

České vysoké učení technické v Praze Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská



Katedra fyziky Obor: Fyzikální technika

Charakterizace vlastností polovodičových detektorů

Characterization of semiconductor detector properties

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Vypracovala: Kateřina Vlková Vedoucí práce: Ing. Mária Čarná Praha 2014

Poděkování

Děkuji Ing. Márii Čarné za vedení mé bakalářské práce, za cenné rady a připomínky, které tuto práci obohatily.

Název práce:	Charakterizace vlastností polovodičových detektorů		
Autor:	Kateřina Vlková		
Obor:	Fyzikální technika		
Druh práce:	Bakalářská práce		
Vedoucí práce:	Ing. Mária Čarná		
	Fyzikální ústav AV ČR, v. v. i.		
Abstrakt:	Tato bakalářská práce se věnuje radiačnímu poškození v křemíkových polovodičových detektorech, které jsou složeny ze senzoru a vyčítacího čipu. V praktické části byly proměřeny charakteristiky testovacích struktur vyčítacího čipu. Práce zahrnuje základní informace o interakcích částic, křemíkových detektorech a jejich vlastnostech a o principech radiačního poškození polovodičů.		
Klíčová slova:	radiační odolnost, polovodičové detektory, vyčítací čip		

Title: Characterization of semiconductor detector properties

Author: Kateřina Vlková

Abstract: This thesis focuses on the radiation damage of semiconductor detectors, which consist of a sensor and a readout chip. In the practical part of this thesis, the characteristics of the readout chip test structures have been measured. This work summarizes the fundamental information about particle intractions, silicon detectors and their properties, and about the principles of radiation damage on semicondustors.

Key words: Radiadion hardness, semiconductor detectors, readout chip

Obsah

Ú	vod			1
1	Interakce ionizujícího záření v látce3			
	1.1	Ele	mentární částice	3
	1.2	Ele	mentární interakce	4
	1.2	.1	Elektromagnetická interakce	4
	1.2	.2	Silná interakce	5
1.2.3		.3	Slabá interakce	5
	1.2	.4	Gravitační interakce	5
	1.3 De		ekce částic	5
1.3.1		.1	Interakce těžkých nabitých částic v látce	6
	1.3	.2	Energetické ztráty elektronů	9
	1.3	.3	Interakce fotonů	.10
	1.3	.4	Interakce neutronů	.13
2	Prii	ncipy	y a procesy fungování křemíkových detektorů	.17
	2.1	Vla	stní polovodič	.17
	2.2	Pol	ovodiče typu n	.19
	2.3	Pol	ovodič typu p	.20
	2.4	Koi	npenzovaný polovodič	.21
	2.5	Silr	ně dopované polovodiče	.21
	2.6	Zác	hyty na pastích a rekombinace	.21
	2.7	P-n	přechod	.22
3	Тур	oy kř	éemíkových detektorů	.24
	3.1	Dif	úzní detektory	.24
	3.2	Det	ektory s povrchovou bariérou	.24
	3.3	Det	ektory vyrobené iontovou implantací	.24
	3.4	Pol	ohově citlivé detektory	.25
	3.4	.1	Stripové detektory	.25
	3.4	.2	Padové detektory a pixelové detektory	.26
	3.4	.3	Driftové detektory	.28
	3.4	.4	CCDs detektory (Charge Coupled Devices)	.28
4	Rac	liačr	ıí odolnost	.30
4.1		Obj	emové poškození	.31
	4.2	Anı	nealing	.32
4.3 Ionizační povrchové poškození		Ion	izační povrchové poškození	.34
	4.4	Vli	v na detekční vlastnosti	.35
	4.4	.1	Radiační poškození MOS struktur	.36

	4.5	Tranzistor	.37
	4.5	.1 MOS tranzistor	.37
5	Exp	perimentální část	.39
	5.1	Testovací struktura	. 39
	5.2	Ozařování pomocí ⁶⁰ Co	.41
	5.3	Program ROOT	.42
	5.4	Výsledky měření	.43
	5.4	.1 Volt - ampérové charakteristiky	.43
	5.4	.2 Svodové proudy	.53
	5.5	Závěr	.62
6	Ref	ference	.64

Úvod

Rozvoj polovodičových detektorů byl umožněn technologickým vývojem dovolujícím jak výrobu dostatečně čistých monokrystalů (typicky křemík a germanium), tak možností maximální přizpůsobení technologie zhotovení detekčních systémů a technologiemi běžně používanými v elektronickém průmyslu. To výrazně snižuje cenu a zvyšuje spolehlivost detekční aparatury. Používané technologie umožňují vytváření rozmanitých detekčních struktur (diody, tranzistory, stripy, pixely,...) a vývoj komerčních technologií pro výrobu křemíkových čipů. Pro detektorové použití se používá destička (wafer) vyříznutá z monokrystalu polovodiče [29]. Přímo na ní je možné vytvořit detekční struktury a sběrné elektrody v požadovaném geometrickém uspořádání. Toto lze vytvořit tzv. planární technologie umožňuje úpravu pouze povrchu polovodiče a pouze jen ve vrstvách rovnoběžných s tímto povrchem. Autory planární technologie, vyvinuté v roce 1959 ve Fairchild Semiconductor, jsou Jean Hoerni a Robert Noyce [29].

Většina polovodičových detektorů záření sestává z vlastního detektoru a vyčítacího čipu, kde záření vygeneruje v polovodiči páry elektron-díra, které jsou vyčteny a elektrický signál je zpracován (zesílen a upraven) a převeden do formy vhodné k dalšímu zpracování (digitalizace). V případě křemíkových detektorů záření, má používaný polovodičový materiál podstatně menší koncentraci dopantů v senzoru než v případě elektronických čipů, a proto je obtížné technologicky vytvořit senzor a zpracovací elektroniku na jednom kusu monokrystalu.

Planární technologie byla původně vyvinutá pro rychlou a levnou výrobu elektronických součástek (tranzistory, integrované obvody, atd.). Tato technologie umožňuje difúzi implantů nečistot na destičku polovodiče, nanášení fotolitografických masek, napařování kovových vrstev a jejich případné odleptání na různých místech dle předem připraveného vzoru [2].

Padové detektory jsou planární detektory ve tvaru obvykle čtvercových nebo obdélníkových diod, tzn. tenká destička monokrystalu, na jejíž jedné straně je vytvořen pokovený usměrňující p-n přechod a na jejíž druhé straně je vytvořen ohmický kontakt.

Stripové detektory jsou vyrobeny obdobně jako padové detektory, ale jejich usměrňující přechod (včetně pokovení) je rozdělen na úzké rovnoběžné nebo radiální proužky (angl.

strips). Pixelové detektory (např. Medipix [33]) mají vysokou granularitu detekčních čidel (pixelů), takže mohou vytvářet digitální obraz snímaného objektu.

Tloušťka planárního detektoru se volí dle aplikace. Pro trackery je tenká ($\sim 200 \ \mu m$), kvůli minimalizaci vícenásobného rozptylu. Pro spektrometrii je výhodné mít větší tloušťku detektoru, aby byl maximalizován účinný objem detektoru, zvyšující účinnost detekce.

Typické tloušťky detektorů jsou např.: 20 mm (Ge detektory), 2 mm (CdTe detektory), 0,3 mm (Si detektory), 0,2 mm (InP a GaAs detektory) [29]. Vedle planární technologie je pozornost věnována taktéž tzv. 3D a semi-3D technikám [30,34], u kterých čtecí elektrody lépe mapují prostor, ve kterém je generovaný náboj. Pro výrobu 3D elektrod se používá technika elektro-chemického leptání.

1 Interakce ionizujícího záření v látce

1.1 Elementární částice

Částice mohou být děleny dle statistického chování na fermiony (poločíselný spin) a bosony (celočíselný spin). Fermiony oproti bosonům se řídí Pauliho vylučovacím principem, kde dvě částice nemohou být nikdy ve stejném kvantovém stavu. Pro bosony tento vylučovací princip neplatí – více částic tohoto typu může zaujímat tentýž kvantový stav.

Mezi fermiony jsou zařazeny leptony (elektrony, neutrina), kvarky (stavební částice hadronů) a baryony (částice složené ze tří kvarků). Vlnová funkce u soustavy identických fermionů je antisymetrická.

Mezi bosony řadíme mezony a všechny elementární bosony (fotony, gluony, W^{\pm} , Z^{0}). U elektronů při snižování teploty v určitých materiálech dochází ke vzniku Cooperových párů (spojení elektronů do dvojic) a možnosti získání supravodivých vlastností jakožto bosony. Vlnová funkce systému identických bosonů je symetrická.

Další možné dělení částic je založeno na způsobu jejich interakce:

Leptony

Mezi nabité elementární leptony zařazujeme elektron, mion a tauon, které interagují elektromagneticky a slabě. Ke každému leptonu existuje jeho neutrino (v_e , v_{μ} , v_{τ}), které interagují slabě.

Kvarky

Známe šest kvarků ve třech generacích. Májí elektrický náboj 2/3 a -1/3. Kvarky nejsou pozorovatelné volně, jsou stavební prvky hardonů. Nejlehčí kvarky, up a down, tvoří protony a neutrony.

Hadrony

U hadronů dochází k silné, slabé i elektromagnetické interakci. Dělí se na dvě skupiny a to na baryony (3 kvarky anebo 3 antikvarky, např. proton, neutron) a mezony (pár kvark - antikvark, např. pion)

Kalibrační bosony

Do této skupiny spadají bosony slabé interakce W^{\pm} , Z^{0} , intermediální částice kvantové elektromagnetické teorie fotony (γ). V silných interakcích jsou intermediálními částicemi gluony (g).

	Symbol	Název	Hmotnost	Elektrický náboj	Spin
	u	up	$2,3^{+0,7}_{-0,5}$ MeV	2/3	1/2
Ń	d	down	4,8 ^{+0,5} _{-0,3} MeV	-1/3	1⁄2
ark	с	charm	1,275 ± 0,025 GeV	2/3	1⁄2
Kv	S	strange	95 <u>+</u> 5 MeV	-1/3	1⁄2
-	t	top	$173,07 \pm 0,52 \pm 0,72 \text{ GeV}$	2/3	1⁄2
	b	bottom	4,18 ± 0,03 GeV	-1/3	1⁄2
	е	elektron	0,510998928 <u>+</u> 0,000000011 MeV	-1	1⁄2
Ŷ	μ	mion	105,6583715 <u>+</u> 0,0000035 MeV	-1	1⁄2
ton	Т	tauon	1776,82 ± 0,16 MeV	-1	1⁄2
,ept	υ_e	e-neutrino	< 2 eV	0	1⁄2
Г	υ_{μ}	μ-neutrino	< 0,19 MeV	0	1⁄2
	$\upsilon_{ au}$	τ-neutino	< 18,2 MeV	0	1⁄2
	γ	foton	0	0	1
A	W^{\pm}	W	80,385 <u>+</u> 0,015 GeV	<u>+</u> 1	1
on	Z	Z	91,1876 <u>+</u> 0,0021 GeV	0	1
30S	g	gluon	0	0	1
<u>H</u>	Н	Higgsův boson	$125,9 \pm 0,4 \text{ GeV}$	0	0

Elementární částice a některé jejich vlastnosti jsou popsány v tabulce 1.1.

Tabulka 1.1: Přehled elementárních částic a jejich vlastností [35].

1.2 Elementární interakce

Všechny děje v mikrosvětě se dějí působením čtyř základních interakcí:

- Elektromagnetická
- Silná
- Slabá
- Gravitační

1.2.1 Elektromagnetická interakce

Elektromagnetická interakce působí pouze na částice s nenulovým elektrickým nábojem nebo magnetickým momentem. Je považována za druhou nejsilnější interakci,

má nekonečný dosah, kde velikost silového působení klesá se vzdáleností. Elektromagnetická interakce je zprostředkována fotony, který vytvářejí mezi nabitými tělesy elektromagnetické pole.

1.2.2 Silná interakce

Silná interakce, je interakce krátkého dosahu mezi hadrony (přibližně 10⁻¹⁵ m) [26], která váže kvarky a leptony. Zbytkovým projevem silné interakce je silové působení mezi hadrony.

1.2.3 Slabá interakce

Slabá interakce se projevuje u všech typů fermionů. Slabá interakce způsobuje rozpad elementárních částic, kdy doba života částice (s výjimkou neutronů, která činí asi 900 s) je mezi 10^{-8} až 10^{-12} s [26]. Řadí se jako druhá nejslabší interakce s velmi malým dosahem. Jejím nejvýznamnějším příkladem je jaderný β rozpad.

1.2.4 Gravitační interakce

Gravitační interakce se projevuje u všech typů elementárních částic. Interakce je závislá na hmotnosti a rozložení objektu v prostoru a klesá s jejich vzdáleností. Je nejslabší ze všech interakcí a standardně se v kvantových teoriích neuvažuje.

1.3 Detekce částic

V částicových detektorech můžeme pozorovat jenom částice s dostatečně dlouhou délkou života. Částice musí interagovat s detektorem elektromagneticky přímo (např. ionizace při průletu nabité částice), nebo nepřímo (např. vytvoření nabité částice při jaderné reakci neutronu).

Přímo ionizující (nabité) částice

Nabité částice interagují s hmotou prostřednictvím nepružných srážek, kinetická energie je předávána do okolí, a dochází k tzv. ionizačním ztrátám energie. Další možný způsob průběhu je prostřednictvím radiačních ztrát (interakce elektromagnetických polí částic při vyzáření třeba brzdného záření ve formě fotonu), častý u elektronů a lehkých částic. Těžké nabité částice interagují intenzivněji, kdy při tomto jevu dochází k předávání energie okolí na krátké vzdálenosti a poté k zastavení částice v látce.

Předaná energie se projeví jako excitace elektronu v obalu a někdy i jádra. Při dostatečně velké předané energii může dojít k odtržení elektronu. Toto sekundární elektronové záření je označováno jako δ záření.

Nepřímo ionizující (nenabité) částice

Částice bez elektrického náboje, jejichž nejvýznamnějšími zástupci jsou neutrony (interagují s okolní hmotou pouze pomocí silných a slabých jaderných sil) a fotony (předají svoji energii látce prostřednictvím sekundárních elektronů).

Mohou zde probíhat interakce typu pružného/nepružného rozptylu prostřednictvím emisí nabité částice a v případě neutronu radiačním záchytem, nebo dochází k excitaci nebo rozbití jádra atomu látky, kterou prolétají částice.

1.3.1 Interakce těžkých nabitých částic v látce

Těžké nabité částice

Do této kategorie spadají kladně nabité jádra a jaderné fragmenty, které jsou složeny z nukleonů (z protonů a neutronů). Dále sem patří mion, proton, deuteron, triton, částice α a těžší ionty.

Mion

Mion je elementární částice, řadí se mezi leptony. Jeho hmotnost je přibližně 200-krát větší než hmotnost elektronu. Přírodním zdrojem mionů na zemském povrchu je sekundární kosmické záření, vznikající v horních vrstvách atmosféry. Miony se využívají při testování detektorů, protože jejich interakce v detektoru (minimální možná ionizace okolí) jsou dobře identifikovatelné.

Proton

Proton je subatomární částice s kladným elementárním elektrickým nábojem $1,6 \times 10^{-19}$ C a s klidovou hmotností $m_p = 1,6726 \times 10^{-27}$ kg. Je hmotnou částicí se spinem ½ a řadíme ji mezi fermiony a zároveň baryony. Skládá se ze dvou kvarků u a jednoho d, které interagují silnou interakcí. Antiproton neboli antičástice protonu je záporně nabitá částice, ostatní kvantová čísla má shodná s protonem. S protonu může anihilovat, tj. v koncovém stavu jsou mezony, tj. bezbaryonové stavy. Bývá označována symbolem \overline{p} .

Deuteron

Částice, která je tvořena jedním protonem a neutronem se nazývá deuteron a tvoří jádro těžkého vodíku - deuteria. Deuterium má stejný elektrický náboj jako proton, ale přibližně dvakrát větší hmotnost. Vazebnou energii deuteronu určujeme experimentálně fotodisociací gama zářením v reakci:

 $^2_1 D + \gamma \rightarrow {^1_1} H + {^1_0} n$

Experimentálně nalezená hodnota vazebné energie 2,226 MeV je také prahovou energií reakce.

Triton

Triton se skládá z protonu a dvou neutronů a tvoří jádro tritia. Jedná se o nestabilní částici, která se rozpadá s poločasem rozpadu 12,26 let. Uměle vzniká v jaderných reaktorech neutronovou aktivací ⁶Li (${}_{3}^{6}$ Li + ${}_{0}^{1}$ n $\rightarrow {}_{2}^{4}$ He + ${}_{1}^{3}$ T).

Částice α

Částice α je tvořena dvěma protony a dvěma neutrony, tedy jedná se o jádro helia ⁴/₂He. V porovnání s ostatními částicemi má velkou hmotnost (klidová hodnota je 6,656.10⁻²⁷kg) a velký elektrický náboj rovný dvojnásobku náboje elektronu. Při vniknutí α -částice do látky dochází k postupným ztrátám energie (díky nepružným srážkám s elektrony atomů), které vedou k úplnému zastavení. Délka dráhy do doby ztráty veškeré energie bývá označována jako dolet částice (R).

Díky velmi silným ionizačním účinkům je dolet α částice velmi malý. Nejsilnější ionizační účinky vznikají na konci doletu částice v oblasti Braggova maxima.

Energetické ztráty těžkých nabitých částic

Těžké nabité částice interagují prostřednictvím Coulombovských sil (neplatí pro miony) mezi jejich nábojem a nábojem elektronů atomů absorbátoru. Současně částice interaguje přitažlivou anebo odpudivou silou s mnoha elektrony, kolem kterých prolétává. Dochází tak k vybuzení elektronu atomového obalu do energeticky vyššího stavu, tzv. excitaci elektronu, nebo dojde k ionizaci (elektron opustí atom, stává se volným). Při srážkách částice s elektrony atomového obalu dochází k postupné ztrátě energie interagující částice, až do úplného ztracení této energie. Těžká nabitá částice se vzhledem ke své velké hmotnosti (ve

srovnání s hmotností elektronu) jen málo odchýlí od původního směru své dráhy. Tedy dráha těžké nabité částice při jejím průchodu látkou je prakticky přímočará [22].

Výsledkem srážek jsou buď iontové páry nebo excitované atomy, v modelu pevné látky páry elektron-díra. V excitovaných atomech dochází k deexcitaci, kdy dochází k využití vzniklé energie k dalším procesům a iontové páry či páry elektron-díra jsou využitelné k detekci. Při nevyužití zmíněných párů obojího druhu nastává rekombinace na neutrální atomy.

Střední dosah nabité částice v látce je střední dráha, kterou částice urazí od svého vstupu do látky až do úplného zabrzdění.

Energetické ztráty podél dráhy nabité částice jsou vyjádřeny lineární brzdnou schopností s - $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$, kde dE je střední ztráta kinetické energie nabité částice při průchodu látkou po dráze dx.

Hodnota $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$ podél dráhy částice se taky nazývá specifická ztráta energie a je popsána Bethe-Blochovou rovnicí

$$-\left\langle\frac{dE}{dx}\right\rangle = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_0 v^2} NZ \left[ln \frac{4m_0 v^2}{l} - ln \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) - \frac{v^2}{c^2} \right],\tag{1.1}$$

kde v a ze je rychlost a náboj primární částice, N - počet atomů v objemové jednotce prostředí, Z - protonové číslo atomů prostředí, I - střední excitační potenciál atomů prostředí, m_0 je klidová hmotnost elektronu a e je náboj elektronu [4].

Braggova křivka popisuje $-\langle \frac{dE}{dx} \rangle$ specifickou ztrátu energie podél dráhy nabité částice v materiálu. Ztráta energie roste s klesající energií nabité částice, dosáhne maximum (Braggův pík) a začne rychle klesat, viz obr. 1.1.



Obr. 1.1: Braggova křivka pro alfa částice s energií 5,49 MeV ve vzduchu [23].

1.3.2 Energetické ztráty elektronů

Při interakcích elektronů s látkou jsou nejdůležitějšími procesy ionizace a excitace, ale při vyšších energiích dochází podstatně častěji k emisi fotonů brzdného záření (bremsstrahlung).

Ve srovnání s těžkými nabitými částicemi ztrácí elektrony energii a dráha je mnohem zakřivenější. Je to proto, že hmotnost interagujícího elektronu je srovnatelná s hmotností orbitálních elektronů, s nimiž interaguje, a při jedné interakci elektron předá větší část své energie. Kromě toho elektrony interagují s těžkými atomovými jádry, a při těchto interakcích mohou zcela měnit směr.

Lineární brzdná schopnost je opět dána Betheho vztahem, který se ale pro elektrony skládá z dvou hlavních částí. První část popisuje ionizační ztráty energie (analogie s těžkými částicemi),

$$-\left\langle\frac{dE}{dx}\right\rangle_{i} = \frac{2\pi e^{4}NZ}{m_{0}v^{2}}NZ\left(\ln\frac{m_{0}v^{2}E}{2I^{2}(1-\beta^{2})} - (\ln 2)\left(2\sqrt{1-\beta^{2}} - 1+\beta^{2}\right) + 1-\beta^{2} + \frac{1}{8}\left(1-\sqrt{1-\beta^{2}}\right)^{2}\right), \quad (1.2)$$

kde symboly mají stejný význam jako v rovnici (1) a $\beta = v/c$ [4].

Druhá část popisuje radiační ztráty, které nastávají při změnách rychlosti nabitých částic. Vzniká elektromagnetické záření, tzv. brzdné záření. Pro radiační ztráty byl Bethem odvozen teoretický vztah

$$-\left\langle\frac{dE}{dx}\right\rangle_{r} = \frac{NEZ(Z+1)e^{4}}{137m_{0}^{2}c^{4}} \left(4\ln\frac{2E}{m_{0}c^{2}} - \frac{4}{3}\right),\tag{1.3}$$

Celková lineární brzdná schopnost je vyjádřená jako součet ionizačních a radiačních ztrát energie

$$\langle \frac{dE}{dx} \rangle = \langle \frac{dE}{dx} \rangle_i + \langle \frac{dE}{dx} \rangle_r , \qquad (1.4)$$

a poměr parciálních procesů je dán výrazem

$$\frac{\langle \frac{dE}{dx} \rangle_r}{\langle \frac{dE}{dx} \rangle_i} \cong \frac{EZ}{700} , \qquad (1.5)$$

kde E odpovídá energii o velikosti několika MeV[4].

Radiační ztráty jsou významné jen pro absorbátory s vysokým *Z* díky tomu, že představují jen malou část k poměru ionizačně-excitačních ztrát.

Pro elektrony je ve srovnání s těžkými částicemi významnější efekt zpětného rozptylu (backscattering). Podíl zpětného rozptylu elektronů může dosahovat desítek procent v důsledku možných významných změn směru elektronů při průchodu materiálem. Obecně platí přímá úměra mezi *Z* a zpětným rozptylem.

Pozitrony interagují s hmotou stejnými Coulombovskými silami jako elektrony, a proto je brzdná schopnost, doběhy a tvar drah stejný. Liší se konečnou anihilací a produkcí gama fotonů u konce své dráhy.

Elektrony mají i při menší vlastní hmotnosti a polovičním náboji podstatně větší dosah než alfa částice. Pro elektrony o energiích 0,1 - 5 MeV se doběhy v organických látkách pohybují řádově od desetin do desítek mm [24].

1.3.3 Interakce fotonů

Záření γ a rentgenové záření nemají elektrický náboj. Jde o elektromagnetická záření o velmi krátké vlnové délce. Odlišují se od sebe pouze místem svého vzniku. Fotonové záření emitované z atomových jader se nazývá γ záření. Rentgenové záření vzniká přechody elektronů v atomovém obalu a brzdným zářením elektronů.

Nejdůležitější mechanismy interakce fotonů jsou:

Fotoefekt

- Comptonův rozptyl
- Tvorba elektron-pozitronových párů

Fotoelektrický jev (fotoefekt)

Při fotoelektrickém jevu foton předá veškerou energii elektronu vázanému v elektronovém obalu atomu. Tento elektron je emitován z atomu kinetickou energií danou Einsteinovou rovnicí

$$E_{e^{-}} = hv - E_{v} , (1.6)$$

kde hv je energie dopadajícího fotonu, E_v je vazebná energie elektronu v příslušné slupce elektronového obalu [4].

Vakance ve slupce ionizovaného atomu se rychle zaplní volným elektronem, nebo dochází k rychlému přeskupování elektronového obalu, přičemž dochází k emisi charakteristického rentgenového záření. Kromě vyzáření charakteristického elektromagnetického záření může dojít k předání energie některému z elektronů ve vyšší slupce a k uvolnění tzv. Augerova elektronu. Pravděpodobnost vzniku fotoefektu je nejvyšší v látkách s velkým protonovým číslem *Z* a klesá s rostoucí energií dopadajícího fotonu.

Comptonův jev/rozptyl

Comptonův jev nastává při interakci mezi fotonem a volným elektronem v hmotě absorbátoru. Foton rozptýlený o úhel θ od původního směru předává část své energie odraženému elektronu. Schematický obrázek procesu je uveden na Obr. 1.2.



Obr. 1.2: Předpokládaný děj rozptýlení fotonu při Comptonově jevu [22].

Ze zákonů zachování hybnosti a energie je možné odvodit vztah pro energii rozptýleného fotonu

$$hv' = \frac{hv}{1 + hv(1 - \cos\theta)/m_0 c^2} \tag{1.8}$$

11

kde m_0 je klidová hmotnost elektronu, hv'je energie rozptýleného fotonu a hv je dopadající energie fotonu.

Při malých energiích je rozptyl předozadně symetrický, při rostoucí energii jsou rozptýlené fotony směrovány vpřed, viz obr. 1.3.

S rostoucí hustotou terčových elektronů v látce roste pravděpodobnost Comptonova jevu a naopak s rostoucí energií fotonu klesá.



Obr. 1.3: Úhlové rozložení rozptýlených fotonů (dopadajícího z levé strany) při Comptonově jevu [4].

Tvorba elektron-pozitronových párů

Tento proces nastane, převyšuje-li energie fotonu klidovou hmotnost vznikajícího páru částic (pro tvorbu elektron-pozitronového páru je tato energie $2m_{e_0}c^2 = 1,022$ MeV). K procesu může dojít pouze v blízkosti atomového jádra, které převezme část hybnosti. Elektron a pozitron jsou absorbátorem zastaveny, pozitron se spojuje s některým z elektronů látky a nastává anihilace, která je doprovázena vznikem nejčastěji dvou fotonů o energii 0,511 MeV, vyslaných v opačném směru z místa vzdáleného o dosah pozitronu od místa interakce.

Největší uplatnění tohoto procesu nalézáme při vysokých energiích záření γ a u látek s vysokým atomovým číslem. Pravděpodobnost vzniku elektron-pozitronového páru je přímo úměrná velikosti náboje atomového jádra.

Oblasti, ve kterých převládají jednotlivé procesy v závislosti na protonovém čísle absorbátoru a energii fotonu, jsou znázorněny na obr. 1.4.



Obr. 1.4: Znázornění oblastí, ve kterých převládá jeden ze tří nejdůležitějších procesů interakce fotonů. Křivky zobrazují hodnoty, pro které jsou si účinné průřezy příslušných procesů rovny [22].

Koherentní rozptyl

Při koherentním rozptylu se zachovává energie fotonu, ale dochází ke změně jeho směru. Tento efekt je významný pro nízké energie. V analytických tabulkách [14] je možné dohledat absorpční koeficienty (vyjadřuje schopnost látky absorbovat světlo resp. elektromagnetické záření), v nichž se zpravidla uvádí $\mu_{with \ coherent}$ a zároveň $\mu_{without \ coherent}$, a tyto hodnoty se výrazně liší pro nízké energie. Při detailním modelování procesů transportu fotonů hmotou je koherentní rozptyl nutno vzít v úvahu.

1.3.4 Interakce neutronů

V následující podkapitole jsou představeny reakce neutronů s látkou, kterých je možné využít k detekci neutronů, a které zároveň způsobují radiační poškození detektorů.

Neutronové záření je tok neutronů, které jsou uvolněny z jader jadernými reakcemi typu ozařování vysokoenergetickými částicemi (spalace) nebo štěpením těžkých jader.

Mezi běžné zdroje neuronů se řadí jaderný reaktor, radionuklidové zdroje, urychlovače částic a kosmické záření.

Základní interakce neutronů s látkou:

- Pružný rozptyl (n, n)
- Nepružný rozptyl (n, n')
- Radiační záchyt (n, γ)
- * Jaderné reakce s emisí nabitých částic, případně několika neutronů (n, p), (n, α), (n, 2n),...

Štěpení jader (n, f)

Pružný rozptyl

Pružný rozptyl je nejčastější způsob interakce neutronů s atomovými jádry, obzvláště s lehkými jádry. Pružnou srážkou neutronu s jádrem dojde k předání části kinetické energie a rozptýlení neutronu v jiném směru s menší energií. Odražené jádro ionizací ztrácí svoji energii vyvolanou excitací. Největší předaná energie při pružném rozptylu připadá jádru vodíku a klesá s rostoucím nukleonovým číslem atomu. Z tohoto důvodu jsou nejvíce využívány lehké prvky (vodík, uhlík, ...) pro zpomalení rychlých neutronů.

Nepružný rozptyl

Neutron předá část své energie jádru a energie je využita na zvýšení vnitřní energie jádra (excitaci). Při následné deexcitaci se vyzáří foton, záření γ . Sekundární záření γ se využívá v neutronově stimulované emisní počítačové tomografii NSECT [25].

Radiační záchyt neutronů

Jedná se o jednu z nejdůležitějších interakcí neutronů projevujících se zejména v oblasti nízkých energií.

$$\binom{A}{Z}X + n \rightarrow \binom{A+1}{Z}X + \gamma$$

Neutron je pohlcen jádrem, kde zůstává vázaný, vzniká složené jádro, které je v excitovaném stavu. Následně dochází k emitování fotonů (deexcitaci). Výsledné jádro je často radioaktivní a dochází u něj k proměně procesem β^- , např.:

$$^{115}In + n \rightarrow ^{116}In + \gamma$$

$${}^{116}In \xrightarrow{\beta^-} {}^{116}Sn + e^- + v_e$$

K nejúčinnějším látkám absorbujícími neutrony patří bor a kadmium, které se využívá jako stínění proti neutronovému záření a při regulaci neutronového toku v jaderných reaktorech.

Jaderné reakce

Reakce se vznikem protonů (*n*, *p*)

$$(n + {}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z-1}X + p)$$

Reakce (*n*, *p*) probíhají většinou s rychlými neutrony o energii $E \approx 0.5 - 10$ MeV, neboť k emisi protonu je nutná dostatečná energie k překonání potenciální bariéry [8].

Klidová hmotnost protonu je ovšem menší než klidová hmotnost neutronu, jedná se tedy o exoergické či mírně endoergické reakce (přibližně do -1 MeV) [8].

Typickými příklady těchto reakcí jsou např.

$${}^{32}S + n \rightarrow {}^{32}P + p - 0.92 MeV$$
 nebo ${}^{14}N + n \rightarrow {}^{14}C + p + 0.6 MeV$ [8]

U lehkých jader s nízkou Coulombovskou potenciální bariérou často postačuje energie exoergické reakce k tomu, aby ji proton překonal.

Reakce emitující částice α (n, α)

$$(n + {}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A-3}_{Z-2}Y + \alpha)$$

K tomu, aby částice α mohla opustit jádro, musí neutron předat jádru energii dostatečnou k překonání potenciálové bariéry. K těmto reakcím dochází především s rychlými neutrony. Existuje však několik reakcí na lehkých jádrech, u kterých stačí k překonání potenciální bariéry pouze energie exoergické reakce sama o sobě. Tyto reakce potom probíhají s vysokým účinným průřezem i pro tepelné neutrony, např.

$${}^{6}Li + n \rightarrow {}^{3}H + \alpha + 4,5 MeV a {}^{10}Be + n \rightarrow {}^{7}Li + \alpha + 2,8 MeV [8].$$

Tyto reakce se často využívají pro detekci tepelných neutronů.

Reakce se vznikem dvou a více nukleonů

$$(n + {}^A_Z X \to {}^{A-1}_Z X + 2n)$$

Při dostatečně vysoké energii bombardujících neutronů mohou nastat reakce typu (n, 2n), (n, np), (n, 3n)... Tyto reakce se uplatňují zejména při energiích kolem 10 MeV a výše, to je zapříčiněno tím, že excitační energie jádra je větší než vazbová energie nukleonů. Spadají sem např. reakce ${}^{12}C + n \rightarrow {}^{11}C + 2n$ a ${}^{63}Cu + n \rightarrow {}^{62}Cu + 2n$ [8].

Výjimku tvoří reakce ${}^{9}Be + n \rightarrow 2 {}^{4}He + 2n$, která má práh pouze 1,67 MeV [8].

Štěpení jader

$$\left({}^{A}_{Z}X+n \rightarrow {}^{A_{1}}_{Z_{1}}X_{1}+{}^{A_{2}}_{Z_{2}}X_{2}+kn\right)$$

Při interakce rychlých neutronů s těžkými jádry (Th, U) dochází k štěpení jádra atomu na dva úlomky srovnatelné hmotnosti. V některých případech může dojít i ke štěpení za pomoci tepelných neutronů, a to např. u jader uranu (²³³U, ²³⁵U) či plutonia (²³⁹Pu). Štěpící se jádro se deformuje, protahuje, až odpudivé elektrické síly převáží a kladná dceřiná jádra se od sebe rozletí. Při takovémto štěpení dochází k emisi dalších neutronů a k uvolnění značné energie (asi 200 MeV). Díky těmto vlastnostem štěpných reakcí jsme schopni provádět detekci neutronů.

Při štěpení jádra uranu (²³³U), který se stal základem jaderné energetiky. Díky vysokým hodnotám tepelných a rezonančních energií využíváme tuto reakci k detekci pomalých neutronů. Naopak při štěpných reakcích uranu (²³⁵U) a plutonia (²³⁹Pu) zaznamenáváme detekci rychlých neutronů.

Uvolněná energie při štěpení přechází do formy kinetické energie štěpných fragmentů a díky zákonu zachování energie a hybnosti jsme schopni určit jejich hmotnostní spektrum.

Při štěpení jader dochází také k emitaci okamžitých štěpných neutronů, okamžitých fotonů, kdy dochází k emisi elektronů a antineutrin pro přeměnu β^- a přeměna β je doprovázena γ záření a zpožděnými neutrony. [8]

2 Principy a procesy fungování křemíkových detektorů

Polovodičové detektory se v jaderné fyzice začaly používat okolo roku 1960 [6]. Výzkum byl nejdříve zaměřen na germaniové detektory s tenkou povrchovou bariérou, které se využívaly k detekci částic krátkého doletu. Tyto detektory, provozované za nízkých teplot k docílení snížení svodového proudu a šumu, prokázaly potenciál polovodičových detektorů k realizaci lepšího energetického rozlišení než je tomu u ionizační komory, které byly používány dříve [6].

Výzkum se poté zaměřil na křemíkové detektory, protože křemík má podstatně širší zakázaný pás než germanium a umožňuje použití při pokojové teplotě. Křemíkové detektory byly prvními typy polovodičových detektorů používaných v jaderné spektrometrii a využívali se jako detektory částic krátkého doletu [6].

Výroba polovodičových detektorů navázala na hledání technologií k tažení monokrystalů velkých průměrů a později k dosažení velmi vysoké čistoty germania a pozdějšímu vzniku nových polovodičových detektorů HPGe. Křemík je využíván při výrobě detektorů fotonů nízkých energií a při detekci těžkých nabitých částic.

Celý vývoj detektorů byl doprovázen vývojem nízko-šumové (low-noise) elektroniky a techniky zpracování signálu. V tomto vývoji hrála aplikace detektorů velkou roli.

Při teoretické úvaze můžeme použít k výrobě detektorů také celou řadu polovodičových materiálů, jako je: CdTe, $Cd_{1-x}Zn_xTe$, PbI₂, InP, GaAs, GaSe nebo CdSe. V praxi se využívají pouze první tři z uvedených sloučenin. Jejich princip je skoro stejný jako u křemíku a germania, ale uplatňují se zde i nežádoucí jevy (např. ztráta nosičů náboje během jejich sběru v důsledku rekombinací a záchytů na pastech), které vedou k odlišným vlastnostem [3].

2.1 Vlastní polovodič

Křemík krystalizuje v diamantové struktuře, tzn. čtyři elektrony ve vnější obalové slupce zprostředkovávají kovalentní vazby se sousedními atomy. Pokud jsou ve všech uzlech krystalické mřížky stejné atomy, tedy bez příměsí, můžeme tento polovodič označit jako vlastní (intrinstický). Vlastnosti intrinsického polovodiče jsou uvedeny v tabulce 2.1.

Při nenulové teplotě vlastního polovodiče může být část tepelné energie předána jeho elektronům. Tato energie může být dostatečně velká k tomu, aby valenční elektron překonal

zakázaný pás, dostal se do vodivostního pásu, a ve valenčním pásu zůstane díra, vzniká tak tzv. pár elektron – díra.

Pravděpodobnost teplotního vzniku elektron-děrového páru je vyjádřena vztahem

$$p(T) = AT^{3/2} \exp(-E_g/2kT), \qquad (2.1)$$

kde *A* je konstanta daného polovodiče, T – absolutní teplota, E_g - šíře zakázaného pásu a k je Boltzmannova konstanta [13].

Je-li krystal připojen na elektrické napětí, vzniká v něm elektrické pole ve kterém driftují tepelně vytvořené páry elektron – díra a krystalem prochází proud, který je nepřímo úměrný teplotě resp. odporu. Pro driftovou rychlost děr a elektronů platí:

$$v_e = \mu_e \cdot \epsilon \quad a \quad v_d = \mu_d \cdot \epsilon, \tag{2.2}$$

kdy v_e a v_d jsou rychlosti elektronů a děr, μ_e a μ_d jsou pohyblivosti elektronů a děr a ϵ značí intenzitu elektrického pole [13].

Vlastní (intrinsický) polovodič	Si	Ge
Protonové číslo Z	14	32
Hmotnostní číslo A	28,09	72,60
Hustota (při 300 <i>K</i>) [<i>kgm</i> ⁻³]	2330	5320
Počet atomů v $m^3[m^{-3}]$	$4,96.10^{28}$	$4,41.10^{28}$
Relativní dielektrická konstanta	12	16
Energie zakázaného pásu <i>E_g</i> (300 <i>K</i>) [<i>eV</i>]	1,115	0,665
Energie zakázaného pásu <i>E_g</i> (0 <i>K</i>) [<i>eV</i>]	1,165	0,746
Intrinsická objemová hustota $n_i(300 K) [m^{-3}]$	$1,5.10^{16}$	2,4.10 ¹⁹
Intrinsický měrný odpor $r_i(300 K) [\Omega m]$	2,3.10 ³	0,47
Pohyblivost elektronů $\mu_e(300 K) [m^2 V^{-1} s^{-1}]$	0,135	0,39
Pohyblivost děr $\mu_d(300 K) [m^2 V^{-1} s^{-1}]$	0,048	0,19
Pohyblivost elektronů $\mu_e(77 \ K) \ [m^2 V^{-1} s^{-1}]$	2,1	3,6
Pohyblivost děr μ_d (77 <i>K</i>) [$m^2 V^{-1} s^{-1}$]	1,1	4,2
Energie/pár elektron díra <i>w</i> (300 <i>K</i>) [<i>eV</i>]	3,62	-
Energie/pár elektron díra w (77 <i>K</i>) [<i>eV</i>]	3,76	2,96
Fano faktor F (77 K)	0,084-0,143	0,058-0,129

Tabulka 2.1: Vlastnosti intrinsického křemíku a germania [13].

2.2 Polovodiče typu n

Jestliže je v krystalu malá příměs nečistot z V. skupiny periodické soustavy prvků (např. fosfor) – tj. donorů (mají pět valenčních elektronů), pak jejich atomy nahradí v některých uzlech mřížky vlastní atomy polovodiče. Tímto způsobem získáme jeden elektron navíc, který se neúčastní kovalentní vazby a v krystalu je velmi slabě vázán, viz obr. 2.1.

Přebytečné elektrony v atomech tvoří energetickou hladinu uvnitř zakázaného pásu (těsně pod vodivostním pásem), takže jen malá energie vede k přechodu do vodivostního pásu. Tato energie je dodána tepelnou excitací, kdy těchto elektronů vzniká mnohem více než uvolněných vlastním procesem. Tímto procesem je narušena rovnováha mezi hustotami elektronů a děr. Elektrony jsou majoritními nosiči náboje.

Rovnováha ve vlastním polovodiči je dána vztahem $n_i p_i = np$, kdy musí platit $n > n_i$ a současně $p < p_i$. Přičemž n je objemová hustota elektronů, n_i je intrinsická hustota elektronů, p je objemová hustota děr a p_i je koncentrace intrinsických děr.



Obr. 2.1: (a) Znázornění donorové příměsi v krystalové mřížce Si; (b) odpovídající donorová hladina vytvořená v zakázaném páse křemíku [4].

2.3 Polovodič typu p

Obsahuje příměsi akceptorů, např. bor, (III. skupina periodické tabulky prvků) a majoritními nosiči jsou díry.

Atomy třímocné příměsi jsou vázány s okolními atomy pouze třemi vazbami. Jedna z vazeb je nenasycená, a tato vakance představuje díru podobnou té ve valenční vrstvě, ale s jinými parametry. Může zachytit elektron, který se bude podílet na vazbě, ale tato vazba nebude rovnocenná ostatním. Proto je tento elektron vázán slaběji než valenční elektron. Tedy akceptor vytváří energetickou hladinu v normálním zakázaném pásu, která leží těsně nad valenčním pásem, viz obr. 2.2. Elektrony potřebné k zaplnění vakance dodává tepelná excitace krystalu. Díky blízkosti hladin jsou pohodlně všechny příměsi nasyceny a po těchto elektronech zůstávají díry. Takže aby platila rovnováha mezi hustotami elektronů a děr, musí být splněny předpoklady $n < n_i$ a současně $p > p_i$.



Obr. 2.2: (a) Znázornění akceptorové příměsi v krystalové mřížce Si; (b) odpovídající akceptorová hladina vytvořená v zakázaném pásu křemíku [4].

2.4 Kompenzovaný polovodič

Materiál je kompenzovaný, když hustota donorových a akceptorových nečistot je stejná. V každém elementu objemu platí $N_d = N_a$, kde N_d je hustota donorů a N_a je hustota akceptorů. Elektrony z donorů zaplní vakance v akceptorech, a tedy kompenzovaný polovodič má vlastnosti podobné vlastním polovodičům.

2.5 Silně dopované polovodiče

Označení n^+ , p^+ se používá pro tenké vrstvy silně dopovaných polovodičů s velkou vodivostí, které se využívají pro výrobu kontaktů polovodičových součástek.

2.6 Záchyty na pastích a rekombinace

Elektrony a díry spolu rekombinují, mírou rekombinace je jejich střední doba života. U teoreticky čistých polovodičů je střední doba života přibližně 1 s, při praktickém využití se však tato hodnota pohybuje mezi 10^{-3} – 10^{-4} s [13]. Ve vlastních polovodičích některé nečistoty vytvářejí rekombinační centra s energetickými hladinami v okolí středu zakázaného pásu. Rekombinační centra jsou schopna zachytit majoritní i minoritní nosiče náboje a anihilovat je. Po čase se zachycené nosiče náboje mohou vrátit do svého původního stavu a pokračovat v migraci, nemusí již přispět svým nábojem k vytvoření impulzu.

Některé nečistoty (hlavně kovy) obsazují uzlová místa mřížky a vytvářejí pasti s energetickými hladinami kolem středu zakázaného pásu, které zadržují oba druhy nosičů náboje na dost dlouhou dobu, takže nemohou driftovat krystalem.

Snaha dosáhnout co nevětšího možného počtu sebraných elektronů a děr vzniklých v polovodiči, je docílena využitím materiálu s mnohem delší dobou životnosti nosičů náboje, než je doba jejich sběru v detektoru. Využívání materiálů s velmi nízkými koncentracemi nečistot a dlouhou dobou života (detektory fotonů) zlepšují pomalý náběh impulzu zapříčiněný vzniklými pastmi [13].

2.7 P-n přechod

Pokud přiložíme na vlastní polovodič napětí, zajišťující intenzitu elektrického pole v jeho objemu, dojde k zamezení rekombinace (zvýšením driftových rychlostí nosičů náboje) a obvodem detektoru bude protékat stálý proud $I_0(T)$, pro který platí vztah $I_0(T) = U/R_i(T)$, kde $R_i(T)$ je intrinstický odpor detektoru.

Tento tepelně stimulovaný proud je o čtyři řády větší než signálový proud, který vznikl při přeletu částice, což zamezuje vyhodnocení dat. Ke snížení tepelného proudu se používá p-n přechod.

Polovodičový p-n přechod je vytvořen na jednom krystalu změnou koncentrace nečistot, tedy difuzí nebo iontovou implantací. Přechod se chová jako dioda, může být polarizován připojeným napětím v propustném nebo závěrném směru, viz obr. 2.3. Při zapojení v propustném směru je kladný pól na p-části a záporný pól na n-části. Tím pádem prochází majoritní nosiče přes přechod a krystalem teče proud, a tedy využití jako detektoru je nemožné. Při opačné polaritě může krystalem procházet proud majoritních nosičů.

Elektrony a díry, které zde vzniknou po průletu částice, migrují přes přechod a tvoří proudový puls. Minoritní nosiče mohou procházet přechodem, ale hustota nosičů je velmi malá. Citlivý objem detektoru je totožný s objemem vyprázdněné oblasti.



Obr. 2.3: Vzniklá ochuzená oblast (závěrný směr) [3].

Obecně můžeme definovat tloušťku vyprázdněné oblasti vztahem

$$l = \left(\frac{2\epsilon_r \epsilon_0 U}{eN}\right)^{1/2} \cong \sqrt{2\epsilon_r \epsilon_0 U \mu r_D},\tag{2.3}$$

kde *N* označuje objemovou hustotu dopantů méně dopované části, r_D je měrný odpor méně dopované části. Pro dané napětí *U* musí být měrný odpor r_D co nejmenší (aby měl detektor co největší tloušťku), proto musí být původní polovodič co nejčistší [13].

Velikost maximálního provozního napětí je omezena průrazným napětím, při něm překročí intenzita elektrického pole v přechodu kritickou hodnotu (10^7 Vm^{-1}) a dojde k průrazu přechodu a tedy k zničení detektoru. Hodnota průrazového napětí není zjistitelná teoreticky ani experimentálně a liší se pro každý detektor. Maximální provozní napětí určíme z voltampérové charakteristiky, napětí, při kterém se objeví počátek zlomu (rychlý nárůst proudu) je maximální použitelné.

3 Typy křemíkových detektorů

Základ křemíkových detektorů se strukturou jednoduchého p-n přechodu je monokrystal s vysokým měrným odporem, jen málo dopovaný příměsí. Na povrchu je předopováním vytvořena struktura opačného typu vodivosti. Podle způsobu vytvoření p-n přechodu rozlišujeme dále uvedené typy detektorů.

3.1 Difúzní detektory

K předopování se využívá vysokoteplotní difúze par dopantu, napařením příměsi typu n (fosfor) na materiál typu p. Typická hloubka difuze je v rozmezí $0,1 - 2 \mu m$ [13]. Vznik tzv. necitlivé vrstvy na povrchu způsobuje sníženou účinnost detekce a zvětšenou nejistotu při měření deponované energie.

Zmíněná technologie se již nevyužívá a je nahrazena iontovou implantací.

3.2 Detektory s povrchovou bariérou

Využívá se zde polovodičový přechod, kdy dochází k odleptání substrátu typu n, kde je na jeho povrchu vytvořena malá vrstva vodivosti typu p a na ní je následně napařena nejtenčí možná vrstva zlata. Tímto způsobem je vytvořen Schottkyho přechod (přechod kovpolovodič). Na obdobné bázi funguje i substrát typu p a hliník.

Velkou výhodou detektorů s povrchovou bariérou je jejich nízká cena a jednoduchá příprava. Avšak praktická neodolnost vůči doteku a oděru (až zničení detektoru), citlivost vůči světlu a propustnost plynů a par působí velmi negativně. Dříve se využívaly ke spektrometrii alfa.

3.3 Detektory vyrobené iontovou implantací

Patří k nejmodernějším technologiím s možností dopování povrchu polovodiče vhodnými akceptorovými (bor) či donorovými (fosfor) příměsemi. Příměsi v iontovém obalu jsou urychleny a svazkem je ozařován povrch. Dolet částic závisí na jejich energii a urychlujícím napětí, takže volbou napětí a proudu svazku a dobou excitace dosahujeme požadované koncentrace dopantu ve velmi tenké vrstvě.

Velkou výhodou detektorů vyrobených iontovou implementací je možnost vytvoření strmých přechodů, dobře ohraničené silně dopované kontaktní vrstvy typů n⁺ a p⁺ a vyšší kvalita vyrobených detektorů (nižší teplota při provádění annealingu žíháním).

Využívají se pro spektrometrii nízkoenergetických fotonů do 50 – 100 keV za laboratorní teploty (bez chlazení). Bohužel při měření energií fotonů (kvůli nízkému protonovému číslu křemíku a tenké ochuzené oblasti) rychle klesá pravděpodobnost interakce fotonů a detekčních účinnost.

3.4 Polohově citlivé detektory

Křemíkové polohově citlivé detektory záření jsou schopny kromě polohy změřit také absorbovanou energii. Nacházejí uplatnění v mnoha oblastech detekce. V současnosti se často používají ve fyzice vysokých energií, např. v experimentu ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) v CERN. Mimo jiné jsou také využívány v jaderné fyzice, krystalografii a medicíně [16].

Obyčejně se dle geometrie detekčních struktur dělí na tři kategorie:

- Stripové
- Padové
- Pixelové

Další rozdělení dle použité technologie:

- Hybridní
- Monolitické

Detektory se speciálním druhem transportu náboje k vyčítacím elektrodám:

- Driftové
- CCD

3.4.1 Stripové detektory

Stripové detektory mají jednu elektrodu rozdělenou na tenké rovnoběžné pásy (stripy). Segmentovaná elektroda se vytvoří pomocí iontové implantace anebo fotolitografie. S využitím těchto technologií je možné vytvořit stripy o šířce pouhých 10 μm.

U oboustranného stripového detektoru jsou elektrody na obou stranách detektoru segmentovány na stripy a elektrody spodní straně detektoru jsou orientovány kolmo na vrchní elektrody, viz obrázek 3.1. Elektrony a díry driftují k opačným elektrodám, a takto získáme úplnou prostorou informaci (obě souřadnice místa interakce).



Obr. 3.1: Schematické znázorní oboustranného stripového detektoru [4].

Technická komplikace nastává v akumulaci elektronů mezi n^+ stripy, kde dochází k nahromadění elektronů a následným elektrickým svodům mezi sousedními stripy. Tento problém je možné řešit třemi různými způsoby a to přidáním blokovacího p-stripu mezi každé dva stripy nebo záporně napájenou MOS strukturou nebo implementací celé kompenzační p-vrstvy.

Tyto detektory se uplatňují především k detekci částic přicházejících s vysokou frekvencí a při detekci a zobrazování rentgenového záření.

3.4.2 Padové detektory a pixelové detektory

Využívají několika malých šachovnicově poskládaných detektorů, které jsou od sebe vzájemně elektricky izolovány. Jestliže jsou rozměry jednotlivých elektrod větší nebo rovny jednomu milimetru, nazývají se padové detektory. V opačném případě se tyto detektory nazývají pixelové [4]. Díky malé velikosti jednotlivých elektrod s relativně malou kapacitou a svodovým proudem získáváme mnohem lepší rozlišovací schopnosti, než je tomu u mikrostripových detektorů.

Technickou komplikací těchto detektorů je způsob jejich připojení k elektronice vyhodnocující výstupní signál. Nejběžnějším řešením tohoto problému je připojení senzorové matice k vyčítacímu čipu, toto spojení je tvořeno lisováním kontaktů z india na čip [4].

Aktivní oblast pixelových i padových detektorů bývá omezena několika čtverečními centimetry. Spojením několika jednotlivých modulů můžeme dosáhnout i větších ploch detektorů, ale tím roste složitost zařízení.

Padové detektory se využívají např. v kalorimetru CALICE ECAL [28], pixelové detektory v experimentu ATLAS na urychlovači LHC [16].

Hybridní pixelové detektory

K senzoru je vodivě připojen čip a dochází k rozložení pixelů za pomoci zrcadlení vstupní plošky. Pomocí malých kuliček kovu (nejčastěji indium, cín nebo pájka) rozmístěných na konkrétní plošky a následném stlačení obou destiček k sobě (detektor a čip). Tuto technologii nazýváme *flip-chip* nebo *bump-bonding*, znázorněnou na obrázku 3.2.



Obr. 3.2: Detail bump - bondingu [9].

Monolitické pixelové detektory

Monolitické pixelové detektory integrují senzor a vyčítací elektroniku na stejném křemíkovém substrátu. V případě hybridních detektorů jsou senzory vyráběny z vysoko rezistivního křemíku a při výrobě elektroniky se využívá nízko rezistivní křemík. V případě monolitických detektorů se můžeme setkat s detektory, ve kterých je elektronika přizpůsobena senzoru, nebo naopak [11]:

- DEPFET vyprázdněný detektor v kombinaci s tranzistorem řízeným polem (FET).
- ✤ MPS (monolitické pixely) zesilovač u pixelu.
- MAPS (monolitické aktivní pixely) nízko odporový substrát, zcela nevyprázdněný (10 μm).

3.4.3 Driftové detektory

Křemíkové driftové detektory jsou využívány díky své jedinečné konfiguraci elektrod, viz obrázek 3.3, k určení polohy a energie dopadající částice s přesností 4 μ m při vzdálenosti elektrod několik milimetrů [4].



Obr. 3.3: Struktura lineárního driftového detektoru [13].

Elektrony, vytvořené při přechodu ionizujícího záření detektorem, jsou v polovodiči elektrickým polem transportovány ke sběrné elektrodě umístěné na okraji detektoru.

Ve srovnání se stripovými detektory mají driftové detektory výhodu v mnohem menším počtu kanálů, ale jejich rychlost zpracování signálu je podstatně nižší.

Driftové detektory jsou využívány v detektoru ALICE (A Large Ion Collider Experiment) na urychlovači LHC [28].

3.4.4 CCDs detektory (Charge Coupled Devices)

Charge Coupled Devices (CCD) jsou primárně využívány k detekci fotonů v oblasti viditelného světla. V současné době se jejich využití uplatňuje v elektronice k přenosu a uschování náboje, především pak u zobrazovacích prvků optických zařízení (digitální fotoaparáty).

U standardních CCD je vyprázdněná oblast tvořena pod povrchem a v hloubce několika mikrometrů se tvoří potenciálové minimum elektronů. Povrch je tvořen elektrodovou strukturou MOS (metal-oxide-sillicon) nebo p-n diodovou strukturou. Zachycené elektrony jsou sebrány anodou, která je umístěna na okraji waferu.

Plošný CCD detektor získáme poskládáním několika souběžných lineárních detektorů. Kolmo na plošné CCD čipy je umístěn vyčítací lineární čip, který slouží k postupnému vyčítání sloupců plošného CCD čipu.



Obr. 3.4: Průřez lineárním čipem CCD [13].

4 Radiační odolnost

Radiační odolnost je velmi důležitá a rozsáhle zkoumaná problematika v materiálovém inženýrství a v elektronice, v případě, že se nachází v prostředí radiačních polí např. na orbitě kolem Země nebo v urychlovačích a jaderných reaktorech. O radiačním poškození hovoříme tehdy, pokud dojde k nežádoucím změnám vlastností materiálu kvůli vlivu radiačního záření. Záření ovlivňuje detektory tak, že dochází ke změně provozních a detekčních vlastností detektoru.

Radiační poškození křemíkových detektorů můžeme dělit na objemové a povrchové poškození, které jsou způsobeny různými efekty, kde první tři se týkají objemového poškození senzorů a poslední se projevuje hlavně u vyčítací elektroniky:

- Dislokace mřížkových atomů (intersticiály nadbytečná částice v krystalové mřížce (zpravidla přechod částice z normální do mezimřížkové polohy), vakance – neobsazený uzel mřížky vzniklý přechodem částice z uzlu do intersticiální polohy, Frenkelovy páry)
- Jaderné interakce (neutronový radiační záchyt, jaderná transmutace, elastický rozptyl)
- Druhotné procesy dislokovaných atomů, resp. defekty klastrů kaskádovitých procesů
- Ionizace v dielektrických radiačních vrstvách

První tři efekty se týkají především objemového poškození senzorů a poslední se projevuje hlavně u vyčítací elektroniky.

Z velké části jsou tyto typy poškození nestabilní. Intersticiály a vakance jsou při pokojové teplotě mobilní a proto využíváme částečného žíhání, abychom dosáhli zaplnění vakance intersticiálou. Mohou zde však vznikat i stabilní defekty (A-centrum - kombinace vakance a kyslíku (vytvoření akceptoru v zakázaném pásu), E-centrum – kombinace vakance a fosforu (odstranění donoru z krystalové mřížky) a divakance (dva chybějící atomy křemíku hned vedle sebe)). Trvalé poškození může způsobovat změnu elektrických vlastností polovodiče, což je zásadní pro vlastnosti detektoru. [19]

Při nízkých energiích interagujících částic dochází k interakcím nabitých hadronů s atomy křemíku za pomoci Coulombovských sil. Velká část energie se ztrácí v důsledku ionizace krystalové mřížky atomů. Neutrony interagují pouze s nukleony prostřednictvím jaderných reakcí. Vyvolání radiačního poškození závisí na rozdílnosti druhu a energie částice tzv. neionizujících energetických ztrátách (NIEL) [17], viz obr. 4.1.


Obr. 4.1: Energetická závislost relativního poškození na druhu a energii částic [18].

4.1 Objemové poškození

Hloubkové poruchy jsou způsobovány hadrony nebo vysokoenergetickými lehkými částicemi a bývají příčinou vykopnutí atomu, tzv. primary knock on atom (PKA), z krystalické mřížky křemíku a nahrazení volného místa zbývající vakancí (Frenkelovy páry). Může docházet k migraci přes krystalovou mřížku a možnému vzniku bodových vad s výskytem nečistot obsažených v materiálu křemíku. K primárnímu odražení atomu může dojít pouze za předpokladu, že dodaná energie je vyšší než energie prahová E_d (asi 25 eV) [17]. Vyražený atom může ztrácet energii ionizací, nebo když má dostatečnou energii, může způsobit vyražení dalších atomů. Ke konci dráhy odraženého atomu převládají neionizující interakce a vznikají klastry defektů, viz obr.4.2.



Obr. 4.2: Monte Carlo Simulace odraženého atomu s počáteční energií 50 keV [17].

Bodové poruchy a klastry způsobují různorodá a hloubková poškození křemíkových detektorů.

Díky mobilitě vakancí a intersticiál se část Frenkelových párů anihiluje a trvale nepoškozuje krystalovou mřížku. Zbylé vakance a intersticiály migrují skrz krystalickou mřížku a četně reagují vzájemně mezi sebou. Vznikají tak bodové poruchy a defekty v rámci klastrů, které jsou považovány za hloubkové poškození materiálu ovlivňující jejich elektrické vlastnosti a jsou příčinou zhoršování vlastností detektoru. [17]

4.2 Annealing

Radiační poškození detektoru není charakterizováno pouze svými elektrickými vlastnostmi, ale také chováním při annealingu.

Pozorováním radiačního poškození detektoru po ukončení procesu ozařování bylo zjištěno, že pozorované poškození se s časem snižuje, což bývá označováno jako tzv. annealing. Míra poklesu poškození je závislá na teplotě a době od ozáření, při které je detektor v "čekací" době. Neexistuje žádný "perfektní" annealing, který by vrátil vlastnosti materiálu do původního stavu. Ale v mnoha případech mohou být komplexní vady transformovány na jiné stabilnější typy defektů se změněnými vlastnostmi.

Mechanismy průběhu annealingu:

- Migrace a vznik komplexů defektů při určité teplotě se defekty začnou pohybovat, migrují v krystalové mřížce, až jsou zachyceny, mohou rekombinovat nebo vytvořit nové defekty.
- Disociace komplex defektů se rozdělí na své komponenty, a tyto komponenty se mohou pohybovat v krystalové mřížce a vytvářet nové defekty nebo rekombinovat.

Protože při annealingu mohou vznikat nové komplexy defektů, nemusí být vždy prospěšný pro odezvu detektoru. Tento efekt se nazývá obrácený (reverse) annealing. U obráceného annealingu dochází při delší době za vyšší teploty k opětovnému nárůstu poškození materiálu. Je to způsobeno transformací vyvolané radiací elektricky neaktivních komplexů defektů do elektricky aktivních defektů. Chlazením se obrácený annealing zpomaluje, nebo úplně potlačí (při teplotách nižších než 0 °C) [19].



Obr. 4.3: Typický průběh annealingu křemíku při zvýšen teplotě. ΔN_{eff} je změna koncentrace měrné koncentrace nečistot s počátečním dopováním. Tato analýza je vyhotovena dle "Hamburského modelu"[31]. Vzorek byl ozařován, fluence neutronů ve vzdálenosti 1,4×10¹³ cm⁻² s annealingem při teplotě 60 °C. [20].

 ΔN_{eff} je definována jako změna mezi počáteční koncentrací dopantů a hodnotou po ozáření

$$\Delta N_{eff} = N_A(\Phi_{eq}, t(T)) + N_C(\Phi) + N_Y(\Phi_{eq}, t(T))$$
(4.1)

kde Φ_{eq} je fluence a t je čas annealingu při teplotě T [20]. Změna koncentrace ΔN_{eff} je složena ze tří složek: krátkodobý annealing N_A, stabilní poškození N_C a obrácený (reverse) annealing N_Y, viz obr. 4.3.

Můžeme simulovat dlouhodobé účinky annealingu při pokojové teplotě, kdy při zvýšení teploty můžeme tohoto procesu dosáhnout v kratším časovém intervalu. Typickým annealingem označujeme 80/60, tedy 80 minut při 60 stupních. V tomto intervalu dochází k výraznému snížení poškození, které by odpovídalo přibližně deseti dennímu annealingu při pokojové teplotě.

4.3 Ionizační povrchové poškození

Při interakci ionizujícího záření v objemu křemíku dochází k tvorbě elektron-děrových párů, které driftují působením elektrického pole k elektrodám mikroelektronické struktury. Toto je princip detekce záření v senzoru. U vyčítacího čipu tento jev není důležitý, protože šířka aktivní objem je menší než 1 µm, a díky velké hustotě nosičů náboje je náboj vytvořen přeletem ionizující částice rychle neutralizován.

Polovodičové struktury mají i izolační oxidové vrstvy anebo nitridové, které jsou nevodivé, a u kterých se projevuje povrchové radiační poškození. Při průchodu ionizujícího záření oxidem dochází k zachycení kladného náboje (díry) v oxidových vrstvách detektoru anebo vyčítacího čipu. Vzniklé elektron děrové páry mohou v závislosti na podmínkách rekombinovat či driftovat v elektrickém poli oxidu. Vysoce mobilní elektrony, které unikly rekombinaci, jsou injektovány do objemu křemíku anebo vyčítací elektrody. Kdežto díry, které jsou mnohem méně pohyblivé, mohou být zachyceny v oxidu anebo na rozhraní křemík - SiO₂.

V závislosti na polaritě polovodičové struktury (PMOS anebo NMOS), může takto zachycený kladný náboj indukovat vodivou cestu mezi kanály segmentovaného detektoru anebo tranzistoru ve vyčítacím čipu.

Ionizující záření vytváří nové energetické hladiny v zakázaném pásu na rozhraní oxidkřemík. Tyto vzniklé úrovně mohou být obsazeny elektrony a dírami, v závislosti na poloze Fermiho hladiny na rozhraní, a odpovídající náboj může být oxidu přidán či odebrán.

Účinky záření na oxid a jeho radiační odolnost jsou závislé na konstrukci daného typu detektoru.



Obrázek 4.4: Příklad vzniku nabitého izolačního oxidu u tranzistoru typu NMOS. Kladné napětí je přiváděno na řídící elektrodu (gate), invertuje přilehlý povrch p křemíku a vytváří vodivý kanál mezi dopovaným elektrodami (n+). Vzniklé díry, odpuzované kladným napětím na elektrodě, se hromadí na rozhraní oxid-křemík [7].

4.4 Vliv na detekční vlastnosti

Při radiačním poškození může docházet ke vzniku hladin v zakázaném pásu, a ty mohou být obsazeny nosiči náboje (volné nosiče náboje jsou zachyceny či následně uvolněny). Defekty proto mají velký vliv na elektrické a detekční vlastnosti krystalů, jako např. zvýšení závěrného proudu, změny hustoty náboje a záchyt (trapping) náboje (může být trvalý nebo dočasný). Význam těchto změn se liší v závislosti na typu detektoru a aplikace.

Dochází ke změně efektivní koncentrace donorů a akceptorů, protože vznikají defekty, které mění elektrické vlastnosti poloodiče. Dochází tudíž k úbytku příměsí, kdy tento úbytek je doprovázen změnou napětí na detektoru.

Závěrný proud je lineární funkcí fluence, který je nezávislý na koncentraci příměsí. Při jeho zvýšení dochází k negativním účinkům na detektor v podobě šumu, problematickému chlazení, poškození senzoru, atd.

4.4.1 Radiační poškození MOS struktur

Elektronické struktury vyrobené CMOS procesem jsou tvořeny na povrchu křemíkového monokrystalu s relativně velkými koncentracemi příměsí a aktivní objem elektrických obvodů je obvykle tenčí než 1 µm. Při ozařování ⁶⁰Co dochází k největšímu poškození při ionizaci a posunu atomů v krystalové mřížce. Fotony s energií přibližně 250 keV (prahová energie) mohou v křemíkové mřížce způsobit maximálně jednobodové poškození. ⁶⁰Co produkuje fotony s energií 1,17 a 1,33 MeV, které nemají dostatek energie na větší poškození a také způsobují jenom bodové poruchy.

Při ionizaci aktivního objemu dochází k vytvoření párů elektron-díra, které rychle rekombinují (vysoká koncentrace příměsí).

Elektrony a díry vytvořené v izolační vrstvě oxidu křemíku mají odlišné pohyblivosti. Díry se mohou snadno transportovat na rozhraní gate/SiO2 (negativně aplikovaný bias) nebo Si/SiO2 (pozitivně aplikovaný bias) a vzhledem k citlivosti MOSFET tranzistorů dochází ke změně parametrů tranzistoru, viz obr. 4.5.



Obr. 4.5: Průřez MOSFET tranzistorem [36].

V deep - submicron procesech je vrstva oxidu pod elektrodou gate tenká, zachycené díry jsou anihilovány elektrony, které procesem kvantového tunelování přecházejí z oblasti polovodiče anebo vodivé elektrody. Typická vzdálenost, do které se zachycený kladný náboj anihiluje, je 3 mm. Tento typ procesu se využívá pro aplikace vyžadující vysokou toleranci záření.

Na druhé straně, izolační oxidy STI (silicon trench insulation, které izolují sousedící tranzistory) jsou stále dostatečně silné pro udržení kladného elektrického náboje, a tak způsobují zvýšení svodového proudu u NMOS tranzistorů. Tento nežádoucí efekt může být zmírněn za pomoci speciálních designových technik s tzv. uzavřeným rozložením tranzistorů.

4.5 Tranzistor

Tranzistor je polovodičová součástka tvořená dvěma p-n přechody. Tranzistory můžeme dělit do dvou hlavních skupin a to bipolární (řízeny proudem tekoucím do báze) a unipolární (řízeny napětím na řídící elektrodě). Unipolární tranzistory se pak dále dělí [23]:

- JFET (Junction Field Effect Transistor) řídící elektroda tvořena závěrně polarizovaným p-n přechodem.
- MESFET (Metal Semiconductor Field Effect Transistor) řídící elektroda tvořena závěrně polarizovaným přechodem kov polokov.
- MOSFET (Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor) řídící elektroda izolována oxidem od zbytku tranzistoru.
- MISFET (Metal Insulated Semiconductor Field Effect Transistor) tranzistor s izolovanou řídící elektrodou (např. nitrid...).

4.5.1 MOS tranzistor

Tranzistor je řízený elektrickým polem a obsahuje tři až čtyři vývody – hradlo (gate), drain, emitor (source) a substrát (propojen s emitorem). MOS tranzistory jsou nedílnou součástí integrovaných obvodů. MOS tranzistory se uplatňují v segmentových a analogových obvodech a ve výkonové technice.

Na povrch křemíku je vytvořena vrstva oxidu (nejčastěji SiO₂) a elektroda hradla je velmi často tvořena hliníkem anebo vodivým polysilikonem.

MOS tranzistory dělíme dle polarity do dvou kategorií, viz obr. 4.6 [23]:

- PMOS základní destička je tvořena křemíkovým polovodičem typu n, elektrody jsou vytvořeny implantací na křemík typu p
- NMOS základní destička je tvořena křemíkovým polovodičem typu p, elektrody jsou vytvořeny implantací na křemíku typu n

Podle typu vodivého kanálu dělíme MOS tranzistory na dvě skupiny, a to na vodivý a indukovaný kanál.

U vodivého kanálu jsou do povrchu slabě dotované destičky křemíku vodivosti typu p za pomoci difúze vhodné příměsi vytvořeny dva rovnoběžné příkopy s příměsí typu n⁺ a tvoří tak drain a emitor. Mezi nimi je vytvořen kanál méně dopovanou vrstvou typu n. Nad izolantem se nachází oddělené hradlo izolantem, a při přiložení záporného napětí emitoru se odpor kanálu zvětší. Při zvýšení napětí na kolektoru dochází k mírnějšímu nárůstu proudu než při nule předpětí hradla, tedy MOS tranzistor je v režimu. U předpětí hradla elektrické pole vytlačení všechny elektronů z kanálu a proud drainu klesá na nulu. Je-li přepětí hradla oproti emitoru kladné, dochází k získání minoritních nosičů náboje do kanálu a dochází tak ke zvýšení vodivosti kanálu a velikosti proudu drainu. Hovoříme o režimu obohacení.

U indukovaného kanálu dochází k vytvoření mezi difundovanými příkopy (emitor a drain), vodivého kanálu, a tudíž nemůže při V_{GS} rovném nule procházet žádný proud. Díky přiložení kladného napětí na hradlo získáme volné elektrony (z destičky), a ty s vyloučením děr z procesu mezi emitorem a kolektorem tvoří kanál. Pod hradlem vzniká převaha elektronů nad dírami, a tedy vznik nové vrstvy s obdobnými vlastnostmi vodivého kanálu s vodivostí typu n (pouze při kladném napětí hradla).



Obr. 4.6: Schématický řez tranzistoru NMOS a tranzistoru PMOS v hluboké n-jámě [23].

5 Experimentální část

5.1 Testovací struktura

Čip PH32 je navržený k vyčítání elektrického signálu z polovodičových detektorů různých geometrických konfigurací a může vyčíst až 32 kanálů. Čip byl vyroben pomocí komerčního 150 nm CMOS procesu. Grafické znázornění čipu PH32 viz Obr. 5.1. Čip PH32 byl vyvinut na účely vyčítání stripového detektoru a zkoumali jsme jeho charakteristiky po ozáření s cílem zjistit radiační odolnost 150 nm technologie.



Obr. 5.1: Layout čipu PH32, kdy v červeném kroužku je umístěna námi zkoumaná struktura. V dolní polovině obrázku jsou viditelné jednotlivé detekční kanály.

Čip je složen ze dvou základních částí, z 32 vyčítacích kanálů a z globální části, což je elektronika, která řídí všechny ostatní kanály. Každý kanál je složen z analogové a digitální části. Obě tyto části jsou značně rozdílné například v množství a vlastnostech obsažených tranzistorů (analogová část – malé množství velkých tranzistorů, digitální část – velké množství malých tranzistorů).

V analogové části se signál zesílí, a poté se porovná s prahovou hodnotou. Po zpracování v analogové části a pozitivním vyhodnocení prahu (threshold) je signál dále zpracován v digitální části obvodu.

Radiační účinky byly studovány na osmi testovacích strukturách, které byly navrženy na čipu PH32. Testovací struktury jsou složeny z typově různých tranzistorů se společnými elektrodami source a gate, každá elektroda drain je nezávisle vyvedena na elektrody. První čtyři testovací struktury jsou složeny z tranzistorů typu NMOS (TS0 - TS3), další čtyři jsou tvořeny tranzistory typu PMOS (TS4 – TS7). Jednotlivé testovací struktury se odlišují také podle umístění v hluboké n-jámě (deep n-well, DNW), která slouží jako izolace od zbytku čipu. Testovací struktury jsou znázorněny na obr. 5.2 a jsou popsány v tabulce 5.1.

Každá testovací struktura je složena z deseti paralelně zapojených stejných tranzistorů, což umožňuje dosažení větší citlivosti při měření malých svodových proudů.



Obr. 5.2: Detailní grafické schéma testovacích struktur. Testovací struktury jsou složeny z tranzistorů NMOS (TS0 - TS3) a PMOS (TS4 – TS7). Testovací struktury zobrazené v pravé části obrázku jsou umístěny v hloubkové n-jámě.

Testovací struktura	Tranzistor	Šířka [µm]	Délka [µm]	Počet segmentů
TS0	NMOS	6	0,6	4
TS1	NMOS	0,6	6	1
TS2	NMOS-DNW	6	0,6	4
TS3	NMOS-DNW	0,6	6	1
TS4	PMOS	6	0,6	4
TS5	PMOS	0,6	6	1
TS6	PMOS-DNW	6	0,6	4
TS7	PMOS-DNW	0,6	6	1

Tabulka 5.1: Vlastnosti testovacích struktur.

5.2 Ozařování pomocí ⁶⁰Co

Testovací struktury byly ozařovány v UJP Praha a.s. pomocí medicínského ozařovače Terabalt, který využívá zdroj ⁶⁰Co. Izotop ⁶⁰Co, se vyrábí neutronovou aktivací. Při ozařování pomocí neutronů nastává přeměna stabilního ⁵⁹Co na nestabilní izotop ⁶⁰Co. Takto vzniklý radionuklid se samovolně proměňuje na ⁶⁰Ni prostřednictvím β^- rozpadu (který je doprovázen uvolněním elektronu a neutrina) s poločasem proměny 5,27 let. ⁶⁰Ni je ve vzbuzeném stavu a jeho přechod do základního stavu je doprovázen emisí dvou fotonů s energií 1,17 a 1,33 MeV. Značného využití tento radionuklid dosáhl v lékařství (ozařování rakovinových nádorů), defektoskopii (vyhledávání skrytých vad materiálu) a sterilizaci potravin.

Na měření byly použity dva čipy typu PH32, označeny jako PH32-J a PH32-H. Charakteristiky obou čipů byly změřeny před ozařováním a následně byly testovací struktury ozařovány zářičem ⁶⁰Co s dávkovým příkonem 150 Gy.min⁻¹ a umístěny byly ve vzdálenosti přibližně 7 cm od zdroje záření. Měření a ozařování probíhalo po dobu 12 hodin. Během ozařování byl čip PH32-J připojen k měřící aparatuře a čip PH32-H byl ozařován bez připojeného napětí. Během ozařování se na čipu PH32-J postupně měnilo napětí V_{GS}, které je stejné pro všechny testovací struktury, a napětí se postupně zvyšovalo v intervalu 0 – 1,8 V. Testovací struktury byly postupně aktivovány pro měření. Celková dávka, kterou obdržely testovací struktury při ozařování, byla přibližně 10 Mrad. Po skončení ozařování byly změřeny charakteristiky testovacích struktur čipu PH32-H a pokračovalo periodické měření charakteristik testovacích struktur PH32-J po dobu šesti dnů. Následně byly opět změřeny charakteristiky testovacích struktur čipu PH32-H. Celé měření probíhalo za stálé pokojové teploty 21,4 ± 0,2 °C.

Testovací struktury byly připojeny k měřící aparatuře pomocí reléového obvodu, který umožňuje volbu testovací struktury. K tomuto účelu jsme využili radiačně odolné spínače, což jsou malé signalizační relé s pozlacenými kontakty. Na měření volt-ampérových charakteristik jsme využili dva přesné laboratorní zdroje Keithley 237 jako zdroje napětí V_{DS} a V_{GS} a na měření proudu. Měření probíhalo v pulzním režimu, aby se minimalizovalo zahřívání čipu ohmickým teplem. Naměřená data byla vložena v textové formě a zpracovaná v programu ROOT.

5.3 Program ROOT

Objektově orientovaný program, napsaný v jazyce C++ byl vytvořený v laboratoři CERN. Původní záměr tohoto programu byl řešit vzniklé problémy v oblasti zpracovávání dat v částicové fyzice. Nyní je využíván např. v astrofyzice či při zpracovávání fyzikálních dat.

Obsahuje několik nástrojů určených pro průzkum a fitování statistických dat. ROOT nabízí možnost velmi výkonných kvalitních grafických funkcí a rozhraní, včetně vývojového kitu GUI, který může být použit k snadnému vytvoření vlastního rozhraní pro koncové uživatele [32].

5.4 Výsledky měření

5.4.1 Volt - ampérové charakteristiky

Změřené volt – ampérové charakteristiky testovacích struktur NMOS čipu PH32-J (TS0 – TS3) jsou znázorněny na obr. 5.3 a 5.4. Každá křivka reprezentuje volt – ampérovou charakteristiku pro určitou hodnotu napětí V_{GS} , které se měnilo od 0 do 1,8 V s krokem 50 mV.



Obr. 5.3: Volt – ampérové charakteristiky NMOS testovacích struktur TS0 a TS1 čipu PH32-J. Červená křivka znázorňuje průběh charakteristik před ozářením, zelená křivka znázorňuje charakteristiky po skončení ozařování a modrá křivka 6 dní po ozáření.



Obr. 5.4: Volt – ampérové charakteristiky NMOS testovacích struktur umístěných v hluboké n – jámě (TS2 a TS3) čipu PH32-J. Červená křivka znázorňuje průběh charakteristik před ozářením, zelená křivka znázorňuje charakteristiky po skončení ozařování a modrá křivka 6 dní po ozáření.

Změřené volt – ampérové charakteristiky testovacích struktur PMOS čipu PH32-J (TS4 – TS7) jsou znázorněny na obr. 5.5 a 5.6. Každá křivka reprezentuje volt – ampérovou charakteristiku pro určitou hodnotu napětí V_{GS} , které se měnilo od 0 do 1,8 V s krokem 50 mV.



Obr. 5.5: Volt – ampérové charakteristiky PMOS testovacích struktur TS4 a TS5 čipu PH32-J. Červená křivka znázorňuje průběh charakteristik před ozářením, zelená křivka znázorňuje charakteristiky po skončení ozařování a modrá křivka 6 dní po ozáření.



Obr. 5.6: Volt – ampérové charakteristiky PMOS testovacích struktur umístěných v hluboké n – jámě (TS6 a TS7) čipu PH32-J. Červená křivka znázorňuje průběh charakteristik před ozářením, zelená křivka znázorňuje charakteristiky po skončení ozařování a modrá křivka 6 dní po ozáření.

U testovacích struktur čipu PH32-J byl pozorován největší posun volt – ampérových charakteristik u tranzistorů typu NMOS. Testovací struktury TS0 a TS1, které nebyly umístěny v hluboké n – jámě, jsou ovlivněny více než struktury TS2 a TS3, které byly odstíněny. Nebyl pozorován žádný významný efekt annealingu při pokojové teplotě.

Posun u tranzistorů PMOS byl výrazně menší než u tranzistorů NMOS. U testovacích struktur TS6 a TS7 se nepozoroval posun volt – ampérových charakteristik.

Obecně lze z měření konstatovat, že radiační efekty ozařování 60 Co byly potlačeny u struktur umístěných v izolační hluboké n – jámě.

Změřené volt – ampérové charakteristiky testovacích struktur NMOS čipu PH32-H (TS0 – TS3) jsou znázorněny na obr. 5.7 a 5.8. Čip nebyl po dobu ozařování napájen. Každá křivka reprezentuje volt – ampérovou charakteristiku pro určitou hodnotu napětí V_{GS} , které se měnilo od 0 do 1,8 V s krokem 50 mV.



Obr. 5.7: Volt – ampérové charakteristiky NMOS testovacích struktur TS0 a TS1 čipu PH32-H. Červená křivka znázorňuje průběh charakteristik před ozářením, zelená křivka znázorňuje charakteristiky po skončení ozařování a modrá křivka 6 dní po ozáření.



Obr. 5.8: Volt – ampérové charakteristiky NMOS testovacích struktur umístěných v hluboké n – jámě (TS2 a TS3) čipu PH32-H. Červená křivka znázorňuje průběh charakteristik před ozářením, zelená křivka znázorňuje charakteristiky po skončení ozařování a modrá křivka 6 dní po ozáření.

Změřené volt – ampérové charakteristiky testovacích struktur PMOS čipu PH32-H (TS4 – TS7) jsou znázorněny na obr. 5.9 a 5.10. Každá křivka reprezentuje volt – ampérovou charakteristiku pro určitou hodnotu napětí V_{GS} , které se měnilo od 0 do 1,8 V s krokem 50 mV.



Obr. 5.9: Volt – ampérové charakteristiky PMOS testovacích struktur TS4 a TS5 čipu PH32-H. Červená křivka znázorňuje průběh charakteristik před ozářením, zelená křivka znázorňuje charakteristiky po skončení ozařování a modrá křivka 6 dní po ozáření.



Obr. 5.10: Volt – ampérové charakteristiky PMOS testovacích struktur umístěných v hluboké n jámě (TS6 a TS7) čipu PH32-H. Červená křivka znázorňuje průběh charakteristik před ozářením, zelená křivka znázorňuje charakteristiky po skončení ozařování a modrá křivka 6 dní po ozáření.

U testovacích struktur čipu PH32-H byl pozorován největší posun volt – ampérových charakteristik u tranzistorů typu NMOS ve všech případech nezávisle na tom, jestli byly testovací struktury umístěny v hluboké n – jámě. Efekt annealingu je výrazný.

Posun u tranzistorů PMOS byl výrazně menší než u tranzistorů NMOS. U testovacích struktur TS6 a TS7 se nepozoroval posun volt – ampérových charakteristik.

5.4.2 Svodové proudy

Svodové proudy testovacích struktur NMOS čipu PH32-J (TS0 – TS3) jsou znázorněny na obr. 5.11 a 5.12. Každá křivka reprezentuje svodový proud pro hodnotu napětí $V_{GS} = 0 V$, při které byl tranzistor uzavřen.







Obr. 5.12: Svodové proudy NMOS testovacích struktur umístěných v hluboké n - jámě (TS2 a TS3) čipu PH32-J. Modrá křivka znázorňuje charakteristiky po skončení ozařování, zelená znázorňuje charakteristiky 3 hodiny po ozáření, tyrkysová znázorňuje charakteristiky 6 hodin po ozáření, růžová znázorňuje charakteristiky 12 hodin po ozáření, žlutá znázorňuje charakteristiky 24 hodin po ozáření, tmavě zelená znázorňuje charakteristiky po 3 dnech od ozáření a červená křivka po 6 dnech od ozáření.

Svodové proudy testovacích struktur PMOS čipu PH32-J (TS4 – TS7) jsou znázorněny na obr. 5.13 a 5.14. Každá křivka pro testovací struktury TS4 a TS6 reprezentuje svodový proud pro hodnotu napětí $V_{GS} = 1,8$ V, při kterém byl tranzistor uzavřen. Křivky pro testovací struktury TS5 a TS7 reprezentují svodový proud pro hodnotu napětí $V_{GS} = 1,6$ V. Při tomto napětí byl tranzistor stále ještě uzavřen a bylo možné změřit proud.



Obr. 5.13: Svodové proudy PMOS testovacích struktur TS4 a TS5 čipu PH32-J. Modrá křivka znázorňuje charakteristiky po skončení ozařování, žlutá znázorňuje charakteristiky 24 hodin po ozáření, zelená znázorňuje charakteristiky 3 dny po ozáření, červená znázorňuje charakteristiky 6 dní po ozáření.



Obr. 5.14: Svodové proudy PMOS testovacích struktur umístěných v hluboké n - jámě (TS6 a TS7) čipu PH32-J. Modrá křivka znázorňuje charakteristiky po skončení ozařování, žlutá znázorňuje charakteristiky 24 hodin po ozáření, zelená znázorňuje charakteristiky 3 dny po ozáření, červená znázorňuje charakteristiky 6 dní po ozáření.

U testovacích struktur TS0 a TS1 je vidět prudký nárůst svodového proudu po ozáření. U multi-finger tranzistoru je několikanásobně výraznější než u dlouhých tranzistorů z důvodu existence většího počtu cest, kde se vytvářejí parazitní tranzistory. U struktur TS2 a TS3 umístěných v hluboké n – jámě je nárůst svodového proudu zhruba poloviční.

U tranzistorů PMOS svodový proud narostl podstatně méně než u NMOS tranzistorů, protože díry akumulované v polním oxidu nevytvářejí parazitní tranzistory.

U obou polarit tranzistorů je vidět efekt annealingu, kdy se svodové proudy vrací do normálu.

Svodové proudy testovacích struktur NMOS čipu PH32-H (TS0 – TS3) jsou znázorněny na obr. 5.15 a 5.16. Každá křivka reprezentuje svodový proud pro hodnotu napětí $V_{GS} = 0$ V, při které byl tranzistor uzavřen.



Obr. 5.15: Svodové proudy NMOS testovacích struktur TSO a TS1 čipu PH32-H. Modrá křivka znázorňuje charakteristiky po skončení ozařování a červená křivka 6 dní po ozáření.



Obr. 5.16: Svodové proudy NMOS testovacích struktur umístěných v n – hluboké jámě (TS3 a TS4) čipu PH32-H. Modrá křivka znázorňuje charakteristiky po skončení ozařování a červená křivka 6 dní po ozáření.

Svodové proudy testovacích struktur PMOS čipu PH32-H (TS4 – TS7) jsou znázorněny na obr. 5.17 a 5.18. Každá křivka pro testovací struktury TS4 a TS6 reprezentuje svodový proud pro hodnotu napětí $V_{GS} = 1,8$ V, při kterém byl tranzistor uzavřen. Křivky pro testovací struktury TS5 a TS7 reprezentují svodový proud pro hodnotu napětí $V_{GS} = 1,6$ V. Při tomto napětí byl tranzistor stále ještě uzavřen a bylo možné změřit proud.



Obr. 5.17: Svodové proudy PMOS testovacích struktur TS4 a TS5 čipu PH32-H. Modrá křivka znázorňuje charakteristiky po skončení ozařování a červená křivka 6 dní po ozáření.



Obr. 5.18: Svodové proudy PMOS testovacích struktur umístěných v n – hluboké jámě (TS6 a TS7) čipu PH32-H. Modrá křivka znázorňuje charakteristiky po skončení ozařování a červená křivka 6 dní po ozáření

Svodové proudy testovacích struktur nezapojeného čipu PH32-H vykazují menší nárůst než svodové proudy čipu PH32-J, který byl po dobu ozařování zapojen.

5.5 Závěr

V prvních čtyřech částech práce je uvedeno několik témat uvádějících do problematiky charakterizace vlastností polovodičových detektorů. První část se zaobírá interakcí různých typů ionizujícího záření v látce. Druhá a třetí část práce zahrnuje popis vlastností a principů křemíkových detektorů. Ve čtvrté části je krátký úvod do problematiky radiačního poškození polovodičů. V poslední části práce je popsáno zpracování získaných experimentálních dat z měření testovacích struktur ozařovaných v UJP Praha a.s. za pomoci medicínského ozařovače Terabalt se zdrojem záření ⁶⁰Co. Tato část práce představuje samostatnou analýzu provedenou autorkou předložené práce.

Měření byla prováděna na dvou vzorkách čipů PH32 označených PH32-J a PH32-H, oba vzorky byly kontinuálně ozařovány zářičem ⁶⁰Co s dávkovým příkonem 150 Gy·min⁻¹ po dobu 12 h. Poté byly ponechány annealovat po dobu 6 dní při pokojové teplotě 21 °C. Vzorek J byl během ozařování kontinuálně provozován a vlastnosti testovacích struktur byly měřeny přibližně každých 30 minut. Vzorek H byl ponechán nezapojen z důvodu porovnání vlivu záření na stejné struktury při nulovém elektrickém poli uvnitř tranzistorů a změřen až 6 dní po ozařování.

Byla provedena měření volt – ampérových charakteristik všech struktur. Na měřených strukturách bylo pozorováno zvýšení svodového proudu.

U testovacích struktur čipu PH32-J byl pozorován největší posun volt – ampérových charakteristik u tranzistorů typu NMOS. Testovací struktury TS0 a TS1, které nebyly umístěny v hluboké n – jámě, jsou ovlivněny více než struktury TS2 a TS3, které byly odstíněny od zbytku čipu p-n přechodem. Nebyl pozorován žádný významný efekt annealingu při pokojové teplotě.

Posun u tranzistorů PMOS u čipu PH32-J byl výrazně menší než u tranzistoru NMOS. U testovacích struktur TS6 a TS7 se nepozoroval posun volt – ampérových charakteristik.

Obecně lze z měření konstatovat, že radiační efekty ozařování ⁶⁰Co byly potlačeny u struktur umístěných v izolační hluboké n – jámě.

U nezapojeného čipu PH32-H došlo k posunu volt – ampérových charakteristik u všech NMOS tranzistorů bez ohledu na umístění v hluboké n – jámě. U tranzistorů PMOS nedošlo k zásadnímu posunu volt - ampérových charakteristik podobně jako u předchozího čipu.

Na rozdíl od čipu PH32-J byl pozorován významný efekt annealingu při pokojové teplotě.

Pozorováním svodových proudů u všech struktur jsme zjistili, že svodové proudy jsou největší u zapojeného čipu PH32-J, v nejhorším případě zhruba 160-krát u širokých tranzistorů a 35-krát u dlouhých tranzistorů. Z toho se dá usoudit, že u širokých tranzistorů s více segmenty (fingers) existuje více cest, kde může téct proud parazitních tranzistorů. Umístění v hluboké n – jámě zmenšilo nárůst svodového proudu. U tranzistorů PMOS byl nárůst málo významný, v nejhorším případě jen asi čtyřnásobný, což se očekávalo, a je to efekt spíše povrchový (vazby mezi tranzistory) než objemový. Podobně jako u volt – ampérových charakteristik, projevoval se efekt annealingu s časem a svodový proud se vracel do normálního stavu.

U nezapojeného čipu byl nárůst svodového proudu marginální (maximálně dvojnásobek). A následně se uplatňuje annealing, který (částečně) vrací charakteristické parametry k původním hodnotám.

6 Reference

[1] Leo, W. R., *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-To Approach, second edition.* Sprigner, 1992.

[2] Peisert, A., *Silicon microstrip detectors, in Instrumentation in High Energy Physics.* World Scientific, 1992.

[3] Průša, P., "*Polovodičové detektory*", http://www.fermi2010.eu/doc/KA06/KDAIZ/ DETE/10_Polovodicove_detektory.pdf, 2010. [online, citace: 30-červenec-2013]

[4] Knoll, G.F., *Radiation Detection and Measurement, third edition*. John Wiley & Sons, 1999.

[5] Sauli, F., Instrumentation in High Energy Physics. World Scientific, 1992.

[6] Goulding, F. S., *Semiconductor detectors: An introduction*. Lawrence Berkeley National Laboratory, 2011.

[7] Spieler, H., *Semiconductor Detector Systems*. Oxford scholarship online, OUP Oxford, 2005.

[8] Musílek, L., Dozimetrie neutronů, skriptum, SNTL, 1998.

[9] Rossi, L. et al., Pixel detectors: From fundamentals to applications, Springer, 2006.

[10] "Particle accelerators take up the fight against cancer", http://cerncourier.com/cws/ article/cern/29777, 2006. [online, citace: 19-září-2013]

[11] Doležal, Z., "*Polovodičové detektory v jaderné a subjaderné fyzice*", http://www-ucjf.troja.mff.cuni.cz/dolezal/teach/semicon, 2007. [online, citace: 30-červenec-2013]

[12] Hall, G., *Semiconductor particle tracking detectors*. Rep. Prog. Phys., vol. 57, pp. 481-531, 1994.

[13] Gerndt, J., Průša, P., Detektory ionizujícího záření, 2. vydání, skriprum, SNTL, 2011.

[14] Foglar, J., Volka, K., Analytické tabulky. SNTL, 2002.

[15] Jakeš, J., Fyzika ionizujícího záření: Fyzika neutronů, SNTL, 1989.

[16] Hartmut, F., Sadrozinski, W., "*Applications of Silicon Detectors*", IEEE transactions on nuclear science, vol. 48, no.4, 2001.

[17] Moll, M., Radiation damage in silicon particle detectors - microscopic defects and macroscopic properties, diplomová práce, Universität Hamburg, 1999.

[18] Hartmann, F., Evolution of Silicon Sensor Technology in Particle Physics. Springer, 2009.

[19] Lutz, G., *Semiconductor Radiation Detectors: Device physics*. Accelerator Physics Series, U. S. Government Printing O_ce, 1999.

[20] Lindström, G., "*Radiation damage in silicon detectors*", Nucl. Instrum. Meth., vol. A512, pp. 30-43, 2003.

[21] "Kobalt ⁶⁰Co", http://projektysipvz.gytool.cz/ProjektySIPVZ/Default.aspx?uid=121,
 2005. [online, citace: 2-červenec-2014]

[22] Musílek, L., Úvod do fyziky ionizujícího záření, skriptum, SNTL, 1979.

[23] "Wikipedia Commons", http://commons.wikimedia.org/wiki/, 2014. [online, citace: 5-květen-2014]

[24] Šilar, J., "*Scintilační detektory*", Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, vol. 5, no.1, 1960.

[25] "Introduction to neutron stimulated emission computed tomography", Phys. Med. Biol., vol. 51, pp. 3375–3390, 2006.

[26] Žáček, J., Úvod do fyziky elementárních částic, Karolinum, 2005.

[28] "The ALICE experiment at the CERN LHC", IOP Publishing Ltd and SISSA, vol. 3, S08002, 2008.

[29] Veendrick, H., Deep-submictor CMOS ICs: From Basic to ASICs, Leuven, 1998

[30] Pellegrini, G. et al., "Technology development of 3D detectors for high-energy

physics and imaging", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, vol. A 487, pp. 19–26, 2002

[31] M. Moll, E. Fretwurst, and G. Lindström, "*Leakage current of hadron irradiated silicon detectors - material dependence*", Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., vol. A 426, no. 1, pp. 87-93, 1999.

[32] Kumar, R., ROOT: A Data Analysis and Data Mining Tool from CERN, Casualty Actuarial Society E-Forum, 2008.

[33] Campbell, M., "10 years of the Medipix2 Collaboration", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, vol. A 633, pp. 1–10, 2011.

[34] Eränen, S. et al., "*Silicon Semi 3D Radiation Detectors*", Nuclear Science Symposium Conference Record, vol. 2, pp. 1231 – 1235, 2004.

[35] Beringer, J., et al., "Particle Data Group", Phys. Rev. D86, 010001, 2012.

[36] Čarná, M., et al., "*Radiation hardness evaluation of the commercial 150 nm CMOS process using ⁶⁰Co source*", IOP Publishing Ltd and SISSA, vol. 39, 2014.