



# STŘEDOŠKOLSKÁ ODBORNÁ ČINNOST

## MĚŘENÍ ROTACE PLAZMATU DVOJITOU TUNELOVOU SONDOU NA TOKAMAKU GOLEM

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



# STŘEDOŠKOLSKÁ ODBORNÁ ČINNOST

## MĚŘENÍ ROTACE PLAZMATU DVOJITOU TUNELOVOU SONDOU NA TOKAMAKU GOLEM

## MEASUREMENTS OF PLASMA ROTATION BY DOUBLE TUNNEL PROBE AT TOKAMAK GOLEM

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

## **Prohlášení**

Prohlašuji, že svou práci na téma Měření rotace plazmatu dvojitou tunelovou sondou na tokamaku GOLEM jsem vypracovala samostatně pod vedením Ing. Kateřiny Jirákové a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

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

V Brně dne 22. 2. 2019

Podpis:



# ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská



Jihomoravský kraj



## Poděkování

Chtěla bych poděkovat své školitelce Ing. Kateřině Jirákové za trpělivost a neskutečnou ochotu se mi věnovat a zodpovědět veškeré mé dotazy. Dále bych chtěla poděkovat Ing. Vojtěchu Svobodovi, CSc., bez něhož by tato práce nevznikla a který mi umožnil provést měření na tokamaku GOLEM, a RNDr. Janu Stöckelovi, CSc. za pomoc a cenné rady při experimentálním měření a jeho interpretaci.

## **Abstrakt**

Tato práce se zabývá měřením Machova čísla a určením směru rotace plazmatu na tokamaku GOLEM v závislosti na rozdílné orientaci magnetického a elektrického pole.

## **Klíčová slova**

tokamak, plazma, Machovo číslo, rotace plazmatu, tunelová sonda

## **Abstract**

The aim of this work is the measurement of the Mach number and the determination of the plasma rotation direction at tokamak GOLEM depending on the orientation of the magnetic and electric fields.

## **Keywords**

tokamak, plasma, Mach number, plasma rotation, tunnel probe

# Obsah

ÚVOD.....	7
<b>1 JADERNÁ FÚZE.....</b>	<b>9</b>
<b>2 PLAZMA.....</b>	<b>10</b>
<b>3 CO JE TOKAMAK .....</b>	<b>10</b>
3.1 PRINCIP TOKAMAKU.....	11
<b>4 TOKAMAK GOLEM .....</b>	<b>11</b>
4.1 OHŘEV PLAZMATU.....	12
4.2 TEPELNÁ ENERGIE PLAZMATU.....	12
4.3 DOBA UDRŽENÍ ENERGIE $\tau_E$ .....	13
4.4 ORIENTACE POLÍ.....	15
4.5 VÝZNAM TOROIDÁLNÍ ROTACE.....	16
4.6 MACHOVO ČÍSLO.....	17
<b>5 SCÉNÁŘ PROVEDENÍ VÝBOJE .....</b>	<b>18</b>
5.1 PRŮBĚH VÝBOJE .....	19
<b>6 DIAGNOSTIKA.....</b>	<b>21</b>
6.1 PASIVNÍ DIAGNOSTIKY .....	21
6.2 AKTIVNÍ DIAGNOSTIKY .....	22
6.2.1 Langmuirova sonda .....	22
6.2.2 Tunelová sonda.....	23
<b>7 EXPERIMENTÁLNÍ MĚŘENÍ.....</b>	<b>26</b>
7.1 POSTUP.....	26
7.2 ZPRACOVÁNÍ DAT .....	29
<b>8 VÝSLEDKY .....</b>	<b>30</b>
8.1 PRVNÍ SÉRIE MĚŘENÍ .....	30
8.2 DRUHÁ SÉRIE MĚŘENÍ.....	31
<b>9 ZÁVĚR A DISKUZE .....</b>	<b>36</b>
<b>BIBLIOGRAFIE .....</b>	<b>37</b>
<b>SEZNAM OBRÁZKŮ .....</b>	<b>39</b>
<b>SEZNAM TABULEK.....</b>	<b>40</b>
<b>PŘÍLOHA A .....</b>	<b>41</b>
VÝVOJ MACHOVÁ ČÍSLA V ČASE PRO VÝBOJE Z PRVNÍHO EXPERIMENTÁLNÍHO MĚŘENÍ (#28783 - #28792) .....	41
RADIÁLNÍ PROFILY MACHOVA ČÍSLA PRO VÝBOJE #28783 - #28792 V ČASE T0 – T15 .....	43
<b>PŘÍLOHA B .....</b>	<b>46</b>
VÝVOJ MACHOVA ČÍSLA V ČASE PRO VÝBOJE DRUHÉHO EXPERIMENTÁLNÍHO MĚŘENÍ (#29457 - #29483) .....	46
RADIÁLNÍ PROFILY MACHOVA ČÍSLA PRO VÝBOJE #29457 - #29483 V ČASE T0 – T31 .....	49

# Úvod

Spotřeba elektrické energie se i přes nejrůznější úsporná opatření rok od roku zvyšuje. Ceny energie a paliv neustále stoupají. Zásoby fosilních paliv se ztenčují a odhadují se u uhlí na 200 až 250 let, u ropy 40 až 45 let a u zemního plynu na 60 až 70 let [1]. Ani zásoby uranu nejsou nevyčerpatelné a odhadují se na 90 let bez recyklace a na stovky let při jejich recyklaci. Už v roce 1995 na 16. kongresu Světové energetické rady WEC bylo prohlášeno, že obnovitelné zdroje (vítr, voda, solární panely a biomasa) energetické problémy lidstva nevyřeší a v budoucnu nebudou schopny pokrýt více než 20 % světové spotřeby. Nedostatek energie by tak v budoucnu mohl vést k válečným nebo politickým konfliktům. Kromě toho se např. spalováním fosilních paliv do ovzduší dostává mnoho oxidů síry a dusíku způsobujících kyselé deště a velké množství oxidu uhličitého, vedoucího ke skleníkovému efektu a s tím spojenému globálnímu oteplování. Energie získaná z jaderného štěpení uranu také nepatří mezi neekologičtější. Jaderné elektrárny do ovzduší sice nevypouští žádné skleníkové plyny, na druhou stranu ale produkují vysoce a dlouhodobě radioaktivní odpad. Ani často opěvované obnovitelné zdroje nejsou tak ekologické, jak by se na první pohled mohlo zdát, jejich výroba je mnohdy velmi technologicky náročná a účinnost nepřilíživě vysoká. Je tedy jasné, že pokud se lidé nebudou chtít v budoucnu vrátit ke způsobu života svých dávných předků, bude potřeba přejít na jiný zdroj energie.

Adeptem na takový zdroj je termojaderná fúze, která se sice na naší planetě přirozeně nevyskytuje, přesto je ale pro naše životy nepostradatelná. Setkáme se s ní na Slunci, kde je zdrojem obrovského množství energie, z něhož jen zlomek dopadá na povrch naší planety v podobě světla a tepla. Palivem termojaderné fúze na Slunci je vodík  $^1\text{H}$ , jehož slučováním vzniká helium  $^4\text{He}$ . Ani jeden z těchto prvků není radioaktivní a v případě helia se nejedná ani o nijak škodlivý plyn. V pozemských podmínkách se uvažuje o slučování dvou izotopů vodíku, deuteria a radioaktivního tritia, neboť k této reakci je potřeba nejnižší teplota paliva (asi 150 milionů stupňů). Poločas rozpadu tritia je však pouhých 12,3 roku, a proto by k jeho výrobě docházelo přímo v komoře tokamaku, reakcí vzniklých neutronů s lithiem v tzv. blanketu. Během provozu reaktoru by tak nedocházelo k žádnému transportu radioaktivního paliva dovnitř nebo ven z elektrárny. Zatímco u jaderného štěpení je v reaktoru přítomno několik tun paliva, u termojaderného reaktoru by se jednalo o pouhé gramy. Díky tomu je případná porucha vedoucí k výbuchu reaktoru téměř vyloučena. Při poruše by totiž došlo k rychlému ochlazení paliva a ukončení slučovací reakce. [1]

Zvládnutí termojaderné fúze v pozemských podmínkách je stále velmi komplikované a už po téměř sedmdesát let je předmětem výzkumu vědců po celém světě. Návrhů na zařízení, jež by umožnilo jaderné slučování, existuje celá řada. Jako zatím nejperspektivnější se jeví zařízení, využívající magnetického udržení plazmatu, s názvem tokamak.

V ČR jsou v provozu hned dva tokamaky. Oba se nachází v Praze, konkrétně na Fakultě jaderné a fyzikálně inženýrské ČVUT (tokamak GOLEM) a na Ústavu fyziky plazmatu Akademie věd České republiky (tokamak COMPASS). Menší z nich, tokamak GOLEM, slouží pro vzdělávací účely studentům fakulty a posloužil i mně k měření, jímž se zabývá tato práce.

Pro vybudování budoucích velkých tokamaků a pozdějších elektráren je potřeba nejdříve porozumět chování plazmatu a dějům, které k jeho chování vedou. K tomu nám mohou pomoci elektrické sondy, kterými jsou studovány vlastnosti okrajového plazmatu. Elektrické sondy jsou malé vodivé komponenty, které jsou vkládány přímo do plazmatu a poskytují měření napětí a proudu, které se na sondě vytvoří dopadem iontů a elektronů. Měřením jednou z takových sond se zabývá i tato

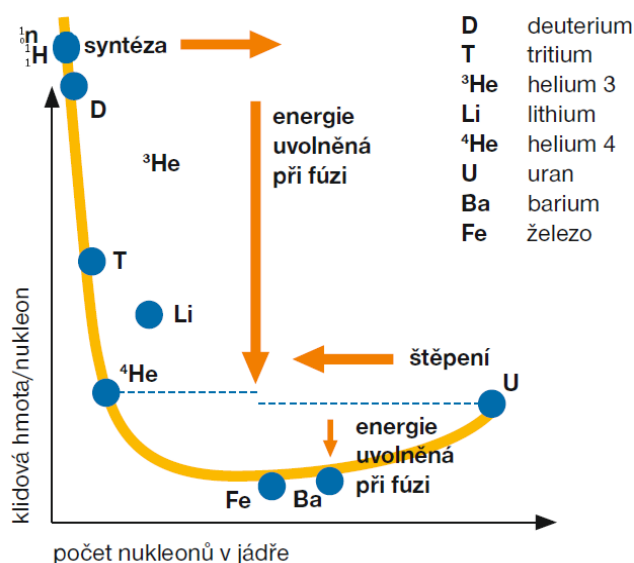
práce. Jedná se o dvojitou tunelovou sondu, jejíž pomocí je změřeno Machovo číslo, poměr rychlosti plazmatu k iontozvukové rychlosti.

Motivací pro toto měření je, že rychlá rotace plazmatu může v budoucích tokamacích zabránit disrupcím (náhlému ochlazení a zániku plazmatu). Ve fúzní elektrárně jsou disrupce nepřijatelné, jelikož uvolnění celé energie plazmatu může vážně poškodit vnitřní komponenty reaktoru. Toto ochlazení plazmatu okamžitě ukončí fúzní reakce, takže únik tepla je pouze jednorázový a nehrozí riziko nekontrolované řetězové reakce, avšak vzniklé škody mohou dosahovat obrovských částek, zvláště jsou-li poškozeny supravodivé cívky toroidálního pole. Tunelová sonda poskytuje data, na jejichž základě můžeme porozumět vzniku rotace plazmatu i jejímu ovládnutí, a tím přispět i k ovládnutí disrupcí.



# 1 Jaderná fúze

Jadernou energii lze uvolnit dvěma způsoby: štěpením jader těžkých prvků za vzniku prvků lehčích nebo spojováním jader lehkých prvků za vzniku jader prvků těžších. Na rozdíl od prvního způsobu, se kterým se na Zemi běžně setkáváme v podobě reakcí, jež probíhají samovolně, druhý způsob se na naší planetě nevyskytuje. Setkat se s ním můžeme např. na našem Slunci, kde tato reakce probíhá již po mnoho milionů let. U obou těchto reakcí platí, že klidová hmotnost produktů je nižší než klidová hmotnost jader vstupujících do reakce. Tento úbytek hmotnosti je dán Einsteinovým vztahem  $E = \Delta mc^2$ , kdy se chybějící hmotnost  $\Delta m$  přeměnila v energii. Na obrázku 1 je znázorněna závislost klidové hmoty nukleonu na počtu nukleonů v jádře.



Obrázek 1: Závislost klidové hmoty nukleonu na počtu nukleonů v jádře [1].

Nejlehčí prvky najdeme vlevo, nejtěžší vpravo. Můžeme vidět, že největší klidovou hmotu mají volné nukleony: proton (jádro vodíku  ${}^1_1\text{H}$ ) a neutron  ${}^1_0\text{n}$ . Jsou-li nukleony spojeny v jádře, jejich klidová hmotnost je menší. Protony a neutrony každého jádra jsou totiž k sobě vázány jadernými silami. Pokud bychom chtěli jednotlivá jádra rozebrat na protony a neutrony, museli bychom vynaložit dostatečně velkou energii k tomu, abychom tyto síly překonali. Tato energie, nutná k rozbití jádra na volné nukleony, se nazývá vazební energie. Einsteinův vzorec pak znamená, že dodáním této energie jádru se celková hmotnost produktů (volných nukleonů) zvýší o  $\Delta m$ . Naopak při slučování nukleonů celková hmotnost poklesne a vazební energie se uvolní do prostředí, např. ve formě kinetické energie produktů reakce. Při pohledu na obrázek 1 je jasné, že jaderná fúze je mnohem účinnější než jaderné štěpení, neboť na jeden nukleon (a tedy na jednotku hmoty) se uvolní násobně více energie.

K tomu aby ale taková reakce vůbec proběhla, je potřeba k sobě jádra přiblížit na vzdálenost  $10^{-14}$  m, tedy překonat elektrostatickou odpudivou sílu souhlasně nabitých jader. Toho lze dosáhnout, pokud budeme jádra srážet dostatečně velkou rychlostí, která jim bude udělena buď urychlovačem, nebo jejich zahřátím na tzv. zápalnou teplotu. Z hlediska průmyslového využití má pro lidstvo větší význam druhá z možností. Takové reakce jsou označovány jako termojaderná fúze. Termojaderných reakcí existuje celá řada, každá z nich má ale jinou zápalnou teplotu. Ta s nejnižší zápalnou teplotou a momentálně průmyslově nejperspektivnější, je reakce těžkých izotopů vodíku deuteria  ${}^2_1\text{D}$  a tritia  ${}^3_1\text{T}$ , zkráceně D-T reakce. Přehled využitelných slučovacích reakcí lehkých prvků je ukázán v tabulce 1. [2]

Reakce	Energie
${}^2_1\text{D} + {}^2_1\text{D} \rightarrow {}^3_2\text{He} + {}^1_0\text{n}$	3,26 MeV
${}^2_1\text{D} + {}^2_1\text{D} \rightarrow {}^3_1\text{T} + {}^1_1\text{H}$	4,03 MeV
${}^2_1\text{D} + {}^3_1\text{T} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^1_0\text{n}$	17,06 MeV
${}^1_1\text{H} + {}^3_1\text{T} \rightarrow {}^4_2\text{He}$	19,9 MeV
${}^2_1\text{D} + {}^3_2\text{He} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^1_1\text{H}$	18,4 MeV
${}^2_1\text{D} + {}^6_3\text{Li} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^4_2\text{He}$	22,4 MeV

Tabulka 1: Přehled principiálně využitelných slučovacích reakcí lehkých prvků.

## 2 Plazma

Plazma je látka, jejíž podstatnou část tvoří volně nabitě částice, ionty a elektrony. Krom toho musí splňovat dvě vlastnosti, kvazineutralitu a kolektivní chování.

Kvazineutrální je látka tehdy, kdy každá její část obsahuje takový počet záporně a kladně nabitých částic, že součet jejich nábojů je roven nule a látka se tak navenek jeví jako neutrální.

S kvazineutralitou souvisí tzv. Debeyova stínící délka. Představíme-li si, že do plazmatu vložíme kladně nabitou kuličku  $q$ , která kolem sebe vytváří elektrické pole, pak budou ke kuličce záporně nabitě elektrony přitahovány a naopak kladně nabitě ionty odpuzovány. Polem kuličky budou zachyceny pouze elektrony s malou kinetickou energií. Rychlé elektrony budou mít dostatek energie k tomu, aby překonaly působení coulombických sil a z pole kuličky unikly. Nabitá kulička je tak v krátkém okamžiku obklopena vrstvou pomalejších elektronů, které část vloženého náboje odstíní a dojde tak k zeslabení elektrického pole. Vzdálenost, za kterou pole zeslábně na  $1/e = 37\%$  své původní hodnoty, nazýváme Debeyova stínící délka a platí pro ni vztah:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{T_e \epsilon_0}{n_e e}}, \quad (1)$$

kde  $T_e$  je elektronová teplota v elektronvoltech,  $\epsilon_0$  permitivita vakua,  $n_e$  počet elektronů v  $1 \text{ m}^3$  (elektronová hustota) a  $e$  elementární náboj.

Když plazma vykazuje kolektivní chování, znamená to, že je schopné jako celek svými projevy generovat magnetické a elektrické pole a na takováto pole také reagovat.

Do plazmatu tedy nezahrnujeme různé svazky nabitých částic (nevykazují kvazineutralitu) a velmi slabě ionizované plyny – např. plamen svíčky (nevykazuje kolektivní chování). [3] [4] [5]

## 3 Co je tokamak

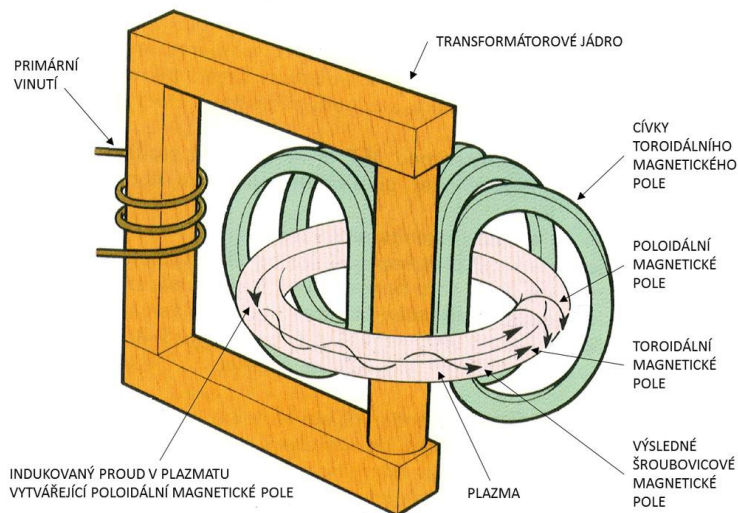
Tokamak, původně TORoidalnaja KAMERA i MAGnitnyje Kатушки (toroidální komora a magnetické cívký), je jedním z nejnadějnějších typů zařízení pro uskutečnění termojaderné fúze a v budoucnu i stavbu fúzní elektrárny. Koncepce tokamaku se zrodila koncem padesátých let v Sovětském svazu a u jeho zrodu stál L. A. Arcimovič. [1]

Hlavním úkolem tokamaku je vytvoření a udržení vysokoteplotního plazmatu. Mělo by zde docházet k jaderné přeměně – sloučení lehkých prvků za uvolnění velkého množství energie, což by v budoucnu mohlo sloužit jako ekologický zdroj energie.

Aby se jaderná fúze mohla uskutečnit, musí nejdříve dojít k zahřátí fúzního paliva (směs deuteria a tritia) na teplotu okolo 150 milionů stupňů Celsia. Při této teplotě už palivo existuje jen ve formě plazmatu (kvazineutrální látka vzniklá ionizací atomů neutrálního plynu). K dosažení tak vysoké teploty tokamak využívá ohmického ohřevu, ohřevu elektromagnetickými vlnami o vhodné frekvenci a vstřelování svazků velmi urychlených neutrálních částic. K tomu, aby se tak horká látka udržela uvnitř nádoby a nedošlo ke kontaktu s okolními stěnami, tokamak využívá vhodnou konfiguraci magnetického pole a vakuovou nádobu tvaru toru (prstence). [6]

### 3.1 Princip tokamaku

Srdcem tokamaku je dutá, prstencová komora, v níž se vytváří plazma. Komora je obklopena magnetickými cívkami vytvářejícími silné toroidální (podél prstence) magnetické pole a v její těsné blízkosti se nachází také transformátorové jádro. Tokamak pracuje na principu transformátoru (obrázek 2), kde komora s připraveným čistým plynem tvoří jediný závit jeho sekundárního vinutí. Proud  $I_{PC}^1$  v primáru transformátoru generuje magnetické pole  $B_{transf}$ , resp. magnetický indukční tok  $\Phi_{transf}$ , a ten je za pomoci transformátorového jádra vyveden a koncentrován do středu toru jako  $\Phi_{tor}$ . Pokud se proud  $I_{PC}$  mění, bude se měnit magnetický indukční tok  $\Phi_{tor}$  ve středu toru a dle Faradayova zákona dá vzniknout elektromotorickému poli v toroidálním směru,  $E_t$ . Při dosažení jeho dostatečné intenzity dojde k průrazu velmi řídkého pracovního plynu do plazmatu. S rostoucím proudem plazmatu  $I_p$ , případně příslušnou proudovou hustotou  $j_p$ , roste dle Joulova-Lenzova zákona teplota vodiče, čímž se v případě plazmatu vodivost zvyšuje (viz kapitola 4.1) a proud  $I_p$  může dále narůstat (do řádu  $10^3 - 10^7$  A podle velikosti zařízení). Dynamickou rovnováhu nakonec ustaví rostoucí ztráty tepla. Během výboje je plazma v komoře udržováno Lorentzovou silou  $j_p \times B$ . Stabilní magnetická konfigurace ve tvaru šroubovice vzniká součtem toroidálního magnetického pole  $B_t$ , vytvářeného soustavou vnějších cívek, a poloidálního magnetického pole  $B_p$ , vytvářeného proudem plazmatu  $I_p$ .



Obrázek 2: Základní schéma tokamaku. Převzato z [7].

Díky Lorentzově síle dochází k zakřivení trajektorie nabitých částic do obíhání kolem magnetických siločar. Zároveň tato síla působí proti kinetickému tlaku horkého plazmatu magnetickým tlakem, čímž udržuje plazma mimo kontakt s komorou. To je podstatou tzv. magnetického udržení plazmatu. [7]

## 4 Tokamak GOLEM

Jedná se o vůbec nejstarší dosud funkční tokamak na světě. V roce 1977 ho Akademii věd ČR daroval Sovětský svaz a v r. 2007 bylo toto zařízení umístěno do útrob budovy FJFI ČVUT, kde slouží studijním účelům.

Hlavní poloměr (od středové osy toru ke středu komory) je  $R_0 = 0,4$  m. Vedlejší poloměr (maximální poloměr plazmatu od středu komory) je  $a = 0,085$  m. Toroidální magnetické pole  $B_t$  může

<sup>1</sup> PC = primary coils

vzrůst až na 0,5 T a proud plazmatem  $I_p$  může dosáhnout hodnoty 1 kA. Délka výboje  $t$  je obvykle 10 – 15 ms. Elektronová hustota  $n_e$  dosahuje  $10^{18} \text{ m}^{-3}$  a elektronová teplota  $T_e$  může vzrůst na několik desítek elektronvoltů ( $1\text{eV} \approx 11600 \text{ K}$  nebo  $11300 \text{ }^\circ\text{C}$ ). [6]

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

Tabulka 2: Základní parametry Tokamaku GOLEM. Převzato z [7].

## 4.1 Ohřev plazmatu

K ohřevu plazmatu tokamak GOLEM využívá pouze ohmický ohřev  $P_{OH}$ , vznikající díky odporu plazmatu  $R_p$ .

$P_{OH}$  můžeme podle Joulova – Lenzova zákona vypočítat jako:

$$P_{OH}(t) = R_p(t) \cdot I_p^2(t) = U_l(t) \cdot I_p(t), \quad (2)$$

kde  $U_l$  je napětí na závit, indukované na jediném závitě sekundáru (plazmatickém sloupci) transformátorem.

Odpor plazmatu závisí pouze na tom, jaká je elektronová teplota  $T_e$ . Tato závislost je popsána Spitzerovou formulí, podle které odpor plazmatu klesá s elektronovou teplotou:

$$R_p \propto T_e^{-3/2} \quad (3)$$

Pro centrální elektronovou teplotu na tokamaku GOLEM pak platí:

$$T_{e0} = 0,9 \cdot R_p^{-2/3}. \quad (4)$$

Plazma je ohříváno joulovým teplem, uvolněným při průchodu proudu vodičem s nenulovým odporem. Rostoucí proud pak další ohřev zároveň zvyšuje (výkon ohmického ohřevu je úměrný proudu) a snižuje (odpor plazmatu se s rostoucí teplotou zmenšuje a výkon ohřevu je úměrný tomuto odporu). Z toho vyplývá, že plazma nelze ohmickým ohřevem ohřívát donekonečna. [7]

## 4.2 Tepelná energie plazmatu

Celková tepelná energie plazmatu je dána průměrným tlakem plazmatu  $p$  a jeho objemem  $V$ :  
 $W_p = pV$ .

Pokud je vodíkové plazma dostatečně čisté a hustota dostatečně vysoká, předpokládáme rovnost hustot a teplot elektronů a iontů ( $n_e = n_i = n$ ;  $T_e = T_i = T$ ).

Pro výpočet energie plazmatu  $W_p$  pak platí:

$$W_p(t) = \frac{1}{3} n k_B T(0, t) V \quad [J; m^{-3}, K, m^3] \quad (5)$$

kde  $n$  je hustota plazmatu,  $k_B$  je Boltzmanova konstanta ( $k_B=1,38 \cdot 10^{-23} J \cdot K^{-1}$ ),  $T(0, t)$  je centrální teplota plazmatu v čase  $t$  a  $V$  objem plazmatu.

Ze zákona zachování energie víme, že výkon ohmického ohřevu  $P_{OH}$  buď z plazmatu unikne ztrátovým výkonem  $P_{loss}$  a nebo je uložen v plazmatu jako jeho tepelná energie. Vyjádřeno rovnicí:

$$P_{loss}(t) = P_{OH}(t) - \frac{dW_p}{dt} \quad (6)$$

Jakmile ohmický ohřev dosáhne svého maxima a nastane tzv. kvazi-stacionární fáze (plazma nemá už téměř žádný odpor a nemá se tedy jak dále ohřívat), platí:  $\frac{dW_p}{dt} = 0$  a  $P_{OH} = P_{loss}$ . [6]

### 4.3 Doba udržení energie $\tau_e$ a Lawsonovo kritérium

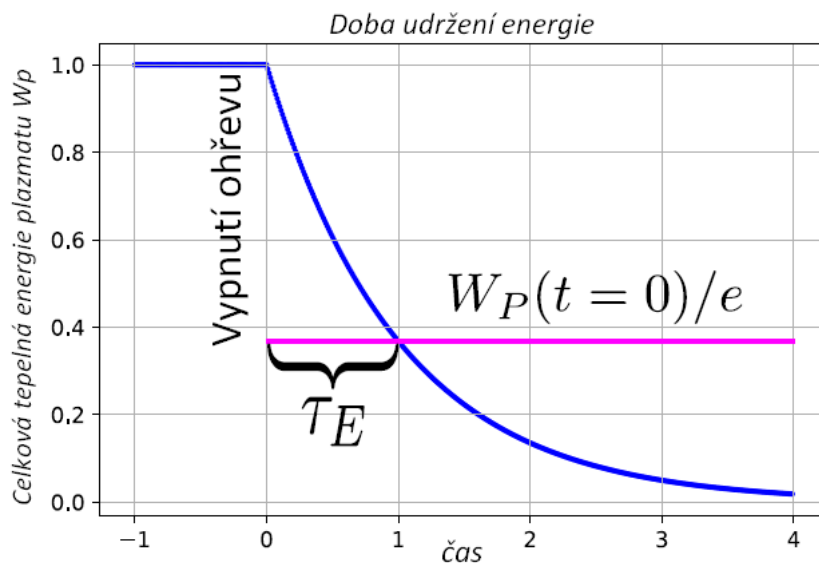
Kvalita tokamakového výboje je mimo jiné charakterizována tzv. dobou udržení energie  $\tau_e$ , což představuje časovou konstantu, za kterou dojde po vypnutí veškerého ohřevu k poklesu tepelné energie plazmatu  $W_p$  o  $1/e = 37\%$ , viz obrázek 3.

Po vypnutí vnějšího ohřevu ( $P_{OH} = 0$ ) začne energie plazmatu důsledkem energetických ztrát  $P_{loss}$  klesat. Za předpokladu, že jsou ztrátové mechanismy v celém plazmatu stejné, je  $P_{loss}$  úměrné  $W_p$ :

$$P_{loss} = \frac{W_p}{\tau_e} \quad (7)$$

Na tokamaku GOLEM lze dobu udržení odhadnout z kvazistacionární fáze, kdy  $dW_p/dt \approx 0$  a  $P_{loss} = P_{OH}$ . Doba udržení energie pak odpovídá:

$$\tau_e = \frac{W_p}{P_{OH}} \quad (8)$$



Obrázek 3:  $\tau_e$  jako charakteristická časová konstanta rozpadu energie  $W_p$ . Převzato z [6].

Doba udržení energie  $\tau_e$  popisuje globální energetickou rovnováhu plazmatu a jedná se tak o klíčový parametr všech tokamaků. Tato veličina se objevuje v tzv. Lawsonově kritériu, které musí být splněno, aby mohlo dojít k uskutečnění řízené termojaderné reakce. Toto kritérium nám říká, že součin hustoty plazmatu a doby udržení energie musí být větší než určitá funkce teploty.

$$n\tau_e \geq 0,5 \times 10^{20} \quad [\text{m}^{-3} \text{s}]$$

*Lawsonovo kritérium pro syntézu D-T při teplotě iontů  $T_i \approx 2 \times 10^8 \text{ }^\circ\text{C}$*

K tomu, aby bylo toto kritérium splněno, lze využít dvou hlavních cest. První z nich je označována jako inerciální udržení, kdy se dosahuje vysoké hustoty plazmatu a krátké doby udržení. Druhou z možností je magnetické udržení, jež využívají právě tokamaky. U zařízení s magnetickým udržením je hustota plazmatu omezena magnetickým polem a nelze tedy dosáhnout její dostatečné velikosti, je proto nutné maximalizovat dobu udržení energie.

Doba udržení energie se zvyšuje s rozměry komory tokamaku a velikostí proudu plazmatem. Dosažení co nejvyšší její hodnoty je zatím stále předmětem aktivního výzkumu. Dosud největší tokamak JET, s charakteristickým rozměrem plazmatu  $a \sim 1,3 \text{ m}$ , dosahuje hodnot kolem 0,1 – 1 s (GOLEM má  $a \sim 0,08 \text{ m}$  a  $\tau_e < 1 \text{ ms}$ ). [8]

K tomu, abychom mohli porovnávat výkon fúzních zařízení, byl zaveden tzv. faktor zesílení výkonu  $Q$ , jedná se o poměr fúzního výkonu a příkonu systémů ohřevu.

$$Q = \frac{P_f}{P_H} \quad (9)$$

Zatím nejvyšší hodnoty bylo dosaženo r. 1997 na tokamaku JET, a to  $Q = 0,65$ . Na právě stavěném tokamaku ITER by měl faktor dosáhnout hodnoty 10 a u první elektrárny by to mělo být okolo 30 – 50. [9]

## 4.4 Orientace polí

Základním rysem tokamaku je kombinace silného toroidálního magnetického pole  $B_t$ , které vytváří cívky toroidálního pole, a o něco slabšího poloidálního magnetického pole, které vytváří proud plazmatem  $I_p$ . Nic však neurčuje směr těchto polí, a tak můžeme tokamak provozovat v jakékoli z celkem čtyř kombinací (při pohledu shora značíme: po směru hodinových ručiček = clockwise = CW, proti směru hodinových ručiček = anti-clockwise = ACW):  $B_t$  i  $I_p$  CW,  $B_t$  CW a  $I_p$  ACW,  $B_t$  ACW a  $I_p$  ACW a nakonec  $B_t$  i  $I_p$  ACW.

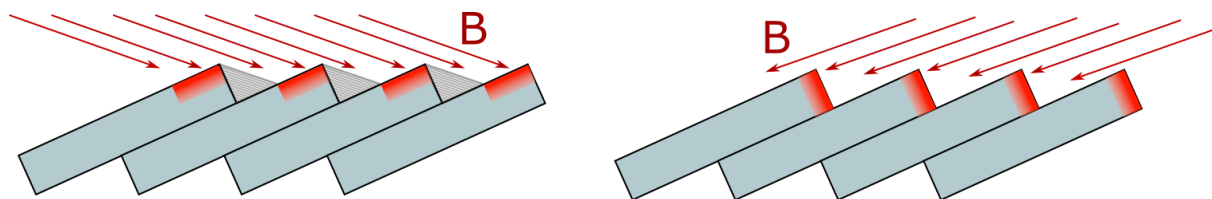


Obrázek 4: Důsledky obrácení proudu plazmatem a toroidálního magnetického pole v tokamaku.

Vlevo dvojice CW + CW, vpravo ACW + ACW. Převzato z [16].

Zajímavé je, že v těchto čtyřech konfiguracích jsou dvě a dvě, které po fyzikální stránce vypadají téměř stejně, viz obrázek 4. Jde o dvojice CW+CW/ACW+ACW a CW+ACW/ACW+CW, neboť, jak obrázek ukazuje, otočení zároveň  $B_t$  i  $I_p$  vede k zachování tvaru šroubovicových magnetických silokřivek. V tokamaku nezáleží příliš na tom, jakou orientaci („tam“ či „zpátky“) magnetické silokřivky mají, protože nabitě částice kolem nich rotují tak či tak. Rozdíl mezi výše zmíněnými čtyřmi konfiguracemi polí spočívá v jemnějších fyzikálních jevech.

Tvar silokřivek je důležitý, kvůli místu interakce plazmatu se stěnou tokamaku. Jak ukazuje obrázek 5, stěna tokamaku nebývá jedolitá a některé výstupky „chrání“ ostatní části stěny před dopadem nabitých částic podél siločar. V tomto „magnetickém stínu“ se pak mohou akumulovat adsorbované atomy a molekuly, aniž by je částice plazmatu opět vyrážely ven. Při otočení buď  $B_t$ , nebo  $I_p$  (ne obou najednou) se však změní tvar silokřivek a tím i úhel dopadu na stěnu. Dříve stíněné povrchy jsou nyní vystaveny toku energetických částic plazmatu, který z nich vyráží adsorbované částice a ty mohou znečišťovat plazma. Dalším problémem je, že některé větší tokamaky jsou navrženy na pouze jeden směr magnetických silokřivek (tím bývá kombinace CW+CW/ACW+ACW), a to tím, že některé části stěny záměrně stíní ostatní. Otočení polarity  $B_t$  nebo  $I_p$  by v takovém zařízení způsobilo, že tepelnému toku částic plazmatu by byly vystaveny komponenty, které na to nebyly uzpůsobeny, a může dojít až k jejich natavení.



Obrázek 5: Ukázka interakce plazmatu se stěnou komory při rozdílném tvaru silokřivek.

Použito s laskavým svolením Ing. Kateřiny Jirákové

I v rámci jednoho tvaru silokřivek jsou však rozdíly. Omezíme se nyní pouze na podskupinu CW+CW/ACW+ACW, která je v prostředí tokamaků běžnější.

První rozdíl spočívá v tom, že toroidální elektrické pole  $E_t$  je mezi oběma konfiguracemi opačné. Toto pole způsobuje tečení proudu plazmatem, tedy tok elektronů jedním směrem a iontů druhým směrem. Protože jsou ionty mnohem těžší (hmotnost protonu je cca 2000x větší než hmotnost elektronu), vážená toroidální rychlost plazmatu jako celku (viz rovnice (11)) je přibližně rovna rychlosti iontů,  $v \approx v_i$ . Z této značně zjednodušené úvahy vyplývá, že obrácení orientace  $E_t$  by mělo způsobit obrácení směru toroidální rotace plazmatu (neboť se obrátí směr oběhu iontů) a že rotace plazmatu bude vždy podél  $E_t$  (ionty jsou elektrickým polem urychlovány po jeho směru). Tomuto tématu se věnoval např. článek z tokamaku TCV [10], mezi jehož hlavní závěry patřilo:

1. plazma se pohybuje *proti* směru proudu plazmatem,
2. změnou orientace polí dochází ke změně směru pohybu plazmatu,
3. rychlost ve středu plazmatu je vyšší než na okraji,
4. plazma na okraji se může pohybovat opačným směrem než plazma ve středu (ve směru proudu plazmatem).

Druhý rozdíl mezi konfiguracemi CW+CW (tzv. dopředná konfigurace polí) a ACW+ACW (tzv. zpětná konfigurace polí) se týká grad- $B$  driftu. Ve fyzice plazmatu se seznamujeme s tzv. drifty, pohyby nabitých částic napříč magnetickými siločarami způsobenými vnější silou  $F$ . Obecně mají formu  $v_{drift} = F \times B$ , kde  $\times$  značí vektorový součin. Jelikož dominantní složkou magnetického pole v tokamaku je pole toroidální, směr těchto driftů se mění se směrem  $B_t$  a je pouze zanedbatelně ovlivněn změnou směru proudu plazmatem (tedy pole poloidálního,  $B_p$ ). Jedním z těchto driftů je tzv. iontový grad- $B$  drift, který má podle směru toroidálního magnetického pole jeden ze dvou směrů: vertikálně nahoru, nebo vertikálně dolů. Výzkum ukazuje, že v tokamacích v tzv. divertorové konfiguraci směr tohoto driftu zlepšuje vlastnosti plazmatu, pokud směřuje směrem k divertoru. Jelikož divertor je snazší instalovat do spodní části tokamakové komory, provozuje se většina tokamaků po světě v konfiguraci polí, ve které iontový grad- $B$  drift směřuje dolů. To je konfigurace CW+CW, které se proto říká dopředná. Oproti tomu konfigurace ACW+ACW, která zachovává tvar magnetických silokřivek, ale má iontový grad- $B$  drift na nevhodnou stranu, se nazývá zpětná konfigurace polí. V této práci budeme zkoumat právě rozdíl mezi dopřednou a zpětnou konfigurací polí v tokamaku.

## 4.5 Význam toroidální rotace

Jednou z překážek pro úspěšné udržení tokamakového plazmatu jsou tzv. proudové nestability. Protože plazma vykazuje kolektivní chování, reaguje po částech nebo jako celek na přítomnost elektrických a magnetických polí. A jelikož je samo tvořeno nabitými částicemi, je schopno si elektrickými proudy generovat pole vlastní. Výsledná kombinace vnějších a vnitřních magnetických polí může být velmi nestabilní, zvláště v případě vysokoteplotního plazmatu (nízká vodivost a velké proudy) v silném magnetickém poli. Na vodič s proudovou hustotou  $j$  totiž působí v magnetickém poli Lorentzova síla  $j \times B$ , která je schopna pohnout prstencem plazmatu tak silně a tak náhle, že plazma narazí do stěny a zanikne. Proudových nestabilit existuje celá řada a jedním z úkolů pro budoucí fúzní elektrárny je tyto nestability včas detekovat a potlačit procesem tzv. stabilizace.



Obecně se stabilizace plazmatu dělí na dva druhy – pasivní a aktivní. Pasivní stabilizace nevyžaduje žádný vnější zásah a probíhá sama. Aktivní stabilizace pak většinou obsahuje extrémně rychlý počítačový výpočet a pouštění proudu do tzv. stabilizačních cívek. Magnetické pole těchto cívek působí tak, aby nestabilitu potlačilo a zabránilo jejímu nárůstu. Oba druhy stabilizace jsou potřeba i v dnešních tokamacích. Na tokamaku GOLEM je např. často pozorováno, že se plazmatický sloupec během výboje pomalu pohybuje směrem nahoru, což různou měrou znehodnocuje experimentální měření a může vést i k předčasnému zániku plazmatu. Aktivní stabilizace je však složitý a časově náročný algoritmus, na kterém se na tomto zařízení pracuje již roky. Pasivní stabilizace je na druhou stranu k dispozici vždycky a zafunguje okamžitě, avšak po prvotním náporu rychle slábne a již na plazma nepůsobí.

Mezi vlastnosti tokamakového plazmatu patří, že magnetické siločáry jsou do něj „vmrzlé“, tedy pokud se pohne magnetické pole, pohne se i plazma, a naopak. Proudové nestability lze v plazmatu detekovat právě pomocí magnetického pole, které produkují. Rotuje-li plazma v toroidálním směru, lze lokalizované zárodky těchto nestabilit detekovat měřicími cívkami. Magnetické pole zárodka nestability totiž rotuje společně s plazmatem, takže se pevně umístěným měřicím cívkám jeví jako časově proměnné magnetické pole, které se periodicky opakuje s každým toroidálním otočením plazmatu. Takový periodický signál lze snadno detekovat v reálném čase a včas přistoupit k opatřením skrze aktivní stabilizaci.

Prolétající porucha magnetického pole, spjatá se zárodkem proudové nestability, neindukuje proudy pouze v měřicích cívkách, ale také ve všech vodivých komponentách dostatečně blízko k plazmatu. V tokamaku GOLEM to je jednak sama vakuová komora a jednak její obal z 1cm měděných plátů, „kožuch“, který původně sloužil jako druhotná vakuová nádoba. Vířivé proudy, které prolétající nestabilita v těchto komponentách indukuje, vytváří podle Faradayova zákona magnetické pole, které potlačuje původní pole nestability, „vtlačuje“ ho zpátky do plazmatu. To je principem pasivní stabilizace. Strukturami pasivní stabilizace pak jsou jakékoli vodiče dostatečně blízko k plazmatu (síla indukce s rostoucí vzdáleností klesá).

K uplatnění těchto stabilizací je tedy potřeba splnit jednu podmínku, plazma v tokamaku musí rotovat. Pokud se zastaví, magnetické pole kolem počínající nestability také zůstane na jednom místě a ani měřicí cívky, ani struktury pasivní stabilizace ho nezaznamenají dostatečně včas. Nestabilita naroste do kritické velikosti, kdy náhle ukončí celý výboj a v případě větších tokamaků tím uvolní do stěny komory obrovské množství tepla. Z toho důvodu je důležitým úkolem dnešní fyziky tokamaků výzkum rotace plazmatu, a to zvláště principy jejího vzniku a možnosti jejího posílení.

## 4.6 Machovo číslo

Lorentzova síla, vyjádřená ve formě pro pouze jednu nabitou částici, je  $F = q \cdot v \times B$ , kde  $q$  je náboj dané částice a  $v$  je vektor její rychlosti. V důsledku toho je Lorentzova síla nulová, pokud je v rovnoběžné s  $B$ . Jinými slovy, pokud částice letí podél magnetického pole, nepůsobí na ni žádná síla.

V tokamaku má tento základní poznatek dalekosáhlé účinky. Podél magnetických siločar se částice plazmatu mohou pohybovat volně (řádově tepelnými rychlostmi  $\sqrt{k_B T/m}$ , které pro plazma s teplotou 50 eV činí asi 3000 km/s pro elektrony a 70 km/s pro ionty), zatímco pohyb napříč siločarami je možný pouze s rychlostí o několik řádů nižší. Protože podél siločar nepůsobí žádná síla (žádný protitlak), šíří se tedy vzruchy podobně jako při expanzi plynu do vakua zvukovou

rychlostí. V plazmatu se jí říká rychlost iontozvuková, neboť pohyb plazmatu jako celku určují hlavně těžší a pomalejší ionty, a její vzorec je

$$c_s = \sqrt{\frac{\gamma_e Z k_B T_e + \gamma_i k_B T_i}{m_i}} \quad (10)$$

kde  $\gamma_e$  a  $\gamma_i$  jsou adiabatické koeficienty elektronů a iontů (pro naše účely můžeme v souladu s [11] brát  $\gamma_e = 1$  a  $\gamma_i = 3$ ),  $Z$  je efektivní náboj plazmatu (pro čisté vodíkové plazma  $Z=1$ ) a  $m_i$  je vážený průměr hmotnosti iontů (pro čisté vodíkové plazma  $m_i = 1,67 \times 10^{-27}$  kg).

Zatímco tzv. iontozvukové vlny se podél siločáry šíří iontozvukovou rychlostí  $c_s$ , plazma samotné podél siločar zpravidla teče pomaleji, ale přitom srovnatelně rychle. Rychlost plazmatu definujeme pomocí váženého průměru přes hmotnost částic  $m$  a jejich hustotu  $n$ :

$$v = \frac{m_e n_e v_e + m_i n_i v_i}{m_e n_e + m_i n_i} \quad (11)$$

Poměr rychlosti plazmatu a iontozvukové rychlosti pak nazýváme, podobně jako v letectví, Machovým číslem:

$$M = \frac{v}{c_s}. \quad (12)$$

V tokamaku je dominantní složkou magnetického pole toroidální  $B_t$ , a proto i magnetické silokřivky ukazují přibližně v toroidálním směru. Proto v této práci považujeme směr podél silokřivek za toroidální směr a Machovým číslem myslíme zaměnitelně relativní rychlost proudění v toroidálním a podélném směru. Machovo číslo se v plazmatu pohybuje mezi -1 a 1 a jeho typické hodnoty jsou pak několik desetin.

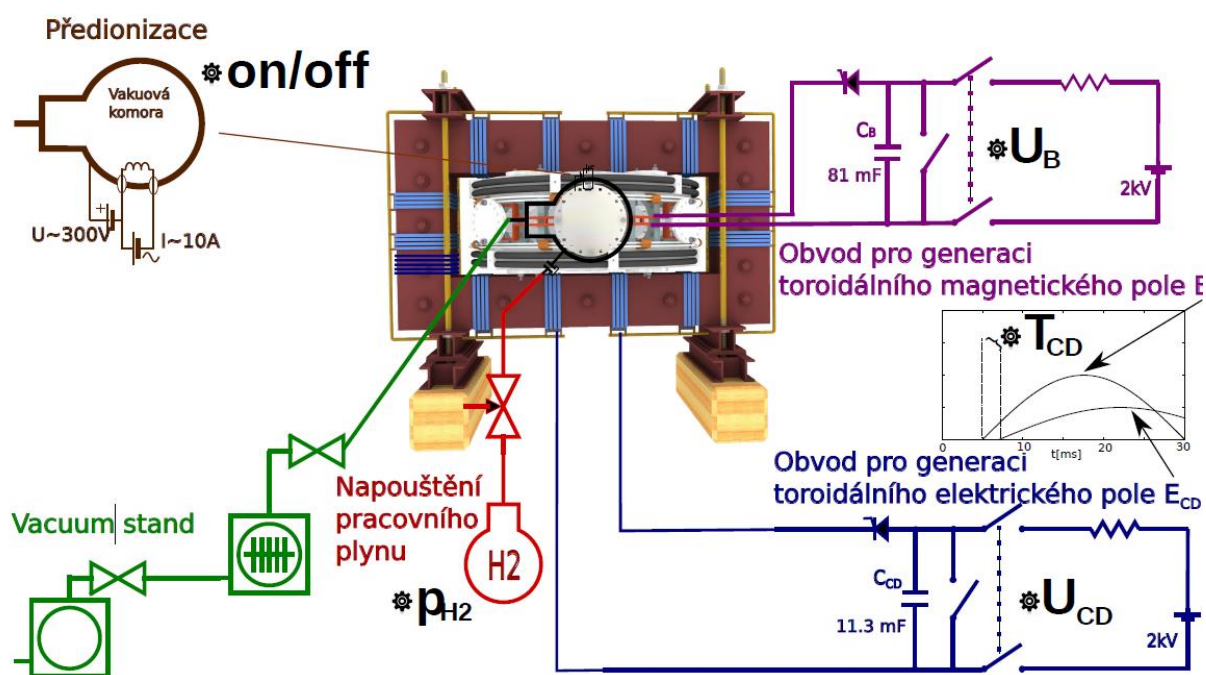
## 5 Scénář provedení výboje

Plazmatický výboj tokamaku GOLEM lze iniciovat pomocí webové stránky tokamaku (<http://buon.fjfi.cvut.cz/roperation/tasks/XXYYPRIMO/Level I/index.php>). V okně Control Room si můžeme upravit parametry výboje, které přímo určí velikost toroidálního magnetického pole a o něco méně přímočaře také velikost proudu plazmatem, napětí na závit a další parametry plazmatu (zde hraje značnou roli stav komory, viz kapitola 7.1). Parametrů nastavitelných skrze webové rozhraní je pět, a to:

- Napětí  $U_B$ , na které se nabije kondenzátor o kapacitě  $C_B = 81$  mF napájecí obvod pro generaci toroidálního magnetického pole  $B_t$ . Kondenzátor je k 28 cívkám generujícím toto pole připojený přes počítačem řízený tyristor. Rozpětí hodnot  $U_B$ : 0 – 1100 V.
- Napětí  $U_{CD}$ , na které se nabije kondenzátor o kapacitě  $C_{CD} = 11,3$  mF napájecí obvod pro generaci toroidálního elektrického pole  $E_t$ . Kondenzátor je na primární cívku transformátorového jádra generující v tokamaku elektrické pole připojený opět přes počítačem řízený tyristor. Rozpětí hodnot  $U_{CD}$ : 0 – 700 V.
- Zpoždění  $T_{CD}$ , se kterým se sepne tyristor pro  $E_t$  za tyristorem pro  $B_t$ . Rozpětí hodnot  $T_{CD}$ : 0 – 20000  $\mu$ s.

- Předionizace – rozžhavené wolframové vlákno, emitující elektrony prostřednictvím termoemise, čímž se usnadňuje průraz neutrálního plynu do plazmatu. Rozpětí hodnot: zapnuto/vypnuto.
- Součet tlaku reziduálního a pracovního plynu  $p$ . Systém pro napuštění plynu obsahuje dvě standardní průmyslové láhve, jednu s vodíkem a druhou s heliem, které jsou na komoru napojeny přes počítačem řízený ventil. Rozpětí hodnot  $p$ : 0 – 50 mPa.

Kromě výše zmíněných bylo při našem měření ještě nutno nastavit dva parametry – orientaci proudu plazmatem a toroidálního pole. Tuto možnost webové rozhraní neumožňuje, a proto bylo nutné použít interní příkazovou řádku.



Obrázek 6: Schéma tokamaku GOLEM pro nastavení parametrů výboje. Převzato z [7].

## 5.1 Průběh výboje

Průběh výboje kontroluje centrální počítač, který dohlíží mimo jiné na to, aby parametry výboje, definované v minulé podkapitole a nastavené uživatelem, byly co nejvěrněji dodrženy. Typický výboj tokamaku GOLEM budeme demonstrovat na výstřelu #29480, viz obrázek 7.

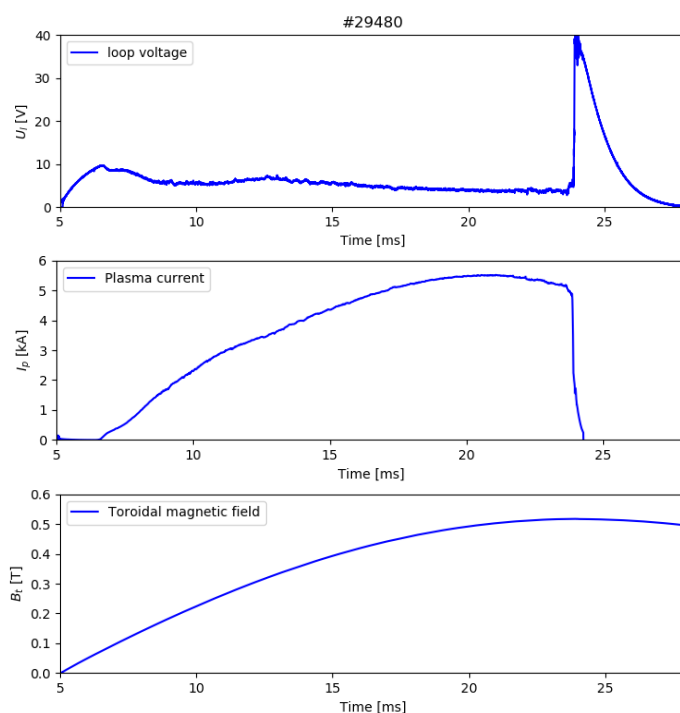
Před výbojem jsou nejdříve kondenzátory  $U_B$  a  $U_{CD}$  nabitý na požadovanou hodnotu napětí, což zabere asi 1 minutu. Mezitím je vakuová komora naplněna zvoleným pracovním plynem na požadovaný tlak  $p$ . Jakmile jsou kondenzátory nabitý, začne se zahřívat wolframové vlákno, jež emituje elektrony, které ionizují neutrální pracovní plyn (pokud je zapnutá předionizace). Když jsou systémy pro sběr dat připraveny, energie uložená v kondenzátorech se během 10 milisekund vybije proudem  $I_{TFC}$  do 28 cívek generujících toroidální magnetické pole  $B_t$  (čím vyšší je napětí, tím větší je magnetické pole) a proudem  $I_{PC}$  do cívek primáru transformátorového jádra, což generuje elektrické pole  $E_t$ . Toto pole urychlí existující nabitý částice v komoře na dostatečnou energii, aby ná-

razem ionizovaly neutrální částice v komoře. Nabité produkty takové ionizace se poté opět urychlují polem  $E_t$  a výsledkem je lavinová ionizace, která má za následek průraz neutrálního plynu do plazmatu.

Vzniklé plazma se během následujících milisekund ohřívá průchodem proudu  $I_p$ , vlečeného ve směru pole  $E_t$ . V typickém výboji je napětí na závit  $U_l$  konstantní na hodnotě několika málo voltů po celou dobu trvání plazmatu. Toroidální pole  $B_t$  roste ve tvaru sinusoidy, jak se kondenzátor  $U_B$  postupně vybíjí. Proud plazmatem  $I_p$  narůstá až do svého maxima, kolem kterého se nachází kvazistacionární fáze výboje.

Výboj na tokamaku GOLEM zpravidla končí, když se vyčerpá kapacita transformátorového jádra. Jelikož napětí na závit  $U_l$  je stejnosměrné, musí proud v primárním vinutí transformátoru  $I_{pC}$  v souladu s Faradayovým zákonem indukce neustále růst. Společně s ním roste magnetický tok v transformátorovém jádře, které se však nasytí při hodnotě magnetického toku 0,12 Vs. Dále již nelze zvyšovat magnetický tok, tedy ani indukovat napětí na závit. Snížení napětí na závit znamená pokles proudu plazmatem, tedy i jeho chladnutí, dokud se všechny nabitě částice nespojí zpátky na neutrální molekuly a výboj zcela neskončí.

Během výboje typicky měří vlastnosti plazmatu až několik desítek diagnostik, mezi které patří i tunelová sonda. Veškerá data z jednotlivých výbojů jsou poté dostupná na webových stránkách tokamaku: <http://golem.fjfi.cvut.cz/shots/29480/>.



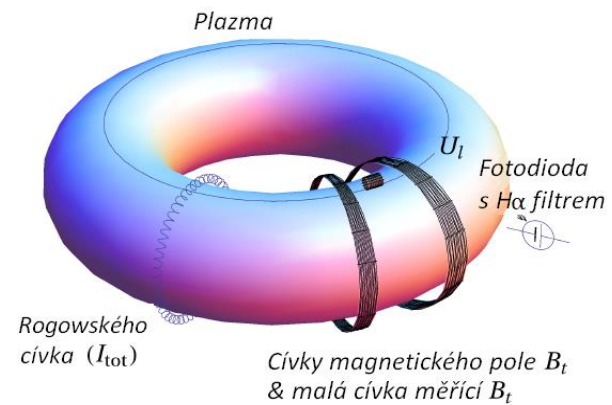
Obrázek 7: Příklad výboje na tokamaku GOLEM, výboj #29480. Zobrazen je časový průběh napětí na závit, proudu plazmatem a toroidálního magnetického pole.

## 6 Diagnostika

Pro zkoumání vlastností plazmatu na tokamaku GOLEM se využívá mnoho diagnostických prostředků, které si můžeme rozdělit do dvou skupin. Na metody pasivní, které plazma nijak neovlivňují (jedná se především o základní diagnostiky), a na metody aktivní, které do plazmatu zasahují a mohou ho tak ovlivňovat. [3]

### 6.1 Pasivní diagnostiky

- **Napětí na závit  $U_i$ :** jedná se o závit cívky umístěný po obvodu komory. Stejně jako komora představuje tato cívka sekundár transformátoru a indukuje se na ní stejné napětí jako na plazmatu.
- **Magnetické pole  $B_t$ :** jde o malou cívku umístěnou na komoře tokamaku, na cívce se vlivem změny magnetického toku indukuje napětí. Samotné toroidální magnetické pole je dáno časovou integrací signálu. Před tím musí být signál ještě zba-ven offsetu a až poté je integrován a přenásoben kalibrační konstantou.
- **Celkový proud  $I_{tot}$ :** jedná se o součet proudu plazmatem  $I_p$  a proudu procházející komorou  $I_{ch}$  ( $I_{tot} = I_{ch} + I_p$ ). K jeho měření se na tokamacích používá Rogowského cívky, která je na komoru namotána v poloidálním směru a stejně jako u  $B_t$  je i zde třeba signál nejprve upravit.
- **Fotodioda s  $H_\alpha$  filtrem:** slouží k měření plazmatického záření v oblasti spektra, kde dochází k přechodu elektronů mezi druhou a třetí energetickou hladinou vodíku  $\lambda = 656,3$  nm.
- **Mikrovlánná interferometrie:** slouží k měření průměrné elektronové hustoty.



Obrázek 8: Základní diagnostický systém tokamaku GOLEM

Převzato z [7].

## 6.2 Aktivní diagnostiky

Mezi aktivní diagnostiky řadíme zejména elektrické sondy. Ve své práci rozeberu fungování pouze dvou z nich, sondy Langmuirovy a sondy tunelové.

### 6.2.1 Langmuirova sonda

Diagnostika plazmatu pomocí Langmuirovy sondy patří k nezákladnějším a nejjednodušším používaným metodám, která byla vyvinuta Irvingem Langmuirem a jeho spolupracovníky již v 20. letech 20. století. Langmuirova sonda je elektroda o celkové ploše  $S$ , která je vložena do plazmatu, kde na ni dopadají elektrony a ionty. Pro měření parametrů plazmatu na sondu přikládáme napětí  $U_{sonda}$ , vůči druhé elektrodě, kterou je, v případě tokamaku, stěna komory. Podle toho, jaké na sondu přiložíme napětí, budou k sondě elektrony buď přitahovány, nebo od ní odpuzovány, a my tak budeme na sondě měřit proud  $I_{lp}$ . Díky tomu můžeme vytvořit volt-ampérovou charakteristiku závislosti sbíraného proudu  $I_{lp}$  na přiloženém napětí  $U_{sonda}$  a z ní dále určit veličiny jako elektronová teplota, plovoucí potenciál sondy, nebo iontový nasycený proud.

#### Iontový a elektronový nasycený proud

Pokud na sondu přikládáme dostatečně záporné napětí, jsou i ty nejrychlejší elektrony od sondy odpuzovány a my tak měříme pouze proud iontů, tzv. iontový nasycený proud  $I_{sat}^+$ . Pokud bychom naopak na sondu přiložili dostatečně kladné napětí, měřili bychom tzv. elektronový nasycený proud  $I_{sat}^-$ . V praxi se obvykle měří pouze iontově nasycený proud, jelikož počet elektronů, který může za určitý časový okamžik dopadnout na sondu, je důsledkem jejich vyšší rychlosti ( $v_e > v_i$ ) mnohonásobně vyšší než počet iontů a sonda je tak při měření  $I_{sat}^-$  vystavena poměrně velkému proudu energetických částic, což může vést ke znehodnocení naměřených dat nebo dokonce k jejímu poškození.

#### Plovoucí potenciál a potenciál plazmatu

Nepřipojíme-li na sondu žádné napětí (elektricky ji izolujeme), začne se vlivem dopadu poměrně pohyblivějších elektronů samovolně záporně nabíjet, a to do doby, než dosáhne tzv. plovoucího potenciálu  $U_{fl}$ . Při tomto potenciálu je elektronový proud roven proudu iontovému a sondou neprotéká žádný proud ( $I_{lp} = 0$ ).

Z teorie sondového měření vyplývá (podrobně v [12], vzorec (26)), že mezi elektrickým potenciálem plazmatu  $\Phi$  a plovoucím potenciálem sondy  $U_{fl}$  existuje poměrně jednoduchý vztah:

$$U_{fl} = \Phi - \alpha T_e, \quad (13)$$

kde elektronová teplota je vyjádřena v elektronvoltech a  $\alpha$  je kalibrační konstanta Langmuirovy sondy, pro kterou platí:

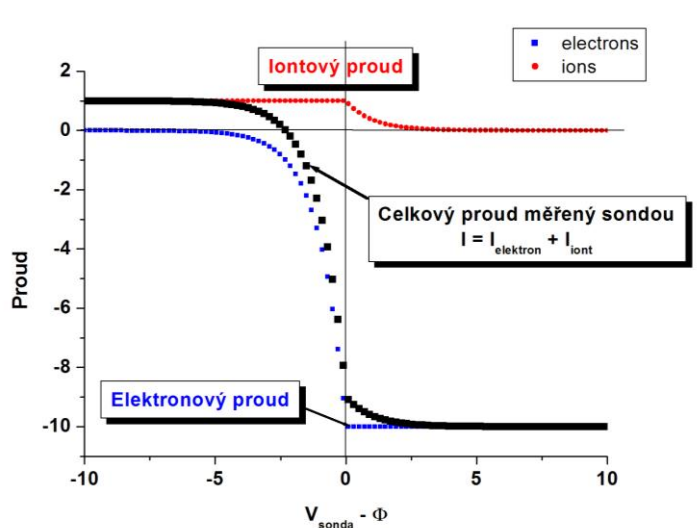
$$\alpha = \ln \left| \frac{I_{sat}^+}{I_{sat}^-} \right|. \quad (14)$$

#### V-A charakteristika

Volt-ampérovou charakteristiku Langmuirovy sondy lze získat dvěma způsoby. V tom prvním je na sondu během jediného výboje přikládáno časově proměnné napětí (ideálně ve tvaru pily). V druhém způsobu zvaném *výstřel od výstřelu* („on shot-to-shot basis“) je pro každý výboj ze série zvoleno jiné přikládané napětí na sondu  $U_{sonda}$ , a tím je postupně proměřena celá V-A charakteristika. Iontovou větev této charakteristiky lze popsat vzorcem:

$$I_{lp} = I_{sat}^+ (1 - \exp \frac{U_{fl} - U_{lp}}{T_e}). \quad (15)$$

Z experimentálně naměřených veličin  $I_{lp}$  a  $U_{sonda}$  lze pomocí aproximace určit zbylé tři veličiny:  $T_e$ ,  $U_{fl}$  a  $I_{sat}^+$ . Ideální V-A charakteristika je znázorněna na obrázku 9. [3] [13]



Obrázek 9: Ideální V-A charakteristika pro Langmuirovu sondu.

Převzato z [6].

## 6.2.2 Tunelová sonda

Jedná se o sondu pracující na podobném principu jako Langmuirova sonda. Skládá se ze dvou elektrod: prstencového tunelu a k němu izolovaně připojeného dna (back plate). Sonda se do plazmatu umísťuje osou tunelu ve směru magnetického pole. V případě našeho experimentu byla na jedné hlavici upevněna dvojice tunelových sond, obrácených k sobě dny a vnořených do okrajového plazmatu 90° toroidálně od limiteru, viz obrázky 11 a 12. (Limiter je „kruhová clona“, prstenec o vnitřním poloměru 85 mm, který ořezává plazmatický sloupec maximálně na tyto rozměry).

Schéma tohoto experimentálního uspořádání můžeme vidět na obrázku 10. Jednou z výhod této sondy je schopnost měření elektronové teploty  $T_e$  s vysokým časovým rozlišením. V našem experimentu se však jednalo o měření profilu Machova čísla a vlivu obráceného elektrického a magnetického pole na něj.

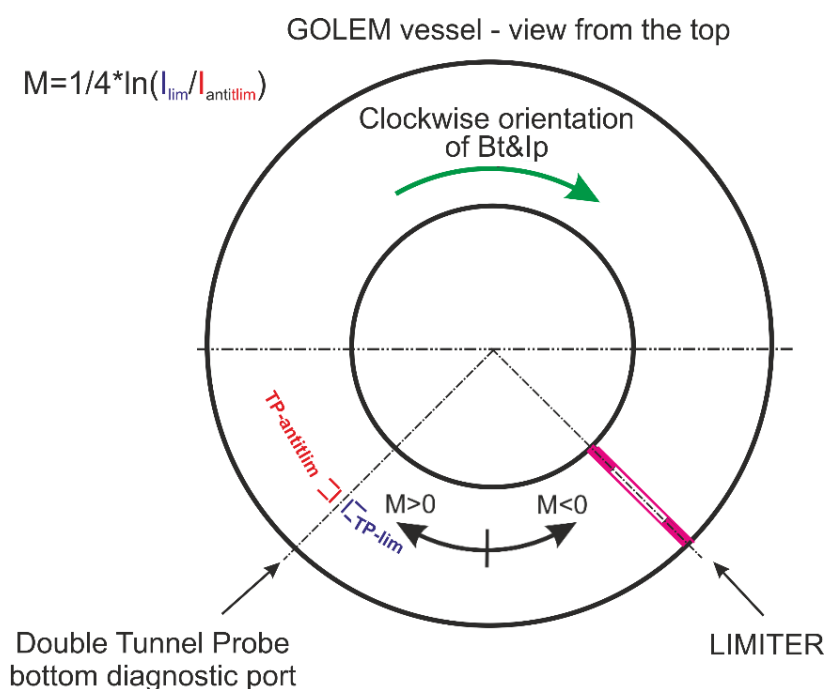
### Výpočet Machova čísla

K tomu, abychom Machovo číslo pomocí tunelových sond dokázali změřit, je potřeba, aby na sondu dopadal pouze nasycený iontový proud  $I_{sat}^+$ . Toho lze docílit nabitím sondy na dostatečně záporný potenciál (v podmínkách tokamaku GOLEM přibližně -100 V). Z obou stran sondy nám pak podél siločar přilétávají kladně nabitě částice. Abychom zjistili, jakým směrem a jakou rychlostí plazma rotuje, vypočteme Machovo číslo vzorcem:

$$M = \frac{1}{4} \ln\left(\frac{I_{lim}}{I_{antlim}}\right), \quad (16)$$

kde  $I_{lim}$  je součet proudu iontů dopadajících na tunel a dno, umístěných směrem k limiteru, a  $I_{antlim}$  je součet proudu iontů dopadajících na tunel a dno, umístěných směrem od limiteru. Pokud Machovo číslo vyjde záporné, znamená to, že ionty v plazmatu proudí proti směru hodinových ručiček (při pohledu shora). Bude-li Machovo číslo kladné, je tomu přesně naopak, viz obrázek 10.

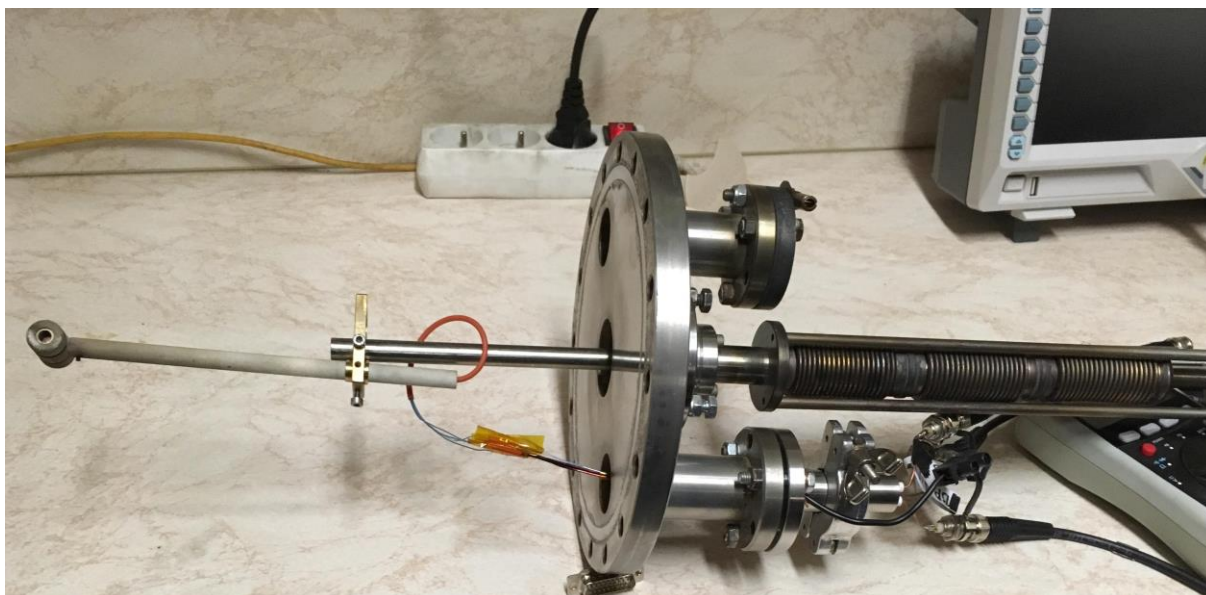
Vynásobením Machova čísla iontozvukovou rychlostí můžeme získat rychlost, kterou plazma v tokamaku rotuje.



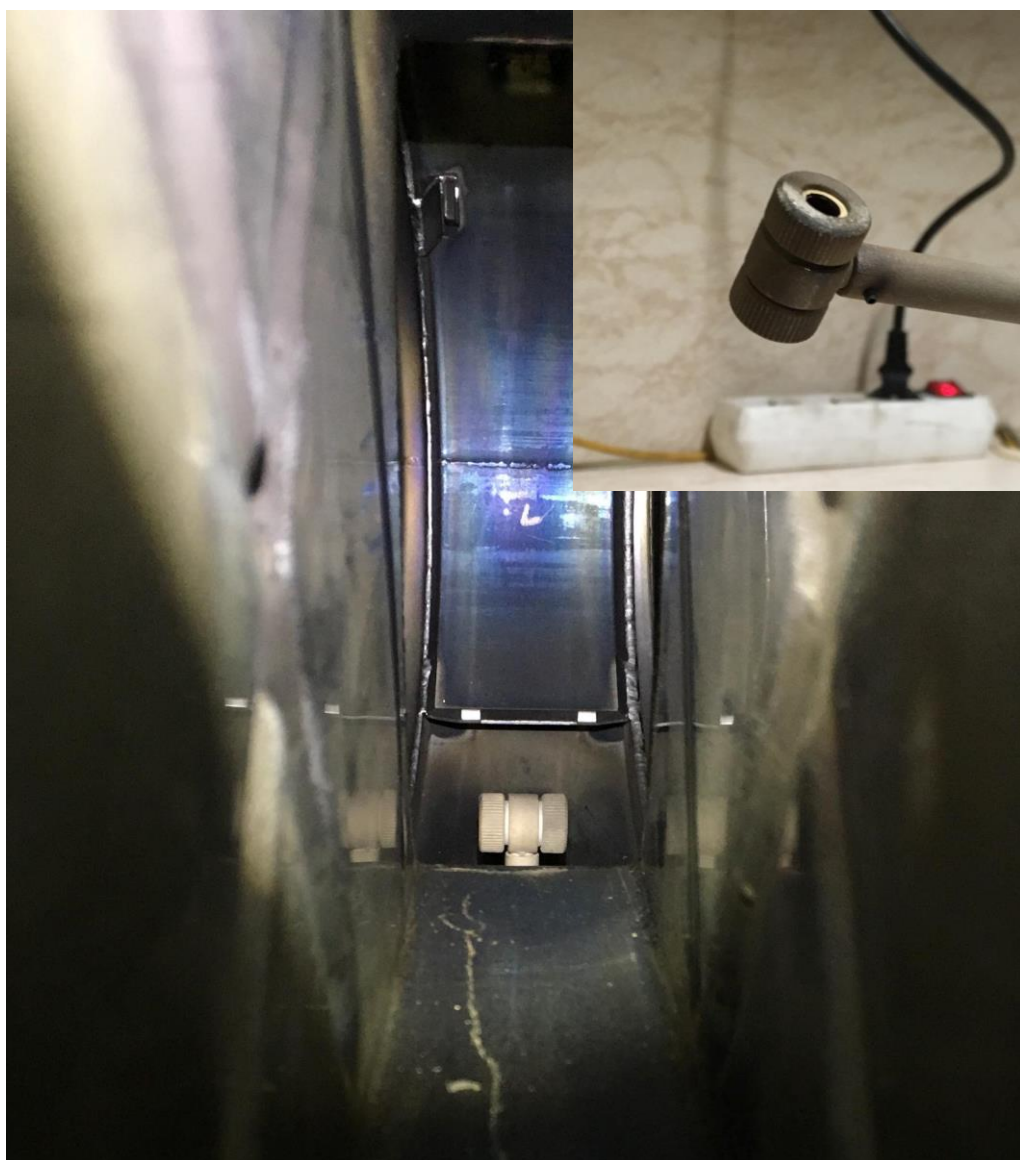
Obrázek 10: Uspořádání experimentu. Použito s laskavým svolením

RNDr. Jana Stöckela, CSc.





Obrázek 12: Dvojitá tunelová sonda včetně manipulátoru.



Obrázek 11: Dvojitá tunelová sonda uvnitř komory tokamaku, v pravém horním rohu přiblížení její hlavičky.

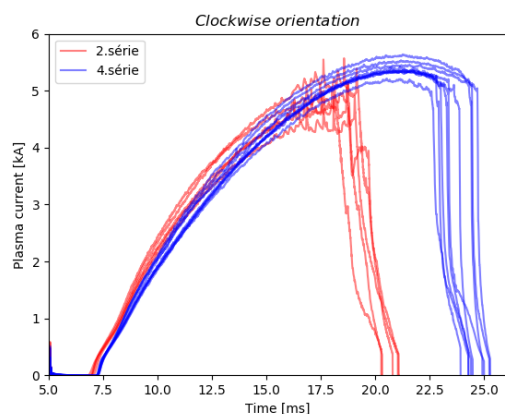
# 7 Experimentální měření

## 7.1 Postup

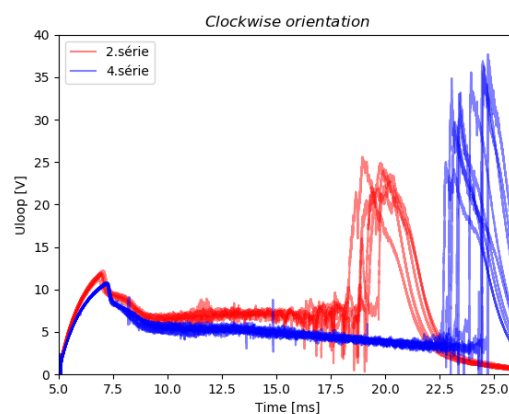
Ještě před přípravou každého experimentu je potřeba komoru tokamaku vyčistit od nežádoucích molekul různých příměsí ( $H_2O$ ,  $O_2$ ,  $CO_2$ , ...), které jsou adsorbovány na vnitřní stěně komory. Na tokamaku GOLEM to můžeme provést dvěma způsoby:

1. *Vypékáním* – vyhříváním komory na 200 – 220 °C po dobu několika desítek minut. Při tom se molekuly příměsí uvolňují ze stěny komory a jsou odčerpány vakuovým systémem.
2. *Doutnavým výbojem* – klasický výboj ve zředěném plynu při poměrně vysokém tlaku, řádově  $\sim 10^{-1}$  Pa, bez použití toroidálního magnetického pole  $B_t$ . Udržení plazmatu je tak velmi nízké a komora je bombardována velkým počtem urychlených iontů, čímž dojde k odstranění molekul jiných prvků nečistot, které jsou ve stěně adsorbovány. [3]

Na tokamaku GOLEM jsem za asistence Ing. Svobody a Ing. Jirákové nechala provést několik sérií výbojů, od sebe časově oddělených několika dny až týdny (viz tabulky 3 a 8). Je možno si povšimnout, že i ve chvíli, kdy byly požadované parametry výboje (napětí na kondenzátorech  $U_B$  a  $U_{CD}$ , tlak a druh pracovního plynu  $p$ , časová prodleva v sepnutí tyristorů  $T_{CD}$ ) téměř stejné, průběh základních veličin jako napětí na závit nebo proud plazmatem se mezi dvěma sériemi lišily, viz obrázky 13 a 14. To je důsledkem rozdílného stavu komory (množství adsorbovaných částic, jejich rozmístění, druh apod.). Je zřejmé, že stav komory hraje v kvalitě plazmatu a průběhu výboje značnou roli, a proto by série výbojů pro vyhodnocení metodou *výstřel od výstřelu* vždy měly být prováděny po důkladném vyčištění komory a v co nejkratším časovém okně.



Obrázek 13: Graf závislosti proudu plazmatem na čase pro srovnání reprodukovatelnosti 2. a 4. série výbojů s CW orientací polí.



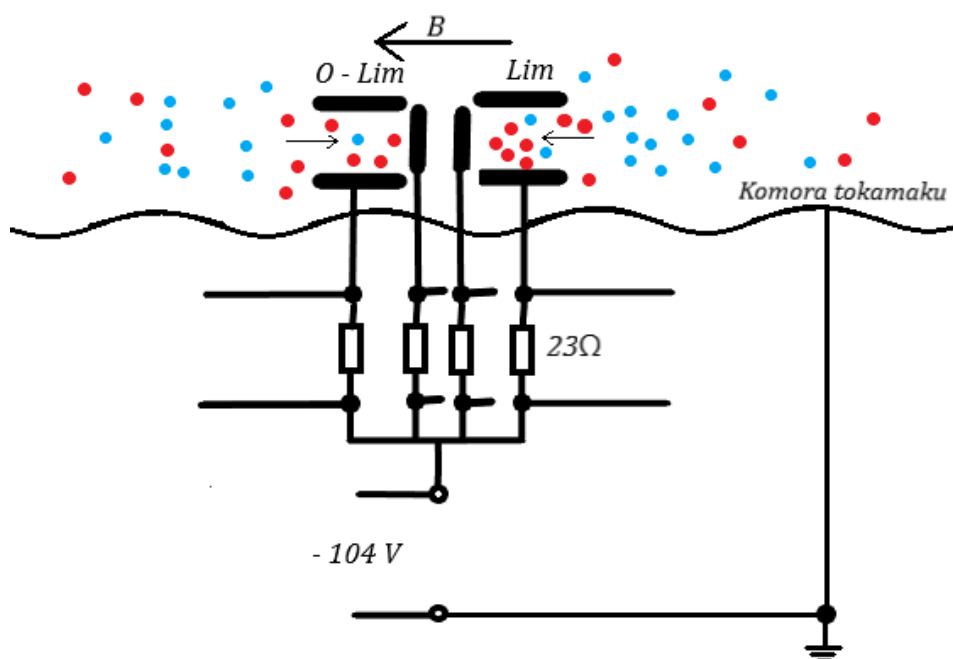
Obrázek 14: Graf závislosti napětí na závit na čase pro srovnání reprodukovatelnosti 2. a 4. série výbojů s CW orientací polí.

Data zpracovaná v této práci pocházejí z první a poslední série (výstřely #28783-#28792 ze dne 6. prosince 2018 a výstřely #29457-#29491 ze dne 8. února 2019). Oběma sériím předcházelo vypékání a doutnavý výboj. Tunelová sonda byla instalována ve spodním portu tokamaku, toroidálně 90° od limiteru (viz obrázek 10), zapojená do elektrického obvodu, který je naznačen na obrázku 15. Každá ze čtyř elektrod (dva tunely a dvě dna) byla připojena k rezistoru o odporu 23  $\Omega$  a dále ke zdroji, což v našem případě představovala série akumulátorů o velikosti 12 V, 6 V a

4 V. Akumulátory byly do obvodu připojeny přes magnetická relé, která je možno ovládat vzdáleným přístupem k serveru a měnit tak přikládané napětí na sondu. Měření probíhalo v tzv. iontově nasyceném režimu, kdy je sonda nabita na záporný potenciál  $U_{sonda} = -104$  V, resp.  $-100$  V (pro obě zpracovávané série výbojů), a dopadají na ni (z větší části) pouze ionty.

Signály z jednotlivých elektrod byly zaznamenány datovým sběrem Papouch Stockel a jsou dostupné na webových stránkách tokamaku ([http://golem.fifi.cvut.cz/shots/28478/DAS/1011Papouch\\_St.ON/](http://golem.fifi.cvut.cz/shots/28478/DAS/1011Papouch_St.ON/)). Záznam jednotlivých výbojů poslední série s komentáři je dostupný také na wiki tokamaku GOLEM ([http://golem.fifi.cvut.cz/wiki/Experiments/EdgePlasmaPhysics/Particle-Flux/TunnelProbe/Reports/session\\_8\\_Feb\\_2019\\_KatJira](http://golem.fifi.cvut.cz/wiki/Experiments/EdgePlasmaPhysics/Particle-Flux/TunnelProbe/Reports/session_8_Feb_2019_KatJira)).

Měření *výstřel od výstřelu* probíhalo v obou sériích podobně. Nejprve bylo provedeno několik zkušebních výbojů, aby se stabilizovala reprodukovatelnost výstřelů. (Výboje samotné působí podobně jako doutnavý výboj, jsou schopny z komory uvolňovat adsorbované částice, dokud není opakovaním výboje dosaženo dynamické rovnováhy.) Poté začalo měření samotné – vždy jsem pomocí manipulátoru nastavila pozici tunelové sondy na požadovaný poloměr  $r$  (radiální vzdálenost od středu kruhového průřezu komory) a poté nechala provést výboj o parametrech uvedených v tabulkách 4 - 7. V pravidelných intervalech tak byla proměřena závislost Machova čísla na radiální poloze sondy, tzv. profil  $M(r)$ . Poloměr  $r$  se pohyboval v intervalu 60-92,5 mm, přičemž stín limiteru (okraj plazmatu) začíná na 85 mm. Hluběji v plazmatu již nelze sondami měřit, neboť dochází k jeho narušení, ochlazování a případnému předčasnému zániku. V případě tokamaků s vyššími parametry (hustota a teplota plazmatu, délka trvání výboje) než tokamak GOLEM může dojít také k poškození sondy.



Obrázek 15: Schéma zapojení dvojité tunelové sondy do obvodu.

1. série výbojů			4. série výbojů		
výboj	poloha	orientace	výboj	poloha	orientace
#28783	95.0 mm	CW	#29457	90.0 mm	CW
#28785	85.0 mm	CW	#29459	85.0 mm	CW
#28787	75.0 mm	CW	#29460	80.0 mm	CW
#28788	65.0 mm	ACW	#29461	75.0 mm	CW
#28789	65.0 mm	ACW	#29462	70.0 mm	CW
#28790	75.0 mm	ACW	#29464	65.0 mm	CW
#28791	85.0 mm	ACW	#29465	60.0 mm	CW
#28792	95.0 mm	ACW	#29472	87.5 mm	CW
			#29473	92.5 mm	CW
			#29474	92.5 mm	ACW
			#29475	90.0 mm	ACW
			#29476	87.5 mm	ACW
			#29477	85.0 mm	ACW
			#29478	80.0 mm	ACW
			#29479	75.0 mm	ACW
			#29480	70.0 mm	ACW
			#29481	65.0 mm	ACW
			#29483	60.0 mm	ACW

Tabulka 3: Seznam výbojů pro povedené série měření  
1 (ze dne 6. 12. 2018) a 4 (ze dne 8. 2. 2019).

2. série výbojů			3. série výbojů		
výboj	poloha	orientace	výboj	poloha	orientace
#29283	68.0 mm	CW	#29444	-	CW
#29284	68.0 mm	ACW	#29445	-	CW
#29285	72.0 mm	CW	#29446	-	CW
#29286	72.0 mm	ACW	#29447	-	CW
#29287	78.0 mm	CW	#29448	-	ACW
#29288	78.0 mm	ACW			
#29290	82.0 mm	CW			
#29291	82.0 mm	ACW			
#29292	90.0 mm	CW			
#29293	90.0 mm	ACW			

Tabulka 8: Seznam výbojů pro nepovedené série měření  
2 (ze dne 24. 1. 2019) a 3 (ze dne 7. 2. 2019).

$U_B = 1300 \text{ V}$
$U_{CD} = 500 \text{ V}$
$P_H = 20 \text{ mPa}$
$T_{CD} = 0 \text{ ms}$

Tabulka 4: Parametry výbojů pro  
1. sérii měření a výboj #29445  
z 3. série měření.

$U_B = 1300 \text{ V}$
$U_{CD} = 450 \text{ V}$
$P_H = 8 \text{ mPa}$
$T_{CD} = 0 \text{ ms}$

Tabulka 7: Parametry výbojů pro  
4. sérii měření.

$U_B = 1300 \text{ V}$
$U_{CD} = 500 \text{ V}$
$P_H = 10 \text{ mPa}$
$T_{CD} = 0 \text{ ms}$

Tabulka 6: Parametry výbojů pro  
2. sérii měření a výboje #29444  
a #29446 z 3 série měření.

$U_B = 1200 \text{ V}$
$U_{CD} = 440 \text{ V}$
$P_H = 8 \text{ mPa}$
$T_{CD} = 0 \text{ ms}$

Tabulka 5: Parametry pro výboje  
#29447 a #29448 z 3. série měření.

## 7.2 Zpracování dat

Získaná data jsem vykreslovala pomocí programů napsaných v jazyce Python. Pro správné zpracování dat bylo nejprve potřeba odstranit dva nežádoucí jevy, a to offset a šum.

Offsetem myslíme parazitní napětí, kvůli němuž signál nezačíná na nule, a je proto potřeba od něj toto napětí odečíst. Původ tohoto napětí je různý, nejde však zpravidla o fyzikální jev, který bychom měli zájem měřit. Protože před a po existenci plazmatu v komoře by proud procházející elektrodami tunelové sondy  $I_{lp}$  měl být nulový, offset na napětí zaznamenaném datovým sběrem (úměrném tomuto proudu) se odstraňuje. V tomto případě jsem to provedla odečtením průměru z prvních 200 vzorků od celého signálu.

Datový sběr dvojité tunelové sondy zaznamená jeden datový bod proudu každou mikrosekundu, takže z každého výboje je získáno asi 40 000 datových bodů. Před přepočtem proudů sbíraných elektrodami na Machovo číslo je vhodné toto obrovské množství zredukovat, avšak zároveň si ponechat informaci o úrovni šumu jako měřítku nejistoty (šum v signálu může pocházet z různých zdrojů: elektronický šum, parazitní napětí, ale i fluktuace plazmatu samotného). Signál jsem proto rozdělila na úseky o délce  $500 \mu s$  (500 vzorků) a každý nahradila jedním bodem s chybovými intervaly, umístěným vprostřed daného úseku. Příklad takové redukce počtu bodů je znázorněn na obrázku 16 a 17. Hodnotu tohoto bodu jsem spočetla jako aritmetický průměr  $\bar{I}$  všech datových bodů, chybový interval ve směru  $y$  jsem pak určila jako směrodatnou odchylku průměru,

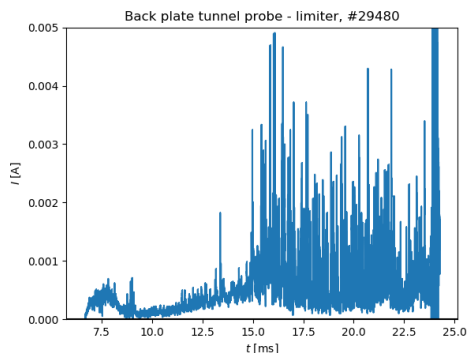
$$\Delta I = \frac{1}{N} \sqrt{\sum_{i=1}^N (I_i - \bar{I})^2}, \quad (17)$$

kde  $I_i$  jsou jednotlivé datové body a  $N=500$  je počet datových bodů v jednom úseku.

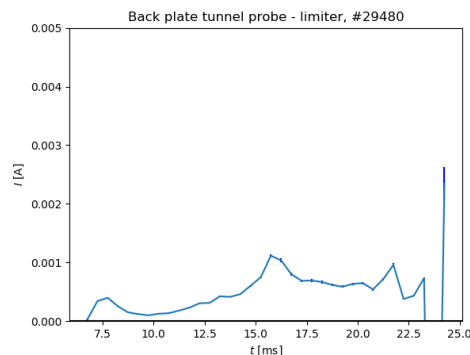
Takto upravená data byla dosazena do vzorce pro výpočet Machova čísla (16). Chybový interval Machova čísla jsem spočetla jako maximální chybu nepřímo měřené veličiny podle [14]. Po provedení derivace je výsledný vzorec pro výpočet chybového intervalu  $\Delta M$  z chybových intervalů  $\Delta I_1, \Delta I_2, \Delta I_3, \Delta I_4$  (tunel a dno první tunelové sondy, tunel a dno druhé tunelové sondy):

$$\Delta M = \frac{1}{4} \left[ \frac{\Delta I_1 + \Delta I_2}{I_1 + I_2} + \frac{\Delta I_3 + \Delta I_4}{I_3 + I_4} \right]. \quad (18)$$

Poznámka: Ve všech takto zpracovaných grafech, uvedených v této práci, jsou vykresleny také chybové intervaly. Kvůli velkému množství dat je však chybový interval ve většině případů tak malý, že ho na grafu překryje datový bod samotný.



Obrázek 17: Příklad nevyhlazeného signálu jedné z elektrod, výboj #29480.

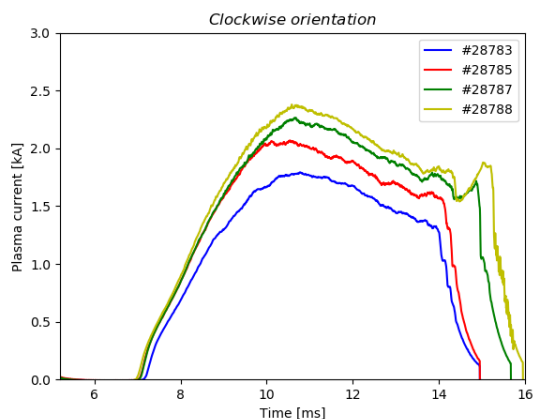


Obrázek 16: Příklad vyhlazeného signálu jedné z elektrod, výboj #29480.

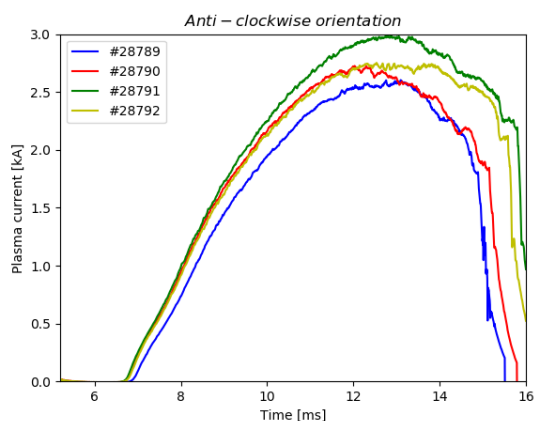
# 8 Výsledky

## 8.1 První série měření

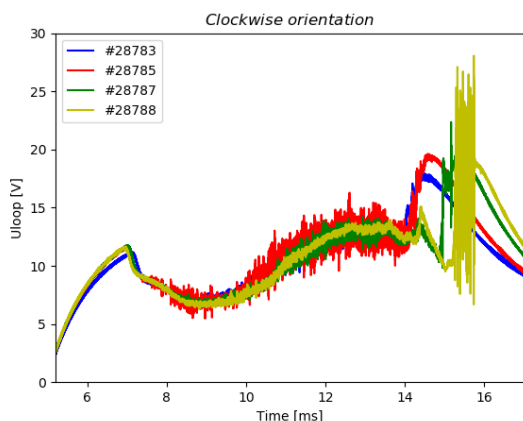
Při zpracovávání dat metodou *výstřel od výstřelu* je důležité zajistit, aby všechny výstřely v sérii probíhaly stejně, byly reprodukovatelné. Aby toto bylo zajištěno, je nutno již během provádění série průběžně vykreslovat časový záznam napětí na závit  $U_l$  a proudu plazmatem  $I_p$ . Pro první sérii výbojů jsou tyto veličiny vykresleny na obrázcích 18 - 21.



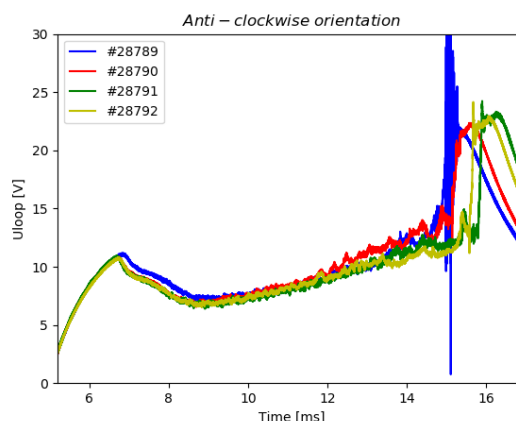
Obrázek 19: Závislost proudu plazmatem na čase pro výboje s dopřednou orientací polí. První série.



Obrázek 18: Závislost proudu plazmatem na čase pro výboje se zpětnou orientací polí. První série.



Obrázek 20: Závislost napětí na závit na čase pro výboje s dopřednou orientací polí. První série.



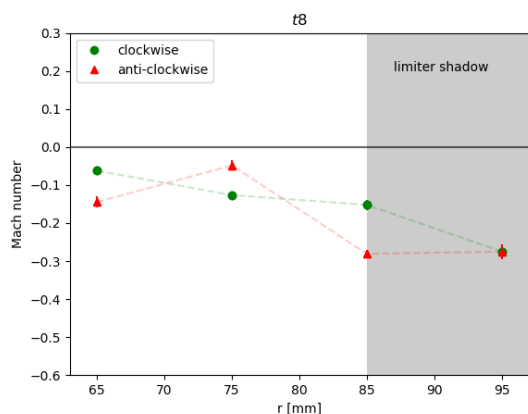
Obrázek 21: Závislost napětí na závit na čase pro výboje se zpětnou orientací polí. První série.

Pokud budeme porovnávat dosažené hodnoty proudu plazmatem  $I_p$  u výbojů s dopřednou a zpětnou orientací polí, zjistíme, že výstřely s dopřednou orientací dosahují vyššího proudu plazmatem. Proč se tak děje, nebylo zjištěno, a tento jev se tak může stát podnětem pro další zkoumání.

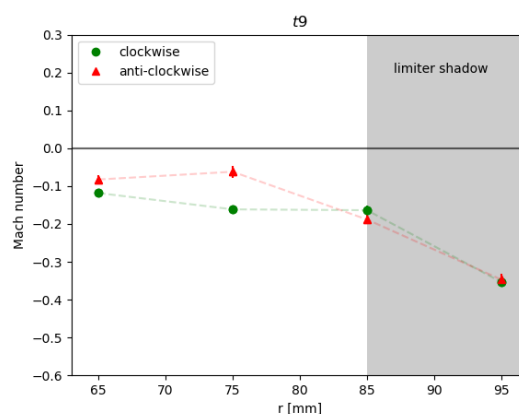
Dále byly vykresleny grafy zobrazující vývoj Machova čísla v čase a jeho radiální profily. Všechny tyto grafy nalezneme v příloze A, příklad pak lze nalézt na obrázcích 22 a 23. Časová osa u grafů zobrazujících vývoj Machova čísla v čase začíná ve chvíli, kdy došlo k průrazu neutrálního plynu do plazmatu ( $t = 7,2$  ms), a končí časem, kdy došlo k jeho zániku ( $t = 14-17$  ms podle konkrétního výboje). Grafy znázorňující radiální profil Machova čísla byly vykreslovány po 0,5 ms úsecích v časech  $t_0 - t_{15}$ , přičemž hodnoty v čase  $t_0$  odpovídají průměrným hodnotám Machova čísla

z prvního 500  $\mu\text{s}$  úseku po průrazu neutrálního plynu do plazmatu a v čase  $t_{15}$  jsou to poslední průměrné hodnoty Machova čísla z posledního 500  $\mu\text{s}$  úseku před zánikem plazmatu, kdy ještě bylo možné vykreslit hodnoty pro všechny výboje.

Z grafů je zřejmé, že ve většině našich měření byla naměřena záporná hodnota Machova čísla, z čehož by plynulo, že změna orientace polí by na směr pohybu plazmatu neměla mít vliv a plazma by se pohybovalo tím samým směrem při orientaci po směru i proti směru hodinových ručiček. Toto tvrzení by ale nebylo zcela v souladu s výsledky předešlých pokusů na jiných tokamacích.



Obrázek 23: Graf závislosti Machova čísla na umístění sondy v čase  $t_8$ . První série.



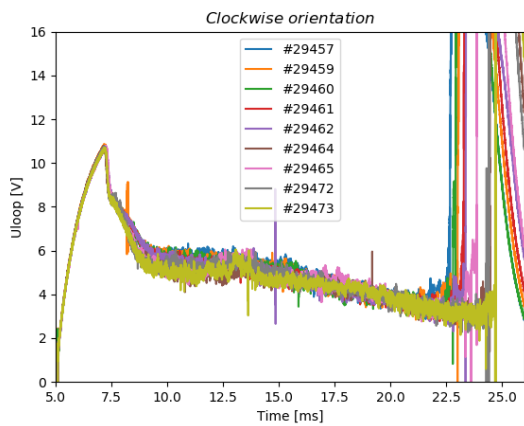
Obrázek 22: Graf závislosti Machova čísla na umístění sondy v čase  $t_9$ . První série.

Společně se školitelkou jsem však usoudila, že čtyři datové body pro každý profil Machova čísla není dostatečné množství dat, abychom tento závěr mohli označit za průkazný. Proto bylo rozhodnuto provést další sérii výstřelů. Při druhé sérii výstřelů ([http://golem.fifi.cvut.cz/wiki/Experiments/EdgePlasmaPhysics/ParticleFlux/CrossOverStudies/Sessions/0219DRPxTP\\_Daniela\\_KJ/index](http://golem.fifi.cvut.cz/wiki/Experiments/EdgePlasmaPhysics/ParticleFlux/CrossOverStudies/Sessions/0219DRPxTP_Daniela_KJ/index)) však nefungovala správně tunelová sonda (na sondě byl studený spoj, který jeden ze signálů zcela znehodnotil) a při třetí sérii ([http://golem.fifi.cvut.cz/wiki/Experiments/EdgePlasmaPhysics/ParticleFlux/TunnelProbe/Reports/session\\_7\\_Feb\\_2019\\_KatJira](http://golem.fifi.cvut.cz/wiki/Experiments/EdgePlasmaPhysics/ParticleFlux/TunnelProbe/Reports/session_7_Feb_2019_KatJira)) nebyl dobrý stav komory, takže výboje byly krátké a nepříliš kvalitní. Další použitelná data tak poskytla až čtvrtá série.

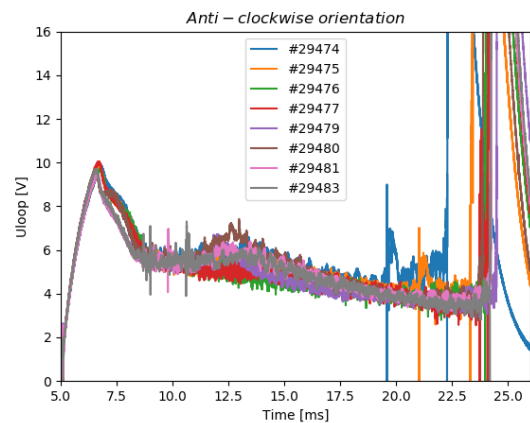
## 8.2 Druhá série měření

Pro dosažení co nejkvalitnějších výbojů byly parametry všech výbojů upraveny na hodnoty, které jsou uvedeny v tabulce 6 (zejména byl snížen tlak z 20 na 8 Pa), a sonda byla nabíjena na záporný potenciál -100 V. Díky takto upraveným parametrům se podařilo dosáhnout výbojů, jež svou délkou přesáhly 18 ms. Celkově bylo uskutečněno 14 výbojů s dopřednou orientací polí a 11 výbojů se zpětnou orientací polí.

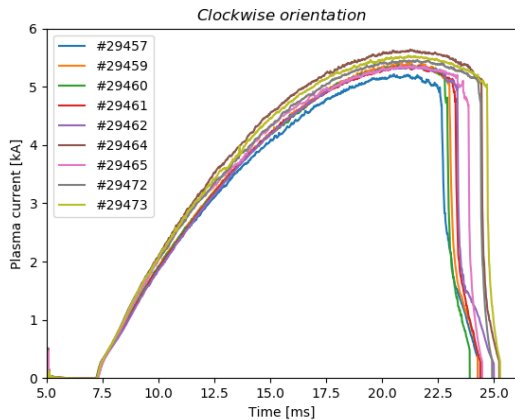
Grafy časového průběhu napětí na závit  $U_l$  a proudu plazmatem  $I_p$  jsou vykresleny na obrázcích 25-27. Je patrná dobrá reprodukovatelnost výbojů s dopřednou orientací polí a o něco větší rozptyl napětí na závit i proudu plazmatem u zpětné orientace polí. Stále by však mělo být možné dosáhnout dobrého měření profilu Machova čísla. Zajímavé je, že na rozdíl od první série není mezi proudy plazmatem u obou konfigurací tak velký rozdíl.



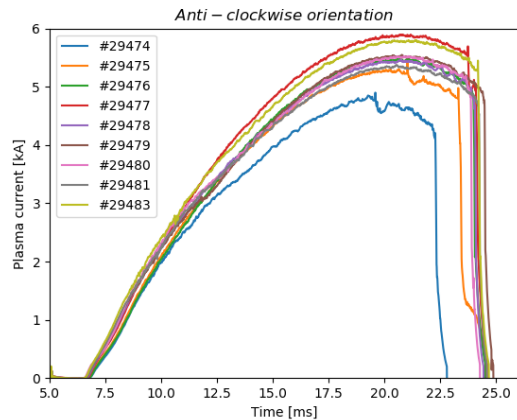
Obrázek 25: Závislost napětí na závit na čase pro výboje s dopřednou orientací polí. Druhá série.



Obrázek 24: Závislost napětí na závit na čase pro výboje se zpětnou orientací polí. Druhá série.



Obrázek 26: Závislost proudu plazmatem na čase pro výboje s dopřednou orientací polí. Druhá série.

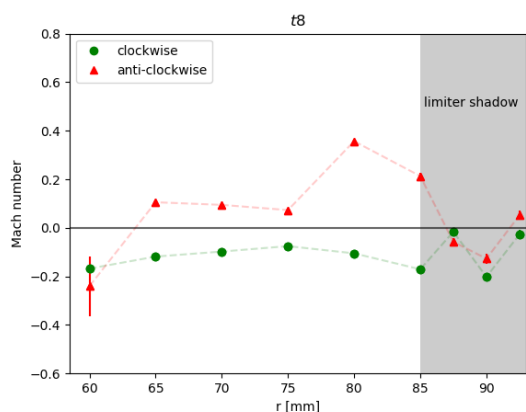


Obrázek 27: Závislost proudu plazmatem na čase pro výboje se zpětnou orientací polí. Druhá série.

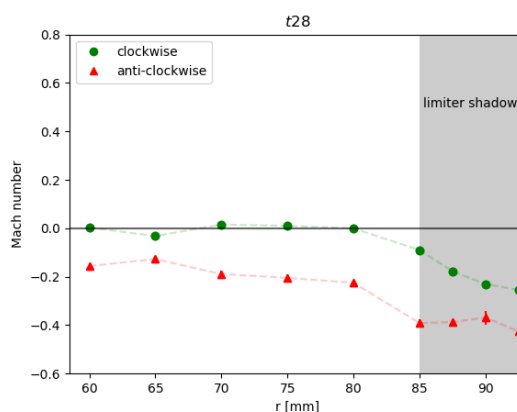
Když tyto výsledky porovnáme s výsledky z první série, zjistíme, že bylo dosaženo dvojnásobně vyšších hodnot proudu plazmatem a nižší hodnoty indukovaného napětí na závit, což jen potvrzuje již zmíněnou kvalitu těchto výbojů.

Grafy zobrazující vývoj Machova čísla v čase a jeho radiální profily najdeme v příloze B, příklad pak lze nalézt na obrázcích 28 a 29. Stejně jako tomu bylo u první zpracované série výbojů, i zde časová osa u grafů zobrazujících vývoj Machova čísla v čase začíná ve chvíli, kdy došlo k průrazu neutrálního plynu do plazmatu ( $t = 7,5$  ms) a končí časem, kdy došlo k jeho zániku ( $t = 23-25$  ms podle konkrétního výboje). Grafy znázorňující radiální profil Machova čísla byly vykreslovány po 0,5 ms úsecích v časech  $t_0 - t_{31}$ , přičemž hodnoty v čase  $t_0$  odpovídají průměrným hodnotám Machova čísla z prvního 500  $\mu$ s úseku po průrazu neutrálního plynu do plazmatu a v čase  $t_{31}$  jsou to poslední průměrné hodnoty Machova čísla z posledního 500  $\mu$ s úseku před zánikem plazmatu, kdy ještě bylo možné hodnoty Machova čísla vykreslit pro všechny výboje.



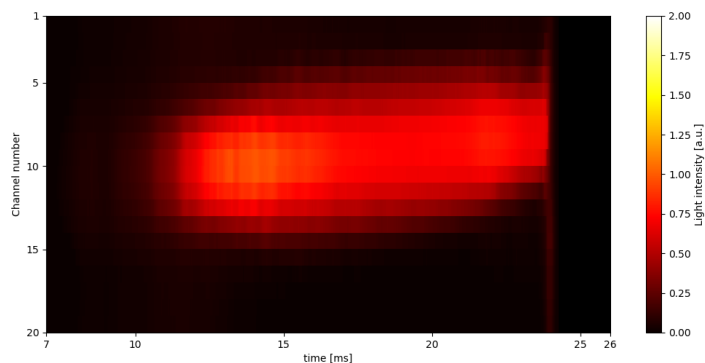


Obrázek 29: Graf závislosti Machova čísla na umístění sondy v čase  $t_8$ . Druhá série.



Obrázek 28: Graf závislosti Machova čísla na umístění sondy v čase  $t_{28}$ . Druhá série.

Z grafů je patrné, že u výbojů s dopřednou orientací polí se po většinu času Machovo číslo pohybovalo v záporných hodnotách, což naznačuje rotaci plazmatu proti směru hodinových ručiček, a tedy *proti* proudu plazmatem. (Tento závěr je shodný s výsledkem 1 z tokamaku TCV [10].) Hodnota Machova čísla se pohybuje mezi 0 a -0,3, což je poměrně malá, podzvuková rychlost. Na časovém záznamu je pak patrné, že na téměř všech sondách Machovo číslo mírně rostlo s časem. Tento jev si lze vysvětlit pohybem plazmatického sloupce přes sondu, přičemž Machovo číslo není v plazmatu samotném konstantní, ale mění se s poloměrem, plazma má tzv. diferenciální rotaci. Toto tvrzení podporuje měření pole bolometrů (viz obrázek 30) i výsledky 3 a 4 z tokamaku TCV. Na obrázku je zřejmé, že plazma se v průběhu výboje pomalu pohybuje směrem nahoru a na konci výboje udeří do horní části komory. Tento pohyb je na tokamaku GOLEM běžný a jeho potlačení se již roky věnují někteří studenti a absolventi (<http://golem.fjfi.cvut.cz/wiki/Infrastructure/Stabilization/>).



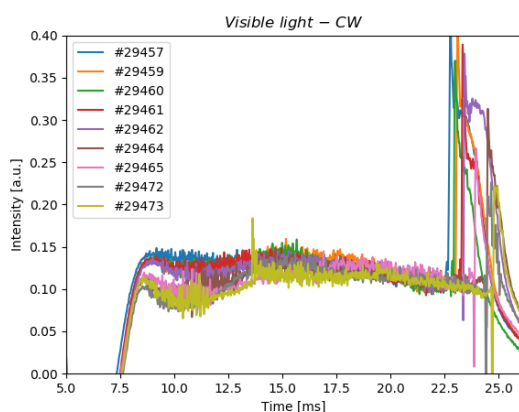
Obrázek 30: Snímek z bolometru pro výboj #29480. Ze snímku je vidět pohyb plazmatu směrem nahoru.

U výstřelů se zpětnou orientací polí je z časového záznamu vidět, že Machovo číslo na téměř všech sondách nejprve roste a následně klesá. V maximu tohoto vývoje vidíme na radiálních polohách 65, 70, 80 a 85 mm Machovo číslo kladné (tedy kromě polohy 60 a 75 mm, o kterých se zmíníme dále, to platí všude, kam nedopadá stín limiteru). Plazma tedy rotuje po směru hodinových ručiček, tedy opět *proti* proudu plazmatem.

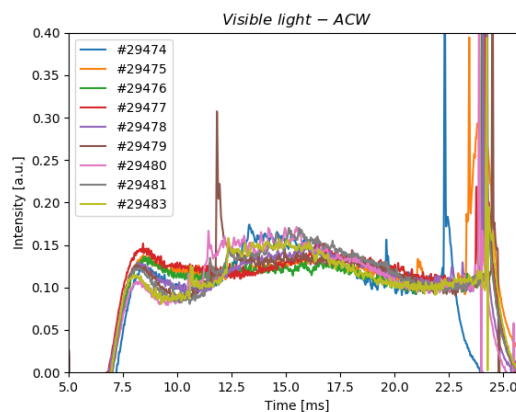
U výboje #29483 ( $r = 60$  mm) se Machovo číslo pohybuje převážně v záporných hodnotách, což nesouhlasí s předchozím závěrem, že hluboko v plazmatu by mělo být Machovo číslo kladné. To

by mohlo být způsobeno příliš velkým zasunutím sondy do komory, která tak mohla svou přítomností plazma narušit. Takové narušení by však mělo být viditelné na záznamu napětí na závit, které s klesající kvalitou plazmatu roste. (Typickým jevem při měření profilu jakoukoli sondou je, že od určité hloubky zasunutí dále začne napětí na závit výstřel od výstřelu stoupat, až nakonec vůbec nedojde k průrazu.) Nemůžeme tedy hypotézu, proč je v tomto výboji Machovo číslo tak nízké, s jistotou potvrdit.

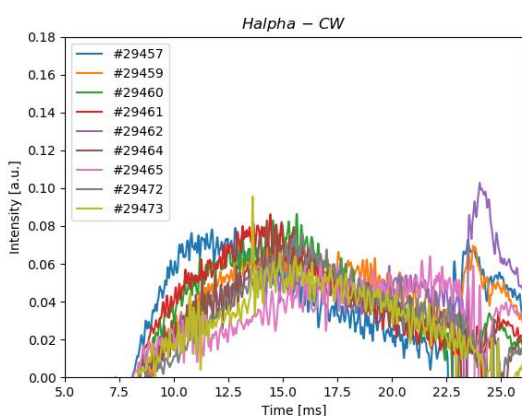
Při umístění sondy 75 mm od středu komory u výboje #29479 pozorujeme stejně jako v sousedních radiálních polohách (70 a 80 mm) zpočátku nárůst hodnoty Machova čísla. Tento růst je však přerušen v čase 12 ms, kdy na rozdíl od výstřelů se sondou umístěnou ve vedlejších radiálních polohách Machovo číslo klesá místo toho aby dále rostlo, případně stagnovalo. Abychom zjistili, co se v tento moment stalo, byly vykresleny grafy časové závislosti vyzařování viditelného světla a plazmatického záření v oblasti spektra  $\lambda = 656,3$  nm, měřené fotodiodou s  $H_{\alpha}$  filtrem. Porovnání těchto parametrů pro jednotlivé série výbojů můžeme vidět na následujících obrázcích.



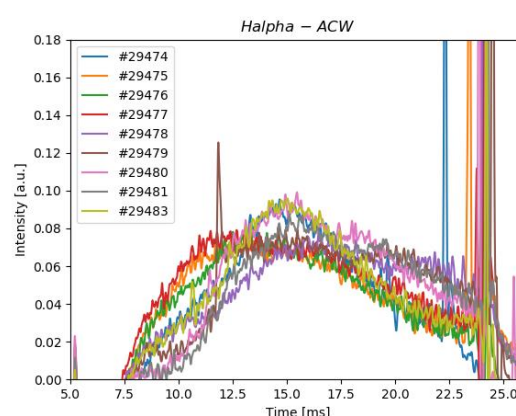
Obrázek 33: Graf zobrazující intenzitu záření plazmatu v oblasti viditelného světla v čase pro výboje s dopřednou orientací polí. Druhá série.



Obrázek 32: Graf zobrazující intenzitu záření plazmatu v oblasti viditelného světla v čase pro výboje se zpětnou orientací polí. Druhá série.



Obrázek 34: Graf zobrazující intenzitu záření vodíkové čáry  $H_{\alpha}$  v čase pro výboje s dopřednou orientací polí. Druhá série.



Obrázek 31: Graf zobrazující intenzitu záření vodíkové čáry  $H_{\alpha}$  v čase pro výboje se zpětnou orientací polí. Druhá série.

U výboje #29479 je jak na obrázku 31, tak na obrázku 34 pozorován okolo  $t = 12$  ms náhlý nárůst intenzity záření, který zřejmě vedl k ochlazení plazmatu, poklesu Machova čísla a tedy i jeho toroidální rychlosti. Příčinou takového náhlého vyzáření by mohla být například interakce plazmatu se stěnou komory. Ač se obě diagnostiky vyzařování plazmatu na této události shodnou, je zajímavé, že na záznamu napětí na závit a proudu plazmatem opět nic neobvyklého vidět není. (Vlivem vyzáření části energie plazmatu bychom očekávali pokles  $I_p$  a nárůst  $U_i$ .) Ani toto vysvětlení tedy není stoprocentní.

Při blížícím se zániku plazmatu se Machovo číslo u výbojů se zpětnou orientací polí dostává z kladných hodnot do záporných a naopak u výbojů s dopřednou orientací polí má Machovo číslo tendenci změnit znaménko a dostat se ze záporných hodnot do kladných. To by mohlo být způsobeno driftováním plazmatického sloupce směrem nahoru v průběhu výboje, pokud bychom tedy v souladu s výsledky z tokamaku TCV předpokládali, že se plazma v oblasti na okraji plazmatického sloupce pohybuje jiným směrem než plazma v centru plazmatického sloupce. Pohyb plazmatu směrem nahoru dokumentují obrázky získané z měření bolometru. Při bližším pohledu na časový vývoj Machova čísla v první sérii výbojů pozorujeme shodné chování. To, že v oblasti limiteru k žádné takové změně znaménka ke konci výboje nedochází a Machovo číslo zůstává pro obě orientace polí záporné, by mohlo naznačovat, že je zde plazmatický sloupec příliš vysoko a sonda do něj už nezasahuje. Machovo číslo tak představuje směr, kterým je blíže k limiteru, budeme-li tedy předpokládat, že ze směru, kterým je limiter blíže, na sondu dopadá méně iontů než ze strany, kterým je limiter dál.

Při porovnání absolutní hodnoty Machova čísla u obou konfigurací zjistíme, že při zpětné orientaci polí jsou hodnoty podstatně vyšší. To by naznačovalo, že se plazma pohybuje rychleji. Příčiny vzniku tohoto jevu ale zatím nebyly objasněny. Mohla by však existovat souvislost s jevem pozorovaným v první sérii, a to že u zpětné orientace polí je znatelně vyšší proud plazmatem.

## 9 Závěr a diskuze

Porozumění procesům způsobujícím rotaci plazmatu je velice důležité pro stavbu a provoz budoucích velkých tokamaků, případně budoucích termojaderných elektráren, a může na nich záviset i jejich samotná životnost. Cílem této práce bylo určení vlivu obrácení magnetického a elektrického pole na směr rotace plazmatu na tokamaku GOLEM.

V první části práce byl popsán princip jaderné fúze a možné způsoby jejího uskutečnění v pozemských podmínkách. Dále jsme se zaměřili na momentálně nejperspektivnější typ zařízení pro uskutečnění této reakce a jejího budoucího využití k výrobě elektrické energie, tokamak. Popsali jsme princip jeho fungování a uvedli jsme základní fyzikální parametry s ním spojené a jejich možné měření či výpočet.

Dále jsme se zaměřili na základní diagnostiky a sondová měření, která lze provést na tokamaku GOLEM. Zmínili jsme se o teorii měření Langmuirovy sondy a o tunelové sondě a uvedli jsme, které veličiny jimi lze v okrajovém plazmatu měřit.

V experimentální části byly provedeny dvě série měření, ke kterým jsme využili dvojitou tunelovou sondu a následným výpočtem jsme určili a vykreslili do grafů závislost Machova čísla na čase a na vzdálenosti umístění sondy od středu komory. Pro určení reprodukovatelnosti výbojů a následné vyhodnocení výsledků byly také vykresleny grafy zobrazující základní parametry plazmatu jako je proud plazmatem, napětí na závit, intenzita záření plazmatu ve viditelném spektru a na spektrální vlnové délce  $\lambda = 656,3$  nm.

Analýzou dat jsme zjistili, že plazma má tendenci měnit směr toroidální rotace se změnou směru magnetického a elektrického pole a směr pohybu plazmatu je opačný k proudu plazmatem. Také jsme po vykreslení grafů zobrazující radiální profil Machova čísla pozorovali, že v blízkosti středu plazmatického sloupce se plazma pohybuje proti proudu plazmatem a naopak na samém okraji plazmatického sloupce po proudu plazmatem. Tyto poznatky se shodují se závěry dřívějších výzkumů na jiných tokamacích a můžeme je tedy považovat za poměrně důvěryhodné.

Po porovnání dopředné a zpětné orientace polí bylo u první série výbojů zjištěno, že u zpětné orientace bylo dosaženo vyšších hodnot proudu plazmatem. V druhé sérii měření byly u výbojů se zpětnou orientací pozorovány vyšší absolutní hodnoty Machova čísla. Proč k těmto jevům dochází, nebylo objasněno a mohou se tak stát podnětem pro případná další zkoumání.

# Bibliografie

- [1] M. Řípa, J. Mlynář, V. Weinzettl a F. Žáček, Řízená termojaderná fúze pro každého, Praha: Svět energie, 2011.
- [2] L. Pekárek, Termonukleární energie, Praha: ORBIS, 1959.
- [3] P. Mácha, „Měření základních parametrů plazmatu pomocí kombinované ball-pen a Langmuirovy sondy na tokamaku GOLEM,“ 2018. [Online]. Available: [https://physics.fjfi.cvut.cz/publications/FTTF/BP\\_Petr\\_Macha.pdf](https://physics.fjfi.cvut.cz/publications/FTTF/BP_Petr_Macha.pdf).
- [4] Z. Horová, „Fyzweb | hvizdy | Všechno začalo hvízdáním telefonu | Plazma,“ [Online]. Available: [http://fyzweb.cz/materialy/hvizdy/5\\_plazma.pdf](http://fyzweb.cz/materialy/hvizdy/5_plazma.pdf).
- [5] P. Kulhánek, I. Havlíček, J. Rozehnal a D. Břeň, „Aldebaran | Astrofyzika | Plazmový vesmír | Co je to plazma?,“ 2018. [Online]. Available: <https://www.aldebaran.cz/astrofyzika/plazma/basics.php>.
- [6] O. Ficker, O. Grover, R. Guirlet, J. Krbec, G. Pokol, J. Stöckel a M. Vlaine, „Magnetic confinement of high temperature plasma at the Golem tokamak. Úloha 13. praktikum II,“ [Online]. Available: <http://golem.fjfi.cvut.cz/wiki/TrainingCourses/KFpract/18/docum.pdf>.
- [7] V. Svoboda, „Vysokoteplotní plazma na tokamaku Golem. Úloha 13. Fyzikální praktikum II,“ [Online]. Available: <http://golem.fjfi.cvut.cz/wiki/TrainingCourses/KFpract/15/Basics/uloha13A.pdf>.
- [8] J. Stöckel, „Udržení energie v tokamacích –Globální doba udržení energie – definice –Příklad – COMPASS –Lokální energetická bilance –Globální částicová bilance J. Stockel,“ [Online]. Available: <https://slideplayer.cz/slide/3656491/>.
- [9] „Fúze, to není jen vtip III: Magnetické udržení,“ 9 Únor 2014. [Online]. Available: <http://atominfo.cz/2014/02/fuze-to-neni-jen-vtip-iii-magneticke-udrzeni/>.
- [10] A. Scarabosio, A. Bortolon, B. P. Duval, A. Karpushov a A. Pochelon, „Plasma Physics and Controlled Fusion: Toroidal plasma rotation in the TCV tokamak,“ 10 Duben 2006. [Online]. Available: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0741-3335/48/5/012/pdf>.
- [11] „Wikipedia: Ion acoustic wave,“ 31 červenec 2018. [Online]. Available: [https://en.wikipedia.org/wiki/Ion\\_acoustic\\_wave](https://en.wikipedia.org/wiki/Ion_acoustic_wave).
- [12] onde, „An introduction to Langmuir probe,“ 28 Květen 2011. [Online]. Available: <http://plasmalab.aero.upm.es/~lcl/PlasmaProbes/Probes-2010-2.pdf>.
- [13] M. Zanáška, „Měření potenciálu plazmatu pomocí ball-pen a Langmuirovy sondy,“ 2013. [Online]. Available: <https://is.cuni.cz/webapps/zzp/detail/122235/>.

- [14] E. Hejnová, „Určení celkové chyby přímých měření,“ 27 listopad 2018. [Online]. Available: [http://physics.ujep.cz/~ehejnova/UTM/prezentace/10\\_prezentace\\_UTM\\_celkova\\_chyba\\_nepri\\_ma\\_mereni.pdf?fbclid=IwAR2wnALzXgjbTbe5LR9JF0jI4VfeRehLv2m\\_MYyccMJRHcaGB yMIHPE44Wk](http://physics.ujep.cz/~ehejnova/UTM/prezentace/10_prezentace_UTM_celkova_chyba_nepri_ma_mereni.pdf?fbclid=IwAR2wnALzXgjbTbe5LR9JF0jI4VfeRehLv2m_MYyccMJRHcaGB yMIHPE44Wk).
- [15] J. Mlynář, „Úvod do termojaderné fúze3: Kritéria pro užitečný reaktor1 Úvod do termojaderné fúze Jan Mlynář 3. Kritéria pro užitečný reaktor Energetická bilance plazmatu,“ [Online]. Available: <https://slideplayer.cz/slide/3631939/>.
- [16] J. Mlynář, „O symetrii tokamaku,“ 2009. [Online]. Available: [http://www.ipp.cas.cz/miranda2/export/sitesavcr/ufp/vedecka\\_struktura\\_ufp/tokamak/popularizace/pdf/09-4\\_207-212\\_Mlynar\\_O\\_symetrii\\_tokamaku.pdf](http://www.ipp.cas.cz/miranda2/export/sitesavcr/ufp/vedecka_struktura_ufp/tokamak/popularizace/pdf/09-4_207-212_Mlynar_O_symetrii_tokamaku.pdf).

# Seznam obrázků

Obrázek 1: Závislost klidové hmoty nukleonu na počtu nukleonů v jádře [1].....	9
Obrázek 2: Základní schéma tokamaku. Převzato z [7]. .....	11
Obrázek 3: $\tau_e$ jako charakteristická časová konstanta rozpadu energie $W_p$ . Převzato z [6]. .....	14
Obrázek 4: Důsledky obrácení proudu plazmatem a toroidálního magnetického pole v tokamaku. Vlevo dvojice CW + CW, vpravo ACW + ACW. Převzato z [16]. .....	15
Obrázek 5: Ukázka interakce plazmatu se stěnou komory při rozdílném tvaru silokřivek. Použito s laskavým svolením Ing. Kateřiny Jirákové .....	15
Obrázek 6: Schéma tokamaku GOLEM pro nastavení parametrů výboje. Převzato z [7]. .....	19
Obrázek 7: Příklad výboje na tokamaku GOLEM, výboj #29480. Zobrazen je časový průběh napětí na závit, proudu plazmatem a toroidálního magnetického pole.....	20
Obrázek 8: Základní diagnostický systém tokamaku GOLEM Převzato z [7]. .....	21
Obrázek 9: Ideální V-A charakteristika pro Langmuirovu sondu. Převzato z [6]. .....	23
Obrázek 10: Uspořádání experimentu. Použito s laskavým svolením RNDr. Jana Stöckela, CSc... ..	24
Obrázek 11: Dvojitá tunelová sonda uvnitř komory tokamaku, v pravém horním rohu přiblížení její hlavičky.....	25
Obrázek 12: Dvojitá tunelová sonda včetně manipulátoru. ....	25
Obrázek 13: Graf závislosti proudu plazmatem na čase pro srovnání reprodukovatelnosti 2. a 4. série výbojů s CW orientací polí. ....	26
Obrázek 14: Graf závislosti napětí na závit na čase pro srovnání reprodukovatelnosti 2. a 4. série výbojů s CW orientací polí.....	26
Obrázek 15: Schéma zapojení dvojitě tunelové sondy do obvodu. ....	27
Obrázek 16: Příklad vyhlazeného signálu jedné z elektrod, výboj #29480.....	29
Obrázek 17: Příklad nevyhlazeného signálu jedné z elektrod, výboj #29480.....	29
Obrázek 19: Závislost proudu plazmatem na čase pro výboje se zpětnou orientací polí. První série. ....	30
Obrázek 18: Závislost proudu plazmatem na čase pro výboje s dopřednou orientací polí. První série. ....	30
Obrázek 20: Závislost napětí na závit na čase pro výboje s dopřednou orientací polí. První série. ....	30
Obrázek 21: Závislost napětí na závit na čase pro výboje se zpětnou orientací polí. První série..	30
Obrázek 22: Graf závislosti Machova čísla na umístění sondy v čase $t_9$ . První série.....	31
Obrázek 23: Graf závislosti Machova čísla na umístění sondy v čase $t_8$ . První série. ....	31
Obrázek 24: Závislost napětí na závit na čase pro výboje se zpětnou orientací polí. Druhá série. ....	32
Obrázek 25: Závislost napětí na závit na čase pro výboje s dopřednou orientací polí. Druhá série. ....	32
Obrázek 26: Závislost proudu plazmatem na čase pro výboje s dopřednou orientací polí. Druhá série. ....	32
Obrázek 27: Závislost proudu plazmatem na čase pro výboje se zpětnou orientací polí. Druhá série. ....	32
Obrázek 29: Graf závislosti Machova čísla na umístění sondy v čase $t_{28}$ . Druhá série.....	33
Obrázek 28: Graf závislosti Machova čísla na umístění sondy v čase $t_8$ . Druhá série.....	33
Obrázek 30: Snímek z bolometru pro výboj #29480. Ze snímku je vidět pohyb plazmatu směrem nahoru. ....	33
Obrázek 34: Graf zobrazující intenzitu záření vodíkové čáry $H_\alpha$ v čase pro výboje se zpětnou orientací polí. Druhá série.....	34

Obrázek 31: Graf zobrazující intenzitu záření plazmatu v oblasti viditelného světla v čase pro výboje se zpětnou orientací polí. Druhá série.....	34
Obrázek 32: Graf zobrazující intenzitu záření plazmatu v oblasti viditelného světla v čase pro výboje s dopřednou orientací polí. Druhá série.....	34
Obrázek 33: Graf zobrazující intenzitu záření vodíkové čáry $H_{\alpha}$ v čase pro výboje s dopřednou orientací polí. Druhá série.....	34

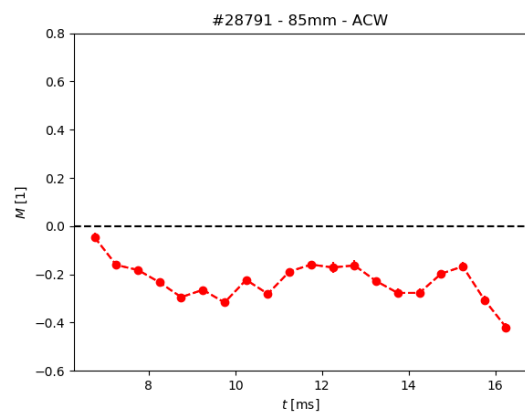
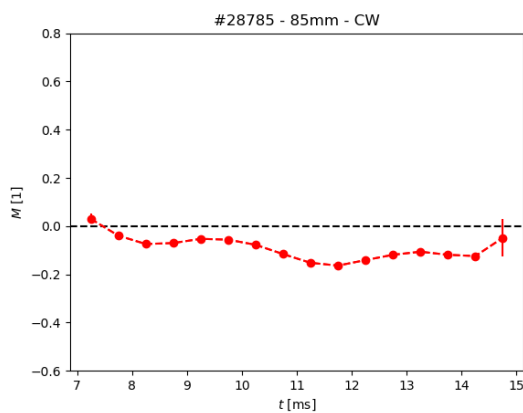
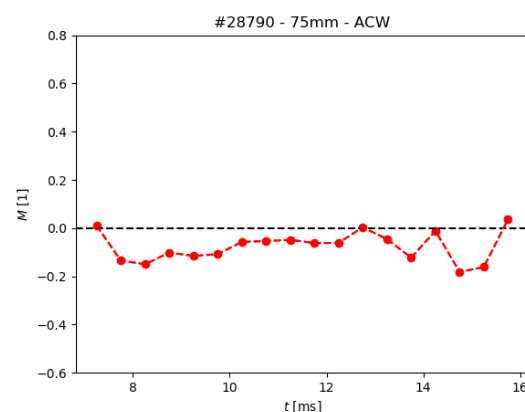
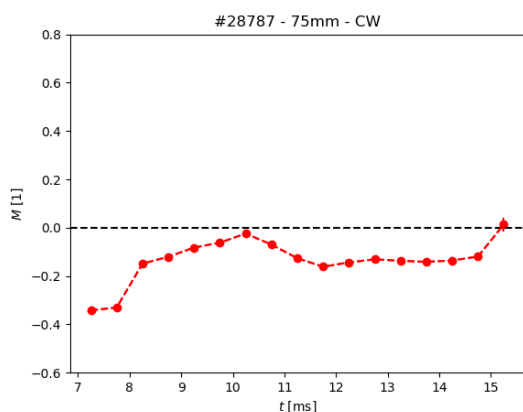
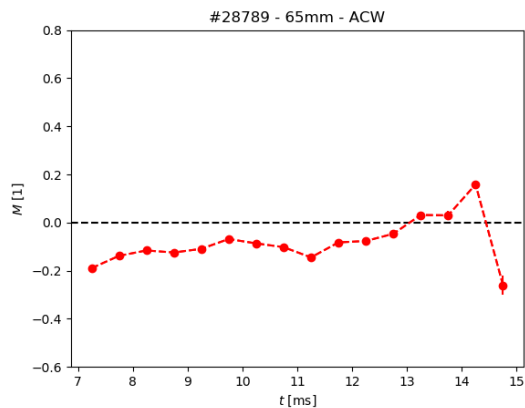
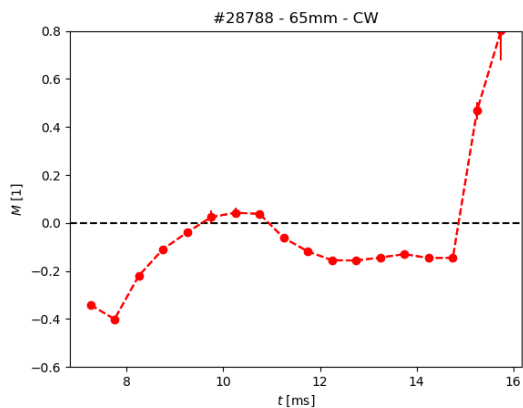
## Seznam tabulek

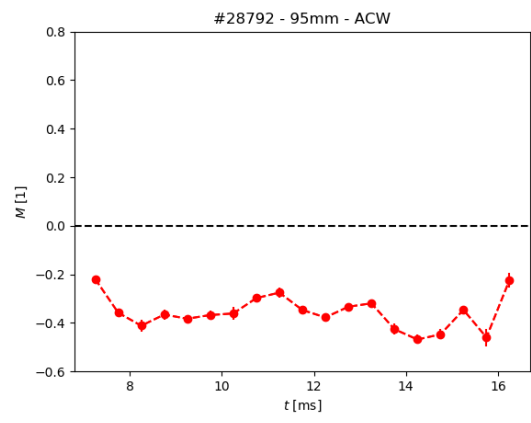
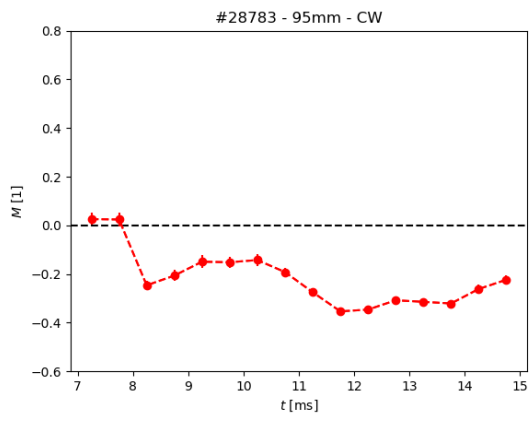
Tabulka 1: Přehled principiálně využitelných slučovacích reakcí lehkých prvků.....	9
Tabulka 2: Základní parametry Tokamaku GOLEM. Převzato z [7].....	12
Tabulka 3: Seznam výbojů pro povedené série měření 1 (ze dne 6. 12. 2018) a 4 (ze dne 8. 2. 2019).....	28
Tabulka 7: Parametry výbojů pro 1. sérii měření a výboj #29445 z 3. série měření.....	28
Tabulka 4: Parametry pro výboje #29447 a #29448 z 3. série měření.....	28
Tabulka 5: Parametry výbojů pro 2. sérii měření a výboje #29444 a #29446 z 3 série měření. .	28
Tabulka 6: Parametry výbojů pro 4. sérii měření.....	28
Tabulka 8: Seznam výbojů pro nepovedené série měření 2 (ze dne 24. 1. 2019) a 3 (ze dne 7. 2. 2019).....	28



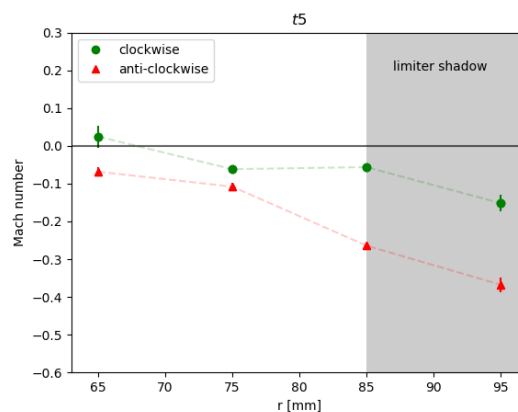
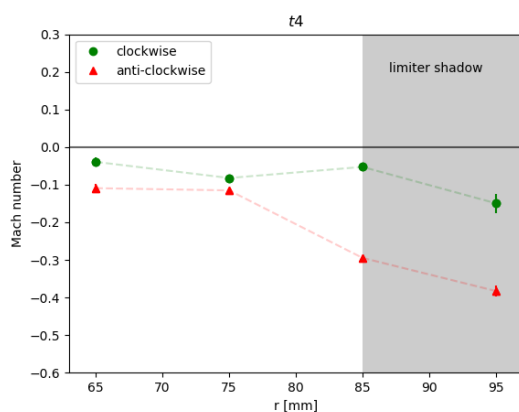
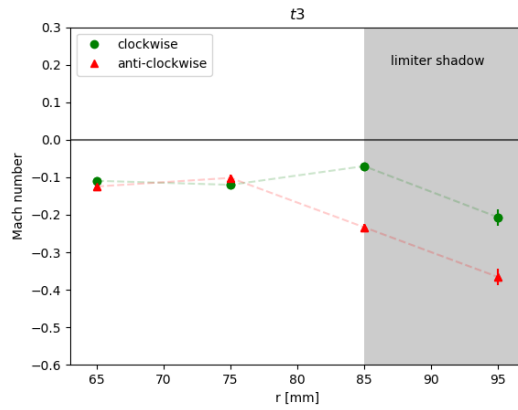
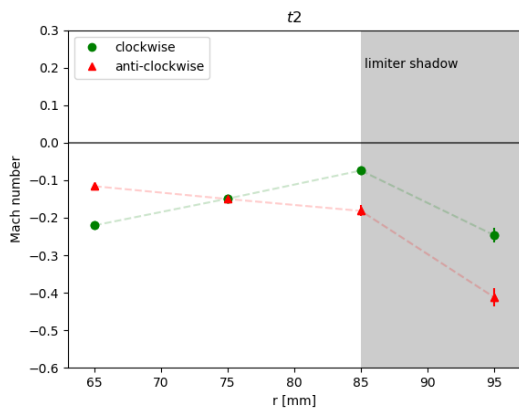
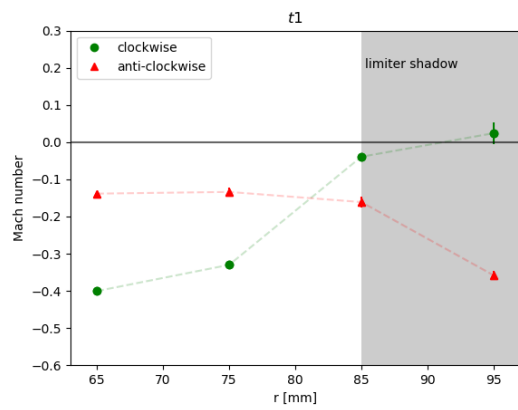
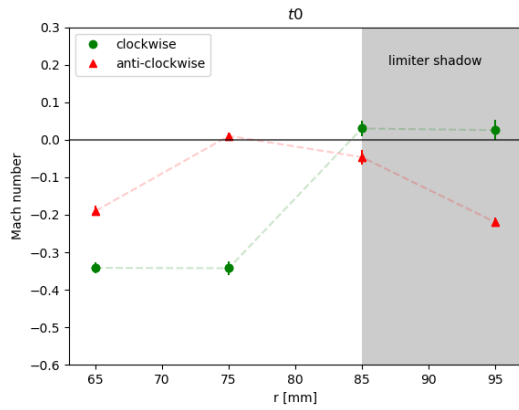
# Příloha A

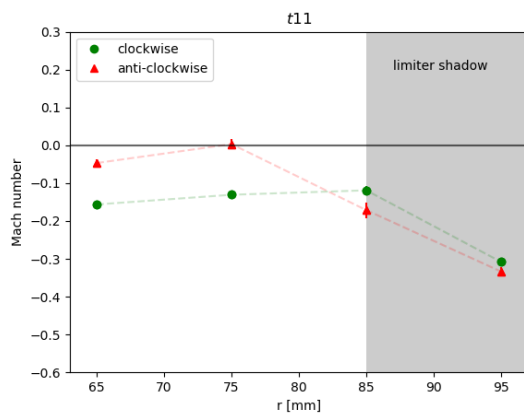
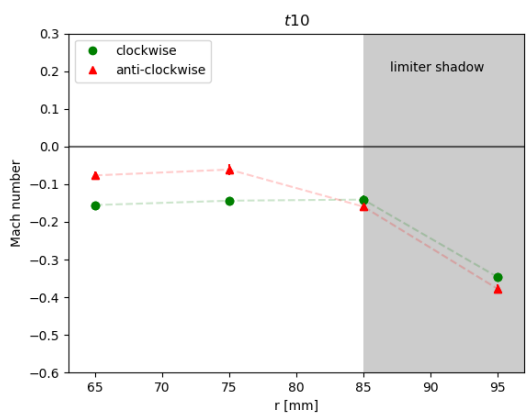
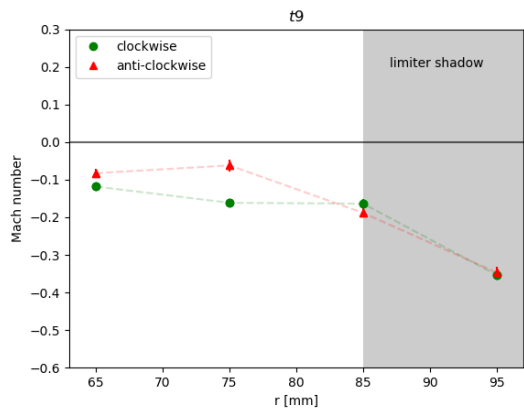
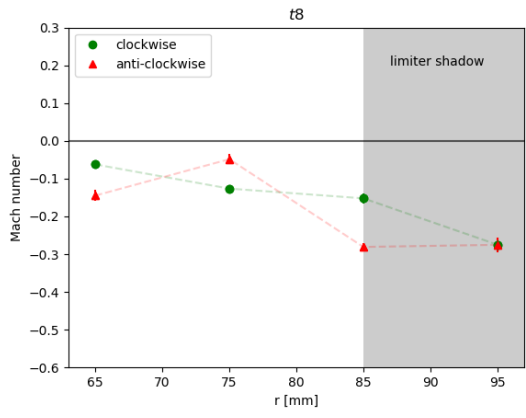
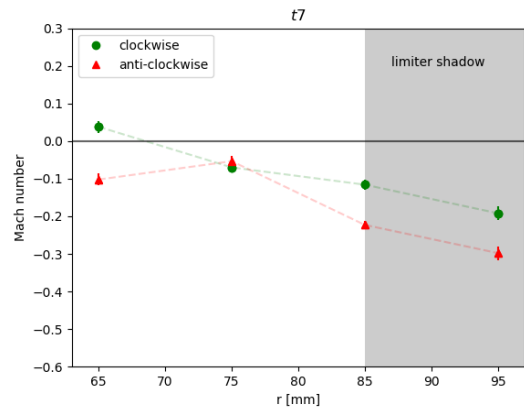
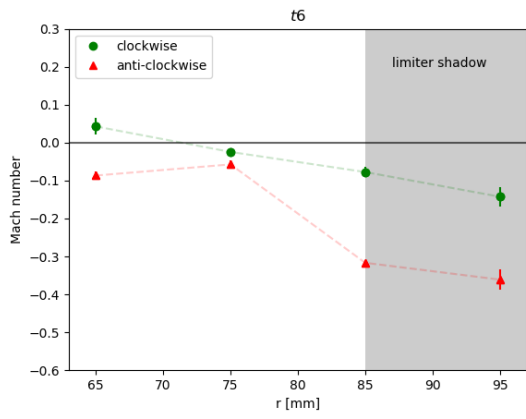
## Vývoj Machová čísla v čase pro výboje z prvního experimentálního měření (#28783 - #28792)

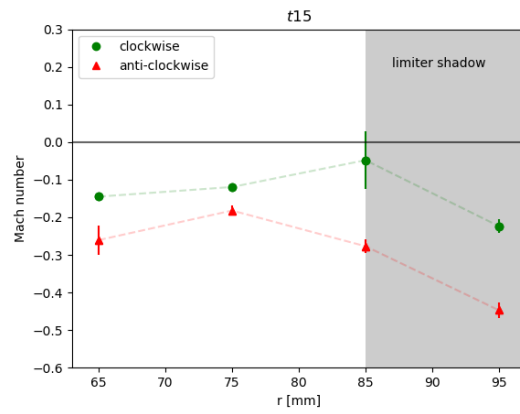
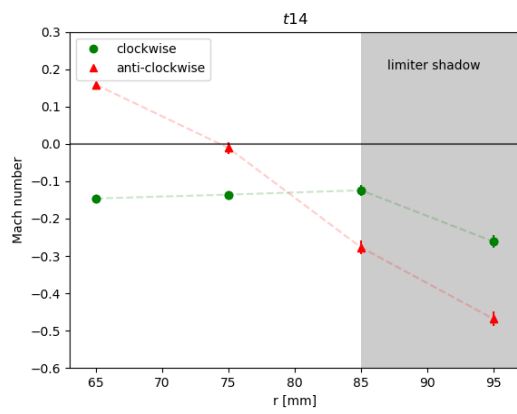
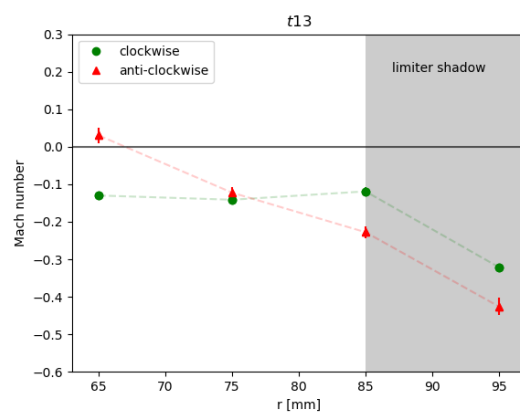
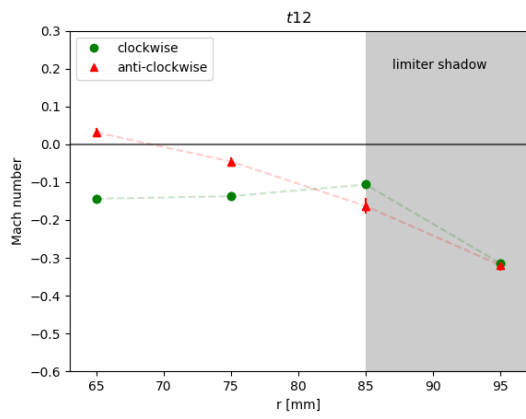




# Radiální profily Machova čísla pro výboje #28783 - #28792 v čase $t_0 - t_{15}$

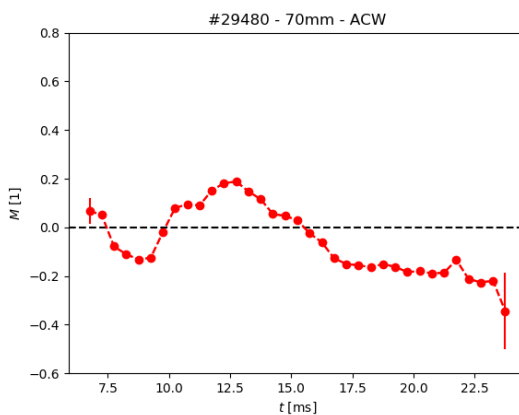
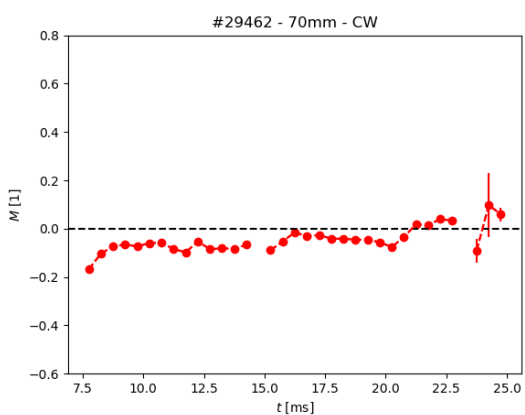
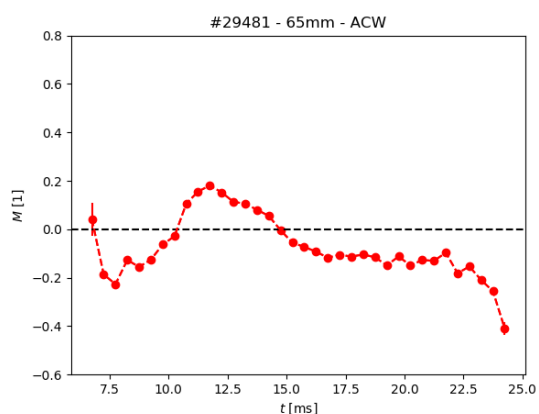
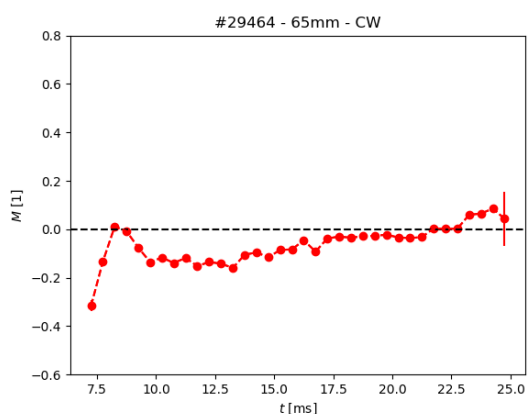
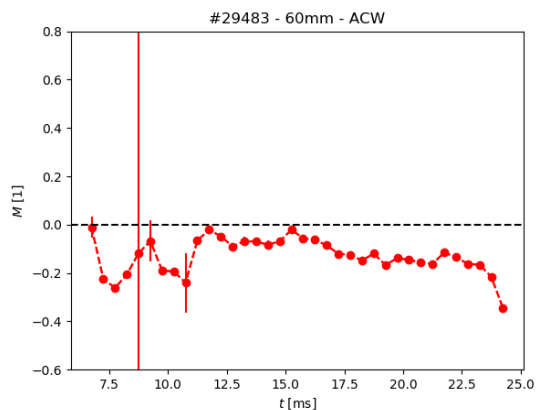
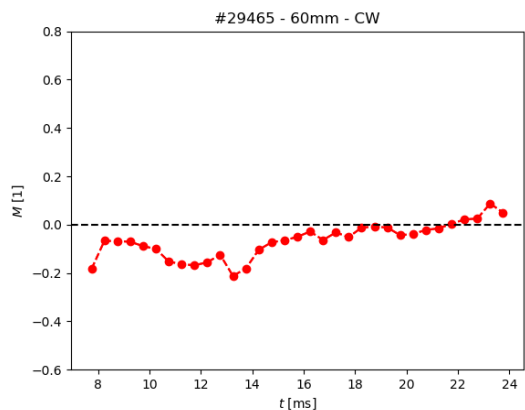


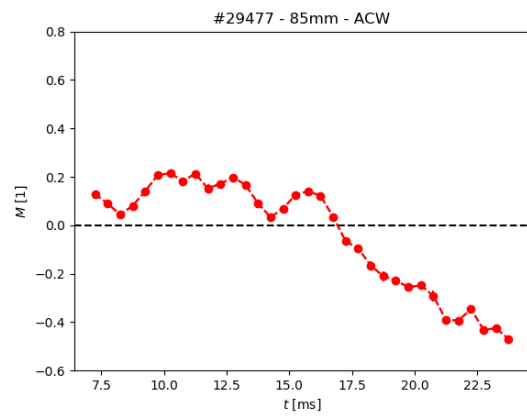
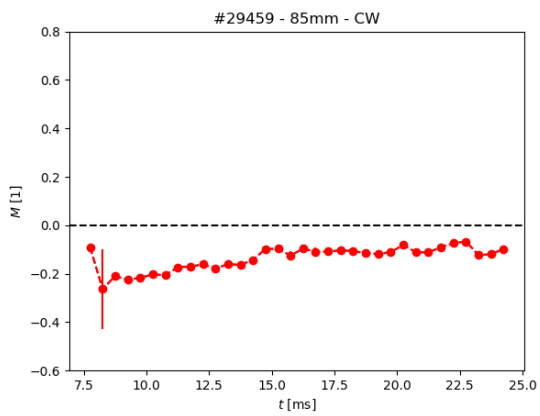
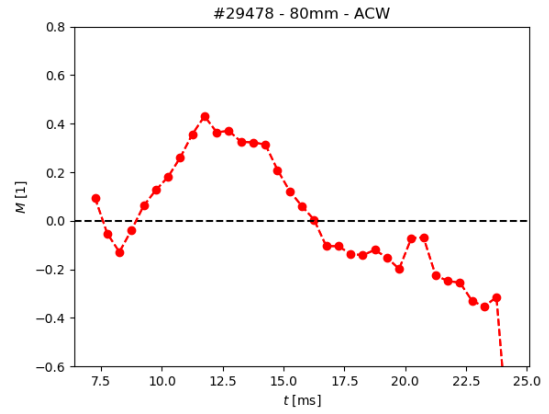
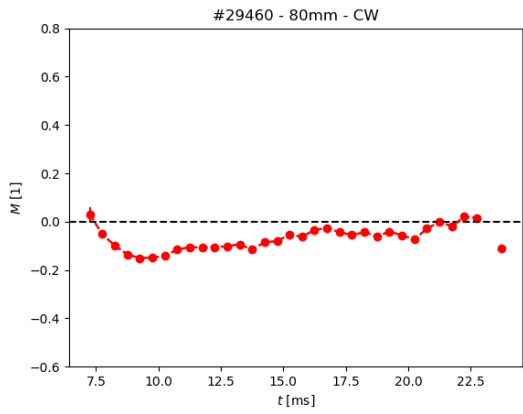
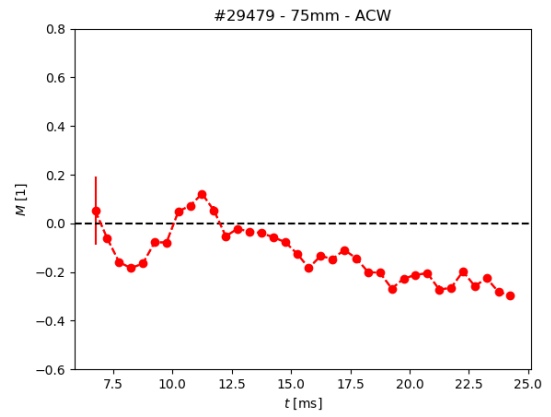
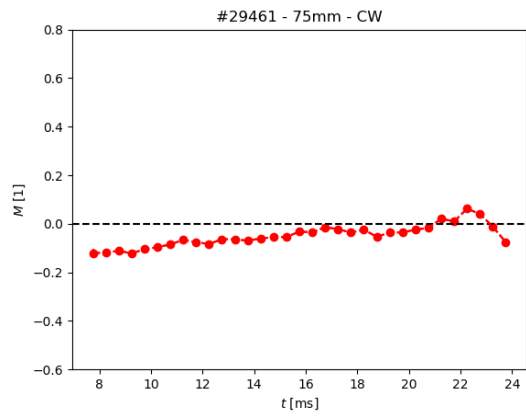


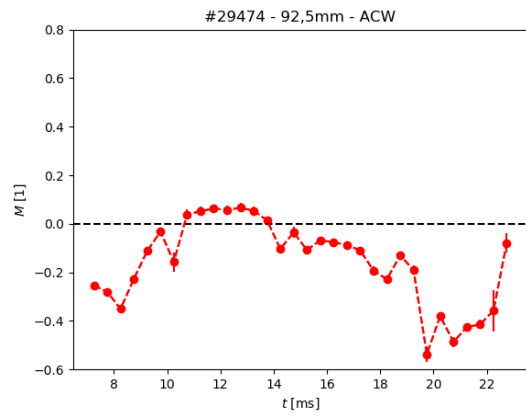
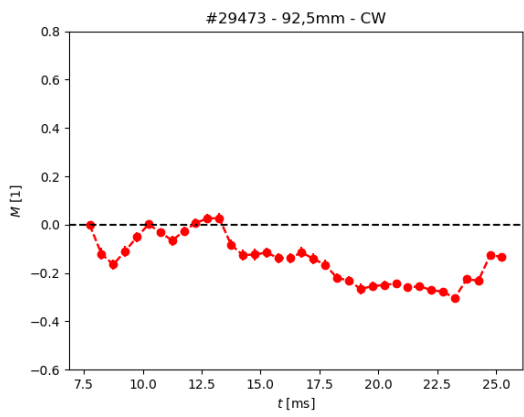
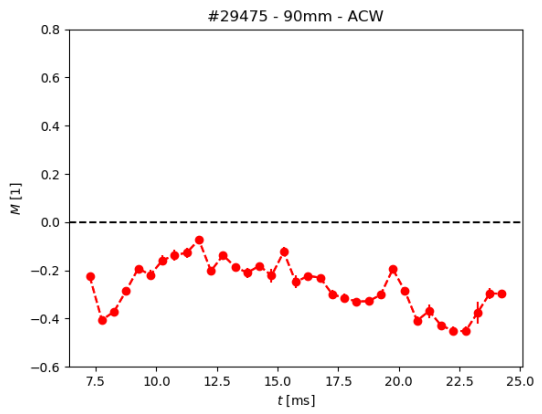
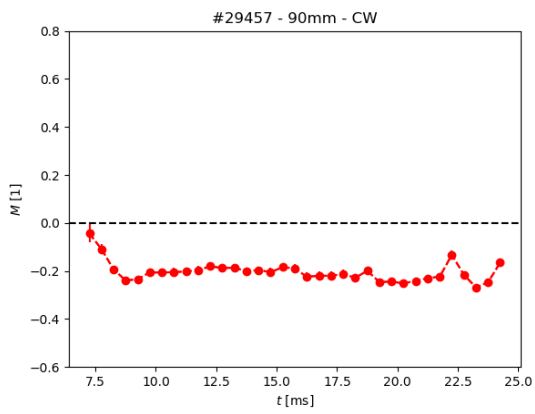
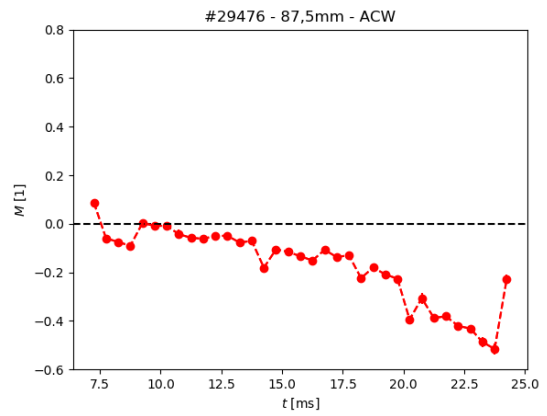
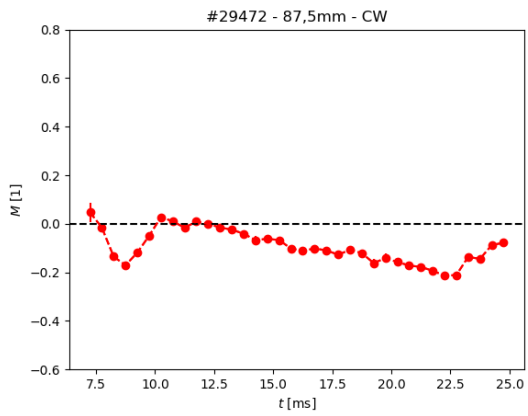


# Příloha B

## Vývoj Machova čísla v čase pro výboje druhého experimentálního měření (#29457 - #29483)









# Radiální profily Machova čísla pro výboje #29457 - #29483 v čase $t_0 - t_{31}$

