



České vysoké učení technické v Praze

Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky

CHARAKTERISTIKA POLOVODIČOVÝCH DETEKTORŮ PRO VESMÍRNÉ APLIKACE

Characterization of semiconductor detectors for space
environment

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Anežka Kabátová

Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika
Vedoucí práce: Ing. Michal Marčíšovský, Ph.D.
Rok: 2018

Zadání

Zde vlož zadání z pdf

Prohlášení

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

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

V Praze dne 4. července 2018

podpis

Poděkování

Ráda bych poděkovala mému školiteli Michalovi Marčišovskému a mé konzultantce Márie Marčišovské za jejich nekonečnou trpělivost, rady, poznámky a korektury, kterými mě provázeli po celou dobu vzniku této práce. Děkuji rovněž rodině, jež mi byla oporou.

Název práce:

Charakteristika polovodičových detektorů pro vesmírné aplikace

Autor: Anežka Kabátová

Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika

Druh práce: Bakalářská práce

Vedoucí práce: Ing. Michal Marčišovský, Ph.D.

Konzultant: Ing. Mária Marčišovská

Abstrakt: Tato práce se zabývá charakterizací monolitického křemíkového detekčního čipu X-CHIP03, který je určený pro zobrazovací a dozimetrické aplikace v kosmickém prostředí. V práci je podrobně popsáno kosmické prostředí a jeho potenciální vlivy na člověka i elektroniku. Důraz je kladen zejména na vliv Slunce, jakožto hlavní faktor formující složení a vývoj kosmického záření v okolí Země. Následuje kapitola, která se věnuje interakcím ionizujícího záření s látkou. Mechanismy interakce jsou klíčem k pochopení detekční techniky i efektů, které má kosmické prostředí, skládající se zejména z vysokoenergetických nabitých částic, na jemu vystavené objekty. Práce dále navazuje kapitolou o polovodičových detektorech, o struktuře materiálů, ze kterých se skládají, o jejich druzích a charakteristikách, které definují jejich činnost. Zvláštní sekce této kapitoly je věnována mechanismu radiačnímu poškození. Experimentální část práce se týká testování detektoru X-CHIP03. V rámci ní bylo testováno několik důležitých charakteristik tohoto zařízení, jako například piedestály pixelů, odezva detektoru na fotony ^{55}Fe a efekty proudu těžkých iontů na digitální část čipu.

Klíčová slova: polovodičové detektory, kosmické prostředí, radiační poškození

Title:

Characterization of semiconductor detectors for space environment

Abstract: This thesis focuses on characterization of a monolithic silicon detection chip X-CHIP03 dedicated to imaging and dosimetric applications in the space environment. Thus, in the first part of the thesis, space environment and its potential effects on people as well as electronic devices are discussed. The emphasis is put on the influence of the Sun as the main factor forming the near-Earth space radiation field. The following chapter describes interactions of the ionizing radiation with matter. Their mechanisms are key to the understanding of radiation detection techniques and effects of space radiation upon material, which consists mainly of high-energy charged particles, impinging on the exposed objects. This thesis continues with a chapter about semiconductor detectors, describing their working principles, a structure of materials they are made of, different detector types and characteristics that define their functionality. A special section of this chapter is dedicated to radiation damage. The experimental part of this thesis is concerned with X-CHIP03 testing. Several important characteristics such as pixel pedestals and response of the detector to the ^{55}Fe photons were measured, including the single event effect study using heavy ion particle beams.

Key words: semiconductor detectors, space environment, radiation damage

Obsah

1	Úvod	1
2	Kosmické záření	3
2.1	Sluneční aktivita	4
2.2	Galaktické kosmické záření	6
2.2.1	Spektrum a složení kosmického záření	7
2.2.2	Vliv Slunce a magnetického pole Země na kosmické záření	8
2.2.3	Zdroje a urychlení kosmického záření	8
2.3	Radiační pásy	9
2.3.1	Tok částic v radiačních pásech	10
3	Interakce ionizujícího záření s látkou	13
3.1	Těžké nabitě částice	13
3.1.1	Bethe-Blochova formule	14
3.1.2	Braggův pík	15
3.1.3	Hadronové spršky	15
3.2	Elektrony	15
3.3	Pozitrony	17
3.4	Elektromagnetické záření	18
3.4.1	Fotoelektrický jev	18
3.4.2	Comptonův rozptyl	20
3.4.3	Produkce elektron-pozitronového páru	20
3.4.4	Další procesy	21
3.5	Neutrony	21
3.6	Dozimetrické veličiny a účinek ionizujícího záření na člověka	23
3.6.1	Veličiny dozimetrie ionizujícího záření	23
3.6.2	Efekty ionizujícího záření na člověka	24
4	Polovodičové detektory	26
4.1	Struktura polovodičových materiálů	26
4.1.1	Polovodič typu n a p	27
4.2	Detekce ionizujícího záření pomocí polovodičových detektorů	28
4.2.1	Ionizační energie	28
4.2.2	Rekombinace a zachycení nosičů náboje	28
4.2.3	P-N přechod	29
4.2.4	I-V a C-V charakteristiky	30
4.3	Druhy polohově citlivých polovodičových detektorů a princip jejich funkce	30
4.3.1	Mikrostripové detektory	30

4.3.2	Pixelové detektory	32
4.3.3	Driftové detektory	33
4.3.4	Charge-coupled Devices	33
4.4	Charakteristiky polovodičových detektorů	33
4.4.1	Zbytkový proud	34
4.4.2	Změny vnějšího napětí	34
4.4.3	Doba formování pulzu	35
4.5	Radiační poškození	35
4.5.1	Vliv ionizujícího záření na elektroniku	36
5	Charakteristika	
	detektoru X-CHIP03	38
5.1	Popis detektoru X-CHIP03	38
5.2	Charakterizace čipu v laboratoři	
	CAPADS	40
5.2.1	Měření pozadí	40
5.2.2	Měření s železem $^{55}_{26}\text{Fe}$	47
5.3	Testování na urychlovači Tandetron	49
5.3.1	Popis urychlovače Tandetron	49
5.3.2	Popis experimentu	51
6	Závěr	53

1 Úvod

Předmětem práce je testování a vyhodnocení charakterik polovodičového detekčního čipu záření určeného pro konstrukci detektorů pro vesmírné prostředí. Zkoumání a pochopení nehostinných podmínek v kosmu je důležité například z hlediska misí s lidskou posádkou mimo nízkou orbitu Země. Jak bude diskutováno v práci, dávky záření, kterým je v takovém prostředí posádka vystavena, jsou významným rizikem pro zdraví astronautů. Stejně destruktivní efekt má záření na palubní elektroniku. Z tohoto důvodu je podstatné kosmické prostředí zkoumat, pochopit faktory, jež ho ovlivňují, a umět předpovídat jejich vývoj v čase. Vývoj detektorů záření, které odolávají těmto podmínkám, je tedy jednou z výzev, před kterými stojíme.

Polovodičové detektory jsou pro účely měření kosmického prostředí velmi vhodné. Jsou kompaktní, vykazují vynikající prostorové i časové rozlišení, nízký šum, a zároveň jsou radiačně odolné, což je v daných podmínkách klíčová vlastnost. Předmětem práce je monolitický křemíkový detekční čip X-CHIP03, který je základem vývoje budoucího detektoru SpacePix určeného pro vesmírné aplikace, jehož vývoj a testování v současnosti probíhá na několika pracovištích Českého vysokého učení technického (ČVUT) a Akademie věd České republiky (AV ČR).

Pro pochopení prostředí, ve kterých se detektor bude nacházet, je v Kapitole 2 rozebráno kosmické záření, jehož konstituenty jsou energetické částice pocházející ze Slunce, galaktické kosmické záření a částice uvězněné v radiačních páscech Země. V kapitole je vícekrát zdůrazněn signifikantní vliv Slunce na toky částic v okolí Země, diskutovány jsou také různé zdroje galaktického kosmického záření a mechanismus jejich urychlení.

Kapitole 3 se zabývá interakcemi ionizujícího záření s látkou a procesy, které je doprovází. Znalost energetických ztrát zejména protonů a elektronů, které se v kosmickém prostředí vyskytují v největším množství, ale i dalších částic, je pro subjekt této práce nezbytně nutná. Jejich specifickým projevem je Braggova křivka, která je diskutována v Sekci 3.1.2. Právě poloha Braggova píku v rámci objemu detektoru je pro jeho testování velice důležitá, jelikož představuje místo, kde částice předá materiálu, kterým prochází, největší množství energie, a může tak zapříčinit jeho degradaci.

Kapitola 4 se zabývá obecně polovodičovými detektory. Je vysvětlena jejich struktura, na které jsou založeny detekční schopnosti. Zvláštní skupinou polovodičových detektorů jsou zařízení citlivá na polohu, mezi které patří i pixelové detektory jako X-CHIP03. Zmíněny jsou ale i jiné druhy těchto detektorů, jako jsou Charge-coupled Devices (CCDs), driftové detektory a mikrostripové detektory. V kapitole se zabývám charakteristikami polovodičových detektorů včetně radiačního poškození, které je jedním z hlavních předmětů výzkumu, a konkrétními efekty záření na elektronická zařízení.

V poslední kapitole jsou popsány vlastní provedené experimenty, čemuž předchází představení detekčního čipu X-CHIP03. Kapitola je rozdělena na dvě části, a to podle místa, kde daná část testování probíhala. V Centru aplikované fyziky a pokročilých

detekčních systémů (CAPADS) na Fakultě jaderné a fyzikálně inženýrské proběhlo testování odezvy detekčního čipu v závislosti na délce expozice, dále analýza funkcionality jednotlivých pixelů detekčního čipu, byly zjištěny teplotní závislosti střední hodnoty a směrodatné odchylky pozadí a kalibrace analogově digitálního převodníku. Dále byl čip ozařován fotony ze železa ^{55}Fe . Na pracovišti AV ČR v Řeži byl čip ozařován protony a ionty uhlíku ^{6}C , helia ^4He . Cílem tohoto testu bylo nalezení specifického typu poškození, které může způsobit interakce jedné částice s elektronickým zařízením, takzvaného *bit flipu*.

2 Kosmické záření

Pojmem *kosmické záření* jsou označovány částice širokého energetického spektra (od 10^3 do 10^{21} eV) vyskytující se ve vesmíru, jejichž některé projevy můžeme pozorovat i na Zemi. Je rozděleno na primární kosmické záření, do kterého zahrnujeme všechny energetické částice ve vesmíru, a sekundární kosmické záření, které je vytvořeno proniknutím primárního záření do zemské atmosféry. Před samotným objevem nabitých částic ve vesmíru jejich existenci indikovaly různé jevy pozorovatelné ze Země. Mezi ně patří například deformace ionizovaného ocasu komet, ke které dochází, jak už je dnes známo, vlivem slunečního větru. Dalším z těchto jevů je polární záře, což je interakce kosmického záření s částicemi v atmosféře, kam proniká na úrovni pólů [1].

K objevu kosmického záření došlo na počátku dvacátého století v souvislosti s vynálezem Wilsonovy mlžné komory v roce 1911 a téměř současnými Wulfovými experimenty s elektroskopem v roce 1910. I u silně stíněných komor bylo stále pozorováno záření neznámého původu, o kterém se usuzovalo, že jde o zbytkovou radiaci zemského povrchu. Wulf nicméně pozoroval úbytek intenzity tohoto záření na Eiffelově věži a výsledky publikoval v časopise *Physikalische Zeitschrift*. Až Victor Franz Hess v roce 1912 definitivně dokázal, že neznámé záření, nazývané mylně i *erdestrahlung*, pochází z vesmíru [2]. Pomocí balónů, v nichž se nechal vynášet až do 5 km výšky, dokázal, že rychlost vybíjení tří elektroskopů (včetně Wulfova) s výškou stoupá, tedy, že se přibližuje zdroji záření a ne naopak, jak by se u záření s původem na Zemi očekávalo. Za tento objev získal v roce 1936 Nobelovu cenu za fyziku [2, 3].

V době raného výzkumu kosmického záření byly jediné známé částice proton a elektron. Předpokládalo se, že kosmické záření je důsledkem formování složených jader z těchto "elementárních" částic, jakožto uvolněná vazebná energie ve formě gamma záření. To by ale znamenalo, že je kosmické záření neutrální a inertní vůči magnetickému poli Země [3]. Další výzkum pod vedením Arthura Comptona v roce 1933 však ukázal, že intenzita kosmického záření závisí na magnetické šířce, a tedy obsahuje elektricky nabitě částice. To ale znamenalo, že směr jejich přiletu nijak neurčuje polohu zdroje záření [4].

V roce 1938 prokázali Pierre Auger a Roland Maze, že primární částice přicházející z vesmíru vytvoří při průletu atmosférou spršku sekundárních částic, jejíž velikost je určena energií primární částice [4]. Pokusy v Alpách ukázaly časovou koincidenci přiletu částic spršky i na vzdálenosti 200 metrů, což dokazuje, že pochází z jednoho zdroje [3]. Tyto spršky se skládají ze tří složek - mionové, elektromagnetické a hadronové. Díky sekundárním sprškám můžeme ze Země určit směr a energii i vzácných primárních částic, které by se pomocí umělých družic nemuselo podařit zachytit [4].

V roce 1958, hned po začátku satelitní éry, objevila družice Explorer 1 existenci pásů nabitých částic v okolí Země. O tento objev se zasadili William Hayward Pickering,

Wernher von Braun a James Van Allen, po němž byly pásy pojmenovány. Tento objev předznamenal komplikace při vývoji zařízení určených na oběžnou dráhu. Aby bylo možné vyrábět zařízení, která tomuto prostředí odolají, a chránit lidské posádky ve vesmíru, bylo třeba znát energie, původ a druh částic v okolí Země [1].

Tento problém je stále aktuální, jak ukazují data NASA z provozu satelitních systémů. Při zvýšené aktivitě kosmického počasí se zvyšuje pravděpodobnost, že elektronické systémy budou zasaženy energetickými nabitými částicemi. To může způsobit poškození fotovoltaických článků, degradaci elektrických rozvodů, přetížení senzorů a mnoho dalších efektů [5].

Tyto efekty můžeme rozdělit do několika kategorií. Za prvé jsou to kumulativní efekty, jako například eroze materiálu¹ nebo poškození materiálu ionizujícím zářením, které se projevují vlivem dlouhého vystavení kosmickému prostředí. Přechodné efekty jsou naopak způsobeny proniknutím silně ionizujících částic do elektronického systému [1]. Velká pozornost je samozřejmě věnována i biologickým důsledkům záření pro efektivní ochranu lidských posádek. U astronautů vystavených větším dávkám kosmického záření (viz Sekce 3.6.2) rozlišujeme nestochastické efekty, jejichž projev je otázkou času, který se s velikostí ozáření pouze zkracuje. Stochastické efekty se můžou a nemusí vyskytnout a s velikostí ozáření stoupá jejich pravděpodobnost [1]. Tyto efekty budou rozvedeny dále v Kapitole 3.

Zatímco systémy vysílané na oběžnou dráhu Země jsou obvykle vybaveny bezpečnostním módem, který do jisté míry brání jejich poškození, s potenciální možností kolonizace Marsu rostou i nároky na technologii k tomu určenou. Pro tyto účely jsou potřeba velmi přesné modely kosmického počasí, které poskytují pravděpodobnost výskytu jeho zvýšené aktivity. Ta by mohla způsobit zdravotní problémy lidským posádkám, které i při minimální sluneční aktivitě budou vystaveny dvojnásobku přípustné roční dávky ozáření pouze během cesty na Mars [5].

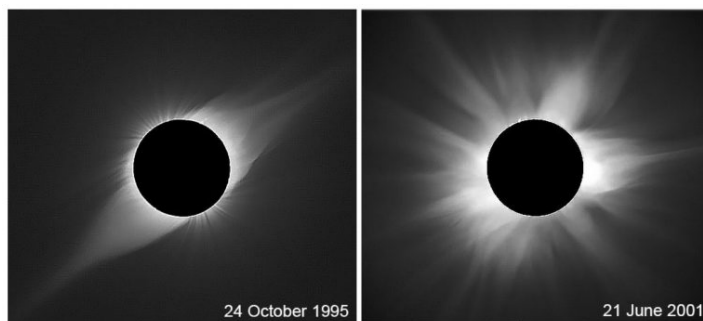
Výzkum kosmického záření zdaleka není u konce. Je třeba objasnit mechanismus urychlení částic na energie v řádu 10^{20} eV, zajistit modely, které by spolehlivě předpověděly chování vysokoenergetických částic, které způsobují poruchy systémům ve vesmíru a mohou ohrozit zdraví posádek, a v neposlední řadě najít způsoby, jak toto záření efektivně stínit.

Částice v okolí Země pocházejí z několika zdrojů. V rámci této práce bude diskutováno zejména záření pocházející ze Slunce, dále galaktické kosmické záření a již zmiňované radiační pásy Země.

2.1 Sluneční aktivita

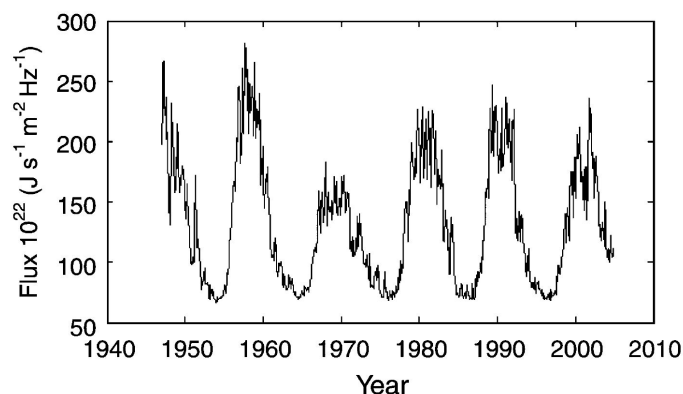
Klíčovým prvkem v kosmických procesech ovlivňujících okolí Země je Slunce. Jeho aktivita ovlivňuje toky částic nejen přímo ze Slunce, ale také z jiných galaxií a v radiačních pásích Země. Řídí se přibližně jedenáctiletým asymetrickým cyklem, který se skládá z průměrně 7 let dlouhého slunečního maxima a 4 roky dlouhého slunečního minima. Průměrně každých jedenáct let, když aktivita dosáhne maxima, dojde k přepólování magnetického pole a následuje další cyklus. Tato polarita má však vliv primárně na galaktické kosmické záření, na toky částic ze Slunce ani na radiační pásy zásadní vliv nemá [1].

¹Eroze materiálu je způsobená nabitými částicemi plazmatu nebo monoatomárním kyslíkem na nízkých orbitách.



Obrázek 2.1: Porovnání sluneční korony během zatmění Slunce v letech 1995 a 2001, kdy sluneční aktivita dosáhla minima, resp. maxima. Rozdílný tvar korony je způsoben jinou konfigurací magnetických siločar v různých fázích cyklu. V minimu je magnetické pole Slunce přibližně dipólové, kdežto v maximu multipólové [6].

Průběh slunečního cyklu se dá sledovat několika způsoby. Nejdéle je monitorován podle počtu slunečních skvrn, a to už od 17. století. Další možností je monitorování toku radiového záření o vlnové délce $\lambda = 10,7$ cm, neboli $F_{10.7}$, jehož časový vývoj je vyobrazen na Obr. 2.2.



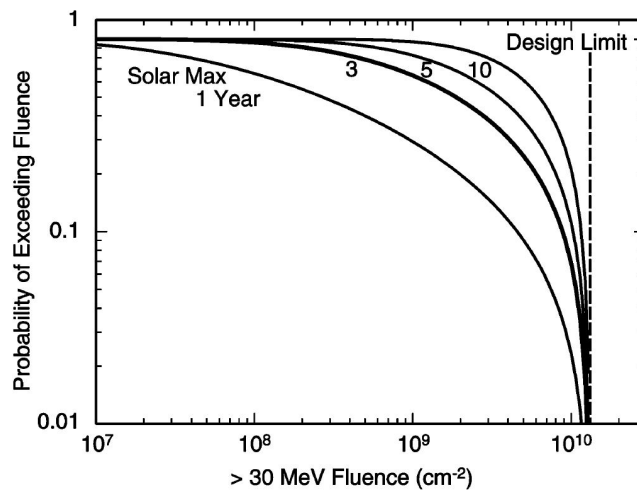
Obrázek 2.2: Vývoj toku záření $F_{10.7}$ v závislosti na čase. Tok je udáván v jednotkách $10^{22} \text{ J s}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$, což odpovídá 10^4 Jansky [1]. Jansky je jednotka pro měření energetické hustoty toku záření v intervalu 1 Hz. $1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$.

Sluneční aktivita se tedy s fází cyklu mění. Například velké protonové bouře se vyskytují zpravidla v klesající fázi cyklu. Jak už ale bylo řečeno, sluneční aktivita úzce souvisí i s toky částic jiného původu. Toky elektronů zachycených v radiačních páscech Země mají maximum rovněž v klesající fázi, oproti tomu toky zachycených protonů mají maximum, když sluneční aktivita dosáhne svého minima. Stejně je tomu i u galaktického kosmického záření. Vidíme tedy, že klíčem k předpovídání jevů v blízkém okolí Země je zkoumání a předpovídání aktivity Slunce [1].

Na Slunci může dojít k několika rozdílným událostem doprovázeným emisí vysokoenergetických částic. Sluneční erupce (*solar flare*) je výron nahromaděné energie ve sluneční koruně provázený výrazným zvýšením lokální jasnosti v blízkosti slunečního povrchu. Je bohatá na elektrony a obsahuje velké množství iontů ^3He oproti ^4He . Výron koronální hmoty (CME - Coronal mass ejection) je výron sluneční plazmy obsahující zejména protony (96,4%), ale také alfa částice (3,5%) a desetinu procenta těžkých prvků

dle chemického složení Slunce. Energie urychlených částic v CME může dosahovat i několika GeV. Z časového hlediska se odlišné události na Slunci se také liší. Zatímco částice z erupcí jsou urychlovány především impulzivně, částice z CME graduálně – sluneční erupce trvá hodiny, zatímco CME může trvat i dny [7].

Z hlediska designu elektronických zařízení vysílaných do vesmíru je důležitý nejhorší případ, tedy pravděpodobnost překročení určité úrovně toku částic za daný čas. Na Obr. 2.3 můžeme vidět pravděpodobností model pro tok protonů. Vidíme, že pravděpodobnost překročení toku protonů v řádech $10^{10}/\text{cm}^2$ o energiích vyšších než 30 MeV jde pro jakkoliv dlouhý čas k nule. Tato hodnota, která byla stanovena na $\phi_{max} = (1,3 \pm 1,7) \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$, nám může sloužit jako orientační mez, kterou již tok protonů pro libovolný časový úsek v horizontu 10 let nepřekročí [1].



Obrázek 2.3: Pravděpodobnost překročení daného toku částic o energiích větších než 30 MeV pro 1, 3, 5 a 10 let slunečního maxima [1].

Extrémní události na Slunci se projevují na Zemi jako *solární bouře*. Nejsilnější zaznamenaná solární bouře se odehrála ve dnech 1. - 2. září 1859, kdy byla dvěma amatérskými astronomy pozorována sluneční erupce [8]. Ta byla doprovázena CME a na Zemi se projevila například jako polární záře viditelná v různých oblastech Spojených států amerických, na Kubě, v Austrálii, v Japonsku, v Číně a na dalších místech. Tato událost je známá jako *Carringtonská událost*, pojmenovaná po jednom z astronomů, kteří ji pozorovali. Kdyby bouře o také síle zasáhla Zemi dnes, škody by se podle Americké akademie věd pohybovaly v řádech bilionů dolarů [9].

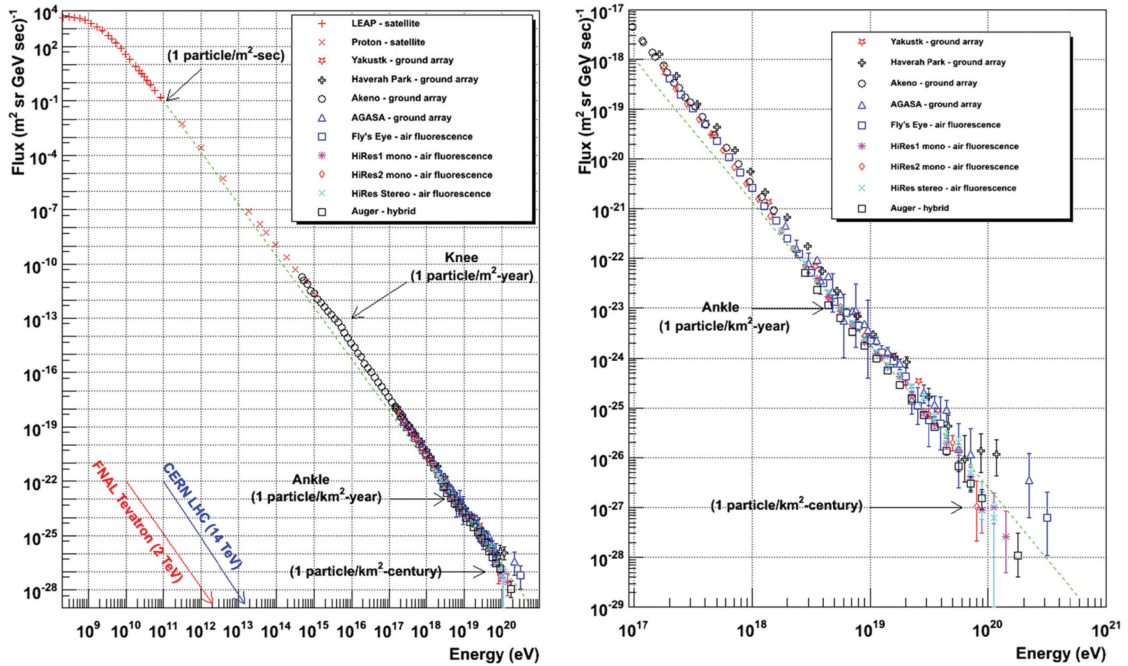
2.2 Galaktické kosmické záření

Galaktické kosmické záření (GCR - Galactic cosmic rays) pochází z vnějšku Sluneční soustavy. Může způsobit poruchy elektronických zařízení, které budou diskutovány v Kapitole 4, jelikož je velice pronikavé, silně ionizující a jeho stínění je technicky náročné.

2.2.1 Spektrum a složení kosmického záření

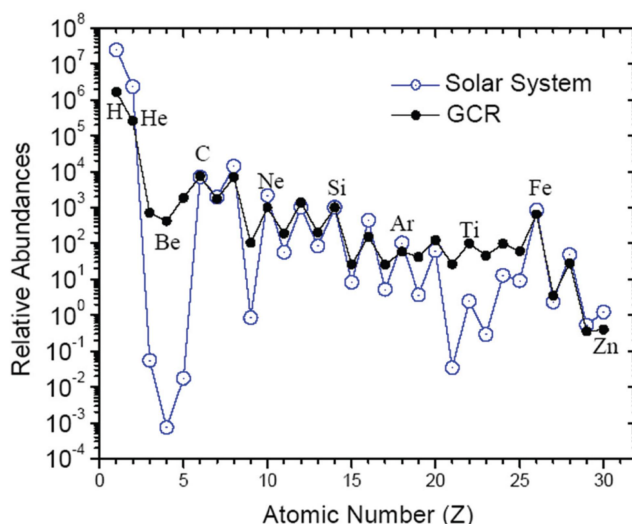
Primární kosmické záření se skládá především z protonů (86%), alfa částic (11%), těžších iontů (1%) a elektronů (2%) [10]. Obsahuje všechny prvky periodické tabulky až po uran, ale po železu nastává výrazný propad ve výskytu [1]. Tyto komponenty kosmického záření pochází z primárních zdrojů, zatímco velmi malá část záření, kterou tvoří pozitrony a antiprotony, má zřejmě původ v interakci kosmického záření s mezihvězdným plynem a v pulzarech (mezi ty patří například neutronová hvězda Geminga) [10, 11].

Mezi neutrální částice GCR patří γ -záření, neutrina a antineutrina. Některé z těchto částic pochází z "bodových zdrojů". U neutrin to jsou zejména Slunce a supernovy, jak ukázaly experimenty Raymonda Davise [12] a Masatoshiho Koshihi [13]. Zdrojem γ -záření je například Krabí mlhovina, mlhovina typu PWN (pulsar wind nebula). Jde o mlhovinu v okolí zaniklé supernovy, jejíž centrální pulsar je rychle rotující neutronová hvězda [10]. Velká část kosmického záření má původ v naší galaxii. Energie v řádech 10^{20} eV však naznačují, že část je i extra-galaktického původu, jelikož částice o těchto energiích nemohou být při daných hodnotách magnetického pole zachyceny [10]. Dalším argumentem je *Greisen-Zatsepin-Kuzmin limit* (GZK limit), který říká, že nejvyšší možná energie protonů v galaktickém kosmickém záření je přibližně $3 \cdot 10^{19}$ eV, protože proton je při průchodu kosmickým prostředím neustále zpomalován interakcemi s kosmickým pozadím (reliktním zářením) [14]. Energetické spektrum GCR je vyobrazeno na Obr. 2.4.



Obrázek 2.4: Energetické spektrum primárního kosmického záření. Na obrázku vlevo je zobrazen tok kosmického záření v závislosti na energii od 10^9 eV. Na obrázku vpravo je zobrazeno detailní spektrum pro vysoké energie [15].

Od 10^9 eV až po tzv. koleno (knee) je tok kosmického záření úměrný $E^{-2,7}$. Za kolenem dochází k prudšímu poklesu, který se řídí závislostí $E^{-3,0}$ [10]. Toky částic s energií vyšší než 30 GeV, které již tolik nepodléhají vlivu magnetického pole Země a Slunce, jsou přibližně izotropní. U nižších energií je pozorována anizotropie shodná



Obrázek 2.5: Relativní zastoupení prvků v kosmickém záření a ve Sluneční soustavě [15].

s cyklem Slunce, jehož aktivita tok těchto nízkenergetických částic ovlivňuje.

Chemické složení kosmického záření se podobá tomu ve Sluneční soustavě. Můžeme zde rovněž pozorovat sudo-lichý efekt, tedy, že prvky se sudým protonovým a nukleonovým číslem mají silnější jaderné vazby, a jsou proto častěji produkovány v termonukleárních reakcích ve hvězdách. Píky ve výskytech uhlíku, dusíku, kyslíku a železa, které jsou velmi podobné těm ve Sluneční soustavě, naznačují, že mnoho jader v kosmickém záření je hvězdného původu. Rozdíl zaznamenáváme pro litium, berylium a bor. Ty se ve hvězdách vyskytují jen zřídka kvůli jejich nízkým Coulombovým bariérám, což je patrné z Obr. 2.5. Jejich přítomnost v galaktickém kosmickém záření je dána *spalací*, při které vznikají z těžších prvků, jako jsou kyslík, dusík a uhlík [10].

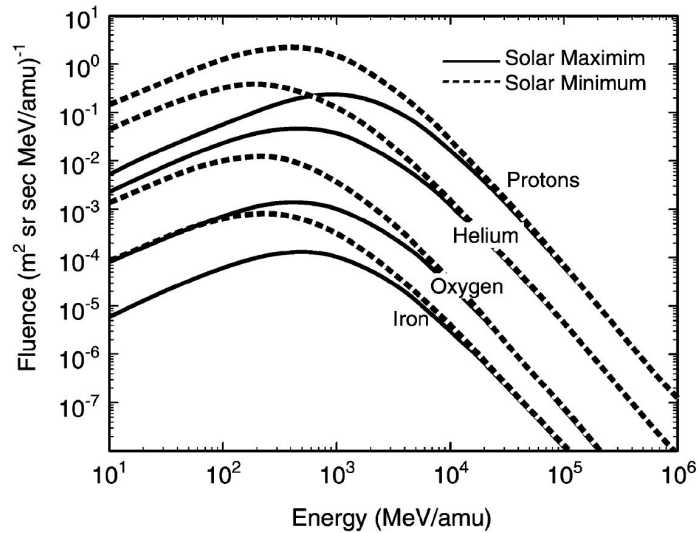
2.2.2 Vliv Slunce a magnetického pole Země na kosmické záření

Jak sluneční aktivita ovlivňuje toto záření je znázorněno na Obr. 2.6. Tok částic vyskytujících se v GCR dosahuje maxima pro částice přibližně o energii 1 GeV/amu². U částic o energiích menších než 10 GeV/amu ale můžeme pozorovat útlum tohoto píku během slunečního maxima vlivem slunečního větru a magnetického pole zamrzlého v něm [1].

2.2.3 Zdroje a urychlení kosmického záření

Zdroje většiny galaktického kosmického záření zatím nejsme schopni určit. Kandidáty můžeme rozdělit do tří kategorií. První z nich jsou rozsáhlé objekty, jako jsou galaxie nebo oblaka mezigalaktického plazmatu. Zde se pravděpodobně urychlují Fermiho mechanismem, kterému se také říká difúzní urychlení. Nabitá částice se pohybuje v oblastech mezihvězdného plazmatu, která fungují jako magnetická zrcadla, od kterých se částice opakovaně odráží, což vede k jejímu postupnému urychlení. Druhou skupinou

²amu je atomová hmotnostní konstanta (atom mass unit). Její hodnota odpovídá $\frac{1}{12}$ klidové hmotnosti atomu uhlíku ^{12}C . $1 \text{ amu} = 1,660\,539\,040 \times 10^{-27} \text{ kg}$. Aktuální hodnotu amu lze nalézt na stránkách The NIST Reference on Constants, Units and Uncertainty.



Obrázek 2.6: Tok složek galaktického kosmického záření v závislosti na jeho energii pro solární maximum a minimum. V grafu jsou zobrazeny protony a ionty helia, kyslíku a železa [1].

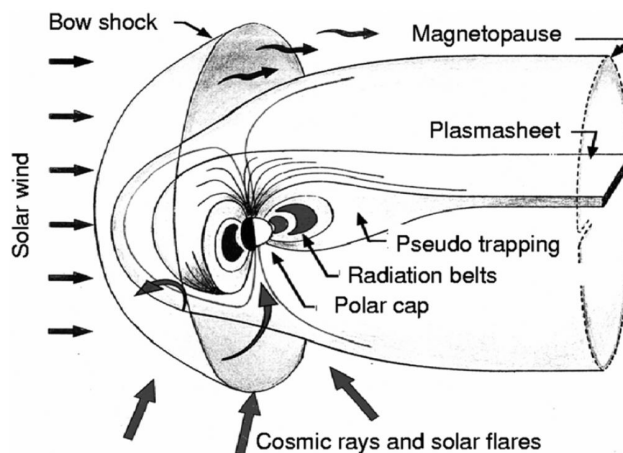
zdrojů GCR jsou jednorázové události, jako jsou výbuchy supernov³. Poslední variantou jsou tzv. exotické urychlovače, mezi které patří například interakce a rozpad hypotetických *supertěžkých částic* nebo *slabě interagujících těžkých částic* (WIMP - Weakly interacting massive particles), které jsou kandidáty na částice temné hmoty [16].

2.3 Radiační pásy

Radiační (Van Allenovy) pásy jsou oblasti nabitých částic zachycených v magnetickém poli Země, které vznikají v důsledku tvaru její magnetosféry. Ta poskytuje naší planetě přirozenou ochranu proti vnějším vlivům (galaktické kosmické záření, sluneční částice), jelikož většina částic, které na ni narazí, je odchýlena směrem od Země. Její tvar je zobrazen na Obr. 2.7. Na straně směrem ke Slunci je stlačena slunečním větrem, na straně od Slunce otevřená a je zde ohraničená tzv. magnetopauzou. Na úrovni zemských pólů má tvar trychtýře, který umožňuje částicím proniknout až do blízkosti Země, kde mohou být vlivem magnetického pole uvězněny v radiačních pásech. Spodní hranice těchto pásů je definována horní vrstvou atmosféry. Horní hranice není konstantní v čase, závisí na aktuálním solárním větru a je definována pomocí toku uvězněných částic. Země má dva hlavní radiační pásy – vnitřní a vnější.

Jak už bylo zmíněno, objeveny byly v roce 1958 družicí Explorer 1. Velmi záhy, v tomtéž roce, proběhly nukleární testy Operace Argus, které měly za cíl vytvořit uměle radiační pás v horní atmosféře, podobný Van Allenovým pásům. Výsledek prokázal teoretickou předpověď – byl vytvořen elektronový pás, který týdně obklopoval Zemi [17].

³Rozeznáváme dva odlišné mechanismy výbuchu. Exploze bílého trpaslíka se nazývá *supernova typu Ia*, zatímco kolaps jádra hvězdy má za následek vznik *supernov typu II, Ib a Ic*.



Obrázek 2.7: Schéma zemské magnetosféry [1].

2.3.1 Tok částic v radiačních pásech

Obsahem radiačních pásů jsou zejména protony a elektrony. Pro protony s energií 10 MeV pozorujeme jedno maximum toku ve výšce přibližně $L = 1,7^4$, jak je zobrazeno na Obr. 2.8a. Poloha maxima je stálá v čase a jeho maximální energie dosahují stovky MeV.

Toky uvězněných elektronů mají dvě maxima, jedno ve výšce $L = 1,4$ stálé v čase s maximálními energiemi v desítkách MeV. Toto maximum sahá až do výšky $L = 2,8$. Druhé je velice široké, nachází se v rozmezí $L = 5 - 10$. Výskyt elektronů je zde nestálý a jejich maximální energie jsou v řádu jednotek MeV [1]. Výskyt protonů a elektronů a jejich energie je shrnut v Tab. 2.1.

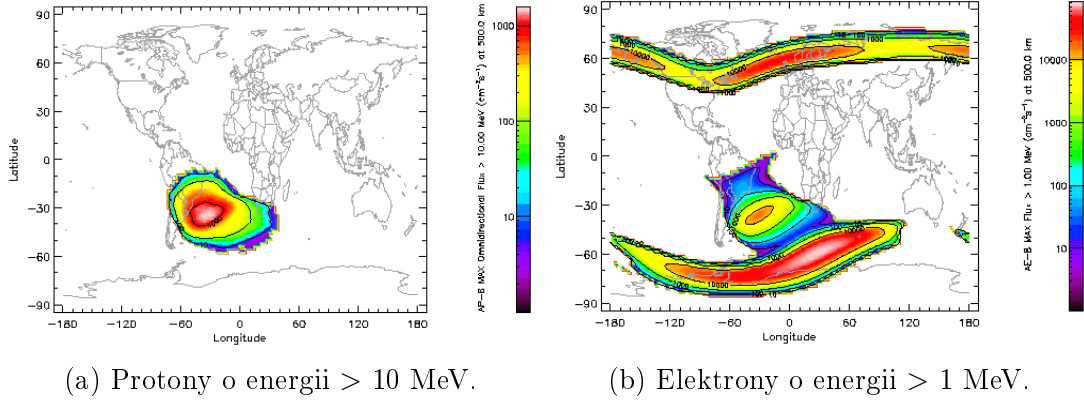
Částice	Energie	Maximální tok	Oblast
Elektrony	1 keV - 10 MeV	$10^6 \text{ s}^{-1}\text{cm}^2$	1 - 10 L
Protony	1 keV - 300 MeV	$10^5 \text{ s}^{-1}\text{cm}^2$	1 - 7 L

Tabulka 2.1: Vlastnosti elektronů a protonů v radiačních pásech Země [1].

Protony o energiích přesahujících 50 MeV ve vnitřním pásu jsou zřejmě produkty β^- rozpadu neutronů, které vznikají interakcí kosmického záření se zemskou atmosférou (takzvané *Albedo neutrons*). Zdroj méně energetických protonů jsou události na Slunci - Solar Particle Events (SPE).

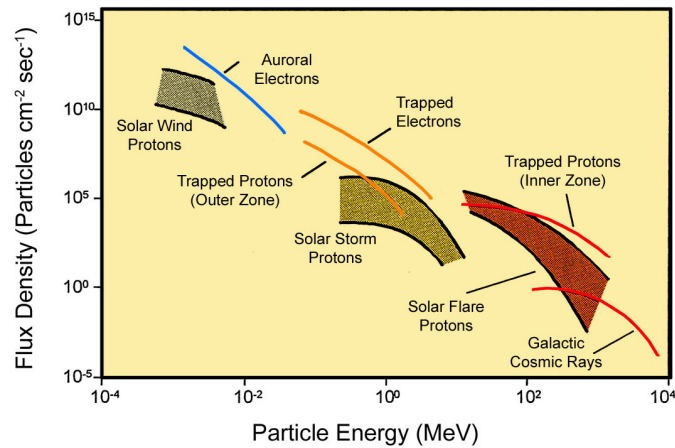
Magnetické pole Země můžeme aproximovat nahnutým dipólem. Střed tohoto dipólu nesplývá se středem Země a jeho osy nejsou rovnoběžné s rotační osou Země. To má za následek zeslabení magnetického pole v oblasti Brazílie a jižního Atlantiku. V této oblasti, která se nazývá *Jihoatlantická anomálie*, jsou radiační pásy blíže k Zemi, což je třeba brát v potaz při plánování misí na nízké oběžné dráze Země. Kromě částic uvězněných na úrovni pólů budou totiž ohroženy i částicemi přítomnými v oblasti této anomálie [1].

⁴Hodnota L označuje soustavu magnetických čar, které kříží magnetický rovník ve vzdálenosti L zemských poloměrů. Používá se pro popis magnetických fenoménů v blízkosti Země, pro který se používá aproximace dipólem.



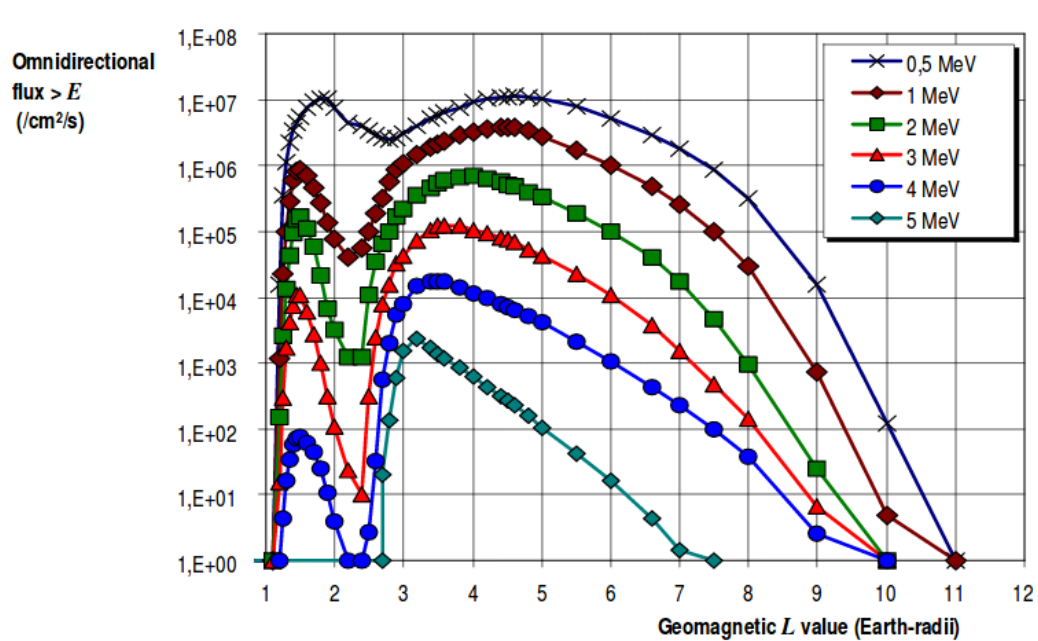
Obrázek 2.8: Tok protonů a elektronů o daných energiích v radiačních pásích Země ve výšce 5000 km. Patrná je poloha Jihoatlantické anomálie, kam zasahuje vnitřní radiační pás, i regiony se zvýšeným tokem částic v oblasti zemských pólů, které tvoří takzvané *rohy* vnějšího radiačního pásu [18].

Obr. 2.9 shrnuje energetické škály a toky částic kosmického záření z různých zdrojů a jejich energiích.

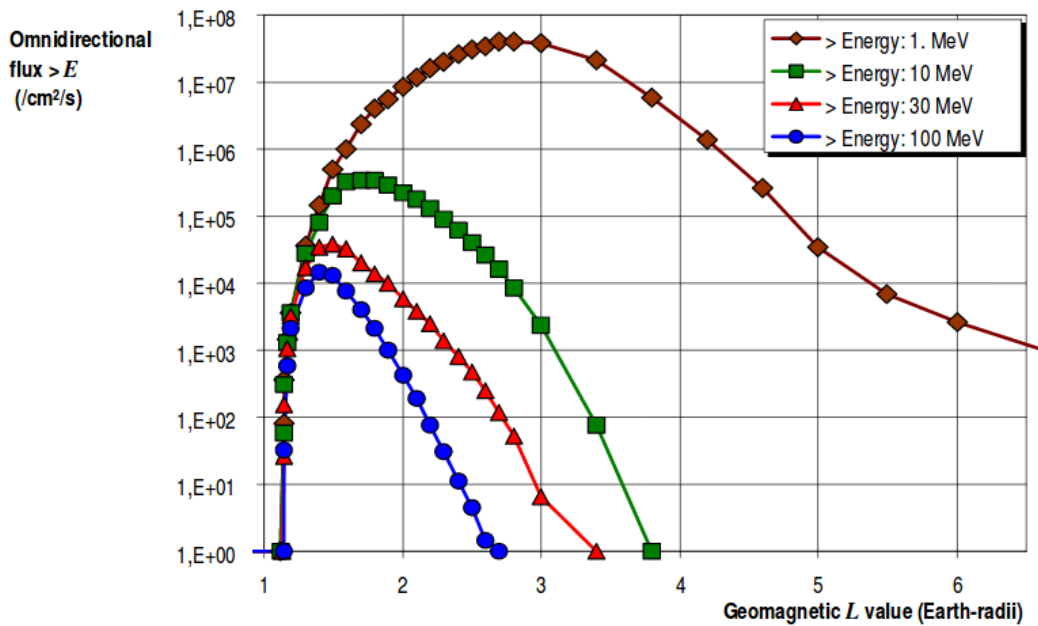


Obrázek 2.9: Hustota toku částic kosmického záření v závislosti na energii pro sluneční částice, částice v radiačních pásích Země i GCR [19]. Na obrázku jsou názorně odděleny jednotlivé skupiny fenoménů. Vidíme, že nejméně energetické protony se nachází ve slunečním větru, naopak velmi energetické mají původ ve slunečních erupcích. Nejenergičtější částice se nachází v galaktickém kosmickém záření.

Obr. 2.10 a 2.11 ukazují toky elektronů a protonů v závislosti na vzdálenosti od Země v jednotkách L pro částice o různých energiích. Lze na nich demonstrovat polohy maximálních toků pro protony (1 maximum v poloze $L = 1,7$) a elektrony (2 maxima v polohách $L = 1,4$ a $5 - 10$).



Obrázek 2.10: Tok elektronů o energiích větších než 0,5 - 5 MeV v závislosti na L [20].



Obrázek 2.11: Tok protonů o energiích větších než 1 - 100 MeV v závislosti na L [20].

3 Interakce ionizujícího záření s látkou

Interakce ionizujícího záření s látkou se zásadně liší podle druhu interagujících částic. Částice rozdělujeme na nenabitě a nabitě. Nenabitě částice, tedy takové, které nenesou elektrický náboj, tvoří primárně neutrony a vysokoenergetické fotony elektromagnetického záření. Elektrony a těžké nabitě částice patří do skupiny druhé a nazýváme je také *přímo ionizující*, zatímco nenabitě částice jsou *nepřímo ionizující*. To znamená, že nejprve podstupují interakci, jejíž produkty jsou teprve ionizujícími částicemi. Rozlišujeme rovněž mezi interakcí s atomovým obalem a s atomovým jádrem [21].

Následující kapitola popisuje interakce záření, prostřednictvím nichž ztrácí energii při průchodu látkou. Ionizující záření může být pro člověka prospěšné, což dobře demonstrují aplikace v medicíně. Předmětem této práce je ale výzkum jeho destruktivních efektů na elektroniku, a také negativních vlivů na lidské posádky ve vesmíru. Z tohoto důvodu je na konec kapitoly zařazena sekce o těchto procesech a jejich případných důsledcích.

Částice	Druh interakce
Těžké nabitě částice	Ionizační ztráty, Radiační ztráty, Jaderné reakce
Elektrony	Ionizační ztráty, Anihilace, Radiační ztráty (bremsstrahlung)
Elektromagnetické záření	Fotoelektrický jev, Comptonův rozptyl, Vznik páru elektron-pozitron
Neutrony	Pružný a nepružný rozptyl, Emise částice, Radiační záchyt, Štěpení

Tabulka 3.1: Přehled interakcí jednotlivých druhů částic.

3.1 Těžké nabitě částice

Primární interakcí těžkých nabitých částic je coulombická interakce kladného náboje částice a záporných nábojů elektronů v elektronovém obalu látky. Interakce s jádrem, jako například Rutherfordův rozptyl, jsou málo pravděpodobné a z hlediska diskutovaných detektorů záření nevýznamné [21]. Těžká nabitá částice interagující s elektronem mu předá část energie v závislosti na jejich impakt parametru. Pokud předaná energie není vyšší než vazebná energie elektronu v obalu, je elektron pouze excitován na vyšší energetickou hladinu. Pokud je vyšší, elektron se uvolní a vzniká volný elektron a iont, které jsou následně detekovány. Těmito energetickými ztrátami se interagující částice zpomaluje až do úplného zastavení. Při blízkých kolizích může elektron získat tak vysokou energii, že může vytvářet další ionty. Tyto elektrony se nazývají δ -elektrony [21].

3.1.1 Bethe-Blochova formule

Kvantifikaci střední energie předané částicí na jednotku vzdálenosti vyjadřuje Bethe-Blochova formule. Pro částici o energii E a náboji z , procházející vzdáleností x v materiálu o středním excitačním potenciálu I , nukleonovém čísle A a protonovém čísle Z platí [22]

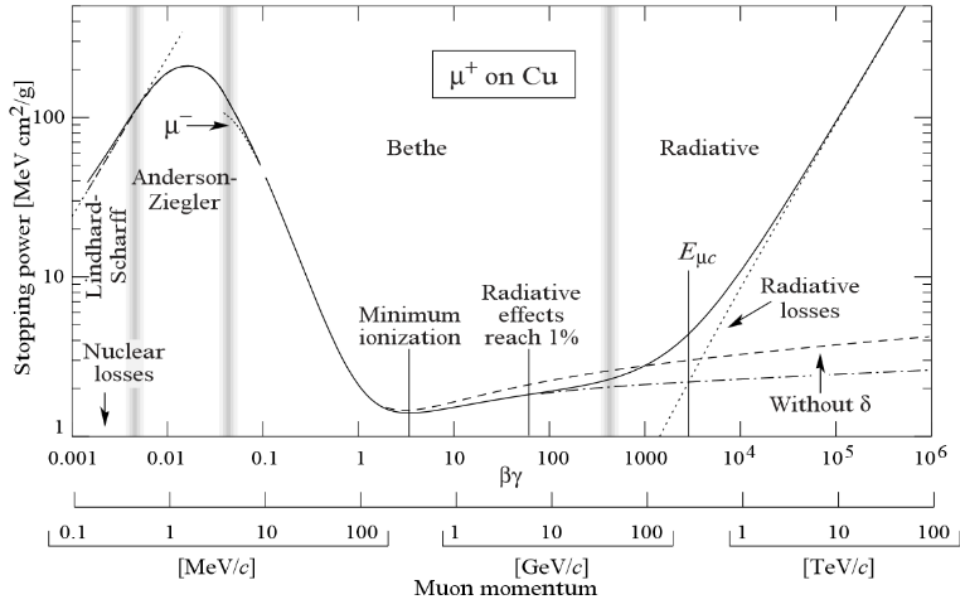
$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right], \quad (3.1)$$

kde T_{max} je maximální kinetická energie, kterou je možné předat volnému elektronu při jedné srážce a

$$K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2, \quad (3.2)$$

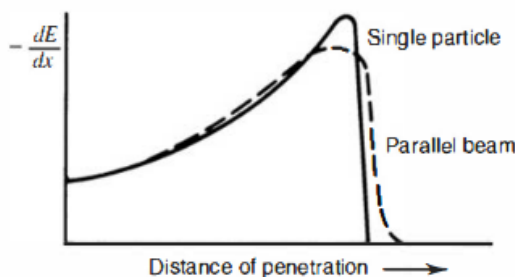
kde N_A je Avogadrova konstanta, r_e a m_e poloměr a hmotnost elektronu a $\beta = \frac{v}{c}$, kde v je rychlost částice.

Pro nerelativistické částice ($v \ll c$) je dominantní část úměrná $\frac{1}{\beta^2}$. To koresponduje se skutečností, že u interagující částice s menší rychlostí dochází k většímu předání energie okolí. Pro různé částice o stejných energiích se mění pouze z^2 , takže z těžkých nabitých částic bude nejméně energie ztrácet proton, následovaný α -částicemi a těžkými ionty [21]. Na Obr. 3.1, který popisuje *brzdnou schopnost* mionu v mědi, můžeme pozorovat, že se trend mění v ionizačním minimu (*minimum ionizing particle*), kde začíná dominovat logaritmická část Bethe-Blochovy formule. Při energiích v řádu stovek GeV se vyrovnají ztráty způsobené ionizací a radiací. Tuto energii, jež je na Obr. 3.1 označena $E_{\mu c}$, nazýváme kritickou [23].



Obrázek 3.1: Střední energetická ztráta mionu v mědi v závislosti na $\beta\gamma$ [22].

Betheho formule přestává platit u nízkých energiích. Kladně nabitá částice přitahuje elektrony materiálu, čímž efektivně stíní svůj náboj z [21]. Další korekce, které bereme v úvahu, jsou například na nestacionární elektrony v materiálu, jímž částice prochází, nebo korekce na polarizaci okolí částice, která způsobí, že předaná energie bude menší než předpokládaná [22].



Obrázek 3.2: Množství vyzářené energie v závislosti na hloubce penetrace pro jednu částici a rovnoběžný svazek [21].

3.1.2 Braggův pík

Energetické ztráty těžkých nabitých částic popsaných Bethe-Blochovou formulí se projevují specifickým způsobem. Množství energie předané materiálu není s hloubkou penetrace konstantní. Na Obr. 3.2 je ukázáno, že částice podél celé dráhy předává médiu poměrně málo energie, až dojde do místa, kde ji předá signifikantně velké množství najednou. To koresponduje s dřívější informací, že pro nízké rychlosti dochází k většímu předání energie částice látce. Tato křivka se nazývá Braggova. Popsané vlastnosti energetických ztrát těžkých nabitých částic se dá s výhodou využít v klinické praxi při léčbě rakoviny, kde právě tímto píkem zasáhneme postižené místo s minimálním vlivem na jeho okolí, což zvyšuje kvalitu života po léčbě. To je důležité zejména v oblastech míchy, mozku, či očí, jejichž léčba je extrémně problematická [24].

3.1.3 Hadronové spršky

Speciálním případem ztráty energie hadronu¹ o vysoké energii je tvorba takzvané *hadronové spršky*. Nabitý hadron podstupuje stejné interakce, jako například výše zmíněný mion. V případě, že dojde ke kolizi s jádrem, se kterým nabitý hadron silně interaguje, může dojít ke generaci nových hadronů z původní i terčíkové částice. Jádro původní částice zůstane v excitovaném stavu a deexcituje vyzářením několika kvant γ [25].

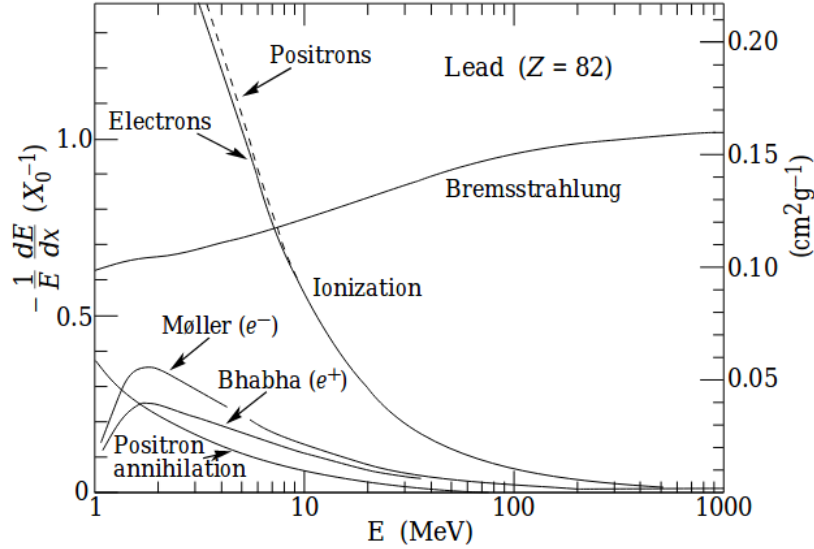
Tento jev je důležitý z hlediska stínění elektronických zařízení ve vesmírném prostředí. Pro stínění částic vyskytujících se v radiačních pásech by bylo žádoucí chránit zařízení co nejtlustší vrstvou stínícího materiálu. V tom případě by ale vzrostla pravděpodobnost, že s materiálem zainteraguje částice o vysoké energii z galaktického kosmického záření. Důsledkem vytvoření hadronové spršky ve stínícím materiálu by mohlo být i zničení elektronického zařízení.

3.2 Elektrony

V porovnání s těžkými nabitými částicemi mají elektrony procházející látkou složitější dráhy. Vychýlení z dráhy je způsobeno identickou klidovou hmotností nalétávajícího a terčíkového elektronu. Při jedné srážce může být proto předána větší část energie a mohou se objevit i srážky s jádrem, které dráhu podstatně mění [21]. Při nízkých energiích ztrácí elektrony energii zejména ionizací podobně jako těžké nabitě částice,

¹Hadrony jsou obecně vázané stavy kvarků a antikvarků.

i když se na ní mohou podílet i další procesy, jako Møllerův rozptyl nebo anihilace pozitronu. Při vysokých energiích dominují radiační ztráty (bremsstrahlung), jak je vidět na Obr. 3.3 [22].



Obrázek 3.3: Relativní energetické ztráty elektronu v závislosti na energii. Je patrné, že pro nízké energie elektronů v jednotkách MeV převažují ionizační ztráty nad ostatními druhy interakce. Pro vyšší energie již převažuje vznik brzdného záření (bremsstrahlung) [22].

Jelikož je emise brzdného záření úměrná $\frac{1}{m^2}$, kde m je hmotnost nalétávající částice, pro těžké nabitě částice je málo pravděpodobná. Naopak u elektronu radiační ztráty začínají dominovat nad ionizačními v oblasti energií přibližně 10 MeV. Pro druhou nejlehčí nabitou částici, mion, s hmotností $m_\mu \doteq 106$ MeV, je pravděpodobnost emise přibližně 40 000krát nižší než pro elektron s hmotností $m_e = 0,511$ MeV [23, 26].

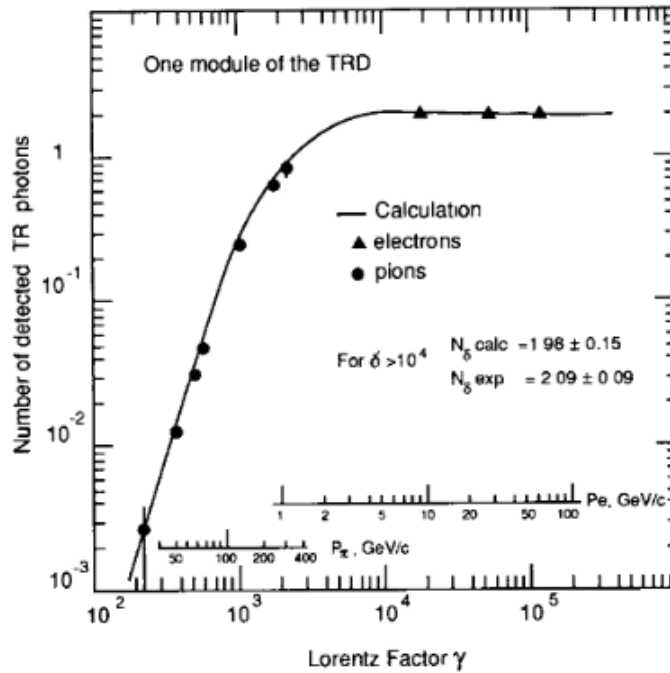
Účinný průřez energetických ztrát přes brzdné záření je rovněž závislý na impakt parametru. Pokud nalétávající elektron projde blíže jádru atomu než elektrony v jeho obalu, působí na něj celé coulombické pole jádra. Pokud však prochází dále, elektrony atomového obalu toto pole stíní, proto se tento jev nazývá stínění. Krajní případ, kdy je odstíněno celé pole jádra, se nazývá kompletní stínění, naopak při nulovém vlivu atomového obalu stínění nenastává [23].

Pro daný materiál je možné definovat takzvanou *radiační délku* X_0 . Je to vzdálenost, na které elektron v daném materiálu ztratí všechnu svou energii až na $\frac{1}{e}$ radiací [22, 23].

Elektron procházející médiem může vyzařovat i jiné druhy záření než brzdné. Nejsou sice podstatné pro jeho energetické ztráty, ale dají se využít při jeho detekci [22].

Jedním z nich je Čerenkovovo záření, které je emitováno (narozdíl od brzdného záření) při konstantním pohybu částice, a to v případě, že se v daném materiálu pohybuje rychleji než světlo [22, 23]. Klíčovým momentem v jeho pozorování byl důkaz, že nejde o luminiscenci, a že tedy jde o nový druh záření [27]. Mechanismus jeho vzniku je založen na krátkodobé polarizaci okolí dráhy elektronu, které vytvoří dipólové pole. Pro částice s nedostatečnou rychlostí bude však polarizace symetrická, proto výsledné pole bude nulové. Podmínkou vzniku je tedy dostatečná rychlost elektronu. Mezi vlastnosti tohoto záření patří jeho nezávislost na hmotnosti částice a zvyšující se radiační úhel s rostoucí rychlostí. U Čerenkovova záření dosahuje podíl na celkové energetické ztrátě

elektronu ve většině případů méně než 1%, u prvků s malým protonovým číslem to mohou být maximálně jednotky procent [23].

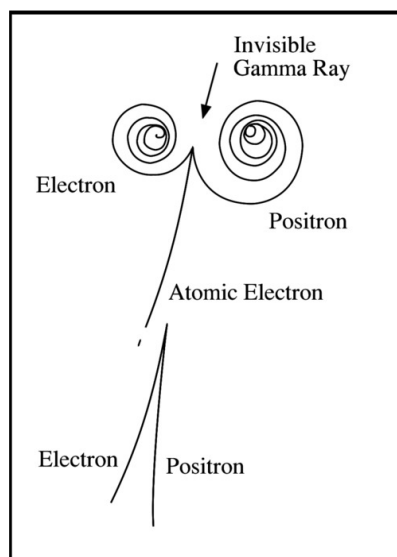


Obrázek 3.4: Počet fotonů emitovaných při přechodu jednoho rozhraní v závislosti na Lorentzově faktoru γ elektronu a pionu [28].

Dalším typem záření, které může emitovat pohybující se elektron, je přechodové záření, vznikající při přechodu částice přes rozhraní dvou prostředí o různých indexech lomu [22]. Bylo předpovězeno už v roce 1946 Vitalijem Ginzburgem a Iljou Frankem, ale potvrzeno bylo až v sedmdesátých letech [29]. Tohoto záření je možné využít pro určení energie nalétávající částice. Počet fotonů emitovaných přechodovým zářením je úměrný počtu rozhraní. Část tohoto záření je ovšem detektorem pohlcena, a to v závislosti na energii emitovaného záření. Aby tedy bylo možné určit počáteční energii elektronu, je třeba vzít v úvahu absorpční koeficient, který je závislý na materiálu a energii fotonu. Příklad výsledné závislosti počtu emitovaných fotonů na energii nalétávajícího elektronu pro danou konfiguraci je na Obr. 3.4.

3.3 Pozitrony

Stejně jako v případě elektronu, i mezi energetickými ztrátami pozitronu dominuje coulombická interakce. Pro částice o stejných hmotnostech je přenesená energie totožná v případě odpudivé i přitažlivé Coulombovy síly. Dráha v materiálu bude tedy pro elektron a pozitron o stejných počátečních energiích přibližně stejná. Rozdíl spočívá především v chování na konci dráhy, kde pozitron o nízké energii anihiluje s elektronem za produkce takzvaného *anihilačního záření*. V závislosti na spinové konfiguraci pozitronia jsou vyzářeny 2 nebo 3 fotony, které poté pokračují materiálem a mohou způsobit depozici energie i na místě vzdáleném od místa původní interakce pozitronu.[21].



Obrázek 3.5: Schéma interakce fotonu v bublinkové komoře. Interagující foton spotřebuje část energie na uvolnění elektronu z elektronového obalu a část na produkci páru elektron-pozitron. Ty se pohybují vlivem magnetického pole na opačné strany podle jejich nábojů a spirálovitě se stáčí, jelikož postupně ztrácí energii ionizací média. V případě, který je na obrázku zobrazen dole, je celá energie fotonu spotřebovaná na produkci elektron-pozitronového páru, proto mají vyšší energie a jejich dráhy nejsou tolik zahnutné [30].

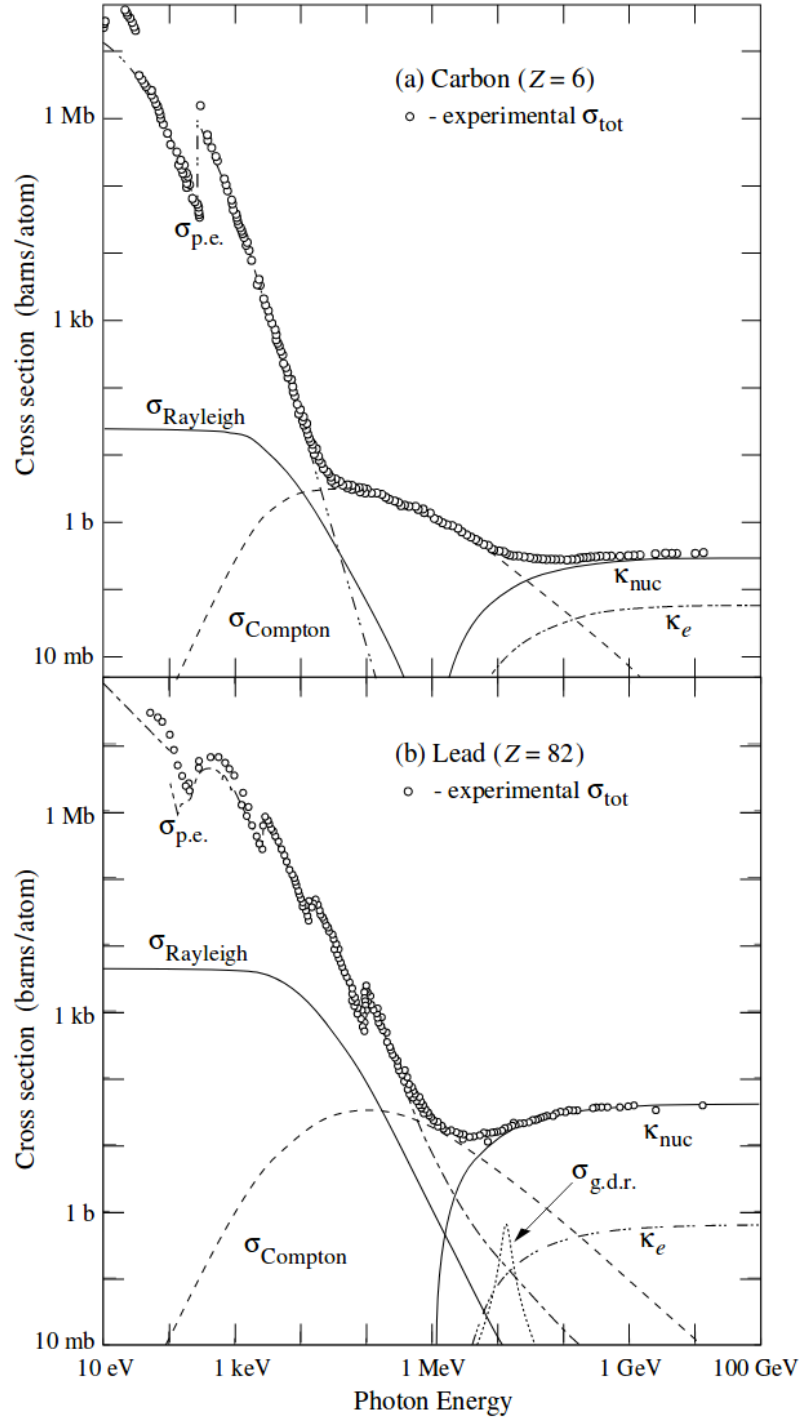
3.4 Elektromagnetické záření

Hlavními rysy elektromagnetické interakce s hmotou je jeho vysoká pronikavost v porovnání s nabitými částicemi, způsobená nižšími účinnými průřezy interakcí [23]. Dále pak zánik či výrazná změna směru interagujícího fotonu, způsobená předáním části nebo celé jeho energie elektronu, s nímž interaguje [21, 23]. To je v kontrastu s postupným zpomalováním nabitých částic interagujících současně s mnoha atomy absorberu [21].

Procesy, které vedou k těmto výrazným energetickým přenosům, jsou zejména fotoelektrický jev, Comptonův rozptyl a produkce elektron-pozitronového páru prostřednictvím elektromagnetického pole atomového jádra. Dalšími procesy, které se mohou u elektromagnetické interakce objevit, ale mají při dané energii nižší účinné průřezy, jsou Rayleighův rozptyl, fotonukleární absorpce a produkce elektron-pozitronového páru prostřednictvím pole elektronu [22, 29]. Účinné průřezy těchto procesů pro těžký prvek (olovo) a lehký prvek (uhlík) jsou zobrazeny na Obr.3.6 v závislosti na energii fotonu.

3.4.1 Fotoelektrický jev

Při fotoelektrickém jevu předá foton veškerou svou energii atomu absorberu, který následně uvolní fotoelektron. Energie uvolněného elektronu bude odpovídat rozdílu původní energie fotonu a vazebné energie daného elektronu, která je závislá na slupce, ve které se v rámci atomu nachází. Nejvyšší vazebnou energii má slupka K , jež je nejbližší atomovému jádru [21]. U uhlíku je vazebná energie $E_b = 284$ eV a u olova je



Obrázek 3.6: Účinný průřez interakcí elektromagnetického záření s látkou pro olovo a uhlík v závislosti na energii fotonu [22]. Pro nízkoenergetické fotony má nejvyšší účinný průřez fotoelektrický jev ($\sigma_{p.e.}$). Pro fotony o energii přibližně 1 MeV začíná dominovat Comptonův rozptyl ($\sigma_{Compton}$). Pro fotony o vysokých energiích dominuje produkce páru elektron-pozitron prostřednictvím jádra (κ_{nuc}). Vidíme i méně pravděpodobné procesy – Rayleighův rozptyl ($\sigma_{Rayleigh}$), produkce páru elektron-pozitron prostřednictvím elektronového obalu (κ_e) a obří dipólovou rezonanci ($\sigma_{g.d.r.}$).

$E_b \simeq 88$ keV [31]. Proto od energie vyšší než zhruba 100 keV je už většina energie fotonu

předána fotoelektronu [21]. Pro foton s energií vyšší než vazebná energie elektronu ve slupce K , která je závislá na materiálu, tvoří emise těchto fotoelektronů 80 % účinného průřezu. Pokud foton nemá dostatečnou energii k emisi K -elektronu, předá svou energii elektronu z některé vyšší slupky. Tím vznikají v grafu účinného průřezu tzv. absorpční hrany odpovídající energiím jednotlivých slupek [23].

Při této interakci se absorbující atom ionizuje vznikem díry po fotoelektronu, kterou zaplní buď zachycením volného elektronu, nebo elektronem vyšší slupky. Vznikne tak rentgenový foton, jehož energie odpovídá rozdílu energií příslušných slupek. V krajním případě, kdy není uvolněný foton atomem znovu pohlcen, může ovlivnit odezvu radi-ačního detektoru [21]. Pokud je znovu pohlcen, může svou energii předat elektronu, který se tím může zcela uvolnit. Tyto elektrony se nazývají Augerovy [23].

Fotoefekt byl objeven v roce 1887 Heinrichem Hertzem, jenž se pokoušel dokázat existenci elektromagnetického záření a všiml si, že ozáření ultrafialovým zářením se usnadňuje přenos elektrického náboje mezi elektrodami. Podstatu fotoelektrického jevu objasnil v roce 1905 Albert Einstein a v roce 1921 za to získal Nobelovu cenu. Kromě vnějšího fotoelektrického jevu, při kterém uvolněné elektrony opouští ozářenou látku, existuje i vnitřní fotoelektrický jev. Při něm zůstávají volné elektrony uvnitř média a mohou sloužit jako vodivostní elektrony [32].

3.4.2 Comptonův rozptyl

Další možnou interakcí, typickou pro fotony o vlnové délce gamma záření, je Comptonův rozptyl. Při něm není předána terčíkovému elektronu veškerá energie nalétávajícího fotonu. Foton interaguje s elektronem, který je na počátku v klidu, předá mu část energie, a tím změní směr dráhy. Elektron je rovněž vychýlen z původně klidové polohy vlivem zpětného rázu [21]. Energie odraženého fotonu $h\nu'$ je závislá na úhlu odrazu θ podle vztahu [21]

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2} (1 - \cos\theta)}, \quad (3.3)$$

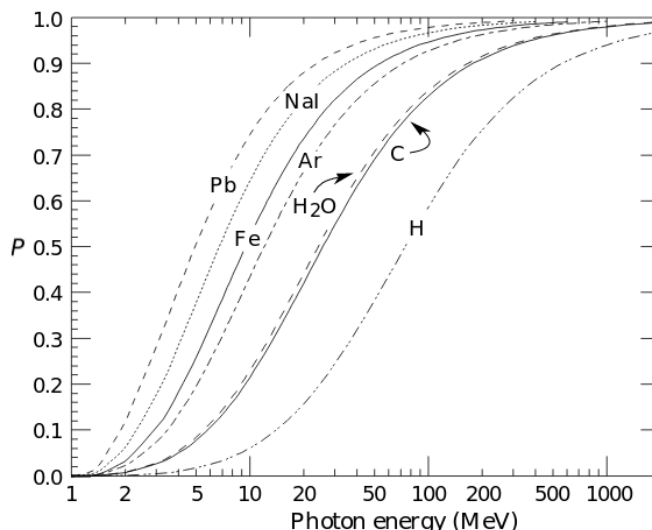
kde $h\nu$ je původní energie fotonu, m_0c^2 je klidová energie elektronu. Čím větší je úhel rozptylu, tím více energie se přenáší. Pravděpodobnost Comptonova jevu se zvyšuje s rostoucím počtem terčíkových elektronů, tedy s rostoucím protonovým číslem [21].

Comptonův jev předpověděl v roce 1905 Albert Einstein v souvislosti s objevem fotoelektrického jevu, který naznačoval korpuskulárně vlnový dualismus částic. Na základě této teorie by mělo být možné pozorovat pružný rozptyl fotonu na volném elektronu, což dokázal Arthur Holly Compton pokusem s uhlíkovým terčem a získal za to v roce 1927 Nobelovu cenu [32].

3.4.3 Produkce elektron-pozitronového páru

Vysokoenergetický gamma foton může vytvořit elektron-pozitronový pár, přičemž sám zaniká. Kvůli zachování hybnosti (absorpci zpětného rázu) je k tomu zapotřebí třetího média, jako které slouží zpravidla atomové jádro, méně pravděpodobně elektrony atomového obalu. Minimální energie, kterou musí k tomuto jevu nalétávající foton mít, je dvojnásobek klidové energie elektronu (1,022 MeV), ve skutečnosti ale dominuje až při mnohem vyšších energiích, viz. Obr. 3.6 [21, 32]. Energie, kterou má foton navíc oproti 1,022 MeV, je předána ve formě hybnosti vzniklému elektron-pozitronovému páru [21]. Pozitron a elektron následně zpomalují interakcí s okolím a pozitron nakonec anihiluje

s elektronem materiálu za vyzáření několika fotonů, které se pohybují opačným směrem [32]. Účinný průřez této interakce se zvyšuje s rostoucí energií. Nárůst je nejprudší pro atomy s velkým protonovým číslem, jelikož amplituda pravděpodobnosti jevu je úměrná čtverci Z , jak demonstruje Obr. 3.7 [21, 32].



Obrázek 3.7: Pravděpodobnost vzniku elektron-pozitronového páru elektromagnetickým zářením o energii v řádu MeV pro některé prvky o různých protonových číslech a vodu [29].

3.4.4 Další procesy

Kromě těchto tří významných procesů mohou ještě nastat méně pravděpodobné procesy (viz Obr. 3.6), které se ale na celkovém účinném průřezu rovněž podílí. Při nízkých energiích, v oblasti, kde dominuje fotoelektrický jev, je to koherentní (Rayleighův) rozptyl. Při něm se energie nalétávajícího fotonu nezmění, mění se pouze jeho směr. Rozptyl probíhá koherentně na všech elektronech atomu zároveň, přičemž atom není ani excitován, ani ionizován. Úhel odchýlení vlivem koherentního rozptylu s rostoucí energií klesá [21].

Na Obr. 3.6 lze vidět malý pík u účinného průřezu olova označený $\sigma_{g.d.r.}$. Odpovídá obří dipólové rezonanci, tedy situaci, kdy foton, který má energii vyšší než vazebnou energii neutronu v jádře, způsobí excitaci jádra a v procesu deexcitace vyzáření neutronu. Ten je pak nazýván fotoneutronem, obdobně jako fotoelektron při fotoelektrickém jevu. Ve většině případů je mez této interakce v oblasti jednotek MeV, ale může být i vyšší pro pevněji vázaná jádra. Tímto principem může vzniknout i fotoproton, nicméně s ještě nižší pravděpodobností kvůli Coulombovské bariéře [33].

3.5 Neutrony

Neutrony nenesou elektrický náboj, což znamená, že nepodléhají coulombovské interakci (která je pro nabitě částice dominantní), a mohou proto proniknout hlouběji do daného média. Jejich hmotnost (přibližně $939,565 \text{ MeV}/c^2$) je asi o $1,3 \text{ MeV}/c^2$ vyšší než hmotnost protonu, proto ho v určitých případech mohou z jádra vyrazit [21, 23].

Interakce neutronu probíhají s jádry atomů absorberu. Mohou způsobit absorpci interagujícího neutronu za vzniku sekundárního záření, kterou tvoří zejména těžké nabitě částice, nebo interagující neutron zásadně změni směr letu a energii [21].

Neutronová interakce já závislá zejména na energii neutronu. Podle tohoto kritéria je rozdělujeme na několik kategorií. Pro zjednodušení uvažujme pouze neutrony *pomalé*, které mají energii do 0,5 eV, což je energie náhlého propadu účinného průřezu neutronového zachytu v kadmii² (*cadmium cut-off*). Neutrony s vyšší energií nazveme *rychlé* [21].

U pomalých neutronů dominuje pružná srážka s jádrem. Tato srážka neprodukuje žádné sekundární záření, proto je z hlediska detekce málo významná [21]. Neutron předá jádru část své energie, která se celá přemění na kinetickou energii terčíkového jádra bez excitace, která by mohla mít za následek produkci záření. Pokud má neutron dostatečnou energii, pokračuje dále médiem, dokud není tak pomalý, aby mohl být pohlcen jádrem prostřednictvím radiačního zachytu [32]. Radiační zachyt je nejpravděpodobnější reakce neutronu s jádrem, při níž vzniká sekundární záření dostatečné energie pro detekci. Při tomto procesu je neutron jádrem absorbován, způsobí excitaci jaderných hladin a při následné deexcitaci jsou vyzářeny γ kvanta. Vzniklá jádra mohou být radioaktivní a podléhat dalšímu rozpadu, například β a γ [21, 32].

Neutrony o vyšších energiích rovněž interagují pružně, přičemž proces jejich zpomalení je delší. Hlavní rozdíl spočívá v tom, že nyní je předaná energie při jedné elastické srážce dostatečná k její detekci. Jako sekundární záření tu slouží jádro, které zpětným rázem získá detekovatelnou energii. Proces postupného zpomalování neutronu při průchodu médiem se nazývá *moderace*. Mezi účinné moderátory patří například vodík, který díky srovnatelné hmotnosti s neutronem může přijmout veškerou jeho energii [21]. Pokud je jádro následkem interakce s neutronem excitováno, jde o srážku nepružnou, při níž jsou produkovány γ fotony následnou deexcitací, obdobně jako při radiačním zachytu. Na rozdíl od něj však neutron není zachycen a pokračuje dále médiem, přičemž energie, kterou při této srážce ztratil, je vyšší, než u pružné varianty. Tato interakce je pravděpodobnější pro těžká jádra [21, 32].

Procesy, při kterých zaniká nebo se mění terčíkové jádro, jsou emise nabitě částice a jaderné štěpení. Při prvním z nich má neutron dostatečnou kinetickou energii k vyrazení části jádra atomu, na který dopadá. Zbytek energie, který se nespotřebuje vazebnou energií elementu, je předán ve formě jeho kinetické energie. Při jaderném štěpení je neutron absorbován a způsobí excitaci jádra. Nové jádro může mít vlivem původní energie neutronu dostatečnou energii k rozštěpení na fragmenty, které mohou zůstat v excitovaném stavu a jsou doprovázeny dalšími rychlými neutrony a γ zářením [32, 34].

Dosud popsané mechanismy naznačují, jaké technické nároky má stínění neutronů. Neutrony jsou nejprve moderací zpomaleny na termální energii. K tomu slouží, jak už bylo zmíněno, prvky s nízkým protonovým číslem, jako jsou vodík, deuterium či helium. Průměrný počet srážek s vodíkem nutný ke zpomalení neutronu o energii 2 MeV na typickou termální energii 0,025 eV je 27, ale například u uhlíku je to již 119 [23]. Pak následuje jejich radiační zachyt, pro který se zpravidla používají bór a kadmium, jež mají vysoké účinné průřezы právě této interakce při nízkých energiích neutronu. Při procesu je emitováno gamma záření, které je následně nutné absorbovat materiálem s vysokým protonovým číslem [23].

Mimořádně dobrých absorbních vlastností bóru se dá využít v medicíně při tzv. BNCT (Boron neutron capture therapy), tedy neutronové terapii fungující na principu

²Kadmium je proto materiálem běžně užívaným ke stínění.

absorbce bórem. Ten je navázán na postiženou oblast pacienta ve formě chemické sloučeniny, následně je oblast ozářena neutronovým paprskem a nádor je selektivně zničen α -částicemi, které vzniknou touto interakcí. Výhodou je velmi malé zasažení okolní tkáně a vysoká kvalita života po léčbě [23].

3.6 Dozimetrické veličiny a účinek ionizujícího záření na člověka

Z hlediska vývoje zařízení určených ke kosmickému výzkumu jsou důležité efekty, které interakce záření s látkou mohou způsobit. Tato zařízení pak mohou být použita na měření dozimetrických veličin, jejichž znalost je nutná k ochraně radiačních pracovníků, mezi něž patří i kosmické posádky.

3.6.1 Veličiny dozimetrie ionizujícího záření

Expozice jako fyzikální veličina byla definována brzy po začátku výzkumu gamma a rentgenového záření [21] jako

$$X = \frac{dQ}{dm}, \quad (3.4)$$

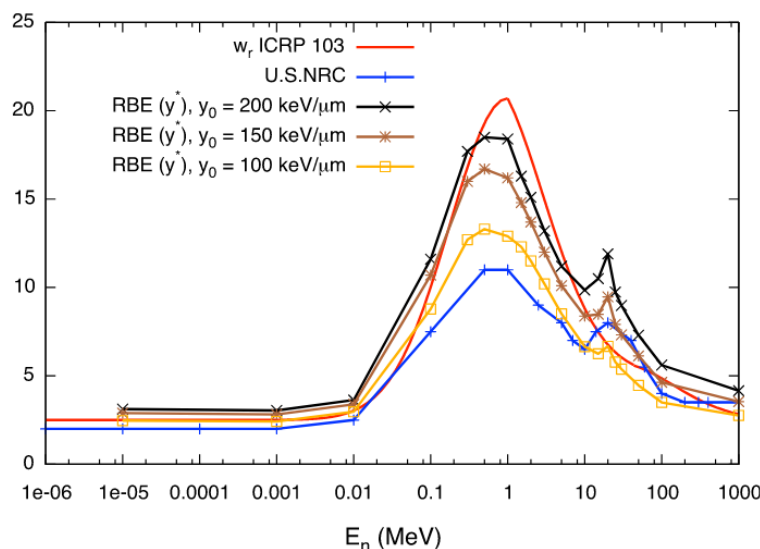
kde dQ je náboj vzniklý ionizací sekundárního elektronového záření v jednotce objemu vzduchu o hmotnosti dm v momentě, kdy jsou tyto elektrony úplně zastaveny – jednotkou je tedy C/kg. Historicky byla užívána jednotka rentgen R , jakožto ozáření vzniklé generací jedné elektrostatické jednotky náboje ($2,08 \cdot 10^9$ iontových párů) v 1 cm^3 vzduchu [21].

Důležitější veličinou je *absorbovaná dávka*, která má rozměr J/kg. Tato jednotka se nazývá Gray. Jak vyplývá z jednotky, jde o energii ionizujícího záření absorbovanou v daném místě ozařované látky na jednotku hmotnosti. Z hlediska radiační ochrany člověka byla zavedena jednotka *ekvivalentní dávka* (dříve dávkový ekvivalent) udávaná v jednotkách Sievert (Sv), která narozdíl od absorbované dávky bere v potaz druh záření. Jak vyplývá z této kapitoly, efekty různých typů záření jsou diametrálně odlišné, což je charakterizováno radiačním váhovým faktorem. Hodnoty faktoru pro jednotlivé druhy záření jsou v Tab. 3.2.

Typ záření	Radiační váhový faktor
fotony	1
elektrony a mezony	1
protony	2
α částice, štěpné fragmenty a těžké ionty	20
neutrony	V závislosti na energii

Tabulka 3.2: Radiační váhový faktor různých druhů záření [35].

Radiační váhový faktor u neutronů je funkcí energie, jak je zobrazeno na Obr. 3.8.



Obrázek 3.8: Radiační váhový faktor neutronů v závislosti na jejich energii podle několika modelů [36].

Výslednou ekvivalentní dávku získáme přenásobením absorbované dávky radiačním váhovým faktorem. Situace se komplikuje pro neutrony, u kterých záleží na kinetické energii. Pro neutrony o energii 1 MeV je faktor 20, energie 1 keV mají naopak faktor maximálně 5 [35].

3.6.2 Efekty ionizujícího záření na člověka

V průběhu života člověka dochází k absorbování dávky maximálně v řádu desítek mSv. V literatuře udávaná hranice, za kterou hrozí zvýšené riziko onemocnění spojených s ozářením, je 100 mSv. K akutním onemocněním dochází za hranicí 2000 mSv, kdy je život člověka bezprostředně ohrožen. Dávky, jimiž je člověk ozářen například během lékařských vyšetření, lze najít v Tab. 3.3. Mezi části těla, které jsou ozářením nejvíce ohroženy, patří oči, u nichž mohou vyšší dávky způsobit například šedý zákal, zvláště u dětí pak štítná žláza. Při vdechnutí radioaktivního materiálu jsou ohroženy plíce, u nichž může dojít k poškození DNA. Podobně nebezpečné je i požití radioaktivního materiálu, které může vést k onemocnění žaludku. Zasažení reprodukčních orgánů může způsobit sterilitu a ozáření kostní dřeně může vyústit v leukémii. Je tedy patrné, že řádná radiační ochrana je více než žádoucí [?].

Velkým tématem posledních let je možná cesta lidské posádky na Mars. V takovém případě by ozáření překročilo bezpečnou mez. Pro srovnání - posádka Apolla 14, která strávila 9 dní na misi na Měsíc, byla ozářena dávkou 11,4 mSv, tedy jen o málo více, než běžné vyšetření CT. Posádka ISS, která stráví na stanici ve výšce 353 km 6 měsíců, je ozářena 160 mSv, což už je za hranicí pozorovatelného rizika výskytu rakoviny. Tříletá mise na Marsu by znamenala dávku přibližně 1200 mSv [37].

Z hlediska poškození lidských buněk je nejnebezpečnější ozáření takzvanými *high-LET* částicemi. *Linear energy transfer* (LET), neboli lineární přenos energie, je veličina popisující množství energie deponované ionizující částicí na jednotkovou délku v citlivém prostředí [1]. Částice s vysokým LET jsou například těžká jádra nebo nízkoenergetické protony. Jejich efekty na lidské buňky jsou specifické z několika důvodů. Jejich vliv DNA je obvykle komplexní - zahrnuje více druhů poškození najednou –

10 000 mSv	Úmrtí během několika dní
5000 mSv	Polovina ozářených zemře během měsíce
1000 mSv	Riziko nemoci z ozáření
400 mSv	Nevyšší hodinová dávka naměřená ve Fukushima
100 mSv	Hranice, za kterou lze prokázat zvýšené riziko rakoviny
20 mSv	Roční limit pro lidi pracující s radiací
10 mSv	Průměrné ozáření během CT celého těla
9 mSv	Roční dávka posádek letadel
2,4 mSv	Průměrné roční pozadí
0,1 mSv	Rentgen hrudi

Tabulka 3.3: Dávky ozáření, jejich zdroj či případný důsledek [38].

může dojít například k jednoduchému a dvojnému zlomu DNA. Buňky, u kterých dojde ke komplexnímu zlomení dvou vláken DNA, vykazují malou schopnost regenerace, a proto odumírají [39].

Ionizující záření má vliv rovněž na elektroniku, která je mu vystavená. Ty budou diskutovány v kapitole 4.

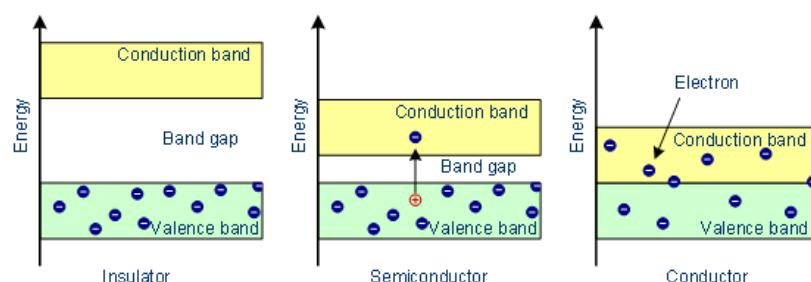
4 Polovodičové detektory

Jak už bylo zmíněno, k ochraně osob a elektronických zařízení je třeba monitorovat radiační situaci v prostředí, ve kterém se nachází. V případě kosmického prostředí jde o interakce s částicemi o vysokých energiích i klidových hmotnostech, proto musí detektory pro toto prostředí určené vykazovat mimořádnou radiační odolnost. Měly by být také citlivé v celé energetické škále, jelikož se v kosmickém prostředí energie detekovaných částic diametrálně liší v závislosti na slunečním cyklu či například na orbitě v rámci radiačních pásů [21].

Polovodičové detektory naplňují tyto požadavky, zároveň jsou kompaktní a vykazují dobré časové charakteristiky. Nejčasteji používanými materiály jsou křemík, germanium, diamant, CdTe, GaAs [21].

4.1 Struktura polovodičových materiálů

Materiály mohou být rozděleny podle schopnosti vést elektrický proud na vodiče, polovodiče a izolanty. Liší se od sebe vzdálenostmi povolených energetických hladin jejich elektronů. V základním stavu jsou všechny elektrony v pásu, který se nazývá valenční. Elektrony jsou tam pevně vázány a mají omezenou možnost pohybu. Pokud získají určité množství energie, mohou přejít do vyššího energetického pásu, který se nazývá vodivostní. Ve vodivostním pásu se elektrony můžou pohybovat téměř volně, a tím se podílet na vedení elektrického proudu.



Obrázek 4.1: Porovnání energetických pásů izolantu, polovodiče a vodiče [40].

Mezi valenčním a vodivostním pásem jednotlivých materiálů se nachází energetická mezera (které se také říká *zakázaný pás*). U vodičů se zakázaný pás nenachází, proto elektrony do vodivostního pásu přechází samovolně. U izolantů je naopak velký (5 eV a více), proto za normálních podmínek nemohou vést proud. Zvyšováním teploty, kterým elektrony získávají energii, lze zakázaný pás překonat, může ale dojít k poškození

materiálu. U polovodičů je za normálních podmínek zaplněn valenční pás a elektrony z něj samovolně nepřecházejí. Pokud ale získají energii, která odpovídá šířce zakázaného pásu u polovodičů (přibližně 1 eV), mohou se podílet na vedení proudu ve vodivostním pásu a materiál se stává vodivým. V případě křemíku a germania odpovídá přítomnosti elektronu ve valenčním pásu existence kovalentních vazeb mezi jednotlivými atomy krystalu [21]. Struktura polovodiče také implikuje, co bude v polovodičových zařízeních nosič náboje. Tím, že elektron přejde z valenčního pásu do vodivostního, vznikne ve valenčním pásu pseudočástice s kladným nábojem, které se říká *díra*. Díra se do jisté míry chová jako nosič kladného náboje, protože může rovněž migrovat polovodičovým médiem. Pod vlivem elektrického pole se budou pohybovat v opačných směrech a přispívat k vedení náboje. Pravděpodobnost vzniku páru elektron-díra je dána vztahem [21]

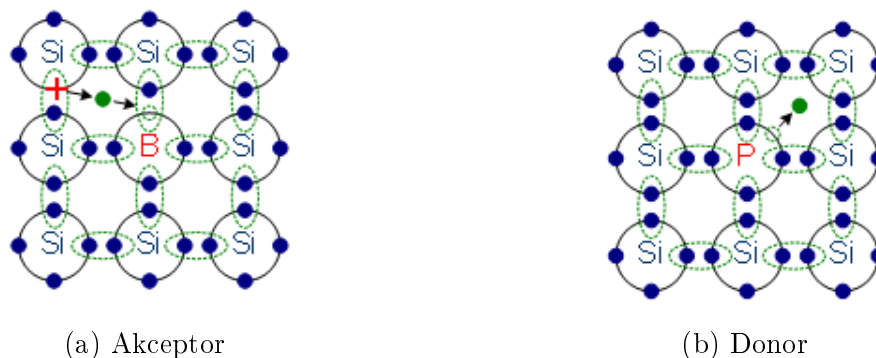
$$p(T) = CT^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E_g}{2kT}}, \quad (4.1)$$

kde C je konstanta proporcionality charakteristická pro daný materiál, T je absolutní teplota, E_g šířka zakázaného pásu a k je Boltzmannova konstanta. Z tohoto vztahu vyplývá, že pravděpodobnost vytvoření páru elektron-díra je závislá na poměru mezi energií zakázaného pásu a absolutní teplotou. Pro materiály s širokými zakázanými pásy je proto pravděpodobnost termální excitace malá a jsou izolátory. Bez aplikace vnějšího elektrického pole budou polovodiče vykazovat náhodný termální pohyb do ustavení rovnováhy [21].

4.1.1 Polovodič typu n a p

V čistém (tzv. instristickém) polovodiči je počet elektronů ve vodivostním pásu stejný jako počet děr ve valenčním pásu, jelikož vznikly společně prostřednictvím termální excitace. Ve skutečnosti ale takové čistoty nelze dosáhnout i přes to, že křemík a germanium jsou nejčistší dostupné materiály. Nečistoty, které budou nezbytně v materiálu přítomné, mohou být typu n nebo typu p . Například atom křemíku, který je v krystalové mřížce vázán se čtyřmi dalšími atomy, je nahrazen atomem nečistoty, která má více nebo méně valenčních elektronů.

Při přítomnosti atomů jiného prvku, který může vytvořit pět kovalentních vazeb (má pět valenčních elektronů), jsou čtyři vazby spotřebovány na vazbu se sousedními atomy křemíku a jeden elektron je vázán pouze slabě a může vést elektrický proud. Takové nečistotě se říká donor, jelikož materiálu věnuje jeden volný nosič náboje navíc. Tomuto elektronu neodpovídá žádná díra. Pokud tento typ nečistoty v materiálu převažuje, říká se mu *polovodič typu n* . Naopak, pokud místo křemíku v krystalové mřížce zaujme atom tvořící pouze tři kovalentní vazby, vznikne díra. Atomu se říká akceptor a materiálu, v němž tento typ nosičů náboje převažuje, *polovodič typu p* [21]. Efektem nečistot bude vznik další povolené hladiny uvnitř zakázaného pásu. V případě donoru vznikne blíž vodivostnímu pásu, v případě akceptoru blíž valenčnímu pásu. Jelikož je energie potřebná pro přechod z těchto mezistupňů do vodivostního pásu menší než u zbytku materiálu, je pravděpodobnost jejich ionizace vyšší. Mezi volnými nosiči náboje budou dominovat nečistoty nad elektron-děrovými páry vzniklými termální excitací vlastního polovodiče. Při identickém počtu akceptorů a donorů se jejich vliv vyrovná a materiálu se říká *kompensovaný*, protože vykazuje vlastnosti instristického polovodiče [21].



Obrázek 4.2: Nahrazení atomu křemíku v krystalové mřížce nečistotou typu akceptor a donor [40].

4.2 Detekce ionizujícího záření pomocí polovodičových detektorů

4.2.1 Ionizační energie

Principem detekce polovodičových detektorů je měření počtu elektron-děrových párů, které vzniknou průchodem záření objemem detektoru v okolí trajektorie částice záření. Experimentálně bylo dokázáno, že energie potřebná k tvorbě elektron-děrového páru (která se nazývá *ionizační*) nezávisí na druhu záření. Díky tomu je počet vzniklých párů přímo spojený s energií záření. Ionizační energie dále neovlivňuje ani atomy nečistot, v případě, že jich je v materiálu pouze zanedbatelné množství. Pak je z hlediska ionizační energie intristický materiál ekvivalentní polovodiči typu *n* i typu *p*. Výhodou polovodičových detektorů je, že ionizační energie potřebná k tvorbě elektron-děrového páru je nižší než v běžných plynových detektorech, kde se jedná o vznik páru elektron-ion. U křemíku je ionizační energie přibližně 3,6 eV, což je asi desetkrát méně. To tedy vede ke vzniku desetinásobku nosičů náboje, což zlepšuje poměr signálu vůči šumu [21], přibližně třikrát lepšímu rozlišení než mají plynové komory a dokonce sedmáctkrát lepšímu rozlišení než scintilátory [41]. Zajímavé je poznamenat, že šířka zakázaného pásu křemíku je pouze 1,1 eV, což zdánlivě nekoreluje s jeho ionizační energií. Tento jev je způsoben tím, že elektrony zpravidla přechází zespoda valenčního pásu do horní části vodivostního [41]. Ionizační energie germania je 2,9 eV, tedy o 0,7 eV nižší, což zajišťuje lepší rozlišení. Vzhledem k jeho vyššímu atomovému číslu (32) je také vyšší pravděpodobnost interakce γ záření, proto se k tomuto účelu hodí germaniové detektory více než křemíkové. Jejich největším problémem je ale malá šířka zakázaného pásu (pouze 0,66 eV), která způsobuje, že ji překonávají elektrony snáze termální excitací, čímž je zvýšen šum. Proto je nutné germaniové detektory chladit na teplotu 77°K.

4.2.2 Rekombinace a zachycení nosičů náboje

U polovodičových detektorů je žádoucí, aby vysoké procento elektron-děrových párů, které v materiálu vzniknou, bylo odvedeno prostřednictvím vnějšího elektrického pole na sběrnou elektrodu. Tomu brání procesy *rekombinace* a *zachycení*. Kromě nečistot typu akceptor a donor může být v materiálu přítomna ještě nečistota, která vytvoří

energetickou hladinu zhruba uprostřed zakázaného pásu. Takové nečistoty se nazývají hluboké a mohou to být například zlato, zinek nebo kadmium¹ [21]. Pokud se elektron nebo díra dostanou na tuto energetickou hladinu, mohou v ní být zachyceny tak dlouho, že už se po následném uvolnění nepodílí na měřeném pulzu. Tato nežádoucí nehomogenita materiálu může vzniknout i radiačním poškozením.

Dalším procesem, který snižuje počet měřitelných elektron-děrových párů, je rekombinace. Častěji než k přímé rekombinaci mezi dírou ve valenčním pásu a elektronem ve vodivostním pásu dochází k rekombinaci přes nečistotu, která funguje jako *rekombinační centrum*. Atom nečistoty nejprve zaplní elektronem přidanou energetickou hladinu, poté pohltí díru z valenčního pásu a ty procesem anihilace rekombinují. Tím se nečistota dostane do původního stavu a může provést další rekombinaci, čím snižuje měřitelný počet elektron-děrových párů. Tyto nežádoucí procesy mohou být potlačeny tím, že doba sběru náboje detektorem bude kratší (například obvyklých 10^{-7} - 10^{-8} s), než střední doba života nosičů náboje (10^{-5} s) [21].

4.2.3 P-N přechod

Základním stavebním prvkem polovodičových detektorů je P-N přechod, tedy rozhraní mezi polovodiči typu *n* a typu *p*. Nejjednodušším příkladem součástky na bázi P-N přechodu je *dioda*. Na rozhraní materiálů začne proces difúze, při kterém budou díry z materiálu typu *p* pronikat do materiálu typu *n* a naopak. Díry a elektrony budou rekombinovat na atomech nečistot. Elektrony vytvoří kovalentní vazbu na místě díry v atomu akceptoru a díry anihilují s přebývajícím elektronem donoru, takže vytvoří zónu, kde se nevyskytují téměř žádné volné nosiče náboje, které se říká *vyprázdňená* [21]. Tvoří ji tedy záporně nabitě ionty akceptorů na straně materiálu typu *p* a kladně nabitě ionty donorů na straně materiálu typu *n*. Tato asymetrie náboje způsobí vznik elektrického pole, které brání další difúzi. Vyprázděnou zónu mohou překonat pouze nosiče náboje s dostatečnou energií. Minimální proud tekoucí P-N přechodem, který je způsobený nosiči náboje získávajícími termální energii, se nazývá *temný*. Při průniku záření do vyprázdňené zóny vzniknou elektron-děrové páry a vytvoří měřitelný proud, způsobený migrací proti směru vlastního elektrického pole, vyšší než toto pozadí [21].

Reverzní napětí

Diodu sice lze využívat jako jednoduchý detektor, nebude ale dosahovat kýžených výsledků. Elektrické pole, které spontánně vznikne v oblasti kolem přechodu, není dost velké, aby vzniklé nosiče náboje nebyly ztraceny rekombinací a zachycením. Jeho charakteristiky se zlepší při aplikaci vnějšího napětí. Přivedením kladného napětí na stranu polovodiče typu *p* jsou volné díry odpuzovány směrem k vyprázdňené zóně. Na druhé straně přechodu jsou elektrony odpuzovány od připojeného záporného napětí a vyprázdňená zóna se tím zmenší. V tomto směru zapojení, který se nazývá *propustný*, získá potřebnou energii k překonání vyprázdňené zóny mnohem více nosičů náboje a přechodem poteče proud. V opačném (*závěrném*) směru zapojení jsou volné díry i elektrony přitahovány směrem od vyprázdňené zóny a tím ji zvětší. Pak P-N přechodem neprochází téměř žádný proud, což je žádoucí, jelikož záření, které do zóny pronikne, způsobí velkou změnu napětí oproti normálnímu stavu [21].

¹Tento nežádoucí jev způsobuje i objemové poškození materiálu radiací.

Z těchto důvodů je žádoucí, aby byla vyprázdněná zóna co nejširší, čehož se dosahuje aplikacím vyššího reverzního napětí. Existuje ale mez, kdy už by další zvýšení proudu vedlo k destrukci materiálu. Ideální podmínky pro detekci záření jsou v případě, že před dosažením této kritické meze dojde k úplnému vyprázdnění oblasti. Tento detektor se nazývá *zcela vyprázdněný* a je ideální pro detekci ionizujícího záření [21].

4.2.4 I-V a C-V charakteristiky

I-V charakteristika, neboli charakteristická křivka proudu a napětí, definuje proud tekoucí polovodičovými součástkami v elektrickém obvodu při daném aplikovaném napětí. Jak už bylo popsáno výše, proud teče samovolně P-N přechodem pouze pokud je zapojen v propustném směru. V tomto zapojení je šířka vyprázdněné oblasti minimální a je závislá na materiálu. U křemíku je to 0,7 V, u germania 0,3 V. Při vnějším napětí menším, než je vnitřní bariéra daného materiálu, poteče součástkou pouze malý proud. Při dosažení této meze, která se nazývá *koleno*, se proud extrémně zvýší, jak je demonstrováno na Obr. 4.3.

V závěrném směru je šířka vyprázdněné oblasti velká a samovolně ji majoritní nosiče náboje téměř nepřekonávají. Minoritní nošiče, kterých je v materiálu pouze malé množství, ale způsobují malý proud, který součástkou poteče stále. Při zvyšování vnějšího napětí dojde k velmi mírnému zvýšení tohoto proudu, ale po krátkém čase dojde k nasycení, kdy přechodem teče maximální množství minoritních nosičů. Další zvyšování vnějšího napětí už nemá žádný efekt až po dosažení bodu, který se nazývá *breakdown*, kdy dojde k "proražení" přechodu a začne jím téct proud [42].

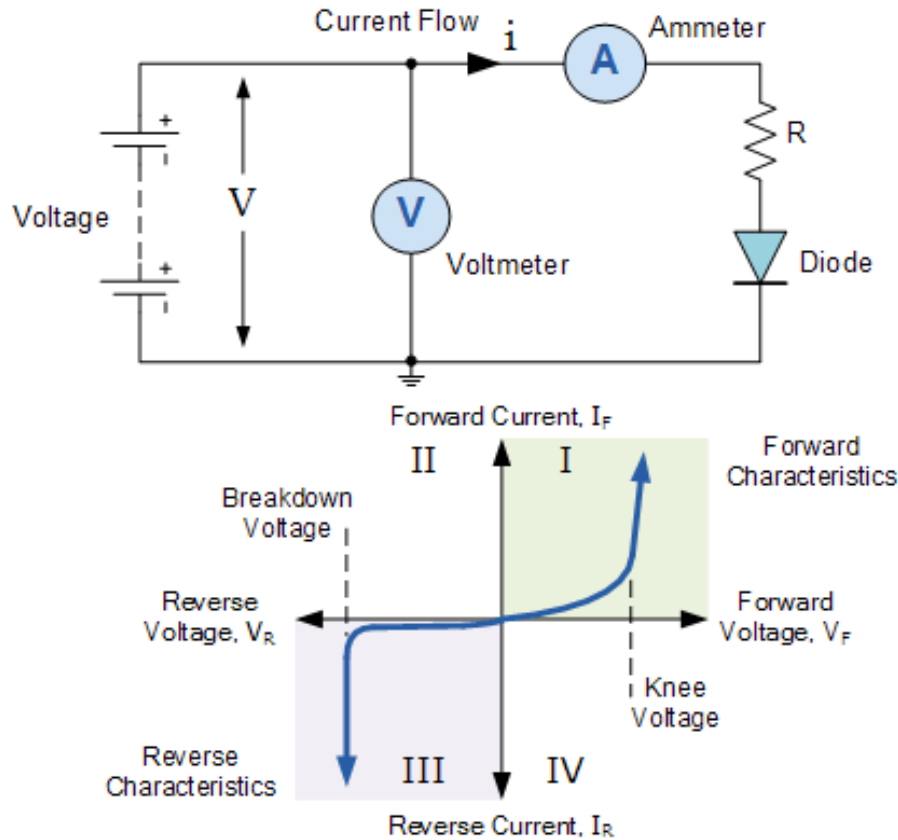
Vztah mezi aplikovaným napětím a kapacitou P-N přechodové součástky se nazývá C-V charakteristika a je důležitá pro určení napětí, kdy dojde k úplnému vyprázdnění oblasti přechodu, což je mód, ve kterém je provozována řada zařízení, jak už bylo zmíněno. Pro přehlednost se zpravidla využívá závislosti kvadrátu kapacity C^2 na aplikovaném vnějším napětí. C^2 v závěrném zapojení přechodu nejprve lineárně roste do bodu, kde dojde k úplnému vyprázdnění přechodové oblasti a se zvyšujícím se napětím už logicky nelze vyšší kapacity dosáhnout. Křivku této závislosti zobrazuje Obr. 4.4. Stojí za zmínku, že toto měření je závislé na frekvenci a teplotě, jak z přiloženého obrázku rovněž vyplývá.

4.3 Druhy polohově citlivých polovodičových detektorů a princip jejich funkce

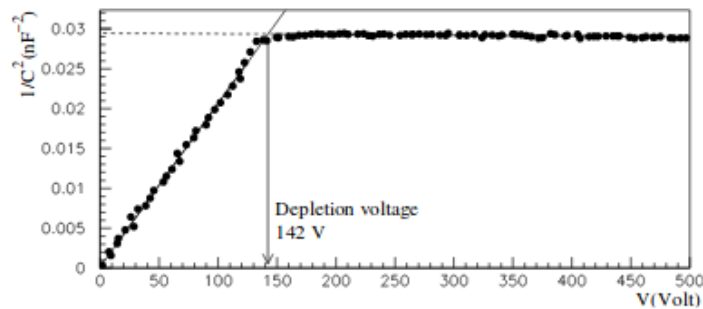
Nejpoužívanějšími detektory, které jsou kromě detekce energie schopné určit i polohu interakce dopadajícího záření, jsou plynové detektory a křemíkové polovodičové diodové detektory. V porovnání s prvním jmenovaným typem jsou polovodiče kompaktnější a mají vyšší brzdnou schopnost. V konstrukci těchto zařízení existuje několik přístupů, z nichž některé popíši v následující kapitole [21].

4.3.1 Mikrostripové detektory

Mikrostripový detektor se skládá z mnoha rovnoběžných páskových elektrod s implanty, z nichž každá funguje jako samostatná detekční jednotka. Po interakci částice se v objemu detektoru vytvoří elektron-děrové páry, které se začnou pohybovat k příslušným



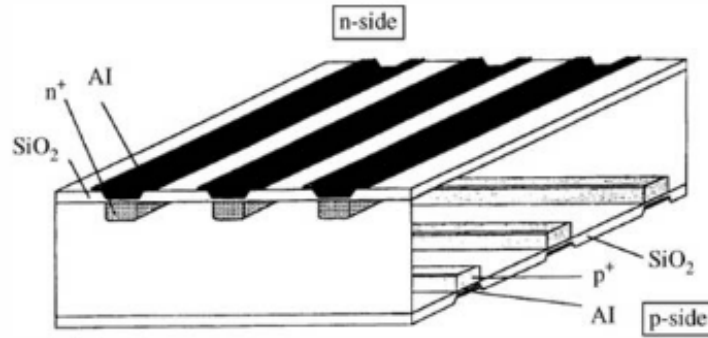
Obrázek 4.3: I-V charakteristika součástky na principu P-N přechodu. Pravý horní kvadrant představuje propustné zapojení a levý dolní závěrné [42].



Obrázek 4.4: C-V charakteristika součástky na principu P-N přechodu měřená při frekvenci 100 Hz a -18°C [43].

elektrodám. Signál bude ale získán pouze ze stripů (proužků), v nichž bylo nasbíráno dostatečné množství párů. U částic s krátkým dosahem půjde konkrétně o jeden strip. U částic s vyšším dosahem lze interpolací několika signálů získat polohu středu interakce. Typické rozměry stripů jsou v řádu desítek mikrometrů, což určuje rozlišení celého detektoru [21].

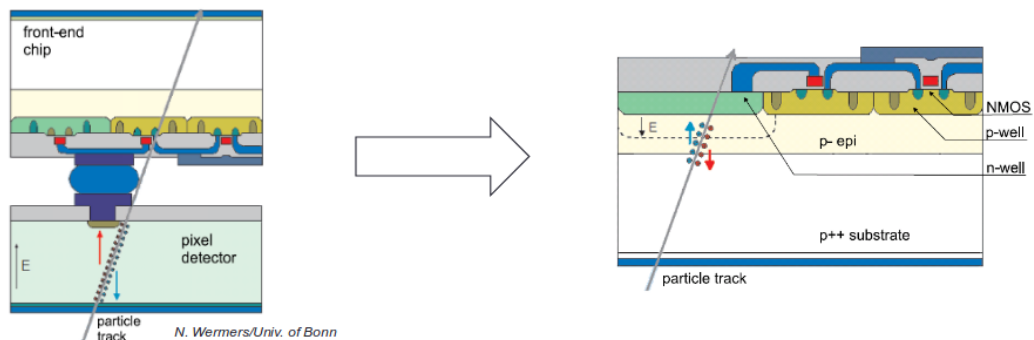
Stejnou technikou na opačné straně detektoru lze získat nezávislé souřadnice v druhém rozměru. Stripy jsou instalovány kolmo na ty v přední vrstvě. Tato konfigurace, jejíž schéma je zobrazeno na Obr. 4.5, se nazývá *double-sided*, tedy oboustranná [21].



Obrázek 4.5: Schéma stripového polovodičového detektoru s oboustrannou konfigurací [21].

4.3.2 Pixelové detektory

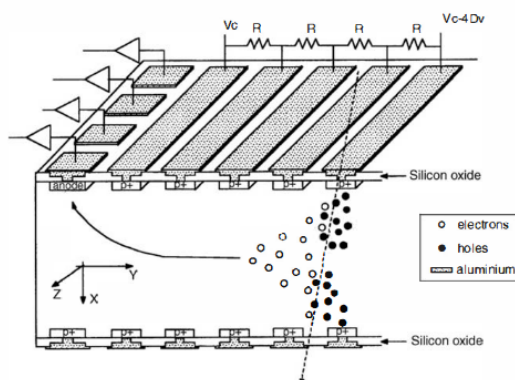
Pixelový detektor je druh polovodičového detektoru, jehož plochu tvoří mřížka jednotlivých detekčních elementů (pixelů), které jsou menší než milimetr a jsou od sebe vzájemně elektricky izolované [21]. Samotný název *pixel* pochází ze spojení slov *picture element*, pramenící z faktu, že velikost tohoto elementu odpovídá granularitě detekovaného obrazu. Malé rozměry detekčních jednotek zajišťují menší zbytkový proud (a tím šum) v porovnání s mikrostripovými detektory. U zařízení takto malých rozměrů je největší výzvou vyčítání signálu. Instalace samostatné vyčítací elektroniky pro každý pixel je možná pouze pro pixely dostatečných rozměrů. Zpravidla se proto používá technologie, kdy je vyroben vyčítací čip stejných proporcí jako detekční vrstva. Mezi vrstvami se nachází miniaturní indiové nebo cínové sférické spoje, z nichž každý představuje elektrický kontakt mezi segmentovanou senzorovou vrstvou a vyčítací elektronikou. Tato technologie se nazývá *hybridní*. Dalším druhem křemíkových detektorů jsou *monolitické* pixelové detektory, které jsou předmětem této práce. Obsahují obě vrstvy v jedné struktuře, což přináší řadu výhod (například nižší cenu), ale i technologických problémů vyplývajících z odlišných rezistivit obou materiálů [21].



Obrázek 4.6: Schéma hybridního a monolitického pixelového detektoru [44].

4.3.3 Driftové detektory

U driftových polovodičových detektorů je prostorového rozlišení dosaženo pomocí času migrace elektronu k anodě. Anoda se nachází na okraji mřížky, takže se elektron, který vznikne v objemu zařízení, pohybuje rovnoběžně s povrchem, dokud na ni nedorazí. Čas k tomu potřebný je úměrný vzdálenosti anody od místa jeho vzniku. I u tohoto typu detektoru existuje více konfigurací. Jedna z nich se nazývá *lineární*. Elektrické pole, které určuje směr driftu elektronů, je vytvořeno rovnoběžnými hliníkovými proužky. Dále existuje *cylindrická* konfigurace, ve které se anoda nachází ve středu a elektrické pole formují soustředné kruhy [21].



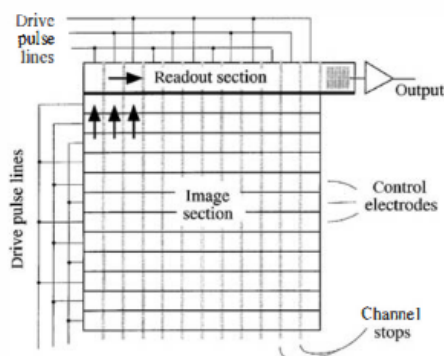
Obrázek 4.7: Schéma driftového polovodičového detektoru se stripovou konfigurací [21].

4.3.4 Charge-coupled Devices

Charge-coupled devices (*CCDs*) vyvinuté v sedmdesátých letech byly primárně určené pro detekci viditelného světla, proto je lze nalézt v optických přístrojích, fotoaparátech apod. Pro účely detekce radiace mimo viditelné spektrum slouží takzvané *scientific CCDs*, tedy vědecké *CCDs*. Strukturu těchto zařízení tvoří mřížka citlivých buněk, z nichž každá je jednou MOS (metal-oxide-silicon) elektrodou, pod kterou se nachází potenciálová jáma. Elektrony uvězněné v potenciálové jámě jsou poté postupně vyčítány pomocí aplikace kladného napětí na elektrody směrem k okraji zařízení. Jedna řada těchto detekčních jednotek se nazývá *lineární CCD*. Umístěním několika lineárních zařízení vedle sebe vzniká mřížka, kde vyčítání probíhá dvoufázově. Z každé řádky jsou elektrony přivedeny nejprve na její okraj, kde proběhne vyčítání v kolmém směru, jak je vidět na schématu Obr. 4.8 [21].

4.4 Charakteristiky polovodičových detektorů

K úplnému popisu polovodičových detektorů je třeba znát charakteristiky, které umožní porovnávat jejich vlastnosti a najít případné problémy. Mezi charakteristiky, které jsou předmětem této práce, patří zbytkový proud, změny vnějšího napětí, doba formování pulzu a pro naše účely klíčové radiační poškození, jemuž je věnována zvláštní sekce.



Obrázek 4.8: Schéma vyčítacího mechanismu dvojrozměrného CCD [21].

4.4.1 Zbytkový proud

Bez přítomnosti záření poteče P-N přechodem nepřetržitě malý závěrný proud závislý na velikosti plochy přechodu, teplotě a dalších specifických podmínkách. Jedním z nejdůležitějších faktorů, které ho ovlivňují, je přítomnost minoritních nosičů náboje. V materiálu typu p , kde jsou majoritními nosiči náboje díry, je stále určité množství volných elektronů. Stejně tak se v materiálu typu n vyskytují volné díry. Minoritní nosiče náboje se pod vlivem elektrického pole budou chovat opačně než majoritní. V případě reverzního napětí jsou tedy přitahovány směrem k vyprázdněné oblasti a mohou způsobit část pozorovaného zbytkového proudu, i když se zpravidla nejedná o jeho hlavní zdroj [21].

Dalším zdrojem je termální generace elektron-děrových párů, které se dá zabránit pouze chlazením materiálu. Z tohoto důvodu jsou germaniové detektory používány za snížené teploty. Křemíkové detektory mají termální generaci dostatečně nízkou, aby bylo možné jejich použití i za pokojové teploty [21]. Zároveň může zbytkový proud sloužit jako kontrola očekávaného chování detektoru. Za normálních okolností, například konstantní teploty, je závěrný proud rovněž konstantní, proto jeho změny mohou indikovat například snížení energetického rozlišení. Používá se rovněž k monitorování radiačního poškození [21].

4.4.2 Změny vnějšího napětí

Při nízkých hodnotách intenzity elektrického pole, kdy je driftová rychlost nízká a tudíž doba transportu dlouhá, se zvyšuje pravděpodobnost, že volný nosič náboje rekombinuje nebo bude zachycen. Sběr nosičů náboje tedy není kompletní a projeví se ve snížení amplitudy a prodloužení trvání proudového pulzu. Počet nezapočítaných nosičů náboje se sníží se zesílením elektrického pole. Postupným zvětšením je dosaženo bodu, kdy se téměř všechny vzniklé elektron-děrové páry podílí na výsledném signálu. Takový stav se nazývá *nasycený*, kdy výška pulzu už není ovlivněna dalším zesilováním pole a nastává, pokud je aplikované reverzní biasovací napětí větší než napětí nutné pro úplné vyprázdnění. V případě měření jednoho typu záření o stejné energii je možné detektor užívat i mimo nasycenou oblast, jelikož počet rekombinovaných a zachycených nosičů náboje bude přibližně konstantní s každou interagující částicí. Jinak je potřeba aplikovat dostatečně silné napětí, aby bylo nasycení dosaženo [21].

4.4.3 Doba formování pulzu

Polovodičové detektory se řadí mezi detektory záření s nejrychlejší odezvou. Dobu formování pulzu ovlivňují zejména doba migrace nosičů náboje a prodleva spojená s plazmatickými efekty při průniku těžké nabitě částice. Doba migrace nosičů náboje odpovídá času, za který se od místa vzniku dostanou na kraj vyprázdněné oblasti. Nejrychlejší migraci tedy vykazují detektory s úzkými vyprázdněnými oblastmi a s elektrickými poli s velkou intenzitou. Tyto dva faktory jsou ale protichůdné - zvyšující se napětí, které urychluje nosiče náboje a zkracuje tak čas migrace zároveň zvětšuje šířku vyprázdněné oblasti, čímž migrujícím nosičům náboje prodlužuje dráhu. Rychlost, se kterou se nosiče náboje pohybují, se rovněž v rámci objemu vyprázdněné oblasti mění kvůli jejím nehomogenitám. U zcela vyprázdněných detektorů je situace jednodušší, protože je šířka vyprázdněné oblasti určena šířkou samotného zařízení. Zvyšováním vnějšího napětí je tedy čas migrace nosičů náboje zkracován [21].

Plazmatické efekty se objevují při průchodu těžkých nabitých částic, jako jsou α částice a jiné ionty. Hustota volných nosičů náboje, které vzniknou při průchodu těchto částic, bude tak velká, že vytvoří "mrak" podobný plazmě stínící elektrické pole v polovodiči. Elektrické pole v takovém případě bude působit pouze na nosiče náboje ve vnější vrstvě mraku, proto bude probíhat jeho postupná eroze. To samozřejmě způsobuje prodlevu ve sběru nosičů náboje, která je v řádu i desítek nanosekund [21].

4.5 Radiační poškození

Při klasické interakci záření s materiálem detektoru je ionizací vytvořen elektron-děrový pár. Záření poté interaguje za tvorby dalších párů do úplného zastavení či opuštění objemu detektoru. Takové chování nezpůsobí obvykle žádné poškození, může být ale doprovázeno jinými procesy ztráty energie, které nejsou spojeny s ionizací a mohou vést k nevratným změnám v materiálu polovodiče. Tento jev je obzvláště důležitý u těžkých nabitých částic a neutronů, kterým je detektor například v kosmickém prostředí nezdědky vystaven. Efekty záření můžeme rozdělit na efekty v objemu detektoru a na jeho povrchu [21].

Jedním z efektů v objemu detektoru je vytvoření defektu Frenkelova páru – dislokace a vakance v krystalové mřížce křemíku. Při předání energie nejméně 25 eV atomu křemíky může dojít k přemístění tohoto atomu do jiné pozice v krystalové mřížce. Díra (vakance), která v mřížce vznikne, i samotný atom (dislokace) poté představují potenciální místo zachycení volných nosičů náboje. Takovýmto poškozením se říká *bodové*. Minimální kinetická energie, kterou částice musí mít, aby toto poškození způsobila, se pro jednotlivé druhy částic značně liší. Aby elektron přenesl energii 25 eV, jeho kinetická energie by musela být nejméně 260 keV. U těžšího neutronu je energie více než tisíckrát menší - 180 eV. Zvláště těžké nabitě částice mohou způsobit poškození ve větším objemu detektoru najednou. Jde pak o tzv. klastr [21].

Dalším efektem může být inverze typu materiálu z n na p . Tento efekt byl pozorován u vysokorezistivního křemíku typu n vystaveného rychlým neutronům a vysokoenergetickým částicím s tokem přibližně $10^{13}/\text{cm}^2$. Koncentrace akceptorů se s dobou ozáření zvyšuje až do bodu, kdy převáží nad donory a z materiálu se stává typ p [21].

Poškození na povrchu detektoru je velmi závislé na konkrétním druhu polovodičového detektoru. S efekty ionizačního poškození na povrchu je spojený zejména nárůst

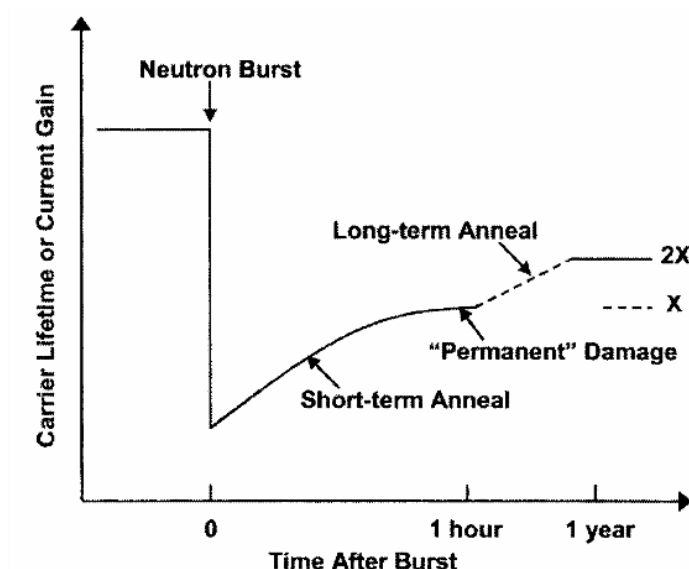
zbytkového proudu, který se negativně odráží v energetickém rozlišení detektoru z důvodu statistických fluktuací toku elektronů protékajícího proudem. Největší poškození povrchu detektoru vzniká ve vysokorezistivním substrátu, kde se díry zachytí na rozhraní křemíku a oxidu křemičitého a vytvoří oblasti kladného náboje. V p -substrátu s n -implanty tím vzniknou vodivé cesty a parazitní tranzistory [21].

Ačkoliv některé z defektů způsobených radiací mohou po delším čase samy vymizet, většina z nich je trvalá [21].

4.5.1 Vliv ionizujícího záření na elektroniku

Efekty vyvolané ionizujícím zářením rozdělujeme na kumulativní, způsobené dlouhodobým ozářením, a jednorázové, kdy jedna či více částic penetruje elektroniku. Proniknutí jedné částice do systému nemusí mít žádné důsledky, může ale vést i k trvalému poškození.

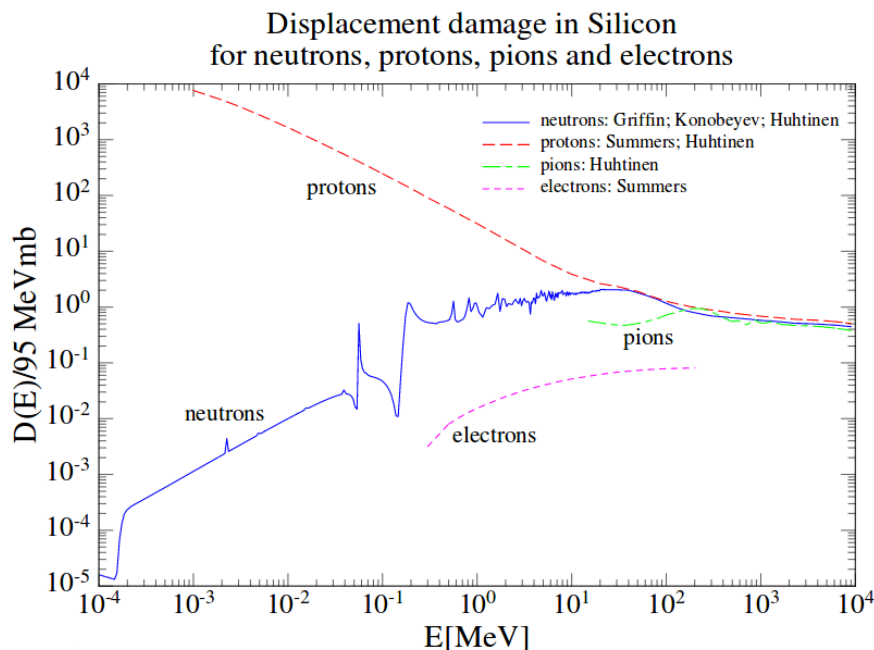
Mezi kumulativní efekty patří *Total Ionising Dose* (TID), jejíž efekty mohou být například změny prahových napětí tranzistoru v čípech detektoru, s nimi spojený zbytkový proud, změny jeho časových charakteristik nebo propojení detekčních kanálů ve vysokorezistivních senzorech. Tomuto druhu poškození se dá částečně předejít aplikací stínění, zejména pro protony o nízkých energiích a elektrony [45]. Po skončení ozáření začíná proces nazývaný se *annealing*, kdy jsou jeho některé efekty potlačeny. Annealing může být podpořen vyšší teplotou, protože zejména objemové poškození se za pokojové teploty napraví jen částečně [45, 46].



Obrázek 4.9: Doba života nosičů náboje, případně zisk proudu v závislosti na čase, který uběhl od ozáření. Je patrné, že do jedné hodiny dojde k částečnému vymizení defektů na mez trvalého poškození, jež ale může být překročena dlouhodobým annealingem [46].

Kumulativní neionizační poškození *Displacement Damage* (DD) je jedním z objemových defektů a je způsobené protony, elektrony a neutrony. Přesunutím atomů v rámci krystalové mřížky materiál degraduje a mohou se objevit efekty podobné TID. Ke kvantifikaci DD se užívá jednotky NIEL (nonionizing energy loss) škálované k DD vytvořenému neutrony o energii 1 MeV [45]. Elektrony způsobující tento typ poškození

mají energie vyšší než 150 keV a vyskytují se v radičních páslech Země. Pro protony je potřebná energie vyšší, asi 1 MeV, kterou disponují protony rovněž v radičních páslech, ale i SPE. Energie potřebná k vyvolání poškození se liší v závislosti na zařízení, u kterého k němu dochází. Například pro solární články jsou energie potřebné k DD vyšší [45]. Stejně jako u TID lze pozorovat postupné vymizení defektů (annealing), které je podpořeno zvýšenou teplotou. Okamžité zlepšení je vidět v řádu hodin, k dosažení vyššího stupně regenerace jsou ale třeba roky, viz Obr. 4.9 [46].



Obrázek 4.10: *Displacement Damage* v křemíku pro protony, neutrony, piony a elektrony v závislosti na energii [47].

Jednorázové efekty (*Single Event Effect* - SEE) způsobují zejména těžké nabitě částice přímou či nepřímou ionizací. Efekty mohou být takzvaně měkké, jako jsou chyby ve vyčítání detektoru a chyby v paměti. Takzvaný "bit flip", který patří mezi *Single Event Upsets* (SEUs), je změna stavu digitálního obvodu, například paměťové buňky. Jelikož nemá žádné trvalé následky, jde o chybu měkkou, ale vede k degradaci informace, kterou detektor poskytuje. *Single Event Transient* (SET) je dočasná změna v úrovni signálu v elektronickém obvodu.

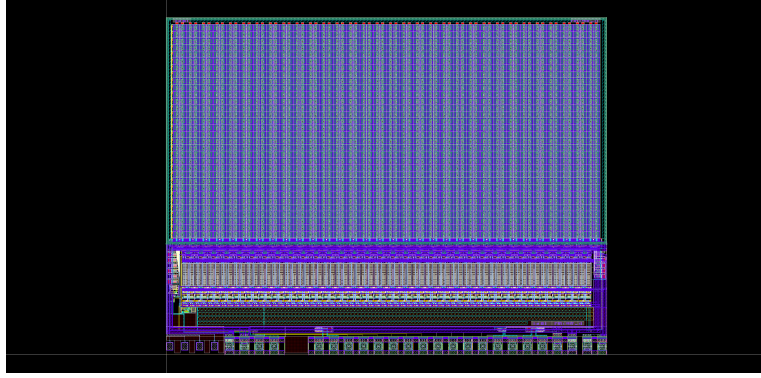
Tvrdé chyby představuje *burn-out* (vyhoření). Energie částic způsobující problematické SEE je vyšší než u DD. U protonů jde o energie vyšší než 10 MeV, které se ale rovněž vyskytují v radičních páslech a v slunečním kosmickém záření. Těžké ionty jsou obsaženy v galaktickém kosmickém záření, jehož hlavním efektem na elektroniku jsou právě SEE [1, 45].

5 Charakteristika detektoru X-CHIP03

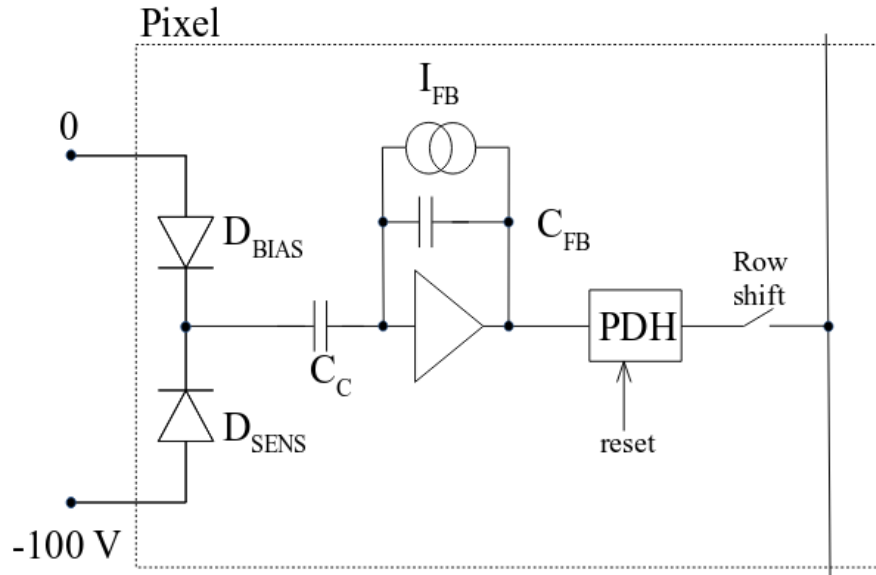
Praktická část této práce se zabývá konkrétním monolitickým pixelovým detekčním čipem X-CHIP03, který byl vyvinutý na FJFI ve spolupráci s komerčním sektorem. Byla na něm provedena série testů za účelem ověření jeho vlastností pro potenciální vesmírné aplikace. Na urychlovači Tandetron, který se nachází na pracovišti Ústavu jaderné fyziky AV ČR v Řeži, byla otestována odolnost vyčítací elektroniky vůči bit flipům (viz sekce 4.5.1) při interakci s vysokoenergetickými protony a ionty, jak bude popsáno dále. Na pracovišti Centra aplikované fyziky a pokročilých detekčních systémů na FJFI byla měřena odezva detektoru při interakci s fotony ^{55}Fe .

5.1 Popis detektoru X-CHIP03

X-CHIP03 je čip monolitického pixelového detektoru primárně určený pro detekci záření a pokročilé dozimetrické aplikace. Je tvořený 64×64 pixely se vzdáleností středů $60 \mu\text{m}$ a jeho citlivá oblast je $3,84 \times 3,84 \text{ mm}^2$. X-CHIP03 lze používat ve dvou módech. První z nich je *hit counting mode*, který slouží k počítání jednotlivých zásahů detektoru částicí a je určen zejména pro účely detekce záření. Detektor počítá zásahy s energií nad určitou hranicí a po definovaný čas, které nastavuje uživatel. Druhý je *ADC mode* určený pro měření energie deponované částicí v pixelu. Na základě této informace lze zrekonstruovat tvar *clusteru*, a dále ze signatury energetické depozice identifikovat původní částici. Schéma jednoho pixelu čipu je zobrazeno na Obr. 5.2 a rozložení komponent nového čipu SpacePix na Obr. 5.1.



Obrázek 5.1: Návrh nového detektoru SpacePix, který byl vyvinut na základě detekčního čipu X-CHIP03. V horní části obrázku se nachází 64×32 pixelů. Každé dva sloupce pixelů mají své ADC převodníky, které jsou na obrázku pod plochou pixelů. Pod nimi se nachází registry vyčítání a bondovací pady.



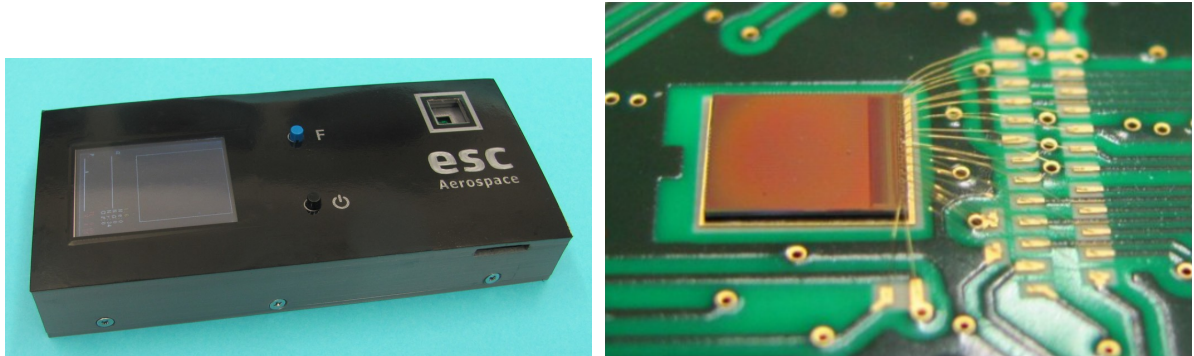
Obrázek 5.2: Schéma jednoho pixelu detekčního čipu X-CHIP03. Signál vzniká v diodě D_{sens} , kde se přes vazební kondenzátor C_c šíří do nábojově citlivého zesilovače a obvodu PDH.

Pixel tvoří dvě diody, z nichž jedna je určena přímo na detekci, druhá *biasovací* dioda, funguje jako omezovač proudu. Jelikož závěrné napětí druhé diody je přibližně $-0,7$ V, je nutné mít v obvodu oddělovací kondenzátor, za kterým bude již napětí nulové (odstaněním stejnosměrné složky). Detekční čip je vyroben na substrátu typu *p*, tudíž využívá sběru elektronů na anodu, díry se k detekci nevyužívají. Z tohoto důvodu bude signál, který vznikne po průchodu částice detekčním objemem a sběru vzniklých elektronů, záporný. Následně je signál zesílen nábojově citlivým zesilovačem, který tvoří tranzistory v kaskádovém zapojení, podle vzorce

$$U_{out}(t) \approx \frac{1}{C_{FB}} \int_0^t I_{in}(t) dt, \quad (5.1)$$

kde I_{in} je vstupní proudový pulz a C_{FB} je kapacita kondenzátoru ve zpětné vazbě zesilovače. Napětí na jeho výstupu vzroste úměrně velikosti proudového pulzu a pomocí proudového zdroje ve zpětné vazbě je vybito, aby mohly být detekovány další částice a předešlo se *pile-up*¹, nebo pokud detekovaný signál pochází z pozadí. Maximální napětí ze zesilovače je zaregistrováno *peak detector-hold* (PDH) obvodem, který drží toto maximum po dobu nutnou k vyčtení a digitizaci signálu. K vyčtení má každý řádek k dispozici vlastní 10-bitový analogově-digitální převodník (ADC). Vyčítání probíhá po jednom pixelu, po něm následuje reset individuálního PDH.

Fotografie technologického demonstrátoru detekčního zařízení a čipu X-CHIP03 jsou na Obr. 5.3.



Obrázek 5.3: Vlevo: Technologický demonstrátor detekčního zařízení obsahující X - CHIP03 vyvinutý na FJFI ve spolupráci s komerčním sektorem. Vpravo: Detekční čip X - CHIP03 vyvinutý na FJFI.

5.2 Charakterizace čipu v laboratoři CAPADS

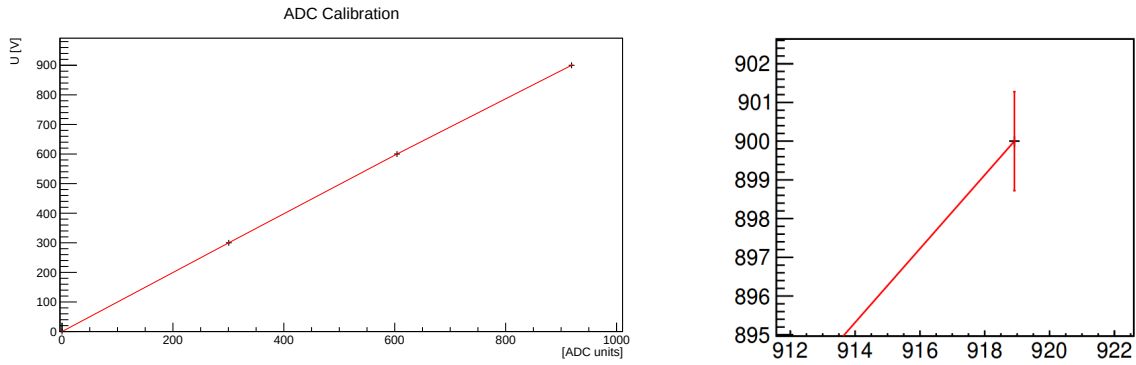
5.2.1 Měření pozadí

První část testování probíhala bez signálu ze zářičů, bylo tedy měřeno pouze pozadí (piedestál). Tato data byla použita k analýze několika charakteristik detekčního čipu. Při všech měřeních byla senzorová část čipu biasovaná napětím - 100 V.

Kalibrace analogově digitálního převodníku

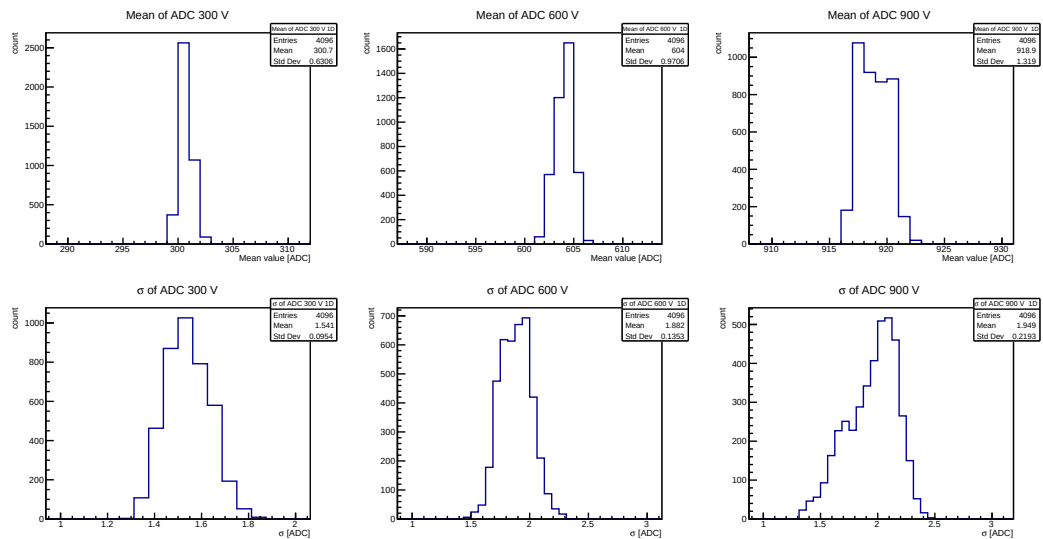
Jako jednotka některých charakteristik čipu, jak bude ukázáno dále, se používají takzvané *ADC units*, tedy jednotky analogově digitálního převodníku (ADC). Tato jednotka je charakteristická pro každý detektor. Jde o binární hodnotu po digitalizaci amplitudy maximálního napětí v pixelu. Cílem tohoto testu bylo ADC zkalibrovat, tedy zjistit závislost odezvy ADC na přiloženém napětí. V případě X-CHIP03 bylo zamýšleno, aby 1024 ADC units odpovídalo 1024 mV. Skutečná závislost je zobrazena na Obr. 5.4.

¹Pile-up je situace, kdy do detektoru přichází další signál v momentě, kdy ještě neproběhlo vyčtení přechozího.

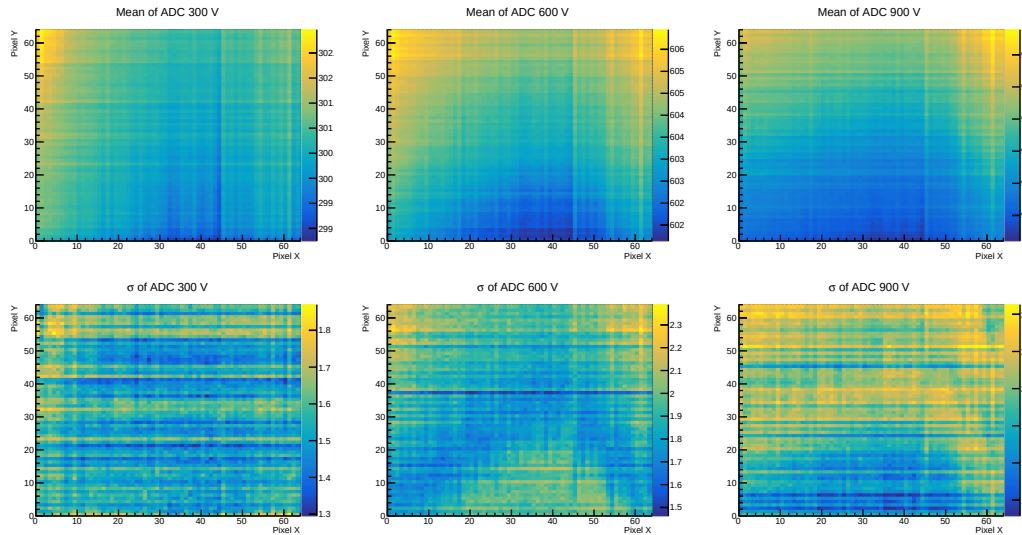


Obrázek 5.4: Závislost odezvy ADC na přiloženém napětí pro hodnoty 0, 300, 600 a 900 mV. Závislost je lineární a má požadované parametry. Dále je zobrazen detail jednoho z bodů kalibrace. Neurčitost přiloženého napětí je 5 mV, neurčitost odezvy ADC tvoří směrodatná odchylka jejího rozdělení v 1000 měřeních.

Lineární odezva ADC je demonstrována i jednorozměrnými a dvourozměrnými histogramy jednotlivých měření na Obr. 5.5 a 5.6. Na dvourozměrných histogramech lze vidět okrajové efekty čipu.



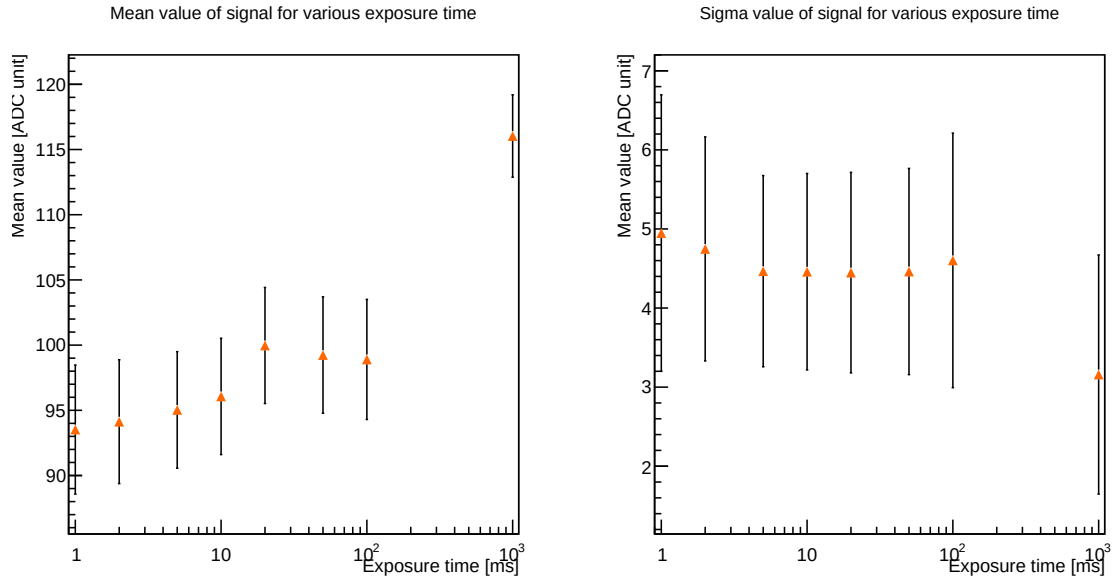
Obrázek 5.5: Jednorozměrné histogramy středních hodnot pro každý pixel z 1000 měření. Střední hodnota a směrodatná odchylka každého pixelu byla použita pro vytvoření Obr. 5.4.



Obrázek 5.6: Dvojměrné histogramy jednotlivých měření, kde jsou znázorněny odchylky vlastností pixelů v pixelové matici. Názorně je demonstrován gradient o velikosti 1-2 ADC units.

■ Závislost střední hodnoty pozadí na délce expozice

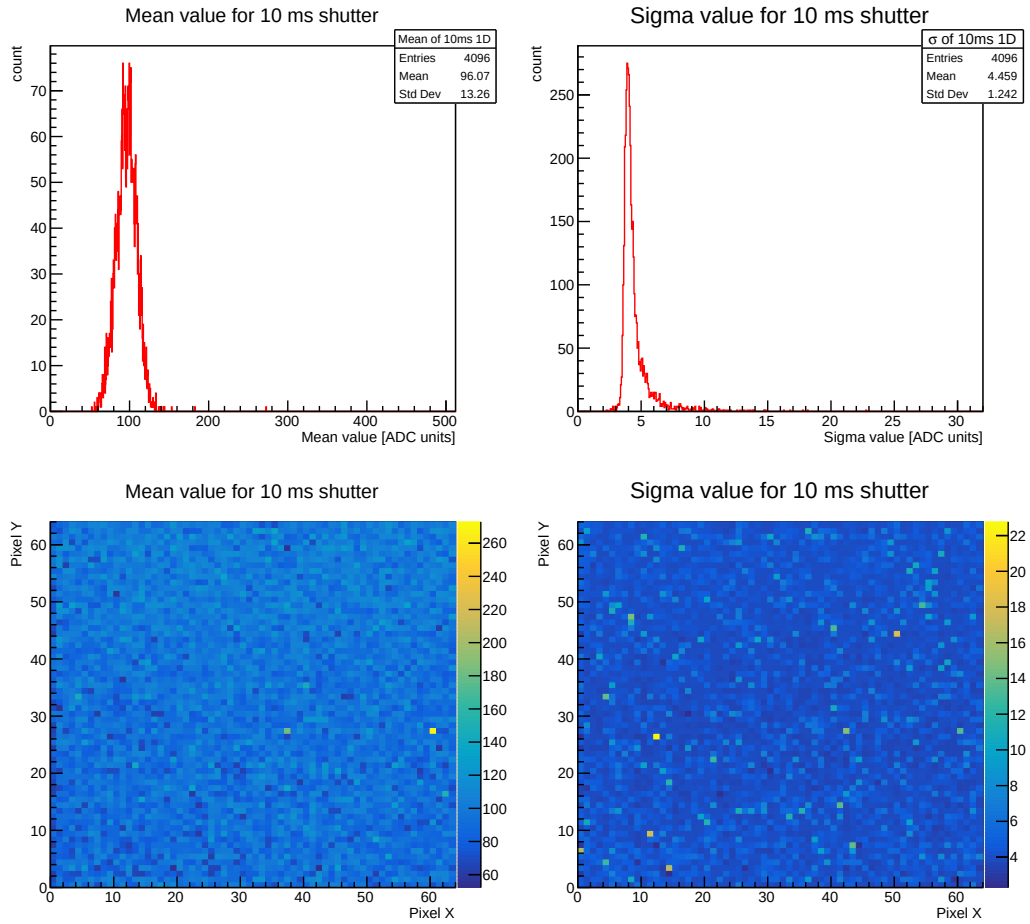
Na pracovišti Centra aplikované fyziky a pokročilých detekčních systémů bylo změřeno pozadí (pedestál) po různě dlouhou dobu expozice. Cílem tohoto měření bylo zjistit, jak se změní střední hodnota signálu a její směrodatná odchylka s dobou expozice. Za tímto účelem bylo provedeno měření sběrem dat tisíců framů a jejich zprůměrování s dobou expozice 1, 2, 5, 10, 20, 50, 100 a 1000 ms. Z Obr. 5.7 vyplývá, že požadavek na měření s expoziční dobou 1 s X-CHIP03 skutečně naplňuje. Lze obecně říci, že odezva detektoru je konzistentní mezi jednotlivými akvizicemi dat a pixely (až na výjimky v řádu promile z celého čipu) se vyznačují malým rozptylem detekčních parametrů.



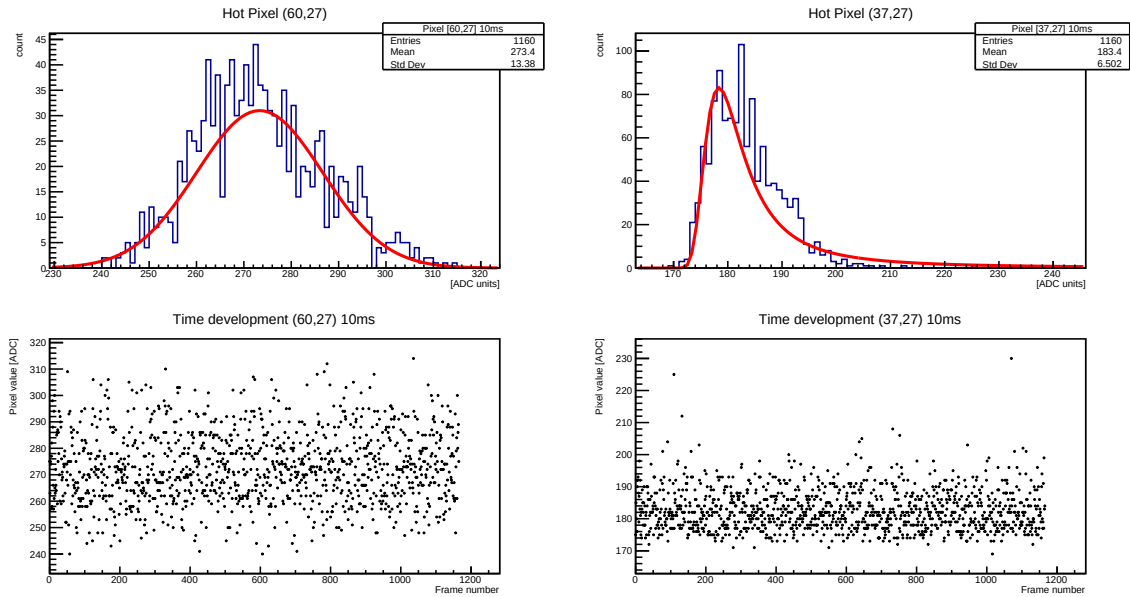
Obrázek 5.7: Střední hodnota a směrodatná odchylka pozadí všech pixelů pro různé časy expozice. Směrodatná odchylka představuje rozptyl pozadí jednotlivých pixelů a vůči střední hodnotě je její hodnota malá. Error bary představují směrodatnou odchylku střední hodnoty daného měření. Pro nejdelší dobu expozice se objevuje efekt malého zvyšování piedestálu.

■ Studium pixelů s vysokou střední hodnotou a směrodatnou odchylkou

Na výsledcích měření pozadí v laboratoři je možné demonstrovat kvalitu detekce jednotlivých pixelů. Na Obr. 5.8 je zobrazena střední hodnota a směrodatná odchylka signálu pro dobu expozice 10 ms. Na grafech zobrazujících střední hodnotu signálu lze názorně ukázat takzvané *horké pixely*. Jde o pixely, které vykazují vyšší amplitudu piedestálu vzhledem k okolním pixelům nezávisle na podmínkách měření. Tyto pixely byly proto dalším předmětem zkoumání.

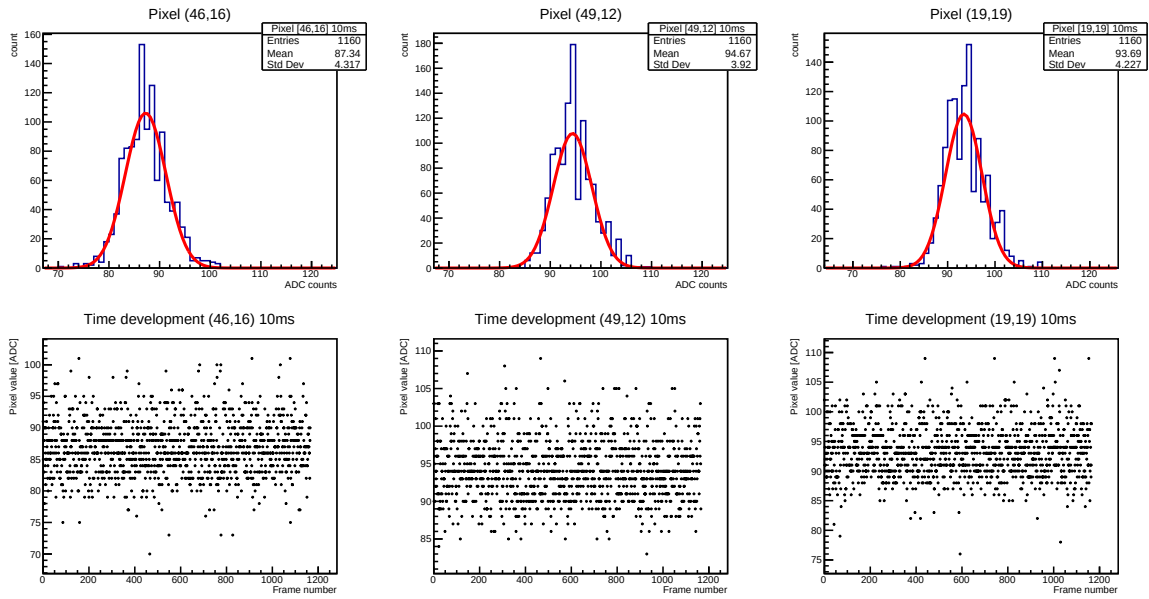


Obrázek 5.8: Vlevo nahoře: rozdělení středních hodnot piedestálu pro každý pixel, získané z 1160 měření, vpravo nahoře: směrodatná odchylka pozadí, tedy rozptyl mezi jednotlivými pixely. Vlevo dole: dvourozměrná reprezentace střední hodnoty signálu odpovídající rozložení detekčního čipu (64×64 pixelů), ukazující dobrou homogenitu odezvy, vpravo dole: směrodatná odchylka téhož. 2D histogramy jsou vytvořeny z 1D histogramu každého pixelu v matici s daty z 1160 jednotlivých expozic. Z něj se extrahovala střední hodnota a směrodatná odchylka, jejichž hodnoty byly zaneseny do matice 2D histogramu. 1D histogramy celého čipu jsou naopak vytvořeny z 2D histogramu a lze na nich pozorovat homogenitu odezvy pixelové matice a malou variaci mezi pixely.



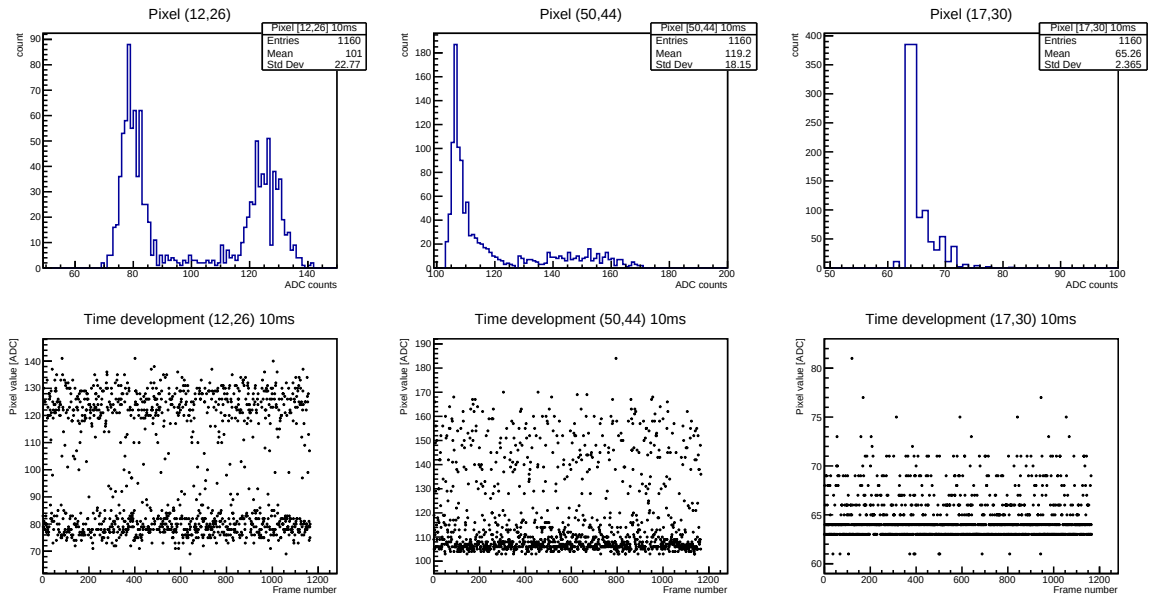
Obrázek 5.9: Nahoře: spektrum středních hodnot signálu pixelu [60, 27] resp. [37, 27], dole: vývoj signálu v závislosti na číslu snímku, tedy na čase. Data byla fitována gaussovou resp. landauovou funkcí, aby byl rozdíl mezi nimi dobře patrný.

V levém spodním kvadrantu Obr. 5.8 lze pozorovat dva horké pixely o souřadnicích [60, 27] a [37, 27]. Zobrazíme-li jednorozměrné histogramy jejich spektra z 1160 framů, zjistíme, že pixel [60, 27] je gaussovský, ale s větší směrodatnou odchylkou než okolní pixely, a střední hodnota histogramu je přibližně o 180 ADC units vyšší. Pixel [37, 27] je na druhou stranu negaussovský, jak je demonstrováno na Obr. 5.9, ale střední hodnota je méně posunutá, což je vidět i na daném obrázku. Pravděpodobná příčina je v obvodu PDH, do kterého zřejmě zesilovač nastavuje vyšší hodnotu výstupního napětí než u ostatních pixelů, což je pravděpodobně způsobeno variací v procesu výroby u tohoto konkrétního kanálu. Časový průběh signálu těchto vyčnívajících pixelů můžeme porovnat s náhodně vybranými pixely, které vykazují očekávané detekční vlastnosti, které jsou zobrazeny na Obr. 5.10. Pozorujeme u nich gaussovský průběh a rovnoměrné rozložení signálu v čase.



Obrázek 5.10: Nahoře: spektrum piedestálu pixelu [19, 46], [49, 12] resp. [19, 19] pro 1160 měření. Dole: vývoj signálu v závislosti na číslu snímku, tedy na čase.

Tato analýza je zaměřena i na pixely, které vyčnívaly velikostí směrodatné odchylky. To může mít řadu důvodů, jak je vidět na Obr. 5.11.



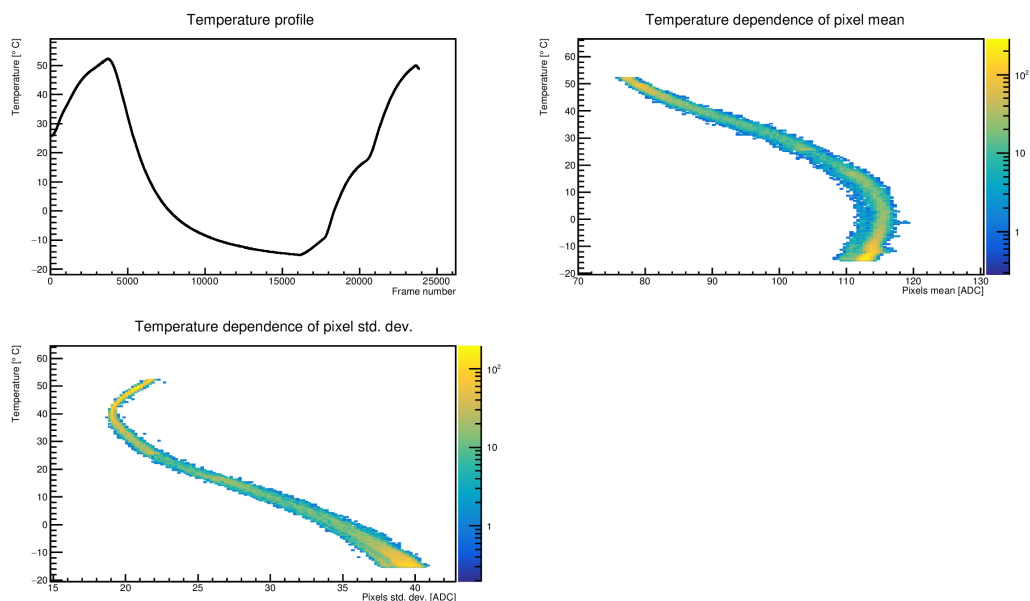
Obrázek 5.11: Nahoře: spektrum signálu pixelu [12, 26], [50, 44] resp. [17, 30]. Dole: vývoj signálu v závislosti na číslu snímku, tedy na čase.

Obecně se nedá u konkrétního čipu jednoznačně říci, co takové jevy způsobuje. Může jít o vadu ve výrobě daného obvodu, která zapříčiní například jinou kapacitu konkrétního vazebního kondenzátoru než je stanoveno návrhem, nebo malou izolační schopnost oddělovacího kondenzátoru. Negaussovost střední hodnoty signálu některých pixelů může souviset s obvodem PDH, který, jak bylo zmíněno, zodpovídá za zapamatování maximálního napětí ze zesilovače po dobu nutnou k vyčtení. Díky této analýze

jsme získali podnět k bližšímu zkoumání konkrétních pixelů, což bude náplní mé další práce.

■ Teplotní závislost střední hodnoty a směrodatné odchylky

Další testování mělo za cíl odhalit teplotní závislost střední hodnoty piedestálu a jeho rozptylu. Za tímto účelem byl detekční čip umístěn do termálního boxu s kontrolovatelnou teplotou, ve kterém probíhala detekce bez zářiče s dobou expozice 10 ms. Teplota se pohybovala v rozmezí -15 až 50°C. Z grafů na Obr. 5.12 je patrné, že střední hodnota signálu klesá s teplotou.

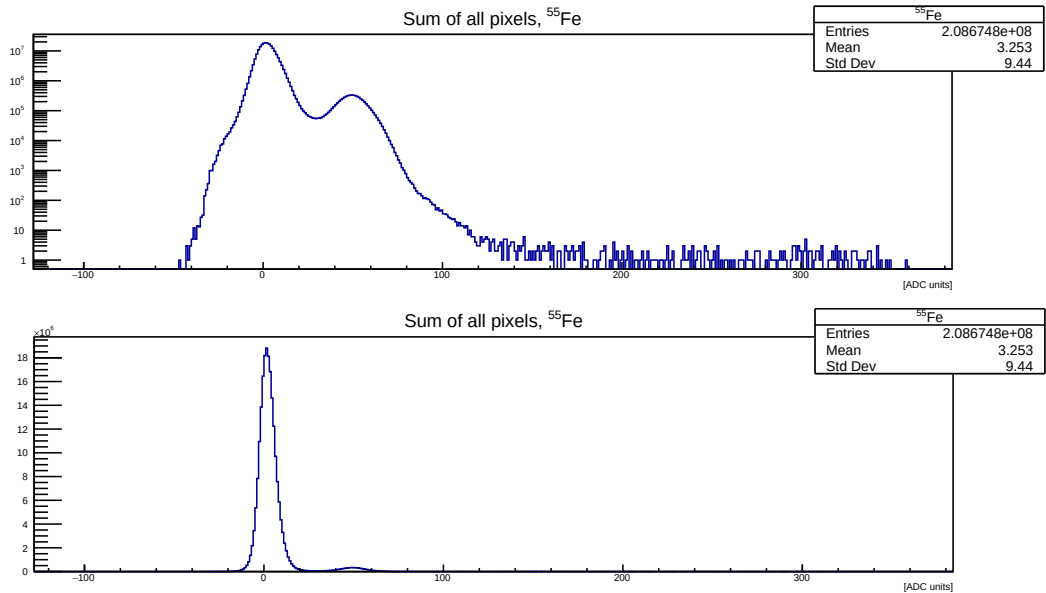


Obrázek 5.12: Nahoře vlevo: Teplotní profil měření, nahoře vpravo: závislost střední hodnoty signálu na teplotě. Dole: Závislost směrodatné odchylky (rozptylu mezi pixely) na teplotě.

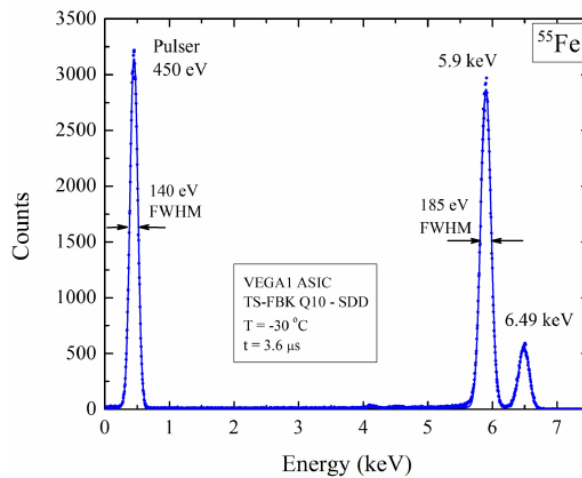
■ 5.2.2 Měření s železem $^{55}_{26}\text{Fe}$

Následujícím krokem bylo změřit pomocí detekčního čipu X-CHIP03 v laboratoři CAPADS na FJFI fotony železa $^{55}_{26}\text{Fe}$. $^{55}_{26}\text{Fe}$ se rozpadá elektronovým záchytem² na $^{55}_{25}\text{Mn}$ s poločasem rozpadu přibližně 2,7 let. Spektrum γ záření, které tímto procesem vznikne, má dva výrazné píky. První z nich má energii přibližně 5,9 keV, druhý z nich 6,49 keV [48]. Spektrum zářiče bylo měřeno s délkou expozice 10 ms, následně bylo odečteno pozadí. Výsledné spektrum železa je na Obr. 5.13. Pro porovnání je přiložen Obr. 5.14.

²Proces, při kterém je jádrem absorbován orbitální elektron za vzniku neutronu a neutrinu. Po orbitálním elektronu zpravidla pocházejícím z orbity nejbližší jádru (K) vzniká díra, kterou atom zaplní elektronem z vyšší slupky, což je spojeno s vyzářením γ kvanta o energii odpovídající rozdílu hladin.



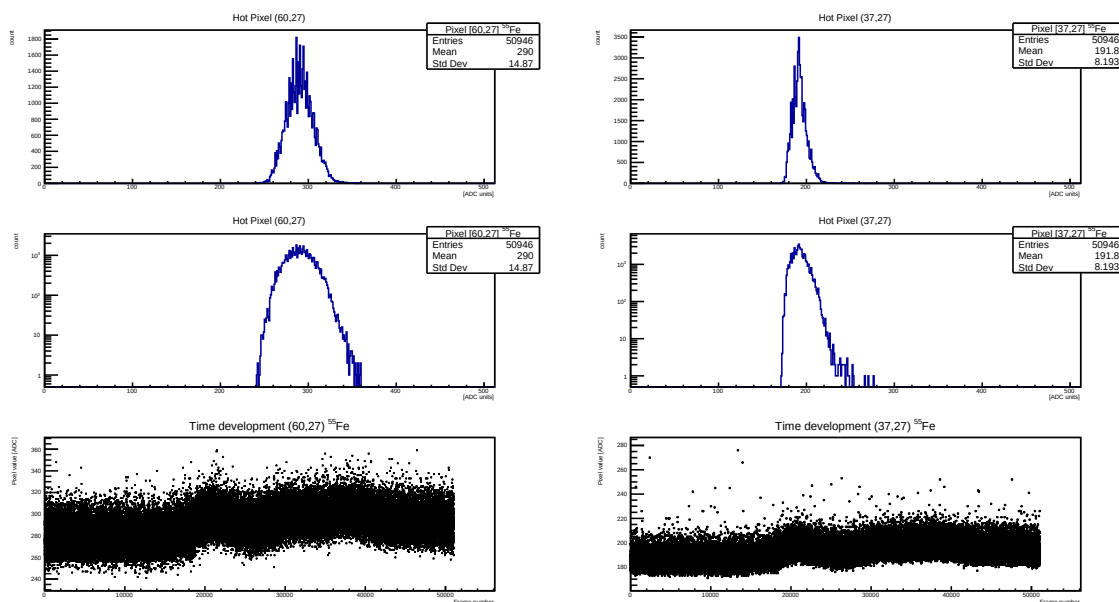
Obrázek 5.13: Spektrum ^{55}Fe s odečítanými pedestaly změřené čipem X-CHIP03. Detektor nebyl kalibrován na rozptýly zesílení v jednotlivých kanálech, nicméně lze vidět pík ^{55}Fe na ADC hodnotě přibližně 50. Horní obrázek je vykreslen v logarimických osách, spodní v lineárních.



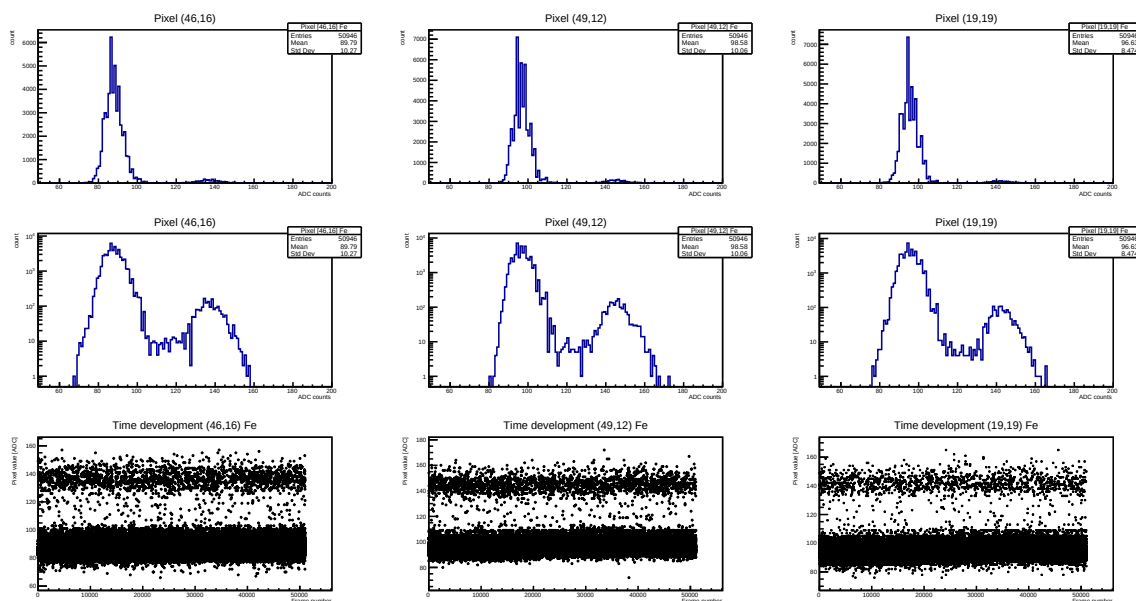
Obrázek 5.14: Spektrum ^{55}Fe změřené křemíkovým driftovým detektorem zchlazeným na teplotu - 30°C pro porovnání s detekčním čipem X-CHIP03 [49].

Převodní vztah mezi spektry v různých jednotkách je netriviální a pro každý detektor specifický. Jeho zjištění bude dalším krokem testování.

Z analýzy pozadí je patrné, že čip obsahuje dva horké pixely. Spektrum signálu železa bez odečítání pedestálu naměřené těmito pixely je na Obr. 5.15. Pík železa na nich vůbec není viditelný, a to ani při použití logaritmické škály. Spektra mohou být srovnána s pixely, jejichž dobrá funkcionality byla prokázána v předchozí analýze, viz Obr. 5.16. V jejich spektrech jsou patrné oba píky železa a časový vývoj měření je homogenní.



Obrázek 5.15: Spektrum ^{55}Fe změřené horkými pixely. Od získané ADC hodnoty nebyl odečítán piedestál.



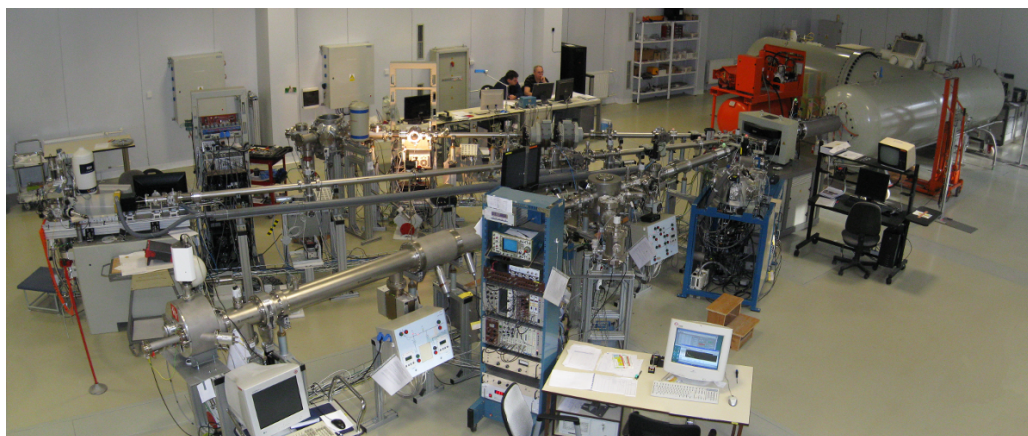
Obrázek 5.16: Spektrum ^{55}Fe změřené dobře fungujícími pixely. Od získané ADC hodnoty nebyl odečítán piedestál.

5.3 Testování na urychlovači Tandetron

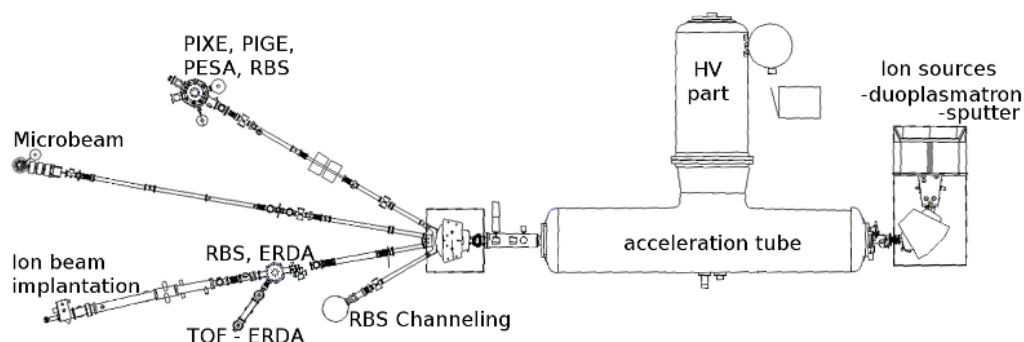
5.3.1 Popis urychlovače Tandetron

Tandetron 4130 MC je víceúčelový lineární elektrostatický tandemový urychlovací systém, který na pracovišti Oddělení neutronové fyziky Ústavu jaderné fyziky AV ČR funguje od roku 2005. Jeho hlavním účelem je produkce proudů iontů v energetické

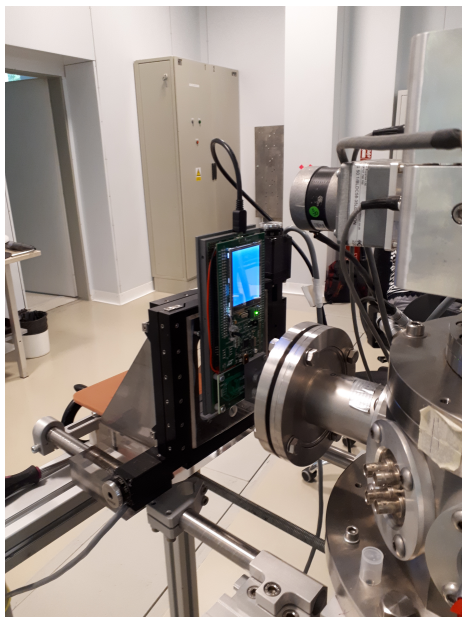
škále od 400 keV do 24 MeV. Urychlování v Tandetronu je dvoufázový proces. Nejprve jednoduše nabitě záporné ionty pocházející z jednoho ze dvou dostupných zdrojů vstupují do nízkoenergetické urychlovací trubice. Jejich počáteční energie je maximálně 80 keV. Tam jsou urychleny kladným vysokonapětovým terminálem, kde se nachází *stripper canal*, tedy místo, kde ionty kolizemi s plynem přijdou o své elektrony a naopak se stanou kladně nabitými a jsou dále urychleny.



Obrázek 5.17: Urychlovač Tandetron 4130 MC umístěný na pracovišti Oddělení neutronové fyziky Ústavu jaderné fyziky AV ČR [50].



Obrázek 5.18: Schéma urychlovače Tandetron 4130 MC [50].



Obrázek 5.19: Ozařování X-CHIP03 na Tandetrone ionty uhlíku a helia.

■ 5.3.2 Popis experimentu

V první části experimentu na Tandetrone, která proběhla v lednu 2018, byla ozařována nižší verze monolitického pixelového detektoru X-CHIP02 za účelem nalezení *bit flipů*. Nižší verze je méně radiačně odolná kvůli menším rozměrům tranzistorů v kritických částech obvodu, znamená to tedy, že prokázané vlastnosti X-CHIP02 mohou být v případě X-CHIP03 pouze lepší. Čip byl ozařován protony o energiích získaných na základě Monte Carlo simulací, které zajistily, aby se Braggův pík s maximem ionizace v objemu vyskytoval v citlivé oblasti čipu, kde by mohlo dojít k potenciálnímu poškození. Simulace byly provedeny v programu Geant4 a následně porovnány se simulacemi ze softwaru SRIM, které dodal Ústav jaderné fyziky. Z obou vyplývalo, že ideální energie protonů pro dané účely je 1 MeV.

Čip byl ozařován v několika polohách, aby byly všechny části čipu rovnoměrně zatíženy. Bylo dosaženo celkového integrálního toku 10^{12} iontů/mm². Po dobu experimentu došlo pouze k jednomu bit flipu, což se vzhledem ke spolehlivosti vyčítacího systému nedá interpretovat jako nález. Bylo tedy prokázáno, že X-CHIP02 je odolný vůči tomuto typu SEU při dosaženém integrálním toku protonů, které je o dva řády vyšší, než ve výšce 1 *L* v kosmickém prostředí. Nebyla však nalezena mez, za kterou již k bit flipům dochází, z důvodu nedostatečného LET protonového svazku. Proto bude toto měření v blízké budoucnosti opakováno v jiné laboratoři se svazky těžších iontů, které mají vyšší LET.

V druhé části experimentu v červnu 2018 jsme již ozařovali X-CHIP03 těžkými ionty, konkrétně nejprve heliem ${}^4_2\text{He}$ o energii 3,7 MeV s intenzitou svazku $3,6 \cdot 10^6$ /mm²/s. Následně byl čip ozařován uhlíkem ${}^{12}_6\text{C}^{5+}$ o energii 17,5 MeV a intenzitě svazku $5 \cdot 10^4$ /mm²/s, která byla postupně o dva řády zvýšena. U tohoto čipu jsme se zaměřili na oblast, kde se nachází registry, čímž jsme zvýšili šanci, že dojde k hledanému poškození. Během tohoto experimentu bylo dosaženo integrálního toku 10^{12} iontů/mm². Opět nedošlo k žádnému signifikantnímu nálezu, čip tedy může být prohlášen za odolný vůči LET ${}^{12}_6\text{C}$. Je ale důležité zdůraznit, že toto měření

není uspokojivé, jelikož kýženým výsledkem bylo nalezení přesné meze, kdy k bit flipům dochází. Tím, že k žádnému nedošlo, sice byla otestována jistá oblast LET, ve které je čip odolný, ale pro budoucí aplikace je tato informace neúplná. Bude to tedy předmětem dalšího zkoumání v laboratořích GSI a HIMAC, kde bude čip ozařován těžkými ionty deponující velký LET.

6 Závěr

Obsahem práce je testování charakteristik detekčního čipu X-CHIP03, který je předchůdcem detektoru SpacePix určeného pro vesmírné aplikace. Na základě těchto měření byl navržen SpacePix s již optimalizovanými parametry pro detekci částic v meziplanetárním prostoru. Nejprve byla provedena rešeršní práce o kosmickém záření, interakcích ionizujícího záření s látkou a polovodičových detektorech. V kapitole 5 byl představen vlastní detekční čip, pomocí kterého měření probíhalo.

Testování v laboratoři CAPADS na FJFI mělo obecně za cíl ověřit požadované detekční vlastnosti, a to jak na úrovni čipu, tak i jednotlivých pixelů. Nejprve bylo provedeno měření pozadí, na němž byly zkoumány některé charakteristiky detekčního čipu. První měření mělo za cíl ověřit vlastnosti analogově digitálního převodníku. Bylo zjištěno, že 1 ADC jednotka odpovídá přibližně 1 mV, jak bylo navrženo. Dále bylo změřeno pozadí (pedestál) pro různé dlouhé časy expozice, po který je detekční dioda citlivá. Časové intervaly byly stanoveny na 1, 2, 5, 10, 20, 50, 100 a 1000 ms. Předmětem testu bylo zjistit, zda se pro zvyšující se dobu expozice výrazně nemění střední hodnota signálu ani variace mezi pixely. Získané výsledky ukazují, že 99,9% kanálů detekčního čipu tomuto požadavku vyhovuje.

Na jednorozměrných a dvourozměrných histogramech, zobrazujících střední hodnotu a směrodatnou odchylku pro čas expozice 10 ms, lze pozorovat takzvané horké pixely, vykazující vyšší signál než okolní pixely, viz Obr. 5.8. Při zpracování výsledného obrazu z detekčního čipu lze tyto nevyhovující hodnoty odstranit interpolací hodnot z jeho okolí, případně aplikovat krátkou dobu expozice a složitější algoritmus odečítání pozadí. Pro účely vývoje detekčního zařízení je ale důležité tyto nežádoucí jevy zkoumat, pochopit jejich příčinu a v dalším návrhu vyčítacího čipu se je pokusit minimalizovat. Proto byla provedena analýza jejich odezvy, jejímž výstupem je Obr. 5.9. Pro srovnání byly rovněž zanalyzovány pixely, které vykazují žádoucí odezvu, viz Obr. 5.10. Lze pozorovat posun střední hodnoty signálu u horkých pixelů, což koreluje s dvourozměrným histogramem odezvy celého čipu. Každý z nich má však jiné rozdělení amplitudového spektra, což bylo neočekávané a bude předmětem dalšího zkoumání.

Bez zajímavosti nejsou ani pixely, jejichž směrodatná odchylka na dvourozměrném histogramu na Obr. 5.8 výrazně přesahuje okolní pixely. Jejich bližším zkoumáním bylo zjištěno několik různých jevů, které toto chování způsobují, viz Obr. 5.11. Jejich příčina zatím není známa. Technologie detekčního čipu X-CHIP03 je zcela originální, proto se nelze opírat o žádné dosud objevené fenomény a je třeba další výzkum. Z tohoto důvodu je zmíněno minimální množství potenciálních příčin.

Předmětem výzkumu byla dále teplotní závislost střední hodnoty a směrodatné odchylky amplitudy signálu z PDH. Bylo zjištěno, že s rostoucí teplotou klesá střední hodnota, což se shoduje se simulacemi čipu. Dalším krokem testování bylo měření energie fotonů ze železa ^{55}Fe . Spektrum bylo porovnáno s výstupem driftového polovodičového

detektoru. Pro detekční čip X-CHIP03 zatím nebyl stanoven parametr převádějící ADC units na energii měřeného spektra, což bude předmětem dalšího testování v blízké budoucnosti. Pozornost byla věnována dříve nalezeným horkým pixelům, jejichž spektrum γ záření bylo porovnáno s dobře fungujícími pixely otestovanými předchozí analýzou. Lze konstatovat, že v případě horkých pixelů není druhý pík γ spektra železa vůbec patrný ani při použití logaritmické osy. Je ale nutné mít na paměti, že tyto pixely tvoří pouze promile celkové odezvy čipu.

Kromě laboratoře CAPADS proběhlo testování rovněž na pracovišti Oddělení neutronové fyziky Ústavu jaderné fyziky AV ČR. Na urychlovači Tandetron byly detekční čipy X-CHIP02 a X-CHIP03 ozařovány protony, ionty helia a ionty uhlíku. Cílem měření bylo otestovat odolnost čipu vůči SEU, konkrétně takzvaným bit flipům. Bit flip je změna stavu hodnoty uložené v digitálním obvodu (například paměťové buňky). Při ozařování X-CHIP02 protony bylo dosaženo integrálního toku 10^{12} částic/mm². Stejného ozáření bylo dosaženo během několika hodin testování i u X-CHIP03 ionty helia a uhlíku. Během žádného z měření nebyl pozorován bit flip, což znamená, že je čip vůči tomuto záření odolný. Radiační dávky, které byly k dispozici, neumožnily stanovit hranici, za kterou se již bit flipy objevují. Proto bude testování opakováno na jiném typu urychlovače s možností urychlení těžkých iontů. Zároveň lze ale konstatovat, že odolnost vůči integrálnímu toku 10^{12} částic/mm² je dostatečná z hlediska předpokládaných skutečných podmínek ve vesmírném prostředí.

Předmětem dalšího výzkumu tedy bude studium jevů, které se objevují u jednotlivých pixelů a ovlivňují odezvu celého detekčního čipu. Jak bylo zmíněno, podobný experiment jako na urychlovači Tandetron bude proveden i na jiném typu zařízení, na kterém lze urychlovat těžké ionty. Cílem bude nalézt mez SEU v registrech detekčního čipu. Rovněž bude nalezen vztah mezi ADC units a energií, který poslouží ke kvantifikaci změřených spekter.

Literatura

- [1] S. Bourdarie and M. Xapsos. The near-earth space radiation environment. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 55(4):1810–1832, 2008.
- [2] V. Hess. Unsolved problems in physics: Tasks for the immediate future in cosmic ray studies. Nobel Lecture, December 12, 1936.
- [3] J. W. Cronin. Kosmické paprsky: nejenergetičtější částice ve vesmíru. <http://www-hep2.fzu.cz/Auger/cz/cronin.html>.
- [4] J. Grygar. Kosmické záření o extrémních energiích. https://www.learned.cz/userfiles/pdf/prednasky-cleny-odborne/jiri.grygar_0905.pdf.
- [5] NASA. How Space Weather Affects Space Exploration. https://www.nasa.gov/mission_pages/rbsp/science/rbsp-spaceweather-human.html.
- [6] NCAR/UCAR. Image and multimedia gallery. <https://opensky.ucar.edu/islandora/search/eclipse?type=dismax&collection=opensky%3Aimagegallery>.
- [7] Donald V. Reames. The two sources of solar energetic particles. *Space Science Reviews*, 175(1):53–92, 2013.
- [8] R. C. Carrington. Description of a singular appearance seen in the sun on september 1, 1859. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 20(1):13–15, 1859.
- [9] T. Phillips. Near miss: The solar superstorm of july 2012. https://science.nasa.gov/science-news/science-at-nasa/2014/23jul_superstorm/.
- [10] D. H. Perkins. *Particle Astrophysics*. Oxford Master Series in Condensed Matter Physics. Oxford University Press, 2003.
- [11] F. Kun, B. Xiao-Jun, Y. Peng-Fei, and Y. Qiang. Two-zone diffusion of electrons and positrons from geminga explains the positron anomaly. *Cornell University Library*.
- [12] R. Davis. A Half-Century with Solar Neutrinos. https://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2002/davis-lecture.html. Nobel Lecture, December 8, 2002.
- [13] M. Koshiaba. Birth of Neutrino Astrophysics. https://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2002/koshiaba-lecture.html. Nobel Lecture, December 8, 2002.
- [14] E. Daw. Ultra high energy cosmic rays and the gkz cut-off. http://www.hep.shef.ac.uk/edaw/PHY206/Site/2012_course_files/phy206rlec5.pdf.
- [15] A. A. Pacini. Cosmic rays: bringing messages from the sky to the Earth’s surface. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, 39, 2017.
- [16] Sekce fyziky elementárních částic Fyzikálního ústavu Akademie věd ČR, Kosmické záření. <http://www-hep2.fzu.cz/Auger/cz/kosmzar.html>.

-
- [17] A. Wallerstein. Declassifying argus (1959). <http://blog.nuclearsecrecy.com/2012/05/23/weekly-document-declassifying-argus-1959/>.
 - [18] NASA. Image science center. <https://image.gsfc.nasa.gov/>.
 - [19] Lunar and Planetart Institute. Lunar ionizing radiation environment. https://www.lpi.usra.edu/wiki/lunaref/index.php/Lunar_Ionizing_Radiation_Environment.
 - [20] Space Environment Technologies. Space engineering. https://www.spacewx.com/Docs/ECSS-E-ST-10-04C_15Nov2008.pdf.
 - [21] G. F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, 2010.
 - [22] C. Amsler et al. (Particle Data Group). *Physics Letters*, B667(1), 2008 and 2009 partial update for the 2010 edition.
 - [23] G. Contreras Nuno. Interaction of particles with matter. https://physics.fjfi.cvut.cz/~contrgui/IJZ/IJZ_2017_start.html.
 - [24] W. P. Levin, H. Kooy, J. S. Loeffler, and T. F. DeLaney. Proton beam therapy. *British Journal Of Cancer*, 93, 2005.
 - [25] R. Wigmans. *Calorimetry, Energy Measurement in Particle Physics*. Oxford Science Publications, 2000.
 - [26] J. Freidberg. Electromagnetic interactions. <https://ocw.mit.edu/courses/nuclear-engineering/22-105-electromagnetic-interactions-fall-2005/>. MIT Open Courseware, 2005.
 - [27] P. A. Čerenkov. Radiation of particles moving at a velocity exceeding that of light, and some of the possibilities for their use in experimental physics. https://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1958/cerenkov-lecture.pdf. Nobel Lecture, December 11, 1958.
 - [28] Boris Dolgoshein. Transition radiation detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 326(3):434 – 469, 1993.
 - [29] J. Stachel. Detectors in nuclear and particle physics. <https://www.physi.uni-heidelberg.de/~fschney/detektoren/detector1.pdf>.
 - [30] Ch. Sutton F. Close, M. Marten. *The Particle Explosion*. Oxford University Press, 1987.
 - [31] G. P. Williams. Electron binding energies. *X-ray Data Booklet*.
 - [32] Wikiskripta. Interakce ionizujícího záření. https://www.wikiskripta.eu/w/Interakce_ionizuj%C3%ADc%C3%ADho_z%C3%A1%C5%99en%C3%AD.
 - [33] A. Fasso, K. Göbel, M. Höfert, J. Ranft, and G. Stevenson. *3.3.6.2 Giant Dipole Resonance*, pages 293–301. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1990.
 - [34] B. Garland. Nuclear engineering. http://www.nuceng.ca/igna/neutron_interactions.htm.
 - [35] Státní úřad pro jadernou bezpečnost. Radiační ochrana. https://www.sujb.cz/fileadmin/sujb/docs/dokumenty/publikace/Zabezpeceni_os_monit_pri_ozareni.pdf.
 - [36] G. Baiocco, S. Barbieri, G. Babini, and et al. The origin of neutron biological effectiveness as a function of energy. 34033, 09 2016.
 - [37] A. R. Kerr. Radiation will make astronauts’ trip to mars even riskier. *Science*, 340(6136):1031–1031, 2013.
 - [38] Canadian Nuclear Association. Quantifying radiation. <https://cna.ca/issues-policy/radiation/quantifying-radiation/>.

-
- [39] F. A. Cucinotta et al. Cancer risk from exposure to galactic cosmic rays: implications for space exploration by human beings. *The Lancet Oncology*, 7:431 – 435.
 - [40] P. Laube. Semiconductor technology from a to z. <https://www.halbleiter.org/en/fundamentals/conductors-insulators-semiconductors/>.
 - [41] G. T. Seaborg W. D. Loveland, D. J. Morrissey. *Modern Nuclear Chemistry, 2nd Edition*. Wiley, 2017.
 - [42] Electronic Tutorials. I-v characteristic curves. <https://www.electronics-tutorials.ws/blog/i-v-characteristic-curves.html>.
 - [43] M. C. Morone. Evaluation of silicon sensors for the atlas silicon tracker, and tpc reconstruction in the harp experiment. http://www-mipp.fnal.gov/TPC/TPC_Reconstruction/Morone_thesis.pdf.
 - [44] P. Riedler. Overview of monolithic silicon pixel detectors. https://indico.cern.ch/event/374145/contributions/1796414/attachments/745477/1022655/CLIC_seminar_032015_priedler.pdf.
 - [45] E. De Donder. Space radiation effects. <https://www.spennis.oma.be>.
 - [46] S. Löchner. Radiation damages to electronic components. SD Gruppenseminar 2011.
 - [47] A. Vasilescu and G. Lindstroem. Displacement damage in silicon. <https://rd50.web.cern.ch/rd50/NIEL/>.
 - [48] E .M. Hussein. *Handbook on Radiation Probing, Gauging, Imaging and Analysis: Volume I: Basics and Techniques*. Basics and techniques. Springer, 2003.
 - [49] R. Campana, Y. Evangelista , F. Fuschino, and et al. “characterization of the vega asic coupled to large area position-sensitive silicon drift detectors”. 2014.
 - [50] Oddělení neutronové fyziky Ústavu jaderné fyziky AV ČR. Tandetron 4130 mc. <http://neutron.ujf.cas.cz/cs/instruments/tandetron>.

Seznam obrázků

2.1	Porovnání sluneční korony během zatmění Slunce v letech 1995 a 2001, kdy sluneční aktivita dosáhla minima, resp. maxima. Rozdílný tvar korony je způsoben jinou konfigurací magnetických siločar v různých fázích cyklu. V minimu je magnetické pole Slunce přibližně dipólové, kdežto v maximu multipólové [6].	5
2.2	Vývoj toku záření $F_{10.7}$ v závislosti na čase. Tok je udáván v jednotkách $10^{22} \text{ J s}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$, což odpovídá 10^4 Jansky [1]. Jansky je jednotka pro měření energetické hustoty toku záření v intervalu 1 Hz. $1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$	5
2.3	Pravděpodobnost překročení daného toku částic o energiích větších než 30 MeV pro 1, 3, 5 a 10 let slunečního maxima [1].	6
2.4	Energetické spektrum primárního kosmického záření. Na obrázku vlevo je zobrazen tok kosmického záření v závislosti na energii od 10^9 eV. Na obrázku vpravo je zobrazeno detailní spektrum pro vysoké energie [15].	7
2.5	Relativní zastoupení prvků v kosmickém záření a ve Sluneční soustavě [15].	8
2.6	Tok složek galaktického kosmického záření v závislosti na jeho energii pro solární maximum a minimum. V grafu jsou zobrazeny protony a ionty helia, kyslíku a železa [1].	9
2.7	Schéma zemské magnetosféry [1].	10
2.8	Tok protonů a elektronů o daných energiích v radiačních pásích Země ve výšce 500 km. Patrná je poloha Jihoatlantické anomálie, kam zasahuje vnitřní radiační pás, i regiony se zvýšeným tokem částic v oblasti zemských pólů, které tvoří takzvané <i>rohy</i> vnějšího radiačního pásu [18].	11
2.9	Hustota toku částic kosmického záření v závislosti na energii pro sluneční částice, částice v radiačních pásích Země i GCR [19]. Na obrázku jsou názorně odděleny jednotlivé skupiny fenoménů. Vidíme, že nejméně energetické protony se nachází ve slunečním větru, naopak velmi energetické mají původ ve slunečních erupcích. Nejenergičtější částice se nachází v galaktickém kosmickém záření.	11
2.10	Tok elektronů o energiích větších než 0,5 - 5 MeV v závislosti na L [20].	12
2.11	Tok protonů o energiích větších než 1 - 100 MeV v závislosti na L [20].	12
3.1	Střední energetická ztráta mionu v mědi v závislosti na $\beta\gamma$ [22].	14
3.2	Množství vyzářené energie v závislosti na hloubce penetrace pro jednu částici a rovnoběžný svazek [21].	15

3.3	Relativní energetické ztráty elektronu v závislosti na energii. Je patrné, že pro nízké energie elektronů v jednotkách MeV převažují ionizační ztráty nad ostatními druhy interakce. Pro vyšší energie již převažuje vznik brzděného záření (bremsstrahlung) [22].	16
3.4	Počet fotonů emitovaných při přechodu jednoho rozhraní v závislosti na Lorentzově faktoru γ elektronu a pionu [28].	17
3.5	Schéma interakce fotonu v bublinkové komoře. Interagující foton spotřebuje část energie na uvolnění elektronu z elektronového obalu a část na produkci páru elektron-pozitron. Ty se pohybují vlivem magnetického pole na opačné strany podle jejich nábojů a spirálovitě se stáčí, jelikož postupně ztrácí energii ionizací média. V případě, který je na obrázku zobrazen dole, je celá energie fotonu spotřebovaná na produkci elektron-pozitronového páru, proto mají vyšší energie a jejich dráhy nejsou tolik zahnuté [30].	18
3.6	Účinný průřez interakcí elektromagnetického záření s látkou pro olovo a uhlík v závislosti na energii fotonu [22]. Pro nízkoenergetické fotony má nejvyšší účinný průřez fotoelektrický jev ($\sigma_{p.e.}$). Pro fotony o energii přibližně 1 MeV začíná dominovat Comptonův rozptyl ($\sigma_{Compton}$). Pro fotony o vysokých energiích dominuje produkce páru elektron-pozitron prostřednictvím jádra (κ_{nuc}). Vidíme i méně pravděpodobné procesy – Rayleighův rozptyl ($\sigma_{Rayleigh}$), produkce páru elektron-pozitron prostřednictvím elektronového obalu (κ_e) a obří dipólovou rezonanci ($\sigma_{g.d.r.}$).	19
3.7	Pravděpodobnost vzniku elektron-pozitronového páru elektromagnetickým zářením o energii v řádu MeV pro některé prvky o různých protonových číslech a vodu [29].	21
3.8	Radiační váhový faktor neutronů v závislosti na jejich energii podle několika modelů [36].	24
4.1	Porovnání energetických pásů izolantu, polovodiče a vodiče [40].	26
4.2	Nahrazení atomu křemíku v krystalové mřížce nečistotou typu akceptor a donor [40].	28
4.3	I-V charakteristika součástky na principu P-N přechodu. Pravý horní kvadrant představuje propustné zapojení a levý dolní závěrné [42].	31
4.4	C-V charakteristika součástky na principu P-N přechodu měřená při frekvenci 100 Hz a -18°C [43].	31
4.5	Schéma stripového polovodičového detektoru s oboustrannou konfigurací [21].	32
4.6	Schéma hybridního a monolitického pixelového detektoru [44].	32
4.7	Schéma driftového polovodičového detektoru se stripovou konfigurací [21].	33
4.8	Schéma vyčítacího mechanismu dvojrozměrného CCD [21].	34
4.9	Doba života nosičů náboje, případně zisk proudu v závislosti na čase, který uběhl od ozáření. Je patrné, že do jedné hodiny dojde k částečnému vymizení defektů na mez trvalého poškození, jež ale může být překročena dlouhodobým annealingem [46].	36
4.10	<i>Displacement Damage</i> v křemíku pro protony, neutrony, piony a elektrony v závislosti na energii [47].	37

5.1	Návrh nového detektoru SpacePix, který byl vyvinut na základě detekčního čipu X-CHIP03. V horní části obrázku se nachází 64×32 pixelů. Každé dva sloupce pixelů mají své ADC převodníky, které jsou na obrázku pod plochou pixelů. Pod nimi se nachází registry vyčítání a bondovací pady.	39
5.2	Schéma jednoho pixelu detekčního čipu X-CHIP03. Signál vzniká v diodě D_{sens} , kde se přes vazební kondenzátor C_c šíří do nábojově citlivého zesilovače a obvodu PDH.	39
5.3	Vlevo: Technologický demonstrátor detekčního zařízení obsahující X-CHIP03 vyvinutý na FJFI ve spolupráci s komerčním sektorem. Vpravo: Detekční čip X-CHIP03 vyvinutý na FJFI.	40
5.4	Závislost odezvy ADC na přiloženém napětí pro hodnoty 0, 300, 600 a 900 mV. Závislost je lineární a má požadované parametry. Dále je zobrazen detail jednoho z bodů kalibrace. Neurčitost přiloženého napětí je 5 mV, neurčitost odezvy ADC tvoří směrodatná odchylka jejího rozdělení v 1000 měřeních.	41
5.5	Jednorozměrné histogramy středních hodnot pro každý pixel z 1000 měření. Střední hodnota a směrodatná odchylka každého pixelu byla použita pro vytvoření Obr. 5.4.	41
5.6	Dvojměrné histogramy jednotlivých měření, kde jsou znázorněny odchylky vlastností pixelů v pixelové matici. Názorně je demonstrován gradient o velikosti 1-2 ADC units.	42
5.7	Střední hodnota a směrodatná odchylka pozadí všech pixelů pro různé časy expozice. Směrodatná odchylka představuje rozptyl pozadí jednotlivých pixelů a vůči střední hodnotě je její hodnota malá. Error bary představují směrodatnou odchylku střední hodnoty daného měření. Pro nejdelší dobu expozice se objevuje efekt malého zvyšování piedestálu.	43
5.8	Vlevo nahoře: rozdělení středních hodnot piedestálu pro každý pixel, získané z 1160 měření, vpravo nahoře: směrodatná odchylka pozadí, tedy rozptyl mezi jednotlivými pixely. Vlevo dole: dvourozměrná reprezentace střední hodnoty signálu odpovídající rozložení detekčního čipu (64×64 pixelů), ukazující dobrou homogenitu odezvy, vpravo dole: směrodatná odchylka téhož. 2D histogramy jsou vytvořeny z 1D histogramu každého pixelu v matici s daty z 1160 jednotlivých expozic. Z něj se extrahovala střední hodnota a směrodatná odchylka, jejichž hodnoty byly zaneseny do matice 2D histogramu. 1D histogramy celého čipu jsou naopak vytvořeny z 2D histogramu a lze na nich pozorovat homogenitu odezvy pixelové matice a malou variaci mezi pixely.	44
5.9	Nahoře: spektrum středních hodnot signálu pixelu [60, 27] resp. [37, 27], dole: vývoj signálu v závislosti na číslu snímku, tedy na čase. Data byla fitována gaussovou resp. landauovou funkcí, aby byl rozdíl mezi nimi dobře patrný.	45
5.10	Nahoře: spektrum piedestálu pixelu [19, 46], [49, 12] resp. [19, 19] pro 1160 měření. Dole: vývoj signálu v závislosti na číslu snímku, tedy na čase.	46
5.11	Nahoře: spektrum signálu pixelu [12, 26], [50, 44] resp. [17, 30]. Dole: vývoj signálu v závislosti na číslu snímku, tedy na čase.	46

5.12	Nahoře vlevo: Teplotní profil měření, nahoře vpravo: závislost střední hodnoty signálu na teplotě. Dole: Závislost směrodatné odchylky (rozptylu mezi pixely) na teplotě.	47
5.13	Spektrum $^{55}_{26}\text{Fe}$ s odečítanými piedestaly změřené čipem X-CHIP03. Detektor nebyl kalibrován na rozptyly zesílení v jednotlivých kanálech, nicméně lze vidět pík ^{55}Fe na ADC hodnotě přibližně 50. Horní obrázek je vykreslen v logarimických osách, spodní v lineárních.	48
5.14	Spektrum $^{55}_{26}\text{Fe}$ změřené křemíkovým driftovým detektorem zchlazeným na teplotu - 30°C pro porovnání s detekčním čipem X-CHIP03 [49]. . .	48
5.15	Spektrum $^{55}_{26}\text{Fe}$ změřené horkými pixely. Od získané ADC hodnoty nebyl odečítán piedestál.	49
5.16	Spektrum $^{55}_{26}\text{Fe}$ změřené dobře fungujícími pixely. Od získané ADC hodnoty nebyl odečítán piedestál.	49
5.17	Urychlovač Tandetron 4130 MC umístěný na pracovišti Oddělení neutronové fyziky Ústavu jaderné fyziky AV ČR [50].	50
5.18	Schéma urychlovače Tandetron 4130 MC [50].	50
5.19	Ozařování X-CHIP03 na Tandetronu ionty uhlíku a helia.	51

Seznam tabulek

2.1	Vlastnosti elektronů a protonů v radiačních pásech Země [1].	10
3.1	Přehled interakcí jednotlivých druhů částic.	13
3.2	Radiační váhový faktor různých druhů záření [35].	23
3.3	Dávky ozáření, jejich zdroj či případný důsledek [38].	25