

Bakalářská práce



České
vysoké
učení technické
v Praze

F4

Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská
Katedra fyziky

Aplikace segmentovaných polovodičových detektorů pro diagnostiku ubíhajících elektronů

Marek Tunkl

Školitel: Ing. Michal Marčíšovský, Ph.D.
Obor: Fyzika a technika termojaderné fúze
Červenec 2019



Katedra: fyziky

Akademický rok: 2018/2019

ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

Student: Marek Tunkl

Studijní program: Aplikace přírodních věd

Obor: Fyzika a technika termojaderné fúze

Název práce: Aplikace segmentovaných polovodičových detektorů pro diagnostiku
(česky) ubíhajících elektronů

Název práce: Application of segmented semiconductor detectors for runaway electron
(anglicky) diagnostics

Pokyny pro vypracování:

1. Fyzika termojaderné fúze a používaných zařízení
2. Ubíhající elektrony a jejich charakteristika
3. Polovodičové detektory záření
4. Analýza experimentálních dat a srovnání s existujícími metodami diagnostiky

Doporučená literatura:

1. P. Kulhánek: Úvod do teorie plazmatu, AGA, 2011
2. J. Wesson: TOKAMAKS, Oxford University Press, 2011
3. G. F. Knoll: Radiation Detection and Measurement, Wiley, 2010
4. G. Lutz: Semiconductor Radiation Detectors, Springer, 1999

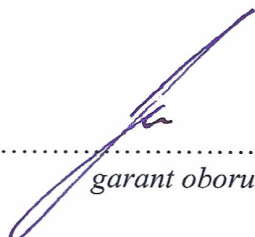
Jméno a pracoviště vedoucího bakalářské práce:

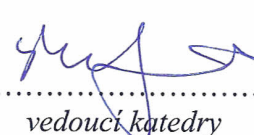
Ing. Michal Marčíšovský, Ph.D.
FJFI ČVUT v Praze

Datum zadání bakalářské práce: 22.10.2018

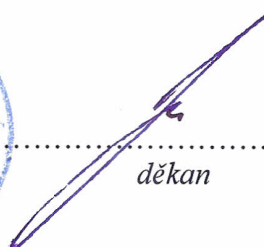
Termín odevzdání bakalářské práce: 08.07.2019

Doba platnosti zadání je dva roky od data zadání.


.....
garant oboru


.....
vedoucí katedry




.....
děkan

V Praze dne 22.10.2018

Poděkování

Děkuji Ing. Michalovi Marčišovskému, Ph.D. za pomoc při vedení bakalářské práce, za jeho podnětné připomínky a odborné rady, bez nichž by tato práce nemohla vzniknout. Rád bych také poděkoval týmu z Centra aplikované fyziky a pokročilých detekčních systémů za podporu a za možnost využívat jím vyvinuté zařízení. Dále děkuji Ing. Vojtěchu Svobodovi, CSc. za možnost měřit na tokamaku GOLEM. V poslední řadě chci poděkovat všem, kteří mě při psaní této práce podpořili.

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci vypracoval samostatně a použil jsem pouze podklady uvedené v příloženém seznamu.

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

V Praze, 8. července 2019

.....
Marek Tunkl

Abstrakt

Při plazmatickém výboji v tokamacích může být část elektronů urychlena k relativistickým rychlostem. Tyto, takzvané ubíhající elektrony (RE), mohou poškodit části komory vystavené plazmatu a přilehlou diagnostiku. U velkých zařízení jako je právě budovaný tokamak ITER, by mohlo být takovéto poškození fatální. Polovodičové detektory jsou široce používány ve fyzice vysokých energií jako dráhové detektory. Tento typ detektorů by mohl být novým typem diagnostiky RE. PH32 vyčítací čip pro polovodičové detektory je vyvíjen Centrem aplikované fyziky a pokročilých detekčních systémů na FJFI, ČVUT. Stripový detektor na bázi tohoto čipu byl použit k přímé diagnostice ubíhajících elektronů uvnitř komory. Naměřená data byla porovnána s existujícími diagnostikami. Ve většině případů odpovídají data polovodičového detektoru měření tvrdého rentgenového záření (HXR). V ostatních případech byl rozdíl diskutován.

Klíčová slova: PH32, polovodičové detektory, tokamak, ubíhající elektrony

Školitel: Ing. Michal Marčíšovský,
Ph.D.
Katedra fyziky,
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská
ČVUT v Praze

Abstract

During plasma discharge in tokamaks, part of electrons can be accelerated to relativistic velocities. These so-called runaway electrons (RE) can cause severe damage to plasma-facing components or adjacent diagnostics. This damage can be critical for the operation of large devices such as currently developed tokamak ITER. Semiconductor detectors are widely used in high energy physics as particle tracking detectors. This type of detector can be a new form of RE diagnostics. Readout chip for semiconductor detectors PH32 is being developed by the Center of Applied Physics and Advanced Detection Systems, FNSPE, CTU. Strip detector based on this chip has been used as an in-vessel diagnostic for direct detection of runaway electrons. Measured data were compared with existing diagnostics. In most cases data from semiconductor detector match hard X-ray (HXR) measurements. In other cases, additional dependencies are discussed.

Keywords: PH32, semiconductor detectors, tokamak, runaway electrons

Title translation: Application of segmented semiconductor detectors for runaway electron diagnostics

Obsah

Úvod	1
1 Termojaderná fúze	5
1.1 Plazma	5
1.2 Pohyb nabitých částic v elektrickém a magnetickém poli . .	6
1.3 Tokamak	7
1.3.1 Konfigurace magnetických polí v tokamaku	7
1.3.2 Souřadnicové systém a směry polí pro popis tokamaku	9
2 Fyzika ubíhajících elektronů	11
2.1 Vznik ubíhajících elektronů	11
2.1.1 Primární (Dreicerův) mechanismus	11
2.1.2 Sekundární mechanismus	13
2.2 Interakce rychlých elektronů s prostředím	13
2.2.1 Interakce ubíhajících elektronů se stěnou tokamaku	14
2.2.2 Interakce rentgenového a γ záření	14
2.2.3 Detekce ubíhajících elektronů	16
3 Polovodičové detektory	19
3.1 Pásová struktura krystalických látek	19
3.2 Vlastnosti polovodičů	20
3.2.1 Nevlastní polovodiče	21
3.2.2 P-N přechod	22
3.3 PH32	23
3.3.1 ASIC	23
4 Měření na tokamaku GOLEM	27
4.1 Tokamak GOLEM	27
4.1.1 Diagnostiky plazmatu	27
4.2 Instalace PH32	29
4.2.1 Zpracování dat	29
4.3 Výsledky a diskuze	30
4.3.1 Šum	30
4.3.2 Elektromagnetické rušení	32
4.3.3 Nepřímé měření	32
4.3.4 Senzor ve stínu limiteru	35
Závěr	41
Bibliografie	43
A Naměřená data	47

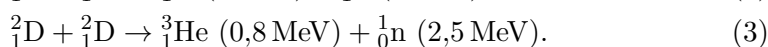
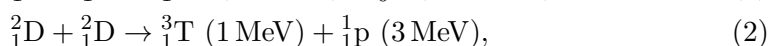
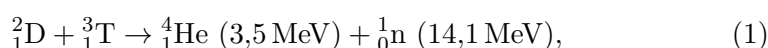
Obrázky

1 Účinný průřez reakce DT a DD . . .	2	4.8 Celkové energie v závislosti na úhlu otočení detektoru. 1. nepřímé měření.	35
2 Poškození vakuové komory tokamaku JET způsobené ubíhajícími elektrony	3	4.9 Celkové energie v závislosti na úhlu otočení detektoru. 2. nepřímé měření.	36
1.1 Schéma tokamaku	8	4.10 Prostorová závislost v digitálním vyčítání	37
1.2 Průřez tokamakem s limiterem a s divertorem	9	4.11 Vysvětlení prostorové závislosti v digitálním vyčítání detektoru	37
1.3 Souřadnicové systémy pro popis tokamaku	10	4.12 Závislost polohy vertikální polohy plazmatu v čase u zkoumaných výbojů	38
2.1 Závislost třecí síly na rychlosti .	13	4.13 #29803 rozdílný signál stripového detektoru a scintilátoru	38
2.2 Typy interakce γ záření v závislosti na atomovém čísle Z a energii fotonu	15	4.14 #31053 detektor ve stínu limiteru	39
2.3 Schéma Comptonova rozptylu. . .	16	4.15 Celkové energie v závislosti na úhlu otočení detektoru. Měřeno ve stínu limiteru.	40
3.1 Povolené energie elektronů atomů v krystalické mřížce v závislosti na parametru mřížky	20	A.1 #29367	47
3.2 Pásový model izolantu, polovodiče a kovu	20	A.2 #29368	48
3.3 Pásový model polovodiče typu n a polovodiče typu p	21	A.3 #29398	48
3.4 Schéma PN přechodu	22	A.4 #30997	49
3.5 Fotografie stripového detektoru založeného na PH32	23	A.5 #31052	49
3.6 Detailní fotografie detektoru s pohledem na ASIC	24	A.6 #31078	50
3.7 Schéma analogové části ASIC detektoru PH32	25	A.7 #31097	50
3.8 Princip zpracování signálu v polovodičovém detektoru	25		
4.1 Rozmístění diagnostik na tokamaku GOLEM	28		
4.2 PH32 na manipulátoru	29		
4.3 #29364 srovnatelná data ze scintilačního detektoru a detektoru PH32	31		
4.4 Saturovaný signál na polovodičovém detektoru	31		
4.5 Šum z vyčítání dat do SURE . . .	32		
4.6 Chyba vyčítání dat způsobená elektromagnetickým rušením	33		
4.7 Řez portem tokamaku GOLEM. .	34		

Úvod

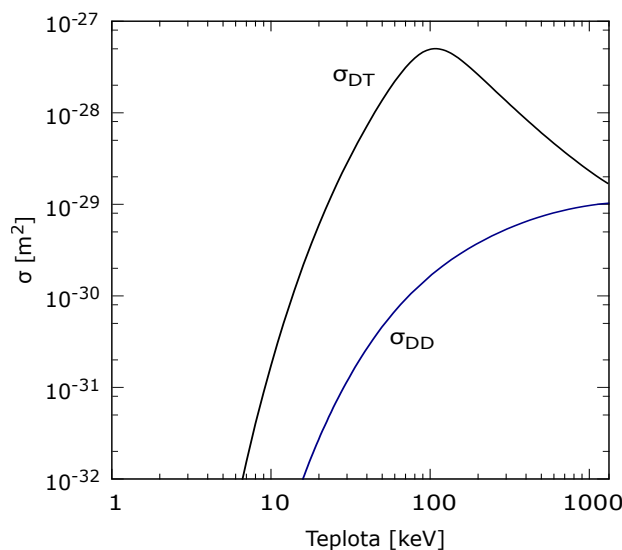
V následujících dekádách mohou vyvstat problémy s produkcí elektrické energie. S růstem lidské populace a technologickým pokrokem se očekává růst poptávky po energii. Na druhou stranu jsou zásoby fosilních paliv omezené a mnoho vyspělých zemí jejich využití omezuje už dnes kvůli produkci skleníkových plynů. Navíc po havárii jaderné elektrárny ve Fukushimě dochází v některých evropských zemích k iracionálnímu odklonu od jaderných zdrojů elektrické energie. Obnovitelné zdroje jako je voda, vítr, biomasa či solární energie nejsou schopny produkovat elektřinu stabilně. Pokud se nenajde schůdný způsob ukládání elektrické energie, bude složité dostát závazkům o omezení produkce skleníkových plynů a zároveň udržet elektrickou síť stabilní. Tento problém by mohl vyřešit nový, stálý a bezemisní zdroj elektrické energie. Tímto novým zdrojem by mohla být jaderná fúze.

Při jaderné fúzi dochází k jaderné reakci lehkých jader a uvolňování energie. Reakce slučování dvou protonů za vzniku deuteria, jako probíhá ve Slunci, je způsobena slabou jadernou interakcí a její účinný průřez je malý. V pozemských podmínkách se proto uvažuje o reakci deuteria a tritia, jejíž účinný průřez je mnohem větší. Kromě DT reakce by v reaktoru probíhala i v menší míře syntéza DD.



Účinný průřez reakcí v závislosti na teplotě směsi DT je vyneseno na obrázku 1. Ve fúzní elektrárně bude nutné dosáhnout teplot v řádu desítek keV, což odpovídá asi 10^7 K. Při této teplotě bude směs DT plně ionizovaná a bude se nacházet v plazmatickém stavu. Fúzní výzkum proto úzce souvisí s výzkumem vysokoteplotního plazmatu.

Plazma je někdy označováno jako čtvrté skupenství hmoty, protože jeho chování je oproti chování plynu diametrálně odlišné. V plazmatu na sebe částice působí zejména dalekodosahujícími elektromagnetickými silami, zatímco vliv vzájemných srážek částic je téměř zanedbatelný. V průběhu téměř 70 let fúzního výzkumu jsou patrné snahy o využití této vlastnosti plazmatu k dosažení jaderné fúze. Zprvu testované pinče byly nahrazeny magnetickými



Obrázek 1: Účinný průřez reakce DT a součet průřezů obou DD reakcí v závislosti na teplotě v keV (1 eV odpovídá 11 700 K) [27], upraveno.

zrcadly a dalšími konfiguracemi magnetického a elektrického pole. Kromě těchto postupů je zkoumána i mnohem přímější metoda inerciální fúze.

Ať bude fúzní elektrárna fungovat na jakémkoli principu, musí vyprodukovat více fúzní energie, než se spotřebuje k jejímu zažehnutí. Podmínku dosažení rovnováhy mezi tepelnými ztrátami plazmatu a jeho energetickým výtěžkem stanovuje tzv. Lawsonovo kritérium

$$n_p \tau_E \geq \frac{12k_B T}{\langle \sigma \nu \rangle E_f}, \quad (4)$$

kde n_p je hustota plazmatu, τ_E doba udržení tepla, k_B Boltzmannova konstanta, $\langle \sigma \nu \rangle$ střední reaktivita a E_f je energie nabitých produktů fúzní reakce, které přispívají k samoohřevu plazmatu. Pro DT reakci je pravá strana nerovnosti funkcí teploty, která má minimum přibližně při $T = 30$ keV, Lawsonovo kritérium pak má tvar $n_p \tau_E \geq 1,5 \cdot 10^{20} (m^{-3}s)$.

Tuto podmínku lze splnit například dosažením vysoké hustoty plazmatu ($n_p \approx 10^{29} m^{-3}$) s velmi krátkým udržením ($\tau_E \approx 10^{-9} s$). Těmto škálám se snaží přiblížit inerciální fúze, při které se palivová peletka stlačuje nejčastěji pomocí laserů. Při dostatečné kompresi dojde k zažehnutí fúze a následná miniexploze ohřívá stěny nádoby.

Opačný přístup se volí při magnetickém udržení, kdy je nízká hustota plazmatu ($n_p \approx 10^{20} m^{-3}$) kompenzována dlouhou dobou udržení ($\tau_E \approx 1 s$). Za nejslibnější zařízení pro magnetické udržení se považují zařízení typu tokamak a stellarator. Oba typy zařízení udržují plazma v magnetickém poli ve tvaru toru se šroubovicově stáčejícími se siločarami. Ve fúzní elektrárně

by proud neutronů z DT fúze ohříval stěnu zařízení. V obou případech, jak inerciálního, tak magnetického udržení, by se mělo teplo ze stěny zařízení použít k výrobě páry a pohonu turbogenerátoru.

Ačkoli je energetický zisk z inerciální fúze potvrzen ve vodíkové pumě, inerciální fúze hnaná lasery naráží na malou účinnost laserů a nestability při stlačování pelety. Z tokamaků dosáhl nejlepších výsledků anglický JET, kde byl naměřen zesilovací faktor plazmatu Q (poměr výkonu uvolňovaného fúzní reakcí k výkonu vnějšího ohřevu) v hodnotách 0,65 [16]. Dosažení vyrovnání (break-even), kdy $Q > 1$, se očekává až u tokamaku ITER. Toto zařízení bude největší postavený tokamak a bude schopný udržet deuterium-tritiové plazma po dobu několika minut.

Plazma v tokamaku podléhá mnoha typům nestabilit, jejichž důsledkem může být náhlá ztráta udržení plazmatu, tzv. disrupce. Jednou z kinetických nestabilit v plazmatu jsou ubíhající elektrony. Ubíhající elektrony nepředstavují velkou hrozbu pro malé a střední tokamaky, ve kterých mohou vznikat i při normálním provozu. Ve velkých zařízeních vznikají ubíhající elektrony zejména při disrupcích, spojených s náhlým poklesem proudu v plazmatu. Svazek ubíhajících elektronů nelze jednoduše udržet, proto nakonec narazí do komory tokamaku, kde může poškodit stěnu komory, nebo přilehlá zařízení. Na tokamaku JET narazil paprsek ubíhajících elektronů do beryliové stěny a způsobil její natavení, poškození je vyobrazeno na obr. 2. Pro tokamak ITER bylo předpovězeno, že v nejhorsích případech mohou nést ubíhající elektrony proud o velikosti až 10 MA [9]. Vzhledem k nebezpečí, které ubíhající elektrony představují, je nutné zamezit jejich vzniku nebo zmírnit elektronový svazek v raném stádiu. Pro studium ubíhajících elektronů je nutný i vývoj nových diagnostik.



Obrázek 2: Poškozená vakuová komora tokamaku JET po nárazu ubíhajících elektronů [5].

Polovodičové detektory jsou široce využívány v experimentální fyzice vysokých energií jako částicové dráhové detektory. Mezi jejich výhody patří dobré energetické, časové a prostorové rozlišení. Tato práce se věnuje jejich použití

pro detekci ubíhajících elektronů na tokamaku GOLEM.

První kapitola této práce se zabývá obecnými vlastnostmi plazmatu a shrnuje poznatky pohybu nabitých částic v elektromagnetickém poli. Dále v ní představeno zařízení tokamak, které slouží k udržení plazmatu ve vakuové nádobě. Očekává se, že toto zařízení bude schopné za využití termojaderné fúze produkovat elektrickou energii. Druhá kapitola popisuje mechanismy vzniku ubíhajících elektronů v tokamacích. Dreicerův mechanismus je popsán detailněji, protože v tokamaku GOLEM tento mechanismus převažuje. Kromě vzniku ubíhajících elektronů jsou v této kapitole popsány jejich interakce s materiálem a známé diagnostické metody ubíhajících elektronů. Ve třetí kapitole je popsán princip polovodičových detektorů. V těchto detektorech se používá specifických vlastností pevných látek a vlastnosti PN přechodu k detekci ionizujícího záření. Dále je v této kapitole představen hybridní detektor PH32, je popsána jeho konstrukce a principy měření různých módů, ve kterých je tento detektor schopen operovat. Poslední kapitola prezentuje měření provedená detektorem na bázi vyčítacího čipu PH32 na tokamaku GOLEM. Naměřená data jsou srovnána s ostatními diagnostikami a je zde podána možná interpretace těchto dat.

Kapitola 1

Termojaderná fúze

1.1 Plazma

Plazmatem rozumíme kvazineutrální plyn nabitých a neutrálních částic, který vykazuje kolektivní chování [10]. Označením kvazineutrální myslíme, že i když mohou v plazmatu existovat lokálně nabitě oblasti, v dostatečně velkém pozorovaném objemu je celkový náboj nulový. Pro plyn nabitých iontů a elektronů můžeme psát

$$\sum_i Z_i n_i - n_e = 0, \quad (1.1)$$

kde n_e je hustota elektronů, Z_i náboj iontů a n_i jejich hustota.

K upřesnění „dostatečně velkého“ objemu musíme zavést tzv. Debyeovu stínící vzdálenost. Pokud do plazmatu vložíme náboj q , dojde k změně rozložení ostatních nábojů v plazmatu, a vložený náboj bude odstíněn. Debyeova délka λ_D je vzdálenost, při které poklesne elektrické pole testované částice na $1/e$ původní velikosti.

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B}{\sum_\alpha Q_\alpha^2 n_\alpha / T_\alpha}}, \quad (1.2)$$

kde ε_0 je permitivita vakua, k_B Boltzmannova konstanta a Q_α , n_α , T_α představuje náboj, hustotu a teplotu jednotlivých složek plazmatu. Ionizovaný plyn můžeme považovat za plazma, pokud jsou jeho rozměry daleko větší než λ_D . S Debyeovou vzdáleností souvisí plazmový parametr N_D , který udává počet elektronů ve sféře s poloměrem Debyeovy délky

$$N_D = \frac{4}{3} \pi n_e \lambda_D^3. \quad (1.3)$$

Pokud je $N_D \gg 1$, považujeme plazma za ideální.

Pro splnění podmínky kolektivního chování musí být vliv srážek částic plazmatu zanedbatelný vůči kolektivním jevům. Plazma většinou reaguje na vnější změny oscilacemi a vlnami s plazmovou frekvencí ω . Ve většině případů

lze pohyb iontů oproti pohybu elektronů zanedbat. Pak můžeme plazmovou frekvenci ztotožnit s elektronovou plazmovou frekvencí ω_{pe} , která popisuje kmitání elektronů na nehybném pozadí iontů. Elektronová plazmová frekvence je dána vztahem

$$\omega_{pe}^2 = \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}. \quad (1.4)$$

Podmínku pro kolektivní chování můžeme zapsat jako $\omega_{pe} \gg \nu$. Kde ν představuje srážkovou frekvenci elektronů.

1.2 Pohyb nabitých částic v elektrickém a magnetickém poli

Na nabitou částici v elektromagnetickém poli působí Lorentzova síla. Pohybová rovnice takové částice má tvar

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}). \quad (1.5)$$

Ve zjednodušeném případě s homogenním magnetickým polem \mathbf{B} bez elektrického pole \mathbf{E} bude částice vykonávat kruhový pohyb kolem siločár magnetického pole s frekvencí ω_c a poloměrem r_L . Tento pohyb se nazývá Larmorova rotace.

$$\omega_c = \frac{qB}{m}, \quad r_L = \frac{mv_{\perp}}{qB}, \quad (1.6)$$

ω_c se nazývá cyklotronní frekvence a r_L Larmorův poloměr. Magnetické pole zakřivuje trajektorii částice v závislosti na rychlosti kolmé magnetické pole v_{\perp} . V podélném směru na částici magnetické pole nepůsobí.

Při přidání homogenního elektrického pole \mathbf{E} bude stále docházet k Larmorově rotaci, ale střed rotace, tzv. gyrační střed, bude driftovat rychlostí

$$v_E = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}. \quad (1.7)$$

Pro výraz ve jmenovateli je tento drift označován jako $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ drift.

Pokud je elektrické či magnetické pole nehomogenní či závislé na čase je pohyb částice mnohem složitější. Když se pole mění pomalu s časem i prostorem tak, že za jednu Larmorovu otočku můžeme pole považovat za konstantní je možné odvodit driftovou rovnici gyračního středu [14]

$$\dot{\mathbf{R}}_{\perp} = \frac{\mathbf{F}_{\text{ext}} \times \mathbf{B} - \mu \nabla B \times \mathbf{B} - m \dot{\mathbf{R}} \times \mathbf{B}}{qB^2}. \quad (1.8)$$

Gyrační střed se pohybuje kolmo na magnetické siločáry rychlostí $\dot{\mathbf{R}}_{\perp}$. První člen pravé strany představuje drift způsobený vnější silou \mathbf{F}_{ext} , pokud je touto silou působení elektrického pole dostaneme vztah (1.7). Druhý člen rovnice je nazýván grad B drift, protože jeho příčinou je nehomogenita magnetického

pole, $\mu = \frac{mv^2}{2B}$ se nazývá první adiabatický invariant. Třetí člen v sobě zahrnuje drift zakřivení a inerciální drift [14].

Energie ubíhajících elektronů může dosahovat desítek MeV, což převyšuje jejich klidovou hmotnost $m_e \doteq 511 \text{ keV}$. Pro popis jejich pohybu je proto nutné použít relativistickou podobu rovnice (1.5)

$$\frac{d}{dt}(m_0\gamma\mathbf{v}) = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (1.9)$$

kde m_0 představuje klidovou hmotnost částice a $\gamma = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ je Lorentzův faktor. Rovnice popisující Larmorův poloměr a cyklotronní frekvenci zůstanou podobné, místo hmotnosti m se dosadí $m_0\gamma$. Rovnice popisující relativistický pohyb gyračního středu je ale mnohem složitější, její podobu je možné nalézt např. v [2].

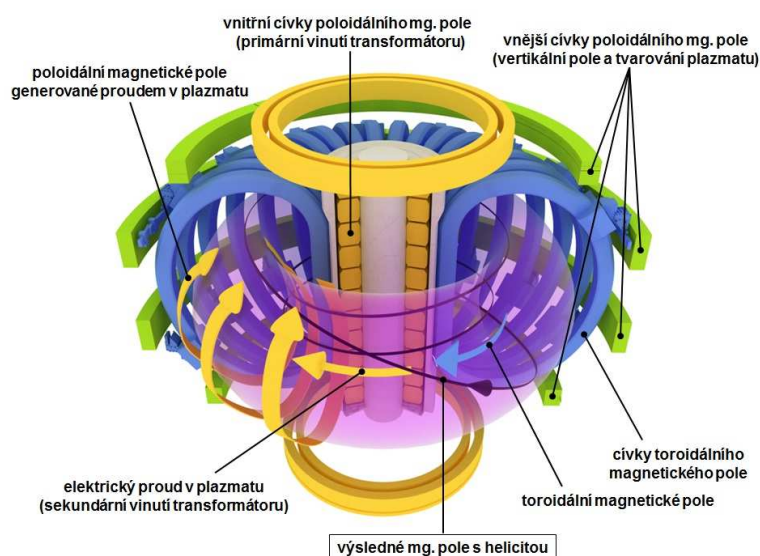
1.3 Tokamak

Tokamak (z ruštiny **toroidalnaja kamera s magnitnymi katuškami** – toroidální komora s magnetickými cívkami) je zařízení, které využívá magnetické pole k udržení plazmatu v toroidální vakuové nádobě. Samotné toroidální magnetické pole by k udržení plazmatu nestačilo. V důsledku grad B driftu a driftu zakřivení by došlo k vertikální separaci náboje a vytvoření vertikální elektrického pole. Nabitě částice by nakonec díky působení $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ driftu z magnetické konfigurace unikaly. V tokamaku se proto pomocí vícero typů cívek vytváří konfigurace, která tomuto driftu zabraňuje.

1.3.1 Konfigurace magnetických polí v tokamaku

Tři sady cívek jsou použity k vytvoření udržujícího pole. Cívky toroidálního magnetického pole obklopují vakuovou nádobu a vytvářejí magnetické pole v jednotkách tesla (modré cívky na obr. 1.1). Protože toroidální magnetické pole klesá s rostoucí vzdáleností R od středu tokamaku jako $1/R$, je pole blíže středu toru pole vyšší, této oblasti se říká oblast vyššího magnetického pole (high field side, HFS), strana vzdálenější od středu je oblast nižšího magnetického pole (low field side, LFS).

Primární vinutí transformátoru ve středu tokamaku umožňuje díky změně magnetického toku indukovat elektrický proud v plazmatu I_{p1} , plazma se tak chová jako sekundární vinutí transformátoru připojené nakrátko. Proud I_{p1} generuje, podle Ampérova zákona, poloidální magnetické pole B_p a umožňuje také ohmický ohřev plazmatu (žluté šipky na obr. 1.1). Složením poloidálního a toroidálního magnetického pole vzniká magnetické pole se šroubovicově stočenými siločarami, které brání úniku částic způsobeného driftem zakřivení a grad B driftem. Poloidální pole bývá o řád slabší, proto nabitá částice vykoná několik oběhů v toroidálním směru než se otočí ve směru poloidálním. Počtu cyklů v toroidálním směru nutný pro jeden poloidální oběh definuje tzv. bezpečnostní faktor q . Pro stabilní udržení plazmatu je nutný $q > 1$, tokamaky typicky operují s $q \approx 3$ na okraji plazmatu.



Obrázek 1.1: Schéma tokamaku, rozložení magnetických cívek a magnetických polí, převzato z [17].

Proud v plazmatu je indukován pomocí narůstajícího stejnosměrného proudu v primárním vinutí. Po určité době dojde k nasycení transformátorového jádra nebo k proudovému přetížení. Z těchto důvodů operuje tokamak jako pulzní zařízení.

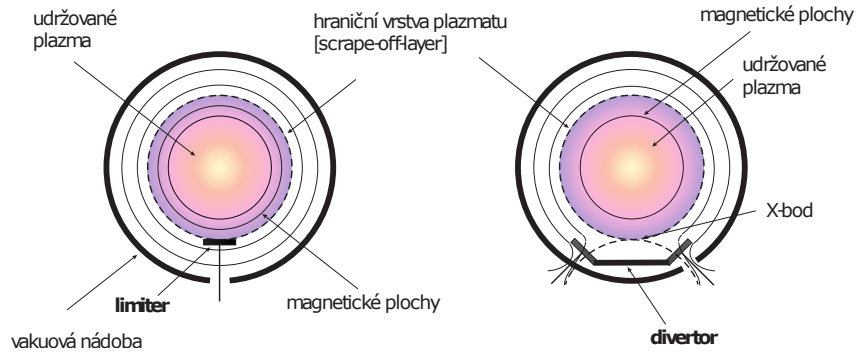
Poslední sada cívek vertikálního magnetického pole zabraňuje rozpínání plazmatického toru. Kromě udržení pomáhají tyto cívky s tvarováním plazmatu. Starší zařízení udržují plazma s kruhovým průřezem, novější zařízení formují plazma do průřezu ve tvaru písmene D. Díky tomu je větší objem plazmatu na HFS, což zlepšuje vlastnosti plazmatu, navíc tento tvar usnadňuje konstrukci cívek toroidálního pole. Kromě zmíněných tří sad cívek bývají tokamaky dodatečně vybaveny dalšími cívkami, které slouží k tvarování plazmatu a jeho stabilizaci v průběhu výboje.

Magnetické siločáry leží na plochách konstantního magnetického toku. Tyto plochy se nemusí nutně uzavírat v nádobě tokamaku. Za poslední plochou s uzavřenými magnetickými siločarami (last closed field surface, LCFS), někdy také nazývanou separatrix, se nachází „ořezávaná“ vrstva (scrape-off-layer, SOL). Pokud se nabitá částice dostane vně LCFS, narazí do stěny tokamaku.

Starší zařízení ohraničují plazma pevnou překážkou, limiterem (levá část obr. 1.2). Na limiter jsou kladeny vysoké nároky, musí být vyroben z materiálu snášejícího vysoké tepelné zatížení a nesmí zanechávat plazma nečistotami. Nečistoty v plazmatu nebývají plně ionizovány a vyzářují svou energii čímž ochlazují plazma. Protože radiální ztráty rostou s čtvercem atomového čísla nečistoty Z , je vhodnější limiter z materiálu s malým atomovým číslem. U velkých zařízení a při dlouhých výbojích se narazí na tepelné meze limiteru, proto se přechází na konfigurace s tzv. divertorem (pravá část obr. 1.2).

Vodič jímž prochází proud o stejné velikosti a směru jako v plazmatu I_{pl} , umístěný pod plazmatickým torem, změní konfiguraci poloidálního magne-

tického pole a vytvoří X-bod, ve kterém je poloidální pole nulové. V této konfiguraci je X-bod součástí separatrix, magnetické siločáry uvnitř separatrix jsou uzavřeny a siločáry vně separatrix protínají nádobu na divertorových sběrných deskách. Konfigurace s divertorem více izoluje plazma od stěny, díky čemuž mívá plazma lepší parametry.

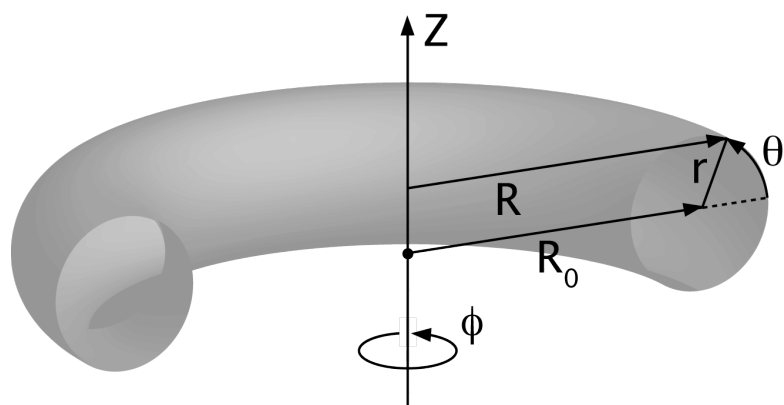


Obrázek 1.2: Průřez tokamakem s limiterem (vlevo) a divertorem (vpravo) [19], upraveno.

1.3.2 Souřadnicové systém a směry polí pro popis tokamaku

Toroidální nádoba tokamaku má dvě osy symetrie. Hlavní osa prochází jádrem transformátoru, vedlejší osa je vedená středem komory (obr. 1.3). Vzdálenost hlavní a vedlejší osy se nazývá hlavní poloměr R_0 . Vedlejší poloměr a_0 udává vzdálenost stěny komory tokamaku od vedlejší osy. Pro popis polohy v tokamaku se používají různé souřadnicové systémy. Mezi nejpoužívanější patří cylindrické souřadnice (R, ϕ, z) , kde R udává vzdálenost od hlavní osy tokamaku, ϕ otočení kolem hlavní osy, tj. otočení v toroidálním směru a z je vzdálenost od horizontální roviny symetrie tokamaku. Další možností je použití toroidálních souřadnic (r, ψ, θ) , které vzniknou ztotožněním osy cyklických souřadnic s vedlejší osou tokamaku. r udává vzdálenost od vedlejší osy, θ otočení kolem vedlejší osy, otočení v tzv. poloidálním směru a ψ otočení v toroidálním směru. Pro popis tokamaku s komorou, která nemá kruhový průřez se někdy používají upravené verze těchto souřadnicových systémů.

Protože směry magnetických a elektrických polí v tokamaku určují pohyb částic v plazmatu, je nutné je rozlišovat. Při pohledu shora může být orientace toroidálního magnetického pole ve směru (CW) nebo proti směru (ACW) hodinových ručiček. Stejným způsobem můžeme popsat proud plazmatem. Konfigurace s toroidálním magnetickým polem a proudem v plazmatu ve směru hodinových ručiček se nazývá dopředná (forward), opačná konfigurace je zpětná (reversed).



Obrázek 1.3: Souřadnicové systémy pro popis tokamaku [24].

Kapitola 2

Fyzika ubíhajících elektronů

V tokamacích se elektrony pohybují převážně v opačném směru intenzity ekletického pole. V dostatečně silném poli může urychlování tímto polem překonat vliv Coulombovských srážek a elektrony mohou dosahovat až relativistických rychlostí. V této kapitole jsou popsány procesy vzniku takto urychlených elektronů a způsoby jejich detekce.

2.1 Vznik ubíhajících elektronů

Ubíhající elektrony (run-away electrons, RE) mohou vznikat několika procesy, z nichž se nejčastěji vydělují dva základní mechanismy, primární a sekundární. Primární mechanismus nastává za přítomnosti elektrického pole, které je silnější než brzdná síla způsobená srážkami. Při sekundárním mechanismu dochází k lavinovému nárůstu již existujícího počtu ubíhajících elektronů. Kromě těchto základních mechanismů mohou vznikat ubíhající elektrony dalšími minoritními cestami, jako je β rozpad tritia, Comptonův rozptyl, kinetické nestability [1].

2.1.1 Primární (Dreicerův) mechanismus

Pro elektron na nějž působí vnější elektrické pole \mathbf{E} a srážky s vodíkovým plazmatem odvodil H. Dreicer [4] pro jednorozměrný případ pohybovou rovnici, za nerelativistického přiblížení, ve tvaru:

$$m_e \frac{\partial v}{\partial t} = eE - eE_D \psi \left(\frac{v}{v_{te}} \right), \quad (2.1)$$

kde e je náboj elektronu, E_D tzv. Dreicerovo pole, v_{te} tepelná rychlost elektronů a funkce $\psi(x)$ ¹ je dána předpisem

$$\psi(x) = \frac{4}{\sqrt{\pi}x^2} \int_0^x \xi^2 e^{-\xi^2} d\xi. \quad (2.2)$$

¹v původním článku je funkce ψ definována pomocí $\psi(x) = \frac{\mathcal{E}_2(x) - x \frac{d\mathcal{E}_2(x)}{dx}}{x^2}$, kde $\mathcal{E}_2(x)$ je chybová funkce $\mathcal{E}_2(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$. Funkce ψ se v literatuře (např. [14], [18]) objevuje s odlišnou normalizací pod názvem Chandresekarova funkce.

Dreicerovo pole závisí na hustotě plazmatu n_e , teplotě elektronů T_e vztahem

$$E_D = \frac{n_e e^3 \ln \Delta}{4\pi \epsilon_0^2 k_B T_e} \quad (2.3)$$

kde $\ln \Delta = \ln \left(\frac{\lambda_D}{b_0} \right)$ je Coulombův logaritmus, λ_D Debyova délka a b_0 kritický srážkový parametr. Dreicerovo pole udává velikost elektrického pole potřebného k zdvojnásobení rychlosti elektronu během průměrné doby mezi srážkami.

Poslední člen rovnice (2.1) představuje třecí sílu působící na elektron, její průběh je vynesena na 2.1. Třecí síla má lokální maximum při tepelných rychlostech v_{te} , pokud bude vnější elektrické pole E větší než $E_D \psi(1) \approx 0,43 \cdot E_D$ dojde k urychlení všech elektronů. Funkce $\psi(x)$ se při vysokých rychlostech klesá jako x^{-2} , s použitím vztahu pro tepelnou rychlost $v_{te} = \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_e}}$ dostaneme

$$m_e \frac{\partial v}{\partial t} = eE - \frac{n_e e^4 \ln \Delta}{4\pi \epsilon^2 m_e v^2} \quad (2.4)$$

Když levou stranu rovnice položíme rovnu nule, můžeme najít kritickou rychlost

$$v_c = \sqrt{\frac{n_e e^4 \ln \Delta}{4\pi \epsilon^2 m_e E}}, \quad (2.5)$$

při jejímž překročení se elektron stává ubíhajícím. I přes to, že elektrické pole nemusí dosahovat hodnot E_D dochází k urychlování elektronů, které se nacházejí na chvostu rychlostního rozdělení a jejichž rychlost překračuje v_c

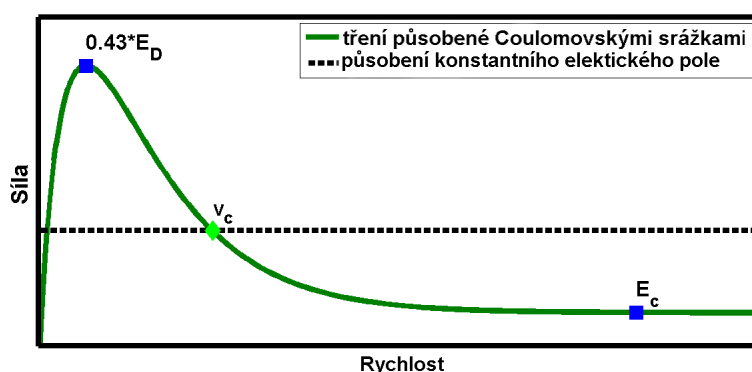
Toto nerelativistické přiblížení, počítá s poklesem třecí síly $\propto 1/v^2$, ubíhající elektron by proto za přítomnosti vnějšího pole neustále zrychloval. Pokud se započítají relativistické efekty je možné najít elektrické pole

$$E_c = \frac{n_e e^3 \ln \Delta}{4\pi \epsilon^2 m_e c^2}, \quad (2.6)$$

při kterém ubíhající elektrony nevznikají [3]. Protože Coulombův logaritmus slabě závisí na teplotě můžeme považovat kritické pole pouze za funkci hustoty $E_c \cong n_e \cdot 0,8 \cdot 10^{-20}$. V důsledku zakřivení magnetických polí v tokamaku a synchrotronního záření je skutečná hodnota kritického pole asi pětkrát větší než teoretická hodnota E_c [8]. I přesto bývá toto pole na malých tokamacích překračováno na začátku výboje při prorážení neutrálního plynu do plazmatu [7]. Růst populace ubíhajících elektronů lze popsat vztahem, který odvodili Kruskal a Bernstein

$$\frac{dn_{re}}{dt} = C \frac{n_e^2 e^4 \ln \Delta}{4\pi \epsilon_0^2 m_e^2 v_{te}^3} \left(\frac{E}{E_D} \right)^{-\frac{3}{16}(1+Z_{eff})} \exp \left(-\frac{E_D}{4E} - \sqrt{\frac{(1+Z_{eff})E_D}{E}} \right), \quad (2.7)$$

kde C konstanta s hodnotu v řádu jednotek, Z_{eff} je efektivní náboj iontů v plazmatu $Z_{eff} = \sum_i \frac{n_i Z_i}{n_e}$ [3].



Obrázek 2.1: Závislost třecí síly na rychlosti částice, Vlaineic upraveno.

■ Mechanismus horkého konce (hot-tail)

Tento mechanismus souvisí zejména s nestabilitami v plazmatu. Při náhlém zchladnutí plazmatu v průběhu disrupce, se dostatečně rychlé elektrony nezchladí, protože frekvence srážek rychlých elektronů s plazmatem je malá, a může být dokonce menší než samotná doba chladnutí plazmatu. Během disrupce klesá proud tekoucí plazmatem, intenzita toroidálního elektrického pole se zvyšuje. Prudké změny v plazmatu také ovlivňují Dreicerovo pole, které s klesající elektronovou teplotou T_e roste. Dochází proto k urychlení elektronů pouze z horkého konce rychlostního rozdělení [20].

■ 2.1.2 Sekundární mechanismus

Při sekundárním mechanismu se exponenciálně navyšuje počet již existujících ubíhajících elektronů, proto se tento mechanismus také nazývá lavinový. Ubíhající elektron se může srážet s elektrony, které se pohybují termální rychlostí a předat jim dostatek energie k překročení kritické rychlosti. Tyto elektrony se stávají ubíhajícími a dále se chovají jako primární. Na rozdíl od Dreicerova mechanismu je nárůst počtu ubíhajících elektronů exponenciální. U velkých tokamaků sekundární mechanismus převažuje, protože operují s menším elektrickým polem, ale dlouhou dobou výboje [1].

■ 2.2 Interakce rychlých elektronů s prostředím

Při průchodu látkou ztrácí elektron energii pomocí kolizních ztrát S_c a elektromagnetického brzdného záření S_r .

Při kolizních ztrátách dochází k ionizaci a excitaci elektronů vázaných na atomy materiálu kterým urychlený elektron prochází. Pro ionizační ztráty na element dráhy platí odvodil Bethe rovnici [13]

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_c = \frac{2\pi e^4 N Z}{m_e v^2} \left(\ln \frac{m_e v^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} - (\ln 2) \left(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2 \right) + (1-\beta^2) + \frac{1}{8} \left(1 - \sqrt{1-\beta^2} \right) \right), \quad (2.8)$$

kde N a Z je hustota počtu částic resp. atomové číslo materiálu, kterým elektron prochází; I je ionizační potenciál, m_e a e je hmotnost resp. velikost náboje elektronu a β je poměr rychlosti elektronu v ku rychlosti světla c .

Při změně hybnosti elektronu způsobené Coulombovou interakcí s atomovými jádry absorbující látky dochází k produkci brzdného záření. Radiační ztráty jsou popsány rovnicí

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_r = \frac{NEZ(Z+1)e^4}{137m_e^2c^4} \left(4 \ln \frac{2E}{m_e} - \frac{4}{3} \right). \quad (2.9)$$

Celková brzdná schopnost materiálu je dána výrazem $S = -\left(\frac{dE}{dx}\right)_r - \left(\frac{dE}{dx}\right)_c$. Poměr těchto ztrát je v závislosti na energii elektronu E (v jednotkách MeV) a atomovém čísle Z přibližně $\frac{S_r}{S_c} \approx \frac{EZ}{700}$ [13]. Ztráty brzdným zářením elektronů s energiemi v řádech MeV jsou dominantní při interakci s látkou s velkým atomovým číslem.

Na jádrech těžkých prvků může také docházet k zpětnému rozptylu kdy se elektron elasticky rozptýlí s úhlem větším než 90° . Dráha elektronu může být velmi chaotická, ale i přes to lze pro daný materiál zavést hmotnostní absorpční koeficient μ_m pomocí

$$I = I_0 e^{-\mu_m d}, \quad (2.10)$$

kde d je tloušťka materiálu v g/cm^2 a I , I_0 počet elektronů který projde materiálem resp. který byl do materiálu vešel.

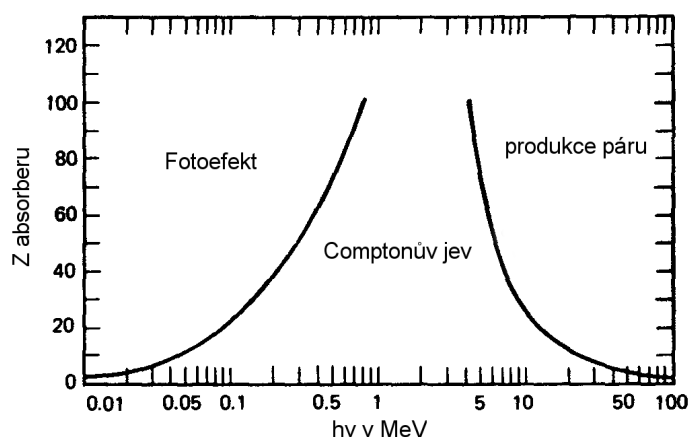
2.2.1 Interakce ubíhajících elektronů se stěnou tokamaku

Při ztrátě udržení naráží ubíhající elektron do limiteru nebo do stěny tokamaku, kde produkuje brzdné záření v rentgenové oblasti. V závislosti na energii ubíhajícího elektronu může být excitován vázaný elektron, nebo při energiích ubíhajícího elektronu vyšších než jednotky MeV může dojít excitaci atomového jádra a produkci γ záření. Vzhledem k tloušťce stěn vakuové nádoby dochází k absorpci všech ubíhajících elektronů uvnitř tokamaku. Vzniklé rentgenové nebo γ záření může být několikrát absorbováno a reemitováno. Při dostatečné energii je γ záření schopno spustit jadernou reakci a vyprodukovat fotonutron.

2.2.2 Interakce rentgenového a γ záření

Protože většina energie ubíhajících elektronů přejde při nárazu elektronu do rentgenové nebo γ záření je následující část věnována interakci tohoto

záření s hmotou. Mezi tyto interakce patří fotoefekt, Comptonův rozptyl a produkce elektron-pozitronového páru. Fotoefekt je převládá při nižších energiích, s rostoucí energií fotonu začne dominovat Comptonův rozptyl a pro energie v rozsahu 5 – 10 MeV začíná převládá produkce páru. Obrázek 2.2 ukazuje, která interakce převládá v závislosti na atomovém čísle Z a energii záření v MeV.



Obrázek 2.2: Typy interakce γ záření v závislosti na atomovém čísle Z a energii fotonu v MeV. Černé křivky ukazují hodnoty při Z a $h\nu$ při kterých jsou sousední efekty rovnocenné [13], upraveno.

■ Fotoefekt

Při fotoefektu dochází k úplnému pohlcení fotonu elektronem vázaným v atomu. Pokud překračuje energie fotonu $h\nu$ vazebnou energii elektronu E_b , dojde k emisi elektronu o energii

$$E = h\nu - E_b, \quad (2.11)$$

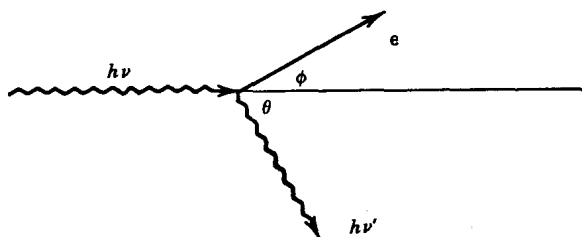
kde h představuje Planckovu konstantu a ν je frekvence fotonu. Emitovaný elektron zanechá na svém místě díru, která je rychle zaplněna přeuspořádáním elektronů v atomovém obalu.

■ Comptonův rozptyl

Na rozdíl od předchozího případu interaguje foton s volným elektronem a nedochází k jeho pohlcení. Vztah energie fotonu po rozptylu $h\nu'$ závisí na rozptylovém úhlu θ dle

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}, \quad (2.12)$$

kde $h\nu$ je energie původního fotonu a $m_e c^2$ klidová energie elektronu. Schéma Comptonova rozptylu je na obr. 2.3.



Obrázek 2.3: Schéma Comptonova rozptylu [13], upraveno.

■ Produkce páru

K produkci elektron-pozitronového páru může dojít pokud je energie fotonu větší než dvojnásobek klidové hmotnosti elektronu ($h\nu > 1,022 \text{ MeV}$). Tento proces může nastat pouze v přítomnosti Coulombovského pole jádra, jinak by nebyl splněn zákon zachování hybnosti. Vzniklé částice získají kinetickou energii odpovídající přebytečné energii fotonu. Pozitron po chvíli anihiluje s elektronem materiálu a vytvoří fotony gama záření.

■ 2.2.3 Detekce ubíhajících elektronů

Diagnostiku ubíhajících elektronů ze rozdělit na měření záření vyvolaného pohybem elektronů uvnitř tokamaku a na měření ztrát ubíhajících elektronů při nárazu do stěny tokamaku. Níže uvedené diagnostiky využívají různá spektra elektromagnetického záření od mikrovlnného po rentgenové. Rentgenové záření se často rozděluje na měkké (SXR) a tvrdé (HXR) rentgenové záření s předělem v energiích okolo 10 keV.

■ ECE (elektronová cyklotronová emise)

Tato metoda je založena na měření cyklotronního záření způsobeného Larmorovou rotací elektronu kolem magnetické siločáry. Intenzita záření se řídí zákonem vyzařování černého tělesa, proto je možné pomocí ECE diagnostiky změřit teplotu elektronu v kolmém směru na magnetické pole. I když se ubíhající elektrony pohybují pouze rychleji ve směru elektrického pole, může se část energie přenést srážkami a ovlivnit tak ECE diagnostiku. ECE se nachází v mikrovlnné oblasti [6].

■ Synchrotronní záření

Relativisticky urychlené elektrony pohybující se podél magnetických siločar produkují synchrotronní záření. Toto záření není izotropní a míří převážně ve směru pohybu částice. Frekvence tohoto záření se pohybují v infračervené oblasti, ve velkých zařízeních by mohli být i ve viditelné části spektra. Pro své vlastnosti se synchrotronní záření pozoruje nejčastěji z tangenciálního portu infračervenou kamerou [26].

■ Čerenkovovo záření

Částice, která se pohybuje rychleji než je rychlost světla v v dielektrickém prostředí emituje tzv. Čerenkovovo záření. Záření se kuželovitě rozbíhá od dráhy letící částice (podobně jako zvuková rázová vlna). Vrcholový úhel kužele záření α je dán vztahem

$$\cos(45^\circ - \alpha) = \frac{c}{nv}, \quad (2.13)$$

kde c je rychlost světla ve vakuu a n index lomu daného prostředí. K detekci ubíhajících elektronů se používají Čerenkovovy sondy umístěné v SOL.

■ Měkké rentgenové záření (SXR)

Ubíhající elektrony v plazmatu produkují brzdné záření při srážkách s ionty nečistot v plazmatu, toto záření bývá v oblasti SXR. Díky malé frekvenci kolizí ubíhajících elektronů bývá produkované brzdné záření slabé a špatně detekovatelné navíc je často přehlušeno zářením které vzniká při disrupcích

■ Tvrdé rentgenové záření (HXR)

K produkci HXR záření dochází zejména při nárazu ubíhajícími elektrony do stěny tokamaku. HXR se nejčastěji detekuje pomocí scintilačních detektorů umístěných mimo tokamak. Tímto způsobem lze měřit ztráty udržení ubíhajícími elektrony.

Scintilační detektor se skládá ze scintilačního krystalu, který je schopný zachytit ionizační nebo γ záření. Díky scintilačním vlastnostem krystalu vyzařují excitované elektrony při deexcitaci fotony viditelného nebo UV záření. Záblesky světla jsou poté zesilovány pomocí fotonásobiče nebo fotodiody.

Kapitola 3

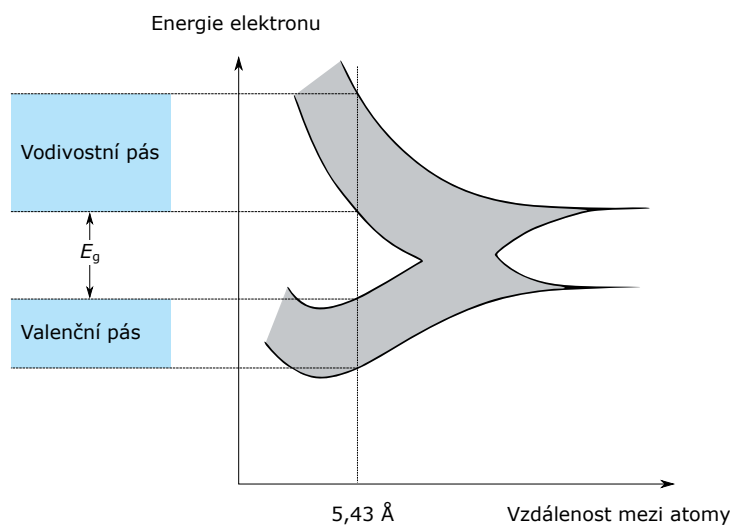
Polovodičové detektory

Polovodičové detektory se řadí do skupiny pevnolátkových detektorů ionizujícího záření. Záření procházející detektorem vytvoří pár elektron-díra, který je pomocí vnějšího pole rozdělen, elektrony a díry pak driftují k opačným stranám detektoru, čímž vytváří měřitelný signál. K omezení termálního šumu na detektoru se využívá vlastností PN přechodu. Těchto přechodů bývá na jednom detektoru více, často seskupených v citlivé pruhy (strips) nebo mřížku pixelů.

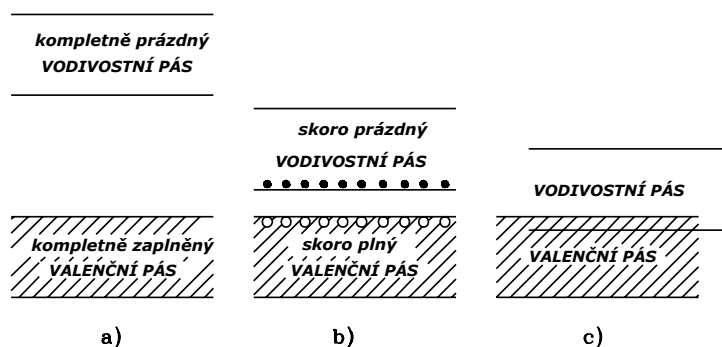
3.1 Pásová struktura krystalických látek

Energetické stavy elektronu vázaného na atom jsou diskrétní, jejich rozdělení popisuje kvantová mechanika. V krystalové struktuře N atomů spolu atomy interagují a dochází ke změně rozložení energetických hladin. Pokud by byly atomy od sebe dostatečně vzdálené jejich energetické hladiny by zůstali rozmístěné stejně jako jsou v izolovaném atomu. Když se atomy dostatečně přiblíží dojde k rozštěpení degenerovaných energetických hladin na N velmi blízkých hladin. U krystalu s velkým počtem atomů tak vzniká pás povolených energií. Na obrázku 3.1 je zobrazeno rozložení energetických hladin v závislosti na vzdálenosti atomů v krystalu křemíku.

Rozložení povolených pásů určuje zda-li bude látka vodičem, polovodičem či izolantem (obr. 3.2). Poslední pás s elektrony v základním stavu se nazývá valenční pás, elektrony v tomto pásu zajišťují chemické vazby. Vodivostní je pás s vyšší energií, ve kterém se mohou elektrony volně pohybovat. Šíře mezery mezi vodivostním a valenčním pásem E_g je rozdílná pro izolanty a polovodiče. Zatímco u izolantů je zakázaný pás příliš široký a valenční pás je plně zaplněn, elektronům polovodičů stačí tepelná energie k překonání mezery mezi pásy a přesunu do pásu vodivostního. Vodiče nemají valenční pás plně zaplněný, elektrony tak potřebují velmi málo energie k přesunu do volných míst nad zaplněnými energetickými stavy, ve kterých se mohou volně pohybovat [15], [22].



Obrázek 3.1: Povolené energie elektronů atomů v krystalické mřížce v závislosti na parametru mřížky [22], upraveno.



Obrázek 3.2: Pásový model: a) izolantu b) polovodiče c) kovu [15], upraveno

3.2 Vlastnosti polovodičů

Polovodiče (nejčastěji prvky z IV. A skupiny) krystalizují s plošně centrovanou mřížkou. Pokud se jedná o monokrystal bez příměsí mluvíme o vlastním (intrinickém) polovodiči. Elektron s dostatečnou energií může překonat zakázaný pás dostane se do vodivostního pásu, absencí elektronu ve valenčním pásu vznikne díra. Kromě šířky zakázaného pásu hraje roli i vzájemná hybnost elektronu a díry. Pro křemík je energie zakázaného pásu $E_g = 1,1 \text{ eV}$, ale energie k vytvoření páru elektron díra je větší $E = 3,6 \text{ eV}$, protože elektron potřebuje k překonání mezery získat dodatečnou hybnost. Při nenulové teplotě T dochází v polovodiči k samovolnému vzniku párů elektron-díra s pravděpodobností

$$p(T) = AT^{3/2} e^{-\frac{E}{2k_B T}}, \quad (3.1)$$

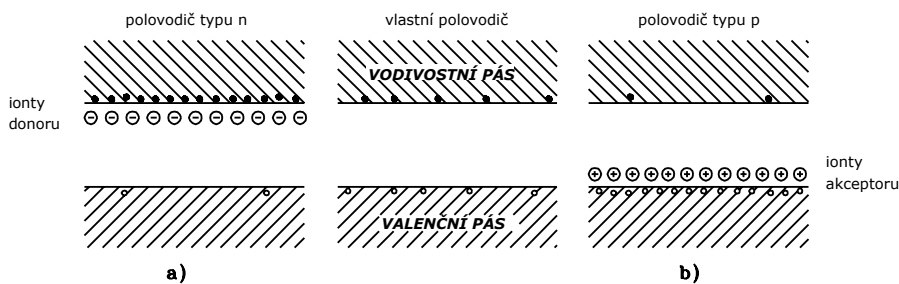
kde A konstanta pro daný polovodič a k_B Boltzmannova konstanta. Kromě tepelného vzniku může pár vzniknout i ionizačním zářením. Vzniklý pár, ale rychle rekombinuje, pokud není na polovodič připojeno vnější elektrické pole. Ve vnějším poli driftují elektrony a díry k opačným koncům polovodiče. Driftová rychlost roste přibližně lineárně s intenzitou elektrického pole, přičemž mobilita děr je přibližně $3\times$ menší než mobilita elektronů [13].

3.2.1 Nevlastní polovodiče

Vlastnosti polovodičového materiálu často mění záměrně přidáním příměsi. Podle příměsi rozlišujeme polovodiče dvojího typu.

- Polovodiče typu n , ve kterých se pomocí prvků z V. A skupiny, tzv. donorů, zvyšuje počet elektronů ve vodivostním pásu. Atom donoru má elektron navíc, tento elektron se neúčastní kovalentní vazby v krystalu. Z pohledu pásového modelu dojde k vytvoření energetické hladiny blízko vodivostnímu pásu. V polovodiči typu n je přebytek elektronů ve vodivostním pásu, proto jsou majoritními nosiči náboje. Minoritním nosičem jsou díry.
- Polovodiče typu p , ve kterých se snižuje počet valenčních elektronů pomocí příměsi z III.A skupiny (tzv. akceptorů). Díra, která takto vznikne má odlišnou energii. Pokud je tato díra zaplněna elektronem vzniklá kovalentní vazba, ale jeden z atomů je pouze trojvazný. Proto bude elektron na tomto místě vázán slaběji.

Rozdíly mezi různými typy polovodičů z hlediska pásové struktury jsou zobrazeny na obrázku 3.3



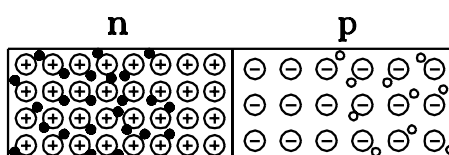
Obrázek 3.3: Pásový model: a) polovodiče typu n b) polovodiče typu p [15], upraveno

Pár, který je vytvořen zářením rychle rekombinuje. Pokud je vlastní polovodič připojen ke zdroji napětí, elektron a díra driftují k opačným stranám polovodiče a vzniká měřitelný proud. Páry elektronů a děr se vytvářejí také tepelně a tepelný proud při pokojové teplotě převyšuje signál z ionizace o několik řádů. Tepelný proud je možné omezit s použitím $p-n$ přechodu.

3.2.2 P-N přechod

Přechod tvoří hranice mezi dvěma typy polovodičového materiálu, p a n , uvnitř jednoho monokrystalu.

Majoritní nosiče náboje polovodiče typu n , elektrony, migrují přes přechod do polovodiče typu p . A naopak díry se přesunují do oblasti n . Tím dochází k vytvoření kladně nabitého regionu v polovodiči n a záporného regionu v oblasti p . Vzniklé elektrické pole vytváří vyprázdněnou vrstvu, ve které se nenachází majoritní nosiče náboje (obr. 3.4).



Obrázek 3.4: Schéma PN přechodu [15], upraveno

P-N přechod tvoří diodu. Při zapojení napětí v propustném směru pak migrují majoritní nosiče přes přechod, kterým proto protéká proud. Při opačném zapojení jsou majoritní nosiče z přechodu odčerpávány. Pro minoritní nosiče náboje je přechod propustný, ale jejich množství je nepřímo úměrné počtu majoritních nosičů.

Elektrony a díry, které vytvoří ionizující záření ve vyprázdněné oblasti migrují k opačným částem detektoru a vytvářejí měřitelný signál. Velikost vyprázdněné oblasti je malá vzhledem k velikosti senzoru, proto se pomocí vnějšího napětí V_b vyprázdňovaná oblast rozšiřuje. Pro tloušťku vyprázdněné oblasti d v závislosti na napětí připojeném v závěrném směru přibližně platí

$$d \simeq \sqrt{\frac{2\varepsilon V_b}{eN}}, \quad (3.2)$$

kde e je náboj elektronu, ε permitivita polovodiče a N objemová hustota příměsi méně dopované části detektoru. Zvyšování vnějšího napětí rozšiřuje vyprázdňovanou oblast používanou k detekci.

K zesílení signálu z detektoru se používají nábojově citlivé předzesilovače, proto je žádoucí, aby byla kapacita PN přechodu co nejmenší. Z tloušťky vyprázdňované oblasti můžeme odvodit vztah pro kapacitu

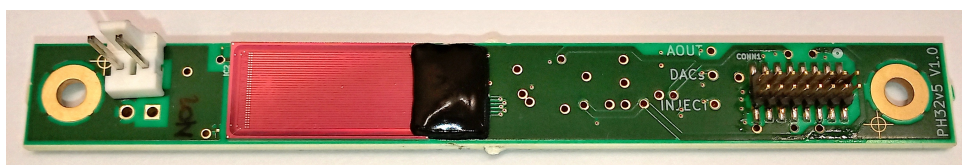
$$C = \frac{\varepsilon S}{d} \simeq S \sqrt{\frac{e\varepsilon N}{2V_b}}. \quad (3.3)$$

S rostoucím napětím V_b se kapacita přechodu zmenšuje a zlepšují se detekční vlastnosti polovodiče. Vnější napětí není ale možné libovolně zvyšovat, protože by mohlo dojít k proražení přechodu [13].

3.3 PH32

PH32 je vyčítací čip pro hybridní stripové detektory vyvíjené Centrem aplikované fyziky a pokročilých detekčních systémů při FJFI ČVUT. Hybridním detektorem rozumíme detektor složený ze senzoru obsahujícího pole diod detekující záření a ASIC integrovaného obvodu určeného k převodu analogových signálů do digitální podoby. Detektor je určený pro měření dávek záření a základní spektroskopii. PH32 má dva módy rozsahu. Mód s nízkým ziskem (low-gain) je určen k detekci alfa částic a mód s vysokým ziskem (high-gain) sloužící k detekci β záření a měkkého rentgenového záření (SXR). Informace o počtu zásahů, či deponované energii je možné vyčítat pomocí SURE (Simple USB Readout Equipment) [12]. K nastavení a kalibraci senzoru slouží software pyMeASURE. Fotografie senzoru je na obr. 3.5.

Senzor se skládá z 32 stripů, každý o rozměrech $250 \mu\text{m} \times 18 \text{mm}$. Stripy z n^+ polovodiče jsou nanášeny na p senzoru o tloušťce $525 \mu\text{m}$. Plné vyprázdnění senzoru na stává při vnějším napětí -100V . Jednotlivé stripy jsou přes kapacitní vazbu kondenzátoru připojeny k vyčítací elektronice.



Obrázek 3.5: Fotografie stripového detektoru založeného na PH32.

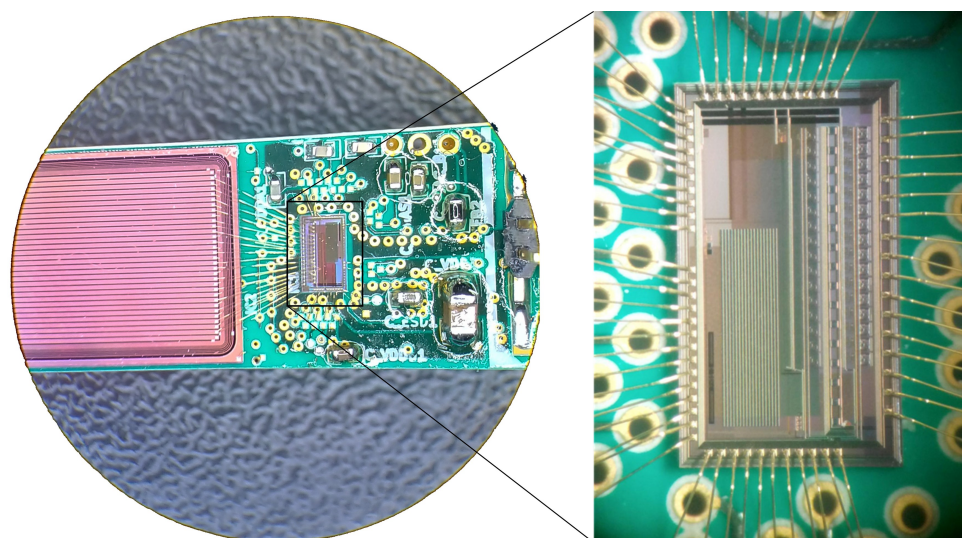
3.3.1 ASIC

Čip detektoru PH32 je vyroben 180 nm CMOS technologií a kanály ASIC jsou k senzoru připojeny bodovány pomocí jemných drátků. Aby nedošlo k poškození tohoto spojení, je ASIC zalitý vrstvou epoxidové pryskyřice. Detail ASIC je na obr. 3.6.

ASIC má analogovou a digitální část. V analogové části je signál ze senzoru zesílen pomocí nábojového zesilovače a přiveden na komparátor. Následně je signál zpracováván v digitální části. Podle nastavení detektoru lze měřit počet detekovaných částic nebo jejich energii.

Analogová část

Signál ze senzoru prochází základními prvky analogové části, nábojovým zesilovačem a proudový komparátorem. Schéma analogové části je na obr. 3.7. Nábojový zesilovač lze provozovat ve dvou módech citlivosti volbou kondenzátoru ve zpětné vazbě. Kapacita 10fF odpovídá módu s vysokým ziskem (high-gain), kondenzátor 1pF je určen pro nízké zesílení (low-gain). Analogová část obsahuje také digitálně analogové převodníky (DAC), které slouží ke kalibraci detektoru. AD převodník pro proud zpětné vazby (FDAC) určuje rychlost poklesu sestupné hrany signálu z nábojového zesilovače. Cílem



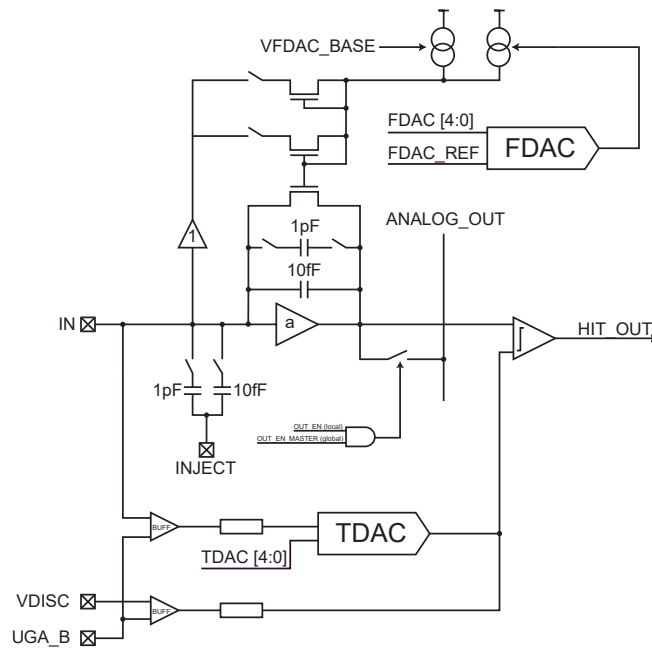
Obrázek 3.6: Detailní fotografie detektoru s pohledem na PH32 ASIC.

nastavení FDAC je zajistit stejnou odezvu na příchozí náboj u všech kanálů. Impulz z nábojového zesilovače je porovnáván s prahem detekce (threshold), který je určen druhým převodníkem (TDAC). Signály pod prahem detekce nejsou zaznamenány, tímto způsobem je možné odfiltrout šum detektoru [12]. Pro testování senzoru je možné výstup z nábojového zesilovače vyvést na výstup a připojit a připojit např. k osciloskopu. V horní části obrázku 3.8 je znázorněn výstup z nábojového zesilovače pro tři různé impulzy a výstup z komparátoru.

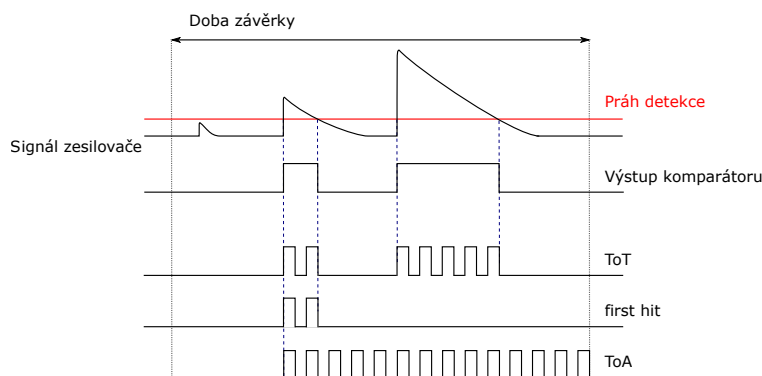
■ Digitální část

Impulz získaný z komparátoru je zpracováván digitálně. Signál je zpracováván pouze při otevřené závěrce (shutter) po předem stanovenou dobu expozice (acquisition time). Impulzy jsou zpracovávány v závislosti na módu vyčítání:

- Počet částic (hit-count) - je registrován pouze počet impulzů, který odpovídá počtu detekovaných částic.
- Měření energie - zaznamenává se doba po kterou je signál nad prahovou hodnotou (Time over Threshold, ToT). Čas se určuje podle počtu taktů vnitřních hodin detektoru. Protože velikost a délka impulzu odpovídá velikosti náboje, který částice vytvořila na senzoru, je možné tímto způsobem určit energii detekovaných částic.
- Energie prvního zásahu - podobně jako v předchozím módu se měří energie první detekované částice pomocí metody ToT.
- Doba letu - zaznamenává se doba od překročení prahové hodnoty (threshold) do zavření závěrky. Je proto možné určit čas přiletu částice (Time of Arrival, ToA), tento mód se používá při měření doby letu částice [11].



Obrázek 3.7: Schéma analogové části ASIC detektoru PH32. Signál ze stripu přichází na vstup označený IN. Vstup VDISC označuje prahovou úroveň diskriminačního napětí nad kterou se signál považuje za hit [12].



Obrázek 3.8: Princip zpracování signálu v polovodičovém detektoru. Shora výstup z nábojového zesilovače (analogový výstup jednoho stripu), výstup z komparátoru, ukázka principu detekce energie a doby příletu částice, podle [25]

Spodní část obrázku 3.8 ilustruje různé módy měření digitální části detektoru PH32. Naměřené hodnoty jsou ukládány do 16 bitového asynchronního čítače. Po ukončení expozice je možné data z čítače přečíst pomocí rozhraní (SURE). Doba potřebná k přečtení a vynulování čítače určuje mrvou dobu digitálního měření detektoru PH32.

Kapitola 4

Měření na tokamaku GOLEM

4.1 Tokamak GOLEM

Tokamak GOLEM, nacházející se na Fakultě jaderné a fyzikálně inženýrské, je malý tokamak provozovaný primárně pro výukové účely. Původně se jednalo ruský tokamak TM-1, který byl přesunut do Ústavu fyziky plazmatu kde od roku 1977 sloužil pod jménem CASTOR ke studiu stěny plazmatu a ohřevu pomocí vysokofrekvenčních vln. V roce 2007 byl nahrazen tokamakem COMPASS. Původní tokamak byl darován FJFI. Po rekonstrukci je od roku 2009 tento tokamak provozován pod názvem GOLEM. Hlavní parametry tokamaku jsou shrnuty v tabulce 4.1

Hlavní poloměr	$R_0 = 0,4 \text{ m}$
Poloměr komory	$r_0 = 0,1 \text{ m}$
Poloměr limiteru	$a = 0,085 \text{ m}$
Toroidální magnetické pole	$B_t < 0,8 \text{ T}$
Proud v plazmatu	$I_{pl} < 8 \text{ kA}$
Doba výboje	$\tau \approx 15 \text{ ms}$
Hustota plazmatu	$n_e \approx 10^{18} \text{ m}^{-3}$

Tabulka 4.1: Parametry tokamaku GOLEM [23].

Aby bylo možné tokamak využívat pro výuku zahraničních studentů lze tokamak GOLEM ovládat vzdáleně přes webové rozhraní a databáze výbojů je dostupná online. Mezi další výhody tokamaku GOLEM patří krátká časová prodleva mezi výboji (cca 3 minuty). Komora tokamaku je kruhového průřezu a plazma je omežováno molybdenovým limiterem. Výboje v tokamaku standardně probíhají s proudem v plazmatu a toroidálním magnetickým polem po směru hodinových ručiček, ale lze provádět i výboje s opačnou konfigurací magnetického pole a proudu plazmatem.

4.1.1 Diagnostiky plazmatu

Vlastnosti plazmatu v průběhu výboje měří na tokamaku několik diagnostik.

Základní charakteristiky se měří pomocí magnetických diagnostik sestávajících ze speciálních cívek, které měří změnu magnetického pole. Výsledná

hodnota se získává integrací změřeného signálu. Nejjednodušší diagnostikou je měření napětí na závit podél plazmatu U_{loop} , které sestává z jednoho závitu kolem komory. Z této diagnostiky jsme schopni určit velikost toroidálního elektrického pole

$$E_t = \frac{U_{\text{loop}}}{2\pi R_0}. \quad (4.1)$$

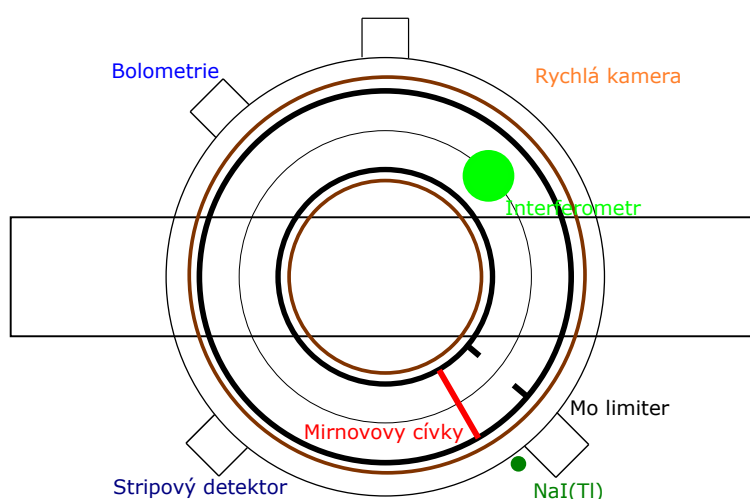
Jednoduchá cívka v blízkosti komory měří toroidální magnetické pole B_t a tzv. Rogowského pásek obtočený kolem komory v poloidálním směru měří proud v plazmatu I_{pl} . Mezi pokročilejší diagnostiky patří sada čtyř Mironovových cívek rozmístěných okolo plazmatu ve stínu limiteru, které pomocí změn v poloidálním poli určují polohu plazmatu.

Vyzařování plazmatu je na tokamaku měřeno fotodiodou s H_α filtrem, rychlou kamerou a sadou bolometrů. Rychlá kamera snímá vyzařování plazmatu ve viditelném spektru, bolometr sestává z 19 AXUV diod, které měří vyzařování plazmatu v oblasti UV a SXR záření. Data z kamery a bolometrů navíc poskytují informaci o horizontální poloze plazmatu. Pro měření elektronové hustoty je na tokamaku nainstalován mikrovlnný interferometr. Centrální elektronová teplota je odhadována z napětí na závit a proudu v plazmatu pomocí Spitzerovy formule

$$T_e = \left(\frac{R}{a^2} \frac{8 \cdot Z_{\text{eff}}}{1,544 \cdot 10^3} \right)^{2/3} \frac{I_{\text{pl}}}{U_{\text{loop}}}, \quad (4.2)$$

nebo z dat spektrometru.

Zařízení HXR měří NaI(Tl) scintilační detektor s fotonásobičem umístěný vně tokamaku v blízkosti limiteru. Standardní rozmístění jednotlivých diagnostik na tokamaku je zobrazeno na obr. 4.1



Obrázek 4.1: Rozmístění diagnostik na tokamaku GOLEM, pohled shora, [23], upraveno.

4.2 Instalace PH32

Detektor PH32 byl upevněn na radiální manipulátor a vložen do komory tokamaku. Manipulátor umožňuje měnit vzdálenost detektoru od středu komory l a detektorem lze otáčet okolo radiální osy o úhel φ . Aby byl detektor odstíněn od elektromagnetického pole v blízkosti plazmatu byl detektor vložen do kovové krabíčky s výřezem pro senzor. Výřez byl překryt hliníkovou fólií. Toto sestavení již bylo otestováno [21]. Na obr. 4.2 je fotografie detektoru před vložením do tokamaku. Před samotným měřením byl detektor ekvalizován softwarem pyMeaSURE, aby byla data ze všech stripů porovnatelná. Stripy 13 a 14 mají poškozené drátky bondu, jejich signál byl proto z následujícího zpracování vyloučen. Pro přímé porovnání se scintilačním detektorem byl analogový výstup ze stripu č. 25 vyveden na osciloskop.



Obrázek 4.2: Detektor PH32 v kovovém stínění a připevněném na radiálním manipulátoru.

4.2.1 Zpracování dat

Analogová data

Analogový výstup stripu č. 25 byl ponechán beze změny. U signálu z fotonásobiče NaI(Tl) scintilačního detektoru byla obrácena polarita. Vyintegrováním signálu z obou diagnostik lze získat celkovou naměřenou energii záření, které bylo detekováno. Pro scintilační detektor byla kalibrační konstanta určena a je proto možné z naměřených dat získat skutečnou celkovou energii. Protože nebyl detektor PH32 kalibrován, ale pouze ekvalizován, tj. všechny kanály ASIC reagují na signál senzoru se stejnou úrovní šumu, nemůže být tento

přepočten proveden a integrace signálu ze stripu 25 je pouze úměrná celkové energii. Z tohoto důvodu nebylo přepočítávána ani hodnota u scintilačního detektoru.

U obou signálů je na začátku výboje určena konstanta o který je daný signál posunutý, tato konstanta je od poté od signálu odečtena a celkovou energii detekovaných částic získáme numerickou integrací. Vypočtené hodnoty jsou označeny jako E_{PH32_A} a E_{HXR} .

■ Digitální data

Detektor PH32 po spuštění digitálního vyčítání zaznamená 300 snímků, tyto snímky jsou průběžně ukládány do SURE a po skončení měření jsou odeslány do počítače. Protože pořadí kanálů ASIC neodpovídá pořadí stripů na senzoru, byla data z digitálního vyčítání přeuspořádána. Protože kalibrace detektoru PH32 nebyla provedena, jsou proto hodnoty ToT uvedeny, tak jak byly vyčteny z detektoru a nejsou přepočítány na energii částic. Sečtením hodnot ToT, lze získat odhad celkové energie E_{PH32_D} .

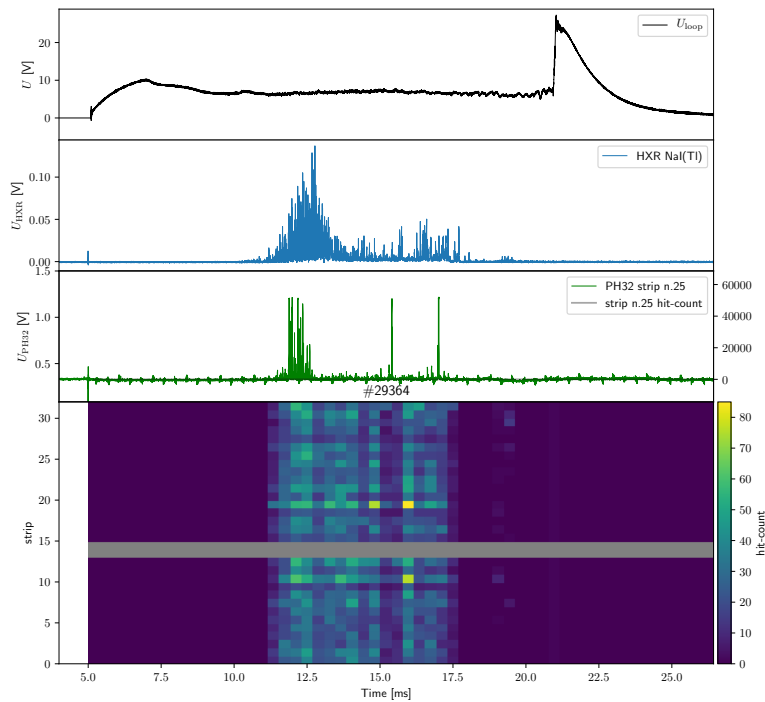
■ 4.3 Výsledky a diskuze

První měření byla prováděna v režimu počítání detekovaných částic (hit-count), při výbojích se slabým HXR zářením, tedy i malým množstvím ubíhajících elektronů jsou měření ze scintilátoru a digitálního výstupu polovodičového detektoru srovnatelná (obr. 4.3). Při silné produkci HXR naměřené scintilačním detektorem, byl polovodičový detektor saturovaný.

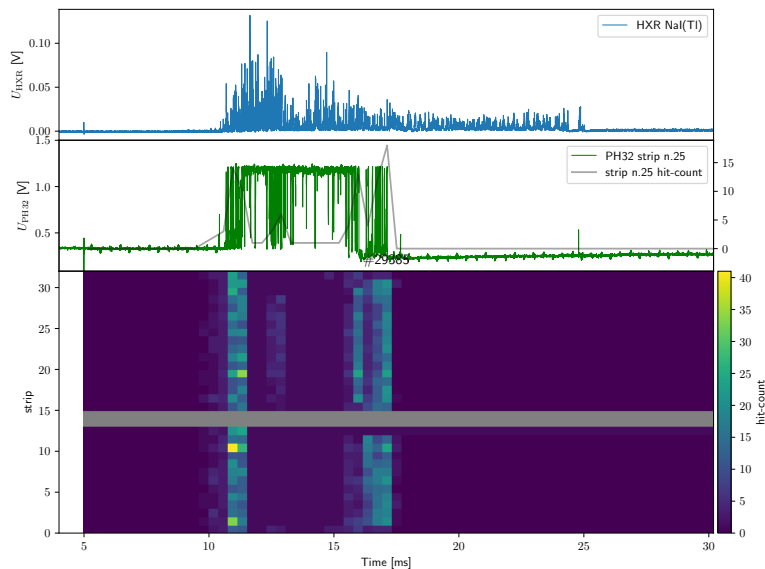
Při saturaci zaznamená digitální část pouze prvotní překročení prahu detekce (threshold), a protože naměřený signál po dobu detekce neklesne pod práh, je zaznamenán pouze jeden zásah (obr. 4.4). Analogový záznam ze stripu 25 není přímo ovlivněn nastavením módu digitální části ASIC proto byl porovnáván analogový výstup z polovodičového detektoru a výstup z HXR scintilačního detektoru. V pozdějších měřeních byl nastaven mód měření doby nad prahem detekce (ToT), který odpovídá naměřené energii částic.

■ 4.3.1 Šum

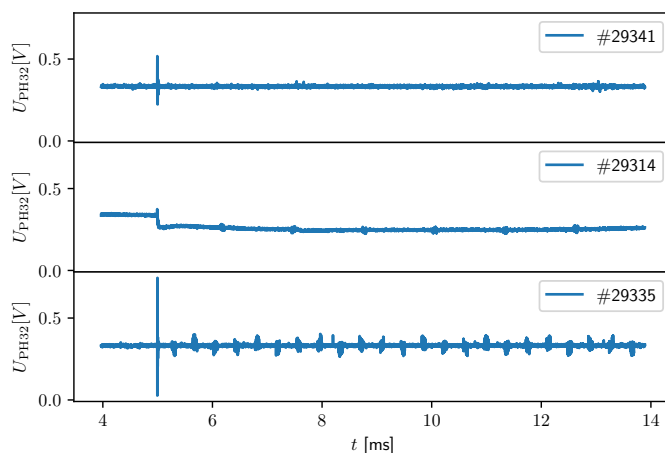
Analogový výstup z nábojového zesilovače polovodičového detektoru obsahuje periodický šum, který se objevuje pouze pokud je aktivní digitální měření detektoru (obr. 4.5). Doba mezi signálem bez a se šumem odpovídá času kdy je otevřená závěrka. Šum se objevuje v čase, kdy jsou naměřená data přenášena z registrů PH32 do SURE. Šum je pravděpodobně způsoben elektrickou indukci ovládacích signálů čipu do vstupních obvodů a zemní smyčkou při komunikaci se SURE, tento signál pak pravděpodobně zaznamenal osciloskop, který uzemnění se SURE sdílí.



Obrázek 4.3: Výboj č. #29364 ukazuje srovnatelná data ze scintilačního detektoru a detektoru PH32, měřeno při $l = 109$ mm, $\varphi = 45^\circ$. Shora - napětí na závit, výstup ze scintilačního detektoru, analogový výstup z PH32, digitální výstup z PH32 v režimu počítání zásahů.



Obrázek 4.4: Saturovaný signál na polovodičovém detektoru způsobí, že počet zásahů zaznamenaný pomocí digitálního vyčítání klesne na hodnotu 1.



Obrázek 4.5: Šum způsobený vyčítáním naměřených dat do SURE, shora bez digitálního vyčítání, digitální vyčítání se závěrkou dlouhou $1090 \mu\text{s}$, digitální vyčítání se závěrkou $200 \mu\text{s}$.

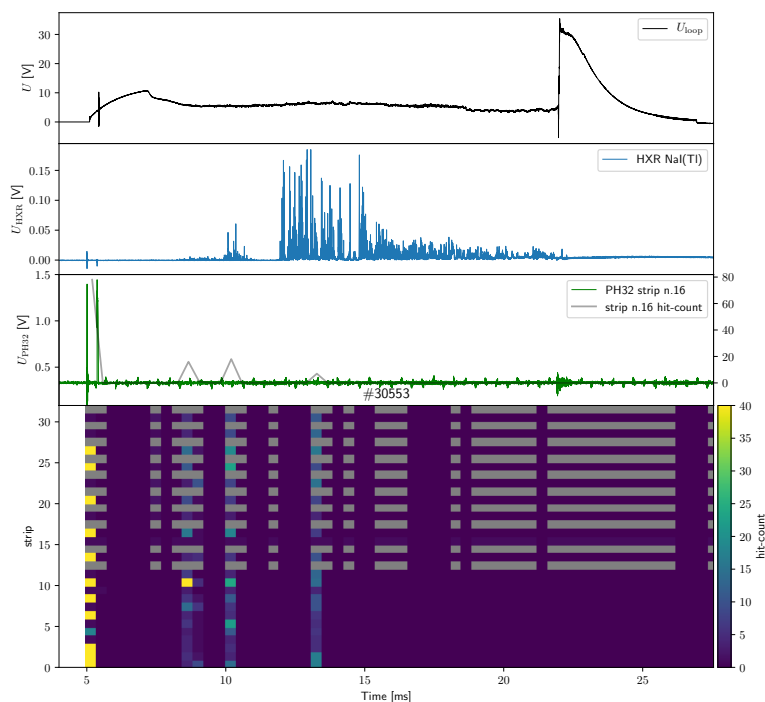
4.3.2 Elektromagnetické rušení

Kromě šumu se na analogovém výstupu objevuje i signál z elektromagnetických polí v tokamaku. V počátku výboje se objevuje pík, který koresponduje s časem spínání tyristorů, které řídí napájení primárního vinutí na transformátoru. Toto rušení se objevuje i na ostatních diagnostikách připojených k osciloskopu (obr. 4.6a), ale neovlivňuje jejich funkčnost. V některých případech toto rušení způsobilo chybu v elektronice detektoru PH32 a data z výboje pak byla chybná nebo nebyla vůbec vyčtena (obr. 4.6b). Podobná chyba se ojediněle objevovala i pozdějších fázích výboje. Z důvodů tohoto rušení bylo špatně zaznamenáno 10 % výbojů. Data z těchto výbojů byla z následujícího zpracování dat vyřazena.

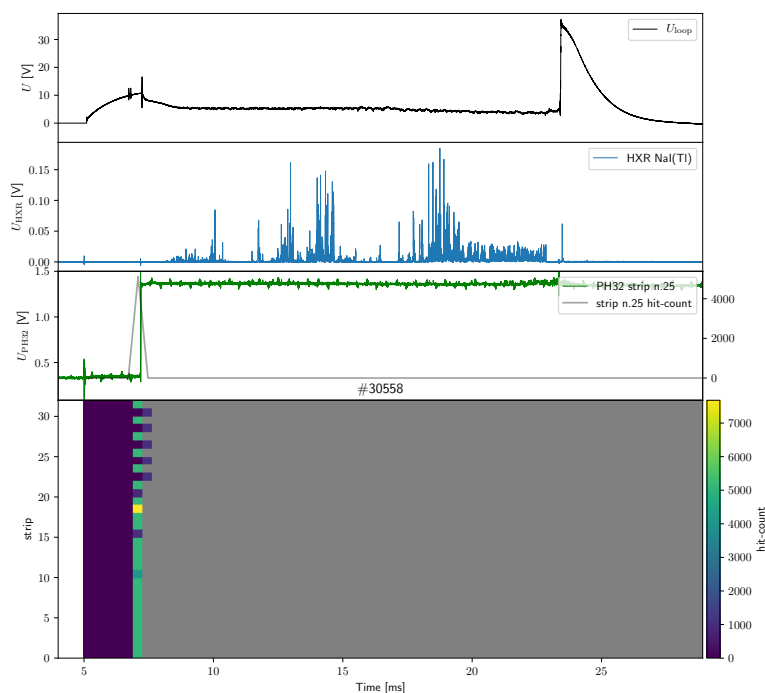
4.3.3 Nepřímé měření

Směrová závislost celkové naměřené energie

Naměřená data detektoru PH32 závisí nejen na parametrech výboje, ale i na poloze detektoru ve vakuové komoře tokamaku. Schéma portu ve kterém byl detektor umístěn je na obrázku 4.7. I ve vzdálenostech od středu komory, při kterých můžeme přímou detekci ubíhajících elektronů vyloučit ($l > 105 \text{ mm}$, přičemž hranice komory je 100 mm a plazma je omezoáno 85 mm limiterem), detekoval PH32 záření. Bylo provedeno měření pro dopřednou (forward - CW) i zpětnou konfiguraci proudu v plazmatu (reversed - ACW). Numerickou integrací signálu z detektoru PH32 byl získán odhad celkové detekované dávky záření E_{PH32A} . Protože se jednotlivé výboje mohou v produkci ubíhajících elektronů, byl stejný odhad proveden i u signálu z HXR detektoru E_{HXR} . Odhad celkové naměřené energie na detektoru PH32 a podíl $E_{\text{PH32A}}/E_{\text{HXR}}$



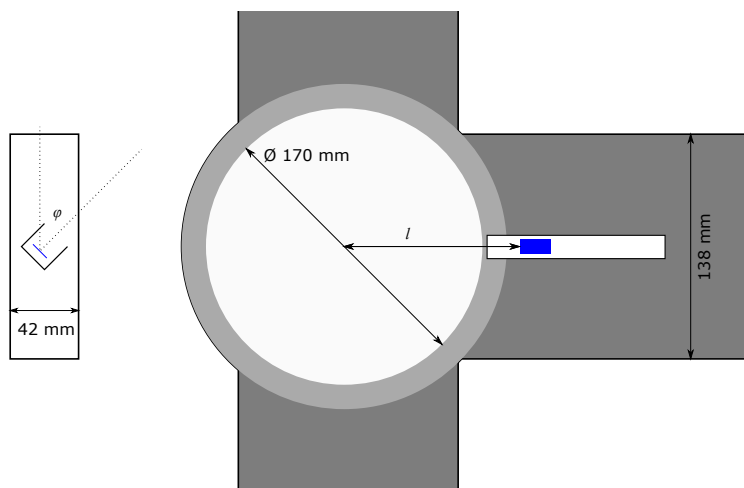
(a) : Chyba na začátku výboje.



(b) : Chyba v průběhu výboje.

Obrázek 4.6: Chyba vyčítání dat způsobená elektromagnetickým rušením. Toto rušení pravděpodobně způsobí ztrátu konfigurace čipu a její nastavení na náhodné hodnoty a čip pak nepracuje v normálním režimu.

naměřených energií v závislosti na otočení detektoru φ pro oba směry proudů je zobrazen na horní části obr. 4.8). Protože E_{PH32_A} hodnota je pouze úměrná skutečné energii jsou v obou grafech hodnoty E_{PH32_A} a E_{PH32_A}/E_{HXR} normalizované k nejvyšší naměřené hodnotě.



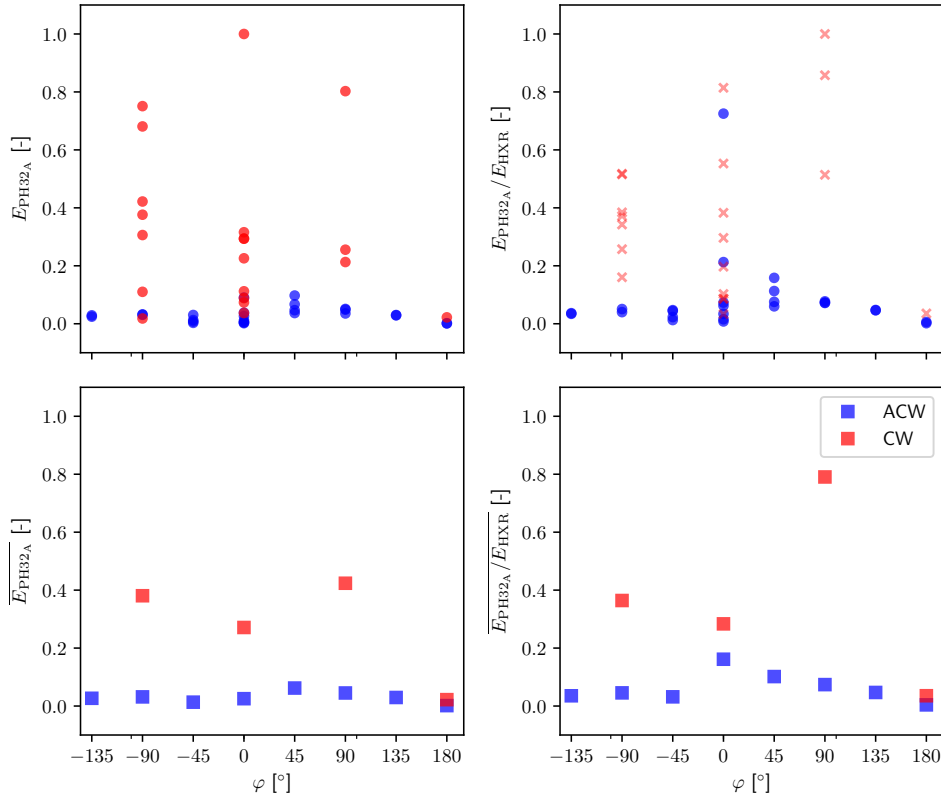
Obrázek 4.7: Řez portem tokamaku GOLEM s vyznačenou polohou detektoru a senzoru.

Při dopředné konfiguraci proudu bylo provedeno podobné měření zopakováno v módu určování energií (ToT). V této druhé sadě dat byla celková energie E_{PH32_D} zjištěna sečtením naměřených hodnot ze všech funkčních stripů. Výsledkem je podobný trend jako v předchozím případě (obr. 4.9).

Když byl, v rámci tohoto měření, senzor orientován do svislého směru ($\varphi = \pm 90^\circ$), objevila se v digitální vyčítání prostorová závislost naměřených hodnot (obr. 4.10). Nejsilnější signál, ale odpovídá spodním kanálům při dané orientaci senzoru. Jak ilustruje obrázek 4.11 mohl kovový obal detektoru odstínit záření z horní části senzoru, čímž vznikl pozorovaný signál.

Závislost HXR záření v horizontálním směru je pravděpodobně dána vzájemnou polohou PH32 detektoru a limiteru. Ubíhající elektrony při nárazu na limiter produkují HXR záření, které se šíří uvnitř a skrz komoru. Toto záření je poté zaznamenáno PH32 detektorem a jeho intenzita závisí na úhlu pod kterým je toto záření detekováno.

Mnohem větší rozdíl v celkové deponované energii byl zaznamenán při otočení detektoru nahoru ($\varphi = 0^\circ$) oproti orientaci dolů ($\varphi = 180^\circ$). Jako možné vysvětlení se nabízí vertikální poloha plazmatu, která je v tokamaku GOLEM obvykle vychýlena. Střed plazmatu bývá vychýlen nahoru a plazma má tendenci v průběhu výboje do tohoto směru driftovat a často je výboj ukončen rozbitím plazmatu o horní stěnu tokamaku. Závislosti vertikální polohy plazmatu v čase získané z dat Mirovonových cívek u zkoumaných výbojů je na obr. 4.12.



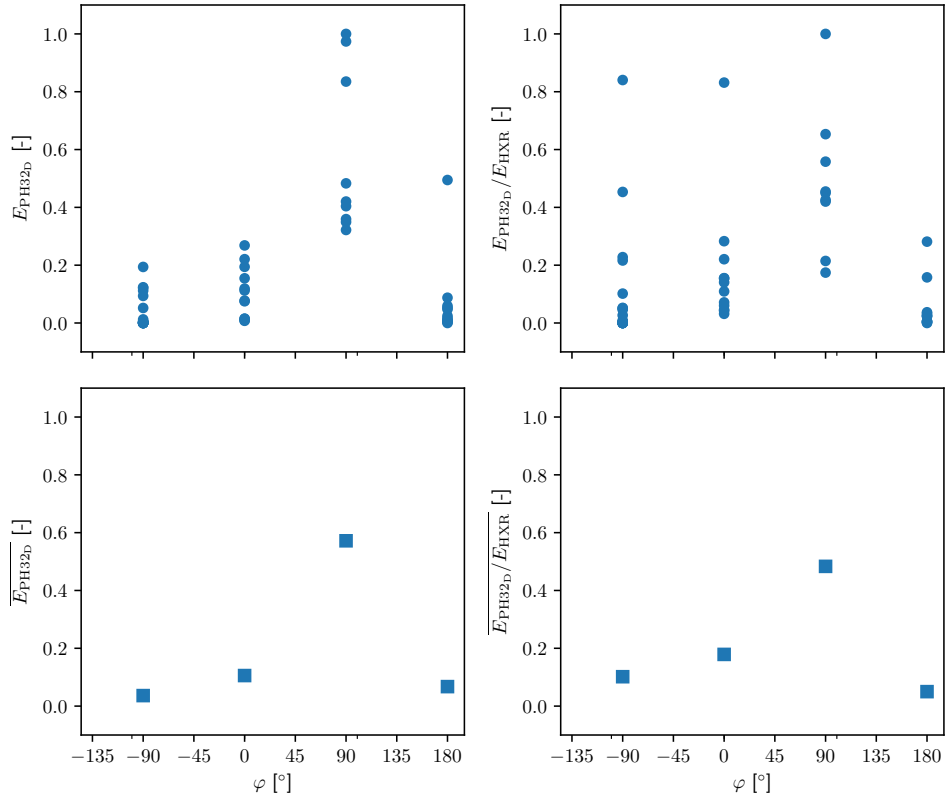
Obrázek 4.8: Celkové energie v závislosti na úhlu otočení detektoru. 1. nepřímé měření. Nahoře vlevo - vypočtená hodnota E_{PH32_A} . Nahoře vpravo E_{PH32_A}/E_{HXR} . Dole průměrná hodnota E_{PH32_A} a E_{PH32_A}/E_{HXR} , vše v závislosti na úhlu otočení senzoru φ .

■ Přímé porovnání se scintilačním detektorem

V předchozí části byla srovnávána celková energie záření zaznamenaná stripovým detektorem a NaI(Tl) scintilačním detektorem. Toto srovnání nezahrnuje časové rozložení obou srovnávaných signálů. Navíc byl stripový detektor při některých měřeních saturován a hodnota E_{PH32} tak představuje jen horní odhad. Navíc měří scintilační detektor záření ze všech směrů, zatímco stripový detektor pouze z jednoho. Lze proto očekávat, že scintilační detektor zaznamená více záření a k jeho detekci bude docházet i době, kdy stripový detektor nic neměřil. Příkladem může být záznam na obr. 4.4 nebo 4.13. V druhém případě je rozdíl znatelnější. HXR diagnostika zaznamenala záření z části vakuové komory, kterou na kterou není stripový detektor orientován. Obrázky z dalších výbojů se nacházejí v příloze.

■ 4.3.4 Senzor ve stínu limiteru

Pokud chceme detekovat ubíhající elektrony přímo, je nutné posunout senzor blíže okraji plazmatu, nejlépe do SOL. Kvůli rozměrům plošného spoje, na kterém je senzor osazen, se dostane špička detektoru do kontaktu s plazmatem,

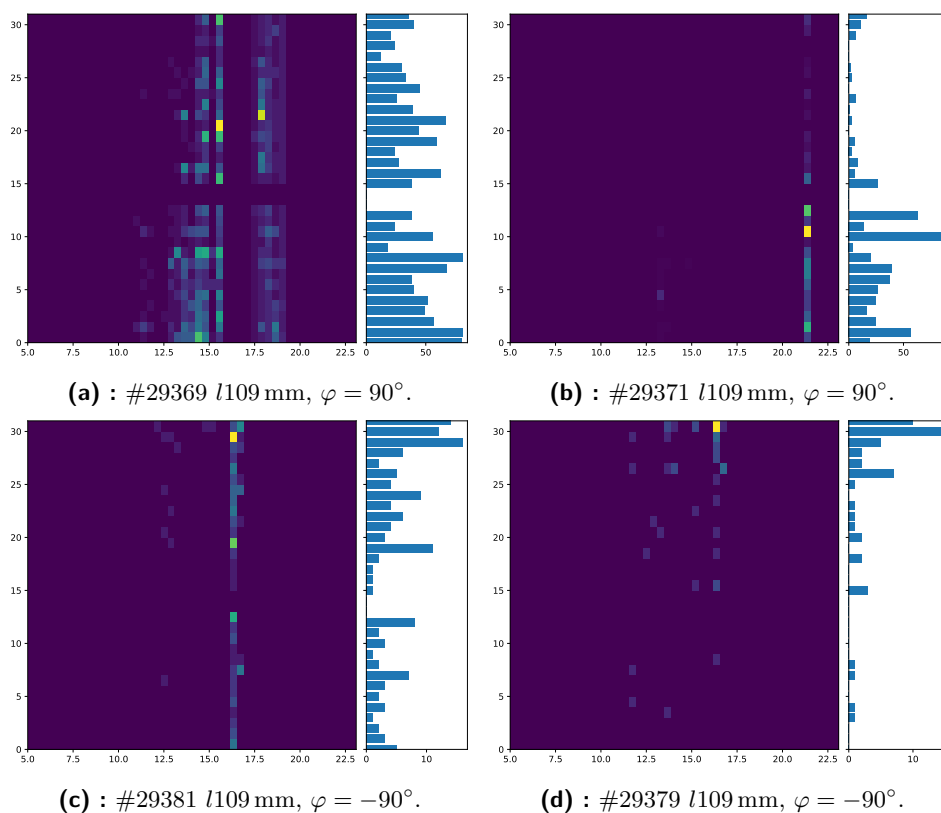


Obrázek 4.9: Celkové energie v závislosti na úhlu otočení detektoru. 2. nepřímé měření. Nahoře vlevo - vypočtená hodnota E_{PH32D} . Nahoře vpravo E_{PH32D}/E_{HXR} . Dole průměrné hodnota E_{PH32D} a E_{PH32D}/E_{HXR} , vše v závislosti na úhlu otočení senzoru φ . Normalizováno.

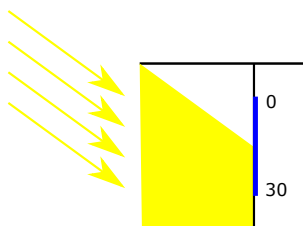
a dochází proto k ovlivňování výboje. Provádět měření se senzorem v SOL není vhodné, protože dochází k zkrácení výboje, a mohlo by dojít k poškození detektoru. Při $l = 85$ mm, kdy se senzor nacházel na okraji stínu limiteru došlo ke zkrácení délky výboje přibližně ne polovinu ($\tau = 6,7$ ms) oproti předchozímu výstřelu ($\tau = 12,5$ ms), kdy byl senzor vzdálen 101 mm od středu komory. I přesto, že byl detektor ve po většinu času saturován, objevuje se v datech z digitálního vyčítání prostorová závislost detekovaného záření (obr. 4.14).

Z těchto důvodů bylo prováděno pouze měření ve stínu limiteru. Protože byl detektor ve většině případů saturován není použití odhadu celkové energie zaznamenané detektorem E_{PH32} vhodné. Stejně jako v předchozím případě byla celková energie získána z ToT všech funkčních kanálů. Závislost na směru směru senzoru jako v případě nepřímého měření se neobjevuje (obr. 4.15). Větší energie byly zaznamenány ve směru očekávané trajektorie ubíhajících elektronů při směru proudu plazmatem CW, ale výboje s proudem ACW nebyly provedeny. Nelze proto vyloučit jiný zdroj zjištěné směrové závislosti.

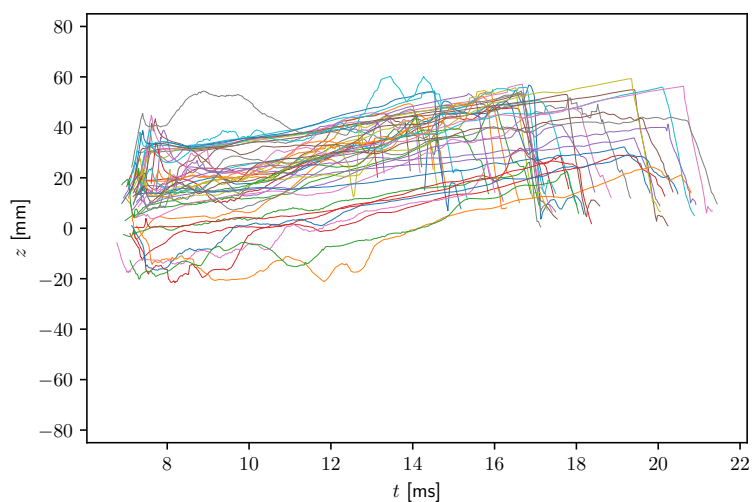
Podobně jako na případě, který je vyobrazen na obr. 4.14 se datech objevuje prostorové rozložení měřeného signálu. Souvislost s vertikální polohou



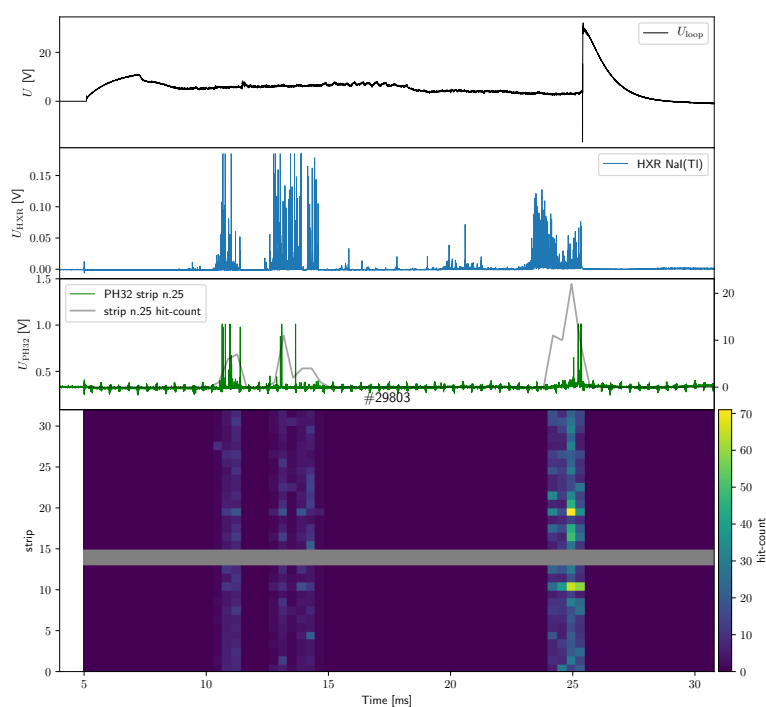
Obrázek 4.10: Prostorová závislost v digitálním vyčítání. Barva označuje počet detekovaných částic. Vpravo od časované průběhu je vynesena sloupový graf, který udává celkový počet zásahů pro daný strip z celé doby výboje.



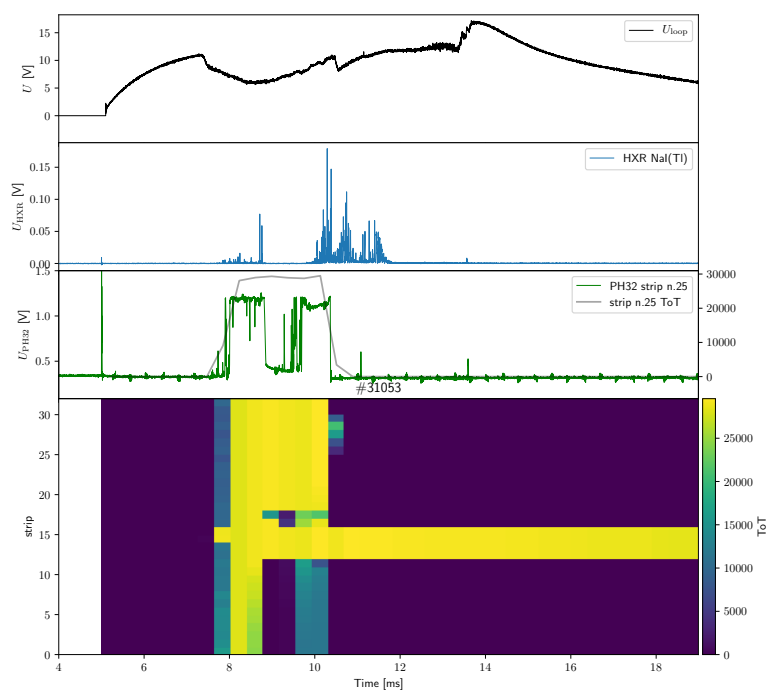
Obrázek 4.11: Možné vysvětlení pozorované prostorové závislosti v digitálním vyčítání detektoru PH32. Detektor umístěný v kovovém stínění, otočený do $\varphi = 90^\circ$. Senzor modře, ionizující záření žlutě. Vpravo od senzoru naznačeno číslování kanálů.



Obrázek 4.12: Závislost polohy vertikální polohy plazmatu v čase u zkoumaných výbojů. Každá z křivek odpovídá jednomu výboji.

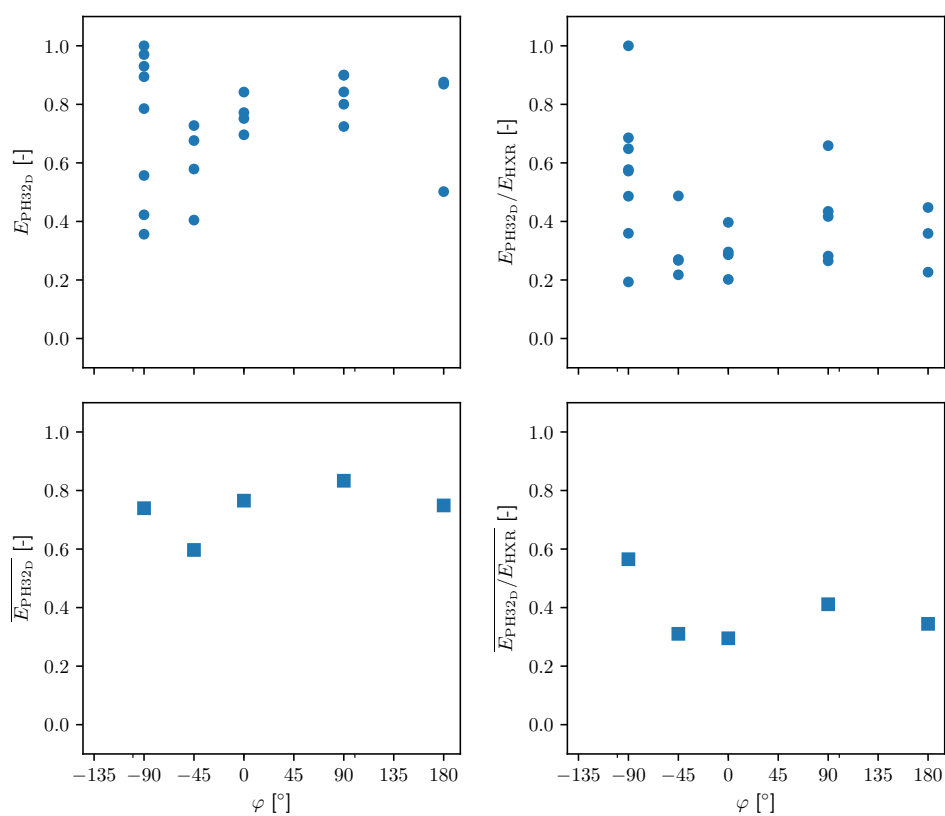


Obrázek 4.13: #29803. Uprostřed výboje nezachytil stripový detektor žádný signál, zatímco scintilační detektor záření zaznamenává.



Obrázek 4.14: #31053 saturovaný signál na digitálním i analogovém vyčítání stropového detektoru, při měření ve stínu limiteru $l = 85$ mm, $\varphi = -90^\circ$.

plazmatu, ale nebyla nalezena.



Obrázek 4.15: Celkové energie v závislosti na úhlu otočení detektoru. Měřeno ve stínu limiteru. Nahoře vlevo - vypočtená hodnota E_{PH32D} . Nahoře vpravo $E_{\text{PH32D}}/E_{\text{HXR}}$. Dole průměrné hodnoty E_{PH32D} a $E_{\text{PH32D}}/E_{\text{HXR}}$, vše v závislosti na úhlu otočení senzoru φ . Normalizováno.



Závěr

V této práci byla shrnuta problematika vzniku a detekce ubíhajících elektronů v tokamacích. Dále byly představeny polovodičové detektory zejména hybridní stripový detektor na bázi vyčítacího čipu PH32. Hlavním cílem této práce bylo prověřit možnosti využití tohoto detektoru pro diagnostiku ubíhajících elektronů na tokamaku GOLEM. V rámci tohoto cíle byl detektor nainstalován do vakuové komory tokamaku, equalizován a automatický sběr dat z detektoru byl zaintegrovan do ovládacího systému tokamaku GOLEM. Naměřená data byla srovnána s ostatními diagnostikami plazmatu na tokamaku, s důrazem na diagnostiku HXR záření.

V současné podobě je detektor PH32 vhodný pro nepřímé měření HXR záření produkovaného nárazem ubíhajících elektronů do stěny vakuové komory a limiteru a také k detekci odražených elektronů. Měření provedená s tímto detektorem koreluje se signálem z HXR diagnostiky. A bylo zaznamenáno prostorové rozložení detekovaného záření. Pro budoucí měření je nutné zvýšit dynamický rozsah detektoru a vylepšit jeho elektromagnetické stínění. Pro lepší srovnání analogového výstupu z detektoru PH32 je třeba eliminovat šum, který vzniká při vyčítání dat v průběhu výboje. U současného modelu detektoru PH32 a SURE je možné po technické a softwarové úpravě zkrátit mrtvou dobu digitálního sběru dat na polovinu, z časových důvodů nebyla tato úprava provedena, ale je naplánována v další fázi měření. Pro relevantnější výsledky měření se senzorem ve stínu limiteru a SOL je nutné zkrátit desku plošného spoje, zasahující do plazmatu, na minimum. Nová verze detektoru PH32, která je nyní ve výrobě, tuto podmínku splňuje.

V další práci by bylo vhodné navázat na dosavadní měření a prostudovat zjištěné závislosti detailněji i při proudu plazmatem ACW. Přidáním pinhole před senzor by mohly být zlepšeny prostorové rozlišovací schopnosti detektoru. Odrazy HXR záření a rozptyl ubíhajících elektronů v komoře a na limiteru by mohly být podrobněji studovány.



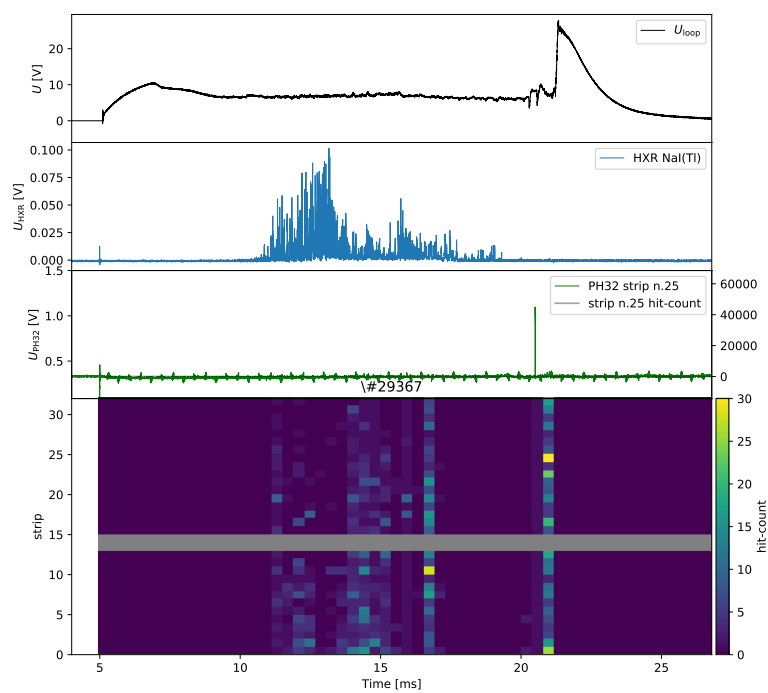
Bibliografie

- [1] A. H. Boozer, “Pivotal issues on relativistic electrons in ITER”, *Nuclear Fusion*, 2018, ISSN: 17414326. DOI: 10.1088/1741-4326/aaa1db.
- [2] J. R. Cary a A. J. Brizard, “Hamiltonian theory of guiding-center motion”, *Reviews of Modern Physics*, roč. 81, č. 2, s. 693–738, 2009, ISSN: 00346861. DOI: 10.1103/RevModPhys.81.693.
- [3] J. W. Connor a R. J. Hastie, “Relativistic Limitations on Runaway Electrons”, *Nuclear Fusion*, roč. 15, č. 3, s. 415–423, 1975, ISSN: 17414326. DOI: 10.1088/0029-5515/15/3/007. WWW: <https://doi.org/10.1088/0029-5515/15/3/007>.
- [4] H. Dreicer, “Electron and Ion Runaway in a Fully Ionized Gas. I”, *Physical Review*, roč. 115, č. 2, s. 238–249, čvc 1959, ISSN: 0031-899X. DOI: 10.1103/PhysRev.115.238. WWW: <https://doi.org/10.1103/physrev.115.238>.
- [5] EUROfusion, *Generating runaway electrons in JET to benefit ITER*, 2015. WWW: <https://www.euro-fusion.org/news/detail/detail/News/generating-runaway-electrons-in-jet-to-benefit-iter/>.
- [6] M. Farnik, “Suprathermal electron diagnostics for the COMPASS tokamak using EC emission”, dis, Czech Technical University in Prague Faculty4, 2018.
- [7] O. Ficker, “Generation, Losses and Detection of Runaway electrons in tokamaks”, 2015. WWW: https://physics.fjfi.cvut.cz/publications/FTTF/DP%7B%5C_%7D0ndrej%7B%5C_%7DFicker.pdf.
- [8] R. S. Granetz, B. Esposito et al., *An ITPA joint experiment to study runaway electron generation and suppression*, 2014. DOI: 10.1063/1.4886802. WWW: <https://doi.org/10.1063/1.4886802>.
- [9] Y. Gribov, D. Humphreys et al., “Chapter 8: Plasma operation and control”, *Nuclear Fusion*, roč. 47, č. 6, S385–S403, 2007, ISSN: 00295515. DOI: 10.1088/0029-5515/47/6/S08. WWW: <https://doi.org/10.1088/0029-5515/47/6/s08>.
- [10] F. F. Chen, *Úvod do fyziky plazmatu*, 3. vyd. Praha: Academia, 1984.

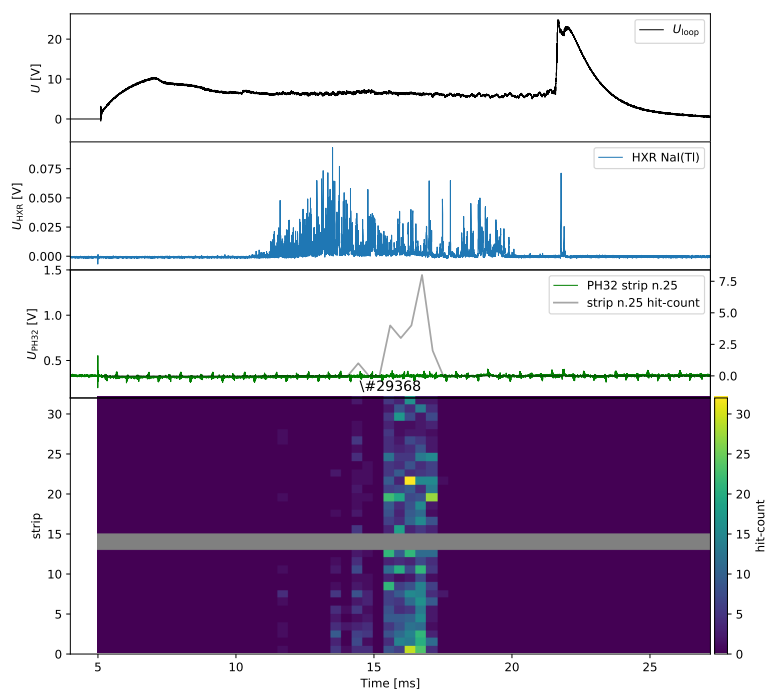
- [26] M. Vlanić, J. Mlynář et al., “First dedicated observations of runaway electrons in the COMPASS tokamak”, *Nukleonika*, 2015. DOI: 10.1515/nuka-2015-0052.
- [27] J. Wesson a D. J. Campbell, *Tokamaks*, 3rd ed. New York: Oxford University Press, 2004, ISBN: 0-19-850922-7.

Příloha A

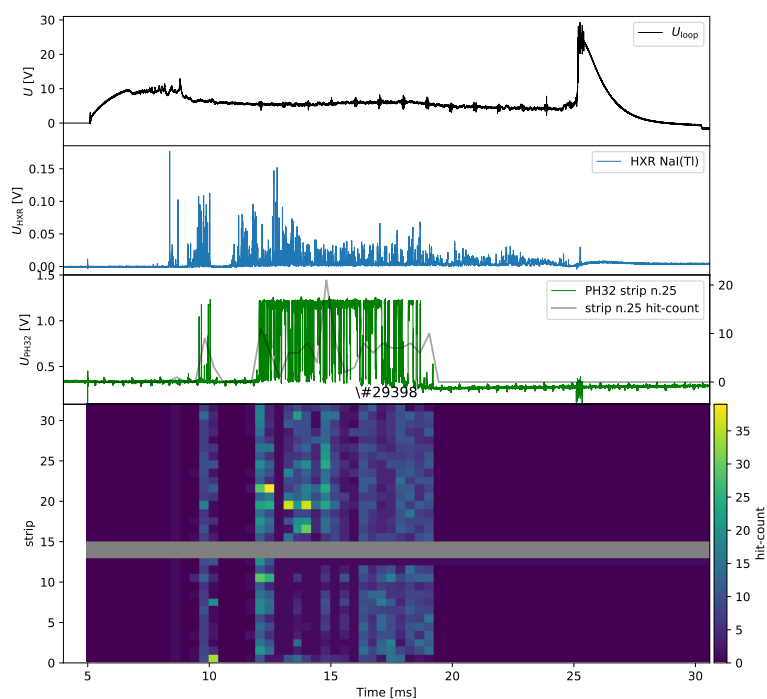
Naměřená data



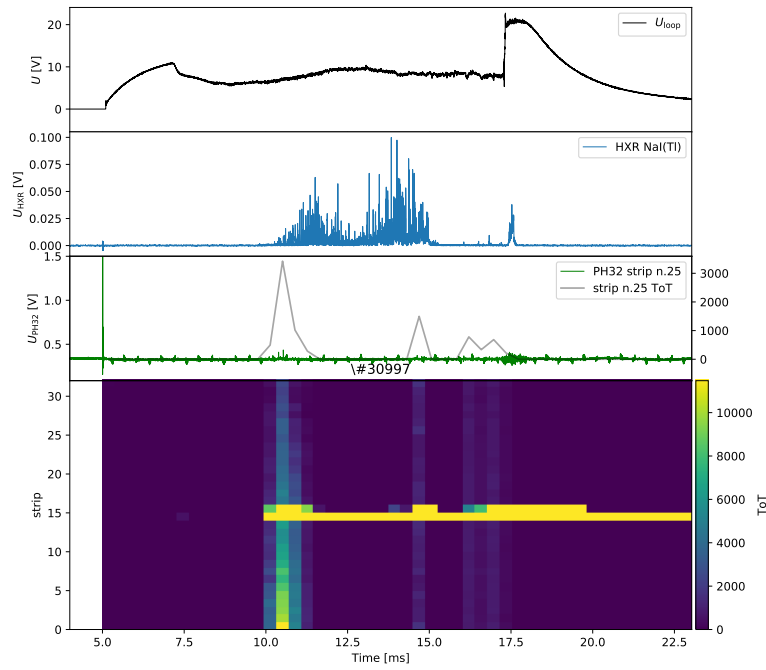
Obrázek A.1: #29367 $l = 109$ mm, $\varphi = 90^\circ$.



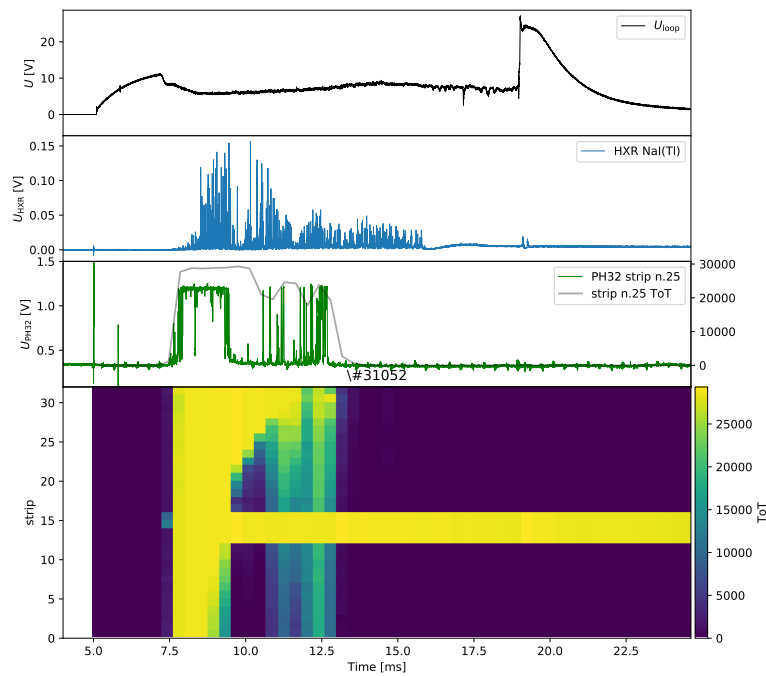
Obrázek A.2: #29368 $l = 109$ mm, $\varphi = 90^\circ$.



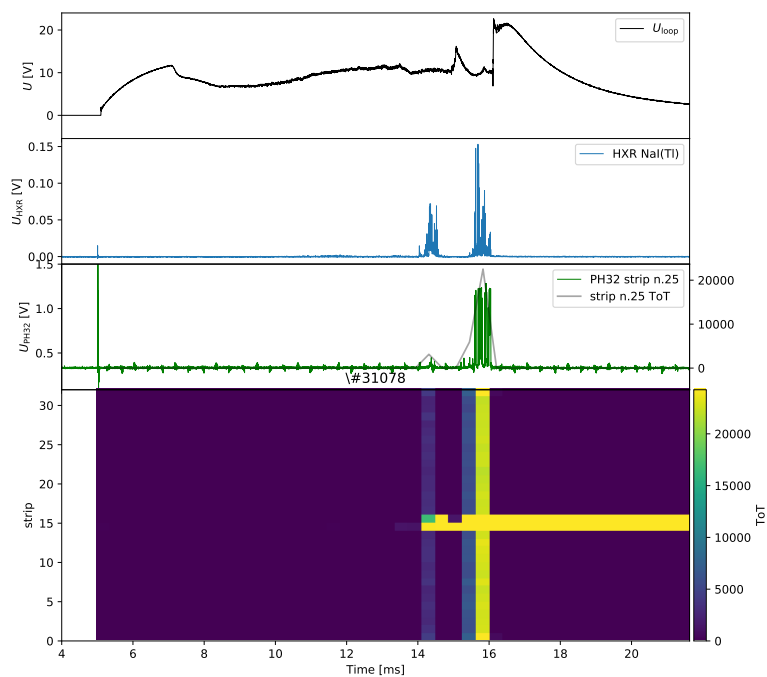
Obrázek A.3: #29398 $l = 111$ mm, $\varphi = 0^\circ$.



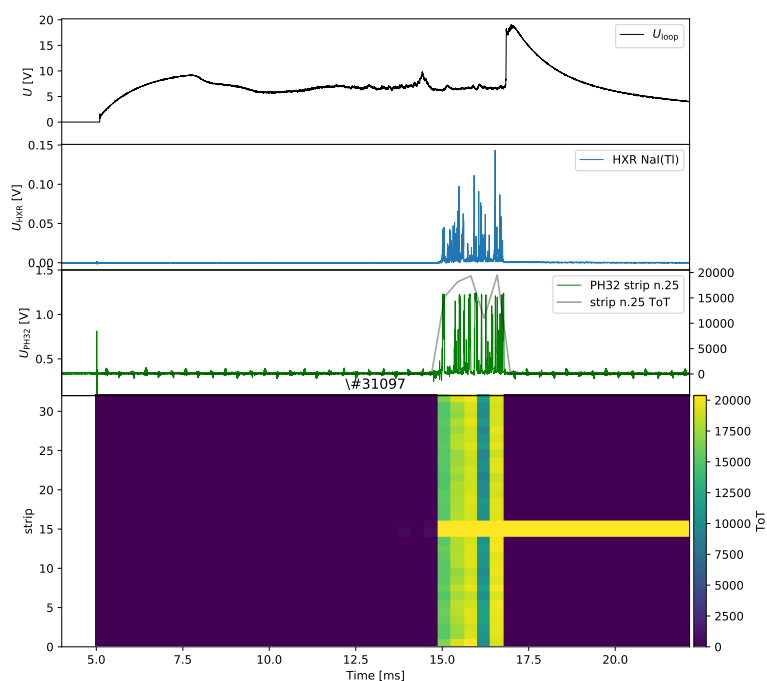
Obrázek A.4: #30997 $l = 102$ mm, $\varphi = -90^\circ$.



Obrázek A.5: #31052 $l = 102$ mm, $\varphi = -90^\circ$.



Obrázek A.6: #31078 $l = 110$ mm, $\varphi = 0^\circ$.



Obrázek A.7: #31097 $l = 110$ mm, $\varphi = 0^\circ$.