

Univerzita Karlova v Praze  
Matematicko-fyzikální fakulta

# DIPLOMOVÁ PRÁCE



Bc. Jakub Pekárek

## **Detektory RTG a gama záření na bázi polovodiče CdTe/CdZnTe**

Fyzikální ústav Univerzity Karlovy  
Oddělení polovodičů a polovodičové optoelektroniky

Vedoucí diplomové práce: doc. Ing. Eduard Belas, CSc

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: Optika a optoelektronika

Praha 2013

## Poděkování

Děkuji všem pracovníkům Oddělení polovodičů a polovodičové optoelektroniky při Fyzikálním ústavu Univerzity Karlovy za podporu a cenné rady.

Především bych chtěl velmi poděkovat vedoucímu mé diplomové práce – Doc. Ing. Eduardovi Belasovi, CSc. – za příkladné vedení při experimentálních měřeních, za obětavou pomoc při interpretaci získaných výsledků a za cenné rady při konečném zpracování práce.

Děkuji též svému konzultantovi – Doc. RNDr. Romanu Grillovi, CSc. – za pomoc při interpretaci získaných výsledků a za vysvětlení nejasností v teoretických modelech. Za další konzultace a pomoc s dokončením práce bych chtěl též poděkovat Prof. Ing. Janu Francovi, DrSc.

Dále bych chtěl poděkovat paní Věře Polákové za praktické rady při manipulaci s nebezpečnými chemikáliemi a Doc. RNDr. Pavlu Moravcovi, CSc. za hodnotné rady týkající se materiálu CdZnTe, teorie polovodičových detektorů a s pomocí na měřicí aparatuře Zygo NewView 5000.

V neposlední řadě jsem velmi vděčný studentskému kolektivu na oddělení polovodičů a polovodičové optoelektroniky za vytvoření přátelského prostředí a jejich obětavou pomoc. Jmenovitě RNDr. Štěpánu Uxovi za některé obrázky a za výraznou pomoc při seznámení s měřicími aparaturami, zpracováním naměřených výsledků a vysvětlení nejasností na získaných výsledcích. Mgr. Jakobovi Zázvorkovi za změření odporu vzorků bezkontaktní metodou Corema a Mgr. Lukáši Šedivému nejen za koncept diplomové práce, ale i za některé obrázky použité v práci.

A především musím poděkovat svým rodičům, bratrovi a přátelům za poskytování morální podpory a domácího zázemí.

Prohlašuji, že jsem tuto diplomovou práci vypracoval samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů, literatury a dalších odborných zdrojů.

Beru na vědomí, že se na moji práci vztahují práva a povinnosti vyplývající ze zákona č. 121/2000 Sb., autorského zákona v platném znění, zejména skutečnost, že Univerzita Karlova v Praze má právo na uzavření licenční smlouvy o užití této práce jako školního díla podle § 60 odst. 1 autorského zákona.

V Praze dne 29. července 2013

Jakub Pekárek

Název práce: Detektory RTG a gama záření na bázi polovodiče CdTe/CdZnTe

Autor: Jakub Pekárek

Katedra / Ústav: Fyzikální ústav Univerzity Karlovy

Vedoucí diplomové práce: doc. Ing. Eduard Belas, CSc., Fyzikální ústav Univerzity Karlovy

Abstrakt: V předložené práci byl studován vliv různých typů leptání povrchu a pasivace povrchu vysokoodporového polovodiče CdZnTe, za účelem nalezení optimálních podmínek ke zlepšení vlastností kontaktu kov-polovodič. Hlavní snahou bylo snížit hodnotu svodového proudu a tím získat lepší rentgenové a gama spektra, neboli vytvořit detektor fungující za pokojové teploty na bázi tohoto polovodiče s dostačujícím energetickým rozlišením a co největší účinností sběru náboje. Jednotlivé povrchové úpravy byly charakterizovány pomocí volt-ampérové charakteristiky, spektrální analýzy a určením profilu vnitřního elektrického pole.

Klíčová slova: CdZnTe, detektory, V-A charakteristika, RTG a gama záření

Title: Gamma and X-ray CdTe/CdZnTe-based semiconductor detectors

Author: Jakub Pekárek

Department: Institute of Physics of Charles University

Supervisor: doc. Ing. Eduard Belas, CSc., Institute of Physics of Charles University

Abstract: In the present work we studied an influence of different types of surface etching and surface passivation of high resistivity CdZnTe-based semiconductor detector material. The aim was to find the optimal conditions to improve the properties of metal-semiconductor contact. The main effort was to reduce the leakage current and thus get better X-ray and gamma-ray spectrum, ie to create a detector operating at room temperature based on this semiconductor material with sufficient energy resolution and the maximum charge collection efficiency. Individual surface treatments were characterized by volt-ampere characteristics, spectral analysis and by determination of the profile of the internal electric field.

Keywords: CdZnTe, detectors, V-A characteristic, gamma & X-ray radiation,

# Obsah

<b>Předmluva</b> .....	<b>1</b>
<b>1. Vlastnosti (CdZn)Te</b> .....	<b>3</b>
1.1. Úvod .....	3
1.2. Fyzikální vlastnosti .....	3
<b>2. Teoretická část</b> .....	<b>5</b>
2.1. Ionizující záření .....	5
2.1.1. Záření alfa .....	5
2.1.2. Záření beta .....	6
2.1.3. Záření gama .....	6
2.1.4. Rentgenové záření .....	7
2.2. Interakce ionizujícího záření s látkou .....	8
2.2.1. Fotoelektrický jev .....	8
2.2.1.1. Vnější fotoefekt .....	8
2.2.1.2. Vnitřní fotoefekt .....	9
2.2.2. Comptonův jev .....	10
2.2.3. Vznik elektron pozitronového páru .....	11
2.3. Typy detektorů a princip detekce .....	11
2.3.1. Fotonové detektory .....	12
2.3.1.1. Scintilační detektory .....	13
2.3.2. Základní parametry polovodičových detektorů .....	13
2.3.2.1. Energetické rozlišení .....	13
2.3.2.2. Transit time .....	14
2.3.2.3. Účinnost sběru náboje .....	14
2.3.3. Vliv šumu na detekci záření .....	14
2.3.4. Typy polovodičových detektorů využívající vnitřního fotoefektu .....	15
2.3.4.1. Speciální fotoodpor s koplánární mřížkou .....	16
2.4. Elektronické kontakty .....	18
2.4.1. Ideální Schottkyho kontakt .....	18
2.4.2. Ideální Ohmický kontakt .....	21
2.4.3. Reálný kontakt kov-polovodič .....	22
2.5. Svodový proud .....	24
2.6. Cíl práce .....	25
<b>3. Experimentální část</b> .....	<b>26</b>
3.1. Příprava vzorků .....	26
3.1.1. Řezání vzorků .....	26
3.2. Povrchová úprava vzorku .....	26
3.2.1. Broušení vzorku .....	26
3.2.2. Leptání vzorku .....	27

3.2.3. Pasivace vzorku .....	27
3.3. Příprava kovových kontaktů .....	28
3.4. Spektrální analýza .....	29
3.4.1. Výpočet spektrální analýzy .....	31
3.5. Transient-current technique .....	34
3.5.1. Výpočet TCT .....	37
3.6. Korekce modelových parametrů .....	39
<b>4. Výsledky měření a diskuze výsledků .....</b>	<b>41</b>
4.1. Vzorky .....	41
4.2. Počáteční stav .....	41
4.3. Guard ring .....	42
4.4. Jednotlivé úpravy povrchu a srovnání s výchozím stavem .....	43
4.4.1. Úprava povrchu metodou (BE) .....	44
4.4.2. Úprava povrchu metodou (BEBM) .....	47
4.4.3. Úprava povrchu metodou plazmatického leptání .....	49
4.4.4. Úprava povrchu metodou pasivace .....	51
4.4.5. Profil vnitřního elektrického pole jednotlivých povrchových úprav ....	57
4.5. Pasivace Guard Ringu .....	58
<b>5. Shrnutí a závěr .....</b>	<b>60</b>
<b>Seznam použité literatury .....</b>	<b>62</b>
<b>Seznam tabulek .....</b>	<b>64</b>
<b>Seznam obrázků.....</b>	<b>65</b>
<b>Seznam použitých zkratk.....</b>	<b>67</b>

## Předmluva

Tato práce je zaměřena na studium detekce rentgenového (RTG) a gama záření v detektorech na bázi teluridu kademnatého ( $CdTe$ ) resp. teluridu zinečnato-kademnatého ( $CdZnTe$  či CZT) pracujících za pokojové teploty. Mimo to, že má tento materiál velký aplikační potenciál v detekci zmíněného záření [1], [2], se též používá pro výrobu solárních článků, elektrooptických modulátorů a jako podložka pro epitaxní růst polovodiče  $Hg_{1-x}Cd_xTe$ , jež je kvalitním detektorem infračerveného (IČ) záření.

Fotovoltaické tenkovrstvé články na bázi CdTe se ukazují být vhodnou alternativou ke křemíkovým článkům. Účinnost takto zhotovených solárních panelů dle National Renewable Energy Laboratory dnes dosahuje až 18,7%. Cena jednoho Wattu špičkového výkonu (Wp) vyrobeného CdTe panelem je dnes kolem 0,84\$/Wp, kdežto při použití křemíkových panelů (c-Si) je cena kolem 1,06\$/Wp [3].

V případě detektorů je snaha nahradit v některých aplikacích dnes používané materiály ( $Si$ ,  $Ge$ , ...), jež mají v určitých případech aplikační problémy, právě tímto studovaným materiálem. Např. křemík, kvůli své nízké absorpční schopnosti, je schopen detekovat pouze nízkenergetické  $\gamma$  záření ( $\sim 50\text{keV}$ ). Germanium má absorpční schopnost vyhovující, ale kvůli své malé šířce zakázaného pásu je třeba germaniové detektory chladit na teplotu kapalného dusíku, aby se snížil šum detektoru. Dnes též hojně využívané scintilační detektory kombinované s CCD kamerami zase nemají dostačující rozlišení [4].

O využití CZT jakožto detektorů záření se jedná převážně v lékařství (tomografie), v průmyslu, monitorování radioaktivních prvků v jaderných elektrárnách, úložištích jaderného odpadu či jiných podobných pracovištích, ale též i k posílení zabezpečení letišť a jiných významných objektů v rámci boje proti terorismu.

Pro spektroskopické aplikace lze vyrobit detektory s vysokým spektrálním rozlišením, fungující za pokojové teploty, což je dáno dostatečnou šířkou zakázaného pásu.

Detekční vlastnosti  $CdTe/CdZnTe$  jsou ovlivněny nejen jeho vnitřní strukturou (defekty a příměsi v materiálu) [5], ale i metodou přípravy kontaktů na povrchu detektoru. Účinnost sběru náboje (Charge collection efficiency – CCE)

dopadajícího záření silně závisí na vnitřním elektrickém poli detektoru, jež je právě ovlivněno kovovými kontakty na povrchu detektoru. Vhodným typům kovů užitých jako kontakt na *CZT* detektorech se věnuje [6]. Tato diplomová práce je zaměřena převážně na studium úpravy a pasivace povrchu detektorů, což má za následek snížení svodového proudu a zlepšení detekčních vlastností, a také na přípravu kovových kontaktů.

Testováním různých příprav kontaktů na povrchu polovodiče a následným určením detekčních vlastností takto zhotoveného detektoru bylo možné vybrat nejvhodnější metodu přípravy.

Struktura práce je následující. V 1. kapitole je charakterizován materiál *(CdZn)Te*. V teoretické části kapitoly 2. jsou definovány základní principy aplikované při experimentech a v kapitole 3. jsou uvedeny experimentální metody, kterými byly jednotlivé detektory připraveny a charakterizovány. Získané výsledky měření a následná diskuze je uvedena v kapitole 4. V závěrečné 5. kapitole je shrnutí výsledků a především motivace k dalšímu studiu a rozšiřujícímu směru výzkumu.



# 1. Vlastnosti $(CdZn)Te$

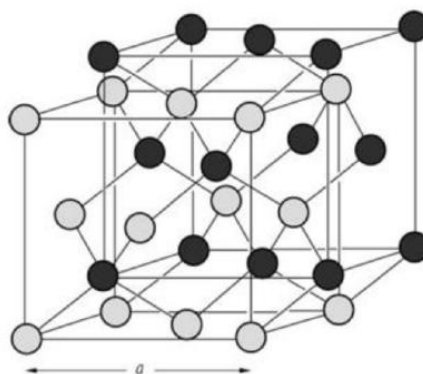
## 1.1. Úvod

Polovodiče jsou pevné látky, které mají měrný odpor mnohem větší než kovové vodiče, ale menší než izolanty. Elektrická vodivost polovodičů závisí na vnějších nebo vnitřních podmínkách a je možné ji snadno změnou těchto podmínek ovlivnit. Změna vnějších podmínek znamená dodání některé z druhů energie (tepelná, světelná, elektrická,...), změnu vnitřních podmínek představuje *příměs* jiného prvku v polovodiči.

Polovodiče lze rozdělit na základní a směsné. Základní polovodiče se nacházejí v periodické tabulce ve  $IV$  skupině a mezi nejvýznamnější prvky patří  $Si$  a  $Ge$ . Směsné polovodiče zpravidla tvoří prvky  $III-V$  či  $II-VI$  sloučeniny. Nejběžněji používaný zástupce z  $III-V$  sloučenin je  $GaAs/GaAlAs$  a mezi  $II-VI$  sloučeniny patří například  $CdTe/CdZnTe$ .

## 1.2. Fyzikální vlastnosti

Kadmium telurid krystalizuje ve sfaleritové plošně centrované krystalové struktuře s prostorovou grupou  $F - 43m$ . Krystalová struktura je tvořena dvěma navzájem diagonálně posunutými kubickými plošně centrovanými mřížkami (jedna je tvořen pouze atomy  $Cd$  a druhá jen atomy  $Te$ ). Graficky je struktura znázorněna na obr. 1.1.



Obr. 1.1: Sfaleritová krystalická struktura [7]

Jedná se o přímý polovodič, k jehož výhodám patří poměrně velká šířka zakázaného pásu ( $E_g \approx 1,5$  eV při teplotě 300 K), kde je možné tuto hodnotu modulovat přidáním Zn v rozmezí  $E_g \approx 1,5 - 2,3$  eV. Kromě toho je to jeho vysoké střední atomové číslo ( $Z \approx 50$ ), nízká energie k vytvoření elektron-děrového ( $e - h$ ) páru ( $E_p \approx 4,5$  eV), relativně vysoká hustota materiálu a vysoká elektronová pohyblivost při pokojové teplotě ( $\mu_e \approx 1050$ ). Další výhodou polovodiče *CdTe/CdZnTe* je možnost přípravy materiálu typu *n* i typu *p*, a to jak ve vodivé, tak i vysoko odporové formě. Dopováním lze vodivost materiálu ovlivňovat. Podrobněji je možnost změny vodivosti rozebrána například v [8].

Hustota *CdTe* je  $\rho = 5,85$  g/m<sup>3</sup>, přičemž molekulová hmotnost  $M = 240,01$  g/mol. Efektivní hmotnost elektronů je  $0,11m_0$  a děr  $0,4m_0$ . Další fyzikální vlastnosti jsou uvedeny v Tabulce 1.1 [5].

Tabulka 1.1: Základní fyzikální vlastnosti *CdTe* při teplotě 300 K a tlaku 1 atm [5]

Materiálový parametr	Hodnota
Mřížková konstanta $a$ [Å]	6,482
Teplota tání [°C]	1092
Teplota varu [°C]	1130
Relativní permitivita $\epsilon_r$	10,2
Pohyblivost elektronů $\mu_e$ [cm <sup>2</sup> /Vs]	1050
Pohyblivost děr $\mu_h$ [cm <sup>2</sup> /Vs]	100
Elektronová afinita $\chi$ [eV]	4,5
Tvrдость [kg/mm <sup>2</sup> ]	50

## 2. Teoretická část

### 2.1. Ionizující záření

Za ionizující záření je považováno takové záření, jehož kvanta mají dostatečnou energii na to, aby během svého průletu přímo či nepřímo odtrhovaly (tj. ionizovaly) podél své dráhy elektrony z elektronového obalu atomů či molekul. Takto vznikne z dané molekuly kationt a volný elektron. V případě ionizujícího záření se tedy jedná o přenos energie, jež může být ve formě elektromagnetického záření, či ve formě hmotných částic.

Do ionizujícího záření se zahrnuje:

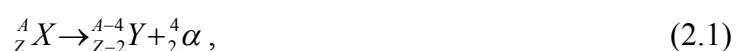
- a) záření  $\alpha$  (proud heliových jader  ${}^4_2\text{He}$ )
- b) záření  $\beta$  (proud elektronů či pozitronů)
- c) záření  $\gamma$  (fotony)
- d) rentgenové záření (RTG, v anglicky hovořících zemích *X-ray*)
- e) neutronové záření (proud neutronů, označován též jako *n-ray*)

Přímo ionizují jen nabitě částice, tedy částice  $\alpha$  (heliová jádra) či  $\beta$  (elektrony a pozitrony jaderného původu), dále též elektrony a pozitrony nejaderného původu (vzniklé např. v urychlovači) a jiné částice s energií dostatečnou k ionizaci.

Nepřímo ionizovat mohou nenabitě částice, tj. fotony a záření  $\gamma$  (fotony jaderného původu) a neutrony. Nenabitě částice při interakcích s atomy či jejich jádry uvolňují přímo ionizující částice nebo vyvolávají jaderné přeměny provázené emisí takových částic [9].

#### 2.1.1. Záření alfa

Záření  $\alpha$  je korpuskulární záření. Jeho částicemi je proud jader  ${}^4_2\text{He}$ . Částice  $\alpha$  vznikají při  $\alpha$ -rozpadu těžkých jader popsaným rovnicí [9]:



kde  $X$  resp.  $Y$  jsou jádra izotopů před přeměnou resp. po přeměně alfa a  $Z$  resp.  $A$  je protonové resp. nukleonové číslo izotopu. Rychlost vzniklých  $\alpha$  částic může být

značná, jejich dosah na vzduchu je však krátký (~40 cm) a vzhledem k jejich velikosti jde o nejlépe se absorbující druh jaderného záření, které lze odstínit již listem papíru. Mají tedy malou pronikavost, ale silné ionizační účinky na okolí (částice  $\alpha$  je schopna ionizovat podél své trajektorie cca  $10^5$  atomů než ztratí svoji energii) [10]. Hrozba nastává při vdechnutí či požití zdroje  $\alpha$  částic, kdy působí nebezpečně uvnitř organismu.

### 2.1.2. Záření beta

Záření  $\beta$  je též korpuskulární záření, jehož částicemi je proud elektronů  $\beta^-$  či proud pozitronů  $\beta^+$ .

Záření  $\beta^+$  vzniká během tzv. pozitronové přeměny, kdy dochází k emisi pozitronu a elektronového neutrina ( $\nu_e$ ). Takovouto přeměnu lze popsat následnou rovnicí [9]:



K pozitronové přeměně dochází prakticky jen u umělých nuklidů. U vzniklého pozitronu dochází k velmi rychlé anihilaci s elektronem za vzniku dvou fotonů  $\gamma$  o energiích 511 keV.

Při přeměně  $\beta^-$  je emitován elektron a elektronové antineutrino ( $\bar{\nu}_e$ ), což lze popsat rovnicí [9]:



Vzniklé elektrony se vyznačují spojitým energetickým spektrem. Pro každý nuklid je charakteristická maximální hodnota kinetické energie emitovaného elektronu. Pronikavost  $\beta$  záření je o něco větší než u  $\alpha$  částic, k jejich zastavení stačí vrstva vzduchu silná přibližně 2,5 m či vrstva kovu o tloušťce 1 mm [10].

### 2.1.3. Záření gama

Jedná se o vysokoenergetické elektromagnetické záření vznikající při radioaktivních a subjaderných dějích. Často je definováno jako záření o energii fotonu nad 10 keV, což odpovídá vlnové délce kratší než 124 pm [3]. Často vzniká spolu s  $\alpha$  či  $\beta$  zářením při radioaktivním rozpadu jader. Když jádro vyzáří částici

$\alpha$  nebo  $\beta$ , nové jádro může být v excitovaném stavu. Do nižšího energetického stavu může přejít vyzářením fotonu  $\gamma$ . Při společném vzniku  $\beta$  záření lze tento proces schematicky popsat následovně [10]:



kde  $Y^*$  značí vzniklý excitovaný izotop a rovnice (2.3') vychází z rovnice (2.3).

Na rozdíl od  $\alpha$  a  $\beta$  záření nemají  $\gamma$  fotony elektrický náboj, tudíž nejsou odchylovány ani v elektrickém ani v magnetickém poli. V látce se tedy šíří volně a se značným dosahem.

#### 2.1.4. Rentgenové záření

RTG záření je elektromagnetické záření o vlnových délkách 0,1 nm až 10 nm. Vzniká přeměnou energie rychle se pohybujících elektronů, které dopadají na povrch kovové elektrody, na energii elektromagnetického záření. Podle vlnové délky se rozlišuje:

- 1) měkké RTG záření – větší vlnová délka
- 2) tvrdé RTG záření – vlnová délka blízká  $\gamma$  záření

Při dopadu katodového záření (proud elektronů urychlený elektrickým polem) na kovovou anodu vzniká pronikavé RTG záření. Podle způsobu vzniku záření se rozlišuje:

- a) **Brzdné záření** – rychle letící elektrony po dopadu na kovový terč brzdí a dochází ke změně jejich dráhy. Energie ztracená při průchodu terčem se vyzáří ve formě tzv. brzdného rentgenového záření, jež je charakteristické širokým, spojitým energetickým spektrem. Energie brzdného rentgenového záření nezávisí na materiálu terče, ale jen na rychlosti elektronů. Čím je větší energie (rychlost) elektronů, tím tvrdší záření vzniká.
- b) **Charakteristické záření** – nezávisí na energii elektronů, ale jen na materiálu kovového terče. Rychle letící elektron v tomto případě odevzdá svou kinetickou energii elektronu vnitřní slupky atomového obalu materiálu anody, až dojde k jeho excitaci nebo ionizaci. Následný návrat atomu do základního energetického stavu je spojen s vyzářením fotonu charakteristického

rentgenového záření. Toto rentgenové záření má čárové spektrum a je charakteristické pro konkrétní prvek; jeho energie je tím vyšší, čím je vyšší protonové číslo materiálu, na nějž elektrony dopadají.

## 2.2. Interakce ionizujícího záření s látkou

Jak již bylo řečeno, přímo interagují s látkou pouze korpuskulární částice ( $\alpha$ ,  $\beta$ ). Naopak  $\gamma$  fotony a RTG fotony<sup>1</sup> se šíří v látce volně a ionizují a uvolňují z ní nabitě částice v důsledku fotoefektu, Comptonova jevu a vzniku elektron-pozitronového páru [10],[11].

### 2.2.1. Fotoelektrický jev

Fotoelektrický jev neboli fotoefekt je jev, kdy foton  $\gamma$  interaguje s elektronem v atomovém orbitalu a předá mu veškerou energii, což umožňuje elektronu opustit atom. V případě interakce s pevnou látkou (kov, polovodič), lze fotoefekt rozdělit na *vnější* a *vnitřní*.

#### 2.2.1.1. Vnější fotoefekt

Jestliže dopadající záření má dostatečnou energii, mohou excitované elektrony překonat povrchovou bariéru a dochází tak k emisi elektronů z látky do prostoru. Schematické znázornění energetického procesu fotoelektronové emise z kovu a polovodiče je na obr. 2.1a,b.

Pro elektrony, jež jsou emitovány z povrchu kovu dopadajícím fotonem o energii  $h\nu$ , lze zapsat jejich maximální kinetickou energii:

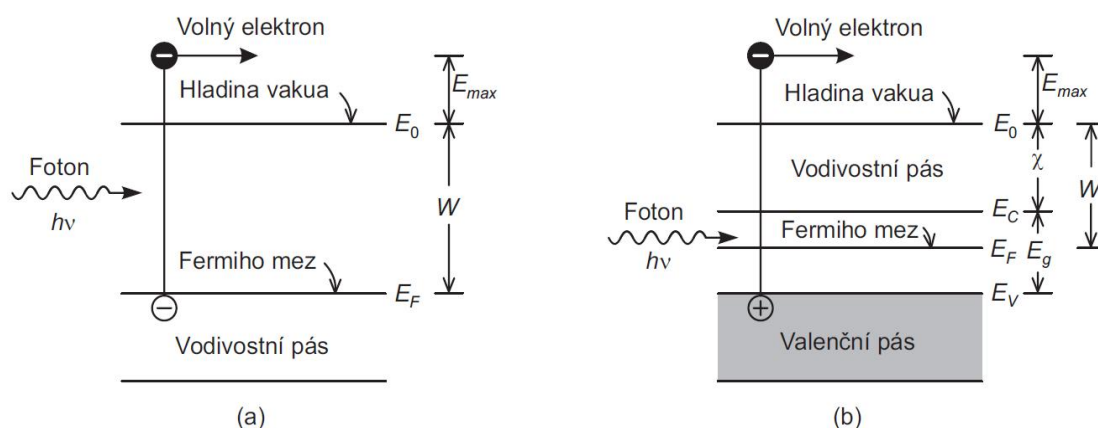
$$E_{\max} = h\nu - W, \quad (2.5)$$

kde  $W$  je *výstupní práce* z kovu, která udává energetický rozdíl mezi klidovou energií elektronu ve vakuu ( $E_0$ ) a energií elektronu na Fermiho hladině ( $E_F$ ). Nejnižší

---

<sup>1</sup>Hranice mezi rentgenovým a  $\gamma$  zářením je neostrá a jejich spektra se částečně překrývají. Pokud příslušné fotony vznikají v atomovém jádře, potom se hovoří o  $\gamma$ -záření, jestliže příslušné fotony vznikají v elektronovém obalu, mluvíme o rentgenovém záření.

výstupní práce kovu je 2 eV pro cesium, proto je možné používat tyto detektory pouze ve viditelné a ultrafialové (UV) oblasti [11].



Obr. 2.1: Fotoelektronová emise: a) z kovu, b) z polovodiče [11]

V případě polovodičů jsou obvykle uvolňovány elektrony z valenčního pásu a pro fotoemisi platí obdobný vztah [11]:

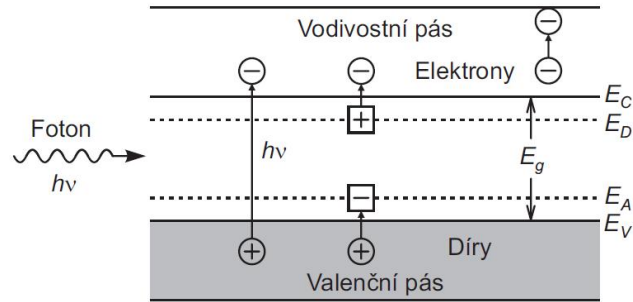
$$E_{\max} = h\nu - (E_g + \chi), \quad (2.6)$$

kde  $E_g$  je šířka zakázaného pásu a  $\chi$  je elektronová afinita polovodiče, která udává energetický rozdíl mezi klidovou energií elektronu ve vakuu  $E_0$  a dnem vodivostního pásu. Jelikož energie  $E_g + \chi$  je pro některé polovodiče nižší než  $W(\text{Cs})$ , mohou tyto detektory pracovat i v IČ oblasti.

Vnějšího fotoefektu se využívá ve *fotonkách*, *fotonásobičích* a *mikrokanálových detektorech* [11].

### 2.2.1.2. Vnitřní fotoefekt

V případě dopadajícího záření, které nemá dostatečnou energii na uvolnění elektronů z povrchu polovodiče, může dojít k vnitřním elektronovým přechodům, při kterých se fotoexcitací uvolňují nosiče (elektrony nebo díry), které zůstávají uvnitř látky. Přiložíme-li na polovodič elektrické pole, projeví se tyto uvolněné nosiče nárůstem vodivosti – vzniká fotovodivost. Na obr. 2.2 jsou znázorněny tři skupiny elektronových přechodů:



Obr. 2.2: Vnitřní fotoefekt [11]

- a) **Vlastní** neboli **intrinzičné** – excitace elektronů z valenčního pásu do vodivostního pásu polovodiče. Tzv. vlastní fotovodivost.
- b) **Příměsové** – excitace elektronů z valenčního pásu na akceptorovou hladinu ( $E_A$ ) nebo excitace elektronů z donorové hladiny ( $E_D$ ) do vodivostního pásu. Tzv. nevlastní vodivost.
- c) **Interakce s volnými nosiči** – excitace elektronů mezi stavy vodivostního pásu

Převážná většina polovodičových detektorů RTG a gama záření pracuje v režimu vlastní vodivosti, tedy nepodléhají negativním vlivům jako polovodičové detektory IČ záření, které mají nízké absorpce v příměsových hladinách, což vyžaduje větší tloušťku detektoru.

### 2.2.2. Comptonův jev

Comptonův jev či Compton-Debyeův jev je interakce fotonu s volným nebo se slabě vázaným orbitálním elektronem. Jedná se o pružnou srážku, při níž část energie fotonu umožní únik elektronu z atomu a zbytek energie je vyzářen ve formě méně energetického fotonu. Ze zákona zachování energie plyne:

$$h\nu = h\nu' + E_k(1 - \cos\theta) \quad (2.7)$$

kde  $\nu$  je frekvence záření původního dopadajícího svazku,  $\nu'$  je frekvence záření rozptýleného svazku a  $E_k$  je kinetická energie elektronu po srážce. Sekundární foton se vychyluje v intervalu  $\theta = 0^\circ - 180^\circ$  a na odchylce je závislá jeho energie. Pokud dochází ke zpětnému rozptylu (tj.  $180^\circ$  úhel), má odražený foton nejmenší energii.



### 2.2.3. Vznik elektron-pozitronového páru

Tento jev nastává při průletu fotonu v dosahu coulombické síly jádra. Energie fotonu je využita k vytvoření elektron-pozitronového páru. Na vznik těchto dvou částic je třeba 1,02 MeV (což je energetický ekvivalent dvou klidových hmotností elektronu), zbylá energie se změní v kinetickou energii vznikajícího páru a jádra. Pozitron má velmi krátký čas rozpadu. Během asi  $10^{-8}$  s anihiluje s volným elektronem při vyzáření 2 gama fotonů o energii po 511 keV.

## 2.3. Typy detektorů a jejich principy detekce

Jestliže chceme charakterizovat ionizující záření, je nutné ho detekovat vhodným detektorem ionizujícího záření. Ve většině případů se používají detektory, které poskytují elektrický výstupní signál. Detekce ionizujícího záření je založena na interakci záření s hmotou (viz kap. 2.2.). Při použití spektrometrického detektoru, dostaneme nejen informaci o registraci interakce částice a časového okamžiku, kdy k interakci došlo, ale též stanovíme energii oné částice, z které lze zpětně určit, o jakou částici se jedná.

Detektory RTG a gama záření lze rozdělit do několika kategorií [11].

### Emulsní detektory

Mezi emulsní detektory patří např. *fotografická emulze*. Jedná se o nejstarší detektory, kdy interakcí ionizujícího záření dochází k fotochemické reakci materiálu, což se projeví zčernáním. Dnešní fotografické desky v RTG přístrojích lze používat opakovaně.

### Plynové detektory

Za standardních podmínek se plyn chová jako izolant. Působením záření dochází k ionizaci molekul nebo atomů plynu, důsledkem čehož vzrůstá vodivost plynu. Mezi plynové detektory patří např. *ionizační komora*, nebo *Geiger-Müllerův čítač*. V případě určování dráhy částic se používají např. *mlžná* nebo *bublinková komora*.

### 2.3.1. Fotonové detektory

Fotonové detektory fungují na principu vnějšího či vnitřního fotoefektu popsaném v kapitole 2.2.1. Výstupní signál fotonových detektorů závisí na vlnové délce dopadajícího záření, absorpčním koeficientu materiálu, z kterého je detektor vyroben, a velikosti generovaného náboje. Do této kategorie patří např. *fotonásobič* (vnější fotoefekt) a *polovodičové detektory* (vnitřní fotoefekt).

Výhodou polovodičových detektorů oproti plynovým je skutečnost, že energie potřebná k vytvoření ( $e - h$ ) páru je řádově desetkrát menší, než energie nutná k vytvoření páru elektron – iont.

Mezi důležité materiálové parametry kvalitního polovodičového detektoru RTG či gama záření patří vysoké atomové číslo  $Z$ , s jehož hodnotou vzrůstá absorpční koeficient; velký měrný odpor  $\rho$ , zvyšující citlivost detektoru; velká šířka zakázaného pásu  $E_g$ , umožňující detekovat vysokoenergetické záření a která snižuje tepelný šum detektoru; a vysoká hodnota součinu  $\mu\tau$ , charakterizující transport náboje uvnitř detektoru. Hodnoty těchto parametrů na dnes nejběžněji používaných kvalitních detektorech *Si* a *Ge* v porovnání s *CdTe* jsou zobrazeny v tabulce 2.1.

Tabulka 2.1: Důležité materiálové parametry detektorů RTG a gama záření na bázi materiálu *Si*, *Ge* a *CdTe* [3]

Materiál	$Z$	$E_g$ [eV]	$\mu_e$ [cm <sup>2</sup> /V·s]	$\rho(20^\circ)$ [Ω·cm]
Si	14	1,12	1350	10 <sup>5</sup>
Ge	32	0,67	3900	10 <sup>2</sup>
CdTe	50	1,5	1050	10 <sup>9</sup>

Hlavní rozdíl mezi *Si* a *CdTe* je v hodnotách měrného odporu. Čistý *Si* nedosahuje vysokoodporových hodnot, proto se do něho zavádí *Li*, které zvedá hodnotu měrného odporu až o dva řády. V případě *CdTe* stejnému efektu dopomáhá záměna atomů *Cd* za atomy *Zn*. Taktéž je patrný rozdíl mezi nižší hodnotou zakázané energie a protonovým číslem, jež se projeví nižší absorpční schopností *Si*, v důsledku čehož je tento materiál schopen detekovat pouze nízkoenergetické záření pod 50 keV.

Ačkoliv CZT nedosahuje tak vysokých elektronových pohyblivostí jako *Ge*, jeho největší výhodou oproti tomuto materiálu je fakt, že měrný odpor je o několik

řádů vyšší a šířka zakázaného pásu je téměř dvaapůlkrát tak větší, tudíž je možné CZT detektory provozovat za pokojové teploty a není nutné je chladit, aby se zabránilo tepelnému šumu, jak je tomu právě v případě germaniových detektorů.

### 2.3.1.1. Scintilační detektory

Scintilační detektory, též zvané *scintilátory*. Při interakci záření dojde k excitaci elektronů scintilátoru do vyšších energetických stavů. Při jejich návratu do základního stavu se emitují fotony zpravidla ve viditelné oblasti (světelný záblesk), které je již možné detekovat např. fotokatodou fotonásobiče a přeměnit jejich signál na elektrický impuls. Pro technické aplikace se nejčastěji používají scintilační krystaly obklopeny z bočních stran reflektorem a mezi krystalem a fotokatodou je optický kontakt, čímž je zaručen maximální tok fotonů na fotokatodu. Nevýhodou scintilačních detektorů je fakt, že energie nutná k uvolnění jednoho elektronu z fotokatody fotonásobiče je asi 50 krát větší než energie k tvorbě jednoho elektron-děrového páru v polovodiči. Energetická rozlišovací schopnost je proto mnohem nižší než mají polovodičové detektory [12].

### 2.3.2. Základní parametry polovodičových detektorů

#### 2.3.2.1. Energetické rozlišení

Pokud máme monoenergetické dopadající záření, o dostatečně nízké intenzitě, takže můžeme detekovat jednotlivé dopadající fotony, potom na multikanálovém analyzátoru (MCA) dostaneme spektrum, které odpovídá sebranému náboji na detektoru. Tento náboj je úměrný energii fotonu dopadajícího záření  $E_\gamma$ . Energetické rozlišení je potom dáno [11]:

$$R = \frac{FWHM}{E_\gamma}, \quad (2.8)$$

kde *FWHM* (*full width at half maximum*) je pološířka píku.

### 2.3.2.2. Transit time

Transit time, neboli doba přechodu udává čas, za který se nosič náboje dostane od jedné elektrody ke druhé.

### 2.3.2.3. Účinnost sběru náboje

Účinnost sběru náboje, zkratkou **CCE** z anglického *charge collection efficiency*, je dána vztahem [11]:

$$CCE = \frac{Q_m}{Q_0} 100\%, \quad Q_0 = e \frac{E_\gamma}{E_p}, \quad (2.9)$$

kde  $Q_m$  je indukovaný náboj vytvořený pohybem fotogenerovaných nosičů v detektoru změřený na nábojově citlivém předzesilovači a obsahující všechny vlivy šumu (šum viz kap. 2.3.3),  $Q_0$  je maximální náboj, který může vytvořit dopadající záření o energii  $E_\gamma$ ,  $e$  je náboj elektronu a  $E_p$  je energie potřebná k vytvoření jednoho ( $e - h$ ) páru.

### 2.3.3. Vliv šumu na detekci záření

Šum je definován jako náhodná fluktuace měřeného signálu se stejným frekvenčním rozsahem jako měřený signál. Jinými slovy jde o to, že se amplituda měřeného signálu mění náhodným způsobem v čase. Existuje několik skupin šumu ovlivňující detekci záření v polovodičových detektorech [11]:

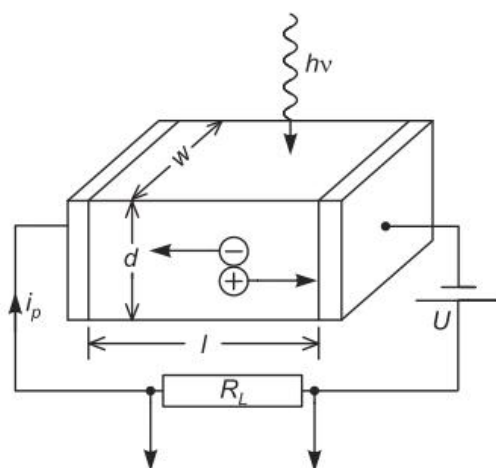
- a) **Výstřelový** – jedná se náhodné fluktuace toku dopadajících fotonů (fotonový šum) či o náhodnou generaci ( $e - h$ ) párů (fotoelektronový šum). V důsledku těchto fluktuací není výsledný náboj tekoucí polovodičem za stejný časový interval konstantní.
- b) **Tepelný** – způsobený náhodným termálním pohybem nosičů proudu v detektoru i v obvodových součástkách. Tento šum roste s teplotou a klesá s odporem, proto jsou vhodné k výrobě detektorů vysoko-odporové materiály.
- c) **Generačně-rekombinační** – dopadem záření vznikají nadbytečné ( $e - h$ ) páry, které časem rekombinují.

- d)  $1/\nu$  či **plápolavý** – amplituda tohoto šumu je úměrná  $1/\nu$ . Předpokládá se, že se jedná o šum způsobený vlivem kontaktů.
- e) **Šum pozadí** – krom signálu dopadajícího záření detektor registruje i *tepelné záření* svého okolí. Vliv tohoto šumu závisí na oboru spektrální citlivosti detektoru, teplotě okolí a na prostorovém úhlu, pod kterým dopadá záření na detektor.
- f) **Temný proud** – jedná se o proud tekoucí vzorkem bez osvětlení. Ve své podstatě se nejedná přímo o šum, ale o nechtěný signál. Nicméně jakožto každý signál i temný proud obsahuje šum a to převážně výstřelový šum.

Všechny šумы se v naměřeném spektru projevují rozšířením měřeného fotopíku a snižují jak energetické rozlišení, tak CCE detektoru.

#### 2.3.4. Typy polovodičových detektorů využívající vnitřního fotoefektu

Konstrukčně nejjednodušším detektorem je *fotoresistor* neboli *fotoodpor*. Jedná se o pasivní elektronickou součástku bez P-N přechodu, jejíž elektrický odpor je úměrný fotonovému toku. Dopadající fotony generují  $(e - h)$  páry a ty přispívají ke snížení elektrického odporu. Jestliže na fotoodpor přiložíme vnější elektrické pole, dojde k transportu nosičů, který má za následek změnu elektrického proudu v obvodu. Na fotoodporech se měří buď přímo zvýšený proud (fotovodivost) úměrný fotonovému toku (čím více fotonů dopadá, tím více vzniká  $(e - h)$  párů), nebo pokles na zatěžovacím odporu  $R_L$ . Základní schéma zapojení fotoodporu je na obr. 2.3.



Obr. 2.3: Schéma fotoodporu [11]

Ve fotoodporech je dominantní *generačně-rekombinační šum* (viz kap. 2.3.3) a šum způsobený *temným proudem*.

Pro vysokou rozlišení a vysokou účinnost sběru náboje je tedy potřeba **velkého odporu a velkého součinu  $\mu\tau$** .

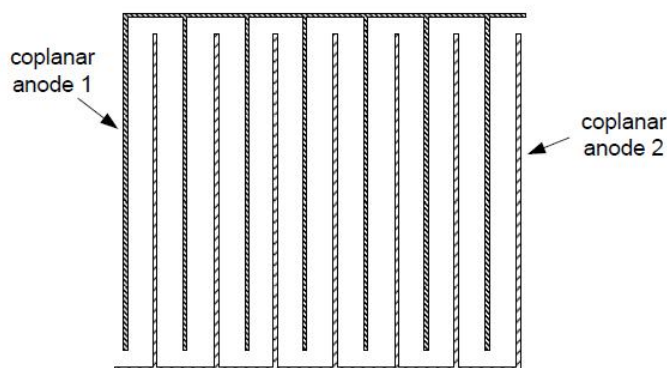
Dalším typem polovodičového detektoru jsou detektory s přechodem PN. Mezi tyto detektory patří *fotodioda*, která má rychlou reakci na změny fotonového toku ( $\sim 10^{-9} - 10^{-6}$  s). *PIN Fotodioda*, která má v závěrném směru, díky *intrinsické* oblastí I, rozšířenou oblast prostorového náboje (OPN). Tedy větší fotocitlivý objem. Pokud je citlivost fotodiod či PIN diod nedostačující je možné použít *lavinových fotodiod – APN (avalanche photodiode)*, které vykazují vlastní zesílení.

Dalšími detektory pracujícími na principu vnitřního fotoefektu jsou *Schottkyho fotodioda*, využívající usměrňujících účinků kov-polovodič, *fototranzistor*, u kterého stejně jako u APN dochází k vnitřnímu zesílení [11].

#### **2.3.4.1. Speciální fotoodpor s koplanární mřížkou (Coplanar Grid detektor – CG detector)**

Negativní vlastností *CZT* i ionizačních komor je jejich nepřímá úměra tloušťky detektoru vůči schopnosti detekovat signál. Nejen schopnost detekce signálu ale i další parametry detektoru jsou ovlivněny jeho tloušťkou. V případě *CZT* se v principu jedná o jev, kdy po vygenerování ( $e - h$ ) páru jsou rychlé elektrony v krátkém čase sebrány na anodě, kdežto pomalé díry mají velkou pravděpodobnost záchytu v pastech a putují dlouhý čas skrz vzorek ke katodě, což značně ovlivňuje CCE. Tento jev se obecně pozoruje u tlustších detektorů ( $> 5$  mm tloušťky). Nicméně, tenké vzorky zase mají mnohem horší detekční účinnost  $\gamma$ -záření.

Nejlepší metodou jak se vypořádat se záchytem děr v detektoru je snímání pouze jednoho náboje. Neboli, zanedbat vliv děr a snímat pouze záporné elektrony. Poprvé s touto metodou přišel Frisch v roce 1944 pro plynové ionizační komory [13]. Frisch vložil mřížkovou elektrodu, známá jako Frish grid - FG, do blízkosti anody. FG se chová jako elektrostatický štít v oblasti mezi katodou a mřížkou, zatímco oblast mezi mřížkou a anodou se stává vysoce citlivou na pohyb nosičů náboje. Tedy počet událostí zaznamenaných mezi katodou a mřížkou, což je většina objemu detektoru, se projeví rychlým pohybem elektronů skrz mřížku a indukci celého jejich



Obr. 2.4: Konstrukce CG 1. generace [14]

náboje na anodě, kdežto pomalé kationty cestují opačným směrem a neindukují žádný náboj na anodě. Bohužel využití tohoto jevu by bylo velice obtížné implementovat na polovodičové detektory, jelikož by to vyžadovalo vnoření mřížky do krystalového materiálu.

V roce 1994 P.N. Luke objevil novou metodu, vhodnou k užití na polovodičových detektorech, nazvanou *koplanární mřížka (CG)* [14]. CG se skládá z řady úzkých pásků, které jsou koplanárně spojeny dohromady, jak je znázorněno na obrázku 2.4 a na obrázku 2.5 je vykresleno schéma zapojení takovéto struktury.

Na obr. 2.4 jsou vidět dvě anody. Anoda 1 je sbírající (tedy je na ní připojeno vnější napětí), kdežto anoda 2 je nesbírající (tedy je uzemněna).

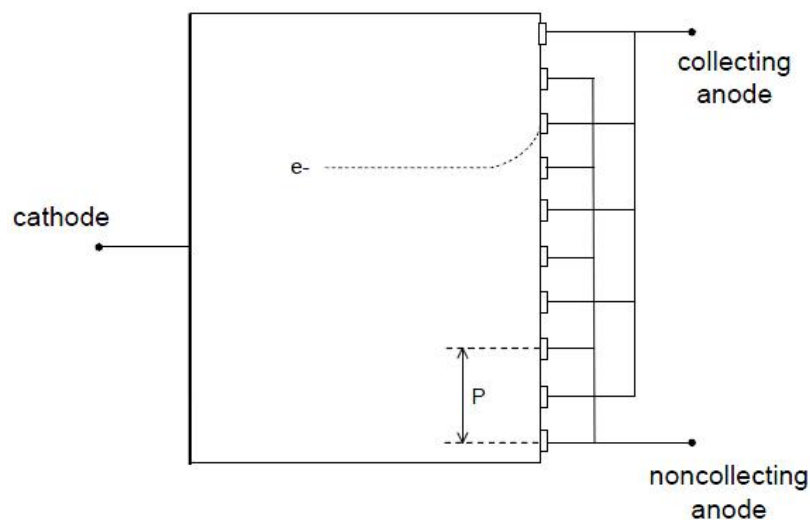
Kvalitní přípravou takovýchto elektrod a počítáním rozdílu signálu mezi dvěma mřížkami lze dosáhnout signálu citlivého pouze na pohyb elektronů. Velkou výhodou CG je právě konstrukce na povrchu polovodičového krystalu.

Konstrukce CG sama o sobě má značný význam na celkové energetické rozlišení detektoru. Je to dáno nesymetrickým váženým potenciálem pro sbírající a nesbírající anodu v dané hloubce detektoru. Nicméně u CG generace 1 znázorněné v obr. 2.4 byl rozdíl v potenciálech mezi levou a pravou stranou. Proto vzniklo několik dalších generací snižujících tento nedostatek [14], [15].

Ačkoliv se rozlišení, dnes zatím poslední, CG 3. generace blíží k 2% FWHM při 662 keV<sup>2</sup> [14], veliký vliv na detekční vlastnosti takovéto struktury při vyšších napětích má svodový proud, o kterém je pojednáno v kap. 2.5 [15].

<sup>2</sup> Jedná se o energie  $\gamma$ -záření Cs<sup>137</sup>.

Obr. 2.5: Schéma zapojení fotoodporu s CG 1. generace



## 2.4. Elektronické kontakty

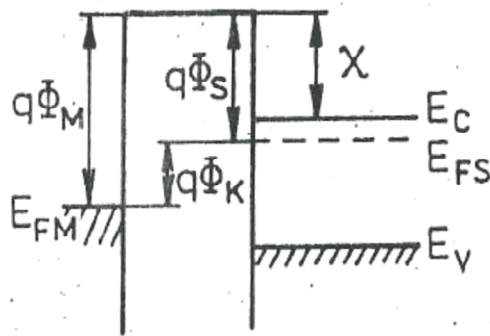
Na výslednou kvalitu detektoru nemají vliv jen materiálové parametry (odpor  $R$ , součinn  $\mu\tau$ , tloušťka vzorku  $l, \dots$ ) a struktura materiálu [5], ale i to, jaký typ elektronického kontaktu je na povrchu polovodičového detektoru připraven. V zásadě existují dva typy kovových kontaktů, usměrňující *Schottkyho kontakt*, nebo lineární *ohmický kontakt*. O jaký typ kontaktu se jedná, nám udává rozdíl *výstupních prací* kovu a polovodiče (výstupní práce viz kap. 2.2.1.1.).

### 2.4.1. Ideální Schottkyho kontakt

V případě, že výstupní práce z kovu je větší než z  $N$ -typového polovodiče, dojde při kontaktu kov-polovodič (MS) k vytvoření usměrňujícího kontaktu s dobrou elektrickou vodivostí pouze při polaritě napětí s kladným potenciálem na kovu.

Podstatou usměrnění je vznik potenciálové bariéry, která je vytvořena nepohyblivým prostorovým nábojem v polovodiči (Schottkyho bariéra). Výška této bariéry je ovlivněna tzv. Schottkyho jevem [16] – výstupní práce kovu se snižuje přiloženým elektrickým polem a vlivem sil zrcadlení.





Obr. 2.6: Pásový diagram MS struktury před uvedením do rovnováhy [17]

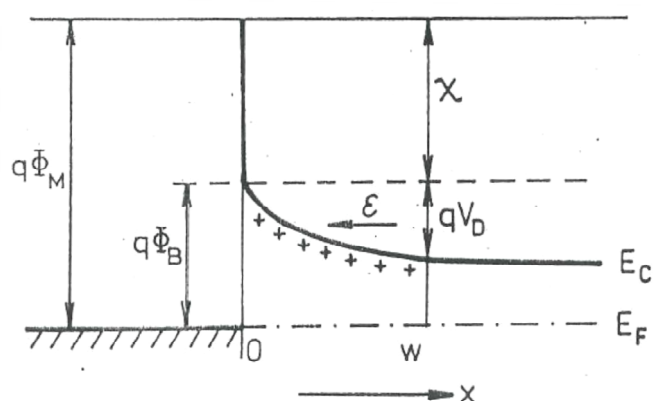
Na obr. 2.6 je znázorněn pásový diagram kovu a polovodiče typu n před uvedením do rovnováhy. Výstupní práce kovu resp. polovodiče je označena jako  $\Phi_M$  resp.  $\Phi_S$ .  $\Phi_K$  značí jejich rozdíl a nazývá se kontaktním potenciálem.  $\chi$  značí elektronovou afinitu polovodiče,  $E_V$  resp.  $E_C$  valenční resp. vodivostní pás polovodiče a  $E_{FM}$  resp.  $E_{FS}$  značí Fermiho energii kovu resp. polovodiče. Velikost náboje je zde označována jako  $q$ .

Jak je z obrázku 2.6 patrné, elektronová afinita se s dotací polovodiče nemění, kdežto hladina Fermiho energie ano. V případě kovu je zřejmé, že elektronová afinita je rovna Fermiho energii vzhledem k hladině vakua.

Na obr. 2.7 je znázorněn pásový diagram MS struktury po uvedení do rovnováhy (po vytvoření kontaktu) v ideálním případě. Nejprve dojde k vyrovnání Fermiho hladin do jedné úrovně, neboli do stavu *termodynamické rovnováhy*. To se uskuteční přechodem nábojů z polovodiče do kovu za vzniku OPN pod povrchem polovodiče (v tomto případě tvořena ionizovanými donory). Tento proces pokračuje a nastává tzv. *dynamická rovnováha* mezi tokem elektronů z polovodiče do kovu a opačným tokem elektronů z kovu, který je důsledkem vzniku vnitřního elektrického pole  $\varepsilon$  v OPN šířky  $w$ . Se vznikem OPN souvisí zahnutí pásů u rozhraní a vznik potenciálové bariéry mezi kovem a polovodičem s výškou  $\Phi_B$ .  $V_D$  na obr. 2.7 značí difúzní napětí. Výška bariéry mezi kovem a polovodičem typu n je v ideálním případě dána vztahem:

$$q\Phi_B = q\Phi_M - \chi \quad (2.11)$$

Tedy v ideálním případě je výška bariéry rovna rozdílu výstupní práce kovu a elektronové afinity polovodiče.



Obr. 2.7: Pásový diagram MS struktury po uvedení do rovnováhy [17]

Pokud připojíme na MS strukturu Schottkyho typu kladné vnější napětí na polovodič a záporné na kov, přivedeme celou strukturu do nerovnovážného stavu. To se projeví rozštěpením Fermiho hladin MS struktury. Změna nábojových poměrů vyvolá další zakřivení pásů (z obr. 2.7) směrem nahoru. Následně dojde k úplnému potlačení difúzního proudu z polovodiče a k celkovému proudu přes MS strukturu bude přispívat pouze velmi malý driftový proud způsobený generací  $(e-h)$  párů v OPN polovodiče. Takováto situace se nazývá *závěrná polarizace* Schottkyho kontaktu nebo polarizace v *závěrném směru*.

Jestliže připojíme napětí na Schottkyho kontakt naopak, tedy kladné napětí na kov a záporné na polovodič, dojde k zakřivení pásů směrem dolů, což vyvolá snížení šířky OPN a pokles potenciálové bariéry pro elektrony z polovodiče do kovu. Výsledkem je veliký celkový pohyb elektronů z polovodiče do kovu *emisně-difúzním* procesem přes potenciálovou bariéru [17]. Takováto situace se nazývá polarizace v *propustném směru*.

V případě p-typového polovodiče bude platit podmínka  $\Phi_M < \Phi_S$  a pásová struktura bude analogická s obr. 2.7, ale tentokrát bude potenciálová bariéra pro díry tvořena zakřivením pásů směrem dolů.

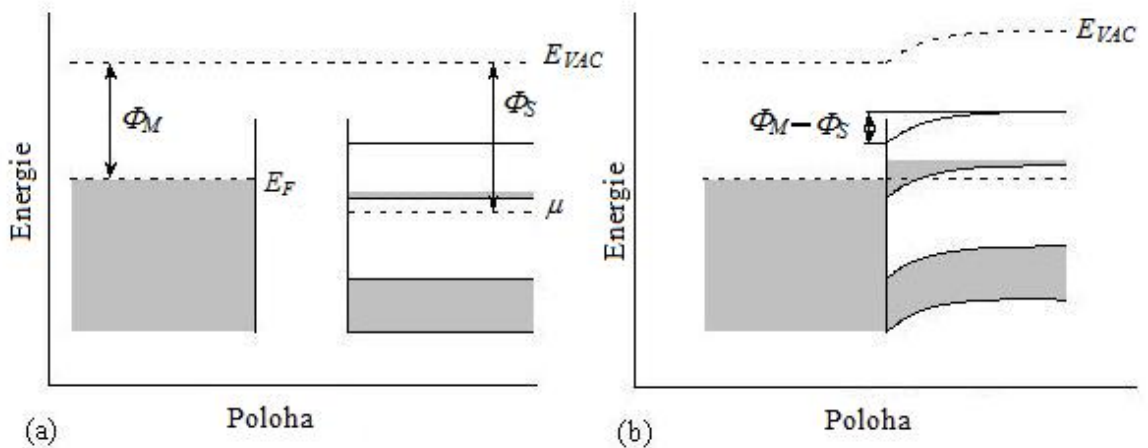
Při polarizaci takového kontaktu budou obráceny i polarity propustné a závěrné polarizace.

## 2.4.2. Ideální ohmický kontakt

Jestliže vytvoříme kontakt kov-polovodič (N) s výstupní prací kovu menší než polovodiče, tj.  $\Phi_M < \Phi_S$  (viz obr. 2.8a), elektrony z kovu sníží svoji energii přechodem z kovu do vodivostního pásu polovodiče, což způsobí nárůst chemického potenciálu polovodiče  $\mu$ . V rovnovážném stavu se Fermiho hladina kovu  $E_F$  vyrovná s chemickým potenciálem polovodiče a pásový diagram se zakřiví směrem dolů. Tato situace je znázorněna na obr. 2.8b.

Při připojení napětí na takovýto kontakt je při obou polaritách napětí dostatečné množství volných elektronů schopných přecházet jak z kovu do polovodiče tak z polovodiče do kovu.

Volt-ampérová (V-A) charakteristika je v tomto případě lineární pro kladné i záporné polarity napětí a takovýto kontakt se nazývá ohmický, jelikož se řídí Ohmovým zákonem. V případě p-typového polovodiče bude pro ohmický kontakt platit podmínka  $\Phi_M > \Phi_S$ .



Obr. 2.8: Pásový diagram izolovaného kovu a n-typového polovodiče s  $\Phi_M < \Phi_S$  (a) a pásový diagram výsledného Ohmického kontaktu kov-polovodič [18]

### 2.4.3. Reálný kontakt kov-polovodič

Reálná struktura MS bude znázorněna na Schottkyho kontaktu. V reálném případě je na povrchu polovodiče určitá hustota povrchových stavů, popřípadě mezivrstva (např. kov-oxid-polovodič – tzv. MOS struktura), tudíž výsledná výška bariéry je určena jak výstupní prací kovu, tak i povrchovými stavy polovodiče/mezivrstvy. Na obr. 2.9 je zobrazen pásový diagram takovéto struktury, kde  $\delta$  značí tloušťku mezivrstvy/povrchových stavů.

Proud přechodem kov-polovodič je tvořen převážně většinovými nosiči. Vstřikování menšinových nosičů ovlivňuje strukturu až při vysokých aplikovaných napětích. Obecné teorie přenosu náboje skrz takovou strukturu se dělí na tři druhy [17]:

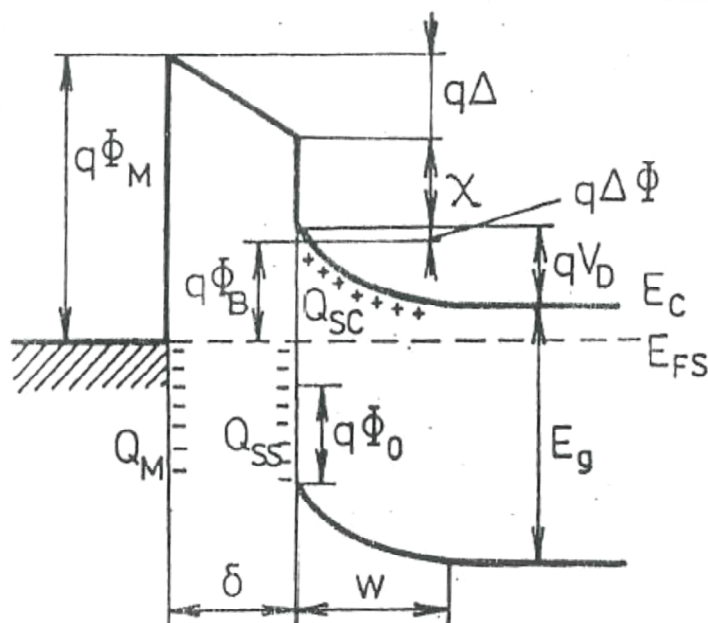
- a) **Termálně-emisní** – nosiče náboje musí překonat výšku bariéry, aby se podílely na transportu náboje
- b) **Difúzní** – proud je omezen procesem difúze a driftu nosičů uvnitř OPN
- c) **Emisně-difúzní** – zahrnuje obě předchozí teorie a vychází z hraniční podmínky pro rychlost termoelektronové rekombinace na hranici kovu a polovodiče (tzv. elektrony na klouzačce)

Obecně lze pro proud v závislosti na napětí psát rovnici [17]:

$$J = J_0 \left[ \exp\left(\frac{eU}{k_B T}\right) - 1 \right], \quad (2.12)$$

kde rozdíl těchto tří teorií spočívá v rozdílné hodnotě saturovaného proudu  $J_0$ .

Ideální případ MS lze aplikovat pouze na nekonečný krystal, popřípadě na část konečného krystalu v dostatečné vzdálenosti od povrchu. V blízkosti povrchu se totiž mění mřížková konstanta od objemové, a také se mění fyzikální vlastnosti materiálu. Také lze předpokládat, že kontaktní materiály nejsou chemicky inertní a na rozhraní vzniká produkt jejich chemické reakce. Povrch je ale převážně ovlivněn absorpcí atomů z okolí, obzvláště atomů kyslíku. Vždy se na povrchu absorbuje minimálně monoatomární vrstva cizí příměsi. Jelikož se může jednat o monokrystalickou, polykrystalickou i amorfni vrstvu, je velmi obtížné v takovémto případě aplikovat pásovou teorii. Ve většině případů má tato vrstva semiizolační vlastnosti.



- $\Phi_M$  = výstupní práce kovu
- $\Phi_B$  = výška bariéry v nenulovém elektrickém poli
- $\Phi_0$  = energetická hladina na povrchu
- $\Delta\Phi$  = síla snižující výšku bariéry v důsledku Schottkyho jevu
- $\Delta$  = potenciál skrz povrchové mezivrstvy
- $\chi$  = elektronová afinita polovodiče
- $V_D$  = difúzní potenciál
- $\delta$  = tloušťka mezivrstvy
- $w$  = šířka OPN
- $Q_{SC}$  = hustota prostorového náboje v polovodiči
- $Q_{SS}$  = hustota povrchových stavů polovodiče
- $Q_M$  = hustota povrchového náboje kovu

Obr. 2.9: Rovnovážný pásový diagram kontaktu kov-polovodič (N) s tenkou povrchovou vrstvou a s povrchovými stavy [17]

Jinými slovy, v reálném případě, kdy se na MS struktuře vyskytují povrchové stavy/mezivrstva, nelze rozhodnout jen na základě výstupních prací kovu a polovodiče, zda bude výsledný kontakt odporový či ohmický.

Dle [6] lze jako reálný Ohmický kontakt definovat kontakt, který nepřidává znatelnou parazitní impedanci k dané struktuře a který znatelně nezmění rovnovážnou koncentraci nosičů proudu v objemu polovodiče a nezmění tak charakter dané součástky.

Více o typech kontaktů, jejich přípravě a vlivu na detekci v [6] a [16].

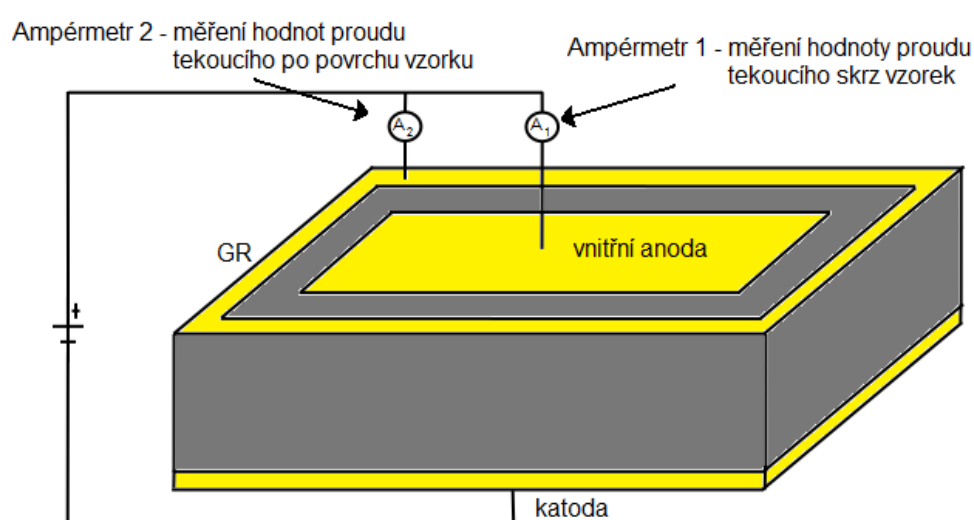
## 2.5. Svodový proud

Svodový proud, také zvaný *unikající proud*, je elektrický proud, který teče neúmyslně po povrchu detektoru za normálních podmínek. Tím pádem je potřeba přivádět větší výkon na detektor, aby se vykompenzovala ztráta svodovým proudem. Zároveň svodový proud generuje teplo, čímž se stává zdrojem šumu a zhoršuje charakteristické vlastnosti detektoru a časem působí degradaci detektoru [19]. Během měření s přiloženým vnějším elektrickým polem na vzorku teče po povrchu vzorku velký svodový proud a pouze malá část proudu teče skrz objem vzorku (cca 5 %) [20].

Jednou z možností jak snížit únik proudu na *CdTe* detektorech je vytvoření detektoru s jedním ohmickým a jedním Schottkyho kontaktem. Takto vyhotovený detektor má nižší svodový proud než detektor s dvěma ohmickými kontakty, nicméně u usměrňujícího kontaktu dochází k polarizaci detektoru, čímž se zhoršují detekční vlastnosti [19], [21].

Dalšími možnostmi jak snížit velikost svodového proudu jsou různé způsoby oleptání povrchu, o čemž je pojednáno v kapitole 3.2.2., nebo pasivací povrchu, o které pojednává kapitola 3.2.3.

Obr. 2.10: Schéma zapojení struktury s GR



Mimoto se též ukázalo, že ochranná elektroda, tzv. *guard ring* (GR) je užitečným nástrojem k separaci svodového proudu od proudu tekoucího skrz vzorek [22], [23]. V podstatě se jedná o kovový kontakt, který plně obklopuje katodu, viz obrázek 2.10. Jak GR, tak katoda jsou napájeny stejným vnějším napětím, tudíž není přítomný žádný proud mezi těmito dvěma elektrodami, přičemž se předpokládá, že GR sbírá veškerý svodový proud.

## 2.6. Cíl práce

Cílem této práce je studium vlivu povrchových úprav (leptání, pasivace) detektorů ionizujícího záření fotodiodového typu na bázi polovodiče *CZT*, za účelem snížení hodnoty svodového proudu a tím získat lepší rentgenové a gama spektra, neboli vytvořit detektor fungující za pokojové teploty na bázi tohoto polovodiče s dostačujícím energetickým rozlišením a co největší účinností sběru náboje.

## 3. Experimentální část

### 3.1. Příprava vzorků

Všechny vzorky použité v této diplomové práci byly získány z krystalu *CZT* se složením 15% *Zn*, který byl vypěstován v Brookhaven National Laboratory metodou *high pressure Bridgman*. Z krystalu byla podél osy růstu vyříznuta deska 100 x 100 x 6 mm<sup>3</sup>, která obsahovala několik monokrystalických zrn. Z těchto zrn byly vyříznuty jednotlivé monokrystalické vzorky.

#### 3.1.1. Řezání vzorků

Planparalelní deska s mnoha monokrystalickými zrny byla obroušena hrubým brusivem *SiC* s hrubostí 600, aby došlo k zvýraznění hranic jednotlivých monokrystalických zrn. Číslo hrubosti udává počet zrn brusiva na čtvereční stopu (čím větší číslo, tím jemnější brusivo). Z těchto *CZT* zrn byly následně vyřezány výsledné monokrystalické vzorky tvaru kvádrů se čtvercovou podstavou o rozměru cca 5 x 5 x 2 mm<sup>3</sup>. K tomuto účelu byla použita drátová pila (nerezový drát + řezivo, šířka průřezu 100 μm) s mikrometrickým šroubem pro přesné nastavení rozměrů vzorků. K přitlaku na pile bylo použito závaží, které gravitací určuje tlak na pile. Vzorky byly následně opláchnuty v *xylenu* a *destilované vodě*.

### 3.2. Úprava povrchu vzorků

#### 3.2.1. Broušení

Vyříznuté vzorky byly obroušeny ze všech stran v jemném brusivu rozmíchaném ve vodě. Brousí se pomocí lehkého přitlaku na vzorek, aby nedošlo k odštípnutí částí vzorku, a tak aby byly jednotlivé strany planparalelní. Používá se brusivo *SiC 1000* a *SiC 1200*, či *korundové* brusivo. Po obroušení byly vzorky očištěny v destilované vodě a následně vysušeny proudem stlačeného vzduchu.



### 3.2.2. Leptání

Po mechanickém broušení mohou být stále přítomny na povrchu vzorku mechanické poruchy, proto je třeba vzorky chemicky oleptat případně mechanicko-chemicky vyleštit. Tento proces zahrnuje odstranění co nejvíce povrchových vad a obnovení krystalinity v blízkosti povrchu polovodiče.

**Chemické leptání** se provádí v 3 % roztoku *brom-metanolu (BM)* cca 20 ml metanolu + 6 ml bromu. Leptá se po dobu 2 minut, pak jsou vzorky opláchnuty dvakrát v metanolu a poté v isopropanolu a opět vysušeny proudem stlačeného vzduchu.

**Chemicko-mechanické leštění** se provádí na standardní lešticí soupravě na hedvábné látce v 3 % roztoku *brom-etylenglykolu (BE)*. Leštění probíhá po dobu cca 1 minuty, kdy jsou vyleštěny rovnoměrně všechny strany vzorku. Vzorek je opět opláchnut (viz předchozí odstavec), nebo může být ještě oleptán po dobu cca 30 sekund v 3% *Br-MeOH (BEBM)* a opláchnut.

**Plazmatické leptání** se provádí ve standardní plazmatické leptací aparatuře, tvořené pracovním komorou se dvěma elektrodami umístěnými nad sebou ve vzdálenosti cca 10 cm. Na spodní anodu se umístí vzorek, poté je pracovní prostor evakuován pomocí rotační a difúzní pumpy. Dále se do pracovního prostoru napustí pracovní plyn (*Ar, He, H<sub>2</sub>*) a celá komora se pomocí rotační pumpy a daného průtoku pracovního plynu udržuje na pracovním tlaku (cca 100 – 600 · 10<sup>-3</sup> torr). Přivedením výkonu (50 – 200 W) na elektrody dojde k zažehnutí plazmatu a oleptání vzorku. Doba leptání se pohybuje od dvou do deseti minut a celý proces lze několikrát opakovat.

### 3.2.3. Pasivace povrchu

Jak je popsáno v kap. 2.5, po povrchu detektoru teče velký svodový proud. Tento jev je způsoben defekty, které jsou vytvořeny volnými vazbami povrchových atomů a ne-stechiometrickými povrchovými stavy (vznikají chemickým leptáním). Tomuto problému zabraňuje *pasivace povrchu*.

Jedná se o samovolnou nebo řízenou tvorbu ochranné vrstvy na povrchu materiálu, čímž se stane výsledný povrch inertní vůči svému prostředí. Chemický nebo fyzikální proces pasivace zahrnuje buďto přímou reakci *pasivátoru* s povrchem polovodiče, nebo k ní dochází prostředím depoziční vrstvy jiného materiálu, který

má vhodné vlastnosti k pasivaci povrchu. Samotný proces pasivace může být usnadněn povrchovou úpravou polovodiče pomocí stechiometrického leptání (viz kap. 3.2.2.), depozicí dielektrika, či tvorbou nativních filmů na povrchu polovodiče [24].

Jako vhodný pasivátor se používá roztok  $NH_4F/H_2O_2$  jelikož nereaguje se zlatem, které se hojně používá jako elektronický kontakt detektorů, a tím zaniká nutnost chránit elektrody před pasivací [24]. Použitím tohoto pasivátoru vzniká na povrchu detektoru oxidační vrstva, která je tím větší, čím delší dobu se povrch pasivuje [20].

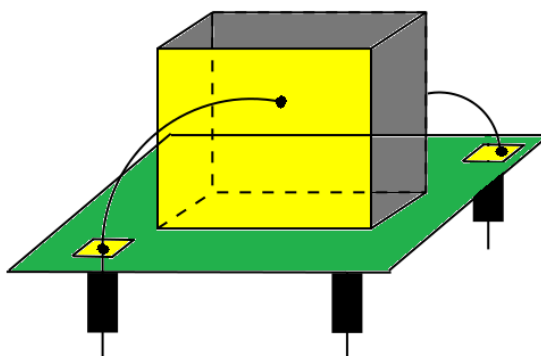
Do 25 ml kádinky se připraví 10%  $NH_4F$  10%  $H_2O_2$  roztok rozpuštěný v *deionizované vodě*. Jednotlivé CZT vzorky jsou umístěny do roztoku po dobu pěti minut a následně opláchnuty v *destilované vodě* a vysušeny proudem stlačeného vzduchu. Tento postup je možné zopakovat vícekrát, čímž dojde k silnější pasivaci.

### 3.3. Příprava kovových kontaktů

Boční strany vzorků jsou pokryty fotorezistem, jenž se nechá vytvrdit v peci při cca 70 °C po dobu 10 – 15 minut. Na nezakrytých místech je následně možné připravit elektronické kovové kontakty a to několika možnými způsoby:

- a) **Vysrážení z roztoku** – vzorek je ponořen do 1% roztoku  $AuCl_3$  po dobu 1 minuty. Zlato se vysráží na nezakrytých místech, čímž se vytvoří kovové kontakty na vzorku. Poté je vzorek od roztoku  $AuCl_3$  očištěn 3 krát v destilované vodě a fotorezist odstraněn v acetonu. Nakonec se vzorek omyje v isopropanolu a osuší proudem stlačeného vzduchu.
- b) **Napařování** – vzorek je upevněn do standardní napařovací aparatury a pod vzorek je do odporové wolframové “lodičky“ umístěn požadovaný kov ( $Au$ ,  $Pt$ ,  $In$ ). Následně se celá aparatura evakuuje na tlak cca  $10^{-5}$  Torr. Při této hladině vakua se nechá protékat wolframovou lodičkou proud velikosti 30 A. Joulovým teplem dojde k vypařování připraveného kovu ( $Au$ ,  $Pt$ ,  $In$ ) z lodičky a jednotlivé atomy resp. molekuly kovu se uchytí a zreagují na povrchu vzorku a vytvoří tak kovový kontakt. Opět je fotorezist odstraněn v acetonu, tzv. lift off metoda. Na závěr se vzorek omyje v isopropanolu a osuší proudem stlačeného vzduchu.

Vzorek s kovovými kontakty připravenými jednou z těchto metod je přilepen na nevodivou podložku pomocí fotorezistu a následně je takto připevněn na podložku s vyvedenými zlatými kontakty pro snadné spojení s měřicí aparaturou. Kovové kontakty na vzorku byly spojeny se zlatými kontakty podložky stříbrnými drátky o průměru 0,05 mm, jež byly na kontakty přilepeny grafitovou pastou (graphite conductive adhesive, aqueous based). Schéma takto připraveného vzorku k měření je zobrazeno na obr. 3.1.

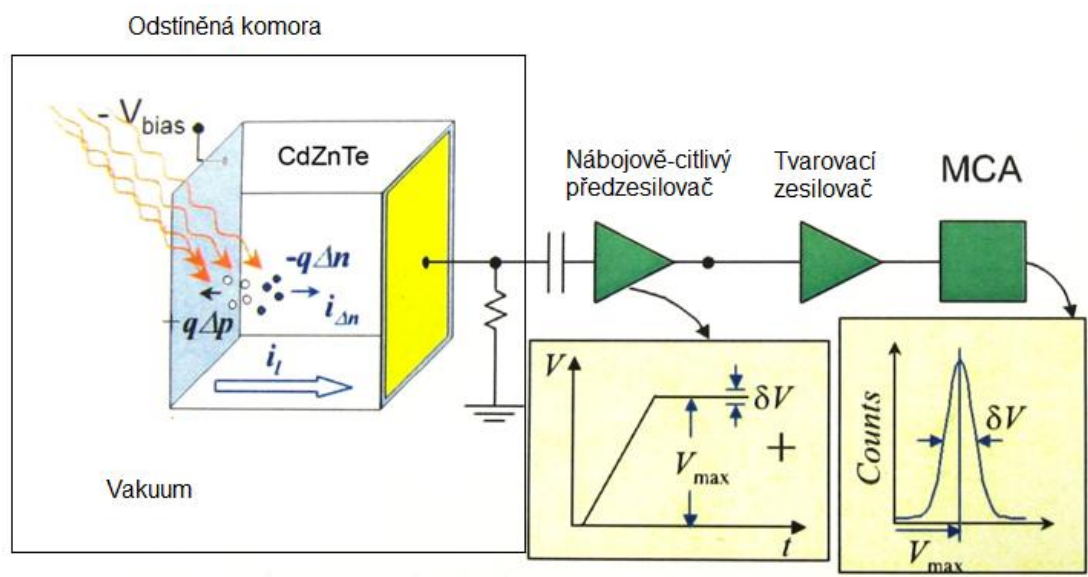


Obr. 3.1: Schéma nakontaktovaného vzorku připevněného na měřící podložce

### 3.4. Spektrální analýza

Měřicí aparatura pro spektrální analýzu se skládá z odstíněné evakuované komory Canberra, na našem pracovišti vyrobeného nábojově-citlivého předzesilovače, tvarovacího zesilovače, multi-kanálového analyzátoru (MCA) od firmy Ortec, osciloskopu (funkce pouze pro aktuální kontrolu výskytu pulsů), počítače s programem Maestro od firmy Ortec (pro samotnou analýzu a zaznamenání spekter) a zdrojem vysokého napětí. Schéma zapojení aparatury je znázorněno na obr. 3.2, kde výstup znázorněný na MCA sledujeme na PC v programu Maestro, převedený na závislost počtu záznamů (counts) pro daný kanál (channel).

Podložka se vzorkem je umístěna do měřicí aparatury, kde jedna elektroda je vždy uzemněna a na druhou je přivedeno napětí zdrojem Iseg SHQ 122M. Na stranu kovové katody je umístěn požadovaný bodový zářič. Dopadající záření generuje (e - h) páry, které jsou v přiloženém poli roztrženy a drifují k příslušným elektrodám, což se projeví jako napěťový impuls ( $V(t)$ ), který je následně zesílen nábojově-citlivým předzesilovačem. Poté je tento impuls přetvarován v tvarovacím zesilovači a vyčítán v MCA, jak je znázorněno na obr. 3.2.



Obr. 3.2: Schéma aparatury na měření radičních spekter

Jednotlivé typy zářičů s jejich energiemi jsou zobrazeny v tabulce 3.1. Přiložené napětí na katodě při měření spekter jednotlivých detektorů se pohybuje od -100 V do -800 V. Zároveň se zaznamenává V-A charakteristika vzorku. Pokud umístíme zářič na opačnou stranu detektoru a na anodu přivedeme napětí v rozmezí 100 V až 800 V, dostaneme obdobná spektra a zároveň V-A charakteristiku v celém měřicím rozsahu.

Tabulka 3.1: Typy zářičů

Zdroj záření	Typ záření	Energie hlavních linií	Aktivita
$\text{Am}^{241}$	Alfa	5480 keV	8,4 kBq
$\text{Am}^{241}$	Gama	59,6 keV	89 kBq

V případě homogenního lineárního elektrického pole uvnitř vzorku lze geometrickou konstrukcí z naměřeného spektra určit hodnotu  $\mu\tau$  daného vzorku pomocí Hechtovy relace:

$$CCE = \frac{Q_m}{Q_0} = \left\{ \frac{v_h \tau_h}{L} \left( 1 - \exp \left[ \frac{-x_i}{v_h \tau_h} \right] \right) + \frac{v_e \tau_e}{L} \left( 1 - \exp \left[ \frac{x_i - L}{v_e \tau_e} \right] \right) \right\}, \quad (3.1)$$

kde  $CCE$  je účinnost sběru náboje (viz kap. 2.2.2.2),  $v_{h/e}$  rychlost díry/elektronu,  $\tau_{h/e}$  je doba života díry/elektronu,  $L$  je tloušťka vzorku a  $x_i$  je poloha, kde se ve vzorku absorbuje dopadající záření.

Jestliže vezmeme jako zdroj záření  $\alpha$ -zářič  $\text{Am}^{241}$ , je z kap. 2.1.1. patrné, že se alfa částice absorbují v několika desítkách  $\mu\text{m}$  pod povrchem katody, tudíž lze hodnotu  $x_i$  položit rovnu nule. Užijeme-li:

$$v = \mu E \quad \text{a} \quad E = \frac{U}{L}, \quad (3.2a,b)$$

dostaneme jednočásticovou Hechtovu relaci pro dané napětí:

$$CCE = \frac{Q_m}{Q_0} = \left\{ \frac{\mu_e \tau_e U}{L^2} \left( 1 - \exp \left[ \frac{-L^2}{v_e \tau_e U} \right] \right) \right\}. \quad (3.3)$$

Nafitováním závislosti  $CCE(U)$  dle vzorce (3.3) tak získáme hodnotu fitovaného parametru  $\mu\tau$ . Předpokladem k určení parametru  $\mu\tau$  touto metodou, je právě uvažování homogenního vnitřního elektrického pole ve vzorku. Avšak v případě *polarizovaného detektoru*<sup>3</sup> tento předpoklad není splněn a proto je nutné udělat korekci, jež je popsána v kapitole 3.6.

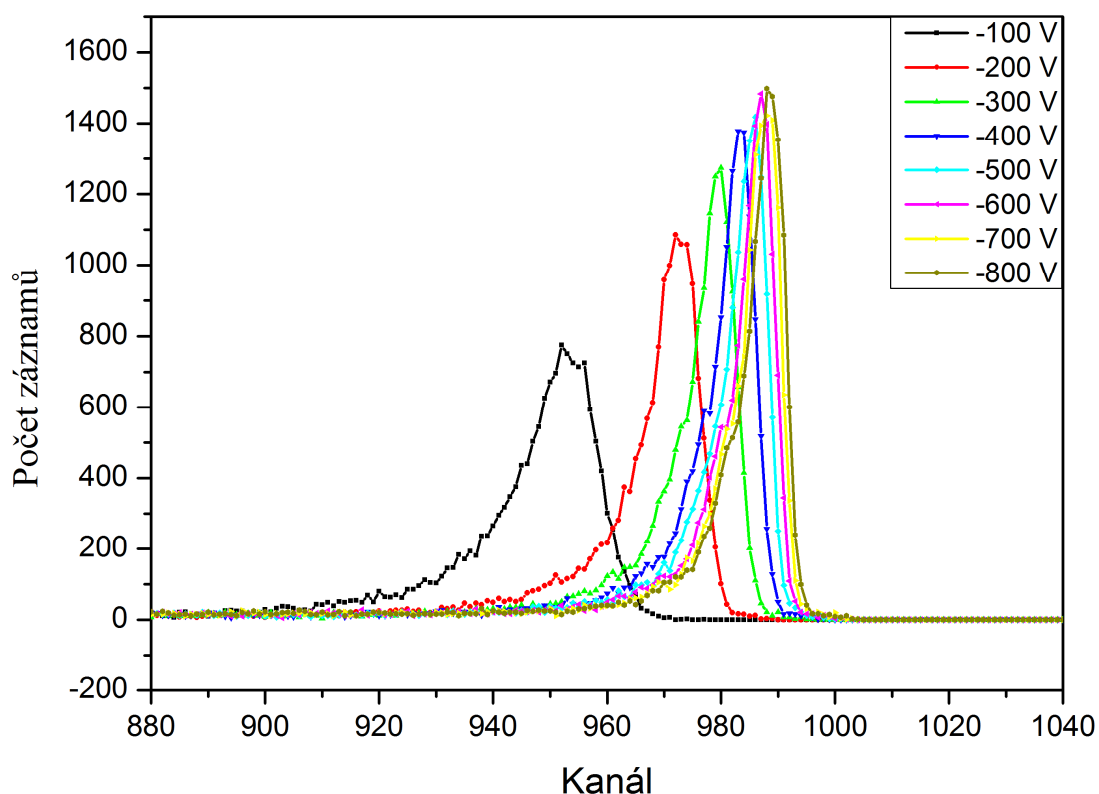
### 3.4.1. Výpočet spektrální analýzy

Pomocí výše popsané měřicí aparatury s MCA lze naměřit spektrum jak pro alfa tak gama zářiče uvedené v tabulce 3.1.

Grafické znázornění takto naměřeného spektra pro  $\alpha$ -zářič  $\text{Am}^{241}$  je uvedeno v grafu 3.1. Nafitováním jednotlivých píků Gaussovou funkcí v programu Origin 8.6 lze získat polohy středů píků  $x_c(U)$  a jejich pološířky. Vzorcem (2.10) lze z těchto hodnot určit energetické rozlišení detektoru při daném napětí.

<sup>3</sup> Polarizovaný detektor - uvnitř detektoru se díky hlubokým hladinám vytvoří prostorový náboj, který stíní vnitřní elektrické pole.

Graf 3.1: Spektrum  $\alpha$ -zářiče  $\text{Am}^{241}$  pro přiložené vnější napětí  $U = -100 \text{ V}$  až  $-800 \text{ V}$

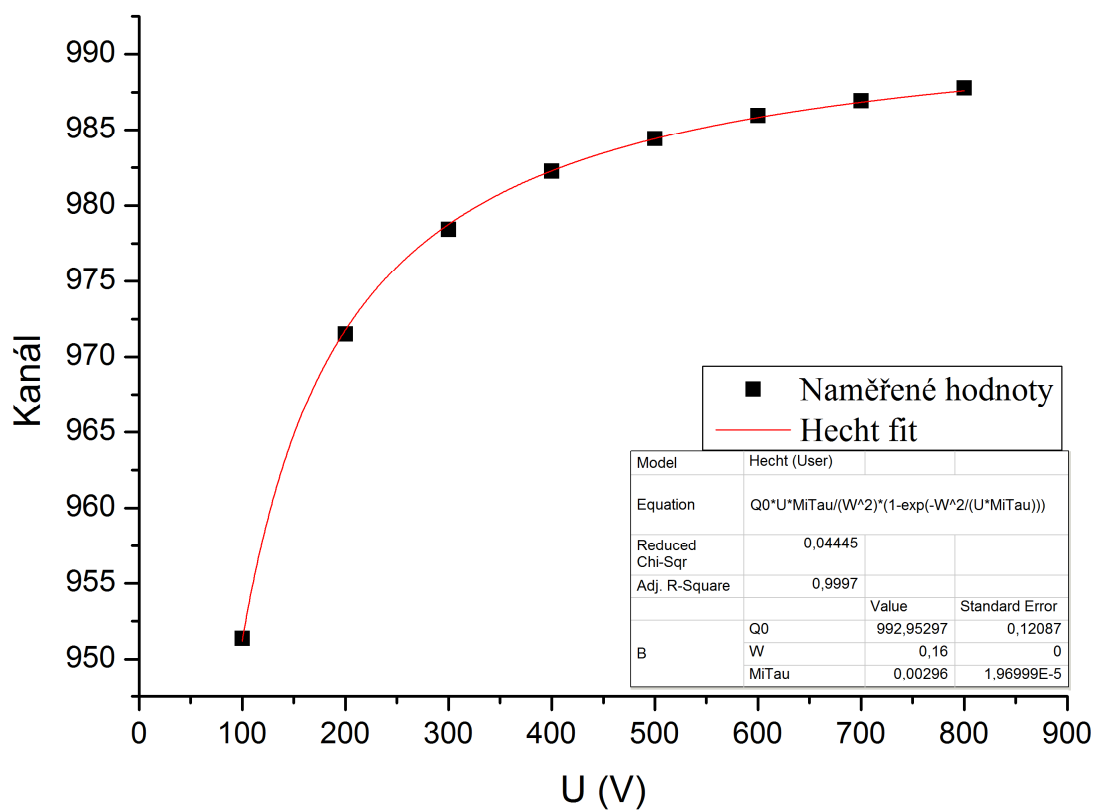


Z grafu je patrné, že pro vyšší napětí se nám poloha píku posouvá doprava, tedy k vyššímu kanálu, neboli v silnějším elektrickém poli dochází k lepšímu sběru generovaných nosičů náboje (v tomto případě elektronů).

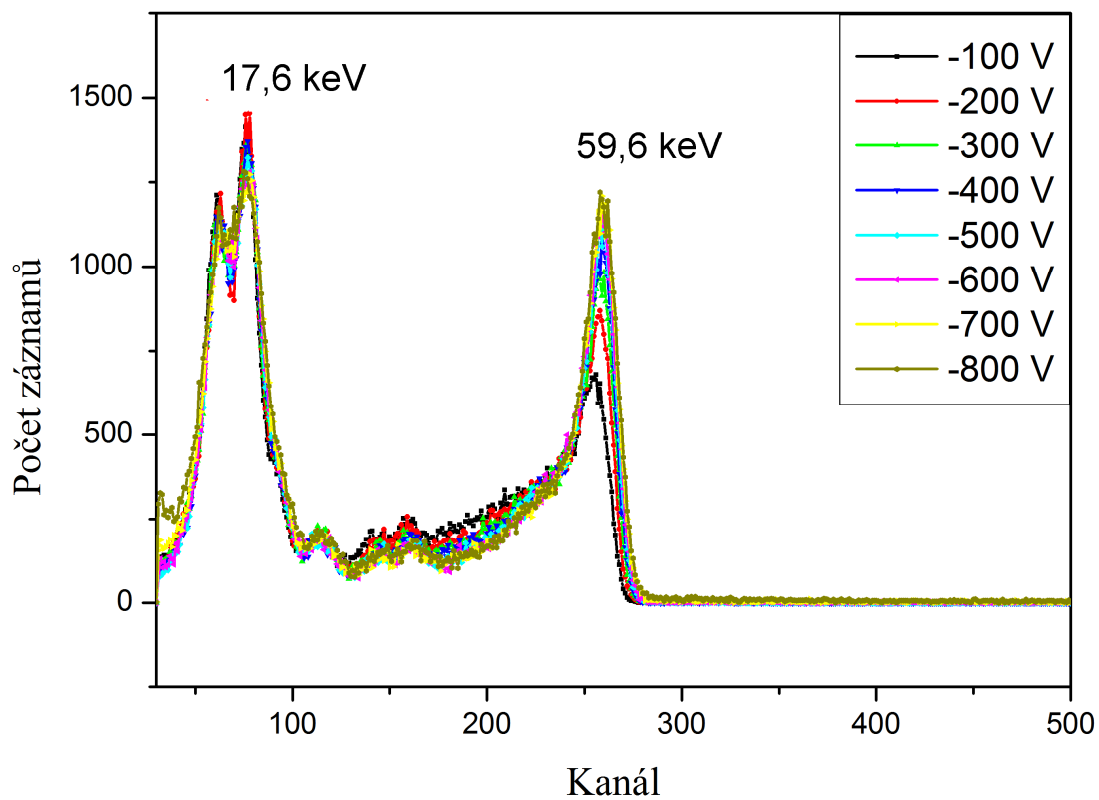
Následně se vynese závislost polohy středu píku na napětí, jak je znázorněno v grafu 3.2. Pro danou tloušťku detektoru je tedy možné tuto závislost nafitovat pomocí jednočásticové Hechtovy relace (vzorec (3.3)) a určit tak hodnotu  $(\mu\tau)_0 = 2,96 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{V}$ .

Stejným principem lze naměřit spektrum pro gama zářiče. Spektrum pro  $\gamma$ -zářič  $\text{Am}^{241}$  je znázorněno v grafu 3.3. Opět lze pomocí fitu Gaussovou funkcí určit polohu středu píku a jeho pološířku pro dané napětí a vzorcem (2.8) určit energetické rozlišení detektoru. Gaussova funkce se fituje na pravou náběžnou hranu píku, aby co nejlépe odpovídala naměřené křivce v okolí vrcholu píku, jelikož levá strana je ovlivněna sběrem vygenerovaných děr, které mají špatné transportní vlastnosti, a tudíž zkreslují nízkoenergetickou náběžnou hranu, což se ve spektru projeví tzv. ocasem neboli roztáhnutím této náběžné hrany.

Graf 3.2: Výpočet Hechtovy relace pro  $\alpha$ -zářič  $\text{Am}^{241}$



Graf 3.3: Spektrum  $\gamma$ -zářiče  $\text{Am}^{241}$  pro přiložené vnější napětí  $U = -100 \text{ V}$  až  $-800 \text{ V}$



I z tohoto spektra lze jednočásticovou Hechtovou relací určit parametr  $(\mu\tau)_0 = 4,34 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{V}$ . Nicméně je důležité si uvědomit, že v případě  $\gamma$ -záření nedochází k absorpci fotonů v několika desítkách  $\mu\text{m}$  pod povrchem elektrody, ale jedná se už o stovky  $\mu\text{m}$ , tedy přibližně 10 % tloušťky detektoru. Tedy tato hodnota je zatížena větší chybou, než hodnota určená pomocí  $\alpha$ -zářiče.

Výsledné naměřené hodnoty určené spektrální analýzou jsou shrnuty v tabulce 3.2.

Tabulka 3.2: Hodnoty určené ze spektrální analýzy detektoru

Hodnoty ze spektra pro $\alpha$ -zářič - hodnoty pro U = -800 V					
parametr	$x_c$	FWHM	R	CCE	$(\mu\tau)_0 [\text{cm}^2/\text{V}]$
hodnota	988	6,4	0,6 %	99,5 %	$2,96 \cdot 10^{-3}$
Hodnoty ze spektra pro $\gamma$ -zářič - hodnoty pro U = -800 V					
parametr	$x_c$	FWHM	R	CCE	$(\mu\tau)_0 [\text{cm}^2/\text{V}]$
hodnota	256	32,4	12,7 %	94,5 %	$4,34 \cdot 10^{-3}$

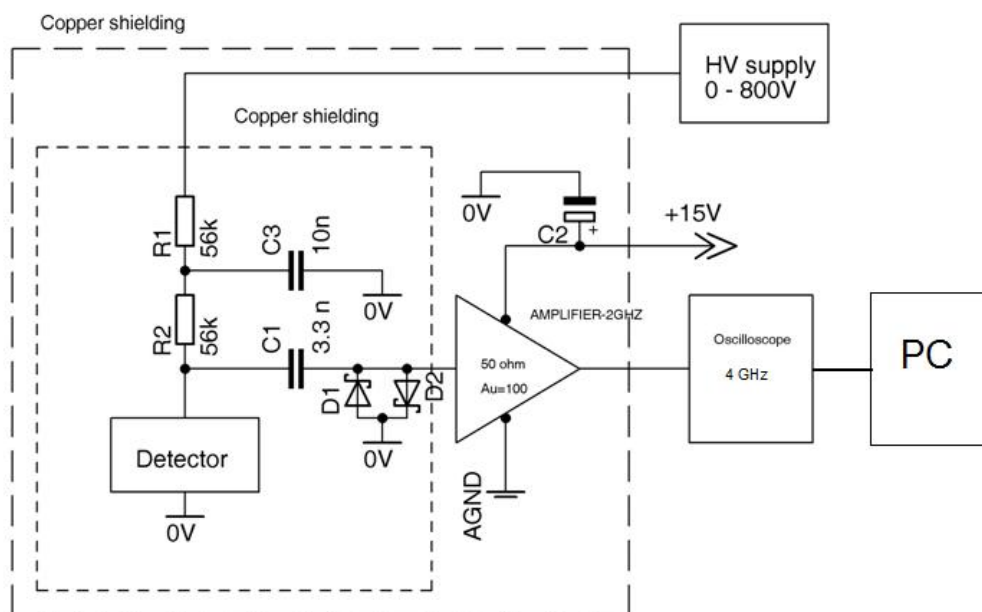
### 3.5. Transient-Current Technique (TCT)

CCE radiačních detektorů je silně závislá na vnitřním elektrickém poli. Jestliže vnitřní elektrické pole degraduje, může se ve vzorku objevit oblast s malou či nulovou hodnotou sběru náboje, která ovlivní celkové spektroskopické vlastnosti detektoru. Čím menší je elektrické pole, tím menší je sběr fotogenerovaných nosičů, jelikož mají větší pravděpodobnost záchytu uvnitř vzorku. Kromě toho má vytvoření prostorového náboje na pastech za následek ovlivnění přiloženého napětí a může zapříčinit vznik “neaktivní“ oblasti s nulovým elektrickým polem pod kontaktem, což opět omezuje CCE daného detektoru.

TCT je metoda sloužící k určení profilu vnitřního elektrického pole vzorku, při daném napětí pomocí přímého měření proudového pulzu detektorem po ozáření vhodným zdrojem. Zde budeme používat zdroj  $\alpha$ -částic. Často se též používají laserové pulzy. Metoda je analogická měření time-of-flight (TOF) driftujících nosičů náboje.

Schéma měřicí aparatury je znázorněno na obr. 3.3. Opět je podložka se vzorkem umístěna do mědi stíněného boxu spolu s 5,5 MeV  $\text{Am}^{241}$   $\alpha$ -částicovým zdrojem ve vzdálenosti cca 5 mm. Tato vzdálenost ve vzduchu má za následek ztrátu





Obr. 3.3: Schéma aparatury na měření TCT, všechny elektronické součástky jsou umístěny v měděném stínícím boxu, krom vstupu pro zdroj napětí a výstupu na osciloskop [25]

energie  $\alpha$ -částic přibližně o 0,5 MeV [25]. Aby došlo ke sběru vygenerovaných ( $e - h$ ) párů dopadajícím zářením, je na detektor přivedeno napětí zdrojem Iseg SHQ 122M. Nosiče náboje driftující skrz vzorek vytvářejí proudový impuls, který je zesílen 2-GHz Miteq AM-1607-2000R zesilovačem. Signál je převeden na napěťový puls faktorem 6,536 mV/ $\mu$ A a je zaznamenáván na 4-GHz digitálním osciloskopu LeCroy, který je spojen s počítačem. Měří se vždy v rozmezí přiloženého napětí na katodě od -100 V do -800 V a vždy se průměruje 500 zaznamenaných křivek.

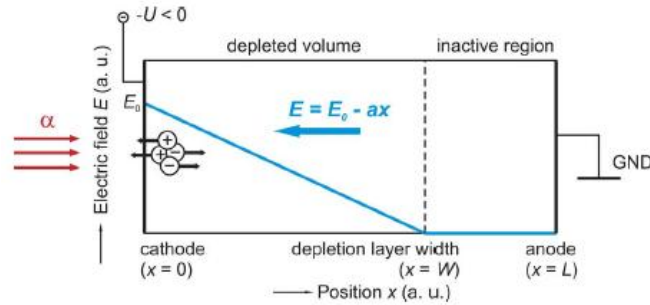
Dle [25] je profil vnitřního elektrického pole lineární:

$$E(x) = E_0 - ax \geq 0, \quad (3.4)$$

kde  $x = 0$  značí polohu katody (viz obr. 3.4),  $E_0$  je elektrické pole pod ozářenou elektrodou (katodou) a parametr  $a$  udává sklon vyvolaný prostorovou nábojovou hustotou  $N$  dle rovnice:

$$a = \frac{eN}{\epsilon_0 \epsilon_r} \quad (3.5)$$

kde  $\varepsilon_0$  je permitivita vakua,  $\varepsilon_r = 10,3$  je relativní-permitivita CdTe a  $e$  elementární náboj.



Obr 3.4: Schéma profilu elektrického pole v detektoru ozářeném  $\alpha$ -částicemi [25]

Užitím rovnice (3.4) je řešení kinetické rovnice popisující pohyb nosičů náboje skrz vzorek  $dx/dt = v(t) = \mu E$  dáno:

$$x(t) = \frac{E_0}{a} (1 - e^{-a\mu t}). \quad (3.6)$$

kde  $\mu$  je konstantní elektronová pohyblivost. Proud indukovaný na detektoru s dvěma planárními elektrodami ve vzdálenosti  $L$  je dán jako [25]:

$$i(t) = \frac{Q(t)v(t)}{L} \propto e^{-ct}, \quad (3.7)$$

kde  $Q(t)$  značí ztráty driftujícího náboje v důsledku záchytu nosičů v pastech, a parametr  $c$  lze vyjádřit rovnicí [25]:

$$c = \left( a + \frac{1}{\mu\tau} \right) \mu, \quad (3.8)$$

kde  $\tau$  udává dobu života nosičů a hodnota parametru  $\mu\tau$  je stanovena pomocí spektrální analýzy (viz kap. 3.3).

Užitím jednoduché teorie p-n přechodu lze určit velikost vyprázdněné oblasti  $W$  detektoru s hustotou prostorového náboje  $N$  [25]:

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r U}{eN}} \leq L \quad (3.9)$$

pro dané napětí  $U$ . Jestliže je  $W = L$ , potom je elektrické pole nenulové v celém detektoru; neaktivní zóna neexistuje. Jestliže je  $W < L$  potom existuje neaktivní zóna a nastává případ znázorněný na obr. 3.4.

V případě, že  $W = L$  je přiložené napětí svázáno s elektrickým polem dle rovnice [25]:

$$U = E_0 L - \frac{1}{2} a L^2, \quad (3.10)$$

Doba, kdy jsou sebrány driftující elektrony na anodě, je dána rychlým poklesem proudu na konci proudového pulzu, což umožňuje určit přechodový čas (transient time)  $t_{tr}$ , pro který platí:

$$x(t_{tr}) = \frac{E_0}{a} (1 - e^{-a t_{tr}}) = L \quad (3.11)$$

Z experimentálních dat ( $\mu\tau$ ,  $c$  a  $t_{tr}$ ) a kombinací rovnic (3.11), (3.10) a (3.8) dostaneme finální transcendentní rovnici pro parametr  $a$ :

$$c t_{tr} = \left(1 + \frac{1}{a\mu\tau}\right) \ln \left( \frac{1 + \frac{aL^2}{2U}}{1 - \frac{aL^2}{2U}} \right), \quad (3.12)$$

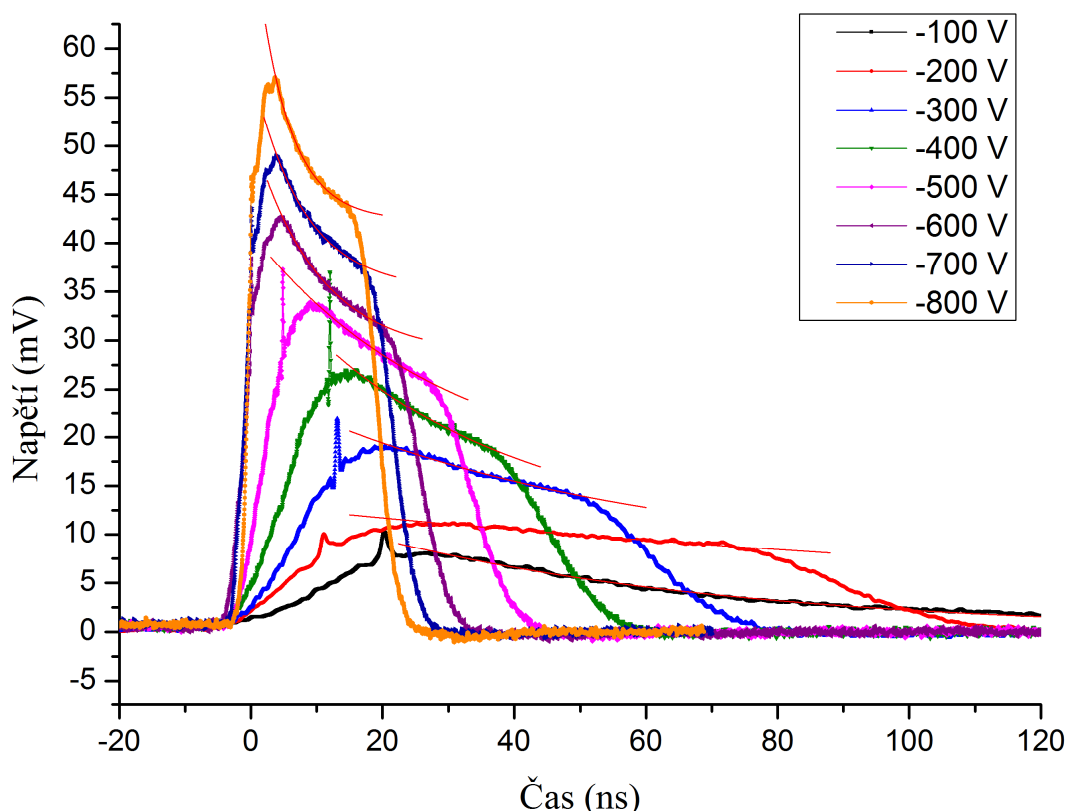
kteřou lze snadno numericky řešit. Lze tedy určit všechny modelové parametry  $a$ ,  $E_0$  a  $\mu$  pro každý proudový puls.

Jestliže máme detektor, který je silně polarizován, tj.  $W < L$ , je ve vzorku neaktivní zóna a čas přechodu nelze určit. V takovém případě nemáme dostatek potřebných dat k určení všech modelových parametrů. Nicméně lze užít nezávislosti  $\mu$  na napětí. Použitím hodnoty  $\mu$  z analýzy pulsu bez neaktivní zóny a dosazením do rovnice (3.8) lze dopočítat profil elektrického pole.

### 3.5.1. Výpočet TCT

Za použití  $\alpha$ -zářiče  $\text{Am}^{241}$  lze ve výše popsané aparatuře (obr. 3.3) naměřit jednotlivé napěťové křivky (waveformy) v závislosti na vnějším napětí tak, jak je ukázáno v grafu 3.4. Je vidět, že s vyšším napětím výška náběžné hrany pulsu roste a

Graf 3.4: Napěťové křivky určené metodou TCT

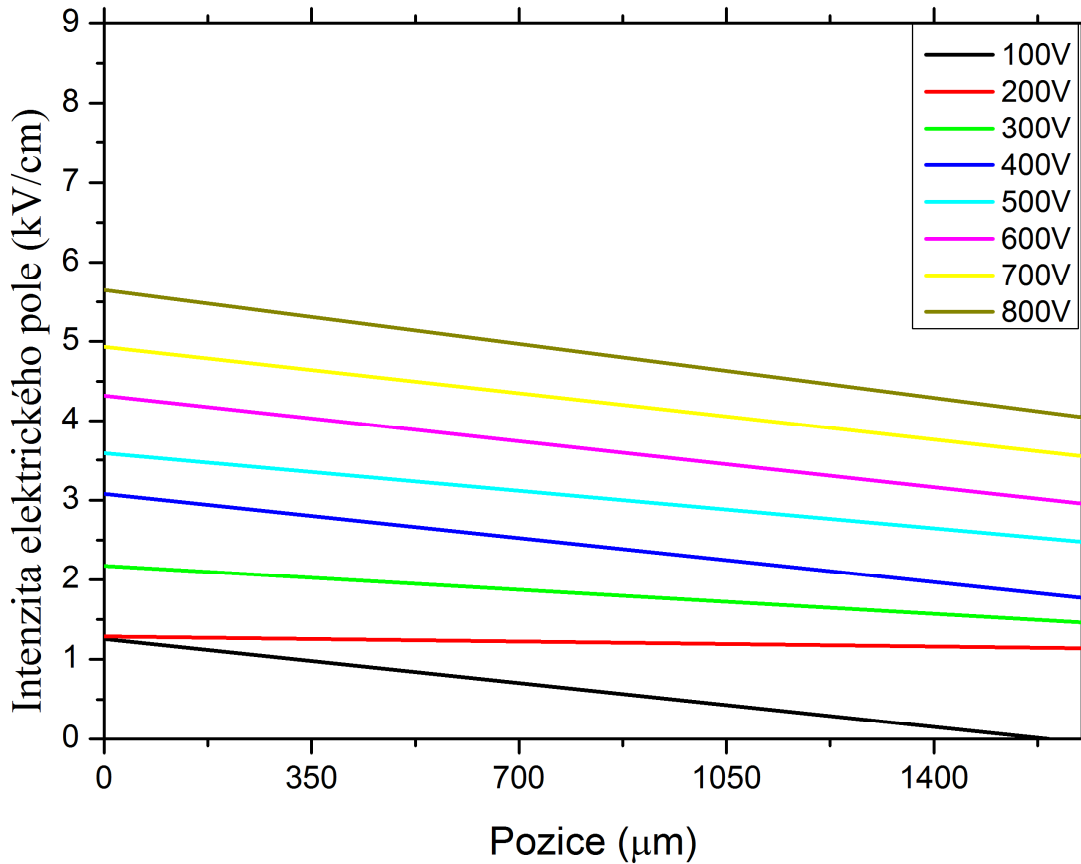


její šířka se zkracuje. Po náběhu mají pulsy klesající exponenciální charakter v závislosti na parametru  $c$  (rovnice (3.7)) až do doby, kdy čelo „oblaku“ elektronů dorazí na anodu, (3.11). V grafu se tento jev projeví ohnutím napěťového pulsu. Parametr  $c$  získáme exponenciálním fitem jednotlivých waveforem, jak je ukázáno v grafu 3.4. Následně se z grafu určí transit time  $t_{tr}$ , který je dán polohou začátku náběžné hrany a zmíněným ohnutím křivky. S rostoucím napětím se puls zkracuje a hodnota transit time  $t_{tr}$  se snižuje, jelikož elektronům stačí kratší doba k driftu skrz vzorek.

Jak je popsáno v kap. 3.4, po dosazení parametrů  $(\mu\tau)_0$ , který získáme ze spektrální analýzy,  $c$  a  $t_{tr}$  do rovnice (3.12) lze učit sklon pole  $a$  pro jednotlivá vnější napětí. Je třeba opět upozornit, že hodnota  $(\mu\tau)_0$  určená z Hechtovy relace je platná pouze v případě konstantního homogenního elektrického pole, tedy pro přesnější hodnoty  $\mu\tau$  a  $a$  je potřeba provést korekci modelových parametrů která je popsána v kapitole 3.6.

Následně lze z rovnice (3.8) určit hodnotu  $\mu$  a z rovnice (3.10) hodnotu  $E_0$ . S těmito parametry lze vykreslit profil vnitřního elektrického pole vzorku v závislosti

Graf 3.5: Spočítaný profil elektrického pole CZT detektoru tloušťky 1,65 mm pro daná vnější napětí



na vnějším napětí, jak je znázorněno v grafu 3.5. Z tohoto grafu je patrné, že pro vnější napětí  $U = -100$  V se ve vzorku nachází neaktivní zóna, kde se nosiče náboje pohybují pouze difúzí, tedy nejsou přiloženým polem sbírány v celém objemu.

### 3.6. Korekce modelových parametrů

Jak již bylo zmíněno, parametr  $\mu\tau$  je klíčovým k charakterizaci spektroskopických vlastností polovodičových radiačních detektorů. Běžně se určuje z Hechtovy rovnice (viz kap. 3.3), kde  $\mu\tau$  je jedinou materiálovou veličinou popisující závislost CCE na přiloženém napětí. Jestliže se nám uvnitř detektoru vytvoří prostorový náboj, tj. detektor je polarizovaný, transport náboje je ovlivněn narušením vnitřního elektrického pole a CCE se odchýlí od homogenního modelu

Hechtovy relace. V takovém případě je třeba provést korekci parametrů a náležitě určit CCE.

Pro daný detektor tloušťky  $L$  lze použitím Hechtovy relace určit parametr  $(\mu\tau)_0$ . Touto veličinou lze z TCT experimentu určit parametr  $a$  a  $t_r$  a pro dané napětí  $U$  určit  $CCE$ , pro které platí [26]:

$$CCE(x) = 0, \quad x \geq W, W \leq L \quad (3.13a)$$

$$CCE(x) = \frac{1}{L} \frac{\mu\tau a}{\mu\tau a + 1} (W - a), \quad x \leq W, W \leq L \quad (3.13b)$$

$$CCE(x) = \frac{1}{L} \frac{\mu\tau a}{\mu\tau a + 1} \left[ \left( \frac{L}{2} - \frac{U}{La} \right) \left( \frac{x - \frac{L}{2} - \frac{U}{La}}{\frac{L}{2} - \frac{U}{La}} \right)^{-\frac{1}{\mu\tau a}} + \frac{L}{2} + \frac{U}{La} - x \right], W > L \quad (3.13c)$$

Použijeme-li opět jako zdroj záření  $\alpha$ -zářič, můžeme v těchto rovnicích položit  $x = 0$ . Pro  $a \rightarrow 0$  se  $CCE(x)$  stává Hechtovou rovnicí pro homogenní případ:

$$CCE_{Hecht}(U) = \frac{\mu\tau U}{L^2} \left( 1 - e^{-\frac{L}{\mu\tau U}} \right). \quad (3.3')$$

Výpočtem podle rovnice (3.13) získáme přesnější hodnotu parametru  $\mu\tau$ , pomocí něhož znovu určíme přesnější hodnotu parametru  $a$  z rovnice (3.12). Tento postup se self-konzistentně opakuje, dokud nedojde ke konvergenci, čímž získáme finální velikost parametru  $\mu\tau$  a parametru  $a$ .

## 4. Výsledky měření a diskuze výsledků

### 4.1. Vzorky

V experimentálním studiu byly použity dvě sady monokrystalických vzorků  $CdZnTe$ , které byly získány rozřezáním na diamantové pile, jak je popsáno v kapitole 3.1. Pro jednoznačné rozlišení byl každému vzorku dán příslušný identifikátor. První sada nese označení **BNL2F1** a druhá označení **BNK**.

### 4.2. Počáteční stav

Pro srovnávací měření byly všechny vzorky připraveny stejnou metodou, standardně používanou v laboratoři pro spektrální měření. Nejprve byly vzorky obroušeny nahrubo v brusivu *SiC 600* a poté dobroušeny jemným brusivem *korundu* tak, aby byly protější strany planoparalelní. Následně byly vzorky chemicky oleptány a na povrchu byly vytvořeny kovové kontakty pomocí vysrážení zlata z roztoku<sup>4</sup> (kap 3.3.).

Před vytvořením kontaktů byla na testovacích vzorcích ještě určena hodnota měrného elektrického odporu ( $\rho$ ) jednotlivých vzorků pomocí bezkontaktního měření na aparatuře Corema [5]. Naměřené hodnoty udává tabulka 4.1. Vzorky dosahují standardních měrných odporů kvalitního *CZT* detektorového materiálu.

Tabulka 4.1: Měrný elektrický odpor testovacích vzorků

Vzorek	BNL2F1B	BNL2F1C	BNK3	BNK6
$\rho$ [ $\Omega\text{cm}$ ]	$2,99 \cdot 10^9$	$1,6 \cdot 10^{10}$	$1,22 \cdot 10^{10}$	$1,25 \cdot 10^{10}$

Spektrální analýzou (kap. 3.4.) byla na každém vzorku o tloušťce  $L$  změřena V-A charakteristika, naměřeno spektrum pro  $\gamma$  a  $\alpha$  částice<sup>5</sup>, z čehož byl určen parametr  $(\mu\tau)_0$ ,  $CCE_\gamma(U)$  a  $R_\gamma(U)$ . Metodou TCT (kap. 3.5.) byl stanoven profil elektrického pole uvnitř vzorku a spočítány parametry  $a$ ,  $E_0$  a  $\mu$  pro každý proudový puls. Následně byla provedena korekce modelových parametrů dle kap. 3.6.

<sup>4</sup> Nebude-li uvedeno jinak, v celé 4. kapitole jsou všechny kontakty vyrobeny touto metodou.

<sup>5</sup> Nebude-li uvedeno jinak, jako  $\alpha$  a  $\gamma$ -zářiče byly použity zářiče  $\text{Am}^{241}$ .

Jednotlivé vzorky a jejich příslušné parametry udává tabulka 4.2. Na vzorku *BNL2F1B* se nepodařilo naměřit  $\gamma$ -spektrum při napětí  $U = -800$  V, jelikož došlo k silnému zašumění mezi kontakty a detektorem.

Tabulka 4.2: Výchozí parametry vzorků

Vzorek	$(\mu\tau)_0$ [cm <sup>2</sup> /V]	$R_\gamma(-800$ V)	$CCE_\gamma(-800$ V)	$\mu\tau$ [cm <sup>2</sup> /V]
BNL2F1B	$5,06 \cdot 10^{-4}$	-	-	$4,55 \cdot 10^{-4}$
BNL2F1C	$4,7 \cdot 10^{-4}$	11,6 %	95,0 %	$4,3 \cdot 10^{-4}$
BNK3	$2,96 \cdot 10^{-3}$	10,9 %	94,8 %	$1,77 \cdot 10^{-3}$
BNK6	$2,11 \cdot 10^{-3}$	31,4 %	91,1 %	$2,26 \cdot 10^{-3}$

### 4.3. Guard Ring

Na vzorku, který byl obroušen v *SiC 1200*, chemicko-mechanicky vyleštěn a následně chemicky ošetřen – BEBM (kap 3.2.2.), byla vytvořena struktura s jednou ochrannou elektrodou – guard ring (GR), jež je popsána v kapitole 2.5.

Pomocí zdroje napětí Iseg SHQ 122M byla napájena jak vnitřní anoda, tak GR. Katoda byla uzemněna. Tento zdroj napětí slouží zároveň jako ampérmetr v obvodu katoda – GR a měří tedy hodnotu svodového proudu. Na měření proudu tekoucího skrz vzorek byl použit pikoampérmetr Keithley 6485.

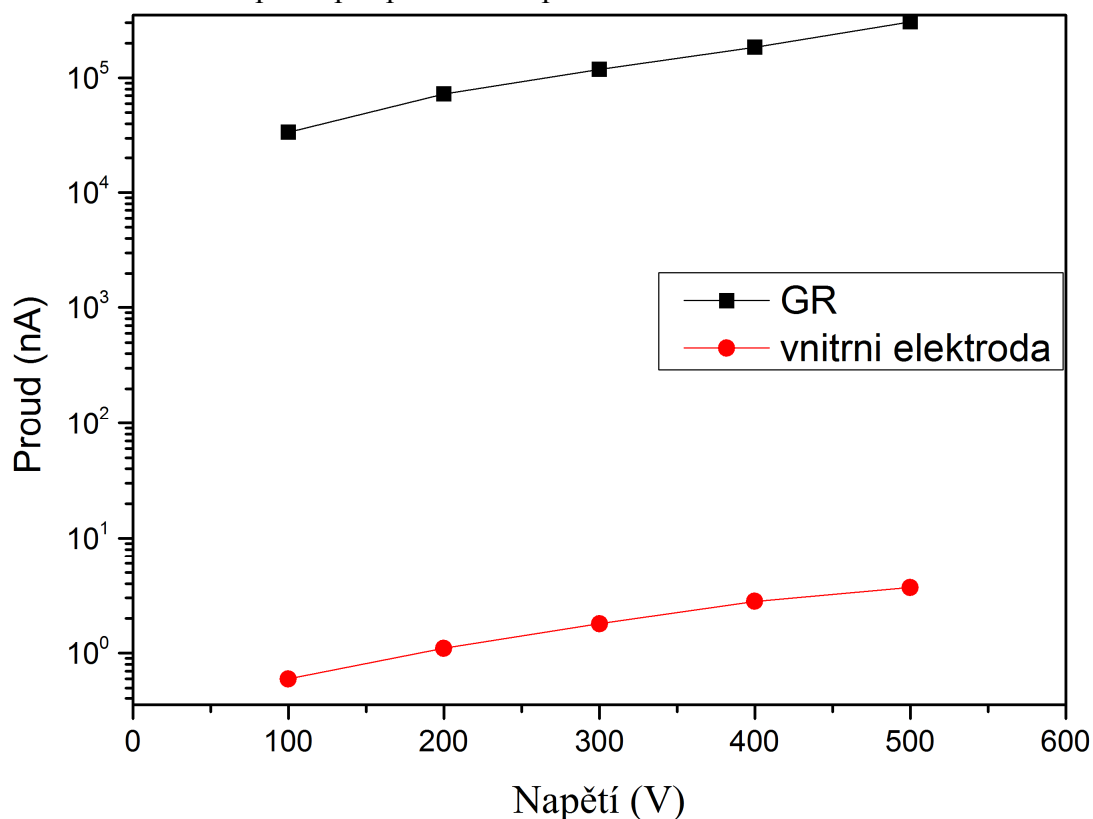
Velikosti naměřených proudů jsou zapsány v tabulce 4.3 a vykresleny v grafu 4.1. Z této tabulky je patrné, že skrz vzorek tečou malé proudy v řádech nanoampérů a většina (až 99,9 %) proudu teče po povrchu vzorku, což je dáno právě povrchovými stavy detektoru, které je možné vhodnými úpravami povrchu snížit.

Tabulka 4.3: Hodnoty svodového proudu a proudu tekoucího skrz vzorek při daném napětí

$U$ [V]	GR – $I$ [ $\mu$ A]	Vnitřní anoda – $I$ [nA]
-100	-33,8	-0,6
-200	-72,3	-1,1
-300	-118	-1,8
-400	-184	-2,8
-500	-306	-3,7



Graf 4.1: Hodnoty proudu naměřené na struktuře s GR při (BEBM) povrchové úpravě pro přiložené napětí  $U = 100 \text{ V}$  až  $500 \text{ V}$



Z grafu 4.1 je patrné, že hodnoty proudu naměřené na GR jsou v podstatě posunuté hodnoty proudu změřené na vnitřní elektrodě. Tedy proud tekoucí skrz vzorek a po povrchu vzorku má stejný V-A charakter.

#### 4.4. Jednotlivé úpravy povrchu a srovnání s výchozím stavem

Oleptání v 3% brom-metanolu má za následek vytvoření několika nanometrové telurové vrstvy na povrchu vzorku, která má tendenci zoxidovat a tím snížit povrchový odpor vzorku [27]. V důsledku tohoto jevu byly na jednotlivých vzorcích použity různé úpravy povrchů, jež jsou popsány v experimentální části kap. 3. Hlavní snahou bylo snížit hodnoty svodového proudu (kontrola pomocí měření V-A charakteristik) za účelem získání kvalitních spekter pro  $\gamma$ -zářič  $\text{Am}^{241}$ .

#### 4.4.1. Úprava povrchu metodou (BE)

Vzorek *BNL2F1B* byl po výchozím měření chemicko-mechanicky vyleštěn (BE) a pomocí mechanického přitlaku zlatého hrotového kontaktu (tedy bodového nikoliv celoplošného kontaktu)<sup>6</sup> na něm byla měřena proudová časová závislost při napětí  $U = -500$  V. Naměřené hodnoty udává tabulka 4.4. Následně byl opět na vzorku vytvořen celoplošný zlatý kovový kontakt a změřena V-A charakteristika a byla provedena spektrální analýza.

Tabulka 4.4: Časová V-A charakteristika úpravy (BE) na vzorku *BNL2F1B*

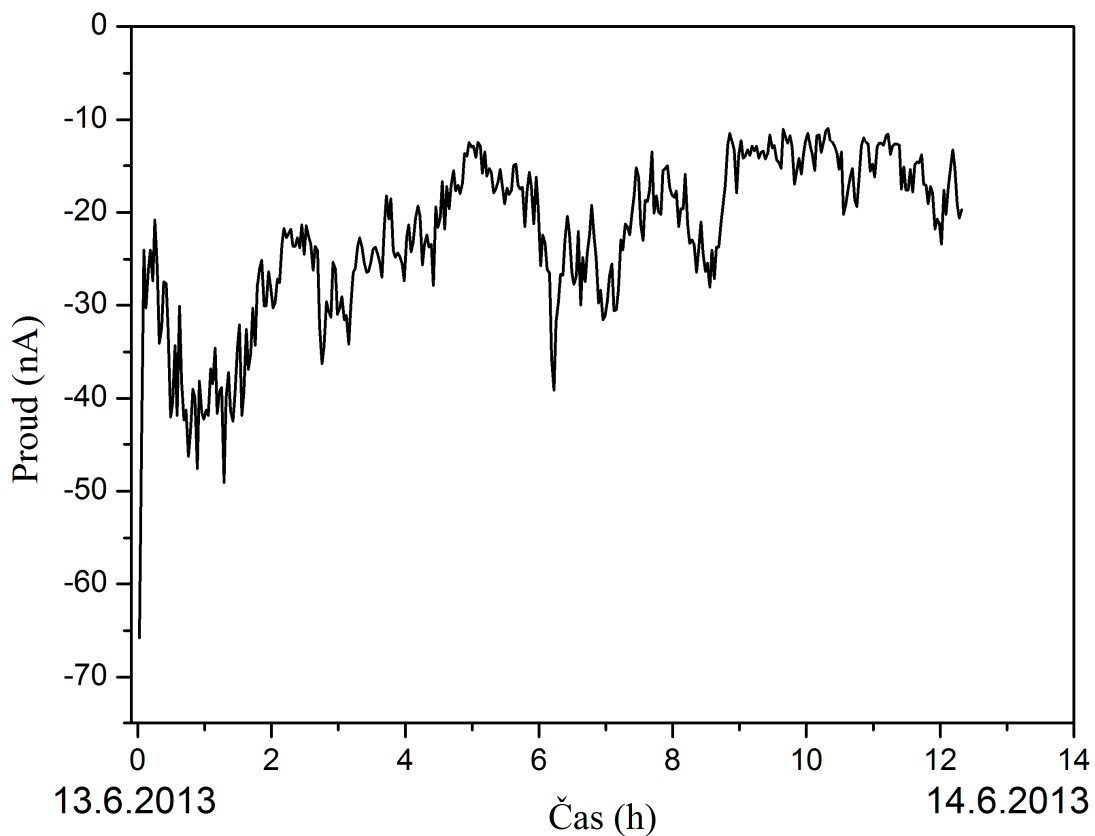
U = -500 V					
datum	10.6.	13.6.	17.6.	19.6.	24.6.
typ kontaktu	hrot	hrot	hrot	hrot	celoplošný
I [nA]	-22,2	-28,6	-22,8	-216	-394

Jak je z tab. 4.4 vidět, povrch upravený metodou (BE) se v čase vyvíjí a po několika dnech se stal značně vodivým. Po vytvoření celoplošného kontaktu na povrchu detektoru hodnota proudu v očekávání ještě vzroste, a tedy na takto upraveném vzorku nebylo možné spektrum  $\gamma$ -záření vůbec naměřit, jelikož bylo zašuměné vysokým svodovým proudem.

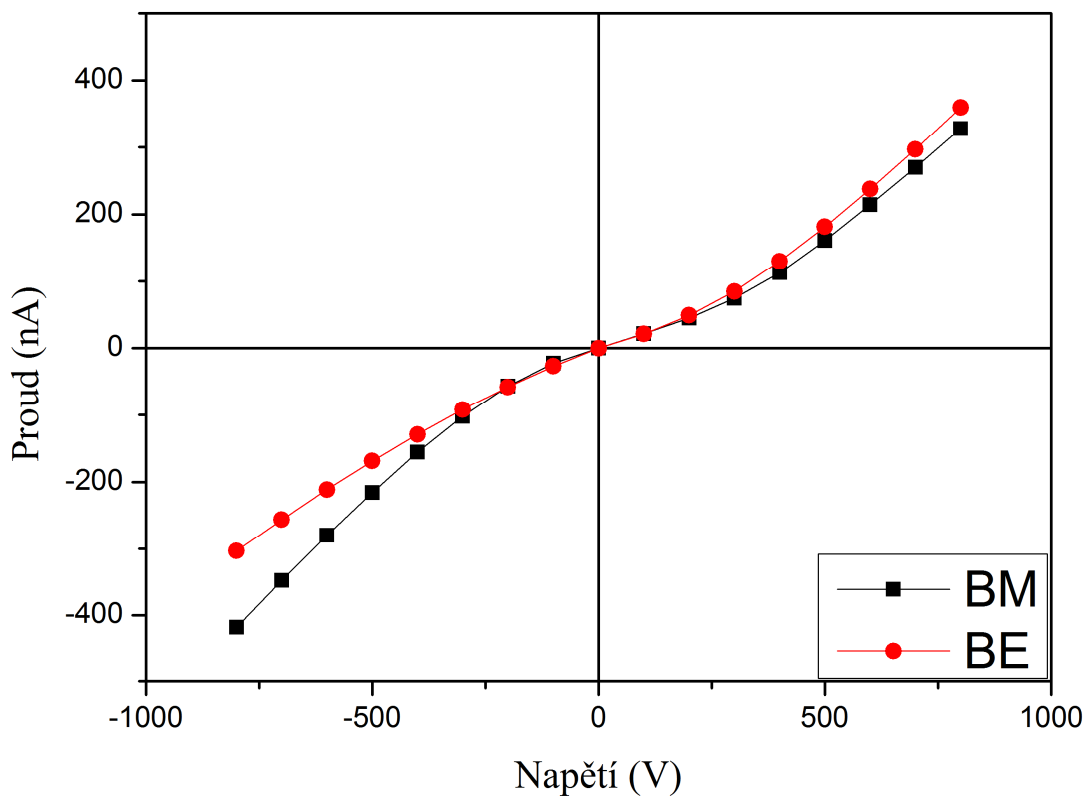
Povrch vzorku *BNK6* byl taktéž upraven metodou (BE). Z grafu 4.2 je opět patrné, že povrch upravený tímto způsobem není stabilní a má určitý časový vývoj, kdy dochází k oxidaci povrchu, což mělo v tomto případě za následek snížení hodnoty proudu po několika hodinách od provedení této úpravy. Avšak po vytvoření celoplošného kontaktu hodnota proudu rapidně vzrostla neúměrně vůči ploše vzorku (cca  $4,5 \times 4,5$  mm<sup>2</sup>). Tedy tato povrchová úprava nejen ovlivňuje svodový proud, ale i kontakt kov-polovodič. V grafu 4.3 jsou pro porovnání vyneseny V-A charakteristiky metody úpravy povrchu (BM) a (BE) tohoto vzorku a v grafu 4.4 naměřená spektra těchto úprav. Z těchto grafů je patrné, že metoda úpravy povrchu (BE) nevede k lepším výsledkům a dostáváme podobné hodnoty proudu a dokonce horší spektrum gama záření než u metody (BM).

<sup>6</sup> Měření pomocí hrotového kontaktu, slouží pouze ke kontrole, zda provedená úprava povrchu vede k lepším či horším výsledkům.

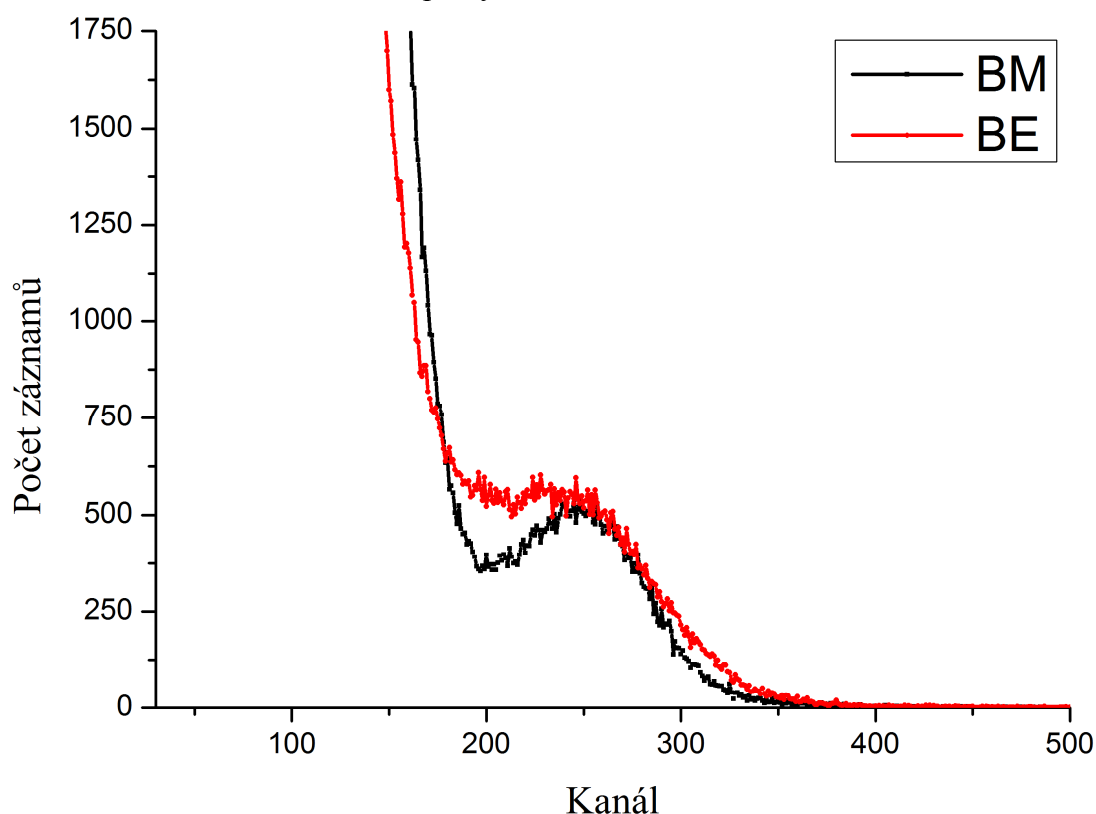
Graf 4.2: Časový vývoj proudu povrchové úpravy (**BE**) vzorku *BNK6* při napětí  $U = -500$  V zaznamenávaný po 120 s



Graf 4.3: V-A charakteristiky pro úpravy (**BM**) a (**BE**) na vzorku *BNK6*



Graf 4.4: Naměřené  $\gamma$ -spektrum při napětí  $U = -800$  V pro (BM) a (BE) povrchové úpravy vzorku *BNK6*



V tabulce 4.5 jsou uvedeny hodnoty proudu  $I$ , rozlišení  $R$  a  $CCE$  pro (BM) a (BE) úpravy povrchu vzorku *BNK6* při napětí  $U = -800$  V. Zároveň je zde uvedeno i srovnání hodnot proudu s výchozím stavem.

Tabulka 4.5: Hodnoty proudu  $I$ , energetického rozlišení  $R_\gamma$  a  $CCE_\gamma$  povrchových úprav (BM) a (BE) na vzorku *BNK6* při napětí  $U = -800$  V

Úprava povrchu	Poloha maxima	FWHM	$R_\gamma$	$CCE_\gamma$	$I$ [nA]	% snížení proudu oproti výchozímu stavu
BM	246,9	77,5	31,4%	91,1%	-417,75	-
BE	234,1	115,6	49,4%	87,5%	-303,19	27,4

#### 4.4.2. Úprava povrchu metodou (BEBM)

Na všech čtyřech vzorcích byla vyzkoušena povrchová úprava metodou chemicko-mechanickým leštěním s následným chemickým oleptáním povrchu (BEBM). Tato úprava vede k daleko lepším výsledkům než samotné úpravy (BM) či (BE), kdy na všech vzorcích došlo k poklesu svodového proudu.

Na vzorku *BNK6* se podařilo hodnotu proudu snížit až o 85 %. Jednotlivé proudy a jejich procentuální pokles oproti výchozímu stavu všech testovacích vzorků při napětí  $U = -800$  V jsou udány v tabulce 4.6. Porovnávací V-A charakteristika pro úpravu (BM) a (BEBM) na vzorku *BNK6* je vynesena v grafu 4.5 a naměřené  $\gamma$ -spektrum je vyneseno v grafu 4.6. Díky snížení hodnoty svodového proudu bylo možné touto metodou naměřit daleko lepší spektrum pro  $\gamma$ -zářič  $\text{Am}^{241}$ , kde jak je z grafu 4.6 patrné, je viditelný nejen hlavní fotopík  $\text{Am}^{241}$  (kanál  $\sim 260$ ), ale i RTG čárové spektrum neptunia (kanál  $\sim 77$ ), na které se americium radioaktivně rozpadá. Podobná spektra byla naměřena na všech vzorcích upravených metodou (BEBM).

V tabulce 4.7 jsou vyneseny hodnoty energetického rozlišení  $R_\gamma$  a  $CCE_\gamma$  povrchových úprav (BM) a (BEBM) na vzorku *BNK6* při napětí  $U = -800$  V. Díky snížení svodového proudu o 85% se hodnota rozlišení zlepšila čtyřikrát oproti výchozímu stavu.

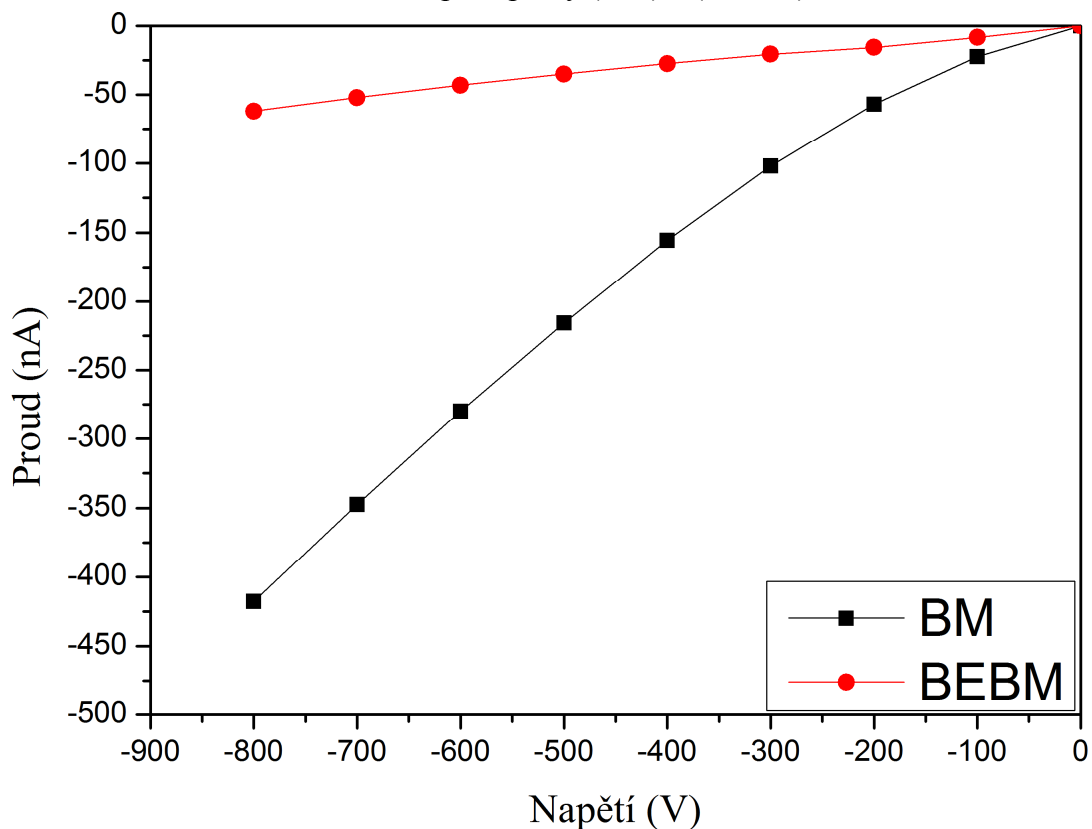
Tabulka 4.6: Hodnoty proudu povrchových úprav (BM) a (BEBM) jednotlivých vzorků při napětí  $U = -800$  V

Vzorek	(BM) - $I$ [nA]	(BEBM) - $I$ [nA]	% snížení proudu oproti výchozímu stavu
BNL2F1B	-72,4	-21,4	70,4%
BNL2F1C	-37,4	-31,7	15,4%
BNK3	-34,8	-27,9	19,7%
BNK6	-417,8	-61,9	85,2%

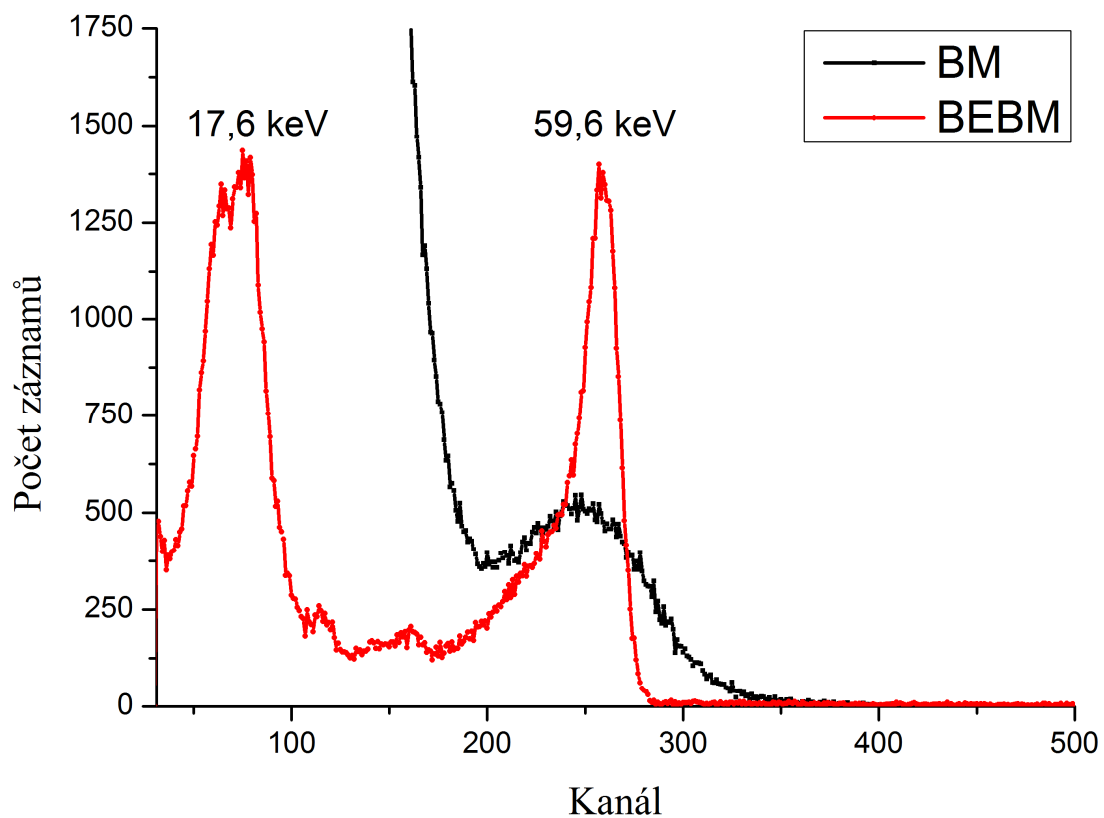
Tabulka 4.7: Hodnota energetického rozlišení  $R_\gamma$  a  $CCE_\gamma$  povrchových úprav (BM) a (BEBM) na vzorku *BNK6* při napětí  $U = -800$  V

Úprava povrchu	Poloha maxima	FWHM	$R_\gamma$	$CCE_\gamma$
BM	246,9	77,5	31,40%	91,1%
BEBM	258,1	20,6	8,0%	96,1%

Graf 4.5: V-A charakteristika pro úpravy (BM) a (BEBM) na vzorku *BNK6*



Graf 4.6: Naměřené  $\gamma$ -spektrum při napětí  $U = -800$  V pro (BM) a (BEBM) povrchové úpravy na vzorku *BNK6*



#### 4.4.3. Úprava povrchu metodou plazmatického leptání

Na vzorku *BNL2FIC* bylo vyzkoušeno plazmatické leptání dle návodu v kapitole 3.2.2.

Nejprve bylo pomocí testovacího vzorku upraveného metodou (**BEEM**) otestováno plazmatické leptání za obdobných podmínek (viz tabulka 4.8) v plynech *He*, *H<sub>2</sub>* a *Ar*, kde pomocí měřicí aparatury *Zygo NewView 5000* byl změřen hloubkový profil oleptání povrchu oproti metodě (**BEEM**) [27]. Pomocí tohoto měření bylo zjištěno, že za daných podmínek je nejsilnější leptání ve vodíkovém plynu.

Tabulka 4.8: Parametry plazmatického leptání na testovacím vzorku

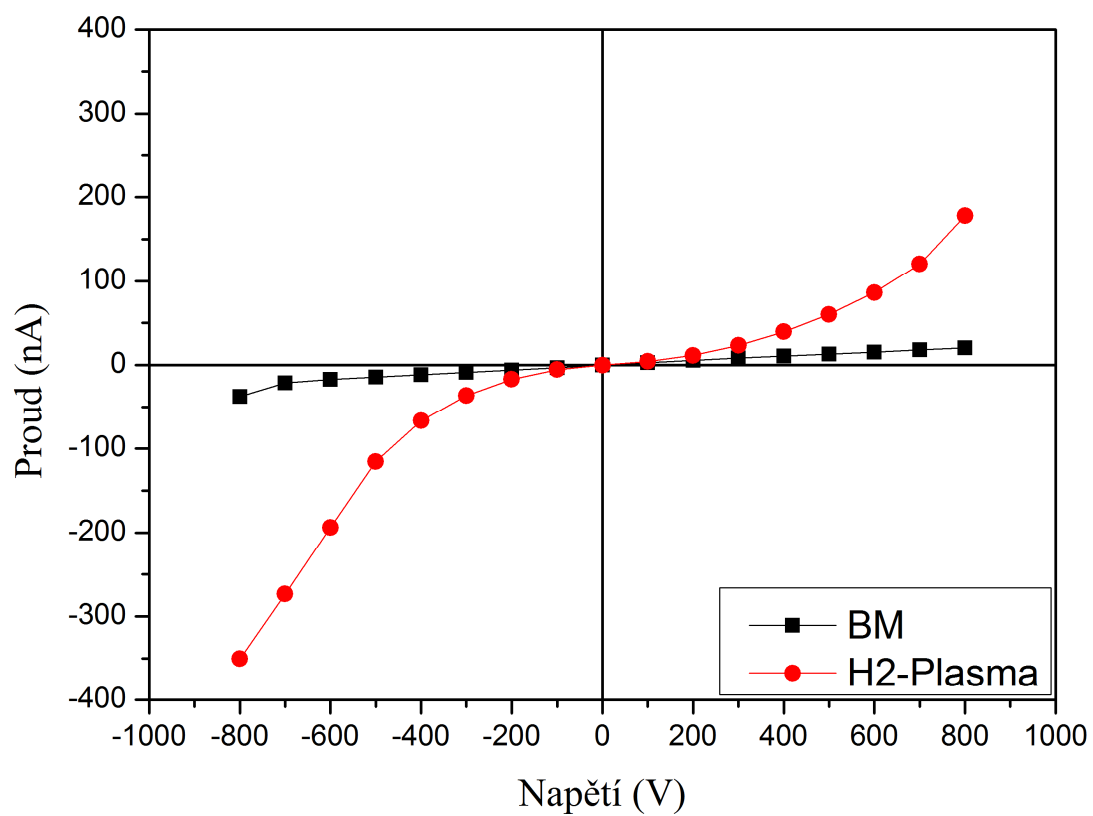
Plyn	Tlak [Torr]	Výkon /odražený výkon [W]	Doba leptání	Proud [ $\mu$ A]	průměrná hloubka oleptání povrchu [nm]
<i>H<sub>2</sub></i>	~ 0,4	200/ <2	10 min	54	100

Tedy vzorek *BNL2FIC* byl chemicko-mechanicky vyleštěn a chemicky oleptán a následně byla jedna jeho strana plazmaticky oleptána ve vodíkovém plynu za obdobných podmínek, jež jsou udány v tab. 4.8. Po vytvoření celoplošného zlatého kontaktu na vzorku byla změřena V-A charakteristika resp. spektrální analýza.

Pomocí změřeni hloubkového profilu na aparatuře *Zygo NewView 5000* se ukázalo leptání v *H<sub>2</sub>* plynu homogenní, nicméně před plazmatickou úpravou byl vzorek vyleštěn pouze ručně a tedy jeho povrch nebyl dostatečně rovinný, což se projevilo tím, že ani hloubkový profil oleptání tohoto vzorku nebyl homogenní. Také maximální výkon plazmatického leptání a doba leptání je pravděpodobně moc agresivní vůči povrchu, kde v důsledku použitého plynu dochází k chemické reakci, jenž má za následek zvýšená hodnot svodového proudu. Tedy  $\gamma$ -spektrum po této úpravě povrchu nebylo vůbec možné naměřit a hodnoty proudu pro daná napětí rapidně vzrostla. V-A charakteristika plazmatického leptání je vykreslena v grafu 4.7.

Pro další výzkum plazmatického leptání by bylo tedy vhodné nechat vyleštit vzorky na automatické lešticí aparatuře a vyzkoušet leptání za nižších tlaků a výkonů, popřípadě v jiném druhu plynu.

Graf 4.7: V-A charakteristika pro úpravy (BM) a (H<sub>2</sub>-plasma) na vzorku *BNL2F1C*





#### 4.4.4. Úprava povrchu metodou pasivace

Na vzorku *BNK3* byla vyzkoušena pasivace povrchu. Vzorek byl tedy upraven metodou (**BEBM**) a následně zapasivován po dobu 5 minut v 10% roztoku  $\text{NH}_4\text{F}/\text{H}_2\text{O}_2$  (viz kap. 3.2.3.) (**P<sub>5</sub>**). Opět pomocí hrotového kontaktu byla po jednotlivých úpravách změřena hodnota proudu při vnějším napětí  $U = -500$  V, pro kontrolu zda došlo k zlepšení či zhoršení povrchového odporu vzorku po provedení dané úpravy povrchu.

Jednotlivé hodnoty proudu pro tyto úpravy povrchu jsou zaznamenány v tabulce 4.9. Po změření proudu byl vzorek ještě jednou ponořen na 5 min do pasivátoru (tedy celkem 10 min byl vzorek pasivován (**P<sub>10</sub>**)), jelikož dle [24] se druhá pasivace měla projevit dalším snížením hodnoty proudu. Z tab. 4.9 je patrné, že k znatelné změně hodnoty proudu po druhé pasivaci nedošlo. Taktéž je vidět, že jak úprava (**BEBM**), tak zapasivovaný povrch opět nejsou stabilní a v čase se vyvíjí.

Poté byl tedy na vzorku vytvořen celoplošná zlatý kontakt a změřeno  $\gamma$ -spektrum, včetně V-A charakteristiky.

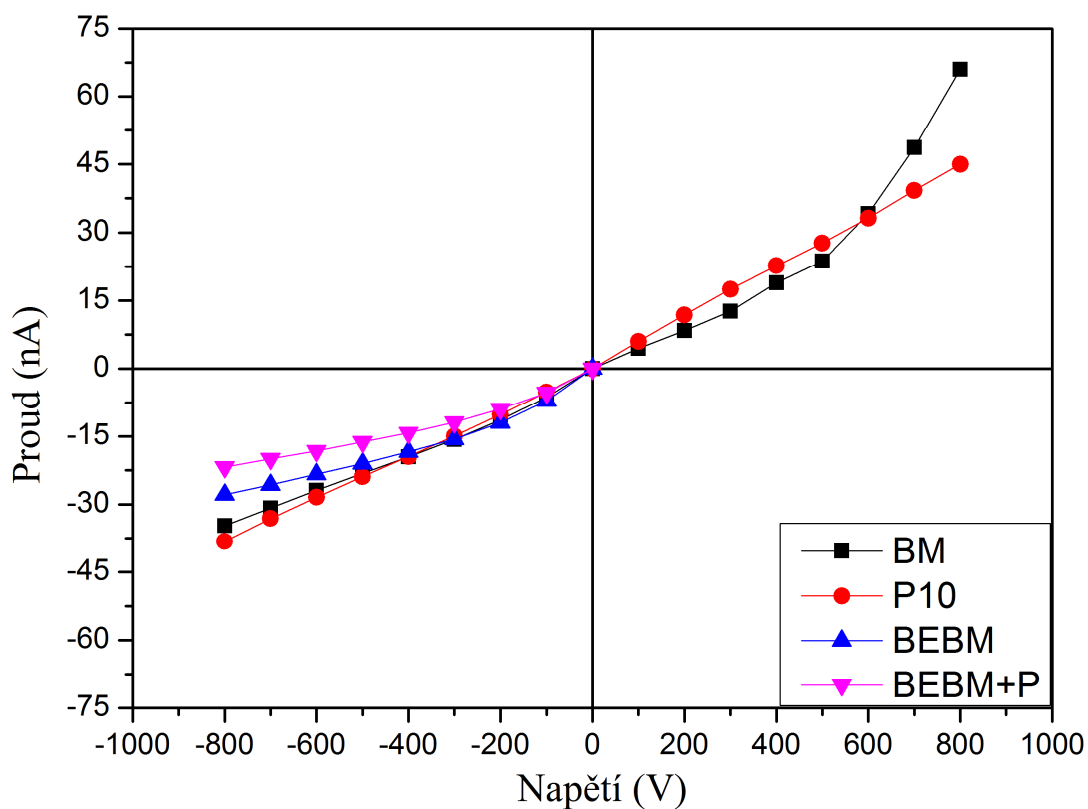
Tabulka 4.9: Časová V-A charakteristika vzorku *BNK3* pro různé úpravy povrchu

U = -500 V							
úprava	BEBM	BEBM	P <sub>5</sub>	P <sub>10</sub>	P <sub>10</sub>	P <sub>10</sub>	P <sub>10</sub>
datum	10.6.	13.6.	13.6.	13.6.	17.6.	19.6.	19.6.
typ kontaktu	hrot	hrot	hrot	hrot	hrot	hrot	celoplošný
I [nA]	-6,2	-10,4	-4	-4,3	-4,8	-6,4	-25

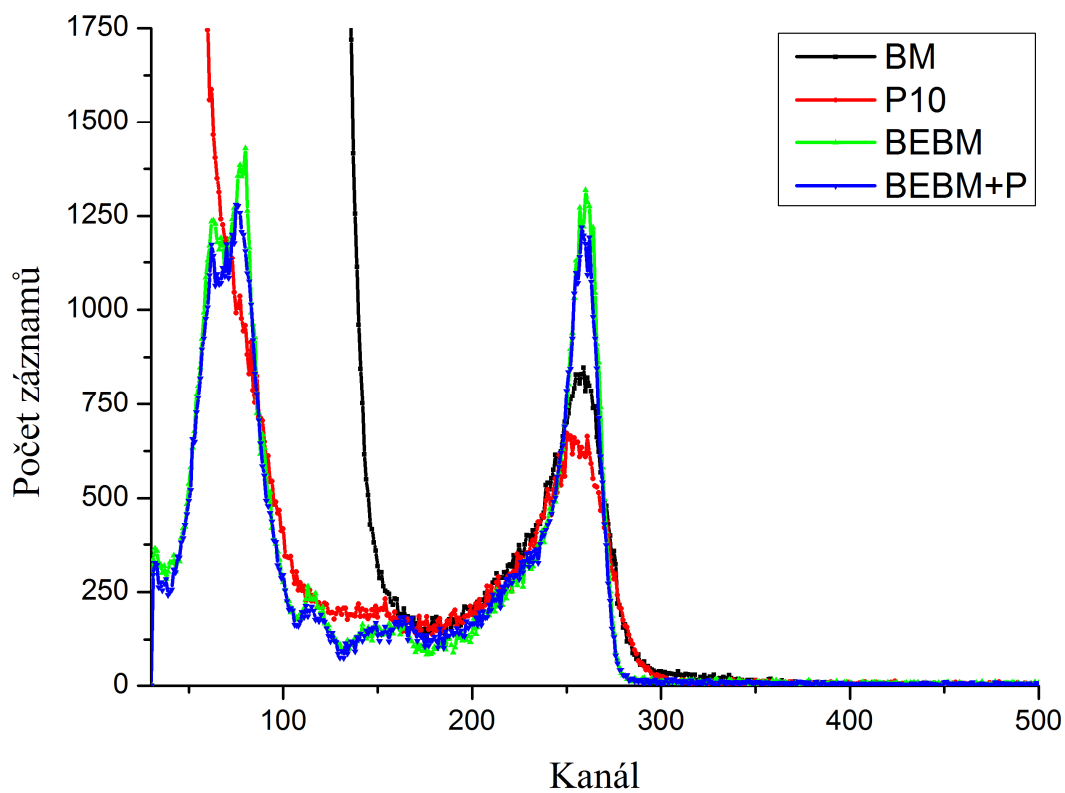
Následně byla vyzkoušena pasivace přes kontakt, kdy byl povrch vzorku opět chemicko-mechanicky vyleštěn a oleptán, byl na něm vytvořen celoplošný zlatý kontakt a vzápětí 5 min zapasivován (**BEBM+P**). Tímto postupem došlo k nejlepším dosaženým výsledkům, kdy hodnota proudu klesla oproti výchozímu stavu o 37% a zároveň došlo k ověření, že je tento pasivátor inertní vůči zlatým kontaktům.

Naměřené V-A charakteristiky pro jednotlivé povrchové úpravy provedené na vzorku *BNK3* jsou vykresleny v grafu 4.8,  $\gamma$ -spektra zobrazuje graf 4.9 a detektorové parametry, včetně hodnot proudu a % změnu proudu oproti výchozímu stavu jednotlivých úprav při napětí  $U = -800$  V udává tabulka 4.10.

Graf 4.8: V-A charakteristika pro dané povrchové úpravy vzorku *BNK3*



Graf 4.9: Naměřené  $\gamma$ -spektrum při napětí  $U = -800$  V pro různé povrchové úpravy vzorku *BNK3*



Tabulka 4.10: Hodnoty proudu  $I$ , energetického rozlišení  $R_\gamma$  a  $CCE_\gamma$  vzorku *BNK3* pro jednotlivé úpravy povrchu při napětí  $U = -800$  V

Úprava povrchu	Poloha maxima	FWHM	$R_\gamma$	$CCE_\gamma$	$I$ [nA]	% změna proudu oproti výchozímu stavu
BM	256,4	30,8	12,0%	94,7%	-34,8	-
P <sub>10</sub>	254,1	36,9	14,5%	93,8%	-38,2	nárůst o 10,0%
BEBM	258,6	20,8	8,1%	95,5%	-27,9	snížení o 19,7%
BEBM+P	257,9	21,3	8,3%	95,2%	-21,8	snížení o 37,4%
BEBM+P + 7dní	-	-	-	-	-41,7	nárůst o 19,8%

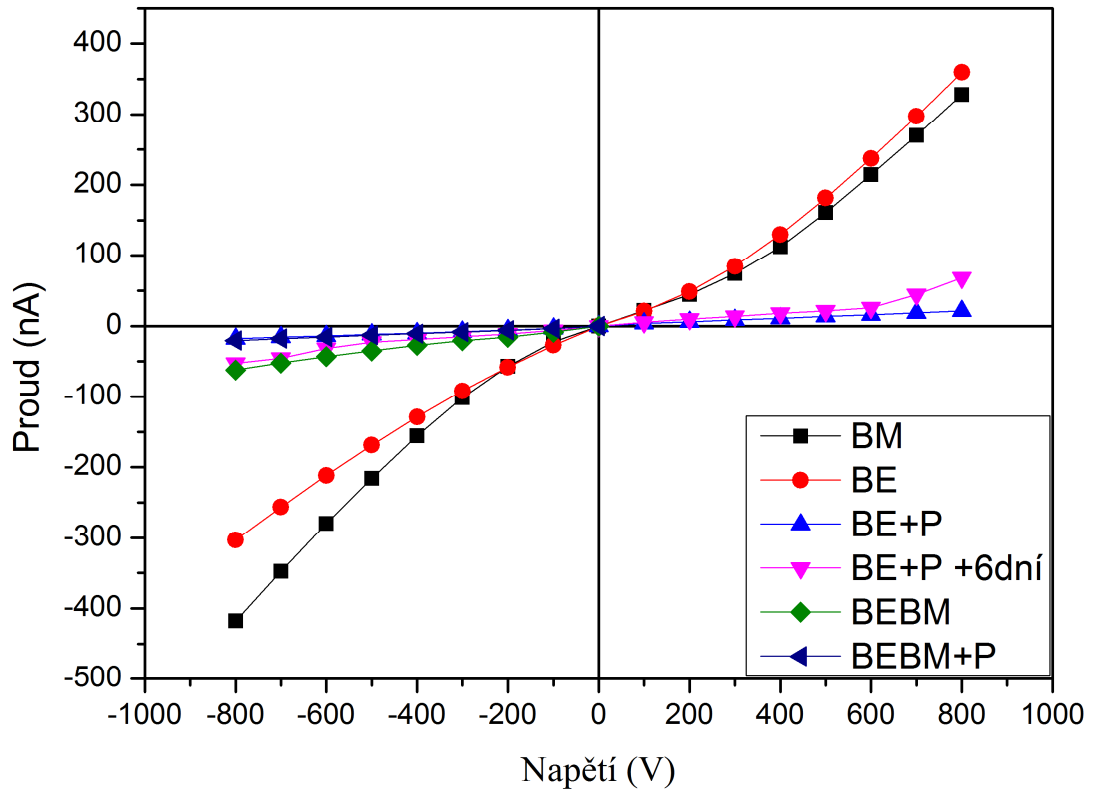
Nárůst proudu viditelný v tab. 4.10 a tedy i horší  $\gamma$ -spektrum (viz graf 4.9) po 10 min pasivaci (**P<sub>10</sub>**) lze vysvětlit tím, že spektrální analýza byla změřena až po sedmi dnech od zapasivování povrchu vzorku, kdy došlo k postupné oxidaci povrchu a tedy k jeho znehodnocení, což je v souladu s hodnotou změřenou 7 dní po úpravě (**BEBM+P**), která taktéž vzrostla a zároveň tím došlo k zašumnění kontaktu kov-polovodič tak, že  $\gamma$ -spektrum nebylo možné vůbec naměřit. Bylo by tedy vhodné po této úpravě povrchu vzorku celý detektor pokrýt ještě dalším chemicky inertním povrchem, aby nedocházelo k jeho nepříznivému vývoji.

Na vzorku *BNK6* byla vyzkoušena pasivace povrchu po chemicko-mechanickém leštění (**BE+P**), což vedlo k nejlepším hodnotám proudu získaných na tomto vzorku, kdy se podařilo hodnotu proudu snížit o 96%. Nicméně ani úprava (**BE+P**) není v čase stabilní, jak vyplývá z V-A charakteristik zobrazených v grafu 4.10 a grafu 4.11 a naměřených  $\gamma$ -spekter zobrazených v grafu 4.12.

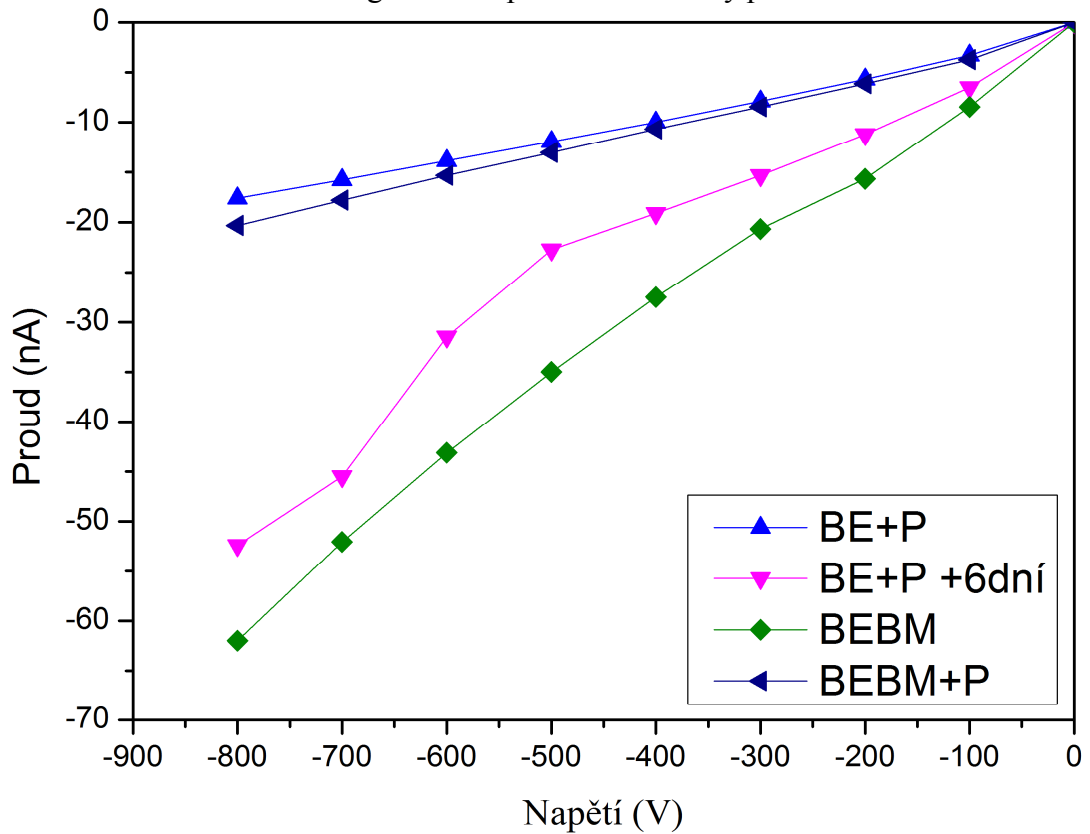
Následně byl znovu podle vzoru *BNK3* i tento vzorek upraven metodou (**BEBM**) a po dobu 5 min zapasivován. Jak je popsáno v kap. 4.4.2. již samotná úprava (**BEBM**) vede k mnohem lepším V-A charakteristikám i spektrům než metody (**BE**) či (**BM**), nicméně hodnoty proudu při vysokých napětích, se pomocí pasivace podařilo ještě trojnásobně snížit, jak vyplývá z grafu 4.10 a tabulky 4.11.

V grafu 4.10 je vidět, že jak (**BEBM**), tak i pasivace povrchu vedou k daleko lepším spektrům, ve kterých je opět vidět nejen hlavní energetický pík  $\gamma$ -záření  $\text{Am}^{241}$  (kanál 260), ale i RTG čárové spektrum neptunia (kanál 77), na které se ameridium radioaktivně rozpadá.

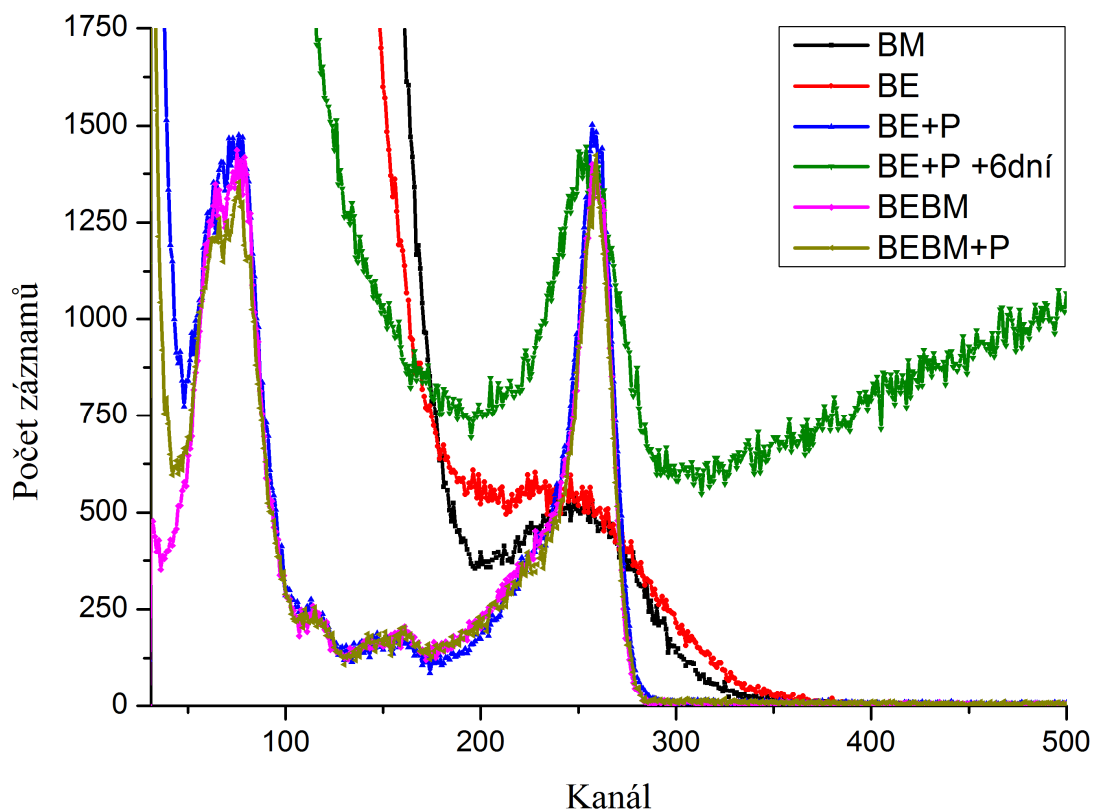
Graf 4.10: V-A charakteristika pro dané povrchové úpravy vzorku *BNK6*



Graf 4.11: Detail V-A charakteristiky daných povrchových úprav vzorku *BNK6* z grafu 4.10 pro nízké hodnoty proudu



Graf 4.12: Naměřené  $\gamma$ -spektrum při napětí  $U = -800$  V pro různé povrchové úpravy vzorku *BNK6*



V tabulce 4.11 jsou uvedeny hodnoty rozlišení, CCE a proudu pro jednotlivé úpravy povrchu na vzorku *BNK6* při napětí  $U = -800$  V. Zároveň je zde i srovnání hodnot proudu s výchozím stavem. Opět je vidět, že pasivace vede k nejlepším hodnotám, což je způsobeno snížením svodového proudu, tedy snížením negativních vlastností povrchových stavů.

Tabulka 4.11: Hodnoty proudu  $I$ , energetického rozlišení  $R_\gamma$  a  $CCE_\gamma$  vzorku *BNK6* pro různé povrchové úpravy při napětí  $U = -800$  V

Úprava povrchu	Poloha maxima	FWHM	$R_\gamma$	$CCE_\gamma$	$I$ [nA]	% snížení proudu oproti výchozímu stavu
BM	246,9	77,5	31,4%	91,1%	-417,75	-
BE	234,1	115,6	49,4%	87,5%	-303,19	27,4
BE+P	257,6	21,2	8,2%	96,3%	-17,61	95,8
BE+P + 6dní	252,9	42,6	16,8%	94,5%	-52,39	87,5
BEBM	258,1	20,6	8,0%	96,5%	-61,98	85,2
BEBM+P	258,3	19,8	7,7%	96,5%	-20,32	95,1

Z tabulky 4.11 je též zřejmé, že po úpravě povrchu jak metodou (**BE+P**) či metodou (**BEBM+P**) dostáváme podobné detektorové parametry i hodnoty svodového proudu, avšak ani jedna z těchto úprav není v čase stabilní a proto by bylo tedy vhodné zapasivovaný detektor připravený jednou z těchto metod ihned pokrýt chemicky inertní, neprodyšnou vrstvou. Tento fakt je viditelný i v grafu 4.12 (zelená křivka), kdy po šesti dnech od zapasivování povrchu došlo k jeho oxidaci, čímž došlo k anomálii, že po zaznamenání pravé náběžné hrany hlavního fotopíku spektrum začalo v důsledku šumu opět narůstat.

Stejným postupem byl upraven i vzorek *BNL2F1C*, kdy opět došlo díky pasivaci ke snížení hodnoty proudu (o 15%) oproti výchozímu stavu a díky tomu bylo možné naměřit kvalitnější  $\gamma$ -spektrum s lepším energetickým rozlišením.

Taktéž se na zapasivovaném povrchu podařilo naměřit přesnější hodnoty parametru  $(\mu\tau)_0$ , které daleko lépe korespondují s hodnotami určenými self-konzistentní metodou popsanou v kap. 3.6, než hodnoty určené při povrchové úpravě (**BM**), viz tabulka 4.12.

Tabulka 4.12: Hodnoty parametru  $(\mu\tau)_0$  určené na vzorkách s povrchovou úpravou (**BM**) a (**BEBM+P**) a hodnota  $\mu\tau$  určená self-konzistentní metodou

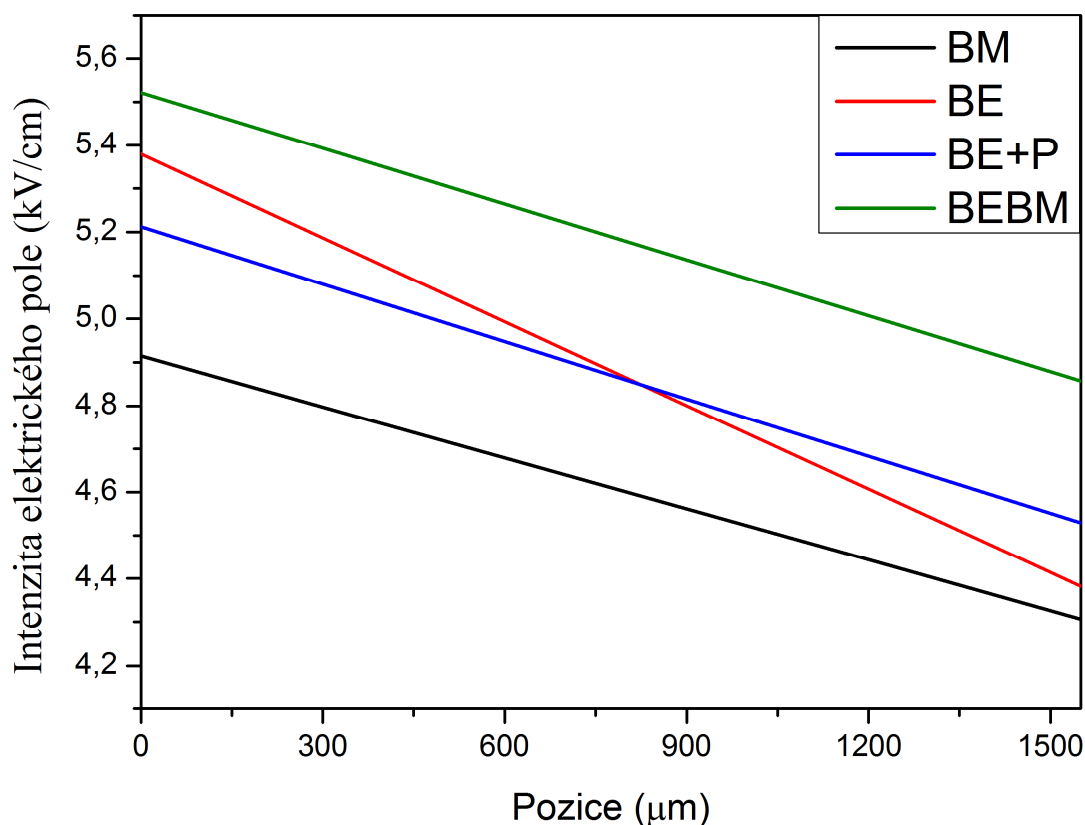
	BM	BEBM+P	hodnota určená self-konzistentní metodou
Vzorek	$(\mu\tau)_0$ [cm <sup>2</sup> /V]	$(\mu\tau)_0$ [cm <sup>2</sup> /V]	$\mu\tau$ [cm <sup>2</sup> /V]
BNL2F1C	$4,7 \cdot 10^{-4}$	$4,36 \cdot 10^{-4}$	$4,3 \cdot 10^{-4}$
BNK3	$2,96 \cdot 10^{-3}$	$1,82 \cdot 10^{-3}$	$1,77 \cdot 10^{-3}$
BNK6	$2,11 \cdot 10^{-3}$	$2,31 \cdot 10^{-3}$	$2,26 \cdot 10^{-3}$

#### 4.4.5. Profil vnitřního elektrického pole jednotlivých povrchových úprav

Na vzorku *BNK6* byl také určen profil vnitřního elektrického pole metodou TCT pro povrchové úpravy **(BM)**, **(BE)**, **(BEBM)** a pasivace **(BE+P)**. Výsledek pro přiložené vnější napětí  $U = -800$  V je vykreslen v grafu 4.13. Je patrné, že největší sklon byl naměřen pro úpravu **(BE)** a tedy nejen materiál kontaktu resp. jeho výstupní práce, ale i povrchová úprava vzorku ovlivňuje (v tomto případě negativně) profil vnitřního pole detektoru. Profil **(BM)**, **(BE+P)** a **(BEBM)** je podobný, počáteční hodnoty  $E_0$  se liší, jelikož mezi jednotlivými měřeními došlo vždy k ztenčení vzorku o 100  $\mu\text{m}$ .

Zajímavý je také fakt, že po pasivaci vzorku jsem byl schopen naměřit proudovou křivku při napětí  $U = -200$  V, čehož jsem v důsledku šumu nebyl schopen při ostatních úpravách povrchu.

Graf 4.13: Profil elektrického pole při napětí  $U = -800$  V pro různé povrchové úpravy vzorku *BNK6*



## 4.5. Pasivace Guard Ringu

Pro ověření příznivých vlastností na snížení hodnoty svodového proudu, byl vzorek popsán v kap. 4.3 taktéž zapasivován, tedy byla vytvořena struktura GR na povrchu upraveného metodou (**BEBM+P**). Naměřené hodnoty proudu tekoucího skrz vzorek a hodnoty svodového proudu pro obě povrchové úpravy udává tabulka 4.13 a graf 4.14.

V tomto případě měla pasivace za následek snížení hodnoty svodového proudu až o 99,6%, přičemž hodnoty tekoucí skrz vzorek zůstaly podobné. Tedy pasivace neovlivňuje zásadně kontakt kov-polovodič.

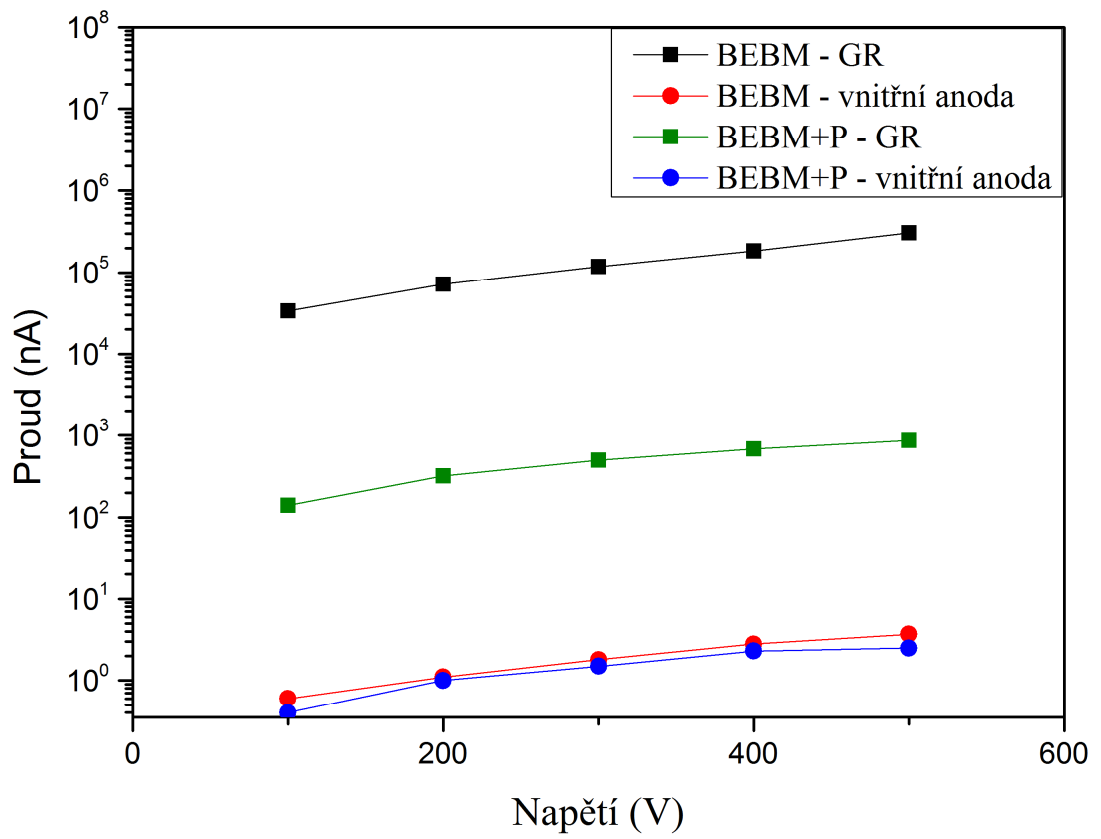
Nicméně i po zapasivování povrchu tohoto vzorku, stále 99,7% proudu teklo po jeho povrchu.

Tabulka 4.13: Hodnoty svodového proudu a proudu tekoucího skrz vzorek při daném napětí pro různé úpravy povrchu vzorku

U [V]	BEBM		BEBM+P		% snížení svodového proudu oproti BEBM úpravě
	GR - I [ $\mu$ A]	vnitřní elektroda - I [nA]	GR - I [nA]	vnitřní elektroda - I [nA]	
-100	-33,8	-0,6	-140	-0,4	99,6%
-200	-72,3	-1,1	-320	-1	99,6%
-300	-118	-1,8	-500	-1,5	99,6%
-400	-184	-2,8	-680	-2,3	99,6%
-500	-306	-3,7	-870	-2,5	99,3%



Graf 4.14: Hodnoty proudu naměřené na struktuře GR při (BEBM) a (BEBM+P) povrchové úpravě pro přiložené napětí  $U = 100$  až  $500$  V



## 5. Shrnutí a závěr

Kvalitní polovodičový detektor na bázi  $CdZnTe$  pracující za pokojové teploty není ovlivněn jen samotnou homogenitou vypěstovaného monokrystalu, ale na jeho detekční vlastnosti má vliv i kontakt kov-polovodič, jehož kvalita závisí na povrchových stavech resp. mezivrstvě vytvořené na povrchu polovodičového materiálu.

Cílem této práce bylo vyzkoušet různé povrchové úpravy polovodiče  $CdZnTe$  za účelem snížení hodnot svodového proudu a získání tak lepších RTG a  $\gamma$ -spekter dosahujících kvalitnějších detektorových parametrů ( $R$ ,  $CCE$ ).

Na čtyřech vzorcích byly vyzkoušeny různé způsoby leptání povrchu – chemické, chemicko-mechanické a leptání v plazmatu, a zároveň byla vyzkoušena pasivace povrchu v 10% roztoku  $NH_4F/H_2O_2$ . Po různých úpravách byly změřeny jednotlivé V-A charakteristiky a porovnána kvalita spekter pro  $\gamma$ -zářič  $Am^{241}$ .

Na vzorku  $BNL2F1C$  bylo vyzkoušeno leptání v plazmatu vodíkového plynu při tlaku 0,4 Torr a maximálním výkonu (200 W), viz kap. 4.3.3. Pomocí měřicí aparatury *Zygo NewView 5000* bylo zjištěno, že za těchto podmínek dochází k homogennímu oleptání povrchu a to do hloubky 100 nm. Bohužel povrch testovaného vzorku byl před plazmatickým leptáním vyleštěn pouze ručně a projevíly se tak jeho nerovnosti, které měly za následek snížení homogenity oleptání povrchu vzorku. Také podmínky, ze kterých byl povrch vzorku leptán, se jeví příliš agresivní, což mělo za následek nárůst svodového proudu a znemožnění naměření  $\gamma$ -spekter.

Pro další výzkum plazmatického leptání by bylo tedy vhodné nechat vzorky vyleštit na automatické leštící aparatuře a vyzkoušet leptání za nižšího výkonu a tlaků, popřípadě v jiných plynech ( $Ar$ ,  $He$ ).

Standardně používané chemické či chemicko-mechanické leptání v roztoku bromu nedosahuje dostatečných kvalit jako povrch, který je po leptání na dobu 5 minut zapasivován. Na vzorku se strukturou GR se díky pasivaci podařilo snížit hodnoty svodového proudu oproti chemickému leptání až o 99,6% (viz tab. 4.13). U některých vzorků nedošlo k tak značnému snížení, avšak pasivace povrchu měla vždy za následek zlepšení hodnot proudu o 40% - 95%. Díky tomu bylo možné

změřit kvalitnější spektra pro gama záření, kde se hodnoty CCE pohybovaly od 95% do 96,5% a energetické rozlišení kolem 8%.

Stejně jako chemické či chemicko-mechanické leptání v roztoku bromu však ani tato pasivace vzorku není časově stabilní a dochází pravděpodobně k postupné oxidaci povrchu, což má za následek opětovný nárůst svodového proudu. Bylo by tedy vhodné po povrchové úpravě metodou (**BEEM+P**) detektor pokrýt chemicky inertní a neprodyšnou vrstvou, aby se zamezilo tomuto nepříznivému jevu.

V rámci dalšího výzkumu by bylo zajímavé provést časovou kvalitativní analýzu chemického složení povrchu po zapasivování vzorku pomocí X-ray fotoelektron spektroskopie (XPS). Na takovémto povrchu by bylo také zajímavé vytvořit kontakt jinou metodou, než jen vysrážením zlata z roztoku – např. chemické napařování, či napařování běžně používaných kovů *Au*, *In*, *Pt* a vytvořit tak jiný, nejen ohmický kontakt.

## Seznam použité literatury

- [1] C. Szeles, S. A. Soldner, S. Vydrin, J. Graves, and D. S. Bale, “CdZnTe semiconductor detectors for spectroscopic X-ray imaging,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 55, pp. 572–582, 2008.
- [2] R. Matz, T. E. Schlesinger, J. C. Lund, and M. Schieber, “CdZnTe spectrometers for gamma and X-ray applications,” *Semiconductors for Room Temperature Nuclear Detector Applications*, vol. 43, pp. 335–335, 1995.
- [3] “[http://en.wikipedia.org/wiki/Main\\_Page](http://en.wikipedia.org/wiki/Main_Page).” .
- [4] M. Funaki, Y. Ando, and R. Jinnai, “Development of CdTe detectors in Acrorad,” in *acrorad Co., Ltd.*
- [5] L. Šedivý, “Difúze přirozených defektů a příměsí v CdTe/CdZnTe,” Univerzita Karlova v Praze, 2012.
- [6] L. Votoček, “Příprava a vlastnosti kontaktů na polovodičích typu CdTe/CdZnTe,” Charles University, 2003.
- [7] R. Triboulet and P. Siffert, *CdTe and Related Compounds; Physics, Defects, Hetero- and Nano-structures, Crystal Growth, Surfaces and Applications- Part I.:Physics, CdTe-based Nanostructures, CdTe-based Semimagnetic Semiconductors, Defects*. Elsevier Science, 2010.
- [8] M. A. Berding, “Annealing conditions for intrinsic CdTe,” *Applied Physics Letters*, vol. 74, p. 552, 1999.
- [9] “<http://www.wikiskripta.eu/index.php/Home>.” .
- [10] J. Reichl and M. Všeticka, “<http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/802-radioaktivita>.” .
- [11] E. Belas and P. Moravec, “Polovodičové detektory záření,” pp. 1–27, 2012.
- [12] J. Gerndt, *Detektory ionizujícího záření*. Praha: ČVUT, 1996.
- [13] O. Frisch, “British Atomic Energy Report,” 1994.
- [14] B. W. Sturm, “GAMMA-RAY SPECTROSCOPY USING DEPTH-SENSING COPLANAR GRID CdZnTe,” University of Michigan, 2007.
- [15] Z. He, G. F. Knoll, D. K. Wehe, and Y. F. Du, “Coplanar grid patterns and their effect on energy resolution of CdZnTe detectors,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, vol. 411, pp. 107–113, 1997.
- [16] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, 2nd ed. New York: John Wiley & Son, 1981, p. 868.
- [17] E. Klier and J. Toušková, *Polovodičové Prvky II*. SPN Praha, 1986.

- [18] M. Slovakia, “<http://www.matnet.sav.sk/>,” 2006. .
- [19] L. a. Kosyachenko, V. M. Sklyarchuk, O. F. Sklyarchuk, O. L. Maslyanchuk, V. a. Gnatyuk, and T. Aoki, “Higher Voltage Ni/CdTe Schottky Diodes With Low Leakage Current,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 56, pp. 1827–1834, Aug. 2009.
- [20] L. Marchini, A. Zappettini, E. Gombia, R. Mosca, M. Lanata, and M. Pavesi, “Study of Surface Treatment Effects on the Metal-CdZnTe Interface,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 56, pp. 1823–1826, Aug. 2009.
- [21] T. Takahashi, T. Mitani, Y. Kobayashi, M. Kouda, G. Sato, S. Watanabe, K. Nakazawa, Y. Okada, M. Funaki, R. Ohno, and K. Mori, “High-resolution Schottky CdTe diode detector,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 49, pp. 1297–1303, Jun. 2002.
- [22] K. Nakazawa, K. Oonuki, T. Tanaka, Y. Kobayashi, K. Tamura, T. Mitani, G. Sato, S. Watanabe, T. Takahashi, R. Ohno, a. Kitajima, Y. Kuroda, and M. Onishi, “Improvement of the CdTe diode detectors using a guard-ring electrode,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 51, pp. 1881–1885, Aug. 2004.
- [23] A. E. Bolotnikov, C. M. H. Chen, W. R. Cook, F. A. Harrison, I. Kuvvetli, and S. M. Schindler, “Effects of bulk and surface conductivity on the performance of CdZnTe pixel detectors,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 49, pp. 1941–1949, Aug. 2002.
- [24] G. W. Wright, R. B. James, D. Chinn, B. A. Brunett, R. W. Olsen, J. Van Scyoc, M. Cliftl, A. Burger, K. Chattopadhyay, D. Shi, and R. Wingfield, “Evaluation of NH<sub>4</sub>F / H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> Effectiveness as a Surface Passivation for Cd<sub>1-x</sub>Zn<sub>x</sub>Te Crystals,” *SPIE Proceeding*, vol. 4141, Hard X-Ray, Gamma-Ray, and Neutron Detector Physics II, 2000.
- [25] Š. Uxa, E. Belas, R. Grill, P. Praus, and R. B. James, “Determination of Electric-Field Profile in CdTe and CdZnTe Detectors Using Transient-Current Technique,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 59, pp. 2402–2408, Oct. 2012.
- [26] Š. Uxa, R. Grill, J. Franc, and E. Belas, “Evaluation of mobility-lifetime product in polarized semiconductor radiation detector: Case of CdTe,” *14th iWoRID, Figueira da Foz, Portugal, 1-5 July 2012*, Poster no. 154.
- [27] B. V. Nahlovskyy, “The study of chemical diffusion and properties of electric contacts on CdTe for gamma ray detector applications,” Charles University, 2010.

## Seznam tabulek

Tab. 1.1: Základní fyzikální vlastnosti CdTe při teplotě 300 K a tlaku 1 atm .....	4
Tab. 2.1: Důležité materiálové parametry detektorů RTG a gama záření .....	12
Tab. 3.1: Typy zářičů .....	30
Tab. 3.2: Hodnoty určené ze spektrální analýzy detektoru .....	34
Tab. 4.1: Měrný elektrický odpor vzorků .....	41
Tab. 4.2: Výchozí parametry vzorků .....	42
Tab. 4.3: Hodnoty svodového proudu a proudu tekoucího skrz GR strukturu .....	42
Tab. 4.4: Časová V-A charakteristika úpravy (BE) .....	44
Tab. 4.5: Detektorové parametry povrchových úprav (BM) a (BE) .....	46
Tab. 4.6: Hodnoty proudu povrchových úprav (BM) a (BEBM) .....	47
Tab. 4.7: Detektorové parametry povrchových úprav (BM) a (BE) .....	47
Tab. 4.8: Parametry plazmatického leptání na testovacím vzorku .....	49
Tab. 4.9: Časová V-A charakteristika vzorku BNK3 pro různé úpravy povrchu .....	51
Tab. 4.10: Detektorové parametry pasivace povrchu na vzorku BNK3 .....	53
Tab. 4.11: Detektorové parametry pasivace povrchu na vzorku BNK6 .....	55
Tab. 4.12: Hodnoty parametru $\mu\tau$ určené na vzorkách s povrchovou úpravou (BM) a (BEBM+P) .....	56
Tab. 4.13: Hodnoty svodového proudu a proudu tekoucího skrz vzorek při daném napětí po pasivaci GR .....	58

## Seznam obrázků

Obr. 1.1: Sfaleritová krystalická struktura .....	3
Obr. 2.1: Fotoelektronová emise .....	9
Obr. 2.2: Vnitřní fotoefekt .....	10
Obr. 2.3: Schéma fotoodporu .....	15
Obr. 2.4: Konstrukce CG 1. generace .....	17
Obr. 2.5: Schéma zapojení fotoodporu s CG 1. Generace .....	18
Obr. 2.6: Pásový diagram MS struktury před uvedením do rovnováhy .....	19
Obr. 2.7: Pásový diagram MS struktury po uvedení do rovnováhy .....	20
Obr. 2.8: Pásový diagram Ohmického kontaktu kov-polovodič .....	21
Obr. 2.9: Rovnovážný pásový diagram MIS struktury .....	23
Obr. 2.10: Schéma zapojení struktury s GR .....	25
Obr. 3.1: Schéma nakontaktovaného vzorku připevněného na měřicí podložce .....	29
Obr. 3.2: Schéma aparatury na měření radiačních spekter .....	30
Graf 3.1: Spektrum $\alpha$ -zářiče $\text{Am}^{241}$ pro přiložené vnější napětí $U = -100 \text{ V}$ až $-800 \text{ V}$ .....	32
Graf 3.2: Výpočet Hechtovy relace pro $\alpha$ -zářič $\text{Am}^{241}$ .....	33
Graf 3.3: Spektrum $\gamma$ -zářiče $\text{Am}^{241}$ pro přiložené napětí $U = -100 \text{ V}$ až $-800 \text{ V}$ .....	33
Obr. 3.3: Schéma aparatury na měření TCT .....	35
Obr 3.4: Schéma profilu elektrického pole v detektoru ozářeném $\alpha$ -částicemi .....	36
Graf 3.4: Napěťové křivky určené metodou TCT .....	38
Graf 3.5: Profil elektrického pole CZT detektoru .....	39
Graf 4.1: Hodnoty proudu naměřené na struktuře s GR při (BEBM) povrchové úpravě pro přiložené napětí $U = 100 \text{ V}$ až $500 \text{ V}$ .....	43
Graf 4.2: Časový vývoj proudu povrchové úpravy (BE) vzorku <i>BNK6</i> při napětí $U = 500 \text{ V}$ zaznamenávaný po 120 s .....	45
Graf 4.3: V-A charakteristiky pro úpravy (BM) a (BE) na vzorku <i>BNK6</i> .....	45
Graf 4.4: Naměřené $\gamma$ -spektrum při napětí $U = -800 \text{ V}$ pro (BM) a (BE) povrchové úpravy vzorku <i>BNK6</i> .....	46
Graf 4.5: V-A charakteristika pro úpravy (BM) a (BEBM) na vzorku <i>BNK6</i> .....	48
Graf 4.6: Naměřené $\gamma$ -spektrum při napětí $U = -800 \text{ V}$ pro (BM) a (BEBM) povrchové úpravy na vzorku <i>BNK6</i> .....	48
Graf 4.7: V-A charakteristika pro úpravy (BM) a (H2-plasma) na vzorku <i>BNL2F1C</i> .....	50
Graf 4.8: V-A charakteristika pro dané povrchové úpravy vzorku <i>BNK3</i> .....	52

Graf 4.9: Naměřené $\gamma$ -spektrum při napětí $U = -800$ V	
pro různé povrchové úpravy vzorku <i>BNK3</i> .....	52
Graf 4.10: V-A charakteristika pro dané povrchové úpravy vzorku <i>BNK6</i> .....	54
Graf 4.11: Detail V-A charakteristiky daných povrchových úprav	
vzorku <i>BNK6</i> z grafu 4.10 pro nízké hodnoty proudu .....	54
Graf 4.12: Naměřené $\gamma$ -spektrum při napětí $U = -800$ V	
pro různé povrchové úpravy vzorku <i>BNK6</i> .....	55
Graf 4.13: Profil elektrického pole při napětí $U = -800$ V	
pro různé povrchové úpravy vzorku <i>BNK6</i> .....	57
Graf 4.14: Hodnoty proudu naměřené po pasivaci na struktuře GR .....	59



## Seznam použitých zkratk

$(e - h)$ pár	.....	elektron - děrový pár
$a$	.....	sklon vnitřního elektrického pole
BE	.....	chemicko-mechanické leštění v 3% roztoku brom-etylenglykolu
BE+P	.....	chemicko-mechanické leštění v 3% roztoku brom-etylenglykolu s následnou 5 min pasivací povrchu v 10% NH <sub>4</sub> F/H <sub>2</sub> O <sub>2</sub>
BEBM	.....	chemicko-mechanické leštění v 3% roztoku brom-etylenglykolu s následným 30 s oleptáním v 3% roztoku brom-metanolu
BEBM+P	.....	chemicko-mechanické leštění v 3% roztoku brom-etylenglykolu s následným 30 s oleptáním v 3% roztoku brom-metanolu a 5 min pasivací povrchu v 10% NH <sub>4</sub> F/H <sub>2</sub> O <sub>2</sub>
BM	.....	2 min leptání v 3% roztoku brom-metanolu
CCD	.....	charge-coupled device - zařízení s vázanými náboji
CCE	.....	charge collection efficiency - účinnost sběru náboje
CG	.....	koplanární mřížka
CZT	.....	CdZnTe
$D$	.....	detektivita
$e/q$	.....	náboj elektronu
$E_0$	.....	klidová energie elektronu ve vakuu
$E_A$	.....	energie akceptorové hladiny
$E_C$	.....	vodivostní pás
$E_D$	.....	energie donorové hladiny
$E_F$	.....	energie elektronu na Fermiho hladině
$E_g$	.....	zakázaná energie
$E_k$	.....	kinetická energie elektronu po srážce
$E_{max}$	.....	maximální kinetická energie elektronu
eV	.....	elektronvolt
$E_v$	.....	valenční pás
FG	.....	Frish grid
$\Phi_k$	.....	kotaktní potenciál
$FWHM$	.....	pološířka píku
GR	.....	Guard Ring - ochranná elektroda
$h\nu/E_\gamma$	.....	energie dopadajícího záření
$\chi$	.....	elektronová afinita
IČ záření	.....	infračervené záření

$J/I$	.....	proud
$L$	.....	tloušťka vzorku
$m_0$	.....	jednotka hmotnosti elektronu
MCA	.....	multikanálový analyzář
MIS	.....	struktura kov-oxid-polovodič
P	.....	pasivace povrchu 10% NH <sub>4</sub> F/H <sub>2</sub> O <sub>2</sub>
$Q_0$	.....	maximální náboj, který může vytvořit dopadající záření
$q\Phi_B$	.....	energie bariéry
$q\Phi_m$	.....	výstupní práce kovu
$q\Phi_S$	.....	výstupní práce polovodiče
$Q_m$	.....	indukovaný náboj vytvořený pohybem fotogenerovaných nosičů
$R$	.....	energetické rozlišení
RTG záření	.....	rentgenové záření
TCT	.....	transient-current technique
$\tau_{h/e}$	.....	doba života díry/elektronu
TOF	.....	time of flight - doba letu částice
$t_{tr}$	.....	transit time - přechodový čas
$U$	.....	napětí
$v_{h/e}$	.....	rychlost díry/elektronu
$W$	.....	neaktivní zóna detektoru
Wp	.....	špičkový výkon
$Z$	.....	atomové číslo