 2030 se pak bude program stupňovat směrem k cíli $Q = 10$.

ITER však nebude navržen jako komerční elektrárna, má pouze ověřit využitelnost termojaderné fúze jako zdroje energie a dále sloužit jako výzkumné zařízení. První demonstrační elektrárnou by měl být tokamak DEMO, který je však ještě v raném stádiu plánování a teprve po analýze výsledků a získání zkušeností ze stavby a provozování ITERu získá konkrétnější podobu. Započetí stavby a s tím souvisejících příprav by však mělo začít už kolem roku 2025 a během pěti let by také měly začít první experimenty. Celý projekt ale bude velmi záviset na výsledcích a postupu ITERu a až po roce 2044 se očekává první spuštění tokamaku DEMO v režimu fúzní elektrárny [8].

Kapitola 2

L-H přechod a H-mód

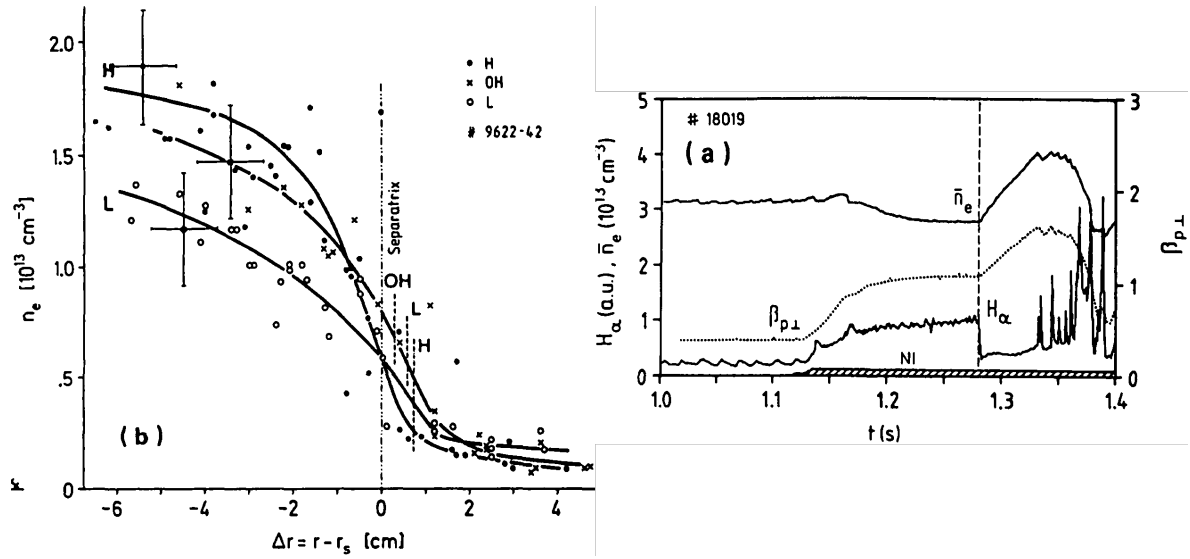
Přestože tokamaky byly v předchozí kapitole uvedeny jako zatím nejslibnější způsob realizace fúzního reaktoru, v 80. letech minulého století se parametry plazmatu pohybovaly stále velmi daleko od potřebných parametrů popsanych v sekci `sec:realizace`. Jedním z důvodů byla rychle klesající vodivost plazmatu při zvyšování teploty.

Z toho důvodu se ohmický ohřev nad určitým výkonem stával čím dál méně efektivním a nebylo možné plazma dále ohřívat. Proto se začaly zkoumat jiné způsoby ohřevu plazmatu, například přenos energie pomocí rezonančních jevů elektromagnetických vln. Dalším způsobem, jak přenést energii do plazmatu, bylo dodávání částic s velkou kinetickou energií přímo do plazmatu a termalizací pak dosáhnout zvýšení teploty. Urychlit částice na požadované rychlosti však lze pouze, pokud jsou nabitě, proto pak tyto částice musejí být neutralizovány, aby je silné magnetické pole neodklánělo a mohly deponovat svou energii v plazmatu. Tomuto způsobu se proto říká vstřikování neutrálních svazků (neutral beam injection - NBI) [5].

Přesto výsledky zkoušení přídavných zdrojů ohřevu nevedly k lepším parametrům plazmatu, s vyšším výkonem začala klesat doba udržení. Fitováním výsledků z různých zařízení se dospělo k empirickému vztahu známému jako ITER-89P [5], ve kterém $\tau_E \sim P^{-0.5}$. Tento empirický vztah extrapoluje parametry ITERu za předpokladu škálovatelnosti parametrů menších zařízení a mimo jiné naznačoval, že bude těžké dosáhnout větších hodnot τ_E .

Jedním z prvních tokamaků zkoumající dodatečný NBI ohřev byl v 80. letech ASDEX v Garchingu v Německu. Při jednom z testů NBI ohřevu byl pozorována náhlá změna globálních i lokálních parametrů plazmatu, kdy plazma samovolně přešlo do jiného módu [9]. Především se přibližně dvakrát zvětšila doba udržení a parametr β . Tento mód byl později nazván módem vysokého udržení – high confinement mode (H-mode) a běžný mód udržení tomuto módu předcházející byla nazván módem nízkého udržení – low confinement mode (L-mode). H-mód byl následně podroben usilovnému zkoumání.

Mezi jeho hlavní charakteristiky patří změny některých veličin a jejich profilů oproti hodnotám v L-módu. Patří mezi ně již zmíněné až několikanásobné zvýšení hodnot τ_E a β . Radiální profily některých veličin, např. T_e a n_e , jsou na okraji strmější a celý profil působí, jako by část profilu v L-módu sahající až téměř k separatrix byla postavena na podstavec (v anglické literatuře označovaný jako pedestal). Na obrázku 2.1 je toto typické chování ukázáno na grafech různých radiálních profilů v H-módu a L-módu na tokamaku ASDEX. Během L-H přechodu je zde také dobře vidět charakteristický pokles intenzity vyzářování plazmatu na spektrální čáře H_α . Tyto změny veličin jsou vysvětlovány snížením kontaktu objemu plazmatu uvnitř LCFS s komorou v důsledku vzniku transportní bariéry v okolí separatrix blíže centru



Obrázek 2.1: Levý graf: radiální profily elektronové hustoty n_e na tokamaku ASDEX v L-módu, ohmickém módu předcházejícím spuštění NBI a H-módu. Pravý graf: vývoj některých parametrů plazmatu během výboje s L-H přechodem naznačeným svislou čárkovanou čarou. Převzato z [10].

plazmatu. Tím dojde i ke snížení ionizace částic adsorbovaných na komoře a poklesu vyzařování plazmatu. Transport v radiálním směru je v tomto případě omezen vznikem silného sřížného elektrického pole v radiálním směru E_r , které dominuje v $\vec{E} \times \vec{B}$ driftu a společně s dominantní toroidální složkou magnetického pole B_t proto vytváří poloidální toky, které v podstatě „roztrhávají“ turbulentní struktury zodpovědné za většinu transportu v radiálním směru. Přesný mechanismus vzniku těchto polí však dosud není plně objasněn.

Protože zlepšení parametrů plazmatu v H-módu umožňovalo dosáhnout mnohem lepších výsledků, než jaké byly předpovězeny škálovacími výrazy, stal se H-mód předmětem intenzivního výzkumu na většině zařízení, které měly kapacitu tohoto módu dosáhnout.

Hlavním omezením této kapacity byl tzv. prahový výkon potřebný k L-H přechodu. Pro určité počáteční parametry výboje byla nalezena určitá úroveň dodávaného výkonu, pod kterou k L-H přechodu nedocházelo. S výkonem dostatečně převyšujícím tuto hranici byl naopak L-H přechod reprodukovatelný. V okolí této hranice však i pro stejné počáteční nastavení výboje nebylo možné předpovědět, zda k L-H přechodu dojde. Z tohoto hlediska tento jev vykazoval v okolí prahového výkonu chování podobné bifurkaci chaotických systémů, kdy i velmi malá změna počátečních parametrů (v případě nastavení výboje pod úrovní přesnosti přístrojů) vede na dvě různé větve vývoje systému.

Dalším důležitým faktorem pro dosažení H-módu se ukázal být kontakt plazmatu s komorou. Z toho důvodu je divertorová konfigurace mnohem příznivější pro přechod do H-módu. Na tokamaku ASDEX se sice podařilo dosáhnout H-módu i s konfigurací s limiterem, ale s mnohem horšími výsledky. I v divertorové konfiguraci se však okrajová část plazmatu dotýká komory a proto má na L-H přechod velký vliv čistota a složení stěny komory.

Přechod mezi L-módem a H-módem nemusí ale být vždy téměř skokový. Na mnoha zařízeních byl pozorován plynulý přechod od L-módu do tzv. I-módu (intermediary), ve kterém se udržení zlepšilo, ale nedošlo k úplnému potlačení turbulencí. Z I-módu pak systém mohl

přejít do H-módu, kde už turbulence byly potlačeny. Za určitých podmínek mohou ale v tomto I-módu turbulence dávat vznik střížným polím tyto turbulence potlačující, ale při potlačení turbulent, kdy střížná pole slábnou, dávají opět prostor pro vznik dalších turbulent. Tento model se nazývá model lovce a kořiti (predator-prey). Celý systém pak osciluje mezi těmito stavy. Takové oscilace byly skutečně na některých zařízeních pozorovány v I-módu a nazývají se limitní cyklové oscilace (limit cycle oscillations - LCO) [11].

2.1 ELMy H-mód

Později se ukázalo, že H-mód nemusí být stálý a může být krátkodobě narušen zhoršením udržení na okraji v důsledku vzniku magnetohydrodynamické nestability nazývané ELM – edge localized mode. Pokud se ELMy během H-módu nevyskytují, obvykle pak hustota během H-módu narůstá, což se obvykle projeví i vzrůstem intenzity vyzařování z plazmatu. V případě výskytu ELMů během H-módu dochází při každém ELMu k výraznému zhoršení udržení a zvýší se kontakt plazmatu s komorou, což vede k náhlému znečištění okrajového plazmatu částicemi adsorbovanými na komoře a při postupné ionizaci těchto částic provázené excitací a deexcitací skokově vzroste intenzita vyzařování plazmatu. Frekvence těchto jevů většinou není jasně korelovaná s jinými veličinami, lze ale rozlišit případy, kdy frekvence ELMů v určitém intervalu nižšího dodávaného výkonu se zvyšujícím se výkonem klesá a naopak v určitém intervalu vyššího dodávaného výkonu frekvence ELMů pomalu roste se zvyšujícím se výkonem [12]. Tyto dva případy se označují jako ELMy typu III, resp. I. Toto označení je pouze historické. Mezi zmíněnými intervaly dodávaného výkonu se také vykytuje oblast hodnot dodávaného výkonu, kde se ELMy zpravidla nevyskytují.

2.2 Význam L-H přechodu a H-módu pro budoucí zařízení

Aby ITER mohl dosáhnout cílového $Q = 10$, je potřeba dosáhnout vysoké doby udržení v řádu sekund. Z toho důvodu je jako referenční scénář pro provoz ITERu plánován právě výboj s plazmatem v H-módu s případnými ELMy.

Ačkoli je L-H přechod a H-mód dnes standardně pozorován na mnoha zařízeních, dosud není jeho fyzikální podstata plně objasněna. V devadesátých letech minulého století bylo však pro projekt ITERu potřeba znát alespoň přibližně potřebný prahový výkon pro přechod do H-módu. Proto byla sestavena databáze parametrů výbojů čerpající z databází velkých tokamaků. Na základě této databáze pak byly statistickými metodami sestaveny škálovací výrazy, které umožňují extrapolovat potřebný prahový výkon v závislosti na parametrech, které se v experimentech ukázaly mít největší vliv na prahový výkon, zejména se jednalo o elektronovou hustotu n_e , indukci toroidálního magnetického pole B_ϕ , efektivní náboj Z_{eff} a jisté funkce geometrie tokamaku $f(a, R)$. Funkce $f(a, R)$ měla umožnit zařadit do databáze i výsledky ze sférických tokamaků, ale nepodařilo se najít takové škálování, které by mělo dostatečně malou statistickou chybu. Proto se pro odhad prahového výkonu pro ITER použila užší databáze čerpající z výsledků ze zařízení s podobnou geometrií. Z výsledného referenčního škálovacího výrazu označovaného IPB98 plyne, že v ITERu by mělo být možné dosáhnout doby udržení přibližně 3,7 s. Škálovací výrazy odhadující prahový výkon pro L-H přechod v případě ITERu předpovídají nutný výkon kolem 50 MW, statistická nejistota se ale pochybuje kolem 50% [13].

Protože by však energetické toky během větších ELMů mohly v případě tak velkého reaktoru jako ITER vést k poškození stěny reaktoru a jiných součástí mající kontakt s plazmatem, jsou intenzivně zkoumány různé metody pro zabránění vzniku velkých ELMů, které mohou vést k snížení energie nesené ELMy za cenu zvýšení jejich frekvence. Mezi tyto metody patří například rezonanční magnetické perturbace magnetického pole, které mírně zhorší magnetické udržení, ale zabráňují vzniku příliš velkých gradientů na okraji, jejichž narušení by mohlo vést k příliš intenzivním ELMům. Mezi další metody které spouštějí častější ale méně nebezpečné ELMy patří vstřelování peletů (kapslí obsahujících palivo) do komory během výboje nebo vyvolání rychlých pohybů plazmatu ve vertikálním směru [14].

Podobný scénář je plánován i pro budoucí fúzní elektrárny, jeho konkrétní podoba však závisí především na výsledcích z ITERu. Protože L-H přechod a H-mód nejsou plně fyzikálně pochopeny a aktuální empirické porozumění těmto jevům v sobě stále zahrnuje statistickou nejistotu v desítkách procent, je pro úspěšné zprovoznění budoucích fúzních zařízení a elektráren studium H-módu a L-H přechodu jedním z klíčových témat fúzního výzkumu.

Kapitola 3

Tokamak COMPASS a experimentální uspořádání

Tokamak COMPASS patří mezi tokamaky s D-průřezem komory, s parametry $R_0 = 0,56$ m, $a = 0.18 - 0.23$ m a elongací 1,8 [15]. Tyto parametry z něj dělají jeden z tokamaků s geometrií podobnou ITERu s faktorem zmenšení přibližně 10 [16].

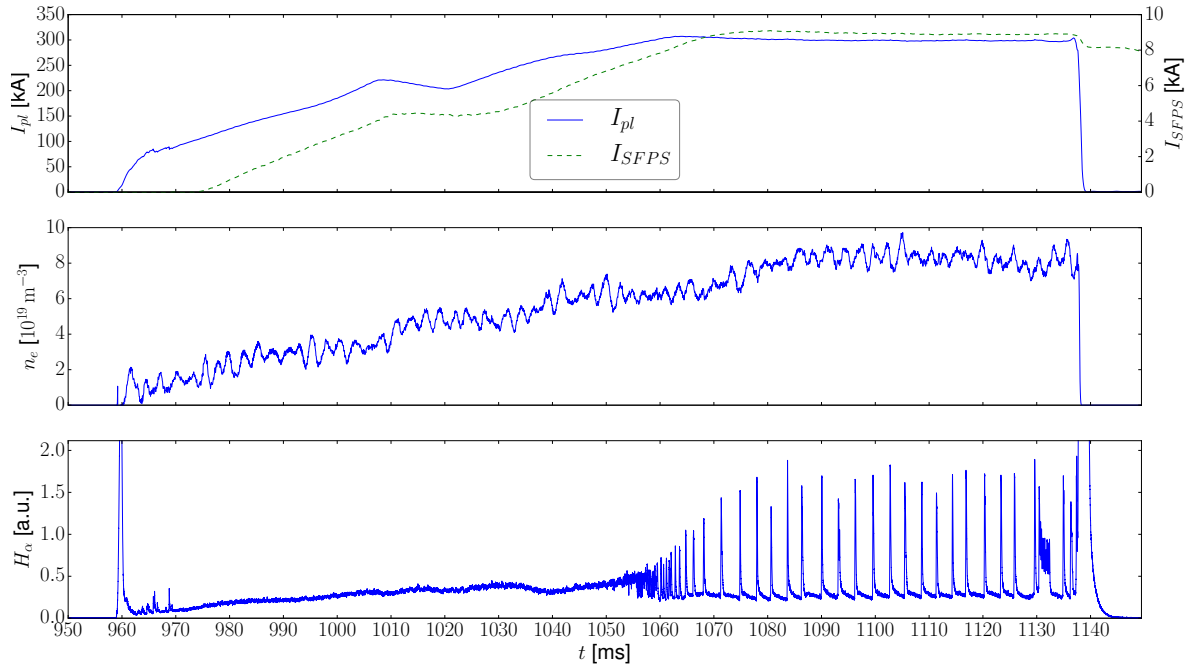
COMPASS je provozován v pulzním režimu s délkou pulzu řádově stovky ms. Pro generování vysokých proudů v cívkách je před výbojem akumulována energie v setrvačnicích. Během výboje jsou pak cívky vytvářející magnetická pole a primární vinutí solenoidu na centrálním sloupu komory napájeny ze soustavy beroucí naakumulovanou energii ze setrvačnicku. Tím je dosahováno hodnot B_ϕ 0,9 – 2,1 T a I_{pl} do 400 kA [16]. Pro generování tak velkých polí a proudů je však potřeba neustále navyšovat proud tekoucí cívkami a solenoidem. Jedním z faktorů omezující délku pulzu je proto maximální teplota, na kterou je možno solenoid nechat zahřát.

Průběh výboje řídí zpětnovazební systém pracující v reálném čase [17]. Tento systém umožňuje vytvořit požadovanou konfiguraci experimentu, např. nominální hodnotu elektronové hustoty n_e a proudu plazmatem I_{pl} nebo tvar a pozici plazmatu v komoře.

Na obrázku 3.1 je zobrazen vývoj některých důležitých veličin během výboje 10194. V čase 960 ms je slabě ionizovaný plyn v komoře lavinovitě ionizován indukováním proudu pomocí solenoidu. Proud plazmatem, elektronová hustota a vyzařování z plazmatu na spektrální čáře H_α postupně rostou. Zároveň narůstá proud v cívkách tvarujících magnetické pole. To značí, že tvar plazmatu přechází postupně z kruhového průřezu na průřez ve tvaru písmene D. Kolem času 1060 ms kdy proud v plazmatu i tvarovacích cívkách téměř dosahuje nastavené hodnoty přechází výboj do H-módu, což je vidět na intenzitě vyzařování, jejíž základní hodnota poklesne a s určitou frekvencí se skokově zvyšuje a pak opět rychle klesá, což způsobují ELMy. Od času 1070 ms jsou hodnoty proudů i hustoty zpětnovazebním systémem udržovány na požadované hodnotě. V čase 1140 ms výboj končí disrupcí, kdy velmi rychle klesá hustota, proud plazmatem i vyzařování na nulu. Proud v tvarovacích cívkách je pak po zaznamenání disrupce postupně snižován.

V komoře je udržované vakuum s tlakem $1-3 \cdot 10^{-6}$ Pa. Před výbojem je do komory napuštěno deuterium podle předem určeného průběhu napouštění. Během výboje je pak průběh napouštění také ovládán zpětnovazebním systémem, který tím může např. ovlivnit hustotu plazmatu.

Vakuum udržované v komoře je výsledkem stacionární rovnováhy mezi čerpáním objemu



Obrázek 3.1: Vývoj některých důležitých veličin během výboje 10194. V horním grafu je zobrazen vývoj proudu takoucího plazmatem I_{pl} (hodnoty na levé ose y) a vývoj proudu v cívkách tvarujících magnetické pole (hodnoty na pravé ose y). V prostředním grafu je zobrazen vývoj elektronové hustoty n_e měřené interferometrem a dolním grafu vývoj intenzity vyzařování plazmatu na spektrální čáře H_α .

komory a desorbci částic ze stěn komory. Pro dosáhnutí nízkého tlaku vakua a omezení vniku desorbujících se studených, neutrálních částic do plazmatu je v pravidelných intervalech před a během experimentu spouštěna procedura tzv. doutnavého výboje, kdy je v komoře vytvořeno a udržováno nízkoteplotní plazma, které je velkým napětím hnáno na komoru. Velký tok částic dopadající na komoru destabilizuje adsorbované částice a ty jsou odčerpány. Tato procedura je však provozována v heliu a proto první výboje následující po ní mohou obsahovat až 30% helia a nelze je proto považovat za čistě deuteriové.

3.1 Použité diagnostiky

Diagnostika plazmatu je obecně komplikována vysokými teplotami, které nedovolují použít běžné měřicí nástroje z materiálů s malou tepelnou odolností. Mnoho veličin je proto měřeno bezkontaktními metodami, pouze na okraji plazmatu se používají kontaktní metody měření. Mezi nejčastěji využívané typy bezkontaktních diagnostik patří

- optické diagnostiky měřící intenzitu vyzařování plazmatu na různých vlnových délkách
- částicové a svazkové diagnostiky měřící interakci plazmatu s částicemi, které mohou být i vhodným způsobem urychleny
- měření interakcí elektromagnetických polí s plazmatem, např. z měření fázového posuvu mikrovln prošlých plazmatem nebo z frekvence mikrovln plazmatem odražených

lze odvodit elektronovou hustotu plazmatu

- magnetické diagnostiky měřící magnetické toky pomocí cívek, ze kterých lze např. odvodit pohyb plazmatu

Tyto typy měření ale obvykle poskytují integrální hodnoty s obtížně interpretovatelným prostorovým rozlišením. V mnoha případech lze pomocí různých metod (např. tomografie, řešení rovnovážných rovnic) rekonstruovat prostorové profily měřených veličin. Pro měření veličin souvisejících s transportem částic na okraji plazmatu je však potřeba vysoké časové i prostorové rozlišení. Protože v těchto oblastech je teplota mnohem nižší než ve středu plazmatu, je možné po krátkou dobu měřit některé veličiny pomocí elektrostatických sond. Pro taková měření blíže centru plazmatu se často využívá reciprokových manipulátorů, které sondy do plazmatu zasunou pouze na krátkou dobu a tím zabrání jejich poškození.

V následujících odstavcích budou stručně popsány diagnostiky použité v této práci. Na závěr je pak popsána digitalizace a ukládání naměřených dat do databáze.

3.1.1 Bezkontaktní diagnostiky

Většina níže popsaných bezkontaktních diagnostik je založena na interakci elektromagnetického záření (např. v případě interferometru nebo Thomsonova rozptylu) s plazmatem nebo na měření elektromagnetického záření generovaného plazmatem (v případě měření intenzity vyzařování) nebo na měření magnetických toků generovaných proudy v plazmatu.

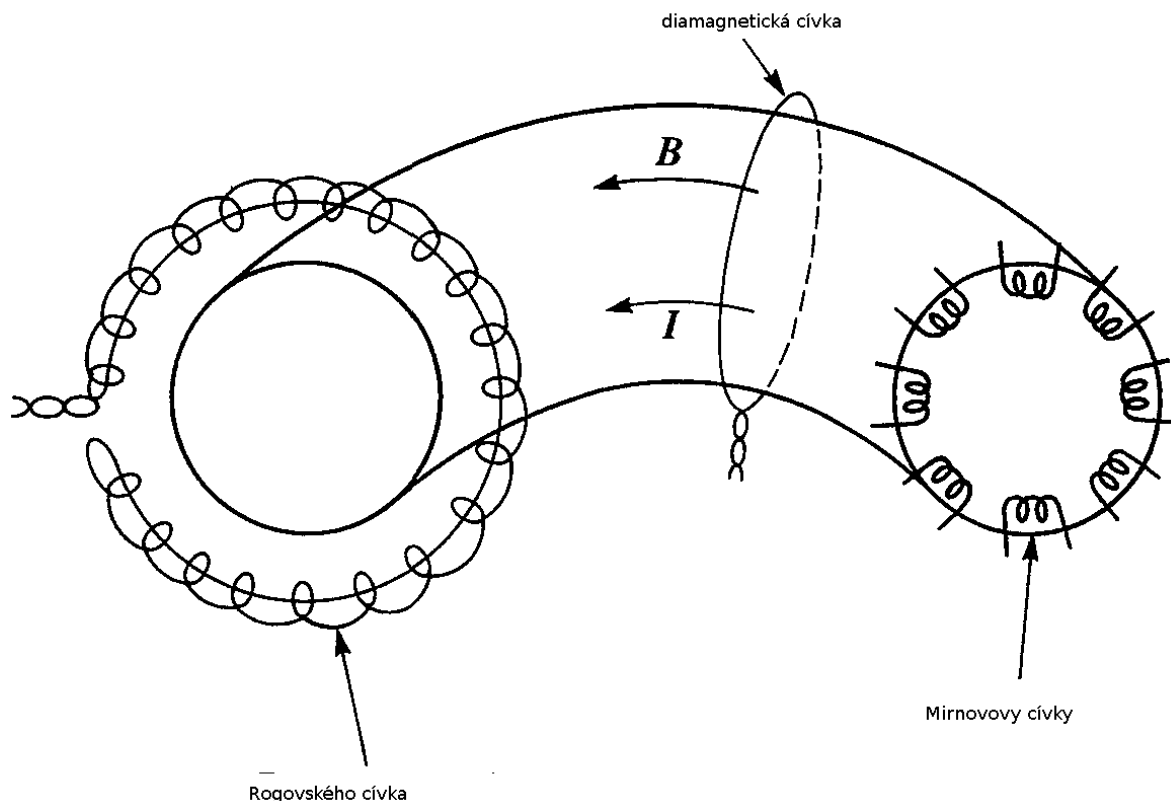
Magnetické diagnostiky

Změnu magnetického pole kolem plazmatu lze velmi jednoduše měřit pomocí vhodně umístěných cívek. V nejjednodušším případě lze pomocí malých cívek nazývaných Mirnovovy cívky měřit změnu magnetického pole v určitém směru, například v toroidálním či poloidálním. Tokamak COMPASS je osazen několika skupinami Mirovových cívek v různých poloidálních a toroidálních úhlech. Z rozdílů úhlů mezi umístěními těchto cívek v poloidálním, resp. toroidálním směru a fázových posunů jimi měřených signálů pak lze vypočítat módová čísla magnetohydrodynamických nestabilit [18].

Magnetické cívky jsou jedním z důležitých vstupů algoritmu EFIT++, který rekonstruuje magnetickou rovnováhu při výboji včetně parametrů β , či polohy plazmatu [16].

Pomocí speciální konstrukce cívky nazývané Rogowského cívka lze měřit proud protékající plazmatem. Tato dlouhá cívka (či několik takovýchto cívek dohromady) obepíná plazma v poloidálním směru, ale neuzavírá kolem něho smyčku jak je naznačeno na obrázku 3.2. Většina závitů této cívky je vinuta kolem pomyslené křivky obepnutí v poloidálním směru. Těmito cívkami pak prochází poloidální magnetický tok generovaný proudem plazmatu v toroidálním směru. Aby se na cívkách nenaindukovalo napětí kvůli toroidálnímu magnetickému toku protékající cívkou obepínající celé plazma, obrací se drát cívky v bodě kde by cívka vyústila po oběhu v poloidálním směru a vrací se v poloidálním směru bez navíjení, čímž vyruší případné naindukované napětí. Integrací a přenásobením kalibrační konstantou pak lze ze signálu měřeného cívkou (či sumou signálů z částečných Rogowského cívek) získat průběh proudu plazmatem v čase [5].

Další důležitým typem cívky je tzv. diamagnetická cívka jednoduše obepínající plazma v poloidálním směru. V důsledku diamagnetického efektu plazmatu lze z rozdílu měření to-



Obrázek 3.2: Schéma magnetických diagnostik. Převzato z [5] a upraveno.

toroidálního toku magnetického pole v případě přítomnosti plazmatu a vakua vypočítat energii plazmatu obsaženou v plazmatu [5].

Jednou z nejjednodušších cívek je jeden závit vinutý paralelně s komorou v toroidálním směru. Na tomto závitě se indukují stejné napětí jako v plazmatu a toto napětí se nazývá napětí na závit (loop voltage) U_{loop} .

Optické a mikrovlnné diagnostiky

Protože plazma není v reálném experimentu v celém objemu plně ionizované, vyzařují neionizované či částečně ionizované částice v plazmatu při opakované excitaci a deexcitaci na charakteristických vlnových délkách daných spektrální charakteristikou těchto částic. Pro plazma vzniklé z pracovního plynu vodíku (či deuteria) je proto nejdůležitější vyzařování na spektrální čáře H_α odpovídající vlnové délce 656 nm [5]. Intenzita vyzařování je pak dána především hustotou a ionizací plazmatu. Míra ionizace výrazně závisí na kontaktu plazmatu se stěnou, protože při něm dochází k ionizaci částic adsorbovaných na komoře. Při snížení kontaktu s komorou proto obvykle klesá intenzita vyzařování. Na tokamaku COMPASS jsou instalované dvě optické aparatury pro měření vyzařování H_α , liší se však umístěním, optickou aparaturou a proto obvykle neměří stejný signál.

Další důležitou optickou diagnostikou je tzv. Thomsonův rozptyl. Tato složitá diagnostika měří rozptyl laserového pulzu na volných elektronech a zpětně dopočítává radiální profily elektronové teploty T_e a hustoty n_e s přesností jednotek mm. Kvůli omezení obou použitých

laserů ale mohou lasery opakovat měření pouze každých 33 ms a diagnostika tedy měří pouze několikrát během výboje [19].

Průběh n_e s vyšším časovým rozlišením poskytuje na tokamaku COMPASS mikrovlnný interferometr s vlnovou délkou mikrovln 2 mm, který z fázového posunu mikrovlnného svazku po průchodu plazmatem může určit průměrnou elektronovou hustotu podél dráhy, kterou svazek plazmatem prošel [20].

3.1.2 Kontaktní diagnostiky

Jedním z nejčastějších způsobů měření vývoje turbulentních struktur jsou elektrostatische sondy. Jedná se o elektrody, které mohou být buď elektricky izolovány od komory tokamaku nebo na ně může být přiloženo určité napětí vůči referenční elektrodě, kterou je obvykle komora tokamaku [5]. V závislosti na rozdílu potenciálu na sondě vůči potenciálu plazmatu pak na hrot sondy dopadá více iontů či elektronů. V případě izolované sondy se na ní ustanoví tzv. plovoucí potenciál V_f . Tento potenciál je v důsledku vzniku Debyovy stínící vrstvy nižší, než potenciál plazmatu Φ . Toto lze vyjádřit vztahem [21]

$$V_f = \Phi - \alpha T_e \quad (3.1)$$

kde T_e je elektronová teplota v jednotkách eV a α je koeficient daný logaritmem poměru proudu elektronů a proudu iontů dopadajících na sondu. Tento vztah lze odvodit z teorie Langmuirových sond, ale teoretické konstanty α obvykle neodpovídají experimentálním výsledkům. Pro různé pracovní plyny používané ve výbojích se proto používají experimentálně zjištěné hodnoty koeficientů α . V následujících dvou odstavcích budou popsány dva typy sond použité v této práci.

Langmuirova sonda

Langmuirovy sondy patří k nejčastěji používaným typům elektrostatiských sond. Koeficient α v rovnici (3.1) je pro vodíkové výboje přibližně 2,89 [22]. Proto i při teplotách v řádu desítek eV má člen s koeficientem α značný vliv a nelze proto měřit Φ přímo. Snížení α lze dosáhnout při zahřátí Langmuirovy sondy na tak vysokou teplotu, že se z povrchu sondy začnou emitovat elektrony v takové míře, že překonají proud elektronů z plazmatu. Tento stav se nazývá self-emise a lze ho dosáhnout různými způsoby zahřátí sondy. Při dostatečně hlubokém zásunu do horkého plazmatu k němu může dojít dokonce spontánně [23].

V případě přiložení napětí mezi sondu a referenční elektrodu (komoru) lze měřit proud protékající sondou. Závislost tohoto proudu na přiloženém napětí se nazývá V-A charakteristika a z jejího průběhu lze odečíst T_e a Φ . Pokud je přiložené napětí dostatečně záporné, jsou elektrony od sondy odpuzovány a dopadají na ní pouze ionty. Tento proud iontů se od určitého napětí už nezvyšuje a ustanoví se na hodnotě tzv. iontového nasyceného proudu. Opačná situace nastane při přiložení dostatečně kladného napětí, pak se mluví o tzv. elektronovém nasyceném proudu. Hodnota nasycených proudů je pak úměrná hustotě částic v okolí elektrody. Proto se často fluktuace hustoty částic měří na okraji plazmatu pomocí měření nasycených proudů.

Ball-pen probe

Diagnostika nazývaná ball-pen sonda byla vyvinutá v Ústavu fyziky plazmatu AV ČR [21] za účelem přímého měření potenciálu plazmatu Φ .

Ball-pen sonda je proto konstruována a nastavena tak, aby $\alpha \sim 0$. Toho se dosáhne tím, že její kónický kolektor je umístěn do stínící trubice izolantu kolmo na magnetické siločáry. Za předpokladu převažujícího pohybu částic podél magnetických siločárek pak lze zvolením vhodného zasunutí kolektoru ve stínící trubici dosáhnout vyrovnání proudu iontů a elektronů, protože ionty mají větší Larmorův poloměr než elektrony a mohou tedy s větší pravděpodobností „obejít“ stěnu trubice. Potřebná míra zasunutí sondy tedy závisí na intenzitě magnetického pole a orientaci sondy vůči siločárkám magnetického pole.

Při měření na COMPASSu bylo zjištěno, že signály z Ball-pen a self-emisní Langmuirovy sondy umístěné blízko sebe jsou prakticky identické [23].

3.2 Digitalizace a ukládání naměřených dat

Pro účely počítačového zpracování jsou měřené veličiny digitalizovány s vysokým časovým rozlišením pomocí specializovaných počítačů nazývaných sběry dat. Digitalizovaná data jsou pak přímo uložena do paměti měřícího počítače a následně přenesena do databáze, případně jsou využita ve zpětnovazebním systému, který je zpracuje a na jejich základě může změnit konfiguraci výboje. Vzorkovací frekvence se různí podle potřeb časového rozlišení pro jednotlivé diagnostiky používané na tokamaku COMPASS. Pohybuje se od 500 kS/s (500 tisíc vzorků(samples) za sekundu) pro měření pomalejších dějů, po 2 GS/s pro měření rozptylu pulzů laseru, který pracuje s jevy na škále desítek ns [24]. Většina diagnostik použitých v této práci byla digitalizována s frekvencí řádově několika MS/s.

Naměřené veličiny uložené v databázovém systému CDB (COMPASS DataBase) představují složitější strukturu, než pouze sekvenci čísel. Ke každé naměřené sekvenci jsou pomocí relační databáze přiřazeny informace o měřené veličině, např. jednotky, kalibrační konstanty, název, popis. Pokud sekvence představuje navzorkované hodnoty funkce závislé na čase či prostoru, jsou k ní přiřazeny sekvence čísel představující vzorkovací časy či polohy a slouží jako časové či prostorové osy [25]. Tato komplexní struktura se pak nazývá signál a reprezentuje časový či prostorový vývoj určité měřené veličiny.

Část II

Praktická část

Kapitola 4

Analýza H-módu a L-H přechodu z hlediska makroskopických veličin

4.1 Detekce L-H a H-L přechodu z makroskopických veličin

Je známo několik projevů L-H přechodu v měřených signálech, které jej umožňují s určitou jistotou detekovat, není ale možné jednoduše z naměřených signálů vybrat jednu veličinu, která by jej jednoznačně charakterizovala. Na většině zařízení se pro účely detekce L-H přechodu v různých signálech používají tzv. učící se algoritmy [26, 27], které na základě zpracování trénovací databáze již klasifikovaných (ve smyslu detekce přechodu) sad dat mohou s určitou pravděpodobností klasifikovat i jiné sady, které jsou dostatečně podobné. Míra úspěšnosti je ale silně podmíněna rozsahem trénovací databáze a podobností dat, které mají být klasifikovány. Tyto algoritmy tedy fungují jako „black-box“, který nemá jasnou fyzikální interpretaci.

Na tokamaku COMPASS však tento přístup nebyl jednoduše proveditelný, protože nebyla vytvořena větší databáze detekovaných přechodů, která by zahrnovala různé varianty přechodu, které se mohou výrazně různit podle experimentálního uspořádání, např. ohmický výboj vs. výboj s NBI ohřevem nebo různé konfigurace magnetického pole a X-pointu, které se mohou dynamicky měnit. Pro účely vytvoření trénovací databáze, která by dostatečně pokrývala možné varianty, by tedy bylo potřeba manuálně klasifikovat přechody v mnoha různých výbojích.

Z toho důvodu jsem se rozhodl pro jiný přístup, který je spíše založený na fyzikální interpretaci projevů L-H přechodu v měřených signálech. Jeho výhodou je, že není vázaný na již existující databázi detekovaných přechodů. Naopak umožňuje tuto databázi postupně vytvořit a ta může být později použita pro učící se algoritmy. Výsledný algoritmus nemusí být ve výsledku tak spolehlivý a plně automatizovaný, jako učící se algoritmus, ale jeho hlavním cílem je co nejvíce usnadnit detekci přechodů ve výbojích a zaznamenání do databáze.

Algoritmus je spuštěn po každém výboji a automaticky ukládá nevalidovaná data do databáze s příznakem `data_quality: UNKNOWN` pro zdůraznění skutečnosti, že detekované přechody nemusejí být skutečné. V případě potřeby pak lze pomocí grafické aplikace uložená data validovat a případně upravit a poté jsou uložena s příznakem `data_quality: VALIDATED`. To umožňuje jednoduše procházet výboje s ověřeným záznamem L-H přechodů. Aplikace také umožňuje nahrávat již uložená či ukládat validovaná data se specifickým příznakem `variant`, což se využívá např. k uložení upravené varianty detekovaných přechodů např. pro účely zpracování pouze těch H-módů, které jsou ve stacionární fázi výboje.

4.1.1 Výběr zdrojových dat

Jelikož je přechod z L-módu do H-módu charakteristický změnou mnoha parametrů plazmatu, projeví se v mnoha měřených veličinách na tokamaku COMPASS. Pro účely automatické detekce však bylo potřeba najít signál

- ve kterém by přechod byl dostatečně výrazný
- který poskytuje dostatečné časové rozlišení
- který je standardně sbírán datovými sběry s nepříliš se měnící konfigurací

Prvnímu kritériu by dobře vyhovoval profil teploty a hustoty měřený pomocí Thomsonova rozptylu. Bohužel, tato diagnostika měří jen několikrát za výboj. Dalším kandidátem jsou signály z Langmuriových sond, ve kterých intenzita turbulencí v H-módu klesá. Zapojení a konfigurace sondových měření se však v minulosti často měnily a nelze je vždy jednoduše dohledat. Např. od výboje 9260 (2015-02-05) byla po několik desítek výbojů trvale zapojena divertorová sonda (CDB signál LP_001/PROBES_RAW) v režimu měření iontového nasyceného proudu, ale později její režim měření byl změněn.

Z hlediska dostupnosti v databázi výbojů se jako jeden z nejlepších kandidátů jevila intenzita vyzařování na spektrální čáře H_α . Při L-H přechodu se totiž sníží úroveň signálu a při H-L přechodu opět stoupne, což lze obvykle pouhým okem dobře pozorovat na vývoji signálu v čase.

4.1.2 Popis a vývoj algoritmu

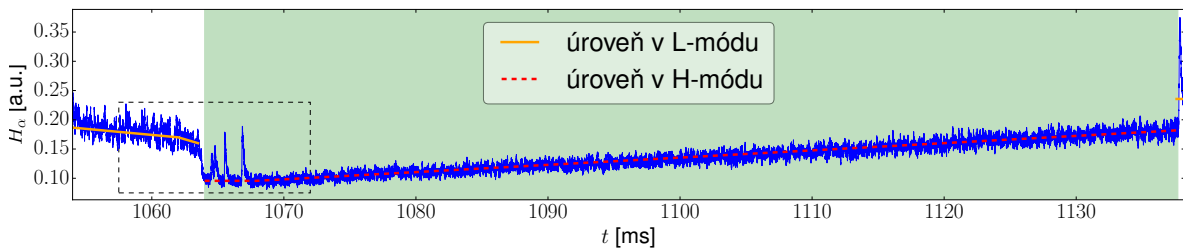
Algoritmus byl implementován v programovacím jazyce Python s použitím numerických knihoven NumPy, SciPy [28], knihovny Matplotlib [29] pro kreslení grafů a interaktivní validaci dat a knihovny pyCDB [25] pro přístup k databázi tokamaku COMPASS. Algoritmus je spouštěn skriptem `h_alpha2h_mode.py` na příkazové řádce, na pracovních stanicích a serverech na tokamaku COMPASS je tento skript k dispozici po nahrání modulu prostředí `autodetect_h_modes_elms`. Tento skript má mnoho různých parametrů zdokumentovaných pomocí parametru `--help`, např. lze nastavit jiný konfigurační soubor s kritickými hodnotami pro detekci nebo aktivovat grafické rozhraní pro validaci dat. V následujících odstavcích bude popsán vývoj a aktuální podoba algoritmu.

Nejdříve je vymezeno časové okno, ve kterém jsou signály analyzovány, aby se předešlo detekci falešných L-H přechodů během přípravné fáze výboje, kdy se v signálech mohou vyskytnout změny podobné L-H přechodu nebo ELMu, které ale jsou způsobeny např. sepnutím nebo vypnutím některých zařízení. Toto okno jsem stanovil jako okolí oblasti stacionární fáze výboje, kde proud plazmatem je nad 50% svého maxima a proud v cívkách tvarujících magnetické pole nad 80% svého maxima a elektronová hustota nenulová. Například v obrázku 3.1 se tato oblast nachází přibližně mezi časy 1050 a 1140 ms. Je také vidět, že kolem času 960 ms po zapnutí napájecích zdrojů se v signálu vyzařování H_α vyskytují špičky připomínající ELMy.

Pro samotnou detekci je použit signál představující vyzařování plazmatu na spektrální čáře H_α . Jak už bylo řečeno v sekci `sec:optical_diagn`, jsou k dispozici dvě různé diagnostiky měřící tuto veličinu a tedy i dva různé CDB signály `H_alpha` a `H_alpha_HFS`. Protože v signálu `H_alpha_HFS` jsou ELMy mnohem zřetelnější, preferuje algoritmus tento signál, pokud je k dispozici a je správně zapojen. Správné zapojení je kontrolováno jednoduchou heuristikou, kdy je

kontrolována přítomnost malé špičky v signálu kolem času měření 960 ms, který by měl být při správném zapojení přítomný. Pokud tento signál není k dispozici nebo je jeho použití zakázáno skrze rozhraní skriptu, je použit druhý signál. Protože tyto dva signály mají v závislosti na různém nastavení fotonásobičů, optiky a umístění obecně jiné hodnoty, je nejdříve odstraněn offset signálu a v průběhu algoritmu jsou (viz. níže) porovnávány pouze procentuální hodnoty a tím by měly být algoritmus robustní vůči multiplikativní či aditivní konstantě.

Na obrázku 4.1 je zobrazen průběh naměřené intenzity vyzařování na spektrální čáře H_α (v případě deuteriového výboje se také často označuje jako D_α , ale zde bude v rámci konzistentnosti vždy značena H_α) ve výboji 5705. H-mód je vyznačen zelenou oblastí a je charakteristický nižší úrovní intenzity, přičemž přechody mezi úrovní vyzařování v L-módu a H-módu jsou v porovnání s typickou délkou výboje rychlé. Rozdílná je také velikost rozptylu kolem naznačené úrovně, v L-módu je rozptyl hodnot větší, než v H-módu.

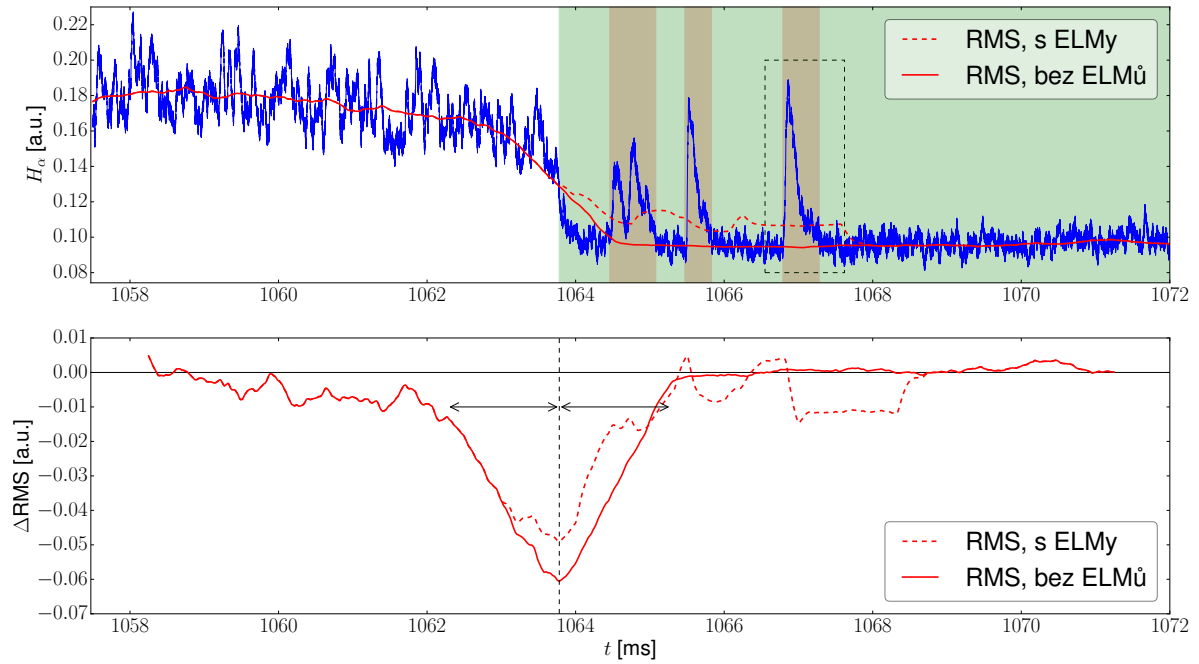


Obrázek 4.1: Průběh intenzity vyzařování na spektrální čáře H_α ve výboji 5705. Oblast H-módu je vyznačen zeleným pruhem. Naznačeny jsou přibližné úrovně intenzity vyzařování v L-módu a H-módu. Tento výboj skončil disrupcí, proto po H-módu nenásleduje jasně viditelný L-mód. Čárkovaný obdélník značí užší oblast L-H přechodu zobrazenou na obrázku 4.2.

V průběhu výboje však intenzita během H-módu může stoupat, jako např. na obrázku 4.1, kde během výboje docházelo k nárustu hustoty, nebo se může měnit i jiným způsobem a nelze se proto jednoduše omezit na detekci 2 různých úrovní signálu. Z toho důvodu jsem se rozhodl algoritmus založit na detekci přechodů mezi úrovněmi, protože tyto přechody jsou obvykle tak krátké, že se během nich příliš významně neprojeví dlouhodobý vývoj úrovně vyzařování a lze tedy v těchto kratších intervalech rozlišit 2 úrovně intenzity.

V horním grafu v obrázku 4.2 je zobrazena část průběhu intenzity vyzařování z obrázku 4.1 v době L-H přechodu. Úroveň intenzity vyzařování se na těchto kratších časových škálách dá v jednotlivých oblastech aproximovat aritmetickým průměrem. Protože algoritmus nemá informaci o vyskytujících se oblastech L-módu a H-módu, je úroveň takto aproximována v každé podoblasti vhodné zvolené délky a výsledně je signál filtrován klouzavým průměrem s délkou okna odpovídající podoblastem. Empiricky se mi jako nejlepší délka časového okna jevila 1,5 ms. Později se ukázalo výhodnější aproximovat úroveň hodnotou RMS (root-mean-square) $r = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i^2$, která v sobě reflektuje i směrodatnou odchylku, která je v L-módu větší. Ve výsledku je pak větší rozdíl mezi úrovní aproximovanou RMS v oblasti L-módu a H-módu, což zlepšuje možnost detekce.

Jak je ale vidět na horním grafu na obrázku 4.2, červeně vyznačené oblasti ELMů, kde krátkodobě vzroste intenzita vyzařování, způsobují, že RMS hodnota v jejich okolí (čárkovaná čára) neodpovídá základní úrovni vyzařování v H-módu a snižuje tím rozdíl mezi úrovněmi, což ztěžuje detekci. Největší problém představují ELMy následující hned po L-H přechodu, jak je naznačeno na obrázku. Před výpočtem RMS hodnoty je proto třeba signál těchto oblas-



Obrázek 4.2: Průběh intenzity vyzařování na spektrální čáře H_α ve výboji 5705 během L-H přechodu a rozdíly klouzavé RMS hodnoty mezi sousedními okny. Zeleným pruhem je vyznačena oblast H-módu, červenými pruhy oblasti ELMů. Čárkovaný černý obdélník značí oblast ELMu znázorněnou v obrázku 4.3. Červené křivky v horním grafu znázorňují vypočítanou hodnotu RMS s oknem 1,5 ms, resp. v dolním grafu rozdíl této hodnoty mezi sousedními okny vyznačenými šipkami, čárkovaně při použití původního signálu a plnou čarou po nahrazení oblastí ELMů lineární spojnici krajů těchto oblastí.

tech nahradit přibližnou aproximací úrovně vyzařování mimo tyto oblasti. Jako nejjednodušší způsob jsem zvolil nahrazení lineární spojnici okrajů oblasti, jak je naznačeno na obrázku 4.3. Poté už vypočtená RMS hodnota (v obrázku značená plnou čarou) odpovídá úrovni vyzařování mnohem lépe.

Pro detekci samotného přechodu pak stačí vypočítat rozdíl mezi 2 sousedními, nepřekrývajícími se okny, na obrázku naznačenými šipkami v dolním grafu. Tento rozdíl bude v absolutní hodnotě největší právě v tom čase, kdy první okno je v oblasti L-módu a druhé v oblasti H-módu jako na obrázku, nebo naopak. Tyto záporná lokální minima v případě L-H přechodu, resp. kladná lokální maxima v případě H-L přechodu pak lze jednoduše detekovat. Pro nalezení těchto lokálních extrémů jsem použil funkci `scipy.signal.argrelextrema`, která hledá lokální extrémy porovnáváním sousedních N bodů, kde za N jsem zvolil délku okna klouzavé RMS hodnoty. Nalezené extrémy pak jsou diskriminovány vůči hranici významné změny jako minimálně 40% vyšší hodnoty. Na dolním grafu v obrázku 4.2 je také dobře vidět, že bez nahrazení oblastí ELMů je minimum v rozdílu RMS hodnot méně výrazné.

Na závěr jsou z detekovaných L-H a H-L přechodů sestaveny oblasti odpovídající H-módům jako nejkratší oblasti mezi po sobě následujícími L-H a H-L přechody. Začátky jednotlivých oblastí H-módů jsou pak ukládány do databáze jako řada hodnot na časové ose s názvem CDB signálu `t_H_mode_start`. Konce jednotlivých oblastí jsou ukládány podobně s názvem CDB signálu `t_H_mode_end`.

4.1.3 Detekce a nahrazení oblastí ELMů

Pro detekci oblastí ELMů jsem použil obecný přístup [30, 31] pro hledání oblastí podobných zvolené šabloně pomocí vhodně normalizované korelace signálu a šablony. Kvůli jednoduchosti interpretace jsem zvolil normalizaci odpovídající statistické definici koeficientu korelace, která zaručuje, že koeficient korelace je mezi -1 a 1, |1| odpovídá lineární závislosti korelovaných signálů a 0 neexistenci lineární závislosti (nevylučuje ale závislost nelineární). Pro výpočet koeficientu korelace v čase $\rho[t]$ signálu $s[t]$ s šablonou $w[t]$ jsem použil vzorec z [31] zjednodušený pro 1 dimenzi

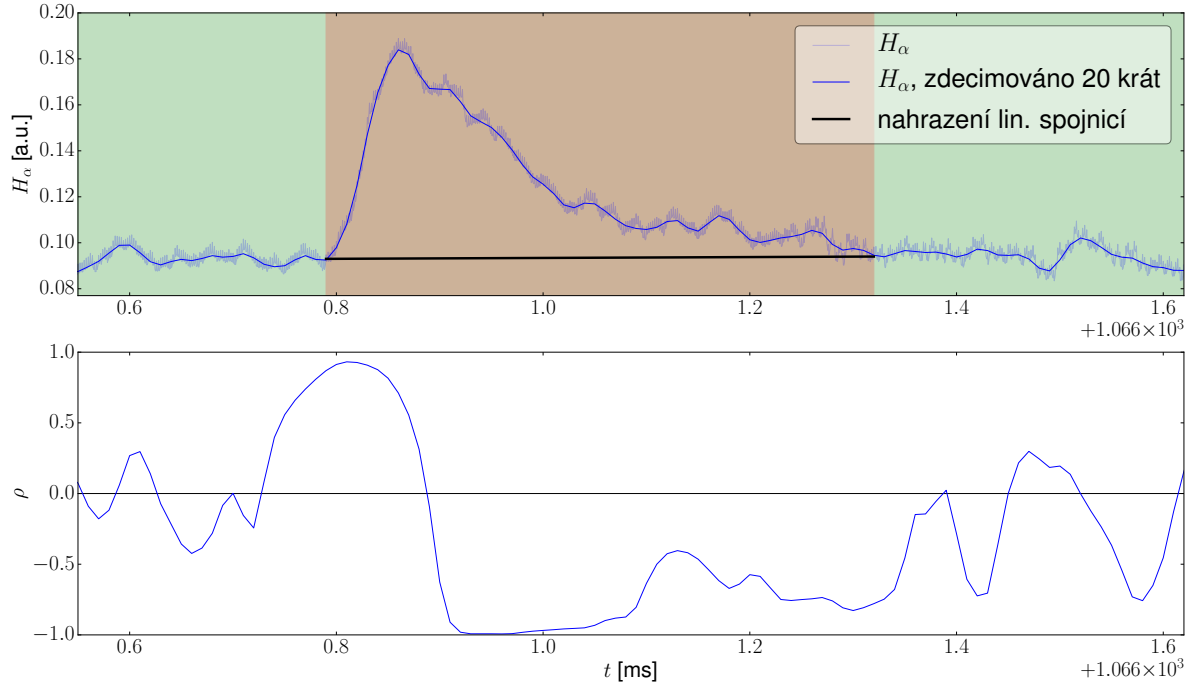
$$\rho[t] = \frac{\sum_{i=-N}^N (s[t + i\Delta t] - \mu(s,t)) (w[i\Delta t] - \mu(w,t))}{\sqrt{\sum_{i=-N}^N (s[t + i\Delta t] - \mu(s,t))^2} \sqrt{\sum_{i=-N}^N (w[i\Delta t] - \mu(w,t))^2}} \quad (4.1)$$

kde Δt je časový krok, $2N\Delta t$ šířka šablony w a $\mu(x,t) = \frac{1}{2N} \sum_{i=-N}^N x[t + i\Delta t]$ aritmetický průměr signálu x v okně šířky $2N\Delta t$ kolem času t . Čitatel zlomku tedy odpovídá korelaci signálu a šablony po odečtení průměru v korelačním okně a jmenovatel zde figuruje jako normalizační konstanta. Hranaté závorky jsou zde použity pro zdůraznění diskrétnosti signálů. Pro urychlení výpočtu a protože vysoké frekvence neposkytují užitečnou informaci je signál nejdříve zdecimován na vzorkovací krok 0,01 ms, což odpovídá při původní vzorkovací frekvenci příslušného sběru dat 2 MHz dvacetinásobnému zdecimování. Zdecimováním se zde myslí v souladu s terminologií v [30] odfiltrování frekvencí nad novou Nyquist frekvencí (polovina nové vzorkovací frekvence) lowpass filtrem a následné downsamplování zachováním pouze každého 20. vzorku.

Jako šablonu jsem původně používal různé aproximace průběhu intenzity vyzařování během ELMu. Na první pohled takový průběh vypadá jako velmi rychlý lineární či exponenciální nárůst následovaný exponenciálním poklesem na původní úroveň. Původně jsem proto používal různé aproximace již zmíněnými či jinými funkcemi, spline křivkami apod. Později se však ukázalo, že pro spolehlivou detekci ELMů by bylo třeba použít mnoho různých šablon, jelikož konec ELMu je velmi nahodilý, a protože korelace měří pouze lineární závislost, je potřeba počítat korelace pro všechny možné délky a tvary konců.

Nakonec jsem se proto omezil na korelaci pouze s několika různě dlouhými lineárními funkcemi odpovídajícími nárůstu během začátku ELMu. V každém čase je pak nalezeno maximum korelačních koeficientů pro jednotlivé šablony nárůstu a pokud koeficient přesáhne určitou hladinu, je v tomto čase a s pomocí znalosti délky šablony určen začátek nárůstu. Na obrázku 4.3 je vyznačen průběh korelačního koeficientu ρ pro lineární funkci nenulové na intervalu o délce 0,15 ms. Je zde vidět jasné lokální maximum korelačního koeficientu v době nárůstu ELMu. Konec ELMu je pak určen jako čas po nárůstu, kdy klouzavý průměr (z důvodu vyhlazení oscilací) klesne pod nebo dostatečně blízko původní úrovni signálu před nárůstem. Kritické hodnoty, vůči kterým jsou detekované ELMy diskriminovány, např. minimální a maximální délka oblasti ELMu, minimální hodnota koeficientu korelace apod. jsem určil empiricky, ale je možné nastavit jiné hodnoty v konfiguračním souboru skriptu spouštějící algoritmus.

Po nahrazení detekovaných oblastí ELMů jsou pak detekovány L-H a H-L přechody a následně jsou detekované oblasti ELMů, které se nenacházejí v detekovaném H-módu, zahozeny. Ostatní oblasti jsou pak uloženy do databáze v podobném formátu jako oblasti H-módů (CDB signály `t_ELM_start`, `t_ELM_end`), ale navíc jsou uloženy i časy špiček ELMů



Obrázek 4.3: Průběh intenzity vyzařování na spektrální čáře H_α ve výboji 5705 během ELMu před a po dvacetinásobném zdecimování a korelační koeficient tohoto signálu s lineární funkcí nenulové na intervalu o délce 0,15 ms. Tlustou černou čarou je naznačeno nahrazení oblasti ELMu lineární spojnici krajů oblasti.

s názvem CDB signálu `t_ELM_peak`, které jsou detekované jako poloha maxima v oblasti ELMu. Z časů výskytu špiček t_{ELM_n} pak lze vypočítat odhad frekvence výskytu ELMů $f_{ELM} = \frac{1}{t_{ELM_n} - t_{ELM_{n-1}}}$ situovaný v časech $t_n = \frac{t_{ELM_n} + t_{ELM_{n-1}}}{2}$. Tyto časové řady jsou pak uloženy jako CDB signál `f_ELM` s časovou osou `f_ELM_time_axis`.

4.1.4 Úspěšnost automatické detekce algoritmu

Ačkoli algoritmus umožňuje automaticky detekovat L-H přechody a ELMy, nelze očekávat, že bude 100% spolehlivý. Pro porovnání jsem využil databázi 182 výbojů, ve kterých byly ukládány signály validovány. Porovnával jsem hodnoty a počet časových ukazatelů L-H/H-L přechodů a začátků, špiček a konců ELMů, jednalo se tedy o signály s jmény začínající `t_` popsaných v sekci `sec:algorithm-dev`. Porovnával jsem 2 různé ukazatele

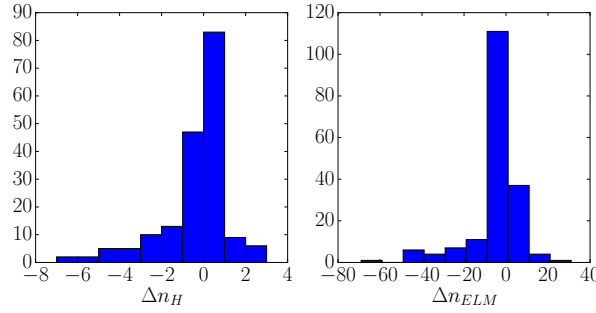
$\Delta n = n - n'$ rozdíly mezi počtem časových okamžiků v daném signálu po validaci dat n a při automatické detekci n'

$\Delta t = t - t'$ odchylky mezi jednotlivými časovými okamžiky v daném signálu po validaci dat t a při automatické detekci t' , protože však může nastat $\Delta n < 0$, jsou započítány pouze nejmenší odchylky, zbývající Časové okamžiky nejsou v těchto případech uvažovány

V tabulce 4.1 jsou shrnuty relativní četnosti různých typů výbojů (v případě Δn), resp. typů odchylek a střední hodnoty a směrodatné odchylky obou ukazatelů. Na obrázku 4.4 jsou zobrazeny histogramy Δn pro L-H přechody a ELMy.

veličiny	t_ELM_end	t_ELM_peak	t_ELM_start	t_H_mode_end	t_H_mode_start
$p[\Delta n < 0]$	52.2%	52.2%	52.2%	46.2%	46.2%
$p[\Delta n > 0]$	23.1%	23.1%	23.1%	8.2%	8.2%
$\langle \Delta n \rangle$	-4.3 ± 12.3	-4.3 ± 12.3	-4.3 ± 12.3	-0.8 ± 1.6	-0.8 ± 1.6
$p[\Delta t < 10]$	98.7%	98.8%	98.8%	94.3%	96.1%
$p[\Delta t < 5]$	98.5%	98.5%	98.5%	90.1%	92.6%
$p[\Delta t < 2]$	97.8%	97.9%	97.8%	78.2%	82.8%
$p[\Delta t < 1]$	97.0%	97.1%	97.1%	75.9%	79.3%
$\langle \Delta t \rangle$ [ms]	0.5 ± 4.1	0.5 ± 4.1	0.5 ± 4.1	2.4 ± 10.2	2.3 ± 10.7

Tabulka 4.1: Různé veličiny popisující úspěšnost algoritmu. V řádcích jsou pro každý z ukládaných signálů představující časy událostí zaznamenány jednotlivé veličiny. Δn , resp. Δt jsou rozdíly mezi počtem, resp. časy validovaných a automaticky detekovaných událostí. $p[X]$ je četnost událostí (pro Δt), resp. výbojů (pro Δn) splňující podmínku X . $\langle y \rangle$ je průměr a směrodatná odchylka veličiny y .



Obrázek 4.4: Histogramy rozdílu počtů časových okamžiků v signálu t_H_mode_start Δn_H a v signálu t_ELM_start Δn_{ELM} .

Z dat četnosti a středních hodnot časových odchylek je vidět, že samotná přesnost detekce jednotlivých časových okamžiků různých událostí (L-H/HL přechody, začátky, maxima, konce ELMů) jsou celkem přesné, přičemž detekce ELMů se pohybuje nad 97%. Přesnost detekce L-H přechodu je už horší, důvodem jsou zejména oblasti velmi častých, malých ELMů po L-H přechodu. Přesnost H-L přechodu je ještě o něco horší, pravděpodobně kvůli mnoha výbojům, kdy H-mód končí disrupcí, při které nemusí být H-L přechod dostatečně znatelný. Přesnost detekce H-módu se tedy pohybuje kolem několika ms.

Mnohem méně přesný je algoritmus z hlediska počtu detekovaných událostí. Téměř v polovině výbojů bylo automaticky detekováno více událostí, než bylo validováno. Jednou z možných příčin jsou krátkodobé vzrůsty hladiny vyzařování H_α , které algoritmus považuje za krátkodobý návrat do L-módu a kvůli tomu rozdělí H-módy obsahující takovéto události na více H-módů. Přitom při validaci mohou tyto události být považovány spíše za ELMy se složitou strukturou. Další příčinou mohou být krátkodobé snížení úrovně vyzařování před L-H přechodem, které však pravděpodobně neodpovídají skutečnému H-módu ale spíše I-módu. V oblastech nadbytečných H-módu jsou pak ve většině případů detekovány i nadbytečné ELMy.

Četnost výbojů, kde naopak nebyly detekovány některé validované události, je však mnohem menší. V případě H-módu se pohybuje pod 10%, v případě ELMů kolem 23%. Vyšší četnost chybějících detekcí ELMů může být způsobena již zmíněnými krátkodobými vzrůsty

hladiny vyzařování, které jsou při validaci označeny za ELMy. Další příčinou mohou být oblasti ELMů s velmi vysokou frekvencí, kde algoritmus občas nedetekuje všechny tyto rychlé změny, protože v signálu H_α nemusí být všechny stejně výrazné.

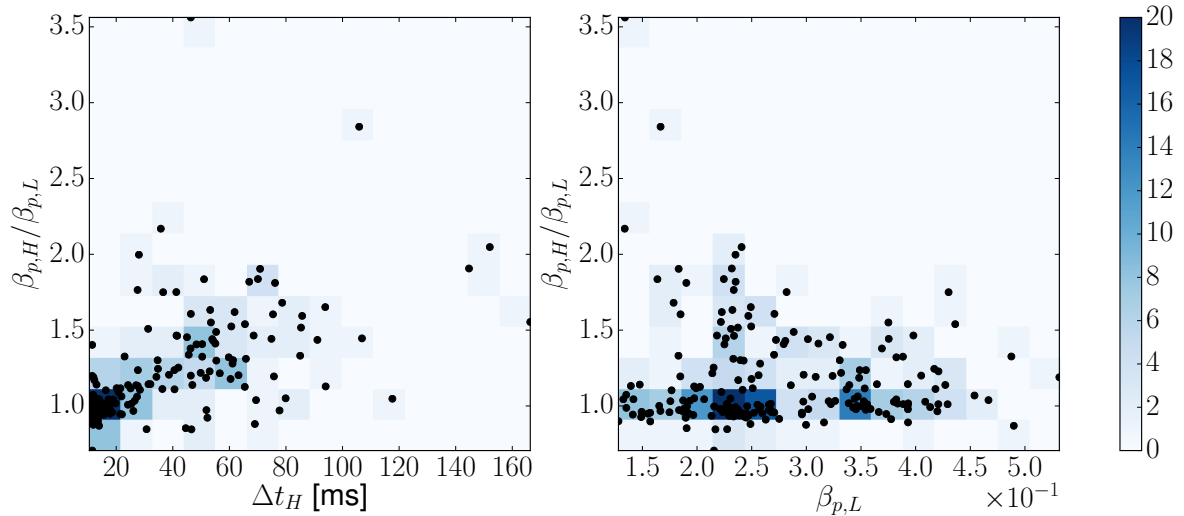
4.2 Analýza makroskopických veličin při přechodech

V době psaní této práce obsahuje databáze tokamaku COMPASS přes 100 výbojů s validovanými záznamy H-módu a ELMů. Tato data představují časové ukazatele, vůči kterým lze hromadně analyzovat změny a průběhy různých veličin.

Mezi veličiny procházející charakteristickou změnou při L-H přechodu patří např. τ_E , β_p a β_t , jak bylo nastíněno v sekci `sec:H-mode-theory`.

Průběh β_t a β_p během výbojů je počítán algoritmem EFIT a jsou k dispozici v databázi tokamaku COMPASS jako signály s identifikátory `beta_t/EFIT`, resp. `beta_p/EFIT`. Protože se tyto veličiny mění po L-H přechodu pomalu, vzal jsem pro porovnávání hodnot β_p po L-H přechodu maximum během daného H-módu.

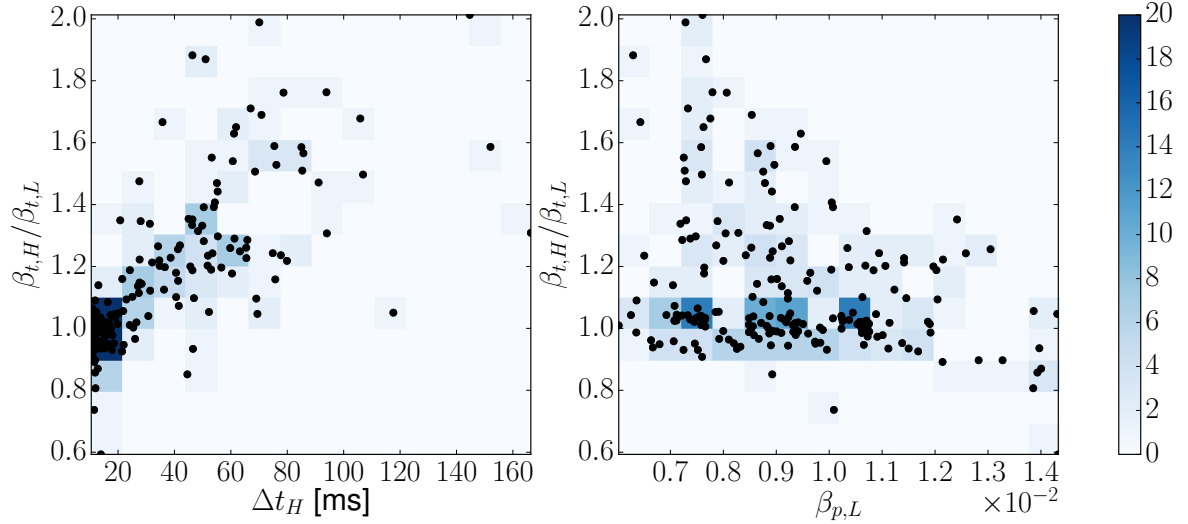
V grafech na obrázku 4.5 je vidět, že během H-módu dochází v mnoha případech až k zdvojnásobení β_p , v ojedinělých případech až trojnásobnému či většímu zvýšení. Na levém grafu je vidět náznak růstu poměru zvětšení β_p s délkou H-módu, tento trend má však velký rozptyl a k dvojnásobnému zvětšení dochází i u kratších H-módů.



Obrázek 4.5: Analýza změn β_p při L-H přechodu pro 130 výbojů s validovanými H-módy a dostupným signálem `beta_p`. Levý graf: závislost poměru maxima β_p během H-módu k β_p před L-H přechodem na délce H-módu Δt_H . Pravý graf: Závislost β_p před L-H přechodem na poměru maxima β_p během H-módu k β_p před L-H přechodem. Barevná škála odpovídá počtu bodů v blocích v 2D histogramu pod body.

Je však také vidět, že při mnoha detekovaných H-módech ke zvýšení skoro vůbec nedojde. Na pravém grafu je vidět, že mnoho těchto případů se nachází jak při nízkém, tak vysokém β_p . Tyto případy jsou především charakteristické krátkodobými nárůsty intenzity vyzařování H_α zpět na úroveň L-módu. Vypadají proto jako krátkodobé přerušení H-módu. Z hlediska β_p se však tato narušení zřejmě příliš neprojeví na kvalitě udržení.

Podobné závislosti jsou pro β_t zaneseny v obrázku 4.6. Na rozdíl od β_p je poměr zvětšení spíše menší a nepřesahuje 2. Trend nárůstu poměru zvětšení s větší délkou H-módu je zde také znatelnější.



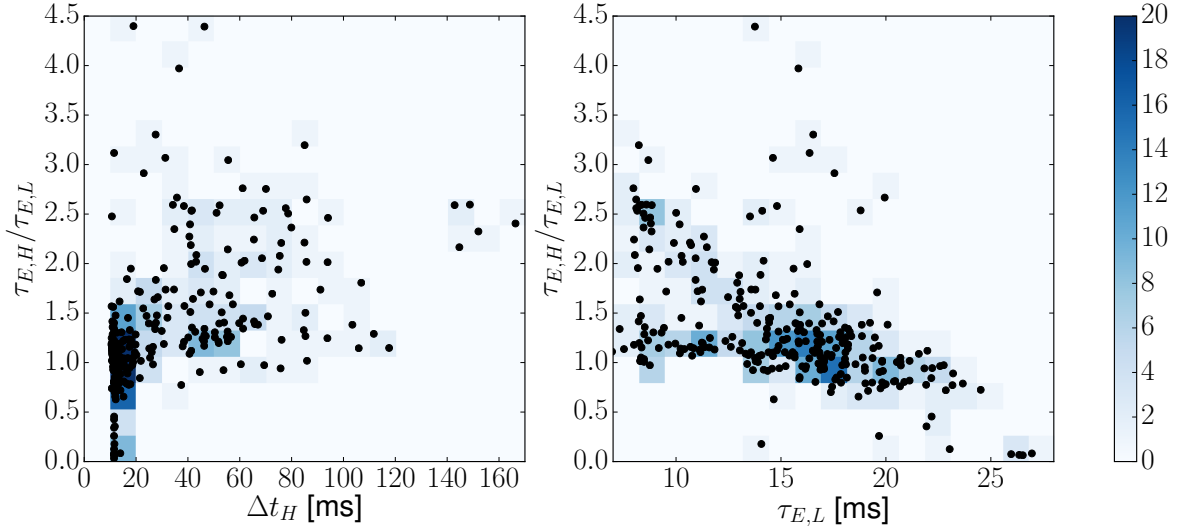
Obrázek 4.6: Analýza změn β_t při L-H přechodu pro 130 výbojů s validovanými H-módy a dostupným signálem `beta_t`. Levý graf: závislost poměru maxima β_t během H-módu k β_t před L-H přechodem na délce H-módu Δt_H . Pravý graf: Závislost β_t před L-H přechodem na poměru maxima β_t během H-módu k β_t před L-H přechodem. Barevná škála odpovídá počtu bodů v blocích v 2D histogramu pod body.

Pro výpočet τ_E je potřeba získat důvěryhodné signály reprezentující energii plazmatu a výkon energetických ztrát. Pro vývoj energie plazmatu W jsem použil signál `diamagnet_PP_EnergyBT`, který je počítán z magnetického toku diamagnetickou cívkou a je do něj započítaná korekce na toroidální pole. Pro účely výpočtu τ_E jsem tento signál vyhladil pohybujícím se průměrem s oknem o délce 2 ms. Vyzářený výkon a tedy ani celkový výkon energetických ztrát však bohužel není příliš přesně známý a proto jsem za předpokladu stacionární energetické rovnováhy $P_L = P_H$ rozhodl pro výpočet τ_E použít výkon ohřevu P_H . Na tokamaku COM-PASS lze výkon ohřevu dobře spočítat pouze v případě, kdy nejsou použity NBI, protože v době psaní této práce není k dispozici měření deponovaného výkonu NBI. Omezil jsem se proto na ohmické výboje. V tomto případě pak lze uvažovat pouze výkon ohmického ohřevu $P_H = P_{OH} = U_{loop} I_{pl}$ daný součinem indukovaného napětí na závit U_{loop} a proudu plazmatem I_{pl} . V některých výbojích je k dispozici vypočítaný signál $P_{ohm,norm}$, oproti tomu jednoduchému součinu navíc započítává korekci na změnu I_{pl} a indukčnosti plazmatu. Bohužel se ukázalo, že při použití této korekce jsou hodnoty τ_E často před H-módem větší než během H-módu a velmi oscilují a proto jsem se rozhodl tuto korekci nepoužívat, aby se tyto případy neprojevovaly v hromadném zpracování.

Pro účely výpočtu P_{OH} jsem použil napětí na závit měřené jednou z cívek dostupné jako CDB signál `U_loop_04` (tento signál jsem před výpočtem opět vyhladil pohybujícím se průměrem s oknem o délce 2 ms) a signál `MARTE_NODE.PositionDataCollection2.PlasmaCurrent_Measured_ND` představující I_{pl} . Pro celkový výpočet jsem vyhlazené signály lineárně interpoloval na časovou osu signálu diamagnetické energie. Výsledně jsem tedy vztah 1.3 upravil na tvar

$$\tau_E = \frac{W}{U_{loop} I_{pl}} \quad (4.2)$$

Kvůli šumu v signálech i po vyhlazení vypočtený průběh τ_E mírně osciloval a proto jsem se rozhodl použít pro porovnávání jako hodnotu τ_E v H-módu medián hodnot během H-módu. Tato volba se ukázala být robustnější vůči špičkám a oscilacím v signálech.



Obrázek 4.7: Analýza změn τ_E při L-H přechodu pro 80 výbojů bez použitých NBI, s validovanými H-módy a dostupnými signály pro výpočet τ_E . Levý graf: závislost poměru maxima τ_E během H-módu k τ_E před L-H přechodem na délce H-módu Δt_H . Pravý graf: Závislost poměru maxima τ_E během H-módu k τ_E před L-H přechodem na τ_E před L-H přechodem. Barevná škála odpovídá počtu bodů v blocích v 2D histogramu pod body.

Na obrázku 4.7 jsou zaneseny obdobné závislosti jako v případě β_t a β_p . Není zde příliš viditelná závislost zvětšování poměru s prodlužováním H-módu jako v případě β_t . Samotný poměr zvětšení je však v mnoha případech i větší než 2. V mnoha případech je však poměr zmenšení dokonce menší než 1, obvykle se jedná o kratší H-módy, většinu kratších než samotné τ_E . Je tedy možné, že tyto hodnoty nejsou správně spočítané. Pravý graf naznačuje, že tyto případy jsou pravděpodobně opět způsobeny přerušením H-módu kvůli krátkodobému nárůstu úrovně vyzařování. Jedná se pravděpodobně o případy, kdy τ_E je již v pozdější fázi H-módu poměrně vysoké a začíná klesat a po tomto přerušení se následující „H-mód“ jeví mít horší udržení.

V pravém grafu na tomto obrázku je také vidět náznak klesající tendence zlepšení udržení s rostoucím τ_E před L-H přechodem. Hodnota τ_E tedy dosahuje určité saturace kolem 25 ms.

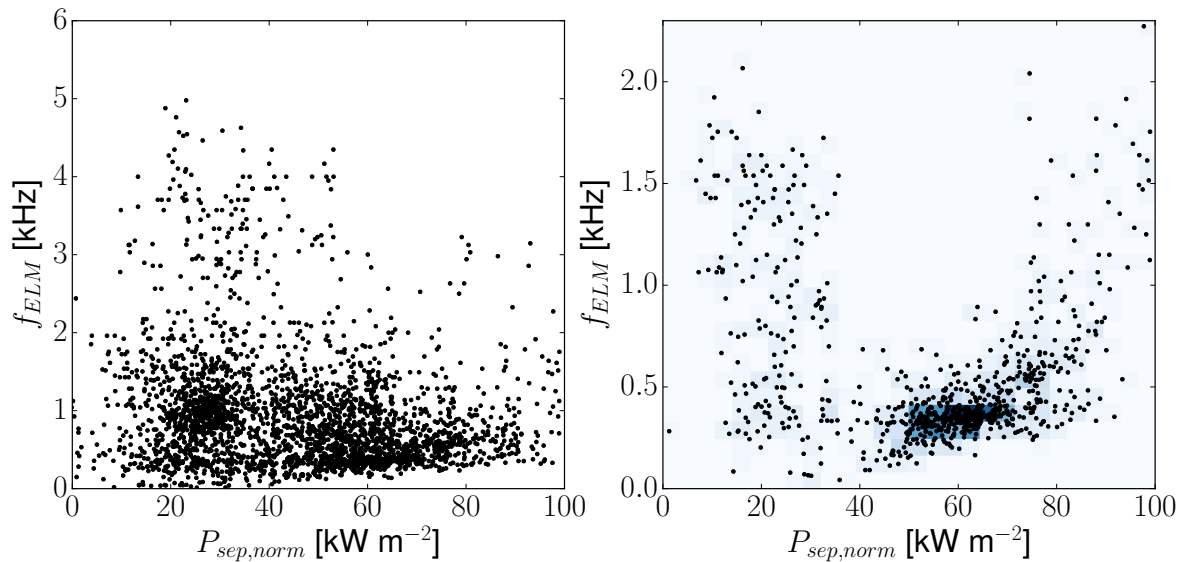
4.3 Klasifikace ELMů pomocí $P_{sep,norm}$

S pomocí zaznamenaných odhadů průběhu f_{ELM} je možné pokusit se o klasifikaci typů ELMů. K tomu je však potřeba znát průběh výkonu procházejícího přes separatrix normalizovaného na povrch separatrix $P_{sep,norm}$. Signál odpovídající této veličině je k dispozici v databázi

tokamaku COMPASS u mnoha výbojů pod názvem `P_sep_norm/MAGNETICS`. Pro výpočet tohoto signálu je však použito několik veličin, které jsou pouze aproximovány z měřených dat, např. výkon radiačních ztrát. V případě aktivního NBI ohřevu není výkon NBI vůbec započítáván. Z toho důvodu není tento signál příliš přesný, obzvláště při nižších výkonech.

V levém grafu na obrázku 4.8 je vyznačena aproximace závislosti $f_{ELM}(P_{sep,norm})$ pro 88 různých výbojů, kde byl signál f_{ELM} validovaný a zároveň byl k dispozici signál $P_{sep,norm}$. Každý bod byl získán vyhlazením signálu $P_{sep,norm}$ přes 2 ms v daném výboji a následnou lineární interpolací časové osy signálu f_{ELM} . Na tomto grafu jsou vidět dva výrazné shluky bodů. Nejvýraznější shluk se nachází v oblasti výkonů od 40 do 100 kW m⁻² a frekvencemi kolem 0,5 kHz. Tyto body odpovídají především intenzivnějším ELMům s nízkou opakovací frekvencí, obvykle blíže ke konci H-módu. Je zde vidět mírná tendence zvyšování frekvence s rostoucím výkonem. Tento trend poukazuje na ELMy typu I.

Druhý shluk nevykazuje tak jasnou závislost, ale pravděpodobně odpovídá ELMům typu III. Velký rozptyl tohoto shluku nejspíše způsoben velkou nepřesností $P_{sep,norm}$ při těchto menších výkonech. Body s frekvencí nad 2 kHz možná neodpovídají ELMům, těmto jevům se věnuje kapitola `sec:local`.



Obrázek 4.8: Frekvence ELMů v závislosti na $P_{sep,norm}$. V pravém grafu je 3024 bodů pocházejících z 88 různých výbojů a v levém grafu 21 bodů pochází z 24 různých výbojů s číslem nad 10000. V těchto výbojích byla frekvence ELMů validovaná a zároveň je k dispozici vypočtený signál $P_{sep,norm}$.

Na pravém grafu na obrázku 4.8 je zobrazena podmnožina těchto bodů pro výboje s číslem nad 10000. Tuto podmnožinu jsem si vybral ze dvou důvodů: Zaprvé v těchto novějších výbojích je signál $P_{sep,norm}$ počítán spolehlivěji a zadruhé tato podmnožina obsahuje více výbojů z experimentů, kdy bylo H-módu s ELMy dosahováno cíleně. Trend typický pro ELMy typu I je zde ještě výraznější. Je zde také trochu vidět trend rychle snižující se frekvence se vzrůstajícím výkonem v oblasti výkonu do 20 kW m⁻², což podporuje klasifikaci těchto bodů jako ELMy typu III.

4.4 Diskuze

V sekci `sec:algorithm_success` jsem ukázal, že algoritmus je schopný poměrně přesně detekovat jednotlivé události odpovídající L-H/H-L přechodům či ELMům. Je zde však velká četnost případů, kdy detekuje navíc i jevy podobně vypadající, které ale pravděpodobně nedopovídají skutečnému L-H přechodu apod. Vzhledem k existenci grafického rozhraní pro validaci je toto však příznivější situace, než kdyby naopak mnoho jevů nedetekoval, protože v tomto grafickém rozhraní je velmi jednoduché nadbytečné jevy vymazat. Vysoké procento chybějících ELMů není z hlediska práce při validaci příliš zásadní, protože po opravení detekce H-módů umožňuje algoritmus automaticky opravit detekci ELMů a tento krok má velmi vysokou úspěšnost, jelikož efektivně pouze vybere všechny události detekované jako ELMy vyskytující se ve validovaných H-módech a samotná automatická detekce ELMů je velmi přesná. Naopak je složitější nedetekované jevy zvlášť zaznamenávat. Přesto by do budoucna bylo lepší se více zaměřit na heuristiky a mezní hodnoty, podle kterých jsou jevy při automatické detekci akceptovány. Také by mohlo být přínosné využít existující části algoritmu detekující jednotlivé oblasti které mohou tyto jevy představovat a použít učící se algoritmy na samotnou klasifikaci těchto jevů.

Ačkoliv algoritmus tedy není plně automatický, již několik skupin na tokamaku COMPASS jej aktivně využívá pro zaznamenávání H-módů, protože urychluje zaznamenávání L-H přechodů a ELMů. Ukládání různých variant umožňuje flexibilitu při vybírání H-módů zajímavých pro daný výzkum bez rizika zanedbání nebo přidání H-módů, které se nehodí jiné skupině.

Pokud v budoucnu bude na tokamaku COMPASS instalována diagnostika umožňující rutinně měřit míru turbulencí (např. Langmuirova sonda v režimu iontového nasyceného proudu), mohla by měření z této diagnostiky přispět k zvýšení přesnosti algoritmu.

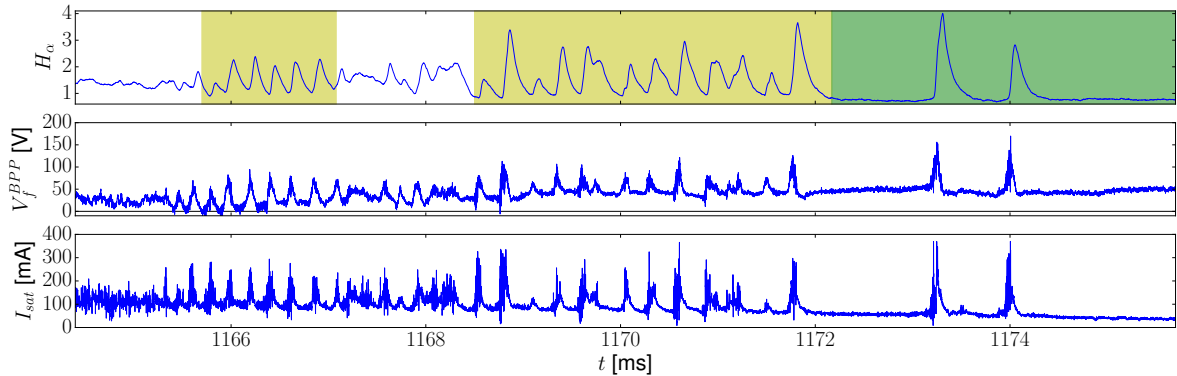
Z validovaných dat však bylo v sekci `sec:analysis` dobře vidět, že v H-módu skutečně dochází k zlepšení parametrů udržení. Nejlépe bylo zlepšení pozorovatelné na parametru β_p . Zlepšení parametru τ_E přibližně odpovídá očekávání, ale je pravděpodobně zatíženo větší chybou kvůli možné nepřesnosti aproximace výkonu ztrát pomocí výkonu ohřevu. Z velké četnosti případů kdy kvůli dočasnému nárůstu úrovně vyzařování se některé H-módy jeví být přerušeny a přitom zde není pozorováno výrazné zhoršení parametrů (protože po návratu se parametry vůči tomuto krátkému „L-módu“ nezlepší) však vyvstává otázka, zda tyto jevy by měly být vůbec považovány za L-mód a zda by nebylo lepší kvůli těmto jevům H-módy nedělit.

Ačkoli jsou hodnoty $P_{sep,norm}$ značně nejisté, při hromadném zpracování dat je tendence ELMů typu I dobře znatelná. Tendence ELMů typu III je už mnohem hůře znatelná, nejspíš kvůli větší chybě v nižších hodnotách $P_{sep,norm}$. Velkou otázkou zůstávají body s f_{ELM} nad 2 kHz. Tyto body nevykazují viditelný trend a zdají se být roztroušeny celkem náhodně. Těmto typům událostí (není vůbec jisté, zda se jedná o skutečné ELMy) se věnuje následující kapitola.

Kapitola 5

Studium lokálních vlastností L-H přechodu

Protože se neznámé oscilace podobné ELMům s frekvencí nad 2 kHz zmíněné v sekci `sec:f_ELM_P_sep` obvykle objevují během pozvolných L-H přechodu, vzniklo podezření že by se mohlo jednat o LCO (viz. sekce `sec:H-mode-theory`). Na obrázku 5.1 jsou typické průběhy těchto oscilací ve výboji 9617. Ve žlutých oblastech jsou na obrázku zachyceny oscilace s frekvencí přibližně 3-4 kHz. V první oblasti se dolní obálka oscilací v signálu H_α přibližuje úrovni vyzařování v H-módu, oscilace samotné vypadají podobně jako ELMy. V druhé žluté oblasti tyto se tyto oscilace ještě více přibližují ELMům. Ve výsledku je tedy velmi těžké určit kdy přesně došlo k L-H přechodu.



Obrázek 5.1: Ukázka oscilací signálů vyzařování H_α , plovoucího potenciálu měřeného ball-pen sondou a iontového nasyceného proudu Langmuirovou sondou na hlavici horizontálního recipročního manipulátoru ve výboji 9617 v okolí L-H přechodu. Žluté oblasti odpovídají neznámým oscilacím, zelená oblast H-módu.

Na tokamaku HL-2A byly pozorovány velmi podobné oscilace v signálu H_α na frekvenci 2,8 kHz v blízkosti L-H přechodu. Oblasti podobné první žluté oblasti v obrázku 5.1 jsou považovány za plynulý přechod mezi L-módem, I-módem s LCO a zpět L-módem. Oblasti podobné druhé žluté oblasti vykazovaly plynulý přechod od L-módu přes I-mód s LCO do H-módu. V blízkosti LCFS byly pomocí hřebínku Langmuirových sond pozorovány oscilace na této frekvenci radiálního elektrického pole E_r . Oscilace o stejné frekvenci byly nalezeny i v

signálu intenzity turbulencí v okolí LCFS, avšak tyto oscilace měly vůči oscilacím E_r určité fázové posunutí, které je vysvětlováno cyklickým potlačováním a buzením turbulencí v důsledku sílicího či slábnoucího střiženého pole E_r . Za intenzitu turbulencí zde byla považována nízko-frekvenční obálka časových změn iontového nasyceného proudu. Z hlediska magnetické aktivity jsou tyto módy charakteristické toroidálním módovým číslem $n=0$ [32].

Cílem následující práce bylo pokusit se zreprodukovat analýzu těchto oscilací podobně jako na tokamaku HL-2A.

5.1 Možnosti identifikace LCO na tokamaku COMPASS

Pro identifikaci LCO je především třeba porovnat průběh fluktuací hustoty a radiálního elektrického pole v okolí separatrix během oscilací, které by mohly být LCO. Fluktuace elektronové hustoty n_e lze za předpokladu pomalu proměnné elektronové teploty T_e aproximovat fluktuacemi iontového nasyceného proudu měřeného Langmuirovou sondou.

Bohužel, v době psaní této práce není na tokamaku COMPASS instalována diagnostika umožňující přímo měřit radiální elektrické pole v okolí separatrix. 2 hřebínky Langmuirových sond a 2 triple sondy jsou sice instalovány na tzv. U-sondě, ale ta měří pouze v oblasti SOL a nezasahuje do oblasti LCFS. Jedny z mála diagnostik umožňující přímé měření plovoucího potenciálu či iontového nasyceného proudu v okolí separatrix jsou hlavice osazené Langmuirovými a ball-pen sondami na reciprokých manipulátorech. Ty mohou být zasunuty v určený čas s určenou rychlostí do plazmatu a umožňují proměřit radiální profily různých veličin v plazmatu včetně odhadu E_r . Tento odhad má však velmi nízké časové rozlišení, což je dáno nízkým časovým rozlišením signálu hloubky zásunu manipulátoru. Pro studium LCO je však potřeba mnohem větší časové rozlišení, protože tyto jevy mají charakteristickou frekvenci řádově kHz. Pomocí Mirnovových cívek je také možné určit toroidální módové číslo n těchto oscilací.

Jak je vidět na obrázku 5.1, oscilace iontového nasyceného proudu mohou být úspěšně měřeny v oblastech analyzovaných oscilací. Podobné oscilace jsou také viditelné na signálu plovoucího potenciálu měřeném ball-pen sondou. Hlavní překážkou však bylo měření oscilací radiálního elektrického pole E_r . V následujícím textu jsou popsány pokusy o rekonstrukci průběhu E_r s vysokým časovým rozlišením z naměřených signálů plovoucích potenciálů.

5.2 Rekonstrukce E_r z plovoucích potenciálů

Během zásunu horizontálního reciprokého manipulátoru s hlavicí osazenou sondami (označovaném jako HRCP - horizontal reciprocating probe) měří ball-pen a Langmuirovy sondy plovoucí potenciál $V_f(t)$. Za předpokladu, že elektronová teplota T_e se mění v čase a prostoru mnohem pomaleji než potenciál plazmatu Φ , lze předpokládat, že derivaci potenciálu plazmatu lze dobře aproximovat derivací plovoucího potenciálu $\frac{d\Phi}{dt} \approx \frac{dV_f}{dt}$. V případě měření V_f pomocí ball-pen sondy je navíc příspěvek T_e velmi malý. V ideálním případě by pak šlo numericky vypočítat $E_r = \frac{dV_f}{dr} = \frac{dV_f}{dt} \left(\frac{dr}{dt}\right)^{-1}$ kde $r(t)$ je hloubka zásunu HRCP do plazmatu v radiálním směru.

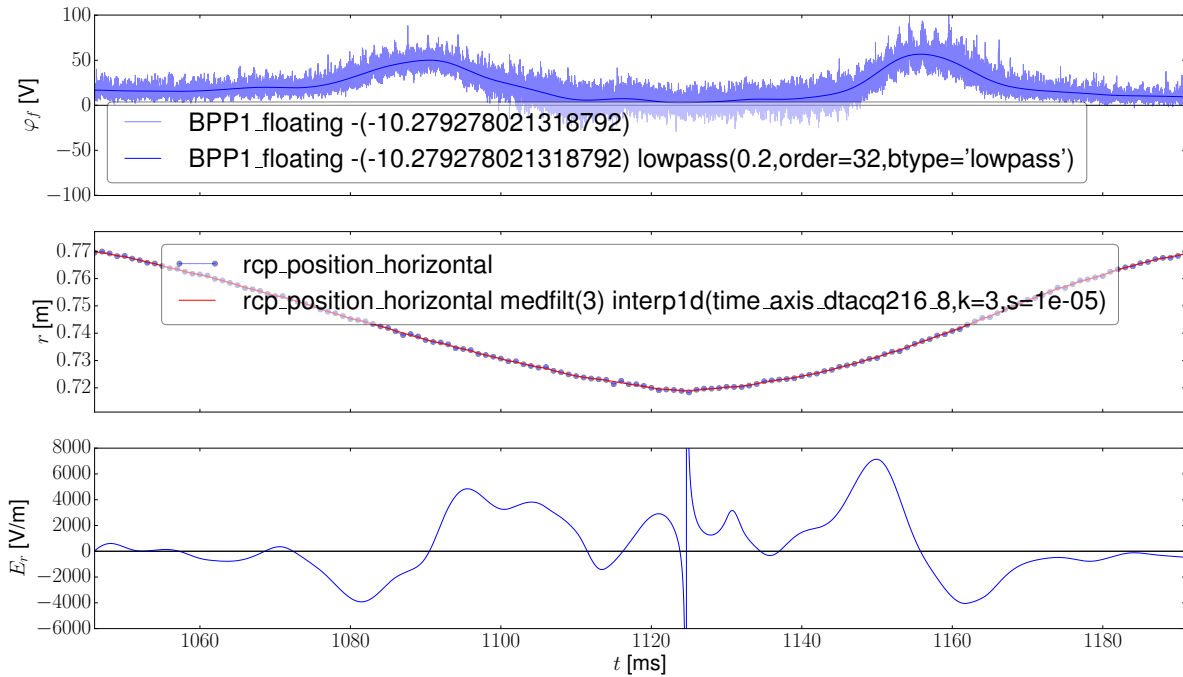
Turbulentní jevy však způsobují, že v signálu $V_f(t)$ se objevují i oscilace na různých frekvencích odpovídající turbulentním jevům, obvykle v řádech desítek až stovek kHz. Numerickou derivací tohoto signálu jsou tyto vysoké frekvence zvýrazněny (neboť derivace má vlastnosti

frekvenčního highpass filtru [30]) a překryjí průběh odpovídajícímu střednímu E_r . Z toho důvodu lze E_r pouze odhadnout s nízkým časovým rozlišením po odfiltrování těchto frekvenčních komponent.

Pro získání E_r s vyšším časovým rozlišením je proto třeba rekonstruovat E_r z V_f jiným způsobem, který by tak nevýrazňoval vysoké frekvence. Nejjednodušším takovým způsobem je najít aproximaci E_r jako lineární kombinaci plovoucích potenciálů několika sond, která by odpovídala geometrickému uspořádání sond na hlavici.

5.2.1 Aproximace E_r s nízkým časovým rozlišením z derivace Φ_f

Ačkoliv rekonstrukce E_r s nízkým časovým rozlišením není přímo použitelná pro účely identifikace LCO, lze ji použít k srovnávání s jinými metodami vedoucí na E_r s vyšším časovým rozlišením, které by měly po vystředování vést na podobný průběh. Pro srovnávání jsem vybral výboje 9548, 9550, 9551 a 9552, ve kterých bylo dosaženo pouze L-módu, a proto není srovnání komplikováno složitými jevy jako např. ELMy či LCO.



Obrázek 5.2: Aproximace $\tilde{E}_r$ ve výboji 9552 ze signálů plovoucího potenciálu měřeného ball-pen sondou č. 1 na HRCF (CDB signál BPP1_floating) a hloubky zásunu HRCF (CDB signál rcp_position_horizontal).

Postup aproximace $\tilde{E}_r$ je naznačen na obrázku 5.2. Před zpracováním signálů plovoucích potenciálů je vždy nutné odstranit offset, který jsem aproximoval jako průměr signálu do času 960 ms v průběhu měření, kdy ještě nezačal výboj. Pro odfiltrování frekvencí nad 0,2 kHz jsem použil IIR lowpass Butterworth filter řádu 32 s dopřednou-zpětnou aplikací pro nulový fázový posun [30]. Takto filtrované signály značené s vlnovkou Φ_f pak umožňují vypočítat přibližný časový vývoj $\tilde{E}_r$, vůči kterému lze porovnat výsledek rekonstrukce E_r jinými metodami. Pro výpočet je však také třeba částečně vyhladit a interpolovat signál odpovídající $r(t)$ (CDB signál rcp_position_horizontal), protože je měřen s velmi malým časovým roz-

lišením (vzorkovací krok 1 ms) a údaj o poloze je zaznamenáván s velkou chybou a v signálu se proto často objevují špičky, které neodpovídají reálnému pohybu sondy. Z toho důvodu jsem nejdříve na signál aplikoval mediánový filtr s jádrem o délce 3 bodů a výsledek vyhladil a částečně i interpoloval na časovou osu $\tilde{\Phi}_f$ spline křivkou řádu 3 s vyhlazovacím parametrem 10^{-5} odpovídajícím maximální sumě kvadrátů odchylek. V momentě, kdy se hlavice začne znovu zasouvat, však klesá $\frac{dr}{dt}$ k 0 a $\tilde{E}_r$ lze proto aproximovat pouze mimo tuto oblast obratu. Pro numerické zpracování dat byla použita knihovna `scipy`[28].

5.2.2 Rekonstrukce z geometrického uspořádání sond na hlavici

Základní myšlenkou rekonstrukce E_r pomocí lineární kombinace Φ_f je předpoklad, že rozdíl 2 potenciálů plazmatu Φ_2, Φ_1 mezi dvěma místy s dráhovým rozdílem l lze vyjádřit jako křivkový integrál

$$\Phi_2 - \Phi_1 = \int_l \vec{E} \cdot d\vec{r} \quad (5.1)$$

Pro rekonstrukci E_r je proto třeba změřit rozdíly potenciálu plazmatu Φ v radiálním směru. V případě HRCF jsou zde ale 2 zásadní problémy:

1. Langmuriovy sondy měří v plovoucím režimu jiný plovoucí potenciál V_f než ball-pen sondy, rozdíl odpovídajících členů α v rovnici (3.1) je přibližně 2,2 [33].
2. Langmuirovy a ball-pen sondy jsou na hlavici osazeny přibližně v rovině kolmé na radiální směr několik milimetrů od sebe.

První překážku lze překonat tím, že měření bude probíhat s Langmuirými sondy v self-emisním režimu, kdy měří fyzikálně přibližně stejný plovoucí potenciál, jako ball-pen sondy. Druhou překážku lze obejít díky faktu, že hroty Langmuriových sond osazených na hlavici jsou přibližně o 2 mm radiálně blíže středu plazmatu, než kolektory ball-pen sond. Není však zcela jisté, jakému místu na hrotu Langmuirovy sondy odpovídá měřený signál, nicméně zmíněné 2 mm jsou dobrý počáteční odhad.

Za předpokladu prostorově konstantního vektoru elektrického pole $\vec{E}$ v oblasti sond na hlavici pak lze vztah (5.1) zjednodušit na $\Phi_{1i} - \Phi_{2i} = p_i = \vec{n}_i \cdot \vec{E}$ vektoru elektrického pole do směru představovaným vektorem $\vec{n}_i$ s velikostí rovnou dráhovému rozdílu mezi sondami získaným jako vektorový rozdíl polohových vektorů sond v i -té dvojici.

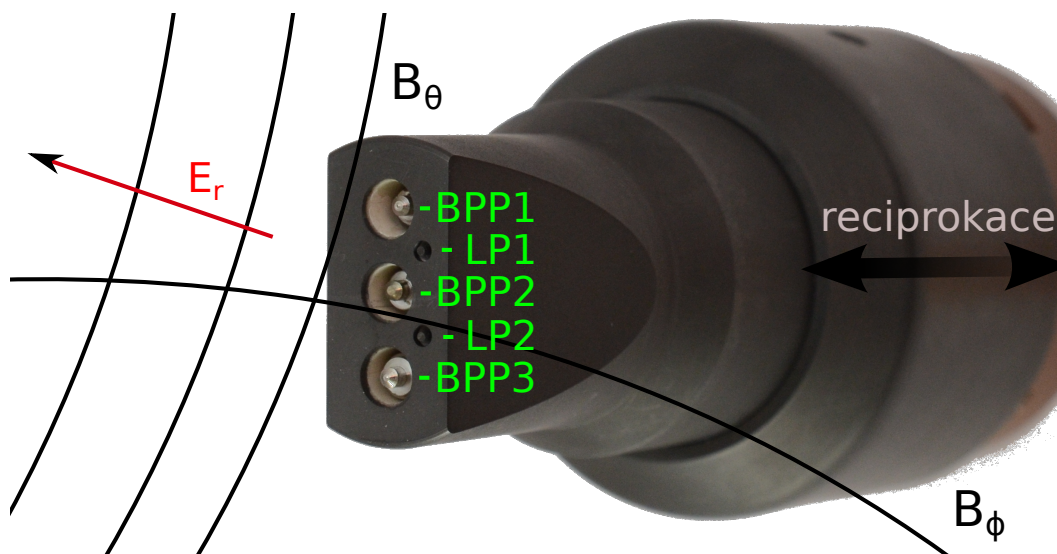
Vzhledem ke geometrickému uspořádání sond na hlavici schematicky naznačeného na obrázku 5.3 lze najít až 5 různých směrů $\vec{n}_i$ mezi hroty či kolektory, které jsou vzájemně (po dvojicích) lineárně nezávislé, nejsou však ortogonální.

Rekonstrukci vektoru E pak lze formulovat jako systém lineárních rovnic, kde každá rovnice představuje výpočet projekce jako skalární součin vektorů $\vec{n}_i \cdot \vec{E} = p_i$. Pro rekonstrukci $\vec{E}$ ve 3D prostoru by tedy bylo potřeba 3 projekce do 3 lineárně nezávislých směrů. Pak by šla sestavit následující matice N n

$$N\vec{E} = \begin{pmatrix} \vec{n}_1^T \\ \vec{n}_2^T \\ \vec{n}_3^T \end{pmatrix} \vec{E} = \begin{pmatrix} p_1 \\ p_2 \\ p_3 \end{pmatrix} = \vec{p}$$

a vektor $\vec{E}$ by pak šel získat jako $\vec{E} = N^{-1}\vec{p}$.

K výpočtu směrů projekcí byly použity následující geometrické údaje:



Obrázek 5.3: Schéma hlavičky horizontálního reciprokého manipulátoru umístěné na okraji komory. Sondy umístěné na hlavičce jsou vyznačeny zeleně. Schematicky jsou naznačeny silokřivky magnetických polí a radiální složka vektoru elektrického pole. Naznačen je také horizontální směr reciprokace manipulátoru. Fotografie hlavičky z archivu J. Adámka.

- vzdálenost kolektorů BPP mezi sebou a hrotů LP mezi sebou je 8 mm
- přímky, ve kterých jsou osazeny BPP, resp. LP sondy, jsou od sebe vzdálené 3,5 mm
- LP sondy jsou ve vertikálním směru osazeny mezi BPP sondami
- v radiálním směru jsou hroty LP sond a kolektory BPP sond vzdálené přibližně 2 mm

Kvůli stáčení silokřivky toroidální složky magnetického pole B_ϕ u okraje je navíc přímka, ve které jsou osazeny BPP sondy, stočena o 5° tak, aby byla kolmá na tuto silokřivku. Také silokřivky poloidální složky magnetického pole B_θ nejsou přímo rovnoběžné s přímkami, ve kterých jsou osazeny sondy, protože střed plazmatu je obvykle nad vertikální pozicí hlavičky. V průběhu výboje se jejich sklon mění, ale ve stacionární části výboje lze odhadnout na přibližně 10° . Z toho důvodu je potřeba celou úlohu o tyto úhly rotovat, pokud má být radiální složka $\vec{E}$ určena pomocí zmíněného maticového zápisu. Rotace jakožto regulární transformace však nezmění hodnotu matice $\mathbb{N}$.

Bohužel, kvůli geometrickému uspořádání sond na hlavičce nelze najít takové 3 směry, aby matice $\mathbb{N}$ měla plnou hodnotu a byla tedy invertibilní. Protože všechny směry $\vec{n}_i$ mají stejnou radiální i toroidální složku a liší se pouze v polodiální, lze matice $\mathbb{N}$ bude mít maximálně hodnotu 2. Je tedy nutné se omezit na rekonstrukci $\vec{E}$ v 2D prostoru a jednu ze složek elektrického pole zanedbat. Protože vodivost podél silokřivek magnetického pole (u okraje tedy přibližně v toroidálním směru) je velmi vysoká, měly by rozdíly potenciálu v tomto směru být velmi rychle vyrovnávané a tedy elektrické pole malé. V tomto směru je sice také indukováno elektrické pole solenoidem, ale při napětí na závit v řádu několika voltů je na vzdálenosti několika mm příspěvek k elektrickému poli rovněž velmi malý. Proto jsem se rozhodl zanedbat toroidální složku elektrického pole.

Po výpočtu inverzní matice lze tedy získat radiální či poloidální složku jako lineární kombinaci rozdílů zvolených potenciálů. Bohužel, pro všechny možné volby se vypočtená radiální složka elektrického pole podobala spíše průběhu potenciálů a neodpovídala průběhu $\tilde{E}_r$. Z toho důvodu jsem usoudil, že tato geometrická představa dostatečně neodpovídá zakřivení elektrického pole.

5.2.3 Fitování obecné geometrie pole E_r vůči osazení sond na hlavici

Předchozí přístup lze zobecnit tím, že se předpoklad v prostoru konstantního vektoru elektrického pole $\vec{E}(t)$ redukuje na předpoklad, že ho lze vyjádřit v závislosti na poloze jako prostorovou transformaci konstantního vektoru $\vec{E}_0(t)$ danou vztahem $\vec{E}(\vec{r}, t) = \mathbb{F}(\vec{r})\vec{E}_0(t)$, kde $\mathbb{F}(\vec{r})$ je maticová funkce vyjadřující prostorovou transformaci v bodě daným polohovým vektorem $\vec{r}$. V nejjednodušším případě by mohla být složením rotace o poloidální a o toroidální úhel v daném bodě. Vztah (5.1) se pak zobecní na (pro jednoduchost zápisu je vynechána časová souřadnice t)

$$\Phi_2 - \Phi_1 = \int_l \vec{E} \cdot d\vec{r} = \int_l \left(\mathbb{F}(\vec{r})\vec{E}_0 \right) \cdot d\vec{r} = \int_I \left(\mathbb{F}(\vec{r}(\tau))\vec{E}_0 \right) \cdot \vec{r}'(\tau) d\tau \quad (5.2)$$

kde $\vec{r}'(\tau) : I \rightarrow l \subset \mathbb{R}^3$ je parametrizace křivky l . Skalární součin v integrálu představuje 3 členy a díky linearitě integrálu lze (5.2) rozepsat po složkách, pro jednoduchost je upravován pouze první integrál

$$\begin{aligned} &= \int_I (\mathbb{F}_{11}(\vec{r}(\tau))E_{01} + \mathbb{F}_{12}(\vec{r}(\tau))E_{02} + \mathbb{F}_{13}(\vec{r}(\tau))E_{03}) \cdot \dot{r}_1(\tau) d\tau + \dots \\ &= E_{01} \int_I \mathbb{F}_{11}(\vec{r}(\tau))\dot{r}_1(\tau) d\tau + E_{02} \int_I \mathbb{F}_{12}(\vec{r}(\tau))\dot{r}_1(\tau) d\tau + E_{03} \int_I \mathbb{F}_{13}(\vec{r}(\tau))\dot{r}_1(\tau) d\tau + \dots \\ &= E_{01}a_{11} + E_{02}a_{12} + E_{03}a_{13} + \dots = E_{01}b_1 + E_{02}b_2 + E_{03}b_3 \end{aligned}$$

kde a_{ij} jsou hodnoty integrálů dané prostorovou konfigurací pole a $b_i = a_{1i} + a_{2i} + a_{3i}$. Rozdíl měřených potenciálů lze tedy zapsat jako lineární kombinaci složek vektoru $\vec{E}_0$. Pro určení jeho složek je tedy potřeba sestavit soustavu 3 lineárně nezávislých rovnic typu (5.2), tedy stačí mít signály 3 potenciálů měřených v různých místech. Protože dráhy mezi místy měření potenciálů nejsou všechny stejné a konfigurace pole je v oblasti sondy částečně zakřivená, lze předpokládat, že taková soustava bude regulární a lze ji tedy invertovat. Pokud bez újmy na obecnosti je radiální složka pole $E_r = E_{01}$, lze ji pak vyjádřit po inverzi soustavy jako lineární kombinaci potenciálů

$$E_r(t) = A_1\Phi_1(t) + A_2\Phi_2(t) + A_3\Phi_3(t) \quad (5.3)$$

kde koeficienty α_i jsou prvky inverzní matice soustavy.

Za uvedených předpokladů by tyto koeficienty neměly záviset na čase a lze je tedy aproximovat pomocí fitování vztahu (5.3) metodou nejmenších čtverců s datovými řadami $\tilde{E}_r(t)$ a $\tilde{\Phi}_i(t)$. Pro fitování jsem použil signály z již zmíněných výbojů 9548, 9550, 9551, 9552 a omezil jsem se na oblasti, kde Langmuirova sonda byla v self-emisním režimu, což jsem identifikoval tím, že signál plovoucího potenciálu z Langmuirových sond je blízko nebo větší než signál z ball-pen sond. Pro fitování jsem použil CDB signály LP1_floating, BPP1_floating

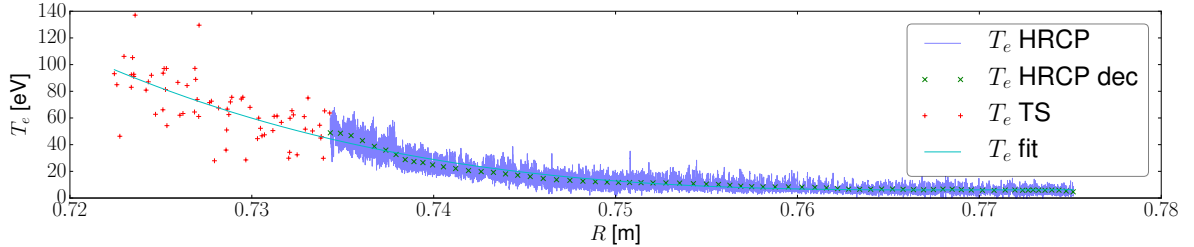
a `BPP2_floating`. Při použití více než 3 signálů byly přebytečným signálům přiřazeny koeficienty řádově menší než ostatním 3, což podporuje nastíněnou matematickou představu. Fitováním jsem získal aproximaci E_r , jejíž průběh se už mnohem více blížil průběhu $\tilde{E}_r$.

Získaná aproximace ale byla vůči $\tilde{E}_r$ často posunutá v čase o několik ms a vykazovala vlastnost podobnou kontrakci v čase. Z toho důvodu jsem usoudil, že ve vztahu (5.3) ještě chybí nějaký člen. Za předpokladu self-emise by se měly členy αT_e při odečtení plovoucích potenciálů vyrušit, protože koeficienty úměrnosti α by měly být pro Langmuirovy i ball-pen sondy téměř stejné. Tento předpoklad ale nemusí být splněn dokonale a výsledně může ve vztahu (5.3) zůstat člen $A_4 T_e$, kde koeficient A_4 je dán neznámými koeficienty α . Koeficient A_4 pak lze získat fitováním $\tilde{E}_r$, pokud se podaří aproximovat T_e .

Dokud Langmuirova sonda nepřejde do self-emisního režimu, lze T_e aproximovat na základě vztahů mezi plovoucím potenciálem a potenciálem plazmatu $V_f = \Phi + \alpha T_e$ jako

$$T_e = \frac{V_f^{(LP)} - V_f^{(BPP)}}{\alpha_{LP} - \alpha_{BPP}} \quad (5.4)$$

kde $\alpha_{LP} - \alpha_{BPP}$ je přibližně 2,2 [33]. Pro doplnění bodů, kdy LP je už v self-emisním stavu jsem využil údaje T_e z Thomsonova rozptylu (TS) z časového a prostorového intervalu, kdy byla sonda zasunuta do plazmatu. K tomu jsem použil CDB signály `Te` a `R_midplane`, pomocí kterých jsem získal hodnoty T_e přepočítané na R . Z dosud nejasných důvodů však bylo potřeba signál `R_midplane` posunout o přibližně 2 cm, aby hodnoty T_e navazovaly na hodnoty získané z HRCP. Jak je vidět na obrázku 5.4, rozptyl hodnot z TS je v této oblasti velký, ale navazují na předchozí hodnoty dostatečně na to, by šli nafitovat polynomem 3. řádu. Pro fitování bylo nutné zdecimovat hodnoty T_e z HRCP, aby všechny hodnoty měly podobnou váhu.



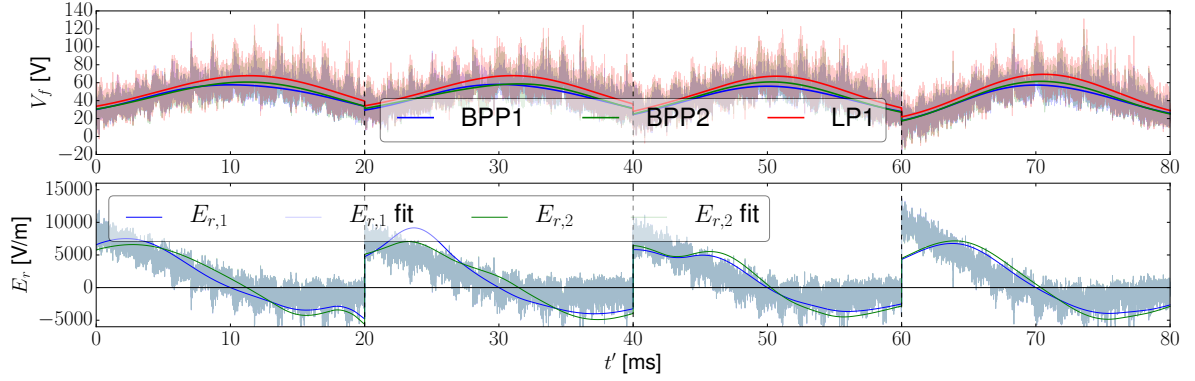
Obrázek 5.4: Fit radiálního profilu T_e polynomem 3. stupně z dat T_e získaných jak z HRCP tak z TS pro výboj 9551.

Za předpokladu málo proměnného radiálního profilu T_e v čase pak lze nafitovanou závislost pak použít jako aproximaci T_e při fitování koeficientu A_4 . Předpoklad neměnnosti radiálního profilu T_e lze ale použít pouze ve stacionární fázi výboje v L-módu. Pro identifikaci LCO v I-módu už tento předpoklad nemusí být dostatečně přesně splněn, protože se během I-módu radiální profil T_e stává strmější. Výsledný fit tedy lze použít pouze v rané fázi I-módu.

Výsledný fit E_r na obrázku 5.5 ale ukazuje, že ani při této korekci není fit dostatečně přesný v porovnání s průběhem $\tilde{E}_r$ výpočítaným z BPP1 a BPP2.

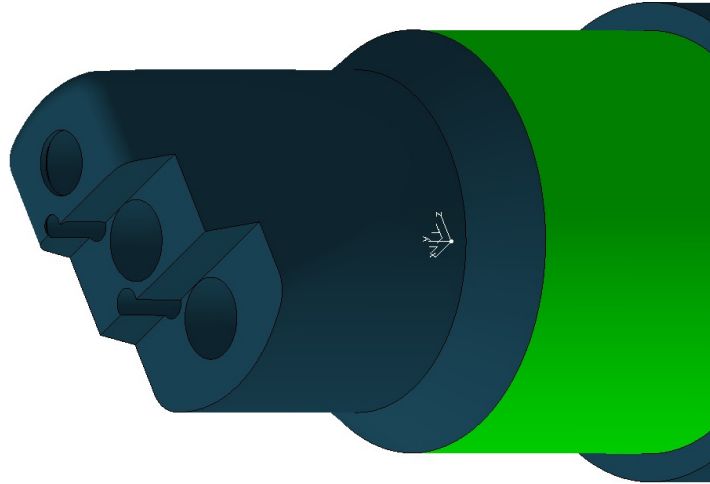
5.3 Diskuze

Nastíněné možnosti rekonstrukce E_r bohužel nedosahují potřebného časového rozlišení pro analýzu těchto jevů. V budoucí práci bude tedy potřeba využít spolehlivější diagnostiku pro



Obrázek 5.5: Průběhy plovoucích potenciálů sond BPP1, BPP2 a LP1 na HRCP během výbojů 9548, 9500, 9551 a 9552 v době kdy LP1 je v self-emisním stavu. V dolním grafu je fit E_r (vypočítaných z BPP1 a BPP2) pomocí fitování lineární kombinace V_f s korekčním členem pro T_e .

měření E_r v okolí separatrix. Na tokamak COMPASS se plánuje v následujících měsících instalace nové hlavice pro reciprokový manipulátor, která vznikne z původního návrhu hlavice vyfrézováním do stupňovité podoby s odstupy mezi ball-pen sondami 5 mm v radiálním směru. Tyto větší odstupy by již měly být dostatečné pro rekonstrukci E_r s vysokým časovým rozlišením. Předběžný návrh nové hlavice je na obrázku 5.6. V budoucnu se na tokamak COMPASS také plánuje i instalace tzv. rake probe, hlavice s hřebínkem Langmuirových sond na různých radiálních pozicích, který by umožňoval přímo měřit E_r .



Obrázek 5.6: Předběžný návrh nové hlavice pro reciprokový manipulátor pro přesnější měření E_r pomocí ball-pen sond [34].

Závěr

H-mód a L-H přechod patří mezi jedny z dosud plně fyzikálně nevysvětlených jevů v tokamacích – nejnadějnějším typem reaktoru pro zvládnutí termojaderné fúze jako energetického zdroje. Pro úspěch tohoto cíle je však velmi důležité dokázat H-módu spolehlivě dosáhnout, zejména kvůli mnohem lepším parametrům udržení plazmatu.

Pro analýzu H-módu a L-H přechodu na tokamaku COMPASS byl vyvinut algoritmus, který dokáže s určitou mírou úspěšnosti automaticky detekovat H-módy a ELMy. Algoritmus má vysokou úspěšnost z hlediska přesnosti detekce jednotlivých událostí (v případě ELMů nad 95%), ale z hlediska detekce i jiných jevů je tato úspěšnost horší. Ačkoliv tento algoritmus tedy nemá dostatečně vysokou úspěšnost pro plně automatizované použití, umožnil vytvořit databázi mnoha výbojů s H-módy s minimem práce uživatele. V současné době je již používán i několika skupinami na tokamaku COMPASS, protože urychluje zaznamenávání H-módů a ELMů a ukládání různých variant poskytuje flexibilitu při výběru vhodných H-módů či ELMů. Díky této databázi bylo potvrzeno až dvojnásobné zlepšení parametrů udržení v H-módu na tokamaku COMPASS. Kvůli nevelkým zhoršením parametrů udržení v mnoha případech, kdy úroveň vyzařování krátkodobě narostla na úroveň v L-módu vyvstaly pochyby, zda by se tyto krátkodobé jevy měly považovat za návrat do L-módu.

Pomocí závislosti frekvence ELMů na výkonu procházejícího přes separatrix byla velká část ELMů v této databázi klasifikována jako typy III a I. Trend charakteristický pro typ I byl identifikován velmi zřetelně, u typu III tento trend nebyl tak zřetelný, nejspíše kvůli menší přesnosti výpočtu výkonu procházejícím přes separatrix při nižších hodnotách výkonu.

Neznámé události připomínající ELMy které se nepodařilo klasifikovat byly zkoumány kvůli možné souvislosti s limitními cyklovými oscilacemi pozorovaných na jiných zařízeních a pro účely potvrzení této hypotézy byly zkoumány způsoby, jak rekonstruovat průběh radiálního elektrického pole s vysokým časovým rozlišením během těchto oscilací. Bohužel, z dosud naměřených dat nebylo možné provést rekonstrukci s přesností dostatečnou pro zkoumání těchto oscilací. Pro přesnější rekonstrukci v budoucí práci byl předložen návrh nové hlavičky pro horizontální reciprokový manipulátor, která je konstruována přímo za účelem rekonstrukce průběhu radiálního elektrického pole s velkým časovým rozlišením.

Bibliografie

- [1] KIKUCHI, M.; LACKNER, K. *Fusion physics*. Vienna: International Atomic Energy Agency, 2012. ISBN 978-920-1304-100.
- [2] KOPP, G.; LEAN, J. L. A new, lower value of total solar irradiance. *Geophysical Research Letters*. 2011-01-16, roč. 38, č. 1. Dostupný také z WWW: <http://doi.wiley.com/10.1029/2010GL045777>.
- [3] *The Sun - Educational facts and history of the star we call The Sun*. [online]. 2015 [cit. 2015-04-12]. Dostupný z WWW: <http://nineplanets.org/sol.html>.
- [4] *Energy Sources for Stars*. [online]. 2000 [cit. 2015-04-12]. Dostupný z WWW: http://www.ucolick.org/~bolte/AY4_00/week6/star_energy.html.
- [5] WESSON, J. *Tokamaks*. 4. vyd. New York: Oxford University Press, 2011.
- [6] CHEN, F. F. *Úvod do fyziky plazmatu*. 3. vyd. Praha: Academia, 1984.
- [7] ŘÍPA, M. Jak tokamak a stelarátor soutěžily. *Vesmír*. 2007, roč. 86, č. 9. Dostupný také z WWW: <http://casopis.vesmir.cz/clanek/jak-tokamak-a-stelarator-soutezily>. ISSN 1214-4029.
- [8] EFDA. *Fusion Electricity. A roadmap to the realisation of fusion energy*. 2013.
- [9] WAGNER, F.; BECKER, G.; BEHRINGER, K. et al. Regime of Improved Confinement and High Beta in Neutral-Beam-Heated Divertor Discharges of the ASDEX Tokamak. *Phys. Rev. Lett.* 1982, roč. 49, s. 1408–1412. Dostupný také z WWW: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.49.1408>.
- [10] ASDEX TEAM. The H-Mode of ASDEX. *Nuclear Fusion*. 1989, roč. 29, č. 11, s. 1959. Dostupný také z WWW: <http://stacks.iop.org/0029-5515/29/i=11/a=010>.
- [11] XU, Y.; CHENG, J.; DONG, J. Q. et al. Dynamics of low–intermediate–high-confinement transitions in the HL-2A tokamak. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2015, roč. 57, č. 1, s. 014028. Dostupný také z WWW: <http://stacks.iop.org/0741-3335/57/i=1/a=014028>.
- [12] ZOHM, H. Edge localized modes (ELMs). *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 1996, roč. 38, č. 2. Dostupný také z WWW: <http://stacks.iop.org/0741-3335/38/i=2/a=001>.
- [13] IKEDA, K. Progress in the ITER Physics Basis. *Nuclear Fusion*. 2007, roč. 47, č. 6. Dostupný také z WWW: <http://stacks.iop.org/0029-5515/47/i=6/a=E01>.
- [14] LOARTE, A.; HUIJSMANS, G.; FUTATANI, S. et al. Progress on the application of ELM control schemes to ITER scenarios from the non-active phase to DT operation. *Nuclear Fusion*. 2014, roč. 54, č. 3, s. 033007. Dostupný také z WWW: <http://stacks.iop.org/0029-5515/54/i=3/a=033007>.

- [15] PÁNEK, R.; BILYKOVÁ, O.; FUCHS, V. et al. Reinstallation of the COMPASS-D tokamak in IPP ASCR. *Czechoslovak Journal of Physics*. 2006, roč. 56, č. S2, s. B125–B137. Dostupný také z WWW: <http://link.springer.com/10.1007/s10582-006-0188-1>. ISSN 0011-4626.
- [16] WEINZETTL, V.; PÁNEK, R.; HRON, M. et al. Overview of the COMPASS diagnostics. *Fusion Engineering and Design*. 2011, roč. 86, č. 6-8, s. 1227–1231. Dostupný také z WWW: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0920379610005594>. ISSN 09203796.
- [17] JANKY, F.; HAVLÍČEK, J.; BATISTA, A.J.N. et al. Upgrade of the COMPASS tokamak real-time control system. *Fusion Engineering and Design*. 2014, roč. 89, č. 3, s. 186–194. Design and implementation of real-time systems for magnetic confined fusion devices. Dostupný také z WWW: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0920379613007564>. ISSN 0920-3796.
- [18] KLÜBER, O.; ZOHN, H.; BRUHNS, H. et al. MHD mode structure and propagation in the ASDEX tokamak. *Nuclear Fusion*. 1991, roč. 31, č. 5, s. 907. Dostupný také z WWW: <http://stacks.iop.org/0029-5515/31/i=5/a=008>.
- [19] AFTANAS, M.; BÖHM, P.; SCANNELL, R. et al. Thomson scattering on COMPASS — commissioning and first data. *Journal of Instrumentation*. 2012, roč. 7, č. 01, s. C01074. Dostupný také z WWW: <http://stacks.iop.org/1748-0221/7/i=01/a=C01074>.
- [20] JANKY, F.; HRON, M.; HAVLÍČEK, J. et al. Plasma density control in real-time on the COMPASS tokamak. *Fusion Engineering and Design*. 2015, s. Dostupný také z WWW: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S092037961500294X>. ISSN 0920-3796.
- [21] ADÁMEK, J.; STÖCKEL, J.; HRON, M. et al. A novel approach to direct measurement of the plasma potential. *Czechoslovak Journal of Physics*. 2004, roč. 54, č. 3, s. C95–C99. Dostupný také z WWW: <http://dx.doi.org/10.1007/BF03166386>. ISSN 0011-4626.
- [22] ADÁMEK, J.; IONITA, C.; SCHRITWIESER, R.; STÖCKEL, J. Direct Measurements of the Electron Temperature by a Ball-pen/Langmuir probe. In. *2nd EPS Conference on Plasma Physics*. 2005.
- [23] ADÁMEK, J.; HORÁČEK, J.; SEIDL, J. et al. Direct Plasma Potential Measurements by Ball-Pen Probe and Self-Emitting Langmuir Probe on COMPASS and ASDEX Upgrade. *Contributions to Plasma Physics*. 2014, roč. 54, č. 3, s. 279–284. Dostupný také z WWW: <http://dx.doi.org/10.1002/ctpp.201410072>. ISSN 1521-3986.
- [24] HRON, M.; JANKY, F.; PIPEK, J. et al. Overview of the COMPASS CODAC system. *Fusion Engineering and Design*. 2014, roč. 89, č. 3, s. 177–185. Dostupný také z WWW: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0920379613006613>. ISSN 09203796.
- [25] URBAN, J.; PIPEK, J.; HRON, M. et al. Integrated data acquisition, storage, retrieval and processing using the COMPASS DataBase (CDB). *Fusion Engineering and Design*. 2014, roč. 89, č. 5, s. 712–716.
- [26] GONZÁLEZ, S.; VEGA, J.; MURARI, A. et al. Automatic location of L/H transition times for physical studies with a large statistical basis. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2012-06-01, roč. 54, č. 6. Dostupný také z WWW: <http://stacks.iop.org/0741-3335/54/i=6/a=065009?key=crossref.fc9308ceada9e3d53001c8d5dc01fa92>. ISSN 0741-3335.

- [27] MURARI, A.; VAGLIASINDI, G.; ZEDDA, M.K. et al. Fuzzy logic and support vector machine approaches to regime identification in JET. *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2006, roč. 34, č. 3, s. 1013–1020. Dostupný také z WWW: <http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=1643335>. ISSN 0093-3813.
- [28] OLIPHANT, T. Python for Scientific Computing. *Computing in Science & Engineering*. 2007, roč. 9, č. 3, s. 10–20. Dostupný také z WWW: <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/cise/9/3/10.1109/MCSE.2007.58>.
- [29] HUNTER, J. D. Matplotlib: A 2D graphics environment. *Computing in Science & Engineering*. 2007, roč. 9, č. 3, s. 90–95.
- [30] SMITH, W. *Digital signal processing*. Vyd. 1. California: California Technical Publishing, 1997. ISBN 09-660-1763-3.
- [31] STEFANO, L.; MATTOCCIA, S.; TOMBARI, F. ZNCC-based template matching using bounded partial correlation. *Pattern Recognition Letters*. 2005, roč. 26, č. 14, s. 2129–2134. Dostupný také z WWW: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0167865505000905>. ISSN 0167-8655.
- [32] CHENG, J.; DONG, J.Q.; ITOH, K. et al. Low–intermediate–high confinement transition in HL-2A tokamak plasmas. *Nuclear Fusion*. 2014-11-01, roč. 54, č. 11. Dostupný také z WWW: <http://stacks.iop.org/0029-5515/54/i=11/a=114004?key=crossref.f37b6a1d0052f5eda573db228e502124>. ISSN 0029-5515.
- [33] ADÁMEK, J.; MÜLLER, H. W.; HORÁČEK, J. et al. Radial profiles of the electron temperature on COMPASS and ASDEX Upgrade of ball-pen probe and Thomson scattering diagnostic. In. *41st EPS Conference on Plasma Physics*. 2014.
- [34] ADÁMEK, J.; ŠESTÁK, D. *Soukromá komunikace*. 2015.