Univerzita Karlova v Praze Matematicko-fyzikální fakulta

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE



Martin Rejhon

Elektrooptický Pockelsův jev v detektorech Rentgenova záření

Fyzikální ústav UK

Vedoucí bakalářské práce: prof. Ing. Jan Franc, DrSc. Studijní program: Fyzika Studijní obor: Aplikovaná fyzika

Praha 2013

Na tomto místě chci poděkovat panu prof. Ing. Janu Francovi, DrSc. za pomoc při interpretaci získaných výsledků. Dále za jeho cenné rady a připomínky při psaní této bakalářské práce.

Zároveň bych chtěl poděkovat Mgr. Jakubu Zázvorkovi a Mgr. Václavu Dědičovi za vysvětlení experimentální metody a všestrannou pomoc při zpracování této práce.

Prohlašuji, že jsem tuto bakalářskou 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: Elektrooptický Pockelsův jev v detektorech Rentgenova záření

Autor: Martin Rejhon

Katedra: Fyzikální ústav UK

Vedoucí bakalářské práce: prof. Ing. Jan Franc, DrSc., Fyzikální ústav UK

Abstrakt: V této práci jsme doplnili aparaturu pro měření Pockelsova jevu o regulátor teploty, který byl tvořen integrovaným obvodem a Peltierovým článkem. Dále byl proměřen průběh elektrického pole ve vzorku vysokoodporového CdTe, vhodného na detektor vysokoenergetického záření, v závislosti na přiloženém napětí a teplotě vzorku. Také bylo kvalitativně určeno rozložení náboje ve vzorku v závislosti na čase po přivedení napětí a teplotě. Nakonec byly určeny aktivační energie hlubokých hladin, které jsou odpovědné za polarizaci.

Klíčová slova: elektrooptický jev, Pockelsův jev, elektrické pole

Title: Electrooptic Pockels effect in X-ray radiation detectors

Author: Martin Rejhon

Department: Fyzikální ústav UK

Supervisor: prof. Ing. Jan Franc, DrSc., Fyzikální ústav UK

Abstract: In this work, we have added a temperature controller to an apparatus for measuring Pockels effect, which comprises of an integrated circuit and a Peltier element. Then the course of the electric field was measured in the sample of high resistance CdTe, a suitable detector on the high-energy radiation, depending on the voltage and temperature of the sample. Also the charge distribution in the sample was determined depending on time after the voltage and sample's temperature were reached. Finally, the activation energies of deep levels were determined, which are responsible for the polarization.

Keywords: electrooptic effect, Pockels effect, electric field

Obsah

Ú	vod		2	
1	Teo	rie	3	
	1.1	Teorie polovodičů	3	
	1.2	Fermi-Diracova statistika	3	
	1.3	Příměsový polovodič	4	
	1.4	Pohyb nosičů proudu v homogenním polovodiči	5	
	1.5	Schockleyův-Readův model	5	
	1.6	Kontakt kov-polovodič	7	
	1.7	Optika anizotropního prostředí	8	
	1.8	Pockelsův jev	9	
	1.9	Modulátor intenzity	10	
2	\mathbf{Exp}	eriment	12	
	2.1	Měřící aparatura	12	
	2.2	Vzorek CdTe	13	
	2.3	Vyhodnocení měření	14	
3	Výs	ledky	20	
	3.1	B5	21	
	3.2	B1	28	
4	\mathbf{Disl}	xuse	35	
Zá	věr		38	
\mathbf{Se}	znan	n použité literatury	39	
Se	Seznam tabulek			
Se	Seznam obrázků			

$\mathbf{\hat{U}}\mathbf{vod}$

Elektrooptický Pockelsův jev se používá jako metoda pro studium profilu elektrického pole ve vzorku. Využitím této metody můžeme měřit časové závislosti polarizace vzorku na přivedeném napětí a teplotní závislosti polarizace. Pomocí těchto dvou závislostí lze určit energie hlubokých hladin nacházejících se ve zkoumaném krystalu [1], které jsou odpovědné za polarizaci a negativně ovlivňují sběr náboje. Hluboké hladiny se nacházejí uvnitř zakázaného pásu, kde působí jako rekombinační a pasťová centra pro nosiče náboje.

Rozhraní kov-polovodič také ovlivňuje průběh elektrického pole, neboť při významnějším zahnutí pásu vniká Schottkyho kontakt a v jeho blízkosti se vytváří lokalizovaný prostorový náboj.

V této bakalářské práci bylo cílem doplnit aparaturu pro měření Pockelsova jevu na Fyzikálním ústavu UK o termoelektrický chladič a regulátor teploty. Dalším cílem bylo stanovit energie hlubokých hladin zodpovědných za časovou změnu elektrického pole (polarizaci) v detektorech Rentgenova a gama záření na bázi CdTe.

1. Teorie

1.1 Teorie polovodičů

Z řešení Schrödigerovy rovnice s periodickým potenciálem, který má stejnou periodicitu a symetrii jako krystal [2], plyne že se v pevné látce nachází mnoho elektronových stavů uspořádaných do energetických pásů. Jako důsledek tohoto periodického potenciálu je periodičnost energetického spektra $E(\vec{k})$ v prostoru vlnového vektoru \vec{k} s periodou vektoru reciproké mřížky a složení stupnice energie z pásů dovolených a zakázaných energií.

Polovodič je taková pevná látka, která má mezi posledním plně zaplněným pásem za absolutní nuly (tzv. valenční pás E_v) a prvním neobsazeným elektronovým pásem (tzv.vodivostní pás E_c) pás, ve kterém se nemohou nacházet žádné elektronové stavy (tzv. zakázaný pás E_g) a tento zakázaný pás má podle obvyklé klasifikace šířku od 0,1 do 3 eV [2].

1.2 Fermi-Diracova statistika

Pravděpodobnost, že hladina s energi
íEbude obsazena elektronem, lze vyjádřit Fermi-Diracovou rozdělovací funkcí

$$f(E)_n = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{k_b T}\right)} \tag{1.1}$$

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 $f_E = \frac{1}{2}$. Hlavní vlastnost Fermiho energie je, že v celém polovodiči za termodynamické rovnováhy je konstantní.

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

$$f(E)_p = 1 - f(E)_n = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_F - E}{k_b T}\right)}.$$
 (1.2)

Je-li energie elektronu vzdálená od Fermiho energie o více než $3k_bT$ můžeme v rovnici 1.1 zanedbat 1 a dostáváme Maxwell-Boltzmannovu rozdělovací funkci

$$f(E) = \exp\left(-\frac{E - E_F}{k_b T}\right).$$
(1.3)

Pro koncentraci elektronu ve valenčním pásu potom platí vztah

$$n = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_F}{k_b T}\right) \tag{1.4}$$

kde N_c je efektivní hustota stavů ve vodivostním pásu

$$N_c = 2\left(\frac{2\pi m_n^* k_b T}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}}.$$
 (1.5)

Pro koncentraci děr ve valenčním pásu platí obdobný vztah

$$p = N_v \exp\left(-\frac{E_F - E_v}{k_b T}\right) \tag{1.6}$$

kde N_v je efektivní hustota stavů ve valenčním pásu

$$N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* k_b T}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}}.$$
 (1.7)

 m_n^\ast je efektivní hmotnost elektronu a analogicky
 m_p^\ast je efektivní hmotnost díry a h je Planckova konstanta.

1.3 Příměsový polovodič

Příměsový polovodič vznikne zabudováním elektricky aktivních atomů do vlastního polovodiče. Dotováním donory vzniká polovodič typu N a u tohoto typu je větší koncentrace elektronů než děr. Naopak přidáním akceptorů vzniká typ P a převládá koncentrace děr.

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

$$f(E_j) = \left[\frac{1}{g_j} \exp\left(\frac{E_j - E_F}{k_b T}\right) + 1\right]^{-1}$$
(1.8)

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

Pro příměsový polovodič musí platit podmínka elektrické neutrality ve tvaru

$$n + N_A^- = p + N_D^+ \tag{1.9}$$

kde N_A^- je hustota ionizovaných akceptorů
a N_D^+ je hustota ionizovaných donorů. Potom platí následující vztahy

$$N_A^- = \frac{N_A}{4\exp\left(\frac{E_A - E_F}{k_b T}\right) + 1} \tag{1.10}$$

$$N_D^+ = \frac{N_D}{2\exp\left(\frac{E_F - E_D}{k_b T}\right) + 1} \tag{1.11}$$

kde N_A resp. N_D je celková koncentrace akceptorů resp. donorů.

Porovnáním těchto koncentrací zjistíme o který polovodič se jedná

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

1.4 Pohyb nosičů proudu v homogenním polovodiči

Intenzita elektrického pole \vec{E} je definována jako záporný gradient potenciálu

$$\vec{E} = -\bigtriangledown \phi \tag{1.12}$$

a potom síla působící na elektron je

$$\vec{F} = -e\vec{E} \tag{1.13}$$

kdee je elementární náboj. Pro celkovou energii elektronu, která je dána součtem kinetické a potenciální energie platí

$$w = \frac{p^2}{2m} - eU \tag{1.14}$$

kde potenciál je určen až na libovolnou aditivní konstantu.

Vlivem působící síly se tedy volné nosiče pohybují k místům s menší potenciální energií, tedy elektrony k anodě a díry ke katodě.

Po přiložení napětí U na homogenní polovodič o délce l se vytvoří homogenní elektrické pole E = U/l. Na obrázku 1.1 je zakreslen průběh energie jako funkce vzdálenosti v pásovém modelu. Jelikož je směr elektrického pole od plus k mínus, proto směr síly působící na elektrony je opačný než směr \vec{E} .

Místní rozdíl E_F na koncích polovodiče odpovídá přiloženému napětí, tedy

I

$$E_F = eU \tag{1.15}$$



Obrázek 1.1: Pohyb nosičů v homogenním elektrickém poli [3]

1.5 Schockleyův-Readův model

Na obrázku 1.2 je znázorněno šest generačních a rekombinačních procesů, které mohou probíhat v materiálu obsahujícím hluboké hladiny. Zaprvé může nastat mezipásová generace nebo rekombinace na obrázku číslo 1 pro generaci a číslo 6 pro rekombinaci. Dále pro elektron resp. díru může docházet k zachycení na centru (číslo 2 resp. 3) a k uvolnění elektronu resp. díry z centra (číslo 4 resp. 5).



Obrázek 1.2: Pásový model rekombinace s hlubokými rekombinačními centry 1-vnější generace, 2-záchyt elektronu na centru, 3-záchyt díry na centru, 4uvolňování elektronu z centra, 5-uvolňování díry z centra, 6-mezipásová rekombinace [3]

V termodynamické rovnováze platí pro koncentraci elektronů ve vodivostním pásu rovnice 1.1, pro koncentraci děr ve valenčním pásu rovnice 1.2 a pro koncentraci elektronů na hladině E_t platí následující vztah

$$n_t = \frac{N_t}{\exp\left(\frac{E_t - E_F}{k_b T}\right) + 1} \tag{1.16}$$

kde musíme používat Fermi-Dirackovu statistiku, protože se nacházíme v blízkosti Fermiho energie a kde N_t je koncentrace center.

Pro změny koncentrací platí tyto rovnice [3]

$$\frac{dn}{dt} = G + \gamma_n n_t n_1 - \gamma_n (N_t - n_t) n \tag{1.17}$$

$$\frac{dp}{dt} = G + \gamma_p (N_t - n_t) p_1 - \gamma_p n_t p \tag{1.18}$$

$$\frac{dn_t}{dt} = \gamma_n (N_t - n_t) n_1 - \gamma_n n_t n_1 + \gamma_p (N_t - n_t) p_1 - \gamma_p n_t p$$
(1.19)

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

$$\gamma_n = \sigma_n v_n; \quad \gamma_p = \sigma_p v_p \tag{1.20}$$

kde σ je účinný záchytný průřez center
av 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.

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

$$\tau_n = \frac{1}{N_t \gamma_n} \tag{1.21}$$

a pro dobu života díry τ_p platí obdobný vztah

$$\tau_p = \frac{1}{N_t \gamma_p}.\tag{1.22}$$

1.6 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, která je tvořena nepohyblivým prostorovým nábojem a tedy má podobné vlastnosti jako PN přechod.

Je nutné zavést tyto veličiny pro popis této teorie [3]

- 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

Tuto teorii vysvětlíme na kontaktu kovu s polovodičem typu N. Na obrázku 1.3 je vidět pásové schéma kovu a polovodiče před spojením, vidíme že se jedná o případ kdy výstupní práce kovu ϕ_M je větší než výstupní práce z polovodiče ϕ_S .



Obrázek 1.3: Pásové schéma kovu a polovodiče typu N před spojením. [3]

Po kontaktu těchto dvou struktur dojde k vyrovnání Fermiho hladiny a pod povrchem vznikne oblast prostorového náboje (OPN), která je tvořena v tomto případě ionizovanými donory jak je znázorněno na obrázku 1.4. 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 definujeme energetickou bariéru z polovodiče do kovu ΔE_{SM} , která je definovaná jako energetický rozdíl mezi nejnižší a nejvyšší hodnotou vodivostního pásu E_C .



Obrázek 1.4: Pásové schéma kovu a polovodiče typu N po spojení. [3]

Při vzniku kontaktu kov polovodič tedy elektrony tečou z polovodiče do kovu a jedná se o Schottkyho kontakt. Pokud by výstupní práce z kovu byla menší než výstupní práce z polovodiče, tak by elektrony z kovu přetékaly do polovodiče a vytvořily by vrstvu elektronů a proto by nevznikala žádná bariéra a šlo by o ohmický kontakt.

Pro kontakt kovu s polovodičem typu P se definuje energetická bariéra z kovu do polovodiče jako rozdíl mezi Fermiho hladinou a nejnižší hodnotou valenčního pásu E_v v polovodiči a energetická bariéra z polovodiče do kovu se definuje jako rozdíl mezi nejnižší a nejvyšší hodnotou valenčního pásu. Potom tedy vzniká Schottkyho kontakt když je výstupní práce z kovu menší než výstupní práce z polovodiče a pro druhý případ se jedná o ohmický kontakt.

1.7 Optika anizotropního prostředí

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

$$D_i = \sum_i \epsilon_{ij} E_j \quad ; \quad i, j = 1, 2, 3$$
 (1.23)

kde $\pmb{\epsilon}$ je symetrický tenzor permitivity, který charakterizuje dielektrické vlastnosti prostředí.

Vztah 1.23 můžeme přepsat v inverzním tvaru

$$\vec{E} = \boldsymbol{\epsilon}^{-1} \vec{D} \tag{1.24}$$

kde ϵ^{-1} je inverzní tenzor k tenzoru permitivity. Definováním tenzoru elektrické impertivity η [4] vztahem

$$\boldsymbol{\eta} = \epsilon_0 \boldsymbol{\epsilon}^{-1} \tag{1.25}$$

kde ϵ_0 je permitivita vakua, přejde vztah 1.24 do tvaru

$$\epsilon_0 \vec{E} = \eta \vec{D}. \tag{1.26}$$

Tenzor elektrické impertivity η má stejné vlastnosti jako tenzor permitivity ϵ , je symetrický a má stejné hlavní osy jako tenzor permitivity. Hlavní osy jsou definovány jako osy soustavy souřadné, pro kterou vymizí nediagonální členy tenzoru elektrické impertivity. Potom tedy v hlavní soustavě souřadnic je η diagonální s hodnotami

$$\eta_i = \frac{\epsilon_0}{\epsilon_i} = \frac{1}{n_i^2} \quad ; \quad i = 1, 2, 3$$
(1.27)

kde n_i se nazývají hlavní indexy lomu.

Dále můžeme využít geometrické reprezentace symetrického tenzoru η ,

$$\sum_{ij} \eta_{ij} x_i x_j = 1 \tag{1.28}$$

což je kvadratická plocha zvaná indexový elipsoid. V systému hlavních os, dosazením rovnice 1.27 do 1.28, je indexový elipsoid popsaný rovnicí

$$\frac{x_1^2}{n_1^2} + \frac{x_2^2}{n_2^2} + \frac{x_3^2}{n_3^2} = 1.$$
(1.29)

1.8 Pockelsův jev

Jedná se o lineární elektrooptický jev, kde po přiložení elektrického pole \vec{E} ke krystalu dochází ke změně prvků tenzoru elektrické impertivity η a tím i ke změně indexu lomu n. Všech devět složek tenzoru se stává funkcí \vec{E} a můžeme je rozvést do Taylorovy řady kolem $\vec{E} = 0$ [5].

$$\eta_{ij}(\vec{E}) = \eta_{ij}(0) + \sum_{k} \tau_{ijk} E_k + \sum_{kl} \xi_{ijkl} E_k El$$
(1.30)

kde $i, j, k, l = 1, 2, 3, \tau_{ijk} = \frac{\partial \eta_{ij}}{\partial E_k}$ 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 řady zanedbáváme.

Ze symetrie tenzoru elektrické impertivity plyne, že tenzor τ má 18 nezávislých prvků a tenzor $\boldsymbol{\xi}$ jich má 36. Z krystalové symetrie CdTe, která nemá středovou symetrii vyplývá, že můžeme i opomenout třetí člen rozvoje 1.30, protože je zanedbatelný oproti Pockelsovu členu. Dále některé prvky tenzoru τ musí být nulové anebo být závislé na jiných prvcích.

Výhodné je označit indexy (i, j) jedním indexem *I* podle tabulky 1.1[5], potom se tenzor třetího řádu τ nahradí maticí 6x3, která pro krystal se symetrií CdTe je uvedena v tabulce 1.2 [5].

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

Tabulka 1.1: Indexy I nahrazující dvojice indexů (i, j)

(0	0	0)
0	0	0
0	0	0
r_{41}	0	0
0	r_{41}	0
0	0	r_{41}

Tabulka 1.2: Pockelsovy koeficienty τ_{Ik} materiálů symetrie CdTe

1.9 Modulátor intenzity

Modulátor intenzity je optická soustava složená z fázové destičky, která je umístěná mezi dva zkřížené polarizátory a polarizátory jsou orientovány pod úhlem 45° vzhledem k osám destičky. Potom pro propustnost soustavy platí vztah [4]

$$T = \frac{I}{I_0} = \sin^2\left(\frac{\Gamma}{2}\right) \tag{1.31}$$

kde Γ je fázové zpoždění.

Použijeme-li dynamickou fázovou destičku z krystalu CdTe v krystalografické ose (1,1,1), která je založena na transversálním Pockelsově jevu, tak se fázové zpoždění stane funkcí přiloženého elektrického pole. Stane se tak, protože se z původně izotropního krystalu po přiložení elektrického pole stane dvouosý krystal, pro jehož hlavní indexy lomu platí následující vztahy [5]

$$n_1(E) = n - \frac{1}{2}r_{41}n^3E \tag{1.32}$$

$$n_2(E) = n \tag{1.33}$$

Fázové zpoždění je potom dané fázovým rozdílem modů

$$\Gamma = k_0 (n_1(E) - n_2(E)L) = \Gamma_0 - \pi \frac{V}{V_{\pi}}$$
(1.34)

a pod dosazení do rovnice 1.31 vyjde

$$T = \frac{I}{I_0} = \sin^2 \left(\frac{\Gamma_0}{2} - \frac{\pi}{2} \frac{V}{V_{\pi}} \right)$$
(1.35)

kde I je intenzita prošlá systémem zkřížených polarizátorů s přiloženým napětím a I_0 je intenzita prošlá paralelním uspořádáním polarizátorů bez přiloženého napětí. $\Gamma_0 = k_0(n_1 - n_2)L$ je fázový rozdíl modů bez elektrického pole, V je přiložené napětí a V_{π} je půlvlnné napětí, pro které platí vztah

$$V_{\pi} = \frac{d}{L} \frac{\lambda_0}{r_1 n_1^3 - r_2 n_2^3} \tag{1.36}$$

kde L je optická dráha světla na vlnové délce λ_0 a d je výška vzorku. Na obrázku 1.5 je ukázáno schéma takového modulátoru intenzity.



Obrázek 1.5: Schéma modulátoru intenzity založeném na transversálním Pockelsově jevu. [5]

Dosazení rovnic1.36, 1.32a1.33do rovnice1.35získáváme výsledný vztah propustnost

$$T = \frac{I}{I_0} = \sin^2\left(\frac{\pi n^3 r_{41} LE}{2\lambda_0}\right) \tag{1.37}$$

po zavedení substituce

$$\alpha = \frac{\pi n^3 r_{41} L}{2\lambda_0} \tag{1.38}$$

vyjádříme plošné rozdělení elektrického pol
eE(x,y)v závislosti na rozložení intenzity prošlého světla

$$E(x,y) = \frac{\arcsin\sqrt{\frac{I(x,y)}{I_0(x,y)}}}{\alpha}$$
(1.39)

2. Experiment

2.1 Měřící aparatura

Aparaturu pro měření Pockelsova jevu jsme sestavili podle obrázku 2.1. Jako zdroj světla jsme používali žárovku. Následovala soustava čoček, která kolimovala světelný svazek ze žárovky, který dále procházel úzkopásmovým filtrem propouštějícím vlnovou délku 980 nm s pološířkou přibližně 10 nm. Poté tento světelný svazek procházel prvním otočným polarizátorem, který vytvářel lineární polarizaci, dopadal na vzorek, kterým procházel a následoval druhý otočný polarizátor. Nakonec dopadal na CCD kameru z InGaAs, která detekovala prošlé záření.



Obrázek 2.1: Schéma aparatury pro měření Pockelsova jevu.

Tuto aparaturu jsme v rámci bakalářské práce doplnili regulátorem teploty Eurotherm, který pomocí Peltierova článku chladil nebo ohříval spodní stranu vzorku a zároveň platinovým odporem (Pt100) měřil teplotu spodní strany (viz. Obr. 2.2). Peltierův článek byl pomocí tenké vrstvy teplovodivé pasty spojen s měděnou tenkou destičkou, na které byl vzoreček a platinový odpor také spojen teplovodivou pastou. Tento regulátor měl v sobě zabudovaný integrovaný obvod, který porovnával nastavenou hodnotu teploty s teplotou na vzorku a podle toho vyhodnocoval kolik proudu má dodávat Peltierovu článku. Peltierův článek měl rozměry ploch 4,1cm x 4,1cm. Touto konfigurací regulátoru teploty jsme se mohli pohybovat v rozmezí od 285 K do 330 K.



Obrázek 2.2: Schématické zapojení regulátoru teploty

Peltierův článek chladil nebo ohříval pouze spodní plochu vzorku, jelikož byl zbytek vzorku obklopen vzduchem při pokojové teplotě, vznikal ve vzorku gradient teploty. Protože jsme časové závislosti vyhodnocovali z bodu pod katodou, která se nacházela na vrchní straně vzorku, změřili jsme závislost teploty horní plochy T_{top} na nastavené teplotě spodní plochy T (viz. Obr. 2.3). Teplotu horní plochy vzorku jsme měřili také platinovým odporem (Pt100). Fitováním této závislosti jsme stanovili kalibrační rovnici

$$T_{top} = 0,92 * T + 22,72 \tag{2.1}$$



Obrázek 2.3: Závislost teploty horní plochy T_{top} na teplotě spodní plochy T

Dále jsme na obrázku 2.4 vynesli graf závislosti rozdílu teplot $T_{top} - T$ na T, kde je vidět o kolik se přibližně liší teplota horní plochy od teploty spodní plošky.

Chybu výsledné teploty odhadujeme na 5%, neboť při vyhodnocení nebereme bod přímo z vrchu a i určení teploty spodní a vrchní plochy je zatíženo nějakou chybou.

2.2 Vzorek CdTe

Telurid kademnatý (CdTe) je polovodič typu II-VI s přímým zakázaným pásem o šířce 1,5 eV při pokojové teplotě (to znamená, že maximum valenčního pásu leží v k-prostoru pod minimem vodivostního pásu), který krystalizuje ve sfaleritové krystalové struktuře (viz. Obr.2.5) s mřížkovou konstantou a = 0,648 nm. Jeho velkou výhodou z hlediska použití jako detektor záření gama jsou 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} . Jeho hustota je



Obrázek 2.4: Závislost rozdílu teplot $T_{top} - T$ na teplotě spodní plochy T

•	B1	B5
tloušťka [mm]	$1,\!8$	$1,\!65$
optická délka [mm]	4,1	$_{3,8}$
katoda	Au	Au
anoda	In	In

Tabulka 2.1: Vlastnosti krystalů

 $\rho = 5,85~{\rm g/cm^3}$ a efektivní hmotnost elektronů (děr) je přibližně 0, $1m_e~(0,6m_e)$. Výstupní práce z polovodiče CdTe je $\phi_{CdTe} \approx 5, 1-5, 3~{\rm eV}$. Hodnota Pockelsova koeficientu pro materiálu CdTe je $r_{41} = 6, 5 \times 10^{-12}~{\rm m/V}[6]$.

Pro naše měření jsme používali krystaly vysoko
odporového CdTe legované Indiem (In) koncentrací 10^{16} cm⁻³, které jsou v
hodné pro detektory rtg a gama záření, s označením B1 a B5 v tabulce 2.1 jsou uved
eny jejich vlastnosti. Vzorky B1 a B5 byly vysoko
odporové s měrným odporem $\varrho \sim 10^9 \ \Omega {\rm cm}$. Krystaly jsme získali z ingotu vyrostlého metodou chlazení v gradientu teploty v laboratořích Fyzikálního ústavu UK. Ingot byl následně rozřezán na jednotlivé krystaly, které se poté chemicky čistily a leštily. Nakonec jsme na ně napařili kontakty z požadovaného materiálu.

2.3 Vyhodnocení měření

Při této metodě jsme vyhodnocovali měření Pockelsova jevu z uložených obrázků rozložení propustnosti vzorkem. Nejdříve jsme pomocí počítačového programu X - Control, který byl určen pro ovládání kamery, nastavili minimální teplotu



Obrázek 2.5: Sfaleritová krystalová struktura.^[7]

kamery pro potlačení šumu. Poté jsme uložili snímek rozložení propustnosti při paralelních polarizátorech bez přiloženého napětí (viz. Obr.2.6) a zaznamenali jsme si integrační dobu, která byla nastavená tak, aby nedocházelo k přetečení pixelů. Tento snímek reprezentoval hodnotu I_0 v rovnici 1.39. Potom jsme uložili snímek s vypnutý Pockelsovým světlem jako pozadí, které jsme poté odčítali od snímku I_0 . Následně jsme polarizátory otočili do zkříženého režimu, kdy polarizátory svíraly pravý úhel, uložili snímek bez přiloženého napětí a zaznamenali jsme integrační dobu. Tento snímek byl pozadí pro sérii obrázků, které v rovnici 1.39 představovaly hodnotu I. Na regulátoru teploty jsme nastavili na jakou teplotu se má ochladit nebo ohřát vzorek. Počkali jsme až byla teplota na vzorku ustálená. Nakonec jsme nastavili čas po který má počítačový program ukládat obrázky rozložení propustnosti do počítače a jaký časový interval má nechávat mezi jednotlivými obrázky (tato volba byla omezena volbou integrační doby) a spustili tento příkaz ukládání. Přitom jsme na vzorek přivedli napětí.

Všechny snímky jsme ukládali ve formátu BMP, to znamená že snímky jsou ukládány po jednotlivých pixelech, které jsou rozlišeny šedou škálou (256 odstínu šedi) [8] s rozlišením 256x320 pixelů.

Z uložených snímků jsme vybrali první snímek takový, na kterém bylo vidět jako na prvním rozložení propustnosti světla vzorkem. Tento snímek tedy byl pořízen v momentě přivedení elektrického napětí na vzorek. Poté jsme vybrali všechny následující snímky a určili jejich čas pořízení od prvně zvoleného. Na obrázcích 2.7-2.9 je ukázáno několik snímků v různých časech po přiložení napětí.

Všechny snímky jsme nahráli do počítačového programu, který jsem v rámci bakalářské práce napsal v prostředí GNU Octave [9]. Na obrázku 2.10 je hlavní okno tohoto programu,kde jsme uvedli integrační doby, hodnotu Pockelsova koeficientu r_{41} , index lomu materiálu n, délku vzorku L, použitou vlnovou délku λ_0 a zadali vybranou oblast na snímku, kterou jsme chtěli vyhodnotit. Poté jsme nahráli snímky při paralelním uspořádání polarizátorů, pozadí pro paralelní uspořádání a pozadí pro zkřížené uspořádání polarizátorů. Následně jsme zvolili příkaz 'Casova zavislost'. Zde tento program pracoval tak, že každý snímek, který byl přítomen ve zvolené složce nahrál do matice, kde jednotlivé prvky matice měly hodnotu šedi přiřazeného pixelu. Poté každou matici ořízl podle vybrané oblasti, zprůměroval hodnoty a použil vzorec 1.39. Nakonec vykreslil graf průběhu



Obrázek 2.6: Snímek rozložení propustnosti vzorku I_0 při paralelních polarizátorech bez přiloženého napětí. Vzorek B5.



Obrázek 2.7: Snímek rozložení propustnosti vzorku při zkřížených polarizátorech v čase $0~{\rm ms}$ od přivedení napětí. Vzorek B5.



Obrázek 2.8: Snímek rozložení propustnosti vzorku při zkřížených polarizátorech v čase 1280 ms od přivedení napětí. Vzorek B5.



Obrázek 2.9: Snímek rozložení propustnosti vzorku při zkřížených polarizátorech v čase 40040 ms od přivedení napětí. Vzorek B5.

elektrického pole ve vzorku v závislosti na tloušťce vzorku (viz. Obr.2.11) a uložil hodnoty do souboru.



Obrázek 2.10: Okno programu pro vyhodnocováni Pockelsova jevu z uložených obrázků

Z tohoto grafu jsme vybrali hodnotu vzdálenosti \mathbf{x} v blízkosti katody a pomocí počítačového programu jsme vykreslili řez tohoto grafu, tedy průběh intenzity prošlého světla v čase v této vybrané vzdálenosti (viz. Obr.2.12) a uložili data do souboru. Tuto závislost můžeme nejlépe aproximovat dvojitou exponencielní funkcí.

$$E(t) = E_0 + A_1 \exp\left(-\frac{t - t_0}{\tau_1}\right) + A_2 \exp\left(-\frac{t - t_0}{\tau_2}\right)$$
(2.2)

Fitováním této závislosti jsme dostali dvě časové konstanty τ_1 a τ_2 . Celé toto měření jsme opakovali pro teploty přibližně od 285 K do 300 K.

Využitím Arrheniova diagramu, daného vztahem

$$\ln(\tau_i T^2) = -\frac{\Delta E}{kT} + \ln\left(\frac{A}{\sigma}\right) \tag{2.3}$$

kde τ_i je časová konstanta, T teplota, σ účinný efektivní průřez a konstanta A je

$$A = \frac{h^3}{4\sqrt{6}m^*\pi^{3/2}k_b^2} \tag{2.4}$$



Obrázek 2.11: Průběh elektrického pole ve vzorku B5 a vyznačený řez.



Obrázek 2.12: Vývoj elektrického pole ve vzdálenosti x. Vzorek B5.

kde h je Planckova konstanta, k_b je Boltzmannova konstanta a m^\ast je efektivní hmotnost, zjistíme energii hlubokých hladin ve vzorku. Hodnota konstanty A je po dosazení

$$A = 9,35E-25 \text{ kg.m.s}^{-1}.\text{k}^{-1}.$$

Chybu hodnoty $\ln(\tau_i T^2)$ jsme určili jako celkovou střední chybu podle vzorce:

$$\varepsilon_{\ln(\tau_i T^2)} = \sqrt{\left(\frac{\partial \ln(\tau_i T^2)}{\partial T}\right)^2} \varepsilon_T^2 + \left(\frac{\partial \ln(\tau_i T^2)}{\partial \tau_i}\right)^2 \varepsilon_{\tau_i}^2 \tag{2.5}$$

3. Výsledky

Na obrázku 3.1 jsme vynesli ustálené elektrické pole ve vzorku B5 pro různá přiložená napětí. Z tohoto grafu je vidět, že pro malá napětí vzniká ve vzorku oblast kde je elektrické pole velmi malé (tzv. mrtvá zóna), která se s rostoucím napětím zužuje. Pro podrobná měření Pockelsova jevu jsme zvolili napětí používaná při detekci gama záření (pro vzorek B5 500 V a pro vzorek B1 600 V).



Obrázek 3.1: Průběh elektrického pole ve vzorku B5 pro různá napětí.

Jedním z hlavních cílů práce bylo stanovit energie hlubokých hladin, na kterých vzniká prostorový náboj při formování elektrického kontaktu detektoru a které jsou tím zodpovědné za polarizaci vzorku.

Pro určení aktivační energie jsme nejdříve hledali oblast ve vzorku, která měla co nejvíce konstantní plochu pod křivkou průběhu elektrického pole ve vzorku jak v čase tak i při různých teplotách, neboť v ideálním případě by tato plocha měla být konstantní (elektrické pole se z důvodu vzniku a přesouvání elektrického náboje ve vzorku v čase a teplotě může lokálně měnit, ale jeho střední hodnota musí odpovídat U/d, kde U je přiložené elektrické napětí a d je tloušťka vzorku). To znamená, že nedochází ke ztrátám signálu např. nerovnoměrným odrazem Pockelsova světla. Hodnotu plochy pod křivkou průběhu pole jsme získávali numerickou integrací v programu Origin 8.5 [10] a vynášeli jí do grafu v závislosti na čase od přivedení elektrického napětí na vzorek.

3.1 B5

Pockelsův jev jsme pro vzorek B5 změřili v rozmezí od 286 K do 316 K s krokem 5 K při napětí 500V. Na obrázku 3.2 je ukázán snímek rozložení propustnosti vzorku B5 při paralelním uspořádání polarizátorů a naznačeno rozdělení oblastí, které jsme označili písmeny \mathbf{A} , \mathbf{B} a \mathbf{C} . Snímek měl rozlišení 256x320 pixelů a tedy rozlišení jednoho pixelu bylo přibližně 0,025x0,025 mm.



Obrázek 3.2: Snímek rozložení propustnost vzorku B5 při paralelním uspořádání a vybrané oblasti.

Vyhodnocením snímků pro tyto oblasti jsme získali data, ze kterých jsme vynesli grafy průběhu elektrického pole ve vzorku při různých teplotách pro jednotlivé oblasti . Na obrázku 3.3 je ukázáno jak vypadá průběh elektrického pole v oblasti **A** při teplotě 286 K a na obrázku 3.4 je vyobrazen tento průběh při teplotě 311 K pro stejnou oblast.

Následně jsme numerickou integrací v programu Origin 8.5 zjitili hodnotu plochy pod křivkou průběhu elektrického pole a vynesli jsme tuto hodnotu v závislosti na čase od přivedení elektrického pole na vzorek. Tyto grafy jsou znázorněny na obrázcích 3.5 - 3.7.

Z těchto tří grafů jsme vybrali oblast C jako tu, která měla nejmenší změnu plochy v čase i v teplotě a rozdělili jsme jí ještě na tři stejné podoblasti, které jsme označili C1, C2 a C3 (obr. 3.8). Znovu jsme vyhodnotili snímky a získali grafy průběhu pole. Integrací těchto závislostí jsme získali grafy závislosti hodnoty integrace průběhu el. pole na čase v těchto podoblastí a vynesli jsme je na obrázcích 3.9 - 3.11.

Podoblast **C3** byla vyhodnocena jako oblast s nejmenší změnou hodnoty integrace průběhu elektrického pole jak v čase tak v teplotě. Dále jsme tedy vyhodnotili časový náběh elektrického pole v této oblasti. Tyto náběhy jsme vyhodnocovali ve vzdálenosti 1,53 mm od anody, tedy 0,12 mm od katody. Tím jsme získali časovou závislost intenzity elektrického pole. Fitováním této závislosti jsme získali dvě časové konstanty (na obrázcích 3.12 a 3.13 je ukázána časová závislost intenzity elektrického pole a fit této závislosti.). Dosazením časových konstant a opravených teplot kalibračním vztahem 2.1 do rovnice 2.3 a následným vykreslením této rovnice jsme získali Arrheniův diagram. Lineárním fitem dat v Arrheniově diagramu (obr. 3.14) jsme získali hodnotu aktivačních energií a příslušné účinné záchytné průřezy.



Obrázek 3.3: Průběh elektrického pole v oblasti ${\bf A}$ při teplotě 286 K. Vzorek B5.



Obrázek 3.4: Průběh elektrického pole v oblasti A při teplotě 311 K. Vzorek B5.



Obrázek 3.5: Závislost hodnoty integrálu průběhu el. pole v čase pro různé teploty. Oblast A. Vzorek B5.



Obrázek 3.6: Závislost hodnoty integrálu průběhu el. pole v čase pro různé teploty. Oblast ${\bf B}.$ Vzorek B5.



Obrázek 3.7: Závislost hodnoty integrálu el. pole v čase pro různé teploty. Oblast C. Vzorek B5.



Obrázek 3.8: Vybráné podoblasti. Vzorek B5.



Obrázek 3.9: Závislost hodnoty integrálu průběhu el. pole v čase pro různé teploty. Podoblast **C1**. Vzorek B5.



Obrázek 3.10: Závislost hodnoty integrálu průběhu el. pole v čase pro různé teploty. Podoblast **C2**. Vzorek B5.



Obrázek 3.11: Závislost hodnoty integrálu průběhu el. pole v čase pro různé teploty. Podoblast **C3**. Vzorek B5.



Obrázek 3.12: Závislost intenzity elektrického pole na čase při teplotě 286 K. Vybraná ze vzdálenosti 0,12 mm od katody z průůběhu el. pole v podoblast **C3**. Vzorek B5.



Obrázek 3.13: Závislost intenzity elektrického pole na čase při teplotě 311 K. Vybraná ze vzdálenosti 0,12 mm od katody z průůběhu el. pole v podoblast C3. Vzorek B5.

Oblast	E [eV]	E [eV]
Α	$0,91\pm0,03$	$0,84\pm0,06$
В	$0,90\pm0,04$	$0,80\pm0,05$
С	$0,91\pm0,04$	$0,85\pm0,06$
C1	$0,92\pm0,04$	$0,84\pm0,07$
C2	$0,90\pm0,03$	$0,78 \pm 0,04$
C3	$0,89\pm0,03$	$0,79 \pm 0,06$

Tabulka 3.1: Aktivační energie. Vzorek B5.

$$E = (0, 89 \pm 0, 03) \text{ eV}; \quad \sigma = 6,50\text{E}-11 \text{ cm}^2$$

 $E = (0,79 \pm 0,06) \text{ eV}; \quad \sigma = 6,23\text{E}-12 \text{ cm}^2$



Obrázek 3.14: Arrheniův diagram pro podoblast C3 a lineární fit. Vzorek B5.

V tabulce 3.1 uvádíme aktivační energie i z jiných oblastí. Z hodnot v tabulce je vidět, že se jednotlivé energie v rámci chyby shodují.

3.2 B1

Pockelsův jev jsme změřili v rozmezí od 285 K do 330 K s krokem 5 K při napětí 600V, avšak vzorek B1 byl poškozen a tudíž nebyl ve velké části propustný jak je vidět na snímku rozložení propustnosti při paralelním uspořádání polarizátorů 3.15. Toto poškození nám bránilo najít oblast s minimální změnou plochy pod

křivkou průběhu elektrického pole, neboť při vyhodnocování průběhu elektrického pole jsme nezískávali signál z blízkosti anody jak lze vidět z obrázků průběhu pole 3.18 - 3.23. Vybrané oblasti jsou na obrázku 3.16 a 3.17. Jednou jsme vybrali co největší oblast a podruhé jsme se snažili najít dvě oblasti, které byly co nejméně poškozené.



Obrázek 3.15: Snímek rozložení propustnosti vzorku B1.



Obrázek 3.16: Vybraná maximální plocha u vzorku B1.

Poškození vzorku nám nebránilo ve vyhodnocení aktivačních energií, neboť signál pod katodou nebyl nikterak ovlivněn. Vyhodnocení časové závislosti intenzity elektrického pole jsme prováděli ve vzdálenosti 1,55 mm od anody tedy 0,25 mm od katody. Na obrázcích 3.24 - 3.26 jsou vykresleny Arrheniovy diagramy pro jednotlivé oblasti a v tabulce 3.2 uvádíme získané aktivační energie.

Nejlepší oblast byla vybraná část **B**, která měla nejlépe viditelný průběh elektrického pole na obrázku 3.22 a 3.23 při srovnání s ostatními oblastmi. V této oblasti není aktivní hluboká hladina o přibližné energii 0.85 jako u ostatních oblastí.

Jeden pixel při tomto měření měl rozlišení přibližně 0,036x0,036 mm.



Obrázek 3.17: Vybrané oblasti u vzorku B1.



Obrázek 3.18: Průběh pole ve vzorku B1 při teplotě 285 K pro vyhodnocení maximální oblasti.

Oblast	E [eV]	E [eV]
Max.	$0,91\pm0,06$	$0,85\pm0,06$
Α	$0,94\pm0,06$	$0,84\pm0,11$
В	$0,94\pm0,05$	$0,94\pm0,05$

Tabulka 3.2: Aktivační energie. Vzorek B1.



Obrázek 3.19: Průběh pole ve vzorku B1 při teplotě 315 K pro vyhodnocení maximální oblasti.



Obrázek 3.20: Průběh pole ve vzorku B1 při teplotě 285 K pro vyhodnocení oblasti ${\bf A}.$



Obrázek 3.21: Průběh pole ve vzorku B1 při teplotě 315 K pro vyhodnocení oblasti ${\bf A}.$



Obrázek 3.22: Průběh pole ve vzorku B1 při teplotě 285 K pro vyhodnocení oblasti ${\bf B}.$



Obrázek 3.23: Průběh pole ve vzorku B1 při teplotě 315 K pro vyhodnocení oblasti ${\bf B}.$



Obrázek 3.24: Arrheniův diagram pro maximální oblast vzorku B1 a lineární fit.



Obrázek 3.25: Arrheniův diagram pro oblast A vzorku B1 a lineární fit.



Obrázek 3.26: Arrheniův diagram pro oblast ${\bf B}$ vzorku B1 a lineární fit.

4. Diskuse

Na obrázku 4.1 je uveden pásový diagram struktury In/CdTe/Au s jednou hlubokou hladinou (E_T). Podle výsledků [11] se kontakt z In chová jako ohmický. Zlatý kontakt je v zapojení jako katoda blokující pro elektrony. Pásy jsou pod kontaktem zahnuté směrem nahoru. Proto vzniká pod katodou kladný prostorový náboj v souladu teorií kontakt kov-polovodič.



Obrázek 4.1: Pásový diagram struktury In/CdTe/Au [11].

Po přiložení napětí na vzorek se pásy začnou dále zahýbat a dochází k emisi elektronů z hlubokých hladin do vodivostního pásu, kde jsou pod vlivem napětí unášeny k anodě. To znamená, že dochází ke zvětšení kladného prostorového náboje poblíž katody. Tento náboj se zvětšuje až do ustáleného stavu, kdy se vyrovná emise a záchyt elektronů na hlubokých hladinách. S využitím Gaussova zákona elektrostatiky jsme zjistili rozložení náboje v čase ve vzorku po přiložení napětí, který jsem vynesli na obrázku 4.2. Tento graf potvrzuje zvětšení kladného prostorového náboje pod katodou.

Na obrázku 4.3 jsme vynesli rozložení náboje ve vzorku pro různé teploty při ustáleném stavu. Zde vidíme, že pro vyšší teploty kladný náboj klesá pod katodou. To je způsobené zvyšujícím se zaplněním hlubokých hladin s rostoucí teplotou. Se zvýšením obsazení pastí kladný náboj pod katodou tedy poklesne. Elektrony potřebné k vyrovnání rozdílu výstupních prací mezi Au a CdTe se při vyšší teplotě odeberou z větší hloubky vzorku. To je patrné z grafu 4.3. To ovlivní průběh el. pole ve vzorku jak lze vidět z obrázku 4.4, kde se pro zvyšující teplotu zužuje mrtvá zóna.

Vyhodnocené aktivační energie se v rámci chyby shodují. Na obrázku 4.5 je ukázán jednoduchý pásový model s hlubokými hladinami vzdálenými od vodivostního pásu o vyšlé aktivační energie.



Obrázek 4.2: Časové rozložení náboje ve vzorečku B5 při teplotě 286 K po přivedení napětí.



Obrázek 4.3: Rozložení náboje ve vzorku B5 pro různé teploty při ustáleném stavu.



Obrázek 4.4: Průběh ustáleného elektrického pole ve vzorku B5 při různých teplotách.



Obrázek 4.5: Pásové schéma vzorků B5 a B1 s hlubokými hladinami.

Závěr

V rámci bakalářské práce jsem aparaturu pro měření Pockelsova jevu doplnil o regulátor teploty Eurotherm s rozsahem od 285 K - 330 K, který reguloval teplotu pomocí Peltierova článku. Peltierův článek ohříval nebo chladil pouze spodní část vzorku, kde se nacházela anoda, proto jsem určili kalibrační rovnici pro určení teploty na katodě.

Následně jsem změřili teplotní a časové závislosti průběhu elektrického pole ve vzorku pomocí měření Pockelsova jevu. Z těchto závislostí jsem určili aktivační energie hlubokých hladin ve dvou vzorcích CdTe.

Dále jsem kvalitativně určili z průběhu elektrického pole ve vzorku rozložení elektrického náboje. Určovali jsem jak rozložení náboje v čase po přivedení napětí tak i v teplotě při ustáleném stavu.

Seznam použité literatury

- [1] A.COLA, I.FARELLA. The polarization mechanism in CdTe Schottky detectors. 2009 Appl. Phys. Lett. 94, P102113
- [2] H.FRANK. Fyzika a technika polovodičů. 1.vydání. SNTL, 1990.
- [3] J.FRANC, P.HÖSCHL. Fyzika polovodičů pro optoelektroniku I, elektronické skriptum http://semiconductors.mff.cuni.cz/files/courses/Francskriptum.pdf.
- [4] B.E.A. SALEH, M.C. TEICH. Základy fotoniky, svazek 2. 1. vydání. Matfyzpress, 1994. ISBN 80-85863-02-2.
- [5] B.E.A. SALEH, M.C. TEICH. Základy fotoniky, svazek 4. 1. vydání. Matfyzpress, 1996. ISBN 80-85863-12-X.
- [6] A.COLA, I.FARELLA. Electric field properties of CdTe nuclear detectors. IE-EE Trans.Nucl. Sci., vol. 54, pp. 0018-9499,2007
- [7] www.xray.cz/kurs/struktury2.htm
- [8] cs.wikipedia.org/wiki/BMP
- [9] www.gnu.org/software/octave/
- [10] www.originlab.com
- [11] J.FRANC, V.DĚDIČ, P.J.SELLIN, R.GRILL, and P.VEERAMANI. Radiation induced control of electric field in Au/CdTe/In structures. 2011 Appl. Phys. Lett. 98, P232115

Seznam tabulek

$\begin{array}{c} 1.1 \\ 1.2 \end{array}$	Indexy I nahrazující dvojice indexů (i, j)	10 10
2.1	Vlastnosti krystalů	14
$3.1 \\ 3.2$	Aktivační energie. Vzorek B5	28 30

Seznam obrázků

1.1	Pohyb nosičů v homogenním elektrickém poli	. 5
1.2	Pásový model rekombinace	. 6
1.3	Pásové schéma kovu a polovodiče typu N před spojením.	. 7
1.4	Pásové schéma kovu a polovodiče typu N po spojení.	. 8
1.5	Schéma modulátoru intenzity založeném na Pockelsově je vu	. 11
2.1	Schéma aparatury pro měření Pockelsova jevu	. 12
2.2	Schématické zapojení regulátoru teploty	. 12
2.3	Závislost teploty horní ploch y T_{top} na teplotě spodní plochy T_{-} .	. 13
2.4	Závislost rozdílu teplot $T_{top}-T$ na teplotě spodní ploch y T	. 14
2.5	Sfaleritová krystalová struktura	. 15
2.6	Snímek rozložení propustnosti	. 16
2.7	Snímek rozložení propustnosti	. 16
2.8	Snímek rozložení propustnosti	. 16
2.9	Snímek rozložení propustnosti	. 17
2.10	Okno programu pro vyhodnocování	. 17
2.11	Průběh elektrického pole ve vzorku B5 a vyznačený řez	. 18
2.12	Vývoj elektrického pole ve vzdálenosti ${\bf x}.$ Vzorek B 5	. 18
3.1	Průběh elektrického pole ve vzorku B5 pro různá napětí.	. 20
3.2	Propustnost a vybrané oblasti B5	. 21
3.3	Průběh elektrického pole v oblasti A při teplotě 286 K	. 22
3.4	Průběh elektrického pole v oblasti A při teplotě 311 K	. 22
3.5	Závislost hodnoty integrálu v čase. Oblast A	. 23
3.6	Závislost hodnoty integrálu v čase. Oblast B	. 23
3.7	Závislost hodnoty integrálu v čase. Oblast C	. 24
3.8	Vybráné podoblasti. Vzorek B5	. 24
3.9	Závislost hodnoty integrálu v čase. Podoblast C1	. 25
3.10	Závislost hodnoty integrálu v čase. Podoblast C2	. 25
3.11	Závislost hodnoty integrálu v čase. Podoblast C3	. 26
3.12	Závislost intenzity elektrického pole na čase při teplotě 286 K.	. 26
3.13	Závislost intenzity elektrického pole na čase při teplotě 311 K.	. 27
3.14	Arrheniův diagram. Podoblast C3.	. 28
3.15	Snímek rozložení propustnosti vzorku B1	. 29
3.16	Vybraná maximální plocha u vzorku B1	. 29
3.17	Vybrané oblasti u vzorku B1.	. 30
3.18	Průběh pole ve vzorku B1 při teplotě 285 K	. 30
3.19	Průběh pole ve vzorku B1 při teplotě 315 K	. 31
3.20	Průběh pole ve vzorku B1 při teplotě 285 K	. 31
3.21	Průběh pole ve vzorku B1 při teplotě 315 K	. 32
3.22	Průběh pole ve vzorku B1 při teplotě 285 K	. 32
3.23	Průběh pole ve vzorku B1 při teplotě 315 K	. 33
3.24	Arrheniův diagram pro maximální oblast vzorku B1 a lineární fit.	33
3.25	Arrheniův diagram pro oblast A vzorku B1 a lineární fit	. 34
3.26	Arrheniův diagram pro oblast \mathbf{B} vzorku B1 a lineární fit	34

4.1	Pásový diagram struktury In/CdTe/Au.	35
4.2	Časové rozložení náboje	36
4.3	Rozložení náboje ve vzorku pro různé teploty.	36
4.4	Průběh ustáleného elektrického pole ve vzorečku.	37
4.5	Pásové schéma vzorků B5 a B1 s hlubokými hladinami	37