

**MATEMATICKO-FYZIKÁLNÍ  
FAKULTA**  
Univerzita Karlova

## **DIPLOMOVÁ PRÁCE**

Bc. Katarína Ridzoňová

### **Optická charakterizace transportu náboje v polovodičových detektorech**

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 2016

Prohlašuji, že jsem tuto diplomovou práci vypracovala 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.....

podpis

## Pod'akovanie

Touto cestou by som chcela predovšetkým poďakovať vedúcemu svojej diplomovej práce doc. Ing. Eduardovi Belasovi, CSc. za jeho trpezlivý prístup a systematické vedenie experimentu, rovnako ako aj za pomoc pri interpretácii získaných výsledkov a cenné rady pri spracovaní práce.

Veľká vďaka patrí aj môjmu konzultantovi prof. RNDr. Romanovi Grillovi, CSc. za pomoc pri interpretácii nameraných závislostí, za podloženie získaných výsledkov teoretickými modelmi, či obetavú výpomoc pri numerických simuláciách.

Osobitné poďakovanie patrí RNDr. Jakubovi Pekárkovi za oboznámenie s experimentálnymi aparatúrami, za výpomoc pri zostavovaní, či automatizácii experimentu, rovnako ako aj za pomoc pri spracovaní výsledkov a cenné konzultácie.

Táto práca by sa ďalej nezaobišla bez pomoci doc. Ing. Petra Prausa, CSc. pri zostavovaní experimentu, technickej výpomoci pána Miloša Černého a užitočných rád doc. RNDr. Jiřího Boka, CSc. ohľadom práce v programe Mathematica.

V neposlednej rade by som chcela poďakovať svojej rodine za poskytnutie mnohostrannej podpory a domáceho zázemia, rovnako aj kolektívu zamestnancov a doktorandov na Oddělení polovodičů a polovodičové optoelektroniky za vytvorenie príjemnej pracovnej atmosféry.

Název práce: Optická charakterizace transportu náboje v polovodičových detektorech

Autor: Katarína Ridzoňová

Katedra/ Ústav: Fyzikální ústav Univerzity Karlovy, Oddělení polovodičů a polovodičové optoelektroniky

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

Abstrakt: Merania foto-voltampérových charakteristík, spektrálnej závislosti fotoprúdu a laserom indukovaných tranzientných prúdov umožňujú výskum povrchových rekombinačných centier, objemových pascových hladín a profilu vnútorného elektrického poľa. V prezentovanej práci boli vyššie spomenutými metódami skúmané n-tytové planárne detektory s takmer Ohmickými kontaktmi. Bolo dokázané, že v prípade silne sa absorbujúceho svetla v DC režime osvetlenia neovplyvňuje transportné vlastnosti len povrchová rekombinácia. Musí byť zarátaný aj vplyv priestorového náboja, ktorý vzniká ako dôsledok záchytu nosičov na pascových hladinách. Preto k popisu meraných foto-voltampérových charakteristík boli odvodené nové teoretické modely. Namerané dáta boli fitované novou teóriou, odkiaľ sme získali parametre pohyblivosť a povrchovú rekombináciu.

Klíčová slova: CdZnTe, fotoprúd, priestorový náboj, povrchová rekombinácia

Title: Charge transport optical characterization in semiconductor radiation detectors

Author: Katarína Ridzoňová

Department: Institute of Physics of Charles University in Prague

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

Abstract: Measurements of DC photocurrent-voltage characteristic, photocurrents spectral response and laser induced transient current technique enable investigation of surface recombination centers, bulk trap levels and distribution of the inner electric field. In the presented work, the n- type planar CdZnTe detectors with quasi Ohmic contacts were studied by above mentioned methods. It has been shown that in the case of strongly absorbed light under the DC regime of illumination not only surface recombination influences the detector's transport properties. The effect of the space charge, created as a consequence of carriers trapped by the impurity levels, must be taken into account. Therefore some new theoretical models were created in order to describe measured photocurrent-voltage dependencies. Obtained data were fitted with the new theory and the mobility and surface recombination velocity for electrons were determined.

Keywords: CdZnTe, photocurrent, space charge, surface recombination

# Obsah

Úvod.....	1
1 Teoretická časť.....	2
1.1 Energetické prechody v polovodičoch.....	2
1.2 Elektrónový transport v polovodičoch.....	4
1.3 Vplyv kontaktov.....	6
1.3.1 Blokujúci kontakt.....	7
1.3.2 Ohmický kontakt.....	8
1.4 Modifikovaná Hechtova relácia.....	10
1.4.1 Prípad slabo absorbovaného svetla .....	11
1.4.2 prípad silne absorbovaného svetla .....	12
2 Vplyv priestorového náboja.....	14
2.1 Prúdy obmedzené priestorovým nábojom (SCLC).....	14
2.2 Fotoprúdy obmedzené priestorovým nábojom (SCLP) .....	17
2.3 SCLP s hlbokou hladinou a temnými prúdmi .....	20
2.4 Porovnanie SCLP modelov .....	23
3 Vlastnosti CdTe a CdZnTe .....	25
3.1 Princíp činnosti CdTe/CdZnTe detektoru .....	26
4 Experimentálna časť .....	28
4.1 Príprava vzoriek .....	28
4.2 Spektrálna analýza .....	29
4.3 Meranie DC fotoprúdu .....	30
4.4 Metóda tranzientných prúdov .....	32
5 Výsledky meraní a diskusia .....	37
5.1 Spektrálne merania.....	37
5.2 Meranie DC fotoprúdov .....	38
5.2.1 Časové priebehy temných prúdov.....	40
5.2.2 Foto-VA charakteristiky .....	42
5.2.3 Závislosť fotoprúdu na intenzite .....	48
5.2.4 Meranie spektrálnej závislosti fotoprúdu .....	52
5.3 Výsledky TCT meraní.....	56
5.4 Diverzita foto-VA charakteristík .....	63
6 Záver .....	67
Zoznam použitých skratiek .....	69
Zoznam použitej literatúry .....	72
Zoznam tabuliek.....	75
Zoznam obrázkov.....	76

# Úvod

Už od 90. rokov sa Oddelenie polovodičov a polovodičovej optoelektroniky na Matematicko-Fyzikálnej fakulte orientuje na výskum elektrických, optických a detekčných vlastností polovodičov teluridu kademnatého ( $CdTe$ ) a teluridu zinočnato-kademnatého ( $Cd_{1-x}Zn_xTe$ ). Hlavným aplikačným významom skúmaných materiálov je využitie v detekčnej technike röntgenového (RTG) a gama žiarenia. Použitie však nachádzajú aj pri výrobe solárnych článkov, elektro-optických modulátorov alebo môžu slúžiť ako podložky pre epitaxný rast polovodiča HgCdTe.

Kvalitu polovodičového detektora  $CdTe/ CdZnTe$  možno charakterizovať súčinom pohyblivosti  $\mu$  a doby života nosičov náboja  $\tau$ . K stanoveniu jeho hodnoty existuje niekoľko metód (napr. merania alfa spektier, fotovodivosti, či metóda tranzientných prúdov). Rada autorov (napr. [1]–[4]) publikovala výsledky hodnôt  $\mu\tau$  získaných práve z meraní foto-voltampérových charakteristík za podmienok kontinuálneho osvetlenia (ďalej DC). Teoretický model používaný v týchto publikáciách sa však s experimentálnymi dátami dostatočne nezhodoval.

Existujúce nezrovnalosti sa stali motiváciou k začatiu tejto diplomovej práce. Cieľom bolo nájsť nový teoretický model, ktorý by správne popisoval závislosť DC fotoprúdu na priloženom napätí. Merania v diplomovej práci ukázali, že v prípade kontinuálneho osvetlenia nemožno v  $CdZnTe$  zanedbať vplyv priestorového náboja, ktorý vzniká v dôsledku záchytu foto-generovaných nosičov na hladinách v zakázanom páse.

Prvá kapitola diplomovej práce popisuje základné energetické prechody v polovodičoch, transport náboja a vlastnosti rozhrania kov-polovodič, pričom súčasne definuje základnú terminológiu používanú v práci. V kapitole 2 sa nachádza odvodenie klasického Mott-Gurneyho zákona [5] a jeho rozšírenie pre prípad neinjektujúcej osvetlenej elektródy (podobný model bol už odvodený v [11]). Druhá kapitola zároveň zahrňuje odvodenie nového teoretického modelu, ktorý opravuje zjednodušené predpoklady predošlého modelu. Kapitola 3 pojednáva o základných vlastnostiach polovodičov  $CdTe/ CdZnTe$  a princípoch detekcie žiarenia. Postupy použité v experimentálnej časti diplomovej práce sú zhrnuté v kapitole 4. Získané výsledky merania s následnou diskusiou a záver diplomovej práce sú uvedené v kapitolách 5 a 6.

# 1 Teoretická časť

## 1.1 Energetické prechody v polovodičoch

Ako vidno z obr. 1.1 môže viesť interakcia elektromagnetického žiarenia s polovodičom k šiestim základným procesom. Po dopade svetla s energiou vyššou ako je šírka zakázaného pásu polovodiča môže dôjsť k prechodu elektrónu z valenčného pásu polovodiča do vodivostného, čo označujeme tiež pojmom intrinzická absorpcia. Ak pri absorpcii svetla prejde elektrón z valenčného pásu na hladinu v zakázanom páse ako je na obr. 1.1 b) alebo z pascovej hladiny do vodivostného pásu ako na obr. 1.1 c), potom hovoríme o extrinziekej absorpcii.

Schopnosť svetla absorbovať sa možno kvantitatívne popísať pomocou absorpčného koeficientu  $\alpha$ . Ak predpokladáme, že na materiál hrúbky  $L$  dopadá svetlo intenzity  $I_0$  a zanedbávame pritom reflexiu, povrchovú rekombináciu a interferenčné javy, potom intenzita transmittovaného svetla je daná Lambert-Beerovým zákonom:

$$I_l = I_0 \exp(-\alpha L), \quad (1.1)$$

Pre intrinzickú absorpciu u polovodiča s priamym zakázaným pásom<sup>1</sup> možno hodnotu absorpčného koeficientu určiť z kvantovej mechaniky [6]. Vychádza sa zo základnej Schrödingerovej rovnice, kde sa vplyv svetla berie ako porucha prvého rádu. Výsledkom je závislosť:

$$\alpha^2 = \hbar\omega - E_G. \quad (1.2)$$

Graf štvorca absorpčného koeficientu  $\alpha^2$  v závislosti na energii dopadajúceho žiarenia  $\hbar\omega$  teda reprezentuje priamka s priesečníkom v  $E_G$ . Pre energie vyššie ako šírka zakázaného pásu je typický strmý nárast absorpcie.

Voľný elektrón sa ďalej môže zachytiť na hladine v zakázanom páse ako je znázornené na obr. 1.1 d) a obdobne môže byť zachytená aj voľná diera z valenčného pásu ako vidno na obr. 1.1 e). Rýchlosť záchytu  $R_c$  nosičov s hustotou  $n$  na hladinách v zakázanom páse hustoty  $N$  možno vyjadriť vzťahom:

$$R_c = \beta n N, \quad (1.3)$$

---

<sup>1</sup> Pri priamych polovodičoch leží minimum vodivostného pásu v rovnakom bode  $k$ -priestoru ako maximum valenčného pásu.

kde konštanta úmernosti  $\beta$  reprezentuje záchytný koeficient. Jeho hodnota sa často vyjadruje súčinom záchytného prierezu hladiny  $\sigma_s$  a priemernej termálnej rýchlosti  $v$  voľných nosičov, tj.  $\beta = \sigma_s v$ . Existujú dva konkurenčné mechanizmy, ktoré môžu pre zachytený voľný elektrón (resp. dieru) nastať:

- a) Môže dôjsť k jeho rekombinácii s nosičom opačného náboja. V tom prípade budeme označovať hladinu v zakázanom páse pojmom rekombinačné centrum. Priemernú dobu, za ktorú nenastane rekombinácia voľného elektrónu s dierou nazývame dobou života elektrónu  $\tau_e$ . Je zrejmé, že doba života závisí nepriamo úmerne na koncentrácii hladín a na ich záchytnom koeficiente, tj. platí  $\tau_e = 1/(\beta N)$ . Porovnaním s (1.3) dostaneme pre rýchlosť rekombinácie vzťah:

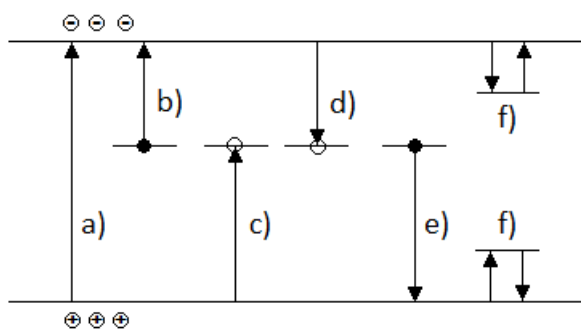
$$R_c = n/\tau_e. \quad (1.4)$$

- b) Môže dôjsť k termálnej reexcitácii zachyteného nosiča do najbližšieho pásu ako vidno na obr. 1.1 f). Hladinu v zakázanom páse budeme potom nazývať pascou. Pre rýchlosť termálneho vyprázdnenia hladiny  $R_d$  pritom platí vzťah

$$R_d = n_t v_f \exp(-\Delta E/kT), \quad (1.5)$$

kde  $n_t$  značí hustotu zachytených nosičov,  $v_f$  charakteristickú frekvenciu prechodu a  $\Delta E$  aktivačnú energiu pre excitáciu na vyššiu energetickú hladinu.

Hladina v zakázanom páse sa potom chová ako rekombinačné centrum pre  $R_c > R_d$  a ako pasca pre  $R_c < R_d$ .



Obr. 1.1: Základné energetické prechody v polovodiči. Prvé tri procesy a), b), c) sú priamo vyvolané interakciou látky so svetlom. Prechod: a) intrinzická absorpcia, b) a c) extrinzická absorpcia, d) a e) záchyt elektrónu a diery spojený s rekombináciou, f) záchyt elektrónu a diery na pasci spojený s termálnou excitáciou.



## 1.2 Elektrónový transport v polovodičoch

Nech je homogénny polovodič v určitej oblasti vychýlený vonkajším vplyvom (napr. dopadom svetla) zo stavu termodynamickej rovnováhy. Vo vzorku potom vzniká nenulový gradient koncentrácie nosičov náboja a dochádza k difúzii náboja z miesta s vyššou koncentráciou do miest s nižšou koncentráciou nosičov. Hustota takto generovaného prúdu sa označuje ako difúzna a je daná prvým Fickovým zákonom:

$$j_{df} = eD_e \nabla n, \quad (1.6)$$

kde  $D_e$  značí Einsteinov difúzny koeficient elektrónov. Ak navyše na takýto materiál priložíme vonkajšie elektrické pole  $E$ , vzniká v jeho smere tzv. driftová prúdová hustota daná Ohmovým zákonom :

$$j_{dr} = \sigma_e E = en\mu_e E, \quad (1.7)$$

kde konštanta úmernosti  $\sigma_e$  reprezentuje elektrickú vodivosť a  $\mu_e$  pohyblivosť elektrónov definovanú vzťahom [7]:

$$\mu_e = \frac{e}{m_e^*} \langle \tau_{sc} \rangle. \quad (1.8)$$

Veličina  $m_e^*$  pritom značí efektívnu hmotnosť elektrónu a  $\tau_{sc}$  strednú dobu medzi zrážkami elektrónov. Medzi driftovou rýchlosťou a pohyblivosťou platí vzájomná relácia  $v_{dr} = \mu_e E$ . Celkovú elektrónovú prúdovú hustotu  $j_e$  možno potom za konštantnej teploty vyjadriť súčtom difúznej zložky (1.6) a driftovej zložky (1.7):

$$j_e = \mu_e kT \nabla n + en\mu_e E, \quad (1.9)$$

kde sme využili Einsteinov vzťah medzi difúznym koeficientom a pohyblivosťou  $D_e = \frac{kT\mu_e}{e}$ . Analogické vzťahy (1.6) až (1.9) platia aj pre diery, ktorých príspevok k celkovej hustote prúdu  $j$  musí byť takisto zarátaný. Pre jednoduchosť budeme však ďalej predpokladať len transport elektrónov.

Označme elektrickú vodivosť polovodiča v tme symbolom  $\sigma_0 = en_0\mu_{e0}$ . Dôsledkom osvetlenia sa táto vodivosť zvýši o hodnotu  $\Delta\sigma$ , ktorú budeme v texte ďalej nazývať pojmom fotovodivosť. Analogicky možno zaviesť aj termín fotoprúd  $\Delta I$ . Pre celkovú vodivosť po osvetlení potom platí [8]:

$$\sigma_l = \sigma_0 + \Delta\sigma = (n_0 + \Delta n)e(\mu_0 + \Delta\mu). \quad (1.10)$$

Vo vzťahu (1.10) sa pritom obecne zahrnula skutočnosť, že fotoexcitácia môže zmeniť nielen koncentráciu nosičov náboja, ale aj ich pohyblivosť. Porovnaním (1.10) so vzťahom pre  $\sigma_0$  dostaneme pre fotovodivosť v stacionárnom stave výraz:

$$\Delta\sigma = e\mu_0\Delta n + (n_0 + \Delta n)e\Delta\mu = e\mu_0 G\tau_e + ne\Delta\mu. \quad (1.11)$$

Využil sa pritom vzťah (1.4) pre dobu života elektrónov  $\tau_e$  a skutočnosť, že v stave novo vytvorenej rovnováhy je rýchlosť generácie svetlom  $G$  a rekombinácie  $R_c$  rovnaká. Obecne môže na generácii závisieť aj doba života  $\tau_e$  a vďaka tomu sa u fotovodivosti podľa (1.11) môžu prejavovať tri efekty:

- a) Ak graf fotovodivosti v závislosti na generácii pri použití logaritmickkej škály na oboch osách dáva priamku so sklonom  $\gamma = 1$ , je fotovodivosť vyvolaná čisto zmenou koncentrácie voľných nosičov, tj. platí  $\Delta\sigma = e\mu_0 G\tau_e$ . Doba života  $\tau_e$  je potom nezávislá na generácii.
- b) Môže však nastať situácia, kedy doba života závisí na intenzite osvetlenia, tj. platí  $\Delta\sigma = e\mu_0 G\tau_e(G)$ . Ak uvažíme obecnú závislosť  $\tau_e \sim G^{\gamma-1}$ , mení sa fotovodivosť ako  $G^\gamma$ . Pre faktor  $\gamma < 1$  doba života klesá s rastúcou fotoexcitáciou a pre  $\gamma > 1$  rastie s generáciou  $G$ .
- c) V špeciálnych prípadoch môže vplyvom osvetlenia dôjsť aj k zmene pohyblivosti. Jav môže byť pozorovaný napr. v polykryštalických materiáloch, kde sa na rozhraní jednotlivých zŕn vyskytujú potenciálové bariéry. Ich výška sa môže pod osvetlením meniť, čo následne vedie k zmene pohyblivosti. Ďalšou možnou príčinou tejto anomálie je, že vplyvom svetla sa mení koncentrácia nabitých hladín v zakázanom páse, čím sa mení doba medzi dvoma rozptylmi elektrónov  $\tau_{sc}$  v definícii pohyblivosti. Takisto fotoexcitácia môže excitovať nosič z pásu charakterizovaného jednou efektívnou hmotnosťou do pásu s odlišnou efektívnou hmotnosťou nosiča.

Ak sa hodnota pohyblivosti pod osvetlením nemení alebo ak predpokladáme izolátor (tj.  $\Delta n \gg n_0$ ) je fotovodivosť jednoducho daná vzťahom:

$$\Delta\sigma \approx Ge\mu_e\tau_e. \quad (1.12)$$

Odtiaľ vidíme, že hodnota súčinu  $\mu_e\tau_e$  charakterizuje citlivosť materiálu na pôsobenie svetla.

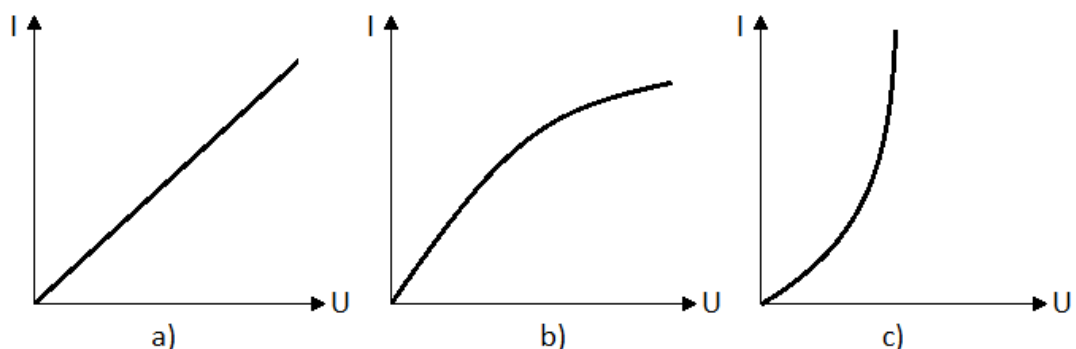
## 1.3 Vplyv kontaktov

K meraniu elektrických vlastností polovodiča, je obvykle nevyhnutná príprava kovových elektrických kontaktov. Nasledovná kapitola sa preto zaoberá štúdiom rozhrania kov-polovodič (ďalej MS rozhranie) a jeho vplyvom na transport náboja v skúmanom systéme.

Aby bola v štruktúre zachovaná elektrická neutralita, mal by kontakt byť schopný dopĺňať nosiče do polovodiča v prípade, že boli v priloženom poli vyvedené druhým kontaktom. Kontakty s touto schopnosťou sa nazývajú ohmické. Ich typická VA charakteristika je lineárna ako vidno na obr. 1.2 a). Sklon priamky pritom udáva prevrátenú hodnotu odporu polovodiča.

Ak kontakt nie je schopný dopĺňať do vzorku náboj extrahovaný v priloženom elektrickom poli opačnou elektródou, hovoríme o blokujúcom kontakte. Prúd sa potom mení menej než lineárne s aplikovaným napätím a môže byť satureovaný ako vidno z obr. 1.2 b).

Ak aplikujeme na ohmický kontakt vyššie napätie, môžu nosiče injektované z kontaktu prejsť skrz materiál ešte predtým než sa v materiáli dosiahne elektrická neutralita dielektrickou relaxáciou. Injektované nosiče začnú potom prevládať nad meraným tokom prúdu a výsledkom je režim s narušenou elektrickou neutralitou. Kontakt s takouto vlastnosťou nazývame injektčný. Jeho typická VA charakteristika je znázornená na obr. 1.2 c). Prúdy tečúce polovodičom s injektujúcim kontaktom sa označujú prívlastkom prúdy limitované priestorovým nábojom (viď. stať 2).



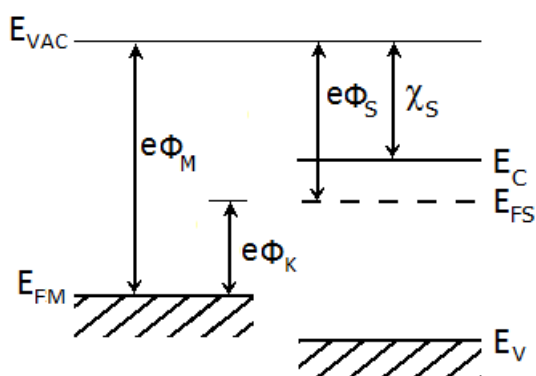
Obr. 1.2: Typické VA charakteristiky pre a) ohmický kontakt, b) blokujúci kontakt, c) injektujúci kontakt (špeciálny prípad ohmického kontaktu)

Aký typ kontaktu na MS rozhraní nastane, možno v ideálnom prípade určiť porovnaním výstupných práci kovu  $e\phi_M$  a polovodiča  $e\phi_S$ . Výstupnou prácou pritom označujeme energetický rozdiel medzi hladinou vákua  $E_{vac}$  a Fermiho hladinou  $E_F$  v príslušnom materiáli. Reálne sa však na povrchu polovodiča nachádza nenulová koncentrácia povrchových stavov a vyššie spomenuté kritérium na určenie chovania kontaktu jednoznačne nestačí.

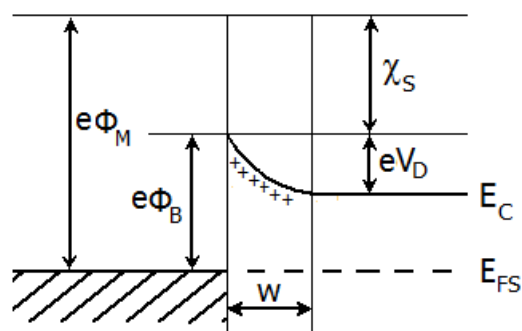
### 1.3.1 Blokujúci kontakt

Uvažujme n-typový polovodič, potom na MS rozhraní vzniká blokujúci kontakt (tiež označovaný ako Schottkyho kontakt) pre výstupné práce  $e\phi_M > e\phi_S$ .<sup>2</sup> Na obr. 1.3 je znázornený energetický diagram samostatného kovu a n- typového polovodiča. Pásový diagram MS štruktúry je znázornený na obr. 1.4.

Po vytvorení MS rozhrania dôjde k vyrovnaniu Fermiho hladín kovu  $E_{FM}$  a polovodiča  $E_{FS}$  do jednej úrovne, čím sa ustáli nová termodynamická rovnováha. Uskutoční sa to prechodom elektrónov z polovodiča do kovu, dôsledkom čoho vzniká u povrchu polovodiča oblasť priestorového náboja (OPN), tzv. depletičná vrstva šírky  $w$ . Táto vrstva obsahuje ideálne len kladný náboj od ionizovaných donorov  $N_{D+}$ . Obecne sa však v depletičnej vrstve nachádza nekompenzovaný kladný náboj  $(N_{D+} - N_{A-})$ . Prítomnosť OPN vyvolá vznik vnútorného poľa  $E$ , ktoré zapríčiňuje opačný tok elektrónov z kovu do polovodiča. Časom nastane dynamická rovnováha, kedy sa oba toky elektrónov skrz rozhranie vyrovnajú.



Obr. 1.3: Pásové schéma kovu a n-typového polovodiča pred spojením. Veličina  $e\phi_K$  značí kontaktný potenciál,  $E_{VAC}$  hladinu vákua.



Obr.1.4: Pásové schéma kovu a n-typového polovodiča po vytvorení Schottkyho kontaktu.

<sup>2</sup> Opačná relácia platí pre  $p$  – typový polovodič. Pásové schéma MS kontaktu vypadá analogicky ako na obr. 1.4 s tým rozdielom, že pásy na strane polovodiča sa zahnú smerom nadol.

Vznik OPN spôsobí zahnutie pásov u rozhrania a vznik potenciálovej bariéry výšky  $\phi_B$  medzi kovom a polovodičom. Výška bariéry  $\phi_B$  čeliaca elektrónom prechádzajúcim z kovu do polovodiča je väčšia ako rozdiel  $E_C - E_F$ . Po definovaní elektrónovej afinity polovodiča  $\chi_S$  ako práce potrebnej k preneseniu elektrónu z dna vodivostného pásu na hladinu vákua, možno výšku bariéry vyjadriť vzťahom:

$$e\phi_B = e\phi_M - \chi_S. \quad (1.13)$$

Ak privedieme na Schottkyho kontakt vonkajšie napätie, bude zrejme meraný prúd silne závisieť na jeho polarite.

Pri kladnom napätí na kove dôjde k zakriveniu pásov z obr. 1.4 smerom nadol, čo vedie k zníženiu potenciálovej bariéry pre elektróny pohybujúce sa z polovodiča do kovu. Vďaka tomu prúd exponenciálne rastie s aplikovaným napätím. Hovoríme, že prechod je zapojený v priepustnom smere. Pre VA charakteristiku platí [8]:

$$I = I_t \exp \left[ \left( \frac{eU}{kT} \right) - 1 \right], \quad (1.14)$$

kde  $I_t \sim T^2 \exp(-e\phi_B/kT)$  je prúd tečúci cez MS rozhranie vďaka termálnej emisii.

Pri kladnom vonkajšom napätí na polovodiči a zápornom na kove sa zakrivia pásy nahor, vďaka čomu tečie prechodom len malý prúd  $I_t$  zo vzťahu (1.19). Hovoríme, že prechod je zapojený v závernom smere.

### 1.3.2 Ohmický kontakt

Uvažujme opäť n-typový polovodič, potom na MS rozhraní pre výstupné práce  $e\phi_M < e\phi_S$  vzniká ohmický kontakt. Energetický diagram ohmického kontaktu n-typového polovodiča s kovom je znázornený na obr. 1.5.

Po vytvorení MS kontaktu prechádzajú elektróny z kovu do vodivostného pásu polovodiča, čím sa v polovodiči produkuje tzv. akumulčná vrstva.

Pre nízke vonkajšie napätia je VA charakteristika lineárna. Nakoľko existuje dostatočné množstvo voľných elektrónov schopných prechádzať ako z kovu do polovodiča, tak z polovodiča do kovu, pozoruje sa lineárna závislosť prúdu pri oboch polaritách napätia.

Pri vyšších aplikovaných napätiach  $U$  sa môže kontakt začať chovať ako injekčný. Uvažujme, že v meranej štruktúre kov-polovodič-kov (MSM) je injektujúci len jeden MS kontakt a druhý ma blokujúci charakter. Polovodičom potom tečú

prúdy limitované priestorovým nábojom, ktoré závisia priamo úmerne na štvorci priloženého napätia a nepriamo úmerne na tretej mocnine hrúbky vzorku  $L$  [5]:

$$I_{SCLC} = \frac{9 \epsilon_0 \epsilon_r \mu_e U^2}{8 L^3}. \quad (1.15)$$

Detailné odvodenie sa nachádza v stati 2.1. Prúdy pochádzajúce od injekcie z kontaktu začnú mať nezanedbateľný vplyv, ak doba prechodu injektovaných nábojov skrz vzorku je väčšia alebo porovnateľná s dielektrickou relaxačnou dobou:

$$L^2 / (\mu_e U) \geq \epsilon_0 \epsilon_r / \sigma. \quad (1.16)$$

Odtiaľto možno získať odhad pre kritické napätie, u ktorého začína režim prúdov limitovaných priestorovým nábojom:

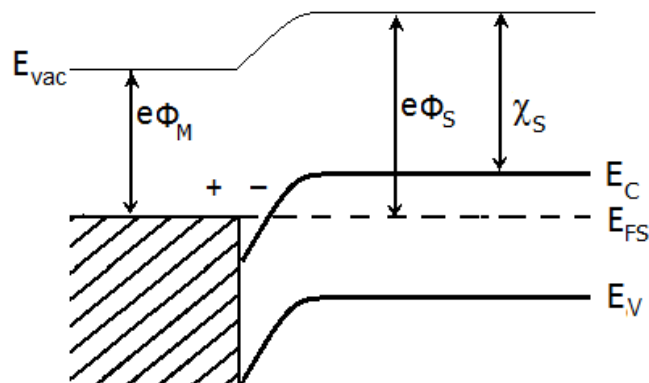
$$U_{crit} = \sigma L^2 / \epsilon_0 \epsilon_r \mu_e, \quad (1.17)$$

kde  $\sigma$  reprezentuje mernú elektrickú vodivosť spojenú s ohmickým prúdom.

Za určitých okolností môže nastať dvojité injektovanie, počas ktorej jeden kontakt štruktúry MSM injektuje elektróny a druhý diery. Vďaka prítomnosti oboch typov nosičov a teda zvýšenej možnosti rekombinácie sa priestorový náboj v materiáli čiastočne vykompenzuje. Z toho vyplýva, že v prípade dvojitej injekcie bude tiecť polovodičom väčší prúd ako u injekcie z jedného kontaktu. Za predpokladu rovnakej koncentrácie voľných elektrónov a dier možno pre prúd obmedzený priestorovým nábojom v prípade dvojitej injekcie odvodiť [8]:

$$I_{SCLC} = \frac{\mu_e \mu_h \tau \epsilon_0 \epsilon_r U^3}{L^5}, \quad (1.18)$$

kde  $\tau$  je doba života nosičov (pre jednoduchosť predpokladáme  $\tau_e = \tau_h$ ).



Obr. 1.5: Pásové schéma ohmického kontaktu pre n-typový polovodič.

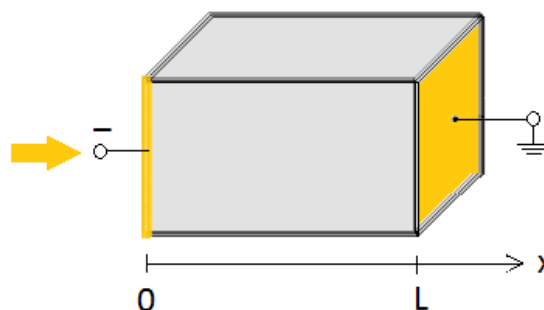
## 1.4 Modifikovaná Hechtova relácia

Uvažujme homogénny polovodič hrúbky  $L$ , na ktorého záporne nabitú elektródu dopadá monochromatické svetlo a ktorého druhá elektróda je uzemnená (viď obr. 1.6). Nech vnútorné pole  $E$  je v celom objeme vzorku kolmé k povrchu kontaktov. V tom prípade stačí uvažovať len jednodimenzionálny prúd v smere osi  $x$ . Zároveň sa zanedbáva vplyv priestorového náboja, vďaka čomu dosahuje vnútorné elektrické pole  $E$  konštantnú hodnotu nezávislú na polohe vo vzorku [9]. Predpoklad zanedbania priestorového náboja je dobre splnený v prípade blokujúcich kontaktov a v pulznom režime osvetlenia katódy. Ak je doba pulzu dostatočne veľká v porovnaní s tranzientným časom nosičov náboja ale zároveň dosť krátka na vybudovanie značného priestorového náboja, potom sa systém nachádza v rovnovážnom stave. Možno teda vychádzať z rovnice kontinuity pre elektróny v rovnovážnom stave [10]:

$$G(x) - \frac{n(x)}{\tau_e} - \mu_e n(x) \frac{dE(x)}{dx} - \mu_e E(x) \frac{dn(x)}{dx} + D_e \frac{d^2 n(x)}{dx^2} = 0, \quad (1.19)$$

kde  $G(x)$  reprezentuje počet elektrónov generovaných za jednu sekundu v jednotke objemu,  $D_e$  značí Einsteinov difúzny koeficient elektrónov,  $\mu_e$  pohyblivosť elektrónov a  $\tau_e$  dobu života elektrónov. V našom prípade však nadobúda pole  $E$  konštantnú hodnotu, čím vypadne tretí člen rovnice (1.19) a po zanedbaní difúzných prúdov aj piaty člen. Pre zjednodušenie budeme ďalej predpokladať že doba života nosičov nezávisí na polohe vo vzorku. Uvážením týchto aproximácií dostaneme:

$$G(x) - \frac{n(x)}{\tau_e} - \mu_e E \frac{dn(x)}{dx} = 0. \quad (1.20)$$



Obr. 1.6: Experimentálne usporiadanie použité v odvodení teoretických modelov v kapitolách 1.4 a 2. Osvetľuje sa záporne nabitý zlatý kontakt polovodiča.

### 1.4.1 Prípád slabo absorbovaného svetla

Nech na katódu polovodiča dopadá monochromatické svetlo s energiou nižšou ako je šírka zakázaného pásu. Fotóny sa potom môžu absorbovať vo väčšej hĺbke polovodiča alebo ním môžu len prechádzať bez interakcie. Pre zjednodušenie predpokladáme rovnomernú generáciu nosičov v objeme kryštálu, tj.  $G \neq G(x)$ .

V prípade slabo absorbovaného svetla a experimentálneho usporiadania ako na obr. 1.6 nemožno zanedbať príspevok dier a celková prúdová hustota  $j$  bude daná súčtom:

$$j = j_e + j_h. \quad (1.21)$$

Pre elektrónovú a dierovú prúdovú hustotu pritom platia analogické vzťahy. Obmedzíme sa teda len na odvodenie elektrónovej prúdovej hustoty  $j_e$ .

Nakoľko predpokladáme blokujuce kontakty nedochádza po rekombinácii generovaných elektrónov na anóde k ich doplňovaniu do objemu skrz záporne nabitú elektródu. Možno teda predpokladať, že koncentrácia elektrónov tesne pod osvetlenou katódou je nulová. Uvážením tejto okrajovej podmienky  $n(0) = 0$  dostaneme riešenie rovnice kontinuity (1.20):

$$n(x) = G\tau_e \left[ 1 - \exp\left(-\frac{x}{\mu_e\tau_e E}\right) \right]. \quad (1.22)$$

Pre elektrónovú prúdovú hustotu potom platí [9]:

$$j_e = e\mu_e \frac{E}{L} \int_0^L n dx = eG\mu_e\tau_e \left( 1 - \frac{\mu_e\tau_e E}{L} \right) \left[ 1 - \exp\left(-\frac{L}{\mu_e\tau_e E}\right) \right], \quad (1.23)$$

odkiaľ vidíme, že závisí lineárne na rýchlosti generácii a teda na intenzite dopadajúceho svetla. V limitnom prípade pri nízkych elektrických poliach<sup>3</sup> závisí prúdová hustota taktiež lineárne na elektrickom poli:

$$j_e \approx eG\mu_e\tau_e \left( 1 - \frac{\mu_e\tau_e E}{L} \right) \quad (1.24)$$

a naopak pri vyšších elektrických poliach  $E$ , takých že súčin  $\mu_e\tau_e E$  je väčší než hrúbka vzorku  $L$ , nastáva saturácia prúdovej hustoty:

$$j_e \approx -eG\mu_e\tau_e. \quad (1.25)$$

<sup>3</sup> Pre planárny CdZnTe detektor hrúbky  $L \cong 0.15 \text{ cm}$  s  $\mu_e\tau_e \cong 1.7 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2\text{V}^{-1}$  to približne odpovedá poliám menším než  $40 \text{ V}\cdot\text{cm}^{-1}$ .



Analogické vzťahy (1.23) - (1.25) platia po prevedení zámény  $\mu_e, \tau_e$  za  $\mu_h, \tau_h$  aj pre dierovú prúdovú hustotu. Ak sa súčiny  $\mu_e \tau_e$  a  $\mu_h \tau_h$  odpovedajúce jednotlivým typom nosičov náboja veľmi odlišujú, potom prechod medzi lineárnou a saturovanou oblasťou vo foto-volt-ampérovej charakteristike pokrýva väčšiu oblasť polí než v prípade kedy sú si súčiny podobné [9].

## 1.4.2 prípad silne absorbovaného svetla

Nech na katódu polovodiča dopadá monochromatické svetlo s energiou vyššou ako je šírka zakázaného pásu. V tomto prípade nadobúda prevrátená hodnota absorpčného koeficientu svetla oveľa menšiu hodnotu než hrúbka vzorku  $L$ . Fotovodivosť je potom spôsobená len elektrónmi zozbieranými anódou a príspevok dier možno zanedbať nakoľko okamžite rekombinujú na katóde.

Vďaka silnej absorpcii možno rýchlosť generácie nosičov  $G$  považovať za nulovú kdekoľvek v objeme vzorky okrem miesta tesne pod osvetľovanou katódou:

$$G(x) = \begin{cases} 0, & \text{pre } x > 0, \\ G_s, & \text{pre } x = 0. \end{cases} \quad (1.26)$$

Hodnota rýchlosti generácie na povrchu  $G(0)$  je zrejme daná súčtom počtu nosičov opúšťajúcich povrch za jednu sekundu a počtu nosičov  $S$  rekombinujúcich v jednotke plochy za jednu sekundu:

$$G(0) = \mu_e E n(0) + S. \quad (1.27)$$

Predpokladáme, že rýchlosť rekombinácie nosičov u povrchu  $S$  priamo úmerne závisí na koncentrácii elektrónov u povrchu:

$$S = n(0) s_e, \quad (1.28)$$

pričom konštantou úmernosti je tzv. rýchlosť povrchovej rekombinácie elektrónov  $s_e$ .

Ak použijeme aproximácie z úvodu state 1.4 a predpoklad (1.26) prejde rovnica kontinuity pre elektróny (1.20) v objeme polovodiča na diferenciálnu rovnicu prvého rádu:

$$-\frac{n(x)}{\tau_e} - \mu_e E(x) \frac{dn(x)}{dx} = 0 \quad \text{pre } x > 0. \quad (1.29)$$

Porovnaním vzťahov (1.27), (1.28) možno dostať vzťah pre koncentráciu elektrónov pod osvetlenou katódou:

$$n(0) = \frac{G}{\mu_e E + s_e}. \quad (1.30)$$

Uvážením tejto okrajovej podmienky dostaneme riešenie rovnice kontinuity v tvare:

$$n(x) = \frac{G}{\mu_e E + s_e} \exp\left(-\frac{x}{\mu_e \tau_e E}\right). \quad (1.31)$$

Pre elektrónovú prúdovú hustotu potom podľa (1.7) platí:

$$j_e = \frac{e\mu_e E}{L} \int_0^L n dx = \frac{eGs_e}{1 + \frac{s_e}{\mu_e E}} \frac{\mu_e \tau_e E}{L} \left[1 - \exp\left(-\frac{L}{\mu_e \tau_e E}\right)\right], \quad (1.32)$$

Pre porovnanie s experimentom, kde sa meria závislosť prúdu na napätí dosadíme do (1.32) vzťah  $E = U/L$  a zavedieme konštantu:

$$I_l = eGs_e/S, \quad (1.33)$$

kde  $S$  reprezentuje veľkosť ožiarenej plochy. Výsledkom je závislosť, ktorú budeme ďalej v texte označovať pojmom modifikovaná Hechtova relácia (skratkou MHR):

$$I = \frac{I_l}{1 + \frac{Ls_e}{\mu_e U}} \frac{\mu_e \tau_e U}{L^2} \left[1 - \exp\left(-\frac{L^2}{\mu_e \tau_e U}\right)\right]. \quad (1.34)$$

Nech pre rýchlosť rekombinácie platí podmienka  $s \gg L/\tau_e$ .

- Potom v limite nízkych polí takých že  $\mu E \ll L/\tau_e$  sa mení fotoprúd ako štvorec aplikovaného napätia.
- Pre stredné polia, ležiace v rozmedzí  $(L/\tau_e, s_e)$  je typická lineárna závislosť fotoprúdu na napätí.
- Nakoniec pre veľmi silné polia, ak driftová rýchlosť  $\mu_e E \gg s_e$ , stihnú generované nosiče prejsť skrz vzorku bez toho, aby došlo k ich strate rekombináciou. Stihne sa teda zozbierať všetok generovaný náboj a fotoprúd dosahuje maximálnu možnú hodnotu, ktorá už nezávisí na priloženom napätí. Nakoľko rýchlosť generácie  $G$  závisí priamo úmerne na intenzite dopadajúceho svetla, vyplýva zo vzťahu (1.34) že aj maximálna hodnota fotoprúdu by mala byť vždy priamo úmerne závislá na intenzite.

Analogické vzťahy platia opäť aj pre diery po zámene veličín  $n, \tau_e, \mu_e, s_e, \tau_{te}$  v danom poradí za  $p, \tau_h, \mu_h, s_h, \tau_{th}$ .

## 2 Vplyv priestorového náboja

Podľa stati 1.1 môže dochádzať k záchytu foto-generovaných nosičov na pascách v zakázanom páse. V takom prípade je nutné okrem povrchovej rekombinácie uvážiť aj vplyv priestorového náboja, ktorý vzniká záchytom nosičov. Na základe prevedených meraní foto-VA charakteristík bol preto v rámci diplomovej práce v stati 2.2 vytvorený nový teoretický model SCLP 1 (podobný model bol odvodený už v [11]). Tento model zahrňuje možnosť záchytu na plytkých pascách a zanedbáva koncentráciu voľných nosičov pred osvetlením. Hoci vytvorený model odpovedal nameraným dátam oveľa lepšie než modifikovaná Hechtova relácia, či klasický Mott-Gurneyho zákon [5] zo state 2.1, objavovali sa hlavne v oblasti slabých polí nezrovnalosti (viď. stať 5.2.2). V stati 2.3 bol preto odvodený ďalší model, ktorý navyše uvažuje možnosť záchytu aj na hlbokých hladinách, a ktorý zanedbáva koncentráciu voľných nosičov za tmy.

V celej druhej kapitole sa pre zjednodušenie výpočtov uvažuje odlišná znamienková konvencia ako v zvyšných kapitolách diplomovej práce. Budeme počítat' s kladným nábojom elektrónu  $e$ , kladnou prúdovou hustotou  $j$  a záporným vonkajším poľom  $E$ .

### 2.1 Prúdy obmedzené priestorovým nábojom (SCLC)

Predpokladajme nedegenerovaný polovodič hrúbky  $L$ , na ktorý je privedené vonkajšie napätie  $U$  podľa obr. 1.6. Ďalej predpokladáme, že vzorka sa nachádza v tme a jediným zdrojom voľných nosičov je injektujúca katóda. V uvažovanej konfigurácii je vodivosť spôsobená len jedným druhom nosičov, a to elektrónmi, ktoré sú injektované z katódy a následne zozbierané druhou uzemnenou neinjektujúcou elektródou. Zanedbáva sa príspevok dier a hranové javy, čím sa riešenie obmedzí na jednočasticový, jednodimenzionálny problém. Ďalej predpokladáme, že oba kontakty sú ohmické a že na rozhraní kovového kontaktu s polovodičom nedochádza k zahnutiu pásov [5].

Prúdová hustota  $j$ , ktorá vznikne po priložení vonkajšieho poľa  $E$  v smere osi  $x$  je po zanedbaní difúznej zložky prúdu daná Ohmovým zákonom:

$$j = -e\mu_e nE. \quad (2.1)$$

Cieľom je odvodenie závislosti prúdovej hustoty na priloženom vonkajšom napätí, k čomu je nutné určiť závislosť poľa na priestorovej súradnici  $E = E(x)$  a koncentráciu voľných elektrónov  $n$ . Pre prípad nedegenerovaného polovodiča možno v menovateli Fermi-Diracovej rozdeľovacej funkcie [10] zanedbať jednotku a koncentráciu elektrónov vo vodivostnom páse  $n$  možno vyjadriť Boltzmannovou štatistikou:

$$n = N_c \exp\left(\frac{E_F}{kT}\right), \quad (2.2)$$

kde  $N_c$  reprezentuje efektívnu hustotu stavov vo vodivostnom páse,  $E_F$  energiu Fermiho medze,  $k$  značí Boltzmannovu konštantu a  $T$  termodynamickú teplotu.

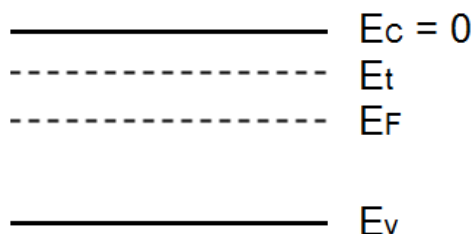
Vzťah (2.2) platí ak sa dno vodivostného pásu  $E_c$  položí do nuly (viď. obr. 2.1). Nech pascová hladina s energiou  $E_t$  leží vo vzdialenosti väčšej ako  $4kT$  od Fermiho medze potom analogicky pre obsadenie pascovej hladiny možno použiť Boltzmannovu štatistiku:

$$n_t = N_t \exp\left[\frac{E_F - E_t}{kT}\right], \quad (2.3)$$

kde  $N_t$  značí efektívnu hustotu stavov na pascovej hladine. Ak prenásobíme rovnicu (2.3) výrazom  $N_c/N_c$  dostaneme vzájomný vzťah medzi koncentráciou voľných elektrónov  $n$  a elektrónov na pascovej hladine  $n_t$

$$n_t = n \frac{N_t}{N_c} \exp\left(-\frac{E_t}{kT}\right) \equiv \theta n. \quad (2.4)$$

Zaviedol sa pritom bezrozmerný parameter  $\theta$  ako pomer efektívnych hustôt stavov na pascovej hladine  $E_t$  a vo vodivostnom páse. Parameter  $\theta$  závisí len na materiálových parametroch a na teplote ako vyplýva z výrazov pre efektívne hustoty stavov [7]. Parameter  $\theta$  nie je funkciou koncentrácie voľných elektrónov.



Obr. 2.1: Pásové schéma polovodiča použité pri odvodení modelov SCLC, SCLP 1 a SCLP 2. Dno vodivostného pásu leží v nule a predpokladáme, že hladina v zakázanom páse je vo vzdialenosti väčšej než  $4kT$  od Fermiho medze.

Záchytným injektovaným elektrónom na pascovej hladine  $E_t$  vzniká v polovodiči záporný priestorový náboj hustoty  $\rho$ , pre ktorý platí jednodimenzionálna Poissonova rovnica:

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\rho}{\epsilon_0 \epsilon_r}. \quad (2.5)$$

Hustota priestorového náboja vyjadruje o koľko vzrastie náboj voľných elektrónov a náboj elektrónov viazaných na pascách po osvetlení polovodiča. Platí:

$$\rho = -e(n - n_0 + n_t - n_{t0}), \quad (2.6)$$

kde  $n_0$ , resp.  $n_{t0}$  predstavuje počiatočnú koncentráciu voľných elektrónov, resp. obsadenie pascí pred ožiarovaním vzorky. Využitím predpokladu, že analogická relácia (2.4) platí aj medzi  $n_0$ ,  $n_{t0}$  a zanedbaním koncentrácie voľných elektrónov pred osvetlením ako aj jednotky oproti  $\theta$  získame pre hustotu priestorového náboja aproximáciu:

$$\rho = -e(n - n_0 + \theta n - \theta n_0) = -e(n - n_0)(1 + \theta) \cong -e\theta n, \quad (2.7)$$

Dosadením do Poissonovej rovnice (2.5) dostaneme koncentráciu voľných elektrónov:

$$n = -\frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{e\theta} \frac{\partial E}{\partial x} \quad (2.8)$$

a podľa Ohmovho zákona (2.1) prúdovú hustotu:

$$j = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r \mu_e}{\theta} E \frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r \mu_e}{2\theta} \frac{\partial}{\partial x} (E^2). \quad (2.9)$$

Pri úprave bol pritom využitý vzťah pre deriváciu zloženej funkcie

$$E \frac{\partial E}{\partial x} = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} (E^2). \quad (2.10)$$

Integrovaním (2.9) v medziach od 0 do  $x$  dostaneme vzťah medzi prúdovou hustotou  $j$  a lokálnym elektrickým poľom  $E(x)$ :

$$jx = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r \mu_e}{2\theta} [E^2(x) - E^2(0)]. \quad (2.11)$$

Nakoľko predpokladáme jeden injektujúci kontakt, vzniká tesne pod týmto kontaktom veľké množstvo nosičov náboja, ktoré tienia lokálne pole  $E$  na veľmi malú hodnotu a možno teda uvažovať okrajovú podmienku  $E(0) = 0$ . Nulová

hodnota poľa tesne pod injektujúcim kontaktom môže byť zdôvodnená takisto zachovaním konštantnej prúdovej hustoty  $j$ . Z Ohmovho zákona potom vyplýva, že veľkej koncentrácii nosičov  $n$  odpovedá malé pole  $E$  a naopak nízkej koncentrácii voľných elektrónov prislúcha veľké pole.

Riešením kvadratickej rovnice (2.11) pre pole  $E(x)$  dostaneme

$$E(x) = \pm \sqrt{\frac{2\theta j x}{\epsilon_0 \epsilon_r \mu_e}}. \quad (2.12)$$

pričom s ohľadom na našu znamienkovú konvenciu má fyzikálny význam len riešenie so záporným znamienkom pred odmocninou.

Pre porovnanie s experimentom je však dôležité poznať závislosť prúdu na priloženom napätí, ktorú získame integrovaním (2.12) od nuly do hrúbky vzorku  $L$ :

$$U = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{2\theta j}{\epsilon_0 \epsilon_r \mu_e}} L^{3/2}. \quad (2.13)$$

Umocnením výrazu (2.13) nakoniec dostaneme:

$$j = \frac{I}{S} = \frac{9\epsilon_0 \epsilon_r \mu_e U^2}{8\theta L^3}, \quad (2.14)$$

kde  $I$  značí prúd tečúci polovodičom a  $S$  osvetlenú plochu polovodiča.

Vyššie uvedená závislosť predstavuje jednočasticový Mott-Gurneyho zákon, známy tiež pod skratkou SCLC (z anglického space charge limited currents). Podľa teórie je teda prúd tečúci polovodičom s jedným injektujúcim kontaktom úmerný štvorcu priloženého napätia.

## 2.2 Fotoprúdy obmedzené priestorovým nábojom (SCLP)

V predchádzajúcej stati 2.1 bol odvodený klasický Mott-Gurneyho zákon [5] pre prúdy obmedzované priestorovým nábojom (2.14). Zákon modeluje situáciu, kedy jediným zdrojom voľných nosičov náboja je injektujúci kontakt. Avšak v prípade neinjektujúcich kontaktov, kedy zdrojom voľných nosičov náboja je dopadajúce svetlo, už nemožno použiť okrajovú podmienku  $E(0) = 0$ .

Uvažujme opäť experimentálne usporiadanie podľa obr. 1.6. Na záporne nabitú transparentnú elektródu polovodiča hrúbky  $L$  dopadá monochromatické žiarenie s energiou vyššou ako je šírka zakázaného pásu. Svetlo sa teda absorbuje tesne pod

povrchom (pre  $CdZnTe \approx 400-700$  nm), v hĺbke kratšej ako je hrúbka vzorku  $L$ . Zadná, neosvetlená elektróda, je uzemnená. V takejto konfigurácii sa generované elektrón-dierové páry pôsobením priloženého napätia od seba oddelia. Diery okamžite rekombinujú na katóde, elektróny driftujú skrz polovodič k anóde a teda opäť možno uvažovať len elektrónový príspevok k celkovej vodivosti.

Analogicky ako v stati 2.1 sa predpokladajú rovné pásy na rozhraní kovového kontaktu s polovodičom a zanedbáva sa koncentrácia voľných nosičov náboja  $n_0$  pred osvetlením. Oproti Mott-Gurneyho modelu sa predpokladá, že oba ohmické kontakty sú neinjektujúce. Zanedbanie difúzných prúdov má v tomto prípade väčšie odôvodnenie. Difúzia je totižto dôležitá len v blízkosti injektujúcej elektródy, pod ktorou je takmer nulové elektrické pole.

Pole tesne pod osvetleným kontaktom v takomto usporiadaní už nemožno aproximovať nulou, čo je základný rozdiel oproti klasickému SCLC modelu. Riešenie kvadratickej rovnice (2.11) potom nadobudne tvar [11]:

$$E(x) = - \sqrt{E^2(0) + \frac{2\theta j x}{\epsilon_0 \epsilon_r \mu_e}}. \quad (2.15)$$

Hodnotu poľa tesne pod osvetleným kontaktom možno dostať riešením kinetickej rovnice:

$$I_l - s_e n(0) - \frac{j}{e} = 0, \quad (2.16)$$

kde  $I_l$  predstavuje intenzitu dopadajúceho svetla,  $s_e$  rýchlosť povrchovej rekombinácie a  $n(0)$  koncentráciu elektrónov pod osvetleným kontaktom. Prvý člen kinetickej rovnice odpovedá generácii, druhý člen reprezentuje stratu povrchovou rekombináciou a posledný člen predstavuje elektróny odvedené do objemu vzorku. Kinetická rovnica (2.16) predpokladá, že každý fotón generuje práve jeden elektrón-dierový pár, uvažuje homogénne ožiarenie plochy, konštantnú rýchlosť povrchovej rekombinácie a v prúdovej hustote  $j$  zanedbáva zložku temného prúdu. Ďalej predpokladáme, že nosiče ktoré zapadnú do pasce z nej okamžite vyskočia a pasca sa následne obsadí ďalším nosičom. Nakoľko sa v objeme polovodiča už nenachádzajú voľné diery a elektróny tu nemajú s čím rekombinovať, možno uvažovať nekonečnú dobu života nosičov  $\tau_e$  (hlavný rozdiel oproti modelu [11]). Kombináciou kinetickej rovnice a Ohmovho zákona (2.1) dostaneme vyjadrenie pre pole tesne pod osvetleným kontaktom:

$$E(0) = -\frac{s_e j}{\mu_e(I_l e - j)}. \quad (2.17)$$

Integrovaním (2.11) od nuly do hrúbky vzorku  $L$  dostaneme závislosť na priloženom napätí:

$$U = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r \mu_e}{3\theta j} \left\{ \left[ E^2(0) + \frac{2\theta j L}{\epsilon_0 \epsilon_r \mu_e} \right]^{3/2} - |E(0)|^3 \right\}, \quad (2.18)$$

čo po dosadení okrajovej podmienky (2.17) dáva:

$$U = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r \mu_e}{3\theta j} \left\{ \left[ \left( \frac{s_e j}{\mu_e(I_l e - j)} \right)^2 + \frac{2\theta j L}{\epsilon_0 \epsilon_r \mu_e} \right]^{3/2} - \left( \frac{s_e j}{\mu_e(I_l e - j)} \right)^3 \right\}. \quad (2.19)$$

Vyššie uvedená závislosť (ďalej SCLP 1) popisuje fotoprúdy obmedzované priestorovým nábojom za predpokladu plytkých pascí a zanedbateľne malých temných prúdov. Nevýhodou teórie je, že dáva inverznú závislosť  $U = U(j)$  než experiment. Analytické vyjadrenie pre prúdovú hustotu pritom nie je možné, čo sťažuje fitovanie experimentálnych dát.

Pre prúdové hustoty  $j > I_l e$  dostávame imaginárne riešenie a dokonca v bode  $j = I_l e$  sa nachádza singularita. Obecne však pre fotoprúdy platí  $j < I_l e$ , nakoľko uvažujeme ako jediný zdroj voľných nosičov náboja svetlo intenzity  $I_l$ .

Teoretická krivka získaná dosadením parametrov z tab. 2.1 je znázornená na obr. 2.2. Odtiaľ vidíme, že foto-VA charakteristiku možno rozdeliť do troch oblastí:

- I. Pre nízke napätia možno v rovnici (2.11) zanedbať hodnotu poľa  $E(0)$  pod osvetleným kontaktom, čím dostávame klasický Mott-Gurneyho zákon. Fotoprúd teda nezávisí na intenzite dopadajúceho svetla.
- II. Pre zjednodušenie predpokladajme malú intenzitu dopadajúceho svetla. V tom prípade u vyšších napätí  $U$  možno zanedbať vplyv priestorového náboja a uvažovať homogénne elektrické pole  $E = U/L$ . Pomocou (2.1) a (2.16) možno pre prúdovú hustotu dostať:

$$j = \frac{e \mu_e I_l U}{s_e L + \mu_e U}. \quad (2.20)$$

Pre stredné polia  $\mu_e E < s_e$  možno zanedbať druhý člen v menovateli (2.20), čím dostaneme lineárnu závislosť prúdu na priloženom napätí.

- III. Pre vysoké napätia možno zanedbať rekombinačný člen v menovateli (2.21), vďaka čomu prúdová hustota nadobúda saturovanú hodnotu  $j = I_l e$ .



## 2.3 SCLP s hlbokou hladinou a temnými prúdmi

Výsledkom teoretického modelu (2.19) je parabolická závislosť fotoprúdu na priloženom napätí. Avšak z experimentu dostávame v oblastiach I, II foto-volt-ampérovej charakteristiky pozvoľnejší, skôr lineárny nárast fotoprúdu (viď 5.10). Preto bol vytvorený nový model fotoprúdov limitovaných priestorovým nábojom, ktorý navyše uvažuje temné prúdy a možnosť záchyty na hlbokých pascách.

Nakoľko predpokladáme ohmické kontakty a homogénny polovodič, uvažujeme v energetickej schéme rovné pásy, tj. konštantné vzdialenosti medzi energetickými hladinami (viď obr. 2.1). Po privedení napätia na takúto štruktúru sa energetické schéma len skloní a vzdialenosti medzi jednotlivými hladinami sa nezmenia. Na kontakte prebieha nekonečne rýchla rekombinácia<sup>4</sup> a teda systém je v mieste kontaktu trvale v termodynamickej rovnováhe. Vďaka tomu ani po privedení napätia, ani v prípade osvetlenia s dostatočne malou intenzitou sa tesne pod kontaktom nezmení hodnota koncentrácie voľných elektrónov. Platí teda  $n(0) = n_0$ .

Okrajovú podmienku  $E(0)$  možno dostať opäť riešením kinetickej rovnice, v ktorej na rozdiel od predošlých modelov nezanedbáme zložku hustoty temného prúdu  $j_D$ . Celková hustota prúdu bude teda daná súčtom hustoty fotoprúdu  $j_P$ , vyvolanej osvetlením vzorku a hustoty temného prúdu  $j_D$  pochádzajúcej z kontaktu. Kinetická rovnica teda nadobudne tvar:

$$I_l - s_e(n - n_0) - \frac{j - j_D}{e} = 0. \quad (2.21)$$

Pomocou Ohmovho zákona pre hodnotu fotoprúdu dostávame:

$$j_P = j - j_D = -(n - n_0)\mu_e e E(0)$$

a dosadením do (2.21) získame rovnicu:

$$I_l = (n - n_0)[s_e - \mu_e E(0)] = -\left(\frac{j}{e\mu_e E(0)} + n_0\right)[s_e - \mu_e E(0)]. \quad (2.22)$$

Úpravami vyššie uvedenej rovnice nadobudneme kvadratickú rovnicu pre pole  $E(0)$ , pričom fyzikálny význam má len riešenie so zápornou hodnotou, nakoľko predpokladáme záporné polia. Platí teda okrajová podmienka:

---

<sup>4</sup> Pozor, pojmom rekombinácia na kontakte sa nemyslí povrchová rekombinácia v polovodiči.

$$E(0) = \frac{e(I_l + n_0 s_e) - j - \sqrt{4ejn_0 s_e + (eI_l - j + en_0 s_e)^2}}{2e\mu_e n_0}. \quad (2.23)$$

Pre koncentráciu elektrónov na hlbokoj pasci  $n_t$ , ktorá sa nachádza blízko Fermiho medze už nemožno použiť Boltzmannovo rozdelenie, ale je nutné Fermi-Diracovo rozdelenie:

$$n_t = \frac{N_t}{1 + \exp\left[\frac{E_t - E_F}{kT}\right]} = \frac{N_t}{1 + \frac{n_1}{n}}. \quad (2.24)$$

Využitý bol pritom vzťah pre koncentráciu voľných elektrónov (2.2) a zaviedla sa nová veličina:

$$n_1 = N_c \exp[E_t/(kT)], \quad (2.25)$$

ktorá súvisí s polohou pascovej hladiny. Ak sa hodnota veličiny  $n_1$  blíži počiatkovej koncentrácii voľných elektrónov  $n_0$  tým bližšie sa pascová hladina nachádza pri Fermiho hladine. Naopak pre hodnoty oveľa väčšie alebo oveľa menšie než  $n_0$  sa blížíme k predchádzajúcemu modelu zo state 2.2 s plytkými pascami.

Použitím vzťahov (2.6), (2.24) a rovnakej znamienkovej konvencie ako v statiach 2.1, 2.2 dostaneme pre hustotu priestorového náboja:

$$\rho = -e \left[ n \left( 1 + \frac{N_t}{n + n_1} \right) - n_0 - n_{t0} \right]. \quad (2.26)$$

Následne dosadením do Poissonovej rovnice (2.5) získame:

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{e}{\epsilon_0 \epsilon_r} \left[ n + \frac{N_t n}{n + n_1} - n_0 - \frac{N_t n_0}{n_0 + n_1} \right]. \quad (2.27)$$

Doterajšie modely zanedbávali koncentráciu voľných elektrónov  $n_0$ , tj. neuvažovali temný prúd. Avšak reálne hlavne v oblasti vyšších napätí dosahuje temný prúd u väčšiny *CdZnTe* vzoriek približne 40% z celkovej hodnoty prúdu a teda nemôže byť zanedbaný. Vyjadrením koncentrácie voľných elektrónov z Ohmovho zákona (2.1) potom dostaneme:

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{e}{\epsilon_0 \epsilon_r} \left[ -\frac{j}{e\mu_e E} + \frac{N_t}{1 - \frac{n_1 e\mu_e E}{j}} - n_0 - \frac{N_t n_0}{n_0 + n_1} \right]. \quad (2.28)$$

Prevedením hranatej zátvorčky na spoločného menovateľa dostaneme v čitateli zátvorčky kvadratickú rovnicu pre pole  $E$ . Označme riešenia kvadratickej rovnice  $E_1$ ,  $E_2$  potom rovnica (2.28) prejde na tvar:

$$\frac{E \left( 1 - \frac{n_1 \mu e}{j} \right)}{n_1 (E - E_1)(E - E_2)} dE = \frac{e}{\epsilon_0 \epsilon_r} dx. \quad (2.29)$$

Diferenciálnu rovnicu (2.29) možno riešiť metódou per partes. K integrácii ľavej strany rovnice je však najskôr nutné rozložiť príslušný integrand na parciálne zlomky, čím dostaneme:

$$\left( -\frac{n_1 e \mu}{j} + \frac{E_1 - \frac{n_1 e \mu}{j} E_1^2}{(E_1 - E_2)(E - E_1)} + \frac{\frac{n_1 e \mu}{j} E_2^2 - E_2}{(E_1 - E_2)(E - E_2)} \right) dE = \frac{n_1 e}{\epsilon_0 \epsilon_r} dx. \quad (2.30)$$

Prevedením určitého integrálu na ľavej strane rovnice (2.30) v medziach od  $E(0)$  do  $E(x)$  a na pravej strane od  $0$  do súradnice  $x$  získame:

$$-c[E(x) - E(0)] + M \ln \left| \frac{E(x) - E_1}{E(0) - E_1} \right| + N \ln \left| \frac{E(x) - E_2}{E(0) - E_2} \right| = -Fcx, \quad (2.31)$$

pričom sa zaviedli značenia:

$$c \equiv \frac{n_1 e \mu}{j}, M \equiv \frac{E_1(1 - cE_1)}{E_1 - E_2}, N \equiv \frac{E_2(1 - cE_2)}{E_2 - E_1}, F \equiv -\frac{e \left( n_0 + \frac{N_t n_0}{n_0 + n_1} \right)}{\epsilon_0 \epsilon_r}.$$

Závislosť vnútorného poľa  $E$  na súradnici  $x$  nie je možné vyjadriť analyticky. K získaniu riešenia bol preto použitý výpočtový program Mathematica 10.4.

V rovnici (2.31) vystupujú len materiálové konštanty, konštanta  $E(0)$ , neznáma  $E(x)$  a premenné  $x$  a prúdová hustota  $j$ . Pre fixovanú hodnotu hustoty prúdu vo vzorke možno numericky vypočítať hodnoty vnútorných polí pre danú polohu  $x$  vo vzorke. Ak sa volia polohy  $x$  v intervale od  $0$  až po hrúbku vzorky  $L$  s dostatočne malým krokom, potom možno určiť celkové napätie  $U$  pre danú prúdovú hustotu  $j$  pomocou Riemannových súčtov. Následne sa zvolí ďalšia pevná hodnota hustoty prúdu a celý postup sa opakuje až získame dostatočné množstvo bodov pre celú závislosť (ďalej SCLP 2).

## 2.4 Porovnanie SCLP modelov

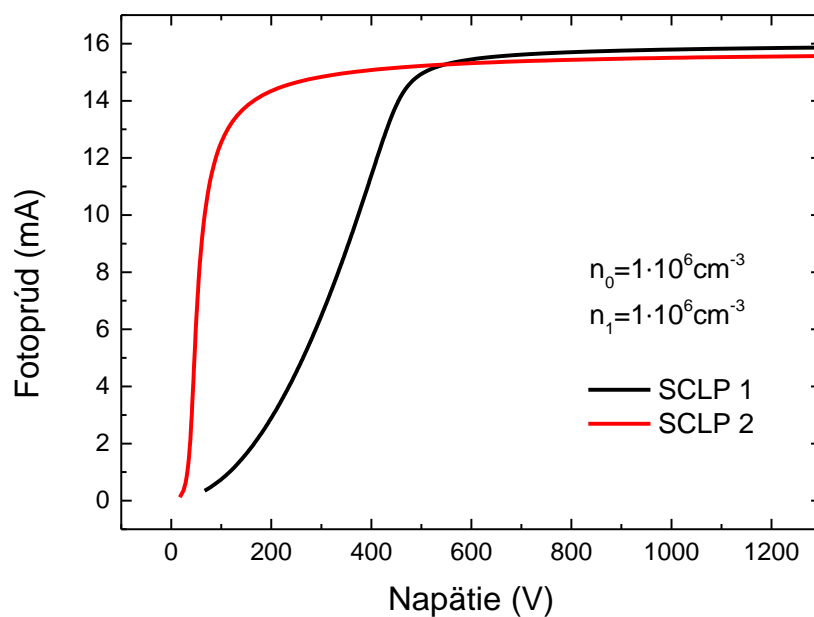
Numerické simulácie fotoprúdov limitovaných priestorovým nábojom podľa teórie SCLP 1 a SCLP 2 boli porovnané v programe Mathematica tak, aby sme samostatne ilustrovali vplyv hlbokých hladín (obr. 2.2) a vplyv temných prúdov (obr. 2.3). Parametre použité pri numerických simuláciách sú zhrnuté v tab. 2.1.

Na obr. 2.2 pre počiatočnú koncentráciu voľných nosičov platí podmienka  $n_0 = n_1$ . Uvažujeme teda pascovú hladinu položenú na Fermiho medzi, tj.  $E_t = E_F$ . Model SCLP 1 zo stati 2.1 predpokladá Boltzmannovo rozdelenie pre obsadenie pascí, čo samozrejme v prípade hladiny v blízkosti Fermiho medze nemožno použiť a model tak počíta s nesprávnou hodnotou  $n_t = N_t$ . Správne by malo byť použité Fermi-Diracovo rozdelenie (2.24) dávajúce polovičnú koncentráciu  $n_t = N_t/2$ . Na obr. 2.2 sa to prejavilo tým, že v prípade modelu SCLP 1, ktorý nesprávne počíta s dvojnásobne vyššou koncentráciou pascí je nutné priložiť väčšie napätie na vzorku, aby bol zozbieraný všetok generovaný náboj. Fotoprúdy predpovedané modelom SCLP 2 sa vďaka menšej koncentrácii  $n_t$  a teda vďaka menšiemu priestorovému náboju tieniacemu priložené pole saturujú už pri  $\approx 100 V$ .

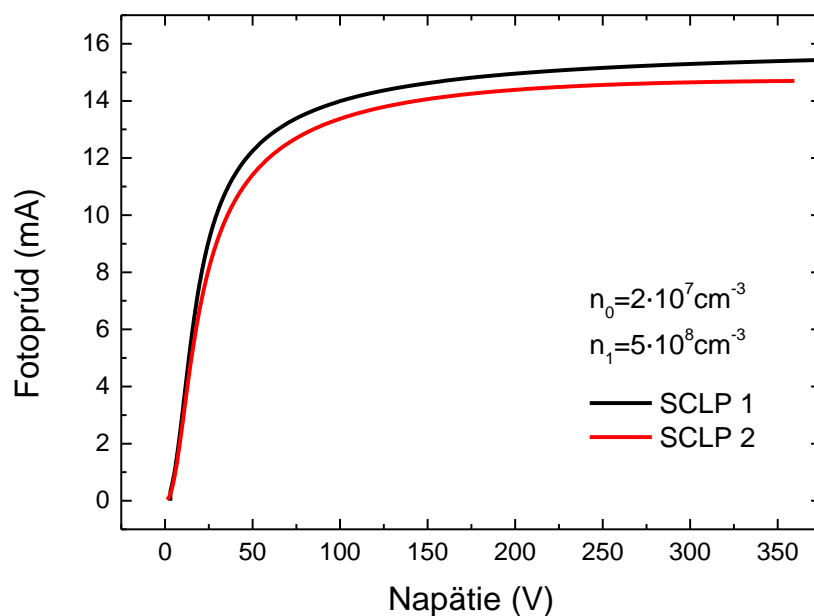
Na obr. 2.3 boli parametre zvolené tak, aby pascová hladina ležala v dostatočnej vzdialenosti nad Fermiho medzou tj.  $n_1 > n_0$  a zároveň bola zvolená vyššia koncentrácia voľných nosičov  $n_0$  pred osvetlením než u obr. 2.2, aby sa zvýraznil vplyv temného prúdu. V tomto prípade je už v modeli SCLP 1 správne použité Boltzmannovo rozdelenie a preto dochádza k saturácii fotoprúdov približne pri rovnakom napätí na detektore. Hodnota fotoprúdu daná modelom SCLP 2 zo saturovanej oblasti však nadobúda nižšiu hodnotu, pretože v nej boli navyše odčítané temné prúdy.

Parametre	$s_e$ [cm·s <sup>-1</sup> ]	$\mu_e$ [cm <sup>2</sup> V <sup>-1</sup> s <sup>-1</sup> ]	$n_0$ [cm <sup>-3</sup> ]	$N_t$ [cm <sup>-3</sup> ]	$n_1$ [cm <sup>-3</sup> ]	L [cm]
obr. 2.1.2	$1 \cdot 10^5$	1000	$1 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^{10}$	$1 \cdot 10^6$	0.142
obr. 2.1.3	$1 \cdot 10^5$	1000	$2 \cdot 10^7$	$5 \cdot 10^{10}$	$5 \cdot 10^8$	0.142

Tab. 2.1: Parametre použité pri výpočte teoretických závislostí znázornených na obr. 2.2 a obr. 2.3.



Obr. 2.2: Porovnanie teoretického modelu SCLP 1 zo state 2.1 (čierna krivka) a modelu SCLP 2 so state 2.2 (červená krivka). Spoločné modelové parametre použité pri porovnaní sú uvedené v tab. 2.1.



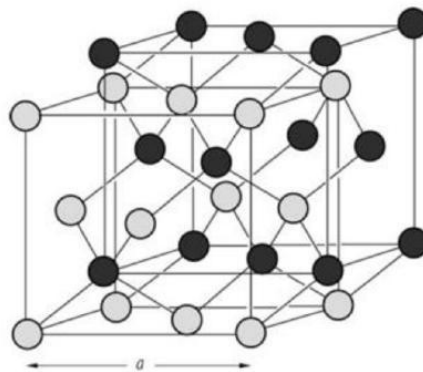
Obr. 2.3: Porovnanie teoretického modelu SCLP 1 zo state 2.1 (čierna krivka) a modelu SCLP 2 so state 2.2 (červená krivka). Spoločné modelové parametre použité pri porovnaní sú uvedené v tab. 2.1.

### 3 Vlastnosti CdTe a CdZnTe

Kadmium telurid je zlúčeninový polovodič typu II-VI kryštalizujúci v sfaleritovej kryštálovej štruktúre s mriežkovou konštantou  $a = 0.648 \text{ nm}$ . Kryštálovú štruktúru  $CdTe$  tvoria dve navzájom diagonálne posunuté kubické plošne centrované mriežky, z ktorých jedna je tvorená atómami  $Cd$  a druhá atómami  $Te$ . Štruktúra je znázornená na obr. 3.1.

Polovodič  $CdTe$  sa vyznačuje priamym zakázaným pásom so šírkou 1.48 eV pri pokojovej teplote. Šírku zakázaného pásu možno ladit' zámennou atómov  $Cd$  za atómy  $Zn$  v rozmedzí od 1.5 eV do 2.3 eV. Typické koncentrácie  $Zn$  v materiáloch užívaných k detekcii RTG a gama žiarenia sa pohybujú medzi 10 % až 15 %. Práve vďaka relatívne veľkej šírke zakázaného pásu  $CdTe$  resp.  $CdZnTe$  je obmedzená termálna generácia nosičov. Materiál možno preto používať k detekcii žiarenia aj pri pokojových teplotách, čo je výhoda oproti  $Ge$  detektorom vyžadujúcim si chladenie. Ďalšou výhodou materiálu je vysoké atómové číslo  $Z$  a teda vysoký absorpčný koeficient  $\alpha$  (pre  $CdTe$   $\alpha = 5 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ ). Touto vlastnosťou je  $CdTe/CdZnTe$  lepší oproti  $Si$  detektorom, ktoré sa vyznačujú malou absorpciou, a preto pri rovnakej hrúbke horšie detegujú vysoko energetické častice. Skúmané materiály sa okrem toho vyznačujú relatívne veľkou hodnotou parametru  $\mu_e \tau_e$ . Výhodou je tiež možnosť prípravy polovodiča ako s n- typovou vodivosťou tak aj s p- typovou vodivosťou.

V tab. 3.1 je uvedené porovnanie základných parametrov  $Si$ ,  $Ge$ ,  $CdTe$  a  $CdZnTe$  za pokojovej teploty.



Obr. 3.1: Sfaleritová kryštalická štruktúra [12].

Materiál	Z	$E_G$ [eV]	$\mu_e$ [ $\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ ]	$\mu_h$ [ $\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ ]	$\rho_R$ [ $\Omega\cdot\text{cm}$ ]
Si	14	1.12	1350	500	$1 \cdot 10^5$
Ge	32	0.67	3900	1900	$1 \cdot 10^2$
CdTe	50	1.50	1150	110	$3 \cdot 10^9$
$\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}$	49	1.57	1000	50	$5 \cdot 10^{10}$

Tab. 3.1: Porovnanie vlastností *Si*, *Ge*, *CdTe* a *CdZnTe* pri pokojovej teplote. Veličina *Z* značí atómové číslo,  $E_G$  šírku zakázaného pásu,  $\mu_e$  resp.  $\mu_h$  pohyblivosť elektrónov, resp. dier a  $\rho_R$ merný elektrický odpor.

### 3.1 Princíp činnosti CdTe/CdZnTe detektoru

V detekčnej technike sa najčastejšie používa planárna konfigurácia, kedy sa kryštál *CdTe*/ *CdZnTe* v tvare tenkej doštičky nachádza medzi dvoma vodivými elektródami. Dopadom ionizujúceho žiarenia sa vnútri kryštálu generujú elektrón-dierové páry. Tie sa pôsobením priloženého elektrického poľa od seba odtrhnú a driftujú k príslušným elektródam. Pohyb náboja indukuje prúdový pulz, ktorého integráciou možno určiť indukovaný náboj  $Q_m$ . V prípade homogénneho, lineárneho elektrického poľa vnútri vzorku možno pre indukovaný náboj odvodiť [13]:

$$Q_m = eQ_0 \left\{ \frac{v_h \tau_h}{L} \left( 1 - \exp \left[ -\frac{x_i}{v_h \tau_h} \right] \right) + \frac{v_e \tau_e}{L} \left( 1 - \exp \left[ -\frac{x_i - L}{v_e \tau_e} \right] \right) \right\}, \quad (3.1)$$

kde  $Q_0 = e \frac{E_\gamma}{E_p}$  reprezentuje maximálny náboj, ktorý môže dopadajúce žiarenie o energii  $E_\gamma$  vytvoriť a  $E_p$  je energia potrebná k vytvoreniu jedného elektrón-dierového páru. Ďalej  $L$  symbolizuje hrúbku detektoru,  $v$  rýchlosť nosičov náboja,  $\tau$  dobu života nosičov náboja,  $x_i$  vzdialenosť miesta interakcie so žiarením od katódy a indexy  $e, h$  odpovedajú elektrónom a dieram.

Predpokladajme ďalej, že na katódu planárneho detektora v experimentálnom usporiadaní zhodnom so staťou 1.4 dopadajú častice  $\alpha$  žiarenia. V takom prípade sa žiarenie absorbuje v hĺbke niekoľkých desiatok  $\mu\text{m}$  pod katódou a vo vzťahu (1.19) možno potom polohu absorpcie  $x_i$  položiť rovnú nule. Ak navyše predpokladáme nepolarizovaný detektor s homogénnym vnútorným elektrickým poľom  $E = U/L$  prejde vzťah (3.1) po uvážení relácie medzi driftovou rýchlosťou a pohyblivosťou  $v_{dr} = \mu_e E$  na tvar [13]:

$$Q_m = Q_0 \frac{\mu_e \tau_e U}{L^2} \left( 1 - \exp \left[ -\frac{L^2}{\mu_e \tau_e U} \right] \right). \quad (3.2)$$

Z vyššie uvedeného vzťahu, tzv. jednočasticovej Hechtovej relácie je zrejmé, že kvalitu detektora možno charakterizovať súčinom  $\mu_e \tau_e$ . Čím vyššia je hodnota materiálového parametru  $\mu_e \tau_e$ , tým dochádza k menším stratám generovaného náboja v dôsledku rekombinácie, či záchytu na pascách.

Ak poznáme závislosť zbraného náboja na priloženom napätí na detektore, možno fitovaním podľa (3.2) dostať hodnotu súčinu  $\mu_e \tau_e$ . Jednočasticová Hechtova relácia však platí len pre homogénne vnútorné elektrické pole vo vzorku a v prípade polarizovaného detektora je nutné previesť korekciu [14].



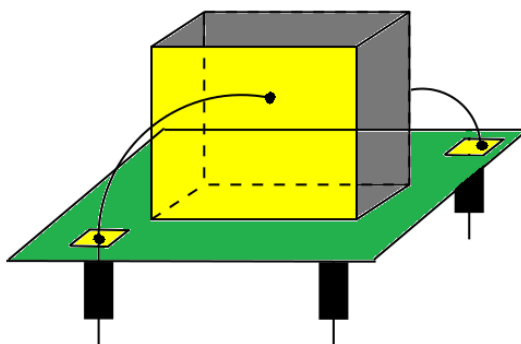
## 4 Experimentálna časť

### 4.1 Príprava vzoriek

Spektrálna analýza, merania tranzientných prúdov a DC fotovodivosti boli prevedené na štyroch planárnych detektoroch z kryštálu  $CdZnTe$  so zložením 15 %  $Zn$ . Merané vzorky budeme ďalej v texte označovať symbolmi B7, C5, A12 a B12.<sup>5</sup> Všetky polovodiče boli n- typovej vodivosti. Kryštál  $CdZnTe$ , z ktorého boli jednotlivé detektory vyrobené sa získal od americkej firmy EV Products používajúcej metódu rastu High Pressure Bridgman Growth.

Nakoľko bol kryštál  $CdZnTe$  čiastočne polykryštalický bol opracovaný brusivom SiC o hrubosti<sup>6</sup> 600 za účelom zvýraznenia hraníc jednotlivých zŕn a následne sa z neho drôtovou pílou vyrezali monokryštalické časti tvaru kvádra. Aby sa odstránili povrchové nerovnosti, obrúsili sa jednotlivé strany vzoriek najskôr nahrubo brusivom SiC hrubosti 1000 a potom najjemno brusivom SiC hrubosti 1200. Ďalšie vylepšenie povrchových vlastností sa dosiahlo chemickým leptaním vzoriek v 3% roztoku brómu v metanole. Následne sa po minúte leptania vzorky postupne opláchli v metanole a v isopropanole.

Na záver sa pripravovali kovové kontakty. Za týmto účelom boli bočné strany vzoriek pokryté fotorezistom, ktorý sa po nanosení nechal desať minút vytvrdiť v peci pri teplote 60 °C. Dve najväčšie protiľahlé steny sa fotorezistom neprekrývali. Celá vzorka sa po dobu jednej minúty ponorila do 1% vodného roztoku  $AuCl_3$ , čím sa na miestach nepokrytých fotorezistom vyzrážalo zlato. Nakoniec sa vzorky očistili v destilovanej vode od roztoku  $AuCl_3$  a v acetónovej lázni bol odstránený fotorezist.



Obr. 4.1: Vzorka CdTe resp. CdZnTe detektoru so zlatými kontaktmi [15].

<sup>5</sup> V laboratóriu Fyzikálneho ústavu UK sme používali pre označenie meraných CdZnTe detektorov menovite skratky BNL3F7B, BNL3C5, BNL3F12A a BNL3F12B.

<sup>6</sup> Hrubosť brusiva udáva počet zŕn brusiva na  $cm^2$ . Jemnejšiemu brusivu odpovedá väčšie číslo.

Vzorka	dĺžka [mm] × hrúbka[mm] × výška [mm]	$\rho_R [\Omega cm]$
B7	$6.30 \times 1.42 \times 3.97$	$7.6 \cdot 10^{10}$
C5	$4.82 \times 1.24 \times 3.59$	$8.0 \cdot 10^8$
A12	$4.83 \times 1.61 \times 3.80$	$2.0 \cdot 10^{10}$
B12	$4.90 \times 1.56 \times 4.05$	$9.7 \cdot 10^9$

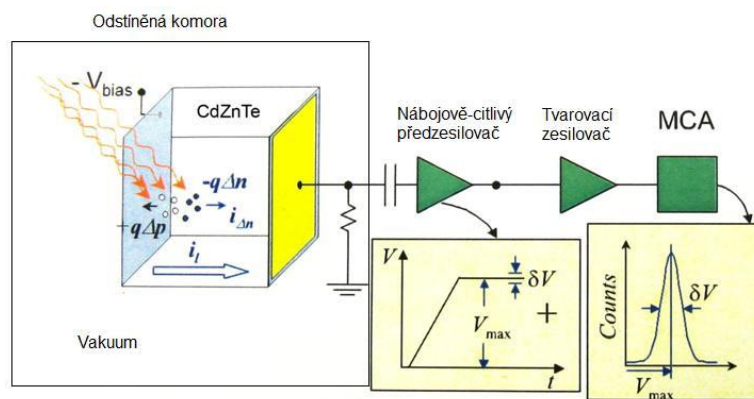
Tab. 4.1: Rozmery meraných vzoriek a merné elektrické odpory získané z VA charakteristík na obr. 5.5.

Vzorka s pripravenými zlatými kontaktmi sa následne prilepila fotorezistom na nevodivú podložku s vyvedenými zlatými kontaktmi ako je znázornené na obr. 4.1. Nakoniec sa pomocou grafitovej pasty spojili striebornými drôtikmi zlaté kontakty na podložke a na stenách kryštálu. Rozmery meraných vzoriek a ich merné elektrické odpory  $\rho_R$  zistené z VA charakteristík (viď stat' 5.2) sú zhrnuté v tab. 4.1.

## 4.2 Spektrálna analýza

Experimentálne usporiadanie pre meranie alfa spektier je znázornené na obr. 4.2. Vzorka prilepená na meracej podložke je umiestnená v hliníkovom boxe spolu s alfa žiaričom  $Am^{241}$ , ktorý je od elektródy detektora vzdialený približne 2 cm. Na prednú ožarovanú elektródu je privedené napätie zdrojom Iseg SHQ 122M, zatiaľ čo zadná elektróda je uzemnená. Podľa polarity priloženého napätia budú k zadnej uzemnenej elektróde driftovať generované elektróny alebo diery. Celý hliníkový box je umiestnený v odtienenej evakuovanej komore Canberra, aby nedochádzalo k stratám energie alfa častíc.

Pohyb nosičov k zadnej elektróde vyvolá napäťový pulz  $V(t)$ , ktorý sa zosilní nábojovo-citlivým predzosilňovačom AMPTEK napájaným 12 V. Impulz je následne pretvarovaný v tvarovacom zosilňovači a vyčítaný multi-kanálovým analyzátorom MCA od firmy Ortec prepojeným s počítačom. V programe Maestro 32 od firmy Ortec sa sleduje závislosť počtu záznamov pre daný kanál. Pre aktuálnu kontrolu výskytu pulzov bol použitý 4-GHz osciloskop LeCroy.



Obr. 4.2: Schéma aparatury pre meranie alfa spektier [15].

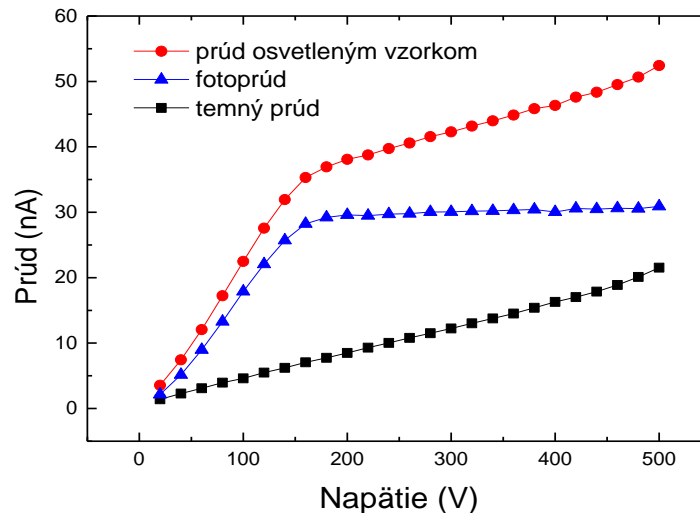
### 4.3 Meranie DC fotoprúdu

Pojmom fotoprúd budeme ďalej v texte rozumieť rozdiel prúdu tečúceho osvetlenou vzorkou a prúdu tečúceho vzorkou za tmy ako vidno na obr. 4.3. Skratka DC značí, že detektor bol osvetlený kontinuálnym svetlom s konštantnou amplitúdou v čase.

Pri meraní závislosti fotoprúdu  $I$  na priloženom napätí  $U$  (foto-VA charakteristiky) sa najskôr pri danom napätí na detektore určil temný prúd tečúci neosvetlenou vzorkou a prúd tečúci vzorkou po osvetlení. Rozdielom nameraných hodnôt sa dostala hodnota fotoprúdu a následne sa zmenilo napätie na detektore. Celý postup sa opakoval, až dokým sa nepremerala celá závislosť fotoprúdu na priloženom napätí v rozsahu 0 V až 500 V s minimálnym krokom 10 V.

Nakoľko po zmene napätia temný prúd v čase relaxoval (viď. stať 5.2.1) a rovnako aj prúd tečúci osvetlenou vzorkou mal po zapnutí zdroja žiarenia istú časovú odozvu než sa ustálil, bolo nutné pred začatím merania vyčkať na ich ustálenie. Meranie foto-VA charakteristík sa tak stávalo časovo náročným, a preto bolo v rámci diplomovej práce zautomatizované v programe NI LabVIEW 2015.

Experimentálne usporiadanie pre meranie závislosti DC fotoprúdu na priloženom napätí na detektore je znázornené na obr. 4.4. Monochromatické svetlo z laserovej diódy vlnovej dĺžky 690 nm napájanej generátorom Tektronix AFG 3252 dopadá na uzemnenú elektródu, zatiaľ čo na zadnú neosvetlenú elektródu je privedené kladné napätie. V tejto konfigurácii možno analogicky ako pri odvodení teoretických modelov v statiach 1.4, 2.2 a 2.3 predpokladať v prípade silne absorbujúceho sa svetla iba jednočasticový prúd od elektrónov.



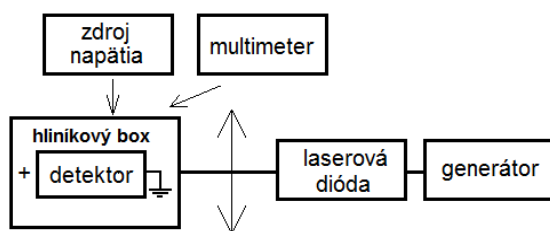
Obr. 4.3: Ukážka nameranej VA charakteristiky vzorky B7 bez osvetlenia (čierna), VA charakteristiky po osvetlení detektoru (červená) a výsledná závislosť fotoprúdu na napätí (modrá).

V prípade meraní spektrálnej odozvy fotoprúdu bol ako zdroj použitý monochromátor Carl Zeiss SPM2 vybavený 100 W halogénovou lampou a *LiF* hranolom. Dopadajúce svetlo bolo vymedzené sústavou spojných šošoviek a cloniek tak, aby sme homogénne osvetľovali čo najväčšiu plochu detektora. K obmedzeniu zvodových prúdov tečúcich po obvode vzorku sa použila maska zakrývajúca hrany vzorku a celá vzorka bola navyše umiestnená v hliníkovom boxe. Pri meraniach bol použitý zdroj napätia Keithley 2400 a multimeter Keithley 2100.

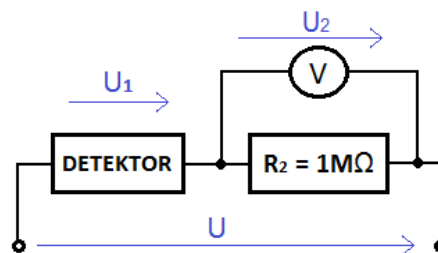
Prúdy tečúce detektorom boli pritom merané nepriamo pomocou napäťového deliča ako je znázornené na obr. 4.5. Zmeraním napätia  $U_2$  na sériovo zapojenej odporovej súčiastke so známym odporom  $R_2 = 1\text{ M}\Omega$  možno potom jednoducho pomocou Ohmovho zákona určiť prúd tečúci touto súčiastkou a tým aj prúd tečúci detektorom. Avšak nevýhodou tejto metódy je, že vonkajšie napätie  $U$  priložené na celú sústavu sa delí na súčet napätia na detektore  $U_1$  a napätia na odporovej súčiastke  $U_2$ . Správne by sa teda na vodorovnú osu volt-ampérových charakteristík malo namiesto celkového priloženého napätia  $U$  nanášať napätie na detektore:

$$U_1 = U \frac{R_1}{R_1 + R_2}. \quad (4.1)$$

Za  $R_1$  sa pritom dosadzuje odpor detektora v tme alebo odpor osvetleného detektora v závislosti od toho, či meriame klasickú volt-ampérovú charakteristiku za tmy alebo pri osvetlení.



Obr. 4.4: Schéma merania VA charakteristík a foto-VA charakteristík.



Obr. 4.5: Napät'ový delič.

Odpor  $R_2 = 1\text{ M}\Omega$  bol však zámerne vybraný tak, aby bol zanedbateľne malý vzhľadom k odporu  $R_1$  skúmaného detektoru. Napätie  $U_2$  nadobúda u všetkých meraných vzorkách B7, C5, 12A, 12B hodnoty v rádoch mV a môže byť zanedbané oproti napätiu  $U_1$ , ktorého hodnoty sa pohybujú v rozmedzí desiatok až stoviek voltov. Pre vysoko-odporové vzorky možno preto jednoducho predpokladať  $U \cong U_1$ .

#### 4.4 Metóda tranzientných prúdov

K charakterizácii CdZnTe detektorov bola ďalej použitá metóda tranzientných prúdov, označovaná tiež skratkou TCT z anglického Transient Current Technique. Táto experimentálna metóda umožňuje určiť profil vnútorného elektrického poľa vo vzorku pri danom napätí. Princíp TCT meraní spočíva v použití pulzného zdroja, čo je základný rozdiel oproti klasickým DC meraniam fotoprúdov s kontinuálnym svietením. Pulzný zdroj generuje elektrón-dierové páry, ktoré v priloženom poli driftujú skrz vzorku a vytvárajú tak prúdový impulz, ktorý možno zaznamenať. Ako zdroj žiarenia možno použiť nielen laserovú diódu v pulznom režime, ale aj alfa žiarič [15].

Teóriu pre profil vnútorného elektrického poľa počas TCT meraní odvodíme za predpokladu, že osvetľujeme katódu planárneho detektora silne absorbujúcim sa svetlom. V tom prípade možno opäť uvažovať len unipolárnu vodivosť spôsobenú elektrónmi. Uvažujeme, že sondovací pulz z laserovej diódy je slabý natoľko, že neovplyvňuje vlastnosti skúmaného materiálu, ale slúži len k charakterizácii vnútorného elektrického poľa vo vzorku. To môže byť ovplyvnené priestorovým nábojom, ktorý vzniká v dôsledku zahnutia pásov na rozhraní kovu a polovodiča (napr. kladný priestorový náboj súvisí s injekciou dier z kontaktu). Pre jednoduchosť sa ďalej bude predpokladať konštantná pohyblivosť  $\mu_e$  a konštantná hustota

priestorového náboja  $\rho$ . Posledná aproximácia je v *CdZnTe* detektoroch podľa meraní [16]–[19] vo väčšine prípadov relatívne dobre splnená. Z homogénne rozdelenej hustoty priestorového náboja a Poissonovho zákona potom vyplýva, že profil vnútorného elektrického poľa je lineárny [14]:

$$E(x) = E(0) - ax \geq 0. \quad (4.2)$$

Parameter  $a$  pritom udáva sklon poľa spôsobený priestorovou nábojovou hustotou a hodnota  $E(0)$  veľkosť elektrického poľa pod osvetlenou katódou. Hodnota parametru  $a$  závisí na kvalite kryštálu *CdZnTe* alebo na kvalite kontaktov a súvisí s hustotou priestorového náboja vzťahom:

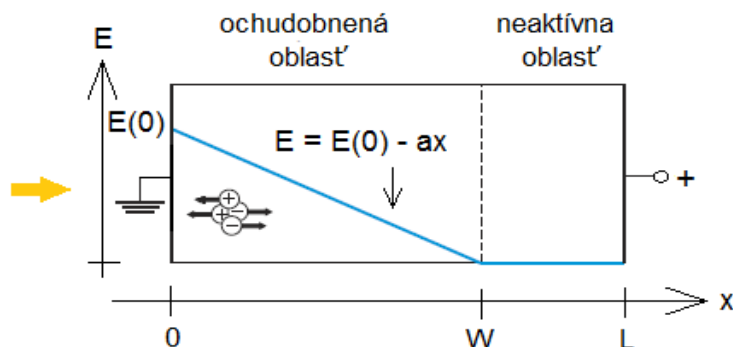
$$a = \frac{\rho}{\epsilon_0 \epsilon_r}. \quad (4.3)$$

Definícia (4.2) zaručuje, že elektrické pole  $E(x)$  je vždy nezáporné bez ohľadu na polaritu priloženého napätia, na typ zbieraných nosičov a polaritu priestorového náboja. Tiež zohľadňuje, že vytvorenie priestorového náboja môže vytvoriť pod kontaktom neaktívnu vrstvu s nulovým elektrickým poľom (viď obr. 4.6).

Ako nosiče generované pod katódou driftujú k opačnej elektróde, časť z nich sa stráca v dôsledku záchytu na pascách v zakázanom páse. Zanedbaním možnosti vyprázdňovania pascí možno úbytok nosičov v dôsledku záchytu na pascách vyjadriť exponenciálnym poklesom:

$$Q(t) = Q_0 e^{-t/\tau_e}. \quad (4.4)$$

Veľičina  $Q_0$  pritom značí celkový náboj vygenerovaný absorpciou svetla a konštanta  $\tau_e$  značí dobu života elektrónov.



Obr. 4.6: Profil vnútorného elektrického poľa.

Dosadením výrazu (4.2) do rovnice kontinuity pre elektróny  $\frac{dx}{dt} = \mu_e E(x) = v(t)$  potom dostaneme:

$$x(t) = \frac{E(0)}{a} (1 - e^{-a\mu_e t}). \quad (4.5)$$

Prúd indukovaný pohybom nabitých častíc na detektore s dvoma planárnymi elektródami vo vzdialenosti  $L$  možno vyjadriť vzťahom:

$$i(t) = \frac{Q(t)v(t)}{L} = \frac{Q_0 E(0) \mu_e}{L} e^{-(a + \frac{1}{\mu_e \tau_e}) \mu_e t} \propto e^{-ct}, \quad (4.6)$$

pričom sa definoval tlmiaci faktor

$$c = \left( a + \frac{1}{\mu_e \tau_e} \right) \mu_e. \quad (4.7)$$

Môžu nastať tri prípady:

- V špeciálnom prípade nepolarizovaných detektorov je sklon poľa podľa (4.3) nulový, čomu odpovedá homogénne vnútorné elektrické pole.
- Ak je šírka ochudobnenej oblasti  $W$  rovná hrúbke detektoru  $L$  potom neexistuje neaktívna oblasť s nulovým elektrickým poľom vnútri vzorku. V tom prípade sa jedná o slabo polarizovaný detektor. Medzi priloženým napätím na detektor a elektrickým poľom v tom prípade platí vzťah:

$$U = E(0)L - \frac{1}{2} a L^2. \quad (4.8)$$

Označme dobu, za ktorú dorazí čelo generovaných elektrónov na anódu symbolom  $t_{tr}$ , potom pre vzdialenosť ktorú elektróny urazia podľa (4.5) platí:

$$x(t_{tr}) = \frac{E(0)}{a} (1 - e^{-a\mu_e t_{tr}}) = L. \quad (4.9)$$

Kombináciou rovníc (4.7) - (4.9) nakoniec dostaneme pre sklon vnútorného poľa  $a$  transcendentnú rovnicu [14]:

$$ct_{tr} = \left( 1 + \frac{1}{a\mu_e \tau_e} \right) \ln \left( \frac{1 + \frac{aL^2}{2U}}{1 - \frac{aL^2}{2U}} \right). \quad (4.10)$$

Ak poznáme parametre  $c$ ,  $t_{tr}$  a  $\mu_e \tau_e$  z TCT experimentu možno pomocou (4.10) numericky vypočítať sklon poľa  $a$ . Typický tvar nameranej prúdovej krivky je na

obr. 4.7, odkiaľ je zrejmy význam jednotlivých parametrov. Tlmiaci faktor  $c$  možno dostať fitovaním klesajúcej časti prúdovej krivky exponenciálnou funkciou podľa (4.6). Dobu prechodu  $t_{tr}$  možno dostať priamo z tvaru prúdovej krivky ako vzdialenosť medzi nábehom pulzu a miestom kedy dôjde k rýchlemu poklesu prúdu, kedy dorazí čelo nosičov na anódu. Hodnotu  $\mu_e\tau_e$  možno určiť zo spektrálnej analýzy (viď stať 4.2) pomocou Hechtovej relácie (3.2).

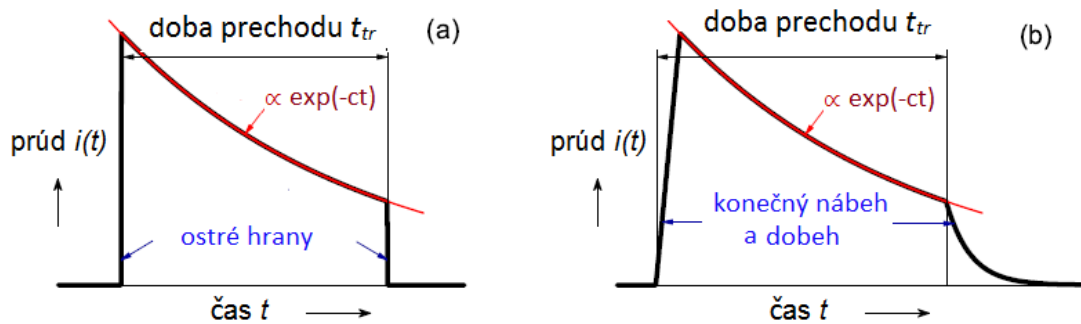
- c) Pre silne polarizovaný detektor so šírkou ochudobnenej oblasti  $W$  menšou než hrúbka detektoru  $L$  je elektrické pole v blízkosti jednej elektródy kompletne odtienené priestorovým nábojom. V tomto prípade nie je doba prechodu  $t_{tr}$  jednoznačne definovaná a k určeniu sklonu poľa z rovnice (4.10) nemáme dostatok parametrov. Za predpokladu, že pohyblivosť nosičov nezávisí na priloženom poli možno však určiť hodnotu  $\mu_e$  z analýzy prúdového pulzu meraného pri vyššom priloženom napätí  $U$ , pri ktorom sa už neaktívna zóna nevyskytuje. Použitím získanej hodnoty  $\mu_e$ , rovníc (4.7) a (4.10) tak možno dopočítať profil elektrického poľa aj pri nižších napätiach.

V ideálnom prípade má časový priebeh trazientného prúdu z rovnice (4.6) tvar ako na obr. 4.7 a). Odpovedá to prípadu kedy sa všetky nosiče vygenerujú v jednom momente a okamžite začnú driftovať v priloženom poli skrz vzorku. Nábehová hrana a dobehová hrana pulzu je potom infinitezimálne ostrá. Avšak reálne má prúdová krivka získaná z TCT meraní tvar ako na obr. 4.7 b), pre ktorý je typická konečná nábehová a dobehová hrana. Rozdiel oproti ideálnemu prípadu môže byť spôsobený napríklad plazma efektom<sup>7</sup>, konečnou šírkou laserového pulzu alebo vyprázdňovaním pascí v zakázanom páse, pričom prvé dve javy sa prejavujú hlavne pri nábehu prúdového pulzu a posledný jav pri dobehu pulzu.

Vzťahy odvodené v tejto stati platia pre zber elektrónov. V prípade, že osvetľujeme silne absorbujúcim sa svetlom anódu možno pre profil poľa odvodiť analogickú rovnicu ako (4.10). Pri zbere dier dochádza k záchytnému náboju na pascách, sklon poľa  $a$  nadobúda podľa rovnice (4.3) zápornú hodnotu a teda pole od katódy k anóde rastie. Čo je opačný priebeh ako pri konfigurácii pre zber elektrónov.

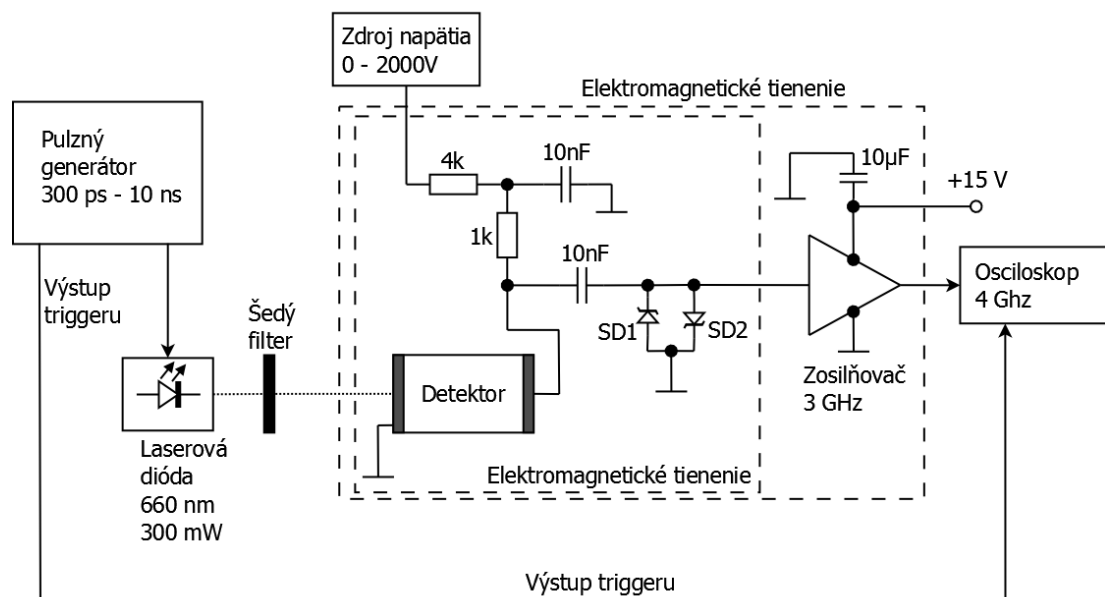
<sup>7</sup> Plazma efekt môže vznikáť napríklad v materiály  $CdZnTe$  pri použití alfa žiarenia, ktorého častice sa vyznačujú energiou  $\approx 5$  MeV. Nakoľko energia potrebná ku generácii elektrón-dierového páru v  $CdZnTe$  je približne 4.4 eV, vygeneruje sa pozdĺž dráhy alfa častice až  $10^6$  elektrón-dierových párov. Vďaka Coulombickej interakcii vygenerovaného oblaku nosičov s priloženým polom nedôjde k okamžitej separácii elektrónov a dier a k ich následnému driftu k príslušným elektródam. Popísaný jav sa označuje pojmom plazma efekt.





Obr. 4.7: a) Idealizovaný časový priebeh prúdového pulzu s ostrou nábehovou a dobehovou hranou, b) reálny tvar prúdového pulzu s konečnou nábehovou a dobehovou hranou získaný z TCT merania.

Experimentálna aparátúra pre meranie TCT prúdov je znázornená na obr. 4.8. Vzorka je umiestnená v medenom boxe slúžiacom k tieneniu vonkajšieho elektromagnetického žiarenia. Detektor sa osvetľuje laserovou diódou s vlnovou dĺžkou 662 nm po dobu 3 ns s periódou 100 Hz pomocou generátora pulzov Picosecond. Aby došlo k zberu generovaných nosičov je na detektor privedené napätie zdrojom Iseg SHQ 122M. Získaný prúdový impulz od pohybujúcich sa nosičov je zosilnený pomocou 3-GHz zosilňovača Miteq. Získaný signál sa prevedie na napäťový pulz a je zaznamenávaný na 4-GHz digitálnom osciloskope LeCroy.



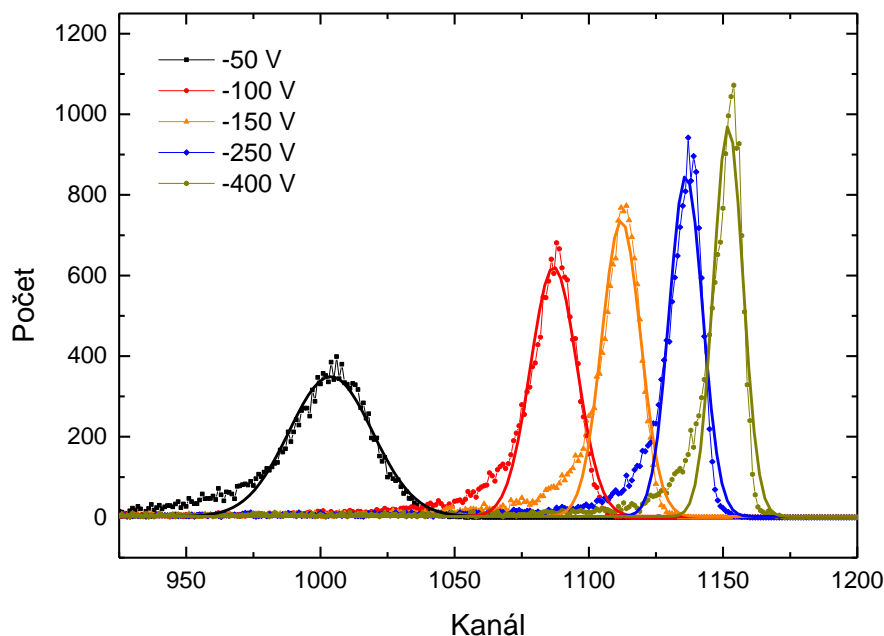
Obr. 4.8: Schéma aparátúry k meraniu tranzientných prúdov.

## 5 Výsledky meraní a diskusia

### 5.1 Spektrálne merania

Podľa stati 4.2 boli na detektoroch B7, C5, A12 a B12 najskôr prevedené spektrálne merania, pričom použitý alfa žiarič  $\text{Am}^{241}$  s aktivitou 8.4 kBq bol umiestnený na strane katódy detektora. Spektrá boli merané s krokom 50 V pre rôzne napätia na vzorkách v rozmedzí 50 V až 600 V.

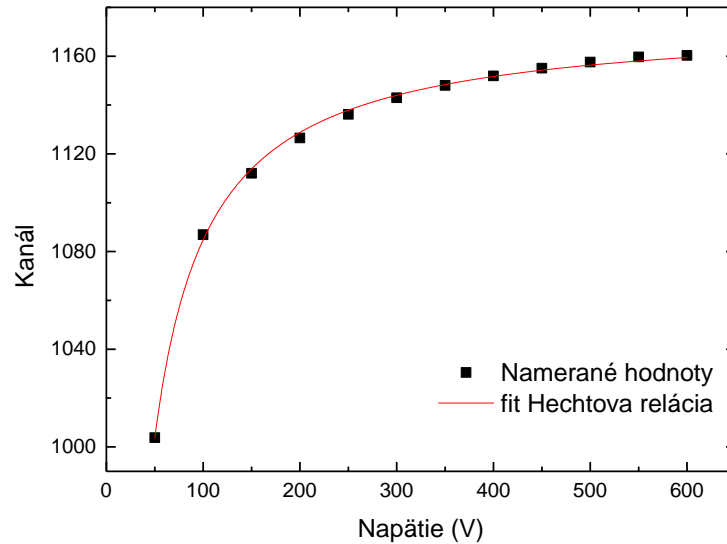
Príklad nameraných alfa spektier pre vzorku B7 je znázornený na obr. 5.1, odkiaľ je zrejmé že pri vyšších napätiach majú peaky pozorované v spektre tendenciu posúvať sa k vyšším kanálom. Odpovedá to skutočnosti, že v silnejšom priloženom elektrickom poli dochádza k lepšiemu zberu generovaných elektrónov. Jednotlivé peaky boli v programe OriginPro 9 fitované Gaussovou funkciou, čím sa získali parametre poloha stredu peaku  $x_c(U)$  a pološírka  $FWHM$ . Zo závislosti polohy stredu peaku na priloženom napätí (viď obr. 5.2 možno potom pomocou jednočasticovej Hechtovej relácie (3.2) získať materiálový parameter  $\mu_e \tau_e$ . Získané parametre  $\mu_e \tau_e$  vzoriek B7, C5, A12 a B12 z meraní spektier žiariča  $\text{Am}^{241}$  sú uvedené v tab. 5.1.



Obr. 5.1: Spektrá alfa žiariča  $\text{Am}^{241}$  namerané u vzorky B7 pre päť rôznych napätí.

Vzorka	$\mu_e \tau_e$ [ $cm^2 \cdot V^{-1}$ ]
B7	$1.24 \cdot 10^{-3}$
C5	$2.31 \cdot 10^{-3}$
A12	$1.35 \cdot 10^{-3}$
B12	$1.46 \cdot 10^{-3}$

Tab. 5.1: Parametre  $\mu_e \tau_e$  získané fitovaním závislosti polohy stredu peaku spektra na priloženom napätí pomocou jednočasticovej Hechtovej relácie.

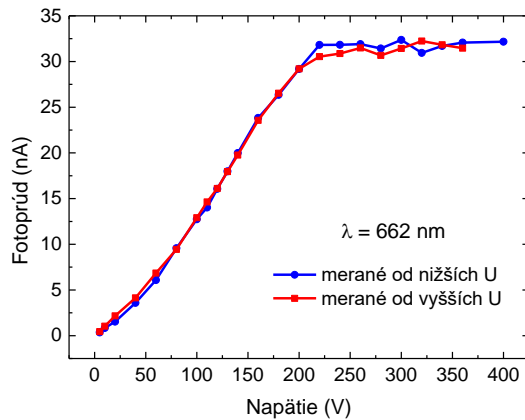


Obr. 5.2: Závislosť polohy  $x_c$  na napätí získaná z alfa spektra vzorky B7.

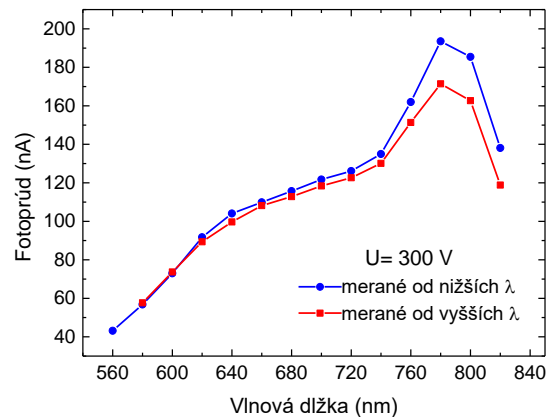
## 5.2 Meranie DC fotoprúdov

Pred začatím merania foto-VA závislostí, či spektrálnych závislostí fotoprúdu bola overená reprodukovateľnosť experimentálnych dát v závislosti od toho či pri meraní postupujeme od nižších napätí  $U$  na detektore k vyšším alebo naopak vyšších napätí k nižším. Analogicky bola overená aj reprodukovateľnosť spektrálnej závislosti fotoprúdu.

Foto-VA charakteristiky zmerané najskôr pri znižujúcom sa napätí a druhýkrát pri zvyšujúcom sa napätí za konštantnej vlnovej dĺžky 662 nm sú znázornené na obr. 5.3. Vidíme, že v rámci chyby merania je opakovateľnosť dát dostatočne dobrá. Takisto zo spektrálnych meraní pri konštantnom napätí 300 V na detektore zobrazených na obr. 5.4 vidíme dobrú reprodukovateľnosť meraní. Až pre  $\lambda > 760$  nm a teda energie svetla nižšie než je šírka zakázaného pásu  $CdZnTe$ , tvoril rozdiel medzi meraniami  $\approx 15$  %. Obe merania z obr. 5.3 a obr. 5.4 boli prevedené v usporiadaní pre zber elektrónov.



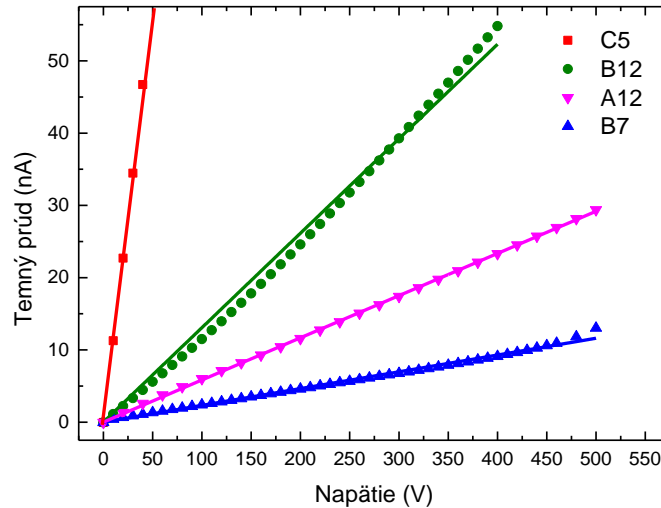
Obr. 5.3: Reprodukovanosť foto-prúdu v závislosti na priloženom napätí na detektore pri vlnovej dĺžke 662 nm. Modré body boli merané od nižších napätí k vyšším a červené body naopak od vyšších napätí dole.



Obr. 5.4: Reprodukovanosť foto-prúdu v závislosti na vlnovej dĺžke pri napätí 300 V. Modré body boli merané od nižších vlnových dĺžok k vyšším a červené body naopak od vyšších vlnových dĺžok k nižším.

Nakoľko dôsledkom povrchových stavov nemožno stanoviť charakter kontaktu len na základe výstupných prác polovodiča *CdZnTe* a zlata, bola ohmicita pripravených kontaktov overovaná prostredníctvom VA charakteristík za tmy. Namerané VA závislosti pre vzorky B7, C5, A12 a B12 sú znázornené spolu s prevedeným lineárnym fitom na obr. 5.5. Hodnoty merného elektrického odporu získané z lineárneho fitu sú uvedené v tab. 4.1. Vzorka C5 sa vyznačovala značne veľkými temnými prúdmi (napr. pri 500 V na detektore dosahovali temné prúdy až 950 nA), preto sa pre väčšiu prehľadnosť na obr. 5.5 nenachádza jej celá nameraná VA charakteristika. Ako možno vidieť z obr. 5.5 dostávame až na vzorku B12 skoro lineárne závislosti a teda pripravené kontakty sú skoro ohmické. Kontakty vzorky B7 sa stávajú injekčnými až pri  $\approx 500$  V.

Vysokú hodnotu temných prúdov u vzorky C5 možno zdôvodniť veľkými zvodovými prúdmi, ktoré tečú po povrchu vzorky. Podľa [20] povrchové zvodové prúdy značne prevládajú nad menšinovými prúdmi tečúcimi skrz objem *CdZnTe* tvoriacimi približne len  $\approx 5$  %. K separácii objemových a povrchových prúdov sa často používa metóda s ochrannou elektródou (tzv. guard ring) detailne popísaná v [21], [22]. Teoretické modely odvodené v štádiách 1.4 a 2 uvažujú len objemové prúdy. Príspevok povrchových prúdov sa však v experimentálnych dátach odčíta, ak určíme výsledný foto-prúd ako rozdiel prúdov nameraných pri osvetlení vzorky a temných prúdov (viď. obr. 4.3).

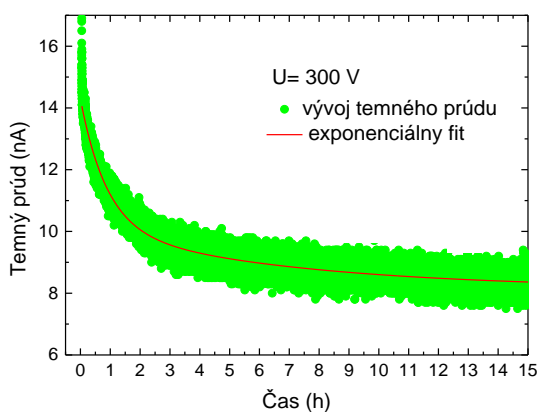


Obr. 5.5: Závislosť temného prúdu na napätí nameraná na vzorkách C5, B12, A12, B7.

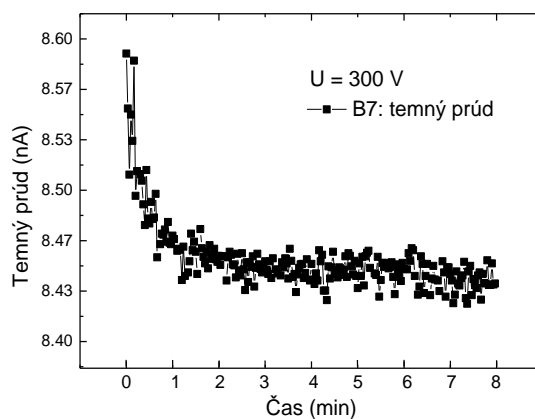
### 5.2.1 Časové priebehy temných prúdov

Pri meraní foto-VA charakteristík sa objavil problém, že vzorky ponechané dlhšiu dobu na svetle pred začatím merania boli polarizované. Preto po priložení napätia na vzorku dochádzalo k relaxácii temného prúdu v dôsledku vyprázdňovania pascí v zakázanom páse. Na obr. 5.6 je znázornený časový priebeh temného prúdu nameraný po skokovom priložení napätia 300 V na detektor a po predchádzajúcej dlhšej expozícii vzorky B7 na svetle. Pozorovaný časový priebeh z obr. 5.6 sa zrejme nedá nafitovať jednoduchou exponenciálnou funkciou, ale je daný súčtom minimálne dvoch exponenciálnych závislostí. Počiatočný strmý pokles temného prúdu pravdepodobne nastáva dôsledkom vyprázdňovania plytkých pascí v zakázanom páse. Pomalý pokles temného prúdu pravdepodobne zasa odpovedá vyprázdňovaniu hlbokých hladín nakoľko sa vyznačujú menším emisným koeficientom. Hodnota temného prúdu zrelaxovala na hodnotu prúdu  $\approx 8$  nA, ktorá už pochádza čisto z kontaktu až po štyroch hodinách. V prípade, že vzorka bola pred začatím merania ponechaná niekoľko hodín v tme, bola pozorovaná oveľa kratšia doba relaxácie temného prúdu v rádoch niekoľkých minút ako možno vidieť na obr. 5.7. Súčasne sa hodnoty temného prúdu už nemenili v rozsahu nA ako v predošlom prípade, ale v rozsahu stotín nA.<sup>8</sup> Preto sa pred meraniami fotoprúdov skladovali vzorky v tme.

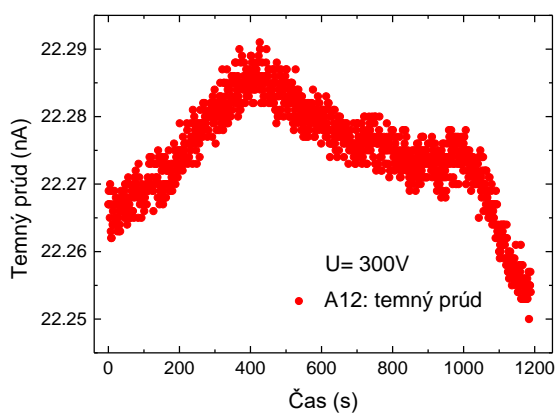
<sup>8</sup> Používaný multimeter Keithley 2100 sa vyznačoval rozlíšením na šesť a pol desatinných miest. Merané napätia na odpore  $R_2 = 1000$  k $\Omega$  boli v rádoch desiatok  $\mu$ V. Získaný rozsah temných prúdov na obr. 5.7 a obr. 5.8 je preto ešte v rámci presnosti použitého multimetra.



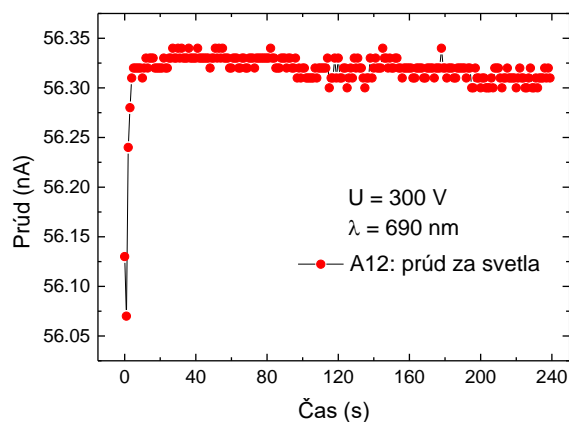
Obr. 5.6: Časový priebeh temného prúdu vzorky B7 pri napätí 300 V na detektore. V čase nula bolo napätie na detektore skokovo zmenené z hodnoty 290 V na 300 V. Pred začatím merania sa vzorka nachádzala niekoľko hodín na svetle.



Obr. 5.7: Časový priebeh temného prúdu vzorky B7 pri napätí 300 V na detektore. V čase nula bolo napätie na detektore skokovo zmenené z hodnoty 290 V na 300 V. Pred začatím merania sa vzorka nachádzala niekoľko hodín v tme.



Obr. 5.8: Časový priebeh temného prúdu vzorky A12 pri napätí 300 V na detektore. V čase nula bolo napätie na detektore skokovo zmenené z hodnoty 290 V na 300 V. Pred začatím merania sa vzorka nachádzala niekoľko hodín v tme.



Obr. 5.9: Časový priebeh prúdu tečúceho osvetlenou vzorkou A12 pri napätí 300 V na detektore. V čase nula sa začala vzorka ožarovať svetlom s vlnovou dĺžkou 690 nm.

Pre vzorky A12 a B12 bol po zmene napätia na detektore typický počiatočný nárast temného prúdu v čase ako možno vidieť na obr. 5.8. Pozorované klesajúce časové relaxácie temného prúdu na obr. 5.7 a obr. 5.8 pravdepodobne súvisia s prerozdeľovaním priestorového náboja vo vzorku, zatiaľ čo počiatočný nárast temného prúdu z obr. 5.8 môže byť spôsobený malým nárastom teploty vzorky v dôsledku tečúceho prúdu. Na obr. 5.9 je ďalej znázornený časový priebeh prúdu tečúceho vzorkou A12 po ožiarení svetlom s vlnovou dĺžkou 690 nm. V tomto prípade strmý počiatočný nárast súvisí s obsadzovaním pascí v zakázanom páse [8].

### 5.2.2 Foto-VA charakteristiky

Na vzorkách B7, C5, A12 a B12 boli v experimentálnom usporiadaní podľa stati 4.3 merané foto-VA charakteristiky. Nameraná závislosť pre vzorku B7 získaná v konfigurácii pre zber elektrónov a za použitia laserovej diódy 690 nm je znázornená na obr. 5.10. Oblasť saturácie fotoprúdu odpovedá prípadu, kedy sa zozbiera všetok generovaný náboj, zatiaľ čo v oblasti lineárneho rastu dochádza k stratám nosičov v dôsledku rekombinácie. Maximálna hodnota prúdu v saturovanej oblasti je zrejme obmedzená intenzitou osvetlenia. Získané dáta boli fitované teoretickými modelmi SCLP 1, SCLP 2 a MHR menovite podľa (2.19), (2.31) a podľa (1.34).

Modifikovaná Hechtova relácia počíta len s povrchovou rekombináciou, vďaka čomu môže použiť zjednodušený predpoklad homogénneho poľa vo vzorku. Výstupné parametre, ktoré možno dostať fitovaním experimentálnej závislosti modelom MHR sú parameter  $\mu_e \tau_e$ , podiel rýchlosti povrchovej rekombinácie a pohyblivosti elektrónov  $\frac{s_e}{\mu_e}$  a intenzita dopadajúceho svetla. Zásadným rozdielom oproti teóriám SCLP je predpoklad konečnej doby života  $\tau$ .

Model SCLP 1 zahŕňa vplyv priestorového náboja a pripúšťa tak priestorovú závislosť vnútorného poľa. Fitovaním experimentálnych dát možno dostať pohyblivosť elektrónov  $\mu_e$  (resp. dier ak osvetľujeme anódu), rýchlosť povrchovej rekombinácie  $s_e$ , intenzitu dopadajúceho svetla a parameter  $\theta$  definovaný vzťahom (2.4). Nakoľko svetlo s energiou väčšou než je energia zakázaného pásu generuje elektrón-dierové páry tesne pod povrchom, potom za predpokladu že osvetľujeme katódu sa diery už v objeme polovodiča nenachádzajú. Preto elektróny driftujúce k anóde skrz vzorku v objeme už nemôžu rekombinovať s dierami. K rekombinácii

zrejme môže dochádzať len v blízkosti povrchu, kde došlo k absorpcii svetla. Preto sa doba života nosičov náboja blíži v objeme k nekonečnu a v danej konfigurácii merania by správne nemala byť definovaná.

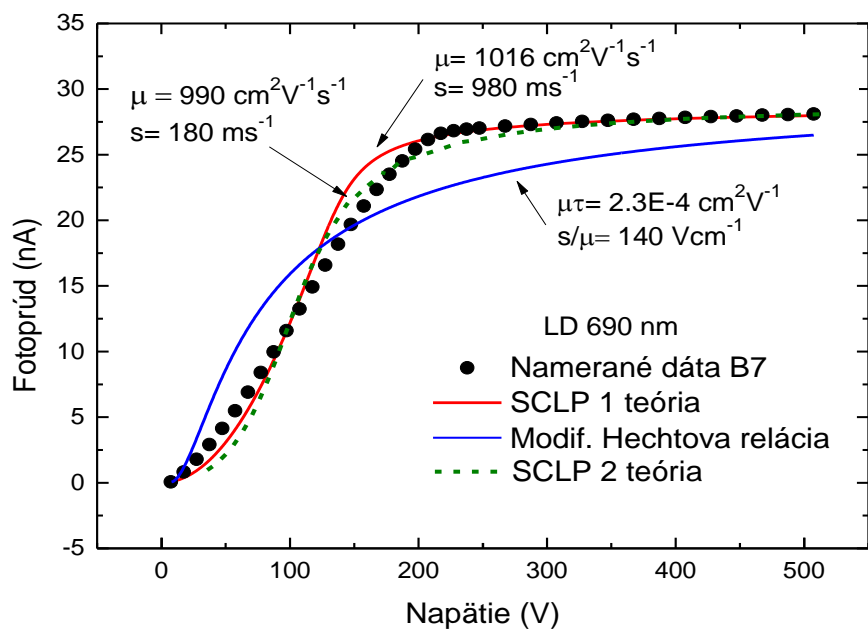
Ako vidno z obr. 5.10 odpovedá teoretický model SCLP 1 nameraným dátam oveľa lepšie než model MHR. V prípade nízkych napätí a napätí, u ktorých začína saturácia fotoprúdu sa však stále vyskytujú odchýlky od experimentu. Namerané hodnoty fotoprúdu v spomínaných oblastiach majú skôr lineárnejší priebeh, než parabolický ako udáva teoretický model. Za účelom objasnenia tejto nezrovnalosti bol preto v stati 2.3 vytvorený nový numerický model SCLP 2 uvažujúci navyše možnosť záchytu na hlbokých pascách a vplyv temných prúdov. Ako však vidno z obr. 5.10, experimentom pozorovaný lineárnejší nárast fotoprúdu za nízkych napätí sa nedostal ani v novom numerickom modeli.

Nakoľko sa stovky  $nm$  pod povrchom polovodiča generuje absorpciou svetla veľké množstvo elektrón-dierových párov musí tu byť podľa Ohmovho zákona malé elektrické pole. V tom prípade v blízkosti osvetľovanej elektródy už nemôže byť difúzna zložka prúdu zanedbaná oproti driftovej zložke, ako náš model SCLP zjednodušene predpokladá. Vplyv difúzneho prúdu by mal byť tým výraznejší, čím nižšie napätia na detektor privádzame. To by mohlo vysvetľovať odchýlky experimentu od teórie v prípade nižších napätí.

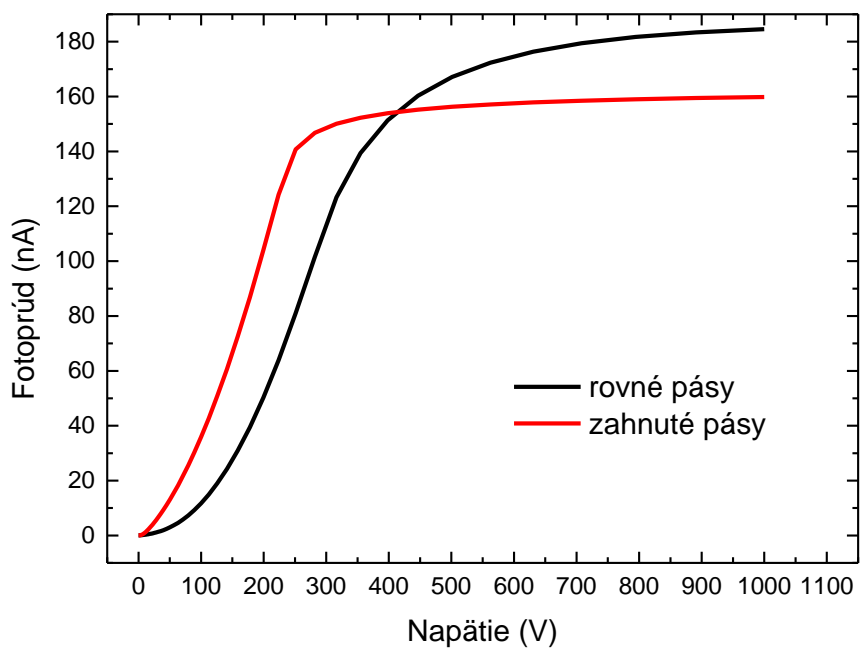
Oba modely SCLP ďalej uvažujú homogénne osvetlenie polovodiča, homogénnu rekombináciu v ožarovanej ploche, uvažujú rovné pásy na rozhraní kovu s polovodičom a počítajú len so záporným priestorovým nábojom od zachytených elektrónov. Spomenuté aproximácie môžu takisto viesť k pozorovaným odchýlkam.

Za účelom objasnenia nezrovnalostí boli preto zostavené ďalšie numerické modely fotoprúdov obmedzovaných priestorovým nábojom. Predpokladali sa pritom dve rôzne pascové hladiny s odlišnými záchytnými koeficientmi  $\beta_e$ ,  $\beta_h$  pre elektróny a pre diery. Odvođený bol jednak teoretický model, ktorý uvažoval rovné pásy pod katódou a teoretický model uvažujúci pásy zahnuté u katódy nahor o  $0.05 \cdot E_G$ . Na obr. 5.11 je znázornené porovnanie oboch modelov, pričom spoločné parametre použité pri simulácii teoretických modelov sú zhrnuté v tab. 5.2. Ako je z porovnania modelov zrejme parabolický nárast fotoprúdu u nižších napätí sa po zarátaní možnosti zahnutých pásov pod katódou eliminoval a dostávame skôr lineárny nárast. Hlavnou príčinou parabolického rastu fotoprúdu u nízkych napätí v teóriách SCLP 1 a SCLP 2 teda očividne spočíva v predpoklade rovných pásov.





Obr. 5.10: Foto-VA charakteristika vzorky B7 získaná pri osvetlení laserovou diódou 690 nm. Merané v konfigurácii pre zber elektrónov. Dáta sú fitované modelmi MHR, SCLP 1 a SCLP 2.



Obr. 5.11: Porovnanie teoretického modelu, ktorý uvažuje rovné pásy u katódy s modelom uvažujúcim zahnuté pásy u katódy. Parametre použité pri simulácii sú zhrnuté v tab. 5.2.

$N_{t1}$ [cm <sup>-3</sup> ]	$N_{t2}$ [cm <sup>-3</sup> ]	$\beta_{1e}$ [cm <sup>2</sup> ]	$\beta_{1h}$ [cm <sup>2</sup> ]	$\beta_{2e}$ [cm <sup>2</sup> ]	$\beta_{2h}$ [cm <sup>2</sup> ]	$I_l$ [cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]	$L$ [cm]	$E_F$ [eV]
$1 \cdot 10^{12}$	$2 \cdot 10^{14}$	$10^{-15}$	$10^{-14}$	$2 \cdot 10^{-16}$	$10^{-14}$	$10^{12}$	0.16	$-0.48E_G$

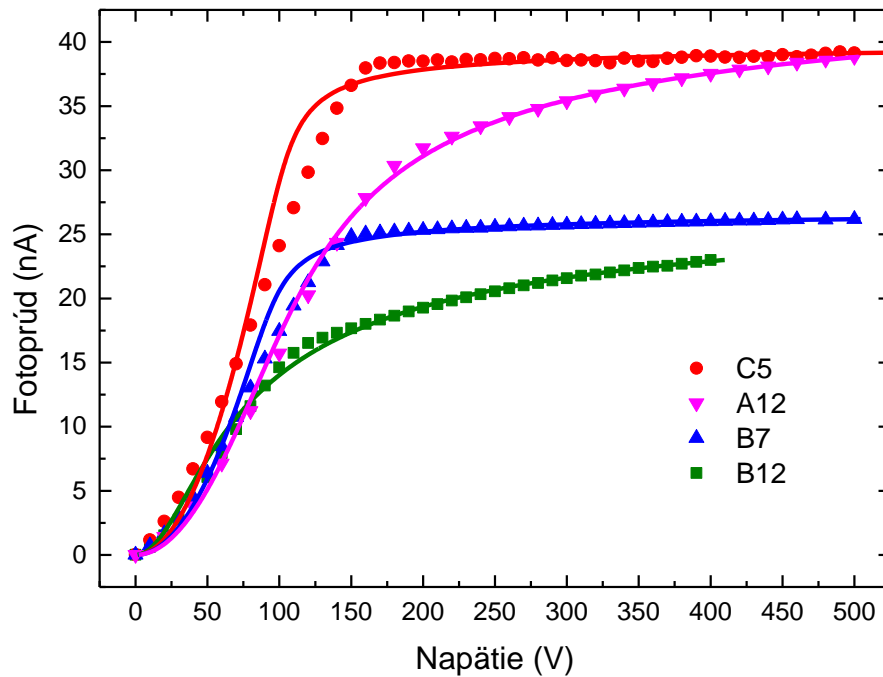
Tab. 5.2: Parametre použité pri výpočte teoretických závislostí z obr. 5.11. Veličina  $N_{ti}$  pritom reprezentuje efektívnu hustotu stavov na pascových jednotlivých hladinách,  $\beta_{ei}$  záchytný koeficient pascovej hladiny pre elektróny,  $\beta_{hi}$  záchytný koeficient pascovej hladiny pre diery,  $I_l$  hustotu toku dopadajúcich fotónov,  $L$  hrúbku vzorku,  $E_F$  polohu Fermiho hladiny. Pre polohu pascovej hladiny značenej indexom 1 pritom platí  $E_{t1} = E_C - 0.48 \cdot E_G$  a pre polohu pascovej hladiny značenej indexom 2 platí  $E_{t2} = E_C - 0.44 \cdot E_G$ .

Na obr. 5.12 je ďalej znázornené porovnanie foto-VA charakteristík nameraných laserovou diódou 690 nm v konfigurácii pre zber elektrónov na vzorkách B7, C5, A12 a B12 spolu s príslušnými fitmi podľa (2.19), ktorých výsledky sú uvedené v tab. 5.3. Ako vidno z obr. 5.12 v každej vzorke sa pri použití svetla rovnakej vlnovej dĺžky 690 nm generuje iná koncentrácia nadbytočných nosičov. Najpravdepodobnejšou príčinou je odlišná hrúbka zlatých kontaktov u jednotlivých vzoriek, ktorá spôsobuje odlišnú transmisiu.

Fotoprúdy vzoriek C5, B7 sa navyše u vyšších napäti saturovali, zatiaľ čo u vzoriek A12 a B12 sa nezobieral všetok generovaný náboj ani pri veľkých priložených napätiach na detektore. Príčinou nesaturovanej oblasti u vzoriek A12, B12 môže byť napríklad nehomogénna povrchová rekombinácia. Ďalším možným vysvetlením nesaturovaných fotoprúdov u vysokých napäti môže byť injekcia dier z anódy. Injektované diery môžu potom počas driftu ku katóde rekombinovať s generovanými elektrónmi. Preto sa ani pri vyšších napätiach nemusí zozbierať všetok foto-generovaný náboj. Efekt injekcie dier by mal súčasne viesť k zníženiu hodnoty záporného priestorového náboja. Síce zo samotných VA charakteristík vzoriek A12, B12 (viď obr. 5.5) nemožno jednoznačne usúdiť, či k injekcii dier z kladného kontaktu naozaj dochádza, ale možno tak urobiť z analýzy hustoty priestorového náboja získanej pomocou TCT meraní. Diskusia o príčine nesaturovanej hodnoty fotoprúdov vzoriek A12, B12 bude preto prebraná až v neskoršej kapitole 5.4 po TCT meraniach.

Podobné nesaturované foto-VA charakteristiky *CdZnTe* detektorov boli pozorované aj napríklad v článkoch [1], [2], [4], kde boli fitované modifikovanou Hechtovou reláciou. V uvedených publikáciách odpovedali fity MHR veľmi dobre

nameraným dátam, čo môže viesť k myšlienke, že v systémoch kde nedochádza k saturácii fotoprúdov u vyšších napätí sa vo zvýšenej miere prejavuje povrchová rekombinácia a že vplyv priestorového náboja je zanedbateľný. Avšak je potrebné si uvedomiť, že závislosť, v ktorej fotoprúd stále pozvoľne rastie je analyticky jednoduchšie opísateľná funkcia, zatiaľ čo náhly prechod medzi lineárnou a saturovanou oblasťou sa obecné ťažko analyticky popisuje. Preto fity prevedené MHR v týchto publikáciách nemusia viesť k správnym záverom.

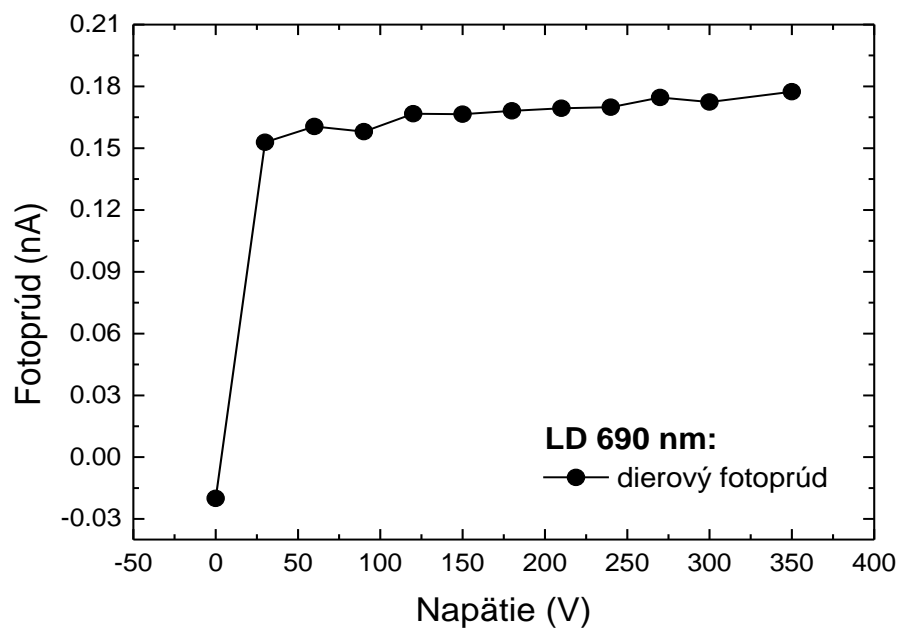


Obr. 5.12: Porovnanie foto-VA charakteristík vzoriek C5, A12, B7 a B12 nameraných v rovnakom usporiadaní pre zber elektrónov. Vlnová dĺžka použitej laserovej diódy bola 690 nm. Namerané dáta, až na vzorku A12 boli preložené teoretickou závislosťou podľa (2.19).

Vzorka	$s_e [\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}]$	$\mu_e [\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}]$	$\theta$	$I_l [\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}]$
C5	76 000	1100	$1.9 \cdot 10^7$	$2.5 \cdot 10^{11}$
A12	397 000	990	$1.1 \cdot 10^7$	$2.7 \cdot 10^{11}$
B7	79 000	1100	$1.6 \cdot 10^7$	$1.7 \cdot 10^{11}$
B12	560 000	990	$7.1 \cdot 10^6$	$1.7 \cdot 10^{11}$

Tab. 5.3: Parametre získané fitovaním foto-VA charakteristík na obr. 5.12 teoretickou závislosťou (2.19).

Pre vzorku B7 sa nakoniec merala aj foto-VA charakteristika v konfigurácii pre zber dier, čiže za podmienok osvetľovania anódy. K meraniu bola opäť použitá laserová dióda 690 nm. Ako vidno z obr. 5.13 dosahuje fotoprúd len veľmi slabé signály v rádoch desiatín nA, čo zrejme svedčí o existencii hladiny s veľkým záchytným koeficientom pre diery nachádzajúcej sa tesne pod povrchom polovodiča. Silnejší signál od dier možno v takom prípade dostať za vyšších teplôt polovodiča. Táto idea je zrejmá z definície parametru  $\theta \equiv \frac{N_t}{N_c} \exp\left(-\frac{E_t}{kT}\right)$ . Napríklad zahriatie vzorky o 20 °C by malo oslabiť parameter  $\theta$  približne o rád.



Obr.5.13: Foto-VA charakteristika vzorky B7 meraná v konfigurácii pre zber dier s laserovou diódou 690 nm.

### 5.2.3 Závislosť fotoprúdu na intenzite

U vzorky B7 bola pre dve pevne zvolené napätia na detektore 60 V a 400 V meraná závislosť fotoprúdu na intenzite dopadajúceho žiarenia.

Meranie prebiehalo v experimentálnom usporiadaní podľa obr. 4.4 s tým rozdielom, že do dráhy zväzku z laserovej diódy sa navyše zabudoval kruhový šedý filter od firmy Thorlabs. Filter bol rozdelený na osem častí, z ktorých každá disponovala inou optickou hustotou OD<sup>9</sup> pohybujúcou sa v rozsahu 0.04 až 1.00.

Namerané hodnoty fotoprúdu pri rôznej transmisii svetla dopadajúceho skrz filter sú znázornené na obr. 5.14. Logaritmus fotoprúdu v závislosti na logaritme transmisie je znázornený na obr. 5.15. Prevedením lineárneho fitu závislosti fotoprúdu na intenzite dopadajúceho svetla v logaritmickú škálu možno podľa (1.11) usudzovať aké efekty vyvoláva absorbované svetlo v látke.

V prípade napätia 60 V bola najskôr u fotoprúdu za nižších intenzít osvetlenia pozorovaná sublineárna závislosť so sklonom  $\gamma_{60V,1} = 0.82$  a za vyšších intenzít ešte pozvoľnejší lineárny rast so sklonom  $\gamma_{60V,2} = 0.22$ .

Základný Shockleyho-Readov model (SR) [23] uvažujúci len jednu rekombinačnú hladinu v zakázanom páse predpovedá hodnotu sklonu  $\gamma = 1$ . V špeciálnom prípade tzv. bimolekulárnej rekombinácie, ku ktorej dochádza na povrchu možno zo SR modelu s jednou rekombinačnou hladinou dostať sklon  $\gamma = 1/2$ , čo však stále neodpovedá nášmu experimentu. Obecne sa sublineárne chovanie fotoprúdu vysvetľuje troma modelmi [8]:

- a) SR modelom uvažujúcim možnosť bimolekulárnej rekombinácie na povrchu rovnako ako aj monomolekulárnej rekombinácie v objeme, pre ktorú je charakteristický sklon  $\gamma = 1$ .
- b) SR modelom s jednou rekombinačnou hladinou, ktorý navyše zahrňuje prítomnosť viacerých pascí s exponenciálnym rozdelením, takým že Fermiho medza leží uprostred exponenciálneho rozdelenia [24]. Vplyvom osvetlenia sa posúva kvazi-Fermiho hladina a pascové hladiny sa menia na rekombinačné centrá, čo vedie k zvýšenej miere rekombinácie.

---

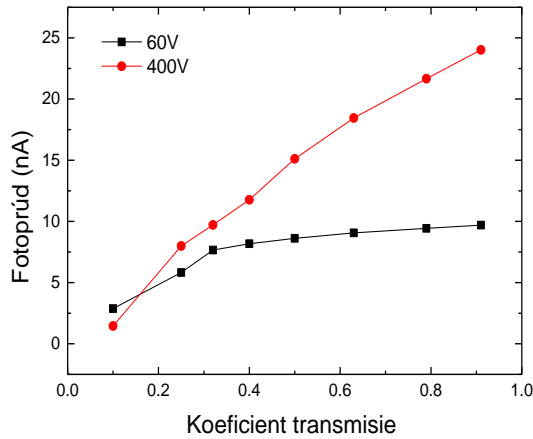
<sup>9</sup> OD môže byť definovaná dvoma ekvivalentnými výrazmi:  $OD = \log_{10}(1/I_t)$ ;  $I_t = 10^{-OD}$ , kde  $I_t$  značí intenzitu transmittovaného svetla. Čím vyšším OD sa filter vyznačuje, tým je nižšia transmisia a väčšia reflexia dopadajúceho svetla. Napríklad filter s OD = 2 utlmí transmittované svetlo na 1% dopadajúcej intenzity.

- c) Použitím aspoň dvoj-hladinového modelu uvažujúceho dve rekombinačné centrá s rôznymi záchytnými koeficientmi.

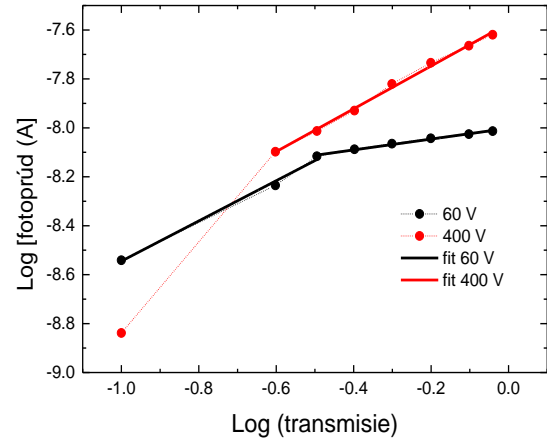
V našom prípade je najpravdepodobnejším vysvetlením sublineárnej závislosti fotoprúdu prítomnosť pascových hladín v zakázanom páse. Avšak u kvalitných *CdTe*/*CdZnTe* detektorov bolo pozorovaných len pár hladín v zakázanom páse [25] a k popisu nemožno použiť Roseho teoretický model. K vysvetleniu sublineárneho chovania fotoprúdu pre *CdZnTe* bol preto v [26], [27] odvodený teoretický model uvažujúci prítomnosť hlbkej hladiny v zakázanom páse. Na tejto hladine môže potom dochádzať k akumulácii foto-generovaných nosičov a vytvorený priestorový náboj skrze Coulombickú interakciu deformuje vnútorné elektrické pole. Na generované elektróny driftujúce skrz vzorku k anóde potom pôsobí menšie efektívne pole a generované nosiče môžu u povrchu (kde je najvyššia koncentrácia nosičov a teda najslabšie pole) vo zvýšenej miere rekombinovať. Tým sa s rastúcim osvetlením znižuje povrchová doba života nosičov.

Týmto možno odôvodniť aj efekt saturácie fotoprúdu s rastúcou intenzitou pozorovaný v našom meraní na obr. 5.14 pre prípad 60 V. Čím vyššia je intenzita dopadajúceho svetla, tým väčší priestorový náboj sa vnútri vzorky generuje a tým dostávame nižšie efektívne pole vo vzorku. I keď sa pri vyšších intenzitách generuje viac elektrón-dierových párov, vytvorený priestorový náboj neumožní zber všetkých foto-excitovaných elektrónov. Fotoprúd má preto tendenciu saturovať sa s rastúcou intenzitou, o čom svedčí veľmi malý sklon lineárnej závislosti  $\gamma_{60V,2}$  získaný z oblasti vyšších intenzít.

V prípade napätia 400 V bol pozorovaný strmší nárast fotoprúdu oproti meraniu so 60 V na detektore. Z lineárneho fitu bol určený sklon  $\gamma_{400V} = 0.87$ . Odskočený bod odpovedajúci transmisii 10 % zrejme vznikol systematickou chybou merania a pri určení sklonu  $\gamma_{400V}$  nebol uvažovaný. Z merania možno usúdiť, že priložené pole 400 V je už dostatočne silné aby nedošlo k vytvoreniu značného priestorového náboja záchytnom na pascách. Tendencia saturácie fotoprúdu ako v prípade 60 V by sa zrejme prejavila až pri vyšších intenzitách než boli použité v našom meraní.



Obr 5.14: Závislosť fotoprúdu na intenzite dopadajúceho svetla pre napätie 60 V a 400 V na detektore nameraná pre vzorku B7. Na vodorovnej ose je vynesný koeficient transmisie svetla šedým filtrom.



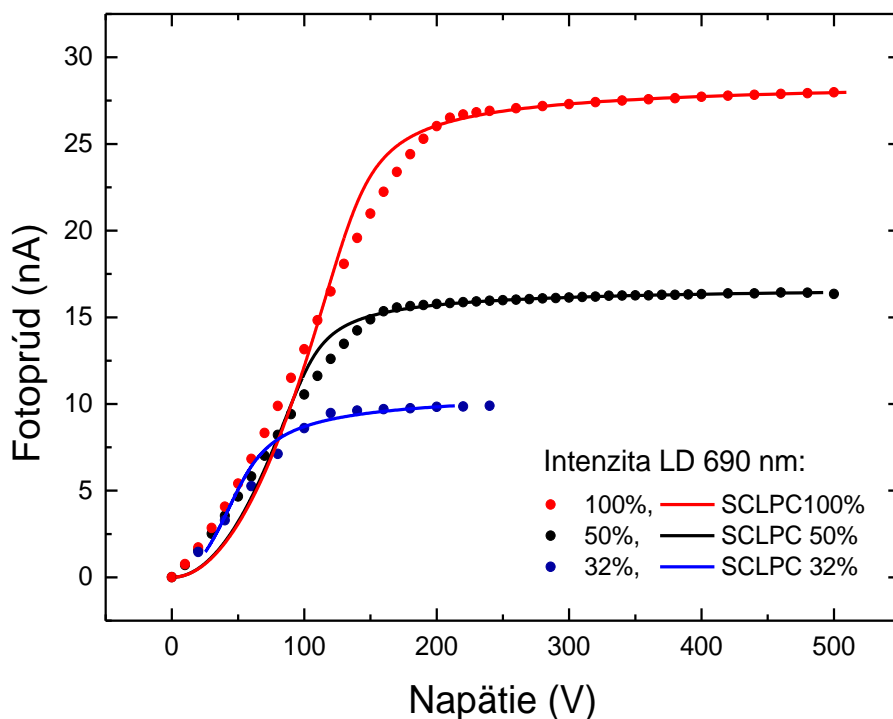
Obr. 5.15: Závislosť získaná z obr. 4.2.2 prevedením logaritmu na oboch osách. Namerané dáta pre 60 V boli preložené dvoma priamkami, ktorým odpovedajú sklony  $\gamma_{60V,1} = 0.82$  a  $\gamma_{60V,2} = 0.22$ . Namerané dáta pre 400 V boli preložené lineárnou závislosťou so sklonom  $\gamma_{400V} = 0.87$ .

Na vzorke B7 boli ďalej v konfigurácii pre zber elektrónov merané foto-VA charakteristiky pre tri rôzne intenzity osvetlenia laserovou diódou 690 nm. Výsledky merania sú znázornené na obr. 5.16. Vidno, že bod zlomu medzi ohmovou a saturovanou oblasťou foto-VA charakteristiky sa s rastúcou intenzitou posúva do vyšších napätí. Nakoľko lineárna oblasť odpovedá prípadu, kedy dochádza k stratám generovaných nosičov, dostávame opäť dôkaz toho, že pri vyšších intenzitách osvetlenia sa vďaka priestorovému náboju v zvýšenej miere uplatňuje rekombinácia. Pravdepodobnosť rekombinácie sa samozrejme zvyšuje aj vďaka celkovo väčšiemu počtu voľných nosičov, ktoré môžu navzájom rekombinovať.

Získané foto-VA charakteristiky boli ďalej preložené teoretickou závislosťou (2.19). Z výsledkov fitu dostávame záver, že rýchlosť povrchovej rekombinácie  $s_e$  rastie s intenzitou osvetlenia (viď tab. 5.4) a súčasne rastie hodnota parametru  $\theta$ , ktorá priamo úmerne závisí na efektívnej hustote stavov na pascovej hladine  $N_t$ . Pohyblivosti získané z fitov dostávame približne rovnaké, čo dáva správny výsledok. Rastúcu rýchlosť povrchovej rekombinácie možno opäť vysvetliť pomocou vyššie spomenutých argumentov. Podľa (1.28) by však rýchlosť povrchovej rekombinácie mala byť konštantná. Skúšali sa aj numerické modely predpokladajúce obecnú

závislosť rýchlosti povrchovej rekombinácie na koncentrácii  $n(0)$ , ale modely prinášali len horšie výsledky oproti SCLP 1.

Meranie na obr. 5.14 a obr. 5.16 možno považovať za dôkaz existencie nezanedbateľného priestorového náboja v prípade merania DC fotoprúdov, čím sa potvrdzuje predpoklad modelu SCLP.



Obr. 5.16: Namerané foto-VA charakteristiky vzorky B7 pri troch rôznych intenzitách dopadajúceho svetla 690 nm.

Koeficient transmisie	$s_e$ [cm · s <sup>-1</sup> ]	$\mu_e$ [cm <sup>2</sup> V <sup>-1</sup> s <sup>-1</sup> ]	$\theta$	$I_1$ [cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]
1	98000	1016	$2.9 \cdot 10^7$	$1.8 \cdot 10^{11}$
0.5	82000	997	$2.8 \cdot 10^7$	$1.1 \cdot 10^{11}$
0.32	49000	1030	$2.6 \cdot 10^7$	$6.4 \cdot 10^{10}$

Tab. 5.4: Výsledky fitu foto-VA charakteristík z obr. 5.16.



## 5.2.4 Meranie spektrálnej závislosti fotoprúdu

Aby došlo k foto-generácii voľných nosičov prispievajúcich do výsledného fotoprúdu, musí najskôr nastať intrinzičná alebo extrinzičná absorpcia svetla. Je preto zrejmé, že medzi závislosťou absorpčného koeficientu  $\alpha$  na energii svetla  $\hbar\omega$  a medzi spektrálnou závislosťou fotoprúdu  $\Delta\sigma$  na  $\hbar\omega$  musí existovať úzka spojitosť.

Pre vzorku B7 boli v konfigurácii pre zber elektrónov a pre vlnové dĺžky dopadajúceho svetla v rozmedzí 550 nm až 850 nm merané foto-VA charakteristiky pri pevne danej šírke štrbiny monochromátora. Výsledky sú znázornené na obr. 5.17 a), odkiaľ bola ďalej získaná spektrálna závislosť fotoprúdu pre vybrané napätia na obr. 5.17 b).

Svetlo s vlnovými dĺžkami 550 nm až 750 nm sa v *CdZnTe* vyznačuje malou penetračnou hĺbkou. K jeho absorpcii dochádza približne stovky nm pod osvetlenou elektródou, kde sa spravidla vyskytuje vyššia koncentrácia rekombinačných centier než v objeme polovodiča. Fotoprúdy preto v tejto oblasti nadobúdajú nižšie hodnoty. V spektrálnej závislosti na obr. 5.17 b) možno ďalej pozorovať nárast fotoprúdu až do vlnových dĺžok  $\approx 800$  nm. Nakoľko ale výkon lampy monochromátora pri pevnej šírke jeho štrbiny rástol s vlnovou dĺžkou svetla (viď obr. 5.18) nemožno z daného merania usúdiť, či nárast fotoprúdu v oblasti 550 nm až 750 nm súvisí s rastúcou penetráciou svetla. Intuitívne totiž zrejme platí, že čím ďalej sa absorbuje svetlo od povrchu, ktorý sa vyznačuje vyššou koncentráciou defektov, tým by mala pravdepodobnosť rekombinácie klesať a hodnoty fotoprúdov by mali rásť.

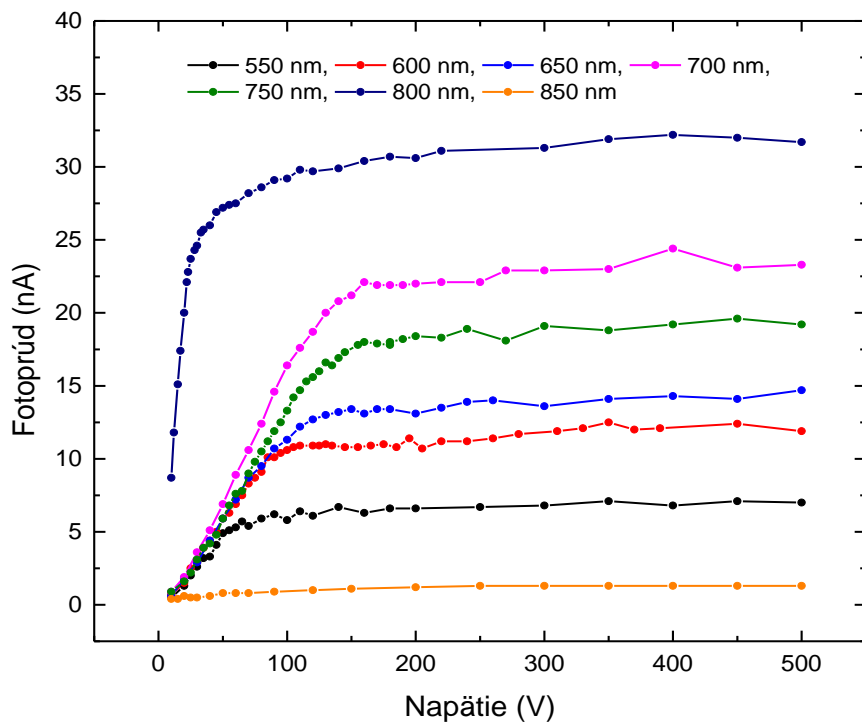
Výnimkou pozorovaného rastu je lokálne maximum nastávajúce pre dopadajúce svetlo s vlnovou dĺžkou 700 nm. Analogické lokálne maximá v oblasti vlnových dĺžok s vysokou absorpciou u *CdZnTe* boli pozorované aj v publikácii [4]. Ako ďalej potvrdzujú merania foto-luminiscencie publikované v [28], [29] môžu byť za vznik lokálneho maxima zodpovedné oxidy *Cd* a *Te*, ktoré vznikajú v blízkosti povrchu počas chemického leptania vzoriek (viď stat' 4.1). Na oxidovej vrstve, ktorá sa nachádza medzi zlatým kontaktom a polovodičom môže potom zároveň dochádzať k interferencii fotónov.

Globálne maximum spektrálnej závislosti fotoprúdu nastáva v blízkosti 800 nm, čo približne odpovedá absorpčnej hrane polovodiča *CdZnTe*.<sup>10</sup> Hodnota absorpčného koeficientu je v tejto oblasti stále vysoká, avšak oproti predchádzajúcej

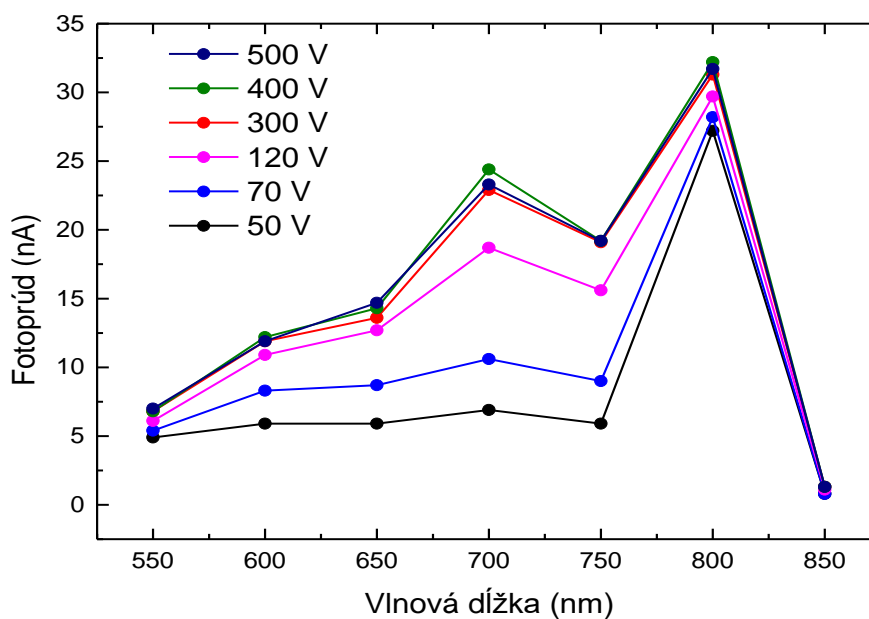
<sup>10</sup> Typická šírka zakázaného pásu pre *CdZnTe* je 1.57 eV. Rovnakú energiu má svetlo s  $\lambda \cong 790$  nm.

oblasti vlnových dĺžok 550 nm až 750 nm, dochádza k absorpcii už v objeme polovodiča. V prípade svetla s vlnovou dĺžkou 800 nm sa už preto neuplatňuje v zvýšenej miere povrchová rekombinácia.

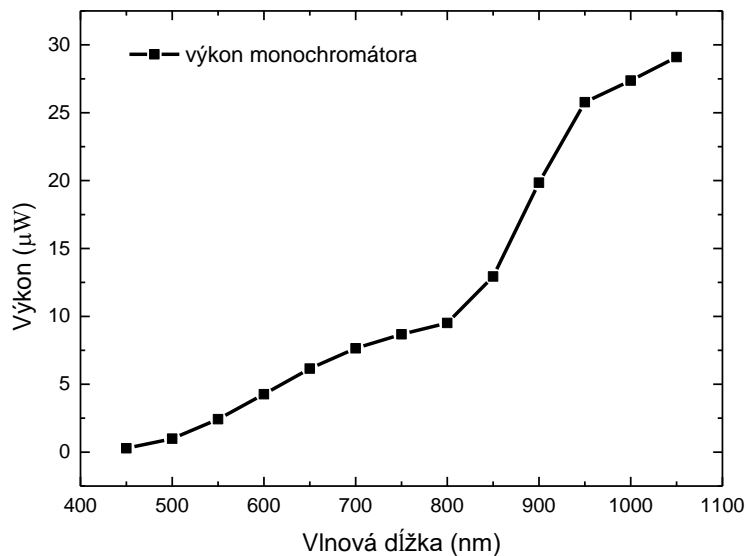
a)



b)



Obr. 5.17: a): Foto-VA charakteristiky vzorky B7 pre vlnové dĺžky 550 nm až 850 nm, b): Spektrálne závislosti fotoprúdu pre rôzne napätia na detektore.



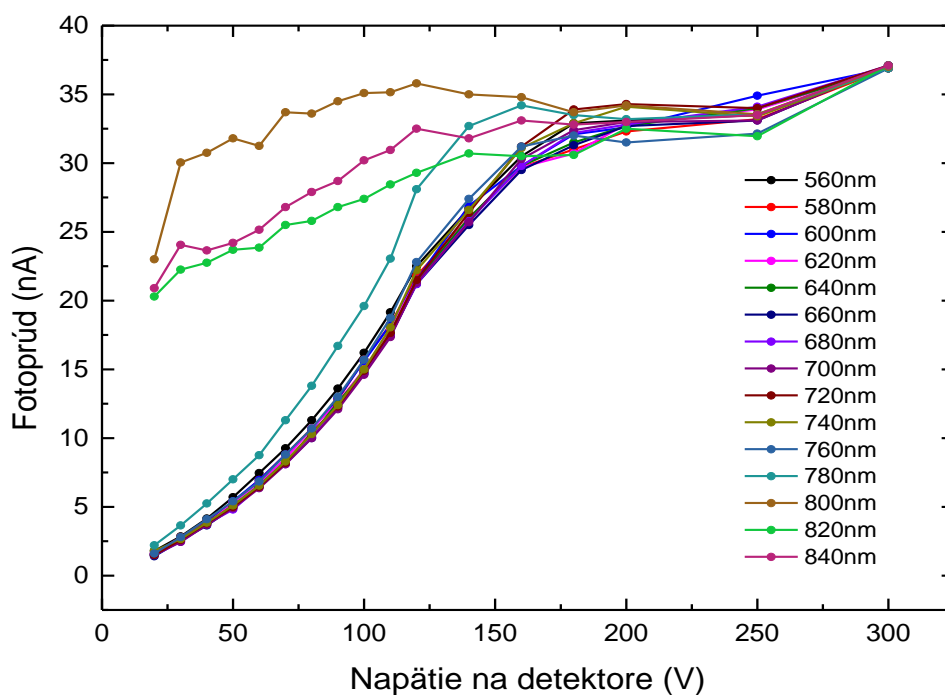
Obr. 5.18: Výkon lampy nameraný pre pevne danú šírku štrbiny monochromátora, ktorá bola použitá v meraniach na obr. 5.17.

Pre vlnové dĺžky väčšie než 800 nm dochádza ku generácii elektrón-dierových párov opäť v objeme polovodiča. Ako však hodnota absorpčného koeficientu klesá s rastúcou vlnovou dĺžkou, znižuje sa aj hodnota výsledného fotoprúdu. Pre prípad slabo absorbovaného svetla, možno predpokladať konštantnú generáciu vo vzorku a v najjednoduchšom priblížení použiť teoretický model podľa stati 1.4.1. Model síce berie v úvahu, že k výslednému fotoprúdu môžu navyše v tomto prípade prispievať rovnako elektróny ako aj diery, ale zanedbáva vplyv priestorového náboja. Tým, že sa generujú elektrón-dierové páry v objeme polovodiča môže vzniknúť vnútri vzorky rovnako kladný priestorový náboj od zachytených dier ako aj záporný náboj od zachytených elektrónov. Situácia sa preto komplikuje a teoretické modely SCLP zo statí 2.2 a 2.3 k popisu foto-VA charakteristík už nestačia.

Nakoniec boli merané foto-VA charakteristiky pre rôzne vlnové dĺžky v rozmedzí 560 nm až 840 nm, tak aby bola zaručená konštantná generácia elektrón-dierových párov. Nakoľko v saturovanej oblasti fotoprúdu je už zozbieraný všetok foto-generovaný náboj použilo sa ku kalibrácii napätie 300 V na detektore. Počas kalibrácie sa pre jednotlivé vlnové dĺžky štrbina monochromátora otvárala, resp. zatvárala tak, aby pri napätí 300 V na detektore tiekol vzorkou rovnaký fotoprúd ( $\approx 37$  nA). Ako vidno z obr. 5.19 foto-VA charakteristiky odpovedajúce vlnovým dĺžkam 560 nm až 760 nm sa v rámci presnosti merania prekrývajú. Za predpokladu,

že každý fotón vygeneruje práve jeden elektrón-dierový pár možno preto usúdiť, že tvar foto-VA charakteristiky nezávisí na vlnovej dĺžke, ak používame svetlo s energiou menšou ako je šírka zakázaného pásu polovodiča. Týmto meraním možno preto obhájiť, prečo v našich teoretických modeloch (2.19), (2.31) nevystupuje parameter vlnovej dĺžky dopadajúceho svetla.

Ako ďalej vidno z obr. 5.19 odlišný tvar nadobúdajú až foto-VA charakteristiky namerané pre energie fotónov menšie než je energia zakázaného pásu *CdZnTe* a pre fotóny s energiou blízko absorpčnej hrany *CdZnTe*. Dopadajúce svetlo sa totiž v tomto prípade absorbuje v objeme, čím sa výrazne znižuje strata nosičov povrchovou rekombináciou. Preto fotoprúdy, namerané za podmienok konštantnej generácie, nadobúdajú pre vlnové dĺžky väčšie než 780 nm vyššie hodnoty v porovnaní s fotoprúdmi od silne sa absorbujúceho svetla.

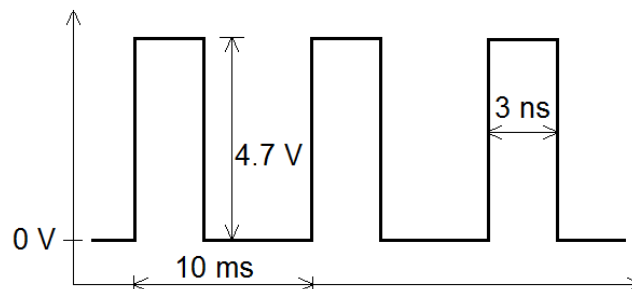


Obr. 5.19 Nameraná závislosť fotoprúdu vzorky B7 pri konštantnej generácii elektrón-dierových párov.

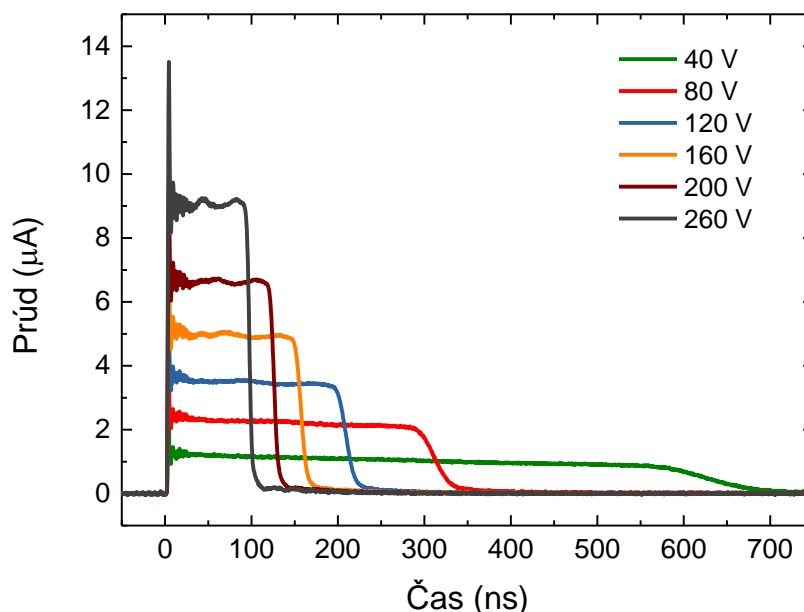
### 5.3 Výsledky TCT meraní

V experimentálnom usporiadaní podľa stati 4.4 boli ďalej pre vzorky B7, A12 a B12 merané tranzientné prúdy. K pulznému osvetleniu katódy detektora bola pritom použitá laserová dióda (LD) s vlnovou dĺžkou 662 nm. Ako vidno z obr. 5.20 sondovacie pulzy generované LD sa vyznačovali opakovacou frekvenciou 100 Hz, šírkou 3 ns a amplitúdou 4.7 V. Tranzientné prúdy sa merali po 10 V pre napätia na detektore v rozmedzí 20 V až 300 V, pričom u každého napätia sa vždy priemerovalo 1500 zaznamenaných prúdových kriviek.

Výsledky TCT meraní pre vybrané napätia na vzorke A12 sú znázornené na obr. 5.21, odkiaľ je zrejmé, že s rastúcim napätím na detektore rastie aj výška nábehovej hrany prúdového pulzu a jeho šírka sa skraca. Čím vyššie napätie je priložené na detektor, tým kratšia doba je totiž potrebná k driftu foto-generovaných elektrónov skrz celú vzorku. Ako ďalej vidno hlavne pri nižšom napätí 40 V na detektore, pulz po nábehu mierne klesá až do doby, kedy dorazí čelo oblaku generovaných elektrónov na anódu. V tomto mieste dochádza k výraznému ohybu prúdového pulzu a ďalší pokles už odpovedá nosičom, ktoré v dôsledku záchytu na pascách zaostali za hlavným oblakom generovaných elektrónov. Čím je pôsobiace pole nižšie, tým je vyššia pravdepodobnosť záchytu nosičov na pascách a preto je odpovedajúci čas dobehu prúdovej krivky dlhší. Z obr. 5.21 tiež vidno, že u vyšších napätí sa prúdové krivky po nábehu vyznačujú takmer konštantným priebehom. Podľa vzťahov (4.6), (4.7) možno preto usúdiť, že vzorka A12 sa pri vysokých napätiach na detektore vyznačuje takmer homogénnym vnútorným elektrickým poľom a vysokou hodnotou parametru  $\mu_e \tau_e$ .



Obr. 5.20: Pulzy generované laserovou diódou pri TCT meraniach.



Obr. 5.21: Namerané prúdové krivky pomocou TCT pre vzorku 12A.

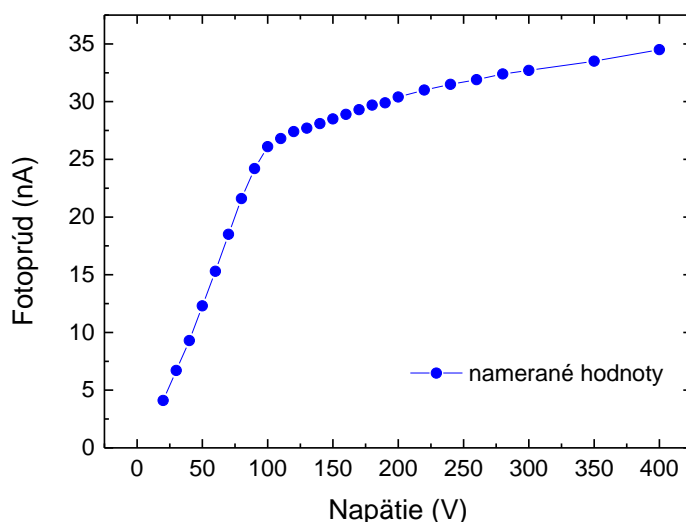
Na jednotlivých vzorkách boli ďalej prevedené TCT merania s rovnakým sondovacím pulzom ako v predošlých meraniach (viď obr. 5.20) s tým, že katóda detektora bola navyše osvetlená LED diódou s vlnovou dĺžkou 630 nm pracujúcou v DC režime. Nakoľko pulzy z laserovej diódy prispievali do výsledného fotoprúdu zanedbateľným príspevkom oproti LED dióde, simulovali sa týmto experimentom podmienky vznikajúce vo vzorku počas meraní DC fotoprúdov. Na obr. 5.22 je znázornená foto-VA charakteristika vzorky A12 získaná pri konštantnom osvetlení LED diódou v priebehu TCT meraní. Namerané prúdové krivky vzoriek A12 a B7 pre vybrané napätia s použitím sondovacieho pulzu a LED diódy sú znázornené na obr. 5.23 a obr. 5.24 kde sú zároveň porovnané s predchádzajúcim TCT meraním bez konštantného osvetľovania LED diódou.

Ako vidno z obr.5.23 a) prúdový pulz meraný bez LED diódy pri napätí 30 V na detektore po nábehu klesá. Zo vzťahov (4.6), (4.7) teda vyplýva, že vo vzorke sa nachádza kladný priestorový náboj, ktorý vzniká záchytným dier injektovaných z kontaktu pod katódou. Diery v  $\text{CdZnTe}$  sa totiž vyznačujú malou pohyblivosťou a pri malých poliach sa zvyšuje pravdepodobnosť ich záchytu na pascách. Naopak prúdová krivka meraná s LED diódou mierne rastie nahor, čomu podľa teórie odpovedá vznik oblasti so záporným priestorovým nábojom od zachytených elektrónov. Súčasne možno vidieť, že doba prechodu je dlhšia o  $\approx 250$  ns než v predchádzajúcom prípade, čo opäť dokazuje že časť generovaných elektrónov sa oproti hlavnému čelu oblaku elektrónov spomaľuje v dôsledku záchytu

na pascách. Nakoľko plocha pod prúdovou krivkou odpovedá zobrazenému náboju, vidieť že v prípade merania s LED diódou dochádza vo väčšej miere k strate fotogenerovaných nosičov. Existencia záporného priestorového náboja totiž vedie k zníženiu poľa u katódy, čím sa pod katódou v zvýšenej miere uplatňuje rekombinácia elektrónov s dierami.

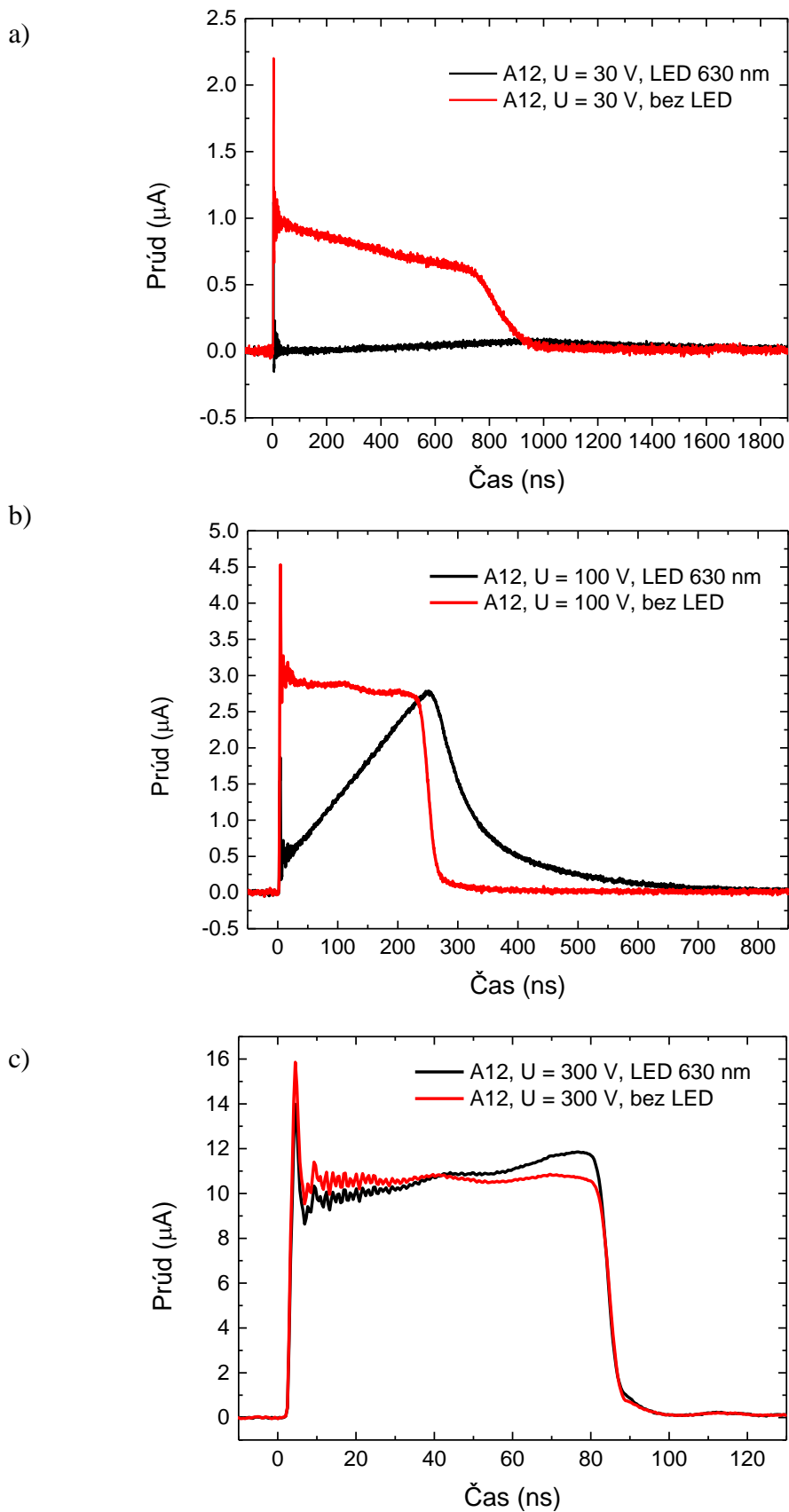
Z obr. 5.23 b) ďalej vidno, že prúdový pulz získaný pri 100 V bez LED diódy má menej strmý pokles než u merania pre 60 V. Priložené pole je už zrejme dostatočne silné aby odvieďlo väčšinu dier ku katóde, tak aby nedochádzalo k ich záchytu. Prúdová krivka zaznamenaná pri meraní LED diódou výrazne rastie a zároveň sa predlžuje čas dobehu pulzu, čo opäť dokazuje prítomnosť záporného priestorového náboja. Z porovnania obsahov pod prúdovými krivkami však možno dostať, že v prípade merania s LED diódou sa stráca už len  $\approx 10\%$  fotogenerovaného náboja.<sup>11</sup> V tomto prípade je už priložené pole dostatočne silné, aby ho priestorový náboj neodtienil a už nedochádza k tak silnej rekombinácii ako pri 60 V (tam sa strácalo  $\approx 65\%$  nosičov).

Ako vidno z obr. 5.23 c) je už v prípade klasického TCT merania pri 300 V vnútorné elektrické pole vo vzorke homogénne a aj v prípade kontinuálneho osvetlenia LED diódou je vnútorné pole takmer homogénne. Rýchle oscilácie pozorované po excitačnom pulze súvisia s elektronikou.



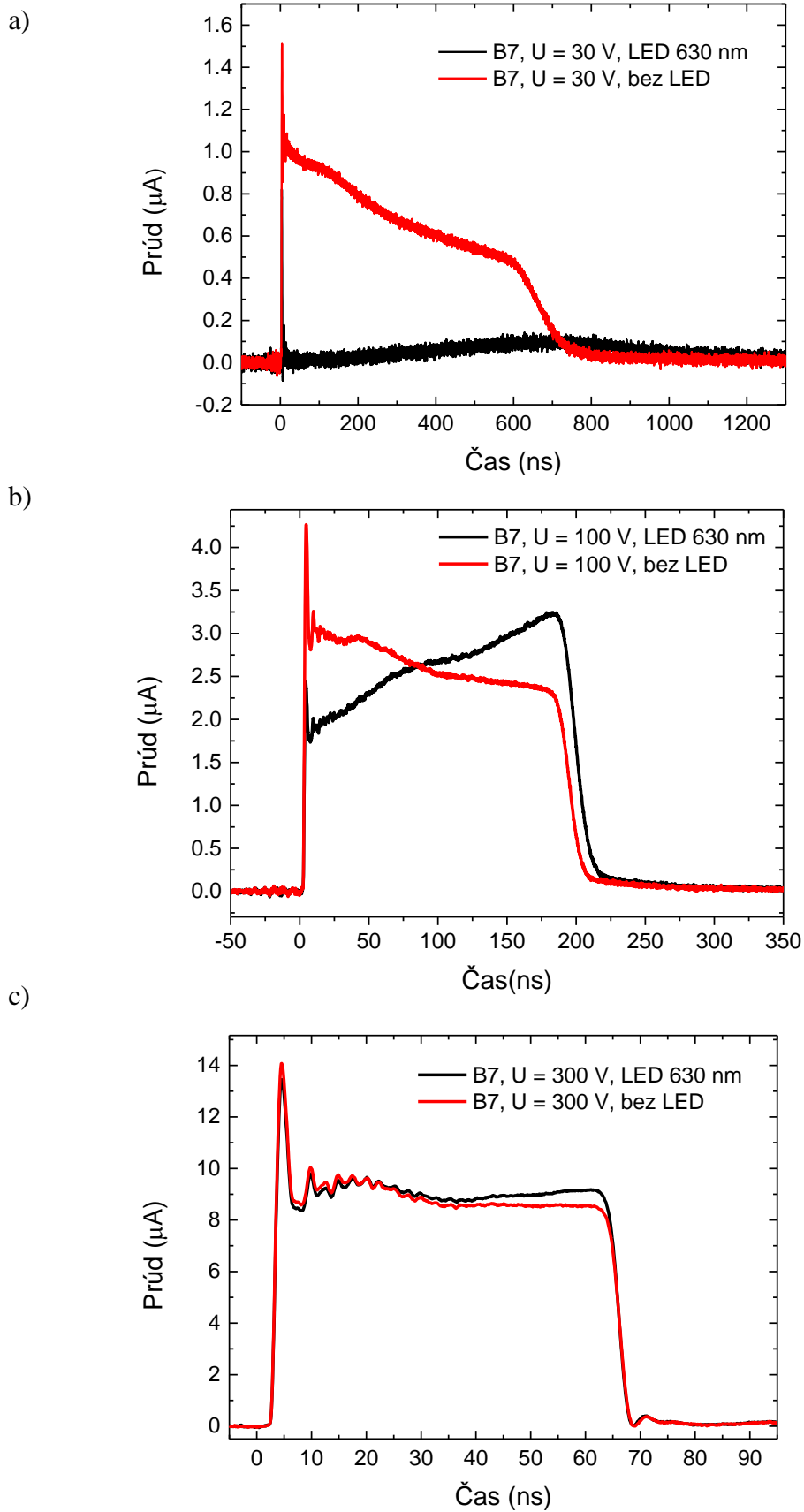
Obr. 5.22: Foto-VA charakteristika nameraná u vzorky 12A pri TCT meraní so sondovacím pulzom podľa obr. 5.20 a s kontinuálnym osvetlením LED diódou.

<sup>11</sup> Metóda TCT zaznamenáva len časovú zmenu. Preto aj napriek tomu, že v prípade DC svietenia sa generuje väčšie množstvo nosičov náboja sa jeho konštantný príspevok nezaznamená. Obsahy pod prúdovými krivkami meranými s LED diódou a bez LED diódy by mali byť preto až na straty spôsobené rekombináciou zrovnateľné.



Obr. 5.23: Porovnanie prúdových kriviek nameraných TCT metódu u vzorky A12 pri použití sondovacieho pulzu (červená) a pri súčasnom použití sondovacieho pulzu s LED diódou v DC režime (čierna) pre rôzne napätia na detektore: a) pre 30 V, b) pre 100 V a c) pre 300 V.





Obr. 5.24: Porovnanie prúdových kriviek nameraných TCT metódu u vzorky B7 pri použití sondovacieho pulzu (červená) a pri súčasnom použití sondovacieho pulzu s LED diódou v DC režime (čierna) pre rôzne napätia na detektore: a) pre 30 V, b) pre 100 V a c) pre 300 V.

Z prevedeného TCT merania za kontinuálneho osvetlenia LED diódou bola vo vzorkách A12 a B7 pri napätí 100 V na detektore určená hustota záporného priestorového náboja. Vychádzalo sa pritom zo vzťahu (4.3), kde sklon vnútorného poľa  $a$  sa spočítal pomocou transcendentnej rovnice (4.10) v programe Mathematica. Parametre  $c$  a  $t_{tr}$  nutné k riešeniu tejto rovnice boli získané z odpovedajúcich prúdových kriviek pomocou exponenciálneho fitu rastúcej časti krivky a určením dĺžky prúdového pulzu. Dolný odhad súčinu  $\mu_e \tau_e$  sme dostali z meraní alfa spektier (vid' tab. 5.1). Hodnota parametru  $t_{tr}$  použitá pri numerickom počítaní sklonu vnútorného poľa spolu s vypočítanou hustotou priestorového náboja je uvedená v tab. 5.5.

Vyššie použitý teoretický model však nie je plne konzistentný s naším systémom, nakoľko predpokladá homogénne rozloženie hustoty priestorového náboja. Ako totiž vyplýva zo vzťahov (2.5), (2.15) závisí hustota priestorového náboja na vzdialenosti od katódy vzťahom:

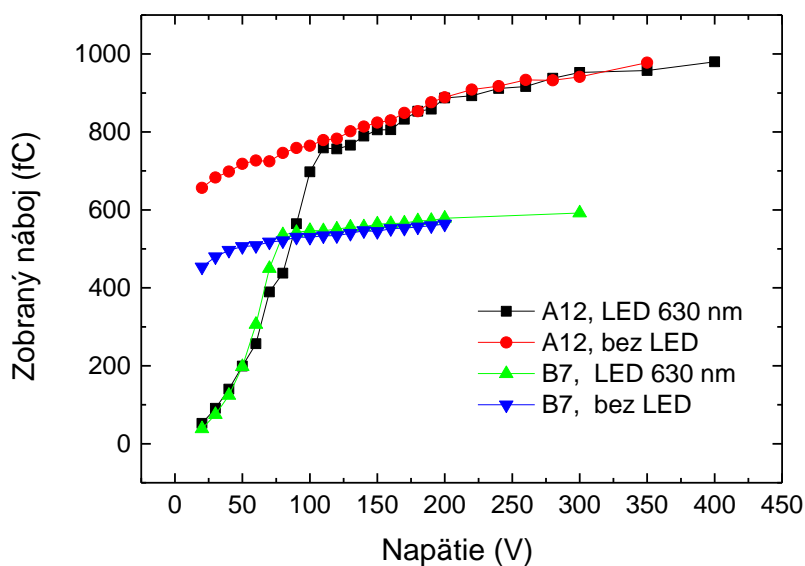
$$\rho = \frac{\theta j}{\epsilon_0 \epsilon_r \mu_e \sqrt{E^2(0) + \frac{2\theta j x}{\epsilon_0 \epsilon_r \mu_e}}}. \quad (5.1)$$

Použitím teoretického modelu zo state 4.4 teda nahrádzame priestorovo závislú hustotu priestorového náboja istou efektívnou hodnotou a dopúšťame sa tak systematickej chyby. Naším cieľom bolo však len porovnanie hustôt priestorového náboja vo vzorkách A12 a B7, k čomu použitý model dostačuje.

Integrovaním prúdových kriviek získaných z TCT meraní v konfigurácii s LED diódou i bez LED diódy podľa času možno pre každé napätie získať maximálny zobrazený náboj. Jednotlivé závislosti maximálneho zobrazeného náboja na priloženom napätí pre vzorky A12 a B7 sú vynesené na obr. 5.25. Bližšia diskusia závislostí bude prevedená v nasledujúcej stati 5.4.

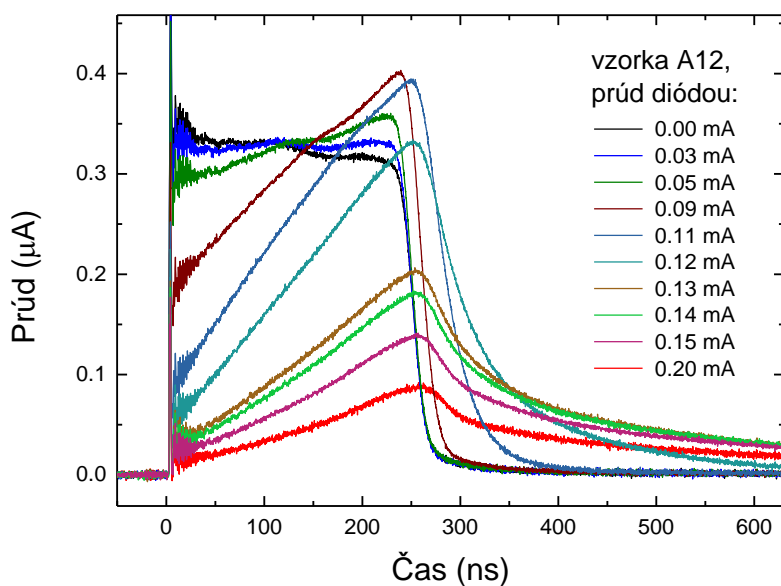
Vzorka	$t_{tr}$ [ns]	$a$	$\rho$ [ $cm^{-3}$ ]
A12	237	-5100	$-46 \cdot 10^{-6}$
B7	176	-3000	$-27 \cdot 10^{-6}$

Tab. 5.5: Doba prechodu, sklon vnútorného elektrického poľa a hustota záporného priestorového náboja vo vzorkách A12 a B7 pri napätí 100 V na detektore.



Obr. 5.25: Závislosti zobrazeného náboja na napätí na detektore získané z TCT meraní s LED diódou a bez LED diódy pre vzorky A12 a B7.

TCT metódou so sondovacím pulzom podľa obr. 5.20 a s LED diódou 630 nm boli na vzorke A12 pri napätí 100 V merané prúdové krivky pre rôzne prúdy tečúce LED diódou. Ako vidno z obr. 5.26 v prípade, kedy na vzorku dopadal len sondovací pulz bol prúdová krivka mierne sklonená nadol, čo odpovedá kladnému priestorovému náboju. Čím vyššie prúdy tečú LED diódou a teda čím je vyššia intenzita dopadajúceho svetla, tým sa vnútri vzorky tvorí väčší záporný priestorový náboj a doba prechodu sa predlžuje.



Obr. 5.26: Prúdové krivky namerané TCT metódou u vzorky A12 pre rôzne prúdy tečúce LED diódou 630 nm pri napätí 100 V na detektore.

## 5.4 Diverzita foto-VA charakteristík

Z nameraných foto-VA charakteristík na obr. 5.12 možno vidieť, že fotoprúdy vzoriek B7, C5 majú vo vyšších napätiach tendenciu saturovať sa, zatiaľ čo u vzoriek A12, B12 saturovaná oblasť fotoprúdov nebola pozorovaná. Jedným z navrhnutých argumentov, vysvetľujúci chovanie vzoriek A12, B12 v stati 5.2.2. bola injekcia dier z anódy. V tom prípade by sme však z TCT meraní prevedených za podmienok kontinuálneho osvetlenia LED diódou očakávali, že u vzoriek vykazujúcich nesaturované foto-VA charakteristiky bude pozorovaná menšia hustota záporného priestorového náboja. Podľa tab. 5.5 však dosahuje efektívna hustota záporného priestorového náboja vo vzorke A12 až o 42 % väčšiu hodnotu než vo vzorke B7. Ku kompenzácii záporného priestorového náboja v dôsledku zvýšenej rekombinácie zachytených elektrónov s injektovanými dierami zrejme teda u vzorky A12 nedochádza. Nakoľko sa diery materiálu  $CdZnTe$  vyznačujú malou pohyblivosťou ( $\approx 50 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ ) a väčšina záporného priestorového náboja sa podľa (5.1) nachádza v blízkosti katódy je zrejme, že i v prípade injektujúcej anódy by k značnej kompenzácii záporného priestorového náboja nemalo dochádzať. Pôvod nesaturovanej foto-VA charakteristiky teda nemôže byť vysvetlený injekciou dier.

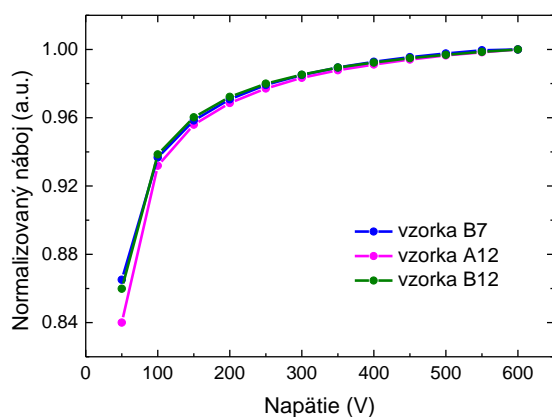
Ako možno vidieť na obr. 5.25 hodnoty zobrazeného náboja získané z TCT meraní pri kontinuálnom osvetlení LED diódou u vzorky A12 sa od napätia 110 V zhodujú s hodnotami zobrazeného náboja bez použitia LED diódy. Analogicky i v prípade vzorky B7 dochádza od napätia 80 V k veľmi dobrej zhode zobrazených nábojov získaných z TCT meraní s LED diódou a bez LED diódy. Odtiaľ možno vyvodit' záver, že záporný priestorový náboj generovaný DC osvetlením už nemá vo vyšších napätiach vplyv na zber nosičov. Príčina odlišného chovania foto-VA charakteristík zrejme nie je spôsobená vplyvom priestorového náboja, ale súvisí s nejakou obecnou vlastnosťou vzorku.

Navrhnutý bol preto ďalší model, ktorý nesaturované foto-VA charakteristiky vzoriek A12, B12 vysvetľuje prítomnosťou silne narušenej vrstvy nachádzajúcej sa vo vzdialenosti niekoľko stoviek  $nm$  od osvetľovanej katódy. Zrejme sa jedná o amorfnú vrstvu obohatenú atómami  $Te$ , ktorá vznikla chemickým poškodením počas prípravy zlatých kontaktov. K podobným záverom na základe meraní s transmisným elektrónovým mikroskopom došla aj skupina vedcov vedená Benassim, ktorá preukázala, že pri výrobe zlatých kontaktov z vodného roztoku,

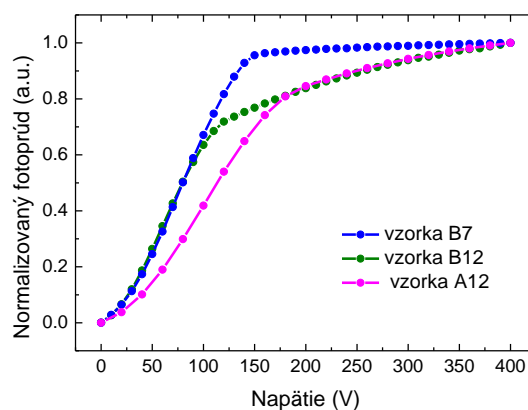
resp. z metanolu dochádza k nadmernému vyplavovaniu atómov  $Cd$  [30]. Takisto v článkoch [31], [32] bola meraniami röntgenovej foto-elektrónovej spektroskopie dokázaná prítomnosť oxidovej vrstvy  $TeO_2$ . Elektrické vlastnosti vzniknutej vrstvy nie sú dosiaľ známe, pravdepodobne sa vyznačuje p-tyповou vodivosťou. Existencia takejto vrstvy s veľkou koncentráciou defektov môže potom viesť k dvom hlavným efektom:

- a) Po dopade svetla s energiou väčšou než šírka zakázaného pásu polovodiča sa väčšina svetla absorbuje vo vzdialenosti niekoľkých stoviek  $nm$  pod osvetlenou katódou, kde sa nachádza porušená vrstva. Nakoľko sa diery vyznačujú v  $CdZnTe$  menšou mobilitou, zachytávajú sa pravdepodobne na pascách vo väčšej miere než elektróny. V narušenej vrstve tak vzniká kladný priestorový náboj, ktorý spolu so záporne nabitou katódou vytvára dodatočný dipólový moment. Následkom toho sa v rozbitnej vrstve po osvetlení polovodiča zvyšuje elektrické pole, čo vedie k zvýšeniu temného prúdu pochádzajúceho z katódy. Hodnota temného prúdu, ktorý tečie osvetlenou vzorkou môže byť preto v skutočnosti väčšia než hodnota temného prúdu tečúca polovodičom za tmy. Pozorované nesaturované foto-VA charakteristiky vzoriek A12 a B12 tak mohli vzniknúť ako následok toho, že sme v experimente od celkového prúdu osvetlenou vzorkou odčítali menšiu hodnotu temného prúdu, ktorý bol zistený za tmy.
- b) Hoci elektrické pole v porušenej vrstve po osvetlení vplyvom dipólového momentu rastie, bezprostredne za ňou elektrické pole klesá k takmer nulovým hodnotám. Pohyb foto-generovaných nosičov z tejto vrstvy do objemu polovodiča je potom v prípade malých priložených napätí daný hlavne difúziou. Čím vyššie napätie sa na detektor priloží, tým sa šírka oblasti s takmer nulovým poľom zužuje a hodnota zobrazeného náboja sa tak stále zvyšuje. Tento efekt môže preto tiež spôsobiť rastúce fotoprúdy vo foto-VA charakteristikách vzoriek A12, B12.

Nakoľko je porušená vrstva obohatená atómami  $Te$  vodivá, nemožno jej prítomnosť pozorovať v nameraných VA charakteristikách. Ako dôkaz však možno použiť meranie alfa spektier, keďže väčšina alfa častíc sa absorbuje až za porušenou vrstvou, v hĺbke niekoľkých desiatok  $\mu m$  pod ožiarenou katódou.



Obr. 5.27: Normalizované závislosti zobrazeného náboja na priloženom napätí získané z alfa spektroskopie pre vzorky B7, A12 a B12.



Obr. 5.28: Normalizované závislosti fotoprúdu na priloženom napätí získané osvetlením vzoriek B7, A12 a B12 laserovou diódou 690 nm.

Normalizované závislosti zobrazeného náboja na priloženom napätí získané z alfa spektroskopie pre vzorky B7, A12 a B12 sú znázornené na obr. 5.27. Vidno, že normalizované závislosti jednotlivých vzoriek získané pri použití alfa žiariča sa už veľmi dobre zhodujú oproti normalizovaným foto-VA charakteristikám na obr. 5.28. K slabému nárastu zobrazeného náboja pri vysokých napätiach na obr. 5.27 zrejme dochádza vďaka tomu, že časť alfa častíc sa zachytí vo vrstve obohatenej *Te*.

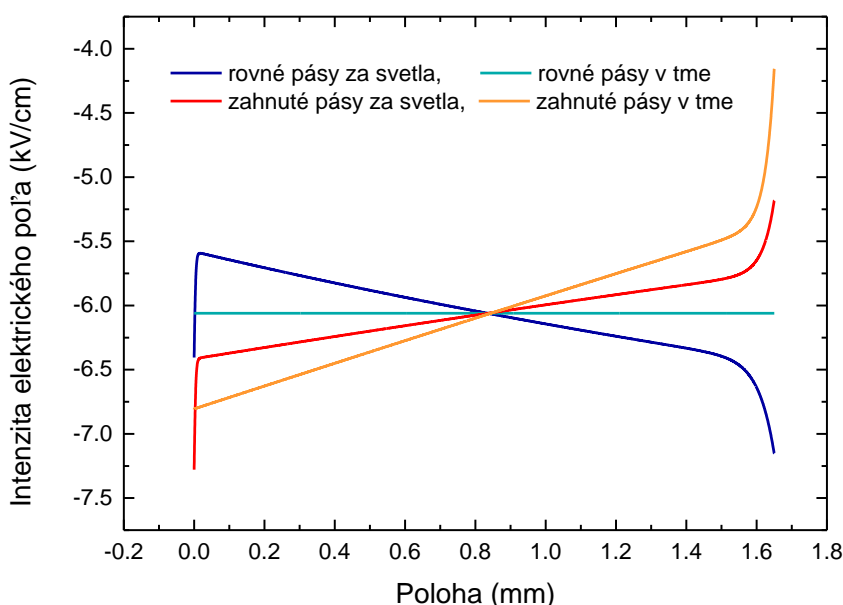
Príčinou nesaturovaných foto-VA charakteristík vzoriek A12, B12 môže byť aj prítomnosť pascovaj hladiny s veľkým zachytným koeficientom pre diery, ktorá sa nachádza v blízkosti osvetlenej katódy. Analogicky ako v prípade porušenej vrstvy obohatenej *Te* rastie po osvetlení polovodiča tesne pod katódou intenzita elektrického poľa, čo vedie k zvýšeniu temného prúdu. Opísaný efekt možno vidieť na obr. 5.29, kde je znázornená numerická simulácia intenzity elektrického poľa v závislosti na vzdialenosti od osvetlenej katódy<sup>12</sup>. Zobrazený profil poľa odpovedá napätiu 1000 V na detektore, pričom pri výpočte simulácie boli použité parametre z tab. 5.2.<sup>13</sup> Keďže absolútna hodnota temného prúdu je väčšia v prípade rovných pásov na rozhraní MS než v prípade pásov zahnutých nahor, budú sa aj efekty spôsobené svetlom viac prejavovať práve vo vodivejších vzorkách. Dôkazom je

<sup>12</sup> Numerická simulácia predpokladá homogénny polovodič. Pascová hladina pre diery sa teda nachádza v celom polovodiči, hoci je aktívna len v blízkosti osvetlenej katódy, nakoľko v objeme polovodiča sa voľné diery už nevyskytujú vďaka priloženému poľu nevyskytujú.

<sup>13</sup> Ak by numerická simulácia uvažovala menšiu hodnotu zachytného koeficientu pre diery, môže intenzita elektrického poľa pod osvetlenou katódou klesať. Potom môže byť namiesto saturácie fotoprúdov pozorovaný pokles.

numerická simulácia na obr. 5.11, z ktorej možno vidieť, že v štruktúre s rovnými pásmi sa fotoprúdy nesaturujú ani u vyšších napätí. Model uvažujúci silnú pascovú hladinu pre diery však nedokáže vysvetliť prečo sa normalizované závislosti zobrazeného náboja na napätí získané s alfa žiaričom vzoriek B7, A12, B12 chovajú podobne zatiaľ čo ich normalizované foto-VA charakteristiky z obr. 5.28 sa odlišujú.

Existencia silne narušenej vrstvy, resp. pascovej hladiny s veľkým záchytným koeficientom pre diery nachádzajúcej sa stovky *nm* od osvetľovanej elektródy, neobmedzuje použitie modelu SCLP 1 zo stati 2.2. Vplyv tenkej vrstvy, či dierovej pasce je zahrnutý v rýchlosti povrchovej rekombinácie *s*, ktorú možno chápať ako efektívny parameter popisujúci naraz niekoľko efektov povrchu na transport náboja. Na základe numerického modelu z obr. 5.11 možno vysloviť obecný záver, že v prítomnosti silne narušenej vrstvy, či silnej dierovej pasce bude efekt nesaturovaných fotoprúdov výraznejší vo vodivejších vzorkách (myslí sa pritom objemová vodivosť bez príspevku hrán vzorku). Vyslovený záver dobre odpovedá aj našim meraniam VA charakteristík z obr. 5.5, odkiaľ vidíme že vzorkám A12 a B12, vykazujúcim nesaturáciu fotoprúdov, skutočne odpovedajú väčšie hodnoty temných prúdov oproti vzorke B7. Vzorka C5 sa vymyká uvedenému pravidlu, ale ako už bolo spomenuté v úvode kapitoly 5 v tejto vzorke sa silne prejavujú zvodové prúdy tečúce po povrchu a v skutočnosti môžu byť prúdy tečúce objemom oveľa menšie.



Obr. 5.29: Závislosti intenzity elektrického poľa na vzdialenosti od katódy pre rovné a zahnuté pásy na MS rozhraní. Pre oba prípady je znázornený profil elektrického v tme aj po osvetlení štruktúry MSM. Parametre použité pri numerickej simulácii sú uvedené v tab. 5.2.

## 6 Záver

V rámci diplomovej práce boli pre silne sa absorbujúce svetlo (662 nm, 690 nm) merané DC foto-VA charakteristiky na štyroch vzorkách *CdZnTe*. Na základe meraní bol vytvorený nový teoretický model fotoprúdov obmedzených priestorovým nábojom (2.19), ktorý oproti už existujúcemu modelu [11] navyše uvážil, že v prípade katódy osvetlenej silne sa absorbujúcim svetlom sa doba života elektrónov v objeme blíži nekonečnu, nakoľko diery rekombinujú na katóde a v objeme sa už nenachádzajú. Z merania spektrálnych závislostí fotoprúdu v stati 5.2.4 ďalej vyplynulo, že v prípade konštantnej generácie elektrón-dierových párov nezávisí tvar foto-VA charakteristík pre svetlo s  $\hbar\omega > E_G$  na jeho vlnovej dĺžke. Preto v našom teoretickom modeli (2.19) nevystupuje závislosť na vlnovej dĺžke.

Ďalej bol v stati 2.3 vytvorený nový numerický model (2.31), ktorý oproti modelom (2.19) a [11] navyše uvážil možnosť záchytu na hlbokoj pasci a nezanedbával temné prúdy. Teoretické modely (2.19) a (2.31) boli porovnané v stati 2.4.

Existencia priestorového náboja a jeho vplyv na transport náboja vo vzorkách *CdZnTe* bol dokázaný meraniami intenzitných závislostí fotoprúdu v stati 5.2.3 a pomocou TCT meraní pri kontinuálnom osvetlení LED diódou v kapitole 5.3. Dokázali sme tak, že zjednodušený model MHR zo state 1.4.2 nemožno použiť k určeniu parametru  $\mu_e\tau_e$  z meraní DC foto-VA charakteristík ako nesprávne uvažovala rada publikácií (napr. [1]–[4]).

V diplomovej práci sme sa stretli so štyrmi základnými problémami:

- 1) Foto-VA charakteristika daná teoretickým modelom (2.19) pri malých napätiach na vzorke rástla po parabole, zatiaľ čo v experimente bol pozorovaný skôr lineárny priebeh (viď obr. 5.10).
- 2) Odlišné chovanie foto-VA charakteristík vzoriek B7, C5 oproti vzorkám A12, B12, ktoré vykazovali nesaturované závislosti fotoprúdu aj pri vysokých napätiach.
- 3) Nesaturovaná závislosť prúdu tečúceho vzorkou osvetlenou silne sa absorbujúcim svetlom v DC režime .
- 4) Mierne nesaturovaná závislosť zobrazeného náboja na napätí pri ožiarení alfa zdrojom  $\text{Am}^{241}$  (viď. obr 5.27).



Vyššie pozorované efekty môžu byť vysvetlené nasledujúcimi modelmi, ktorých vzájomné pôsobenie sa nevylučuje:

- a) pomocou dierovej pasce v blízkosti katódy,
- b) pomocou zahnutých pásov pod katódou,
- c) prostredníctvom tenkej vrstvy s vyššou koncentráciou defektov, ktorá sa nachádza niekoľko stoviek *nm* pod osvetlenou elektródou ako bolo bližšie popísané v stati 5.4.

Ako bolo diskutované v stati 5.4 môže prítomnosť silnej dierovej pasce zapríčiniť neexistenciu saturovanej oblasti vo foto-VA charakteristikách, avšak nedokáže vysvetliť ďalšie pozorované javy 1), 3), 4). Numerickou simuláciou na obr. 5.11 bolo ďalej dokázané, že zahnuté pásy na MS rozhraní sú príčinou neparabolického rastu fotoprúdu pri nízkych napätiach. Model b) však nedáva popis javov 2), 3), 4). Existencia tenkej vrstvy pod kontaktom s vysokou koncentráciou defektov dokáže vysvetliť javy 2), 3), 4) a navyše neobmedzuje platnosť použitia modelu (2.19).

Merania DC foto-VA charakteristík boli v rámci diplomovej práce zautomatizované pomocou programu LabVIEW. Za účelom obmedzenia zvodových prúdov by mohlo byť v budúcnosti meranie vylepšené použitím guard ringu ako bolo popísané v úvode kapitoly 5. Hodnoty  $\mu_e$  získané z fitu nameraných foto-VA charakteristík podľa (2.19) u jednotlivých vzoriek sú zhrnuté v tab. 5.3. Pohyblivosti dier bude zrejmé možné stanoviť až z meraní foto-VA charakteristík za vyšších teplôt než pokojových.

## Zoznam použitých skratiek

### Grécke symboly

$\alpha$	absorpčný koeficient
$\beta$	záchytný koeficient
$\epsilon_0$	permitivita vákua $8.854 \cdot 10^{-12} \text{ A.s.V}^{-1}\text{m}^{-1}$
$\epsilon_r$	relatívna permitivita (pre CdZnTe 10.3)
$\lambda$	vlnová dĺžka svetla
$\mu_e$	pohyblivosť elektrónov
$\mu_h$	pohyblivosť dier
$v$	rýchlosť nosičov náboja
$\rho$	hustota priestorového náboja
$\rho_R$	merný elektrický odpor
$\sigma_s$	záchytný prierez hladiny
$\sigma_0$	elektrická vodivosť za tmy
$\sigma_e$	elektrická vodivosť elektrónov
$\tau_e$	doba života vodivostných elektrónov
$\tau_h$	doba života dier
$\tau_{sc}$	stredná doba medzi zrážkami elektrónov
$\phi_K$	kontaktný potenciál
$\phi_M$	výstupná práca kovu
$\phi_S$	výstupná práca polovodiča
$\chi_S$	elektrónová afinita polovodiča
$\omega$	kruhová frekvencia svetla
$\Delta\sigma$	fotovodivosť
$\Delta I$	fotoprúd

### Latinské symboly

$a$	sklon vnútorného elektrického poľa
$D_e$	Einsteinov difúzny koeficient elektrónov
$e$	elementárny náboj elektrónu
$E_C$	energia dna vodivostného pásu
$E_F$	energia Fermiho medze

$E_{FM}$	Fermiho hladina kovu
$E_{FS}$	Fermiho hladina polovodiča
$E_G$	šírka zakázaného pásu polovodiča
$E_P$	energia potrebná k vytvoreniu jedného elektrón- dierového páru
$E_V$	energia horného kraja valenčného pásu
$E_{VAC}$	hladina vákua
$E_t$	energia hladiny v zakázanom páse
$E_\gamma$	energia dopadajúceho žiarenia
$G$	počet elektrónov generovaných za jednu sekundu v jednotke objemu
$\hbar$	redukovaná Planckova konštanta $6.58 \cdot 10^{-16}$ eV s
$I$	prúd
$I_l$	intenzita transmitovaného svetla
$I_0$	intenzita dopadajúceho svetla
$I_t$	prúd tečúci Schottkyho kontaktom vďaka termálnej emisii
$j$	hustota elektrického prúdu
$j_D$	hustota temného prúdu
$j_P$	hustota fotoprúdu
$k$	Boltzmannova konštanta
$L$	hrúbka detektoru
$m_e^*$	efektívna hmotnosť elektrónu
$n$	koncentrácia voľných elektrónov
$n_t$	obsadenie hladiny v zakázanom páse
$N$	koncentrácia hladín v zakázanom páse
$N_C$	efektívna hustota stavov vo vodivostnom páse
$N_0$	počiatočný počet elektrón- dierových párov
$N_t$	efektívna koncentrácia stavov na hladine v zakázanom páse
$Q_0$	maximálny náboj generovaný žiarením
$Q_m$	indukovaný náboj, vytvorený pohybom fotogenerovaných nosičov
$R_c$	rýchlosť záchytu nosičov na hladine v zakázanom páse
$R_d$	rýchlosť termálneho vyprázdnenia hladiny v zakázanom páse
$s_e$	rýchlosť povrchovej rekombinácie elektrónov
$S$	počet nosičov rekombinujúcich v jednotke plochy za jednu sekundu
$t$	čas
$T$	termodynamická teplota

U	napätie privedené na elektródy detektoru
$U_{\text{crit}}$	kritické napätie kedy sa mení ohmický kontakt na injekčný
v	priemerná termálna rýchlosť nosičov
$v_{\text{dr}}$	driftová rýchlosť elektrónov
$V_{\text{D}}$	difúzne napätie
$x_i$	vzdialenosť od katódy, v ktorej sa generujú elektrón- dierové páry
Z	atómové číslo

### **Skratky**

CCE	(charge-collection efficiency) účinnosť zberu náboja
CdTe	telurid kademnatý
CdZnTe	teluridu zinečnato-kademnatého
DC	(direct current) jednosmerný prúd
foto-VA	závislosť fotoprúdu na priloženom napätí.
LED	elektroluminiscenčná dióda
LD	laserová dióda
MCA	multi-kanálový analyzátor
MHR	Modifikovaná Hechtova relácia
MS	rozhranie kov-polovodič
MSM	rozhranie kov-polovodič-kov
OD	optická hustota (optical density)
OPN	oblasť priestorového náboja
PN	priestorový náboj
RTG	röntgenový
SR	Schockley-Readov model
TCT	Transient Current Technique, metóda tranzientných prúdov
VA	volt-ampérová charakteristika

## Zoznam použitej literatúry

- [1] Y. Cui, G. W. Wright, X. Ma, K. Chattopadhyay, and R. B. James, “DC Photoconductivity Study of Semi-insulating CdZnTe Crystals,” *J. Electron. Mater.*, vol. 30, no. 6, pp. 774–778, 2001.
- [2] Y. Cui, M. Groza, D. Hillman, A. Burger, and R. B. James, “Study of surface recombination velocity of CdZnTe radiation detectors by direct current photoconductivity,” *J. Appl. Phys.*, vol. 92, no. 5, p. 2556, 2002.
- [3] A. Levi, M. M. Schieber, and Z. Burshtein, “Carrier surface recombination in HgI<sub>2</sub> photon detectors,” *J. Appl. Phys.*, vol. 54, no. 5, pp. 2472–2476, 1983.
- [4] M. Zanichelli, M. Pavesi, A. Zappettini, L. Marchini, N. Auricchio, E. Caroli, and M. Manfredi, “Characterization of Bulk and Surface Transport Mechanisms by Means of the Photocurrent Technique,” vol. 56, no. 6, pp. 3591–3596, 2009.
- [5] N. F. Mott and R. W. Gurney, *Electronic Processes in Ionic Crystals*, 2nd EDN. Dover Publications Inc., 1964.
- [6] R. H. Bube, *Electronic Properties of Crystalline Solids*, 1st EDN. Academic Press, 1974. ISBN 978-0-12-138550-7.
- [7] H. Frank, *Fyzika a technika polovodičů*, 1. vyd. STNL - Státní nakladatelství technické literatury, 1990. ISBN 80-03-00401-2.
- [8] R. H. Bube, *Photoelectronic Properties of Semiconductors*, 1st EDN. Cambridge University Press, 1992. ISBN 0-521-40681-1.
- [9] A. Many, “High-Field Effects in Photoconducting Cadmium Sulphide,” *J. Phys. Chem. Solids*, vol. 26, pp. 575–585, 1965.
- [10] J. Franc, Skriptá: “Fyzika polovodičů pro optoelektroniku I,” 2014.
- [11] F. J. Chatenier, “Space-charge-limited photocurrent in vapour-deposited layers of red lead monoxide,” *Philips Res. Repts*, vol. 23, pp. 142–150, 1968.
- [12] R. Triboulet and P. Siffert, *CdTe and Related Compounds; Physics, Defects, Heteroand Nano-structures, Crystal Growth, Surfaces and Applications- Part I.:Physics, CdTe-based Nanostructures, CdTe-based Semimagnetic Semiconductors, Defects.*, 1st EDN. Elsevier Science, 2009. ISBN 9780080464091.
- [13] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, 3rd EDN. 1999. ISBN

9780471073383.

- [14] Š. Uxa, R. Grill, and E. Belas, “Evaluation of the mobility-lifetime product in CdTe and CdZnTe detectors by the transient-current technique,” *J. Appl. Phys.*, vol. 114, no. 094511, 2013.
- [15] J. Pekárek, Diplomová práce: “Detektory RTG a gama záření na bázi polovodiče CdTe/CdZnTe,” Karlova Univerzita v Praze, 2013.
- [16] Š. Uxa, Doctoral Thesis: “Transport and optical properties of CdTe / CdZnTe single crystals,” Charles University in Prague, 2014.
- [17] 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 Trans. Nucl. Sci.*, vol. 59, no. 5, pp. 2402–2408, 2012.
- [18] K. Suzuki, T. Sawada, and K. Imai, “Effect of DC Bias Field on the Time-of-Flight Current Waveforms of CdTe and CdZnTe Detectors,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 58, no. 4, pp. 1958–1963, 2011.
- [19] A. Cola and I. Farella, “The polazitation mechanism in CdTe Schottky detectors,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 94, no. 201113, 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 Trans. Nucl. Sci.*, vol. 56, no. 4, pp. 1823–1826, 2009.
- [21] K. Nakazawa, K. Oonuki, T. Tanaka, Y. Kobayashi, K. Tamura, and T. Mitani, “Improvement of the CdTe Diode Detectors Using a Guard-Ring Electrode,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 51, no. 4, pp. 1881–1885, 2004.
- [22] 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 Trans. Nucl. Sci.*, vol. 49, no. 4, pp. 1941–1949, 2002.
- [23] W. Shockley and W. T. Read, “Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons,” *Phys. Rev.*, vol. 87, no. 835, 1952.
- [24] A. Rose, *Concepts in photoconductivity and allied problems*, 1st EDN. Krieger Publishing Company, 1978. ISBN 9780882755687.
- [25] H. Elhadidy, J. Franc, P. Moravec, P. Hoschl, and M. Fiederle, “Deep level defects in CdTe materials studied by thermoelectric effect spectroscopy and photo-induced current transient spectroscopy,” *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 22, no. 5, pp. 537–542, 2007.

- [26] J. Franc, R. Grill, J. Kubat, P. Hlidak, E. Belas, P. Moravec, and P. Höschl, "Influence of Space Charge on Lux – Ampere Characteristics of High-Resistivity CdTe," *J. Electron. Mater.*, vol. 35, no. 5, pp. 988–992, 2006.
- [27] J. Kubát, Dizertačná práca: "Fotoelektrický transport ve vysokoodporovém CdTe," Karlova Univerzita v Praze, 2011.
- [28] A. Iribarren, E. Menendez-Proupin, R. Castro-Rodriguez, V. Sosa, J. L. Peña, and F. Caballero-Briones, "Experimental evidence of compositional CdTeO films grown by radio-frequency sputtering," *J. Appl. Phys.*, vol. 86, no. 4688, 1999.
- [29] A. A. Dakhel and F. Z. Henari, "Optical characterization of thermally evaporated CdO films," *Cryst. Res. Technol.*, vol. 38, no. 11, pp. 979–985, 2003.
- [30] G. Benassi, L. Nasi, M. Bettelli, N. Zambelli, D. Calestani, and A. Zappettini, *Poster prezentovaný na RTDS konferencii , Valencia. 2013.*
- [31] K. Chen, D. T. Shi, H. Chen, B. Granderson, M. A. George, W. E. Collins, and A. Burger, "Study of oxidized cadmium zinc telluride surfaces," *J. Vac. Sci. Technol. A*, vol. 15, no. 3, pp. 850–853, 1997.
- [32] H. Chen, J. Tong, Z. Hu, D. T. Shi, G. H. Wu, K. Chen, M. A. George, W. E. Collins, and A. Burger, "Low-temperature photoluminescence of detector grade Cd<sub>1-x</sub>Zn<sub>x</sub>Te crystal treated by different chemical etchants," *J. Appl. Phys.*, vol. 80, no. September, pp. 3509–3512, 1996.

## Zoznam tabuliek

Tab. 2.1: Spoločné parametre pre teoretické simulácie na obr. 2.2 a obr. 2.3.....	23
Tab. 3.1: Porovnanie vlastností <i>Si</i> , <i>Ge</i> , <i>CdTe</i> a <i>CdZnTe</i> pri pokojovej teplote.....	26
Tab. 4.1: Rozmery meraných vzoriek.....	29
Tab. 5.1: Parametre $\mu_e \tau_e$ získané fitovaním závislosti polohy stredú peaku spektra na priloženom napätí pomocou jednočasticovej Hechtovej relácie.....	38
Tab. 5.2: Spoločné parametre pri numerickej simulácii modelu s rovnými pásmi a so zahnutými pásmi u katódy.....	45
Tab. 5.3: Parametre získané fitovaním foto-VA charakteristík na obr. 5.12 pomocou (2.19).....	46
Tab. 5.4: Výsledky fitu foto-VA charakteristík z obr. 5.16.....	51
Tab. 5.5: Doba prechodu, sklon vnútorného elektrického poľa a hustota záporného priestorového náboja vo vzorkách A12 a B7 pri napätí 100 V na detektore.....	61



## Zoznam obrázkov

Obr. 0.1: Základné energetické prechody v polovodiči.....	3
Obr. 0.2: Typické VA charakteristiky pre ohmický, blokujúci kontakt a injektujúci kontakt.....	6
Obr. 1.3: Pásové schéma kovu a $n$ - typového polovodiča predspojením.....	7
Obr.1.4: Pásové schéma Schottkyho MS kontaktu pre $n$ -typový polovodič.....	7
Obr. 1.5:Pásové schéma ohmického kontaktu pre $n$ -typový polovodič.....	9
Obr. 1.6: Experimentálne usporiadanie pri odvodení MHR.....	10
Obr. 2.1: Pásové schéma polovodiča pri odvodení modelov SCLC, SCLP 1 a SCLP 2.....	15
Obr. 0.2: Porovnanie teoretického modelu SCLP 1 a SCLP 2 pre pascovú hladinu na $E_F$ .....	24
Obr. 0.3: Porovnanie teoretického modelu SCLP 1 a SCLP 2 pre pascovú hladinu nad $E_F$ .....	24
Obr. 0.3: Sfaleritová kryštalická štruktúra.....	25
Obr. 0.4: Vzorka CdTe resp. CdZnTe detektoru so zlatými kontaktmi.....	28
Obr. 0.5: Schéma aparatury pre meranie alfa spektier.....	30
Obr. 4.3: Namerané temné prúdy, prúdy osvetlenou vzorkou a fotoprúdy vzorky B7.....	31
Obr. 4.4: Schéma merania VA charakteristík a foto-VA charakteristík.....	32
Obr. 4.5: Napäťový delič.....	32
Obr. 0.6: Profil vnútorného elektrického poľa.....	33
Obr. 4.7: Idealizovaný a reálny časový priebeh prúdového pulzu.....	36
Obr. 4.8: Schéma aparatury k meraniu tranzientných prúdov.....	36
Obr. 5.1: Spektrá alfa žiariča $Am^{241}$ namerané u vzorky B7.....	37
Obr. 5.2: Závislosť polohy $x_c$ na napätí získaná z alfa spektra vzorky B7.....	38
Obr. 5.3: Reprodukovateľnosť fotoprúdu v závislosti na napätí pri pevnej vlnovej dĺžke 662 nm.....	39
Obr. 5.4: Reprodukovateľnosť fotoprúdu v závislosti na $\lambda$ pri 300 V.....	39
Obr. 5.5: Závislosť temného prúdu na napätí pre vzorky C5, B12, A12, B7.....	40
Obr. 5.6: Časový priebeh temného prúdu vzorky B7 pri 300 V. Vzorka ponechaná pred meraním na svetle.....	41
Obr. 5.7: Časový priebeh temného prúdu vzorky B7 pri 300 V.	

Vzorka ponechaná pred meraním v tme.....	41
Obr. 5.8: Časový priebeh temného prúdu vzorky A12 pri napätí 300 V.....	41
Obr. 5.9: Časový priebeh prúdu tečúceho osvetlenou vzorkou A12.....	41
Obr. 5.10: Foto-VA charakteristika vzorky B7 získaná pri osvetlení LD 690 nm.....	44
Obr. 5.11: Porovnanie teoretických modelov s rovnými pásmi a so zahnutými pásmi u katódy.....	44
Obr. 5.12: Porovnanie foto-VA charakteristík vzoriek C5, A12, B7 a B12.....	46
Obr.5.13: Foto-VA charakteristika vzorky B7 meraná v konfigurácii pre zber dier.....	47
Obr 5.14: Závislosť fotoprúdu na intenzite dopadajúceho svetla.....	50
Obr 5.14: Závislosť fotoprúdu na intenzite svetla v logaritmickej škále.....	50
Obr. 5.16: Namerané foto-VA charakteristiky vzorky B7 pri troch rôznych intenzitách dopadajúceho svetla 690 nm.....	51
Obr. 5.17: Spektrálna závislosť fotoprúdu .....	53
Obr. 5.18: Výkon lampy monochromátora v závislosti na $\lambda$ .....	54
Obr. 5.19 Závislosť fotoprúdu vzorky B7 pri konštantnej generácii elektrón- dierových párov.....	55
Obr. 5.20: Pulzy generované laserovou diódou pri TCT meraniach.....	56
Obr. 5.21: Namerané prúdové krivky pomocou TCT pre vzorku 12A.....	57
Obr. 5.22: Foto-VA charakteristika vzorky 12A pri TCT meraní s kontinuálnym osvetlením LED diódou.....	58
Obr. 5.23: Porovnanie prúdových kriviek z TCT u vzorky A12.....	59
Obr. 5.24: Porovnanie prúdových kriviek z TCT u vzorky B7.....	60
Obr. 5.25: Závislosti zobraňého náboja na napätí získané z TCT meraní s LED diódou a bez LED diódy pre vzorky A12 a B7.....	62
Obr. 5.26: Prúdové krivky namerané TCT metódou u vzorky A12 pre rôzne prúdy tečúce LED diódou 630 nm.....	62
Obr. 5.27: Normalizované závislosti zobraňého náboja na priloženom napätí získané z alfa spektroskopie pre vzorky B7, A12 a B12.....	65
Obr. 5.28: Normalizované závislosti fotoprúdu na priloženom napätí získané osvetlením vzoriek B7, A12 a B12 laserovou diódou 690 nm.....	65
Obr. 5.29: Závislosti intenzity elektrického poľa na vzdialenosti od katódy pre rovné a zahnuté pásy na MS rozhran.....	66