

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE
FAKULTA JADERNÁ A FYZIKÁLNĚ INŽENÝRSKÁ

Katedra fyziky

Studijní program: Fyzikální inženýrství
Specializace: Fyzika plazmatu a termojaderné fúze



Měření závislosti potenciálu plazmatu na parametrech výboje tokamaku GOLEM

Measurement of plasma potential dependence on discharge parameters in the GOLEM tokamak

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Vypracoval: Kryštof Nosek
Vedoucí práce: Ing. Petr Mácha
Rok: 2025

I. OSOBNÍ A STUDIJNÍ ÚDAJE

Příjmení: **Nosek** Jméno: **Kryštof** Osobní číslo: **518482**
Fakulta/ústav: **Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská**
Zadávající katedra/ústav: **Katedra fyziky**
Studijní program: **Fyzikální inženýrství**
Specializace: **Fyzika plazmatu a termojaderné fúze**

II. ÚDAJE K BAKALÁŘSKÉ PRÁCI

Název bakalářské práce:

Měření závislosti potenciálu plazmatu na parametrech výboje tokamaku GOLEM

Název bakalářské práce anglicky:

Measurement of plasma potential dependence on discharge parameters in the GOLEM tokamak

Pokyny pro vypracování:

1. Seznámit se s konceptem tokamaku a tokamakem GOLEM.
2. Seznámit se se sondovými měřeními a měřením potenciálu plazmatu pomocí ball-pen sondy.
3. Změřit závislost potenciálu plazmatu a radiálního elektrického pole na vybraných parametrech výboje na tokamaku GOLEM (proud plazmatem, hustota, magnetické pole).
4. Vyhodnotit závislost měřených veličin na vybraných parametrech výboje.
5. Výsledky porovnat s měřeními radiálního elektrického pole z jiných tokamaků.

Seznam doporučené literatury:

- [1] Wesson, J. (2003) Tokamaks. 3rd Edition, Clarendon Press, Oxford.
- [2] Adámek, J., Stöckel, J., Hron, M. et al Czech. J. Phys. 54 (Suppl 3), C95 (2004)
- [3] P. Macha et al 2023 Nucl. Fusion 63 104003

Jméno a pracoviště vedoucí(ho) bakalářské práce:

Ing. Petr Mácha katedra fyziky FJFI

Jméno a pracoviště druhé(ho) vedoucí(ho) nebo konzultanta(ky) bakalářské práce:

Mgr. Jakub Seidl, Ph.D. Ústav fyziky plazmatu AV ČR, v.v.i.

Datum zadání bakalářské práce: **30.10.2024**

Termín odevzdání bakalářské práce: **04.08.2025**

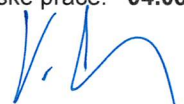
Platnost zadání bakalářské práce: **30.10.2026**



Ing. Petr Mácha
podpis vedoucí(ho) práce



podpis vedoucí(ho) ústavu/katedry



doc. Ing. Václav Čuba, Ph.D.
podpis děkana(ky)

III. PŘEVZETÍ ZADÁNÍ

Student bere na vědomí, že je povinen vypracovat bakalářskou práci samostatně, bez cizí pomoci, s výjimkou poskytnutých konzultací.
Seznam použité literatury, jiných pramenů a jmen konzultantů je třeba uvést v bakalářské práci.

14.11.2024

Datum převzetí zadání



Podpis studenta

PROHLÁŠENÍ

Já, níže podepsaný

Příjmení, jméno studenta: Nosek Kryštof
Osobní číslo: 518482
Název programu: Fyzikální inženýrství

prohlašuji, že jsem bakalářskou práci s názvem

Měření závislosti potenciálu plazmatu na parametrech výboje tokamaku GOLEM

vypracoval samostatně a uvedl veškeré použité informační zdroje v souladu s Metodickým pokynem o dodržování etických principů při přípravě vysokoškolských závěrečných prací a Rámcovými pravidly používání umělé inteligence na ČVUT pro studijní a pedagogické účely v Bc a NM studiu.

Prohlašuji, že jsem v průběhu příprav a psaní závěrečné práce použil nástroje umělé inteligence. Vygenerovaný obsah jsem ověřil. Stvrzuji, že jsem si vědom, že za obsah závěrečné práce plně zodpovídám.

V Praze dne 13.07.2025

Kryštof Nosek

.....
podpis studenta

Poděkování

Děkuji vedoucímu mé bakalářské práce Ing. Petru Máchovi za jeho pomoc při tvorbě této práce, za jeho nedocenitelné rady a poznámky, za jeho ochotu a v neposlední řadě za jeho trpělivost. Dále děkuji Mgr. Jakubu Seidlovi, Ph.D. za jeho odborný přístup a podporu při řešení nejasností, které se objevily v průběhu zpracování práce. Také děkuji Mgr. Jiřímu Adámkovi, Ph.D. za jeho čas a jeho přínosné rady, které tuto práci obohatily.

Kryštof Nosek

Název práce:

Měření závislosti potenciálu plazmatu na parametrech výboje tokamaku GOLEM

Autor: Kryštof Nosek

Studijní program: Fyzikální inženýrství

Specializace: Fyzika plazmatu a termojaderné fúze

Druh práce: Bakalářská práce

Vedoucí práce: Ing. Petr Mácha

Katedra fyziky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, České vysoké učení technické v Praze

Konzultant: Mgr. Jakub Seidl, Ph.D.

Ústav fyziky plazmatu AV ČR, v.v.i.

Abstrakt: Tato práce se zabývá měřením závislosti potenciálu plazmatu na parametrech výboje tokamaku GOLEM. V první části je věnován prostor teoretickým základům plazmatu, principům termojaderné fúze a popisu tokamaku, zejména zařízení GOLEM. Následně jsou představeny základní diagnostiky používané na tomto zařízení. Druhá část se zaměřuje na princip a konstrukci Langmuirovy sondy a ball-pen sondy. Popsáno je také měření pomocí kombinované Langmuirovy a ball-pen sondy. Součástí je rovněž úvod do problematiky střížných vrstev a transportních bariér. Třetí část práce popisuje experimentální uspořádání a metodiku zpracování naměřených dat. Na základě těchto dat jsou nejprve porovnány výbojové režimy ve vodíku a heliu a následně je zkoumán vliv parametrů výboje na formaci transportních bariér v heliových výbojích. Práce je zakončena diskuzí výsledků a jejich shrnutím.

Klíčová slova: potenciál plazmatu, sondová měření, Langmuirova sonda, ball-pen sonda, transportní bariéra, tokamak GOLEM

Title:

Measurement of plasma potential dependence on discharge parameters in the GOLEM tokamak

Author: Kryštof Nosek

Abstract: This thesis focuses on measuring the dependence of plasma potential on discharge parameters in the GOLEM tokamak. The first part is dedicated to the theoretical background of plasma physics, the principles of thermonuclear fusion, and the description of the tokamak with special emphasis on the GOLEM device. Subsequently, the basic diagnostics used on this tokamak are introduced. The second part concentrates on the principles and construction of the Langmuir probe and the ball-pen probe. Measurement using a combined Langmuir and ball-pen probe is also described. This section also includes an introduction to the topic of shear layers and transport barriers. The third part describes the experimental setup and the data processing methodology. Based on the obtained data, the discharge regimes in hydrogen and helium are first compared, followed by an investigation of the influence of discharge parameters on the formation of transport barriers in helium discharges. The thesis concludes with a discussion of the results and their summary.

Key words: plasma potential, probe measurement, Langmuir probe, ball-pen probe, transport barrier, GOLEM tokamak

Obsah

Úvod	8
1 Teoretický úvod	10
1.1 Plazma	10
1.1.1 Debyeovo stínění	10
1.1.2 Plazmová frekvence	11
1.1.3 Teplota v plazmatu	11
1.1.4 Pohyb nabitých částic v elektromagnetickém poli	12
1.2 Termojaderná fúze	13
1.3 Tokamaky	13
1.3.1 Popis a princip	13
1.3.2 Tokamak GOLEM	15
1.3.3 Diagnostika	17
2 Elektrické sondy, sondová měření a transportní bariéry	19
2.1 Langmuirova sonda	19
2.2 Ball-pen sonda	20
2.3 Sondy na tokamaku GOLEM	22
2.4 Potenciál plazmatu a související veličiny	24
2.5 Střížné vrstvy a transportní bariéry	24
2.5.1 Střížné vrstvy	24
2.5.2 Transportní bariéry	25
2.5.3 Transportní bariéry na tokamaku GOLEM	25
3 Experimentální uspořádání a měření radiálních profilů	27
3.1 Experimentální uspořádání	27
3.2 Měření radiálních profilů	28
3.2.1 Metodika měření	28
3.2.2 Zpracování dat	29
4 Výsledky	31
4.1 Radiální profily a jejich časový vývoj	31
4.2 Porovnání sérií v H a He	32
4.2.1 Gradient elektronové teploty	32
4.2.2 Vliv střížných vrstev na gradient elektronové teploty	34
4.3 Závislost gradientu elektronové teploty na parametrech výboje	36
5 Diskuze	39

Závěr	43
Seznam použitých zdrojů	46
Přílohy	49
A Tabulky výbojů v He a H	49
A.1 He	49
A.1.1 Série $p_{\text{He}} = 10 \text{ mPa}$	49
A.1.2 Série $p_{\text{He}} = 15 \text{ mPa}$	50
A.1.3 Série $p_{\text{He}} = 20 \text{ mPa}$	51
A.1.4 Série $p_{\text{He}} = 30 \text{ mPa}$	52
A.2 H	52
A.2.1 Série $p_{\text{H}} = 20 \text{ mPa}$	52

Úvod

Elektrická energie představuje v současné době zcela nenahraditelný zdroj, bez kterého by nebylo možné zajistit fungování moderní společnosti. Je nezbytná nejen pro každodenní chod domácností a průmyslu, ale i pro provoz zdravotnictví, dopravy a celé infrastruktury. Spotřeba elektrické energie neustále roste v souvislosti s technologickým pokrokem a rostoucími nároky na kvalitu života [7], avšak hlavní výzvou zůstává nalezení udržitelného způsobu její výroby.

V dnešní době se stále většina elektrické energie získává z neobnovitelných zdrojů [7]. Prvním z nich jsou fosilní paliva, mezi která patří především uhlí, ropa a zemní plyn. Zpracování těchto paliv je velmi jednoduché, nicméně jejich využívání je dlouhodobě neudržitelné. Spalování fosilních paliv způsobuje významné emise skleníkových plynů, zejména oxidu uhličitého, což vede k negativním dopadům na životní prostředí. Kromě toho jsou fosilní zdroje omezené a jejich zásoby se v budoucnu budou stále snižovat.

Alternativní možností je využití jaderné energetiky, která funguje na principu štěpení těžkých jader, obvykle uranu. Mezi hlavní výhody této technologie patří vysoká energetická hustota a nízké emise skleníkových plynů během provozu elektrárny. Nevýhodou je však problematika bezpečnosti, riziko vážných havárií a zejména otázka dlouhodobého skladování radioaktivního odpadu, který představuje velkou environmentální zátěž.

Dále se k výrobě elektrické energie využívají obnovitelné zdroje energie, mezi které se řadí především vodní, větrné a solární elektrárny. Tyto zdroje mají značnou výhodu v šetrnosti k životnímu prostředí a minimální emise skleníkových plynů. Přesto však v současné době nedokážou v globálním měřítku plně nahradit fosilní zdroje, jelikož jsou silně závislé na geografických a klimatických podmínkách, což omezuje jejich stabilitu a spolehlivost.

Jako možné řešení budoucí výroby energie se nabízí termojaderná fúze, tedy proces slučování lehkých jader do těžších za současného uvolnění velkého množství energie. Tento proces, který je přirozeným zdrojem energie hvězd, včetně našeho Slunce, vyžaduje extrémní podmínky – zejména teploty řádově desítek milionů kelvinů, při nichž se hmota nachází ve stavu plazmatu. Mezi nejčastěji uvažované fúzní reakce pro pozemské využití patří deuterium-tritium (D-T). Deuterium lze získat z vody, zatímco tritium se v budoucnu plánuje vyrábět například reakcí neutronů s lithiem, což je technologicky náročné a stále předmětem vývoje. Hlavní výhodou reakce D-T je však nejnížší zápalná teplota mezi potenciálními fúzními reakcemi, díky čemuž je energeticky nejvýhodnější, a že při těchto reakcích nevznikají prakticky žádné

dlouhodobé radioaktivní odpady. Realizace fúze na Zemi je však technologicky velmi náročná, protože vysokoteplotní plazma je třeba nutně udržet dostatečně dlouhou dobu.

Jako nejslibnější způsobem udržení fúzního plazmatu se v současnosti jeví použití silných magnetických polí, což se prakticky realizuje v zařízeních zvaných *tokamak*. Tokamak má toroidální (prstencový) tvar a relativně jednoduchou mechanickou konstrukci. Magnetická pole v něm vytvářejí konfiguraci, která udrží plazma dostatečně dlouho mimo kontakt se stěnami komory, aby nedošlo k jeho ochlazení a poškození konstrukčních materiálů.

Tato práce je založena na měřeních provedených na tokamaku GOLEM, což je malý tokamak určený zejména pro výukové a experimentální účely. Tokamak GOLEM byl původně sestaven v Moskvě, odkud byl v roce 1976 převezen do Ústavu fyziky plazmatu Akademie věd ČR. V roce 2007 byl následně přesunut na Fakultu jadernou a fyzikálně inženýrskou ČVUT, kde je provozován dodnes [25]. Velkou výhodou tohoto zařízení je možnost vzdáleného ovládání a rychlého opakování výbojů.

Jednou z klíčových oblastí výzkumu na tokamacích je studium okrajového plazmatu, ve kterém dochází k výraznému nežádoucímu transportu částic a energie směrem ke stěnám komory. Tento transport lze potlačit například vytvořením tzv. transportní bariéry, přičemž její vznik bývá spojen s přechodem do režimů zlepšeného udržení plazmatu, jako je například H-mode. Pro studium těchto jevů se běžně využívají diagnostické metody založené na elektrických sondách, jako jsou Langmuirova sonda či ball-pen sonda. Tyto sondy tvoří různě upravené vodivé hroty, na které dopadají nabitě částice z plazmatu, a na základě získaných signálů lze určit například elektronovou teplotu, nebo potenciál plazmatu.

V nedávných experimentech na tokamaku GOLEM byla vůbec poprvé v tokamaku s kruhovou konfigurací zaznamenána spontánní formace transportní bariéry v heliových výbojích [15]. Tento dosud v kruhových tokamacích nepozorovaný jev motivuje k detailnímu měření potenciálu plazmatu a elektronové teploty a k jejich analýze ve vztahu k parametrům výboje, zejména ve spojitosti s formací transportních bariér.

Tato práce se zabývá měřením radiálních profilů těchto veličin ve vodíkových a heliových výbojích tokamaku GOLEM a zkoumáním jak jejich závislosti na výbojových parametrech, tak souvislosti s formací transportních bariér. V první části je věnován prostor teoretickým základům plazmatu, principům termojaderné fúze a popisu tokamaku GOLEM. Dále jsou představeny používané elektrické sondy spolu s úvodem do problematiky střížných vrstev a transportních bariér. Třetí část práce popisuje experimentální uspořádání a metodiku zpracování dat. Čtvrtá část práce se zaměřuje na analýzu radiálních profilů potenciálu plazmatu a elektronové teploty ve vztahu k formaci transportních bariér. V závěrečné části je věnován prostor diskuzi a shrnutí získaných výsledků.

Kapitola 1

Teoretický úvod

1.1 Plazma

Plazma je definováno jako kvazineutrální systém nabitých a neutrálních částic, který vykazuje kolektivní chování [5].

Kvazineutralita označuje vlastnost systému spočívající v tom, že je-li L jeho charakteristický rozměr, pak lze tento systém v objemech srovnatelných s třetí mocninou L považovat za neutrální, tj.

$$n_e = \sum_k n_{i,k} Z_k, \quad (1.1)$$

kde n_e je elektronová hustota, $n_{i,k}$ iontová hustota k -tého druhu iontů a Z_k příslušející atomové číslo [5] [27].

S tím souvisí pojem kolektivního chování. V plazmatu takto popisujeme skutečnost, že nabitě částice na sebe na dálku vzájemně působí makroskopickými elektromagnetickými poli na rozdíl od mikroskopických polí, kterými na sebe částice působí při binární srážce.

1.1.1 Debyeovo stínění

Uvažujme statický náboj q_T vložený do plazmatu. V závislosti na jeho hodnotě budou přitahovány částice opačného náboje a odpuzovány částice s nábojem stejného znaménka. Tímto způsobem se okolo náboje q_T vytvoří oblak opačně nabitých částic a elektrický potenciál tohoto náboje se odstíní. Debyeova délka λ_D poté udává vzdálenost, na které je elektrický potenciál náboje q_T odstíněn na $\frac{1}{e}$ násobek své původní hodnoty, a obecně je dána součtem vzdáleností stínění pro elektrony λ_{De} a pro ionty λ_{Di} , pro kterou předpokládáme jeden druh iontů, jako [20]

$$\lambda_D^{-2} = \lambda_{De}^{-2} + \lambda_{Di}^{-2}, \quad \lambda_{De} = \sqrt{\frac{k_B T_e \epsilon_0}{n_e e^2}}, \quad \lambda_{Di} = \sqrt{\frac{k_B T_i \epsilon_0}{n_i Z^2 e^2}}, \quad (1.2)$$

kde $k_B \doteq 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$ je Boltzmannova konstanta, $T_{e,i}$ elektronová, resp. iontová teplota, $\varepsilon_0 \doteq 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F m}^{-1}$ permitivita vakua a $e \doteq 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ elementární náboj [17].

Pomocí Debyeovy délky lze lépe popsat již zmiňovanou vlastnost kvazineutrality, a to tak, že systém je kvazineutrální, platí-li podmínka, že rozměry systému jsou mnohem větší než Debyeova stínící vrstva, tj.

$$L \gg \lambda_D. \quad (1.3)$$

V souvislosti s tím je zaveden plazmatický parametr N_D jako

$$N_D = \frac{4}{3} \pi \lambda_{De}^3 n_e, \quad (1.4)$$

který udává počet elektronů ve sféře s poloměrem λ_{De} a používá se k zpřesnění kolektivního chování plazmatu, kdy se často požaduje podmínka [5]

$$N_D \gg 1. \quad (1.5)$$

1.1.2 Plazmová frekvence

Uvažujme systém plazmatu, kde předpokládáme, že ionty jsou (vzhledem k jejich vysoké hmotnosti oproti elektronům) nehybné a pouze jednonásobně ionizované. Dále předpokládáme, že elektrony jsou vůči sobě nehybné, ale můžou se jako celek volně pohybovat vůči iontům. Posuneme-li tento oblak elektronů vůči nehybným iontům, vznikne nábojová nerovnováha, která vytvoří elektrické pole, jež bude přitahovat elektrony zpět k nehybným iontům. V okamžik, kdy se pozice elektronů přesně vyrovnají s ionty, bude výsledná síla sice nulová, ale oblak elektronů bude již vůči iontům mít nenulovou rychlost a překmitne. Tímto způsobem bude oblak elektronů vůči nehybným iontům oscilovat s elektronovou plazmovou frekvencí ω_{pe} definovanou jako [20]

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\varepsilon_0 m_e}}, \quad (1.6)$$

kde $m_e \doteq 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ je hmotnost elektronu [17].

Vztah mezi ω_{pe} a frekvencí binárních srážek částic ν_c blíže popisuje vlastnost kolektivního chování plazmatu, kdy se pro její platnost požaduje podmínka

$$\omega_{pe} > \nu_c. \quad (1.7)$$

Tento vztah vyjadřuje nutnost převahy kolektivního působení nad binárním, jelikož pokud by platil opačný případ, tj. $\omega_{pe} < \nu_c$, choval by se systém spíše jako plyn [5].

1.1.3 Teplota v plazmatu

Kvůli kolektivnímu charakteru plazmatu je popis plazmatu pomocí řešení pohybových rovnic pro jednotlivé částice téměř nemožný, a proto se často využívá

statistický přístup. Pro systém plazmatu v tepelné rovnováze uvažujeme, že částice můžou mít jakoukoliv rychlost, přičemž tomuto případu odpovídá jako nejpravděpodobnější rozdělení rychlostí rozdělení Maxwellovské definované pro trojrozměrný systém jako [5]

$$f(\mathbf{v}) = n \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(-\frac{m\mathbf{v}^2}{2k_B T} \right) \quad (1.8)$$

kde $\mathbf{v} = (v_x, v_y, v_z)$ udává rychlost částice, $f(\mathbf{v})$ počet částic na m^3 s rychlostí v intervalu $(v_x + dv_x, v_y + dv_y, v_z + dv_z)$, n počet částic na m^3 , m hmotnost částice a T teplotu systému.

Pro střední hodnotu kinetické energie částic poté platí [5]

$$E_{\text{kin}} = \frac{3}{2} k_B T. \quad (1.9)$$

Jelikož jsou E_{kin} a T takto úzce svázány, využívá se ve fyzice plazmatu reprezentace teploty v jednotkách energie, která je konkrétně popsána převodním vztahem [5]

$$1 \text{ eV} = 11\,600 \text{ K}. \quad (1.10)$$

Obecně v plazmatu může být frekvence srážek mezi ionty a mezi elektrony různá než frekvence srážek iontů s elektrony, a proto každý tento systém částic může být ve vlastní tepelné rovnováze. Celý systém plazmatu ale nemusí existovat dostatečně dlouho, aby mohla nastat tepelná rovnováha mezi těmito dvěma systémy, a tudíž lze uvažovat, že mají v plazmatu ionty, resp. elektrony různá Maxwellovská rozdělení, tj. i jiné teploty T_i , resp. T_e [5].

1.1.4 Pohyb nabitých částic v elektromagnetickém poli

Budeme-li se naopak soustředit na pohybové rovnice jednotlivých částic, zjistíme, že v důsledku působení Lorentzovy síly konají složité pohyby. V homogenním magnetickém poli o intenzitě $\mathbf{B}$ a velikosti B se nabitá částice pohybuje po šroubovici podél jeho siločár, tj. částice vykonává rovnoměrný přímočarý pohyb ve směru rovnoběžným s $\mathbf{B}$ s rychlostí $v_{\parallel}$ a pohyb po kruhové trajektorii v rovině kolmé na $\mathbf{B}$ s rychlostí $v_{\perp}$. Poloměr této kružnice r_L se nazývá Larmorův poloměr a příslušná kruhová frekvence tohoto pohybu ω_c cyklotronová frekvence, pro které platí [5]

$$r_L = \frac{mv_{\perp}}{|q|B} \quad \text{a} \quad \omega_c = \frac{|q|B}{m}, \quad (1.11)$$

kde q je náboj částice a m její hmotnost.

Je-li zároveň přítomné i elektrické pole o intenzitě $\mathbf{E}$ a velikosti E , podléhá nabitá částice tzv. $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ driftu, kdy se částice navíc pohybuje s rychlostí [5]

$$\mathbf{v}_E = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}, \quad (1.12)$$

a pokud jsou na sebe elektrické pole a magnetické pole kolmé, platí pro její velikost

$$v_E = \frac{E}{B}. \quad (1.13)$$

1.2 Termojaderná fúze

Jaderná fúze označuje proces, při kterém dochází ke slučování lehkých atomových jader na jádra těžší, doprovázený uvolněním energie v důsledku úbytku celkové klidové hmotnosti soustavy Δm . Množství uvolněné energie je dáno vztahem $\Delta E = \Delta m \cdot c^2$, kde $c \doteq 3 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$ je rychlost světla ve vakuu [17].

Při slučování jader je jedním z hlavních problémů působení odpuzivé Coulombovské síly mezi kladně nabitými atomovými jádry. K překonání této tzv. Coulombovy bariéry by byla za běžných podmínek potřeba velmi vysoká kinetická energie částic, kterou však ani v extrémních podmínkách hvězdného nitra nedosahuje většina jader. Při dostatečně vysokých teplotách se však uplatňuje kvantově-mechanický jev zvaný tunelování, díky němuž mohou částice s nenulovou pravděpodobností proniknout skrze tuto potenciálovou bariéru, aniž by měly dostatek energie k jejímu překonání za běžných podmínek. V tomto případě mluvíme o termojaderné fúzi.

Různé fúzní reakce dosahují maximálního účinného průřezu při různých teplotách. Z hlediska řízené termojaderné fúze jsou nejdůležitější reakce: deuterium-deuterium (D-D), deuterium-tritium (D-T) a deuterium-helium (D- ^3He). Energeticky nejvýhodnější z těchto reakcí je reakce D-T [27]:



jejíž účinný průřez dosahuje maxima při relativně nízkých teplotách okolo $(100\text{--}150) \cdot 10^6 \text{ K}$, což odpovídá střední kinetické energii částic $(10\text{--}15) \text{ keV}$.

1.3 Tokamaky

Z hlediska praktické realizace termojaderné fúze představuje jednu z největších technologických výzev udržení plazmatu, které při této reakci vzniká, jelikož dosahuje extrémně vysokých teplot. Aby bylo možné takové plazma stabilně udržet, je nezbytné zcela zabránit, případně kontrolovat kontakt plazmatu se stěnami reaktoru, neboť žádný známý materiál nedokáže těmto teplotám dlouhodobě vzdorovat.

V současnosti se jako nejslibnější řešení udržení vysokoteplotního plazmatu jeví magnetické udržení, které k zamezení kontaktu plazmatu se stěnou reaktoru využívá silné magnetické pole. Mezi takové systémy spadají např. tokamaky, či stelarátory. Tato práce se zaměřuje na měření potenciálu plazmatu v zařízení typu tokamak.

1.3.1 Popis a princip

Tokamak je zařízení, které k udržení vysokoteplotního plazmatu využívá kombinace silného toroidálního a poloidálního magnetického pole. Z konstrukčního hlediska je tvořen toroidální vakuovou komorou, v níž se vytváří vysokoteplotní plazma. Komora je dále obklopena soustavou poloidálně orientovaných cívek, které generují toroidální magnetické pole B_t .

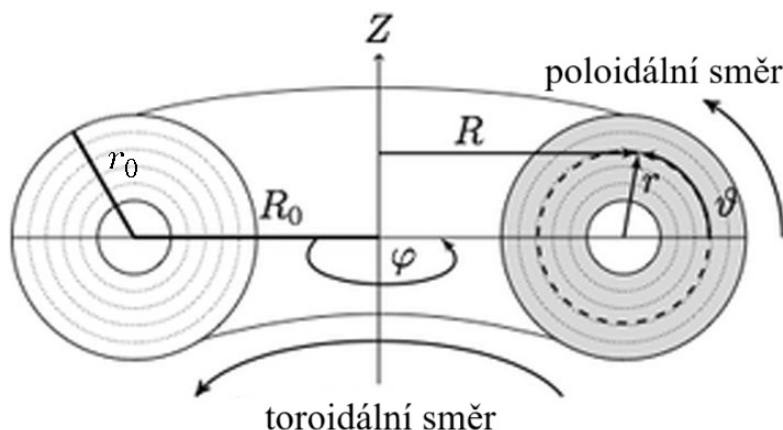
Kvůli toroidální geometrii zařízení vzniká nutně nehomogenní rozložení magnetického pole. Toroidální magnetické pole B_t je úměrné $\frac{1}{R}$, kde R představuje radiální souřadnici vůči hlavní ose tokamaku (viz Obrázek 1.1), a proto je na jeho vnitřní straně pole silnější (*high field side*, HFS), zatímco na vnější straně je pole slabší (*low field side*, LFS). Tato konfigurace magnetického pole vede ke vzniku tzv. driftu zakřivení a $\mathbf{B} \times \nabla B$ driftu, které mají na stabilní udržení plazmatu negativní vliv.

Tokamak funguje zároveň jako transformátor, jehož sekundárním vinutím je samotný plazmatický prstenec. V něm se v důsledku elektromagnetické indukce generuje v toroidálním směru proud plazmatem I_p , který následně generuje poloidální magnetické pole B_p .

Superpozicí toroidální a poloidální složky vzniká výsledné magnetické pole ve tvaru šroubovice, jehož siločáry se uzavírají uvnitř komory. Tato konfigurace kompenzuje efekty driftů, a tudíž pomáhá docílit stabilnějšího udržení plazmatu.

Na stabilitu má vliv také tvar průřezu vakuové komory. Moderní tokamaky často využívají průřez ve tvaru písmene D, ve kterém lze docílit lepší stabilizace plazmatu, avšak nejjednodušší je průřez ve tvaru kruhu (tzv. kruhová konfigurace).

V tokamacích s kruhovou konfigurací se zavádí tzv. konstrukční parametry – hlavní poloměr R_0 , který udává vzdálenost osy komory od hlavní osy tokamaku, a vedlejší poloměr r_0 , který udává poloměr vakuové komory. V souvislosti s tím se používají i křivočaré cylindrické souřadnice (R, φ, Z) , kde φ je toroidální úhel a Z souřadnice podél hlavní osy (viz Obrázek 1.1). Vzhledem k toroidální symetrii (tj. symetrii vůči úhlu φ) se pro zjednodušený geometrický popis zařízení často používá poloidální řez za konstantní hodnoty φ s polárními souřadnicemi (r, ϑ) , kde r je radiální souřadnice udávající vzdálenost od středu komory a ϑ poloidální úhel [4].



Obrázek 1.1: Schéma tokamaku s kruhovou konfigurací a vyznačený souřadnicový systém. Upraveno a převzato z [4].

1.3.2 Tokamak GOLEM

Tokamak GOLEM je malé zařízení, které je v současnosti provozováno na FJFI ČVUT v Praze. Jeho historie sahá do 60. let 20. století, kdy byl v Moskvě postaven pod označením TM-1. V roce 1975 byl předán Ústavu fyziky plazmatu AV ČR, kde byl v roce 1985 modernizován a přejmenován na CASTOR. Pod tímto názvem sloužil k výzkumu až do roku 2006, kdy byl nahrazen nově instalovaným tokamakem COMPASS. Zařízení bylo následně přemístěno na FJFI ČVUT, kde dodnes pod názvem GOLEM slouží především k výuce studentů v oblasti fyziky plazmatu [25].

Základní parametry tokamaku GOLEM jsou zaneseny v Tabulce 1.1:

hlavní poloměr komory	$R_0 = 0,4 \text{ m}$
vedlejší poloměr komory	$r_0 = 0,085 \text{ m}$
vedlejší poloměr plazmatu	$a \approx 0,06 \text{ m}$
toroidální magnetické pole	$B_t < 0,8 \text{ T}$
elektrický proud plazmatem	$I_p < 8 \text{ kA}$
elektronová hustota	$n_e \approx (0,2-3) \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$
elektronová teplota	$T_e < 100 \text{ eV}$
iontová teplota	$T_i < 50 \text{ eV}$
délka výboje	$\tau_p < 25 \text{ ms}$
pracovní plyny	H, He, Ar

Tabulka 1.1: Základní parametry tokamaku GOLEM [10] [11].

Než může na tokamaku GOLEM proběhnout výboj, je třeba provést několik přípravných kroků. Před každým výbojem je pro úspěšné udržení plazmatu nezbytné zajistit vysoké vakuum v komoře tokamaku. Nízký tlak zajišťuje snížení množství nežádoucích příměsí, jejichž přítomnost by mohla vést ke ztrátám energie nebo kontaminaci plazmatu. Dostatečně vysoké vakuum také umožňuje přesné napouštění pracovního plynu a snižuje četnost srážek mezi částicemi, a tudíž zlepšuje stabilitu udržovaného plazmatu. Je tedy nutné připravit vakuovou komoru tokamaku tak, aby byla její vnitřní stěna zbavena co nejvíce nečistot a adsorbovaných plynů.

Prvním krokem je tzv. vypékání komory, při němž se komora induktivně zahřívá přibližně na 200°C po dobu několika desítek minut. Tím dochází k desorbci molekul zbytkových plynů, které by mohly negativně ovlivnit parametry plazmatu. Dalším krokem je proces označovaný jako tzv. doutnavý výboj, při němž se provádí slabý výboj ve zředěném plynu (nejčastěji vodíku nebo helia) při tlaku řádově desetin až jednotky Pa. Tento výboj trvá přibližně 20 minut a proud protékající komorou se pohybuje okolo 0,5 A. Nabité částice (především ionty) intenzivně bombardují stěny vakuové komory, čímž odstraňují zbytky adsorbovaných příměsí. Tímto postupem lze dosáhnout tlaku zbytkového plynu až na hodnotu kolem 0,1 mPa [21].

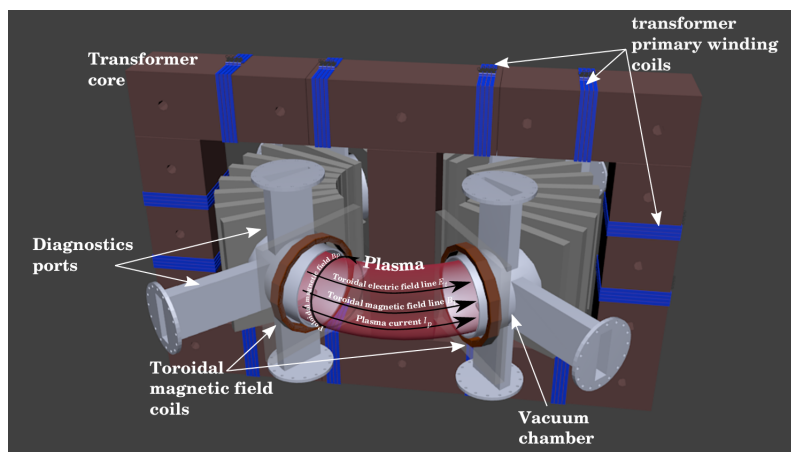
Popišme si nyní samotný proces zahájení plazmatického výboje na tokamaku GOLEM [8]. Proces začíná odčerpáním komory, kdy se za pomoci rotační vývěvy a dvou turbomolekulárních vývěv dosahuje tlaku nižšího než 1 mPa. Po dosažení požadovaného vakua se do komory přes elektronicky řízený ventil napustí pracovní plyn (obvykle vodík nebo hélium) na zvolený tlak p . Následně se nastaví parametry

plánovaného výboje a začnou se současně nabíjet kondenzátory – jeden na napětí U_{cd} pro napájení primárního vinutí transformátoru, které následně indukuje toroidální elektrické pole E_t potřebné pro rozběh proudu plazmatem I_p , a druhý na napětí U_{B_t} , který napájí cívky vytvářející toroidální magnetické pole B_t . Pro usnadnění zapálení plazmatu se využívá tzv. předionizace, při níž žhavené wolframové vlákno emituje termoemisi elektrony, které jsou urychlovány a následnými srážkami s molekulami pracovního plynu vytváří počáteční koncentraci nabitých částic. Po vytvoření toroidálního magnetického pole B_t se elektrony začnou pohybovat podél jeho siločár a po sepnutí proudu do primárního vinutí transformátoru jsou vzniklým toroidálním elektrickým polem E_t urychleny na energie vyšší, než je potřeba k ionizaci molekul plynu. Během několika desítek μs se lavinovým ionizačním procesem vytvoří stabilní prstenec plně ionizovaného plazmatu, ve kterém následně proud zajišťuje ohřev na potřebné teploty.

Délka trvání výboje na tokamaku GOLEM je z principu omezena tím, že plazma musí být neustále udržováno proudem I_p . Tento proud zajišťuje ohmický ohřev plazmatu, jehož výkon je dán vztahem

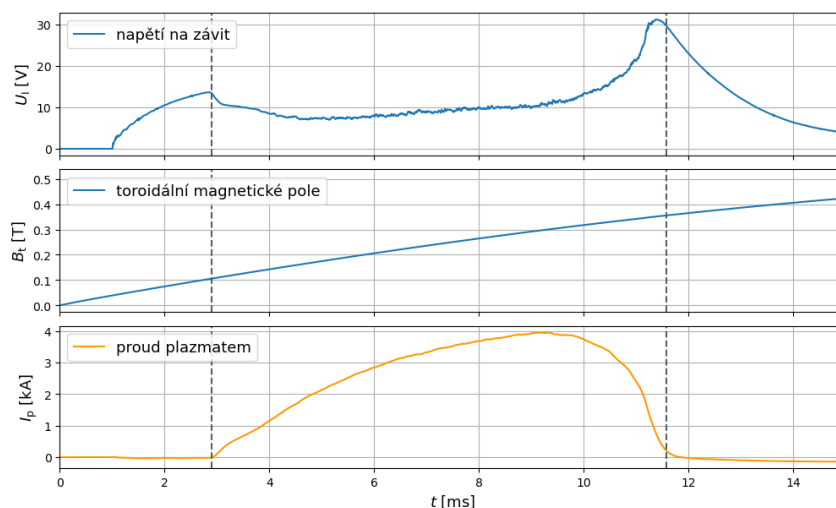
$$P_h = U_1 \cdot I_p, \quad (1.15)$$

kde U_1 je napětí na závit, a slouží k udržení vysoké teploty i přes neustálé tepelné ztráty. Aby však mohl být proud v plazmatu indukován, je nutné, aby v primárním vinutí transformátoru (transformer primary winding coils, viz Obrázek 1.2) plynule rostl. Tento proces však nelze provádět neomezeně, protože po dosažení maximální hodnoty proudu v primárním závitě se transformace zastaví. V důsledku toho proud v plazmatu postupně zaniká, plazma ztrácí energii, ochlazuje se a nakonec dochází k rekombinaci iontů a elektronů na neutrální plyn [8].



Obrázek 1.2: Zjednodušené schéma tokamaku GOLEM. Převzato z [8].

Na ilustračním výboji č. 44868 (viz Obrázek 1.3) lze pozorovat časový vývoj základních parametrů výboje – napětí na závit U_1 , toroidálního magnetického pole B_t a proudu plazmatem I_p .

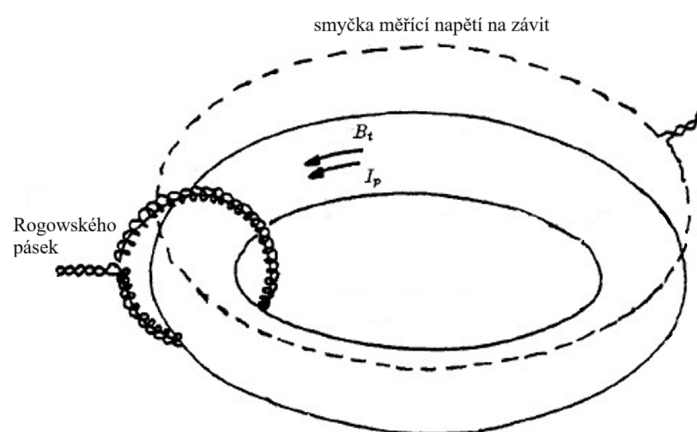


Obrázek 1.3: Graf časového vývoje napětí na závit U_1 , toroidálního magnetického pole B_t a proudu plazmatem I_p ve výboji č. 44868. Čárkované úsečky značí začátek a konec výboje.

1.3.3 Diagnostika

Pro detailní studium chování plazmatu během výboje je nutné tokamaky vybavit odpovídající diagnostikou, která se dělí na pasivní a aktivní.

Mezi pasivní diagnostiky, které neovlivňují stav plazmatu, patří měření napětí na závit U_1 pomocí toroidální smyčky poskytující informaci o indukovaném toroidálním elektrickém poli E_t . Další pasivní diagnostikou je Rogowského pásek, který měří poloidální magnetické pole na okraji, a tudíž určuje celkový proud plazmatem I_p . Zjednodušené schéma těchto diagnostik je na Obrázku 1.4.



Obrázek 1.4: Zjednodušené schéma vybraných pasivních diagnostik na tokamaku GOLEM. Upraveno a převzato z [18].

Pro měření polohy plazmatu se využívají Mirnovovy cívky, které snímají změny magnetického pole. K měření hustoty plazmatu slouží interferometrie, která využívá laserový paprsek a na základě změny indexu lomu určuje hustotu. Laser však plazma nijak neovlivňuje, a proto se tato metoda řadí mezi pasivní diagnostiky. Pro optické sledování polohy se pak často používají vysokorychlostní kamery.

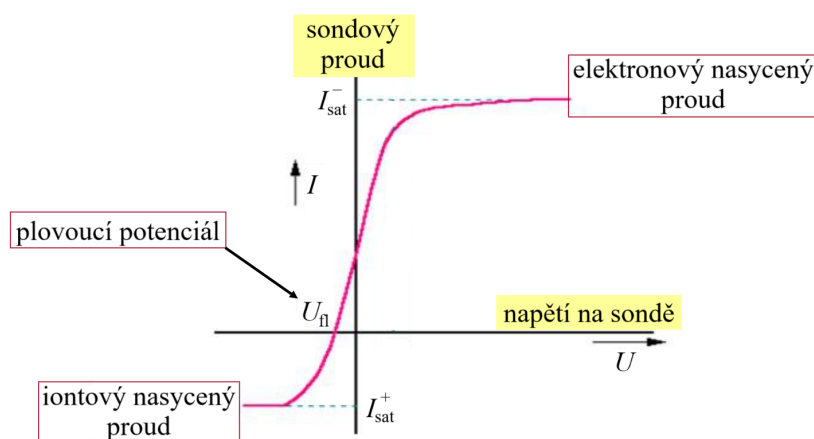
K aktivním diagnostikám, které v plazmatu vyvoláním nějaké reakce ovlivňují jeho stav, se řadí především elektrické sondy. Vzhledem k tomu, že tato práce je založena právě na sondových měřeních, budou jejich princip a funkce podrobněji popsány v následující kapitole.

Kapitola 2

Elektrické sondy, sondová měření a transportní bariéry

2.1 Langmuirova sonda

Langmuirova sonda (LP) je jedna nejjednodušších a nejčastěji používaných diagnostik plazmatu. V zásadě se jedná o tenký drát vnořený do plazmatu, na který dopadají nabitě částice. Na sondu poté lze přikládat externí napětí U vůči referenční elektrodě, kterou zpravidla tvoří uzemněná stěna vakuové komory tokamaku. V závislosti na hodnotě tohoto napětí dochází k přitahování nebo odpuzování elektronů a iontů směrem k sondě, čímž vzniká měřitelný sondový proud I . Tato závislost sondového proudu na přiloženém napětí $I(U)$ se označuje jako voltampérová (IV) charakteristika. Ukázka modelové IV charakteristiky LP je zanesena v grafu na Obrázku 2.1. Aproximací vhodnými analytickými funkcemi lze následně určit důležité veličiny, jako jsou plovoucí potenciál U_{fl} , iontový nasycený proud I_{sat}^+ , potenciál plazmatu ϕ , nebo elektronová teplota T_e [14].



Obrázek 2.1: Modelová IV charakteristika LP. Upraveno a převzato z [24].

Pokud na sondu není přiloženo žádné externí napětí, nabije se vlivem dopadajících částic na tzv. plovoucí potenciál U_{fl} , který odpovídá bodu na IV charakteristice, kde je výsledný sondový proud nulový. Je-li na sondu naopak přiloženo dostatečně vysoké záporné napětí splňující podmínku $U \ll U_{\text{fl}}$, proud je tvořen výhradně ionty a saturuje se na hodnotě tzv. iontového nasyceného proudu I_{sat}^+ . Obdobně, při kladném napětí $U \gg U_{\text{fl}}$ je proud tvořen pouze elektrony a odpovídá hodnotě elektronového nasyceného proudu I_{sat}^- . Nasycení v tomto kontextu znamená, že při dalším zvyšování (kladného či záporného) napětí už nedochází k významné změně měřeného proudu – tedy proud zůstává téměř konstantní (viz Obrázek 2.1). Avšak prakticky se měření elektronového nasyceného proudu I_{sat}^- v oblastech vysokých kladných napětí zpravidla neprovádí, jelikož se sonda za těchto podmínek zahřívá vlivem vysokých proudů, což může vést k jejímu poškození [12]. Potenciál plazmatu ϕ je definován jako napětí, při kterém na sondě zaniká Debyeova stínící vrstva, a platí pro něj vztah [1] [24].

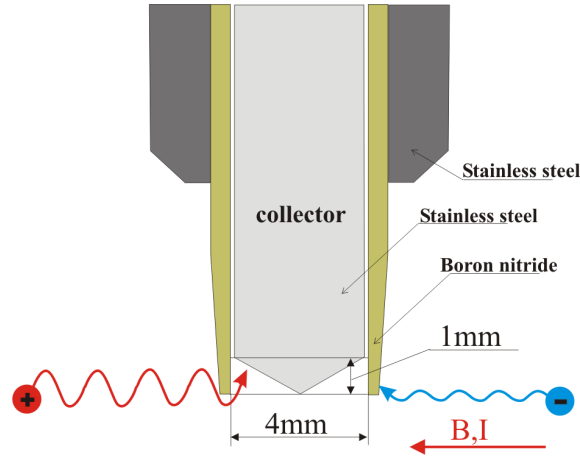
$$\phi = U_{\text{fl}} + \alpha T_e, \quad \text{kde} \quad \alpha = \ln \left| \frac{I_{\text{sat}}^-}{I_{\text{sat}}^+} \right|. \quad (2.1)$$

Ze vztahu (2.1) je patrné, že pokud by IV charakteristika LP byla symetrická, tj. platilo by $|I_{\text{sat}}^-| = |I_{\text{sat}}^+|$, potenciál plazmatu by bylo možné určit přímo jako $\phi = U_{\text{fl}}$. Ve skutečnosti však platí $|I_{\text{sat}}^-| > |I_{\text{sat}}^+|$, protože elektrony mají řádově nižší hmotnost (tj. i vyšší pohyblivost [27]) než ionty a na kolektor sondy tak dopadá více elektronů [23]. Z tohoto důvodu se sonda při přiložení nulového externího napětí (tj. když se v plazmatu nabije na U_{fl}) nevyrovná s potenciálem plazmatu, a proto obecně platí, že $U_{\text{fl}} \neq \phi$. Pro zpřesnění měření potenciálu plazmatu se proto využívá ball-pen sonda, která je popsána v následujícím oddílu.

2.2 Ball-pen sonda

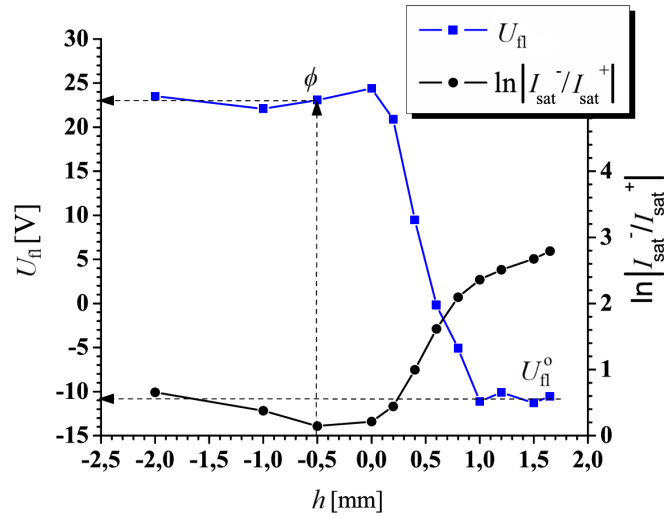
Ball-pen sonda (BPP) [1] je modifikovanou verzí LP, jejíž hlavní odlišnost spočívá v její konstrukci. Kolektor, na který dopadají nabitě částice, je umístěn uvnitř dielektrické stínící trubice z nitridu boritého. Schéma konstrukce BPP je znázorněno na Obrázku 2.2.

Princip funkce BPP vychází z rozdílných Larmorových poloměrů r_L iontů a elektronů. Ionty mají řádově vyšší hmotnost než elektrony, a tudíž se dle vztahu (1.11) pohybují podél siločár magnetického pole s výrazně větším Larmorovým poloměrem než elektrony. Pro elektrony je tedy obtížnější překonat stínící trubici, a proto je jejich sběr omezen. Tento mechanismus je rovněž znázorněn na Obrázku 2.2.



Obrázek 2.2: Schéma BPP. Převzato z [2].

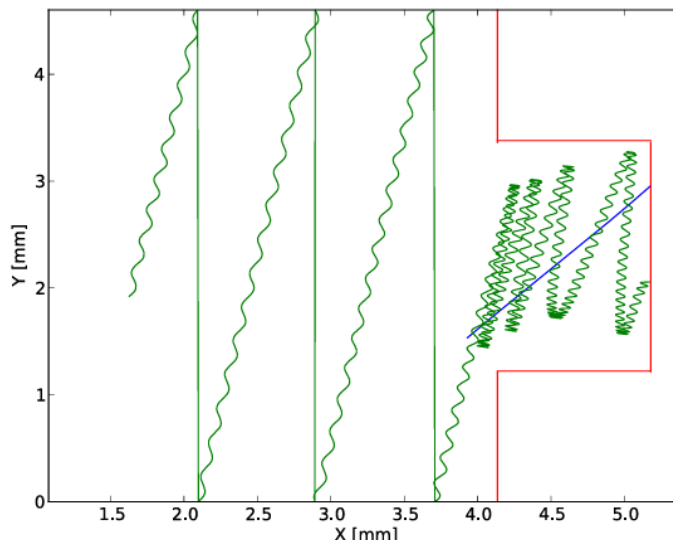
Nastavením vhodného přesahu stínící trubice lze vyrovnat tok iontů a elektronů na kolektor, čímž se ve vztahu (2.1) zajistí podmínka $\alpha = 0$. V takovém případě měřený plovoucí potenciál z BPP odpovídá skutečnému potenciálu plazmatu, tedy $U_{\text{fl}} = \phi$. Na závislosti plovoucího potenciálu BPP U_{fl} a koeficientu α ze vztahu (2.1) na hloubce zasunutí kolektoru do trubice h zobrazené v grafu na Obrázku 2.3, lze pozorovat, že při hloubce zasunutí $h = -0,5$ mm koeficient α dosahuje minima a hodnota měřeného plovoucího potenciálu se přibližuje skutečné hodnotě potenciálu plazmatu. Naopak při vysunutí kolektoru zcela mimo stínící trubici (přibližně při $h \approx 1,5$ mm) se BPP chová jako Langmuirova sonda a měří plovoucí potenciál U_{fl}^o [1].



Obrázek 2.3: Graf závislosti plovoucího potenciálu BPP U_{fl} a koeficientu α na hloubce zasunutí kolektoru do trubice h . Upraveno a převzato z [1].

Ačkoli původní princip funkce BPP je založen na rozdílných Larmorových poloměrech iontů a elektronů, ukazuje se, že reálné chování je složitější. Ve skutečnosti dochází k tomu, že elektrony i ionty mohou být transportovány směrem ke kolektoru, i když je kolektor zasunut hlouběji, než odpovídá jejich Larmorovým poloměrům. V stínící trubici sondy tak vznikají během sběru nabitých částic elektromagnetická pole, která způsobují $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ drift částic. Elektrony se vlivem

potenciálu stínění při vstupu do trubice sondy odrážejí od stěn a působením tohoto driftu se pohybují ke kolektoru, čímž překonávají stínící efekt trubice. Ionty se naopak pohybují skrze otvor trubice přímo ke kolektoru díky jejich velkému Larmorovu poloměru [19]. Numerickou simulaci trajektorií elektronů i iontů lze pozorovat na Obrázku 2.4.

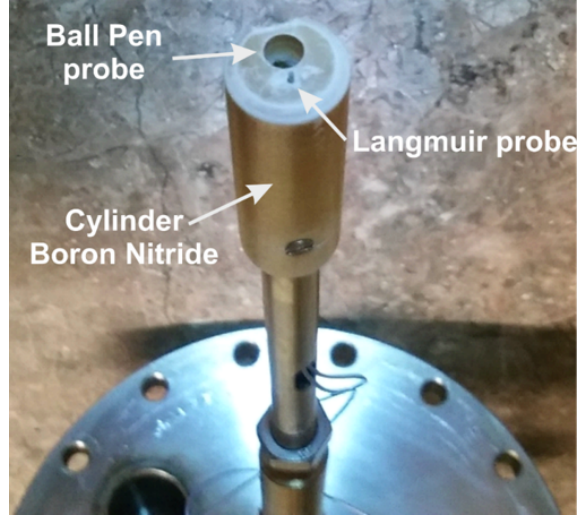


Obrázek 2.4: Trajektorie elektronů (zeleně) a iontů (modře) během dopadu na kolektor BPP. Červené úsečky představují stěny trubice sondy. Převzato z [19].

Z numerických simulací vychází najevo, že i když toto chování částic ve výsledku nenaplnuje ideální podmínku $\alpha = 0$, dokáže BPP měřit potenciál plazmatu s dostatečnou přesností. Rozdíl mezi plovoucím potenciálem měřeným BPP a potenciálem plazmatu je totiž pro elektronové teploty v řádu $T_e \approx 10$ eV jen několik voltů. Z toho lze usoudit, že BPP je možné spolehlivě využít k měření potenciálu plazmatu, a tudíž lze provádět s dostatečnou přesností rychlé měření elektronové teploty pomocí kombinované LP a BPP [19]. Tato práce je založena právě na měřeních z kombinované Langmuirovy a ball-pen sondy, jejíž konkrétní popis je uveden v následující části.

2.3 Sondy na tokamaku GOLEM

Použitá kombinovaná Langmuirova a ball-pen sonda (LP+BPP) je instalována na sondové hlavici, která je umístěna na motorizovaném manipulátoru umožňujícím měnit její radiální polohu vůči středu komory. Použitá LP má válcový tvar o průměru 0,6 mm a kolektor BPP je zasunut v hloubce 2,3 mm [12]. Fotografie použité LP+BPP je na Obrázku 2.5. LP je na pravé straně hlavice (vystupující vodič) a BPP na levé straně hlavice.



Obrázek 2.5: Použitá kombinovaná LP+BPP. Převzato z [16].

Díky možnosti radiálního zasouvání sond lze měřit závislosti fyzikálních veličin na vzdálenosti od středu komory, tzv. radiální profily. Analýza těchto profilů, zejména profilu potenciálu plazmatu a elektronové teploty, je klíčovou částí této práce. Popišme si nyní, jakým způsobem tyto veličiny z naměřených dat určujeme.

Z důvodů popsaných v 2.2 není BPP k měření potenciálu plazmatu zcela ideální, a proto je k jeho určení nutné zahrnout korekci na elektronovou teplotu. Výsledný vztah má pak podobnou formu jako u LP daný vztahem (2.1), konkrétně [15]

$$\phi = U_{\text{fl}}^{\text{BPP}} + \alpha_{\text{BPP}} \cdot T_e, \quad (2.2)$$

kde $U_{\text{fl}}^{\text{BPP}}$ je plovoucí potenciál měřený používanou BPP, α_{BPP} její kalibrační konstanta, přičemž v heliovém plazmatu platí $\alpha_{\text{BPP}}^{\text{He}} \doteq 0,9 \text{ V eV}^{-1}$ [3] a ve vodíkovém $\alpha_{\text{BPP}}^{\text{H}} \doteq 0,25 \text{ V eV}^{-1}$ [6], a T_e elektronová teplota v eV. Pro určení potenciálu plazmatu tedy zbývá již jen znalost T_e .

Výhoda používané LP+BPP spočívá v její schopnosti rychlého měření elektronové teploty T_e , kterou lze jednoduše určit pomocí vztahu [15]

$$T_e = \frac{U_{\text{fl}}^{\text{BPP}} - U_{\text{fl}}^{\text{LP}}}{\alpha_{\text{LP+BPP}}}, \quad (2.3)$$

kde $U_{\text{fl}}^{\text{LP}}$ je plovoucí potenciál měřený LP, $\alpha_{\text{LP+BPP}}$ je kalibrační konstanta používané LP+BPP, přičemž v heliovém plazmatu platí $\alpha_{\text{LP+BPP}}^{\text{He}} \doteq 2,0 \text{ V eV}^{-1}$ [15] a ve vodíkovém $\alpha_{\text{LP+BPP}}^{\text{H}} \doteq 2,5 \text{ V eV}^{-1}$ [12]. Tím jsou definovány všechny potřebné parametry pro měření potenciálu plazmatu, které tvoří hlavní náplň této práce.

2.4 Potenciál plazmatu a související veličiny

Je-li znám radiální profil plazmatu $\phi(r)$, lze určit radiální elektrické pole jednoduše jako

$$E_r(r) = -\frac{d}{dr}\phi(r). \quad (2.4)$$

Toto elektrické pole v kombinaci se silným toroidálním magnetickým polem B_t vede ke vzniku $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ driftu, který v tomto případě způsobuje pohyb nabitých částic v poloidálním směru. Tento pohyb je charakterizován poloidální rychlostí v_{pol} , a jelikož jsou na sebe elektrické pole E_r a magnetické pole B_t kolmé, platí pro ní obdobný vztah jako (1.13), tj.

$$v_{\text{pol}}(r) = \frac{E_r(r)}{B_t}, \quad (2.5)$$

kde uvažujeme toroidální magnetické pole B_t nezávislé na radiální souřadnici r . Další velmi důležitou veličinou je tzv. shearing rate $\omega_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}$, který je definován jako

$$\omega_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}(r) = \frac{d}{dr}v_{\text{pol}}(r). \quad (2.6)$$

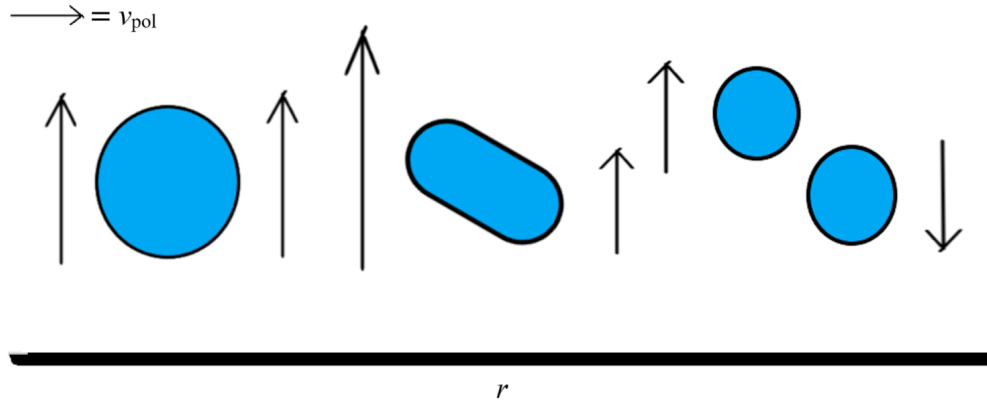
Význam této veličiny je úzce spjat s pojmy střižné vrstvy a transportní bariéry, kterým se věnuje následující oddíl.

2.5 Střižné vrstvy a transportní bariéry

2.5.1 Střižné vrstvy

Střižné vrstvy (anglicky *shear layers*) jsou oblasti okrajového plazmatu tokamaku, kde dochází k tzv. stříhu poloidální rychlosti v_{pol} . V oblasti okrajového plazmatu se vyskytují turbulentní struktury, které s sebou nesou energii, a jejich okrajové ztráty mají negativní vliv na udržení plazmatu. Pokud jsou na určité radiální souřadnici r střižné toky dostatečně vysoké, tyto struktury se trhají, čímž dochází k snížení okrajových ztrát energie. Mechanismus je nastíněn na Obrázku 2.6.

V obecném případě platí $v_{\text{pol}} = v_{\text{pol}}(r)$, jak lze vidět na Obrázku 2.6. Vlevo je v_{pol} nezávislá na radiální souřadnici r , tudíž je její radiální změna nulová, tj. dle vztahu (2.6) je $\omega_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}} = 0$ a střižné toky turbulentní strukturu neovlivňují. Uprostřed je již v_{pol} závislá na r a má nenulový stříh, tj. dle vztahu (2.6) je $|\omega_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}| > 0$ a struktura je v poloidální rovině natočena a zdeformována. Vpravo je radiální změna v_{pol} velká, tj. dle vztahu (2.6) je $|\omega_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}| \gg 0$ a střižné toky jsou dostatečně silné na to, aby turbulentní strukturu roztrhly. Tento mechanismus představuje způsob, kterým dochází k omezení turbulentního transportu v transportních bariérách.



Obrázek 2.6: Zjednodušené nastínění mechanismu trhání turbulentních struktur, které jsou znázorněny modrými útvary. Upraveno a převzato z [13].

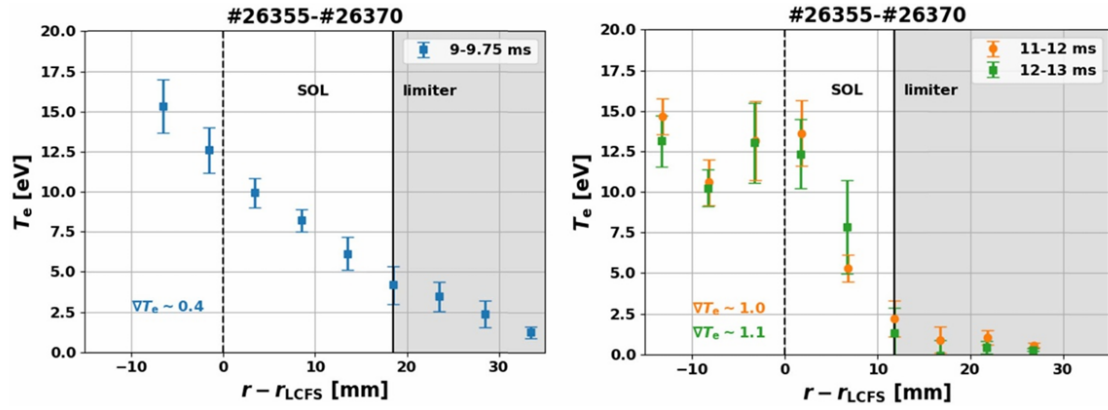
2.5.2 Transportní bariéry

Transportní bariéry (TB) jsou oblasti v plazmatu tokamaku, kde dochází k omezení turbulentního transportu tepla nebo částic, což výrazně přispívá k lepšímu udržení plazmatu. Přítomností TB jsou charakterizovány režimy jako například H-mode (*high-confinement mode*) [15].

2.5.3 Transportní bariéry na tokamaku GOLEM

Formace TB se typicky pozoruje u tokamaků s divertorovým uspořádáním, jehož cílem je řízený odvod tepla, částic a nečistot z okrajového plazmatu do divertorové komory. V tokamacích s kruhovou konfigurací se její zformování zatím podařilo pouze v experimentech s tzv. biasingovými elektrodami, které polarizují plazma vnějším radiálním elektrickým polem, čímž uměle zformují TB. V nedávných experimentech na tokamaku GOLEM však byla vůbec poprvé v této konfiguraci zaznamenána spontánní formace TB v heliovém plazmatu [15], přičemž pojem spontánní v tomto kontextu znamená, že se TB může zformovat právě i bez vnějšího vybuzení. Výskyt tohoto dosud v kruhových tokamacích nepozorovaného jevu je hlavním motivem této práce, která na výsledky z [15] navazuje a dále je rozvíjí.

Spontánní formace TB na tokamaku GOLEM je v heliových výbojích charakterizována vzrůstem gradientu elektronové teploty ∇T_e v čase [15]. Toto lze pozorovat na radiálních profilech T_e na Obrázku 2.7.



Obrázek 2.7: Radiální profily T_e v heliovém výboji na tokamaku GOLEM. Vlevo – radiální profil T_e před formací TB. Vpravo – radiální profily T_e po formaci TB. Převzato z [15].

Mechanismy, které spontánní formaci TB na tokamaku GOLEM spouštějí, zatím nejsou zcela objasněny. Z tohoto důvodu byla provedena rozsáhlá měření napříč různými parametry výbojů, aby bylo možné získat co nejvíce informací a identifikovat podmínky, které vedou ke vzniku a udržení transportní bariéry. Těmto měřením a jejich analýze se věnuje následující kapitola.

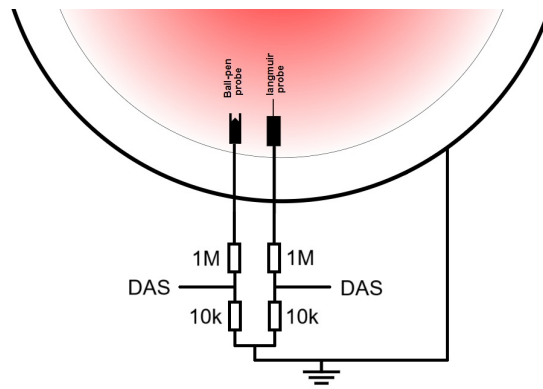
Kapitola 3

Experimentální uspořádání a měření radiálních profilů

3.1 Experimentální uspořádání

LP+BPP, pomocí níž jsou v této práci prováděna všechna měření, je instalována do spodního diagnostického portu tokamaku GOLEM, přičemž vzdálenost portu od středu komory je 97 mm [12]. Hlavice této sondy je usazena na motorizovaném manipulátoru, díky kterému jí lze posouvat radiálním směrem v rozmezí přibližně (100–30) mm vůči středu komory.

Měření jsou prováděna v plovoucím režimu, tedy bez přikládání externího napětí na sondy. Schéma zapojení LP+BPP je znázorněno na Obrázku 3.1. Obě sondy jsou připojeny přes dělič napětí tvořený rezistory o odporech $1\text{ M}\Omega$ a $10\text{ k}\Omega$, čímž se napětí dělí přibližně v poměru 1/100. Tento způsob zapojení s vysokým vstupním odporem minimalizuje vliv měření na samotný potenciál. Signály z děličů jsou vedeny do systému sběru dat (DAS), kde se zaznamenávají pomocí osciloskopů. Spodní část obvodu je uzemněna, čímž je definován referenční potenciál vůči komoře tokamaku. Toto zapojení umožňuje současné snímání potenciálu na kolektorech LP i BPP, přičemž signál od každé z nich může být nezávisle vyhodnocován, což je pro naše měření zásadní.



Obrázek 3.1: Schéma obvodu pro měření pomocí LP+BPP. Upraveno a převzato z [9].

3.2 Měření radiálních profilů

3.2.1 Metodika měření

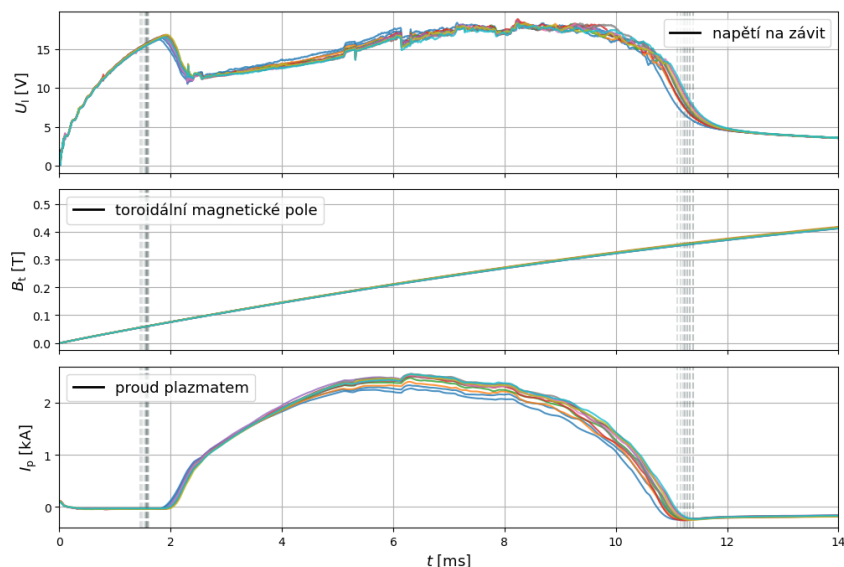
Jak již bylo zmíněno v sekci 2.5.3, pro detailní analýzu formace TB na tokamaku GOLEM bylo třeba proměřit chování plazmatu pro více hodnot parametrů výboje jak v heliových, tak ve vodíkových výbojích. Konkrétně byla provedena měření napříč různými hodnotami tlaku pracovního plynu p , který má přímý vliv na hustotu plazmatu n [21], a napětí na kondenzátoru napájejícím primární vinutí transformátoru U_{cd} , který určuje proud plazmatem I_p (viz sekce 1.3.2), čímž dle vztahu (1.15) přímo ovlivňuje výkon ohřevu P_h . Naopak jako konstantní parametr bylo ponecháno napětí U_{B_t} na kondenzátoru, který napájí cívky toroidálního magnetického pole B_t , na hodnotě $U_{B_t} = 950 \text{ V}$, čímž byl zajištěn stejný průběh B_t ve všech výbojích. Proměřené hodnoty p a U_{cd} jsou společně s pracovními plyny, ve kterých byla měření provedena, zaneseny v Tabulce 3.1.

$U_{cd} [\text{V}] \backslash p [\text{mPa}]$	10	15	20	30
300	–	–	He	–
350	–	He	He, H	–
400	–	–	He	–
450	–	–	He	–
500	–	He	He, H	He
600	–	He	He, H	He
700	He	He	He, H	He
800	–	–	He, H	–

Tabulka 3.1: Přehled parametrů provedených výbojů: tlak pracovního plynu p a napětí na kondenzátoru napájejícím primární vinutí transformátoru U_{cd} pro různé pracovní plyny.

Měření radiálních profilů probíhalo způsobem výboj od výboje, kdy byla poloha sondy v každém výboji s daným pracovním plynem a parametry p a U_{cd} (viz Tabulka 3.1) postupně měněna s krokem 4 mm. Čísla všech provedených výbojů jsou společně s polohami sondy r uvedeny v Příloze A.

Tímto způsobem byl sérií opakovaných výbojů proměřen celý radiální profil. Tato metoda je ale velmi citlivá na to, zda jsou výboje dobře reprodukovatelné. Na Obrázku 3.2 lze pozorovat, že tokamak GOLEM dosahuje pro dané parametry výboje a pracovní plyn vysoké míry reprodukovatelnosti, což tuto metodu umožňuje spolehlivě využít.



Obrázek 3.2: Graf časového vývoje napětí na závit U_1 , toroidálního magnetického pole B_t a proudu plazmatem I_p v sérii heliových výbojů s parametry $p = 20$ mPa, $U_{cd} = 700$ V a $U_{B_t} = 950$ V. Čárkované úsečky značí začátek a konec konkrétního výboje.

3.2.2 Zpracování dat

Zpracování veškerých naměřených dat pro tuto práci bylo provedeno pomocí programovacího jazyka Python v následujícím sledu.

1. Experimentální data z online databáze tokamaku GOLEM byla načtena pomocí knihovny `pandas`, která usnadňuje práci s tabulkovými daty.
2. Pomocí knihovny `xarray` byla data převedena do kompaktních vícerozměrných struktur, které usnadňují analýzu jejich závislosti na různých dimenzích, v tomto případě konkrétně na radiální poloze r a čase t .
3. Pro aproximaci radiálních profilů pomocí hladkých křivek byla využita metoda *Gaussian Process Regression* (GPR) zahrnutá v knihovně `scikit-learn`, jejíž princip lze stručně popsat následovně.
 - Jedná se o model založený na strojovém učení, který predikcí hladkých křivek efektivně aproximuje experimentální data.
 - Kromě vstupních dat je potřeba v modelu zvolit vhodné jádro (tzv. kernel), které má v této implementaci složky C (`ConstantKernel`) a RBF (tzv. *radial basis function*). C reprezentuje amplitudu aproximující křivky a RBF její prostorovou škálu (tj. rozsah vzdáleností mezi body), čímž kernel ovlivňuje, jak přesně křivka kopíruje experimentální data. Konkrétně byla využita metoda nastavení jejich

rozsahů, kdy byly pro oba kernely zadány intervaly $(C_{\min}, C_{\max})$ a $(RBF_{\min}, RBF_{\max})$, ze kterých si model následně automaticky vybral vhodné hodnoty.

- Pro odhad chyb první a druhé derivace potenciálu plazmatu ϕ , které jsou nezbytné pro výpočet E_r a $\omega_{E \times B}$ (viz sekce 2.4), byla využita metoda vygenerování deseti realizací GPR. Z každé realizace byla následně určena derivace a výsledná chyba byla odhadnuta jako směrodatná odchylka přes všechny tyto realizace.

Kapitola 4

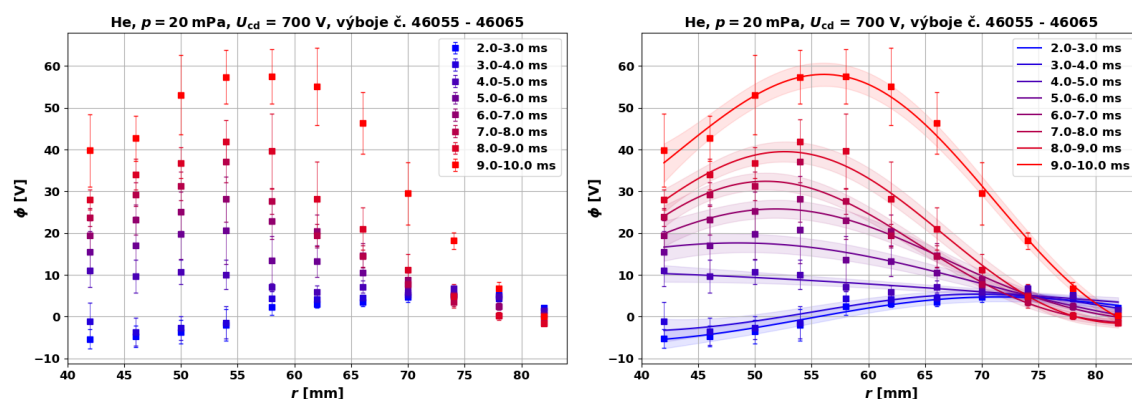
Výsledky

4.1 Radiální profily a jejich časový vývoj

Kromě sestrojení samotných radiálních profilů bylo nutné znát také jejich časový vývoj během výboje. Každý výboj z dané série v Tabulce 3.1 byl proto rozdělen na časové úseky o délce 0,5 ms, v nichž byla spočtena střední hodnota a úroveň fluktuací (stanovená směrodatnou odchylkou vypočtenou v příslušném časovém úseku) dané veličiny.

V kombinaci s postupem popsáním v sekci 3.2.1 byl tak pro každou sérii získán diskretní radiální profil dané veličiny spolu s jeho časovým vývojem od začátku (modře) do konce výboje (červeně). Ukázka takové závislosti pro potenciál plazmatu ϕ s časovými úseky o délce 1 ms je znázorněna v grafu na Obrázku 4.1 vlevo.

Pro výpočet odvozených veličin nutných k analýze formace TB (viz sekce 2.4 a 2.5.3) bylo dále třeba znát i jejich derivace podle radiální souřadnice r . Proto bylo nutné převést diskretní radiální profily na spojitou formu, k čemuž byla využita aproximace metodou GPR popsaná v sekci 3.2.2. Výsledek této aproximace je ukázán na Obrázku 4.1 vpravo.



Obrázek 4.1: Ukázka diskretního (vlevo) a spojitého (vpravo) radiálního profilu ϕ po využití metody GPR, včetně jeho časového vývoje od začátku výboje (modře) do konce výboje (červeně).

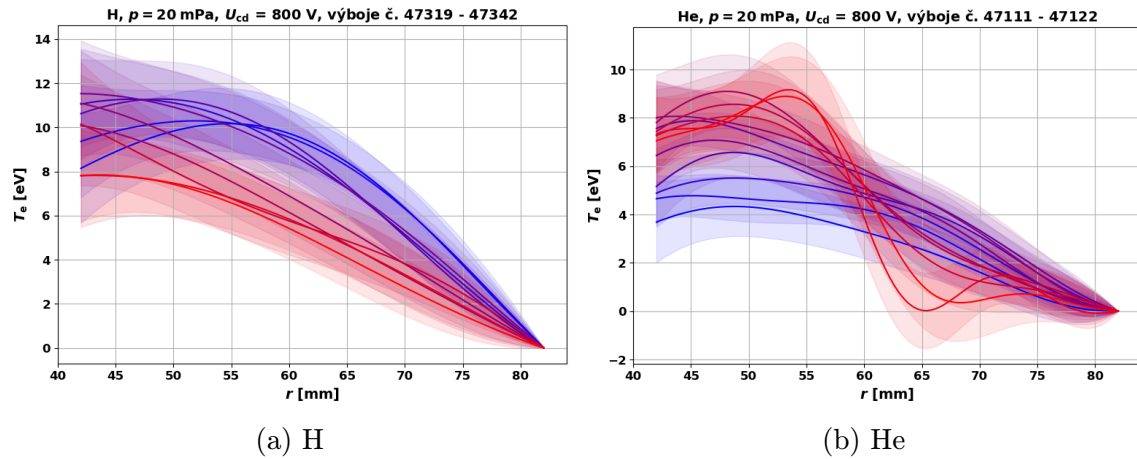
Tímto jsou popsány všechny potřebné metody pro analýzu naměřených dat a nyní se můžeme přesunout k samotným výsledkům.

4.2 Porovnání sérií v H a He

4.2.1 Gradient elektronové teploty

Jak již bylo zmíněno v sekci 2.5.3, spontánní formace TB na tokamaku GOLEM je v heliových výbojích charakterizována vzrůstem gradientu elektronové teploty ∇T_e v čase. Za účelem porovnání výbojových režimů byly vybrané série proměřeny jak v heliu (He), tak ve vodíku (H) (viz Tabulka 3.1).

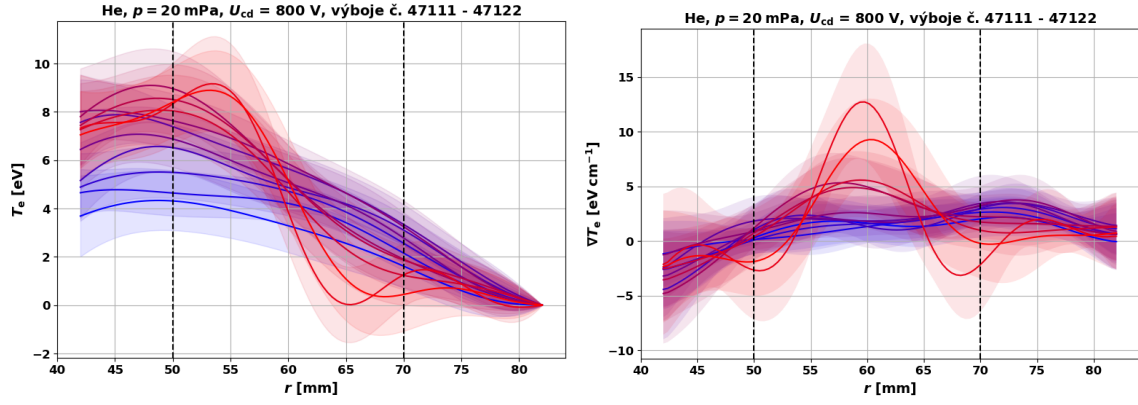
Na Obrázku 4.2 jsou radiální profily T_e v různých časových intervalech výboje pro vybranou sérii s parametry $p = 20$ mPa a $U_{cd} = 800$ V, kde vlevo je výsledek pro H a vpravo pro He.



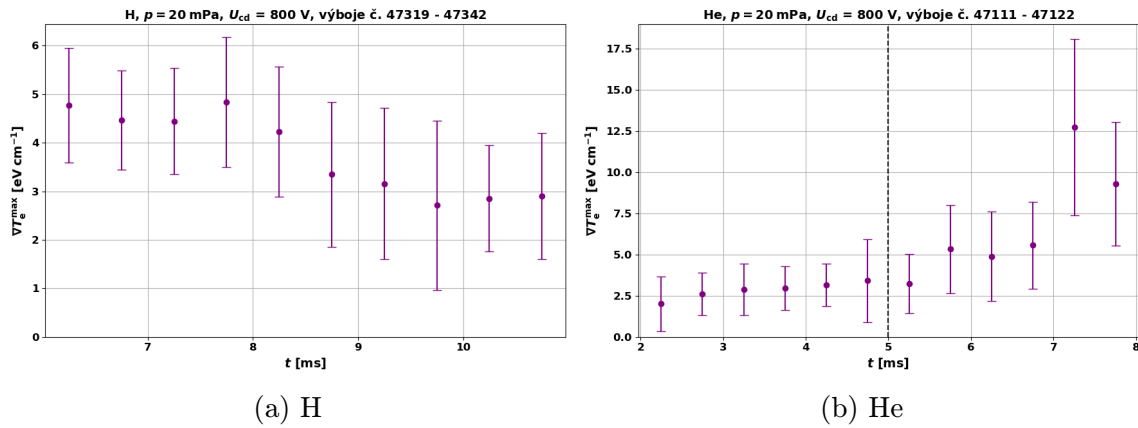
Obrázek 4.2: Radiální profily T_e v různých časových intervalech výboje pro sérii s parametry $p = 20$ mPa a $U_{cd} = 800$ V v H (vlevo) a He (vpravo).

Pro analýzu časového vývoje ∇T_e vybereme ve výboji interval $r \in (r_1, r_2)$, ve kterém v každém časovém úseku určíme maximum ∇T_e . Ve zkoumané sérii je pro oba pracovní plyny zvolena oblast $r \in (50-70)$ mm, jelikož v tomto intervalu se ve všech heliových výbojích, ve kterých došlo k formaci TB, nachází maximum ∇T_e . Tento postup je pro He ilustrován na Obrázku 4.3, kde vlevo jsou zobrazeny profily T_e a vpravo odpovídající profily ∇T_e se zvýrazněným intervalem.

Porovnání výsledných časových vývoje maxim gradientu elektronové teploty $\nabla T_e^{\max}$ ve zkoumané sérii mezi H a He je znázorněno na Obrázku 4.4, kde vlevo je výsledek pro H a vpravo pro He. Pro sérii v He byl zároveň přerušovanou úsečkou vyznačen čas počátku výrazného růstu ∇T_e , který představuje čas začátku formace TB.



Obrázek 4.3: Radiální profily T_e (vlevo) a ∇T_e (vpravo) ve zkoumané sérii v He se zvýrazněným intervalem použitým pro určení maxim ∇T_e .



Obrázek 4.4: Časový vývoj $\nabla T_e^{\max}$ ve zkoumané sérii v H (vlevo) a He (vpravo). V grafu pro He značí čárkovaná úsečka čas začátku výrazného růstu ∇T_e , který odpovídá času začátku formace TB.

Z porovnání radiálních profilů T_e (Obrázek 4.2) a časových vývojů $\nabla T_e^{\max}$ (Obrázek 4.4) pro sérii s parametry $p = 20$ mPa a $U_{cd} = 800$ V vyplývá, že ačkoli jsou hodnoty samotné T_e při těchto parametrech vyšší ve vodíkovém výboji, k formování strmého gradientu ∇T_e dochází pouze v heliu, kdežto ve vodíku naopak pozorujeme jeho průběžný pokles.

Stejný typ analýzy byl proveden i pro všechny ostatní naměřené série, a ve všech případech bylo potvrzeno, že ve výbojích v H nedochází k formaci strmého gradientu elektronové teploty ∇T_e . Jinými slovy, spontánní formace TB může za námi prozkoumaných podmínek nastat pouze v heliových výbojích, zatímco ve vodíkových nikoliv. Tento výsledek je v souladu s dřívějšími experimenty na tokamaku GOLEM, ve kterých se spontánní formace TB v H nikdy nepozorovala. Tento rozdíl mezi výbojovými režimy je klíčový pro analýzu dalších výsledků této práce.

4.2.2 Vliv střižných vrstev na gradient elektronové teploty

Z informací uvedených v sekcích 2.5.1 a 2.5.2 je zřejmé, že formace TB úzce souvisí se střižnými vrstvami, které jsou charakterizovány velikostí shearing rate $\omega_{E \times B}$. K jeho určení je nutné nejdříve znát veličiny odvozené od potenciálu plazmatu ϕ , konkrétně radiální elektrické pole E_r a poloidální rychlost v_{pol} (viz sekce 2.4).

Postup určení závislosti gradientu elektronové teploty ∇T_e na E_r , v_{pol} a $\omega_{E \times B}$ je obdobný jako v předchozí části. Ve všech sériích se z radiálních profilů a jejich časových vývojů pro každý časový interval stanoví jedno maximum gradientu elektronové teploty ∇T_e^{max} a k němu příslušná maxima radiálního elektrického pole E_r^{max} , poloidální rychlosti $v_{\text{pol}}^{\text{max}}$ a shearing rate $\omega_{E \times B}^{\text{max}}$. Jediný rozdíl spočívá v tom, že pro E_r , v_{pol} a $\omega_{E \times B}$ se určí maxima z jejich absolutních hodnot. Tímto způsobem lze postupně získat závislost ∇T_e^{max} na E_r^{max} , $v_{\text{pol}}^{\text{max}}$ a $\omega_{E \times B}^{\text{max}}$. Tento postup byl následně aplikován na všechny série ve vodíku (H) a na všechny série v heliu (He), v nichž byla pozorována formace TB.

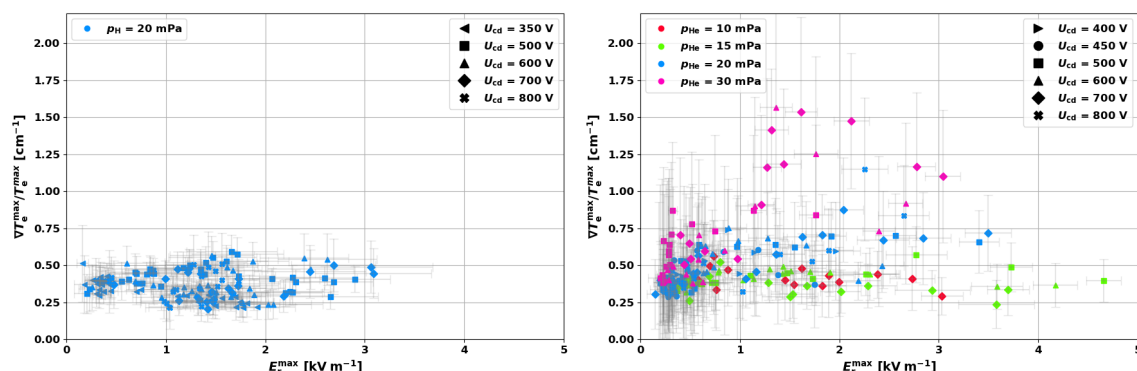
Jelikož je zkoumán vliv těchto veličin na útlum elektronové teploty T_e , avšak nezávisle na její absolutní hodnotě, která se mezi různými výbojovými sériemi mění, je vhodné její gradient ∇T_e^{max} normalizovat, a to zavedením veličiny

$$\frac{\nabla T_e^{\text{max}}}{T_e^{\text{max}}}, \quad (4.1)$$

kde T_e^{max} je maximum elektronové teploty ve stejném časovém úseku výboje, kterému odpovídá hodnota ∇T_e^{max} . Tato normalizace fyzikálně odpovídá převrácené hodnotě tzv. útlumové délky (anglicky *decay length*) profilu T_e , přičemž vyšší hodnota $\frac{\nabla T_e^{\text{max}}}{T_e^{\text{max}}}$ znamená strmější radiální útlum T_e a naopak.

V této sekci jsou všechny grafy a obrázky prezentovány tak, že levý panel odpovídá výbojům v H a pravý panel výbojům v He. Tlak pracovního plynu p je v grafech rozlišen barevně a napětí na kondenzátoru napájejícím primární vinutí transformátoru U_{cd} je odlišeno různými symboly.

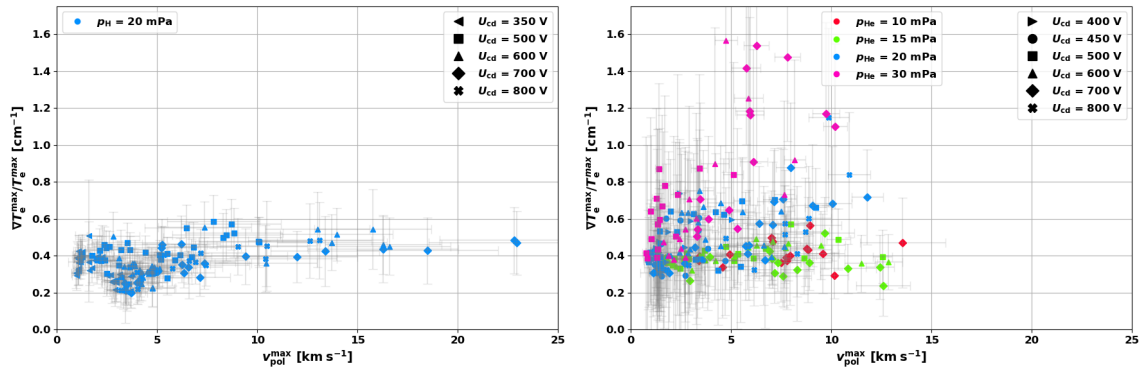
Na Obrázku 4.5 je zobrazena závislost $\frac{\nabla T_e^{\text{max}}}{T_e^{\text{max}}}$ na E_r^{max} pro H a He.



Obrázek 4.5: Závislost $\frac{\nabla T_e^{\text{max}}}{T_e^{\text{max}}}$ na E_r^{max} pro H a He.

Z tohoto výsledku je patrné, že v sériích v H se $\frac{\nabla T_e^{\max}}{T_e^{\max}}$ s rostoucím $E_r^{\max}$ téměř nemění. Totéž platí i pro série v He s tlaky pracovního plynu $p_{\text{He}} = 10 \text{ mPa}$ a $p_{\text{He}} = 15 \text{ mPa}$. Naopak v sériích s tlaky $p_{\text{He}} = 20 \text{ mPa}$ a $p_{\text{He}} = 30 \text{ mPa}$ je patrný jednoznačný rostoucí trend.

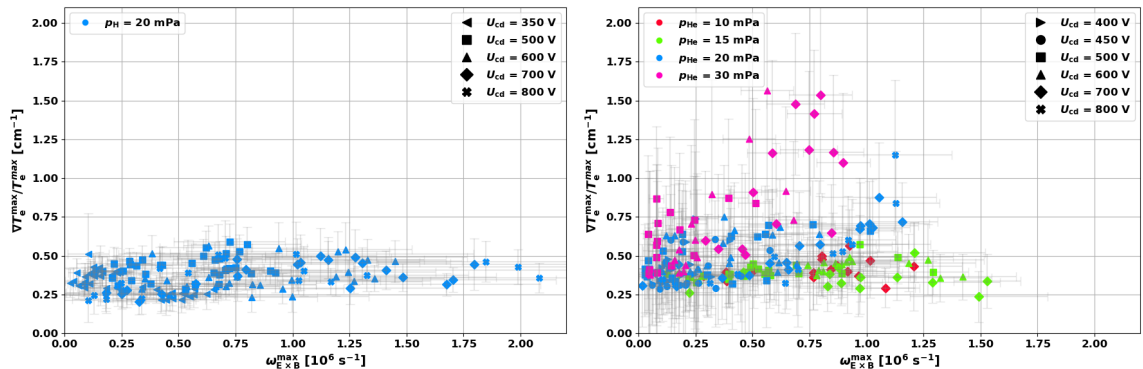
Velikost E_r bývá pro formaci TB (tj. pro možný přechod do H-mode, viz sekce 2.5.2) klíčová. Na moderních tokamacích je časový průběh toroidálního magnetického pole B_t během výboje konstantní a tudíž za těchto podmínek dle vztahu (2.5) platí, že $E_r \sim v_{\text{pol}}$. Na tokamaku GOLEM je ale B_t v čase proměnné (viz Obrázek 1.3), a proto je v tomto případě korektnější zkoumání závislosti $\frac{\nabla T_e^{\max}}{T_e^{\max}}$ spíše na $v_{\text{pol}}^{\max}$ než $E_r^{\max}$, kde v H nepozorujeme žádnou závislost. Tato závislost je zobrazena na Obrázku 4.6.



Obrázek 4.6: Závislost $\frac{\nabla T_e^{\max}}{T_e^{\max}}$ na $v_{\text{pol}}^{\max}$ pro H a He.

Z tohoto výsledku je patrné, že v sériích v H dosahují hodnoty $v_{\text{pol}}^{\max}$ i výrazně vyšších hodnot než v He. Ve srovnání s předchozí závislostí $\frac{\nabla T_e^{\max}}{T_e^{\max}}$ na $E_r^{\max}$ (viz Obrázek 4.5) lze nyní v H pozorovat alespoň mírný náznak rostoucího trendu. Nicméně je patrné, že i přesto zůstává tato závislost výrazně slabší než v sériích v He, kde je rostoucí trend výrazně silnější.

Nyní lze již určit závislost $\frac{\nabla T_e^{\max}}{T_e^{\max}}$ na $\omega_{E \times B}^{\max}$, která je zobrazena na Obrázku 4.7.



Obrázek 4.7: Závislost $\frac{\nabla T_e^{\max}}{T_e^{\max}}$ na $\omega_{E \times B}^{\max}$ pro H a He.

Z tohoto výsledku lze vyčíst dvě hlavní pozorování. Přestože v H dosahuje $\omega_{E \times B}^{\max}$ vyšších hodnot než v He, závislost $\frac{\nabla T_e^{\max}}{T_e^{\max}}$ na něm zůstává v H téměř konstantní. Naopak v He je pro tlaky $p_{\text{He}} = 20 \text{ mPa}$ a $p_{\text{He}} = 30 \text{ mPa}$ patrná jednoznačně rostoucí závislost. Toto lze doložit pomocí Pearsonových korelačních koeficientů ρ mezi $\omega_{E \times B}^{\max}$ a $\frac{\nabla T_e^{\max}}{T_e^{\max}}$, jejichž hodnoty pro jednotlivé pracovní plyny a jejich tlaky p jsou zaneseny v Tabulce 4.1.

$p \text{ [mPa]}$	$\rho \text{ (H) } [-]$	$\rho \text{ (He) } [-]$
10	–	0,24
15	–	0,17
20	0,27	0,64
30	–	0,72

Tabulka 4.1: Hodnoty Pearsonových korelačních koeficientů ρ mezi $\omega_{E \times B}^{\max}$ a $\frac{\nabla T_e^{\max}}{T_e^{\max}}$ pro jednotlivé pracovní plyny a jejich tlaky p .

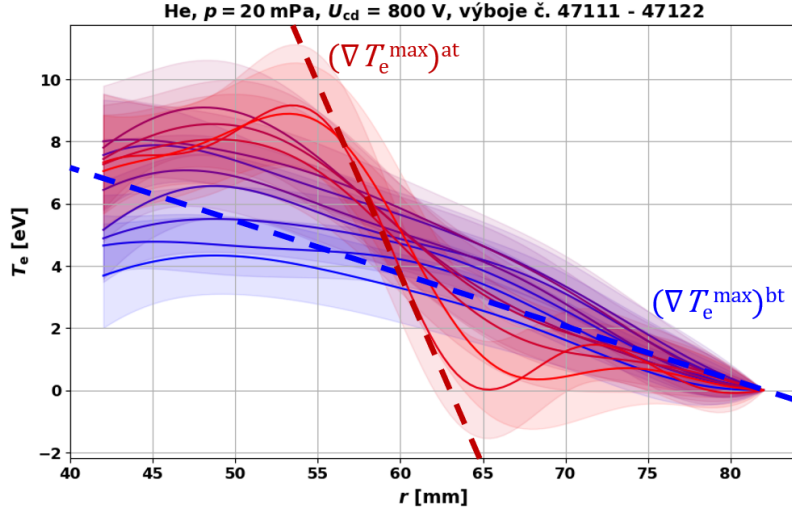
Z těchto hodnot je patrné, že v H je korelace mezi $\omega_{E \times B}^{\max}$ a $\frac{\nabla T_e^{\max}}{T_e^{\max}}$ slabá, zatímco v He je pro série s tlaky $p_{\text{He}} = 20 \text{ mPa}$ a $p_{\text{He}} = 30 \text{ mPa}$ tato závislost výrazně silnější. Z toho lze usoudit, že v těchto sériích dochází k významnějšímu potlačení turbulentních struktur vlivem střížných vrstev charakterizovaných vyšším $\omega_{E \times B}^{\max}$, který vede k výraznému útlumu radiálního transportu energie, což se přímo projeví jako růst gradientu elektronové teploty ∇T_e . Z toho lze usoudit, že prostřednictvím tohoto mechanismu má $\omega_{E \times B}$ v uvedených sériích v He přímý vliv na spontánní formaci TB.

4.3 Závislost gradientu elektronové teploty na parametrech výboje

Tato část se dále zaměřuje již pouze na výboje v He, jelikož ve výbojích v H se spontánní formace TB nepozoruje (viz sekce 4.2.1). Hlavním cílem je nyní zkoumání intenzity formace gradientu elektronové teploty ∇T_e v důsledku spontánní formace TB v sériích v He, konkrétně prostřednictvím poměru

$$R = \frac{(\nabla T_e^{\max})^{\text{at}}}{(\nabla T_e^{\max})^{\text{bt}}}, \quad (4.2)$$

kde $(\nabla T_e^{\max})^{\text{at}}$, resp. $(\nabla T_e^{\max})^{\text{bt}}$ je maximum gradientu elektronové teploty po formaci, resp. před formací TB. Hodnota $(\nabla T_e^{\max})^{\text{at}}$ je určena jako maximální hodnota $\nabla T_e^{\max}$ od času začátku formace TB do konce výboje, zatímco $(\nabla T_e^{\max})^{\text{bt}}$ je počítána jako průměrná hodnota $\nabla T_e^{\max}$ od začátku výboje do času začátku formace TB. Tento postup je oprávněný, jelikož průběh $\nabla T_e^{\max}$ před formací TB je přibližně konstantní (viz Obrázek 4.4 vpravo). Význam parametru R lze graficky popsat jako poměr směrnic $(\nabla T_e^{\max})^{\text{at}}$ a $(\nabla T_e^{\max})^{\text{bt}}$, jak je znázorněno na Obrázku 4.8.



Obrázek 4.8: Grafické znázornění významu zkoumaného parametru R jako poměr směrnic $(\nabla T_e^{\max})^{\text{at}}$ a $(\nabla T_e^{\max})^{\text{bt}}$.

Pro každou naměřenou sérii v He (tj. pro konkrétní kombinaci výbojových parametrů p_{He} a U_{cd}) tak získáme jednu hodnotu tohoto poměru. Jelikož ale formace TB nebyla pozorována ve všech sériích v He, byla v těchto případech hodnota parametru nastavena jako $R = 1$, což vyjadřuje, že v sérii nedošlo k žádnému zvýšení gradientu T_e jako důsledek formace TB.

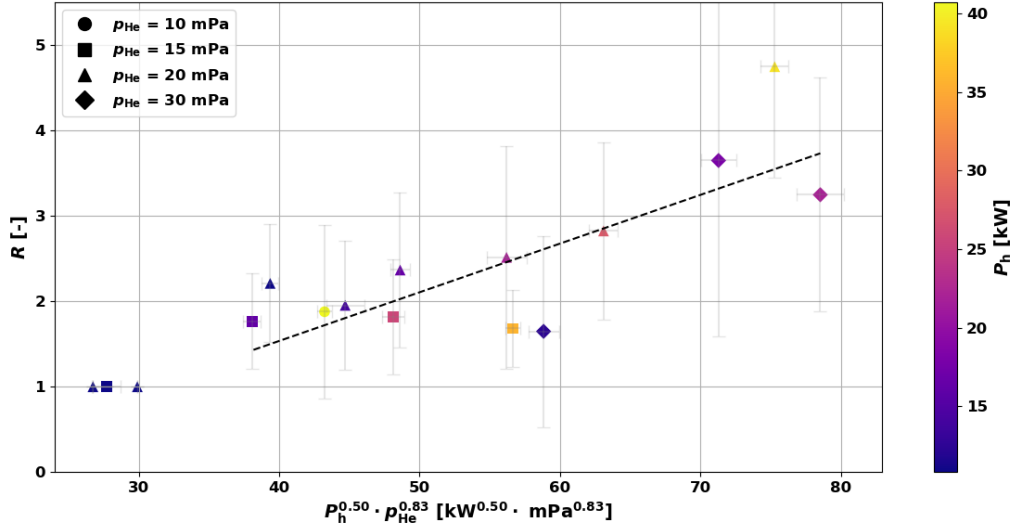
Dále je vhodné přejít od technologického parametru napětí na kondenzátoru napájejícím primární vinutí transformátoru U_{cd} k fyzikálně významnějšímu parametru výkonu ohřevu P_h , který je tímto napětím přímo určen (viz sekce 1.3.2). Konkrétně zde byla použita jeho střední hodnota během výboje. Každá série v He je tedy nyní daná kombinací parametrů výboje p_{He} a P_h a jím odpovídající hodnotou R .

Následně je pro série, ve kterých byla pozorována formace TB (tj. pro hodnoty $R > 1$), provedeno škálování parametru R na parametrech výboje p_{He} a P_h ve tvaru

$$R \sim P_h^\alpha \cdot p_{\text{He}}^\beta, \quad (4.3)$$

kde α a β představují volně nastavitelné exponenty. Hodnoty α a β jsou určeny pomocí lineární regrese (`LinearRegression` z knihovny `scikit-learn`), která optimalizuje jejich hodnoty tak, aby lineární model co nejlépe vystihoval závislost parametru R na P_h a p_{He} .

Výsledné hodnoty exponentů jsou $\alpha \doteq 0,50$ a $\beta \doteq 0,83$. Odpovídající závislost je znázorněna na Obrázku 4.9, kde je tlak pracovního plynu p_{He} rozlišen symboly a výkon ohřevu P_h barevnou škálou. Přerušovaná úsečka znázorňuje výslednou aproximaci lineární regrese.



Obrázek 4.9: Závislost parametru R na škálovaném součinu $P_h^{0,50} \cdot p_{He}^{0,83}$ pro série v He, ve kterých byla pozorována formace TB. Tlak pracovního plynu p_{He} je rozlišen symboly a výkon ohřevu P_h barevnou škálou. Přerušovaná úsečka znázorňuje výslednou aproximaci lineární regrese.

Výsledkem škálování parametru R na parametrech výboje – výkonu ohřevu P_h a tlaku pracovního plynu p_{He} – je tedy vztah

$$R \sim P_h^{0,50} \cdot p_{He}^{0,83}. \quad (4.4)$$

Tento výsledek ukazuje, že závislost skutečně existuje a že vliv pracovního tlaku p_{He} na poměr R (tj. na intenzitu formace strmého gradientu elektronové teploty ∇T_e v důsledku spontánní formace TB) je v tomto případě výraznější než vliv výkonu ohřevu P_h . Tento závěr je v souladu s pozorovanými výsledky vlivu maxim shearing rate $\omega_{E \times B}^{\max}$ na normalizovaná maxima gradientu elektronové teploty $\frac{\nabla T_e^{\max}}{T_e^{\max}}$ v sériích v He (viz Obrázek 4.7 vpravo), kde byla u vyšších tlaků p_{He} zaznamenána výraznější korelace (viz Tabulka 4.1) mezi velikostí shearing rate a intenzitou radiálního útlumu elektronové teploty, což je přímým důsledkem formace TB.

Hlavním přínosem těchto výsledků je poskytnutí návodu pro budoucí experimenty zaměřené na studium transportních bariér nejen na tokamaku GOLEM, ale i na ostatních tokamacích s kruhovou konfigurací, zejména v tom, na které parametry a závislosti se soustředit při zkoumání podmínek vedoucích ke vzniku transportních bariér.

Kapitola 5

Diskuze

V této kapitole bude věnován prostor diskuzi získaných výsledků. První část se zaměří na diskuzi měření a zpracování experimentálních dat. V druhé části budou diskutovány výsledky z tokamaku GOLEM a porovnány s měřeními radiálního elektrického pole na jiných tokamacích.

Přejdeme nyní k diskuzi měření a zpracování experimentálních dat. V rámci této práce bylo zkoumáno několik sérií výbojů jak v He, tak v H. Konkrétně byla provedena měření napříč různými hodnotami výbojových parametrů tokamaku GOLEM – tlaku pracovního plynu p a napětí na kondenzátoru napájejícím primární vinutí transformátoru U_{cd} . Napětí na kondenzátoru, který napájí cívky toroidálního magnetického pole B_t , bylo ve všech provedených výbojích ponecháno konstantní na hodnotě $U_{B_t} = 950$ V, čímž v nich byl zajištěn stejný průběh B_t . Z údajů uvedených v Tabulce 3.1 je patrné, že nebyly proměřeny všechny možné kombinace parametrů p a U_{cd} . Důvodem je především časová náročnost experimentů. Prozkoumaná oblast byla zvolena na základě předchozího pozorování spontánní formace TB v heliových výbojích s podobnými hodnotami p a U_{cd} , avšak nelze vyloučit, že ke spontánní formaci TB na tokamaku GOLEM dochází i v jiných režimech. Neproměřená oblast parametrů tak může být předmětem budoucích experimentů zaměřených na podrobnější studium spontánní formace TB v heliových výbojích na tokamaku GOLEM.

Při měření radiálních profilů bylo nutné brát v potaz následující skutečnost. Z popisu instalace LP+BPP na tokamaku GOLEM (viz sekce 2.3) je zřejmé, že LP a BPP nejsou na stejné radiální poloze. LP, která je tvořena tenkým drátkem, je zasunuta mírně hlouběji do plazmatu (přibližně o 1 mm) než BPP, jejíž hrot je stíněn v sondové hlavici. Pokud je gradient elektronové teploty T_e v plazmatu malý, nehraje tento rozdíl významnou roli, jelikož její změna na této prostorové škále je poté minimální. Je-li naopak gradient T_e velmi strmý, může i tento radiální rozdíl způsobit výraznou změnu její hodnoty, a tudíž nelze dle vztahu (2.3) rychlé měření T_e považovat za souměrné. Během výpočtu vedla místy nesprávná korekce na nesouměrnost sond například na záporné hodnoty T_e . Před sestavením radiálních profilů tedy bylo nutné interpolovat jednu ze sond o 1 mm, aby byl odstraněn vliv jejich radiálního odsazení. Ideálním řešením by bylo měřit profily s krokem 1 mm, nicméně takové prostorové rozlišení by výrazně zvýšilo

již zmíněnou časovou náročnost měření, a proto byla zvolena uvedená metoda interpolace.

Důležitou součástí analýzy radiálních profilů potenciálu plazmatu ϕ a elektronové teploty T_e byly také derivace těchto profilů podle radiální souřadnice r a odhady jejich chyb. K tomuto účelu byla využita metoda GPR, která umožnila aproximovat diskrétní profily hladkými křivkami. Jak bylo zmíněno v sekci 3.2.2, implementace této metody spočívala v nastavení intervalů $(C_{\min}, C_{\max})$ a $(RBF_{\min}, RBF_{\max})$ pro kernely C a RBF , z nichž si model následně vybral optimální hodnoty. Konkrétně byla pro každý pracovní plyn pro všechny série s danou hodnotou tlaku p zvolena jedna společná dvojice těchto intervalů. Přestože tento postup vedl místy v sériích s různými hodnotami U_{cd} ke špatné konvergenci, podařilo se najít takové rozsahy parametrů kernelu, které vedly k dostatečně hladké aproximaci. Možným vylepšením by bylo rozsahy $(C_{\min}, C_{\max})$ a $(RBF_{\min}, RBF_{\max})$ nastavit pro každý jednotlivý radiální profil ručně, což by zajistilo přesnější výsledky. Takový postup by však byl časově velmi náročný, a proto byla zvolena metoda s jednotnými intervaly pro danou hodnotu p .

Dalším možným způsobem, jak dále zpřesnit hladké aproximace radiálních profilů a jejich časových vývoji, by byla implementace dvourozměrné GPR (2D GPR). Tato metoda by v našem případě spočívala v aproximaci dat současně vzhledem k radiální souřadnici r i času t . Pro každou sérii by byla výsledkem hladká plocha, která by znázorňovala jak spojitý radiální profil dané veličiny, tak její spojitý časový vývoj. Řez danou hodnotou času by tedy udával radiální profil analyzované veličiny v konkrétním čase, což odpovídá zvolenému způsobu jejich analýzy v této práci. Hlavní výhodou této metody by byl přesnější popis časového vývoje dané veličiny i odhad její chyby způsobené fluktuacemi v čase. V rámci této práce již bohužel na implementaci této metody nezbyl čas, a její použití se tedy nabízí pro navazující práce.

V rovnicích pro výpočet potenciálu plazmatu ϕ a elektronové teploty T_e (2.2) a (2.3) vystupují kalibrační konstanty α_{BPP} a α_{LP+BPP} , které se liší pro vodíkové a heliové plazma. Předpokládali jsme, že tyto konstanty nezávisí na parametrech plazmatu, což je nicméně zjednodušení. Obecně se ukazuje, že mohou záviset na hodnotě toroidálního magnetického pole B_t [3] [12] [15], které na tokamaku GOLEM není v čase konstantní. Samotné provedení detailní kalibrace nebylo součástí této práce, a proto byly pro její účely využity jejich průměrné hodnoty. V rozsahu měřeného B_t se mění α_{BPP} relativně málo a ze vztahu (2.2) lze odhadnout, že pro měřené hodnoty $T_e \approx 10 \text{ eV}$ by případná změna α_{BPP} v důsledku proměnného B_t (v rozsahu přibližně $(0,5-1) \text{ V eV}^{-1}$ [3]) vedla ke změně výsledného ϕ maximálně o 5 V. To by ve výbojích, v nichž byla pozorována spontánní formace TB, odpovídalo změně potenciálu přibližně o $(5-10) \%$. Pro případ kombinované kalibrační konstanty α_{LP+BPP} doposud nebyla významná závislost na B_t pozorována [12] [15] a proto by využití její průměrné hodnoty rovněž nemělo způsobit výrazné chyby T_e .

Za účelem zjednodušení analýzy experimentálních dat byl zanedbán pohyb plazmatického prstence během výboje. Ukazuje se ale, že změna jeho polohy na spodní straně komory, kde byla instalována LP+BPP, je během výboje malá (řádově ~ 1 mm) [15]. Na základě využití metody hledání maxim veličin ve stanoveném rozsahu $r \in (50-70)$ mm (viz sekce 4.2.1) lze usoudit, že tato skutečnost nemá na získané výsledky zásadní vliv.

Pro účely zjednodušení analýzy dat bylo dále předpokládáno toroidální magnetické pole B_t nezávislé na radiální souřadnici vůči středu komory r . Jak bylo ale v sekci 1.3.1 zmíněno, v obecném případě platí $B_t \sim \frac{1}{R}$, kde R udává radiální souřadnici vůči hlavní ose tokamaku (viz Obrázek 1.1). Během měření radiálních profilů byla hlavice sondy instalována ve spodním diagnostickém portu (viz sekce 3.1), a měření tudíž probíhala ve vertikálním směru, tj. poloha sondy na souřadnici R se během měření neměnila. Hodnotu B_t jsme tedy uvažovali ve středu komory, díky čemuž jsme při výpočtu poloidální rychlosti v_{pol} mohli využít zjednodušený vztah (2.5).

V průběhu zpracování experimentálních dat byly parametry výboje – napětí na kondenzátoru napájejícím primární vinutí transformátoru U_{cd} a tlak pracovního plynu p – považovány za nezávislé. Stejný předpoklad byl uplatněn také při přechodu od technologického parametru U_{cd} k fyzikálně významnějšímu parametru výkonu ohřevu P_h , který je jím přímo ovlivněn (viz sekce 1.3.2). Během analýzy se však ukázalo, že veličiny nejsou zcela nezávislé, ale že P_h slabě závisí na p . Nezávislá analýza by vyžadovala zpětnovazební řízení těchto veličin, které není součástí současné diagnostiky tokamaku GOLEM. V rámci této práce byl proto zvolen zjednodušený přístup, kdy byly P_h a p považovány za nezávislé. Zahrnutí jejich vzájemné závislosti by mohlo být náplní navazujících prací.

Nyní můžeme přistoupit k diskuzi získaných výsledků z tokamaku GOLEM. Jak bylo zmíněno dříve, metoda GPR byla v této práci využita k odhadu chyb derivací potenciálu plazmatu ϕ a elektronové teploty T_e . V grafech v sekcích 4.2.1, 4.2.2 a 4.3 je ale patrné, že naměřené hodnoty veličin vykazují často relativně velké nejistoty. Dalším problémem je omezené množství dat vzhledem k nízkému počtu zkoumaných sérií. V navazujících pracích by proto bylo vhodné proměřit více radiálních profilů zkoumaných veličin při různých parametrech výboje, aby bylo možné problematiku spontánní formace TB na tokamaku GOLEM studovat s větší statistickou významností.

Ačkoli bylo v sekci 4.3 ukázáno, jak závisí intenzita spontánní formace TB na parametrech výboje tokamaku GOLEM, přesný mechanismus, který tuto formaci způsobuje, není stále znám. Jedním z možných faktorů je vliv nečistot v plazmatu [15]. Plazma na tokamaku GOLEM není tvořeno čistým vodíkem či heliem, ale obvykle obsahuje směs různých plynů a nečistot, zejména kyslíku, dusíku, uhlíku, případně i kovových prvků, jako je molybden, který tvoří vnitřní povrch vakuové komory. Ukázalo se, že uvolnění nečistot během výboje nastává výhradně v sériích, ve kterých došlo k formaci TB. Toto lze pozorovat na záznamech z rychlých kamer jako změnu barvy plazmatu směrem k modrému spektru. Nelze tedy vyloučit, že přítomnost nečistot může ovlivňovat plazma a hraniční podmínky pro přechod do jiných režimů, a tudíž se může podílet i na samotné formaci TB. Předmětem této práce ale byla analýza dat především z elektrických sond.

S tímto souvisí i absence dat hustoty plazmatu v této práci. Jak bylo zmíněno v sekci 3.2.1, tlak pracovního plynu p přímo určuje výslednou hustotu plazmatu n , což je jeden ze základních parametrů plazmatu. Uvolnění nečistot ve výbojích, ve kterých dochází k formaci TB, způsobuje výpadky interferometru na tokamaku GOLEM, a proto nebyla data hustoty v rámci této práce k dispozici. Jedná se pravděpodobně o hardwarový problém této diagnostiky, a tudíž může být zajištění funkčnosti interferometru či alternativní způsob analýzy jeho dat předmětem navazujících prací.

Přístupme nakonec k porovnání výsledků z tokamaku GOLEM s měřeními radiálního elektrického pole na jiných tokamacích, konkrétně na tokamacích COMPASS a ASDEX-U. Jak lze pozorovat v grafu na Obrázku 4.5 vpravo, v heliových výbojích, ve kterých došlo ke spontánní formaci TB, dosahují maxima radiálního elektrického pole $E_r^{\max}$ hodnot až necelých 5 kV m^{-1} . Tyto hodnoty jsou srovnatelné s hodnotami E_r naměřenými v režimu L-mode (*low-confinement mode*) na tokamaku COMPASS, které dosahují až 6 kV m^{-1} [22]. Naproti tomu v režimu H-mode na tokamaku ASDEX-U může E_r dosahovat až 40 kV m^{-1} [26]. Hodnoty E_r hrají v souvislosti s formací TB a přechodem do režimu H-mode klíčovou roli. Zásadnější vliv na potlačení turbulentního transportu však má shearing rate $\omega_{E \times B}$.

V sériích v He, ve nichž byl prokázán přímý vliv shearing rate $\omega_{E \times B}$ na spontánní formaci TB (tj. série s tlaky pracovního plynu $p_{\text{He}} = 20 \text{ mPa}$ a $p_{\text{He}} = 30 \text{ mPa}$, viz Tabulka 4.1), se hodnoty $\omega_{E \times B}^{\max}$ před začátkem formace TB pohybovaly přibližně v rozmezí $(0,05\text{--}0,60) \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$, zatímco po jejím začátku dosahovaly hodnot až $(0,85\text{--}1,20) \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$. Tyto hodnoty jsou téměř srovnatelné s výsledky z měření na tokamaku COMPASS, kde bylo pozorováno v režimu L-mode $\omega_{E \times B} \approx 1,5 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ [22]. Na tokamaku ASDEX-U pak $\omega_{E \times B}$ v režimu H-mode dosahuje hodnot až $3 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ [26]. Z toho lze usoudit, že samotný shearing rate nemá na tokamaku GOLEM přímý vliv na formaci TB, ale že velkou roli v tomto procesu hrají pravděpodobně i již zmiňované nečistoty v plazmatu.

Závěr

Cílem této práce bylo změřit závislost potenciálu plazmatu ϕ a elektronové teploty T_e na výbojových parametrech tokamaku GOLEM ve dvou pracovních plynech – vodíku a heliu – a zkoumat jejich souvislost s formací transportních bariér.

V první kapitole práce byly nejprve představeny teoretické základy fyziky plazmatu, včetně jeho definice a charakteristických vlastností – kvazineutralita a kolektivní chování. Byly zavedeny pojmy elektronová teplota T_e a iontová teplota T_i a popsán pohyb nabitých částic v magnetickém a elektrickém poli. Následně byl věnován prostor principům termojaderné fúze a magnetického udržení plazmatu, načež bylo představeno zařízení tokamak s podrobným zaměřením na tokamak GOLEM. Konkrétně byla popsána jeho historie, základní parametry a scénář dosažení plazmatického výboje. V závěru kapitoly byla zmíněna diagnostika používaná pro zkoumání vlastností plazmatu v tokamaku, nejprve pasivní a poté aktivní, zejména elektrické sondy, které byly pro měření v této práci klíčové.

Ve druhé kapitole práce byly detailně popsány a vysvětleny principy Langmuirovy sondy a ball-pen sondy. Byla zde nastíněna problematika IV charakteristik a objasněny s nimi související pojmy a veličiny, jako jsou plovoucí potenciál U_{fl} , potenciál plazmatu ϕ , iontový nasycený proud I_{sat}^+ a elektronový nasycený proud I_{sat}^- . Dále bylo představeno měření pomocí kombinované Langmuirovy a ball-pen sondy na tokamaku GOLEM včetně popisu rychlého měření elektronové teploty. Součástí kapitoly byla také část věnovaná veličinám souvisejícím s potenciálem plazmatu ϕ , konkrétně radiálnímu elektrickému poli E_r , poloidální rychlosti v_{pol} a shearing rate $\omega_{E \times B}$. V závěru kapitoly byly popsány střížné vrstvy v kontextu velikosti $\omega_{E \times B}$ a následně transportní bariéry, přičemž byl zdůrazněn nedávný objev spontánní formace transportní bariéry v heliových výbojích na tokamaku GOLEM, který byl hlavní motivací pro tuto práci.

Ve třetí kapitole práce bylo popsáno experimentální uspořádání měření pomocí kombinované Langmuirovy a ball-pen sondy na tokamaku GOLEM. V rámci metodiky měření byly představeny proměřené parametry výboje (tlak pracovního plynu p a napětí na kondenzátoru napájejícím primární vinutí transformátoru U_{cd}), zkoumané pracovní plyny a metoda měření výboj od výboje, kterou byly získány celé radiální profily. V závěrečné části kapitoly byl popsán proces zpracování naměřených dat v programovacím jazyce Python, včetně využití knihoven `pandas`, `xarray` a metody Gaussian Process Regression (GPR) pro hladkou aproximaci profilů a odhad chyb.

Ve čtvrté kapitole práce byly prezentovány získané výsledky. Nejprve byla popsána konstrukce radiálních profilů a jejich časový vývoj během výboje. Každý výboj z dané série byl rozdělen na časové úseky o délce 0,5 ms, ve kterých byla stanovena střední hodnota a úroveň fluktuací měřené veličiny. Díky kombinaci tohoto postupu s metodou měření výboj od výboje bylo tímto způsobem možné získat diskrétní radiální profil měřené veličiny v každém časovém intervalu. Tyto diskrétní profily byly následně převedeny na spojitou formu pomocí metody GPR, což bylo nezbytné pro výpočet derivací potenciálu plazmatu a odhadu jejich chyb potřebných k určení radiálního elektrického pole, poloidální rychlosti a shearing rate.

V další části této kapitoly se analýza zaměřila na porovnání výbojových režimů ve vodíkových (H) a heliových (He) výbojích, přičemž byl popsán způsob určení maxim měřených veličin. Zvláštní důraz byl kladen na časový vývoj gradientu elektronové teploty ∇T_e , který slouží jako indikátor spontánní formace transportní bariéry. Bylo ukázáno, že v H nedochází k formaci strmého gradientu elektronové teploty, což znamená, že spontánní formace transportní bariéry může za prozkoumaných podmínek nastat pouze v He. Následně byla analyzována závislost normalizovaných maxim gradientu elektronové teploty $\frac{\nabla T_e^{\max}}{T_e^{\max}}$ na veličinách odvozených od potenciálu plazmatu ϕ . Nejprve byla analyzována závislost na maximech radiálního elektrického pole $E_r^{\max}$, kde bylo zjištěno, že v H prakticky žádná závislost neexistuje. Totéž platí i v sériích v He s tlaky $p_{\text{He}} = 10 \text{ mPa}$ a $p_{\text{He}} = 15 \text{ mPa}$. Naopak v He v sériích s tlaky $p_{\text{He}} = 20 \text{ mPa}$ a $p_{\text{He}} = 30 \text{ mPa}$ je patrný jednoznačný rostoucí trend. Vzhledem k tomu, že toroidální magnetické pole B_t je na tokamaku GOLEM v čase proměnné, byla dále analyzována závislost na maximech poloidální rychlosti $v_{\text{pol}}^{\max}$. Bylo ukázáno, že v H dosahuje $v_{\text{pol}}^{\max}$ i výrazně vyšších hodnot a oproti závislosti na $E_r^{\max}$ zde lze pozorovat alespoň mírný náznak rostoucího trendu. Přesto tato závislost zůstává slabší než v sériích v He, kde je rostoucí trend výrazně silnější. Nakonec byla analyzována závislost na maximech shearing rate $\omega_{E \times B}^{\max}$. Přestože v H dosahuje $\omega_{E \times B}^{\max}$ vyšších hodnot než v He, závislost na něm v H zůstává téměř konstantní. Naopak v He je pro tlaky $p_{\text{He}} = 20 \text{ mPa}$ a $p_{\text{He}} = 30 \text{ mPa}$ patrná jednoznačně rostoucí závislost. Toto bylo doloženo i určením Pearsonových korelačních koeficientů ρ mezi $\omega_{E \times B}^{\max}$ a $\frac{\nabla T_e^{\max}}{T_e^{\max}}$, jejichž hodnoty ukazují, že v H je korelace slabá, zatímco v He je pro série s tlaky $p_{\text{He}} = 20 \text{ mPa}$ a $p_{\text{He}} = 30 \text{ mPa}$ tato závislost výrazně silnější. Z těchto výsledků lze usoudit, že v uvedených sériích v He má shearing rate $\omega_{E \times B}$ přímý vliv na spontánní formaci transportní bariéry.

V závěru této kapitoly byly analyzovány pouze série v He, jelikož spontánní formace transportní bariéry se v H nepozoruje. Byl zde zaveden parametr R vyjadřující poměr maximálního gradientu elektronové teploty po a před formací transportní bariéry, který byl poté pomocí lineární regrese škálován vzhledem k výbojovým parametrům tokamaku GOLEM – výkonu ohřevu P_h (který je přímo určen parametrem U_{cd}) a tlaku pracovního plynu p_{He} . Výsledkem škálování je vztah $R \sim P_h^{0,50} \cdot p_{\text{He}}^{0,83}$, z něhož vyplývá, že závislost na parametrech výboje skutečně existuje a že p_{He} má na intenzitu formace transportní bariéry větší vliv než P_h . Tento závěr je navíc v souladu s výslednými hodnotami korelačního koeficientu ρ mezi $\omega_{E \times B}^{\max}$ a $\frac{\nabla T_e^{\max}}{T_e^{\max}}$, kde je v sériích v He s vyššími hodnotami p_{He} pozorována výraznější korelace mezi velikostí shearing rate a intenzitou radiálního útlumu elektronové teploty, což je přímým důsledkem spontánní formace transportní bariéry.

Hlavním přínosem této práce je identifikace parametrů výboje, které mají přímý vliv na spontánní formaci transportních bariér, a určení jejich vzájemných závislostí. Získané výsledky konkrétně ukazují, na které parametry výboje je vhodné se zaměřit při vytváření podmínek příznivých pro vznik transportních bariér, a mohou sloužit jako návod pro budoucí experimenty zaměřené na jejich studium nejen na tokamaku GOLEM, ale i na dalších tokamacích s kruhovou konfigurací. V souvislosti s nedostatky zmíněnými v diskuzi by další rozvoj tématu mohl zahrnovat proměření širší oblasti parametrů výboje, detailnější analýzu vlivu nečistot v plazmatu a implementaci pokročilejších metod zpracování dat, zejména 2D GPR nebo přesnější kalibrace použitých sond.

Literatura

- [1] ADÁMEK, J. et al. *A novel approach to direct measurement of the plasma potential*. Czech. J. Phys. 2004, 54 (Suppl 3), C95. [online]. [cit. 2025-07-20]. Dostupné z: https://golem.fjfi.cvut.cz/wiki/Library/CASTOR/AdamekJ_Novel_Approach_04.pdf.
- [2] ADÁMEK, J. *Ball-pen probe schematic*. Wikipedia, 2014. [online]. [cit. 2025-07-20]. Dostupné z: https://en.wikipedia.org/wiki/File:Ball-pen_probe_schematic.png.
- [3] BŘEZINA, T. *Rychlé měření iontové teploty na tokamaku GOLEM v rámci různých výbojových režimů*. Bakalářská práce. Praha. ČVUT, 2025. [cit. 2025-07-20].
- [4] CARDINALI, A.; CASTALDO, C.; CESARIO, R. et al. *Radio-frequency current drive for thermonuclear fusion reactors*. Scientific Reports. 2018, 8, 10318. [online]. [cit. 2025-07-20]. Dostupné z: <https://rdcu.be/etLaA>.
- [5] CHEN, F. F. *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*. 3rd ed. Cham. Springer, 2016. ISBN 978-3-319-22308-7. [cit. 2025-07-20].
- [6] CIPCIAR, D. *Ion and electron temperature study in the edge plasma of the tokamak device*. Master thesis. Brno, Masaryk University, 2021. [online]. [cit. 2025-07-20]. Dostupné z: https://is.muni.cz/th/u3lp8/Thesis_final.pdf.
- [7] EMBER. *Global Electricity Review 2024: Global electricity trends*. 2024. [online]. [cit. 2025-07-20]. Dostupné z: <https://ember-energy.org/latest-insights/global-electricity-review-2024/global-electricity-trends/>
- [8] GOLEM TEAM. *Magnetic confinement of high temperature plasma at the GOLEM tokamak*. 2021. [online]. [cit. 2025-07-20]. Dostupné z: <https://golem.fjfi.cvut.cz/wiki/Education/GMinstructions/extracts/Universities/CTU.cz/PRA2/docum.pdf>.
- [9] GOLEM TOKAMAK. *Tokamak GOLEM – Shot Database – #47016*. [online]. [cit. 2025-07-20]. Dostupné z: <http://golem.fjfi.cvut.cz/shots/47016/>.
- [10] GOLEM TOKAMAK. *The GOLEM tokamak basic characteristics*. [online]. [cit. 2025-07-20]. Dostupné z: <https://golem.fjfi.cvut.cz/wiki/Tokamak/BasicDescription/ParametersWithPhoto/pargrph.pdf>.

- [11] GOLEM TOKAMAK. *Tokamak GOLEM wiki – front page*. [online]. [cit. 2025-07-21]. Dostupné z: <https://golem.fjfi.cvut.cz/wiki/FrontPage>
- [12] MÁCHA, P. *Měření základních parametrů okrajového plazmatu pomocí kombinované ball-pen a Langmuirovy sondy na tokamaku GOLEM*. Bakalářská práce. Praha. ČVUT, 2018. [cit. 2025-07-20].
- [13] MÁCHA, P. *Studium okrajového plazmatu v tokamacích pomocí pokročilých elektrických sond*. Diplomová práce. Praha. ČVUT, 2020. [cit. 2025-07-20].
- [14] MÁCHA, P. et al. *Tokamak GOLEM for fusion education – chapter 12*. Prague. Faculty of Nuclear Sciences and Physical Engineering CTU, 2021. [online]. [cit. 2025-07-20]. Dostupné z: <https://info.fusion.ciemat.es/OCS/EPS2021PAP/pdf/P4.1028.pdf>.
- [15] MÁCHA, P. et al. *Spontaneous formation of a transport barrier in helium plasma in a tokamak with circular configuration*. Nuclear Fusion, 2023, 63(10), 104003. [online]. [cit. 2025-07-20]. Dostupné z: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1741-4326/acf1af/pdf>.
- [16] MÁCHA, P.; ADÁMEK, J; WEINZETTL, V. *Extensive Scans Of Spontaneous Transport Barrier Formation On The Golem Tokamak*. Prague. Institute of Plasma Physics AS CR, 2024. Nepublikovaná prezentace. [cit. 2025-07-20].
- [17] MIKULČÁK, J. *Matematické, fyzikální a chemické tabulky a vzorce pro střední školy*. Praha. Prometheus, 2003. ISBN 978-80-7196-264-9. [cit. 2025-07-20].
- [18] MLYNÁŘ, J.; BROTÁNKOVÁ, J. *Diagnostika a řízení plazmatu*. Praha. Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská ČVUT, 2025. Nepublikovaná prezentace. [cit. 2025-07-20].
- [19] MURPHY-SUGRUE, S. et al. *Improved understanding of the ball-pen probe through particle-in-cell simulations*. Plasma Phys. Control. Fusion. 2017, 59, 055007. [online]. [cit. 2025-07-20]. Dostupné z: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6587/aa60d0/pdf>.
- [20] NICHOLSON, D. R. *Introduction to Plasma Theory*. New York. Wiley, 1983. ISBN 978-0-471-09045-8. [cit. 2025-07-20].
- [21] SARANCHA, G.; DROZD, A.; GANIN, S. et al. *Hydrogen and Helium Plasmas in the GOLEM Tokamak*. Moscow, Prague. National Research Center "Kurchatov Institute", Czech Technical University in Prague, 2020. [online]. [cit. 2025-07-20]. Dostupné z: https://golem.fjfi.cvut.cz/wiki/Education/ExperimentMenu/SelectedReports/20MEPhI_Moscow.pdf.
- [22] SEIDL, J. et al. *Electromagnetic characteristics of geodesic acoustic mode in the COMPASS tokamak*. Nuclear Fusion. 2017, 57(12), 126048. [online]. [cit. 2025-07-20]. Dostupné z: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1741-4326/aa897e/pdf>.

- [23] STANGEBY, P. C.; MCCracken, G. M. *Plasma boundary phenomena in tokamaks*. Nuclear Fusion. 1990, 30(7), 1225. [online]. [cit. 2025-07-20]. Dostupné z: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0029-5515/30/7/005/pdf>.
- [24] STÖCKEL, J. *Měření parametrů plazmatu v tokamacích pomocí elektrických sond*. Praha. Ústav fyziky plazmatu AV ČR, 2014. [online]. [cit. 2025-07-20]. Dostupné z: <https://slideplayer.cz/slide/3663424/>.
- [25] ÚSTAV FYZIKY PLAZMATU AV ČR. *Tokamak CASTOR — historie zařízení*. [online]. [cit. 2025-07-20]. Dostupné z: https://www.ipp.cas.cz/vedecka_struktura_ufp/tokamak/COMPASS/historie/tokamak_castor/index.html.
- [26] VIEZZER, E. et al. *High-accuracy characterization of the edge radial electric field at ASDEX Upgrade*. Garching. Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, EURATOM Association, 2013. [online]. [cit. 2025-07-20]. Dostupné z: https://pure.mpg.de/rest/items/item_2144813/component/file_2144812/content
- [27] WESSON, J. *Tokamaks*. 3rd ed. Oxford. Clarendon Press, 2004. ISBN 0-19-850922-7. [cit. 2025-07-20].

Příloha A

Tabulky výbojů v He a H

A.1 He

A.1.1 Série $p_{\text{He}} = 10 \text{ mPa}$

$$U_{\text{cd}} = 700 \text{ V}$$

č. výboje	r [mm]
46091	82
46092	78
46093	74
46094	70
46095	66
46096	62
46097	58
46098	54
46099	50
46100	46
46101	42
46102	38

Tabulka A.1: Tabulka čísel výbojů a radiálních poloh sondové hlavice r .

A.1.2 Série $p_{\text{He}} = 15 \text{ mPa}$

$U_{\text{cd}} = 350 \text{ V}$

č. výboje	r [mm]
45997	82
45998	78
45999	74
46000	70
46001	66
46002	62
46003	58
46004	54
46005	50
46006	46

$U_{\text{cd}} = 500 \text{ V}$

č. výboje	r [mm]
46146	82
46147	78
46148	74
46149	70
46150	66
46151	62
46152	58
46153	54
46154	50
46155	46
46156	42
46157	38

$U_{\text{cd}} = 600 \text{ V}$

č. výboje	r [mm]
46125	82
46126	78
46127	74
46128	70
46129	66
46130	62
46131	58
46132	54
46133	50
46134	46
46135	42
46136	38

$U_{\text{cd}} = 700 \text{ V}$

č. výboje	r [mm]
46103	82
46104	78
46105	74
46106	70
46107	66
46108	62
46109	58
46110	54
46111	50
46112	46
46113	42
46114	38

Tabulka A.2: Tabulky čísel výbojů a radiálních poloh sondové hlavice r .

A.1.3 Série $p_{\text{He}} = 20 \text{ mPa}$

$U_{\text{cd}} = 300 \text{ V}$		$U_{\text{cd}} = 350 \text{ V}$		$U_{\text{cd}} = 400 \text{ V}$	
č. výboje	r [mm]	č. výboje	r [mm]	č. výboje	r [mm]
47036	82	47049	82	47012	82
47037	78	47026	78	47013	78
47038	74	47027	74	47014	74
47039	70	47028	70	47015	70
47040	66	47029	66	47016	66
47041	62	47030	62	47018	62
47042	58	47031	58	47019	58
47044	54	47032	54	47020	54
47045	50	47033	50	47021	50
47046	46	47034	46	47022	46
47047	42	47035	42	47024	42

$U_{\text{cd}} = 450 \text{ V}$		$U_{\text{cd}} = 500 \text{ V}$		$U_{\text{cd}} = 600 \text{ V}$	
č. výboje	r [mm]	č. výboje	r [mm]	č. výboje	r [mm]
47123	82	46012	84	46041	82
47124	78	46024	80	46042	78
47125	74	46014	76	46043	74
47126	70	46026	72	46044	70
47127	66	46016	68	46048	66
47128	62	46017	64	46049	62
47129	58	46018	60	46050	58
47130	54	46019	56	46051	54
47131	50	46020	52	46052	50
47136	46	46021	48		
47137	42	46022	44		

$U_{\text{cd}} = 700 \text{ V}$		$U_{\text{cd}} = 800 \text{ V}$	
č. výboje	r [mm]	č. výboje	r [mm]
46055	82	47111	42
46056	78	47113	46
46057	74	47114	50
46058	70	47115	54
46059	66	47116	58
46060	62	47117	62
46061	58	47118	66
46062	54	47119	70
46063	50	47120	74
46064	46	47121	78
46065	42	47122	82

Tabulka A.3: Tabulky čísel výbojů a radiálních poloh sondové hlavice r .

A.1.4 Série $p_{\text{He}} = 30 \text{ mPa}$

$U_{\text{cd}} = 500 \text{ V}$		$U_{\text{cd}} = 600 \text{ V}$		$U_{\text{cd}} = 700 \text{ V}$	
č. výboje	r [mm]	č. výboje	r [mm]	č. výboje	r [mm]
46169	82	46181	78	46192	78
46170	78	46182	74	46193	74
46171	74	46183	70	46194	70
46172	70	46184	66	46195	66
46173	66	46185	62	46196	62
46174	62	46186	58	46197	58
46175	58	46187	54	46198	54
46176	54	46188	50	46199	50
46177	50	46189	46	46200	46
46178	46	46190	42	46201	42
46179	42	46191	38	46202	38
46180	38				

Tabulka A.4: Tabulky čísel výbojů a radiálních poloh sondové hlavice r .

A.2 H

A.2.1 Série $p_{\text{H}} = 20 \text{ mPa}$

$U_{\text{cd}} = 350 \text{ V}$		$U_{\text{cd}} = 500 \text{ V}$		$U_{\text{cd}} = 600 \text{ V}$	
č. výboje	r [mm]	č. výboje	r [mm]	č. výboje	r [mm]
47368	82	47357	82	47343	82
47369	78	47358	78	47344	78
47370	74	47359	74	47345	74
47371	70	47360	70	47346	70
47372	66	47361	66	47347	66
47373	62	47362	62	47348	62
47374	58	47363	58	47349	58
47375	54	47364	54	47350	54
47376	50	47365	50	47351	50
47377	46	47366	46	47352	46
47378	42	47367	42	47353	42

Tabulka A.5: Tabulky čísel výbojů a radiálních poloh sondové hlavice r , první část.

$U_{\text{cd}} = 700 \text{ V}$		$U_{\text{cd}} = 800 \text{ V}$	
č. výboje	r [mm]	č. výboje	r [mm]
47306	82	47319	82
47307	78	47321	78
47308	74	47323	74
47309	70	47325	70
47310	66	47328	66
47313	62	47330	62
47311	58	47331	58
47312	54	47333	54
47314	50	47337	50
47316	46	47340	46
47317	42	47342	42

Tabulka A.6: Tabulky čísel výbojů a radiálních poloh sondové hlavice r , druhá část.