

České vysoké učení technické v Praze
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky
Obor: Fyzika a technika termojaderné fúze



Charakterizace rentgenového záření
produkovaného ubíhajícími elektrony
na tokamaku Golem

Characterization of X-rays produced
by runaway electrons on Golem
tokamak

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Vypracoval: Štěpán Malec
Vedoucí práce: Ing. Vladimír Linhart, Ph.D.
Rok: 2020



Katedra: fyziky

Akademický rok: 2018/19

ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

Student: Štěpán Malec

Studijní program: Aplikace přírodních věd

Obor: Fyzika a technika termojaderné fúze

Název práce: Charakterizace rentgenového záření produkovaného ubíhajícími
(česky) elektrony na tokamaku Golem

Název práce: Characterization of X-rays produced by runaway electrons on Golem
(anglicky) tokamak

Pokyny pro vypracování:

- 1) Popište tokamak Golem a uveďte jeho parametry (nastavitelné i měřitelné). Definujte pojem "ubíhající elektrony" a uveďte jejich vlastnosti.
- 2) Proved'te detailní rešerši odborných článků a studentských prací na téma měření ubíhajících elektronů.
- 3) Popište předložené detektory a proved'te jejich základní charakterizaci (např. energetická kalibrace, stanovení detekční účinnosti, odhad časových vlastností, ap.). Funkčnost detektorů demonstруйте pomocí známých zdrojů rentgenového záření a záření gama. Vně tokamaku změřte rentgenové záření produkované uniklými elektrony v jeho stěnách a proved'te fenomenologický popis naměřených dat.
- 4) Popište princip comptonovy kamery. V popisu se zaměřte hlavně na jevy, které mají vliv na energetické a prostorové rozlišení. Proved'te rešerši odborných publikací s cílem doložit skutečnosti uvedené v popisu. Budete-li mít k dispozici funkční comptonovu kameru, proved'te vně tokamaku obdobná měření jako v bodě 2 včetně popisu naměřených dat.
- 5) Diskutujte, která nová měření se vám podařila vykonat a do jaké míry předložené detektory splňují požadavky na adaptaci měřicí techniky.

Doporučená literatura:

- [1] J. Wesson: Tokamaks, Oxford University Press, 2011
- [2] R. Jaspers: Relativistic Runaway Electrons in Tokamak Plasmas, Disertační práce, Technische Universiteit Eindhoven, 1995
- [3] O. Ficker: Generace, ztráty a diagnostika ubíhajících elektronů v tokamacích, Diplomová práce, ČVUT, 2015
- [4] J. Gerndt, P. Průša: Detektory ionizujícího záření, ČVUT, 2011
- [5] G. F. Knoll: Radiation Detection and Measurement, John Wiley & Sons, Inc., 2000
- [6] P. A. Rodnyi: Physical Processes in Inorganic Scintillators, CRC Press, 1997
- [7] C. Leroy and P.-G. Rancoita: Principles of Radiation Interaction in Matter and Detection, World Scientific Publishing, 2016

Jméno a pracoviště vedoucího bakalářské práce:

Ing. Vladimír Linhart, Ph.D., Katedra dozimetrie a aplikace ionizujícího záření, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, ČVUT v Praze

Jméno a pracoviště konzultanta:

Ing. Vojtěch Svoboda, CSc., Katedra fyziky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, 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

Prohlášení

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

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

V Praze dne

.....
Štěpán Malec

Poděkování

Nejvíce bych rád poděkoval vedoucímu této bakalářské práce Ing. Vladimírovi Linhartovi, Ph.D. za jeho podnětné rady, pomoc a také za to, že se mi věnoval i v době svého osobního volna. Dále bych velice rád poděkoval Ing. Jaroslavovi Čerovskému za jeho poznámky a rady, které mi předával v průběhu psaní této práce. Na závěr také chci poděkovat mému konzultantovi Ing. Vojtěchovi Svobodovi, CSc.

Štěpán Malec

Název práce:

Charakterizace rentgenového záření produkovaného ubíhajícími elektrony na tokamaku Golem

Autor: Štěpán Malec

Studijní program: Aplikace přírodních věd

Obor: Fyzika a technika termojaderné fúze

Druh práce: Bakalářská práce

Vedoucí práce: Ing. Vladimír Linhart, Ph.D.

Katedra dozimetrie a aplikace ionizujícího záření, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, České vysoké učení technické v Praze

Konzultant: Ing. Vojtěch Svoboda, CSc.

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

Abstrakt: V této práci je popsán tokamak, jeho základní komponenty a jsou uvedeny parametry tokamaku Golem. Je provedena rešerše článků z let 2015 - 2018 se zaměřením na detekci ubíhajících elektronů. Z rešerše je získán seznam detektorů používaných pro detekci ubíhajících elektronů a tyto detektory jsou popsány. Jsou zde uvedeny interakce rentgenového a gama záření. Na těchto interakcích je založen princip nalezených detektorů, Comptonův rozptyl je zde popsán detailněji kvůli návrhu Comptonovy kamery. Po porovnání těchto detektorů je práce zaměřena na použití polovodičových detektorů Timepix3, se kterými byla provedena spektroskopická měření daných radionuklidů. V závěru této práce je popsán návrh Comptonovy kamery a provedena jednoduchá simulace ověřující její princip.

Klíčová slova: tokamak, ubíhající elektrony, Comptonova kamera, Timepix3

Title:

Characterization of X-rays produced by runaway electrons on Golem tokamak

Author: Štěpán Malec

Abstract: In this work, a tokamak is described. The basic components and parameters of the tokamak Golem are given. A bibliographic search of articles from years 2015 - 2018 is carried out with a focus on detection of runaway electrons. A list of detectors used for the detection of the runaway electrons is obtained from the search and these detectors. Interactions of X-ray and gamma radiation are mentioned. The principles of the found detectors are based on these interactions. Compton scattering is described in more detail here because of the design of Compton camera. After comparing these detectors, the work is focused on the use of semiconductor detectors Timepix3, with which spectroscopic measurements of given radionuclides were made. At the end of this work is described the design of Compton camera and a simple simulation was performed to verify its principle.

Key words: tokamak, runaway electrons, Compton camera, Timepix3

Obsah

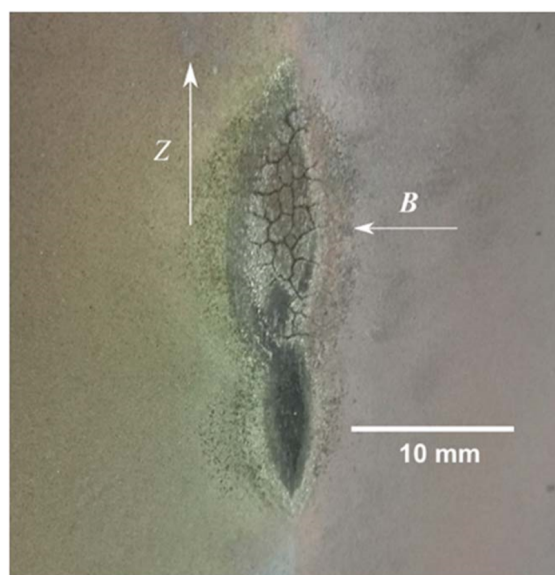
Úvod	9
1 Základní poznatky	11
1.1 Plazma	11
1.2 Tokamak	12
1.3 Parametry reaktoru	17
1.4 Ubíhající elektrony	18
1.5 Rentgenové záření	19
1.5.1 Brzdné záření	20
1.6 Interakce rentgenového a gama záření	21
1.6.1 Fotoelektrický jev	21
1.6.2 Comptonův rozptyl	21
1.6.3 Produkce páru	23
1.7 Tokamak Golem	24
1.7.1 Základní diagnostika rentgenového záření na tokamaku Golem	25
2 Rešerše	26
2.1 Experimentální testy detektorů pro měření radiačních polí na tokamacích	26
2.2 Výsledky experimentů zkoumající vliv massive gas injection - MGI	28
2.3 Výsledky experimentů zkoumající vliv elektrického pole na ubíhající elektrony	31
2.4 Experimenty věnující se řízení ubíhajících elektronů	35
2.4.1 Výsledky experimentů zkoumající distribuční funkci energie ubíhajících elektronů	36
2.5 Výsledky experimentů zabývajících se vlivem poruch magnetického pole na ubíhající elektrony	39
3 Seznam používaných detektorů v experimentech z rešerše	43
3.1 Scintilační detektory	43
3.1.1 Scintilační proces v organických scintilátorech	44
3.1.2 Anorganické scintilátory	45
3.1.3 Scintilační proces v anorganických scintilátorech	45
3.2 Jednotlivé typy scintilačních detektorů	47
3.3 Polovodičové detektory	49
3.3.1 Vlastnosti polovodičů	50
3.4 Využití p-n přechodu pro detektor	53

3.5	Jednotlivé typy polovodičových detektorů	53
3.5.1	Polohově citlivé detektory	54
3.6	Srovnání scintilačních a polovodičových detektorů	55
3.7	Detektory Timepix3	56
4	Spektroskopická měření s detektory Timepix3	58
4.1	Si detektor	58
4.2	CdTe detektor	58
4.3	Diskuze	60
5	Comptonova kamera	61
5.1	Využití Comptonova rozptylu pro konstrukci kamery	61
5.1.1	"Dvou-interakční" události	61
5.1.2	"Tří-interakční" události	62
5.2	Zobrazování naměřených dat	63
5.3	Analýza dat v jednoduchém experimentálním uspořádání (návrh Comptonovy kamery)	63
5.4	Simulace Comptonovy kamery	64
	Závěr	66
	Disclaimer	68
	Literatura	69

Úvod

Tokamaky by jednoho dne mohly plnit funkci fúzních elektráren dodávajících elektrickou energii. Ovšem dnes tokamaky nejsou ještě dostatečně vyspělé, aby tuto funkci mohly zastávat. Je zapotřebí udělat ještě velké množství výzkumné práce, aby fúzními reakcemi v tokamaku bylo vyrobeno dostatečně velké množství energie, které by převýšilo vlastní spotřebu tokamaku. To je však jen jedna z překážek, která brání získávání energie z fúzních reakcí v tokamaku. Problematickým místem je také vakuová komora tokamaku, ve které je plazma udržováno. Stěny vakuové komory tokamaku jsou, a zejména při kontinuálním provozu reaktoru budou, velmi tepelně a radiačně namáhány. Při provozu, ale zejména při disrupci, stěna a limiter nebo divertor (to závisí na konstrukci tokamaku, dnešní koncepty tokamaků již počítají s použitím divertorů) jsou zatíženy nárazy tzv. ubíhajících elektronů, které mohou vážně poškodit komponenty tokamaku přiléhající k plazmatu. Na Obr. 1 je fotografie limiteru poškozeného v důsledku interakce s ubíhajícími elektrony.

Cílem této práce je provést rešerši článků, které se zabývaly metodami měření ubíhajících elektronů, respektive rentgenového záření, které vzniká při interakci těchto elektronů se stěnou tokamaku. S tím souvisí způsoby detekce tohoto rentgenového záření, které jsou dále popsány. Dalším úkolem je provést měření energetických spekter daných radionuklidů polovodičovými detektory vybavenými čipy typu Timepix3, ověřit jejich funkci a diskutovat návrh Comptonovy kamery, která by se skládala právě z těchto detektorů.



Obr. 1: Poškození limiteru z grafitu na tokamaku Compass v důsledku interakce s ubíhajícími elektrony. Dvě místa poškození odpovídají dvěma svazkům ubíhajících elektronů. [30]

Kapitola 1

Základní poznatky

1.1 Plazma

Plazma je kvazineutrální plyn nabitých a neutrálních částic, který vykazuje kolektivní chování [17].

Kvazineutralitou rozumíme, že v makroskopickém objemu je stejné množství záporných a kladných nábojů, můžeme tedy psát

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

kde Z_i je náboj iontu, n_i je hustota iontů a n_e je hustota elektronů. Pro objasnění pojmu makroskopického objemu je nutné zavést tzv. Debyeovu délku λ_D . Pokud je do plazmatu vložena částice s nábojem q , změní se rozložení ostatních nabitých částic v plazmatu a vložena částice s nábojem q bude odstíněna. Debyeova délka je vzdálenost, na které elektrické pole vložené částice klesne na $1/e$, tedy

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

ε_0 a k_B představuje permitivitu vakua a Boltzmanovu konstantu, Q_α , n_α a T_α je náboj, hustota a teplota jednotlivých druhů částic plazmatu. Debyeova délka vypočítaná na základě charakteristických parametrů plazmatu v tokamaku GOLEM (bude popsán později), které jsou dostupné na stránkách [56], je $\lambda_D \sim 9,3 \times 10^{-17}$ m. Pokud je počet částic ve sféře s poloměrem Debyeovy délky $N_D \gg 1$, hovoříme o ideálním plazmatu. N_D se nazývá plazmatický parametr a platí

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

Plazmatický parametr vypočítaný na základě charakteristických parametrů plazmatu v tokamaku Golem je $N_D \sim 6800$.

Kolektivním chováním rozumíme vzájemné působení částic pomocí makroskopických elektromagnetických polí na rozdíl od mikroskopických polí, kterými na sebe působí částice při binární srážce [17]. V důsledku stínění je binární působení v

ideálním plazmatu účinné jen do vzdálenosti Debyeovy délky, k působení na větší vzdálenosti dochází vlivem elektromagnetických polí (dochází například k plazmovým oscilacím s plazmovou elektronovou frekvencí ω_{pe}). Plazmovou frekvencí označujeme frekvenci, s kterou by kmitaly elektrony kolem nehybných iontů a ν je srážková frekvence elektronů. Podmínku kolektivního chování lze zapsat jako $\omega_{pe} \gg \nu$, kde

$$\omega_{pe}^2 = \frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m_e}. \quad (1.4)$$

Srážková frekvence je úměrná převrácené hodnotě třetí mocniny tepelné rychlosti částic (elektronů), tepelná rychlost elektronů v plazmatu lze vypočítat pomocí vzorce

$$v_T = \sqrt{\frac{k_b T_e}{m_e}}. \quad (1.5)$$

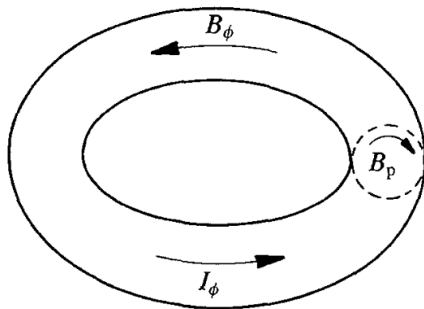
Opět, dosazením charakteristických parametrů tokamaku Golem získáme plazmovou elektronovou frekvenci $\omega_{pe} \sim 2,4 \times 10^8$ kHz a srážkovou frekvenci $\nu \sim 92$ kHz. Zdá se tedy, že podmínka pro kolektivní chování je v tokamaku Golem splněna.

Dle vypočítaných parametrů plazmatu v tokamaku Golem lze říci, že se jedná o ideální plazma, které vykazuje kolektivní chování.

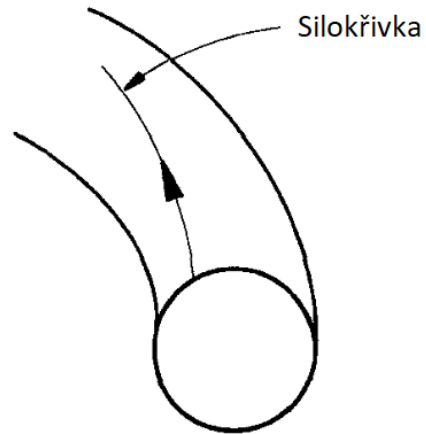
1.2 Tokamak

Při psaní textů první kapitoly se hlavním zdrojem informací o tokamacích stala kniha [17].

Tokamak je toroidální systém pro udržení plazmatu. Plazma je drženo po-

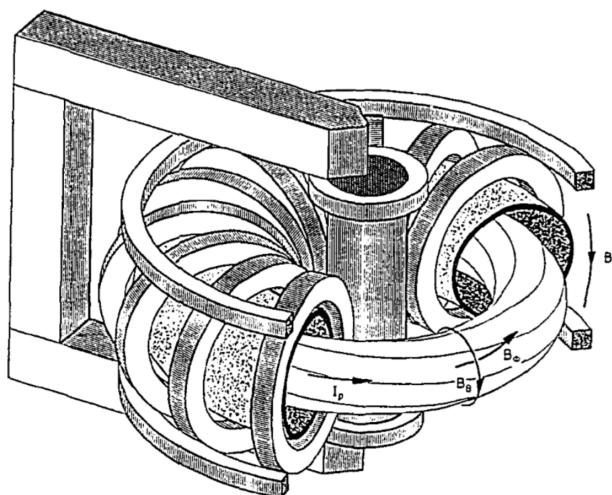


Obr. 1.1: Toroidální magnetické pole B_ϕ a poloidální magnetické pole B_p , které vzniká jako důsledek toroidálního proudu I_ϕ . [52], upraveno



Obr. 1.2: Kombinace B_ϕ a B_p způsobuje otáčení silokřivek magnetického pole, tzv. helicitu. [52], upraveno

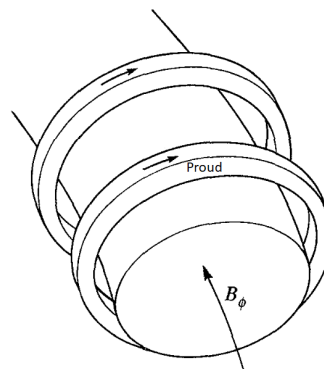
mocí magnetických polí ve vakuové nádobě a má obvykle hustotu částic v rozmezí $10^{19} - 10^{20} \text{ m}^{-3}$. Hlavním a nejsilnějším magnetickým polem v tokamaku je pole toroidální, které samo o sobě nestačí k udržení plazmatu. Pro udržení plazmatu je zapotřebí rovnováha, při níž je tlak plazmatu vyvážen tlakem magnetického pole, je



Obr. 1.4: Schéma tokamaku. [20]

tedy nutné přidat poloidální magnetické pole. V tokamaku je poloidální pole vytvářeno pomocí elektrického proudu, který prochází plazmatem v toroidálním směru, například v tokamaku Golem je tento proud $I_p < 8$ kA. Tento proud se šíří v toroidálním směru. Tyto proudy a pole jsou znázorněny na Obr. 1.1. Kombinací toroidálního magnetického pole B_ϕ (také se píše B_t) a poloidálního magnetického pole B_θ (také se píše B_p) vzniknou silokřivky magnetického pole, které mají kolem torusu helikální trajektorii (viz Obr. 1.2). Na Obr. 1.3 je znázorněno toroidální magnetické pole, které vzniká v cívkách kolem torusu. Schéma tokamaku je znázorněno na Obr. 1.4.

V reaktoru musí být dostatečně vysoký tlak plazmatu, ten je nastaven z hlediska stability a zvyšuje se silou magnetického pole. Tlak plazmatu je limitován tlakem magnetického pole, poměr tlaku plazmatu a tlaku magnetického pole musí být malý. Velikost toroidálního magnetického pole je ovšem velmi omezena technickými možnostmi. V experimentálních zařízeních se často používají měděné cívky, v nichž dochází k velkým ztrátám vlivem Jouleova efektu (ohřevu), proto se počítá s tím, že při provozu tokamaku budou instalovány cívky supravodivé. V supravodivých cívkách dochází ke ztrátě supravodivosti při dosažení kritického magnetického pole, což představuje další omezení. Maximální magnetické pole u těchto cívek je přibližně 12 T, v případě vylepšení vodičů to může být kolem 16 T. Toto maximální toroidální magnetické pole se objeví na vnitřní straně cívky. Toroidální magnetické pole je nepřímě úměrné hlavnímu poloměru, výsledné toroidální magnetické pole v centru plazmatu se typicky pohybuje v rozmezí 6–8 T (záleží na velikosti tokamaku). Na tokamaku Golem se toroidální supravodivé cívky nepoužívají. Měděné cívky na tokamaku Go-



Obr. 1.3: Toroidální magnetické pole vzniká průchodem proudu cívkami, které jsou kolem komory tokamaku. [52], upraveno

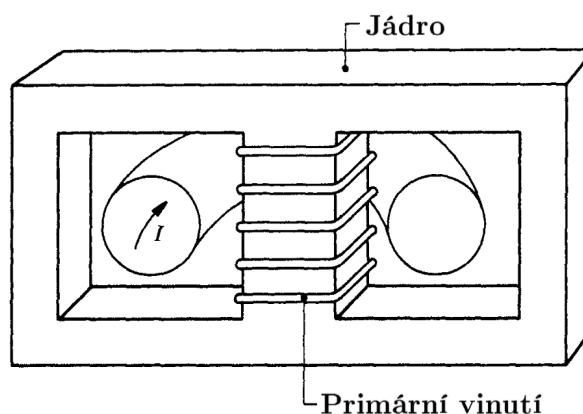
lem generují na ose tokamaku toroidální magnetické pole $< 0,5 \text{ T}$.

Tlak plazmatu se pro dané toroidální magnetické pole může zvyšovat s rostoucím proudem plazmatem. Výsledná poloidální pole jsou obvykle o řád menší, než toroidální magnetické pole. V současnosti se ve velkých tokamacích objevují proudy několik megaampér.

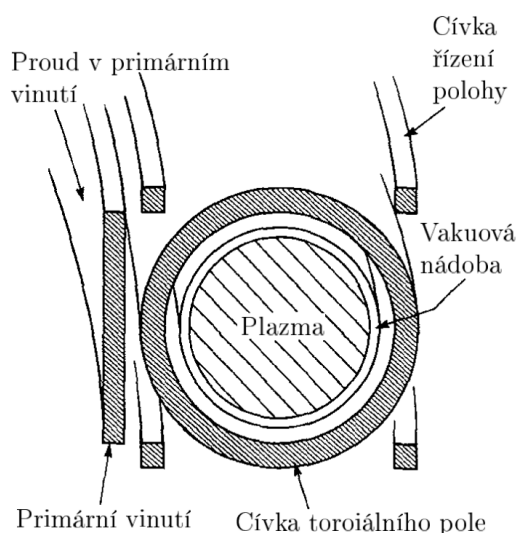
V experimentech je proud plazmatem dán toroidálním magnetickým polem. Například tokamak Golem má železné jádro a primární vinutí, sekundárním vinutím je plazma (schématické znázornění je na Obr. 1.5). Změnou proudu v primárním vinutí je způsobena změna magnetického toku v železném jádře. Změna magnetického toku způsobuje generaci elektrického pole, které má potom za následek vlečení proudu plazmatem. Železné jádro transformátoru má tu nevýhodu, že redukuje požadovanou dodávku energie (může se saturovat) a jeho výhodou jsou zmenšená rozptylová magnetická pole.

Pro tvarování plazmatu a řízení jeho polohy jsou potřeba další magnetická pole (radiální a vertikální magnetická pole), která jsou generována sadou cívek znázorněnými na Obr. 1.6.

V plazmatu se také mohou objevit nečistoty, které ředí palivo a způsobují



Obr. 1.5: Schématické znázornění tokamaku jako transformátoru, kde jeden závit sekundárního vinutí představuje plazma. [52], upraveno

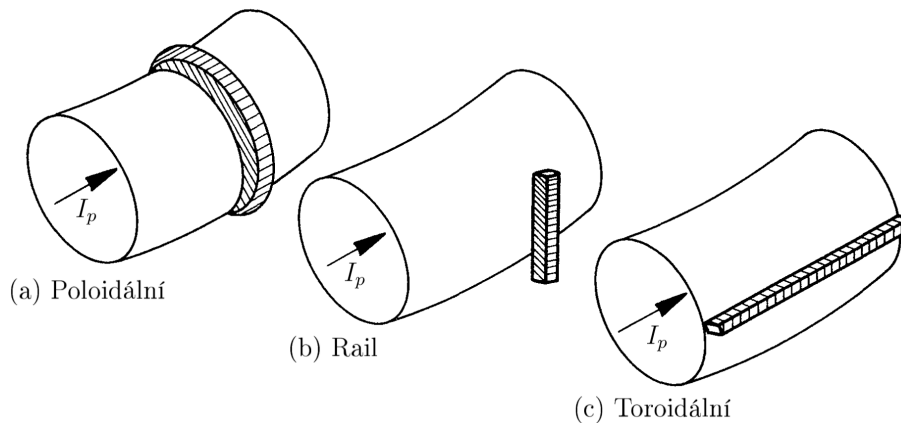


Obr. 1.6: Uspořádání cívek v tokamaku. [52], upraveno

radiační ztráty. Omezení vstupu nečistot do plazmatu je velmi důležité pro úspěšný provoz tokamaků, je tedy třeba oddělit plazma od vakuové nádoby. To je realizováno dvěma způsoby. Prvním z nich je definovat hranici plazmatu pomocí materiálového limiteru a druhým způsobem je vhodná konfigurace magnetického pole, kde se plazma dotýká materiálu pouze v prostoru divertoru (viz dále).

Limitér

Limitér (omezovač) je pevný povrch, který definuje okraj plazmatu. Různé geometrické tvary limiterů jsou znázorněny na Obr. 1.7. Nejjednodušším z nich je prstenec umístěný v komoře tokamaku, který je kolmý na toroidální pole a vnitřní průměr otvoru prstence je menší, než průměr vakuové komory (poloidální limiter). Osa poloidálního limiteru leží na ose tokamaku. V tokamaku tvoří silokřivky magnetického pole uzavřené povrchy, proto i lokální nebo bodová interakce definuje okraj plazmatu. V tokamaku Golem je instalován poloidální limiter.



Obr. 1.7: Schématické znázornění různých typů limiterů. [52], upraveno

Limitér je do tokamaků instalován z několika důvodů. Především slouží k ochraně stěny před plazmatem. Je tedy vyroben z materiálů s vysokou teplotou tání, jako je uhlík, molybden nebo wolfram, který je schopen odolávat vysokým tepelným zatížením. Na limiteru jsou lokalizovány interakce plazmatu s povrchem, což je jeho dalším úkolem. Vysoký počet částic interagujících s povrchem limiteru, způsobuje odstranění adsorbovaných plynů, oxidových vrstev a dalších snadno desorbovatelných nečistot z jeho povrchu. V oblasti limiteru je vyšší hustota neutrálních částic a větší radiace, než v jiných částech tokamaku.

Materiál limiteru musí odolávat tepelným šokům, protože se může deponovat velké množství energie do jeho povrchu. Také musí produkovat co nejnižší tok nečistot do plazmatu, který vzniká při interakci s plazmatem. Produkované nečistoty by tedy měli mít co nejnižší atomové číslo, aby se snížily radiační ztráty plazmatu. Limitery také musí mít dobrou tepelnou vodivost. Z materiálů s nízkým atomovým číslem použitelných pro limiter je pro vysoké tepelné zatížení vhodné pouze beryllium a uhlík. Materiály s vysokým atomovým číslem, jako je wolfram a molybden, mají dobré tepelné vlastnosti a malý tok nečistot do plazmatu, ale díky jejich vysokému protonovému číslu lze v plazmatu tolerovat pouze velmi malé množství

nečistot. Mohou tedy být použity pouze v případě, že lze udržet nízké teploty okraje plazmatu.

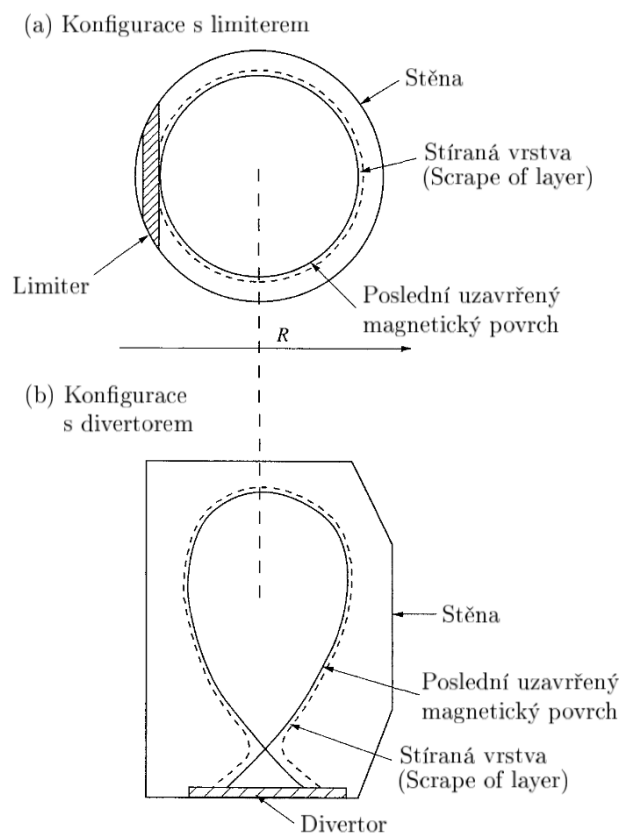
Hlavní nevýhodou limiterů je, že nečistoty opouštějící jejich povrch se dostávají do plazmatu, kde se stávají ionizovanými. Jedním ze způsobů, jak se tento problém dá překonat, je použití divertoru.

Divertor

Při použití limiteru je poslední uzavřený magnetický povrch (last closed flux surface - LCFS) definován pevným povrchem. Díky tomu mohou neutrální atomy nečistot uvolněné z jeho povrchu vniknout do plazmatu. V případě použití divertoru je LCFS definován magnetickým polem a interakce povrchu s plazmatem probíhají dále od plazmatu, to je znázorněno na Obr. 1.8. Při použití divertoru mohou být nečistoty uvolněné interakcemi z jeho povrchu ionizovány a svedeny zpět na povrch dříve, než se dostanou k LCFS a vstoupí do plazmatu. Divertor také snižuje příliv nečistot a) snížením toku neutrálních částic, které se mohou dostat do plazmatu a b) ionizací nečistot, které vznikají při případných zbytkových interakcích stěny ve stírané vrstvě (scrape-off layer - SOL), a pak proudí podél silokřivek do divertoru.

Jedním z problémů při návrhu fúzního reaktoru je řízení výkonu, kterým je zatížen povrch přiléhající k plazmatu. Problém, který je spojen s divertorem je omezení hustoty energie proudící na povrch divertoru, aby se zamezilo vysokým teplotám na jeho povrchu, které mohou vést až k jeho roztavení, nebo velmi vysokému uvolnění nečistot odpařováním, nebo jinými procesy.

Existuje několik typů magnetických konfigurací pro divertory. Mezi nejúspěšnější patří toroidálně symetrický divertor, nebo divertor poloidálního pole.



Obr. 1.8: Schéma povrchů poloidálního toku v tokamaku (a) s limiterem (b) s divertorem. [52], upraveno

1.3 Parametry reaktoru

Dosud postavenými tokamaky, které se používají k experimentálním účelům již bylo získáno dostatečné množství informací díky kterým je možné odhadnout vhodné parametry reaktoru.

Velikost reaktoru a potřebný proud plazmatem jsou v principu určeny třemi omezeními (úvahami). Za prvé je to doba udržení energie, ta musí být dostatečně dlouhá, aby byla splněna podmínka rovnováhy výkonu plazmatu (sekce 1.4 v [52]). Plazma tedy musí být dostatečně velké, což zlepšuje dobu jeho udržení díky procházejícímu proudu plazmatem. Proud plazmatem může být větší v plazmatu o velkém objemu, kde se může vyskytovat vyšší počet částic, kterými je proud plazmatem vlečen. Tímto se dostáváme ke druhému omezení. V daném zařízení se s rostoucím proudem plazmatem musí úměrně zvyšovat magnetické pole, aby plazma bylo stabilní. Třetím omezením je, že toroidální magnetické pole je omezeno kritickým polem supravodičů a také mechanickým namáháním cívek při průchodu vysokých proudů. Když jsou tyto podmínky převedeny do praxe, plazma v reaktoru musí splňovat podmínky na hustotu, teplotu a dobu udržení. Tyto podmínky lze shrnout požadavkem

$$\hat{n}\hat{T}\tau_E \gtrsim 5 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}\text{keVs}, \quad (1.6)$$

který se nazývá trojný součin. V tokamaku Golem tento součin dosahuje hodnoty při nejlepším $\hat{n}\hat{T}\tau_E \lesssim 1,8 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}\text{keVs}$, to je o 4 řády méně, než by bylo zapotřebí. Aby se výraz (1.6) vztahoval k parametrům plazmatu, je třeba vyjádřit dobu udržení energie. Goldstone navrhl vzorec, který lze aproximovat pomocí

$$\tau_E = \frac{I^2}{nT} f\left(\frac{R}{a}, \frac{b}{a}\right), \quad (1.7)$$

kde I je proud plazmatem, n je hustota, T teplota, R/a je poměr hlavního a vedlejšího poloměru (aspect-ratio) a b/a je protažení (elongace) plazmatu, které je měřeno poměrem poloviční výšky (polovýšky) a poloviční šířky (pološířky) plazmatu. Závislost na poměru stran (aspect-ratio) a protažení (elongaci) je nejistá. Byly nalezeny režimy, při kterých je lepší udržení. Tohoto režimu lze dosáhnout, pokud se do rovnice (1.7) zavede tzv. zlepšovací faktor H (viz [52]). Typickými geometrickými poměry jsou $R/a = 3$ a $b/a = 5/3$, pro tyto hodnoty je $f = 2 \times 10^6 \text{ m}^{-3}\text{keVsA}^{-2}$. V [52] je odvozen přibližný požadavek na reaktor,

$$RB_\phi \gtrsim \frac{65}{H} \text{ mT}, \quad (1.8)$$

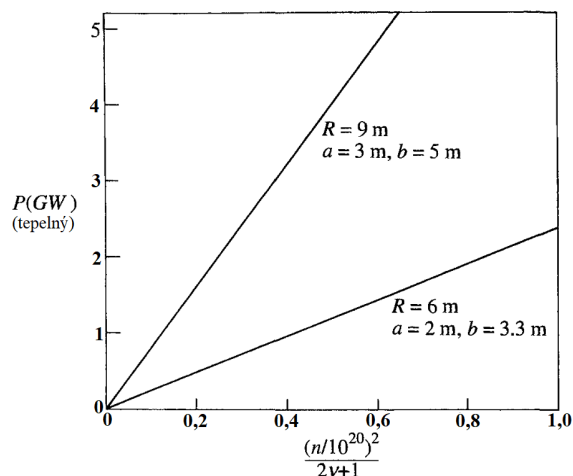
pro poměry $R/a = 3$ a $b/a = 5/3$. Experimentálně byly získány zlepšovací faktory $H = 2$ až 3 . Pokud uvažujeme $B_\phi = 6 \text{ T}$ (viz výše), z podmínky (1.8) získáváme hlavní poloměr (major radius) $11/H$, pro H mezi 1 a 2 vychází R mezi 11 a $5,5 \text{ m}$, a je zhruba $3,5$ až 2 m a b 6 až 3 m . S parametry $R = 0,4 \text{ m}$ a $a = b = 0,085 \text{ m}$ je zřejmé, že v tokamaku Golem plazma nikdy nebude dostatečně velké, aby doba udržení stabilního plazmatu byla dostatečně dlouhá pro splnění této podmínky. Golem však může dobře sloužit jako malý výzkumný tokamak, třeba právě pro studie ubíhajících elektronů.

Výkon reaktoru

Celkový výkon reaktoru odvozený pomocí zjednodušujících aproximací je

$$P = \frac{0,15}{2\nu + 1} Rab \left(\frac{\hat{n}}{10^{20}} \right)^2 \hat{T}^2 \text{ MW}, \quad \hat{T} \text{ v keV.} \quad (1.9)$$

Grafy tohoto výkonu v závislosti na $\hat{n}^2/(2\nu + 1)$ jsou znázorněny na Obr. 1.9 pro $R = 9 \text{ m}$, $a = 3 \text{ m}$, $b = 5 \text{ m}$ a $R = 6 \text{ m}$, $a = 2 \text{ m}$, $b = 3,3 \text{ m}$, je použito $\hat{T} = 20 \text{ keV}$ [52].



Obr. 1.9: Grafy udávají závislost termonukleárního výkonu na maximální hustotě n a indexu tvaru tlakového profilu (pressure profile shape index) pro dvě velikosti tokamaků s $\hat{T} = 20 \text{ keV}$. [52], upraveno

Nečistoty

Nečistoty, které jsou přítomné v plazmatu představují jeden z nejzávažnějších problémů reaktoru. Existují dva druhy nečistot - iontové nečistoty, které pochází z pevných povrchů a α -částice vznikající při fúzních procesech. Konstrukce reaktoru musí co nejvíce minimalizovat přichozí nečistoty. Nečistoty, které vznikají při fúzních reakcích (helium), by v plazmatu měli být co nejkratší dobu.

1.4 Ubíhající elektrony

V tokamaku je udržení plazmatu dosaženo pomocí proudu, který protéká sloupcem plazmatu, ten je generován indukovaným elektrickým polem v toroidálním směru. Přítomnost tohoto elektrického pole vede k jevu ubíhajících elektronů [6]. Srážky mezi nabitými částicemi v plazmatu se řídí Coulombovskou interakcí. Tato interakce se vyznačuje rychlým snížením přenosu hybnosti se zvyšující se energií částic. U elektronů, které mají dostatečně vysokou energii, třecí síla způsobená srážkami s

částicemi plazmatu nekompensuje externě indukovanou elektrickou sílu a tyto elektrony jsou nepřetržitě urychlovány a ubíhají. [20]

Teoreticky lze poměrně úspěšně popsat jev ubíhajících elektronů a výsledné nelineární efekty. Ubíhající elektrony se kolizně oddělují od zbytku plazmatu kvůli vysokým relativním rychlostem a s tím souvisejícím malým účinným průřezem. I přes tuto malou kolizní interakci stále existuje propojení mezi unikajícími a termálními elektrony. Vzájemné působení mezi uniklými elektrony a kolektivním chováním plazmatu může vyvolat nestabilitu.

Ubíhající elektrony (runaway electrons - RE) lze považovat za ideálně bezkolizní, což z nich dělá vhodný nástroj pro zkoumání nekolizního transportu v tokamaku. Také mohou ovlivnit chování plazmatu, protože mohou nést podstatnou část proudu plazmatem. Ztráta (Únik) vysokoenergetických elektronů může způsobit poškození tokamaků. Může dojít k závažnému poškození při disrupci (náhlé vyhasnutí plazmatu), kdy mohou být ubíhající elektrony urychleny na velmi vysoké energie. Díky těmto vlastnostem ubíhajících elektronů je jejich výzkum velmi důležitý. Ten je realizován prostřednictvím detekce a měření jejich synchrotronního záření, dále záření vznikajícího při nárazu elektronů do stěny tokamaku a také brzdného záření, které je generováno kolizemi ubíhajících elektronů s nečistotami. V této práci se pozornost bude upínat hlavně k elektronům s energií takovou, že při nárazu do stěny vygenerují zejména rentgenové záření.

1.5 Rentgenové záření

Informace týkající se elektromagnetického záření obsažené v první kapitole byly převzaty zejména z publikace [23].

Pokud jsou v atomu nějakým excitačním procesem vybuzeny elektrony ze základní konfigurace, atom se dostane do excitovaného stavu. Atom má tendenci se vrátit do základního stavu nebo do stavu s nejnižší energií, proto v excitovaném stavu vydrží pouze krátkou dobu. Tento čas je v pevných látkách typicky nanosekunda nebo méně. Energie uvolněná při přechodu z excitovaného do základního stavu je energie charakteristického rentgenového (X-ray) fotonu a jeho energie je dána rozdílem energií excitovaného a základního stavu. Energie charakteristického rentgenového záření je jedinečná pro každý jednotlivý prvek.

Vnitřní konverze je další jaderný proces, při kterém elektromagneticky interaguje excitované jádro s elektronovým obalem. Jádro přejde do stavu s nižší energií. Uvolněná energie ionizuje atom a následně urychlí uvolněný elektron z atomového obalu. Výsledkem vnitřní konverze je vyražení orbitalního elektronu z atomu, který za sebou zanechá volné místo. Tento vyražený elektron je většinou z nejnižších slupek obalu a aby se atom navrátil do základního stavu, nastane kaskáda elektromagnetických přechodů elektronů v obalu. Při těchto přechodech dochází k emisi charakteristického rentgenového záření nebo Augerových elektronů. Augerův elektron je elektron vyražený z vnější slupky elektronového obalu, kterému byla předána excitační energie atomu ve formě kinetické energie. Radioizotopové zdroje mohou obvykle vyzařovat kromě charakteristických rentgenových fotonů také gama fotony. K měřitelnému kontinuu brzdného záření mohou vést konverzní elektrony, zejména ty

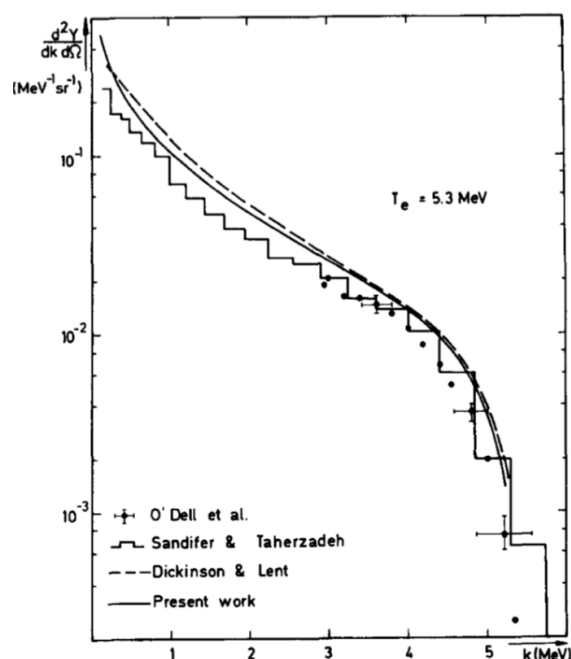
s vysokou energií. Pokud je třeba čistý zdroj rentgenového záření bez kontaminace gama záření, musí být zvolen radioizotop, který se rozkládá zachycením elektronů vedoucích přímo k základnímu jadernému stavu produktu (dceřiného jádra).

Samoabsorpce je významným technickým problémem při přípravě rentgenových zdrojů radioizotopů. Jak se zvyšuje tloušťka zdroje, tak pouze atomy v blízkosti povrchu mohou přispívat fotony, které ze zdroje uniknou. Počet atomů, které emitují foton v dané vzdálenosti od povrchu zdroje je maximalizován zvýšením specifické aktivity radioizotopu a vzorky bez nosiče (materiál, na kterém je nanesen zdroj záření) budou vykazovat maximální dosažitelnou intenzitu zdroje na jednotku plochy. [23]

1.5.1 Brzdné záření

Při interakci rychlých elektronů s hmotou se část jejich energie přemění na elektromagnetické záření, které se nazývá brzdné záření (Bremstrahlung). Část energie, která je přeměněna na brzdné záření se zvyšuje se zvyšující se energií rychlých elektronů a je největší při pohlcování elektronů materiály, které mají vysoké atomové číslo. Tento proces je dominantní při tvorbě rentgenových paprsků v konvenčních rentgenkách.

Spektrum brzdného záření monoenergetických elektronů, které se v daném materiálu zpomalí nebo zastaví, je spojitě a maximální energie vzniklých fotonů je totožná s energií dopadajících elektronů. Tvar typického spektra produkovaného monoenergetickými elektrony je znázorněn na Obr. 1.10. Emise fotonů s nízkou energií převažují a průměrná energie fotonů je malý zlomek energie dopadajících elektronů. Brzdné záření nemůže být přímo použito pro energetickou kalibraci detektorů záření, protože má spojitá spektra. Brzdné záření může být produkováno i jinými zdroji rychlých elektronů, včetně beta částic.



Obr. 1.10: Energetické spektrum brzdného záření vyzařované směrem dopředu elektrony o energii 5,3 MeV dopadající na Au - W terč. Byl použit hliníkový filtr 7,72 g/cm². [23]

1.6 Interakce rentgenového a gama záření

Nyní budou uvedeny základní interakce rentgenového a gama záření uplatňující se při konstrukci detektorů, které se používají pro studie ubíhajících elektronů (viz rešerše). Detekce ubíhajících elektronů se velmi často realizuje pomocí detekce rentgenového a gama záření, které vzniká při srážce elektronu s hmotou. Uplatňují se zde tři hlavní typy interakcí, kterými je příhodné se nyní zabývat, tedy fotoelektrickým jevem, Comptonovým rozptylem a produkcí elektron-pozitronového páru.

1.6.1 Fotoelektrický jev

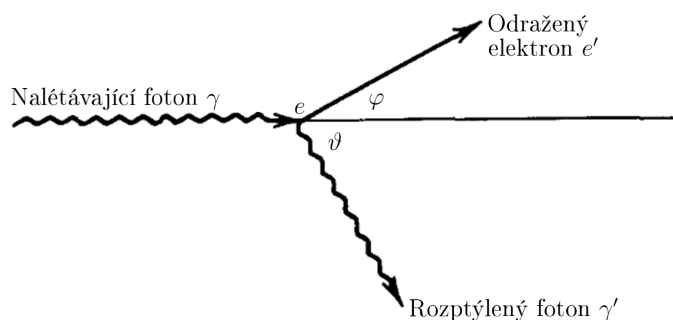
Při interakci fotonu s atomem absorbéru je foton zcela pohlcen. Na místě, kde byl elektronem atomu foton pohlcen, je vyražen elektron z jedné z vazebných slupek atomu za podmínky, že energie fotonu $h\nu$ překročila vazebnou energii elektronu E_b . Emitovaný elektron má energii

$$E = h\nu - E_b, \quad (1.10)$$

kde h je Planckova konstanta a ν představuje frekvenci dopadajícího fotonu. Po interakci vzniká ionizovaný atom s volným místem po emitovaném elektronu. Toto místo (díra) je rychle zaplněno přeuspořádáním elektronů v atomovém obalu. Díky tomu může být také vytvořen jeden nebo více charakteristických rentgenových fotonů, ale ty jsou většinou absorbovány v blízkosti místa, kde vznikly.

1.6.2 Comptonův rozptyl

V Comptonově rozptylu je dopadající foton záření X nebo γ odkloněn o úhel ϑ vzhledem k jeho původnímu směru, nedochází k pohlcení fotonu. Foton předá pouze část své energie elektronu. Znázornění Comptonova rozptylu je na Obr. 1.11. Jelikož vztahy pro Comptonův rozptyl jsou důležité pro pochopení činnosti Comptonovy kamery (viz dále) uvádím zde tyto vztahy včetně podrobného odvození.



Obr. 1.11: Schéma Comptonova rozptylu. [23], upraveno

Kinematický popis rozptylu pomocí zákonů zachování energie (1.11) a hybnosti (1.12).

$$E_\gamma + E_e = E_{\gamma'} + E_{e'} \quad (1.11)$$

$$\vec{p}_\gamma + \vec{p}_e = \vec{p}_{\gamma'} + \vec{p}_{e'} \quad (1.12)$$

Elektron je před rozptylem v klidu ($\vec{p}_e = \vec{0}$) a má klidovou energii $E_e = mc^2$, kde m je klidová hmotnost elektronu. Po rozptylem má elektron určitou kinetickou energii a hybnost. Celková energie elektronu po rozptylem tedy je

$$E_{e'} = mc^2 + T_e, \quad (1.13)$$

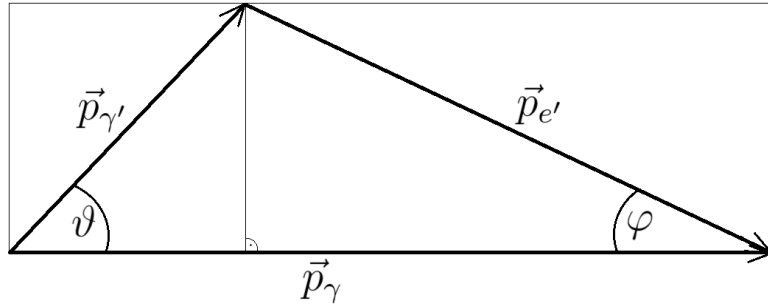
kde T_e je kinetická energie elektronu. Energie fotonu před rozptylem je $E_\gamma = p_\gamma c$ a po rozptylem $E_{\gamma'} = p_{\gamma'} c$. Ze zákonů zachování obvykle bývá odvozen vztah mezi vstupní a výstupní energií fotonu z důvodu, že odražený elektron obvykle není schopen opustit materiál, ve kterém došlo k Comptonovu rozptylem. Vyjádříme tedy hybnost odraženého elektronu z rovnice (1.12). Jelikož je $\vec{p}_e = \vec{0}$, platí

$$\vec{p}_{e'} = \vec{p}_\gamma - \vec{p}_{\gamma'}. \quad (1.14)$$

Abychom mohli použít (1.11), vyjádříme čtverec hybnosti $\vec{p}_{e'}$ pomocí kosinové věty

$$p_{e'}^2 = p_\gamma^2 - p_{\gamma'}^2 - 2p_\gamma p_{\gamma'} \cos \vartheta, \quad (1.15)$$

kde ϑ je úhel rozptylem fotonu. Rovnici (1.15) vynásobíme c^2 a získáme vhodný tvar



Obr. 1.12: Trigonometrická rozvaha Comptonova rozptylem.

pro užití rovnic $E_\gamma = p_\gamma c$ a $E_{\gamma'} = p_{\gamma'} c$, hodnotu $p_{e'}^2 c^2$ získáme ze vztahu $E_{e'}^2 = \vec{p}_{e'}^2 c^2 + m^2 c^4$, kam za $E_{e'}$ dosadíme $E_{e'} = E_\gamma + mc^2 - E_{\gamma'}$ získané z (1.11). Z rovnice (1.15) tedy získáme

$$E_\gamma^2 + E_{\gamma'}^2 + 2E_\gamma mc^2 - 2E_\gamma E_{\gamma'} - 2E_{\gamma'} mc^2 = E_\gamma^2 + E_{\gamma'}^2 - 2E_\gamma E_{\gamma'} \cos \vartheta.$$

Po úpravách a vyjádření $E_{\gamma'}$ získáme vzorec

$$E_{\gamma'} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{mc^2}(1 - \cos \vartheta)} = P(E_\gamma, \vartheta) E_\gamma. \quad (1.16)$$

Kinetickou energii odraženého elektronu T_e lze získat ze vztahů (1.11), (1.13), $E_\gamma = mc^2$ s užitím vztahu (1.16) a označením $P(E_\gamma, \vartheta) = \frac{1}{1 + \frac{E_\gamma}{mc^2}(1 - \cos \vartheta)}$,

$$T_e = [1 - P(E_\gamma, \vartheta)] E_\gamma. \quad (1.17)$$

Úhel odrazu φ elektronu vypočítáme pomocí rovnic

$$p_\gamma = p_{\gamma'} \cos \vartheta + p_{e'} \cos \varphi, \quad (1.18)$$

$$p_{\gamma'} \sin \vartheta = p_{e'} \sin \varphi, \quad (1.19)$$

kteří získáme pomocí trigonometrické rozvahy na Obr. 1.12. Z těchto rovnic vyjádříme $\cos \varphi$ a $\sin \varphi$, uděláme jejich podíl a získáme

$$\cot \varphi = \frac{\frac{p_\gamma}{p_{\gamma'}} - \cos \vartheta}{\sin \vartheta}. \quad (1.20)$$

Ze vztahů $E_\gamma = p_\gamma c$, (1.13) a (1.16) vyjádříme podíl velikostí hybností fotonu před rozptylem a po rozptylu.

$$\frac{p_\gamma}{p_{\gamma'}} = \frac{E_\gamma/c}{E_{\gamma'}c} = 1 + \frac{E_\gamma}{mc^2}(1 - \cos \vartheta) \quad (1.21)$$

To dosadíme do rovnice (1.20) a po úpravě dostaneme

$$\cot \varphi = \left(1 + \frac{E_\gamma}{mc^2}\right) \frac{1 - \cos \vartheta}{\sin \vartheta}. \quad (1.22)$$

Nyní vyjádříme vzorec pro tangens polovičního úhlu rozptylu

$$\tan \frac{\vartheta}{2} = \frac{\sin \frac{\vartheta}{2}}{\cos \frac{\vartheta}{2}} = \frac{\sin \frac{\vartheta}{2} \sin \frac{\vartheta}{2}}{\cos \frac{\vartheta}{2} \sin \frac{\vartheta}{2}} = \frac{\sin^2 \frac{\vartheta}{2}}{\frac{1}{2}(2 \cos \frac{\vartheta}{2} \sin \frac{\vartheta}{2})} = \frac{1 - \cos^2 \frac{\vartheta}{2}}{\frac{1}{2} \sin \vartheta} \quad (1.23)$$

do kterého dosadíme vzorec $\cos^2 \frac{\vartheta}{2} = \frac{1 + \cos \vartheta}{2}$ a získáme

$$\tan \frac{\vartheta}{2} = \frac{1 - \cos \vartheta}{\sin \vartheta}. \quad (1.24)$$

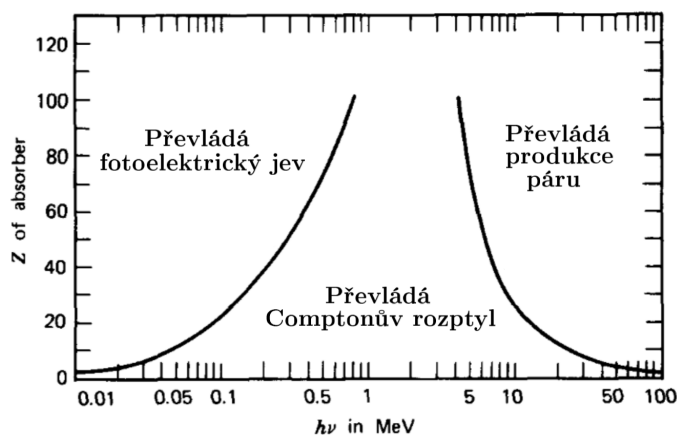
Tuto rovnost dosadíme do vztahu (1.22) a tím získáváme konečný výraz pro cotangens úhlu odraženého elektronu

$$\cot \varphi = \left(1 + \frac{E_\gamma}{mc^2}\right) \tan \frac{\vartheta}{2} \quad (1.25)$$

vůči ose srážky. Schéma Comptonova rozptylu je na Obr. 1.11.

1.6.3 Produkce páru

Proces produkce elektron-pozitronového páru je možný, pokud energie fotonu překročí dvojnásobek klidové energie elektronu ($h\nu > 1,022 \text{ MeV}$). Pravděpodobnost této interakce je velmi nízká, dokud energie fotonu není několik MeV, proto je produkce elektron-pozitronových párů omezena převážně na vysokoenergetické fotony. Interakce probíhá v blízkosti jádra (kvůli zákonu zachování hybnosti), v dosahu Coulombického pole jádra, kde foton zmizí a je nahrazen elektron-pozitronovým párem. Přebytečná energie, přenášená fotonem nad 1,022 MeV potřebná k vytvoření páru,



Obr. 1.13: Typy interakcí gama záření v závislosti na atomovém čísle. Křivka nalevo představuje hranici, kdy je stejně pravděpodobný fotoelektrický jev a Comptonův rozptyl a křivka napravo hranici mezi Comptonovým rozptylem a produkcí páru. [23], upraveno

je distribuována do kinetické energie elektronu a pozitronu. Pozitron po chvíli anihiluje s nějakým elektronem absorbujícího materiálu a vzniknou dva fotony gama záření.

Každá z těchto tří interakcí dominuje určité oblasti energií nalétávajících fotonů v závislosti na atomovém čísle absorbéru. Pro nízké energie fotonů dominuje fotoelektrický jev a pro nejvyšší energie fotonů převládá produkce páru. Mezi tím je oblast, kde nejčastěji dochází k Comptonovu rozptylu (viz Obr. 1.13).

1.7 Tokamak Golem

Tokamak Golem se nachází na Fakultě jaderné a fyzikálně inženýrské a slouží primárně ke vzdělávacím účelům. Jeho historie začíná v Sovětském svazu, kde byl vyroben pod označením TM-1 („malý tokamak č. 1“). Později byl přemístěn do Prahy a od roku 1977 fungoval pod označením Castor na Ústavu fyziky plazmatu, kde se na tomto zařízení studoval zejména ohřev plazmatu pomocí vysokofrekvenčních vln. V roce 2007 jej na Ústavu fyziky plazmatu nahradil tokamak Compass a původní Castor byl věnován FJFI, kde je pod názvem Golem provozován od roku 2009.

Shrnutí hlavních parametrů tokamaku je uvedeno v tabulce 1.1. Komora tokamaku má kruhový průřez a plazma je v ní omežováno pomocí molybdenového limiteru. Před výbojem se na tokamaku nastaví pracovní plyn, jeho tlak a způsob předionizace. Dále se nastaví napětí na kondenzátorech zodpovědných za generaci magnetického pole a napětí na kondenzátorech, které jsou zodpovědné za generaci pole elektrického. Také se dá nastavit časová prodleva mezi spuštěním toroidálního pole a ohmického ohřevu. Časová prodleva mezi jednotlivými výboji je asi 3 minuty.

Golem je specifický v tom, že se dá vzdáleně ovládat přes webové rozhraní a databáze výbojů je dostupná online. Při experimentech na tokamaku Golem díky

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	$B_t < 0,5 \text{ T}$
Proud v plazmatu	$I_p < 8 \text{ kA}$
Délka výboje	$\tau < 20 \text{ ms}$
Centrální hustota výboje	$n_e(0) \approx 0,5 - 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$
Centrální teplota výboje	$T_e(0) \approx 100 - 300 \text{ eV}$

Tab. 1.1: Hlavní parametry tokamaku GOLEM. [56]

tomu mohla proběhnout vzdálená účast několika zahraničních univerzit (např. v Maďarsku a Belgii).

1.7.1 Základní diagnostika rentgenového záření na tokamaku Golem

Pro základní diagnostiku HXR na tokamaku Golem jsou využívány dva scintilační detektory: NaI(Tl) a YAP(Ce). Detektory jsou umístěny vně tokamaku poblíž limiteru. [56]

NaI(Tl)

Velikost scintilačního krystalu NaI(Tl) je $2'' \times 2''$. Rozhraním je základní 14-ti pinová zástrčka. Detektor je připojen k fotonásobiči [56].

Aby bylo možné použít scintilátory při detekci záření, je třeba přeměnit extrémně slabý výstup scintilačního pulzu na odpovídající elektrický signál. Proto se používají fotonásobičové trubice, které převádí světelné signály skládající se nanejvýš z několika stovek fotonů na použitelný proudový pulz, aniž by byl původní signál zatížen výrazným šumem. [56]

YAP(Ce)

Dalším používaným scintilačním detektorem na tokamaku Golem je YAP(Ce), jehož krystal má průměr 28 mm. Sonda by měla pracovat s relativně nízkým napětím ($< 1 \text{ kV}$), optimální provozní napětí je zhruba 0,6 kV. [56]

Kapitola 2

Rešerše

Zde jsou shrnuty některé studie na téma ubíhajících elektronů v letech 2015 až 2018. Popisovány jsou jednotlivé experimenty, nebo vývoj a implementace experimentální techniky. U jednotlivých experimentů je stručně shrnuta technika detekce ubíhajících elektronů, respektive tvrdého rentgenového záření, na které je tato práce zaměřena. Cílem rešerše bylo vytvořit ucelený seznam experimentální techniky používané v letech 2015 až 2018 pro detekci ubíhajících elektronů generujících HXR. Pokusil jsem se nalézt práce zaměřující se na vývoj experimentální techniky, pomocí níž jsou měřeny ubíhající elektrony. Jelikož těchto prací je málo, přidal jsem články popisující experimenty s ubíhajícími elektrony.

2.1 Experimentální testy detektorů pro měření radiačních polí na tokamacích

V [37] byly implementovány a zkoumány tři typy detektorů neutronového záření. Detektor #1 používá scintilátor o $\varnothing 127$ mm a výšce 6,35 mm, který obsahuje ^6Li film a $\text{ZnS}(\text{Ag})$ disk poskytující dobrou detekční účinnost pro neutrony a dobré potlačení pozadového signálu vytvářeného zářením gama. Na přední stranu je přidán 50 mm tlustý polyetylen používaný pro termalizaci neutronů. V článku je uvedeno, že typická účinnost detekce neutronů s energií 1 eV je 10 %.

Detektor #2 používá scintilátor o $\varnothing 127$ mm a výšce 15,9 mm, který obsahuje $\text{ZnS}(\text{Ag})$ zabudovaný v čířém plastu bohatém na vodík navrženém speciálně pro detekci rychlých neutronů s nízkou citlivostí na záření γ . Jak uvádí výrobce, účinnost detekce je menší než 1 % při energii neutronů 2,45 MeV.

Detektor #3 používá plastový scintilátor o $\varnothing 127$ mm a výšce 50 mm založený na metodě detekce odraženého protonu. Vyšší účinnost detekce neutronů se pohybuje kolem 40 % při jejich energii 2,45 MeV pro scintilátor o tloušťce 50 mm (díky vysokému světelnému výtěžku). Kromě detekce neutronů je plastový scintilátor #3 také citlivý na fotony, zatímco scintilátory $\text{ZnS}(\text{Ag})$ #1 a #2 nejsou.

Detektor #1 má vyšší účinnost detekce neutronů než detektor #2, rychlé zpomalení neutronů a jejich termalizace před dosažením scintilátorů, které je způsobeno vlivem průchodu neutronů materiály v okolí detektoru. Účinnost detekce neutronů

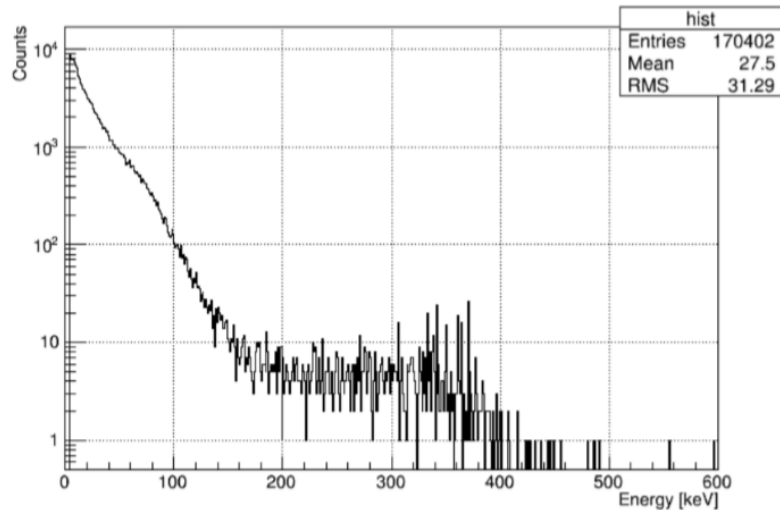
#2 a #3 klesá s poklesem energie neutronů, neboť méně energetické neutrony předávají méně kinetické energie protonům, čímž je snížen počet scintilačních fotonů. Experimentálně bylo zjištěno, že zkoumané detektory mají vyšší detekční účinnost ve srovnání se štěpnými komorami. Dále bylo ukázáno, že plastový scintilátor je citlivější na rentgenové (HXR) a gama záření než scintilátory ZnS(Ag). V Tab. (2.1) je porovnání těchto detektorů.

	Detektor #1	Detektor #2	Detektor #3
Typ scintilátoru	BC-702	BC-702	BC-408
Citlivý na (odezva) (s 1 mm Al krytím)	tepelný neutron, méně na γ	rychlý neutron, méně na γ	rychlý neutron, γ , kosmické záření
Detekce neutronů	jaderná reakce	odražený proton	odražený proton
Časová konstanta dosvitu [ns]	200	200	2, 1
Světelný výtěžek (při 25 °C)	srovnatelné s NaI(Tl)	srovnatelné s NaI(Tl)	64% Antrcenu
Typická detekční účinnost	$\sim 10\%$ při 1 eV	$\sim 1\%$ při 2, 45 MeV	$\sim 40\%$ při 2, 45 MeV

Tab. 2.1: Porovnání třech typů scintilátorů používaných v [37].

Hlavním cílem práce [24] bylo zjistit, zda zařízení Timepix3 umístěné vedle tokamaku je schopno poskytnout relevantní spektroskopické a časové údaje o paprscích X produkovaných ubíhajícími elektrony. Zařízení bylo testováno na tokamacích Golem a Compass v různých geometriích. Časová měření byla navíc srovnána s vývojem intenzity záření X měřené pomocí scintilačních detektorů NaI(Tl) a YAP(Ce). Bylo změřeno spektrum energií elektronů odražených rentgenovými fotony v křemíkovém senzoru zařízení Timepix3. Spektrum je ve formátu dvou exponenciálních závislostí (viz Obr. 2.1) Energetické spektrum je pravděpodobně deformováno očekávaným únikem odražených elektronů z aktivního objemu senzoru. Časový vývoj intenzity záření X změřený zařízením Timepix3 nebyl plně korelován se signálem ze scintilačních detektorů. Přesto však poskytuje zajímavé vzory pro pozdější analýzu. Byly také pozorovány významné rozdíly v počtu událostí detekovaných rentgenových paprsků generovaných letícími RE dopředu a dozadu vůči toku proudu v tokamaku Golem. Tato skutečnost ukazuje, že RE mají relativistické rychlosti. I přes zmíněnou nevýhodu je zařízení Timepix3 vhodné pro konstrukci detekčních systémů určených pro detekci HXR tokamaku.

V dalších experimentech se budou používat nová zařízení Timepix3 s křemíkovými senzory s cílem ověřit opakovatelnost našich výsledků a senzory GaAs a CdTe pro jejich reprodukovatelnost. GaAs je jedním z materiálů pro detekční účely s nejvyšší mobilitou nosičů nábojů, a proto je jeho doba sběru náboje a s tím související doba odezvy velmi krátká. Jeho typická doba sběru náboje je asi 1 ns nebo méně. CdTe je detektorový materiál vyvinutý a testovaný pro detekci gama fotonů. Díky vysoké hustotě a vysokému protonovému číslu (na rozdíl od křemíku) a díky schopnosti vyrábět takové senzory s větší tloušťkou (např. 2 mm) je jeho detekční účinnost výrazně vyšší než detekční účinnost zařízení Timepix3 používaného v této



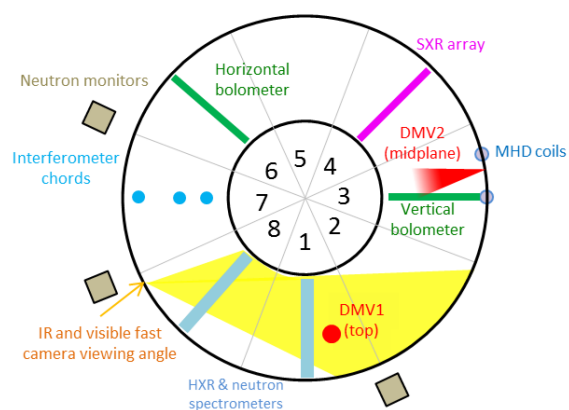
Obr. 2.1: Příklad energetického spektra elektronů vyražených rentgenovým zářením v křemíkovém detektoru. Spektrum bylo naměřeno během experimentu na tokamaku Golem (výboj číslo 27758). [24]

práci. Pomocí experimentů se zařízeními CdTe a Timepix3 bude ověřeno, zda budou mít tato zařízení ještě schopnost ukládat všechny zjištěné události. Pokud ano, použijeme je při konstrukci detekčních systémů, například Comptonovy kamery.

2.2 Výsledky experimentů zkoumající vliv massive gas injection - MGI

Massive gas injection - MGI, dále jen MGI, se využívá k vyvolání disrupce a následné generaci svazku ubíhajících elektronů. Pro injekci se používají plyny s vysokým protonovým číslem, nejčastěji argon a neon.

V [40] bylo zjištěno, že vznik svazku ubíhajících elektronů, který je vyvolán pomocí MGI argonu, je možné zmírnit, když se injekce plynu provede ve správném čase při disrupci. Obsahu plazmatu narušeného pomocí MGI (argon, krypton, xenon) dominuje injektovaná nečistota a stěna ovlivňuje plazma jen v omezené míře. (The post-MGI disruption plasma is dominated by the injected impurity and that the wall has only limited influence.)

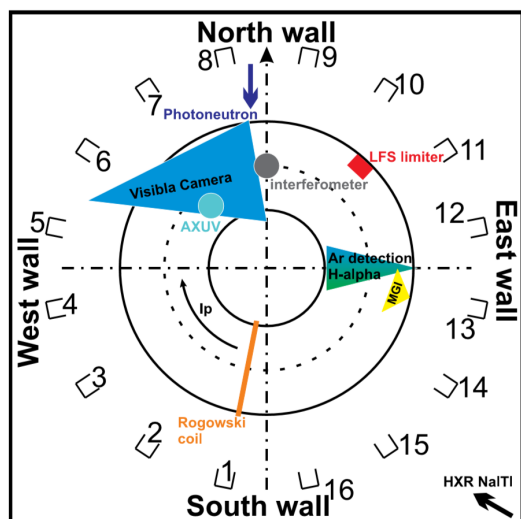


Obr. 2.2: Umístění diagnostických přístrojů na tokamaku JET. [40]

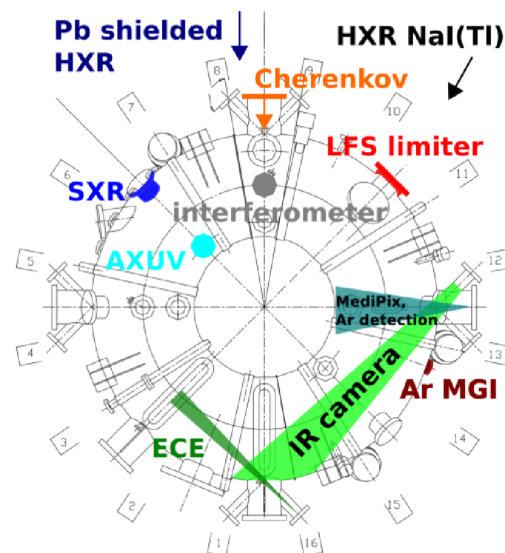
Svazky ubíhajících elektronů vytvořené při disrupci vyvolané pomocí MGI vytvářejí

husté pozadové plazma vlivem srážek relativistických elektronů vstříkovaných neutrálních atomů plynu. Kamery tvrdého rentgenového záření (HXR) a spektrometry umístěné v oktantu 1 a 8 (viz Obr. 2.2) na vrcholu torusu měří energetické spektrum HXR a neutronů, které se používá ke stanovení energie ubíhajících elektronů.

RE plateau je fáze výboje s konstantním proudem výhradně neseným ubíhajícími elektrony, která se v [51] vyvolává vstříkáním Ar během ramp-up fáze proudu plazmatem, generování RE plateau během argonové injekce může záviset na I_p . Měření ubíhajících elektronů se realizovalo pomocí detektorem ZnS(Ag) a NaI(Tl) scintilátorů pro detekci tvrdého rentgenového záření [51, 10, 11]. Tyto detektory jsou přibližně 5 m od nádoby. Detektor ZnS(Ag) stíněn 10 cm tlustým olovem se používal pro pozorování neutronů, detektor je také citlivý na silný tok HXR. Schéma umístění diagnostických přístrojů používaných v [51] je zobrazeno na Obr. 2.3. V [31] byly svazky ubíhajících elektronů pozorovány v ramp-up a ramp-down fázi proudu plazmatem a také po disrupci plazmatu vyvolané injekcí argonu. Klíčovým diagnostickým nástrojem v [31] byly scintilační detektory NaI(Tl) měřící nekolimované záření HXR, které převážně pocházelo z interakcí ubíhajících elektronů se stěnou tokamaku. Oba detektory byly vně tokamaku. Jeden měl prahovou energii rentgenového záření kolem 50 keV a druhý, který byl stíněn 10 cm olovem, měl práh vyšší než 500 keV. Schéma diagnostiky [31] je na Obr. 2.4. Ztráty ubíhajících elektronů byly v [10] zkoumány na tokamaku Compass jak ve výbojích s nízkou hustotou, tak u disrupcí indukovaných argonovým MGI s generací svazku ubíhajících elektronů. Spojitost mezi poruchami magnetického pole a ztrátami RE byla také pozorována během disrupcí (vyvolaných pomocí MGI), které doprovázely generování svazku ubíhajících elektronů. Generace ubíhajících elektronů byla dosažena i přes nízká toroidální magnetická pole tokamaku Compass [10, 11]. V [11] byla zkoumána disrupce indukovaná pomocí MGI Ar nebo Ne v ramp-up fázi výboje s nízkou hustotou, které může vést ke generování svazku ubíhajících elektronů.



Obr. 2.3: Schéma umístění diagnostických přístrojů při studiích RE plateau na tokamaku Compass. [51]



Obr. 2.4: Schéma umístění diagnostických systémů při výzkumu ubíhajících elektronů na tokamaku Compass. [31]

V [8] se ubíhající elektrony získávali při disrupcích, které byly generované ma-

lými injekcemi nečistot Ar a Ne do nízkohustotního plazmatu. Vně tokamaku byl umístěn systém tvořený scintilátorem a fotonásobičovou trubicí měřící HXR. Pro diagnostiku byl použit také tomografický spektrometr s měřenou energií $HXR \leq 300$ keV a duplexní vícedrátové proporcionální rentgenové čítače s $E_{HXR} \leq 20$ keV, oba tyto detektory se během RE plateau saturovaly.

Zmírnění svazku ubíhajících elektronů bylo úspěšně provedeno pomocí SMBI (Supersonic Molecular Beam Injection) během disrupcí záměrně vyvolaných argonovým MGI v [26]. Pro zkoumání důsledků je zde analyzována dynamika proudu plynu a jsou porovnány různé scénáře (plyn, množství). V experimentu byly použity tři scintilátory NaI k monitorování tvrdého rentgenového záření (HXR) v energetickém rozsahu 0,5 - 7 MeV a detektor CdTe byl používán k monitorování nízkenergetických rozsahů (0,3 - 1,2 MeV).

V [13] byly rezonanční magnetické perturbace (RMP - Resonant Magnetic Perturbation) aplikovány před a během disrupce, které je dosaženo pomocí MGI. Aplikace RMP ovlivňuje profil teploty elektronů a zdánlivě mění dynamiku disrupce. HXR záření bylo monitorováno scintilátorem $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ s vysokým rozlišením energie (3 % při 667 keV). Bylo také zkoumána disrupce vyvolaná argonovým vstřikem, po němž následuje generování svazku ubíhajících elektronů s počátečním proudem 200 - 300 kA a trváním až 0,5 s.

V [16] bylo zkoumáno potlačení ubíhajících elektronů (RE) pomocí SMBI spuštěného před a současně s MGI argonu. V případě, že se SMBI spustí dříve než MGI, dochází k magnetickým poruchám v oblasti středu plazmatu. Nepřítomnost neporušeného magnetického povrchu vede k úplnému potlačení generace svazků ubíhajících elektronů. Pokud je SMBI a MGI spuštěno současně, vede to také k úplnému potlačení svazku ubíhajících elektronů. Tvrdé rentgenové záření (HXR) vzniklé brzdícím zářením z ubíhajících elektronů bylo měřeno detektory NaI(Tl) a CdTe. Scintilátory NaI(Tl) ($3'' \times 3''$) byly uspořádány v rovníkové rovině tokamaku, aby monitorovaly HXR v energetickém rozsahu 0,5 - 10 MeV. Detekční pole CdTe na J-TEXT obsahuje 16 detektorů, které byly uspořádány kolem tokamaku, s toroidálním a poloidálním prostorovým rozlišením. Tyto detektory CdTe měřily rentgenové záření v energetickém rozsahu 30 keV - 1 MeV.

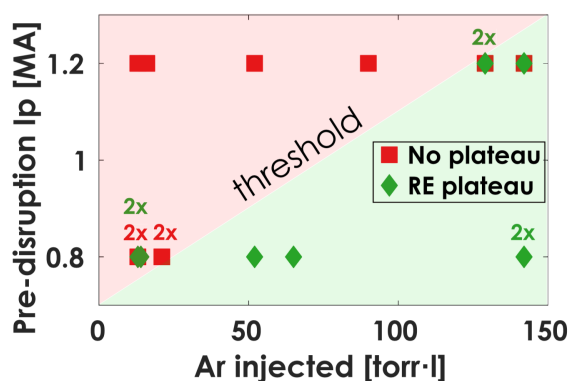
Článek [35] pojednává o tokamacích, které umožňují efektivní studium ubíhajících elektronů generovaných při disrupci a během flat-topu výboje (část výboje, kde je proud plazmatem konstantní).

Role filamentace byla zkoumána ve svazcích ubíhajících elektronů (RE) po disrupci indukované pomocí MGI v proudové ramp-up fázi v [30]. Většina výsledků výzkumu RE, které byly prezentovány v [30] byly dosaženy pomocí MGI Ar a Ne do fáze flat-topu výboje s nízkou hustotou, což vedlo k rychlému tepelnému zhášení plazmatu a následnému pomalému poklesu proudu plazmatem. Rozdíly mezi aplikací argonu a neonu byly identifikovány ve výbojích, kde většina proudu plazmatem je nesena ubíhajícími elektrony. Rozdíly mezi argonem a neonem jsou díky jejich odlišnému ionizačnímu potenciálu. Pro pozorování rentgenového záření v rozsahu 50 keV - 500 keV byly použity dva nestíněné scintilační detektory NaI(Tl). Dále byl použit detektor ZnS(Ag) stíněný 10 cm olova a citlivý na neutrony a HXR nad asi 500 keV.

MGI se také používá k potlačení generace ubíhajících elektronů, ale díky špatné penetraci plynu a velmi vysoké hustotě potřebné k potlačení svazku ubíhajících elek-

tronů je jejich úplné potlačení touto metodou nespolehlivé [25]. Podobné výsledky byly získány i v [18]. Účinnost použití MGI (argon) nebo SPI (SPI - shattered pellet injection) při potlačení ubíhajících elektronů nemusí být tak vysoká díky nízké účinnosti plynové směsi a vysoké hustotě Rosenbluth. HXR záření bylo detekováno dvěma scintilačními detektory NaI(Tl) s kolimátory. Aby se zabránilo saturaci detektorů, před kolimátory byla umístěna 1 cm tlustá olověná plotna.

Při disrupci vyvolané pomocí MGI v DIII-D [27] byly pozorovány kinetické nestability, které byly detekovány ve frekvenčním rozsahu 0, 1 - 3 MHz. Tyto nestability byly poprvé pozorovány během proudového zhášení (current quench - CQ) a byly pozorovány korelace se svazky ubíhajících elektronů. Svazek ubíhajících elektronů není pozorován, když síla nestability překročí práh zobrazený na Obr. 2.5. Zvýšení množství aplikovaného argonu snižuje energii ubíhajících elektronů, ale usnadňuje jejich generování, zvyšování proudu plazmatem před disrupcí má opačný efekt. SPI argonu ve srovnání s MGI argonu produkuje svazky ubíhajících elektronů s mnohem vyšší rychlostí. Měření HXR bylo realizováno pomocí 2D pole scintilačních γ detektorů s BGO krystaly s pokrytím celého poloidálního průřezu. Při použití těchto detektorů může docházet k saturaci, v takovém případě byly použity detektory založené na scintilačním krystalu LYSO spojené s multipixelovým fotonovým čítačem.

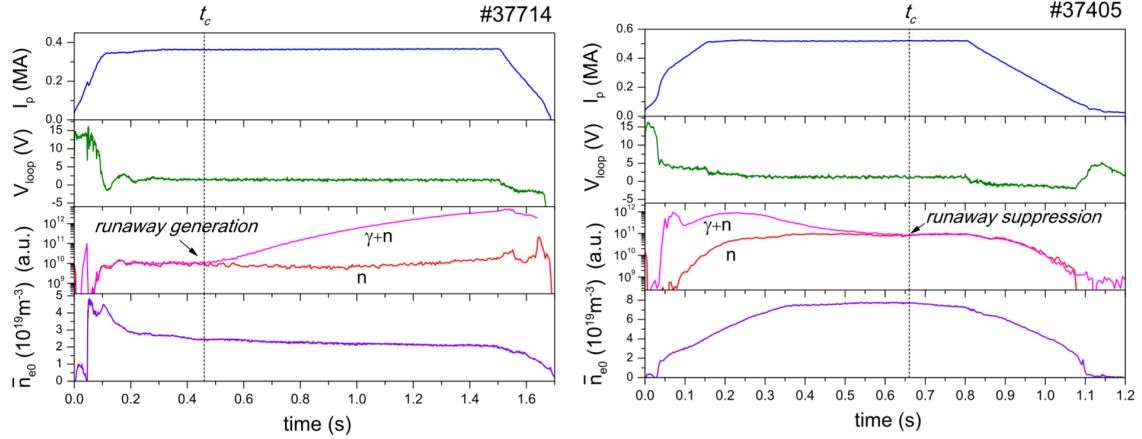


Obr. 2.5: Závislost tvorby RE plateau na množství injektovaného argonu a proudu plazmatem před disrupcí. "2x" označuje dva překrývající se body na stejném místě. [27]

2.3 Výsledky experimentů zkoumající vliv elektrického pole na ubíhající elektrony

Prahové elektrické pole pro generování ubíhajících elektronů je větší, než předpokládá kolizní teorie, a jedním z důvodů, proč tomu tak je, jsou ztráty vzniklé synchrotronovým zářením [36, 53]. Čas vzniku nebo potlačení ubíhajících elektronů v [36] byl indikován porovnáním časového vývoje signálu z komory BF_3 s časovým vývojem signálu z kapalného organického scintilátoru NE213, který je citlivý jak na neutrony, tak na tvrdé rentgenové záření. V nepřítomnosti svazku ubíhajících elektronů se signál z neutronového detektoru překrýval se signálem z kapalného

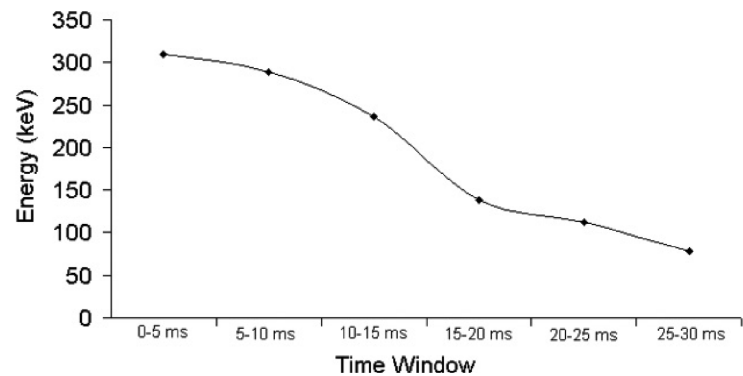
scintilátoru NE213, zatímco v přítomnosti ubíhajících elektronů se časové stopy z detektorů liší. Na Obr. 2.6 jsou dva typy experimentů - začátek a potlačení ubíhajících elektronů. V [53] byla diagnostika HXR založena na CdTe detektorech, jejichž energetický rozsah měření HXR je 30 - 300 keV, a BGO detektorech, které měří v rozsahu 0,344 - 6,13 MeV.



Obr. 2.6: Levá strana: Generování ubíhajících elektronů během snižující se elektronové hustoty. Pravá strana: Potlačení ubíhajících elektronů během zvyšování elektronové hustoty. Je zde uveden proud plazmatem, napětí na závit, signály z detektorů neutronů a kapalného scintilátoru a průměrná hustota v centru plazmatu. [36]

Proporcionální detektor s BF_3 je široce požívaný detektor pomalých neutronů. V tomto zařízení slouží trifluorid boru jako konvertor neutronů na těžké nabitě částice. [23]

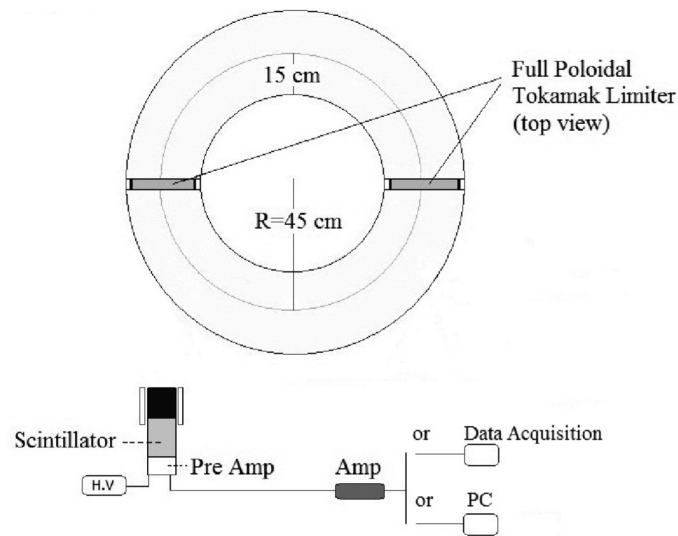
Průměrná energie ubíhajících elektronů v článku [1] je maximální během intervalu 0 - 5 ms. To je v souladu s tím, že během ramp-up fáze proudu plazmatem je napětí na závit dostatečně vysoké a ubíhající elektrony získávají více energie z elektrického pole a dosahují vyšších hodnot energie. Časový vývoj průměrné kinetické energie ubíhajících elektronů během výboje je na Obr. 2.7. Pro zkoumání vztahů mezi energetickými elektrony, emisi HXR a aktivitou MHD byla použita magnetická diagnostika a spektroskopie HXR. Pro detekci a analýzu tvrdého rentgenového záření v [1] a [21] byl použit NaI scintilátor $2'' \times 2''$ umístěný 3 - 4 metry od vakuové nádoby v rovníkové rovině (viz Obr. 2.8). Zvýšení toroidálního elektrického pole v [21] vede k vytvoření více ubíhajících elektronů a zvýšení toroidálního magnetického pole způsobí pokles intenzity MHD kmitů a následně i více generovaných ubíhajících elektronů, což není příznivé pro stěnu komory a



Obr. 2.7: Časový vývoj průměrné kinetické energie ubíhajících elektronů během plazmového výboje. [1]

šší toroidálního magnetického pole způsobí pokles intenzity MHD kmitů a následně i více generovaných ubíhajících elektronů, což není příznivé pro stěnu komory a

plazmové udržení.

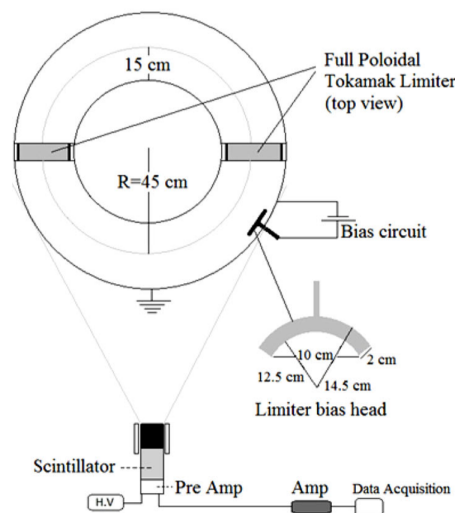


Obr. 2.8: Schéma detektorového systému tvrdého rentgenového záření na IR-T1 (pohled shora). Je zde znázorněn systém pro vytváření elektrického pole, scintilátor, HV - zdroj vysokého napětí pro scintilátor, Pre Amp a Amp je předzesilovač a zesilovač. [1]

V [7] jsou uvedeny experimenty měření prahového elektrického pole (E_{thr}) pro generování ubíhajících elektronů a ukazují, že kritické elektrické pole E_{thrc} (threshold field critical) je větší o faktor 2 - 5, než se očekávalo podle čistě kolizní teorie, naopak E_{thr} koresponduje s nově vypočtenou hodnotou prahového elektrického pole, kde jsou započítány i ztráty synchrotroním zářením. Radiální profily tvrdého rentgenového záření byly získávány pomocí gama kamery.

Plazma v tokamaku IR-T1 je v této studii [14] vystaveno vnějšímu elektrickému poli vytvořenému nabitým limiterem na ± 300 V. Cílem je hledání vhodného času pro aplikaci vnějšího elektrického pole na plazma a určit jeho vliv na intenzitu emisí tvrdých rentgenových paprsků. Pro dosažení tohoto cíle se napájecí napětí ± 300 V aplikuje po 10 ms po průrazu (breakdown), v 15 ms (stabilní oblasti - flat top) a 20 ms (ramp down region). V důsledku přítomnosti vnějšího elektrického pole docházelo k menším kolizím ubíhajících elektronů s limity a stěnou, tím se snížily i emise rentgenového záření. Vliv aplikace vnějšího elektrického pole na emise rentgenového záření je na Obr. 2.9. Z výsledků v [14] vyplývá, že průměrná energie ubíhajících elektronů klesá nejvíce, když se vnější elektrické pole aplikují 15 ms po průrazu. V [29, 43] bylo také na plazma aplikováno vnější elektrické pole pomocí nabitého limiteru. Zjistilo se, že když je toto pole aplikováno, modifikované radiální elektrické pole způsobí, že výsledné elektrické pole (kolem horizontálního limiteru) nepůsobí ve směru toroidálního pole. Počet ubíhajících elektronů proto klesá. V článku [2] vykazují radiální a polidální elektrická pole jejich maximální a minimální hodnoty na počátku stabilní fáze. V [29, 43] byla použita rezonanční spirálovitá vinutí ($L = 2, 3$), bylo zjištěno, že RHF (resonant helical magnetic field) ($L = 2, 3$) a limiter nabitý kladným napětím mohou snížit (redukovat) svazek ubíhajících elektronů a snížit tak jeho účinky.

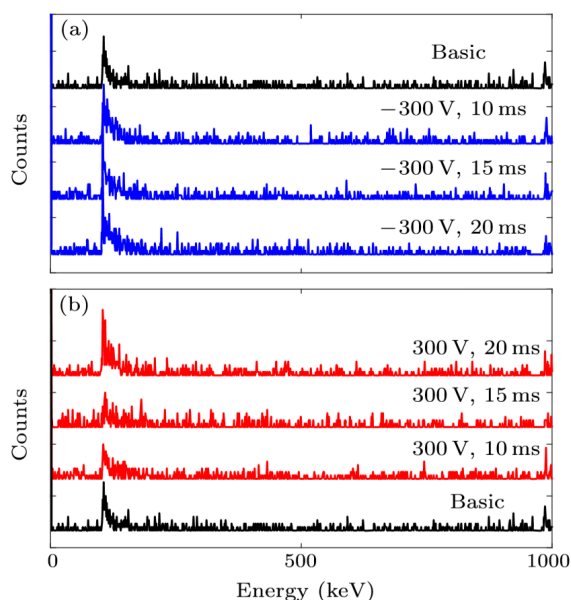
Spektrum tvrdého rentgenového záření bylo v [14] detekováno $3'' \times 3''$ NaI scintilátorem umístěným 2 m od vakuové nádoby v rovníkové rovině tokamaku (viz Obr. 2.10). Mnohokanálový analyzátor (MCA) byl použit k získání počtu fotonů spektra HXR v závislosti na energii fotonů. Totožná diagnostika byla použita i v [2, 43], akorát detektor byl umístěn ve vzdálenosti 3 - 4 m od vakuové nádoby v rovníkové rovině. V [29] se pro detekci HXR používal $2'' \times 2''$ scintilátor NaI, který byl umístěn ve vzdálenosti 3 - 4 m od vakuové nádoby v rovníkové rovině.



Obr. 2.10: Schéma detektorového systému tvrdého rentgenového záření na IR-T1 používaného v [2, 14, 29, 43].

Na tokamaku Golem [19] bylo experimentálně zjištěno, že kritické elektrické pole je 3 - 10 krát větší, než předpokládá teoretická predikce, což znamená, že mohou být přítomny i jiné ztrátové mechanismy než kolizní tlumení. Teoreticky se dá elektrické pole aproximovat jako $E_{crit} = 0,08n_{20}$, kde n_{20} je plazmová elektronová hustota v jednotkách 10^{20} m^{-3} (za předpokladu, že jediným možným ztrátovým mechanismem je kolizní tlumení). Detekce byla prováděna hlavně scintilačním detektorem NaI(Tl), který zaznamenával tvrdé rentgenové záření (HXR) indukované interakcí ubíhajících elektronů s limiterem.

V [39] elektrické pole indukované v toroidálním směru, v důsledku změny poloidálního magne-



Obr. 2.9: Vliv aplikace záporného (a) a kladného (b) předpětí na energii tvrdého rentgenového záření. [14]

tického pole během pilovité poruchy, je vyšší, než kritické elektrické pole potřebné pro generaci ubíhajících elektronů. Toto indukované toroidální elektrické pole během každé pilovité poruchy vygeneruje ubíhající elektrony, které pak přejdou k limiteru a způsobí emisi HXR. Emise HXR byla detekována scintilátorem NaI(Tl) o průměru 3" pracujícím v proudovém režimu. Jedná se o scintilátor, který je umístěn v rovínkové rovině stroje v jednom toroidálním místě a je kolimovaný, aby detekoval radiaci hlavně z limiteru.

Prahové elektrické pole pro generování ubíhajících elektronů bylo v [50] odvozeno z měření HXR a neutronů. Hodnota zjištěného prahového elektrického pole byla porovnána s teoretickými predikcemi, byla pětkrát vyšší, než předpokládá čistě kolizní teorie a třikrát vyšší, než odhady vyžadující znalost pouze velkoobjemových plazmových parametrů, tj. elektrické pole, elektronovou hustotu, efektivní náboj a magnetické pole. Radiálně orientovaná HXR kamera se 32 kanály kolimátoru měřila HXR emise z brzděného záření ubíhajících elektronů v plazmatu až do ~ 240 keV.

V Tab. 2.2 jsou uvedeny články, ve kterých je uveden poměr naměřeného kritického elektrického pole a kritického el. pole, které předpovídá čistě kolizní teorie.

článek	$\frac{\text{Naměřené kritické elektrické pole}}{\text{Odhad daný čistě kolizní teorií}}$
[7]	2 - 5
[19]	3 - 10
[50]	5

Tab. 2.2: Poměry naměřeného kritického el. pole a kritického el. pole daného čistě kolizní teorií v různých experimentech.

2.4 Experimenty věnující se řízení ubíhajících elektronů

Vnější poloměr plazmatu R_{ext} , vyhodnocený pomocí magnetických senzorů, může být použitý k odhadu radiální polohy svazku ubíhajících elektronů, kde proudové profily nemají tak velké fluktuace, jak ukazují data z interferometru. Byly implementovány dva algoritmy pro řízení disrupce generující ubíhající elektrony. Tyto dva algoritmy v reálném čase upravují R_{ext} a I_p ramp-down (klesající proud plazmatem) reference, využívající signály magnetického měření a gama záření. I_p ramp-down se provádí přes centrální solenoid a proud v poloidálních cívkách se mění tak, aby řídil polohu svazku ubíhajících elektronů, která se určuje pomocí magnetických měření. [3, 7] Dále bylo v [3, 7] zjištěno, že pomalý pokles proudu (okolo 0,5 MA/s) poskytuje lepší udržení (confinement) svazku ubíhajících elektronů a tudíž řízený rozptyl energie. V obou článcích bylo tvrdé rentgenové záření monitorováno dvěma systémy:

- NaI scintilátorem citlivým na HXR s energií vyšší, než 200 keV, která je emitována hlavně ubíhajícími elektrony, které interagují se stěnou.

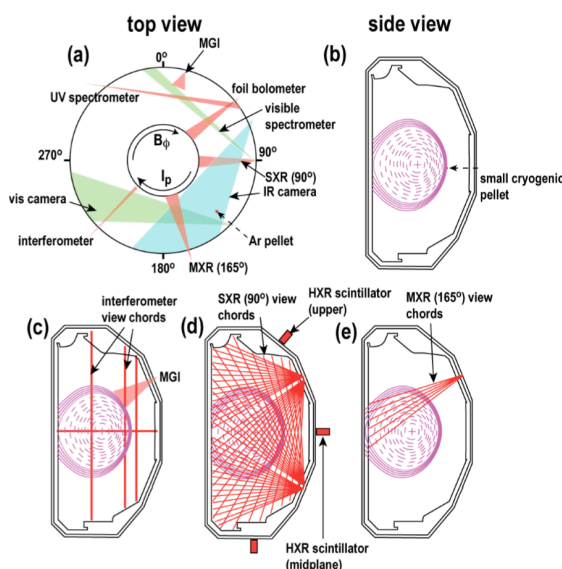
- Detektor NEU213, který je citlivý na neutrony a gama záření, je zkalibrován pomocí detektoru neutronů BF_3 ve výboji bez ubíhajících elektronů. Tento detektor je využíván ke sledování tvorby ubíhajících elektronů během výboje, ale i při disrupci. Během RE plateau je obvykle v saturaci a proto je monitorování gama nahrazeno štěpnou komorou.

V FTU byl vivinut nový algoritmus řízení popsany v [36], který byl testován v přítomnosti RE plateau. Umožňuje minimalizovat interakce plazmatu s komponenty přiléhajícími k plazmatu, a bezpečné provedení disrupce (není vygenerováno tolik ubíhajících elektronů).

2.4.1 Výsledky experimentů zkoumající distribuční funkci energie ubíhajících elektronů

Distribuční funkce ubíhajících elektronů je spektrum jejich energií a je to důležitá charakteristika popisující proces generování ubíhajících elektronů. Emise HXR byla v [34] měřena sadou horizontálních a vertikálních detektorů $\text{NaI}(\text{Tl})$, $\text{Bi}_4\text{GeO}_{12}$ (obvykle označovaných jako BGO) a spektrometrů LaBr_3 . Data o prostorovém rozložení HXR zdrojů v plazmatu byla získána pomocí monitoru neutronů, který je využíván pro měření neutronového a gama záření. Surová data HXR měřená spektrometrem BGO byla zpracována postupem dekonvoluce pomocí kódu DeGaSum. Průměrná energie ubíhajících elektronů byla 2,5 MeV, byly detekovány ubíhající elektrony s maximální energií až 7 MeV.

Pokusy o rekonstrukci distribuční funkce energie ubíhajících elektronů během MGI do RE plateau byly publikovány v [34, 15]. Rekonstrukce mají chyby řádu



Obr. 2.11: Umístění diagnostických přístrojů na tokamaku DIII-D. [15]

100 % nebo větší v důsledku chyb měření a také díky aproximacím provedených v analýze. Emise tvrdého rentgenového záření s energií 1 - 100 MeV byly v [15] měřeny

20 scintilačními BGO detektory uspořádanými kolem tokamaku. Poloidální uspořádání těchto detektorů je znázorněno na Obr. 2.11(d).

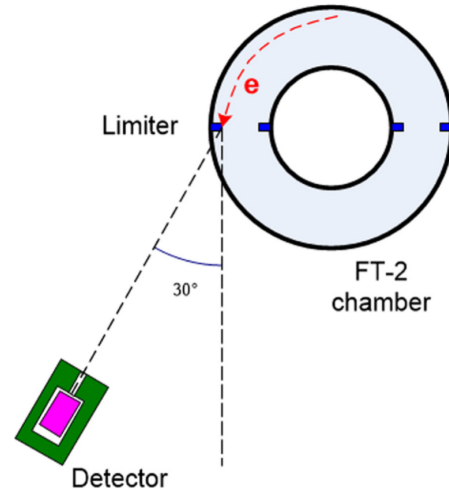
K odhalení distribuční funkce energie ubíhajících elektronů (RE) byl použit dekonvoluční kód DeGaSum a byla vyvinuta technika digitálního zpracování signálu pro spektrometr $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, která umožnila studovat vývoj distribuce energie ubíhajících elektronů s časovým rozlišením 1 až 5 ms [47, 48]. Detektor s krystalem $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ 1" \times 3" obklopený olověným stíněním, které chránilo detektor před rozptýleným gama zářením, byl umístěn ve vzdálenosti 4,5 metru od vakuové nádoby. V [47] byl použit i scintilátor BGO o rozměrech 41 \times 75 mm, ale byl nahrazen scintilátorem $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ uvedeným výše. BGO má totiž relativně dlouhý fluorescenční čas dosvitu (~ 320 ns), což má za následek velké množství nezaznamenaných scintilačních pulzů pro tok fotonů gama záření vyšší než $5 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ a v konečném důsledku vede ke zkreslení původního emisního spektra HXR. Také má malou výstupní intenzitu scintilačního záření (například vzhledem k scintilátoru $\text{NaI}(\text{Tl})$) a tím pádem špatné rozlišení energie. Na Obr. 2.12 je schéma uspořádání HXR detektoru na tokamaku FT-2.

V [33] odhalují nemonotonní distribuční funkce ubíhajících elektronů, jejichž vlastnosti závisí na kombinaci urychlení elektrickým polem s kolizním a synchrotronním tlumením.

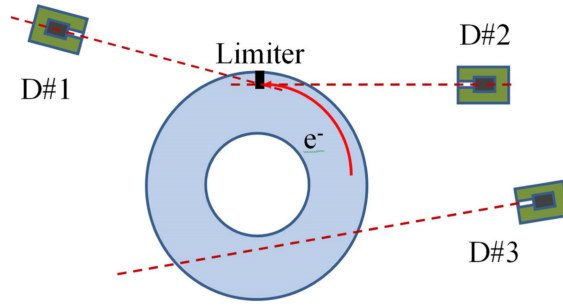
V [38] byla pro zkoumání distribuční funkce energie ubíhajících elektronů vybudována tříkanálová sonda vybavená detektory Čerenkova typu citlivá na elektrony různých energií.

Aplikace rychlých detektorů $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ v práci [49] poskytuje příležitost analyzovat distribuci energie RE během pilových oscilačních událostí. Analýza byla prováděna pomocí kódu DeGaSum. Systém pro měření tvrdého rentgenového záření se skládal ze tří detektorů konfigurovaných v spektroskopickém režimu a mající různá zorná pole. Systém byl založen na scintilačních krystalech $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ a $\text{NaI}(\text{Tl})$. Umožnil provádět spektroskopickou diagnostiku ubíhajících elektronů v experimentech s generací svazků od 10 A do 10 kA. Systém multidetektorového HXR spektrometru zajišťuje flexibilitu při studiích RE v různých režimech plazmového výboje a různých konfiguracích: pokud je detektor otočen směrem k elektronovému směru a pokud je saturován, pak druhý detektor zachovává svoji funkčnost a poskytuje požadovaná měření. Rozmístění jednotlivých detektorů kolem tokamaku je na Obr. 2.13 a parametry jednotlivých detektorů na Obr. 2.14.

V článku [46] byla zkoumána distribuce energie vysokoenergetických elektronů tvořených v počáteční fázi plazmového výboje v tokamaku T-10 při tvorbě paprsků RE v silném podélném (longitudálním) magnetickém poli. Jako spektrometry rentgenového záření byly použity polovodičové detektory Eurorad na bázi krystalů CdTe o rozměrech 5 \times 5 \times 3 mm³ (C553S) a 1 \times 1 \times 1 mm³ (S111S). Mimo vakuovou nádobu byl instalován detektor o rozměrech 5 \times 5 \times 3 mm³ při přímém pohledu na



Obr. 2.12: Schéma uspořádání HXR detektoru na tokamaku FT-2. [48]



Obř. 2.13: Plánek umístění HXR detektorů na tokamaku TUMAN-3M s poloidálním limiterem umístěným v jedné toroidální poloze (pohled shora). [49]

Parameter	Detector#1	Detector#2	Detector#3
Scintillator type	LaBr ₃ (Ce)	LaBr ₃ (Ce)	NaI(Tl)
Crystal size	Ø76 mm × 76 mm	Ø25 mm × 76 mm	Ø40 mm × 40 mm
Collimator size	Ø6 mm × 20 mm	Ø6 mm × 25 mm	Ø8 mm × 20 mm
Shielding (lead)	Frontal 17 cm; side 10 cm	Frontal 30 cm; side 10 cm	Frontal 20 cm; side 10 cm
Target viewing area	Limiter	Limiter	Plasma and the inner wall
Viewing direction:			
■ Clockwise RE movement	138°	14°32'	129°
■ Counterclockwise RE movement	42°	165°28'	51°
Distance to plasma	337 cm	425 cm	210 cm
Data acquisition (DAQ) mode	Spectrometry	Spectrometry	Spectrometry
Analog-to-digital converters (ADC)	14 bit 250 MHz digitizer	14 bit 250 MHz digitizer	12 bit 15 MHz digitizer
Photomultiplier tubes (PMT)	Hamamatsu R6231	Hamamatsu R10233-100	Hamamatsu R6231
HXR energy range (E_{HXR}) in MeV	0.1–20	0.1–20	0.1–10
Energy resolution ($\Delta E/E$ at 662 keV)	3.5%	3.5%	10%
Maximum count rate (s^{-1})	1×10^7	1×10^7	1×10^6

Obř. 2.14: Specifikace multidetektorového systému na tokamaku TUMAN-3M. [49]

kruhovou clonu a limiter. Na pohyblivou tyč uvnitř vakuové komory byl instalován detektor o rozměrech $1 \times 1 \times 1 \text{ mm}^3$, který umožňuje měřit emise v tangenciálním směru na trajektorie elektronů. Detektor v nádobě je vybaven kolimátorem s olovem, který poskytuje účinné stínění před fotony energií pod 300 keV (prostorové rozlišení je $\sim 10 \text{ mm}$ na ose plazmatu). Pro záznam tvrdého rentgenového záření do energií 10 MeV byl použit spektrometr založený na scintilačních krystalech NaI(Tl) o rozměrech $150 \times 100 \text{ mm}^3$ (BDEG2-39) a dvou spektrometrech založených na scintilačních krystalech LaBr₃(Cs) o rozměrech $38 \times 38 \text{ mm}^3$ (Canberra LABR-1, $5 \times 1, 5$). Scintilační detektory byly instalovány mimo vakuovou nádobu. Kromě spektrometrické diagnostiky byly v proudovém režimu použity standardní detektory pro měření tvrdého rentgenového záření na základě scintilačního krystalu NaI(Tl) o rozměrech $25 \times 25 \text{ mm}^3$.

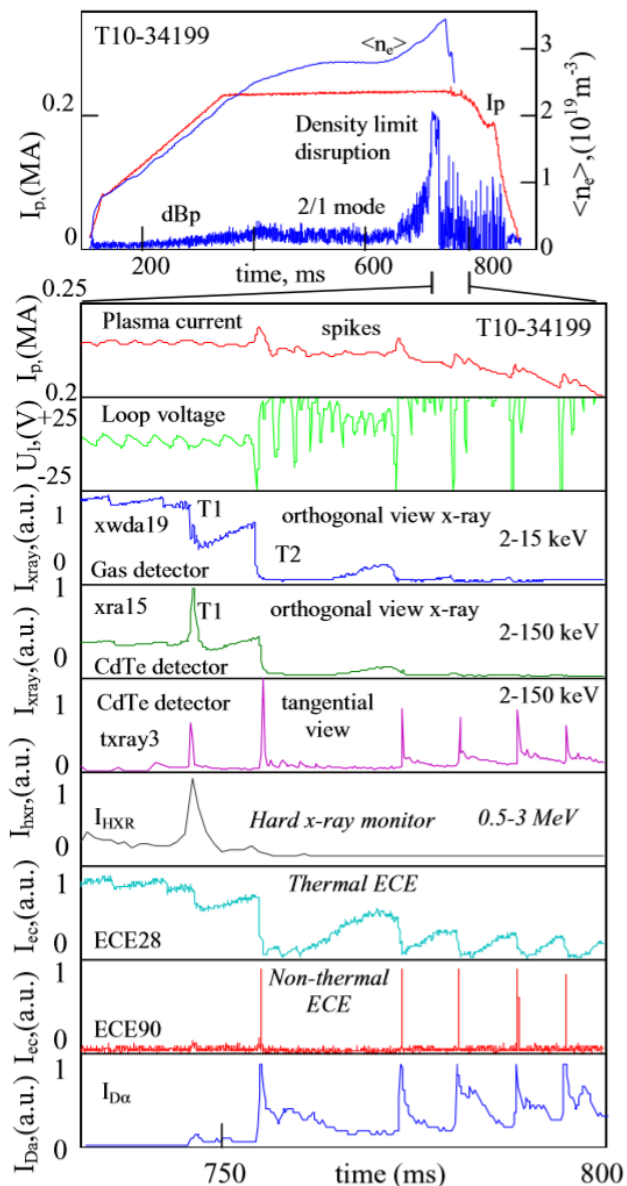
Měření distribuční funkce ubíhajících elektronů během CQ (current quench) v [27] naznačují, že nestability se objevují, když maximální energie ubíhajících elektronů překročí 2, 5 - 3 MeV, a vedou k selhání tvorby svazku ubíhajících elektronů, když se populace ubíhajících elektronů s vysokou energií stane dostatečně velkou a posune se nad maximální $E_{RE} = 6 \text{ MeV}$. Použitá diagnostika je uvedena výše v sekci MGI u článku [27].

2.5 Výsledky experimentů zabývající se vlivem poruch magnetického pole na ubíhající elektrony

Opakující se emise rentgenového záření ($E \sim 15 - 150$ keV) jsou pozorované během fáze poklesu proudu plazmatem. Analýza provedená v [44] ukazuje, že tento jev může být spojen s netermálními elektrony, které jsou vybudeny během prudkého růstu poruch magnetického pole v sérii drobných nestabilit. Elektrická pole indukovaná během fluktuací poruch magnetického pole mohou být dominantním zdrojem urychlených elektronů v nestabilním plazmatu. Tento efekt ukázal, že řízení poruch magnetického pole během proudového poklesu může být výhodný pro potlačení ubíhajících elektronů. Fluktuace poruch magnetického pole byly analyzovány pomocí CdTe detektorů s toroidálními a ortogonálními pohledy do plazmového sloupce, rentgenovými plynovými detektory, křemíkovými detektory a elektron-cyklotronními emisními (ECE) radiometry. NaI(Tl) detektor (umístěný mimo tokamakovou nádobu) se používal pro měření rentgenového a neutronového záření s energiemi $E \sim 0,5 - 3$ MeV. Na Obr. 2.15 je uveden časový vývoj měřených parametrů plazmatu.

V článku [42] je ukázáno, že v plazmatu s nízkou hustotou ($\langle n \rangle = 1,9 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$) je nižší intenzita HXR a menší poruchy magnetického pole. Pro měření energie supratermálních a ubíhajících elektronů byl použit NaI(Tl) gamma spektrometr s vodorovnými liniemi pohledu (lines of sight - LoS).

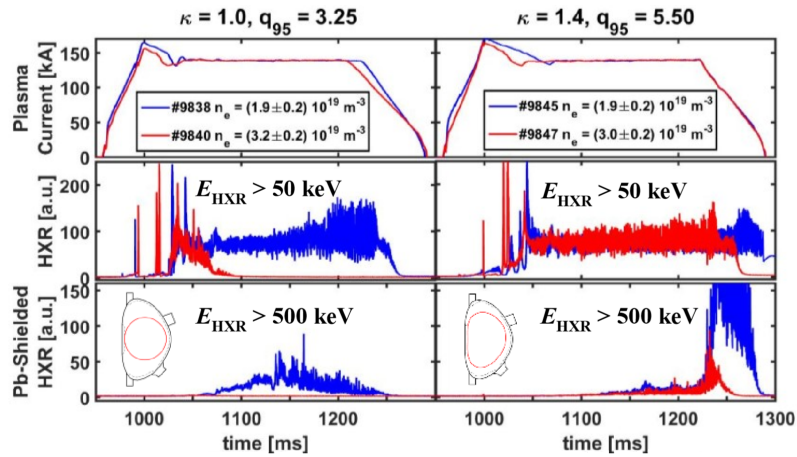
V [22] byla experimentálně studována dynamika supratermál-



Obr. 2.15: Časový vývoj parametrů plazmatu během maxima hustoty při disrupci na tokamaku T-10 ($a = 0,3$ m, $B_t = 2,4$ T). I_p je proud plazmatem, dB_p - perturbace magnetického pole, $\langle n_e \rangle$ - hustota plazmatu a U_l - napětí na závit. Jsou zde zobrazeny také intenzity rentgenového záření měřené plynovým a CdTe detektorem s ortogonální orientací (xwda19 a xra15), CdTe detektorem s tangenciální orientací (txray3), intenzita tvrdého rentgenového záření (I_{HXR}) měřená detektorem NaI(Tl), ECE emise (I_{ec}) a intenzita viditelného záření (I_{Da}). [44]

ních elektronů v přítomnosti poruchymagnetického pole. Tangenciální X-ray detektor z CdTe měří tok fotonů rentgenového záření (2 - 200 keV) [22]. HXRS (hard X-ray tomographic spectrometer) je hlavní diagnostika tvrdého rentgenového záření na TCV, v konečném návrhu tento tomografický systém bude ze 4 kamer s 24 LoS (lines of sight - linie pohledu na plazma), z nichž každá pokrývá celý poloidální průřez, což má za následek prostorové rozlišení několika cm.

V článku [31] je ukázáno, že v tvarovaném plazmatu bylo pozorováno zlepšení udržení RE (viz Obr. 2.16), naměřená data ukazují na významnou roli účinků poruch magnetického pole. Na Obr. 2.16 je časový vývoj intenzity rentgenového záření v kruhovém a D-tvaru plazmatu. Diagnostika v [31] založená na scintilačních detektorech je popsána v sekci Výsledky experimentů zkoumající vliv massive gas injection - MGI.



Obr. 2.16: Tvarované plazma a udržení RE v Tokamaku COMPASS. [31]

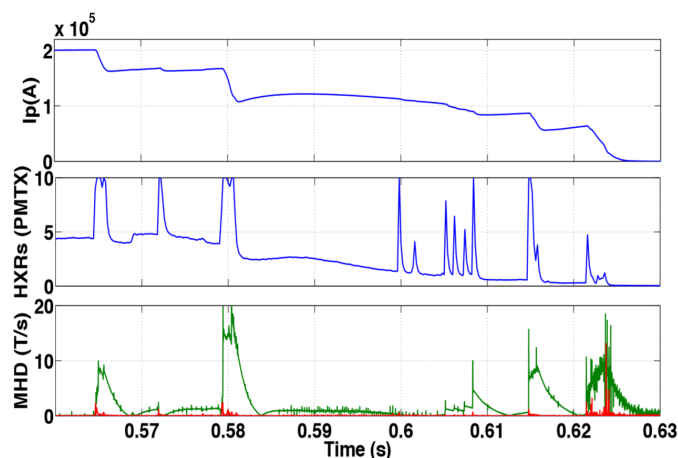
Výsledky v [21] ukazují, že zvýšení toroidálního elektrického pole vede k vytvoření více RE. Zvýšení toroidálního magnetického pole způsobí pokles intenzity fluktuací poruch magnetického pole a následně i více generovaných RE, což není dobré pro udržení plazmatu a stěnu komory. Detektorový systém HXR je popsán v sekci Výsledky experimentů zkoumající vliv elektrického pole na ubíhající elektrony, jeho schéma je na Obr. 2.8.

V [4] bylo experimentálně zjištěno (prokázáno) vytlačování RE z plazmatu, které bylo vyvolané poruchami magnetického pole. Paprsky tvrdého rentgenového záření jsou monitorovány scintilátorem NaI (energie vyšší než 200 keV). Detektor z kapalného scintilátoru (NEU213) je citlivý na neutronové i gama záření a je kalibrován pomocí detektoru neutronů BF_3 .

Interakce různých typů nestabilit magnetického pole se suprathermálními elektrony byla studována v [5]. 3-kamerový tomografický HXR spektrometr byl navržen, sestaven, instalován a provozován na tokamaku TCV pro studium suprathermálních elektronů. Detekce HXR byla založena na technologii CdTe (room-temperature). Každá kamera obsahovala 24 aktivních detektorů a jeden "slepý", silně stíněný detektor, který rozlišoval gama záření.

V [8] došlo k zajímavé události. Atypická akce standardního řídicího systému (RE Control OFF) vedla k téměř nulovému U_{loop} (napětí na závit) a proud nesený

ubíhajícími elektrony pomalu klesal a v této fázi nebyly zaznamenány téměř žádné poruchy magnetického pole. HXR a korelace s poruchami magnetického pole jsou zobrazeny na Obr. 2.17 v [8].



Obr. 2.17: RE plateau: korelace mezi růstem poruch magnetického pole (MHD) a HXR píky. [8]

Modulace ztrát RE, které byly vyvolané pomocí nestabilit magnetického pole a také pomocí oscilací magnetického pole souvisejících s napájením, byla pozorována na několika charakteristických frekvencích v článku [10]. Zdá se, že vyšší frekvence píků HXR je způsobena nestabilitami magnetického pole v plazmatu. Diagnostika použitá v práci [10] byla již popsána v sekci Výsledky experimentů zkoumající vliv massive gas injection - MGI.

V [48] je diskutována korelace mezi tvrdým rentgenovým zářením a synchrotronovým zářením a také úlohou poruch magnetického pole. U signálů z poruch magnetického pole a HXR byly během LHCD (Lower Hybrid Current Drive - metoda na vlečení proudu založená na Landauově útlumu) pozorovány pilové nestability. Měřicí technika použitá v [48] již byla popsána v sekci Výsledky experimentů zkoumající distribuční funkci energie ubíhajících elektronů, schéma uspořádání detektoru je na Obr. 2.12.

Intenzita rentgenového záření vyzařovaného z plazmatu tokamaku, zkoumaná v [2], se zvyšuje s rostoucími fluktuacemi poruch magnetického pole, díky tomu se z plazmatu ztrácí energie. Této ztrátě energie by mohlo být zabráněno snížením fluktuací poruch magnetického pole. Diagnostika HXR použitá v [2] již byla popsána v sekci Výsledky experimentů zkoumající vliv elektrického pole na ubíhající elektrony, schéma detektorového systému je na Obr. 2.8

Multidetektorový systém umožňuje studovat vliv poruch magnetického pole na udržení (zachycení) RE v plazmatu tokamaku (popis detektorového systému viz sekce Výsledky experimentů zkoumající distribuční funkci energie ubíhajících elektronů), Obr. 2.13 a Tab. 2.14).

V [39] je ukázána přítomnost velkých poruch magnetického pole v centru plazmatu během flattopu proudu plazmatem, kde je pozorována pilová nestabilita související s emisemi HXR. Poruchy magnetického pole klesají v pozdější flattop fázi proudu plazmatem, kde nejsou pozorovány emise HXR při přítomnosti pilových

nestabilit. Analýza poruch magnetického pole odhalila přítomnost překrývajících se $m = 2$ a $m = 3$ ostrůvků v centru plazmatu při pozorování emisí HXR souvisejících s pilovými nestabilitami. HXR emise byla detekována scintilátorem NaI(Tl) o průměru $3''$ a pracuje v proudovém režimu. Jedná se o scintilátor, který má umístěn v rovníkové rovině stroje v jednom toroidálním místě a je kolimovaný, aby viděl radiaci hlavně z limiteru. Scintilátory použité pro detekci HXR záření v [39] jsou popsány v sekci Výsledky experimentů zkoumající distribuční funkci energie ubíhajících elektronů.

V [46] byl odhalen vliv hustoty plazmatu a poruch magnetického pole na generování a zrychlení RE. Doba prodlevy mezi průrazem a vznikem HXR závisí na čistotě stěny vakuové nádoby a na poruchách magnetického pole. Spektrometry rentgenového záření jsou popsány v sekci Výsledky experimentů zkoumající distribuční funkci energie ubíhajících elektronů.

Kapitola 3

Seznam používaných detektorů v experimentech z rešerše

Před uvedením jednotlivých typů detektorů užívaných v experimentech z rešerše je zde stručně vyložena princip těchto detektorů. Hlavním zdrojem informací při psaní této kapitoly byly publikace [12, 23].

3.1 Scintilační detektory

Scintilační detektory převádějí absorbovanou energii ionizujícího záření na energii fotonů viditelného až ultrafialového záření. Za scintilátor se označuje materiál, ze kterého je obráběním, úpravou povrchu a případným zapouzdřením vyroben scintilační detektor. Scintilační detekční jednotku tvoří detektor spojený s fotonásobičem. Dnes nejpoužívanějším scintilačním detektorem je NaI(Tl) díky jeho dobré rozlišovací schopnosti, možnosti vyrábět velké krystaly, relativně vysokému Z , dobrému spektrálnímu přizpůsobení běžným fotonásobičům a přijatelné ceně. Byly ale objeveny i detektory s lepší energetickou rozlišovací schopností ($\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$), rychlejší detektory (např. BaF_2), nebo detektory s vyšším protonovým číslem (BGO, PWO). Výrazně lepší rozlišovací schopností disponují polovodičové detektory.

Činnost scintilačního detektoru lze rozdělit na tyto po sobě jdoucí procesy:

1. absorpci záření měřeného scintilátorem
2. vlastní scintilační proces – konverze absorbované energie záření na energii emitovaných scintilačních fotonů
3. přenos scintilátorem emitovaných fotonů na fotocitlivý prvek (na fotokatodu fotonásobiče nebo fotocitlivou diodu)
4. absorpci těchto fotonů fotokatodou fotonásobiče nebo fotodiódou, které vedou díky fotoelektrickému jevu k emisi fotoelektronů nebo ke generaci elektron-děrových párů v přechodu fotodiody.

Druh scintilátoru zásadně ovlivňuje charakter scintilačního procesu, máme dva druhy scintilátorů - organické a anorganické.

3.1.1 Scintilační proces v organických scintilátorech

Energie ionizujícího záření absorbovaná v jakémkoli scintilátoru se projevuje emisí fotonů, což se nazývá luminiscence. V organických scintilátorech je vlastností molekulární struktury a souvisí s energetickými stavy elektronů (tzv. π - elektronů), které představují meziatomové vazby v organických molekulách. Jelikož tento druh vazby není závislý na skupenství, luminiscenci pozorujeme v plynných, kapalných i pevných látkách. Poměr celkové energie vyzářených luminiscenčních fotonů a energie záření absorbované scintilátorem se nazývá konverzní účinnost scintilátoru. Absorbovaná energie záření je spotřebována zejména ionizací a excitací elektronů scintilačního materiálu, efekt luminiscence je spojen pouze s deexcitací π - elektronů. Ionizace jiných, než π - elektronů vede k dočasnému nebo i trvalému poškození molekul scintilátoru, což zhoršuje jeho optické vlastnosti. Deexcitace π - elektronů může proběhnout z vyšších excitovaných stavů přímo do základního stavu, nebo postupně přes stavy s nižší excitací až do stavu základního. O přechodech, kdy se nevyzáří foton, hovoříme jako o nezářivých (ztrátových) procesech.

Rozdělujeme tři druhy luminiscence, které se liší časovou konstantou vysvícení, případně vlnovou délkou vysvícených fotonů. Vlnová délka vysvícených fotonů je nepřímo úměrná rozdílu energetických stavů při deexcitaci. Luminiscenci rozdělujeme na fluorescenci, fosforescenci a zpožděnou fluorescenci.

Nejrychlejším luminiscenčním mechanismem je fluorescence, při které počet zářivých deexcitací π - elektronů klesá exponencialně s časovou konstantou vysvícení řádu 10^{-8} až 10^{-9} s. Spektrum vlnových délek vyzářených fotonů není monochromatické.

Fosforescence je zářivý přechod z metastabilního stavu M, na který se mohou dostat π - elektrony nezářivým přechodem z vyšší hladiny. Díky nižší energii stavu M je vlnová délka emitovaných fotonů delší než fotonů fluorescenčních. Delší doba života stavu M ale daleko více ovlivňuje časovou konstantu vysvícení. Ta je řádu 10^{-4} s a delší.

Pokud se π - elektron po dodání potřebné energie vrátí z metastabilní hladiny M zpět do vyššího stavu, dojde ke spožděné fluorescenci, jejíž spektrum je totožné se spektrem normální fluorescence. Časová konstanta vysvícení je řádu 10^{-6} s.

Organické scintilátory se dělí podle počtu scintilačních složek na jednosložkové (unitární), což jsou čisté organické scintilační krystaly (např. antracen), dvousložkové (binární), sem patří dvousložkové kapalně scintilátory, plastové scintilátory a dvousložkové krystaly (řídce používané, kvůli náročné přípravě) a poslední skupinou jsou třísložkové (terciární) systémy.

3.1.2 Anorganické scintilátory

Anorganické scintilátory jsou rozdělovány do tří základních skupin.

Čisté monokrystaly

Čisté monokrystaly alkalických halogenů (např. NaI a CsI) scintilují pouze, když jsou chlazeny na teplotu kapalného dusíku. Do této skupiny patří také $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ (zkráceně BGO) a další monokrystaly, které nevyžadují chlazení. Oproti aktivovaným monokrystalům mají čisté monokrystaly horší energetickou rozlišovací schopnost a většinou mohou být vyrobeny pouze v malých rozměrech (jednotky cm).

Aktivované monokrystaly

Aktivované krystaly nepotřebují chlazení a v praxi jsou používané nejvíce. Patří sem zejména alkalické halogeny aktivované těžkými kovy (Tl, Na, Eu, In, Pb). Pro spektrometrii γ záření se dnes nejvíce používá scintilátor NaI(Tl). $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ dosahuje nejlepší energetické rozlišovací schopnosti ze všech známých scintilátorů. Do této skupiny patří také $\text{YAlO}_3(\text{Ce})$ označovaný YAP(Ce) a křemičitany LSO, GSO a LYSO představující rychlé scintilátory. Používají se také scintilující keramické materiály. Jsou to malé krystalky, které mají v podstatě stejné složení jako aktivované monokrystaly a za vysokého tlaku a zvýšené teploty jsou slisované do kompaktního materiálu, který je minimálně porézní.

Samoaktivované nebo aktivované polykrystalické látky, tuhé roztoky a vzácné plyny + dusík

Tuto skupinu tvoří zejména sirníky ZnS a CdS (polykrystalické scintilátory), které jsou buď aktivované těžkými kovy, nejčastěji Ag nebo Cu (např. $\text{ZnS}(\text{Ag})$), nebo samoaktivované přebytkem Zn či Cd. Tato skupina zahrnuje také skleněné scintilátory a málo používané plynové scintilátory.

3.1.3 Scintilační proces v anorganických scintilátorech

Scintilace čistých monokrystalů alkalických halogenů

Díky vzájemnému působení atomů, které jsou uspořádané v krystalické mřížce, představují možné energetické stavy elektronů tzv. energetické pásy (energetické stavy elektronů nemohou být diskrétní). Pás s nejvyšší energií se nazývá vodivostní, pod ním se nachází zakázaný pás, který má šířku 5 - 10 eV. Pod zakázaným pásem leží pás valenční, kde se nachází excitonové a fononové hladiny (luminiscenční centra).

Absorbovaným zářením se ionizují a excitují elektrony z valenčního pásu. Ionizace způsobí, že jsou elektrony uvolněny z iontových vazeb a převedeny do vodivostního pásu, tím vznikají kladně nabitě díry ve valenčním pásu. Slabě vázané

páry elektron-díra (nazývané excitony [12]) jsou tvořeny excitací. Energetická úroveň elektronu excitonu je těsně pod vodivostním pásem.

Valenční a vodivostní pás tvoří potenciální jámy. Minimální poloha každého pásu představuje minimální energii, která odpovídá elektronu v rovnovážné poloze.

Při ionizaci jsou elektrony s minimální energií z valenčního pásu převedeny do vodivostního pásu. Tím pádem mají ionizované elektrony určitý přebytek energie ve vodivostním pásu. Když je teplota krystalu dostatečně nízká, elektrony ztrácejí přebytečnou energii postupně a klesají na nižší energetické úrovně vodivostního pásu. Až na rovnovážnou polohu elektronu ve vodivostním pásu (minimální úroveň). Elektrony se v krystalu mohou volně pohybovat a mohou být snadno zachyceny kladnými ionty. Když dojde k rekombinaci elektron-díra, při které se elektron vrátí do valenčního pásu, je emitován foton. Po rekombinaci vzniká ve valenčním pásu fonon, což je elektron, který má přebytek energie a je ve vibračním stavu [12]. Z tohoto stavu klesá do nejnižší energetické úrovně valenčního pásu termickou ztrátou energie. Rekombinační energie je menší, než ionizační energie. Krystal je transparentní pro vlastní scintilační fotony, je to z toho důvodu, že emisní a absorpční spektra jsou různá – energie fotonu, který vzniká při rekombinaci je příliš nízká na to, aby způsobil ionizaci. Jde o velmi účinný scintilační proces, ale je třeba krystaly chladit na teplotu kapalného dusíku (77 K), při pokojových teplotách jsou emisní a absorpční spektra totožná. To vede k silné samoabsorpci a k téměř úplnému vymizení scintilací. Čisté krystaly ve srovnání s aktivovanými monokrystaly mají kratší dobu dosvitu, což je jejich výhodou.

Scintilační proces v aktivovaných krystalech

Aktivované krystaly jsou vlastně čisté krystaly s příměsí nějaké nečistoty (aktivátor), většinou se jedná o těžký kov (např. Tl nebo Eu). Primární scintilační proces je stejný, jako u čistých krystalů. Nečistoty mají vliv až na sekundární scintilační proces.

Základní i excitovaný energetický stav aktivátoru (nečistoty) se nachází v zakázaném pásu čistého krystalu, v jeho spodní polovině je základní stav aktivátoru a v horní polovině je excitovaný stav aktivátoru. Za normálních okolností jsou oba stavy neobsazeny a elektron v základním stavu je snadno zachycen dírou z valenčního pásu. Aktivátor tedy existuje jako kladný iont, který přitahuje a zachycuje volně se pohybující elektrony ve vodivostním pásu. Kladný iont má také tendenci zachytávat excitony a absorbovat ultrafialové záření. To vše má za následek excitovaný atom aktivátoru. Při deexcitaci atomu aktivátoru do základního stavu je vyzářen foton, pro který je krystal transparentní. Jeho energie je menší, než šířka zakázaného pásu. Luminiscenční centra zachycují elektrony s přebytkem tepelné energie ve vodivostním pásu [12]. Krystal tedy může fungovat jako zdroj fluorescenčních fotonů při pokojových teplotách. Aktivační směs také posunuje spectrum tím, že převádí ultrafialové fotony na světlo s delší vlnovou délkou [12]. Scintilační proces a dosvit je zhruba dvojnásobný oproti čistým krystalům.

Polykrystalické scintilátory

Typický příklad aktivovaného polykrystalického scintilátoru je ZnS(Ag). Ten není transparentní, proto se používá pouze v práškové formě s velikostí zrn 15 – 20 μm nanesených v tenkých vrstvách na světlovodu s plošnou hmotností 10 - 25 mg/cm^2 . Pokud plošná hmotnost vrstev ZnS(Ag) není v tomto intervalu, vede to k poklesu luminiscenční i detekční účinnosti. Díky tomu, že je ZnS(Ag) neprůhledný, nedá se použít ke spektrometrickým účelům.

3.2 Jednotlivé typy scintilačních detektorů

Zde je stručný popis jednotlivých typů scintilačních detektorů, které byly používány při experimentech souvisejících s ubíhajícími elektrony v letech 2015-2018. Souhrn jejich důležitých vlastností je uveden v Tab. 3.1, kde ρ je hustota a Z_{eff} je efektivní protonové číslo, pro spektrometrii fotonového záření je vhodné, aby bylo co nejvyšší. Doba dosvitu je závislá na rozpadových konstantách jednotlivých složek scintilátoru, aktivátoru a jeho koncentraci teplotě a druhu interagujícího záření.

Scintilátor	Časová konstanta dosvitu [ns]	Světelný výtěžek [počet fotonů/MeV]	ρ [g/cm^3]	Energetické rozlišení [%]	Z_{eff}
NaI(Tl)	230	38000	3,67	6 - 7 [23]	50,17
BGO	300	8200 [23], 8000 - 10000	7,13	≥ 10	73,03
LaBr ₃ (Ce)	26 [23]	63000	5,08	≤ 3	
YAP(Ce)	27	18000 [23]	5,37 [23]	5,7	
LYSO	41	32000	7,1	8,2 [23], 7 - 8	
ZnS(Ag)	200 [23]		4,09 [57]		
NE213	3,2 [23], 3,7	~ 13000	0,874		

Tab. 3.1: Vlastnosti scintilačních detektrů užívaných při experimentech s ubíhajícími elektrony shrnutých v rešerši. Časová konstanta dosvitu je uvedena pro teplotu 300 K a energetické rozlišení pro energii 662 keV. Informace obsažené v tabulce jsou převzaté z [12], pokud není uveden jiný zdroj.

NaI(Tl)

Dnes nejpoužívanější anorganický scintilátor pro spektroskopii γ záření. Časový průběh scintilační luminiscence NaI(Tl) je složen z exponenciálního náběhu s časovou konstantou 60 ns, který je nezávislý na druhu částice, a exponenciálního odpadu s časovou konstantou 230 ns závislého na koncentraci aktivátoru a druhu částice. Složka dosvitu je tepelně závislá a s klesající teplotou se prodlužuje, např. při teplotě 154 K je již 1 s. Díky relativně malému dosvitu může pracovat při vysokých četnostech impulzů a poměrně účinná interakce fotonů s tímto krystalem (zvláště

ve srovnání s polovodičovými detektory) je zajištěna díky efektivnímu protonovému číslu $Z_{eff} = 50,17$ a hustotě $\rho = 3,67 \text{ g/cm}^3$. Krystaly NaI(Tl) je možné vyrábět ve velkých rozměrech a jejich cena není příliš vysoká. I toto jsou důvody, proč dnes patří mezi nejrozšířenější krystaly. Jejich nevýhodou je hygroskopičnost (schopnost pohlcovat a zadržovat vzdušnou vlhkost). Krystal je tedy nutné hermeticky zapouzdřit, nejčastěji do pouzdra z hliníkového plechu. V člancích uvedených v rešerši se často uvádí použití krystalu NaI. Jeho použití je v těchto experimentech nepravděpodobné, neboť by musel být chlazen na teplotu tekutého dusíku, aby scintiloval. Předpokládám, že autoři článků, kteří uvádí použití scintilátoru NaI, mají ve skutečnosti na mysli použití krystalu NaI(Tl).

BGO ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$)

Tento krystal se vyznačuje vysokou hustotou $7,13 \text{ g/cm}^3$ a protonovým číslem $Z_{eff} = 73,03$. Krátký dosvit (300 ns) umožňuje provoz při vysokých četnostech impulzů, má také dobré časové rozlišení. Pokud je třeba zmenšit rozměry detekčního systému, jsou vhodné krystaly BGO. Používají se hlavně pro detekci fotonů s vyšší energií, protože mají malý světelný výtěžek, který je navíc silně tepelně závislý, a luminiscenční odezva na nízkoenergetické fotony není dostatečně vysoká pro dostatečnou rozlišovací schopnost. Energetické rozlišení BGO krystalů nebývá lepší, než 10 %. Snadno se opracovává (neštípe se), je chemicky odolný, má vyšší tvrdost a je nehygroskopický, ale jeho radiační odolnost není příliš vysoká a je velmi drahý.

LaBr₃(Ce)

Z hlediska energetické rozlišovací schopnosti, která se běžně pohybuje pod hranicí 3 %, je to ten nejlepší scintilátor na trhu. Má vysoký světelný výtěžek (63000 fotonů/Mev), vysoká hustota a Z_{eff} zajišťuje dobrou detekční účinnost pro fotony. Nehodí se pro měření nízkých toků záření, protože mají poměrně velké vlastní pozadí způsobené radioaktivním ^{138}La , který je v přírodním lanthanu obsazen asi s 0,09 % koncentrací. Tento krystal je mechanicky i radiačně velmi odolný, také je hygroskopický. Jeho cena je příliš vysoká a jeho použití se nevyplatí při běžných aplikacích.

YAP(Ce)

Ytrito-hlinitý perovskit dopovaný cerem ($\text{YAlO}_3(\text{Ce})$) označovaný jako YAP(Ce). Je to scintilátor s vysokou mechanickou, tepelnou a chemickou odolností. Má krátkou dobu dosvitu (27 ns). Díky jeho relativně vysokému světelnému výtěžku a jeho rozlišovací rychlosti (až 160 ps) má i při malých rozměrech krystalu dobrou energetickou rozlišovací schopnost.

LYSO

LYSO ($\text{Lu}_{2-x}\text{Y}_x\text{SiO}_5(\text{Ce})$, x se volí poměrně nízké, např. $x = 0, 2$) má vysoký světelný výtěžek a krátkou dobu dosvitu. Není zvládnutá výroba krystalů větších objemů a vysoká cena lutecia zabraňuje masivnějšímu rozšíření těchto krystalů. Vlastní pozadí v detektoru LYSO způsobuje radioaktivní ^{176}Lu , podobně jako lanthan v $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$.

ZnS(Ag)

Stříbrem aktivovaný sulfid zinečnatý má velmi vysokou scintilační účinnost v porovnání s $\text{NaI}(\text{Tl})$, ale je dostupný pouze jako polykrystalický prášek. Tloušťka nánosu prášku větší, než asi 25 mg/cm^2 se stává nepoužitelnou kvůli neprůhlednosti multikrystalické vrstvy (protože je neprůhledná multikrystalická vrstva) díky vlastní luminiscenci [23]. Detekční proces využívá jadernou reakci $^6\text{Li}(\text{n},\alpha)\text{T}$, ve které výsledné α a T produkují scintilaci při interakci se $\text{ZnS}(\text{Ag})$ [37].

Kapalný organický scintilátor NE213

Používá se pro měření záření γ s energií větší, než 100 keV a spektroskopii rychlých neutronů. Kapalně scintilátory jsou mnohem více odolné vůči radiačnímu poškození, než krystalické nebo plastové scintilátory. [23]

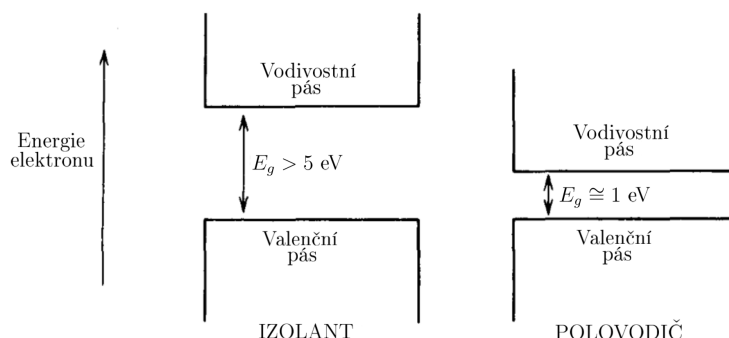
3.3 Polovodičové detektory

Znalosti získané výzkumem polovodičových přechodů, zejména pro použití jako elektronických součástek, umožnily další výzkum a vývoj polovodičových detektorů. Počátky výzkumu polovodičů byly věnovány především germaniu. Později se do popředí zájmu dostal křemík díky svým velmi dobrým izolačním vlastnostem.

Germanium je však velmi vhodným materiálem pro detekci fotonového záření a to díky poměrně vysokému protonovému číslu ($Z=32$). Na přerušovaný vývoj elektronických součástek z germania navázal vývoj germaniových detektorů. Hledali se technologie pro tažení monokrystalů velkých průměrů (ke konstrukci detektorů s velkými detekčními objemy) a pro dosažení co nejvyšší čistoty germania. Vznikla tedy nová generace polovodičových detektorů HPGe (high purity Ge). Křemík s protonovým číslem $Z=14$ se používá pro detekci těžkých nabitých částic a fotonů nízkých energií. Pro výrobu polovodičových detektorů se používají i další materiály, například CdTe.

Polovodiče mají úzký zakázaný pás E_g (viz Obr. 3.1), který má šířku desetin až jednotek eV. Díky tomu střední energie w , potřebná pro vznik páru elektron-díra je pouze kolem 3 eV, tato hodnota platí jak pro křemík tak i pro germanium a závisí pouze na materiálu polovodiče, teplotě a velmi málo na typu záření. Účinkem záření vznikají páry elektron-díra, které je zapotřebí od sebe oddělit a sebrat (k tomu se

využívá jejich drift, tj. unášení v elektrickém poli), jinak rychle rekombinují. Driftová rychlost elektronů a děr je v polovodičích řádově stejná a je lineární funkcí elektrického pole nízkých a středních intenzit ($\leq 10^4$ V/m). S rostoucí intenzitou elektrického pole vzrůstají driftové rychlosti elektronů a iontů pomaleji a pomaleji, až dosáhnou takzvané saturované rychlosti při asi 10^5 až 10^6 V/m, při vyšších hodnotách bude driftová rychlost na intenzitě elektrického pole již nezávislá, je také téměř nezávislá na teplotě.



Obr. 3.1: Pásová struktura pro energieelektronů v izolantech a polovodičích. [23], upraveno

3.3.1 Vlastnosti polovodičů

Vazby sousedních atomů křemíku i germania jsou zprostředkovány kovalentními vazbami a krystalizují v diamantové (kubické) struktuře. Pokud jsou ve všech uzlových bodech krystalové mřížky atomy stejného prvku, jedná se o čistý nebo-li vlastní (intrinsický) polovodič. Pokud je absolutní teplota tohoto krystalu nenulová, část tepelné energie je předána elektronům a pokud je dostatečně vysoká k tomu, aby valenční elektron překonal zakázaný pás a dostal se do dosud prázdného pásu vodivostního, vzniká po něm v původně zaplněném valenčním pásu kladně nabitá díra. Tepelně tak může vzniknout pár elektron-díra. V každé okamžiku je intrinsická objemová hustota elektronů ve vodivostním pásu rovna intrinsické objemové hustotě děr v pásu valenčním, krystal je tedy jako celek elektricky neutrální [12]. Pár elektron-díra je funkcí absolutní teploty T a funkcí šíře zakázaného pásu E_g . Pravděpodobnost $p(T)$, že v jednotkovém časovém intervalu bude pár tepelně generován je

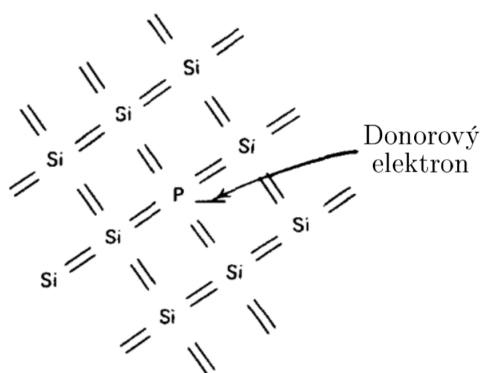
$$p(T) = CT^{3/2} \exp -\frac{E_g}{2k_B T}, \quad (3.1)$$

kde C je konstanta úměrnosti daného polovodiče a k_B je Boltzmanova konstanta. Pokud je ke krystalu připojeno elektrické napětí, drifutjí v něm tepelně vytvořené páry a krystalem protéká proud.

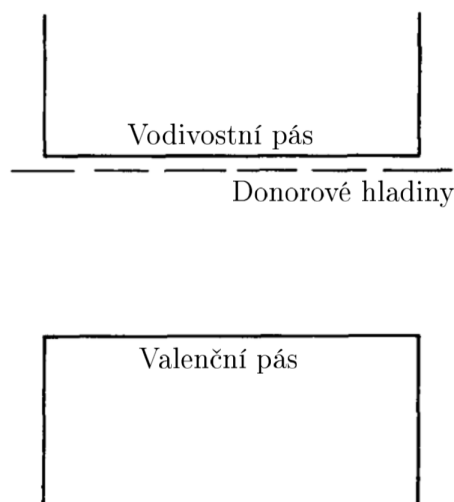
Polovodič typu n

Pokud je v krystalu přítomné malé množství nečistot z V. skupiny periodické soustavy prvků, takzvaných donorů (viz Obr. 3.2), jejich atomy nahradí v některých místech mřížky atomy polovodiče. Nečistoty jsou v krystalu buď záměrně, nebo díky

nedokonalé rafinaci. Čtyři elektrony donoru zprostředkují s ostatními atomy kovalentní vazbu a pátý elektron je k tomuto místu vázán jen slabě - stačí pouze málo energie k tomu, aby toto místo opustil a stal se vodivostním elektronem, přitom po něm nezbyde žádná díra. Tyto "páté" elektrony donorových nečistot zaujmou donorové hladiny v zakázaném pásu polovodiče těsně pod pásem vodivostním, to je ukázáno na Obr. 3.3. Počet elektronů ve vodivostním pásu, které pocházejí od ionizovaných nečistot, je větší, než počet intrinsických elektronů. Je to proto, že hustota nečistot je téměř vždy větší, než koncentrace intrinsických elektronů. V polovodiči typu n platí, že koncentrace elektronů z nečistot je větší, než koncentrace intrinsických elektronů a současně, hustota děr je menší, než hustota intrinsických děr. V polovodiči typu n jsou tedy majorantními nosiči náboje elektrony a minoritními díry. Ačkoli počet elektronů ve vodivostním pásu převyšuje počet děr o mnoho řádů, je polovodič nábojově neutrální díky ionizovaným donorovým příměsím, jejichž kladný náboj neutralizující náboj elektronů je pevně vázán v krystalové mřížce a ani vlivem elektrického pole nemůže migrovat.



Obr. 3.2: Znázornění donorové nečistoty, zde fosforu, v krystalové mřížce křemíku. [23], upraveno

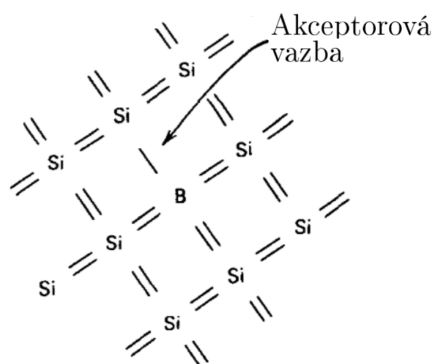


Obr. 3.3: Donorové hladiny vytvořené v zakázaném pásu křemíku. [23], upraveno

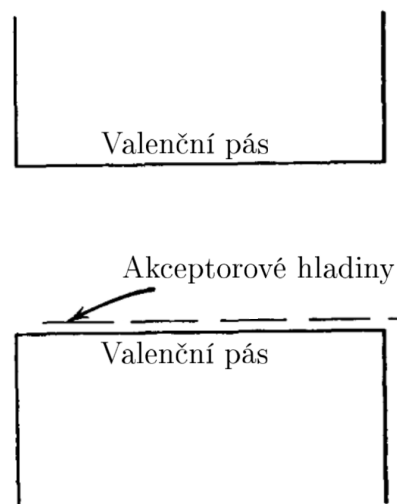
Polovodič typu p

Polovodič typu p obsahuje nečistoty ze III. skupiny periodické soustavy prvků. Atomy nečistot jsou vázány na ostatní atomy pouze třemi vazbami a jedna vazba zůstává volná, ta může být zaplněna elektronem. Znázornění akceptorové nečistoty v krystalické mřížce křemíku je na Obr. 3.4. Tento elektron není vázán tak pevně jako normální valenční elektron, protože atom nečistoty je pouze trojmocný. Nečistota tedy vytváří elektron, jehož energetický stav se nachází v zakázaném pásu, který je za normálních okolností prázdný. Energie těchto zachycených elektronů se blíží k energii valenčních elektronů a jejich akceptorová energetická hladina leží těsně nad valenčním pásem, to je zobrazeno na Obr. 3.5. Tepelná excitace krystalu dodává potřebné elektrony pro zaplnění vakancí způsobených navázanými atomy nečistoty.

Každý elektron excitovaný z valenčního pásu po sobě zanechává kladně nabitou díru. V polovodiči typu p jsou tedy díry majoritními nosiči náboje a dominantním způsobem se podílejí na jeho vodivosti. Vázané elektrony v místech, kde jsou atomy nečistot kompenzují náboj děr ve valenčním pásu, krystal polovodiče typu p je tedy neutrální.



Obr. 3.4: Znázornění akceptorové nečistoty, zde boru, v krystalové mřížce křemíku. [23], upraveno



Obr. 3.5: Akceptorové hladiny vytvořené v zakázaném pásu křemíku. [23], upraveno

Na vodivost polovodiče je vliv donorových nebo akceptorových příměsí za pokojové teploty mnohem vyšší v křemíku, než v germaniu.

V polovodiči mohou elektrony a díry mezi sebou přímo rekombinovat, střední doba života je míra jejich rekombinace. V dokonale čistém polovodiči by střední doba života měla být řádu 1 sekundy, díky zbytkovým stopovým nečistotám je její prakticky dosahovaná hodnota řádu 10^4 až 10^{-5} s. Rozdíl mezi teoretickou a v praxi dosahovanou hodnotou způsobují některé stopové nečistoty, které vytvářejí takzvaná rekombinační centra s energetickými hladinami okolo středu zakázaného pásu. Tato centra se na výsledné rekombinaci a snížení doby života nosičů náboje podílejí mnohem více než přímé rekombinace, jsou také schopna zachytit jak majoritní, tak i minoritní nosiče náboje a anihilovat je. Další nečistoty, hlavně kovy, mohou obsazovat uzlová místa mřížky a vytvářet tzv. pasti jejichž energetické hladiny se také nacházejí v okolí středu zakázaného pásu. Mohou na relativně dlouhou dobu zachytit nosiče náboje (minoritní i majoritní), díky čemuž nemohou driftovat krystalem. Když past nosič náboje pustí, může pokačovat v migraci, ale už svým nábojem nemusí přispět k nábojem vytvořenému impulzu. To způsobuje amplitudový defekt impulzu signálu a šum vyvolaný opožděným sběrem uvolněného nosiče náboje.

Cílem je sebrat všechny elektrony a díry, které v krystalu vzniknou při interakci s fotonem. Pro výrobu detektoru je nutné použít materiály, ve kterých je doba života nosičů náboje mnohem delší, než doba jejich sběru v detektoru.

3.4 Využití p-n přechodu pro detektor

Pokud bychom na vlastní (intrinsický) polovodič přiložili napětí, které by stačilo pro dosažení dostatečných driftových rychlostí nosičů náboje, polovodičem by protékal tepelně stimulovaný klidový proud závislý na tepelně závislém intrinsickém odporu polovodiče (detektoru). Pokud by však tento polovodič použitý jako detektor absorboval energii dopadajícího záření, vznikl by signálový proud, který by nepřesáhl velikost tepelně stimulovaného proudu. Signál z absorbovaného záření by tedy nešlo žádným způsobem vyhodnotit díky vysokému fluktuujícímu pozadí. Situace by se ještě zhoršovala se zvětšující se plochou detektoru. Je tedy třeba snížit tepelně stimulovaný proud, který je možné snížit snížením teploty. Přechod z jednoho typu vodivosti na druhý musí být proveden bez porušení krystalové mřížky monokrystalu, tj. pouze změnou koncentrací příměsí odpovídajících daným typům vodivosti. Takovýto přechod může být polarizován přiloženým napětím buď v propustném nebo v závěrném směru, chová se tedy jako dioda. Pokud oblasti s vodivostí typu p odpovídá kladná polarita přiloženého napětí a oblasti s vodivostí typu n záporná polarita, jedná se o polarizaci v propustném směru a majoritní nosiče náboje obou typů vodivosti migrují přes přechod. Tím pádem protéká proud, dioda vede a nemůže tak být použita jako detektor. Pokud je přechod polarizován v opačném směru, tedy kladná polarita napětí je přiložena na oblast s vodivostí typu n a záporná na oblast s vodivostí typu p, majoritní nosiče náboje odpovídající daným typům vodivosti nemohou přechodem driftovat. Nosiče náboje jsou vlivem elektrického pole stahovány z přechodu k elektrodám, čímž vzniká vyprázdněná (ochuzená) oblast, která je vhodná pro detekci. Proud v tomto případě neprotéká, dokud nevzniknou elektrony a díry vytvořené interakcí záření s krystalem. Takto vytvořené nosiče náboje putují k elektrodám a vzniká tak proudový signál nesoucí informaci o detekovaném záření.

3.5 Jednotlivé typy polovodičových detektorů

Zde je stručný popis jednotlivých typů polovodičových detektorů používaných při experimentech souvisejících s ubíhajícími elektrony v letech 2015 - 2018. Přehled těchto detektorů s jejich základními parametry je uveden v tabulce 3.2.

Si

Křemíkový monokrystal je základem všech detektorů se strukturou jednoduchého přechodu (p-n). Má vysoký měrný odpor a je jen málo dopovaný nečistotou způsobující vodivost typu p nebo n. Germanium se téměř nepoužívá, protože jeho měrný odpor není dostatečně vysoký, aby germanium bylo použitelné pro účely detektoru, bylo by nutné jej ochladit na teplotu tekutého dusíku (77 K). Detektory z křemíku spolehlivě pracují při pokojové teplotě, což je oproti germaniu jejich výhodou.

Polovodič	Si	CdTe	GaAs
Hustota ρ [g/cm ³]	2,33	6,06 [23], 5,85	5,32
Průměrné atomové číslo Z	14	50	31,5
Energie zakázaného pásu [eV]	1,12	1,52 [23], 1,44	1,43
Energie páru elektron-díra (energie na pár) [eV]	3,62	4,43	4,2
Pohyblivost elektronů [cm ² V ⁻¹ s]	1400	1100	4600
Pohyblivost děr [cm ² V ⁻¹ s]	≤ 450 ¹ [54]	100	150
Doba života elektronu [s]	$> 10^{-3}$	3×10^{-6}	$1,5 \times 10^{-9}$
Doba života díry [s]	10^{-3}	2×10^{-6}	$< 10^{-7}$

Tab. 3.2: Základní parametry polovodičových detektorů při teplotě 300 K, které byly používány při experimentech s ubíhajícími elektrony shrnutých v rešerši. Informace obsažené v tabulce jsou převzaty z [32], pokud není uveden jiný zdroj.

CdTe

Kadmium teluridový detektor kombinuje relativně vysoká protonová čísla ($Z=48$ kadmia a $Z=52$ teluru) s dostatečně velkou energií zakázaného pásu umožňující fungování při pokojové teplotě. Tento materiál se používá v situacích, kdy je třeba vysoká účinnost detekce γ záření na jednotku objemu. Energetické rozlišení γ záření při teplotě 300 K je 1,7 keV při 60 keV a 3,2 keV při 122 keV. Pomocí detektoru CdTe bylo dosaženo energetického rozlišení až 1,13 % při 662 keV [23].

GaAs

Výzkum galium arsenidu jako detektoru radiace začal na počátku 60. let. Byl to první polovodičový detektor, který pracoval při pokojové teplotě a měl dobré rozlišení energie γ záření. Energie zakázaného pásu při pokojové teplotě je 1,43 eV a energie páru elektron-díra je 4,3 eV, což indikuje, že energetické rozlišení by mělo být dobré i při práci za pokojové teploty. Nejlepší energetické rozlišení γ záření je 2,2 až 2,5 keV při 60 keV a 2,6 keV při 122 keV.

3.5.1 Polohově citlivé detektory

Polohově citlivé detektory měří nejen polohu události, ale také absorbovanou energii a některé i čas, kdy ke sběru došlo. Existuje několik typů konstrukčního provedení těchto detektorů.

Detektor s jediným velkoplošným přechodem, který má tloušťku ochuzené vrstvy až 1 mm, využívá analogový způsob k určení souřadnice interakce homogenitu měrného odporu implantovaných vrstev. Informace o energii interakce je snímána nábojově citlivým předzesilovačem a dále zpracovávána.

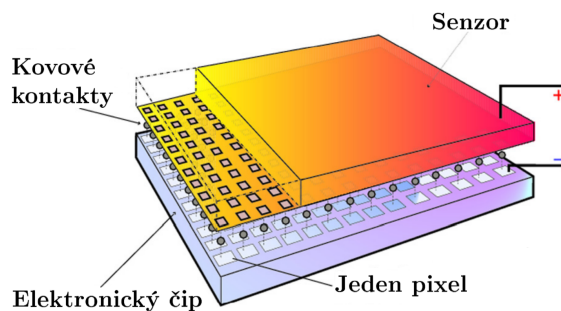
Stripový detektor je další způsob realizace polohově citlivého detektoru. Jeho

¹V [32] je chybně uvedeno 1900 cm²V⁻¹s.

sběrné elektrody jsou tenké stripy. Nosiče náboje se pohybují ve směru elektrického pole, poloha interakce tedy odpovídá elektrodě (stripu), na které byl naměřen nejvyšší výstupní signál.

Pixelové detektory

Tyto detektory využívají malé, do mřížky poskládané samostatné detektory, které jsou od sebe elektricky izolovány. Každý detektor je opatřen předzesilovačem a výstupem. Když je strana jednoho segmentu větší než 1 mm, takovýto detektor se pak nazývá pad-detektor. Díky malým detekčním rozměrům jednotlivých pixelů mají tyto detektory malý proud v závěrném směru a tedy i malý šum, mají lepší rozlišovací schopnost než mikropáskové detektory. Struktura pixelového detektoru se liší od stripového tím, že čipy předzesilovače jsou umístěny přímo pod vlastními detektory (viz Obr. 3.6) a jsou k sobě připojeny pomocí nalisovaných kontaktů z india [12]. Nevýhodou těchto detektorů je jejich velká technická složitost kvůli velkému počtu připojení prováděných na malé ploše. Strana celé mřížky detektorů nebývá větší než jednotky cm.



Obr. 3.6: Schéma pixelového detektoru. [45], upraveno

3.6 Srovnání scintilačních a polovodičových detektorů

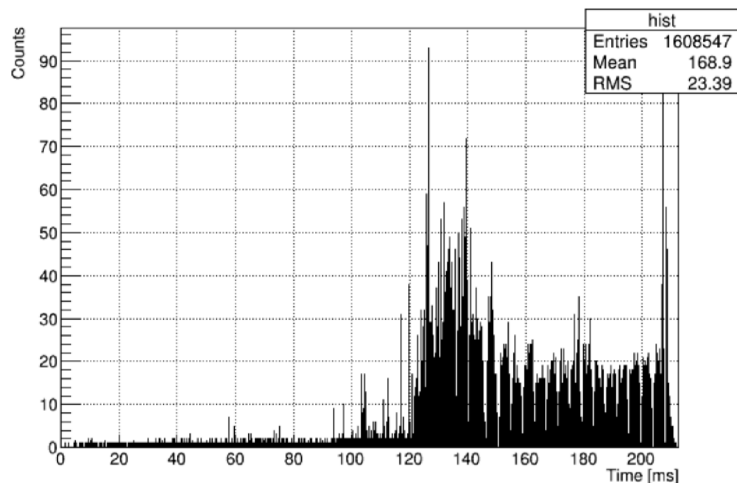
Cílem je nalézt co nejvhodnější zařízení, které je schopné detekovat a vyhodnocovat velké toky rentgenového záření vznikajícího na tokamacích. Je rozumné požadovat, aby byl detektor co nejrychlejší. Časové charakteristiky polovodičových detektorů jsou srovnatelné s časovými charakteristikami scintilačních detektorů, v některých případech i lepší. Závislost měrného odporu polovodičových detektorů na teplotě není rozhodující pro jejich činnost. Avšak teplotní závislost celého detekčního systému, tj. senzoru a řídicí elektroniky, již může mít vliv na spektrometrická měření. Ve čtvrté je tento jev popsán v případě polohově citlivých detektorů typu Timepix3. Doba vysvícení scintilačních krystalů je teplotně závislá, avšak ta s rostoucí teplotou klesá. Scintilátory je možné vyrábět s mnohem většími detekčními objemy, než

polovodiče. Velké detekční objemy scintilátorů ale nemusí být vždy výhodou. Energetické rozlišení bývá u scintilačních detektorů lepší než u polovodičových, avšak polovodičový detektor CdTe má ještě lepší energetické rozlišení, než scintilační detektor LaBr₃(Ce). CdTe má energetické rozlišení až 1,13 % při energii 662 keV [23] a energetické rozlišení LaBr₃(Ce) se při této energii pohybuje pod hranicí 3 %. Velkou nevýhodou scintilačních detektorů je, že pokud přijdou dvě a více událostí současně, scintilační detektor tyto dvě události vyhodnotí jako jednu jedinou událost jejíž energie je rovna součtu energií jednotlivých událostí. Nedá se tedy určit kam přesně dopadli interagující fotony. Nelze ani určit místo interakce jediného přichozího fotonu. Jediná polohová informace, která je k dispozici je, že tento foton interagoval někde v objemu scintilačního krystalu. Při aplikaci u tokamaků, kde jsou velké toky rentgenového záření, je velmi pravděpodobná současná interakce několika fotonů v aktivním objemu scintilátoru a následné vyhodnocení těchto událostí jako pouze jediného přichozího fotonu. Způsob, jak zajistit detekci jednotlivých událostí by mohlo být použití polohově citlivých polovodičových detektorů. Tyto detektory by mohli být schopné rozlišení jednotlivých fotonů rentgenového záření, které přichází od tokamaku. Například na Obr. 3.7 je vidět spektrum rentgenového záření v časovém okně 210 ms naměřené pomocí detektoru Timepix3 s 1 mm tlustým křemíkovým senzorem. Na tomto obrázku je zaznamenáno asi 1,6 milionu událostí. Takového výsledku je dosaženo polohovým a časovým rozlišením detektoru Timepix3. Díky polohovému rozlišení je možné rozlišovat jednotlivé události, které nastanou ve stejném čase na různých místech senzoru (každá událost nastane v jiném pixelu). Kdyby stejné spektrum bylo měřeno scintilačním detektorem, například NaI(Tl), se stejným detekčním objemem, jako má senzor detektoru Timepix3 (to je však nepravděpodobné, neboť detekční objemy scintilačních krystalů bývají větší), v scintilačním krystalu by nastalo se zářením více interakcí, než v křemíkovém detektoru. To je způsobeno vyšší hustotou a vyšším protonovým číslem scintilátoru, ale díky časové konstantě do svitu NaI(Tl) (230 ns) by všechny interakce záření se scintilačním krystalem, které nastaly za tuto dobu, byly "slité" v jednu událost (vznikaly by tzv. pileupy). To je způsobeno polohovým rozlišením. U scintilačního krystalu se nedá zjistit kde přesně v krystalu událost nastala. V časovém okně 210 ms by tedy mohlo být scintilačním detektorem NaI(Tl), který má stejné rozměry, jako senzor detektoru Timepix3, vyhodnoceno maximálně asi 913000 událostí, ačkoli skutečný počet událostí, které v krystalu nastaly, by byl mnohem vyšší. Naměřená hodnota počtu událostí křemíkovým detektorem Timepix3 v časovém okně 210 ms však není nejvyšší hodnotou, které lze dosáhnout. Polohově citlivé detektory tedy mají dobré předpoklady pro získávání spekter rentgenového záření na tokamacích.

3.7 Detektory Timepix3

Kamera Timepix3 od společnosti ADVACAM byla navržena s důrazem na výkon a všestranné použití. Je dodávána se senzory z Si nebo CdTe a disponuje velmi vysokou odečítací rychlostí ($40 \text{ Mhits}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$) a s časovým rozlišením 1,6 ns. Komunikace s počítačem je zajištěna pomocí USB 3.0.

Timepix3 lze použít pro spektrometrii rentgenového záření, neutronů a iontů,



Obr. 3.7: Příklad časového vývoje intenzity rentgenového záření na tokamaku Golem při výboji číslo 16683. [24]

dále na tracking částic (zobrazování dráhy částic), zobrazování v čase, pro složení Comptonovy kamery z více vrstev a další aplikace. Velikost senzoru je $14 \text{ mm} \times 14 \text{ mm}$, ve které je 256×256 pixelů o velikosti $55 \mu\text{m} \times 55 \mu\text{m}$. Detektory jsou dodávány se senzory z křemíku nebo z kadmium teluridu, které mohou mít různé tloušťky (záleží pro jaké aplikace detektor bude sloužit). Energetické rozlišení je 1 keV a minimální detekovatelná energie rentgenového záření jsou 3 keV . Veškeré informace o detektoru Timepix3 je možno dohledat v datasheetu, který je dostupný na webových stránkách [55].

Detektory Timepix3 se zdají být vhodnými prvky pro konstrukci Comptonovy kamery aplikované na tokamak Golem díky svému energetickému, časovému, ale zejména prostorovému rozlišení, na kterém zobrazovací přesnost Comptonovy kamery závisí nejvíce.

Kapitola 4

Spektroskopická měření s detektory Timepix3

Pro ověření funkcí detektoru Timepix3 bylo provedeno spektrometrické měření několika standardních radioizotopů. Jednalo se o prvky ^{241}Am , ^{238}Pu , ^{22}Na , ^{60}Co a ^{137}Cs . Detektor byl nastaven v módu, kdy byly zaznamenány informace o energii, čase a poloze každé události. Po zpracování surových dat byly ze zpracovaných dat sestaveny histogramy. K dispozici jsme měli detektor CdTe se senzorem tloušťky 2 mm a detektor Si s tloušťkou senzoru 1 mm.

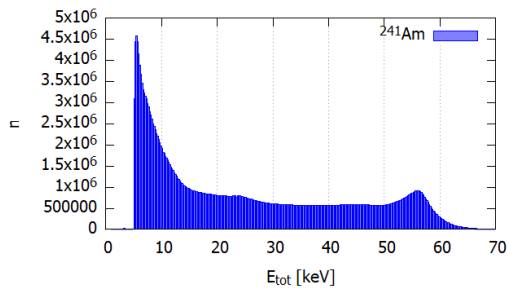
4.1 Si detektor

Křemíkovým detektorem byla změřena spektra prvků ^{241}Am a ^{238}Pu . Provedli jsme celkem 300 jednotlivých měření prvku ^{241}Am , každé s délkou sběru dat 5 s. Celková doba měření ^{241}Am tedy byla 5 minut. Při měření ^{238}Pu bylo provedeno 10 jednotlivých po sobě jdoucích měření, každé s dobou sběru dat 1 s. Na Obr. 4.1 je histogram naměřeného spektra ^{241}Am s šířkou jednoho kanálu 0,2 keV a na Obr. 4.2 je histogram naměřeného spektra ^{238}Pu s šířkou jednoho kanálu 0,5 keV. Na svislé ose je počet zaznamenaných událostí příslušejících k energii, která je vynesena na vodorovné ose.

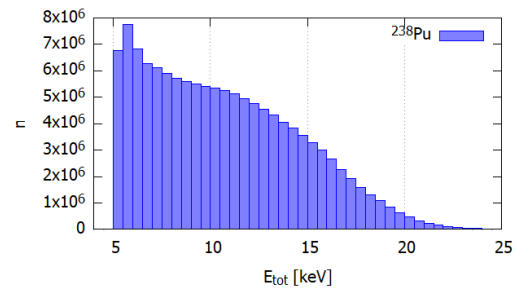
Pík maxima u ^{241}Am (viz Obr. 4.1) by měl nastat při 59,54 keV, z histogramu je ale patrné, že pík nastane při nižší energii (při 56 keV). Toto posunutí je diskutováno dále. Poloha píku ^{241}Am se liší o zhruba 6 % od tabulkové hodnoty. V histogramu ^{238}Pu (viz obr.4.2) jsou jednotlivé píky (13,4 keV, 13,6 keV, 16,4 keV, 17,2 keV a 20,2 keV) "slité" dohromady.

4.2 CdTe detektor

Kadmium teluridovým detektorem byla měřena spektra prvků ^{22}Na , ^{60}Co a ^{137}Cs . Pro každý prvek bylo provedeno celkem 360 jednotlivých měření, každé měření trvalo 10 s. Celková doba měření každého prvku tedy byla jedna hodina. Na Obr. 4.3

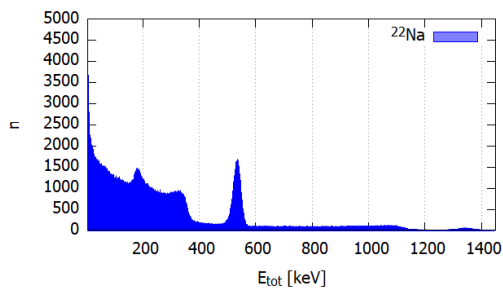


Obr. 4.1: Křemíkovým detektorem naměřené spektrum ^{241}Am (polohy píků jsou ovlivněny teplotním driftem).

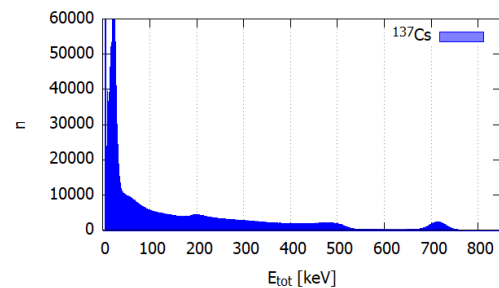


Obr. 4.2: Křemíkovým detektorem naměřené spektrum ^{238}Pu (píky byly ztraceny vlivem difúze náboje).

a Obr. 4.4 jsou histogramy naměřených spekter ^{22}Na a ^{137}Cs s šířkou jednoho kanálu 0,2 keV. Svislá osa představuje počet zaznamenaných událostí příslušejících k energii, která je vynesena na vodorovné ose.



Obr. 4.3: Kadmium teluridovým detektorem naměřené spektrum ^{22}Na (u CdTe senzorů probíhá teplotní posun poloh píků na opačnou stranu, než u Si senzorů).



Obr. 4.4: Kadmium teluridovým detektorem naměřené spektrum ^{137}Cs (opět je patrné posunutí teplotním driftem).

Píky energie ^{22}Na by měly nastat při 511 keV a 1274,5 keV, z histogramu na Obr. 4.3 je vidět, že nastávají až při energiích 535 keV a 1342 keV. Poloha píků ^{22}Na se liší o zhruba 5 % od tabulkových hodnot. Pík ^{137}Cs by měl nastat při 661 keV, avšak nastává až při 715 keV. Poloha píku cesia se liší o zhruba 8 % od tabulkové hodnoty.

Při měření kadmium teluridovým detektorem bylo každé měření zatíženo šumem na začátku energetického spektra. Histogram ^{22}Na (Obr. 4.3) je vytvořen pouze z prvních 145 měření (1450 s). Šum z použitých měření ^{22}Na se vyskytuje zejména na začátku energetického spektra jehož část není v histogramu vykreslena. Stejným způsobem bylo získáno energetické spektrum cesia (Obr. 4.4) s tím rozdílem, že zde bylo použito všech 360 souborů naměřených dat. Energetické spektrum ^{60}Co se nepodařilo vytvořit vůbec, jelikož všechna měření byla zatížena šumem, který znemožnil získat jakékoli relevantní výsledky. Kromě toho byly soubory naměřených dat, kde byl přítomen šum, velmi paměťově náročné. Tyto soubory měli velikosti řádu GB dat.

4.3 Diskuze

Z měření polovodičovými detektory Timepix3 se senzory z křemíku a kadmium teluridu vyplynulo, že píky v energetických spektrech daných prvků jsou vždy posunuté vůči energii, která je dána tabulkami. Zajímavým zjištěním je, že naměřená energie CdTe detektorem je vždy větší, než tabulková hodnota a naměřená energie Si detektorem je vždy menší, než energie uvedená v tabulkách. Jelikož polovodičové detektory jsou teplotně závislé, tak právě na posun naměřené energie by mohla mít vliv teplota. To ovšem s jistotou říci nemůžeme a zjištění příčiny posunu energie bude předmětem dalšího zkoumání.

Kapitola 5

Comptonova kamera

5.1 Využití Comptonova rozptylu pro konstrukci kamery

5.1.1 "Dvou-interakční" události

Předpokládáme, že rozptyl fotonu γ nastane v místě A a následná absorpce rozptýleného fotonu v místě B . Obvykle se za detektor $Det.1$ volí detektor s nízkým Z , ve kterém je pravděpodobnější, že nastane Comptonův rozptyl. Jako $Det.2$ se obvykle volí detektor, kde je pravděpodobnější absorpce, tedy detektor s vysokým Z , nicméně to není nutná podmínka.

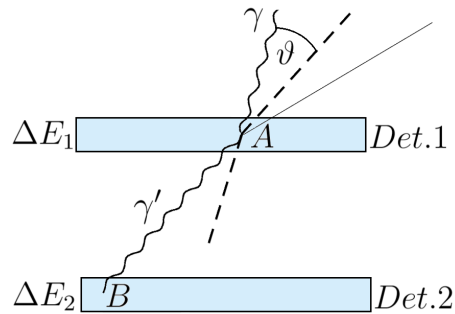
Analýzu události lze provést pomocí známých souřadnic míst A , B a změřených energií ΔE_1 a ΔE_2 . Předpokládáme, že v místě A nastává rozptyl a v místě B absorpce, plyne

$$E_\gamma = \Delta E_1 + \Delta E_2 \quad \text{a} \quad E_{\gamma'} = \Delta E_2. \quad (5.1)$$

Úhel rozptylu ϑ lze spočítat pomocí rovnice (1.16). Vyjádřením ϑ získáme

$$\vartheta = \arccos \left(1 - \frac{mc^2}{E_{\gamma'}} + \frac{mc^2}{E_\gamma} \right). \quad (5.2)$$

Není zaručeno, že v místě B nastane skutečně absorpce. V místě B může nastat i Comptonův rozptyl. Pokud se tak stane, výrazy (5.1) a (5.2) budou chybné, tím pádem budou ve výsledných histogramech a jiných zobrazení dat tyto události vytvářet nežádoucí artefakty.



Obr. 5.1: Využití Comptonova rozptylu pro konstrukci kamery pro dvou-interakční události.

5.1.2 "Tří-interakční" události

Nevýhodu předchozího řešení je možné potlačit experimentálním uspořádáním detektorů, díky kterému je možné sledovat události tvořené třemi interakcemi. První interakcí je Comptonův rozptyl, který nastane v *Det.1* v místě *A*, druhou interakcí je opět Comptonův rozptyl, který nastane v *Det.2* a v *Det.3* může nastat libovolná interakce fotonu γ_3 v místě *C*, zde ani nepotřebujeme znát deponovanou energii, potřebujeme znát pouze informace o souřadnicích místa *C*.

Jelikož v místech *A* a *B* nastávají Comptonovy rozptyly, bude platit vztah (5.2), který přepíšeme do tvaru

$$\cos \vartheta_1 = 1 - \frac{mc^2}{E_{\gamma_2}} + \frac{mc^2}{E_{\gamma_1}} \quad (5.3)$$

a

$$\cos \vartheta_2 = 1 - \frac{mc^2}{E_{\gamma_3}} + \frac{mc^2}{E_{\gamma_2}}. \quad (5.4)$$

Naším cílem je spočítat hodnoty ϑ_1 a E_{γ_1} . Z naměřených dat známe hodnotu ϑ_2 a zbývá zjistit E_{γ_2} a E_{γ_3} .

$$E_{\gamma_2} = E_{\gamma_1} - \Delta E_1 \quad (5.5)$$

$$E_{\gamma_3} = E_{\gamma_1} - \Delta E_1 - \Delta E_2 \quad (5.6)$$

Po dosazení (5.6) do (5.4) vyjádříme neznámou E_{γ_1} , po úpravách získáme kvadratickou rovnici

$$(E_{\gamma_1} - \Delta E_1)^2 - \Delta E_2(E_{\gamma_1} - \Delta E_1) - \frac{\Delta E_2 mc^2}{1 - \cos \vartheta_2} = 0.$$

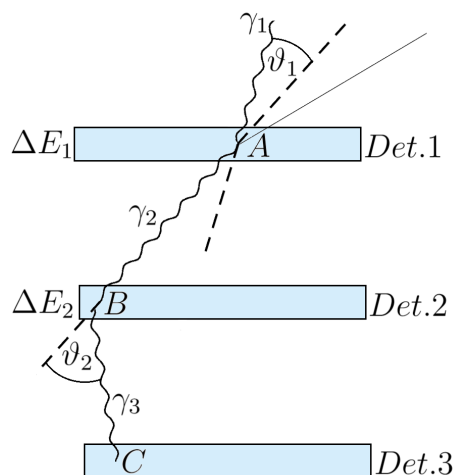
Bereme v úvahu takové řešení, aby energie E_{γ_1} byla vždy kladná, tedy

$$E_{\gamma_1} = \Delta E_1 + \Delta E_2 \frac{1 + \sqrt{1 + 4 \frac{mc^2}{\Delta E_2} \frac{1}{1 - \cos \vartheta_2}}}{2}. \quad (5.7)$$

Nyní, když známe E_{γ_1} , tak do rovnice (5.3) dosadíme (5.6) a dopočítáme úhel ϑ_1 ,

$$\vartheta_1 = \arccos \left(1 - \frac{mc^2}{E_{\gamma_1} - \Delta E_1} + \frac{mc^2}{E_{\gamma_1}} \right). \quad (5.8)$$

Nevýhodou tohoto řešení je, že četnost událostí se třemi interakcemi je velmi nízká. Tato metoda je tedy vhodná jen v případě dlouhodobých měření v intenzivních svazcích. I zde budou vznikat nežádoucí artefakty, a to od náhodných koincidencí (vzniklé události ve stejný čas od více fotonů - problém u měření na tokamaku).

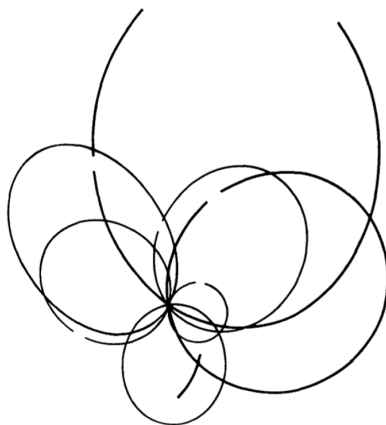


Obr. 5.2: Využití Comptonova rozptylu pro konstrukci kamery pro tří-interakční události.

5.2 Zobrazování naměřených dat

Poté, co získáme hodnoty ϑ_1 a E_{γ_1} , ať už ze dvou- nebo tří-interakčních událostí, můžeme je znázornit následujícími způsoby.

1. Hodnoty E_{γ_1} můžeme vkládat do histogramu a získat spektrum energií záření γ (případně tvrdého záření X). Comptonova kamera bývá jediným nástrojem proměření spektra fotonů, které mají energii řádově jednotky MeV. Spektroskopii fotonů γ o energiích nad 10 MeV ulehčuje to, že začíná dominovat tvorba páru a pro měření γ fotonů s energií pod 1 MeV velmi dobře fungují standardní detektory γ záření (HPGe, NaI(Tl), atd.).
2. Každá naměřená hodnota ϑ_1 společně s body A a B definuje kužel, jehož povrch určuje možné směry, odkud foton přilétl. Průsečík těchto kuželů se zobrazovací rovinou vytváří množinu kuželoseček (viz Obr. 5.3), jejichž společné protnutí určuje směr ke zdroji záření. Lze si však představit i jiná zobrazení.



Obr. 5.3: Rekonstrukce dat z Comptonovy kamery ve formě kuželoseček. [9]

5.3 Analýza dat v jednoduchém experimentálním uspořádání (návrh Comptonovy kamery)

$\vec{h} = (0, 0, h)^T$ - poloha částice
 $\vec{r}_1 = (x_1, y_1, 0)^T$ - poloha první interakce
 $\vec{r}_2 = (x_2, y_2, -d)^T$ - poloha druhé interakce
 $\vec{r}_p = (x_p, y_p, h)^T$ - vektor v zobrazovací rovině

Potřebujeme provést zobrazení zdroje a máme k dispozici h , d , vektory \vec{r}_1 , \vec{r}_2 ($\vec{r}_1 \neq \vec{r}_2$) (viz Obr. 5.4), energie změřené v obou detektorech ΔE_1 , ΔE_2 , vše je zobrazeno na Obr. 5.4. zobrazení můžeme udělat následujícím způsobem.

Úhel rozptylu ϑ spočítáme z naměřených hodnot ΔE_1 a ΔE_2 , zobrazovací plochu si rozdělíme na matici elementárních čtverců (pixelů). Každý pixel otestujeme,

zda právě v tomto pixelu by se mohl nacházet zdroj záření, tj. jestli takové geometrii odpovídá úhel rozptylu. To provedeme tak, že nejdříve určíme vektory \vec{r}_{1p} a \vec{r}_{21} (viz Obr. 5.4).

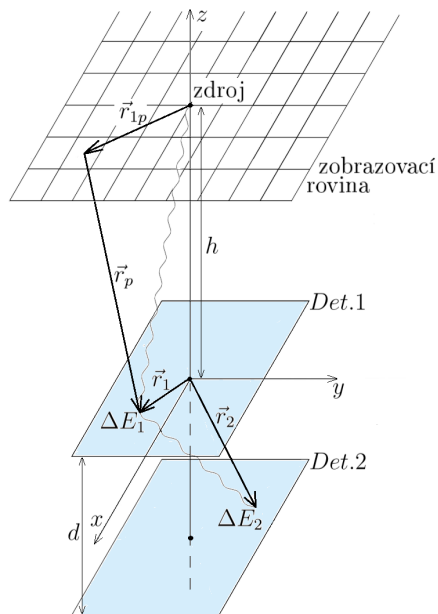
$$\vec{r}_{1p} = \vec{r}_1 - \vec{h} - \vec{r}_p \quad (5.9)$$

$$\vec{r}_{21} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1 \quad (5.10)$$

Vektory \vec{r}_{1p} a \vec{r}_{21} svírají hledaný úhel ϑ_p , který je vyjádřen vztahem

$$\vartheta_p = \arccos \frac{\vec{r}_{1p} \vec{r}_{21}}{\|\vec{r}_{1p}\| \|\vec{r}_{21}\|}. \quad (5.11)$$

Spočítaný úhel ϑ_p je pro vektor \vec{r}_p , který určuje střed pixelu. Jelikož velikost pixelu není nekonečně malá, je třeba odhadnout interval, ve kterém se ϑ pro daný pixel může nacházet. Můžeme tedy provést stejný výpočet i pro případ, kdy \vec{r}_p bude určovat jeden z rohů pixelu. Tím získáme úhel rozptylu, který se liší od ϑ_p o $\delta\vartheta_p$. Podmínku, zda se v pixelu nachází zářič či nikoli, lze zapsat jako $\vartheta \in (\vartheta_p - \delta\vartheta_p, \vartheta_p + \delta\vartheta_p)$. Pokud je tato podmínka splněna, zářič může být umístěn v příslušném pixelu. Takto postupujeme pro všechny pixely. Všechny pixely, kde zářič může být umístěn, vyneseme do zobrazovací roviny, čímž se pro danou událost vykreslí kuželosečka. Po vykreslení všech kuželoseček pro všechny detekované události se v jejich společném průsečíku zobrazí poloha zářiče.



Obr. 5.4: Schéma jednoduchého experimentálního uspořádání Comptonovy kamery.

5.4 Simulace Comptonovy kamery

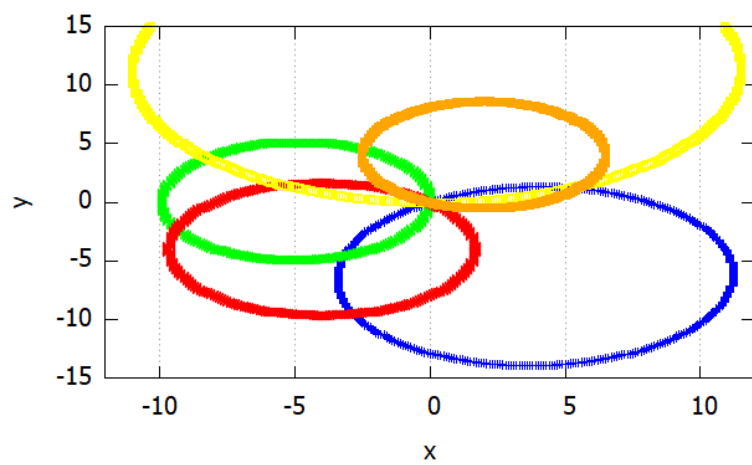
Pro ověření funkčnosti koncepce Comptonovy kamery se provádí rekonstrukce zobrazení jednotlivých událostí.

Úhlové rozlišení kamery závisí na přesnosti, se kterou se měří energie v jednotlivých detektorech (energetické rozlišení) a na přesnosti určení polohy interakce v každém detektoru (geometrické rozlišení), je také možné zahrnout další faktory, které ovlivňují výsledný obraz, například nejistotu absolutní polohy a orientace detektorů, nebo tloušťku materiálu, ve kterém probíhá interakce.

Při reálném měření se kromě užitečných modelovaných událostí Comptonova rozptylu vyskytuje několik možných interakčních sekvencí, díky kterým se získávají chybné informace o směru, odkud foton přilétl. To vede ke kontaminaci výsledného obrazu. [28]

V této práci je uvedena simulace Comptonovy kamery v té nejjednodušší možné konfiguraci. Předpokládáme tedy jen dvou-interakční události se zanedbáním jakýchkoli faktorů, které by mohly ovlivnit výsledný obraz. Při tvoření obrazu se držíme postupu, který je uveden v sekci "Skenování zobrazovací plochy" a výsledné zobrazení

zobrazovací plochy je na Obr. 5.5. Na obrázku jsou vidět kuželosečky jednotlivých interakčních událostí, které se protínají v místě, kde byl umístěn pomyslný zdroj záření.



Obr. 5.5: Simulace projekce možných zdrojů záření do zobrazovací roviny.

Závěr

Z rešerše odborných článků z let 2015 - 2018 jsem zjistil, že nejčastějším detektorem používaným v experimentech na tokamacích je scintilační sonda, tj. prosté spojení scintilátoru s fotonásobičem, jehož signál je snímán rychlým digitálním osciloskopem. Mezi nejčastěji používané scintilátory patří NaI(Tl), ale používají se i jiné (např. LaBr₃(Ce), YAP, LYSO, ...). Scintilační sondy jsou buď používány samostatně pro prosté stanovení, zda byla či nebyla produkce rentgenového záření generovaného ubíhajícími elektrony (když byl signál, byla produkce; když nebyl, nebyla produkce), nebo jsou používány v různých detekčních sestavách. Příkladem takové sestavy může být vybavení scintilační sondy kolimátorem pro získání směrové citlivosti nebo absorbátorem pro snížení citlivosti sondy na fotony o nižších energiích. Využitím spektrometrických vlastností scintilačních sond lze odhadnout energii ubíhajících elektronů. Odhad je založen na srovnání naměřených výsledků s Monte-Carlo simulacemi. Nevýhodou tohoto odhadu je, že systematické chyby způsobené zjednodušujícími předpoklady modelu v kombinaci se statistickými chybami mohou dosahovat úrovně i 100%.

Vývoj detekční techniky byl v letech 2015 - 2018 zaměřen z části na vývoj sestavy pro detekci neutronů a z části na výzkum využití polohově citlivých polovodičových detektorů původně vyvíjených pro experimenty ve fyzice vysokých energií. Princip detekce neutronů spočíval v reakci termálních neutronů s ⁶Li a též na principu odražených protonů. Scintilačním médiem byl buď materiál ZnS ve formě tenké vrstvičky vedle plátku ⁶Li nebo ve formě prášku rozprostřeného v čířém plastu bohatém na vodík. Byl použit i plastový scintilátor. Z polohově citlivých polovodičových detektorů byly testovány detektory typu Timepix3. Detektory Timepix3 byly testovány na tokamaku Golem a Compass, kde byly odhaleny jejich přednosti, ale i nedostatky. Na tokamaku Compass bylo zjištěno, že tyto detektory nevyhodnotí všechny události, které nastanou v senzoru detektoru. To může být způsobeno vysokými toky záření v kombinaci s elektronikou, která nedokáže vyhodnotit takové množství událostí správně. Na tokamaku Golem tyto problémy nenastávaly.

V této práci jsem pomocí detektorů Timepix3 naměřil energetická spektra daných radionuklidů. Zjistil jsem, že energie píků těchto spekter je posunutá doleva (k nižším energiím), nebo doprava (k vyšším energiím) v závislosti na materiálu senzoru. Detektorem se senzorem z křemíku jsou píky posunuty doleva a píky energetických spekter měřených detektorem se senzorem z kadmium teluridu jsou posunuty doprava. Tento posun je pravděpodobně způsoben teplotním driftem. Další práce s detektory Timepix3 budou zaměřeny na studování tohoto posunutí.

Polohově citlivé detektory jsou vhodným nástrojem pro konstrukci Comptonovy kamery, ve které je právě polohové rozlišení velmi důležité. Diskutoval jsem

využití Comptonova rozptylu pro návrh Comptonovy kamery "dvou-interakčních: a "tří-interakčních" událostí a provedl jsem simulaci analýzy dat ve "dvou-interakční" Comptonově kaměře ověřující její princip.

Další práci bych rád zaměřil na konstrukci Comptonovy kamery z detektorů Timepix3 a její následnou instalaci na tokamak Golem.

Disclaimer

První kapitola obsahuje základní poznatky, které jsou nezbytné k pochopení této bakalářské práce. Tyto poznatky jsem převzal z knih [17, 52, 23], které jsem samostatně nastudoval, a dále z konzultací se svým školitelem Ing. Vladimírem Linhartem, Ph.D. Během konzultací mi byly předávány ty informace a poznatky, které jsou náplní kurzů bakalářského a inženýrského bloku mimo můj studovaný obor. Rešerše obsažená ve druhé kapitole je založena na 44 odborných článcích, které jsem samostatně vyhledal pomocí webu <https://scholar.google.cz/>, nastudoval poznatky, které přinášejí, roztřídil jsem je dle jejich záměru a vytáhl jsem z nich nejdůležitější informace. Těmito informacemi je zejména seznam detektorů a detekčních systémů používaných v experimentech na tokamacích v letech 2015-2018 (třetí kapitola), díky kterému jsem získal nadhled nad aktuální detekční technikou používanou na tokamacích a který se stal základem pro vymezení návrhu detekčního zařízení založeného na Comptonově kameře vůči těmto aktuálním detekčním technikám. Těmito nejdůležitějšími informacemi jsou dále závěry provedených fyzikálních experimentů, které mi posloužili k doplnění látky probírané na odborných kurzech mého bakalářského studia. Čtvrtá kapitola obsahuje výsledky měření s pixelovými detektory typu Timepix3. Tyto detektory jsem obdržel až v listopadu roku 2019. Po krátkém zaškolení shrnující informace, jak zacházet s těmito detektory a jak ovládat základní program pro akvizici dat, jsem změřil data těmito detektory při jejich iluminaci několika standardními zářiči. Data jsem osobně zpracoval a vynesl jsem výsledná energetická spektra do grafů. Následně jsem naměřená spektra okomentoval. V poslední kapitole věnované principu Comptonovy kameře jsem vyšel ze základních poznatků o Comptonově rozptylu, které jsem získal od svého školitele, samostatně jsem si ověřil platnost základních vztahů a aplikoval jsem je na simulovaná data pro jednoduchou verzi Comptonovy kamery.

Literatura

- [1] AGAH, K. Mikaili, M. GHORANNEVISS a A. Salar ELAHI. Energetic electrons, hard x-ray emission and MHD activity studies in the IR-T1 tokamak. *Journal of X-Ray Science and Technology* [online]. 2015, **23**(2), 267-274 [cit. 2019-12-25]. DOI: 10.3233/XST-150486. ISSN 08953996. Dostupné z: <https://www.medra.org/servlet/aliasResolver?alias=iospress&doi=10.3233/XST-150486>
- [2] ALIPOUR, R., M. GHORANNEVISS a A. SALAR ELAHI. Investigation on the Hard X-ray Radiations of the IR-T1 Tokamak Plasma: Electric and Magnetic Perspectives. *Brazilian Journal of Physics* [online]. 2017, **47**(6), 567-574 [cit. 2019-12-25]. DOI: 10.1007/s13538-017-0536-6. ISSN 0103-9733. Dostupné z: <http://link.springer.com/10.1007/s13538-017-0536-6>
- [3] CARNEVALE, D, B ESPOSITO, M GOSPODARCZYK, L BONCAGNI, M SASSANO, S GALEANI, L PANACCIONE a W BIN. Runaway electron control in FTU. *ArXiv preprint arXiv:1508.05483* [online]. 2015 [cit. 2019-12-25]. Dostupné z: <https://arxiv.org/pdf/1508.05483.pdf>
- [4] CARNEVALE, D, B ESPOSITO, M GOSPODARCZYK a Zana POPOVIC. Analysis of runaway beam suppression experiments in FTU. In: *Proc. 26th IAEA Fusion Energy Conference* [online]. Kyoto, 2016 [cit. 2019-12-25]. Dostupné z: http://www.euro-fusionscipub.org/wp-content/uploads/WPMST2CP16_15186_submitted.pdf
- [5] CODA, Stefano, Josef KAMLEITNER, Silvano GNESIN a Philippe MARMILLOD. Hard X-ray tomographic spectroscopy in TCV. In: *1st EPS conference on Plasma Diagnostics* [online]. Rome: SISSA Medialab, 2016 [cit. 2019-12-25]. Dostupné z: <https://pos.sissa.it/240/139/pdf>
- [6] DREICER, H. Electron and Ion Runaway in a Fully Ionized Gas. I. *Physical Review*. 1959, **115**(2), 238-249. DOI: 10.1103/PhysRev.115.238. ISSN 0031-899X. Dostupné také z: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.115.238>
- [7] ESPOSITO, B, L BONCAGNI, P BURATTI, et al. Runaway electron generation and control. *Plasma Physics and Controlled Fusion* [online]. 2017, **59**(1) [cit. 2019-12-25]. DOI: 10.1088/0741-3335/59/1/014044. ISSN 0741-3335. Dostupné z: <http://stacks.iop.org/0741-3335/59/i=1/a=014044?key=crossref.1e1c67020c21c6350db783fcc2bfa7c7>

- [8] ESPOSITO, B, D CARNEVALE, M GOSPODARCZYK, et al. First experimental results of runaway beam control in TCV. In: *Proc. 26th IAEA Fusion Energy Conference* [online]. Kyoto, 2016 [cit. 2019-12-25]. Dostupné z: http://www.euro-fusionscipub.org/wp-content/uploads/WPMST1CP16_15196_submitted.pdf
- [9] EVERETT, D.B., J.S. FLEMING, R.W. TODD a J.M. NIGHTINGALE. Gamma-radiation imaging system based on the Compton effect. *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers* [online]. 1977, **124**(11), 995 — 1000 [cit. 2019-12-25]. DOI: 10.1049/piee.1977.0203. ISSN 00203270. Dostupné z: <https://digital-library.theiet.org/content/journals/10.1049/piee.1977.0203>
- [10] FICKER, O., J. MLYNAR, M. VLAINIC, et al. Losses of runaway electrons in MHD-active plasmas of the COMPASS tokamak. *Nuclear Fusion* [online]. 2017, **57**(7) [cit. 2019-12-25]. DOI: 10.1088/1741-4326/aa6aba. ISSN 0029-5515. Dostupné z: <http://stacks.iop.org/0029-5515/57/i=7/a=076002?key=crossref.8fa8ebcddcb96e1f4aacb92a0fd45778>
- [11] FICKER, O, J MLYNAR, V WEINZETTL, J URBAN, J CEROVSKY, M FARNIK, T MARKOVIC a R PAPROK. RE beam generation in MGI disruptions on COMPASS. In: *44th EPS Conference on Plasma Physics* [online]. Belfast, 2017 [cit. 2019-12-25]. Dostupné z: <http://ocs.ciemat.es/EPS2017PAP/pdf/P5.126.pdf>
- [12] GERNDT, Josef a Petr PRŮŠA. *Detektory ionizujícího záření. 2., přeprac. vyd.* V Praze: České vysoké učení technické, 2011. ISBN 978-80-01-04710-1.
- [13] GOBBIN, M, L LI, Y Q LIU, et al. Runaway electron mitigation by 3D fields in the ASDEX-Upgrade experiment. *Plasma Physics and Controlled Fusion* [online]. 2018, **60**(1) [cit. 2019-12-25]. DOI: 10.1088/1361-6587/aa90c4. ISSN 0741-3335. Dostupné z: <http://stacks.iop.org/0741-3335/60/i=1/a=014036?key=crossref.aedb9bdee21bd5ff07361228514811af>
- [14] HASANVAND, N., M. R. RIAZIFAR, R. ALIPOUR, S. MESHKANI a M. GHORANNEVISS. Improving Plasma Confinement by Controlling Hard X-Ray. *Chinese Physics Letters* [online]. 2016, **33**(11) [cit. 2019-12-25]. DOI: 10.1088/0256-307X/33/11/115202. ISSN 0256-307X. Dostupné z: <http://stacks.iop.org/0256-307X/33/i=11/a=115202?key=crossref.1f2f2e77b7da72de1ad8fd6da2c90cd7>
- [15] HOLLMANN, E. M., P. B. PARKS, N. COMMAUX, et al. Measurement of runaway electron energy distribution function during high-Z gas injection into runaway electron plateaus in DIII-D. *Physics of Plasmas* [online]. 2015, **22**(5) [cit. 2019-12-25]. DOI: 10.1063/1.4921149. ISSN 1070-664X. Dostupné z: <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/pop/22/5/10.1063/1.4921149>
- [16] HUANG, D W, Z Y CHEN, R H TONG, et al. Suppression of runaway current generation by supersonic molecular beam injection during disruptions on J-TEXT. *Plasma Physics and Controlled*

- Fusion* [online]. 2017, **59**(8) [cit. 2019-12-25]. DOI: 10.1088/1361-6587/aa717c. ISSN 0741-3335. Dostupné z: <http://stacks.iop.org/0741-3335/59/i=8/a=085002?key=crossref.3392e6c4ed7efa2c5afc8db51e34f330>
- [17] CHEN, Francis F. *Úvod do fyziky plazmatu*. 3. vyd. Praha: Academia, 1984.
- [18] CHEN, Z.Y., Z.F. LIN, D.W. HUANG, et al. Suppression of runaway electrons by mode locking during disruptions on J-TEXT. *Nuclear Fusion* [online]. 2018, **58**(8) [cit. 2019-12-25]. DOI: 10.1088/1741-4326/aab2fc. ISSN 0029-5515. Dostupné z: <http://stacks.iop.org/0029-5515/58/i=8/a=082002?key=crossref.4737acdcebf92fc54b13b03d280156a0>
- [19] ISTOKSKAIA, V, M SHKUT, J CEROVSKY, et al. *Tokamak GOLEM for fusion education-chapter 9* [online]. In: . Prague, 2017 [cit. 2019-12-25]. Dostupné z: http://golem.fjfi.cvut.cz/wiki/Presentations/EPS/45th_Prague_2018/paper18.pdf?revision=f9e85b93453411bad7ae8b0518831852f2abc756
- [20] JASPERS, Roger Jozef Elisabeth. *Relativistic runaway electrons in tokamak plasmas*. Netherlands: Technische Univ. Eindhoven, 1995. ISBN 90-386-0474-2.
- [21] KAFI, M., A. SALAR ELAHI, M. GHORANNEVISS, M. R. GHANBARI a M. K. SALEM. A confident source of hard X-rays: radiation from a tokamak applicable for runaway electrons diagnosis. *Journal of Synchrotron Radiation* [online]. 2016, **23**(5), 1227-1231 [cit. 2019-12-25]. DOI: 10.1107/S1600577516010262. ISSN 1600-5775. Dostupné z: <http://scripts.iucr.org/cgi-bin/paper?S1600577516010262>
- [22] KAMLEITNER, J, S CODA, J DECKER a J P GRAVES. Suprathermal electron dynamics and MHD instabilities in a tokamak. *Plasma Physics and Controlled Fusion* [online]. 2015, **57**(10) [cit. 2019-12-25]. DOI: 10.1088/0741-3335/57/10/104009. ISSN 0741-3335. Dostupné z: <http://stacks.iop.org/0741-3335/57/i=10/a=104009?key=crossref.0bad7f3386f1c83c676e6e8d3379fc17>
- [23] KNOLL, Glenn F. *Radiation detection and measurement*. 4th ed. Hoboken, N.J.: John Wiley, c2010. ISBN 978-0-470-13148-0.
- [24] LINHART, Vladimir, David BREN, Andrea CASOLARI, et al. First Measurement of X-rays Generated by Runaway Electrons in Tokamaks Using a TimePix3 Device with 1 mm thick Silicon Sensor. In: *2018 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Proceedings (NSS/MIC)* [online]. IEEE, 2018, 2018, s. 1-9 [cit. 2019-12-25]. DOI: 10.1109/NSS-MIC.2018.8824534. ISBN 978-1-5386-8494-8. ISSN 1082-3654. Dostupné z: <https://ieeexplore.ieee.org/document/8824534/>
- [25] LIN, Z F, Z Y CHEN, D W HUANG, et al. Full suppression of runaway electron generation by the mode penetration of resonant magnetic perturbations during disruptions on J-TEXT. *Plasma Physics and Controlled Fusion* [online]. 2019, **61**(2) [cit. 2019-12-25]. DOI: 10.1088/1361-6587/aaf691. ISSN 0741-3335. Dostupné z: <http://stacks.iop.org/0741-3335/61/i=2/a=024005?key=crossref.b5f5bd3505b76b07bffe2c8f129a23f>

- [26] Mitigation of runaway current with supersonic molecular beam injection on HL-2A tokamak. In: LIU, Yi, Yunbo DONG, Xiaodong PENG, Chengyuan CHEN, Yipo ZHANG, Jinming GAO, O PAN a Xuru DUAN. *26th IAEA Fusion Energy Conference* [online]. 2016 [cit. 2019-12-25]. Dostupné z: <https://nucleus.iaea.org/sites/fusionportal/Shared%20Documents/FEC%202016/fec2016-preprints/preprint0678.pdf>
- [27] LVOVSKIY, A, C PAZ-SOLDAN, N W EIDIETIS, et al. The role of kinetic instabilities in formation of the runaway electron current after argon injection in DIII-D. *Plasma Physics and Controlled Fusion* [online]. 2018, **60**(12) [cit. 2019-12-25]. DOI: 10.1088/1361-6587/aae95a. ISSN 0741-3335. Dostupné z: <http://stacks.iop.org/0741-3335/60/i=12/a=124003?key=crossref.2dad6439ee5b4b6b3117c3dc93ad701>
- [28] MARTIN, J.B., N. DOGAN, J.E. GORMLEY, G.F. KNOLL, M. O'DONNELL a D.K. WEHE. Imaging multi-energy gamma-ray fields with a Compton scatter camera. *IEEE Transactions on Nuclear Science* [online]. 1994, **41**(4), 1019-1025 [cit. 2019-12-26]. DOI: 10.1109/23.322851. ISSN 00189499. Dostupné z: <http://ieeexplore.ieee.org/document/322851/>
- [29] MIKAILI AGAH, K., M. GHORANNEVISS a A. Salar ELAHI. NaI Scintillator Application for Detection of X-ray Due to Hotfoot Electrons in Tokamak. *Journal of Inorganic and Organometallic Polymers and Materials* [online]. 2015, **25**(4), 848-854 [cit. 2019-12-25]. DOI: 10.1007/s10904-015-0168-7. ISSN 1574-1443. Dostupné z: <http://link.springer.com/10.1007/s10904-015-0168-7>
- [30] MLYNAR, J, O FICKER, E MACUSOVA, et al. Runaway electron experiments at COMPASS in support of the EUROfusion ITER physics research. *Plasma Physics and Controlled Fusion* [online]. 2019, **61**(1) [cit. 2019-12-25]. DOI: 10.1088/1361-6587/aae04a. ISSN 0741-3335. Dostupné z: <http://stacks.iop.org/0741-3335/61/i=1/a=014010?key=crossref.6f3a5a3767077d905c31485f3c041aec>
- [31] MLYNÁŘ, Jan, Ondřej FICKER, Miloš VLAINIC, et al. Effects of plasma control on runaway electrons in the COMPASS Tokamak. In: *42nd EPS Conference on Plasma Physics* [online]. European Physical Society, 2015 [cit. 2019-12-25]. Dostupné z: <https://biblio.ugent.be/publication/6862883/file/6862886>
- [32] OWENS, Alan a A. PEACOCK. Compound semiconductor radiation detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* [online]. 2004, **531**(1-2), 18-37 [cit. 2019-12-26]. DOI: 10.1016/j.nima.2004.05.071. ISSN 01689002. Dostupné z: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168900204010575>
- [33] PAZ-SOLDAN, C., C.-M. COOPER, P. ALEYNIKOV, et al. Spatiotemporal Evolution of Runaway Electron Momentum Distributions in Tokamaks. *Physical Review Letters* [online]. 2017, **118**(25) [cit. 2019-12-25]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.118.255002. ISSN 0031-9007. Dostupné z: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.118.255002>

- [34] PLYUSNIN, VV, VG KIPTILY, AE SHEVELEV, EM KHILKEVITCH a M BRIX. Parameters and Stability of Runaway Electron Dominating Discharge in JET with ITER-Like Wall. In: *42nd EPS Conference on Plasma Physics* [online]. Abingdon, 2015 [cit. 2019-12-25]. Dostupné z: <http://ocs.ciemat.es/EPS2015PAP/pdf/P2.127.pdf>
- [35] PLYUSNIN, V.V., C. REUX, V.G. KIPTILY, et al. Comparison of runaway electron generation parameters in small, medium-sized and large tokamaks-A survey of experiments in COMPASS, TCV, ASDEX-Upgrade and JET. *Nuclear Fusion* [online]. 2018, **58**(1) [cit. 2019-12-25]. DOI: 10.1088/1741-4326/aa8f05. ISSN 0029-5515. Dostupné z: <http://stacks.iop.org/0029-5515/58/i=1/a=016014?key=crossref.91fda6f201eb3a6a5287d452ed42767d>
- [36] PUCELLA, G., E. ALESSI, L. AMICUCCI, et al. Overview of the FTU results. *Nuclear Fusion* [online]. 2015, **55**(10) [cit. 2019-12-25]. DOI: 10.1088/0029-5515/55/10/104005. ISSN 0029-5515. Dostupné z: <http://stacks.iop.org/0029-5515/55/i=10/a=104005?key=crossref.3a21817364c85842287fe033fd750f73>
- [37] PU, N., Y.B. ZHU, G.Q. ZHONG, L.Q. HU, S.Y. LIN a L.Q. XU. Solid scintillator based neutron fluctuation measurement on EAST tokamak. *Journal of Instrumentation* [online]. 2015, **10**(12), P12013-P12013 [cit. 2019-12-25]. DOI: 10.1088/1748-0221/10/12/P12013. ISSN 1748-0221. Dostupné z: <http://stacks.iop.org/1748-0221/10/i=12/a=P12013?key=crossref.14d752cec16cc1303e9ed246d0753958>
- [38] RABINSKI, M., L. JAKUBOWSKI, K. MALINOWSKI, et al. Development of a Cherenkov-type diagnostic system to study runaway electrons within the COMPASS tokamak. *Journal of Instrumentation* [online]. 2017, **12**(10), C10014-C10014 [cit. 2019-12-25]. DOI: 10.1088/1748-0221/12/10/C10014. ISSN 1748-0221. Dostupné z: <http://stacks.iop.org/1748-0221/12/i=10/a=C10014?key=crossref.2152b7015ceff5b6a2cc339ff146d7d5>
- [39] RAJ, Harshita, J. GHOSH, R.L. TANNA, et al. Generation and transport of runaway electrons during sawteeth crash in the ADITYA tokamak. *Nuclear Fusion* [online]. 2018, **58**(7) [cit. 2019-12-25]. DOI: 10.1088/1741-4326/aabdbf. ISSN 0029-5515. Dostupné z: <http://stacks.iop.org/0029-5515/58/i=7/a=076004?key=crossref.456165a32fb35af6e9dafbef12bb118d>
- [40] REUX, C., V. PLYUSNIN, B. ALPER, et al. Runaway electron beam generation and mitigation during disruptions at JET-ILW. *Nuclear Fusion* [online]. 2015, **55**(9) [cit. 2019-12-25]. DOI: 10.1088/0029-5515/55/9/093013. ISSN 0029-5515. Dostupné z: <http://stacks.iop.org/0029-5515/55/i=9/a=093013?key=crossref.ffccb463293e31b12665ea96e3eefca>
- [41] ROZHDESTVENSKY, VV, SI LASHKUL, VV DYACHENKO, et al. Plasma Ohmic Heating and Low-hybrid Current Drive in the FT- 2 Tokamak. *Energy and Environmental Engineering*. 2015, **3**(3), 42-49. DOI: 10.13189/eee.2015.030302.

- [42] ROZHDESTVENSKY, VV, SI LASHKUL, VV DYACHENKO, et al. Nonthermal microwave emission features under the plasma ohmic heating and low-hybrid current drive in the FT-2 tokamak. *Energy and Environmental Engineering*. 2015, **3**(3), 42-49. DOI: 10.13189/eee.2015.030302.
- [43] SALAR ELAHI, A. a M. GHORANNEVISS. RETRACTED: Structural properties of resonant electric and magnetic fields correlation with X-ray generation and MHD activity in tokamak. *Results in Physics* [online]. 2016, **6**, 1152-1156 [cit. 2019-12-25]. DOI: 10.1016/j.rinp.2016.11.056. ISSN 22113797. Dostupné z: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S2211379716305009>
- [44] SAVRUKHIN, P.V. a E.A. SHESTAKOV. A study on the effects of magnetohydrodynamic perturbations on nonthermal beam formation during the current decay phase of disruptions in the T-10 tokamak. *Nuclear Fusion* [online]. 2015, **55**(4) [cit. 2019-12-25]. DOI: 10.1088/0029-5515/55/4/043016. ISSN 0029-5515. Dostupné z: <http://stacks.iop.org/0029-5515/55/i=4/a=043016?key=crossref.a37fff5c6adb86db9e0d289027942be6>
- [45] SEIDEL, Sally. Silicon strip and pixel detectors for particle physics experiments. *Physics Reports* [online]. 2019, **828**(3), 1-34 [cit. 2019-12-25]. DOI: 10.1016/j.physrep.2019.09.003. ISSN 03701573. Dostupné z: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0370157319302923>
- [46] SHESTAKOV, E A, P V SAVRUKHIN, M I ERSHOVA a A V KHRAMENKOV. Generation of runaway electrons during the initial stage of the T-10 tokamak plasma discharge. *Journal of Physics: Conference Series* [online]. 2018, **1094** [cit. 2019-12-25]. DOI: 10.1088/1742-6596/1094/1/012004. ISSN 1742-6588. Dostupné z: <http://stacks.iop.org/1742-6596/1094/i=1/a=012004?key=crossref.37b4b900aefbbde15ee141f2cdda32a3>
- [47] SHEVELEV, A.E., E.M. KHILKEVITCH, S.I. LASHKUL, et al. High performance gamma-ray spectrometer for runaway electron studies on the FT-2 tokamak. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* [online]. 2016, **830**, 102-108 [cit. 2019-12-25]. DOI: 10.1016/j.nima.2016.05.075. ISSN 01689002. Dostupné z: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168900216304685>
- [48] SHEVELEV, A.E., E.M. KHILKEVITCH, S.I. LASHKUL, et al. Runaway electron studies with hard x-ray and microwave diagnostics in the FT-2 lower hybrid current drive discharges. *Nuclear Fusion* [online]. 2018, **58**(1) [cit. 2019-12-25]. DOI: 10.1088/1741-4326/aa8cea. ISSN 0029-5515. Dostupné z: <http://stacks.iop.org/0029-5515/58/i=1/a=016034?key=crossref.a3791064bb139b3e9e386ce376a8d031>
- [49] SHEVELEV, A, E KHILKEVITCH, A TUKACHINSKY, et al. Study of runaway electrons in TUMAN-3M tokamak plasmas. *Plasma Physics and Controlled Fusion* [online]. 2018, **60**(7) [cit. 2019-12-25]. DOI: 10.1088/1361-6587/aac0d5. ISSN 0741-3335. Dostupné z: <http://stacks.iop.org/0741-3335/60/i=7/a=075009?key=crossref.c5efc4fb2eb06c9e4705dcf1b1684f6d>

- [50] TINGUELY, R.A., R.S. GRANETZ, M. HOPPE a O. EM-BRÉUS. Measurements of runaway electron synchrotron spectra at high magnetic fields in Alcator C-Mod. *Nuclear Fusion* [online]. 2018, **58**(7) [cit. 2019-12-25]. DOI: 10.1088/1741-4326/aac444. ISSN 0029-5515. Dostupné z: <http://stacks.iop.org/0029-5515/58/i=7/a=076019?key=crossref.8ba94f675085d50e76b621428fc0343f>
- [51] VLAINIC, Milos, J. MLYNAR, J. CAVALIER, et al. Post-disruptive runaway electron beams in the COMPASS tokamak. *Journal of Plasma Physics* [online]. 2015, **81**(5) [cit. 2019-12-25]. DOI: 10.1017/S0022377815000914. ISSN 0022-3778. Dostupné z: https://www.cambridge.org/core/product/identifier/S0022377815000914/type/journal_article
- [52] WESSON, John a D. J. CAMPBELL. *Tokamaks*. 4th ed. New York: Oxford University Press, 2011. Oxford science publications, 149. ISBN 978-0-19-959223-4.
- [53] ZENG, L, Y LIANG, S LIN, Y LIU, H LIU, H ZHAO, Y JIE a S ZHANG. Experimental observation of two threshold fields for runaway-electron generation in the EAST tokamak. In: *26th IAEA Fusion Energy Conference* [online]. Kyoto, 2016 [cit. 2019-12-25]. Dostupné z: <http://ocs.ciemat.es/EPS2016PAP/pdf/O4.112.pdf>
- [54] Electrical properties. *Ioffe* [online]. Rusko [cit. 2019-12-27]. Dostupné z: <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/Si/electric.html>
- [55] AdvaPIX TPX3. *Advacam* [online]. 2019 [cit. 2019-12-25]. Dostupné z: <https://mk0advacamcom3oi5gxx.kinstacdn.com/wp-content/uploads/2019/08/APXT3M-Xxx180119-AdvaPIX-TPX3-Datasheet-2019-07-22.pdf>
- [56] *Tokamak GOLEM wiki* [online]. [cit. 2019-12-25]. Dostupné z: <http://golem.fjfi.cvut.cz/wiki/>
- [57] ZnS:Ag PHOSPHOR POWDER EJ-600. *Eljentechnology* [online]. [cit. 2019-12-25]. Dostupné z: https://eljentechnology.com/images/products/data_sheets/EJ-600.pdf