

Univerzita Karlova v Praze
Matematicko-fyzikální fakulta

DIPLOMOVÁ PRÁCA



Gabriel Korcsmáros

Mapování fotoelektrických jevů v semiizolačním CdTe

Fyzikální ústav UK

Vedúci diplomovej práce: Doc. Ing. Jan Franc, DrSc.

Študijný program: Fyzika, Optika a optoelektronika

2010

Rád by som sa poďakoval každému, ktorý bol pri písaní diplomovej práce nápomocný. V prvom rade ďakujem môjmu vedúcemu, Doc. Ing. Jan Francovi, DrSc. za jeho cenné pripomienky, rady a za čas, ktorý mi počas vypracovania tejto práce venoval. Rád by som sa poďakoval ešte RNDr. Jan Kubátovi a Mgr. Václav Dědičovi, ktorí mi pomáhali pri meraní. Tak tiež by som sa chcel poďakovať svojej rodine za stálu podporu a trpezlivosť.

Prehlasujem, že som svoju diplomovú prácu napísal samostatne a výhradne s použitím citovaných prameňov. Súhlasím so zapožičiavaním práce a jej zverejňovaním.

V Prahe dňa 1.8. 2010

Gabriel Korcsmáros

Obsah

1 Úvod	6	
1.1 Motivácia		6
1.2 Ciele práce		7
1.3 Základné vlastnosti CdTe		7
1.3.1 Nedopovaný CdTe		8
1.3.2 Dopovaný CdTe		10
1.3.3 Hlboké hladiny v CdTe a CdZnTe		12
2 Teória	14	
2.1 Shockley-Reed-Hallov model		14
2.2 Drift-difúzná a Poissonova rovnica		17
2.3 Fotovodivosť		20
2.4 Kompenzácia hladín v polovodičoch		23
2.5 Výpočet polohy Fermiovej hladiny		26
2.6 Lux-ampérova charakteristika		31
3 Experimentálne metódy	33	
3.1 Kontakty		33
3.2 Trojbodová metóda		34
3.3 Kontaktná metóda merania fotovodivosti		36
3.3.1 Výpočet signálu fotovodivosti		36
3.4 Základy merania		39
3.5 Chyby merania		46
4 Experiment	47	
4.1 Volampérové charakteristiky kontaktu Au/CdZnTe		47
4.2 Kontaktná metóda		53
4.3 Bezkontaktná metóda		66
5 Záver	72	
Použitá literatúra	73	

Názov práce: Mapování fotoelektrických jevů v semiizolačním CdTe
Autor: Gabriel Korcsmáros
Katedra (ústav): Fyzikální ústav Univerzity Karlovy
Vedúci diplomovej práce: Doc. Ing. Jan Franc, DrSc
e-mail vedúceho: Jan.Franc@mff.cuni.cz

Abstrakt:

Dôvodom pre aplikáciu CdTe a CdZnTe materiálov pre detekciu Rentgenového žiarenia je fakt, že tieto prvky disponujú s vysokým atómovým číslom a hustotou, to má za dôsledok vysokú kvantovú účinnosť a schopnosť detekcie nízkoenergetických fotónov. Tieto vlastnosti je možné dosiahnuť pri izbovej teplote, preto tento materiál je obzvlášť vhodný pre detektory gamma žiarenia. Pre citlivosť detektoru sú hlavnými požiadavkami nízky temný prúd a vysoká hodnota súčinu pohyblivosti a doby života nosiča prúdu. Požadované vlastnosti sa darí dosahovať len v určitých častiach objemu kryštálu. Hľadanie príčin v zhoršení kvality a v zbere náboja patrí v súčasnej dobe k prioritám výskumu. Nehomogenity sú limitujúcim faktorom pre prípravu veľkoplošných matíc. Diplomová práca bude zameraná na vývoj metodiky mapovania fotovodivosti a smerníc lux-ampérových charakteristík s cieľom analyzovať plošné rozloženie defektov zodpovedných za elektrický odpor a dobu života nosičov. Výskum bude zameraný aj na porovnanie výsledkov z máp fotovodivosti získaných kontaktnou a bezkontaktnou metódou. Využitie fotovodivostnej spektroskopie umožňuje študovať transport náboja v konfigurácii a v podmienkach blízkej reálnej činnosti detektoru a charakterizovať vplyv hlbokých hladín na transport elektrónov a dier.

Kľúčové slová: CdTe, mapovanie, fotovodivosť, kontaktná metóda, bezkontaktná metóda

Title: Mapping of photoelectric effects in semiinsulating CdTe
Author: Gabriel Korcsmáros
Department: Institute of Physics of Charles University
Supervisor: Doc. Ing. Jan Franc, DrSc
Supervisor's e-mail address: Jan.Franc@mff.cuni.cz

Abstract:

The main advantage of CdTe and CdZnTe materials is the fact that the involving elements have big atomic numbers and density, this is reflected in a high absorption coefficient, which is a very preferred feature. It enables to detect low energy photons and means high quantum efficiency. Mentioned features can be managed at room temperature, therefore these materials are very perspective for gamma-ray detection. For the detector sensitivity is important to have low dark current, and to have big fold of carrier lifetime and mobility. These properties can be reached in some parts of the materials. Finding the causes of these quality degradation and the signal loss are the main priorities of the exploration. The main problem is the quality of these materials, the inhomogeneities are decreasing the detection capability. In this work we will study lux-amper characteristics and analyze photoconductivity maps to better our understanding how inhomogeneities influence these parameters. Two main methods will be used, contactless and contact methods with Au applied as contact metal. These maps will be compared. Photoconductivity maps can increase our understanding of charge transport inside the material.

Keywords: CdTe, contactless method, contact method, photoconductivity

1 Úvod

1.1 Motivácia

V dnešnej dobe vzrástol záujem o prenosné, nechladené detektory žiarenia, ktoré dokážu pracovať pri izbovej teplote. Uplatnenie by sa našlo hlavne v medicíne, kde je veľká túžba po mobilnejších a citlivejších snímacích prístrojoch. Je snaha, aby tieto prístroje dokázali pracovať efektívnejšie, čo by malo znamenať väčšiu rozlišovaciu schopnosť a citlivosť vedúcu k zníženiu radiačnej záťaže pacienta. Táto vlastnosť by sa obzvlášť hodila do CT (computer tomography) prístrojov, ktoré robia viac desiatok snímok, väčšinou kolmo na axiálnu rovinu tela a tak človek dostáva nezanedbateľnú dávku žiarenia. Druhá oblasť, kde by také detektory mali veľké uplatnenie je národná bezpečnostná politika. Z hľadiska bezpečnosti čoraz väčší dôraz sa kladie na detekovanie zdrojov radiačného zamorenia, hlavne na frekventovaných miestach, ako sú metro stanice a letiská. Mohli by slúžiť ako neviditeľné stráže bezpečia, ktoré by odhalili “špinavé bomby“ alebo obchodovanie s rádioaktívnym materiálom. Medzi najperspektívnejšie materiály patria CdTe CdZnTe. Tieto polovodičové detektory majú vyššie spomínané vlastnosti, nemusia byť chladené a dokážu pracovať aj pri izbovej teplote. Hlavným nedostatkom týchto materiálov je ich kvalita. Celosvetovo je veľká snaha zlepšiť ich kvalitu, používajú sa hlavne dve metódy rastu kryštálov, HPB (High Pressure Bridgman) a THM (Traveling Heater Method). Napriek veľkej snahe nedarí sa dosiahnuť potrebné elektrooptické vlastnosti. Bodové a čiarkové defekty v kryštále zachytávajú voľné nosiče, zrnitosť a dislokácie, taktiež znemožňujú vyhotovenie väčších matíc [1].

1.2 Ciele práce

Zhoršenie kvality v polovodičových kryštáloch spôsobené nehomogenitami alebo inými, už čiastočne spomínanými faktormi, je z hľadiska použiteľnosti nežiadúce. Študovanie týchto oblastí nám môže priblížiť príčinu ich vzniku. Diplomová práca bude zameraná na vývoj metodiky mapovania fotovodivosti vrátane meraní lux-amérových charakteristík. Celoplošné mapovanie vzorky nám umožní získať informáciu, ako rozloženie defektov ovplyvňuje účinnosť zberu náboja. Budú porovnané výsledky získané kontaktnou a bezkontaktnou metódou. Tieto výsledky budú vyhodnotené a pokúsime sa ich vysvetliť pomocou teoretického modelu.

1.3 Základné vlastnosti CdTe

CdTe patrí medzi polovodiče typu II-VI s priamym zakázaným pásom. Základné vlastnosti materiálu pri 300K :

šírka zakázaného pásu E_G :	1.48eV (~855nm)
mriežková konštanta:	0.648nm
efektívna hmotnosť elektrónov (dier):	0.011meV (0.6meV)
hustota ρ :	$\sim 6\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$
atómové čísla:	$Z_{\text{Cd}} = 48, Z_{\text{Te}} = 52$

Okrem detektorov gamma žiarenia CdTe a CdZnTe sa našlo uplatnenie aj v iných oblastiach optoelektroniky. Mriežková a chemická kompatibilita CdZnTe s rôznymi kompozitami $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, ktorý je jeden z najlepších detektorov infračerveného žiarenia v súčasnosti, je ideálny ako substrát. CdTe našlo uplatnenie taktiež medzi fotovoltaickými článkami. V laboratórnych podmienkach dosahuje účinnosť nad 15 % a v priemyselnom využití sa to pohybuje okolo 10 %.

Fyzikálne vlastnosti materiálu závisia aj od hladín nachádzajúcich sa vo vnútri zakázaného pásu, za ktoré sú zodpovedné defekty v materiáli a rôzne prímiesy. Hladiny, ktoré sa nachádzajú hlboko v zakázanom pásu a hladiny, ktoré sú blízko valenčného a vodivostného pásu ovplyvňujú výsledné elektrooptické vlastnosti materiálu. Experimentálne bolo preukázaných veľa diskretných hladín v CdTe (Tab. 1.1-1.2). Napriek tomu, že nemôžeme presne oddeliť hlboké a plytké hladiny, predpokladáme, že hlboké hladiny majú aktivačnú energiu vzdialenú viac ako 0.2eV od valenčného či vodivostného pásu a hladiny s aktivačnou energiou menšou ako 0.2eV budú prislúchať k plytkým hladinám.

1.3.1 Nedopovaný CdTe

Nedopované vzorky CdTe a CdZnTe pripravované na telúrové časti fázového diagramu, pri nízkom tlaku kadmia, majú väčšinou p-typovú vodivosť s koncentráciou voľných nosičov náboja okolo 10^{15}cm^{-3} . Nekompenzovaný CdTe je nízkooporovým polovodičom kvôli zbytkovým prímiesiam a intrinzičným defektom. U CdTe vysoký odpor ukazuje na prítomnosť relatívne veľkého počtu navzájom kompenzovaných elektricky aktívnych nečistôt. Spravidla sú to prirodzené defekty ako vakancie, antisite defekty, intersticiálne atómy a ich komplexy. Najčastejšie defekty sú vakancie kadmia tvoriace jedenkrát (V_{Cd}^-) a dvakrát (V_{Cd}^{2-}) ionizované akceptorové hladiny, alebo intersticiálne atómy Cd_I v kryštáloch, ktoré boli pestované v kadmiovej časti fázového diagramu. Komplexné defekty tvorené (V_{Cd}^{2-}) a komplexy tvorené prímiesovými hladinami atómami zo skupiny III a VII sa chovajú ako jedenkrát ionizované plytké akceptory. Veľa ďalších defektov je zahrnutých v tabuľke 1.1. Medzi tieto defekty najčastejšie patria vakancie telúru V_{Cd} , telúr miesto kadmia v mriežke Te_{Cd} , intersticiálny telur Te_I a komplex $\text{Te}_{\text{Cd}}-V_{\text{Cd}}$.

Defekt	E [eV]	σ [cm ²]	Typ	Metóda	Referencia
V _{Cd}	<0.47		Akceptor	EPR, Photo-EPR	[2, 3]
V _{Cd}	0.100		Akceptor	DLTS, PICTS	[4]
V _{Cd}	0.100	(6.4-8.4) x 10 ⁻¹⁶	Akceptor	TEES	[5]
V _{Cd}	0.21		Akceptor	TEES	[6]
V _{Cd}	0.23-0.25	(1.8-9) x 10 ⁻¹⁶	Akceptor	TEES	[5]
V _{Cd}	0.400		Akceptor	DLTS, PICTS	[4]
V _{Cd}	0.430		Akceptor	TEES	[7]
V _{Cd}	0.730		Donor	TEES	[6]
V _{Cd}	0.730		Akceptor	TEES	[8, 9]
V _{Cd}	0.760		Akceptor	DLTS, PICTS	[4]
V _{Cd}	0.78	4 x 10 ⁻¹³	Akceptor	PICTS	[10, 11]
Te _{Cd}	0.39-0.43	(2.3-4.9) x 10 ⁻¹³	Donor	TEES	[11]
Te _{Cd}	0.74		Donor	TEES	[8, 9]
Te _{Cd} -2V _{Cd}	0.43-49	1.1 x 10 ⁻¹⁴	Akceptor	TEES	[12]
Te _{Cd} -2V _{Cd}	0.69-0.71	(1.8-4.7) x 10 ⁻¹⁴	Akceptor	TEES	[12]
Te _{Cd} -V _{Cd}	0.85-0.73	1.58 x 10 ⁻¹²	Akceptor	TEES	[12]
V _{Te}	1.400		Donor	Photo-EPR	[13]
V _{Te}	1.100		Donor	DLTS, PICTS	[4]
V _{Te}	0.400		Donor	Theory	[14]
V _{Te}	0.500	1 x 10 ⁻¹⁶	Donor	Theory	[15, 16]
Cd _I	0.640	4 x 10 ⁻¹²	Donor	DLTS, PICTS	[4, 11]
Cd _I	0.540		Donor	PICTS	[17]
Neznámy	0.250	2-3x10 ⁻¹⁹			[16]
Neznámy	0.240	2-6x10 ⁻¹⁷		DLTS	[18]
Neznámy	0.880	1.2 x 10 ⁻¹²			[17]

Tabulka 1.1 Prehľad prirodzených defektov CdTe

(E - energie hladiny, σ - zachytý príerez). Metódy pre detekciu hladín: Photo-EPR - fotoelektronová paramagnetická rezonancia (photo electron paramagnetic resonance), DLTS - transientná špektroskopia hlbokých hladín (deep level transient spectroscopy), PICTS - fotoindukovaná transientná prúdová špektroskopia (photo induced current transient spectroscopy), TEES - termoelektrická špektroskopia (thermal emission electron spectroscopy), PL - fotoluminiscencia (photoluminescence), ODMR - opticky detekovaná magnetická rezonancia (optically detected magnetic resonance), SPS - povrchová plazmonová špektroskopia (surface plasmon spectroscopy), CPM - metóda stálého prúdu (constant photocurrent method), TSC - tepelne stimulovaná prúdová špektroskopia (Thermally stimulated current spectroscopy), Hall - Hallova meracia metóda (Hall measurement) a TDL - špektroskopia s využitím laditeľného diodového laseru (tunable diode laser spectroscopy).

1.3.2 Dopovaný CdTe

Pri mnohých aplikáciach polovodiča CdTe je žiadaný vysoký odpor materiálu ($\sim 10^9 \Omega\text{m}$) a súčasne minimálny počet pascových centier pre nosiče náboja. Napriek tomu že kryštály sú veľmi čisté materiály, existujú v nich nečistoty rádovo $\sim 10^{13} \text{cm}^{-3}$, ktoré spolu s prirodzenými defektmi vnášajú lokalizované hladiny vo vnútri zakázaného pásu a chovajú sa ako donory a akceptory. Z tohoto dôvodu je potrebné pridať do materiálu ďalšie prímiesy, ktoré kompenzujú pôvodné nečistoty. Podrobnejšie je to diskutované v práci [49]. V praxi sa používajú dve skupiny prvkov, ktoré sú vhodné na zvýšenie odporu.

1) Prechodové kovy

Tieto elementy obsadzujú mriežkové polohy po Cd, pôsobia ako hlboké donory a tvoria hladiny blízko stredu pásu. Dôsledkom dopovania zbytkové akceptory sú kompenzované a Fermiho hladina je blízko stredu pásu, čo spôsobuje veľký odpor materiálu. Typické elementy pre takýto typ dopovania sú Ti a V. Podrobnejší prehľad o týchto hladinách nám dáva tabuľka 1.2 .

2) Prvky skupín I, III, IV, V a VII

Energetické hladiny prislúchajúce týmto prvkom, hlavne In a Sn sú zhrnuté napr. v [48].

Dopant	E [eV]	Typ	Metóda	Referencia
Ag	0.108	Akceptor	PL	[19]
Au	0.263	Akceptor	PL	[20]
Co	1.250	Akceptor	EPR, ODMR,PL	[21]
Cr	1.340	Akceptor	EPR, ODMR,PL	[22]
Cu	0.146	Akceptor	PL	[23]
Cu	0.360	Akceptor	PICTS	[24]
Cu	0.370	Akceptor	PICTS	[17]
Fe	0.150	Akceptor	SPS	[25]
Fe	0.200	Akceptor	CPM	[26]
Fe	0.350	Akceptor	EPR, ODMR,PL	[27]
Fe	0.430	Akceptor	TSC	[26]
Fe	1.450	Donor	Photo-EPR	[28]
Mn	0.050	Donor	Hall	[29]
Mn	0.730	Donor	Hall	[29]
Ni	0.760	Donor	CPM	[30]
Ni	0.920	Akceptor	EPR, ODMR,PL	[27]
Sc	0.011	Donor	PL	[19]
Ti	0.730	Donor	PL, TDH	[19]
Ti	0.830	Donor	DLTS	[31]
V	0.510	Akceptor	TSC	[30]
V	0.670	Donor	Photo-EPR	[32]
V	0.740	Akceptor	Theory	[33]
V	0.950	Donor	DLTS	[34]

Tabulka 1.2: Prehľad defektov v CdTe spôsobených prímiesami z prechodových kovov

1.3.3 Hlboké hladiny v CdTe a CdZnTe

Z hľadiska účinnosti zberu náboja najzaujímavejšie sú práve hlboké hladiny v materiáli. Tieto hladiny dokážu najviac ovplyvniť dobu života fotogenerovaných nosičov náboja. V prípade CdTe a CdZnTe sú to spravidla elektróny vzhľadom k desaťkrát nižšej pohyblivosti dier. Na závislosti záchytného prierezu a charakteru hladiny, sa hladina môže chovať ako pasca. Náboj sa na týchto hladinách môže akumulovať. Po zaplnení hladiny, vytvorí priestorový náboj, ktorý ovplyvní pohyb ďalších elektrónov, zatieni totiž elektrický náboj kontaktu. Hladina môže byť rekombinačná, alebo môže emitovať nosičov náboja späť do pásu. Existujú rôzne metódy na určenie parametru týchto hladín (vymenované pod tabuľkou 1.1), ale výsledky týchto meraní sú často nejednoznačné a je potrebné, aby boli potvrdené inými metódami, aby sa mohli správne interpretovať.

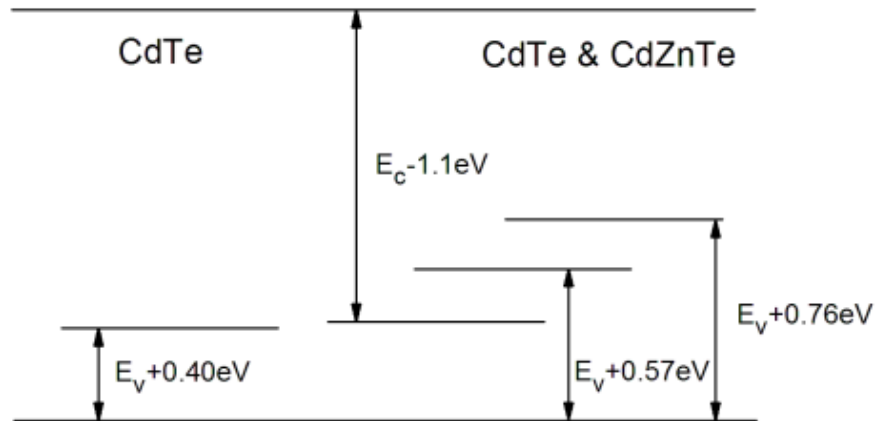
Na základe predošlých prác [35] a [4] môžeme zhrnúť doterajšie výsledky o hlbokých hladinách v CdTe a v CdZnTe. Musíme si uvedomiť že tieto dva materiáli majú odlišný zakázaný pás, CdZnTe má vyšší ($E_G=1,65$) [36], ale závisí to na pomere zinku v materiáli.

Hladina A. $E_v+0.40eV$ bola pozorovaná v nedopovanom CdTe, táto hladina sa pripisuje vakancie kadmia (V_{Cd}) [37] , [38] a vyskytuje sa v nezanedbateľnej miere v nedopovanom materiáli.

Hladina B. $E_v+0.57eV$ je hlboká hladina, ktorá sa pozorovala len v CdZnTe a nemôže byť pripísaná ani jednej veľkej pasci v CdTe. Podobná hladina bola pozorovaná aj v ďalších vzorkách, ale s iným pomerom zinku. Predpokladá sa, že táto hladina v intervale 0.55-0.65 eV má akceptorový charakter a je spojená s vakanciou katiónu [39].

Hladina C. $E_v+0.76eV$ je pozorovaná v oboch prípadoch a bola skúmaná ako elektrickými tak aj optickými metódami. Je všeobecne prisúdená akceptorovému komplexu tvorenému z vlastnej vakancie kadmia (V_{Cd}) a nečistoty. Táto hladina bola skúmaná metódou termálnej emisie a zistilo sa, že sa jedná o rekombinačnú hladinu.

Hladina D. $E_c - 1.1 \text{ eV}$ je pozorovaná taktiež v oboch materiáloch. Hladinu študovali optickými metódami a pripisuje sa to V_{Te}^+ [40, 41, 42]. Hladina sa údajne chová ako pasca pre elektróny [43]. Pre p-typové vzorky sa táto hladina v meraniach nepozorovala.

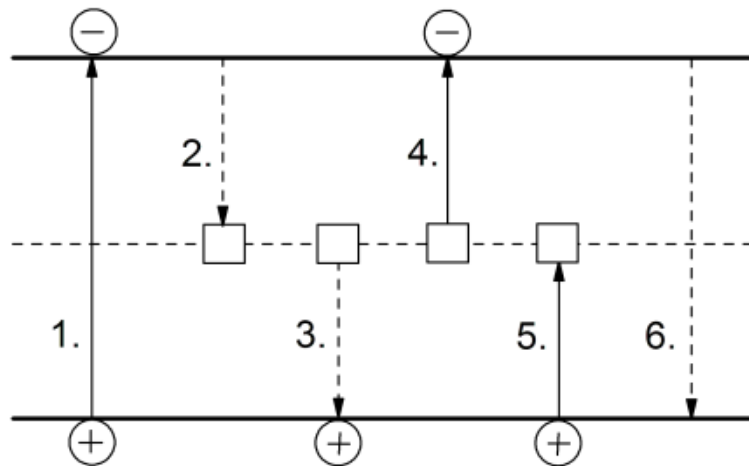


Obr. 1.1 Hlboké hladiny v CdTe a v CdZnTe

2 Teória

2.1 Shockley-Reed-Hallov model

Shockley-Read-Hallov model bol predstavený v roku 1952 pre štatistický popis rekombinácie a generácie elektrónov a dier v polovodičoch za prítomnosti pascí a rekombinačných center. Pohybu elektrónov vo vodivostnom páse predchádza generácia elektrón-dierového páru, samozrejme aj diery sa pohybujú vo valenčnom páse. Reverzný proces generácie je rekombinácia elektron-dierového páru. Prítomnosť záchytových centier v zakázanom páse spôsobené poruchami alebo nečistotami v kryštále vedie k záchytu elektrónov a dier. Podľa parametrov hladín, veľkosť záchytneho prierezu a energie, môže dojsť k rekombinácii elektrón-dierového páru alebo k spätnej termálnej emisii nosičov do vodivostného a valenčného pásu. Základné mechanizmy ilustruje nasledujúci obrázok.



Obr. 2.1 Pásový model rekombinácie s jednou hlbokou hladinou. Pozorujeme šesť procesov, 1. vonkajšia generácia, 2. záchyt elektrónu na centre, 3. záchyt diery na centre, 4. uvoľnenie elektrónu z centra, 5. uvoľnenie diery z centra, 6. medzipásmová rekombinácia

Základné podmienky pre použitie Shockley-Reed-Hallovho modelu sú:

1. Voľné nosiče náboja sú popísané koncentraciami n resp. p a strednými rýchlosťami v_n a v_p
2. Všetky prechody sa odohrávajú okamžite
3. Parametre záchytných centier nezávisia od stavu okolitého systému, zodpovedajú rovnovážnému stavu.

Koncentrácie generačno-rekombinačných centier pre elektróny n_t a pre diery p_t dávajú celkovú koncentráciu N_T

$$N_T = n_t + p_t \quad (2.1)$$

Zadefinujeme potrebné veličiny pre Shockley-Read-Hallov model:

- σ_n - záchytný prierez elektrónov
- σ_p - záchytný prierez elektrónov

Podľa záchytných prierezov rozoznávame:

- $\sigma_n \cong \sigma_p$ - rekombinačné centrum
- $\sigma_n > \sigma_p$ - pasca pre elektróny
- $\sigma_n < \sigma_p$ - pasca pre diery

Doba života voľných nosičov elektrónov vzhľadom k záchytu na centre τ_n je definovaná ako

$$\tau_n = \frac{1}{\sigma v_n (N_T - n_t)} \quad (2.2)$$

Zmena koncentrácie elektrónov resp. dier vo vodivostnom resp. valenčnom páse a zmena koncentrácie elektrónov na centre sú popísané nasledujúcimi rovnicami:

$$\frac{dn}{dt} = g - \sigma_n \nu_n (N_T - n_t) + \sigma_n \nu_n n_1 n_t \quad (2.3)$$

$$\frac{dp}{dt} = g - \sigma_p \nu_p p n_t + \sigma_p \nu_p p_1 (N_T - n_t) \quad (2.4)$$

$$\frac{dn_t}{dt} = \sigma_n \nu_n n (N_T - n_t) + \sigma_n \nu_n n_1 n_t - \sigma_p \nu_p p n_t + \sigma_p \nu_p p_1 (N_T - n_t) \quad (2.5)$$

Kde n_1 a n_2 sú koncentrácie elektrónov a dier, v prípade, že $E_F = E_T$, kde E_F je Fermiho energia a zároveň platí

$$\Delta p = \Delta n + \Delta n_t \quad (2.6)$$

Riešením rovníc (2.3-2.6) získame Shockley-Read-Hallovu rovnicu pre relaxačnú dobu τ nosiča náboja

$$\tau = \tau_{n0} \cdot \frac{p_0 + p_1 + \Delta n}{n_0 + p_0 + \Delta n} + \tau_{p0} \cdot \frac{n_0 + n_1 + \Delta n}{p_0 + p_0 + \Delta n} \quad (2.7)$$

Kde n_0 a p_0 sú koncentrácie voľných elektrónov resp. dier za tmy a τ_{n0} a τ_{p0} sú doby života elektrónov resp. dier pre $n_t=0$, či že elektrónmi zaplnenou resp. prázdnu hladinou.

2.2 Drift-difúzná a Poissonova rovnica

Pohyb voľného nosiča elektrického náboja vo vzorke bez priestorového náboja popisuje drift-difúzná rovnica. Pre prúdovú hustotu elektrónu j_e platí

$$j_e = e\mu_e nE + \mu_e k_B T \nabla n + \mu_e k_B n \nabla T \quad (2.8)$$

Kde e je elementárny náboj, E je intezita elektrického poľa, k_B Boltzmanova konštanta, T je teplota a μ_e je pohyblivosť elektrónov, ktorá je daná nasledujúcim vzťahom

$$\mu_e = \frac{e}{m_e^*} \tau \quad (2.9)$$

Kde m_e^* je efektívna hmotnosť elektrónu a τ je relaxačná doba. Vzťah platí analogicky aj pre diery.

Prvý člen na pravej strane rovnice (4.8) popisuje driftový pohyb nosičov, druhý a tretí člen popisuje ich difúziu. Pri konštantnej teplote tretí člen bude nulový a drift-difúzna rovnica sa redukuje na nasledujúci tvar

$$j_e = e\mu_e nE + \mu_e k_B T \nabla n \quad (2.10)$$

Vplyv priestorového náboja na rozloženie elektrického poľa a na pohyb nosičov náboja vo vzorke je riešením Poissonovej rovnice

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = -\frac{\rho}{\epsilon} \quad (2.11)$$

Rovnováha elektrónov a dier v rovnovážnom fotoexcitovanom stave je popísaná rovnicami

$$0 = \phi\alpha e^{-\alpha x} + \mu_n \left[\frac{k_B T}{e} \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial x} (E_x n) \right] - R \quad (2.12a)$$

$$0 = \phi\alpha e^{-\alpha x} + \mu_p \left[\frac{k_B T}{e} \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial x} (E_x p) \right] - R \quad (2.12b)$$

Kde Φ je fotónový tok, α je absorbný koeficient. Vzťah medzi D a μ je popísaný Einsteinovou rovnicou $eD = k_B T \mu$. Rekombinácia nosičov je popísaná Shockley-Read-Hallovou teóriou

$$R = \frac{\gamma_n \gamma_p N_T (np - n_0 p_0)}{\gamma_n (n + n_1) + \gamma_p (p + p_1)} \quad (2.13)$$

Kde $\gamma_{n(p)} = \sigma_{n(p)} \cdot \nu_{n(p)}$ je záchytný koeficient elektrónov resp. dier. Elektrické pole súvisí s elektrochemickým potenciálom φ ,

$$E_x = -\frac{\partial \varphi}{\partial x} \quad (2.14)$$

ktorý je riešením Poissonovej rovnice (2.11) s okrajovými podmienkami $\Phi(0)=0$ a $\Phi(L)=U$.

Hustota náboja ρ je daná zmenou v obsadzovaní hladín a pásov

$$\rho = e(p - p_0 - n + n_0 - n_t + n_{t0}) \quad (2.15)$$

Po obsadení hlbokých hladín platí

$$n_t = \frac{N_T (\gamma_n n + \gamma_p p_1)}{\gamma_n (n + n_1) + \gamma_p (p + p_1)} \quad (2.16)$$

$$n_{t0} = \frac{N_T}{1 + e^{\frac{E_T - E_F}{k_B T}}} \quad (2.17)$$

Zmeny obsadení v plytkých hladinách sú zanedbané.

Rovnica (4.11) s hraničnými podmienkami $n(0)=n(l)=n_0$ a $p(0)=p(L)=p_0$ je riešená numericky. Temný prúd I_0 a fotoprúd I_{pc} sú konštantne v celej vzorke a pre fotoprúd platí

$$I_{pc} = e [\mu_n n(x) + \mu_p p(x)] E(x) - e (\mu_n n_0 + \mu_p p_0) U \quad (2.18)$$

2.3 Fotovodivosť

Fotovodivosť je následok absorpcie svetla, ktorá spôsobuje buď to, že primárne zvýši koncentráciu voľných nosičov náboja, alebo zoslabí odpor bariér v materiáli. V prípade, že nie sú prítomné žiadne bariéry v materiáli, žiarenie ionizuje vlastné atómy a nečistoty, ktoré uvoľnia voľné elektróny a diery. V závislosti na type polovodiča, môžeme minoritné nosiče zanedbať. Majoritné nosiče potom smerujú vplyvom elektrického poľa k elektródam. Pritom sa môžu zachytiť na hlbokých hladinách v materiáli, ktoré pôsobia ako pasce pre daný typ nosičov.

Fotoelektrickú vodivosť môžeme zistiť pomocou fotoelektrického prúdu ΔI . Pre fotoelektrický prúd platí

$$\Delta I = A\Delta\sigma E \quad (2.19)$$

Kde $\Delta\sigma$ je prírastok vodivosti, závisí na toku absorbovaných fotónov $\alpha\Phi$, ďalej na kvantovej účinnosti η a na dobe života nosičov τ

$$\Delta\sigma = e(\mu_n + \mu_p)\tau\eta\alpha\phi \quad (2.20)$$

Ako vidíme fotoelektrický prúd je úmerný intenzite elektrického poľa, tzn. aj priloženému napätiu. Dôležitým faktorom je doba života nosičov a generácia nadbytočných nosičov $\eta\alpha\Phi$. Pre najjednoduchší prípad homogenného polovodiča tvaru hranola, ktorý má zanedbateľnú vodivosť bez osvetlenia, môžeme predpokladať, že pri osvetlení monochromatickým svetlom absorbuje fotón $h\nu$ a vzniká fotoelektrická generácia g ; ktorá nám generuje pár elektrón-diera vzniknutý za časovú a priestorovú jednotku.

$$g = \eta \alpha \phi \quad (2.21)$$

Zvýšenie rovnovážnej koncentrácie n_0 o koncentráciu Δn následkom fotoelektrickej generácie, vedie ku zvýšeniu rekombinácie, ktorá je priamo úmerná koncentračnému prírastku Δn a nepriamo je úmerná dobe života nosičov τ . V rovnováhe platí

$$\Delta n / \tau = g \quad (2.22)$$

Takže nadbytočná koncentrácia v rovnováhe je $\Delta n = g\tau$

Presnejší model generácie musí obsahovať aj straty odrazom a exponenciálny charakter absorpcie žiarenia v kryštále. Za predpokladu, že každý absorbovaný fotón vytvorí pár elektrón-diera ($\eta=1$)

$$g = (1 - R) \frac{[1 - e^{-\alpha d}]}{[1 - R e^{-\alpha d}]} \phi \quad (2.23)$$

Kde

$$R = \left(\frac{n - 1}{n + 1} \right)^2 \quad (2.24)$$

je koeficientom odrazu pre kryštál s indexom lomu n a hrúbkou d s absorpčným koeficientom α . Riešením rovnice kontinuity s uvedenými parametrami dostaneme miestne rozloženie nadbytočnej koncentrácie pre ustálený stav a jej integráciou fotoelektrický prúd. Dôležitú úlohu hraje povrchová rekombinácia, hrúbka kryštálu a už spomínaná doba života.

Zber náboja je vyjadrený pomerom doby života nosičov náboja τ a doby tranzitu po materiáli t^* , za ktorú nosiče sa dostanú z jedného na druhý kontakt.

$$Q - Q_0 = \tau / t^* \quad (2.25)$$

Zisk označujeme ako $Q - Q_0$, kde Q_0 je fotogenerovaný náboj a Q je zbraný náboj. V prípade, že $Q > Q_0$, dochádza k fotovodivostnému zosilneniu.

Tranzitná doba je spojená s pohyblivosťou a priloženým napätím

$$Q - Q_0 = \mu\tau V / l^2 \quad (2.26)$$

Zber náboja je úmerný násobku $\mu\tau$. Pohyblivosť je daná v podstate materiálom, ktorý nie je možné výrazne meniť. Doba života nosičov je rozhodujúci parameter, ktorý je možné meniť a závisí to takmer len na poruchách v danom materiáli.

Fotoelektrická vodivosť môže byť vyvolaná týmito tromi spôsobmi

- 1) Vlastná fotoelektrická vodivosť, nastáva keď fotóny majú väčšiu energiu ako šírka zakázaného pásu, takže môžu uvoľňovať páry elektrón-diera. Tento typ fotovodivosti preto bude mať dlhovlnnú hranicu zodpovednú tejto hraničnej energii. Vzhľadom na obrovský počet viazaných elektrónov v kryštále polovodiča bude absorpcia veľmi účinná a fotoelektrická výťažnosť vysoká.
- 2) Prímesová fotoelektrická vodivosť, takúto vodivosť je možné pozorovať, keď sa svetlo absorbuje v centrách, ktoré ležia v zakázanom páse. Aby sa tento typ fotovodivosti uplatňoval je nutné, aby teplota kryštálu bola taká nízka, aby tieto centrá neboli ionizované tepelnou energiou. Náboj na ionizovaných centrách je nepohyblivý, preto máme len jeden druh voľných fotoelektrických nosičov.
- 3) Posledný typ fotovodivosti sa uplatňuje pri nízkych teplotách. Jedná sa o absorpciu fotónov na voľných elektrónoch v páse vodivosti. Taká interakcia by nemusela viesť k pozorovateľnej zmene vodivosti, totiž počet voľných elektrónov by sa nezmenil. Tento typ vodivosti sa prejavuje len pri nízkych teplotách, keď väzba

medzi elektrónmi a mriežkou je veľmi slabá. Keď dodáme týmto elektrónom energiu, bude ich rozdelenie na energetických hladinách také, aké odpovedá ich strednej energii, ktorá bude vyššia ako pre danú teplotu.

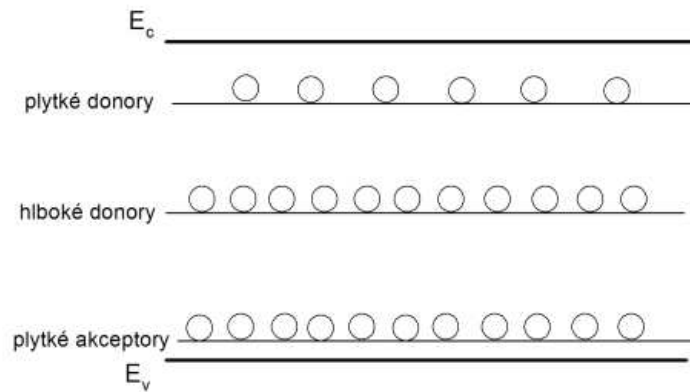
Ďalší dôležitý parameter, okrem násobku $\mu\tau$, je konštanta povrchovej rekombinácie s , resp. podiel s/μ . Povrchová rekombinácia nám ovplyvňuje fotoprúd. Popisuje to nasledujúci výraz.

$$I_{pc} = \frac{I_0}{1 + s/\mu E} \mu\tau E / L [1 - \exp(-L/\mu\tau E)] \quad (2.27)$$

L značí driftovú dĺžku a E je priložené pole. Rovnica pre $s=0$ sa premení na Hechtovú reláciu [52].

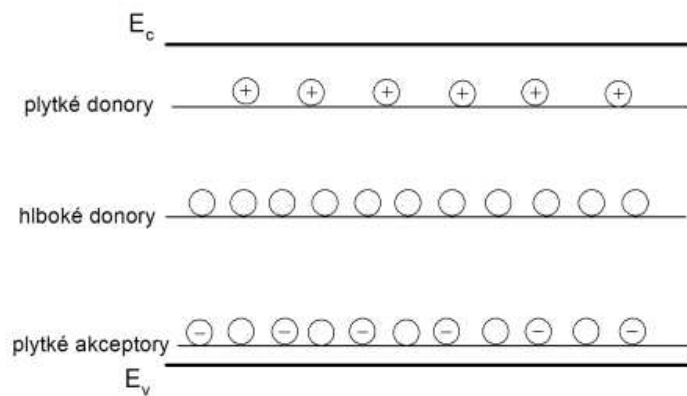
2.4 Kompenzácia hladín v polovodičoch

Pre detekciu rentgenového žiarenia je potrebné aby materiál mal vysoký odpor. Túto vlastnosť ovplyvňujú hladiny vo vnútri zakázaného pásu. Aby sme dosiahli vysoký odpor, donorové a akceptorové hladiny musia mať približne rovnakú koncentráciu. Ich rozdiel je kompenzovaný hlbokou hladinou blízko stredu zakázaného pásu, preto okrem plytkých akceptorových a donorových hladín v materiáli musí byť prítomná taktiež hlboká hladina aby deaktivovala hladiny defektov. Pre materiál s koncentráciou donorov $N(d)$, akceptorov $N(a)$ a hlbokých donorov $N(h)$, je proces kompenzácie nasledovný. Na začiatku sú defekty v rovnováhe a sú neutrálne, obrázok 2.2 .



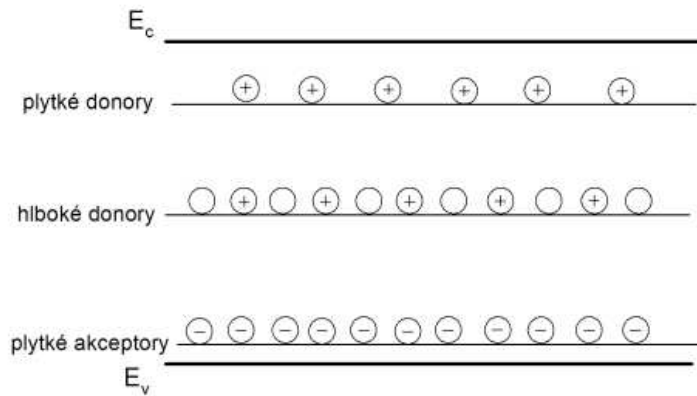
Obr. 2.2 Schéma kompenzácie, defekty v rovnováhe

Potom sa elektróny z donorov rekombinujú s akceptormi za predpokladu že $N(d) < N(a)$. Následne donory budú úplne ionizované, ale akceptory budú len čiastočne ionizované. Polovodič je p typ.



Obr. 2.3 Schéma kompenzácie, čiastočne ionizované akceptory

Z hlbkej hladiny sa ďalej emitujú elektróny, ktoré sa rekombinujú s dierami na akceptoch. Akceptory budú v plnej miere ionizované pokiaľ bude platiť $N(a) - N(d) < N(h)$ a hlboké donory budú čiastočne ionizované.



Obr. 2.4 Schéma kompenzácie, čiastočne ionizované hlboké donory

Merný elektrický odpor kompenzovaného materiálu môžeme vyjadriť

$$\rho(T) \approx \frac{N(a) - N(d)}{N(h) \cdot \exp\left(\frac{\Delta E}{kT}\right)} \quad (2.28)$$

Kde ΔE je energia hladiny hlbokých donorov, k je Boltzmannova konštanta, T je teplota. Z rovnice (2.28) je vidieť, že voľné elektróny môžu byť excitované len z neutrálnych defektoch hlbokého donoru, ak by Fermiho hladina bola rovná hľbokej hladine.

2.5 Výpočet polohy Fermiovej hladiny

Odpor ρ môžeme vyjadriť pomocou vodivosti σ ako

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{e(\mu_n n + \mu_p p)} \quad (2.29)$$

Kde e je elementárny náboj, n a p sú koncentrácie elektrónov a dier. V prípade intrinzického polovodiča $n_i = n = p$, odpor môžeme vyjadriť s intrinzickou koncentráciou ako

$$\rho = \frac{1}{en_i(\mu_n + \mu_p)} \quad (2.30)$$

$$n_i = (N_C N_V)^{1/2} e^{-\left(\frac{E_g}{2kT}\right)} \quad (2.31)$$

V neožiarenom detektore teda spravidla dominuje prúd elektrónov, čo je dôsledkom vyššej pohyblivosti elektrónov v CdTe. Fermiovu hladinu intrinzického polovodiča môžeme určiť zo známej formule

$$F_i = \frac{E_g}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_V}{N_C} \quad (2.32)$$

Kde $N_C(300\text{ K}) = 7.925 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $N_V(300\text{ K}) = 1.165 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, čo sú hustoty stavov vo vodivostnom a vo valenčnom páse, $E_g(300\text{ K}) = 1.48 \text{ eV}$, k je Boltzmannova konštanta a T je absolútna teplota. Pre CdTe pri 300 K je pozícia intrinziekej Fermiovej hladiny, s ohľadom na valenčný pás, $F_i = E_V + 0.807 \text{ eV}$, tzn. nepatrne nad stredom pásu $E_g/2 = 0.74 \text{ eV}$. Teoretické maximum odporu, ρ_{\max} , pri danej hodnote pohyblivosti je dosiahnuté, keď koncentrácia driftových nosičov, ako elektrónov tak dier ($\mu_n n$ a $\mu_p p$), je rovnaká. Fermiova hladina v CdTe, ktorá ukazuje maximum odporu je lokalizovaná pod F_i , približne $E_g/2$. V tomto bode je koncentrácia dier $p = n_i (\mu_n / \mu_p)^{1/2} \cong 10^6 \text{ cm}^{-3}$, je asi 13 krát vyššia ako príslušná hodnota koncentrácie elektrónov, ale pre recipročnú hodnotu pohyblivosti je prúd spôsobený elektrónmi a dierami rovnaký. Z toho dôvodu môžeme usudzovať, že typ vodivosti musíme brať do úvahy pri počítaní polohy Fermiovej hladiny z odporových meraní. Fermiova hladina môže byť určená z týchto známych vzťahov

$$n = N_C e^{\left(\frac{E_g - E_F}{kT}\right)} \quad (2.33)$$

$$n = N_V e^{\left(\frac{E_F}{kT}\right)} \quad (2.34)$$

$$n_i = \sqrt{np} \quad (2.35)$$

Z (2.29) a (2.33)-(2.35) môžeme určiť Fermiovu hladinu pre ustálený stav.

V n typovom CdTe, pri zvážení maxima valenčného pásu z nasledujúceho výrazu:

$$E_F = E_g - kT \ln \left(\frac{1 + \sqrt{1 - 4e^2 \rho^2 n_i^2 \mu_n \mu_p}}{2e\rho N_C \mu_n} \right) \quad (2.36)$$

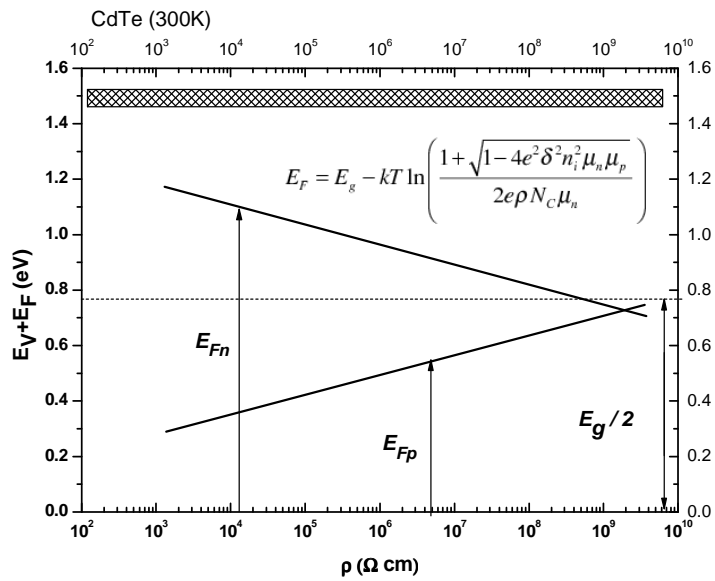
Pre p typové CdTe, je vhodnejšie používať tento výraz

$$-E_F = kT \ln \left(\frac{1 + \sqrt{1 - 4e^2 \rho^2 n_i^2 \mu_n \mu_p}}{2e\rho N_V \mu_p} \right) \quad (2.37)$$

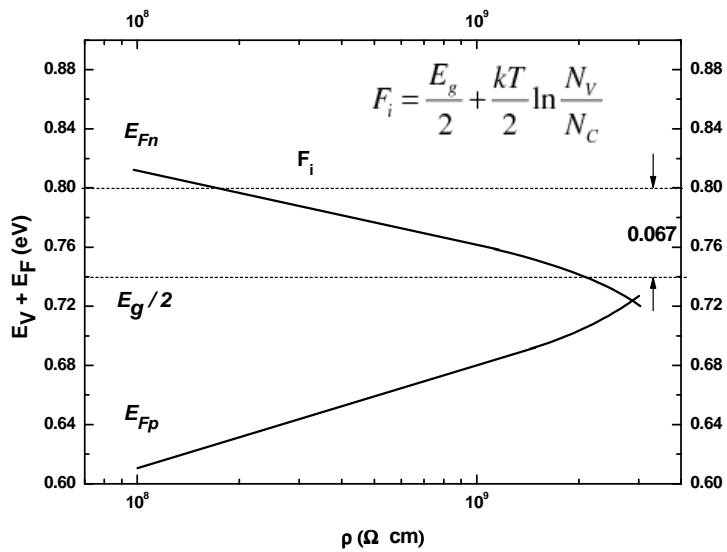
V prípade že $n > p$ alebo $p > n$, Fermiova hladina môže byť stanovená s jednoduchými rovnicami

$$E_g - E_F = -kT \ln \left(\frac{1}{e\rho N_C \mu_n} \right) \quad (2.38)$$

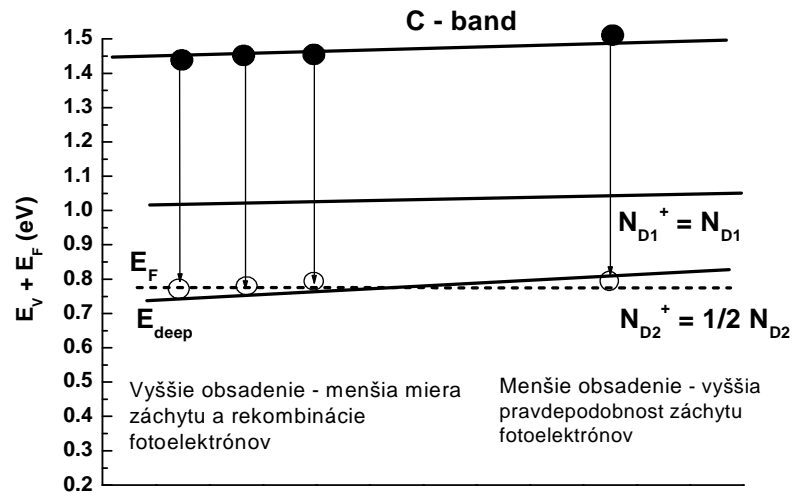
$$E_F = -kT \ln \left(\frac{1}{e\rho N_V \mu_p} \right) \quad (2.39)$$



Graf 2.1 Výpočítaná poloha Fermiovej hladiny pre n typový a p typový CdTe pri 300 K



Graf 2.2 Výpočítaná poloha Fermiovej hladiny pre detektorovú akosť v n typovom a p typovom CdTe pri 300 K

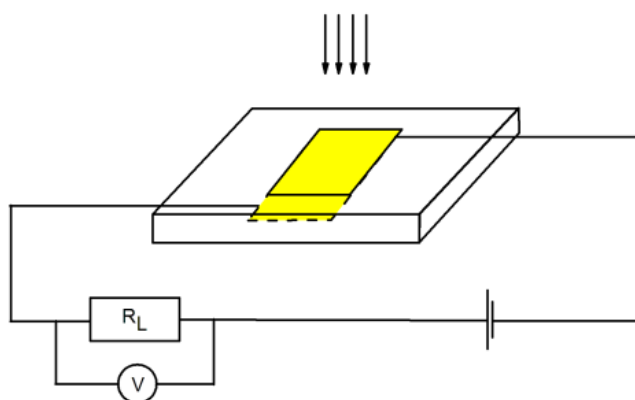


Graf 2.3 Grafické znázornenie zakázaného pásu v CdTe:In a hladín hlbokých donorov závislosti na Fermiovej hladine

V poslednom grafe je znázornená pozícia hlbokých donorových hladín voči Fermiovej hladine. V ľavej časti Fermiova hladina je 4-5 kT nad hlbokými hladinami, preto na tejto hladine je obsadenie vysoké. Pri týchto podmienkach záchyt voľných elektrónov je malý a elektrónová fotocitlivosť je vysoká. Na pravej strane sa Fermiova hladina prekrýva s hlbokou hladinou, polovica hlbokkej hladiny je prázdna to znamená, že tam nie sú elektróny, čo zvyšuje pravdepodobnosť záchytu a znižuje fotocitlivosť. Spracované podľa článku [44].

2.6 Lux-ampérová charakteristika

Meraním lux-ampérových charakteristík na vysokodoporových vzorkách CdTe pri izbovej teplote pomocou He-Ne ($\lambda = 632,8\text{nm} \sim 1,95\text{eV} > E_G$) laseru bol zistený pokles fotoprúdu so zvyšujúcim sa osvetlením $I_{pc} \sim \Phi^\alpha$, $\alpha < 1$ [53]. Fotoelektrická vodivosť generovaná dopadajúcim žiarením je popísaná vzťahmi 2.19-2.21. Experiment bol usporiadaný podľa obr. 2.5.



Obrázok 2.5 Jednoduchá schéma experimentálneho nastavenia na meranie fotosignálu

Svetlo absorbované niekoľko μm pod predným kontaktom generuje elektrón-dierové páry, ktoré sú priloženým napätím od seba odtrhané a putujú k príslušným elektródam. Model vysvetľujúci sublinearitu lux-ampérovej charakteristiky je založený na prítomnosti diskretných elektrických hladín blízko strednej energetickej pásu a využíva drift-difúziu a Poissonovu rovnicu. V zapojení, keď máme na prednom kontakte záporný a na zadnom kladný pól, nastáva ďalej popísaná situácia. Generované diery sú odsaté predným kontaktom. Elektróny v elektrickom poli putujú k zadnému kontaktu. Časť z nich je zachytená na hlbokých hladinách kde vytvoria priestorový náboj. Zadná časť vzorky je v dôsledku toho nabitá záporne, lebo elektróny pohybujúce sa k zadnej elektróde sa zachytia na pascách a to v oveľa väčšej miere ako diery. Vo vzorke vznikne záporný priestorový náboj, ktorý tieni priložené elektrické pole. To znamená že nie všetky

elektróny sú zbierané na kontaktoch a neprispievajú k celkovému signálu. Pozorované hodnoty smerníc (sklonov) takej závislosti sa pohybujú medzi hodnotami 0 až 1 a závisia na napätí na vzorke.

Teoretické výpočty ukazujú že maximálna koncentrácia hlbokých centier, kde lux-ampérová charakteristika vykazuje sublineárnu závislosť je menšia ako 10^{12}cm^{-3} a to pre širokú škálu zachytných prierezov elektrónov a dier [55].

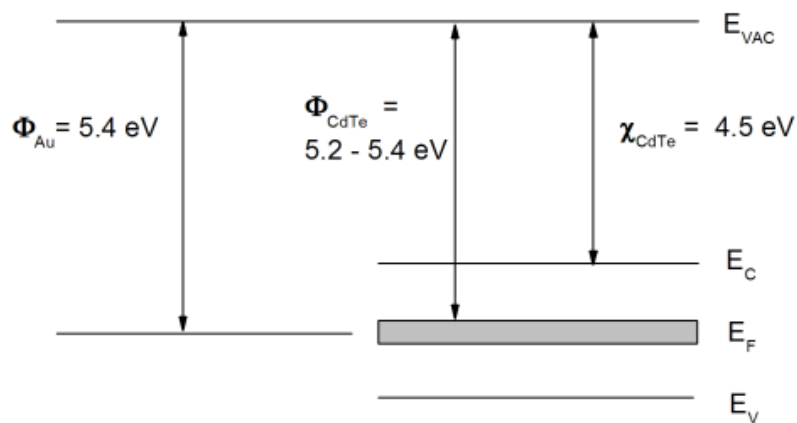
3 Experimentálne metódy

Skúmali sme polovodičový materiál $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ ($x=0.04$) s menom E46B. Kryštál bol vypestovaný v Prahe na fyzikálnom ústave metódou VGF (vertical gradient freezing method).

3.1 Kontakty

Pre meranie fotovodivosti bolo potrebné vytvoriť ohmické kontakty. Ako kontaktný kov sme zvolili zlato, ktoré má výstupnú prácu blízku výstupnej práci semiizolačného CdTe (~5.3eV). Skúmali sme zlaté kontakty pripravené chemickou cestou a naparené kontakty. Na mapovanie fotovodivosti sme používali zlaté naparené kontakty, ktoré mali lepšiu homogenitu oproti chemickým kontaktom.

Zlato má približne rovnakú výstupnú prácu ako CdTe, Φ_{Au} a Φ_{CdTe} je približne rovnaká, takže nemalo by dochádzať veľmi k zahnutiu pásu vplyvom kontaktu a ani k vzniku Schottkyho bariéry.

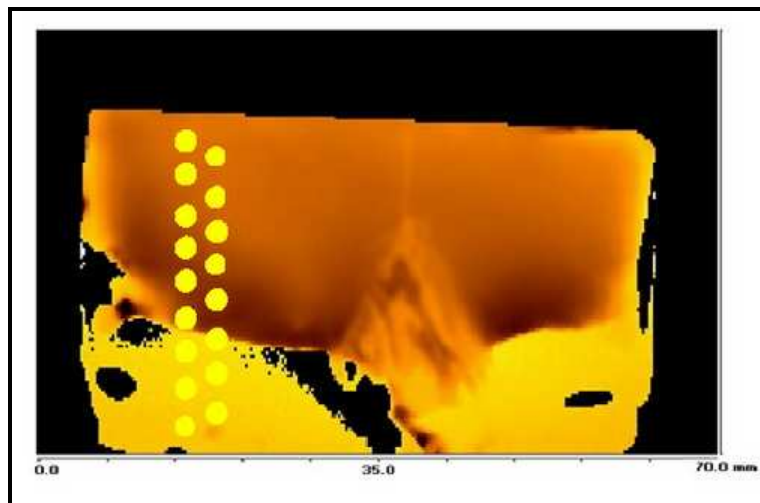


Obr. 3.1 Pásová schéma CdTe a Au

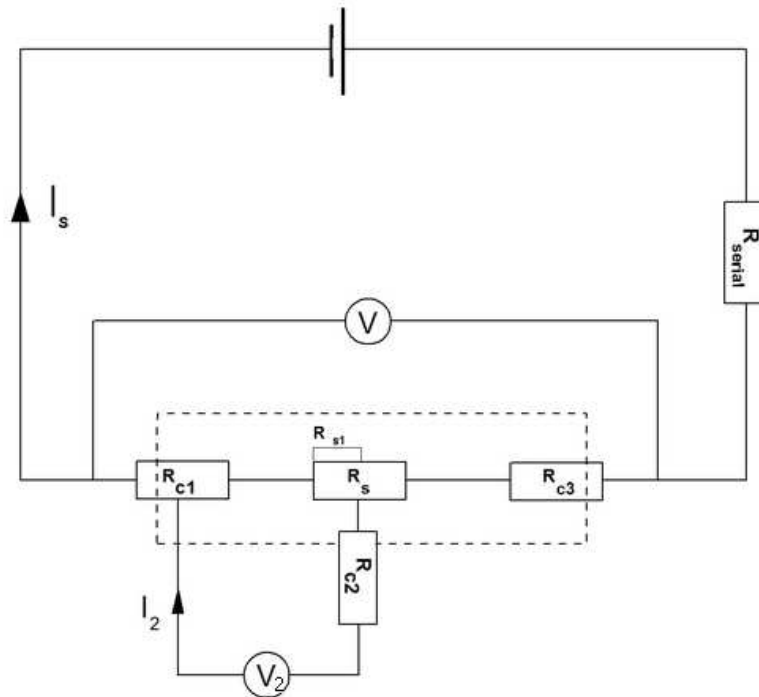
Pre meranie fotovodivosti bolo dôležité, aby priestorový náboj generovaný svetlom bol výrazne väčší vo vzorke, ako náboj, ktorý vznikol zahnutím pásov medzi kontaktom a polovodičom.

3.2 Trojbodová metóda

Bolo dôležité, aby použité kontakty boli skoro ohmické, aby merania fotovodivosti neboli skreslené zahnutím pásu na povrchu. K zisteniu charakteru kontaktu (ohmický alebo usmerňujúci) sme zvolili tzv. trojbodovú metódu. Malé zlaté kontakty boli nanosené na vzorku, obrázok 3.2, aby sme zistili závislosť voltampérovej charakteristiky na mernom odpore.



Obr. 3.2 Odporová mapa vzorky E46B získaná bezkontaktnou metódou so zlatými kontaktmi pre meranie metódou troch kontaktov



Obr. 3.3 Zapojovacia schéma pre meranie metódou troch kontaktov

Metóda troch kontaktov využíva vysoký odpor voltmetru V_2 , tak cez túto vetvu preteká zanedbateľný prúd $I_2 \ll I_{vz}$. Pre celkové napätie vo vetve elektrometru platí

$$U_2 = R_{k1} I_{vz} + R_{v1} I_{vz} + R_{k2} I_2 \quad (3.1)$$

Kde po zanedbaní I_2 vôči I_{vz} dostávame

$$U_2 = (R_{k1} + R_{v1}) I_{vz} \quad (3.2)$$

Kde $R_{k1} + R_{v1}$ je odpor vzorky a zlatej vrstvy. Vzťah (3.2.) udáva voltampérovú charakteristiku kontaktu vrátane sériového odporu časti vzorky medzi kontakty R_{c1} a R_{c2} .

3.3 Kontaktná metóda merania fotovodivosti

Pre naše usporiadanie predpokladáme, že kontakty sú skoro ohmické, o ktorom sme sa uistili pred samotným meraním fotovodivosti. Označíme R_d a R_{III} ako odpor za tmy a za osvietenia. Patrične, zmeny odporu sú lineárne pri zmene intenzity osvietenia. Fotovodivosť je meraná s pomocným odporom R_L , ktorý je zapojený do elektrického obvodu, obrázok 2.5 v predošlej kapitole.

3.3.1 Výpočet signálu fotovodivosti

Fotonapätie na R_L môžeme vypočítať započítaním rozdielov medzi napätím bez a za ožiarenia. V prípade, že nie je prítomné žiarenie dostávame

$$V_d = \frac{R_L V}{R_L + R_d} \quad (3.3a)$$

Podobne, pre ožiarenú vzorku dostávame

$$V_{III} = \frac{R_L V}{R_L + R_{III}} \quad (3.3b)$$

Kde V je priložené napätie. Rozdiel medzi týmito napätiami označujeme ako meraný signál

$$S = R_L V \left[\frac{1}{R_L + R_{III}} - \frac{1}{R_d + R_L} \right] \quad (3.4)$$

$$= R_L V \left[\frac{\Delta R}{(R_L + R_{III})(R_d + R_L)} \right] \quad (3.5)$$

Kde $\Delta R = R_d - R_{III}$. Pre lepšie znázornenie je výhodnejšie tieto vzťahy prekonvertovať do jednotiek vodivosti čo sú Siemensy alebo [ohm^{-1}], takže ΔG bude označovať rozdiel vodivosti spôsobený ožiareníím.

$$\Delta G = \frac{1}{R_{III}} - \frac{1}{R_d} \quad (3.6)$$

Teda

$$\Delta R = \Delta G R_d R_{III} \quad (3.7)$$

Preto vzťah (3.5) môžeme prepísať

$$S = \frac{V R_L R_d R_{III} \Delta G}{(R_L + R_{III})(R_d + R_L)} \quad (3.8)$$

Celková zmena vodivosti bude daná integrálom cez hrúbku vzorky,

$$\Delta G = \frac{W}{L} \int_0^{\text{hrúbka}} \Delta \sigma(x) dx \quad (3.9)$$

čo môžeme určiť, keď známe potrebné parametre (šírku a dĺžku).

Môžeme uvážiť dva limitné prípady.

- 1.) Zmena odporu s osvetlením a bez osvetlenia je malá voči temnému odporu R_d , čo znamená že $R_d \cong R_{III}$. Potom rovnicu (3.8) môžeme prepísať na

$$S = \frac{VR_L R_d^2 \Delta G}{(R_L + R_{III})^2} \quad (3.10)$$

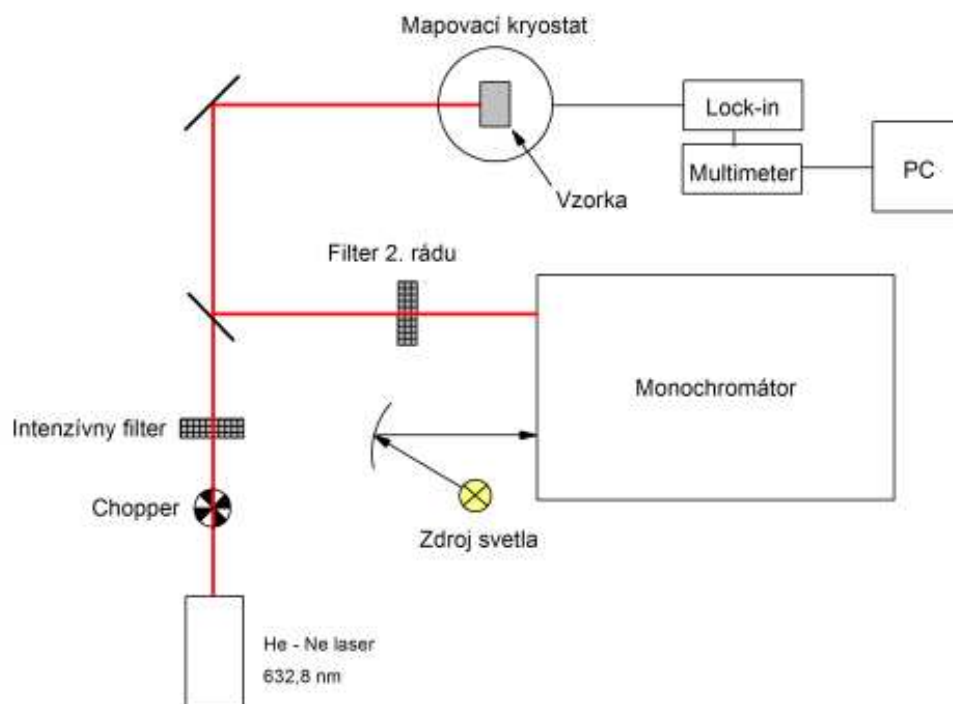
Všetky parametre v rovnici sú charakteristické pre daný materiál, okrem sériového odporu R_L . Pre experimentátora je to jediný parameter, ktorý môže meniť, aby dosiahol čo najväčší signál. Hodnota R_L , ktorá zodpovedá maximálnemu signálu je daná $dS/dR_L=0$ a bude to $R_L=R_d$. Preto sa väčšinou volí približne taký sériový odpor ako temný odpor, aby sa dosiahol čo najväčší signál aj pri malej zmene odporu.

- 2.) V prípade vysokoodporového materiálu temný prúd je nízky, čo umožní merať fotoprúd oveľa ľahšie. Sériový odpor taktiež sa nemusí ladiť. V prípade, že $R_L = R_d$ doba odozvy sa zvýši, čo spôsobí časová konštanta obvodu ($\tau=RC$).

Pre $R_L < R_d$ môžeme rovnicu (3.8) napísať ako

$$S = VR_L \Delta G \quad (3.11)$$

Tieto metódy predpokladajú že kontakty ani nie injektujú, a ani neblokujú náboje a generované nosiče sú rovnomerne distribuované. Taktiež musíme brať do úvahy difúziu nosičov a rekombinačné procesy vo vnútri materiálu.



Obrázok 3.4. Experimentálne nastavenie pre meranie s kontaktnou metódou

3.4 Bezkontaktná metóda merania fotovodivosti

Pre bezkontaktnú metódu sme používali prístroj COREMA, ktorý bol vyvinutý na určenie merného odporu pre semiizolačné ploché vzorky. Nepoužíva žiadny elektrický alebo mechanický kontakt pre charakterizáciu materiálu. Odpor je určený z procedúry, pri ktorom sa krokovo zvyšuje napätie, ktoré spôsobuje preskupenie náboja, čo má za dôsledok, že kapacita materiálu sa príslušne zmení. Jediný mechanický kontakt s materiálom je na zadnej strane vzorky, kde je vzorka prisatá k spodnej elektróde zariadenia z dôvodu stability počas merania. Pohybujúci sa senzor nad vzorkou postupne preskenuje celý povrch daného materiálu rozlíšením 1mm. Vyhodnotenie je závislé na odpore daného materiálu, ale trvá len zlomok sekundy, preto je možné danú oblasť viackrát premerať za rozumný čas a získať potrebné množstvo údajov pre výsledný odpor. Vďaka stabilnému vyhodnoteniu, schopnosť reprodukcie individuálneho výsledku je

lepšia ako 1%. Paralelné usporiadanie kapacitného senzora zabezpečuje, že vyhodnotenie odporu je bez skreslenia povrchovej kapacity.

3.4.1 Základy merania

COREMA vyhodnocuje merný odpor ρ z preskupenia náboja v kapacitnom senzore, kde medzi elektródami je umiestená naša meraná vzorka. Platia základné vzťahy pre kapacitu a odpor vzorky s hrúbkou d a plochou A .

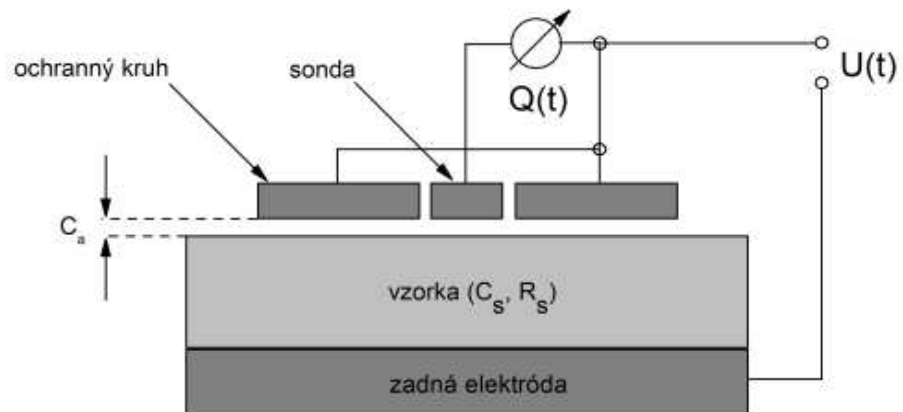
$$C_s = \epsilon\epsilon_0 \frac{A}{d} \quad (3.12)$$

$$R_s = \rho \frac{d}{A} \quad (3.13)$$

Z čoho vyplýva

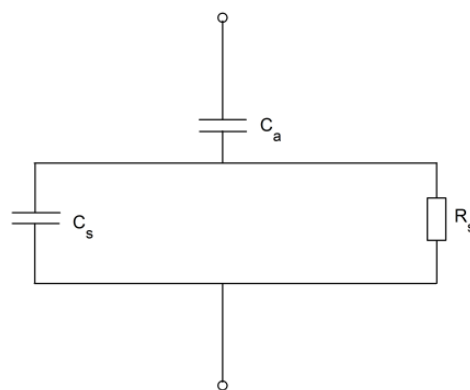
$$R_s C_s = \rho\epsilon\epsilon_0 \quad (3.14)$$

Kde geometrické vlastnosti už nehrajú rolu. Kapacitový snímač je znázornený na obr. 3.5 . Obkľučujúca prstenná elektróda homogenizuje elektrické pole medzi hornou a dolnou elektródou.



Obr. 3.5 Schéma usporiadania bezkontaktnej metódy

Ekvivalent schémy usporiadania je nasledujúca jednoduchšia zapojovacia schéma na obr. 3.6



Obr. 3.6 Zapojovacia schéma bezkontaktnej metódy

Kde C_s a R_s je kapacita a odpor vzorky a C_a je kapacita vzduchu čo závisí na vzduchovej medzere medzi vzorkou a senzorom.

Výsledná celková kapacita systému

$$C = \frac{C_a C_s}{C_a + C_s} \quad (3.15)$$

V čase $t=0$ je priložené napätie U na elektrický obvod, ktorý okamžite nabije kapacity počiatočným napätím.

$$Q(0) = C U \quad (3.16)$$

V čase $t>0$ napätie na kapacite C_s spôsobuje presun náboja na vzorku s odporom R_s , a postupne vybíja kapacitu C_s . S klesajúcim napätím na kapacite C_s , dodatočný náboj je pridaný na C_a z vonkajšieho zdroja, pritom napätie je držané konštantne a platí vzťah že $C_a > C$.

Nakoniec C_s bude úplne vybité a náboj na kapacite C_a bude

$$Q(\infty) = C_a U \quad (3.17)$$

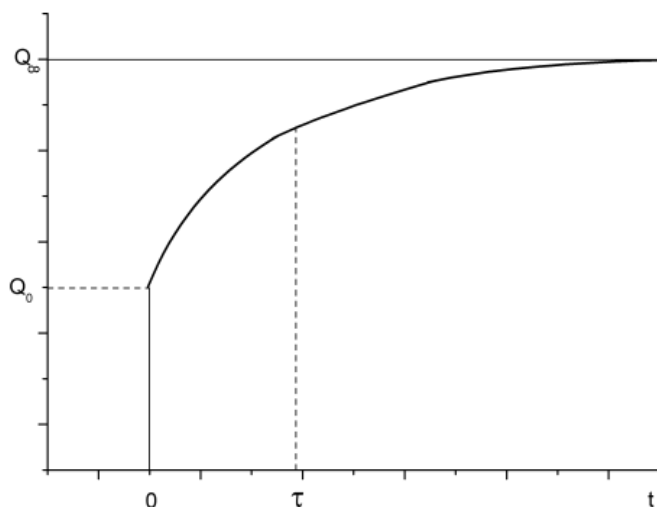
Okamžitý, časovo závislý náboj na kapacitách je popísaný nasledovne

$$Q(t) = \frac{C_a^2}{C_a + C_s} U (1 - e^{-t/\tau}) + Q(0) \quad (3.18)$$

Kde τ je

$$\tau = R_s(C_a + C_s) \quad (3.19)$$

Prechodový proces je snímaný nábojovo citlivým zosilňovačom a znázornený na obr. 3.6



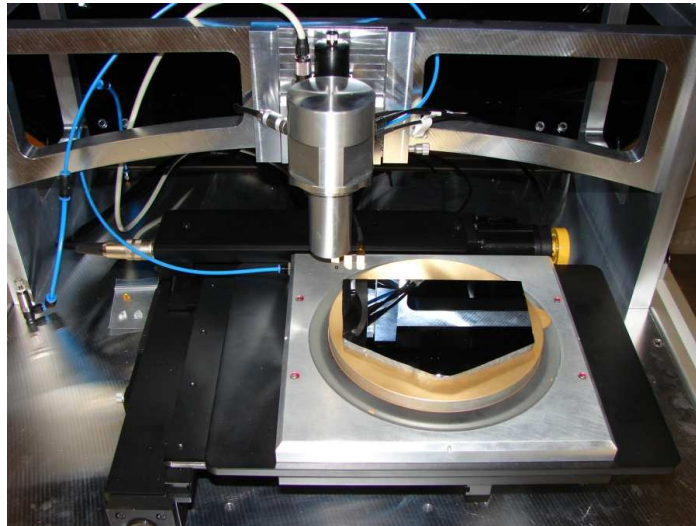
Graf 3.1 Časová závislosť celkového náboja na kapacitách

Po dosadení vzťahov pre $Q(0)$ a $Q(\infty)$ a τ do vzťahu (X.3) dostaneme nasledujúci výraz

$$\rho = \frac{C_s \tau}{(C_a + C_s) \epsilon \epsilon_0} = \frac{Q(0) \tau}{Q(\infty) \epsilon \epsilon_0} \quad (3.20)$$

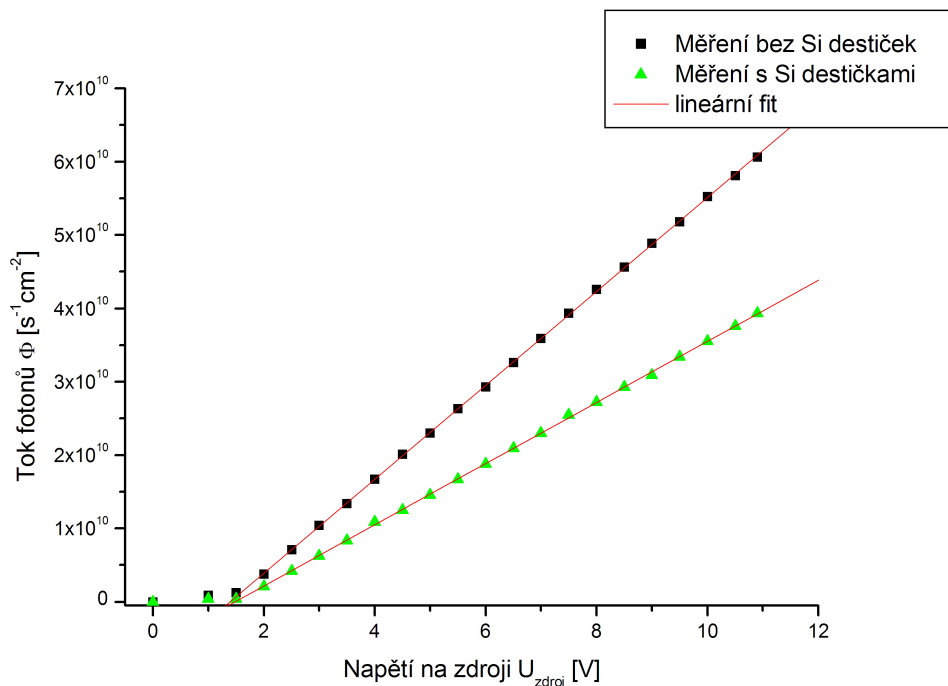
z čoho vyplýva, že merný odpor je stanoviteľný z materiálových konštánt, $Q(0)$, $Q(\infty)$ a τ získaný z vyhodnotenia časovej závislosti náboja. Merný odpor je vypočítaný z pomeru $Q(0)/Q(\infty)$, ktorý je rovný príslušnému napätiu na nábojovom zosilňovači. Taktiež

napätie zodpovedajúce $Q(\tau)$ je v relatívnych jednotkách. Z toho dôvodu, jediné veličiny, ktoré sú absolútne, sú časy prislúchajúce jednotlivým napäťovým pomerom. Presnosť a opakovateľnosť meraní času závisí na rýchlosti nábojového zosilňovača a voltmetra. Tieto vlastnosti boli testované na programovateľnom generátore signálu a neboli preukázané žiadne merateľné rozdiely medzi vstupnými generovanými hodnotami a hodnotami z výstupu nábojového zosilňovača meraným voltmetrom, podrobnejšie v [45]. Pri bezkontaktnnej metóde sme ako zdroj svetla používali štyri infračervené (830nm) polovodičové diódy. Tie boli umiestnené symetricky okolo skenovacej hlavice.



Obr. 3.7 Skenovacia hlavica aparátúry COREMA

Pretože diódy nesvietili priamo na vzorku, ale boli umiestnené okolo skenovacej hlavice, boli použité kremíkové doštičky, ktorými sme sa snažili čo najlepšie obklopiť našu vzorku. Cieľom bolo dosiahnuť, aby fotónový tok dopadajúci pod skenovaciu hlavicu bol konštantný nezávisle na tom, či sa osvetľujúce diódy nachádzali nad povrchom vzorky alebo mimo nej. Pretože povrch Si dosiek má podobnú odrazivosť ako povrch CdTe, podarilo sa obložením vzorky Si doskami odstrániť parazitné efekty spôsobené nerovnomerným odrazom a tak nerovnomerným osvetlením.



Graf 3.2 Závislost' toku fotonů na napětí zdroje žiarenia pre diodu s typickou vlnovou dĺžkou 830nm, na základe [47]

3.5 Chyby merania

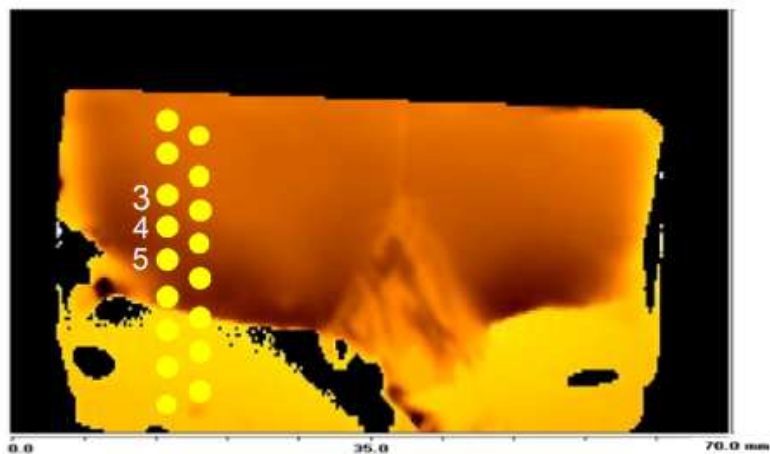
Chyby použitých meracích prístrojov, pri kontaktnom meraní, na získanie máp hustoty fotonového prúdu sú zanedbateľné oproti chybám kalibrácie a nehomogenit kontaktov. Multiméter od firmy *Keithley Instruments* má uvedenú nepresnosť merania 0.1 % , chyba Lock-In zosilovača dosahuje 0.05 % v prípade, že dôjde k ustáleniu elektrickej rovnováhy vo vzorke. Použitá mierka výkonu laseru *Ophir Nova II* má chybu merania 1%. Tieto chyby sú zanedbateľné v oči chybe v určení priepustnosti zlatého kontaktu, ktorá sa pohybuje okolo hodnoty 20 % na kontakte K1 a na kontakte K2 je to okolo 22 % pre vlnovú dĺžku 633nm. K1 a K2 boli dve plošné kontakty, ktoré sú bližšie popísané v nasledujúcej kapitole. Chyba transmitancie je daná len nehomogenitou kontaktu, ktorá

sa na vzorke pohybuje v rozsahu 2%. Rozdiel hodnôt fotovodivosti na jednotlivých mapách rádovo prevyšoval možný vplyv rozdielnej priepustnosti kontaktu v rôznych miestach. Pri meraní hustoty fotoprúdu je nutné tiež zvážiť výraznú chybu pri určení priemeru dopadajúceho laserového zväzku, ktorá môže byť až 25%. Táto chyba je systematická a nezávisí na intenzite osvetlenia, neprejaví sa preto vo výpočte sklonov lux-ampérových charakteristik. Zvážiť je to nutné, len v prípade matematického modelovania fotoelektrických vlastností. Pri určení smerníc fotoprúdu okrem systematickej chyby, ktorá je prítomná u všetkých meraní hustoty fotoprúdu, ale hodnotu sklonu nijak neovplyvňuje, je prítomná ešte chyba regresie, ktorá je podstatne menšia a má zanedbateľný vplyv na výslednú mapu. Najväčších chýb sme sa dopustili pri určení máp $\mu\tau$. Chyba sa skladá z chyby určenia hodnoty U_{pc} pomocou Lock-in zosilovača, dosahujúci v prípade neustálenia elektrickej rovnováhy aj 20%, nehomogenít kontaktov 2% a z chýb nejednoznačnosti priebehu fitu pri meraniach iba do 150V, čo znamenalo, že nie vždy dochádzalo k úplnému nasýteniu fotoprúdu. Veľmi významná je aj chyba určenia rýchlosti rekombinácie nosičov na povrchu s , vyskytujúci sa v Hechtovej relácie. Jej hodnota navyše v rôznych miestach kontaktu môže sa aj líšiť. Odhadli sme ju na 10^3 až 10^5 [52], čo výslednú hodnotu $\mu\tau$ môže ovplyvniť až o 50%. Nezanedbateľné sú aj chyby vnášané prípadnými teplotnými výkyvmi v priebehu viacdenného merania pri mapovaní, prejavujúcimi sa skokmi vo V-A charakteristikách. Relatívnu chybu určenia $\mu\tau$ preto môžeme odhadovať maximálne až na 70%. To samozrejme výrazne ovplyvňuje kvalitu máp $\mu\tau$. Chybu sme sa snažili znížiť vhodným nastavením experimentu a overovaním fitu Hechtovej relácie v jednotlivých bodoch mapy. Na kontakte K1 môžeme chybu odhadnúť na 30% a na kontakte K2 na 50%.

4 Experiment

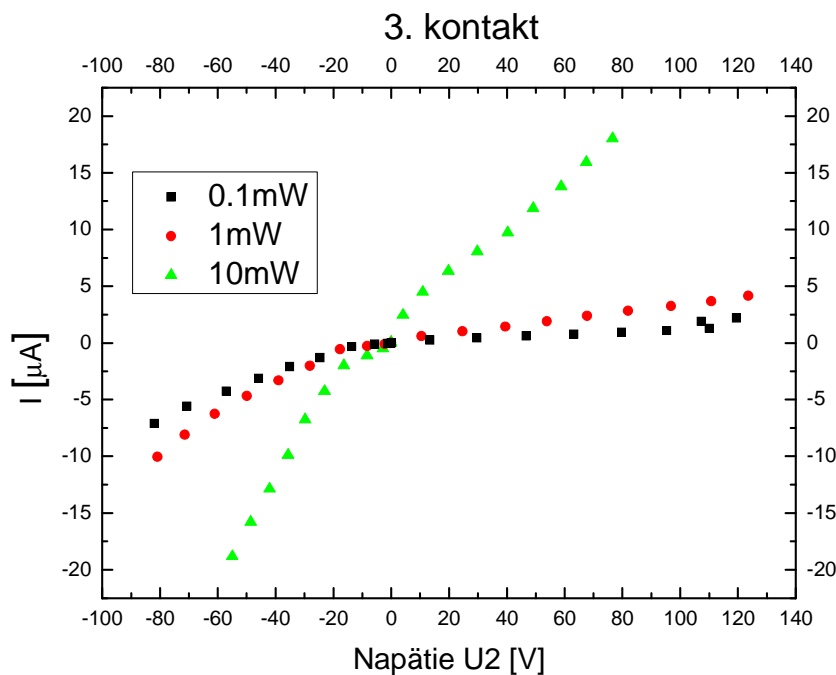
4.1 Voltampérové charakteristiky kontaktu Au/CdZnTe

Pre stanovenie voltampérových charakteristík kontaktu sme používali trojbodovú metódu, ktorá je popísaná v predchádzajúcej kapitole. V nasledujúcich grafoch je vynesená voltampérová charakteristika troch kontaktov pri rôznych intenzitách osvetlenia He-Ne laserom (632,8 nm).

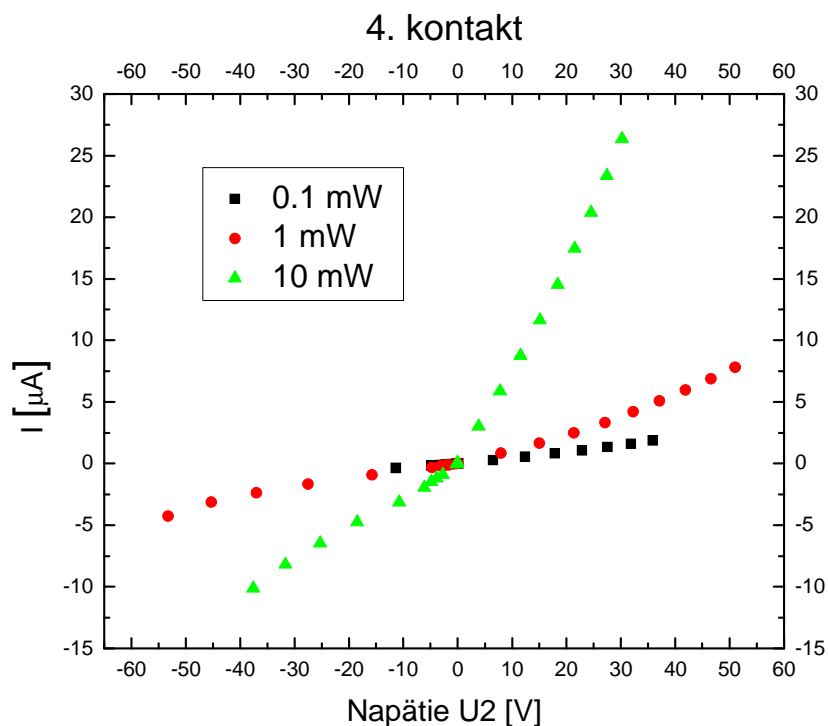


Obrázok 4.1 Skúmané kontakty pomocou trojbodovej metódy

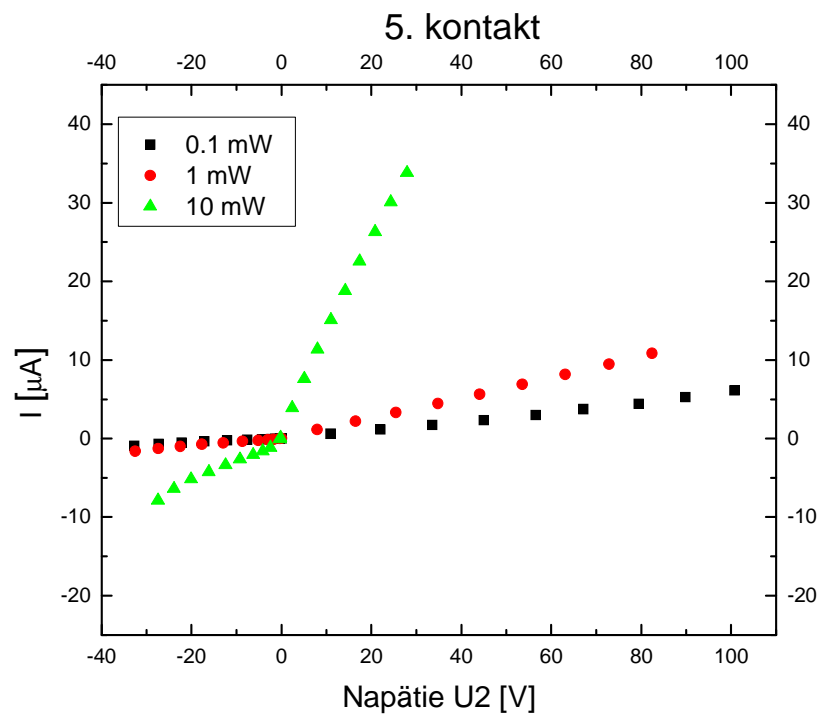
Očíslované kontakty znamenajú v schéme 3.2 kontakt jedna, kontakty napravo (je kontakt dva) sú tie testovacie.



Graf 4.1 Volt-ampérová charakteristika bodového kontaktu pri rôznych intenzitách osvietenia



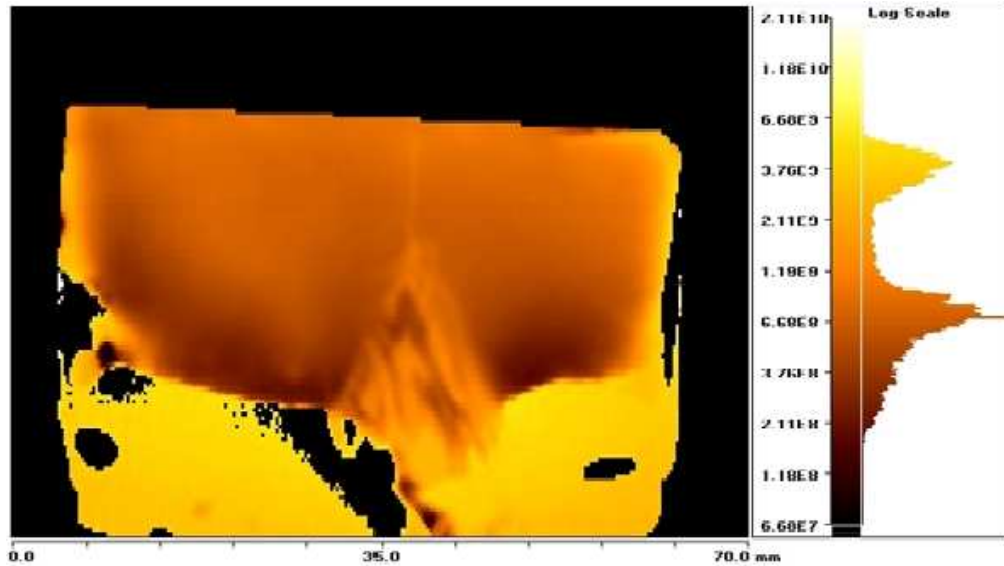
Graf 4.2 Volt-ampérová charakteristika bodového kontaktu pri rôznych intenzitách osvietenia



Graf 4.3 Volt-ampérová charakteristika bodového kontaktu pri rôznych intenzitách osvietenia

Na týchto grafoch vidíme, že pri malých intenzitách osvietenia sa kontakty chovajú ako skoro ohmické. Pri väčšej intenzite sa linearita naruší a kontakt začne usmerňovať. Ostatné merané kontakty mali podobný charakter voltampérových charakteristík. Z odporovej mapy je zrejmé, že dolná časť vzorky vykazovala značné nehomogenity. Z toho dôvodu sme sa rozhodli skúmať hornú, monokryštalickú časť kryštálu.

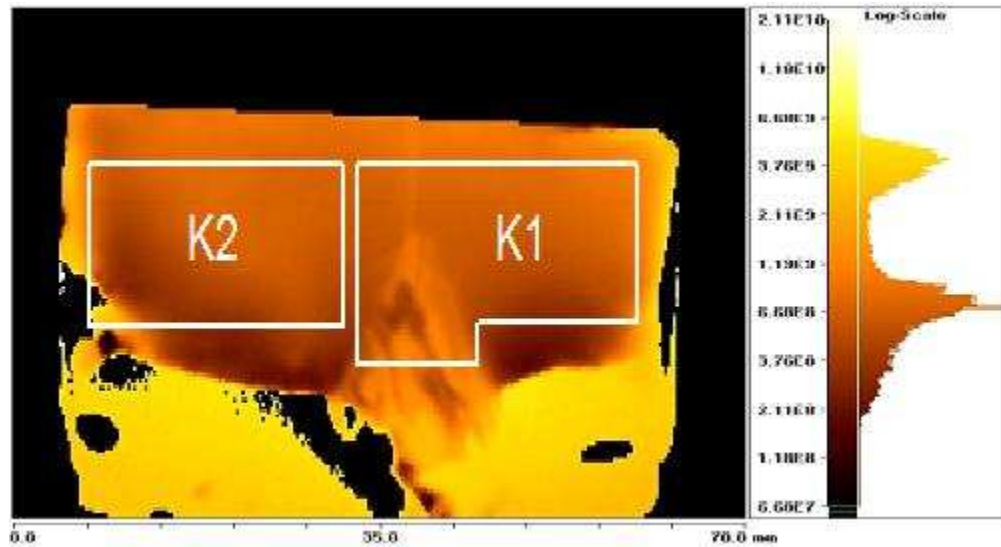
Z týchto meraní môžeme usúdiť, že kontakty naparené zlatom, pri malých a stredných intenzitách osvetlenia, výrazne neblokujú a neinjektujú nosiče, a sú preto vhodné pre mapovanie fotovodivosti a pre porovnanie s kontaktnou metódou.



Obrázok 4.2 Odporová mapa vzorky E46B s merítkom, získané bezkontaktnou metódou

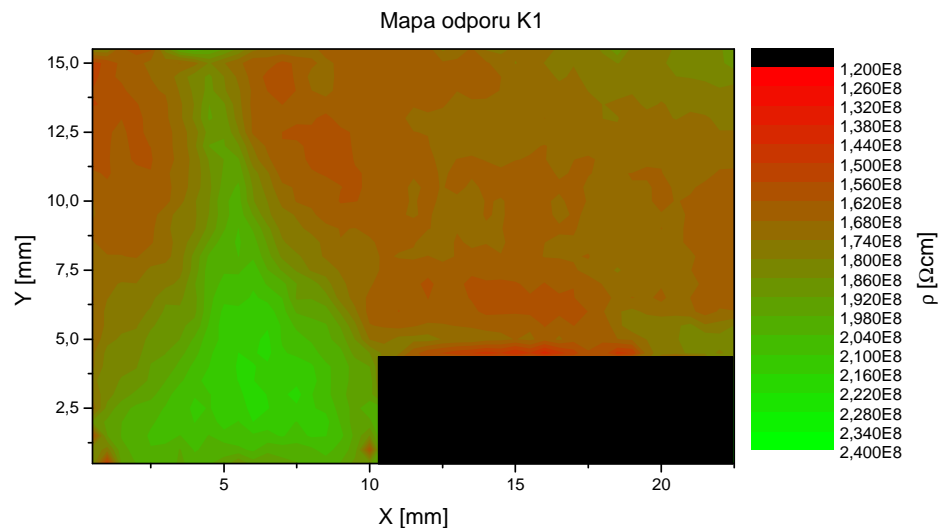
Približne v strede hornej monokryštalickej časti vzorky pravdepodobne neboli ideálne rastové podmienky, čo sa prejavilo v kolísaní odporu.

Pre ďalšie meranie sme museli vzorku okontaktovať, použili sme zlaté kontakty, ktoré boli naparené. Rozhodli sme sa pre dva plošné kontakty, ktoré sme potom mapovali.

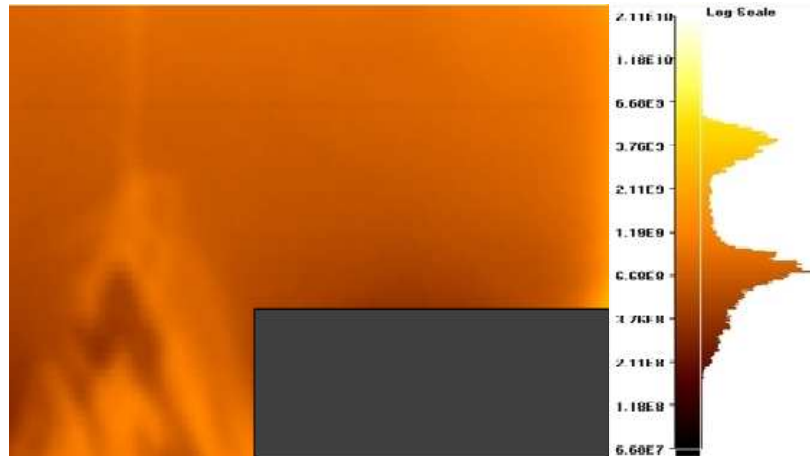


Obrázok 4.3 Odporová mapa vzorky E46B s kontaktmi K1 a K2

Po okontaktovaní sa vzorka vložila do mapovacieho kryostatu, kde prebiehalo meranie. Pri meraniach sme sa najprv zamerali na kontakt K1, ktorý vykazoval výrazné zmeny elektrického odporu, a bol preto vhodný pre štúdium korelácie medzi elektrickým odporom a fotovodivosťou. Pre porovnanie sme zmerali mapu fotoodporu aj s kontaktnou metódou za slabého osvetlenia He-Ne laserom.



Graf 4.4a Mapa fotoodporu vzorky E46B na kontakte K1 získané kontaktnou metódou pri toku fotónov $2.2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

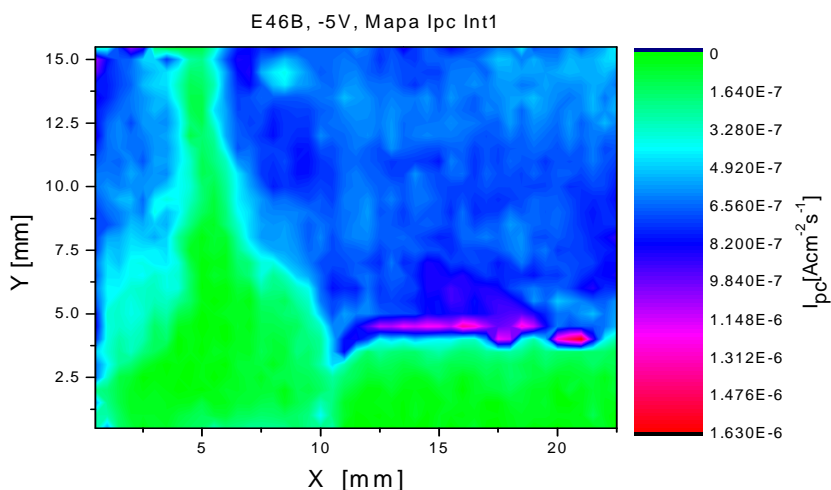


Obrázok 4.4b Časť odporovej mapy vzorky E46B prislúchajúce kontaktu K1 získané bezkontaktnou metódou

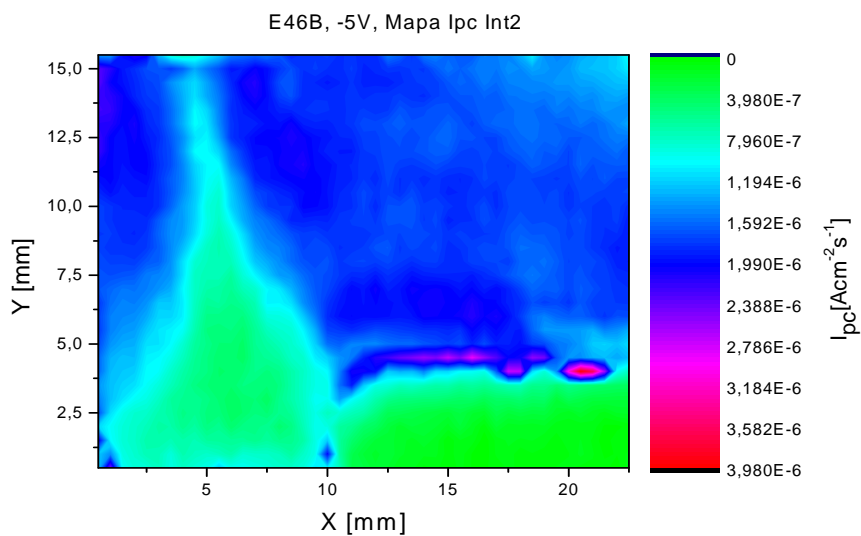
Z grafov je zrejmé, že odporové mapy, merané rôznymi metódami sú kvalitatívne celkom zhodné. Mapa získaná kontaktnou metódou je podrobnejšia oproti bezkontaktnej metóde, vďaka lepšej rozlišovacej schopnosti, čo je dané fokusom laserového zväzku a citlivosti meracích voltmetro. Táto metóda je však oveľa náročnejšia ako bezkontaktná metóda.

4.2 Kontaktná metóda merania fotovodivosti

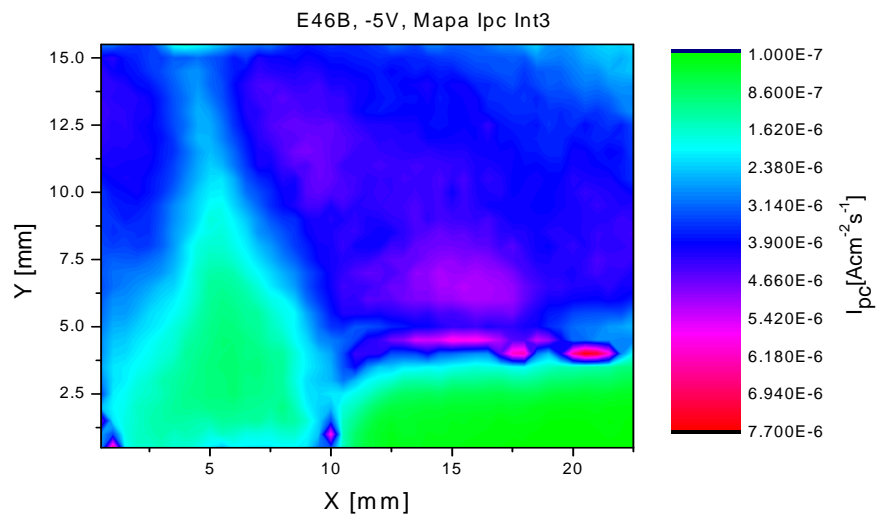
Získané mapy fotovodivosti v závislosti na intenzite dopadajúceho žiarenia sú ukázané v nasledujúcich grafoch.



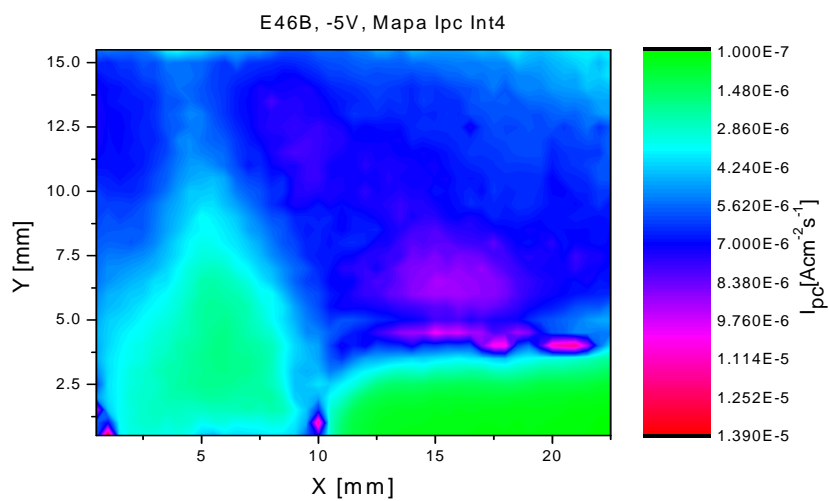
Graf 4.5 Mapa hustoty fotoprúdu vzorky E46B kontaktu K1 s priloženým napätím -5V, pri toku fotónov $1.5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$



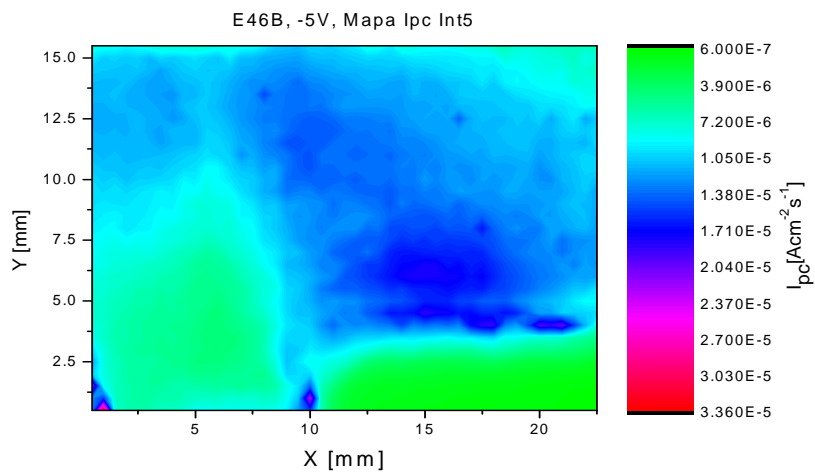
Graf 4.6 Mapa hustoty fotoprúdu vzorky E46B kontaktu K1 s priloženým napätím -5V, pri toku fotónov $6.5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$



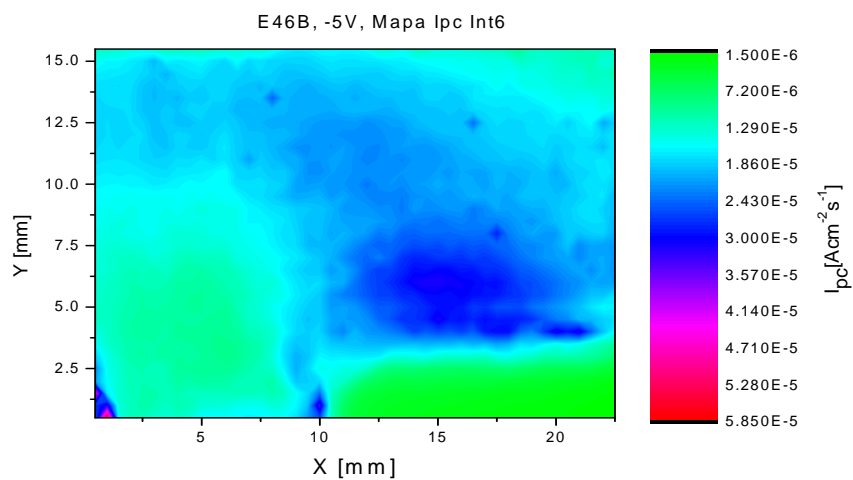
Graf 4.7 Mapa hustoty fotoprúdu vzorky E46B kontaktu K1 s priloženým napätím -5V, pri toku fotónov $2.6 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$



Graf 4.8 Mapa hustoty fotoprúdu vzorky E46B kontaktu K1 s priloženým napätím -5V, , pri toku fotónov $7.2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$



Graf 4.9 Mapa hustoty fotoprúdu vzorky E46B kontaktu K1 s priloženým napätím -5V, , pri toku fotónov $2.3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

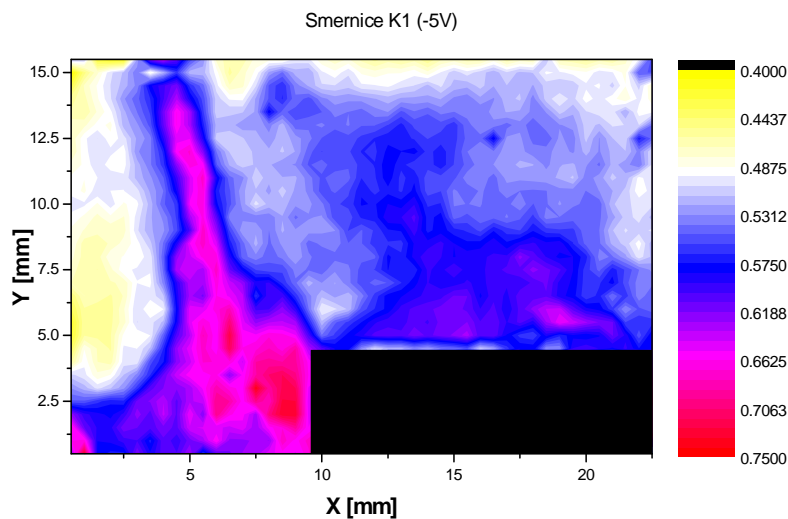


Graf 4.10 Mapa hustoty fotoprúdu vzorky E46B kontaktu K1 s priloženým napätím -5V, pri toku fotónov $6.9 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

Z grafov je zjavné, že na kontakte K1 sú dve oblasti, obrázok 4.6 . Tam kde odpor bol homogenný, fotoprúd dosahoval väčšie hodnoty. V oblasti kde rastové podmienky boli

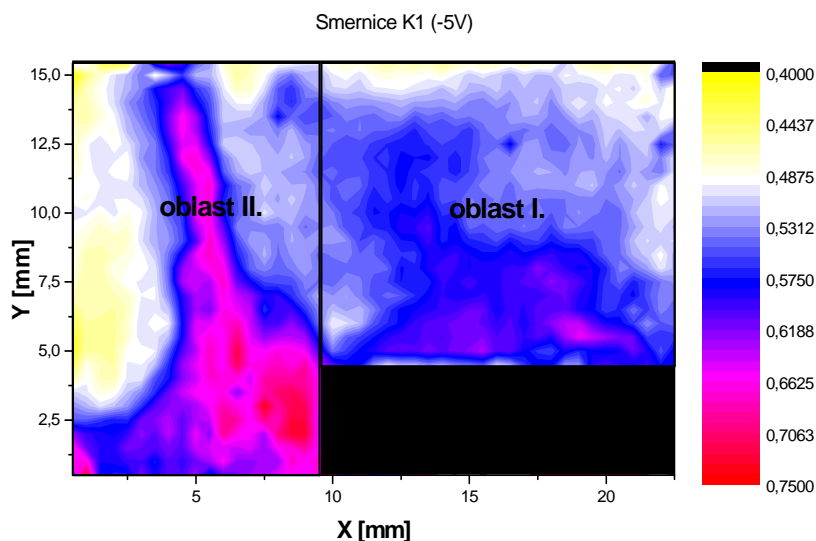
porušené a odpor mal premenný charakter bol fotoprúd nižší. Ďalej je zrejme, že s rastúcou intenzitou osvetlenia postupne rastie kontrast mapy hustoty fotoprúdu. Pri intenzite osvetlenia väčšom ako $10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ môžeme pozorovať, že rozlíšenie sa zníži, čo je dané rozptylom svetla pri odraze z kontaktu spôsobujúci zber signálu z relatívne väčšej plochy kontaktu.

Pre detailnejší rozbor sa môžeme pozrieť na mapu smerníc fotoprúdu, ktorú dostávame z jednotlivých fotoprúdu pri rôznych intenzitách. Tieto hodnoty nám slúžia na určenie smernice fotoprúdu pre daný bod. Táto smernica je mierou akumulácie náboja na hlbokých hladinách. V prípadoch, kde táto smernica je blízko jednej, náboj sa na hladinách neakumuluje. S rastúcou akumuláciou náboja smernica klesá. Tento jav bol popísaný v práci [48].



Graf 4.11 Mapa smerníc vzorky E46B kontaktu K1

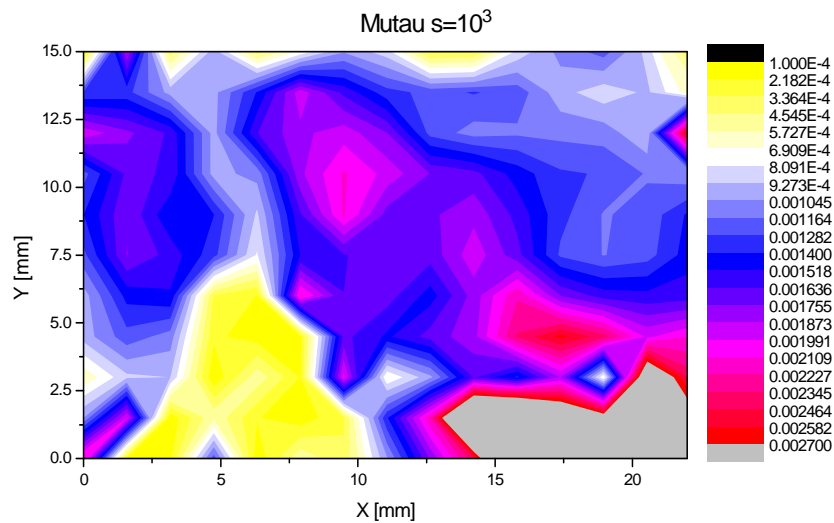
Z mapy smerníc je zrejme, že oblasť II. vykazuje najväčšie smernice, ale hodnoty fotoprúdu práve tam boli najnižšie. Tam kde odpor bol skoro homogenný smernice sú menej strmé, ale stredná časť na pravej strane vzorky vykazuje relatívne vysoké hodnoty, cca. 0.65 . Tieto výsledky môžeme zhodnotiť nasledovne:



Graf 4.12 Mapa smerníc vzorky E46B kontaktu K1 s oblasťami I. a II.

V hornej časti oblasti I. je fotoprúd relatívne vysoký a smernice sú v rozpätí 0.4 - 0.6 . Hlboké hladiny tu majú pascový charakter a variáciu smerníc môžeme pripisovať zmenám koncentrácie hladín alebo stupne ich obsadenia behom rastu kryštálu. V ľavej dolnej časti vzorky, v oblasti II. , ktorá vykazuje nižšie hodnoty fotoprúdu ako pravá horná časť, sú smernice lux-ampérových charakteristik vyššie (až 0.75). Predpokladáme, že v tejto časti vzorky majú hlboké hladiny rekombinačný charakter. Elektrón zachytený na hladine má vyššiu pravdepodobnosť rekombinácie, nevytvorí teda priestorový náboj. Menšia akumulácia náboja koreluje s malou hodnotou fotoprúdu.

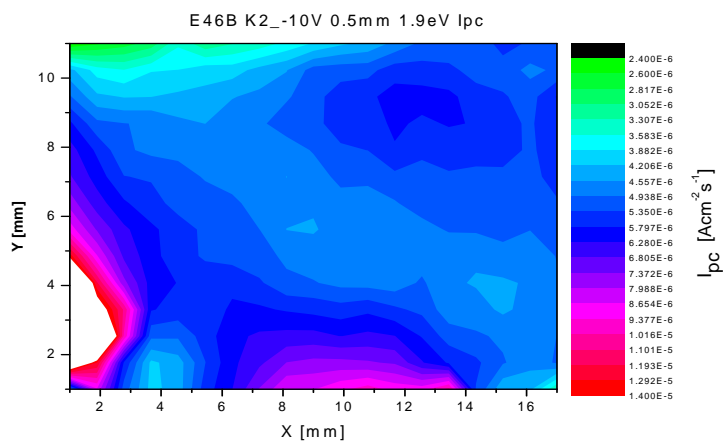
Súčinnosť pohyblivosti a doby života je dôležitý kvalitatívny parameter pre polovodičové materiály. V praxi je žiadané, aby táto hodnota bola čo najvyššia v celom materiáli.



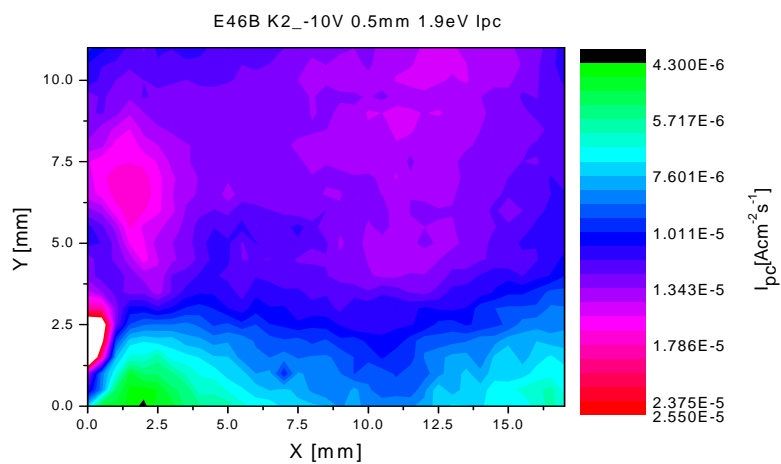
Graf 4.13 Mapa $\mu\tau$ vzorky E46B na kontakte K1

Mapa $\mu\tau$ bola meraná pri slabej intenzite osvetlenia s vlnovou dĺžkou 750nm, pri rôznych napätiach pre každý bod a potom pomocou vzťahu (2.27) a fitovacieho programu bol určený člen povrchovej rekombinácie a taktiež celková mapa. Z grafu 4.12 je zrejmé, že mapa $\mu\tau$ je v dobrej korelácii s mapami hustôt fotoprúdu (Graf 4.5 – 4.10). V oblasti II. , kde je nižšia hodnota fotoprúdu, je rovnako nižšia hodnota $\mu\tau$. Pri porovnaní grafu $\mu\tau$ s mapami smerníc fotoprúdu (Graf 4.12) je zrejmé, že v oblasti I. , kde predtým boli vysoké smernice, práve tam je $\mu\tau$ najnižšia. V oblasti II. v miestach, kde ako fotoprúd tak smernice boli najvyššie, je aj súčin $\mu\tau$ vyšší. To, že mapa smerníc nekoreluje s mapou $\mu\tau$ je spôsobené tým, že v oblasti II. dochádza k silnej rekombinácii nosičov náboja, priestorový náboj je malý, smernica je veľká a $\mu\tau$ je predsa malé, pretože dochádza k strate náboja záchyтом a rekombináciou.

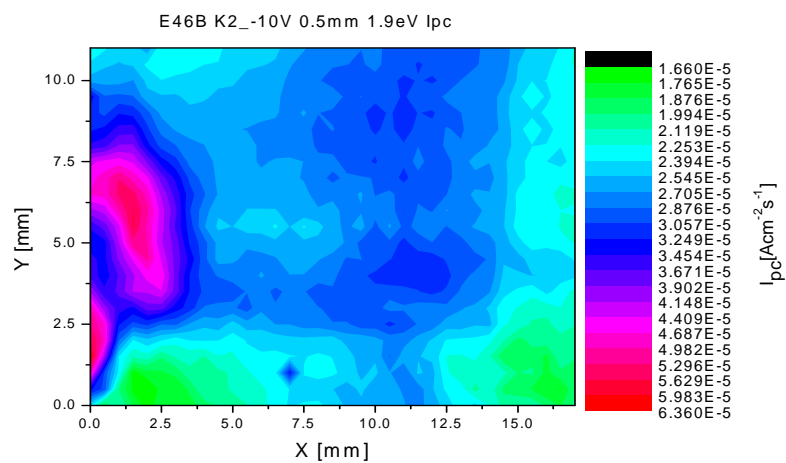
Meranie kontaktu K2 bolo prevedené pri priloženom napätí -10V



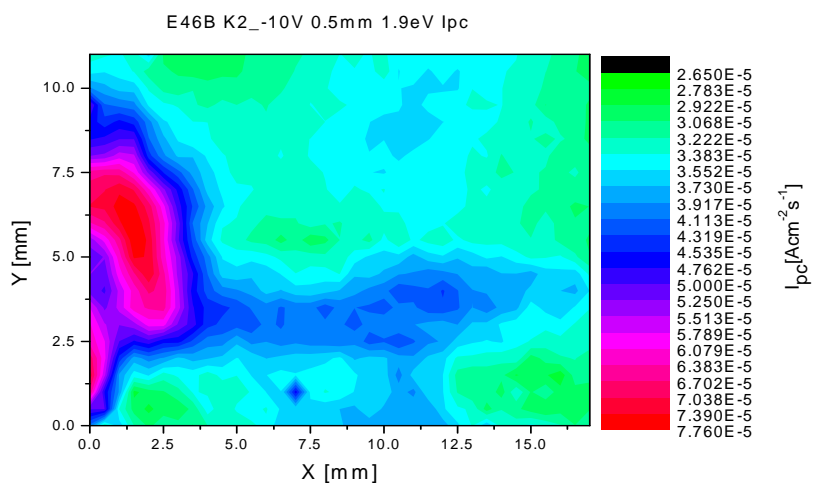
Graf 4.14 Mapa hustoty fotonového prúdu vzorky E46B kontaktu K2 s priloženým napätím -10V pri toku fotonov $3.5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$



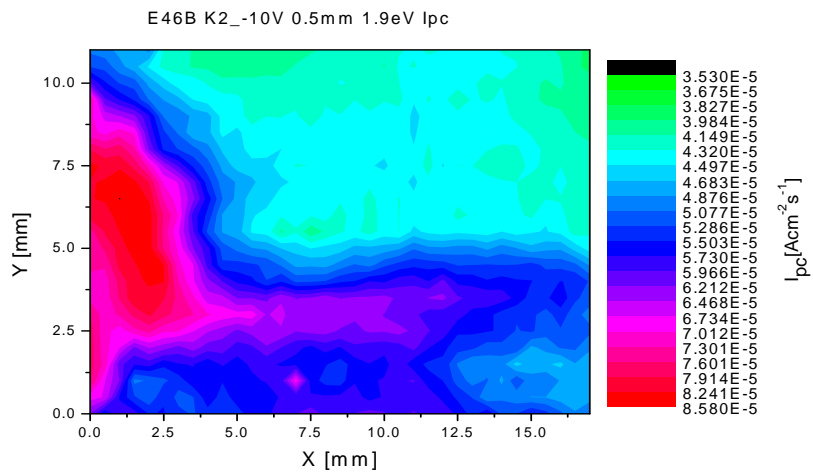
Graf 4.15 Mapa hustoty fotonového prúdu vzorky E46B kontaktu K2 s priloženým napätím -10V pri toku fotonov $3.8 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$



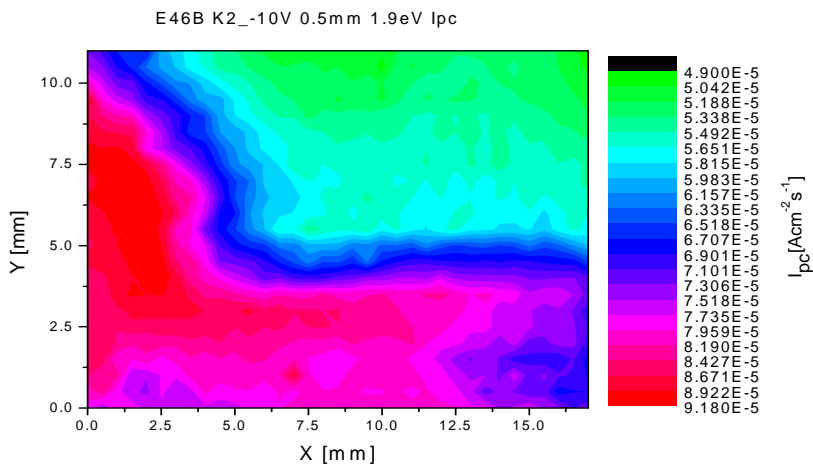
Graf 4.16 Mapa hustoty fotoprúdu vzorky E46B kontaktu K2 s priloženým napätím -10V pri toku fotónov $1.9 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$



Graf 4.17 Mapa hustoty fotoprúdu vzorky E46B kontaktu K2 s priloženým napätím -10V, pri toku fotónov $4.2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$



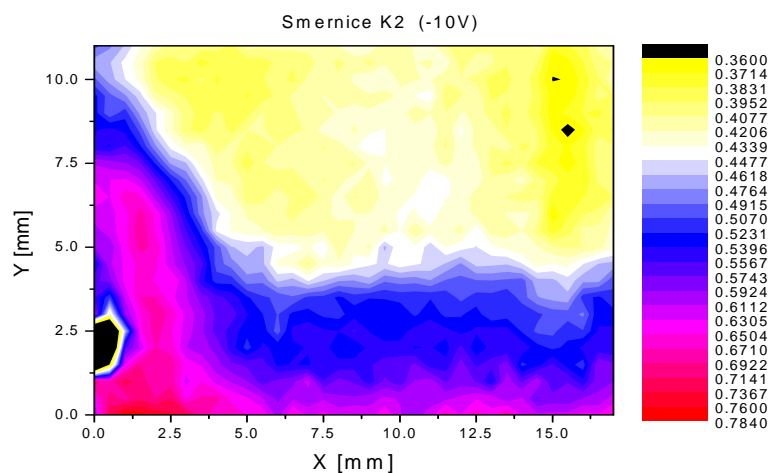
Graf 4.18 Mapa hustoty fotoprúdu vzorky E46B kontaktu K2 s priloženým napätím -10V pri toku fotónov $1.1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$



Graf 4.19 Mapa hustoty fotoprúdu vzorky E46B kontaktu K2 s priloženým napätím -10V pri toku fotónov $2.8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

Na kontakte K2 môžeme tiež pozorovať dve odlišné oblasti. V tej časti, kde odpor bol väčší, hodnota fotoprúdu dosahovala nižšie hodnoty. Oblasť s menším odporom bola citlivejšia na dopadajúce žiarenie. Ďalej je zreteľné, že so zvyšujúcou sa intenzitou osvetlenia na celej ploche kontaktu K2 fotoprúd rastie taktiež.

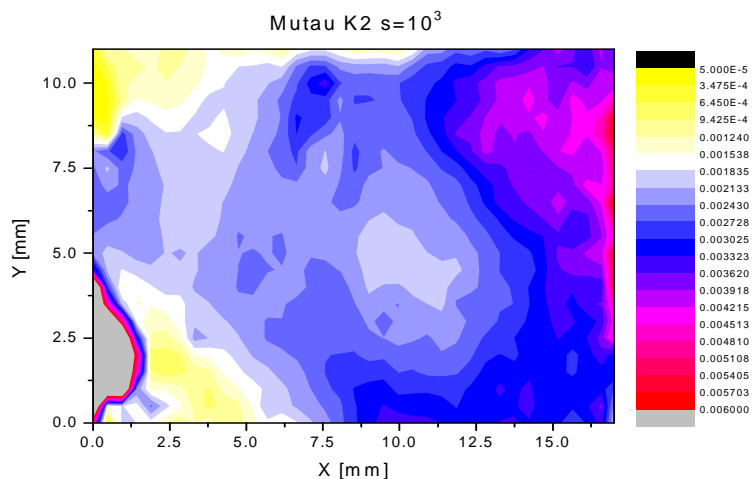
Z nameraných dát, podobne ako pre K1, môžeme nakresliť mapu smerníc aj pre K2.



Graf 4.20 Mapa smerníc vzorky E46B kontaktu K2

Z grafu je zrejmé, že v oblasti s menším odporom je ako fotoprúd tak aj smernice fotoprúdov väčšie. Mapa smerníc fotoprúdu vykazuje veľmi dobrú koreláciu s mapami hustoty fotoprúdu pri vyšších intenzitách osvetlenia.

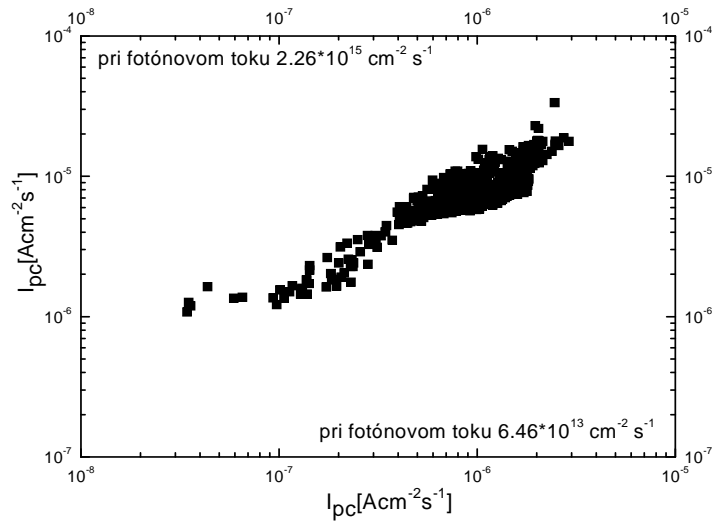
Mapa $\mu\tau$ pre kontakt K2 je nasledovná



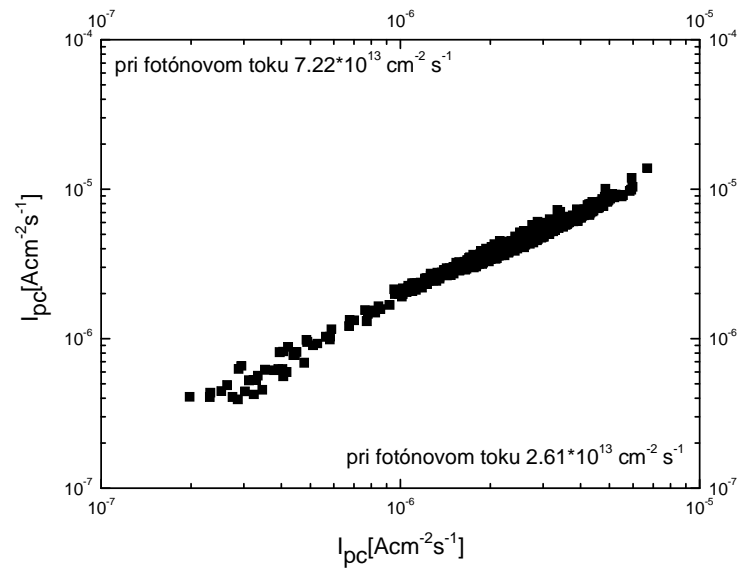
Graf 4.21 Mapa $\mu\tau$ vzorky E46B na kontakte K2

Mapa $\mu\tau$ bola meraná pri slabom osvetlení pri vlnovej dĺžke 750nm. Z toho dôvodu sa bude charakterovo blížiť najviac mape fotoprúdu pri najmenej intenzite, avšak takú mieru korelácie ako u kontakte K1 nepozorujeme. Pri meraniach kontaktu K2 bol zvolený o dva rady väčší rozsah intenzity ako u kontakte K1, preto korelácia s vyššími intenzitami je značne nevhodná.

Pre porovnanie charakteru fotoprúdu pri rôznych intenzitách, spravili sme koreláciu pri rôznych intenzitách osvetlenia. Body boli vybrané z oblasti kontaktu K1.



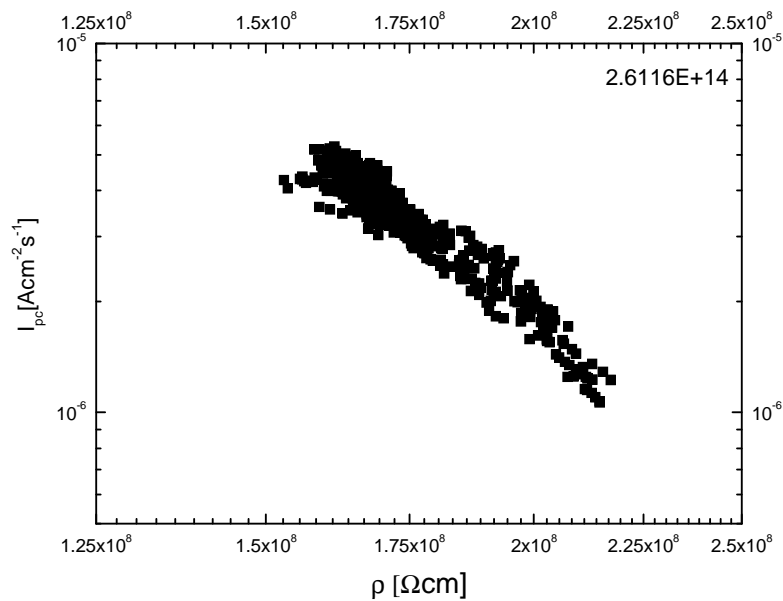
Graf 4.22 Korelácia fotoprúdov pri rôznych intenzitách



Graf 4.23 Korelácia fotoprúdov pri blízkyh intenzitách

Z grafov je zrejmé, že pri zvyšujúcich sa intenzitách osvetlenia hustota fotoprúdu rastie úmerne dopadajúcemu žiareniu v celej študovanej oblasti. Majú približne rovnaký charakter, rádová odlišnosť sa nepozoruje.

Taktiež bola skúmaná korelácia odporu s fotoprúdom. Body boli zvolené z kontaktu K1.

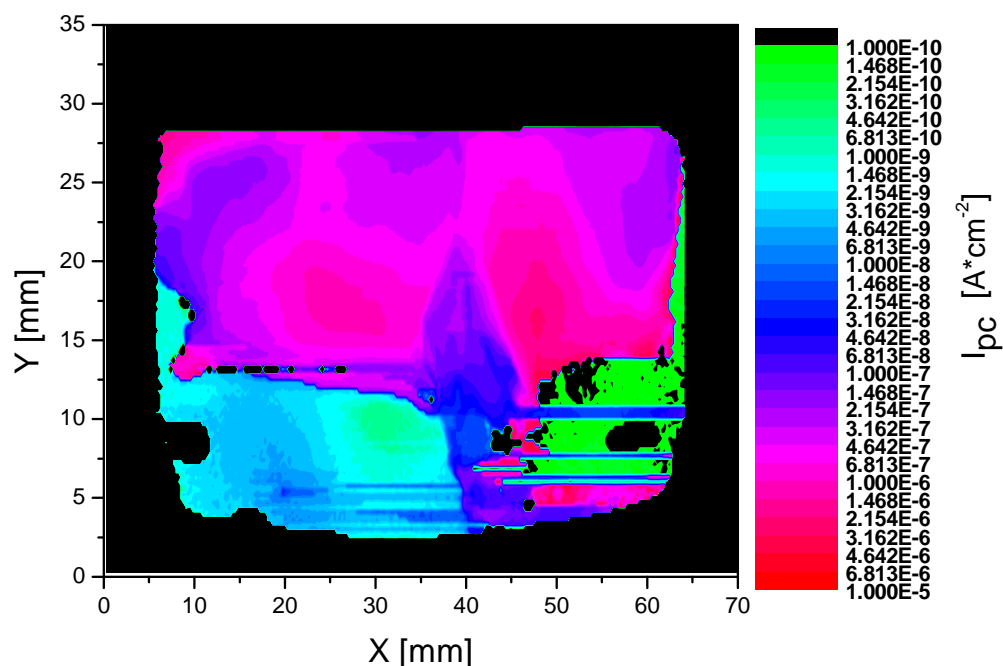


Graf 4.24 Korelácia odporu s fotoprúdom

Odpor bol meraný kontaktnou metódou, pri slabom osvetlení. Bol určený z rozloženia napätia na vzorku a na známom sériovom odpore. Z grafu je jednoznačné, že so zvyšujúcim sa odporom fotoprúd klesá.

4.3 Bezkontaktná metóda (COREMA)

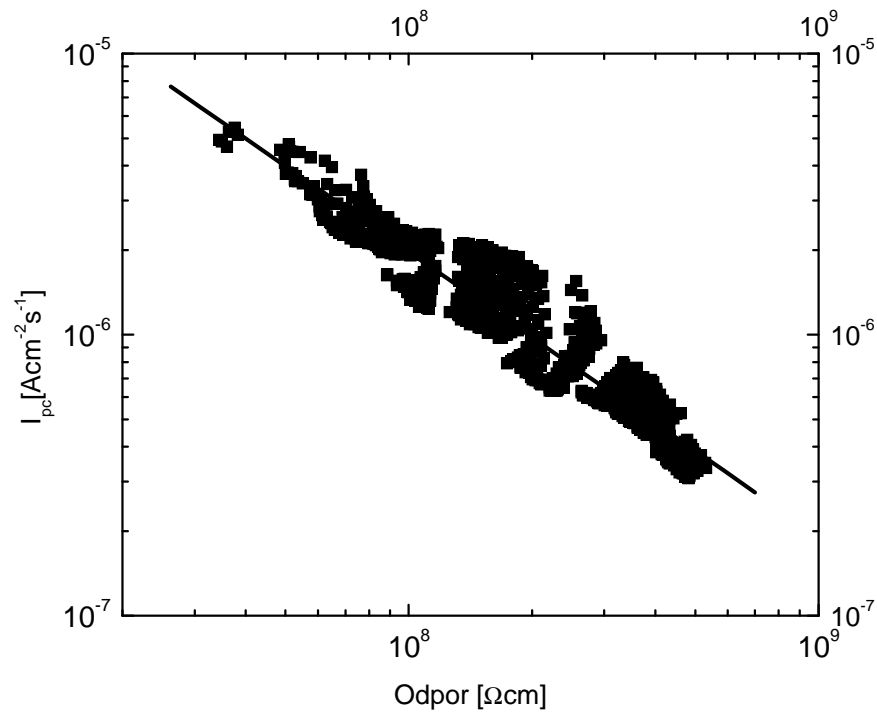
Vzorka E46B bola premeraná aj bezkontaktnou metódou. Mapa hustoty fotoprúdu je nasledovná:



Graf 4.25 Mapa hustoty fotoprúdu vzorky E46B, osvietená LED diódou (830nm)

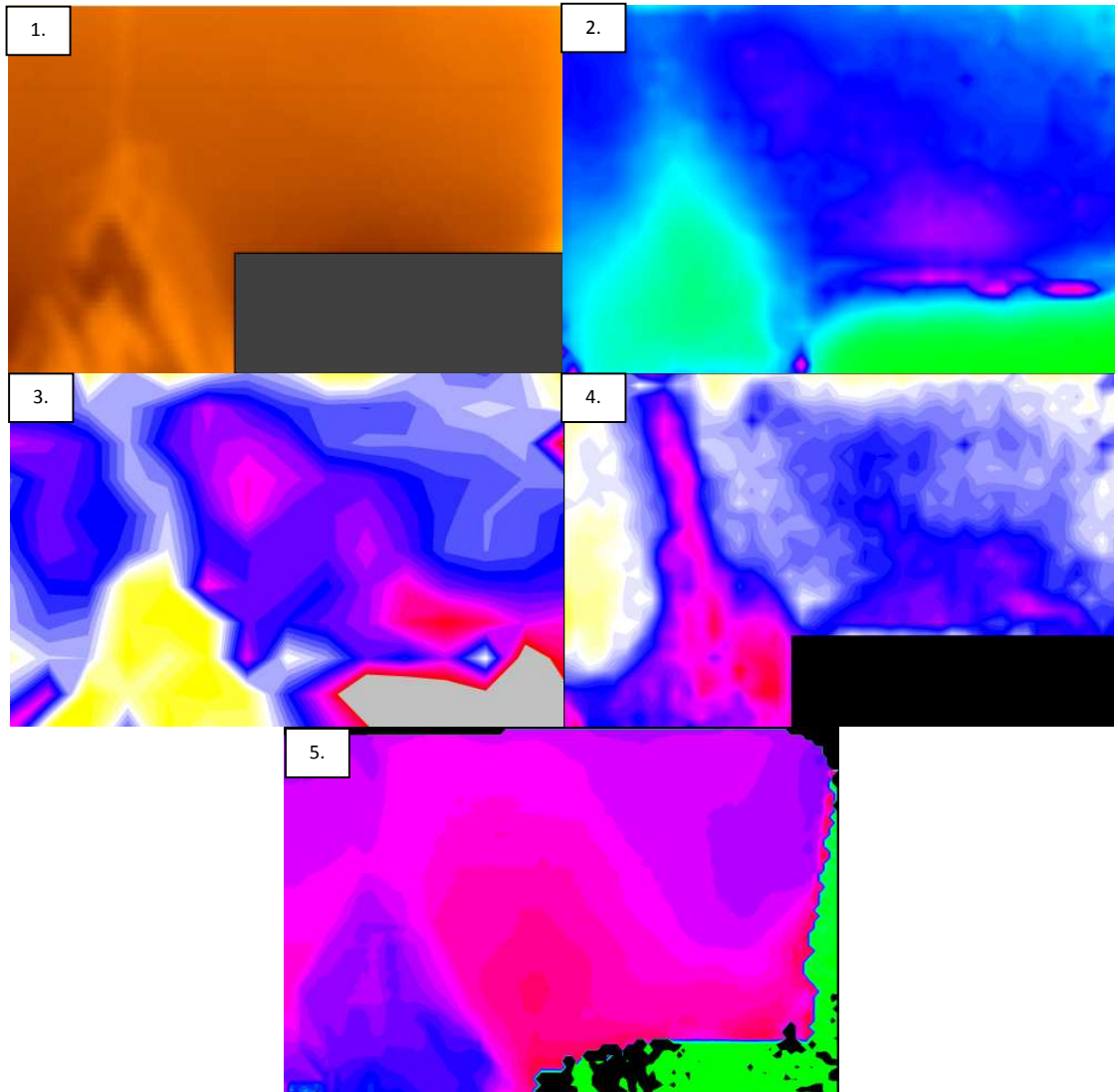
Z grafu vidíme, že bezkontaktná fotovodivostná mapa vykazuje podobné rozloženie fotoprúdu ako mapy získané kontaktnou metódou. Dolná časť vzorky vykazuje slabú fotovodivosť, tam je hustota fotoprúdu najmenšia. V hornej časti na pravej strane, na mieste kontaktu K1, má bezkontaktná mapa podobný charakter ako mapa, ktorú sme dostali s kontaktnou metódou. Ľavá strana hornej časti, oblasť prislúchajúca kontaktu K2, je menej podobná mape z merania kontaktnou metódou, ale výraznú odlišnosť nepozorujeme, i keď profilovo úplne nesúhlasí s výsledkami kontaktnej metódy pre K2. Spravili sme korelačnú analýzu elektrického odporu a fotovodivosti pre meranie

bezkontaktnou metódou. Pre analýzu sme vybrali body z oblasti I. kontaktu K1. Výsledky sú ukázané na grafe 4.26.



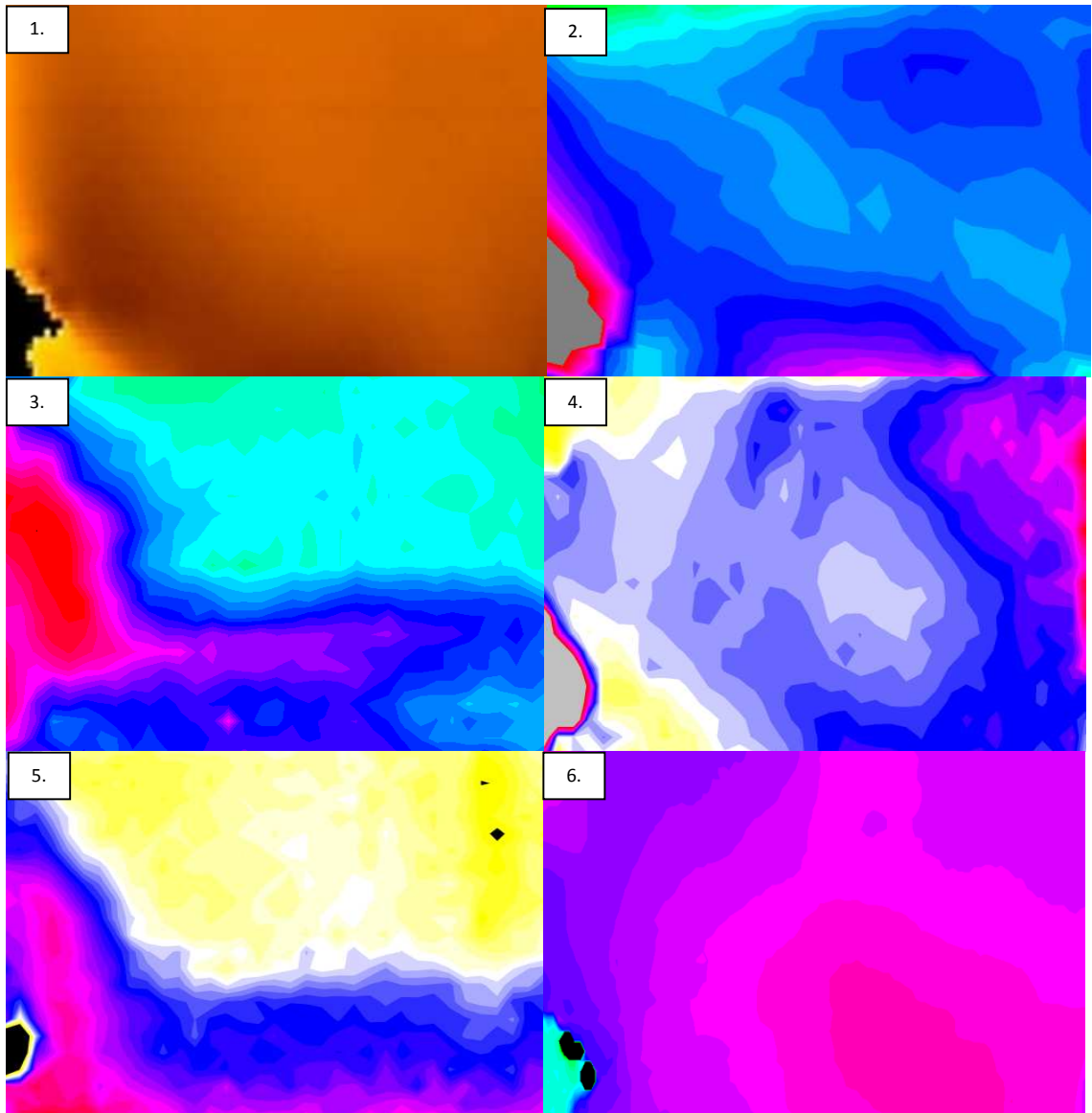
Graf 4.26 Bezkontaktná hustota fotoprúdu v závislosti na odpore

Je zrejme, že elektrický odpor a fotovodivosť antikorelujú. Tento jav je možné vysvetliť pomocou modelu popísaného v kapitole 2.5. S rastúcim elektrickým odporom sa Fermiova hladina blíži k stredu zakázaného pásu, hlboká energetická hladina sa vyprázdňuje, čo zvýši pravdepodobnosť záchytu elektrónu a znižuje fotoprúd. Podľa skúmaného modelu je zrejme, že vzorka E46B sa chovala ako n-typová.



Obrázok 4.5 1. mapa odporu bezkontaktnou metódou, 2. mapa hustoty fotoprúdu pri toku fotónov $7.21 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, 3. mapa $\mu\tau$, 4. mapa smerníc fotoprúdov, 5. mapa fotoprúdu meraná bezkontaktnou metódou; vzorky E46B prislúchajúce oblasti kontaktu K1

Na kontakte K1 všetky hore spomínané veličiny korelujú v značnej miere. V oblasti II. sú fotoprúdy, ako pre kontaktnú metódu, tak aj pre bezkontaktnú metódu nižšie, tomu zodpovedá aj mapa $\mu\tau$. V oblasti I. pre obidve metódy sú fotoprúdy vyššie, to sa na mape smerníc preukázalo väčšími smernicami a mapa $\mu\tau$ to potvrdzuje taktiež. Dôležitým záverom je, že pri použití kontaktnom kove, ktorý výrazne neinjektuje a neblokuje nosiče, vykazujú mapy rozloženia fotoprúdu pri meraniach kontaktnou a bezkontaktnou metódou podobný priebeh. Bezkontaktné meranie, ktoré je veľmi jednoduché, tak poskytuje dostatočnú informáciu k odhadu účinnosti zberu náboja, ako to vyplýva z korelácie medzi mapami hustoty fotoprúdu a mapou $\mu\tau$ pre elektróny.



Obrázok 4.6 1. mapa odporu bezkontaktnou metódou, 2. mapa hustoty fotoprúdu pri toku fotónov $3.49 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, 3. mapa hustoty fotoprúdu pri toku fotónov $1.11 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, 4. mapa $\mu\tau$, 5. mapa smerníc fotoprúdov, 6. mapa fotoprúdu meraného bezkontaktnou metódou; vzorky E46B prislúchajúci oblasti kontaktu K2

Kontakt K2 vykazuje rozdiel od kontaktu K1 výraznou závislosťou hustoty fotoprúdu na intenzite osvetlenia. Musíme brať ohľad nato, že pri vysokých fotónových tokoch sa mapy môžu v značnej miere líšiť od máp, ktoré boli získané pri nižších intenzitách osvetlenia. Prvá mapa meraná kontaktnou metódou, graf 4.14, kde bola intenzita osvetlenia najnižšia, vykazuje najlepšiu zhodu s mapou $\mu\tau$ a s mapou bezkontaktného fotoprúdu, ktoré boli merané taktiež pri nízkych intenzitách osvetlenia. Mapy získané pri vyšších intenzitách dobre korelujú s mapou smerníc fotoprúdu, ktorá charakterovo nepripomína mapu hustoty fotoprúdu získanú bezkontaktnou metódou, čo je pravdepodobne spôsobené značným rozdielom intenzity osvetlenia.

5 Záver

V tejto práci bol polovodičový materiál CdZnTe priestorovo charakterizovaný dvomi metódami, kontaktnou metódou fotovodivosti a bezkontaktnou kapacitnou metódou Corema.

Najprv sme sa venovali testovaniu použitých metód. Pre kontaktovanie vzorky sme použili zlaté kontakty, totiž pre charakterizáciu kvality materiálu sme sa snažili vytvoriť lineárne ohmické kontakty, ktoré by neovplyvnili transport náboja vo vzorke.

Mapovacíou kontaktnou metódou sme premerali aj veličinu $\mu\tau$ s osvetlením prevyšujúcou energiu zakázaného pásu. Z meraní sme zistili, že mapy smerníc fotoprúdu a mapy hustoty fotoprúdu nemusia úplne kolerovať s mapou $\mu\tau$. Dobrá zhoda medzi $\mu\tau$ a fotovodivosťou bola pri nízkych intenzitách osvetlenia.

Výsledné mapy odporu a fotovodivosti na vzorke CdZnTe pre kontaktnú a bezkontaktnú metódu sme porovnali pomocou korelácie. Overili sme antikoreláciu bezkontaktného odporu a fotovodivosti, z čoho vyplýva, že vzorka sa chová ako n-typová. S rastúcim elektrickým odporom Fermiova hladina sa viacej približuje k stredu zakázaného pásu čo znamená, že hlboká hladina sa postupne vyprázdňuje, preto sa zvýši pravdepodobnosť záchytu elektrónu a fotoprúd sa zníži.

Ďalej sme zistili, že kontaktná a bezkontaktná metóda pri použitom naparenom Au kontakte a pri slabých intenzitách osvetlenia z pohľadu fotovodivosti dáva porovnateľné výsledky. Môžeme preto predpokladať, že bezkontaktné meranie fotovodivosti predstavuje nádejný smer vo vývoji metódy rýchlejšej a predbežnej charakterizácie vypestovaných kryštálov z hľadiska ich použiteľnosti pre prípravu detektorov rentgenového a gamma žiarenia.

Použitá literatúra

- [1] A.Zumbiehl, M.Hage-Ali, M.Ayoub, R.Regal, J.M.Koebel, P.Siffert, Modelling and 3D optimisation of CdTe pixels detector array geometry – Extension to small pixels, IEEE Trans.Nucl.Sci. 49, (2002) 1254
- [2] J. R. Heffelfinger, D. L. Medlin, H. Yoon, H. Hermon, and R. B. James, Proceedings of the SPIE , **40** (1997) 3115
- [3] Meyer, B.K., P. Omling, E. Weigel, and G. Mullervogt, *F-Center in CdTe*. Physical Review B. **46** 23 (1992) p. 15135-15138.
- [4] Emanuelsson, P., P. Omling, B.K. Meyer, M. Wienecke, and M. Schenk, *Identification of the Cadmium Vacancy in CdTe by Electron-Paramagnetic-Resonance*. Physical Review B. **47** 23 (1993) p. 15578-15580.
- [5] Castaldini, A., A. Cavallini, B. Fraboni, P. Fernandez, and J. Piqueras, *Deep energy levels in CdTe and CdZnTe*. Journal of Applied Physics. **83** 4 (1998) p. 2121-2126.
- [6] Soundararajan, R., K.G. Lynn, S. Awadallah, C. Szeles, and S.H. Wei, *Study of defect levels in CdTe using thermoelectric effect spectroscopy*. Journal of Electronic Materials. **35** 6 (2006) p. 1333-1340.
- [7] Huang, Z.C., E. Eissler, and C.R. Wie, *Role of Cadmium Vacancy-Related Defects in CdTe Nuclear-Detectors*. Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B-Beam Interactions with Materials and Atoms. **100** 4 (1995) p. 507-510.
- [8] Szeles, C., Y.Y. Shan, K.G. Lynn, and A.R. Moodenbaugh, *Trapping properties of cadmium vacancies in Cd_{1-x}Zn_xTe*. Physical Review B. **55** 11 (1997) p. 6945-6949.91
- [9] Krsmanovic, N., A.W. Hunt, K.G. Lynn, P.J. Flint, and H.L. Glass, *Studies of deep trapping levels in undoped and Sn-doped Cd_{1-x}Zn_xTe by thermoelectric effect spectroscopy and thermally stimulated current*. Proceedings of SPIE. **4141** (2000)p. 11-22.
- [10] Krsmanovic, N., K.G. Lynn, M.H. Weber, R. Tjossem, T. Gessmann, C. Szeles, E.E. Eissler, J.P. Flint, and H.L. Glass, *Electrical compensation in CdTe and Cd_{0.9}Zn_{0.1}Te by intrinsic defects*. Physical Review B. **62** 24 (2000)p. R16279-R16282.
- [11] Hage-Ali, M. and P. Siffert, *Growth Methods of CdTe Nuclear Detector Materials, in Semiconductors for room temperature nuclear detector applications* ed. T.E. Schlesinger and R.B. James (Academic Press: New York) Vol. **43** (1995) p. 219-255

- [12] Ye, C.P. and J.H. Chen, *Studies of Defects in N-Type CdTe by Charge Transient Spectroscopy*. Journal of Applied Physics. **67** 5 (1990) p. 2475-2481.
- [13] Soundararajan, R., K.G. Lynn, S. Awadallah, C. Szeles, and S.H. Wei, *Study of defect levels in CdTe using thermoelectric effect spectroscopy*. Journal of Electronic Materials. **35** 6 (2006) p. 1333-1340.
- [14] Corbel, C., L. Baroux, F.M. Kiessling, C. Gelysykes, and R. Triboulet, *Positron Trapping at Native Vacancies in CdTe Crystals - in Doping Effect*. Materials Science and Engineering B-Solid State Materials for Advanced Technology. **16** 1-3 (1993) p. 134-138.
- [15] Berding, M.A., *Annealing conditions for intrinsic CdTe*. Applied Physics Letters. **74** 4 (1999) p. 552-554.
- [16] Chang, Y.C. and R.B. James, *Theoretical studies of Cd vacancies and acancychlorine complexes in CdTe and Cd_{1-x}Zn_xTe*. Proceedings of SPIE **3768** (1999)p. 381-391.
- [17] Debbag, F., G. Bastide, and M. Rouzeyre, *Thermal Ionization and Photoionisation Properties of Deep Traps in N-Type CdTe*. Solid State Communications. **67** 1(1988) p. 1-5.
- [18] Fiederle, M., D. Ebling, C. Eiche, D.M. Hofmann, M. Salk, W. Stadler, K.W. Benz, and B.K. Meyer, *Comparison of CdTe, Cd_{0.9}Zn_{0.1}Te and CdTe_{0.9}Se_{0.1} Crystals - Application for Gamma-Ray and X-Ray-Detectors*. Journal of Crystal Growth. **138** 1-4 (1994) p. 529-533.
- [19] Isett, L.C. and P.K. Raychaudhuri, *Deep Levels in N-CdTe*. Journal of Applied Physics. **55** 10 (1984) p. 3605-3612.
- [20] Babii, P.I., V.V. Slynko, Y.P. Gnatenko, P.N. Bukivskii, M.I. Ilashchuk, and O.A. Parfenyuk, *Isoelectronic Substitutional Sc and Ti Impurities in CdTe*. Soviet Physics Semiconductors-Ussr. **24** 8 (1990) p. 904-906.
- [21] Molva, E., J.M. Francou, J.L. Pautrat, K. Saminadayar, and L.S. Dang, *Electrical and Optical-Properties of Au in Cadmium Telluride*. Journal of Applied Physics. **56** 8 (1984) p. 2241-2249.
- [22] Hendorfer, G., G. Brunthaler, W. Jantsch, J. Reisinger, and H. Sitter, *Photo-EPR and DLTS of CdTe-Co*. Journal of Crystal Growth. **86** 1-4 (1988) p. 497-501. 92
- [23] Godlewski, M. and J.M. Baranowski, *Electron-Paramagnetic-Res Measurements of Chromium Impurity Photo-Ionization Transitions in CdTe*. Physica Status Solidi B-Basic Research. **97** 1 (1980) p. 281-287.
- [24] Molva, E., J.P. Chamonal, and J.L. Pautrat, *Shallow Acceptors in Cadmium Telluride*. Physica Status Solidi B-Basic Research. **109** 2 (1982) p. 635-644.

- [25] Toney, J.E., B.A. Brunett, T.E. Schlesinger, E. Cross, F.P. Doty, and R.B. James, *Optical and Electrical Characterization of Copper- and Chlorine-Doped Cadmium Zinc Telluride*. Proceedings of Material Research Society. **487** (1998) p. 59-65.
- [26] Sarem, A., B.A. Orłowski, and S. Kuzminski, *Surface Photovoltage Spectroscopy of Cd_{0.97}Fe_{0.03}Se and Cd_{0.97}Fe_{0.03}Te Crystals*. Acta Physica Polonica A. **79** 2-3 (1991) p. 183-186.
- [27] Moravec, P., M. Hageali, L. Chibani, and P. Siffert, *Deep Levels in Semiinsulating CdTe*. Materials Science and Engineering B-Solid State Materials for Advanced Technology. **16** 1-3 (1993) p. 223-227.
- [28] Jantsch, W., G. Brunthaler, and G. Hendorfer, *Constant photo-EPR: A new method for DEEP level characterization*. Materials Science Forum. **10-12** (1986) p. 515-520.
- [29] Lischka, K., G. Brunthaler, and W. Jantsch, *Deep Donor Levels Due to Isolated Fe in CdTe*. Journal of Crystal Growth. **72** 1-2 (1985) p. 355-359.
- [30] Tovstyuk, K.D., V.G. Deybuk, S.V. Melnichuk, and N.K. Tovstyuk, *3d-Impurity Levels in CdTe and ZnSe*. Physica Status Solidi B-Basic Research. **130** 2 (1985) p. K153-K156.
- [31] Moravec, P., M. Hageali, L. Chibani, and P. Siffert, *Deep Levels in Semiinsulating CdTe*. Materials Science and Engineering B-Solid State Materials for Advanced Technology. **16** 1-3 (1993) p. 223-227.
- [32] Zerrai, A. and G. Bremond, *Properties of the titanium related level in Cd_{0.96}Zn_{0.04}Te crystals*. Journal of Applied Physics. **84** 10 (1998) p. 5554-5559.
- [33] Christmann, P., B.K. Meyer, J. Kreissl, R. Schwarz, and K.W. Benz, *Vanadium in CdTe: An electron-paramagnetic-resonance study*. Physical Review B. **53** 7 (1996) p. 3634-3637.
- [34] Caldas, M.J., A. Fazzio, and A. Zunger, *A Universal Trend in the Binding-Energies of Deep Impurities in Semiconductors*. Applied Physics Letters. **45** 6 (1984) p. 671-673.
- [35] Zerrai, A., G. Marrakchi, and G. Bremond, *Electrical and optical characteristics of deep levels in vanadium-doped Cd_{0.96}Zn_{0.04}Te materials by photoinduced current, capacitance, and photocapacitance transient spectroscopies*. Journal of Applied Physics. **87** 9 (2000) p. 4293-4302.

- [36] Szeles, C., Y.Y. Shan, K.G. Lynn, and A.R. Moodenbaugh, *Trapping properties of cadmium vacancies in Cd_{1-x}Zn_xTe*. Physical Review B. **55** 11 (1997) p. 6945-6949. 91
- [37] E. Lopez-Cruz, J. Gonzalez-Hernandez, D. D. Allred and W. P. Allred, *Cathodoluminescence and photoinduced current spectroscopy studies of defects in Cd_{0.8}Zn_{0.2}Te*, J. Vac. Sci. Technol. A **8**, 1934 (1990)
- [38] M. Fiederle, C. Eiche, W. Joerger, M. Salk, A. S. Senchenkov, A. V. Egorov, D. G Ebling and K. W. Benz, and B. K. Meyer, *Radiation detector properties of CdTe_{0.9}Se_{0.1}:Cl crystals grown under microgravity in a rotating magnetic field*, J. Cryst. Growth **138**, 529 (1994)
- [39] M. Hage-Ali and P. Siffert, *Recent developments in high resistivity detector-grade CdTe*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Rev. A **322**, 313 (1992)
- [40] T.L. Larsen, C.F. Varotto and D.A. Stevenson, *Electrical Transport and Photoelectronic Properties of ZnTe:Al Crystals*, J. Appl. **43** (1972), p. 172
- [41] W. Stadler, D.M. Hofmann, H.C. Alt, T. Muschik, B.K. Meyer, E. Weigel, G. Müller-Vogt, M. Salk, E. Rupp, and K.W. Benz, *Optical investigations of defects in Cd_{1-x}Zn_xTe*, Phys. Rev. B **51**, 10619 (1995).
- [42] C. Barnett Davis, D.D. Allred, A. Reyes-Mena, J. Gonzalez-Hernandez, O. Gonzalez, B.C. Hess and W.P. Allred. *Phys. Rev. B* **47** (1993), p. 13363.
- [43] D.M. Hofmann, W. Stadler, K. Oettinger, B.K. Mayer, P. Omling, M. Salk, K.W. Benz, E. Weigel and G. Müller-Vogt, *Structural properties of defects in Cd_{1-x}Zn_xTe*, Mater. Sci. Eng. B **16** (1993), p. 128.
- [44] J.W. Allen, *Spectroscopy of lattice defects in tetrahedral II-VI compounds*, Semicond. Sci. Technol **10**, 1049 (1995)
- [45] V.Babentsov, J.Franc, and R.B. James, *Compensation and Photosensitivity in CdTe Doped With Indium*, IEEE Transactions on nuclear science, vol. **56**, no. 4, august 2009
- [46] Corema hardware manual
- [47] Jakub Zázvorka, *Mapování elektrického odporu a fotovodivosti semizolačního CdTe bezkontaktní metodou*, FUUK, 2010
- [48] Jan Kubát, *Photoelectric spectroscopy of deep electronic levels in high-resistivity CdTe*. Institute of Physics of Charles University, 2006
- [49] Franc J., Höschl P.: *Fyzika polovodičů pro optoelektroniku I*, skriptum, MFF UK Praha 2007.

- [50] Hassan Elhadidy, Development of room temperature CdTe gamma ray detectors for security and medical applications, Doctoral thesis, Institute of Physics of Charles University, 2008
- [51] N. V. Joshi, Photocunductivity: Art, Science and technology (Optical engineering) ISBN 0-8247-8321-2, 1990
- [52] Y. Cui, M. Groza, D. Hillman, and A. Burger, R. B. James, Study of surface recombination velocity of Cd_{1-x}Zn_xTe radiation detectors by direct current photoconductivity, Journal of applied physics, volume 92 number 5, 2002
- [53] J. Franc, R. Grill, J. Kubát, P. Hlídek, E. Belas, P. Moravec, P. Höschl: Inuence of Space Charge on Lux-Ampere Characteristics of High-Resistivity CdTe, Journal of ELECTRONIC MATERIAL, Vol. 35, No. 5, (2006), 990-992.
- [54] Václav Dědič, Fotoelektrický transport ve vysokoodporovém CdTe pro detektory Rentgenova záření, FUUK, 2009
- [55] Franc, J., et al., Evaluation of concentration of deep levels from photoelectric measurements in wide gap high-resistivity semiconductors. Physics of Semiconductors, Pts A and B, 2007. 893: p. 299-300