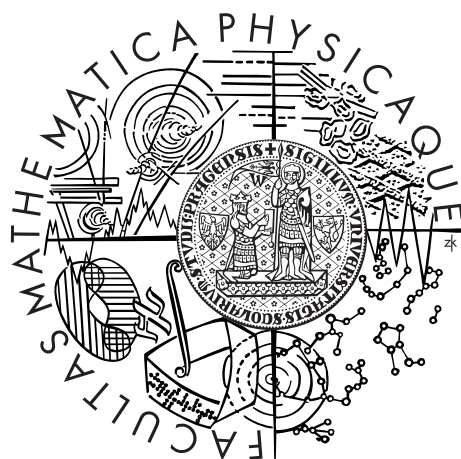


Univerzita Karlova v Praze
Matematicko-fyzikální fakulta

DIPLOMOVÁ PRÁCE



Bc. Martin Rejhon

Vliv vnějších polí na elektrické pole a fotoproud detektorů CdTe

Fyzikální ústav Univerzity Karlovy

Vedoucí diplomové práce: prof. Ing. Jan Franc, DrSc.

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: Optika a optoelektronika

Praha 2015

Na tomto místě bych chtěl poděkovat panu prof. Ing. Janu Francovi, DrSc. za pomoc při interpretaci získaných výsledků a za cenné rady při zpracování práce.

Dále bych chtěl poděkovat Mgr. Václavu Dědičovi, PhD. za pomoc při sestavování měřicí aparatury a všestrannou pomoc při zpracování této práce.

Rád bych poděkoval svým rodičům za poskytování morální podpory.

Prohlašuji, že jsem tuto diplomovou práci vypracoval(a) 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 dne

Podpis autora

Název práce: Vliv vnějších polí na elektrické pole a fotoproud detektorů CdTe

Autor: Bc. Martin Rejhon

Katedra: Fyzikální ústav Univerzity Karlovy

Vedoucí diplomové práce: prof. Ing. Jan Franc, DrSc., Fyzikální ústav Univerzity Karlovy

Abstrakt: Tato práce se zabývá studiem polovodičových detektorů z materiálů CdTe a CdZnTe pracujících za vysokých toků záření. Experimentálně byl studován vliv vysokých toků Rentgenového a optického záření na tzv. polarizaci detektoru. Polarizace detektoru je jev snižující jeho efektivitu, při které je přiložené elektrické pole v detektoru stíněno prostorovým nábojem na hlubokých pastech vzniklým záchytem fotogenerovaných nosičů. Ke studiu elektrických polí v detektorech bylo užito metody zkřížených polarizátorů a Pockelsova jevu. Hlavním cílem práce bylo studovat možnosti optické depolarizace detektorů CdTe a CdZnTe pro různé energie fotonů přídatného osvětlení, studovat dynamiku této depolarizace a fyzikální podstatu. Bylo zjištěno, že detektory lze opticky depolarizovat nadgapovým světlem. Detektor CdZnTe navíc i blízkým infračerveným světlem a také v pulzním režimu. Depolarizace souvisí s kompenzací prostorového náboje na pastech.

Klíčová slova: CdTe, CdZnTe, detektor vysokých toků, hluboké pasti, polarizace, Pockelsův jev

Title: Influence of external fields on electric field and photocurrent in CdTe detectors

Author: Bc. Martin Rejhon

Department: Institute of Physics of Charles University

Supervisor: prof. Ing. Jan Franc, DrSc., Institute of Physics of Charles University

Abstract: This thesis is focused on a study of CdTe and CdZnTe semiconductor detectors working under high flux of radiation. We studied experimentally an influence of high flux of X-rays and optical radiation on polarization of the detector. The polarization phenomenon decreases the efficiency of the detector due to a screening of an applied electric field by a space charge accumulated at deep levels due to a trapping of photogenerated carriers. In order to measure the electric field profiles in the detectors we employed a method based on cross polarizers technique and Pockels effect. The main objective of this work was to study the possibilities of an optical de-polarization of CdTe and CdZnTe detectors for different photon energies of additional light, its dynamics and physical origin. We have found that detectors can be de-polarized by above bandgap light. Moreover, CdZnTe detector can be depolarized by near infrared light and in a pulse mode. The de-polarization is associated with a compensation of the space charge at deep traps.

Keywords: CdTe, CdZnTe, high flux detector, deep trap levels, polarization, Pockels effect

Obsah

Obsah	2
Úvod	3
1 Polovodičový detektor Rentgenova a gama záření	4
1.1 Polarizace detektorů	5
2 Teorie	7
2.1 Fermi-Diracova statistika	7
2.2 Příměsový polovodič	8
2.3 Drift-difúzní rovnice	8
2.4 Poissonova rovnice	9
2.5 Pohyb nosičů v homogenním polovodiči	9
2.6 Schockleyův-Readův model	10
2.7 Kontakt kov-polovodič	12
2.8 Optika anizotropního prostředí	13
2.9 Pockelsův jev	15
2.10 Modulátor intenzity	16
2.11 Absorpce světla	17
3 CdTe a CdZnTe	19
3.1 Vzorky	20
3.1.1 Vzorek CdTe:Cl	21
3.1.2 Vzorek CdZnTe	21
4 Experimentální uspořádání	26
5 Výsledky měření a diskuse	28
5.1 Měření detektoru $\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}$ při osvětlení Rentgenovým zářením nebo LED diodou 910 nm	28
5.1.1 Spektrální skenování detektoru CdZnTe	31
5.1.2 Depolarizace detektoru CdZnTe pomocí dodatečného světelného zdroje	35
5.1.3 Studium hlubokých hladin detektoru CdZnTe pomocí spektrálního skenování	44
5.2 Měření ustálených stavů vzorku CdTe:Cl	48
5.2.1 Depolarizace detektoru CdTe:Cl za pomoci periodicky se opakujícího nadgapového osvětlení	54
6 Porovnání materiálu CdTe:Cl a $\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}$	60
Závěr	61
Literatura	65

Seznam obrázků	67
Seznam tabulek	68
Seznam symbolů a zkratk	69

Úvod

Tato práce se zabývá studiem možností světelné depolarizace v CdTe a CdZnTe planárním detektoru záření, pracujícím za vysokých fotonových toků vysokoenergetického Rentgenova záření. K měření vnitřního elektrického pole využíváme měřící aparatury založené na Pockelsově jevu [1, 2, 3].

Materiál CdTe a CdZnTe je vhodný pro výrobu detektorů gama a Rentgenova záření, pracujících za pokojové teploty vzhledem k relativně velké šířce zakázaného pásu 1.48 eV pro CdTe a 1.53 eV pro Cd_{0.9}Zn_{0.1}Te [4]. Relativně vysoká atomová čísla složek a hustota materiálu zvyšuje pravděpodobnost fotoelektrické absorpce záření materiálem. Kompenzací mělkých hladin lze připravit semi-izolační krystaly, například CdZnTe s odporem v oblasti $10^{10} - 10^{11} \Omega\text{cm}$ [5]. Při vysokých tocích záření je koncentrace fotogenerovaných nosičů srovnatelná nebo větší než koncentrace hlubokých hladin a může docházet k velmi rychlému záchytu fotogenerovaných nosičů na těchto hlubokých hladinách. Tento záchyt způsobuje vznik prostorového náboje, který deformuje vnitřní elektrické pole a dochází tak k polarizaci detektoru [6, 7, 8]. Při standardním účinném záchytném průřezu hluboké hladiny ($10^{-12} - 10^{-15} \text{ cm}^2$ [9]) se elektrické pole deformuje na časové škále 1 – 100 μs . To je stejný řád jako aktivní čas provozu senzoru. Periodické spínání přikládaného napětí v situaci vysokých toků je velmi obtížné použít, proto se hledá nový koncept jak eliminovat vliv polarizace detektorů. Jedna z možností je světlem měnit obsazení hlubokých hladin, a tím i měnit vnitřní elektrické pole, což bylo již studováno v několika pracích [6, 10, 11, 12].

V článku [13] byla použita technika měření Pockelsova jevu ke změření odezvy elektrického pole na energii dopadajících fotonů v oblasti infračervených vlnových délek, jejichž energie je nižší než šířka zakázaného pásu zkoumaného materiálu (dále "podgapové světlo"). Bylo zde ukázáno, že při dopadu záření v oblasti vlnových délek 1000-1450 nm dochází k depolarizaci detektoru z materiálu CdZnTe. V předložené diplomové práci bude tato metoda použita navíc v oblasti vlnových délek odpovídajících energii větší než je šířka zakázaného pásu.

Cílem práce je určit obory vlnových délek způsobující optickou depolarizaci detektoru a proměřit vliv vybraných vlnových délek na vnitřní elektrické pole detektoru a tekoucí proud. Dále se práce zabývá vlivem periodického osvětlení podgapovým i nadgapovým světlem na vnitřní elektrické pole a elektrický proud.

V úvodní kapitole 1 je popsán vliv průběhu elektrického pole v detektoru na účinnost sběru náboje a možnost vzniku polarizace detektoru. Kapitola 2 popisuje základní fyzikální principy potřebné k experimentální části. Popis měřící aparatury je uveden v kapitole 4. V kapitole 5 jsou shrnuty a diskutovány výsledky měření. Kapitola 6 porovnává materiály CdTe a CdZnTe z pohledu dosažených výsledků.

1. Polovodičový detektor Rentgenova a gama záření

Po dopadu Rentgenova nebo gama záření na detektor, který je tvořen polovodičem s nanesenými kontakty, se v detektoru generují elektron děrové páry.¹ Ty se poté díky přiloženému elektrickému poli rozdělí a driftují k příslušným elektrodám. Aby nedocházelo ke ztrátám náboje záchytem nebo rekombinací nosičů, je potřeba mít detektor s vysokou pohyblivostí μ a dobou života nosičů τ . Doba driftu nosičů t_d by měla v dobrém detektoru splňovat podmínku

$$t_d \ll \tau. \quad (1.1)$$

Účinnost sběru náboje (CCE) detektoru pro případ konstantního průběhu elektrického pole je popsána Hechtovou rovnicí [14]

$$CCE(\mathcal{E}) = \frac{Q}{Q_0} = \frac{\mu_n \tau_n \mathcal{E}}{d} \left[1 - \exp\left(-\frac{d-x}{\mu_n \tau_n \mathcal{E}}\right) \right] + \frac{\mu_p \tau_p \mathcal{E}}{d} \left[1 - \exp\left(-\frac{x}{\mu_p \tau_p \mathcal{E}}\right) \right], \quad (1.2)$$

kde Q je sebraný náboj a Q_0 je maximální náboj, který je vytvořen dopadajícím zářením. Vzdálenost mezi elektrodami je značena d , x je místo vzniku elektron-děrového páru, $\mu_{n,p}$ je pohyblivost elektronů resp. děr, $\tau_{n,p}$ je doba života elektronu resp. díry a \mathcal{E} je intenzita přiloženého elektrického pole na detektor.

V případě, že je náboj generován těsně pod katodou (např. v případě dopadu α částic), lze rovnici (1.2) zjednodušit do tvaru

$$CCE = \frac{\mu_n \tau_n \mathcal{E}}{d} \left[1 - \exp\left(-\frac{d-x}{\mu_n \tau_n \mathcal{E}}\right) \right]. \quad (1.3)$$

Pro lepší spektrální rozlišení jsou detektory většinou nastaveny tak, že se v nich potlačuje příspěvek děr a dochází pouze k transportu elektronů². V této situaci (koplanární detektor, Frisch grid detektor [15]) je elektrické pole funkcí prostorové souřadnice x a již se nedá použít Hechtova rovnice (1.2). Poté se musí použít obecný tvar rovnice [16, 17]

$$CCE = \frac{1}{d} \int_x^d \exp\left(-\int_x^{x_n} \frac{d\xi}{\mu_n \tau_n \mathcal{E}(\xi)}\right) dx_n + \frac{1}{d} \int_0^x \exp\left(-\int_{x_p}^x \frac{d\xi}{\mu_p \tau_p \mathcal{E}(\xi)}\right) dx_p. \quad (1.4)$$

¹Absorpční koeficient fotoelektrického jevu závisí na atomovém čísle Z jako $\approx Z^{4-5}$.

²Je to důsledek velmi malé pohyblivosti děr.

Za předpokladu, že se v blízkosti katody akumulují kladný prostorový náboj intenzitu elektrického pole můžeme v lineárním přiblížení popsat rovnicí

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 - as, \quad (1.5)$$

kde s je vzdálenost od katody a a je směrnice elektrického pole. Dále předpokládáme, že elektron-děrové páry jsou generovány v blízkosti povrchu detektoru a díry jsou okamžitě odsáty katodou. Pak můžeme popsat účinnost sběru náboje rovnicí [16]

$$CCE(\mathcal{E}, a) = \begin{cases} 0 & \text{pro } \pm a \leq 0 \text{ a } \mathcal{E} \leq \mathcal{E}_{th}, \\ \frac{1}{d} \frac{\mu\tau a}{\mu\tau a \pm 1} \sqrt{\frac{2\mathcal{E}d}{|a|}} & \text{pro } \pm a > 0 \text{ a } \mathcal{E} \leq \mathcal{E}_{th}, \\ \left[\left(\frac{d}{2} \pm \frac{\mathcal{E}}{a} \right) \left(\frac{\pm \frac{\mathcal{E}}{a} - \frac{d}{2}}{\pm \frac{\mathcal{E}}{a} + \frac{d}{2}} \right)^{\pm \frac{1}{\mu\tau a}} + \frac{d}{2} \pm \frac{\mathcal{E}}{a} \right] & \text{pro } \mathcal{E} > \mathcal{E}_{th}, \end{cases} \quad (1.6)$$

kde \mathcal{E}_{th} je definováno jako

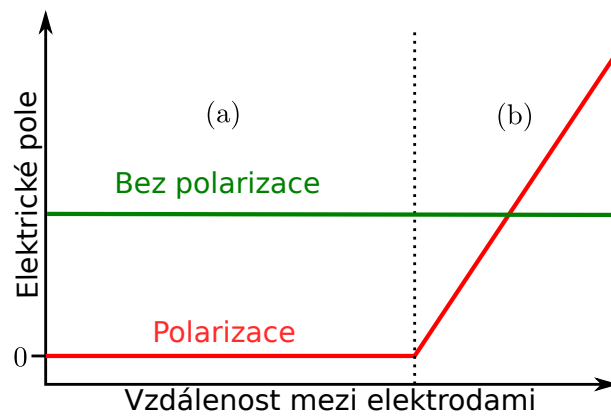
$$\mathcal{E}_{th} = \frac{|a|d}{2}. \quad (1.7)$$

Pro snížení tepelného šumu detektoru pracujícího za pokojové teploty je potřeba materiál s poměrně velkým zakázaným pásem a vysokým elektrickým odporem, což zároveň zlepšuje i citlivost detektoru.

1.1 Polarizace detektorů

Vlivem prostorového náboje se vnitřní elektrické pole deformuje. Tento jev se nazývá polarizace [6, 7, 13, 18]. Prostorový náboj vzniká zachycením nosičů na hluboké hladině. K tomu může docházet po spojení kontaktu kov-polovodič, kdy se pásy ohýbají, nebo záchytem fotogenerovaných nosičů.

Na Obr. 1.1 je vidět situace, kdy detektor není zpolarizován a kdy zpolarizován je. Při zpolarizování dochází k vytvoření mrtvé zóny (oblast(a)), která snižuje účinnost sběru náboje, neboť ta závisí na elektrickém poli, které je v oblasti (a) velmi malé.



Obr. 1.1: Průběh elektrického pole bez polarizace a s polarizací. Oblast (a) se nazývá mrtvá zóna a v oblasti (b) je akumulovaný prostorový náboj.

2. Teorie

Dosažením periodického potenciálu, který má stejnou symetrii a periodicitu jako krystal, do Schrödingerovy rovnice dostáváme řešení, ze kterého plyne, že v pevné látce se nachází mnoho elektronových stavů uspořádaných do energetických pásů [19] [20].

Pás valenční (E_v) je poslední plně zaplněný pás za absolutní nuly, další důležitý pás je vodivostní (E_c), který je první neobsazený elektronový pás. Mezi těmito pásy existuje u polovodičů pás zakázaný (E_g), ve kterém se nenacházejí žádné elektronové stavy. Tento pás má podle obvyklé klasifikace šířku od 0.1 eV do 3 eV [19] [21].

Na činnost detektoru mají významný vliv energetické stavy v pásu zakázaných energií, které vznikají v důsledku narušení periodicity mřížky.

2.1 Fermi-Diracova statistika

Jelikož platí pro elektron Pauliho vylučovací princip, elektron je fermionem, a proto můžeme pravděpodobnost, že hladina s energií E bude obsazena, vyjádřit Fermi-Diracovou rozdělovací funkcí

$$f(E)_n = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{k_b T}\right)}, \quad (2.1)$$

kde k_b je Boltzmannova konstanta, T je absolutní teplota a E_F je Fermiho energie definovaná tak, aby pro $E = E_F$ byla pravděpodobnost $f_E = \frac{1}{2}$ [19]. Hlavní vlastností Fermiho energie je, že za termodynamické rovnováhy je konstantní v celém polovodiči.

Pro pravděpodobnost, že hladina není obsazena elektronem, tedy že je obsazena dírou, vychází vztah

$$f(E)_p = 1 - f(E)_n = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_F - E}{k_b T}\right)}. \quad (2.2)$$

Je-li energie elektronu vzdálená od Fermiho energie o více než $3k_b T$, můžeme rovnici (2.1) zjednodušit a dostáváme Maxwell-Boltzmannovu rozdělovací funkci

$$f(E) = \exp\left(-\frac{E - E_F}{k_b T}\right). \quad (2.3)$$

Pro koncentraci elektronů ve vodivostním pásu potom platí vztah

$$n = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_F}{k_b T}\right), \quad (2.4)$$

kde N_c je efektivní hustota stavů ve vodivostním pásu

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_e^* k_b T}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}}. \quad (2.5)$$

Pro koncentraci děr ve valenčním pásu platí obdobný vztah

$$p = N_v \exp\left(-\frac{E_F - E_v}{k_b T}\right), \quad (2.6)$$

kde N_v je efektivní hustota stavů ve valenčním pásu

$$N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* k_b T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad (2.7)$$

kde m_e^* je efektivní hmotnost elektronu a analogicky m_p^* je efektivní hmotnost díry a h je Planckova konstanta.

2.2 Příměsový polovodič

Zabudováním elektricky aktivních atomů do vlastního polovodiče vzniká příměsový polovodič. Rozlišujeme mezi typem N a typem P. Typ N vzniká dotováním donory, a proto je zde větší koncentrace elektronů než děr. Naopak typ P vznikne přidáním akceptorů, a pak zde převládá koncentrace děr.

Pro obsazení lokalizovaných hladin elektrony používáme Fermi-Diracovu rozdělovací funkci ve tvaru

$$f(E_j) = \left[\frac{1}{g_j} \exp\left(\frac{E_j - E_F}{k_b T}\right) + 1 \right]^{-1}, \quad (2.8)$$

kde g_j je stupeň degenerace j -tého stavu příměsového atomu.

Pro příměsový polovodič platí podmínka elektrické neutrality ve tvaru

$$n + N_A^- = p + N_D^+, \quad (2.9)$$

kde N_A^- je hustota ionizovaných akceptorů a N_D^+ je hustota ionizovaných donorů.

Porovnáním celkové koncentrace akceptorů N_A resp. donorů N_D zjistíme, o který polovodič se jedná

- $N_A < N_D$ - typ N,
- $N_A > N_D$ - typ P.

2.3 Drift-difúzní rovnice

K popisu pohybu nosičů náboje v pevné látce se využívá drift-difúzní rovnice [22], která popisuje proudovou hustotu elektronů \vec{j}_e

$$\vec{j}_e = e\mu_e n \vec{\mathcal{E}} + \mu_e k_b T \nabla n + \mu_e k_b n \nabla T, \quad (2.10)$$

kde e je elementární náboj, $\vec{\mathcal{E}}$ intenzita elektrického pole a μ_e pohyblivost elektronů daná vztahem

$$\mu_e = \frac{e}{m_e^*} \tau, \quad (2.11)$$

kde τ je relaxační doba. Po záměně příslušných veličin platí vztah (2.10) i pro díry.

V rovnici (2.10) jsou tři členy, první z nich popisuje drift, zbylé dva popisují difúzi nosičů. Při konstantní teplotě je třetí člen nulový a vztah se redukuje na

$$\vec{j}_e = e\mu_e n \vec{\mathcal{E}} + \mu_e k_b T \nabla n. \quad (2.12)$$

2.4 Poissonova rovnice

Jestliže se v polovodiči vyskytuje prostorový náboj (jak je tomu v případě polarizovaného detektoru), tak musíme brát v úvahu i řešení Poissonovy rovnice, která má tvar (v jednorozměrném případě)

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon}, \quad (2.13)$$

kde ϕ je elektrochemický potenciál a souvisí s elektrickým polem $\vec{\mathcal{E}}$ vztahem

$$\mathcal{E}_x = -\frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad (2.14)$$

kde ε je permitivita a ρ je hustota prostorového náboje

$$\rho = -e(p - n - N_A^- + N_D^+). \quad (2.15)$$

2.5 Pohyb nosičů v homogenním polovodiči

Síla působící na elektron je daná vztahem

$$\vec{F} = -e\vec{\mathcal{E}}. \quad (2.16)$$

Intenzita elektrického pole je definovaná jako záporný gradient potenciálu, tedy

$$\vec{\mathcal{E}} = -\nabla \phi. \quad (2.17)$$

Z rovnice (2.16) vyplývá, že se volné nosiče pohybují k místům s menší potenciální energií, tedy elektrony k anodě a díry ke katodě.

Celková energie w elektronu je poté dána součtem kinetické a potenciální energie

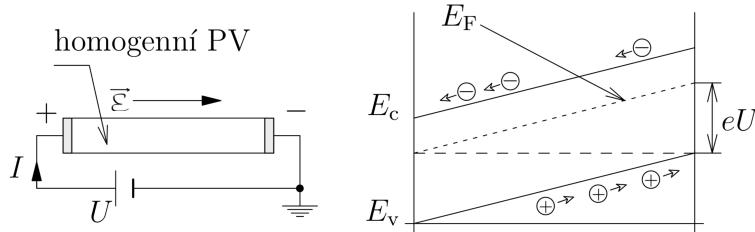
$$w = \frac{p_e^2}{2m_e} - eU, \quad (2.18)$$

kde p_e je hybnost elektronu, m_e je hmotnost elektronu a U je přiložené napětí. Potenciál je přitom určen až na libovolnou aditivní konstantu.

Po přiložení napětí U na homogenní polovodič délky l se vytvoří homogenní elektrické pole $\mathcal{E} = U/l$. Na Obr. 2.1 je vyobrazen průběh potenciální energie jako funkce vzdálenosti v pásovém modelu. Jelikož je podle konvence směr elektrického pole od kladného k zápornému pólu, znamená to, že je směr působící síly \vec{F} pro záporný elektron opačný než směr pole.

Místní rozdíl Fermiho energie E_F na koncích polovodiče odpovídá přiloženému napětí, tedy

$$E_F = eU. \quad (2.19)$$



Obr. 2.1: Pohyb nosičů v homogenním elektrickém poli. [22]

2.6 Shockleyův-Readův model

Hluboké hladiny v polovodiči mohou působit jako pasti nebo rekombinační centra a zásadním způsobem tak ovlivňovat transport náboje. Tuto problematiku popisuje Shockley-Readův rekombinační model. Na Obr. 2.2 je znázorněno šest generačně rekombinačních procesů, které mohou probíhat v materiálu obsahujícím hluboké hladiny. Jedná se o mezipásovou generaci nebo rekombinaci. Dále může docházet k záchytu elektronu (díry) na centru. Nakonec může probíhat uvolnění elektronu resp. díry z centra.

V termodynamické rovnováze platí pro koncentraci elektronů ve vodivostním pásu rovnice (2.1), pro koncentraci děr ve valenčním pásu rovnice (2.2). Pro koncentraci elektronů na hladině E_t platí vztah

$$n_t = \frac{N_t}{\exp\left(\frac{E_t - E_F}{k_b T}\right) + 1}, \quad (2.20)$$

kde používáme Fermi-Diracovu statistiku, neboť se nacházíme v blízkosti Fermiho energie a N_t je koncentrace center.

Pro časovou změnu koncentrací platí [22] následující kinetické rovnice

$$\frac{dn}{dt} = G + \gamma_e n_t n_1 - \gamma_n (N_t - n_t) n, \quad (2.21)$$

$$\frac{dp}{dt} = G + \gamma_p (N_t - n_t) p_1 - \gamma_p n_t p, \quad (2.22)$$

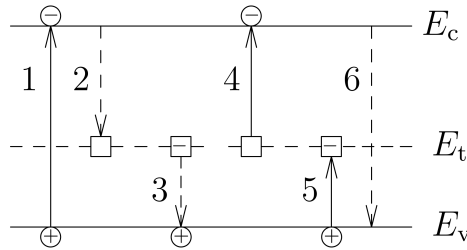
$$\frac{dn_t}{dt} = \gamma_n (N_t - n_t) n - \gamma_e n_t n_1 + \gamma_p (N_t - n_t) p_1 - \gamma_p n_t p, \quad (2.23)$$

kde $\gamma_{n,p}$ je konstanta udávající objem zachycených nosičů na centrech za jednotku času, pro kterou platí

$$\gamma_n = \sigma_n v_n \quad ; \quad \gamma_p = \sigma_p v_p, \quad (2.24)$$

kde σ je účinný záchytný průřez center a v je termická rychlost elektronu nebo díry. Podle hodnot účinného záchytného průřezu rozeznáváme tři případy

- $\sigma_n \approx \sigma_p$ - rekombinační centrum,
- $\sigma_n > \sigma_p$ - past pro elektrony,
- $\sigma_n < \sigma_p$ - past pro díry.



Obr. 2.2: Pásový model rekombinace s hlubokými rekombinačními centry. 1-vnější generace, 2-záchyt elektronu na centru, 3-záchyt díry na centru, 4-uvolňování elektronu z centra, 5=uvolňování díry z centra, 6-mezipásová rekombinace. [22]

Pokud se omezíme na malou injekci $\Delta n = \Delta p \ll n_0, p_0$ a $dn_t/dt = 0$, potom bude platit pro dobu života elektronu τ_n následující vztah

$$\tau_n = \frac{1}{N_t \gamma_n} \quad (2.25)$$

a pro dobu života díry τ_p platí obdobný vztah

$$\tau_p = \frac{1}{N_t \gamma_p}. \quad (2.26)$$

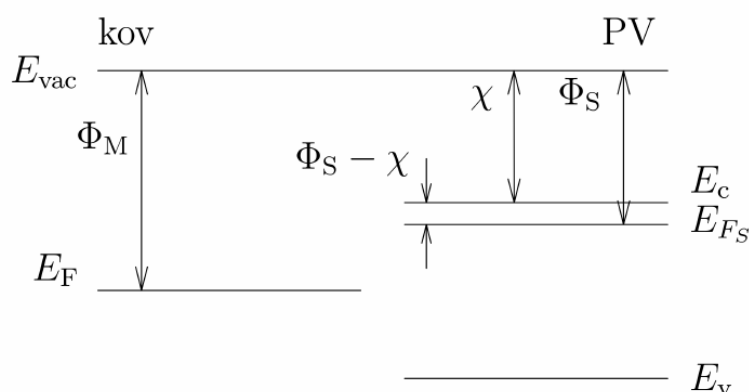
2.7 Kontakt kov-polovodič

Tento kontakt vzniká u každé polovodičové součástky, a to buď jako ohmický kontakt, který neomezuje proud v závislosti na jeho směru, nebo jako usměrňující kontakt-tzv. Schottkyho kontakt. Na Schottkyho kontaktu vzniká potenciálová bariéra tvořená nepohyblivým prostorovým nábojem, která má podobné vlastnosti jako PN přechod.

Pro popis teorie je nutné zavést tyto veličiny [22]

- ϕ_M - výstupní práce elektronu z kovu
- χ - elektronová afinita (práce potřebná k přenesení elektronu na hladinu vakua E_{vac})
- ϕ_S - výstupní práce elektronu z polovodiče
- $\phi_B = \phi_M - \chi$ - potenciálová bariéra
- $\phi_K = \phi_M - \phi_S$ - difuzní potenciál

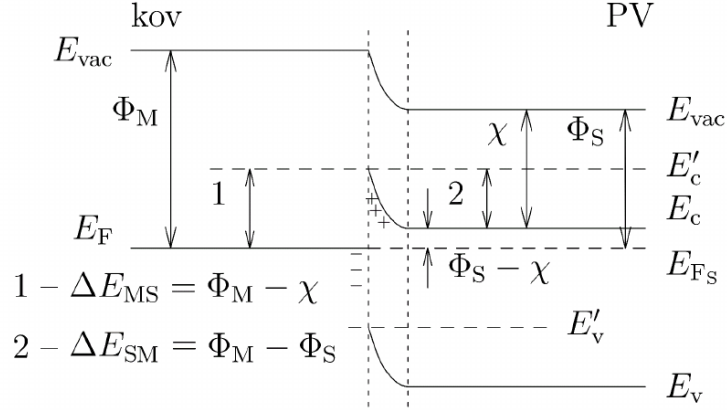
Teorii vysvětlíme na kontaktu kovu s polovodičem typu N. Na Obr. 2.3 je vyneseno pásové schéma kovu a polovodiče před spojením. Je patrné, že se jedná o případ, kdy výstupní práce kovu ϕ_M je větší než výstupní práce polovodiče ϕ_S .



Obr. 2.3: Pásové schéma kovu a polovodiče typu N před spojením. [22]

Po spojení těchto dvou struktur dojde k vyrovnání Fermiho hladiny a pod povrchem vznikne oblast prostorového náboje (OPN), která je tvořena v tomto případě ionizovanými donory (viz. Obr. 2.4). Vznikem OPN dochází k zahnutí energetických pásů na rozhraní kov-polovodič a vytváří se energetická bariéra mezi kovem a polovodičem ΔE_{MS} , která se definuje jako rozdíl mezi Fermiho hladinou E_F a nejvyšší hodnotou vodivostního pásu E_c na rozhraní. Dále zavádíme energetickou bariéru z polovodiče do kovu ΔE_{SM} , která je definovaná jako energetický rozdíl mezi nejnižší a nejvyšší hodnotou vodivostního pásu E_c .

V uvedeném případě, tedy při vzniku kontaktu, tečou elektrony z polovodiče do kovu a vytváří se Schottkyho kontakt. Pokud by výstupní práce z kovu byla menší než z polovodiče, elektrony by přetékały z kovu do polovodiče, kde by



Obr. 2.4: Pásové schéma kovu a polovodiče typu N po spojení. [22]

vytvářely vrstvu elektronů a vznikal by ohmický kontakt, neboť mezi kovem a polovodičem by nebyla žádná bariéra pro elektrony.

Pro kontakt kovu s polovodičem typu P se definuje energetická bariéra ΔE_{MS} z kovu do polovodiče jako rozdíl mezi Fermiho hladinou E_F a nejnižší hodnotou valenčního pásu E_v v polovodiči. Energetickou bariéru z polovodiče do kovu ΔE_{SM} zavádíme jako rozdíl mezi nejnižší a nejvyšší hodnotou valenčního pásu. Potom vzniká pro díry Schottkyho kontakt, když je výstupní práce z kovu menší než z polovodiče a pro opačný případ vzniká ohmický kontakt.

Tento základní model nemusí vždy dobře popisovat reálnou situaci, neboť skutečnou velikost bariéry mohou významně ovlivnit povrchové stavy.

2.8 Optika anizotropního prostředí

Základní metodou pro analýzu polarizace a depolarizace detektoru v této práci je Pockelsův elektrooptický jev. V této kapitole se budu věnovat popisu základní teorie tohoto jevu.

V anizotropním prostředí závisí prvky elektrické indukce \vec{D} na lineární kombinaci složek elektrického pole $\vec{\mathcal{E}}$

$$D_i = \sum_j \varepsilon_{ij} \mathcal{E}_j \quad ; \quad i, j = 1, 2, 3, \quad (2.27)$$

kde ε je symetrický tenzor permitivity, který charakterizuje dielektrické vlastnosti prostředí.

Vztah (2.27) můžeme přepsat v inverzním tvaru

$$\vec{\mathcal{E}} = \varepsilon^{-1} \vec{D}, \quad (2.28)$$

kde ε^{-1} je inverzní tenzor k tenzoru permitivity. Zdefinováním tenzoru elektrické impertivity η vztahem [23]

$$\eta = \varepsilon_0 \varepsilon^{-1}, \quad (2.29)$$

kde ε_0 je permitivita vakua a následným dosazením této definice (2.29) do rovnice (2.28) získáváme

$$\varepsilon_0 \vec{\mathcal{E}} = \boldsymbol{\eta} \vec{D}. \quad (2.30)$$

Tenzor elektrické impertivity $\boldsymbol{\eta}$ má stejné vlastnosti jako tenzor permitivity $\boldsymbol{\varepsilon}$, je symetrický a má stejné hlavní osy. Hlavní osy jsou definovány jako osy soustavy souřadné, pro kterou vymizí nediagonální členy tenzoru elektrické impertivity. Potom tedy v hlavní soustavě souřadnic je $\boldsymbol{\eta}$ diagonální s hodnotami

$$\eta_i = \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_i} = \frac{1}{n_i^2} \quad ; \quad i = 1, 2, 3, \quad (2.31)$$

kde n_i se nazývají hlavní indexy lomu.

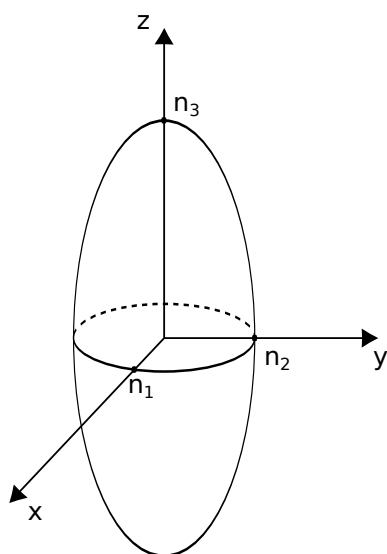
Dále můžeme využít geometrické reprezentace symetrického tenzoru $\boldsymbol{\eta}$,

$$\sum_{ij} \eta_{ij} x_i x_j = 1, \quad (2.32)$$

což je kvadratická plocha zvaná indexový elipsoid. V systému hlavních os dostáváme dosazením rovnice (2.31) do (2.32), indexový elipsoid popsáný rovnicí

$$\frac{x_1^2}{n_1^2} + \frac{x_2^2}{n_2^2} + \frac{x_3^2}{n_3^2} = 1. \quad (2.33)$$

Optické vlastnosti anizotropního krystalu jsou tedy popsány indexovým elipsoidem (viz. Obr. 2.5).



Obr. 2.5: Indexový elipsoid. Souřadnice (x, y, z) jsou hlavní osy a (n_1, n_2, n_3) jsou hlavní indexy lomu krystalu.

2.9 Pockelsův jev

Jedná se o lineární elektrooptický jev, kdy po přiložení elektrického pole $\vec{\mathcal{E}}$ ke krystalu dochází ke změně prvků tenzoru elektrické impertivity $\boldsymbol{\eta}$, a tím i ke změně indexu lomu n . Všech devět složek tenzoru se stává funkcí $\vec{\mathcal{E}}$ a můžeme je rozvést do Taylorovy řady kolem $\vec{\mathcal{E}} = 0$ [24]

$$\eta_{ij}(\vec{\mathcal{E}}) = \eta_{ij}(0) + \sum_k \tau_{ijk} \mathcal{E}_k + \sum_{kl} \xi_{ijkl} \mathcal{E}_k \mathcal{E}_l \quad ; \quad i, j, k, l = 1, 2, 3, \quad (2.34)$$

kde $\tau_{ijk} = \frac{\partial \eta_{ij}}{\partial E_k}$ jsou Pockelsovy koeficienty tvořící tenzor třetího řádu. Koeficienty $\xi_{ijkl} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \eta_{ij}}{\partial E_k \partial E_l}$ jsou tzv. Kerrovy koeficienty a tvoří tenzor čtvrtého řádu. Další členy zanedbáváme.

Ze symetrie tenzoru elektrické impertivity plyne, že tenzor $\boldsymbol{\tau}$ má 18 nezávislých prvků a tenzor $\boldsymbol{\xi}$ jich má 36. Z krystalové symetrie CdTe (kubická $\bar{4}3m$), která nemá středovou symetrii, vyplývá, že můžeme i opomenout třetí člen rozvoje (2.34), protože je zanedbatelný oproti Pockelsovu členu. Nakonec některé prvky tenzoru $\boldsymbol{\tau}$ musí být nulové anebo být závislé na jiných členech.

Výhodné je díky symetrii η označit indexy (i, j) jedním indexem I podle tabulky 2.1 [24], poté se tenzor třetího řádu $\boldsymbol{\tau}$ nahradí maticí 6x3, která pro krystal se symetrií CdTe je uvedena v tabulce 2.2 [24]

j	i:1	2	3
1	1	6	5
2	6	2	4
3	5	4	3

Tabulka 2.1: Indexy I nahrazující dvojice indexů (i, j)

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{41} \end{bmatrix}$$

Tabulka 2.2: Pockelsovy koeficienty se symetrií materiálu CdTe

Po přiložení elektrického pole \mathcal{E} kolmo na rovinu (111) krystalu se symetrií $\bar{4}3m$ se z původně izotropního materiálu stane dvouosý krystal, indexy lomu jsou funkcí přiloženého pole a budou platit vztahy [25]

$$n_x(\mathcal{E}) = n_0 + \frac{1}{2\sqrt{3}} r_{41} n_0^3 \mathcal{E}, \quad (2.35)$$

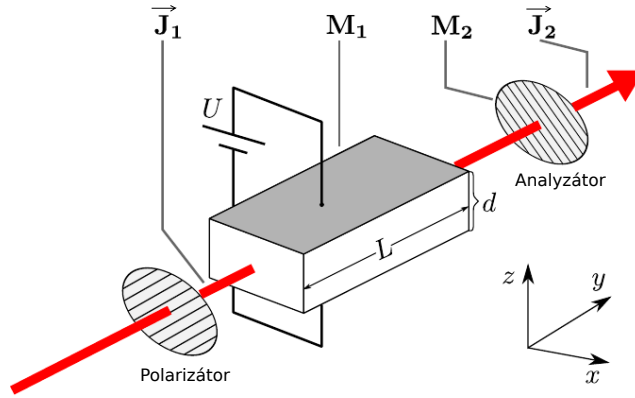
$$n_y(\mathcal{E}) = n_0 + \frac{1}{2\sqrt{3}} r_{41} n_0^3 \mathcal{E}, \quad (2.36)$$

$$n_z(\mathcal{E}) = n_0 - \frac{1}{\sqrt{3}}r_{41}n_0^3\mathcal{E}, \quad (2.37)$$

kde n_0 je index lomu izotropního materiálu.

2.10 Modulátor intenzity

Vzorek CdTe díky Pockelsově jevu s přiloženým napětím funguje jako fázová destička. Ta je umístěna mezi dva zkřížené polarizátory spolu s kterými tvoří modulátor intenzity. Polarizátory jsou orientovány pod úhlem 45° vzhledem k osám fázové destičky (viz. Obr. 2.6).



Obr. 2.6: Schéma modulátoru intenzity založeném na transversálním Pockelsově jevu.

Pomocí Jonesova formalismu [23] můžeme spočítat výslednou propustnost soustavy. Jonesův vektor \vec{J}_1 po průchodu testovacího světla prvním polarizátorem má tvar

$$\vec{J}_1 = \begin{bmatrix} \cos 45^\circ \\ \sin 45^\circ \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\sqrt{2}}{2} \\ \frac{\sqrt{2}}{2} \end{bmatrix}. \quad (2.38)$$

Výsledná propustnost soustavy T bude podle teorie dána

$$T = J_{2x}J_{2x}^* + J_{2z}J_{2z}^*, \quad (2.39)$$

kde J_{2x}, J_{2z} jsou prvky Jonesova vektoru \vec{J}_2 na výstupu optickou soustavou. Tento vektor získáme maticovým násobením

$$\vec{J}_2 = \mathbf{M}_2\mathbf{M}_1\vec{J}_1, \quad (2.40)$$

kde matice \mathbf{M}_1 popisuje fázovou destičku a matice \mathbf{M}_2 lineární polarizátor otočený o 90° vůči prvnímu polarizátoru. Tyto matice mají tvar

$$\mathbf{M}_1 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp(-i\Gamma) \end{bmatrix} ; \quad \mathbf{M}_2 = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix}, \quad (2.41)$$

kde Γ je fázové zpoždění.

Dosazením vztahu (2.41) a (2.38) do rovnice (2.40) získáme Jonesův vektor \vec{J}_2 na výstupu z optické soustavy a po následném dosazení do rovnice (2.39) dostáváme výslednou propustnost

$$T = \frac{I}{I_0} = \sin^2\left(\frac{\Gamma}{2}\right). \quad (2.42)$$

Pro fázové zpoždění platí vztah

$$\Gamma = k_0(n_x(\mathcal{E}) - n_z(\mathcal{E}))L, \quad (2.43)$$

kde L je optická dráha, $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ je vlnový vektor a λ_0 je vlnová délka použitého světla. Dosazením vztahů pro indexy lomu (2.35) a (2.37) do vztahu (2.43) získáme

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda_0} \frac{\sqrt{3}}{2} r_{41} n_0^3 \mathcal{E} L. \quad (2.44)$$

Spojením rovnic (2.42), (2.44) a následnou úpravou dostáváme vztah pro plošné rozdělení elektrického pole $\mathcal{E}(x, z)$

$$\mathcal{E}(x, z) = \frac{\arcsin \sqrt{\frac{I(x, z)}{I_0(x, z)}}}{\alpha_p} \quad ; \quad \alpha_p = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{\pi r_{41} n_0^3 L}{\lambda_0}. \quad (2.45)$$

Zde $I_0(x, z)$ je zaznamenaná intenzita prošlá optickou soustavou bez přiloženého pole při paralelních polarizátorech a $I(x, z)$ je prošlá intenzita při zkřížených polarizátorech a s přiloženým polem.

2.11 Absorpce světla

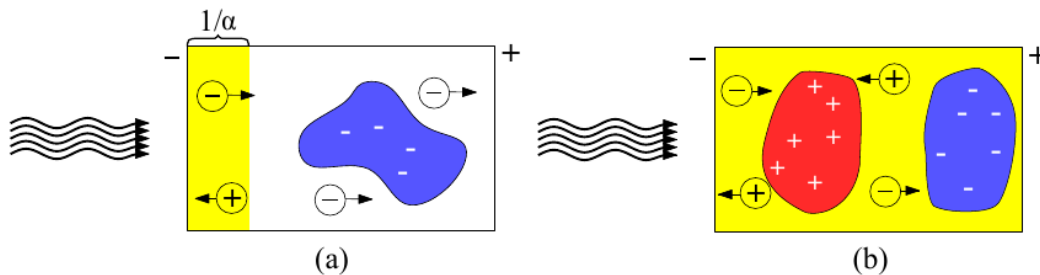
Při optické depolarizaci detektoru hraje významnou roli hloubka, v jaké je světlo ve vzorku absorbováno. Absorpci světla popisuje Lambert-Beerův zákon, jedná se o exponenciální tlumení intenzity světla při šíření materiálem

$$I(x) = I_0 \exp(-\alpha x), \quad (2.46)$$

kde I_0 je intenzita dopadajícího světla, $I(x)$ je intenzita ve vzdálenosti x od povrchu materiálu a α je absorpční koeficient.

Při ozáření polovodiče přes kontakt závisí na energii dopadajících fotonů $h\nu$, šířce zakázaného pásu E_g a na elektrodě, přes kterou se ozařuje. V našem experimentu ozařujeme přes katodu. Při energii dopadajících fotonů větších než je šířka zakázaného pásu polovodiče ($h\nu > E_g$) dochází k tvorbě elektron-děrových párů v oblasti těsně pod kontaktem. Díry okamžitě rekombinují na katodě a elektrony driftují polovodičem k anodě. Během driftu mohou být zachyceny na hlubokých hladinách v zakázaném pásu a vytvářet tak záporný prostorový náboj. Při energii

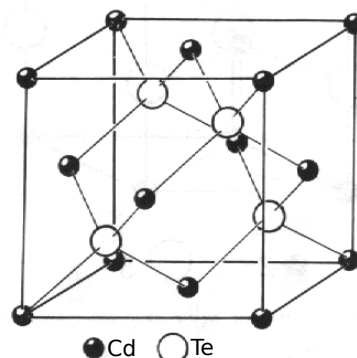
fotonů nižší než je šířka zakázaného pásu ($h\nu < E_g$) fotony procházejí v závislosti na absorpčním koeficientu do větší hloubky, případně pronikají skrze celý vzorek a generují tak elektron-děrové páry v celém objemu. Poté oba typy nosičů driftují k elektrodám a záchytem na hlubokých hladinách vytvářejí oba typy prostorového náboje (viz. Obr.2.7).



Obr. 2.7: Generace nosičů při absorpci záření: (a) Záření s energií fotonů vyšší než je šířka zakázaného pásu ($h\nu > E_g$). V tomto případě je záření absorbováno těsně pod povrchem přibližně do vzdálenosti ($1/\alpha$) od povrchu. Při ozařování přes katodu dochází ihned k odsátí děr a pouze elektrony směřují k anodě. Může dojít k jejich akumulaci na pastech, čímž vytvoří záporně nabitou oblast prostorového náboje. (b) Záření s energií nižší než je šířka zakázaného pásu $h\nu < E_g$. Zde prochází záření materiálem a může interagovat s hladinami v zakázaném pásu a tvořit jak kladné, tak záporně nabitě oblasti prostorového náboje podle druhů zachycených fotogenerovaných nosičů.

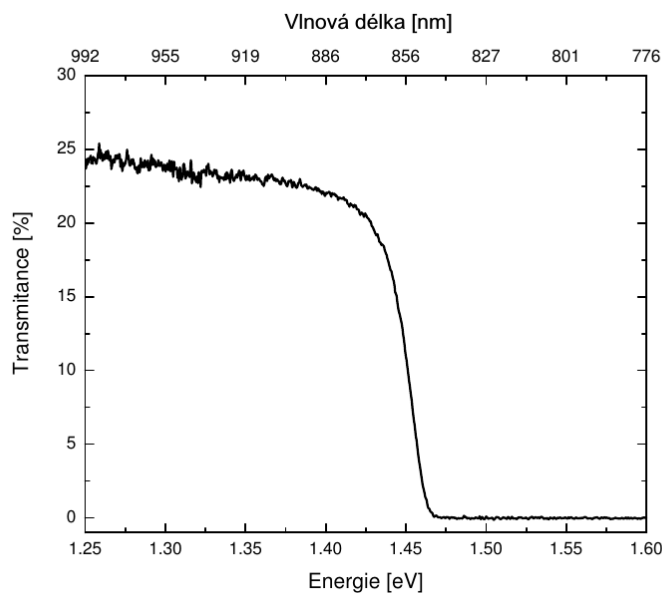
3. CdTe a CdZnTe

Telurid kademnatý (CdTe) je polovodič typu II-VI s přímým zakázaným pásem o šířce 1.48 eV při pokojové teplotě [4]. Tento materiál krystalizuje ve sfaleritové krystalové struktuře (viz. Obr.3.1) s mřížkovou konstantou $a = 0.648$ nm. Velkou výhodou z hlediska použití jako detektoru záření gama jsou jeho velká atomová čísla $Z_{Cd} = 48$ a $Z_{Te} = 52$, protože při interakci záření fotoelektrickým jevem závisí absorpční koeficient na atomovém čísle detektoru jako Z^{4-5} . Díky poměrně velkému zakázanému pásu má nízký tepelný šum a dá se proto používat za pokojové teploty. Hustota tohoto materiálu je $\rho = 5.85$ g/cm³ a efektivní hmotnost elektronů (děr) je přibližně $0.1m_e$ ($0.6m_e$).

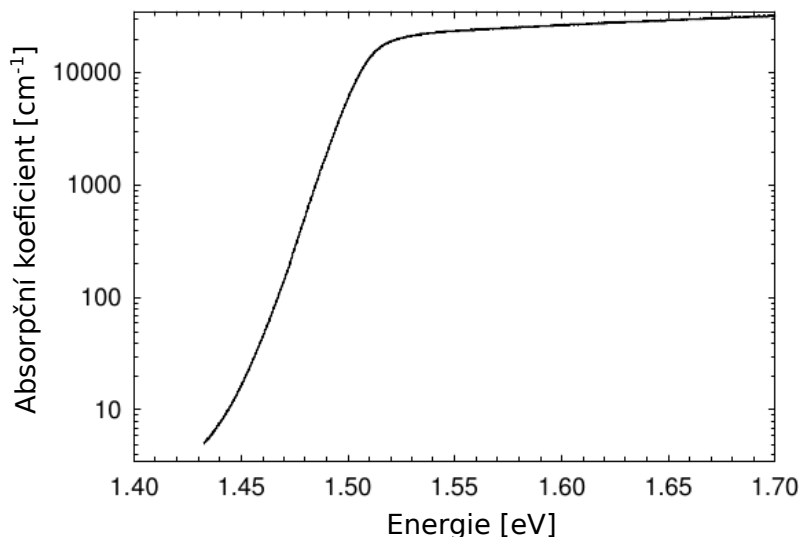


Obr. 3.1: Sfaleritová krytalová struktura.[26]

Na obrázku 3.2 je vynesena propustnost materiálu CdTe v oblasti infračerveného světla. V obrázku 3.3 je znázorněn průběh absorpčního koeficientu při teplotě 300 K.

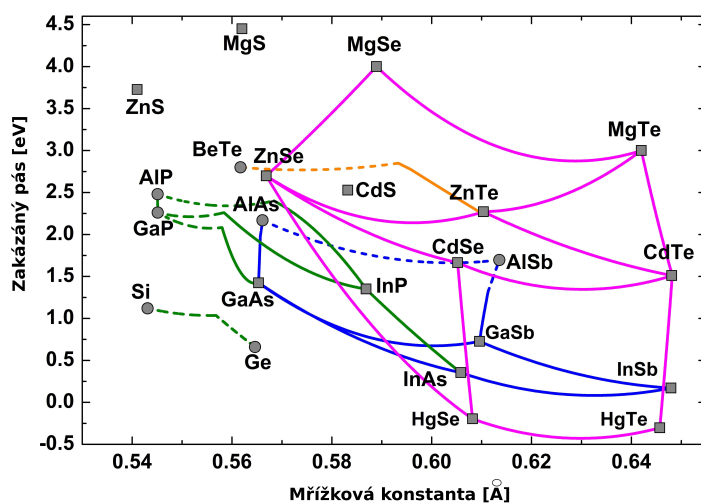


Obr. 3.2: Závislost transmittance CdTe na energii dopadajícího záření.[27]



Obr. 3.3: Průběh absorpčního koeficientu CdTe v závislosti na energii dopadajícího záření.[27]

Záměnou atomů Cd za Zn lze modulovat šířku zakázaného pásu v rozmezí od 1.5 eV (CdTe) až do 2.5 eV (ZnTe), jak je patrné z grafu na Obr. 3.4. Pro detektory Rentgenova a gama záření se používá složení s 10 – 15% zinku, což zvětšuje zakázaný pás a tudíž klesá tepelný šum.



Obr. 3.4: Zakázaný pás v závislosti na mřížkové konstantě.[28]

3.1 Vzorky

V této diplomové práci jsem se zabýval měřením planárních detektorů připravených ze dvou typů materiálu - CdTe legovaný chlorem a CdZnTe.

3.1.1 Vzorek CdTe:Cl

Vzorek CdTe dopovaný chlórem byl p-tytové vodivosti. Připraven byl metodou Traveling Heater Method v orientaci (111) s měrným odporem $\rho \approx 10^9 \Omega\text{cm}$. Jeho rozměry byly $10 \times 10 \times 1 \text{ mm}^3$ (šířka x délka x výška). Pohyblivost děr je přibližně $50 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ a elektronů $700 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ [29]. Kontakty byly zhotoveny z platiny (viz. Obr. 3.5).

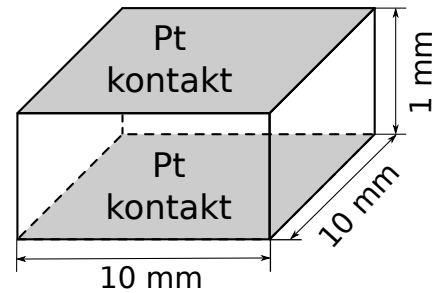
Z teorie kontaktu kov-polovodič plyne, že pro výslednou pásovou strukturu je důležité znát výstupní práce jak z kovu, tak z polovodiče (viz. kap. 2.7).

Výstupní práce CdTe se pohybuje v rozmezí $\Phi_{\text{CdTe}} = 5.1 - 5.3 \text{ eV}$ a výstupní práce platiny je $\Phi_{\text{Pt}} = 6.3 \text{ eV}$. Po spojení dochází k vyrovnání Fermiho hladiny a pásy se na rozhraní zahnou směrem nahoru (viz. Obr. 3.6b). Po přiložení napětí se pásy naklánějí a proud protéká v propustném směru (viz. Obr. 3.6c), tudíž tato struktura vytváří ohmický kontakt podle teorie kontaktu kov-polovodič.

Do grafu na Obr. 3.7 jsme vynesli změřenou voltampérovou charakteristiku.¹ Z této charakteristiky plyne, že vzorek nevykazuje symetrické ohmické kontakty. To může být způsobeno oxidovou vrstvou mezi kovem a polovodičem.

Index lomu CdTe na vlnové délce 1550 nm je $n_{\text{CdTe}} = 2.765$ [30] a Pockelsův koeficient $r_{41} = 2.25 \times 10^{-12} \text{ m/V}$.

V tabulce 3.1 jsou shrnuty vlastnosti studovaného detektoru CdTe. Všechna měření s tímto detektorem probíhala za teploty 300 K a napětí 300 V .



Obr. 3.5: Rozměry vzorku CdTe:Cl.

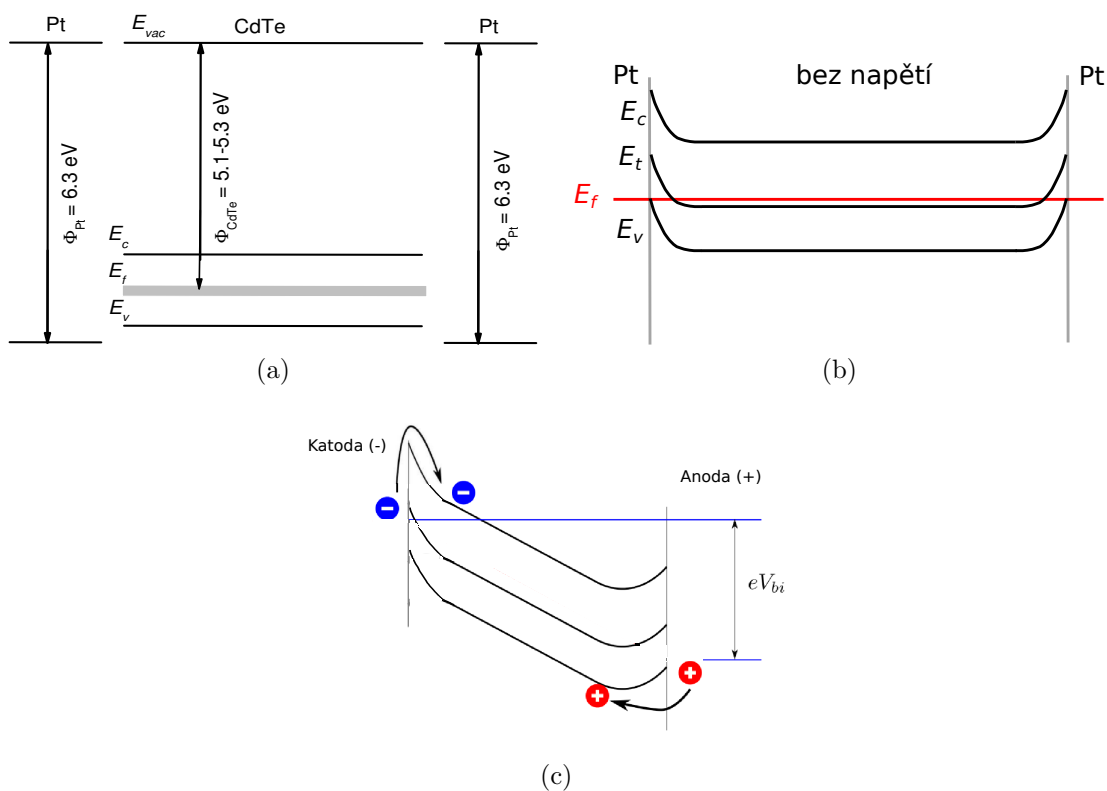
Vlastnost	Hodnota
šířka x výška x délka [mm]	10x1x10
typ vodivosti	p-typ
ρ [Ωcm]	$\approx 10^9$
kontakty	Pt, Pt
$n(1550\text{nm})$	2.74
$r_{41}(1550\text{nm})$ [m/V]	2.25×10^{-12}

Tabulka 3.1: Shrnutí vlastností vzorku CdTe:Cl

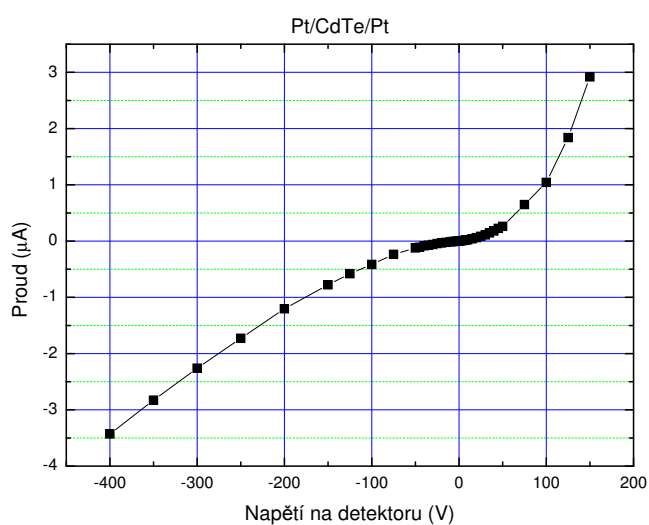
3.1.2 Vzorek CdZnTe

Pro naše měření jsme měli také k dispozici vzorek z materiálu $\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}$ o rozměrech $5 \times 4.4 \times 1.5 \text{ mm}^3$ (šířka x délka x výška) s kontakty ze zlata a india, které byly napařeny (viz. Obr. 3.8). Tento krystal byl připraven metodou High

¹Ustálení proudu po přivedení napětí na tento vzorek trvá značnou dobu (jak je ukázáno v grafu 5.31), proto jsme voltampérovou charakteristiku měřili po minutě po přivedení napětí na detektor, přičemž stejnou dobu byl vzorek bez napětí před dalším měřením.



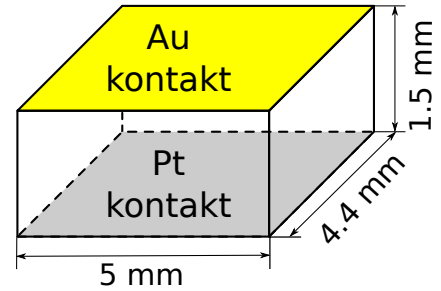
Obr. 3.6: Pásové schéma struktury Pt/CdTe/Pt před spojením kontaktů kov-polovodič je vykresleno na Obr. (a). Na Obr. (b) je vykresleno pásové schéma po spojení a na Obr. (c) je zakresleno nahnutí pásového schéma po přiložení napětí.



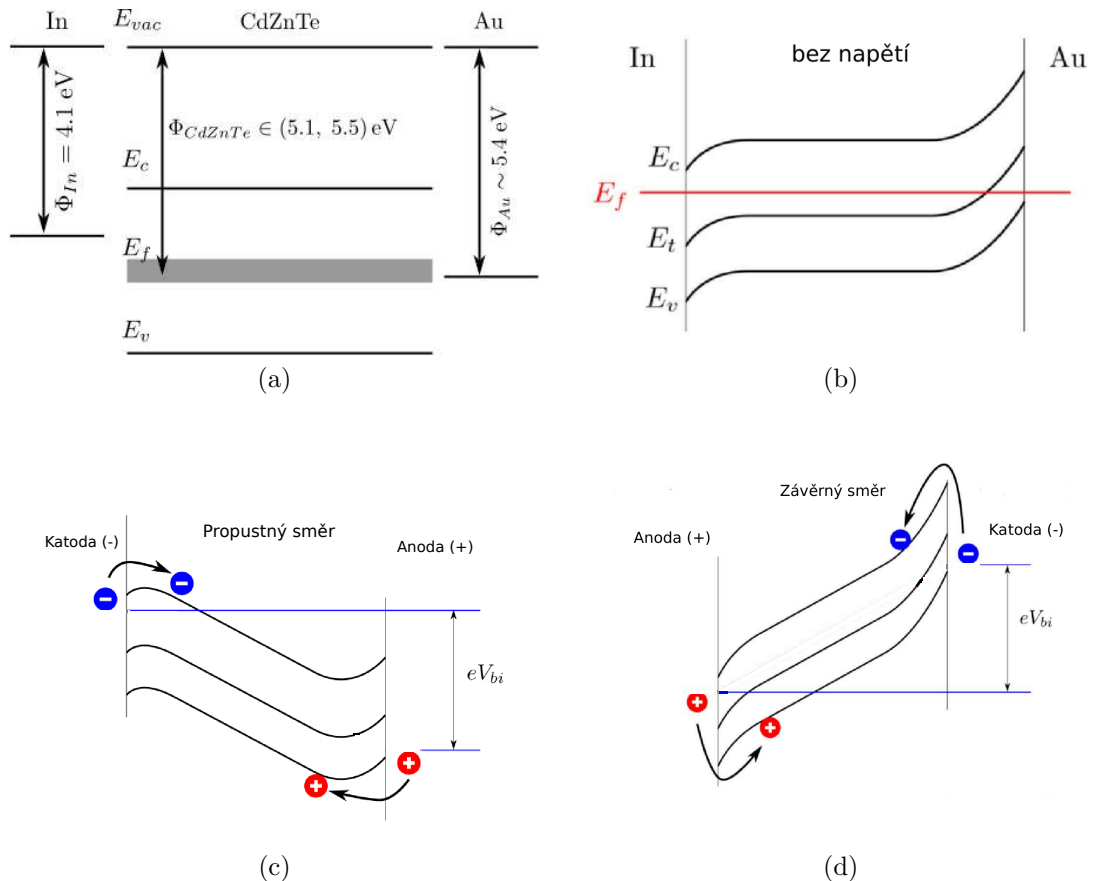
Obr. 3.7: Voltampérová charakteristika struktury Pt/CdTe/Pt.

Pressure Bridgman v orientaci (111), s n-typovou vodivostí a měrným odporem $\rho = 10^{10} \Omega\text{cm}$.

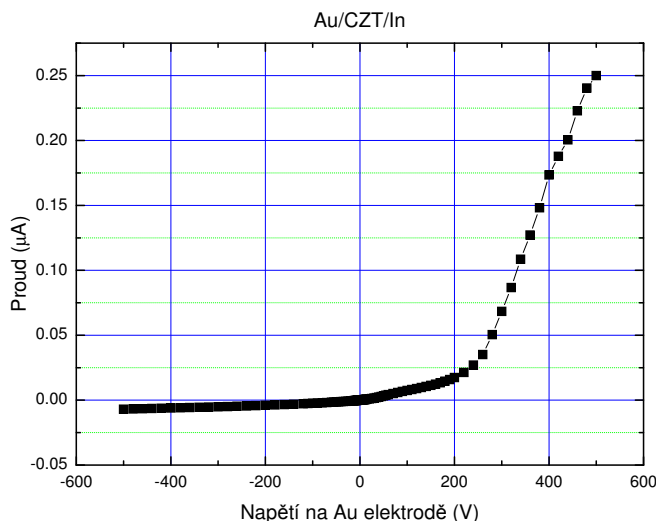
Výstupní práce india je $\Phi_{In} = 4.1 \text{ eV}$, zlata $\Phi_{Au} = 5.4 \text{ eV}$ a výstupní práce z CdZnTe se pohybuje v rozmezí $\Phi_{CdZnTe} = 5.1 - 5.5 \text{ eV}$ (viz. Obr. 3.9a). Po spojení dochází k vyrovnání Fermiho hladiny a pásy se u kontaktu zahnou. U india směrem dolů a u zlata směrem nahoru, jak je naznačeno na obrázku 3.9b. Po přiložení napětí na tuto strukturu se pásy naklánějí a v případě přiložení záporného napětí na indium protéká proud v propustném směru (viz. Obr. 3.9c). Naпротив tomu, když se přiloží záporné napětí na zlato, dochází k vytvoření potenciálových bariér na rozhraní, která omezuje proud tekoucí strukturou (viz. Obr. 3.9d). Změřená voltampérová charakteristika vynesena na obrázku 3.10 potvrzuje kvalitativní souhlas s tímto modelem. Všechna další měření byla prováděna při závěrném napětí.



Obr. 3.8: Rozměry vzorku Cd-ZnTe.



Obr. 3.9: Pásové schéma struktury In/CdZnTe/Au před spojením je na Obr. (a). Dále na Obr. (b) je pásové schéma po spojení, kdy dochází k zahnutí pásu u kontaktu. Na Obr. (c) je znázorněno naklonění pásů v případě přivedené napětí v přímém směru a na Obr. (d) je vykresleno naklonění pásů v závěrném směru.



Obr. 3.10: Voltampérová charakteristika struktury In/CdZnTe/Au.

Vlastnost	Hodnota
šířka x výška x délka [mm]	5x1.5x4.4
typ vodivosti	n-tyt
ρ [Ωcm]	10^{10}
kontakty	Au, In
$n(1550\text{nm})$	2.74
$r_{41}(1550\text{nm})$ [m/V]	2.25×10^{-12}

Tabulka 3.2: Shrnutí vlastností vzorku $\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}$

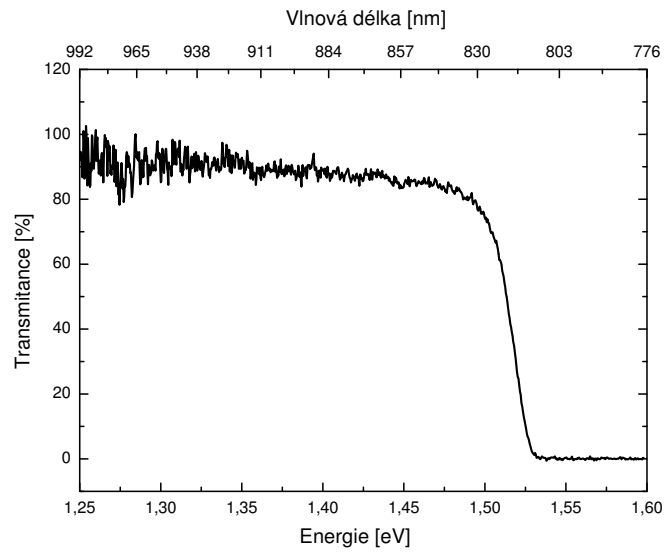
Index lomu CdZnTe na vlnové délce 1550 nm je $n_{\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}} = 2.758$ ², Po-ckelsův koeficient je na vlnové délce 1550 nm $r_{41} = 2.25 \times 10^{-12}$ m/V.

V tabulce 3.2 jsou shrnuty vlastnosti studovaného krystalu CdZnTe.

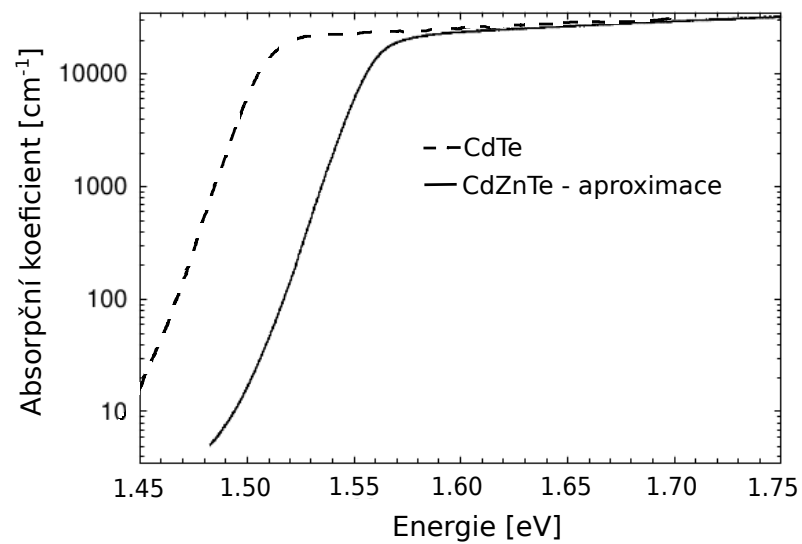
Propustnost vzorku je vynesena na obrázku 3.11. Jelikož $\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}$ má šířku zakázaného pásu 1.53 eV [4] při pokojové teplotě, tak dochází k posunu absorpční hrany oproti CdTe směrem k nižším vlnovým délkám, což je patrné při porovnání obrázků 3.2 a 3.11, kde jsou vyneseny propustnosti vzorku CdTe a CdZnTe. Proto v prvním přiblížení můžeme aproximovat absorpční koeficient $\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}$ ze změřeného absorpčního koeficientu CdTe (viz. Obr.3.3). Na obrázku 3.12 je vynesena absorpční koeficient pro $\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}$.³

²Index lomu byl změřen pomocí elipsometrie v oblasti infračervených vlnových délek.

³Pro změření absorpčního koeficientu CdZnTe by bylo potřeba mít několik vzorků s různou tloušťkou, což by bylo nad rámec této diplomové práce.



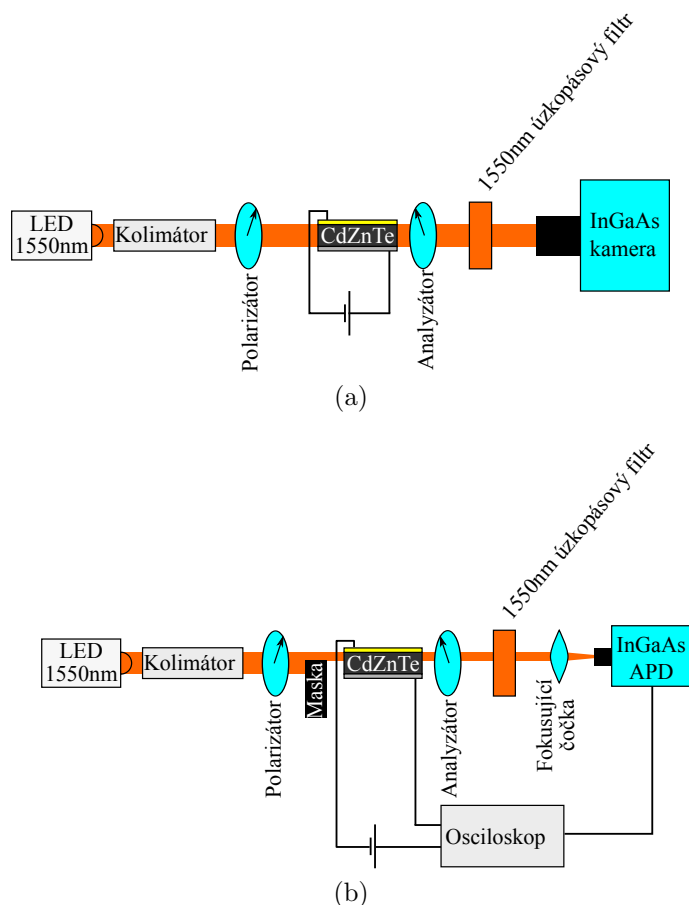
Obr. 3.11: Propustnost vzorku CdZnTe v závislosti na energii dopadajícího záření



Obr. 3.12: Aproximace průběhu absorpčního koeficientu $\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}$ v závislosti na energii dopadajícího záření.

4. Experimentální uspořádání

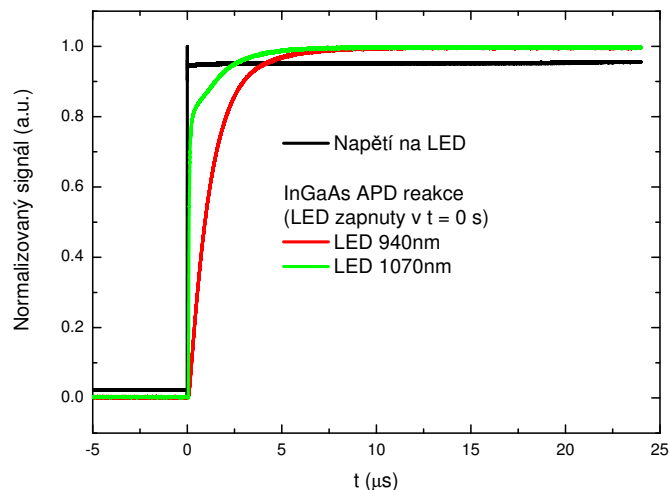
Použitá aparatura k měření rozložení elektrického pole využívá již uvedeného Pockelsova jevu. Skládá se ze zdroje záření (v našem případě LED dioda na vlnové délce 1550 nm), která ozařuje vzorek nízko intenzitním světelným svazkem. Svazek nejdříve prochází kolimátorem a dále modulátorem intenzity, což je optická soustava tvořená dvěma lineárními polarizátory, a mezi nimi umístěnou fázovou destičkou, která je v našem případě tvořena zkoumaným krystalem. Svazek dopadá na bok krystalu, který je kolmý na rovinu v orientaci (111), na které jsou připraveny kontakty. První lineární polarizátor je otočený o 45° od směru roviny (111) vzorku a druhý otočný lineární polarizátor otočený o 90° vůči prvnímu polarizátoru. Nakonec prošlý svazek dopadá na InGaAs CCD kameru, která detekuje plošné rozložení prošlé intenzity (viz. Obr. 4.1a). Tuto aparaturu jsme používali pro měření ustálených stavů. Pro rozložení elektrického pole ve vzorku platí vztah (2.45).



Obr. 4.1: Schéma měřicí aparatury: (a) pro měření ustálených stavů (b) pro měření dynamiky procesů.

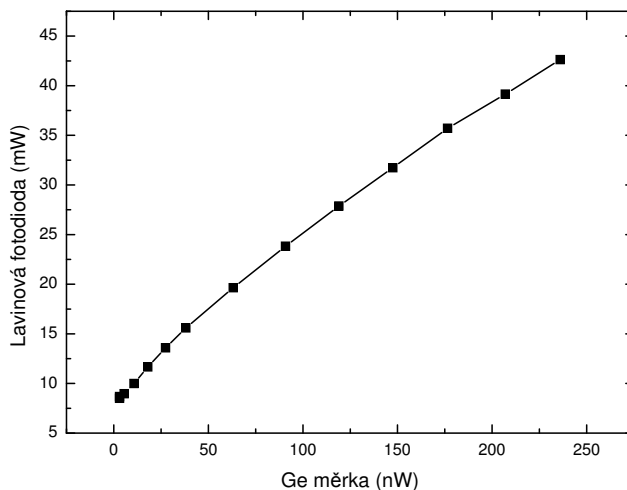
Odezva kamery se pohybovala okolo 40 ms, proto jsme pro měření rychlé dynamiky procesů kameru nahradili InGaAs lavinovou fotodiodou s odezvou $\approx 5\mu\text{s}$ (viz. Obr.4.2). Místo LED diody jsme použili laserovou LED diodu na vlnové délce 1550 nm. Část vzorku jsme zamaskovali pomocí kovové masky, která umožňovala projít testovacímu svazku pouze tenkou vrstvou pod katodou. Nako-

nec jsme prošlý svazek fokusovali na čip lavinové diody, která byla připojena k osciloskopu. Na osciloskopu jsme snímali signál, který byl úměrný elektrickému poli z tenké oblasti vzorku pod katodou. Tento signál dále budeme nazývat relativní elektrické pole pod katodou. Schéma je uvedeno na Obr. 4.1b. Pomocí



Obr. 4.2: Doba odezvy lavinové diody.

zkalibrované germaniové měrky **Ophir vega** jsme proměřili linearitu lavinové fotodiody (viz. Obr. 4.3).

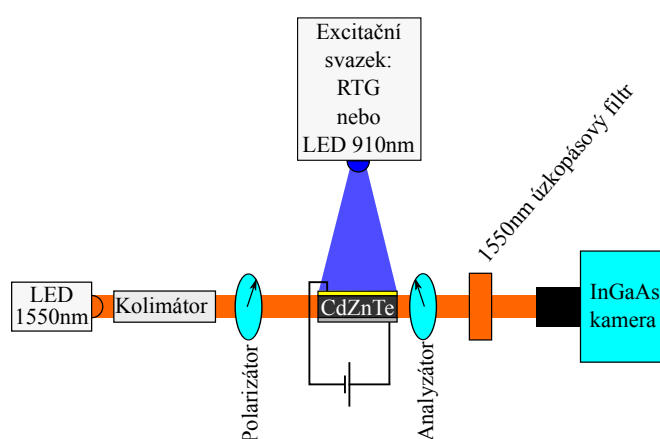


Obr. 4.3: Linearita InGaAs lavinové fotodiody měřená za pomoci Ge měrky s chybou 3%.

Všechna měření byla prováděna při teplotě 300 K a napětí na vzorku bylo 500 V pro detektor z $\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}$ a 300 V pro detektor z CdTe (zdroj **Iseg SHQ 122M**), pokud nebudou v textu uvedeny jiné podmínky.

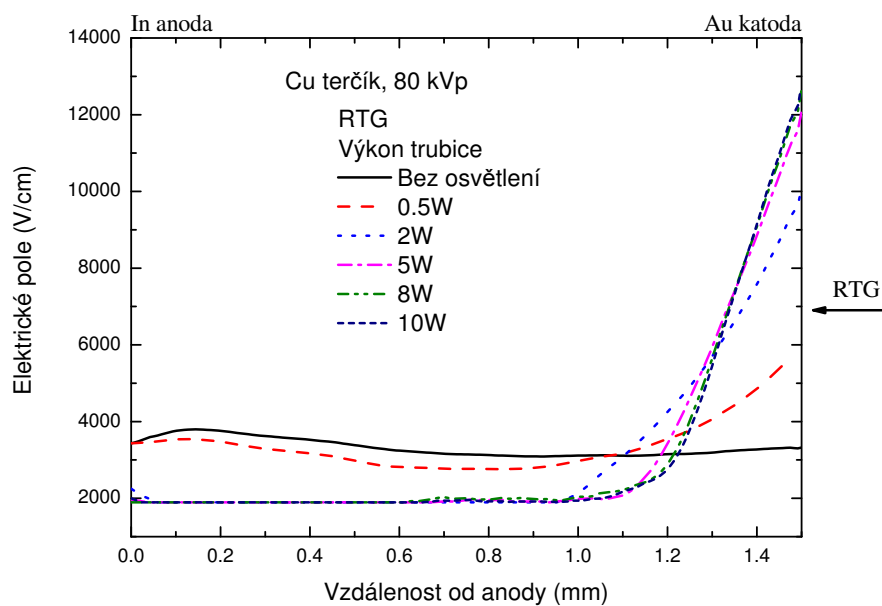
5. Výsledky měření a diskuse

5.1 Měření detektoru $\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}$ při osvětlení Rentgenovým zářením nebo LED diodou 910 nm

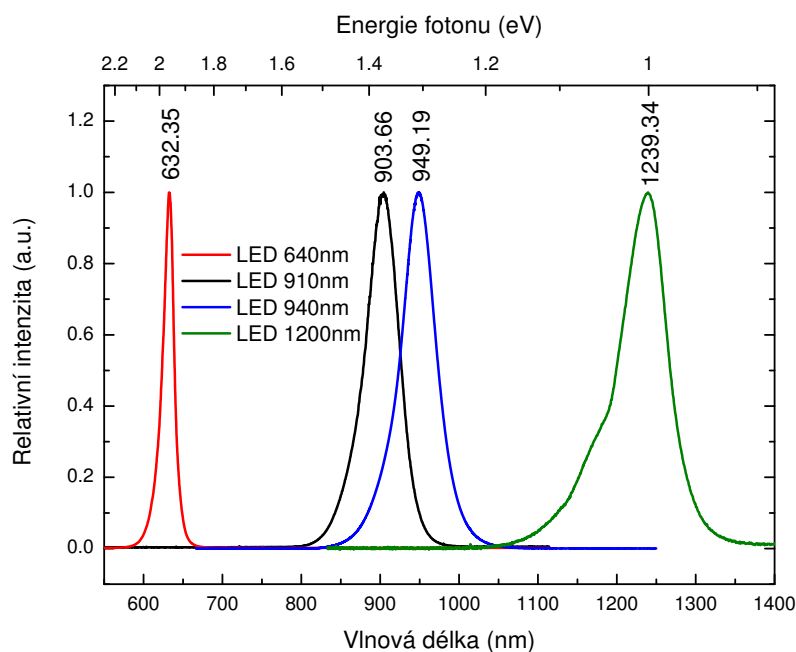


Obr. 5.1: Schéma aparatury při měření s RTG a LED 910 nm.

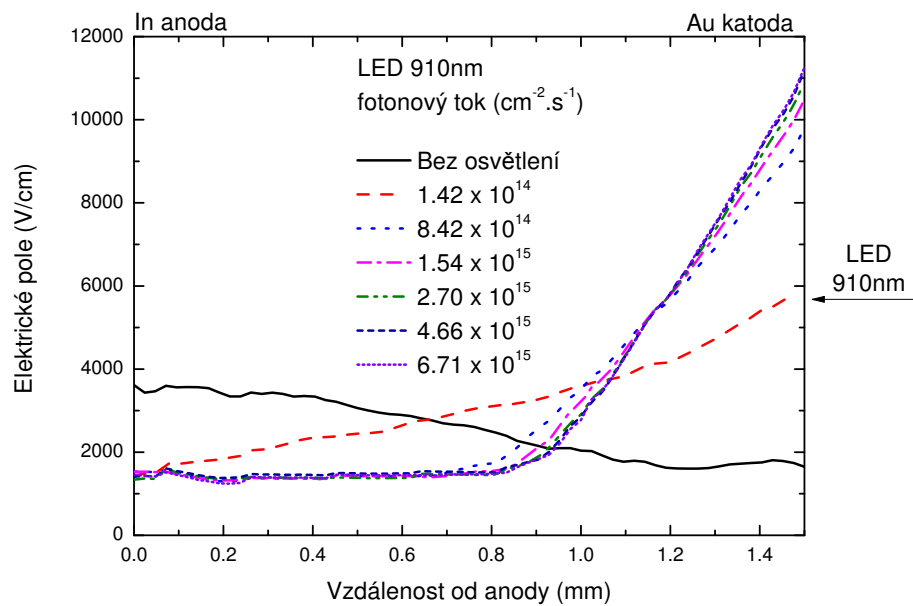
K měřicí aparatuře 4.1a jsme přidali zdroj Rentgenova záření (Cu terčik), který ozařoval detektor $\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}$ z katodové strany, kterou tvořil kontakt z Au (viz. Obr. 5.1). Průběh elektrického pole je vyneseno v grafu na Obr. 5.2. Elektrické pole studovaného vzorku je za tmy vcelku konstantní. Z Gaussova zákona tedy plyne, že v detektoru není téměř žádný akumulovaný náboj. Po ozáření ve vzorku dochází k přerozdělení obsazení hlubokých hladin a vytváří se kladný prostorový náboj v blízkosti katody, který poté ovlivňuje elektrické pole, což bylo již uvedeno v článku [31]. V blízkosti anody se vytváří takzvaná mrtvá zóna, která vede k poklesu účinnosti sběru náboje detektoru. Tento jev se nazývá zářením indukovaná polarizace detektoru. Pro lepší manipulaci v laboratoři jsme nahradili zdroj Rentgenova záření LED diodou na vlnové délce 910 nm (spektrum LED diody je uvedeno na Obr. 5.3), která ovlivňuje elektrické pole detektoru podobným způsobem jako Rentgenovo záření. Vytváří tedy kladný náboj pod katodou [13], jak je patrné z grafu na Obr. 5.4. V obou případech tekl vzorkem srovnatelný fotoproud (viz. Obr. 5.5).



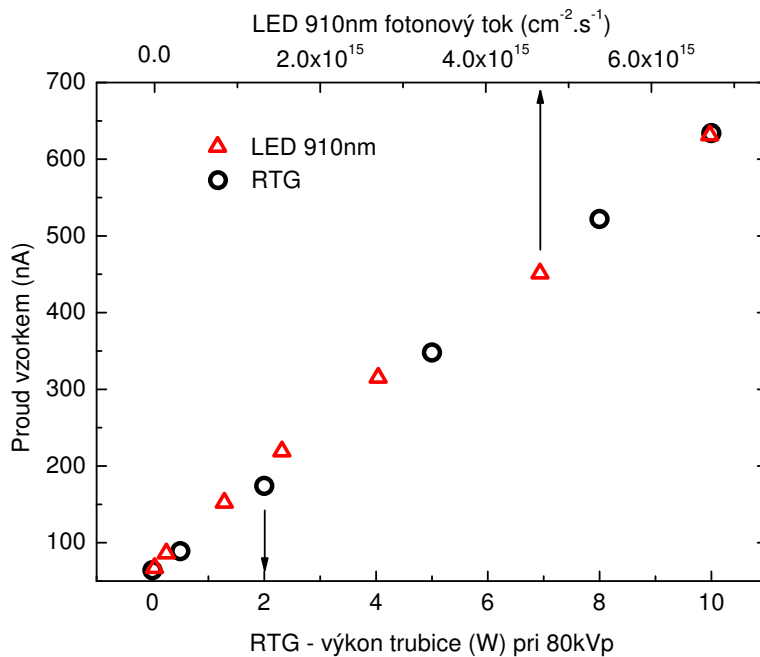
Obr. 5.2: Průběh vnitřního elektrického pole v detektoru při kontinuálním ozáření katodové strany Rentgenovým zářením. V blízkosti katody dochází k polarizaci, způsobené kladným prostorovým nábojem.



Obr. 5.3: Spektra použitých LED diod, změřena spektroskopem HR4000 (Ocean Optics) a FTIR spektroskopem Bruker.



Obr. 5.4: Průběh vnitřního elektrického pole v detektoru při kontinuálním ozáření katodové strany LED diodou na vlnové délce 910 nm. V blízkosti katody dochází k polarizaci, způsobené kladným prostorovým nábojem.

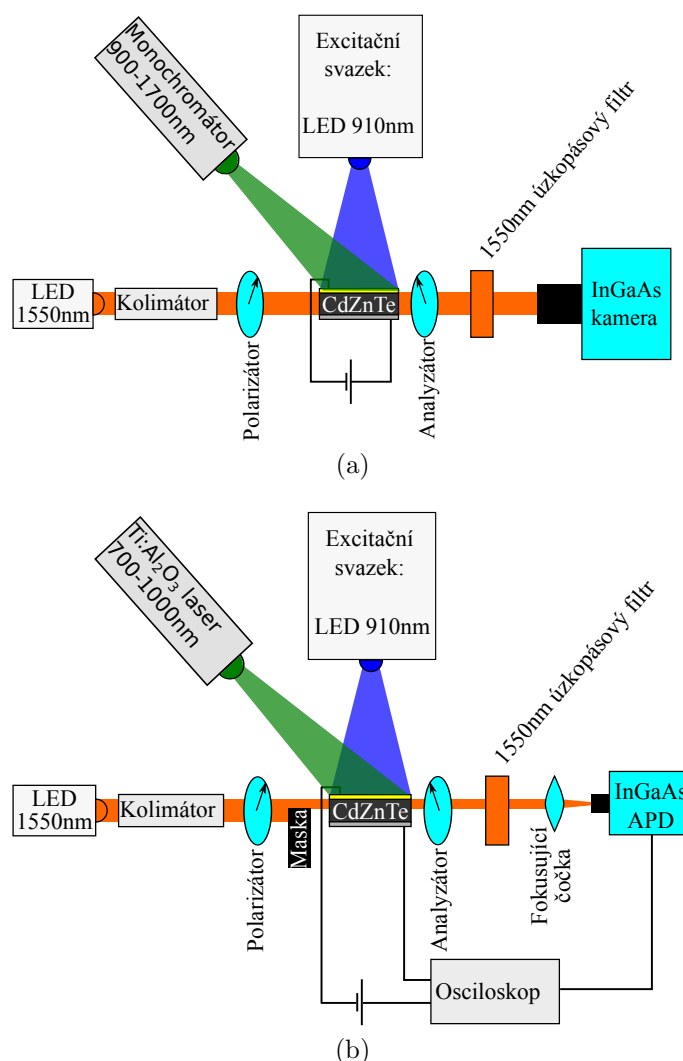


Obr. 5.5: Elektrický proud tekoucí vzorkem po ozáření RTG nebo LED 910 nm.

5.1.1 Spektrální skenování detektoru CdZnTe

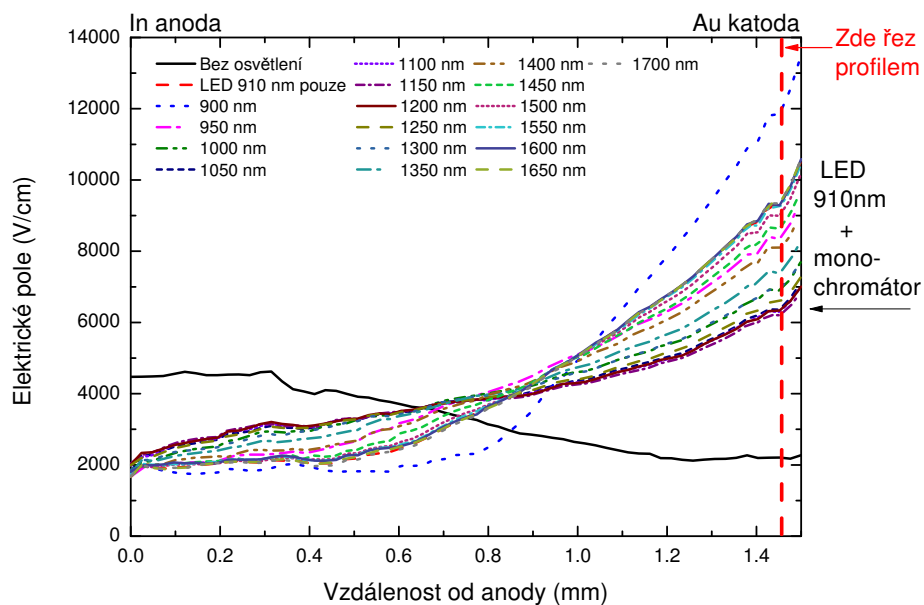
Abychom mohli určit optimální energie světla, které by depolarizovaly detektor, tak jsme k polarizačnímu světlu, což byla LED dioda na vlnové délce 910 nm, přidali druhý světelný zdroj, a to buď laditelný titan safírový laser pro vlnové délky v rozmezí 700 – 1000 nm, nebo monochromátor v oblasti od 900 nm do 1700 nm. Schéma je uvedeno na Obr. 5.6.

Pro správné porovnání vlivu vlnové délky dopadajícího záření jsme měřili při stejném dopadajícím fotonovém toku.



Obr. 5.6: Aparatura pro měření závislosti depolarizace na energii dopadajících fotonů. Na Obr. (a) je schéma měřící aparatury využívající monochromátoru pro měření depolarizace v oblasti vlnových délek 900 – 1700 nm. Na Obr. (b) je zakresleno schéma aparatury využívající laditelného titan safírového laseru pro měření depolarizace v oblasti vlnových délek 700 – 1000 nm.

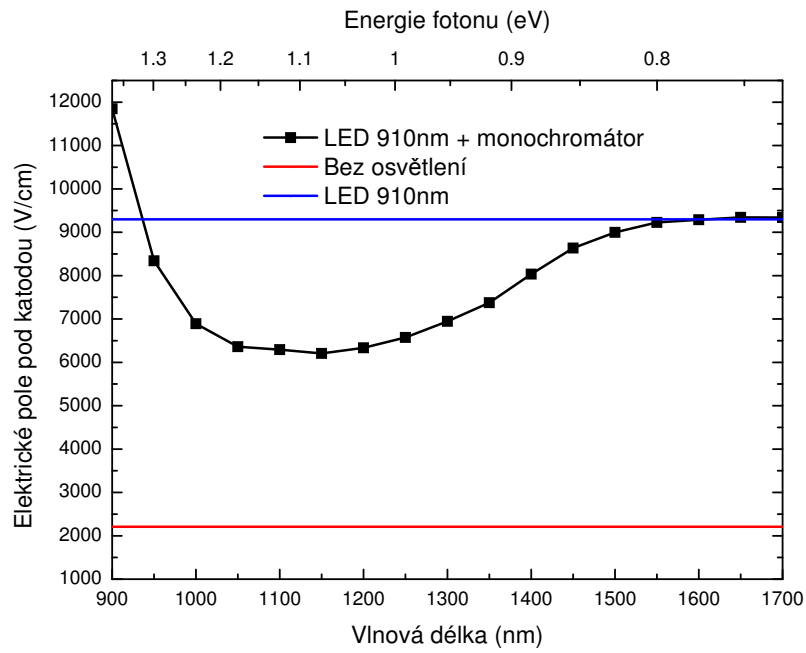
Na Obr. 5.7 je vynesena průběh elektrického pole ve vzorku po ozáření LED diodou a monochromátorem. Řezem profilu elektrického pole ve vzdálenosti 0.05 mm od katody jsme získali spektrální závislost depolarizace (viz. Obr. 5.8a). V oblasti od 0.8 eV do 1.3 eV dochází k depolarizaci vzorku. Podobný profil byl již stanoven v článku [13].



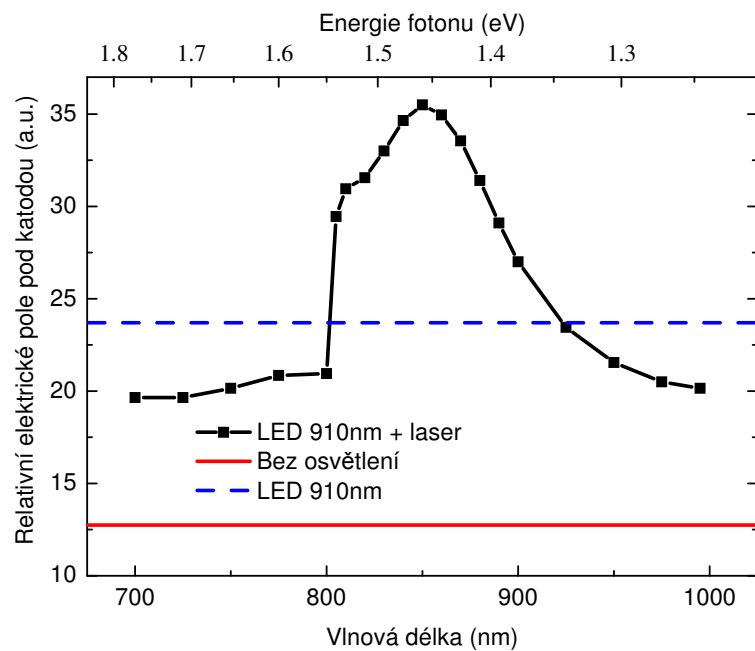
Obr. 5.7: Průběh elektrického pole ve vzorku po ozáření LED 910nm a monochromátorem.

Do grafu na Obr. 5.8b jsme vynesli spektrální závislost depolarizace v oblasti energií 1.2 – 1.8 eV, kdy jsme měřili pomocí lavinové fotodiody relativní změnu elektrického pole pod katodou. Z tohoto grafu je patrné, že vzorek lze depolarizovat i za pomoci fotonů s energií vyšší než je energie zakázaného pásu, kdy se jev depolarizace mírně zvyšuje s rostoucí energií od 1.55 eV až do 1.8 eV, což je energetický limit laditelného laseru. Depolarizace je způsobena vyšší absorpcí, kdy elektron-děrové páry jsou generovány v menším objemu pod katodou a díry jsou odsáty elektrodou, proto je jejich záchyt zanedbatelný. Elektronové driftují směrem k anodě a mohou být zachyceny na hluboké hladině a kompenzovat tak již vzniklý kladný prostorový náboj. Naproti tomu při energiích dopadajících fotonů v oblasti 1.35 – 1.55 eV dochází k opačnému chování, tedy detektor se ještě více polarizuje. Fotony s těmito energiemi vyvolávají přechody elektronů z valenčního do vodivostního pásu a přechody z mělkých hladin v zakázaném pásu v blízkosti obou pásů. Jelikož díry mají nízkou pohyblivost, jsou zachycovány na hlubokých hladinách, a tak zvyšují již vytvořený kladný náboj. Tento děj má maximum u energie fotonu 1.48 eV, poté se již začínají generovat elektron-děrové páry v blízkosti povrchu a díry stačí být odsáty kontaktem. Při energiích nižších než 1.35 eV dochází k depolarizaci detektoru vlivem přechodu elektronů z valenčního pásu přímo na hlubokou hladinu v zakázaném pásu, který tak snižuje prostorový kladný náboj.

Na Obr. 5.9 je uvedena schématicky pásová struktura, která má dvě hluboké hladiny. Na této struktuře vysvětlujeme polarizaci detektoru a optickou depolarizaci pomocí nadgapového a podgapového osvětlení. V případě přivedení napětí v závěrném směru na detektor začnou driftovat nosiče náboje k elektrodám (elektrony k anodě a díry ke katodě). Koncentrace driftujících nosičů je velmi malá. Po ozáření detektoru excitačním svazkem tento svazek proniká hlouběji do objemu



(a)

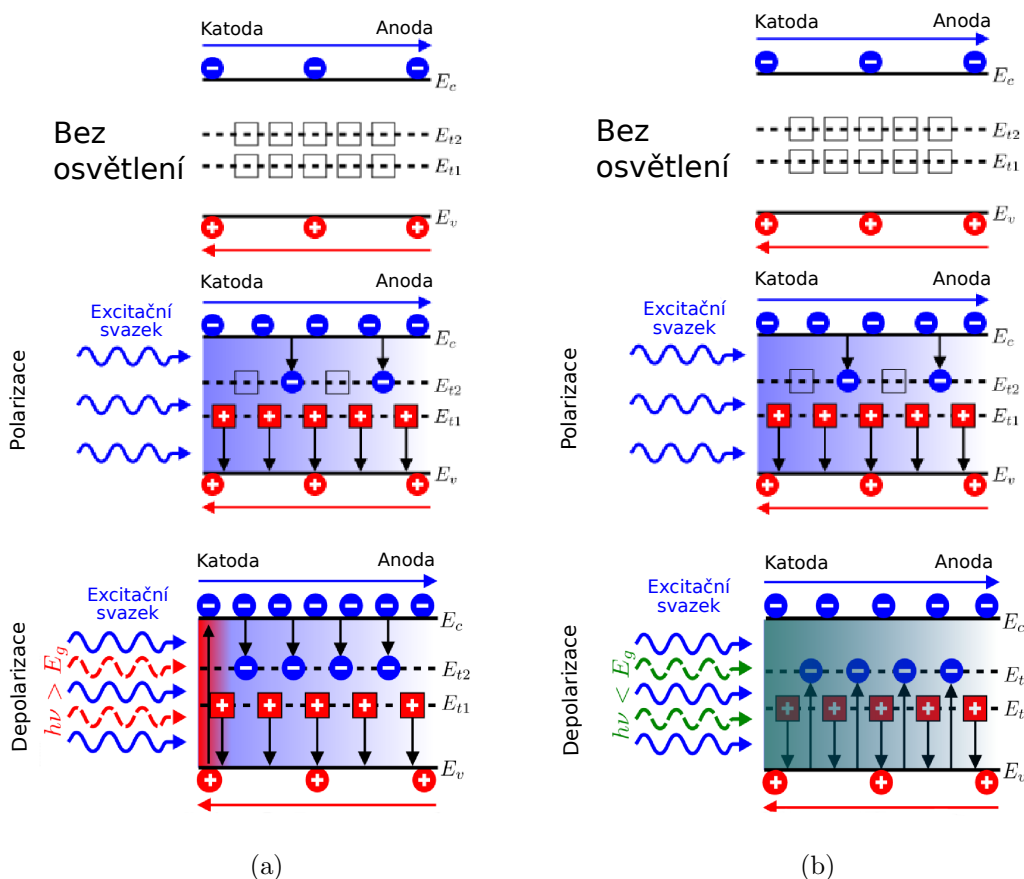


(b)

Obr. 5.8: Spektrální závislost depolarizace na vlnové délce dopadajících fotonů. Oblast vlnových délek 900 – 1700 nm je na Obr. (a). Na Obr. (b) je vynesena závislost depolarizace v oblasti 700 – 1000 nm.

materiálu. V závislosti na absorpčním koeficientu dochází ke generaci elektron-děrových párů. Ty několikanásobně zvýší koncentraci nosičů a vzhledem k nižší pohyblivosti děr začne převažovat záchyt děr na hluboké hladině, a tím se vytváří kladný prostorový náboj, který poté ovlivňuje průběh elektrického po-

le a dochází k polarizaci detektoru. V případě depolarizace nadgapovým světlem dochází ke generaci elektron děrových párů v blízkosti katody, která ihned odsaje vzniklé díry a detektorem driftovaly nadbytečné elektrony. Ty se poté mohou zachycovat na hluboké hladině a kompenzovat tak již vzniklý kladný prostorový náboj. V případě depolarizace podgapovým světlem dochází k přechodům elektronů z valenčního pásu přímo na hlubokou hladinu v zakázaném pásu, což následně kompenzuje již vzniklý kladný prostorový náboj.

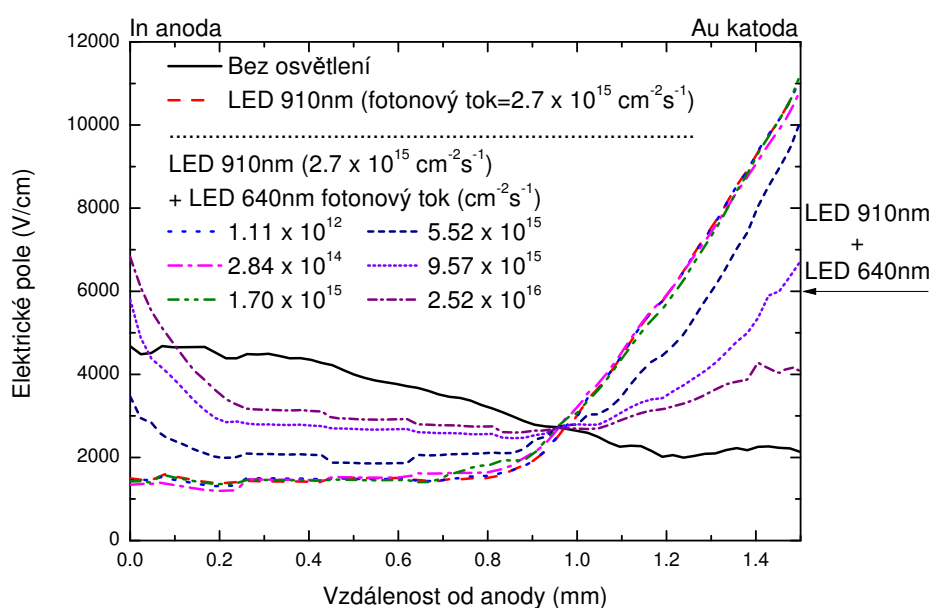


Obr. 5.9: Schéma depolarizace nadgapovým (a) a podgapovým světlem (b). V případě přivedení napětí v závěrném směru na detektor začnou driftovat nosiče náboje k elektrodám (elektrony k anodě a díry ke katodě). Koncentrace nosičů je velmi malá. Po ozáření detektoru excitačním svazkem tento svazek proniká hlouběji do objemu materiálu, a to v závislosti na absorpčním koeficientu, kde generuje elektron-děrové páry. Ty několikanásobně zvýší koncentraci nosičů. Vzhledem k nižší pohyblivosti děr začne převažovat jejich záchyt na hluboké hladině, a tím vytvářejí kladný prostorový náboj, který poté ovlivňuje průběh elektrického pole a dochází k polarizaci detektoru. V případě depolarizace nadgapovým světlem (a), dochází ke generaci elektron děrových párů v blízkosti katody, která ihned odsaje vzniklé díry a detektorem driftovaly nadbytečné elektrony. Ty se poté mohou zachycovat na hluboké hladině, a tak kompenzovat již vzniklý kladný prostorový náboj. V případě depolarizace podgapovým světlem (b) dochází k přechodům elektronů z valenčního pásu přímo na hlubokou hladinu v zakázaném pásu, což následně kompenzuje již vzniklý kladný prostorový náboj.

5.1.2 Depolarizace detektoru CdZnTe pomocí dodatečného světelného zdroje

K měření depolarizace jsme využívali LED diody na vlnových délkách 640 nm a 1200 nm (spektrum LED diod je uvedeno na Obr. 5.3). Měřili jsme jak ustálené stavy, tak i dynamiku procesu depolarizace, neboť při stálém osvětlení se zvyšuje šum a tím se snižuje poměr signál/šum. Proto jsme zkoumali, zda je možné udržet detektor v depolarizovaném stavu pomocí periodického osvětlování, kdy by bylo možné provádět sběr náboje v periodách mezi světelnými pulsy.

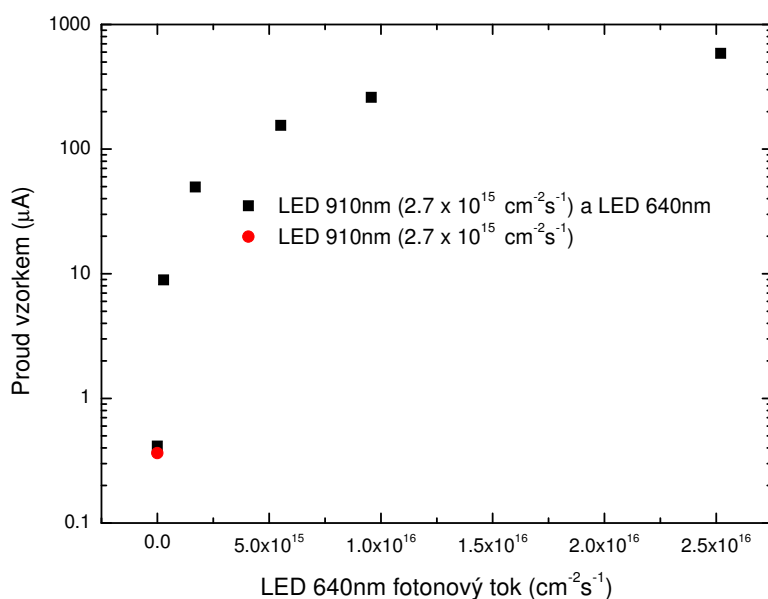
Depolarizace pomocí nadgapového světla



Obr. 5.10: Profil elektrického pole ve vzorku po kontinuálním ozáření LED diodou na vlnové délce 910 nm a následném ozáření LED diodou 640 nm.

Na Obr. 5.10 je vynesena průběh elektrického pole po osvětlení LED diodou na vlnové délce 910 nm a následném ozáření LED diodou 640 nm. Je zřejmé, že s větším dopadajícím fotonovým tokem se zvyšuje jev depolarizace. Elektrický proud tekoucí vzorkem se však při kontinuálním osvětlení zvyšuje o několik řádů, což není vhodné pro použití v praxi (viz. Obr. 5.11), neboť temný proud převyšuje signál.

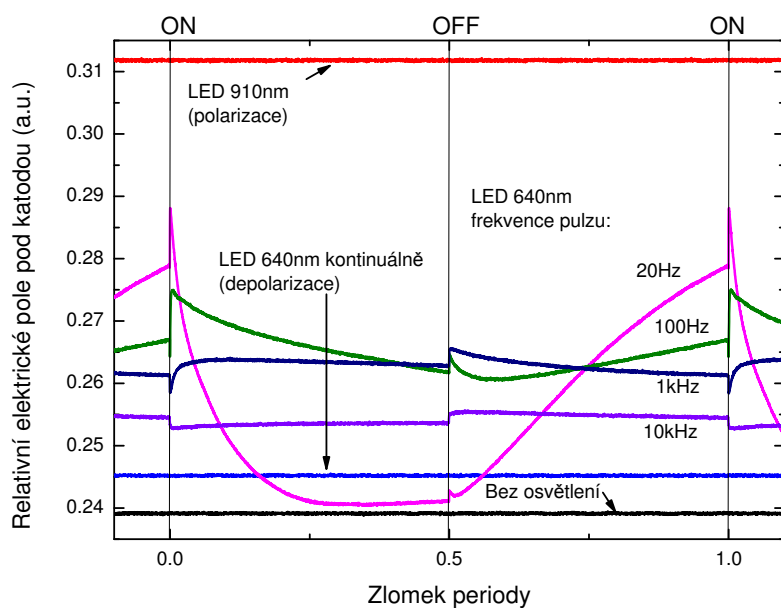
Proto jsme se dále zaměřili na měření dynamiky procesu depolarizace pomocí periodicky spínaného nadgapového světla. K tomu jsme využívali InGaAs lavinové fotodiody a zároveň jsme snímali i elektrický proud tekoucí vzorkem. V grafu na Obr. 5.12a je vynesena závislost depolarizace vzorku v čase, kdy jsme jako parametr zvolili frekvenci dopadajícího záření z LED diody na vlnové délce 640 nm. Na Obr. 5.12b jsme vynesli závislost proudu v čase a parametrem byla opět frekvence dopadajícího záření. Z grafu elektrického pole je patrné, že čím je vyšší frekvence dopadajícího depolarizačního světla, tím je elektrické pole více



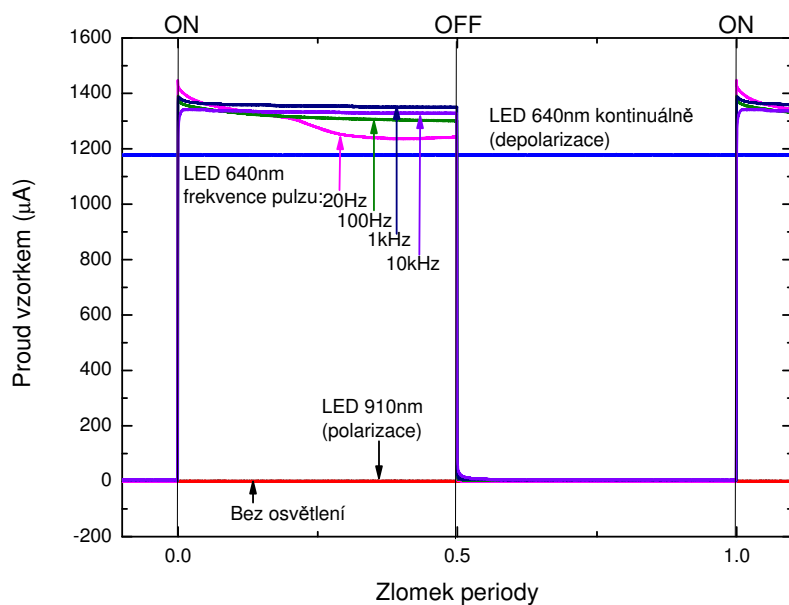
Obr. 5.11: Elektrický proud tekoucí detektorem při kontinuálním ozáření LED diodami na vlnových délkách 910 nm a 640 nm.

konstantní v čase. Je to způsobeno záchytem fotogenerovaných elektronů na hluboké hladině, které se po vypnutí osvětlení nestačí všechny vrátit do vodivostního pásu, než se opět zapne depolarizační dioda. Detektorem při osvětlení LED diodou 640 nm protékají vysoké proudy v řádu mA, ovšem při vypnutí osvětlení se vracejí na původní hodnotu za čas ≈ 5 ms, jak je ukázáno v grafu na Obr. 5.13.

K porovnání vlivu šířky obdélníkového pulzu jsme si vybrali frekvenci 100 Hz. V grafu na Obr. 5.14 jsme vynesli relativní elektrické pole pod katodou a tekoucí proudy detektorem jsme vykreslili do grafu na Obr. 5.15. Z grafu relativního elektrického pole v závislosti na šířce obdélníkového pulzu je patrné, že při menší šířce pulzu osvětlení (0.1 ms a 1 ms) se detektor zpolarizuje více než pouze v důsledku osvětlení polarizační LED diodou. To je způsobeno tvorbou elektron-děrových párů v blízkosti katody, kdy část děr může být zachycena na hluboké hladině dříve než je odsáta kontaktem a dříve než dojde k záchytnu elektronů na hluboké hladině, které kompenzují kladný náboj. Elektrický proud tekoucí detektorem je při periodickém osvětlování depolarizační diodou v intervalech, kdy je LED dioda sepnutá větší než při kontinuálním svícení. To je způsobeno tím, že při kontinuálním svícení je elektrické pole i proud v ustáleném stavu, kdy nastala rovnováha mezi generací, rekombinací a záchytem nosičů. Při periodickém osvětlování je elektrické pole v neustáleném stavu, kdy při zapnutí depolarizačního světla dochází ke generaci elektron-děrových párů, které se zachytávají při driftu na hlubokých hladinách, ovšem do vypnutí depolarizačního osvětlení stále nenastává rovnováha mezi záchytem, generací a uvolňováním nosičů. Generace nosičů v tomto stavu převažuje nad ostatními procesy, a proto teče detektorem větší proud. Z teplotní závislosti průběhu relativního elektrického pole pod katodou po vypnutí depolarizační LED diody 640 nm (viz. Obr. 5.16) je zřejmé, že elektrické pole se vrací do zpolarizovaného stavu v závislosti na teplotě s různou časovou konstantou. Z



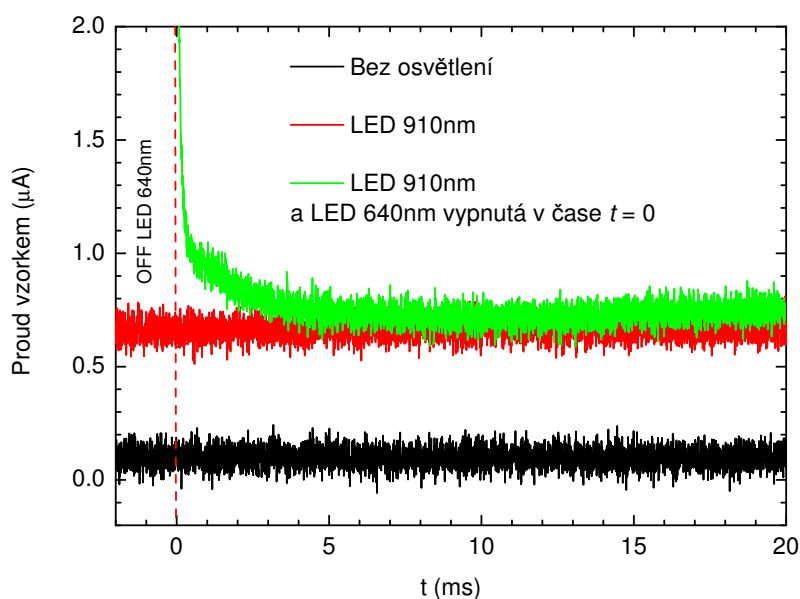
(a)



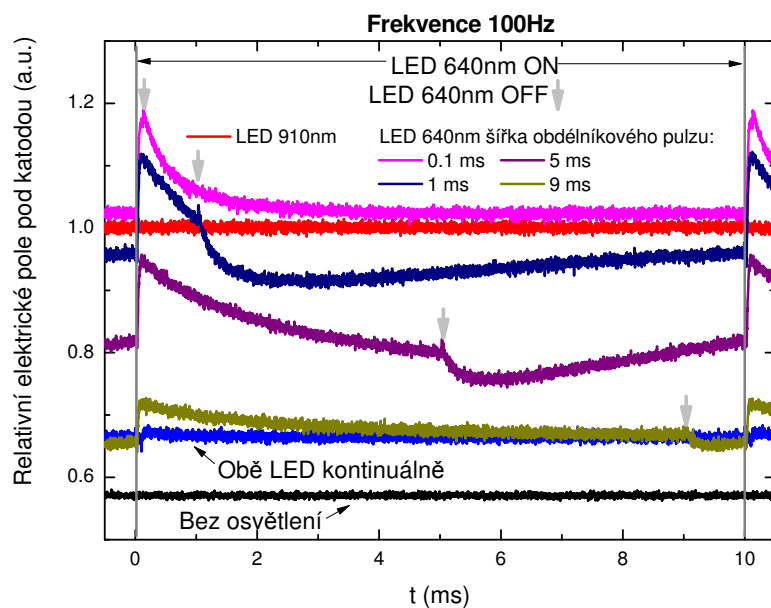
(b)

Obr. 5.12: Závislost depolarizace elektrického pole (a) a tekoucího proudu detektorem v čase (b), kde jako parametr je zvolena frekvence dopadajícího záření z LED diody na vlnové délce 640 nm (osa x je vynesena v periodách).

toho jsme usoudili, že se jedná o teplotně aktivované přechody elektronů akumulovaných na hluboké hladině do vodivostního pásu. Porovnáním grafů na Obr. 5.12 a Obr. 5.16 zjišťujeme, že vnitřní elektrické pole detektoru je citlivé pouze na změny prostorového náboje, zatímco elektrický proud je více citlivý na drift

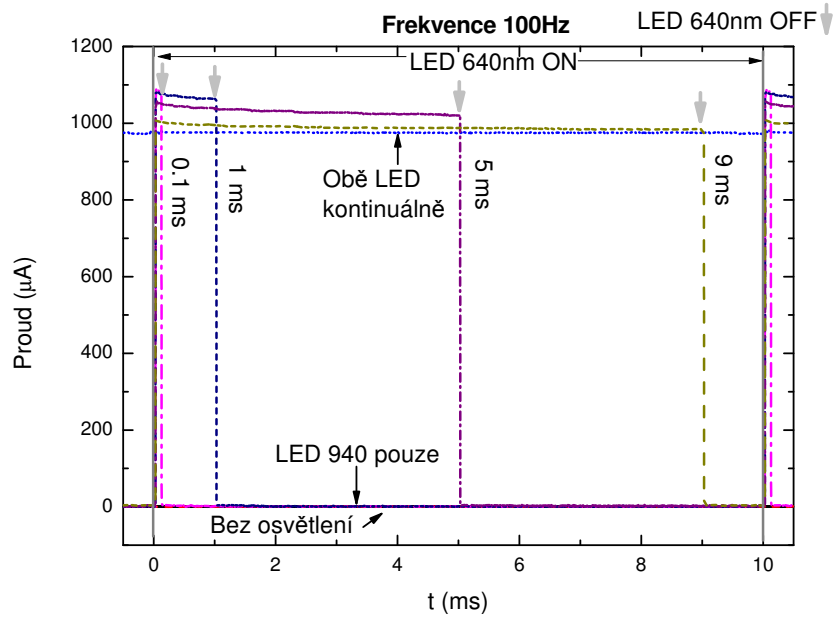


Obr. 5.13: Detail časové závislosti proudu tekoucího vzorkem po vypnutí depolarizační LED diody 640 nm. Polarizační LED dioda 910 nm svítí kontinuálně.

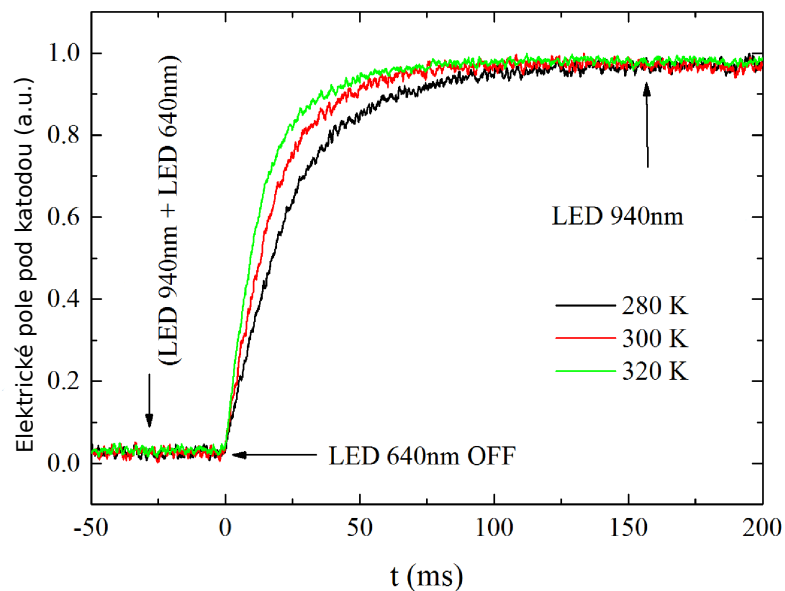


Obr. 5.14: Časová závislost relativního elektrického pole pod katodou při frekvenci 100 Hz depolarizačního osvětlení v závislosti na šířce obdélníkového pulzu svícení.

fotogenerovaných nosičů, což udává silný pokles elektrického proudu po vypnutí depolarizačního osvětlení za dobu ≈ 100 ns (Obr. 5.13).



Obr. 5.15: Časová závislost elektrického proudu tekoucího detektorem při frekvenci 100 Hz depolarizačního osvětlení v závislosti na šířce obdélníkového pulzu svícení.

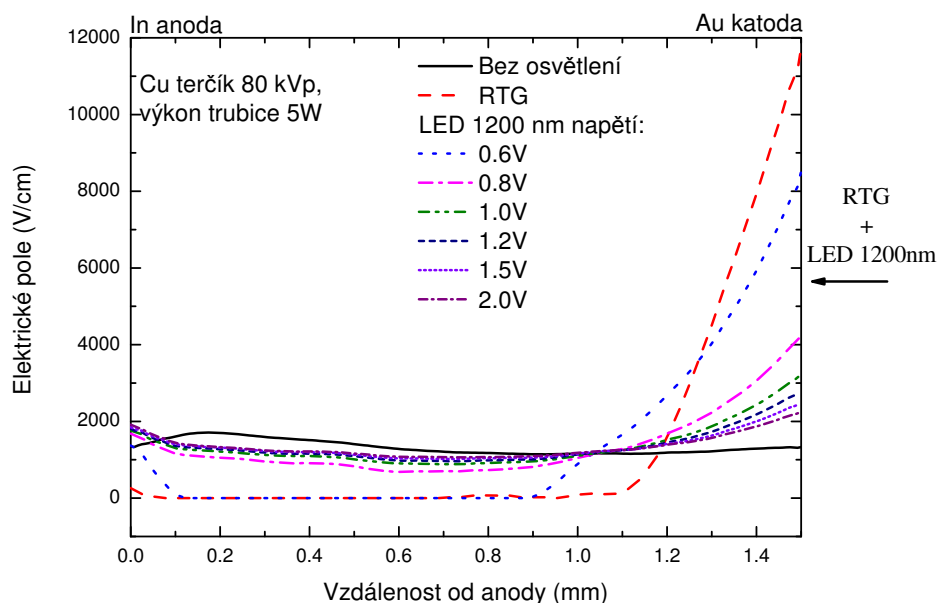


Obr. 5.16: Časová závislost elektrického pole pod katodou po vypnutí depolarizačního světla (LED diody 640nm), polarizační LED dioda 910 nm svítí kontinuálně. Jako parametr je volena teplota.

Depolarizace pomocí podgapového světla

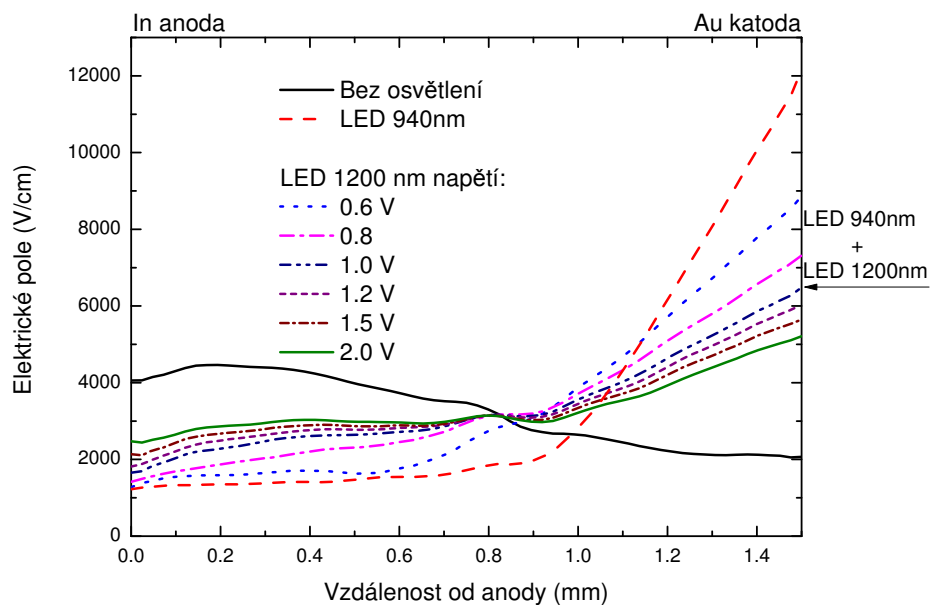
Pro depolarizaci podgapovým světlem jsme zvolili LED diodu na středové vlnové délce 1200 nm, neboť v této oblasti dochází k největší depolarizaci (viz.

Obr. 5.8). Měřili jsme také vliv LED diody 1200 nm na depolarizaci při polarizaci Rentgenovým zářením, toto měření jsme vynesli v Obr. 5.17. Bez osvětlení je patrné vcelku konstantní rozložení elektrického pole ve vzorku. Po ozáření Rentgenovým zářením dochází k polarizaci detektoru a následné ozáření detektoru přes katodu LED diodou 1200 nm vyvolává depolarizaci detektoru.



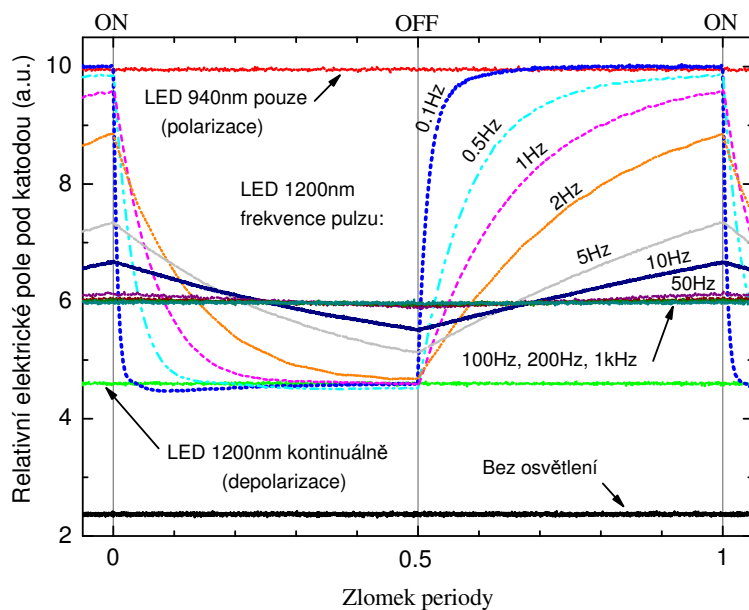
Obr. 5.17: Průběh elektrického pole po ozáření detektoru Rentgenovým svazkem a následné depolarizaci LED diodou na vlnové délce 1200 nm. Parametr je přiložené napětí na LED diodě.

Pro měření dynamiky procesu depolarizace jsme jako polarizační světlo použili LED diodu na vlnové délce 940 nm (ustálený stav průběhu elektrického pole ve vzorku po osvětlení LED diodou 940 nm a následné depolarizaci LED diodou 1200 nm je vyneseno v Obr. 5.18), která osvětlovala vzorek kontinuálně přes katodu a vedla k vytváření kladného prostorového náboje v blízkosti katody. Do grafu na Obr. 5.19a jsme vynesli závislost relativního elektrického pole pod katodou měřené lavinovou fotodiodou v čase v závislosti na frekvenci dopadajícího depolarizačního světla na vlnové délce 1200 nm. Zde opět platí úměra, že čím je větší frekvence dopadajícího depolarizačního osvětlení, tím je elektrické pole více konstantní v čase. Například pro nejnižší frekvenci 0.1 Hz, kdy LED dioda 1200 nm svítí 5 s, což je polovina z celkové periody 10 s, dochází k depolarizaci za dobu přibližně 1 s po zapnutí osvětlení. Na druhé straně, k návratu elektrického pole po vypnutí depolarizační diody dochází za dobu 2 s. K návratu elektrického pole do zpolarizovaného stavu po vypnutí LED diody 1200 nm dochází pomaleji než k depolarizaci detektoru při zapnutí LED diody 1200 nm a je tak zde jasný paměťový jev v obsazení hlubokých hladin, který se stává významnějším při vyšších opakovacích frekvencích pulzů. Od frekvence 50 Hz zůstává elektrické pole v čase téměř konstantní, což je důsledek již zmíněného paměťového jevu. Elektrické proudy tekoucí detektorem při tomto osvětlení jsou vyneseny v grafu na Obr. 5.19b. Vzorkem bez osvětlení tekl proud 100 nA. Po osvětlení polarizační

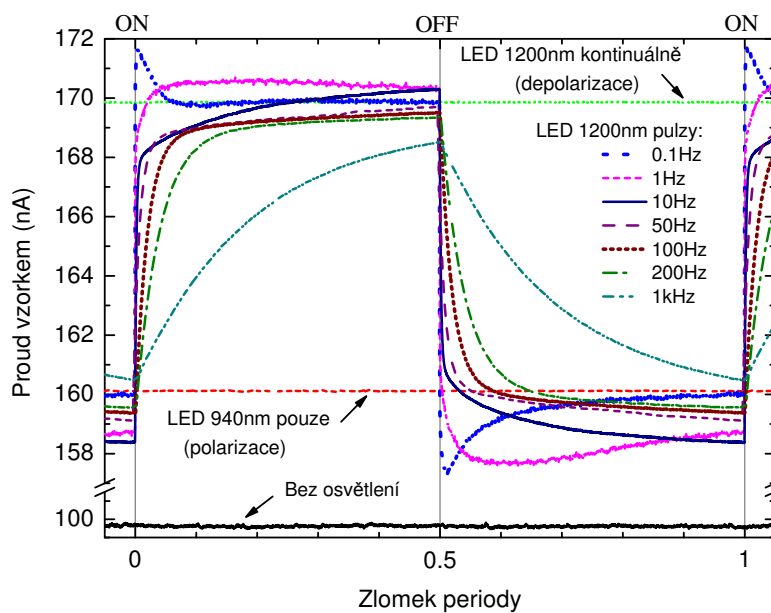


Obr. 5.18: Průběh elektrického pole po ozáření detektoru LED diodou na vlnové délce 940 nm a následné depolarizaci LED diodou na vlnové délce 1200 nm. Parametr je přiložené napětí na LED diodě 1200 nm.

LED diodou 940 nm se proud zvýšil o 60 nA, následná depolarizace LED diodou 1200 nm zvýšila proud ještě o 10 nA. Při pohledu na vývoj elektrického proudu při frekvenci 200 Hz (jedna perioda je 5 ms), je patrné, že nejvýznamnější a nejrychlejší změna proudu proběhla v čase 1 ms po zapnutí a vypnutí depolarizačního světla. Pomalejší a méně významná změna elektrického proudu v rozsahu 2 nA zřejmě souvisí se změnou obsazení hlubokých hladin. Pro hlubší analýzu jsme vybrali opakovací frekvenci 100 Hz LED diody 1200 nm, kdy jsme měnili šířku obdélníkového pulzu svícení. Katoda detektoru byla současně osvětlena kontinuálně excitační LED diodou na vlnové délce 940 nm a pulzně depolarizační LED diodou na vlnové délce 1200 nm. Elektrické pole pod katodou při tomto nastavení jsme měřili za pomoci lavinové fotodiody a vynesli jsme ho do grafu na Obr. 5.20a. Změřené proudy jsou ukázány v grafu na Obr. 5.20b. Zde je patrný paměťový efekt, kdy je elektrické pole konstantní v čase a při zvětšující se šířce pulzu osvětlení dochází k větší depolarizaci detektoru. Elektrický proud reaguje na vypnutí depolarizačního osvětlení velmi rychle na časové škále ≈ 1 ms.

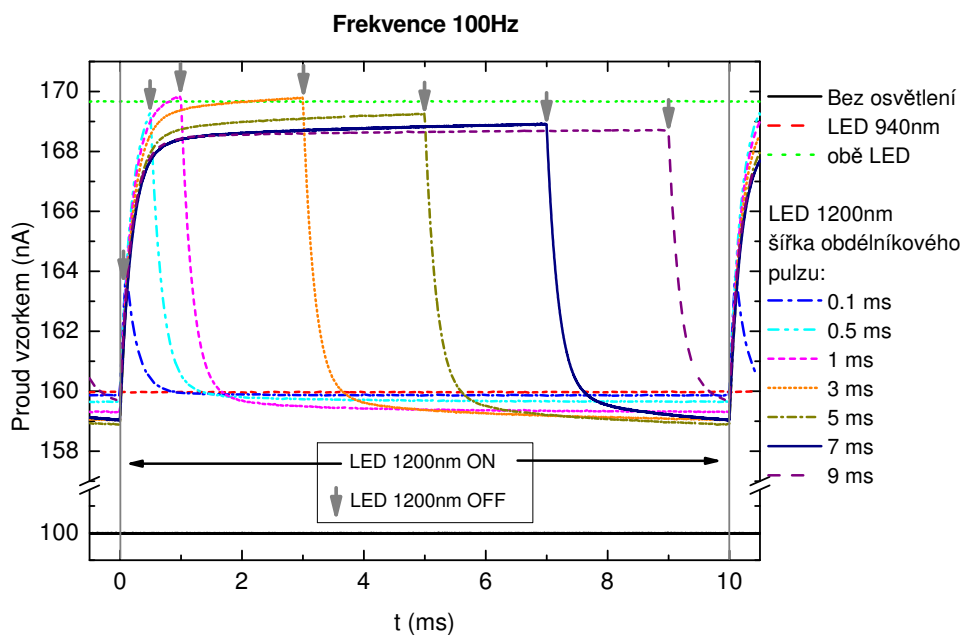
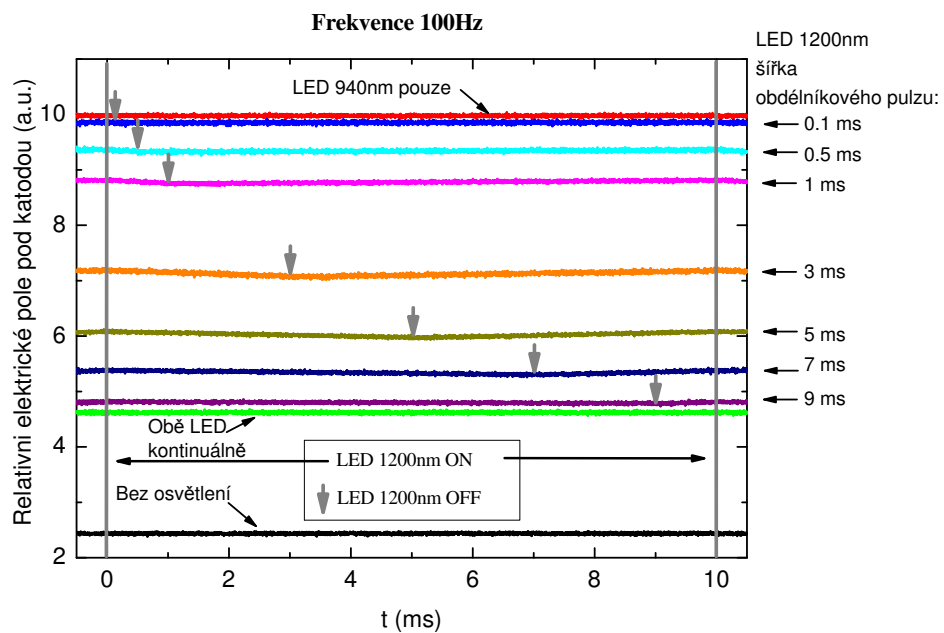


(a)



(b)

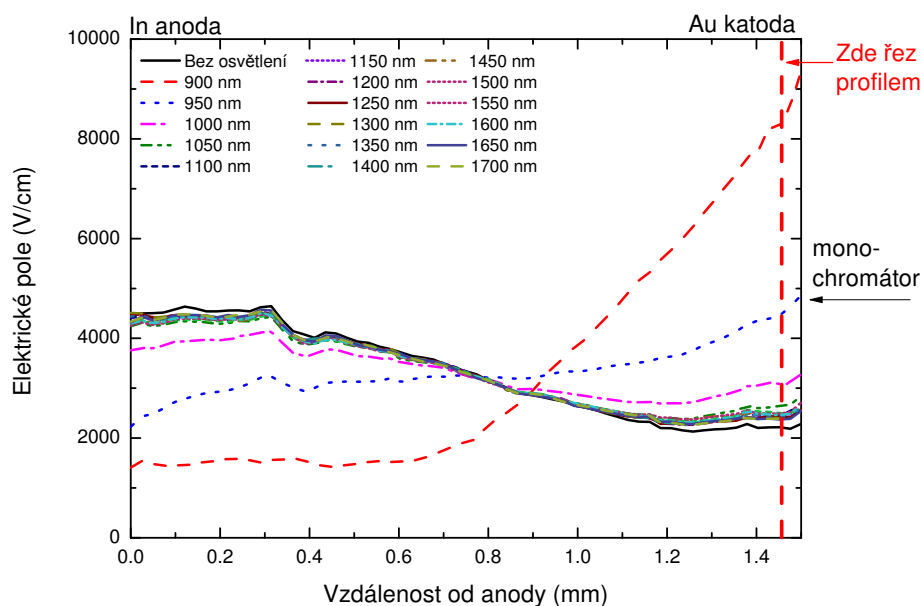
Obr. 5.19: Závislost relativního elektrického pole pod katodou detektoru (a) a tekoucího proudu detektorem (b) na frekvenci depolarizačního osvětlení LED diody 1200 nm, která osvětlovala detektor přes katodovou stranu a detektor byl také kontinuálně osvětlován polarizační LED diodou 940 nm.



Obr. 5.20: Časová závislost relativního elektrického pole pod katodou detektoru (a) a tekoucího proudu detektorem (b) při frekvenci 100 Hz depolarizačního osvětlení v závislosti na šířce pulzu svícení.

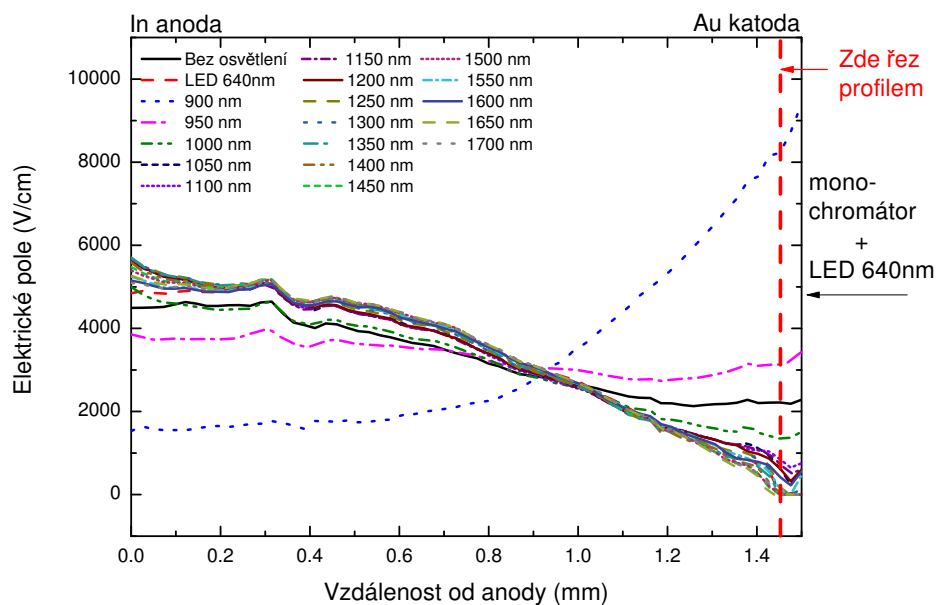
5.1.3 Studium hlubokých hladin detektoru CdZnTe pomocí spektrálního skenování

Pro lepší pochopení fyzikálních dějů odehrávajících se v detektoru při polarizaci a optické depolarizaci jsme se rozhodli provést několik kombinací měření vlivu energie dopadajících fotonů na změnu elektrického pole detektoru, tzv. spektrální skenování. Pro toto měření jsme využívali monochromátoru, se kterým bylo možné ladit vlnové délky v blízké infračervené oblasti. Měřili jsme celkem čtyři kombinace. Nejprve jsme studovali vliv laditelného světla z monochromátoru na průběh vnitřního elektrického pole detektoru (viz. Obr. 5.21). Druhé měření probíhalo při kontinuálním osvětlení detektoru LED diodou 640 nm, kterou jsme používali jako depolarizační, a současném spektrálním měření pomocí monochromátoru. Tento průběh vnitřního elektrického pole je vyneseno na Obr. 5.22. Třetí měření bylo současné kontinuální svícení polarizační LED diodou na vlnové délce 910 nm a skenování pomocí monochromátoru. Průběh vnitřního elektrického pole při této kombinaci byl již uveden v grafu na Obr. 5.8. Nakonec jsme zvolili kombinaci kontinuálního osvětlení LED diodami 640 nm a 910 nm s následným osvětlením z monochromátoru (viz. Obr. 5.23).

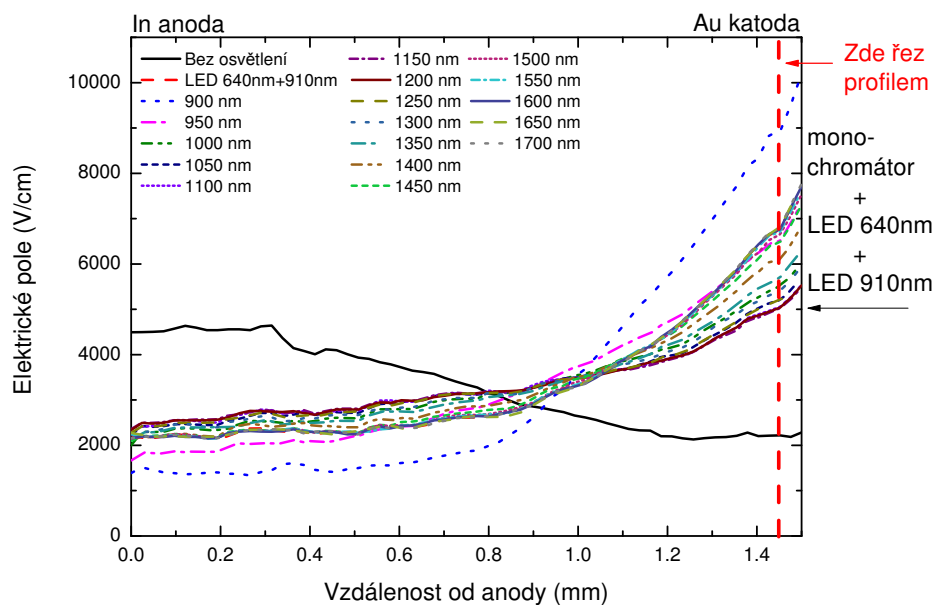


Obr. 5.21: Průběh vnitřního elektrického pole v detektoru po ozáření různými vlnovými délkami za pomoci monochromátoru přes katodovou stranu.

Pro zjištění spektrální změny elektrického pole pod katodou jsme provedli řezy průběhů elektrického pole, jak je naznačeno v grafech. Tento řez jsme vedli ve vzdálenosti ≈ 0.05 mm od katody. Řez grafy na Obr. 5.21 a Obr. 5.22 jsme vynesli v grafu na Obr. 5.24. Elektrické pole je vcelku ploché bez osvětlení vzorku LED diodou 640 nm. Na vlnové délce 1650 nm (0.75 eV) je měřitelný vzrůst elektrického pole v detektoru, což odpovídá tvorbě kladného prostorového náboje. Tento efekt vysvětlujeme jako optický přechod elektronu z hluboké hladiny do vodivostního pásu. K největší změně dochází od vlnové délky 1100 nm (1.13 eV),



Obr. 5.22: Průběh vnitřního elektrického pole v detektoru po ozáření různými vlnovými délkami za pomoci monochromátoru a kontinuálního ozáření LED diodou na vlnové délce 640 nm přes katodovou stranu.

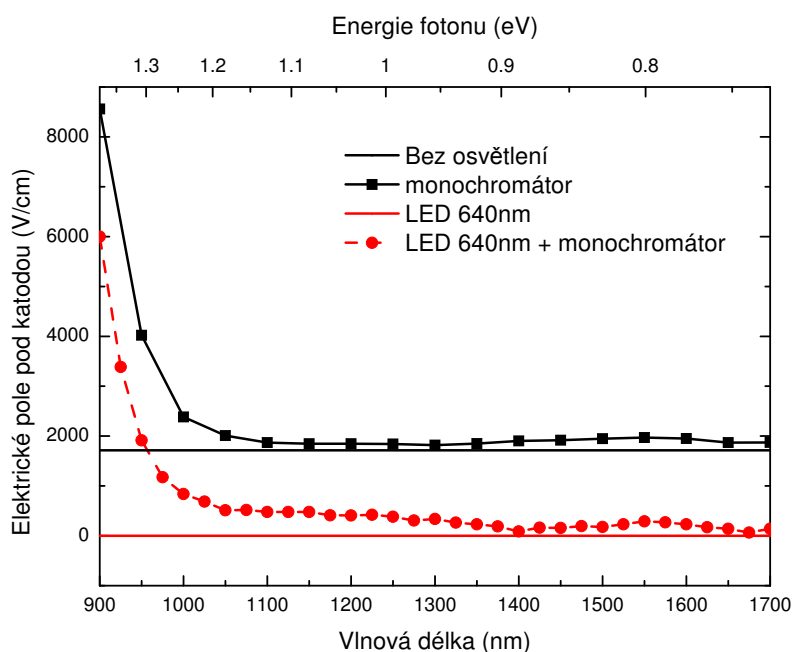


Obr. 5.23: Průběh vnitřního elektrického pole v detektoru po ozáření různými vlnovými délkami za pomoci monochromátoru a kontinuálního ozáření LED diodami na vlnových délkách 640 nm a 910 nm. Osvětlení detektoru probíhalo přes katodovou stranu.

což koresponduje s přechodem elektronů do vodivostního pásu z jiné hluboké hladiny.

Při osvětlení detektoru LED diodou 640 nm dochází k poklesu elektrického pole pod katodou až k blízkosti nulového pole. Infračervené spektrální skenování při kontinuálním osvětlování LED diodou ukázalo další vzrůst elektrického pole začínajícího při vlnové délce 1400 nm (0.88 eV), který nebyl vidět při předchozím skenování bez osvětlení detektoru. To vysvětlujeme tím, že fotoelektrony generované LED diodou 640 nm, které driftují od katody k anodě, jsou zachycovány na hluboké hladině ve vzdálenosti 0.88 eV od vodivostního pásu. To vede ke změřenému poklesu elektrického pole pod katodou. Infračervené světlo poté opticky uvolňuje tyto elektrony z hluboké hladiny do vodivostního pásu, a proto má elektrické pole tendenci se zvyšovat pod katodou.

Z tohoto experimentu jsme zjistili, že fotogenerované elektrony jsou hlavně zachycovány na hluboké hladině ve vzdálenosti 0.88 eV od vodivostního pásu. Část elektronů také může být zachycována na hluboké hladině 0.75 eV v blízkosti středu zakázaného pásu. Chybu určení energií hlubokých hladin jsme stanovili na 0.05 eV.



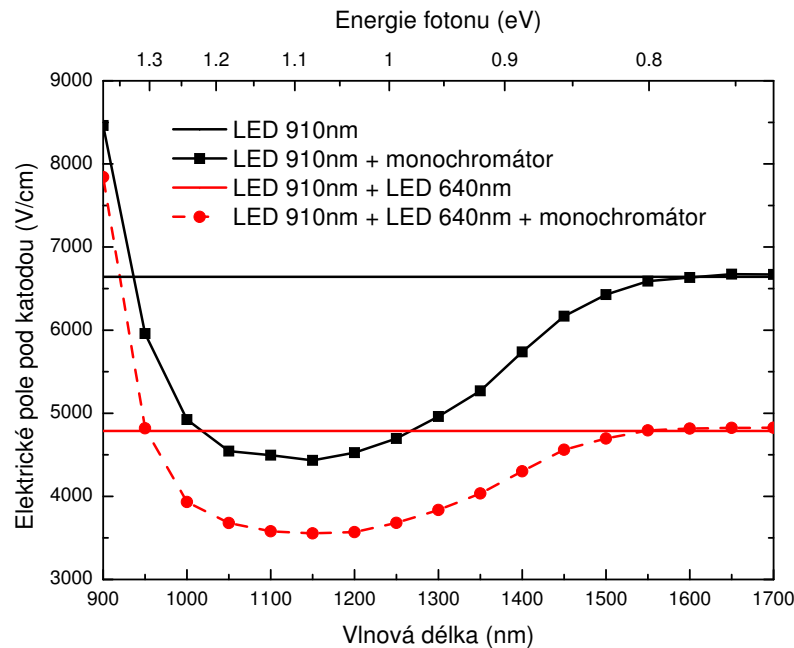
Obr. 5.24: Profil elektrického pole ve vzorku pod katodou ($\approx 0.05\text{mm}$ pod katodou) v závislosti na dopadající vlnové délce světla z monochromátoru s a bez dalšího osvětlení LED diodou na vlnové délce 640 nm.

Do grafu na Obr. 5.25 jsme vynesli řez grafy na Obr. 5.8 a Obr. 5.23. Po osvětlení vzorku polarizačním světlem na vlnové délce 910 nm dochází k záhytu děr na hluboké hladině a následné polarizaci detektoru. Při skenování pomocí infračerveného světla začíná snížení kladného prostorového náboje přibližně při vlnové délce 1650 nm (0.75 eV). To bylo již vysvětleno v článku [13] za pomoci opticky vyvolaného přechodu elektronů z valenčního pásu na hlubokou hladinu 0.75 eV poblíž středu zakázaného pásu. Při osvětlení detektoru LED diodou 910 nm a 640 nm dochází, vzhledem k záhytu fotogenerovaných elektronů na hluboké hladině 0.88 eV a možnému záhytu na hladině 0.75 eV od vodivostního pásu, ke snížení elektrického pole pod katodou z hodnoty 6600 V/cm na hodnotu

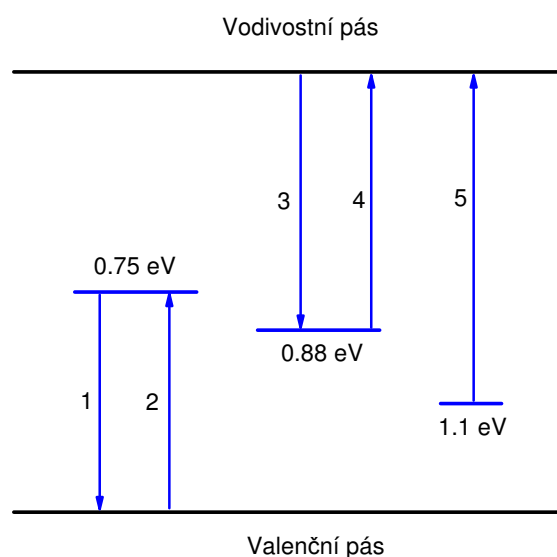
4800 V/cm. Tvar závislosti elektrického pole pod katodou v závislosti na infračervené vlnové délce je stejný bez i s osvětlením LED diodou 640 nm. Tyto dva profily jsou pouze posunuty o hodnotu 1800 V/cm vzhledem k záchytu elektronů na hluboké hladině v detektoru. Tento výsledek podporuje již uvedené výsledky z grafu na Obr. 5.24.

Hluboká hladina 0.88 eV od vodivostního pásu se chová hlavně jako elektronová past. Hladina 0.75 eV komunikuje zejména s valenčním pásem. Na této hladině dochází k záchytu děr a možnému opticky indukovanému uvolnění díry z pasti. S touto hladinou přednostně interaguje infračervené záření při skenování, a proto není jasné, zda je možné opticky ovlivňovat hladinu 0.88 eV v depolarizovaném stavu. Nakonec z hladiny 1.13 eV od vodivostního pásu je možné opticky uvolňovat elektrony do vodivostního pásu, a tím zvyšovat kladný prostorový náboj v detektoru. Schéma energetických stavů a popis jejich rolí v záchytu uvádíme na Obr. 5.26.

Hladina 0.75 eV byla pozorována již v článku [32], kde využívali metod DLTS a PICTS. Tuto hladinu přisuzují druhému ionizovanému stavu vakance kadmia (V_{Cd}^{2-}). Hluboká hladina 0.88 eV může souviset s hladinou $E_v + 0.62$ eV pozorovanou v článku [18], kde tuto hladinu připisují vakanci kadmia (V_{Cd}). Hladina 1.13 eV by mohla být způsobena ionizovaným stavem vakance teluridu (V_{Te}^+) [32] nebo dislokací vyvolanou inkluzemi a precipitáty [33].



Obr. 5.25: Profil elektrického pole ve vzorku pod katodou (≈ 0.05 mm pod katodou) v závislosti na dopadající vlnové délce světla z monochromátoru při zpolarizovaném stavu vzorku vzniklého kontinuálním ozáření LED diodou 910 nm a také při depolarizovaném stavu, kdy vzorek osvětlují LED diody 910 nm (polarizační) a 640 nm (depolarizační).



Obr. 5.26: Schéma energetických hladin a procesů zúčastněných během polarizace a optické depolarizace. (1) - záchyt fotogenerovaných děr, (2) - optické uvolnění děr z hladiny, (3) - záchyt fotogenerovaných elektronů, (4) - optické uvolnění elektronů, (5) - opticky indukovaný přechod elektronů z hladiny 1.13 eV.

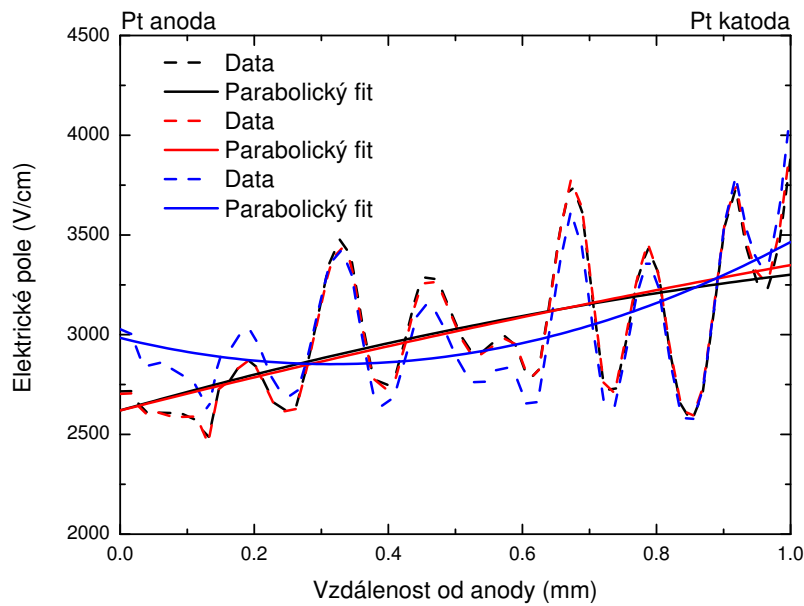
5.2 Měření ustálených stavů vzorku CdTe:Cl

Tento komerční vzorek neměl od výrobce vyleštěné boky na optickou kvalitu a z toho důvodu byly získané průběhy vnitřního elektrického pole v detektoru pomocí kamery zašumělé. Proto jsme je prokládali parabolickou funkcí. Na Obr. 5.27 jsou ukázána původní data a jejich parabolický fit. Všechny dále ukázané průběhy elektrického pole jsou pouze parabolické fity získaných dat a řezy elektrickým polem jsou získány z původních zašumělých dat.

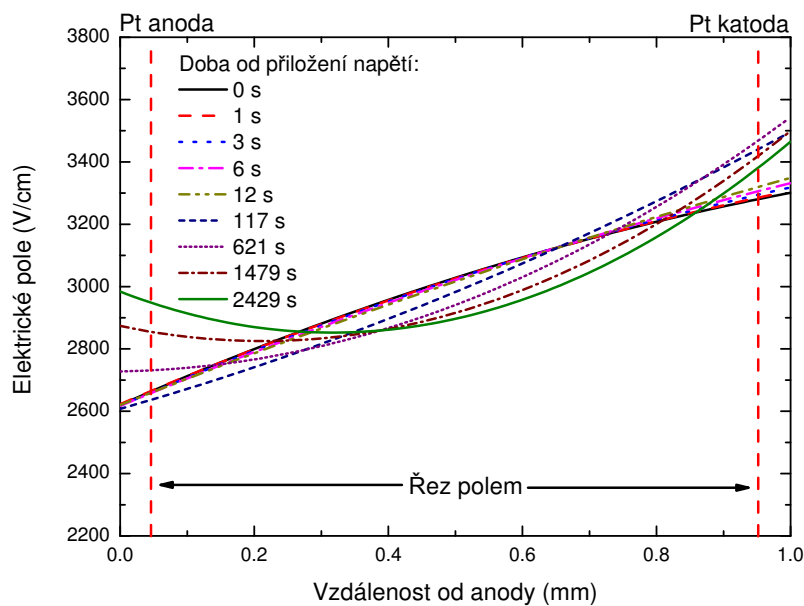
Nejprve jsme pomocí aparatury na Obr. 4.1a proměřili časový vývoj vnitřního elektrického pole a proudu v detektoru CdTe:Cl po přivedení napětí 300 V bez osvětlení detektoru. V grafu na Obr. 5.28 jsme vynesli průběh elektrického pole v několika časových okamžicích po přivedení napětí. Pro lepší představu časového vývoje elektrického pole jsme vynesli dva řezy (0.05 mm a 0.95 mm od anody) elektrickým polem do grafu na Obr. 5.29. Z tohoto grafu je patrné, že dochází k záchytu děr v blízkosti katody, což má za důsledek vytvoření kladného prostorového náboje. Elektrony se zachycují v blízkosti anody a vytvářejí tak záporný prostorový náboj, což dokazuje graf na Obr. 5.30 rozložení hustoty náboje ve vzorku, který byl spočítán pomocí Gaussova zákona.

Elektrické pole v detektoru se neustálilo ani za dobu 40 minut. To je zřejmě způsobeno nízkým účinným zachytným průřezem hlubokých hladin, na kterých se zachytávají nosiče náboje.

Elektrický proud tekoucí detektorem se saturoval přibližně za 4 hodiny od přivedení napětí (viz. Obr. 5.31), kdy z počáteční hodnoty $3 \mu\text{A}$ poklesl až na hodnotu $0.5 \mu\text{A}$.

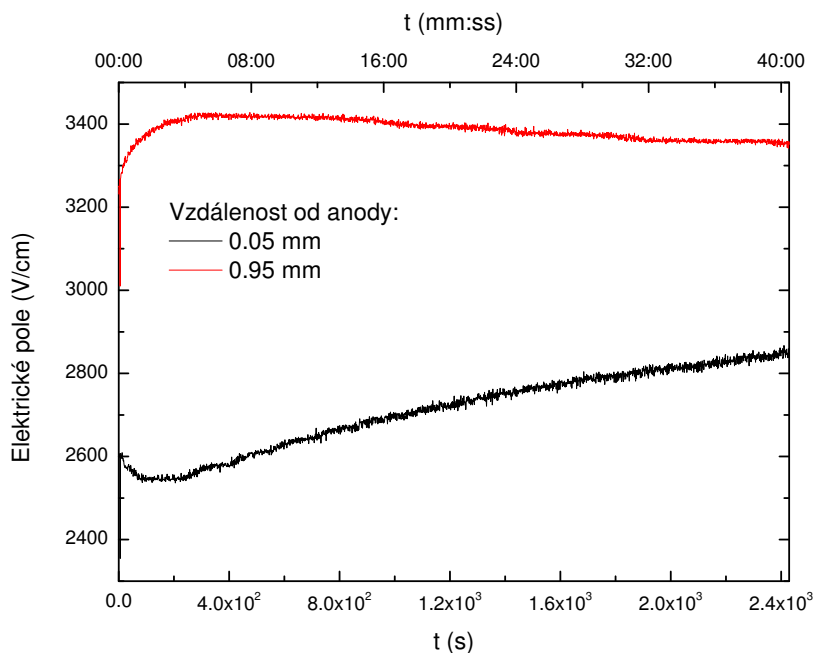


Obr. 5.27: Průběh elektrického pole získaný z kamery a jeho parabolický fit.

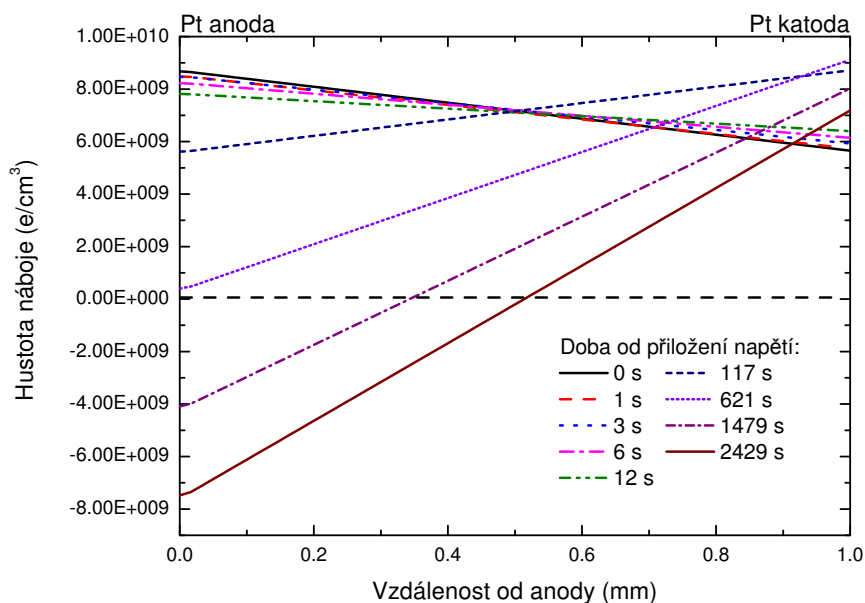


Obr. 5.28: Průběh vnitřního elektrického pole v detektoru CdTe po přivedení napětí 300 V.

Dále jsme vzorek zpolarizovali pomocí titan safírového laseru na vlnové délce 880 nm, který ozařoval katodovou stranu detektoru. Průběh elektrického pole po zapnutí laseru jsme vynesli v grafu na Obr. 5.32. Zde jsme opět provedli řezy elektrickým polem, abychom viděli vývoj elektrického pole v čase (viz. Obr. 5.33). Světelný svazek na této vlnové délce proniká materiálem a může tak generovat elektrony a díry v celém objemu. Nosiče náboje poté driftují k elektrodám a

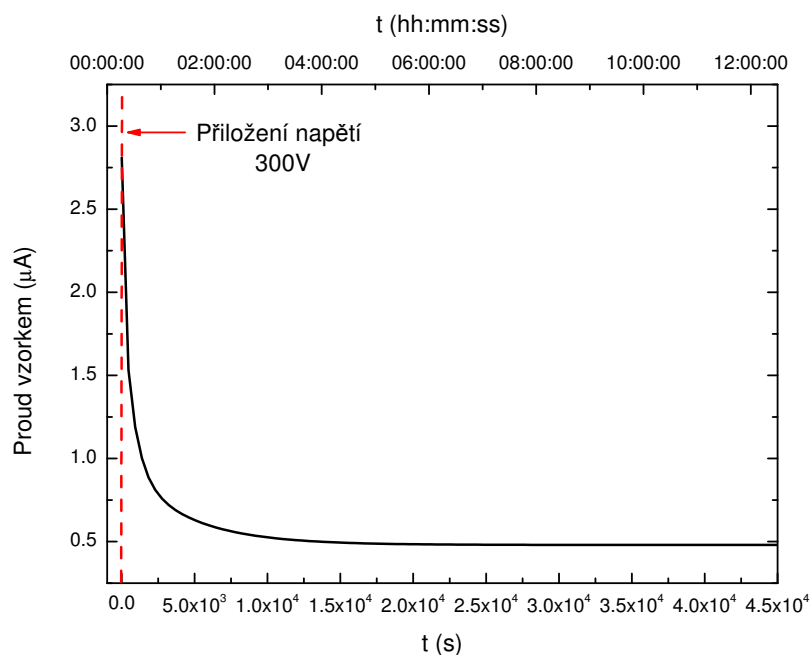


Obr. 5.29: Časový vývoj elektrického pole v detektoru CdTe po přivedení napětí 300 V.



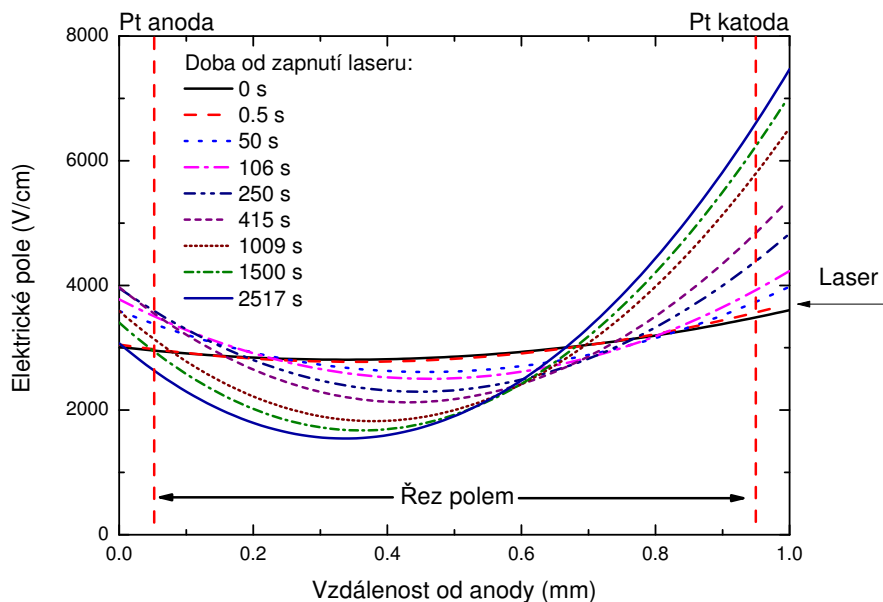
Obr. 5.30: Průběh hustoty náboje ve vzorku po přivedení napětí.

po cestě může docházet k jejich záchytu na hlubokých hladinách. Díry se zachytávají pod katodou a vytvářejí zde kladný prostorový náboj, elektrony jsou zachycovány v blízkosti anody, kde vzniká záporný prostorový náboj. Jelikož záchyt děr převažuje, dochází tak k polarizaci detektoru, kdy se elektrické pole soustřeďuje v blízkosti katody, jak potvrzuje rozložení hustoty náboje ve vzorku



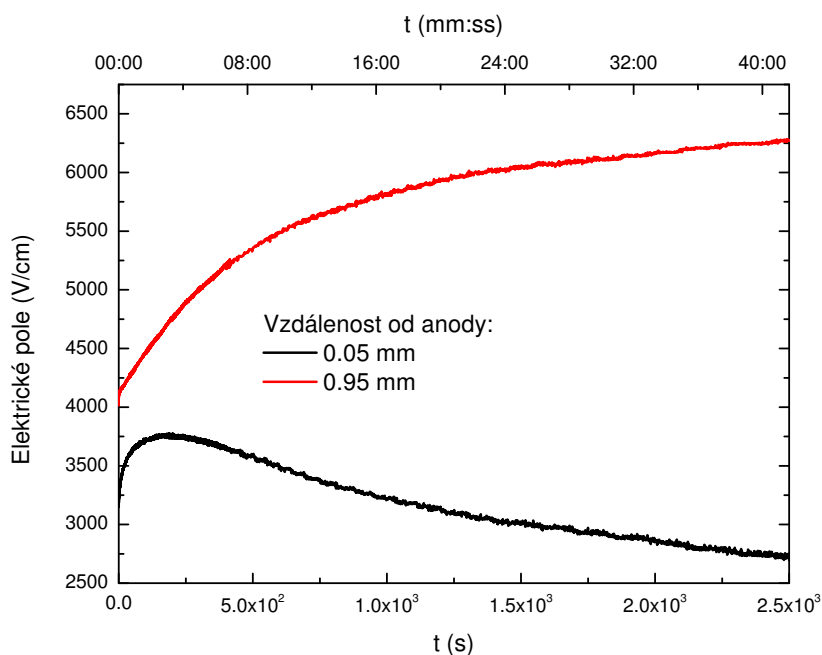
Obr. 5.31: Časový vývoj elektrického proudu v detektoru CdTe po přivedení napětí 300 V.

po ozáření laserem vynesené na Obr.5.34.

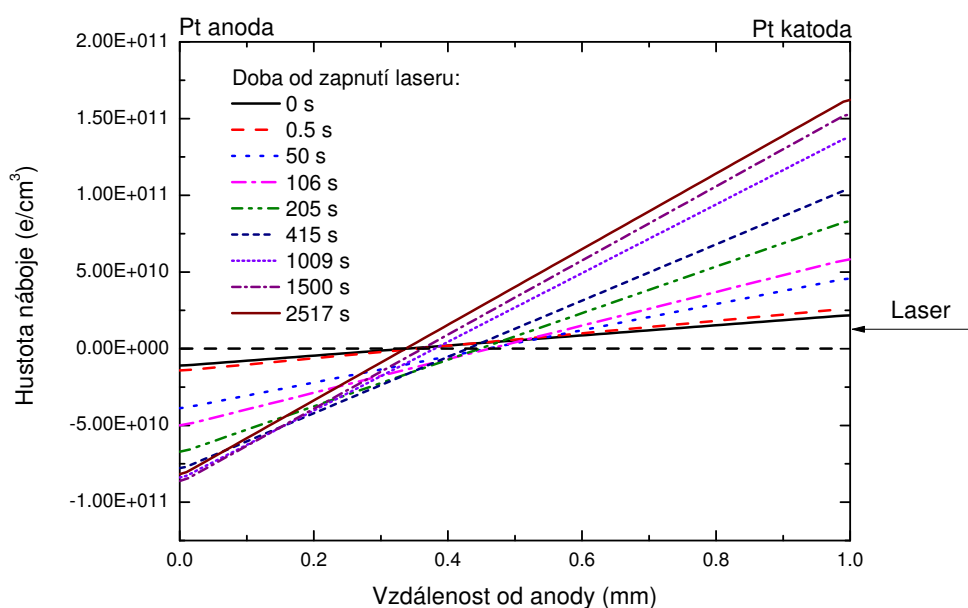


Obr. 5.32: Průběh vnitřního elektrického pole v detektoru CdTe po ozáření laserem na vlnové délce 880 nm přes katodovou stranu detektoru.

Na Obr. 5.35 jsme vykreslili průběh vnitřního elektrického pole v detektoru po vypnutí ozáření laserem na vlnové délce 880 nm. Řezy průběhem elektrického pole v blízkosti anody a katody jsme vynesli do grafu na Obr. 5.36. Elektrické pole se



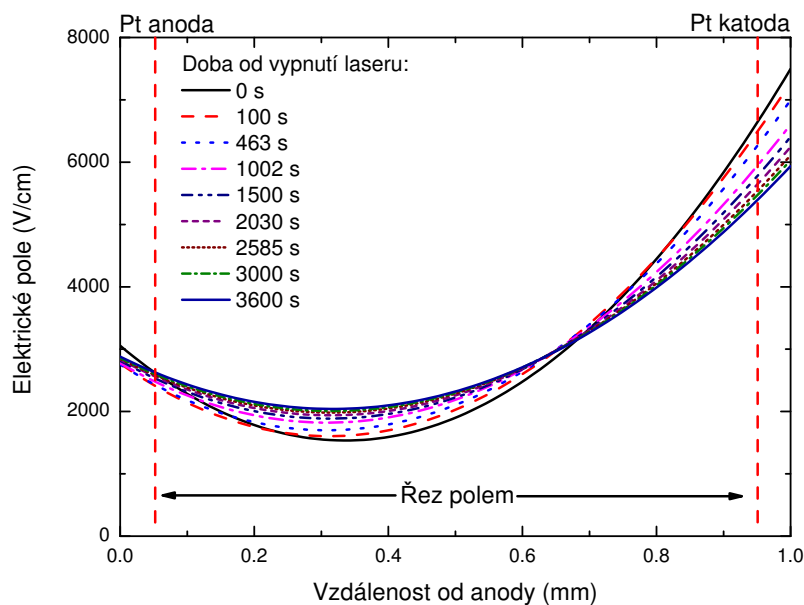
Obr. 5.33: Časový vývoj elektrického pole v detektoru CdTe po ozáření laserem na vlnové délce 880 nm přes katodovou stranu detektoru.



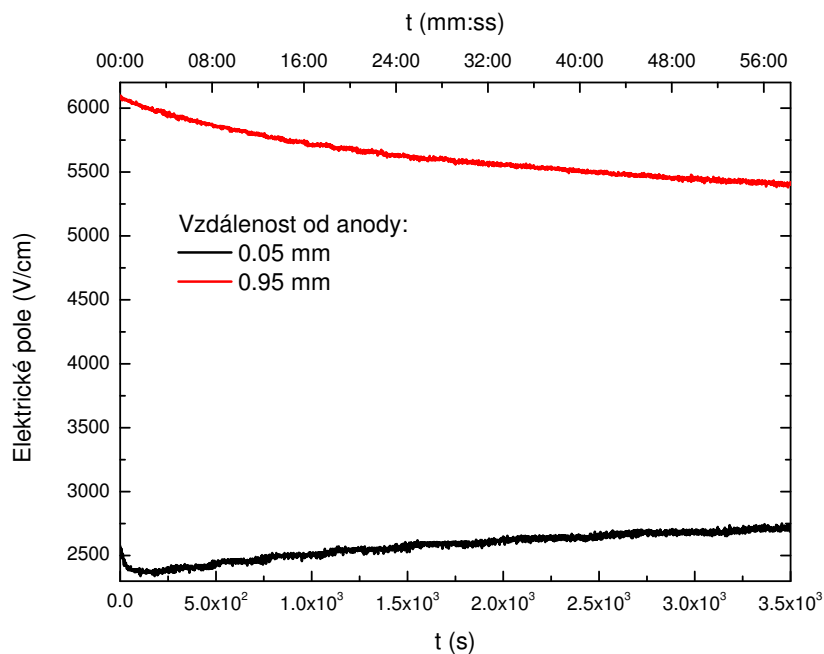
Obr. 5.34: Průběh hustoty náboje ve vzorku po ozáření polarizačním laserem.

pod katodou snižuje, což značí snížení kladného prostorového náboje, ke kterému dochází po uvolňování děr z hlubokých hladin, které trvá déle než záchyt.

Elektrický proud tekoucí vzorkem se po zapnutí laseru zvýší z hodnoty $1 \mu\text{A}$ na hodnotu $27 \mu\text{A}$ přibližně za 30 minut. Po vypnutí se proud vrací do původního stavu za dobu 10 minut (viz. Obr. 5.37).

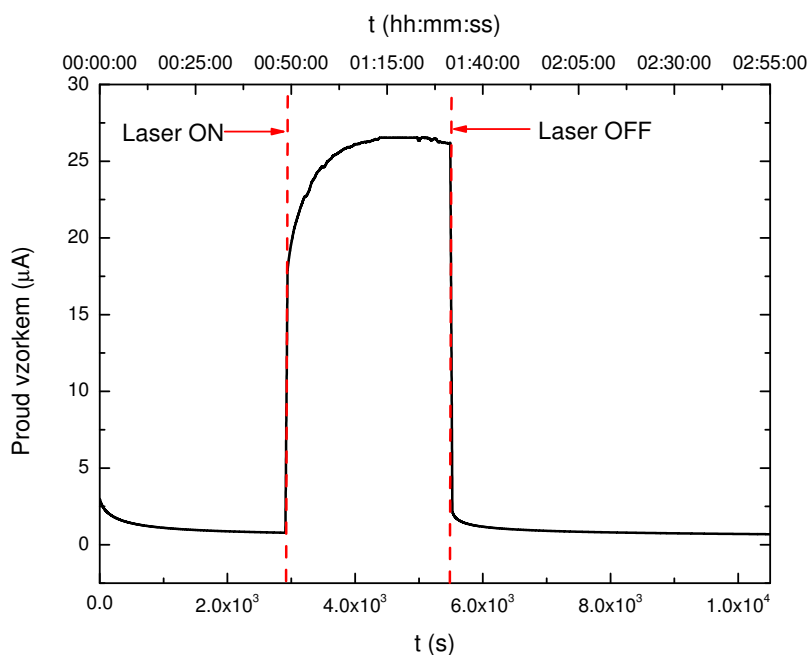


Obr. 5.35: Průběh vnitřního elektrického pole v detektoru CdTe po vypnutí ozáření laserem na vlnové délce 880 nm.



Obr. 5.36: Časový vývoj elektrického pole v detektoru CdTe po vypnutí ozáření laserem na vlnové délce 880 nm.

Nakonec jsme detektor depolarizovali za pomoci nadgapového světla (LED dioda na vlnové délce 640 nm), které osvětlovalo vzorek přes katodu (vzorek je kontinuálně osvětlován polarizačním světlem). Průběh vnitřního elektrického pole po zapnutí LED diody je v grafu na Obr. 5.38 a řezy v blízkosti katody a anody



Obr. 5.37: Časový vývoj proudu tekoucího detektorem CdTe po ozáření laserem na vlnové délce 880 nm přes katodovou stranu detektoru.

jsou vyneseny v grafu na Obr. 5.39. Světelný svazek na této vlnové délce generuje elektron-děrové páry v blízkosti katody a generované díry jsou tak odsáty kontaktem a elektrony drifující detektorem k anodě mohou být zachytávány na hluboké hladině a tím snižovat kladný náboj pod katodou, jak je patrné z rozložení hustoty náboje v detektoru po ozáření depolarizačním světlem (viz. Obr. 5.40).

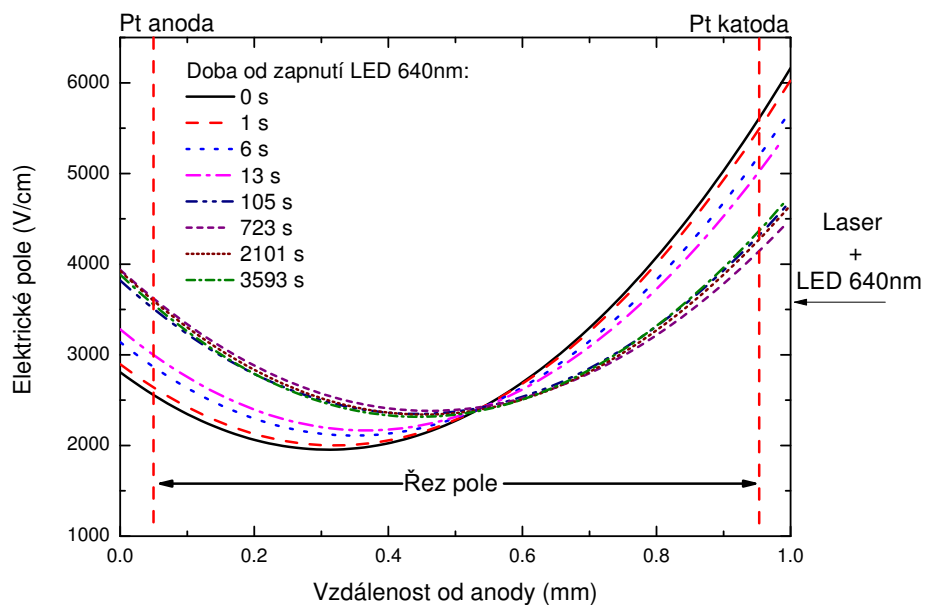
Na Obr. 5.41 jsou ukázány průběhy elektrického pole v čase po vypnutí depolarizační diody 640 nm. Časový vývoj elektrického pole pod katodou a anodou je ukázán v grafu na Obr. 5.42. Zde dochází k uvolňování elektronů z hlubokých hladin a tím k postupnému návratu detektoru do zpolarizovaného stavu.

Elektrický proud tekoucí vzorkem se po ozáření LED diodou na vlnové délce 640 nm zvýší přibližně o $50 \mu\text{A}$ a k ustálení dochází za dobu 20 minut. Po vypnutí depolarizační diody se elektrický proud navrácí do původního stavu přibližně za stejný časový interval, tedy 20 minut (viz. Obr. 5.43).

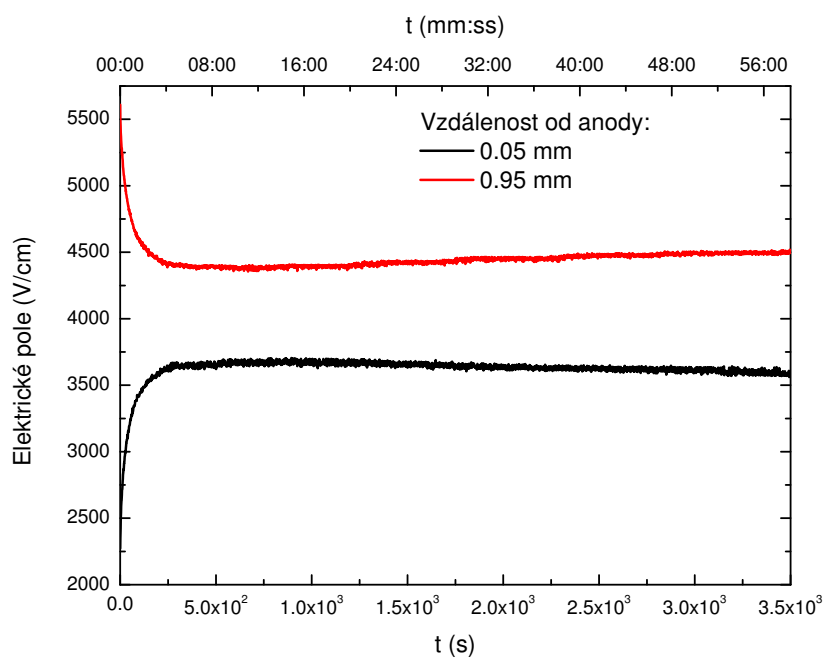
5.2.1 Depolarizace detektoru CdTe:Cl za pomoci periodicky se opakujícího nadgapového osvětlení

Pro měření odezvy vzorku na periodicky se opakující osvětlení (depolarizační dioda na vlnové délce 640 nm) nebylo potřeba snímat elektrické pole pod katodou pomocí lavinové fotodiody, neboť změny v průběhu elektrického pole jsou pomalé. Opakovací frekvenci dopadajícího depolarizačního světla jsme zvolili 50 Hz, polarizační LED dioda byla na vlnové délce 910 nm a osvětlovala vzorek kontinuálně přes katodovou stranu.

Detektor byl několik hodin osvětlován pouze polarizační diodou, aby došlo k ustálení elektrického pole. Poté se zapnula depolarizační LED dioda s opako-

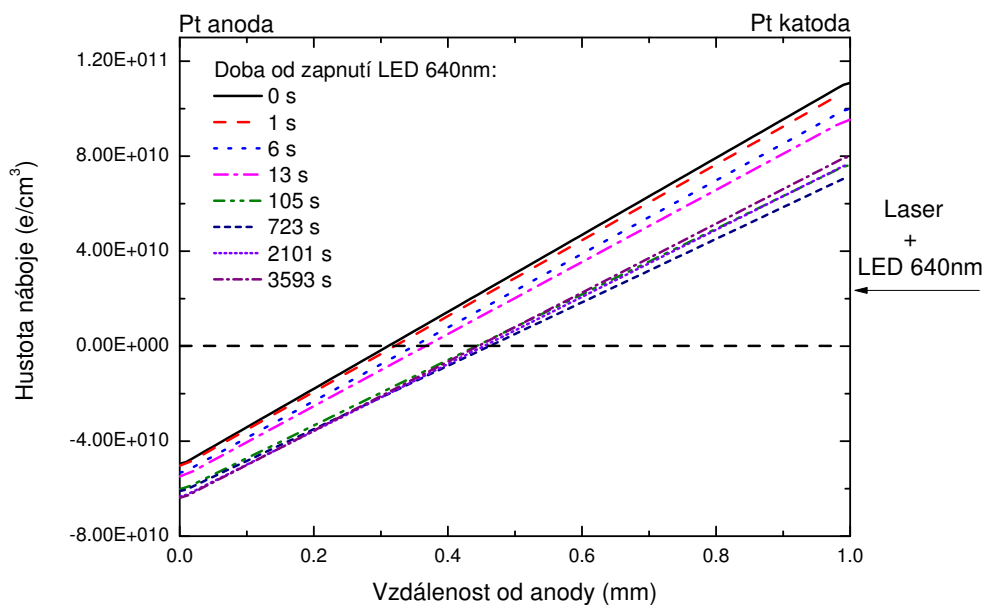


Obr. 5.38: Průběh vnitřního elektrického pole v detektoru CdTe po zapnutí depolarizační LED diody 640 nm. Detektor byl stále ozařován laserem přes katodovou stranu detektoru.

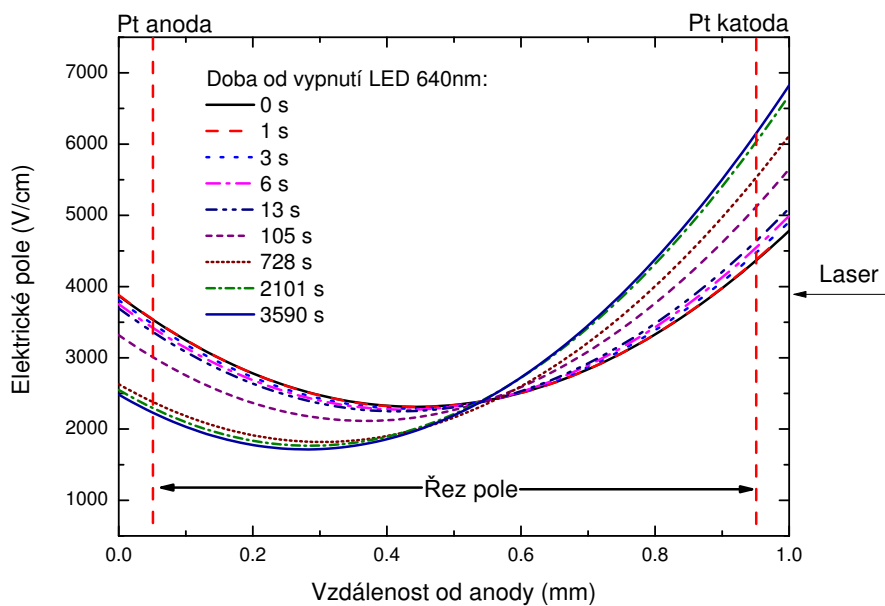


Obr. 5.39: Časový vývoj elektrického pole v detektoru CdTe po zapnutí depolarizační LED diody na vlnové délce 640 nm. Detektor byl stále ozařován laserem přes katodovou stranu detektoru.

vací frekvencí 50 Hz a kamerou se snímalo rozložení prošlé intenzity testovacího světelného svazku, ze kterého se poté získal průběh elektrického pole (viz. Obr.

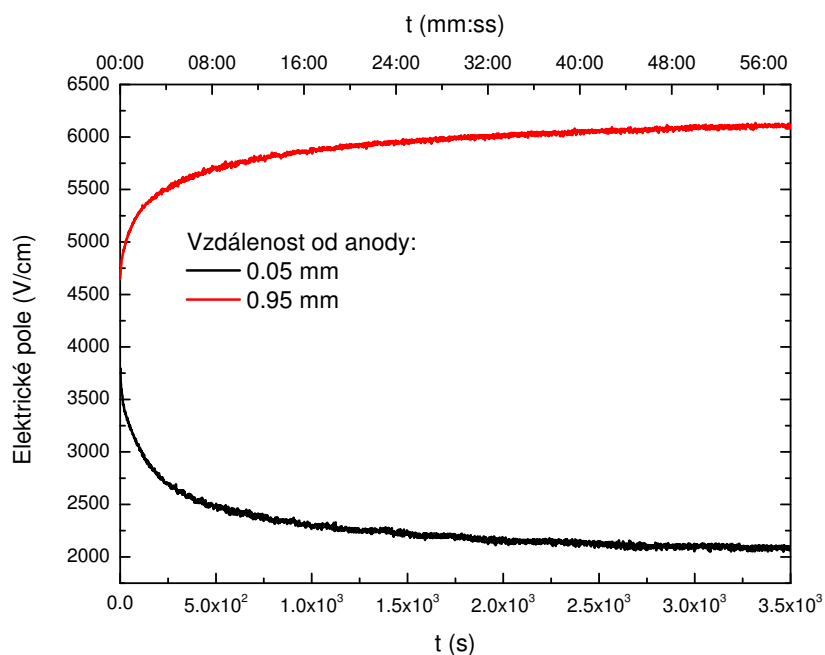


Obr. 5.40: Průběh hustoty náboje ve vzorku po zapnutí depolarizačního světla.

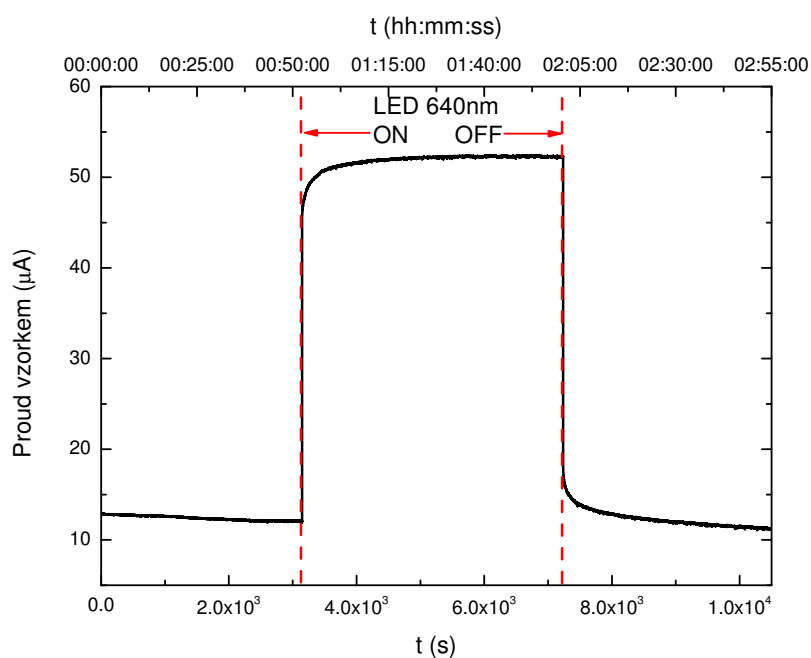


Obr. 5.41: Průběh vnitřního elektrického pole v detektoru CdTe po vypnutí depolarizační LED diody 640 nm. Detektor byl stále ozařován laserem přes katodovou stranu detektoru.

5.44) a také se měřil elektrický proud tekoucí vzorkem (viz. Obr. 5.46). Elektrický proud na ozáření reaguje velmi rychle, což je způsobeno driftem generovaných elektronů. Naproti tomu elektrické pole v detektoru reaguje ztátně pomaleji. Proto jsme vynesli do grafu na Obr. 5.45 řezy elektrickým polem ve vzdálenosti 0.05 mm a 0.95 mm od anody, z tohoto grafu je patrné, že nelze poznat pod-



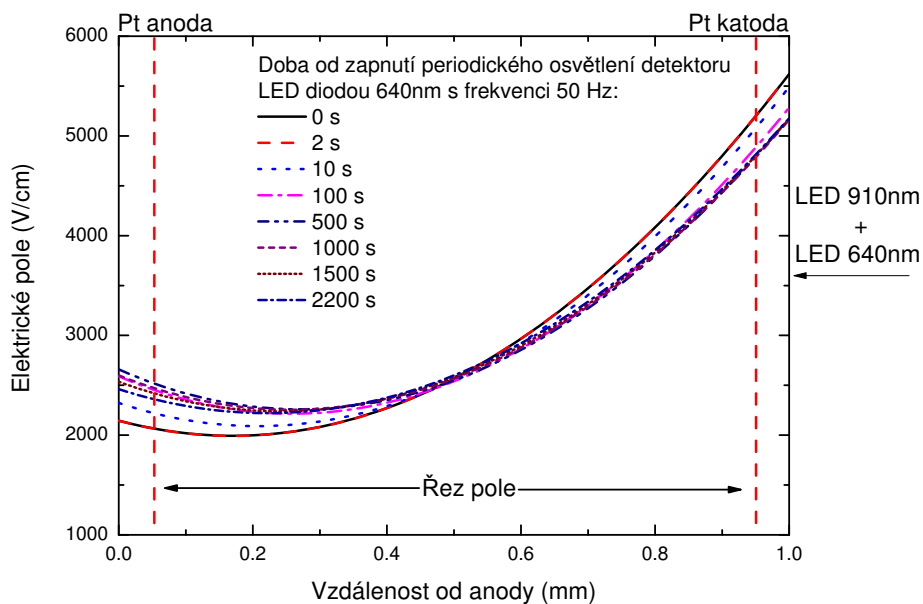
Obr. 5.42: Časový vývoj elektrického pole v detektoru CdTe po vypnutí depolarizační LED diody na vlnové délce 640 nm. Detektor byl stále ozařován laserem přes katodovou stranu detektoru.



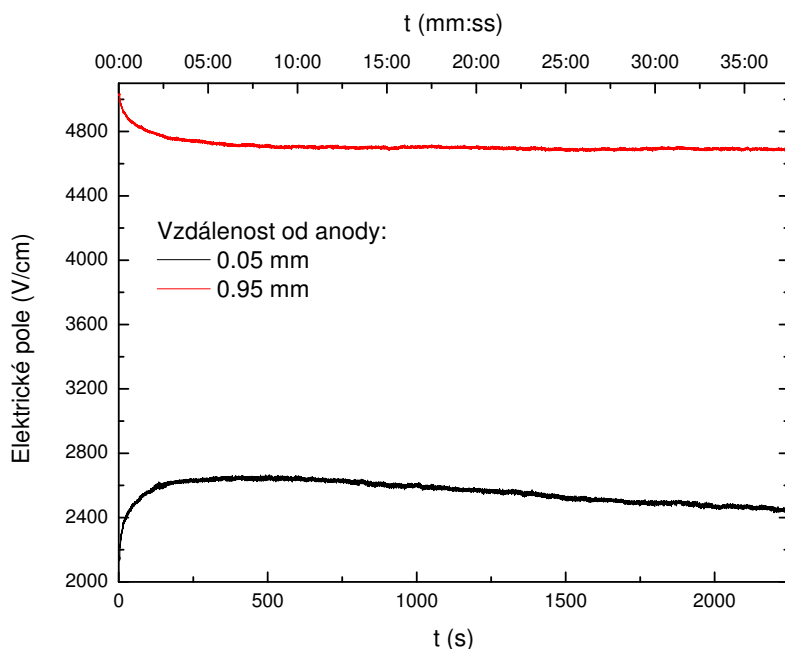
Obr. 5.43: Časový vývoj elektrického proudu tekoucího detektorem CdTe po ozáření LED diodou na vlnové délce 640 nm při stálém osvětlování laserem.

le změny elektrického pole kdy je zapnuto nebo vypnuto depolarizační světlo. Tento graf je velmi podobný režim elektrického pole po zapnutí kontinuálního osvětlení depolarizační LED diodou 640 nm, které jsou vyneseny v grafu na Obr.

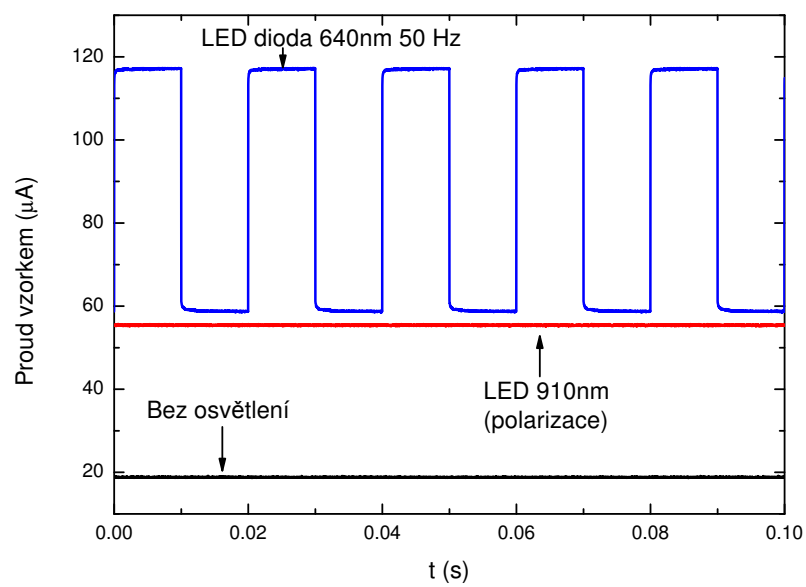
5.39. Z toho vyplývá, že hluboké hladiny ve vzorku CdTe mají velmi malý účinný záchytný průřez, a proto trvá několik minut než se elektrické pole ustálí.



Obr. 5.44: Průběh vnitřního elektrického pole při ozáření LED diodou 640 nm s opakovací frekvencí 50 Hz. Polarizační LED dioda 910 nm osvětluje vzorek kontinuálně.



Obr. 5.45: Časový vývoj elektrického pole ve vzdálenosti 0.05 mm a 0.95 mm od anody při periodickém osvětlování depolarizační diodou 640 nm na frekvenci 50 Hz.



Obr. 5.46: Elektrický proud tekoucí vzorkem při osvětlení LED diodou 640 nm na opakovací frekvenci 50 Hz.

6. Porovnání materiálu CdTe:Cl a Cd_{0.9}Zn_{0.1}Te

Materiál CdTe:Cl a CdZnTe je možno opticky depolarizovat nadgapovým ozářením katodové strany detektoru. To je patrné z grafů průběhu elektrického pole po kontinuálním ozáření LED diodou na vlnové délce 640 nm na Obr. 5.38 pro CdTe:Cl a na Obr. 5.10 pro CdZnTe. Elektrické pole v materiálu CdZnTe reaguje na toto ozáření velmi rychle v porovnání s elektrickým polem v detektoru CdTe:Cl, které reaguje na časové škále desítek minut. Proto docházíme k závěru, že hluboké hladiny v těchto materiálech mají jiné účinné zachytné průřezy, kdy v materiálu CdTe:Cl jsou mnohonásobně nižší než u materiálu CdZnTe.

Porovnáním grafů na Obr. 5.12a (CdZnTe) a Obr. 5.45 (CdTe:Cl) na kterých je vyneseno vliv nadgapové vlnové délky v pulzním režimu na elektrické pole v blízkosti katody je zřejmé, že u materiálu CdTe dochází k ustálení elektrického pole pod katodou na zapnutí za dobu ≈ 10 minut, zatímco elektrické pole v materiálu CdZnTe reaguje v rámci ms na zapnutí a vypnutí depolarizační diody, čímž lze dosáhnout lepší časové homogenity depolarizovaného elektrického pole v detektoru.

Proud tekoucí detektorem CdTe a CdZnTe reaguje na zapnutí a vypnutí depolarizačního osvětlení v pulzním režimu se stejnou časovou konstantou (viz. Obr. 5.12b (CdZnTe) a viz. Obr. 5.46 (CdTe)). V kontinuálním režimu depolarizačního ozáření detektoru CdTe:Cl trvá ustálení proudu ≈ 20 minut. V tabulce 6.1 jsou shrnuty časové konstanty materiálu CdTe:Cl a CdZnTe po zapnutí a vypnutí depolarizační LED diody v pulzním režimu.

LED dioda 640 nm	Materiál			
	CdZnTe		CdTe:Cl	
	Elektrické pole	Proud	Elektrické pole	Proud
zapnutí	≈ 10 ms	≈ 5 ms	≈ 10 minut	≈ 5 ms
vypnutí	> 25 ms	≈ 5 ms	nereaguje	≈ 5 ms

Tabulka 6.1: Porovnání časových konstant na zapnutí a vypnutí depolarizační LED diody na vlnové délce 640 nm v pulzním režimu

Detektor z CdZnTe lze navíc depolarizovat pomocí podgapového světla v oblasti okolo 1200 nm (viz. Obr. 5.18). V pulzním režimu se elektrické pole depolarizuje po zapnutí LED diody na vlnové délce 1200 nm na frekvenci 0.1 Hz do doby 1 s. Po vypnutí ozáření se elektrické pole navrácí do původního stavu za dobu 2 s (viz. Obr. 5.19a). Toho se dá využít při vyšších frekvencích ozařování, neboť detektor zůstává v depolarizovaném stavu i v časových periodách, kdy je depolarizační LED dioda vypnutá. Proud tekoucí detektorem při pulzním ozáření reaguje na časové škále ≈ 1 ms (viz. Obr. 5.19b). Proto se tato kombinace depolarizace detektoru CdZnTe jeví jako nejvhodnější pro případné použití v praxi.

Závěr

Z měření s Rentgenovým zdrojem a porovnáním s vlivem LED diody na vlnové délce 910 nm jsme ukázali, že tato dioda má podobný vliv na detektor z materiálu $\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}$ jako vysokoenergetické Rentgenovo záření.

Následným spektrálním měřením odezvy elektrického pole již zpolarizovaného detektoru na vlnovou délku druhého dopadajícího světelného svazku, jsme určili oblasti vlnových délek, kterými je možno detektor opticky depolarizovat. Jedna možnost je využití nadgapových vlnových délek dopadajícího světelného svazku a druhá oblast jsou vlnové délky pohybující se v rozmezí 950 – 1550 nm (energie fotonů v rozmezí 0.8 – 1.3 eV).

Dále jsme proměřili podrobněji vliv LED diod na vlnových délkách 640 nm a 1200 nm na depolarizaci detektoru. Proměřili jsme jak průběhy elektrického pole a proud tekoucí vzorkem při kontinuálním svícení, tak dynamiku depolarizace, kdy byl vzorek kontinuálně osvětlován polarizačním světlem a depolarizační světelný zdroj byl periodicky spínán.

Pomocí několika kombinací spektrálního měření vlivu dopadajících fotonů na změnu elektrického pole jsme určili hluboké hladiny odpovědné za polarizaci a optickou depolarizaci detektoru 0.75 eV, 0.88 eV a 1.13 eV od vodivostního pásu. Hladina 1.13 eV souvisí s optickým uvolňováním elektronů do vodivostního pásu, hladina 0.88 eV se chová hlavně jako elektronová past a na hladině 0.75 eV dochází k záchytu děr z valenčního pásu.

V případě CdTe:Cl detektoru s Pt kontakty jsme ukázali, že tento materiál obsahuje hluboké hladiny s nízkým záchytným průřezem odpovědné za polarizaci i optickou depolarizaci detektoru. Proměřili jsme vliv periodicky spínaného depolarizačního osvětlení v oblasti nadgapových vlnových délek na průběh elektrického pole a tekoucí proud detektorem.

Porovnáním výsledků z měření s materiálem $\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}$ a CdTe lze konstatovat, že oba typy materiálu obsahují hluboké hladiny, na kterých při ozáření detektoru vysokoenergetickým Rentgenovým zářením dochází k záchytu děr, a tak k vytvoření kladného prostorového náboje v blízkosti katody. Ovšem v materiálu CdTe mají tyto hladiny malé účinné záchytné průřezy, proto tento záchyt trvá podstatně déle než u materiálu $\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}$. Podobně se chovají i hladiny způsobující optickou depolarizaci vzorku pomocí nadgapového světla, kdy dochází k záchytu elektronů.

Z hlediska případného praktického uplatnění periodického osvětlení při depolarizaci detektorů pracujících za vysokých toků se jeví jako nejvhodnější použití podgapového světla a materiálu CdZnTe , neboť časové konstanty zkoumaného materiálu CdTe:Cl jsou o mnoho řádů delší než předpokládané časové konstanty detekčních systémů.

Literatura

- [1] A. Cola, I. Farella, A. M. Mancini, a A. Donati. Electric Field Properties of CdTe Nuclear Detectors. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 54(issue 4):868–872, 2007. URL: <http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=4291697>.
- [2] I. Farella, G. Montagna, A. M. Mancini, a A. Cola. Study on Instability Phenomena in CdTe Diode-Like Detectors. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 56(issue 4):1736–1742, 2009. URL: <http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=5204686>.
- [3] A. Cola a I. Farella. Electric fields and dominant carrier transport mechanisms in CdTe Schottky detectors. *Applied Physics Letters*, vol. 102(issue 11):113502–, 2013. URL: <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/102/11/10.1063/1.4795942>.
- [4] L. A. Kosyachenko, V. M. Sklyarchuk, O. V. Sklyarchuk, a O. L. Maslyanchuk. Band gap of CdTe and Cd_{0.9}Zn_{0.1}Te crystals. *Semiconductors*, vol. 45(issue 10):1273–1280, 2011. URL: <http://link.springer.com/10.1134/S1063782611100137>.
- [5] S.A. Awadalla, J. Mackenzie, H. Chen, B. Redden, G. Bindley, M.C. Duff, A. Burger, M. Groza, V. Buliga, J.P. Bradley, Z.R. Dai, N. Teslich, a D.R. Black. Characterization of detector-grade CdZnTe crystals grown by traveling heater method (THM). *Journal of Crystal Growth*, vol. 312(issue 4):507–513, 2010. URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S002202480900997X>.
- [6] D. Bale a C. Szeles. Nature of polarization in wide-bandgap semiconductor detectors under high-flux irradiation. *Physical Review B*, vol. 77(issue 3):–, 2008. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.77.035205>.
- [7] M. Strassburg, Ch. Schroeter, a P. Hackenschmied. CdTe/CZT under high flux irradiation. *Journal of Instrumentation*, vol. 6(issue 01):C01055–C01055, 2011-01-01. URL: <http://stacks.iop.org/1748-0221/6/i=01/a=C01055?key=crossref.8ae3c0cbcda95b40b4c7d652a1d233a5>.
- [8] J. Franc, V. Dedic, P. J. Sellin, R. Grill, a P. Veeramani. Radiation induced control of electric field in Au/CdTe/In structures. *Applied Physics Letters*, vol. 98(issue 23):232115–, 2011. URL: <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/98/23/10.1063/1.3598414>.
- [9] J. Franc, R. Grill, J. Kubat, E. Belas, P. Moravec, a P. Höschl. Simulation of Photoelectric Transport in High-Resistivity CdTe for X-Ray Detectors. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 54(issue 4):864–867, 2007. ISSN 0018-9499. URL: <http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=4291728>.

- [10] M. Prokesch, D. S. Bale, a C. Szeles. Fast High-Flux Response of CdZn-Te X-Ray Detectors by Optical Manipulation of Deep Level Defect Occupations. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 57(issue 4):2397–2399, 2010. URL: <http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=5475317>.
- [11] A. L. Washington, L. C. Teague, M. C. Duff, A. Burger, M. Groza, a V. Buliga. Wavelength dependence on the space charge collection in Cd-ZnTe detectors. *Journal of Applied Physics*, vol. 111(issue 11):113715–, 2012. URL: <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/111/11/10.1063/1.4725493>.
- [12] G. Sato, T. Fukuyama, S. Watanabe, H. Ikeda, M. Ohta, S. Ishikawa, T. Takahashi, H. Shiraki, a R. Ohno. Study of polarization phenomena in Schottky CdTe diodes using infrared light illumination. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 652(issue 1):149–152, 2011. URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168900211002610>.
- [13] J. Franc, V. Dědič, J. Zázvorka, M. Hakl, R. Grill, a P. J. Sellin. Flux-dependent electric field changes in semi-insulating CdZnTe. *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 46(issue 23):235306–, 2013-06-13. URL: <http://stacks.iop.org/0022-3727/46/i=23/a=235306?key=crossref.39e660462de02cc0a00abce9fda157c1>.
- [14] K. Hecht. Zum Mechanismus des lichtelektrischen Primrstromes in isolierenden Kristallen. *Zeitschrift fr Physik*, vol. 77(3-4):235–245, 1932.
- [15] Z. He. Review of the Shockley–Ramo theorem and its application in semiconductor gamma-ray detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 463(1-2):250–267, 2001.
- [16] S. Uxa, R. Grill, a E. Belas. Evaluation of the mobility-lifetime product in CdTe and CdZnTe detectors by the transient-current technique. *Journal of Applied Physics*, vol. 114(issue 9):094511–, 2013. URL: <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/114/9/10.1063/1.4819891>.
- [17] R. Matz a M. Weidner. Charge collection efficiency and space charge formation in CdTe gamma and X-ray detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 406(issue 2):287–298, 1998.
- [18] A. Cola a I. Farella. The polarization mechanism in CdTe Schottky detectors. *Applied Physics Letters*, vol. 94(issue 10):102113–, 2009. URL: <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/94/10/10.1063/1.3099051>.
- [19] H.Frank. *Fyzika a technika polovodičů*. SNTL, 1990.
- [20] A.I.Anselm. *Úvod do teorie polovodičů*. Academia, 1967.

- [21] B.E.A.Saleh a M.C.Teich. *Základy fotoniky, svazek 3*. Matfyzpress, 1995. ISBN 80-85863-05-7.
- [22] J.Franc a P.Höschl. *Fyzika polovodičů pro optoelektroniku I, elektronické skriptum*. 2007. poslední úprava dne 11. ledna 2007. URL: <http://semiconductors.mff.cuni.cz/files/courses/Francskriptum.pdf>.
- [23] B.E.A.Saleh a M.C.Teich. *Základy fotoniky, svazek 2*. Matfyzpress, 1994. ISBN 80-85863-02-2.
- [24] B.E.A.Saleh a M.C.Teich. *Základy fotoniky, svazek 4*. Matfyzpress, 1996. ISBN 80-85863-00-6.
- [25] V. Dědič. *Influence of Deep Levels on Charge Transport in CdTe and Cd-ZnTe*. Doctoral thesis, Institute of Physics of Charles University, Prague, 2014. URL: http://fu.mff.cuni.cz/semicond/media/thesis/Dedic_phd14.pdf.
- [26] R. Triboulet a P. Siffert. *CdTe and Related Compounds*. Elsevier, Amsterdam, 1.vyd. edition, 2010. ISBN 978-0-08-096513-0.
- [27] P. Horodyský. *Optical properties of CdZnTe*. Doctoral thesis, Institute of Physics of Charles University, Prague, 2006. URL: <http://fu.mff.cuni.cz/semicond/media/thesis/Horodysky-dis06.pdf>.
- [28] Christian-Albrechts-University of Kiel. http://www.tf.uni-kiel.de/matwis/amat/semi_en/kap_5/backbone/r5_1_4.html.
- [29] P.J. Sellin, A.W. Davies, A. Lohstroh, M.E. Ozsan, a J. Parkin. Drift mobility and mobility-lifetime products in CdTe. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 52(issue 6):3074–3078, 2005. URL: <http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=1589323>.
- [30] P. Hldek, J. Bok, J. Franc, a R. Grill. Refractive index of CdTe: Spectral and temperature dependence. *Journal of Applied Physics*, vol. 90(issue 3):1672–1674, 2001. URL: <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/90/3/10.1063/1.1385351>.
- [31] V Dědič, J Franc, P J Sellin, R Grill, a V Perumal. Study on electric field in Au/CdZnTe/In detectors under high fluxes of X-ray and laser irradiation. *Journal of Instrumentation*, vol. 7(issue 02):P02011–P02011, 2012-02-01. URL: <http://stacks.iop.org/1748-0221/7/i=02/a=P02011?key=crossref.e50527b3c78379dcc5283231f6daa0c1>.
- [32] A. Castaldini, A. Cavallini, B. Fraboni, P. Fernandez, a J. Piqueras. Deep energy levels in CdTe and CdZnTe. *Journal of Applied Physics*, vol. 83(issue 4):2121–, 1998. URL: <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/83/4/10.1063/1.366946>.
- [33] K. H. Kim, J. H. Choi, A. E. Bolotnikov, G. S. Camarda, A. Hossain, G. Yang, Y. Cui, a R. B. James. New insight into the 1.1-eV trap level in CdTe-based semiconductor. *Journal of the Korean Physical Society*, vol. 62(issue 4):623–627, 2013. URL: <http://link.springer.com/10.3938/jkps.62.623>.

Seznam obrázků

1.1	Průběh elektrického pole bez polarizace a s polarizací.	6
2.1	Pohyb nosičů v homogenním elektrickém poli. [22]	10
2.2	Pásový model rekombinace s hlubokými rekombinačními centry. .	11
2.3	Pásové schéma kovu a polovodiče typu N před spojením. [22] . . .	12
2.4	Pásové schéma kovu a polovodiče typu N po spojení. [22]	13
2.5	Indexový elipsoid.	14
2.6	Schéma modulátoru intenzity založeném na transversálním Pockelsově jevu.	16
2.7	Generace nosičů při absorpci záření.	18
3.1	Sfaleritová krytalová struktura.[26]	19
3.2	Závislost transmitance CdTe na energii dopadajícího záření.[27] .	19
3.3	Průběh absorpčního koeficientu CdTe v závislosti na energii dopadajícího záření.[27]	20
3.4	Zakázaný pás v závislosti na mřížkové konstantě.[28]	20
3.5	Rozměry vzorku CdTe:Cl.	21
3.6	Pásové schéma struktury Pt/CdTe/Pt.	22
3.7	Voltampérová charakteristika struktury Pt/CdTe/Pt.	22
3.8	Rozměry vzorku CdZnTe.	23
3.9	Pásové schéma struktury In/CdZnTe/Au.	23
3.10	Voltampérová charakteristika struktury In/CdZnTe/Au.	24
3.11	Propustnost vzorku CdZnTe v závislosti na energii dopadajícího záření	25
3.12	Aproximace průběhu absorpčního koeficientu $Cd_{0,9}Zn_{0,1}Te$ v závislosti na energii dopadajícího záření.	25
4.1	Schéma měřící aparatury: (a) pro měření ustálených stavů (b) pro měření dynamiky procesů.	26
4.2	Doba odezvy lavinové diody.	27
4.3	Linearita InGaAs lavinové fotodiody měřená za pomoci Ge měřky s chybou 3%.	27
5.1	Schéma aparatury při měření s RTG a LED 910 nm.	28
5.2	Průběh el. pole v detektoru při ozáření RTG.	29
5.3	Spektra použitých LED diod, změřena spektroskopem HR4000 (Ocean Optics) a FTIR spektroskopem Brucker.	29
5.4	Průběh el. pole v detektoru při ozáření LED diodou 910 nm. . . .	30
5.5	Elektrický proud tekoucí vzorkem po ozáření RTG nebo LED 910 nm.	30
5.6	Aparatura pro měření závislosti depolarizace na energii dopadajících fotonů.	31
5.7	Průběh elektrického pole ve vzorku po ozáření LED 910nm a monochromátorem.	32
5.8	Spektrální závislost depolarizace na vlnové délce dopadajících fotonů	33
5.9	Schéma depolarizace nadgapovým a podgapovým světlem.	34

5.10	Profil elektrického pole ve vzorku po kontinuálním ozáření LED diodou na vlnové délce 910 nm a 640 nm.	35
5.11	Elektrický proud tekoucí detektorem při kontinuálním ozáření LED diodami na vlnových délkách 910 nm a 640 nm.	36
5.12	Závislost depolarizace el. pole a proudu v čase při periodickém ozáření LED diodou 640 nm.	37
5.13	Detail časové závislosti proudu tekoucího vzorkem po vypnutí depolarizační LED diody 640 nm.	38
5.14	Časová závislost rel. el. pole pod katodou detektorem při frekvenci 100 Hz depolarizačního osvětlení v závislosti na šířce obdélníkového pulzu svícení.	38
5.15	Časová závislost el. proudu tekoucího detektorem při frekvenci 100 Hz depolarizačního osvětlení v závislosti na šířce obdélníkového pulzu svícení.	39
5.16	Časová závislost elektrického pole pod katodou po vypnutí depolarizačního světla (LED diody 640nm), polarizační LED dioda 910 nm svítí kontinuálně. Jako parametr je volena teplota.	39
5.17	Průběh el. pole po ozáření detektoru RTG svazkem a následné depolarizaci LED diodou 1200 nm.	40
5.18	Průběh el pole po ozáření detektoru LED diodou 940 nm a následné depolarizaci LED diodou 1200 nm.	41
5.19	Závislost rel. el. pole pod katodou detektoru a tekoucího proudu detektorem na frekvenci depolarizačního osvětlení LED diody 1200 nm.	42
5.20	Časová závislost rel. el. pole pod katodou detektoru a tekoucího proudu detektorem při frekvenci 100 Hz LED 1200 nm.	43
5.21	Průběh el. pole v detektoru po skenování monochromátorem.	44
5.22	Průběh el. pole v detektoru po ozáření LED diodou 640 nm a skenování monochromátorem.	45
5.23	Průběh el. pole v detektoru po ozáření LED diodami 640 nm a 910 nm a skenování monochromátorem.	45
5.24	Profil el. pole pod katodou v závislosti na dopadající vlnové délce světla z monochromátoru s a bez dalšího osvětlení LED diodou 640 nm.	46
5.25	Profil el. pole pod katodou v závislosti na dopadající vlnové délce světla z monochromátoru při ozáření LED diodou 910 nm s a bez dalšího osvětlení LED diodou 640 nm.	47
5.26	Schéma energetických hladin a procesů zúčastněných během polarizace a optické depolarizace.	48
5.27	Průběh elektrického pole získaný z kamery a jeho parabolický fit.	49
5.28	Průběh vnitřního elektrického pole v detektoru CdTe po přivedení napětí 300 V.	49
5.29	Časový vývoj elektrického pole v detektoru CdTe po přivedení napětí 300 V.	50
5.30	Průběh hustoty náboje ve vzorku po přivedení napětí.	50
5.31	Časový vývoj elektrického proudu v detektoru CdTe po přivedení napětí 300 V.	51
5.32	Průběh vnitřního elektrického pole v detektoru CdTe po ozáření laserem na vlnové délce 880 nm přes katodovou stranu detektoru.	51

5.33	Časový vývoj elektrického pole v detektoru CdTe po ozáření laserem na vlnové délce 880 nm přes katodovou stranu detektoru. . .	52
5.34	Průběh hustoty náboje ve vzorku po ozáření polarizačním laserem.	52
5.35	Průběh vnitřního elektrického pole v detektoru CdTe po vypnutí ozáření laserem na vlnové délce 880 nm.	53
5.36	Časový vývoj elektrického pole v detektoru CdTe po vypnutí ozáření laserem na vlnové délce 880 nm.	53
5.37	Časový vývoj proudu tekoucího detektorem CdTe po ozáření laserem na vlnové délce 880 nm přes katodovou stranu detektoru. . .	54
5.38	Průběh el. pole v detektoru CdTe po zapnutí depolarizační LED diody 640 nm při zpolarizovaném stavu.	55
5.39	Časový průběh el. pole v detektoru CdTe po zapnutí depolarizační LED diody 640 nm při zpolarizovaném stavu.	55
5.40	Průběh hustoty náboje ve vzorku po zapnutí depolarizačního světla.	56
5.41	Průběh el. pole v detektoru CdTe po vypnutí depolarizační LED diody 640 nm při kontinuálním svícení polarizačního světla.	56
5.42	Časový vývoj el. pole v detektoru CdTe po vypnutí depolarizační LED 640 nm.	57
5.43	Časový vývoj elektrického proudu tekoucího detektorem CdTe po ozáření LED diodou na vlnové délce 640 nm při stálém osvětlování laserem.	57
5.44	Průběh vnitřního elektrického pole při ozáření LED diodou 640 nm s opakovací frekvencí 50 Hz. Polarizační LED dioda 910 nm osvětluje vzorek kontinuálně.	58
5.45	Časový vývoj elektrického pole ve vzdálenosti 0.05 mm a 0.95 mm od anody při periodickém osvětlování depolarizační diodou 640 nm na frekvenci 50 Hz.	58
5.46	Elektrický proud tekoucí vzorkem při osvětlení LED diodou 640 nm na opakovací frekvenci 50 Hz.	59

Seznam tabulek

2.1	Indexy I nahrazující dvojice indexů (i, j)	15
2.2	Pockelsovy koeficienty se symetrií materiálu CdTe	15
3.1	Shrnutí vlastností vzorku CdTe:Cl	21
3.2	Shrnutí vlastností vzorku Cd _{0,9} Zn _{0,1} Te	24
6.1	Porovnání časových konstant na zapnutí a vypnutí depolarizační LED diody na vlnové délce 640 nm v pulzním režimu	60

Seznam symbolů a zkratek

Řecké symboly

α	absorpční koeficient
α_p	konstanta
χ	elektronová afinita (práce potřebná k přenesení elektronu na hladinu vakua E_{vac})
$\vec{\mathcal{E}}$	intenzita elektrického pole
ε	permitivita
ε_0	permitivita vakua
ε	tenzor permitivity
η	tenzor elektrické impertivity
ϕ	elektrochemický potenciál
γ	konstanta udávající objem zachycených nosičů na centru za jednotku času
Γ	fázové zpoždění
λ_0	vlnová délka
μ_n	pohyblivost elektronů
μ	pohyblivost
μ_p	pohyblivost děr
ν	frekvence
ϕ_B	potenciálová bariéra
Φ_{Au}	výstupní práce ze zlata
Φ_{CdTe}	výstupní práce z CdTe
Φ_{CdZnTe}	výstupní práce z CdZnTe
Φ_{In}	výstupní práce z india
Φ_{Pt}	výstupní práce z platiny
π	Ludolfovo číslo
ϕ_K	difuzní potenciál
ϕ_M	výstupní práce elektronu z kovu

ϕ_S	výstupní práce elektronu z polovodiče
ϱ	hustota materiálu
ρ	hustota prostorového náboje
σ	účinný záchytný průřez centra
τ	tenzor Pockelsových koeficientů
τ	doba života nosičů
τ_n	doba života elektronů
τ_p	doba života děr
ξ	tenzor Kerrových koeficientů

Latinské symboly

a	mřížková konstanta
\vec{D}	elektrická indukce
d	vzdálenost mezi elektrodami
E_c	energie vodivostního pásu
e	elementární náboj
E	energie
E_f	Fermiho energie
E_g	energetická šířka zakázaného pásu
E_t	energie hladiny t
E_{vac}	energetická hladina vakua
E_v	energie valenčního pásu
\vec{F}	síla
G	generace
g_j	stupeň degenerace j -tého stavu
h	Planckova konstanta
$I(x, z)$	intenzita prošlá při zkřížených polarizátorech
I	intenzita
$I_0(x, z)$	intenzita prošlá při paralelních polarizátorech
\vec{j}_e	proudová hustota elektronů

\vec{J}	Jonesův vektor
k_b	Boltzmanova konstanta
k_0	vlnový vektor
l	délka
L	optická délka
m_e^*	efektivní hmotnost elektronu
\mathbf{M}	Jonesova matice
m_p^*	efektivní hmotnost díry
N_A	koncentrace akceptorů
N_c	efektivní hustota stavů ve vodivostním pásu
N_D	koncentrace donorů
n	index lomu
n	koncentrace elektronů ve vodivostním pásu
N_t	koncentrace center v zakázaném pásu
n_t	koncentrace elektronů na hladině E_t
N_v	efektivní hustota stavů ve valenčním pásu
p_e	hybnost elektronu
p	koncentrace elektronů ve vodivostním pásu
Q_0	celkový vytvořený náboj
Q	náboj
r_{41}	Pockelsův koeficient materiálu se symetrií CdTe
T	absolutní teplota
t_d	doba driftu nosičů
T	propustnost
U	napětí
v	termická rychlost
w	celková energie
x	prostorová souřadnice
Z	atomové číslo

Zkratky

Au	zlato
<i>CCE</i>	účinnost sběru náboje
In	Indium
LED	elektroluminiscenční dioda
např.	například
Obr.	Obrázek
OPN	oblast prostorového náboje
Pt	Platina
resp.	respektive
RTG	rentgenové záření
tzv.	takzvaný