

VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií
Ústav fyziky



Ing. Jiří Zajaček

**ŠUMOVÁ SPEKTROSKOPIE DETEKTORŮ
ZÁŘENÍ NA BÁZI CDTE**

THE NOISE SPECTROSCOPY OF RADIATION DETECTORS BASED ON THE CdTe

Zkrácená verze Ph.D. Thesis

Obor: Mikroelektronika a technologie
Školitel: Doc. Ing. Lubomír Grmela, CSc.
Datum odevzdání: 30. 6. 2009

Klíčová slova

Měření šumu, sub-pásmové kódování, diskrétní vlnková transformace, spektrální hustota výkonu, nízkofrekvenční šum, šum $1/f$, generačně – rekombinační šum, CdTe, přechod kov – polovodič, VA charakteristiky, depletiční oblast, časová relaxace, stárnutí materiálu.

Keywords

Noise Measurement, Sub-band Coding, Discrete Wavelet Transform, Power Spectral Density; Low Frequency Noise, $1/f$ Noise, Generation – Recombination Noise, CdTe, Metal – Semiconductor Junction; VA Characteristics, Depleted Region, Relaxation Time, Material Ageing.

Místo uložení práce

Práce je k dispozici na Vědeckém oddělení děkanátu fakulty elektrotechniky a komunikačních technologií VUT v Brně, Údolní 53, Brno, 602 00

© Jiří Zajaček, 2009

ISBN

ISSN

Obsah

1	ÚVOD	5
2	SOUČASNÝ STAV PROBLEMATIKY	6
2.1	Struktura krystalu CdTe	6
2.2	Fluktuace v polovodičích	6
3	CÍLE DISERTAČNÍ PRÁCE	9
4	SPEKTRÁLNÍ ANALÝZA STOCHASTICKÝCH SIGNÁLŮ	10
5	BARIÉRY NA ROZHRAŇÍ KONTAKTŮ AU-CDTE	13
5.1	Pásový model kontaktů	13
5.2	Depletiční oblast	15
6	TRANSPORTNÍ CHARAKTERISTIKY CDTE	16
6.1	Aparatura pro měření transportních charakteristik	16
6.2	VA charakteristiky detektorů CdTe	16
6.3	Koncentrace a pohyblivost děr a poloha Fermiho hladiny	17
6.4	Procesy časové relaxace v objemu vzorku CdTe	20
7	ŠUM V POLOVODIČÍCH CDTE	23
7.1	Analýza šumu ve vzorcích CdTe	24
8	ZÁVĚR	27
9	LITERATURA	28
	CURRICULUM VITAE	30
	ABSTRACT	31

1 ÚVOD

Jedním z nejsledovanějších materiálů pro detekci fotonů vysokých energií pro lékařské aplikace a bezpečnostní výzkum jsou polovodiče II-VI skupiny vyrobené na bázi CdTe(Cl). Sloučeniny II.B a VI.A skupiny (Zn, Cd, Hg, Te, Se) chemické soustavy prvků se staly předmětem intenzivního zkoumání pro svá četná praktická využití již počátkem 40. let minulého století, avšak problémy přípravy kvalitních a objemových monokrystalů CdTe (CdZnTe) nejsou dosud vyřešeny.

Materiál CdTe má přímý zakázaný pás $E_g \sim 1.5$ eV (při $T = 300$ K) a velký absorpční koeficient a detektivitu. Používá se pro výrobu solárních článků s vysokou účinností (v praxi velmi často v podobě tenkovrstvových polykrystalických slunečních článků CdTe/CASE, dále optických detektorů (např. již dnes se CdZnTe užívá při výrobě elektrooptických modulátorů pro optické komunikace na vlnové délce $1.5 \mu\text{m}$), dozimetrů ionizujícího záření, spektroskopů, optoelektronických součástek a laserů. Díky vysokému atomovému číslu zastoupených prvků se s výhodou užívá v oblasti γ a X. Detektory vynikají vysokou rozlišovací schopností již za pokojové teploty. Další široké uplatnění má CdZnTe ($\text{Cd}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Te}$) – přibližně se 4% zinku, užívaný jako podložka pro epitaxní růst HgCdTe ($\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$) s 20% rtuti, jenž se používá pro detekci infračerveného záření.

Fyzikální vlastnosti pěstovaných monokrystalů CdTe (CdZnTe) velmi závisí na metodě růstu a na dalších technologických úpravách jako je například žíhání. Klíčovými parametry jsou měrný odpor popř. vodivost, koncentrace volných nosičů náboje, jejich pohyblivosti a (střední) doba života volných nosičů. Např. měrný odpor lze měnit v rozmezí $10^1 - 10^{10} \Omega\text{cm}$, koncentrace volných nosičů (e^- popř. h^+) se pohybuje mezi 10^7 až 10^{16}cm^{-3} a jejich pohyblivost dosahuje hodnoty $1000 \text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ pro elektrony a $100 \text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ pro díry.

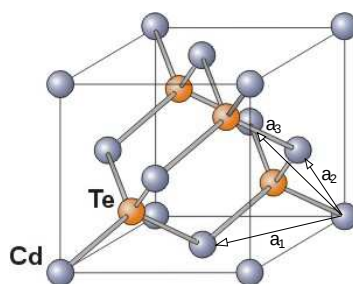
K plnému využití vlastností CdTe je důležité zvládnutí technologie kontaktování. Nejužívanější jsou v současné době planární kontakty k-P, kdy na místě kovu je nejčastěji Au, Ni či Pt. Rozhraní kov – polovodič (CdTe, CdZnTe) je v reálném případě velmi složité a samotný materiál CdTe ve své struktuře obsahuje hlubší hladiny lokalizovaných stavů. Doposud například nejsou známy veškeré principiální mechanismy určující výšku tzv. Schottkyho bariéry. Stěžejní jsou přitom technologické úpravy povrchu před nanášením kontaktu, způsob jeho nanášení a v neposlední řadě také materiál kontaktu. V praxi se pracuje jak s n-typovým tak s p-typovým materiálem. Ohmický kontakt na n-typovém CdTe je relativně snadno dosažitelný, kdežto v případě p-CdTe se jedná o složitý, dosud nedořešený problém. Detektory ionizujícího záření jsou intenzivně vyvíjeny na Fyzikálním Ústavu University Karlovy v Praze s kterým moje školící pracoviště spolupracuje.

Jedna z účinných metod sledování kvality materiálů je založená na šumové diagnostice. Vychází ze skutečnosti, že transport nosičů náboje, vyzařování a pohlcování světla a další procesy, probíhající při vedení proudu se projevují fluktuací měřitelných veličin a to napětí, proudu, odporu či kapacity a v případech laserů či luminiscenčních diod též jako fluktuace světelného toku. Statistické charakteristiky fluktuací přinášejí další cenné informace o procesech, probíhajících ve sledovaných soustavách a doplňují tak střední hodnoty makroskopických veličin. Při vyhodnocování statistických závislostí jsou důležité průběhy korelační funkce nebo výkonová spektrální hustota fluktuující veličiny a další charakteristiky, které dávají další možnosti k získávání informací o fluktuacích a jejich návaznosti na definování kritérií pro tvorbu nedestruktivních diagnostických testů.

2 SOUČASNÝ STAV PROBLEMATIKY

2.1 STRUKTURA KRYSTALU CDTE

Polovodičové materiály CdTe a CdZnTe krystalizují při atmosférickém tlaku stejně jako HgCdTe, HgTe či ZnTe ve sfaleritové krystalové struktuře viz obr. 1.1. Tato struktura vznikne spojením dvou plošně centrovaných kubických mříží, které jsou vůči sobě posunuty ve směru prostorové úhlopříčky o její čtvrtinu. Jedna (pod)mřížka obsahuje pouze atomy kadmia (Cd) a druhá (pod)mřížka pouze atomy teluru (Te). Každý atom má jako nejbližší sousedy 4 atomy Cd umístěné v rozích pravidelného tetraedru (čtyřstěnu) a stejně tak každý atom Cd má za sousedy 4 atomy Te. Struktura patří do kubické grupy bez středu inverze. Primitivní cela (čtyřstěn) obsahuje 2 atomy, zpravidla se uvažuje tzv. konvenční cela ve tvaru kvádru, ta obsahuje 8 atomů. Chemická vazba mezi atomy je kovalentní a je tvořena Cd $5s^2$ a Te $5s^2 5p^4$ elektrony- tzv. hybridní s-p³ vazba.



Obr. 1.1. Konvenční (8 atomů) a primitivní (obsahuje 2 atomy) cela sfaleritové krystalové struktury ve tvaru čtyřstěnu; a_1 , a_2 , a_3 jsou primitivní mřížkové vektory. Tmavé a světlé kuličky značí atomy Cd, Te

Koncentrace defektů je jak teplotně tak tlakově závislá a je díky vyššímu podílu iontové vazby oproti polovodičům II-V (IV) poměrně vysoká. P-typová vodivost polovodiče CdTe je způsobena příměsemi (V_{Cd}). Typ a pozice cizího atomu určuje jeho chování v krystalu tzn. Stane-li se donorem či akceptorem.

Akceptorová centra vznikají náhradou Cd atomů prvky IA. (Li, Na, K) a IB. (Ag, Au, Cu) skupiny a náhradou Te prvky VA. (As, N, P, Sb) skupiny. Ukazuje se, že jako nejmenší akceptory se chovají Li, N a Na. Mezi nejhlubší akceptory patří Au. V případě mělkých akceptorů se experimentálně určené vazební energie pohybují v rozmezí 56–263 meV [20]. Jako donory se chovají prvky IIIA. (Al, Ga, In) a VIIA. (Br, Cl, F, I) skupiny

2.2 FLUKTUACE V POLOVODIČÍCH

Technologické závady při výrobě materiálů a součástek se projevují jako zdroje nadbytečných proudů a nadbytečných šumů (např. šum typu $1/f$). Zdrojem fluktuací elektrického proudu či napětí je tepelný pohyb nositelů v objemu vzorku, na jeho povrchu a kontaktech. Dále pak náhodný přechod nositelů mezi valenčním a vodivostním pásem, přechody mezi pásy a hladinami dovolených stavů v zakázaném pásu a modulace vodivosti fluktuacemi okolní teploty, fluktuacemi záření a akustickými šумы.

Tepelný šum (thermal noise, Johnson noise, Nyquist noise)

V homogenním vodivém či polovodivém materiálu nejsou žádné potenciálové bariéry. Přesto je zde generován šum, dokonce i když neprotéká proud. Je to způsobeno tepelným pohybem volných nosičů a mříže a jejich vzájemnými náhodnými srážkami. Tento jev bývá někdy nazýván

jako Brownův pohyb nábojů způsobený tepelnou energií. Na nositele u tohoto šumu nepůsobí žádná vnější síla a proto je rychlost v každém směru mezi srážkami konstantní. Vzhledem k tomu, že střední doba mezi srážkami je 10^{-12} s je amplituda do frekvence $f \sim 10^{12}$ Hz konstantní. Spektrální hustota výkonu napěťových fluktuací tepelného šumu je

$$S_u(f) = 4kTR, \quad (2.1)$$

kde k je Boltzmanova konstanta, T je absolutní teplota a R je odpor vzorku.

Výstřelový šum (shot noise)

Výstřelový šum je nerovnovážným jevem způsobeným nezávislými přechody nosičů přes potenciálovou bariéru, kdy je náboj transportován diskretně, po kvantech velikosti e a transport se uskutečňuje náhodně v čase.

Spektrální hustota výstřelového šumu je dána vztahem

$$S_{IT} = 2eI, \quad (2.2)$$

kde e je elementární náboj, I je proud. Výstřelkový šum je dominantní ve frekvenčním rozsahu nad 10^5 Hz.

Časový průběh fluktuací výstřelového šumu je podobný jako u tepelného šumu, i když je fyzikální původ obou šumů různý. Výskyt impulsů v čase se řídí Poissonovým rozdělením podobně jako u tepelného šumu. Spektrální výkonová hustota je konstantní do oblasti frekvencí, kde se začínají uplatňovat kvantově mechanické jevy $hf \approx kT$.

Impulsní a generačně rekombinační šum

Impulzní šum se může projevit ve formě dvouhladinových nebo vícehladinových náhodných proudových impulsů fluktuací proudu. Tento typ impulzního šumu může být způsoben v přechodech PN v podstatě dvěma způsoby:

- Bistabilními fluktuacemi potenciálové bariéry defektu v oblasti prostorového náboje PN přechodu, která je řízena zachycováním, či emisí jednotlivého nosiče na pasti nebo G-R centru v blízkosti defektu (burst noise neboli RTS noise). Vícehladinový šum může vzniknout, existuje-li v přechodu více defektů tohoto typu nebo jestliže je poblíž defektů více G-R center.
- Lokálním lavinovým výbojem v malé oblasti přechodu v místech, kde dislokace protíná PN přechod, polarizovaný v závěrném směru. Tento šum se objevuje obvykle při dostatečně velkých závěrných napětích, ale nižších, než je napětí nutné pro lavinový výboj celé nedefektní oblasti přechodu. Lavinový výboj se může objevit ve dvou nebo více malých oblastech současně. Potom vzniká vícehladinový šum.

Generačně rekombinační procesy mohou podstatně ovlivnit fluktuaci koncentrace nositelů v pásu vodivostním a valenčním a tím se podílí převážnou mírou na fluktuacích proudu. Tento šum se superponuje na tepelný šum a je nazýván nadbytečným šumem.

Šum typu 1/f

Vedle tepelného a generačně rekombinačního šumu vzniká v polovodičích ještě doposud jednoznačně teoreticky nevyřešený šum, jehož spektrální hustota je nepřímo úměrná frekvenci. První rozsáhlé studie tohoto šumu na nekovových odporech provedl Bernamont v r. 1934. Podrobné vyšetření šumu na monokrystalech germania bylo provedeno Montgomerym. Pozdější

studie ukázaly, že šum typu $1/f$ závisí na povrchové úpravě krystalu a že je velmi málo závislý na teplotě, na rozdíl od generačně-rekombinačního šumu. Tato složka šumu často převládá ve frekvenčním pásmu pod 1kHz. Šum typu $1/f$ vzniká jak v monokrystalech tak polykrystalech a tenkých vrstvách a vyvolává fluktuace ustáleného proudu součástkou. Závislost spektrální hustoty na proudu je dána vztahem

$$S_i(f) \sim \frac{I^\beta}{f^\alpha}, \quad (2.2)$$

U exponentu β se nejčastěji pozoruje hodnota $\beta \cong 2$. Tato hodnota se však může pohybovat v intervalu od 1 do 4. Exponent α je $\alpha \cong 1$. Ve skutečnosti se hodnoty α pohybují od 0.9 do 1.4. Zdroje šumu $1/f$ jsou přechody nositelů mezi pásem dovolených energií a lokalizovanými stavy na povrchu. Existují tři základní modely vysvětlující tento druh šumu:

McWhorterův model předpokládá, že $1/f$ šum je způsoben fluktuacemi vodivosti fluktuací počtu částic jako superpozice generačně – rekombinačních šumů s širokým rozsahem relaxačních dob. Podle této představy spektrum šumu typu $1/f$ tedy vzniká superpozicí lorenzovských průběhů spekter fluktuací, obsazení nezávislých past'ových stavů. Z matematického hlediska je model založený na předpokladu, že šum $1/f$ je tvořen superpozicí G-R šumu správný, ovšem z hlediska fyzikálního může být správný jen ve speciálních případech (tj. neplatí obecně).

Metodou superpozice spektrálních hustot typu

$$S_i \approx \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (2.9)$$

kde τ je proměnná s dolní mezí řádově $1\mu s$ a horní mezí větší než 1 s. Z modelu vyplývá, že spektrální hustota fluktuace napětí je přímo úměrná čtverci přiloženého napětí U , koncentraci povrchových center N_t a rychlosti povrchové rekombinace. Tyto přímé úměrnosti jsou prokázány experimentálně.

Hoogeův model předpokládá, že zdrojem šumu $1/f$ je rozptyl volných nosičů na tepelných kmitech atomové mřížce, který způsobuje fluktuace pohyblivosti. Hooge definoval empirický vztah popisující fluktuaci odporu sledovaného homogenního vzorku kovu nebo polovodiče

$$\frac{(\Delta R)^2}{R} = \frac{\alpha}{N} \frac{\Delta f}{f}, \quad (2.10)$$

kde ΔR je odchylka hodnoty odporu od střední hodnoty, α je Hoogova konstanta, N je počet volných nosičů náboje ve vzorku. Z Hoogeova empirického vztahu byla pro homogenní vzorky polovodičů a kovů odvozena spektrální hustota fluktuace proudu, napětí nebo odporu

$$\frac{S_i}{I^2} = \frac{S_u}{U^2} = \frac{S_R}{R^2} = \frac{\alpha}{Nf}, \quad (2.11)$$

kde α je bezrozměrný parametr, empirická konstanta závislá na rozptylu energie nosičů náboje.

Handlův kvantový model Handlův kvantový model vychází z kvantové teorie šumu $1/f$, z představy, že šum $1/f$ je generován fluktuací pohyblivosti elektronů a děr. Předpokládá, že při srážkách nosičů dochází ke vzniku brzdného napětí a zdrojem šumu je kvantově mechanický proces. Srážkový mechanismus je slabě závislý na teplotě.

3 CÍLE DISERTAČNÍ PRÁCE

Studovaná oblast souvisí s problémy, které jsou řešeny v rámci výzkumného záměru MIKROSYN, MSM 0021630503, odbornou skupinou 5. "Moderní diagnostika materiálů a součástek" a grantu MŠMT Kontakt ME898, "Kadmium-teluridové senzory pro detekci rentgenového a gama záření: optimalizace poměru signál/šum".

Prvotním podmětem pro tuto disertační práci je digitální analýza ultranízkofrekvenčního elektronického šumu v monokrystalických vzorcích CdTe a dále v senzorech záření vyrobených na bázi CdTe. Dále pak experimentální studium transportních charakteristik a stabilita základních elektrických parametrů v závislosti na teplotě, osvětlení a elektrickém poli. Z časového vývoje některých základních studovaných veličin u fotoodporů vyrobených na bázi CdTe lze posuzovat stacionaritu stochastických procesů probíhajících v tomto materiálu při měření spektrální hustoty výkonu fluktuujících veličin.

V této práci se věnuji problematice experimentálního měření transportních a šumových charakteristik u vzorků CdTe, zjištěné výsledky pak vedou k lokalizaci šumových zdrojů na zmíněných vzorcích. V podstatné části práce řeším problémy spojené s měřením spektrální hustoty výkonu napět'ových fluktuací, pokud možno s minimálními ekonomickými náklady. Klíčovou věcí je správná kalibrace amplitudového spektra, dosažená přesnost měření při vyhovující rozlišovací schopnosti a šířce pásma. Tato část práce se opírá i o teorii digitálního zpracování signálu.

Navržená měřicí metoda je použita pro veškerá měření spektrální hustoty výkonu napět'ových fluktuací v závislosti na frekvenci. Využívá paralelní digitální banku filtrů a cílem je dostupnost naměřených hodnot zpravidla bezprostředně během měření.

Získané výsledky měření transportních charakteristik ve vzorcích CdTe v korelaci s šumovými charakteristikami umožňují lokalizaci zdrojů šumu v kontaktech, případně v objemu monokrystalu CdTe. Provedl jsem analýzu šumu $1/f$ s ohledem zda jeho zdrojem jsou fluktuace počtu nosičů náboje nebo jejich pohyblivosti a experimentálně ověřil platnost Hoogeho teorému pro šum typu $1/f$.

Z experimentálního sledování jsem počet volných nosičů náboje stanovil podle velikosti přiloženého elektrického pole v teplotním rozsahu 300–450K. Vyhodnocování šumových charakteristik jsem přizpůsobil tak, aby se maximálně vyloučil vliv šumového pozadí. Pracoviště je vybaveno mnou navrženými nízkošumovými předzesilovači, zařízením pro sběr a digitalizaci získaných dat, softwarem pro jejich analýzu a automatizované řízení experimentů.

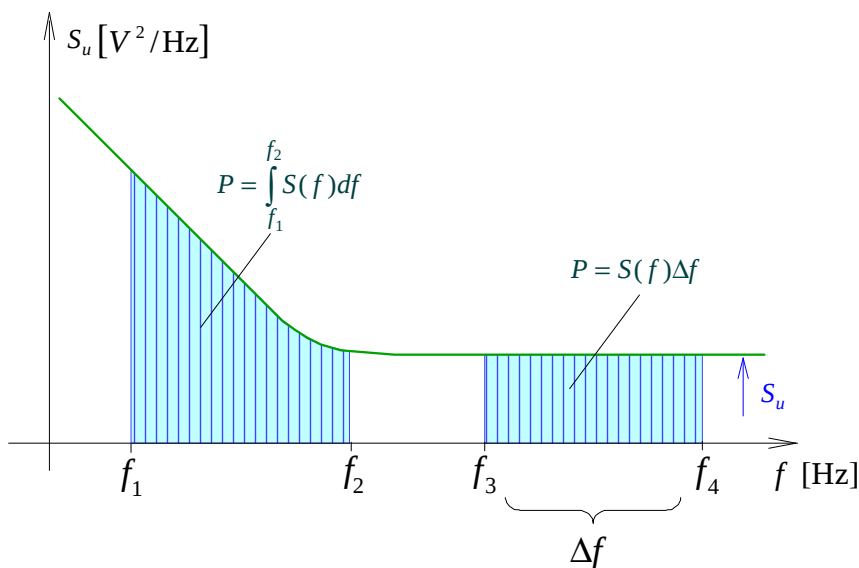
Výsledky práce přispívají k interpretaci šumových zdrojů, k vysvětlení závislosti typu spektrální hustoty výkonu napět'ových fluktuací při různých parametrických veličinách. Získané výsledky dávají možnost využití při nedestruktivních diagnostických testech a mohly by vést až k návrhu úpravy technologické přípravy senzorů záření na bázi CdTe.

4 SPEKTRÁLNÍ ANALÝZA STOCHASTICKÝCH SIGNÁLŮ

Popis signálu ve frekvenční doméně patří z hlediska analýzy k nejdůležitějším charakteristikám náhodných procesů. Na tomto základě lze identifikovat vnitřní mechanismy, které jsou v pozadí vzniku náhodných signálů. Spektrální vlastnosti náhodného procesu se nejčastěji vyjadřují tzv. spektrální hustotou výkonu. V obrazové oblasti Fourierovy transformace $F(\omega)$ ztrácíme informaci o čase, a proto má tato analýza smysl pouze pro procesy stacionární popřípadě i ergodické. Důvodem, že výpočet provádíme pouze v úseku konečné délky je skutečnost, že náhodný proces je chápán jako signál s nekonečnou energií, který nesplňuje podmínku absolutní integrovatelnosti a tedy pro něj nelze najít přímo Fourierův obraz v otevřeném intervalu $(-\infty, \infty)$. Spojitou spektrální funkci $S(\omega)$, pak lze najít limitním přechodem $F(\omega)$ pro $T \rightarrow \infty$.

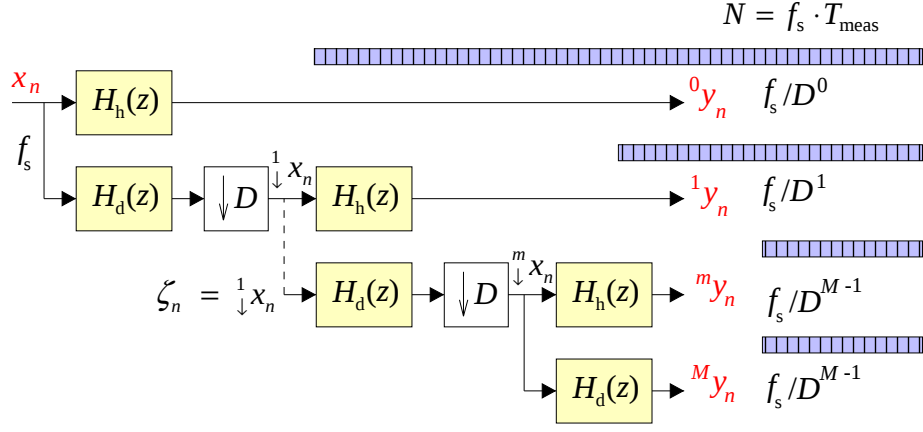
$$S(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{|F(\omega)|^2}{2T}. \quad (4.1)$$

Pokud bude náhodným signálem šumové napětí $u_k(t)$ měřené na součástce pak výkonová spektrální hustota (Power Spectral Density) $S(\omega)$ charakterizuje rozdělení výkonu signálu v závislosti na kmitočtu. Přibližně lze říci, že představuje výkon signálu na odporu 1Ω v kmitočtovém pásmu o šířce 1 Hz. Ukázka typické křivky šumového výkonu polovodičového prvku (vodorovná i svislá osa jsou logaritmické).



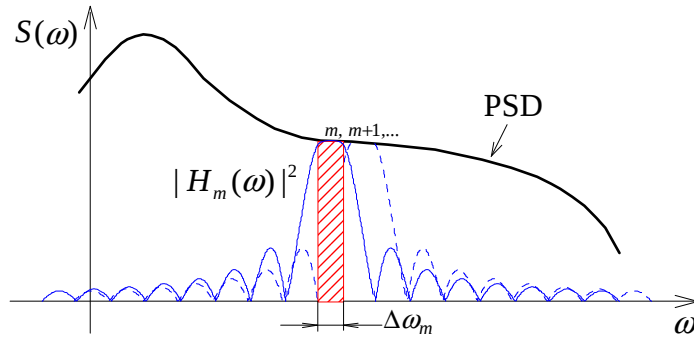
Obr. 4.1. Typický průběh jednostranné spektrální hustoty šumu na polovodičovém prvku.

Efektivním postupem odhadu PSD je založený na rozkladu signálu paralelní bankou filtrů s možností aproximovat výkonové spektrum s logaritmickou stupnicí frekvence. To vede ke zlepšení frekvenční rozlišovací schopnosti. Výhodou je pak dostupnost výsledků v průběhu měření. Dekompozici měřeného signálu provádí dvojice kvadraturních FIR filtrů horní a dolní propust. Tyto filtry mají komplementární propustná pásma naladěná těsně pod čtvrtinu vzorkovacího kmitočtu. Postup filtrace pomocí tzv. pyramidové struktury je znázorněn na obr. 4.2.



Obr. 4.2. Vlastní navržené schéma rozkladové digitální banky filtrů s konverzí vzorkovacího kmitočtu. Sloupce je znázorněna délka sekvence výstupních vzorků, součet výstupních posloupností dává dvojnásobnou délku vstupního signálu x_n jde tedy o redundantní BF.

Veškerý výkon signálu x_n je soustavou pásmových filtrů zpracován. Signál je rozdělen do subpásem s šířkou $\Delta\omega_m = \omega_{m+1} - \omega_m$, ve kterých se dodatečně provede výpočet spektra Welchovou metodou [24] s krátkými segmenty např. $N_{\text{DFT}} = 128$.



Obr. 4.3. Princip odhadu výkonového spektra pomocí banky filtrů.

Spojením výkonových spekter na výstupech pásmových filtrů $H(\omega_m)$ lze přibližně aproximovat celkové výkonové spektrum náhodného procesu $x(n)$, které zjišťujeme s omezením do Nyquistovy frekvence $f_s/2$. Modul přenosu v jednotlivých frekvenčních pásmech dyadicky klesá od nejvyššího pásma horní propusti. Pro Z obraz výstupní posloupnosti impulsní odezvy v každém pásmu m můžeme psát

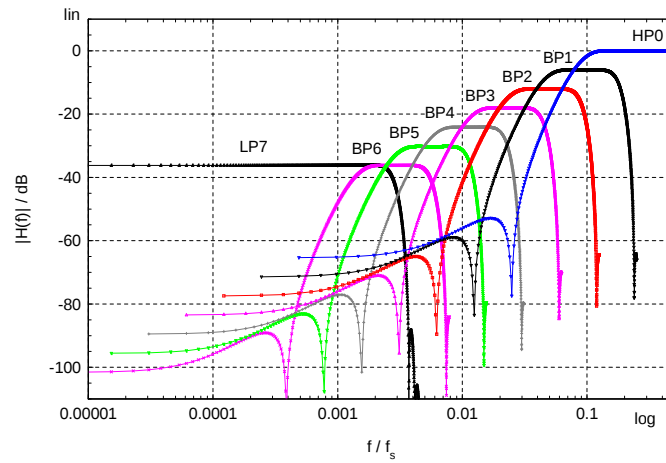
$$Y_m(z) = H_m(z), \quad z \rightarrow e^{j\omega T_s}, \quad Y_m(\omega) = H_m(e^{j\omega T_s}) = \sum_{n=0}^{N_m-1} h_m(n) e^{-j\omega n T_s D^m}, \quad (4.2)$$

$$m = 0, \dots, M-1$$

V dílčích frekvenčních pásmech pro odhad PSD metodou periodogramu platí

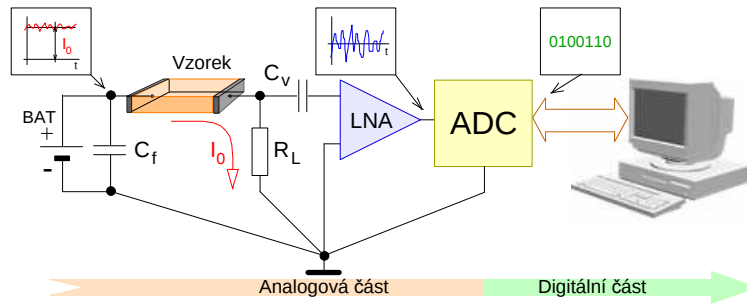
$$^2 S_{yy,m}(\omega) \approx \frac{D^{2m}}{f_s \cdot N} \left| \frac{1}{D^m} H\left(\frac{\omega}{D^m}\right) \right|^2 = \frac{1}{f_s \cdot N} \underbrace{\left| H\left(\frac{\omega}{D^m}\right) \right|^2}_{=1} = \frac{1}{f_s \cdot N}. \quad (4.3)$$

Ze vztahu (4.3) vyplývá, že spektrální hustota výkonu bude konstantní v celém frekvenčním pásmu, protože v každém pásmu je dilatovaná nejen délka signálu, ale rovněž se dyadicky snižuje i vzorkovací kmitočet. Na obr. 4.4 je ukázka modulových kmitočtových charakteristik BF, které jsou vypočteny z jednotlivých impulsních odezev $\{h_n\}_0^{N-1}$ užitím DTFT.



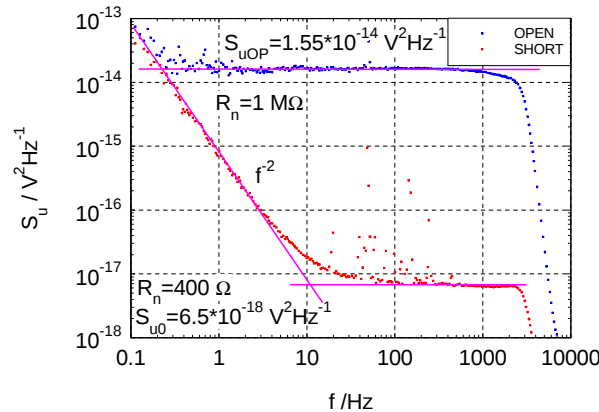
Obr. 4.4. Průběhy modulových kmitočtových charakteristik BF pro $M = 7$, filtry DP a HP jsou řádu 37 s váhováním Hanningovým oknem. Mezní kmitočet dolní propusti je $f_d / f_s = 0.8 / (2D)$, Mezní kmitočet horní propusti $f_h / f_s = 0.4 / (2D)$.

Principiální schéma pro měření spektrální hustoty fluktuací napětí na vzorku je uvedeno na obr. 4.5. Proud vzorkem je snímán na zatěžovacím rezistoru R_L , na kterém se měří šumové napětí.



Obr. 4.5. Blokové schéma měřicí aparatury

Na obr. 4.6 jsou vidět změřené průběhy spektrální hustoty výkonu vlastního šumu měřicí aparatury viz obr. 4.5 při provozu naprázdno a nakrátko.



Obr. 4.6. Šumové pozadí měřicí aparatury z obr. 4.5 při vstupu naprázdno a nakrátko na pásmovém zesilovači AM22, spektrum PSD bylo vypočteno vlastním navrženým algoritmem za použití sup-pásmového kódování.

5 BARIÉRY NA ROZHRANÍ KONTAKTŮ AU-CDTE

5.1 PÁSOVÝ MODEL KONTAKTŮ

Na rozhraní kovu a polovodiče (Au-CdTe) vzniká energetická bariéra, která určuje elektrické a tepelné vlastnosti struktury přechodu. Ke vzniku této bariéry může dojít teoreticky několika způsoby:

- 1.) Bariéra vzniká díky rozdílům ve výstupních pracích kovu $\Phi_M \equiv E_{\text{VAC}} - E_F$ (definována jako energie potřebná k přenesení elektronu z Fermiho hladiny kovu E_F do vakua E_{VAC}) a polovodiče $\Phi_S \equiv E_{\text{VAC}} - E_F$ (pokud lze zanedbat efekt povrchových stavů a existenci mezivrstvy apod.).
- 2.) Bariéra vzniká díky přítomnosti povrchových stavů polovodiče.
- 3.) Bariéra vzniká díky přítomnosti 3. fáze (mezivrstva, např. oxid tzv. MIS struktura)

Obecně je každý kontakt mezi kovem a polovodičem heterogenní – tzn. kontakt mezi materiály s různou šířkou zakázaného pásu. Na rozdíl od přechodů p-n je proud přechodem tvořen převážně majoritními nosiči. Výstupní práce zlatého kontaktu (Au) je $\Phi_M = 5.37 \text{ eV}$. K nalezení výstupní práce v polovodiči je nutno spočítat polohu Fermiho hladiny, pro polovodič typu n platí

$$\mu_F = \frac{E_D}{2} - \frac{kT}{2} \ln \left(\frac{N_D}{N_C} \right), \quad (5.1)$$

kde E_D donorová energetická hladina; N_D je koncentrace donorů; T je absolutní teplota a N_C je efektivní hustota stavů ve vodivostním pásu.

Pro nalezení polohy Fermiho hladiny u polovodiče typu p vyjdeme z následujícího vztahu

$$\mu'_F = \frac{E_A}{2} - \frac{kT}{2} \ln \left(\frac{N_A}{N_V} \right), \quad (5.2)$$

kde μ'_F je rozdíl energií mezi Fermiho hladinou E_F a vrcholem valenčního pásu E_V ; E_A je akceptorová hladina lokalizovaných stavů; N_A je koncentrace akceptorů;

Pro polovodiče typu p je efektivní hmotnost všech děr ve valenčním pásu $m_{\text{dh}} = 7.9 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$, efektivní hustota stavů ve valenčním pásu $N_V = 2.03 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$. Podle rovnice 4.2 je poloha Fermiho hladiny rovna 0.25 eV, což je měřeno od vrcholu valenčního pásu nebo pak $E_F = 5.75 \text{ eV}$ měřeno od dolní hranice úrovně vakua za předpokladu, že $E_A = 0.3 \text{ eV}$, $N_A = 5 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$ při teplotě $T = 300 \text{ K}$. Tedy výstupní práce u polovodiče je vyšší než hodnota výstupní práce u kovu.

Výška bariéry je dána rozdílem výstupní práce elektronů z kovu a elektronovou afinitou polovodiče. Pokud budeme uvažovat ideálně vytvořený kontakt mezi kovem a polovodičem typu p potom pro výšku bariéry platí

$$e\Phi_{\text{bp}} = E_G - e(\Phi_M - \chi), \quad (5.3)$$

V případě ideálně vytvořeného kontaktu mezi kovem a polovodičem typu n je výška bariéry definována následujícím vztahem

$$e\Phi_{\text{bn}} = e(\Phi_M - \chi), \quad (5.4)$$

Pro polovodič typu p platí vztah pro difúzní potenciál V_{bi}

$$eV_{\text{bip}} = e\Phi_S - e\Phi_M = E_G + e\chi - e\mu'_F - e\Phi_M, \quad (5.5)$$

Pro polovodiče typu **n** potom platí

$$eV_{\text{bin}} = e\Phi_M - e\Phi_S = e\Phi_M - e(\chi + \mu_F). \quad (5.6)$$

Pokud přiložíme na přechod kovu s polovodičem záporné vnější napětí V_{ext} difúzní potenciál v reverzním režimu bude dán součtem

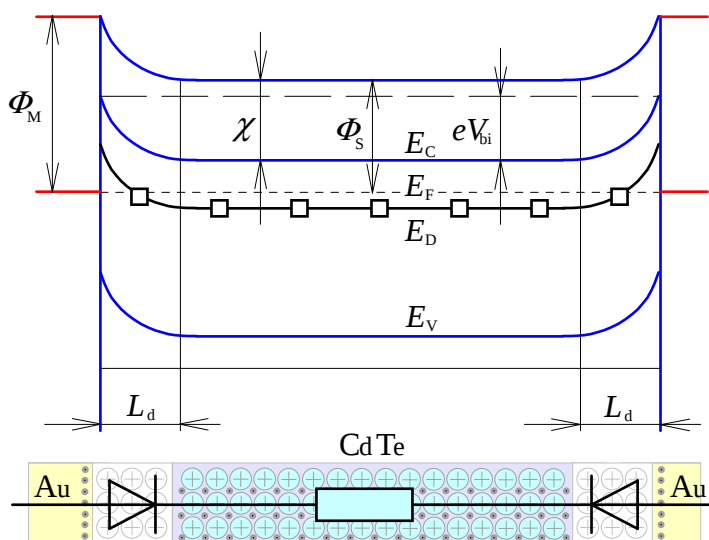
$$V_{\text{bir}} = V_{\text{bi}} + V_{\text{ext}}, \quad (5.7)$$

kde V_{bi} je difúzní potenciál bez přiloženého vnějšího elektrického pole. Dále pak přiložíme-li na přechod externí napětí v přímém směru V_{ext} difúzní potenciál bude dán rozdílem

$$V_{\text{bif}} = V_{\text{bi}} - V_{\text{ext}}, \quad (5.8)$$

S vnějším napětím přiloženým na přechod mezi kovem a polovodičem se výška bariéry může zvýšit (předpětí v závěrném směru) nebo snížit (předpětí v propustném směru). U polovodiče typu **n** s přiloženým vnějším napětím na přechod v propustném směru (záporný potenciál je přiložený na polovodič) se kladný prostorový náboj polovodiče uvnitř vyprázdněné vrstvy snižuje a všechny energetické hladiny v polovodiči stoupnou na hodnotou eV_{ext} . Potenciálová bariéra se snižuje.

Přiložíme-li na polovodič napětí v opačném smyslu (na polovodiči je kladný potenciál) pozitivní prostorový náboj polovodiče se uvnitř vyprázdněné vrstvy zvyšuje a všechny hladiny v polovodiči klesnou na hodnotu eV_{ext} . Potenciálová bariéra se zvyšuje obr a depletiční oblast se rozšiřuje.



Obr. 5.1. Energetický pásový diagram detektoru CdTe typu **n** se dvěma usměrňujícími kontakty heteropřechodu kov-polovodič.

Výstupní práce polovodiče CdTe typu **n** je menší než u Au ($\phi_M = 5.37\text{eV}$, $\phi_S = 4.75\text{eV}$), což má za následek, že se elektrony z CdTe přesunou do kovu. Proto tedy v kovu, v místě kontaktu, vznikne nadbytek záporného náboje. Elektrony které se z polovodiče CdTe přesouvají do kovu po sobě zanechají atomy, které samy kladně ionizují. Takto v depletiční oblasti CdTe vznikne nadbytek kladného náboje. Když na vzorek aplikujeme vnější napětí, jeden z kontaktů funguje s předpětím v propustném směru a druhý s předpětím v závěrném směru, a proto budou bariéry na obou kontaktech rozdílné. S vnějším napětím $V_{\text{ext}} > V_{\text{bi}}$ jedna z bariér (na kontaktu v propustném směru) zmizí a na vzorku zůstane jen jediná kontaktní bariéra.

5.2 DEPLETIČNÍ OBLAST

Předpokládáme, že ionizované příměsi mimo depletiční oblast jsou plně vykompenzovány pohyblivými nosiči a v depletiční oblasti žádné pohyblivé nosiče nejsou. Za těchto podmínek bude pro kontaktní potenciál v depletiční vrstvě platit

$$\varphi = \frac{eN_D}{2\varepsilon_0\varepsilon} (L_d - x)^2. \quad (5.9)$$

Podle (5.9) se potenciál kontaktního pole v polovodiči se stoupající hodnotou x zmenšuje na základě parabolického zákona. Pro $x = 0$ $\varphi(0) = \varphi_0 = eV_{\text{bin}}$.

Pokud je na kontakt heteropřechodu mezi kovem a polovodičem přiloženo vnější elektrické pole, můžeme pro změnu kontaktního potenciálu psát

$$\varphi_0 \pm eV_{\text{ext}} = \frac{eN_D}{2\varepsilon_0\varepsilon} L_d^2. \quad (5.10)$$

Takže šířka depletiční oblasti se zmenší, pokud přiložené externí napětí působí v propustném směru.

$$L_d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon}{eN_D} (V_{bi} - eV_{\text{ext}})}, \quad (5.11)$$

Pokud přiložíme napětí v závěrném směru šířka depletiční vrstvy se rozšíří

$$L_d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon}{eN_D} (V_{bi} + eV_{\text{ext}})}. \quad (5.12)$$

Ve vzorku F33B8 s přiloženým napětím 1 V je šířka pak depletiční oblasti $L_d = 464$ nm.

Protože víme jak se mění velikost bariéry, dokážeme zjistit pravidlo pro změny koncentrace nosičů v depletiční oblasti. Předpis pro změny koncentrace nosičů je určen také vzdáleností mezi dnem vodivostního pásu a polohou Fermiho hladiny. Pro polovodič typu n platí

$$n(x) = N_C e^{-[\mu_n + \varphi(x)]/kT} + n_i = n_{n0} e^{-\varphi(x)/kT} + n_i, \quad (5.13)$$

kde μ_n je vzdálenost mezi dnem vodivostního pásu a polohou Fermiho hladiny v depletiční oblasti v objemu polovodiče; n_{n0} je rovnovážná koncentrace elektronů v polovodiči; n_i je vlastní koncentrace elektronů. Koncentraci děr polovodiče typu p získáme ze vztahu

$$p(x) = N_V e^{-[\mu_p + \varphi(x)]/kT} + p_i = p_{p0} e^{-\varphi(x)/kT} + p_i, \quad (5.14)$$

kde μ_p je vzdálenost mezi vrcholem valenčního pásu a pozicí Fermiho hladiny v depletiční oblasti polovodiče; p_{p0} je rovnovážná koncentrace děr v polovodiči, p_i je vlastní koncentrace elektronů daná vztahem

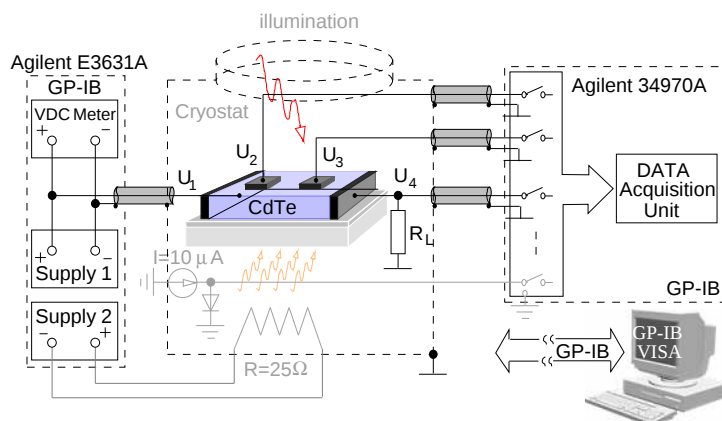
$$p_i = \frac{2(2\pi\sqrt{m_e m_{\text{dh}}} kT)^{3/2}}{h^3} e^{\left(\frac{-E_g}{2kT}\right)} \quad (5.15)$$

Odpor depletiční oblasti je tedy mnohonásobně vyšší než v oblasti homogenní části vzorku, protože je tam velmi nízká koncentrace volných nosičů.

6 TRANSPORTNÍ CHARAKTERISTIKY CDTE

6.1 APARATURA PRO MĚŘENÍ TRANSPORTNÍCH CHARAKTERISTIK

U vzorku CdTe pokaždé nastává problém, když je potřeba oddělit vlastnosti v objemu vzorku a vlastnosti kontaktů, jelikož každý kontakt je tvořen minimálně ze dvou různých materiálů (nebo ze tří v případě že je zde ještě mezivrstva). Pro studium transportních a šumových charakteristik v polovodiči CdTe v závislosti na teplotě a osvětlení byla sestavena měřící aparatura, zjednodušené blokové schéma je uvedeno na obr. 7.1.



Obr. 6.1. Měřící aparatura pro měření teplotních závislostí transportních a šumových charakteristik na vzorcích CdTe

Vzorek je umístěn je spolu se zatěžovacím odporem v kryostatu, kde je možno ohřevem topné spirály řídit pracovní teplotu okolí od teploty kapalného dusíku 77K až po 400K. VA charakteristiky jsou řízeny programovatelným zdrojem Agilent E3631A (výkonový D/A převodník), který rovněž slouží k automatizované regulaci teploty v kryostatu. Jednotlivé měřící body jsou zavedeny do multiplexní datové jednotky Agilent 34970A se zásuvnou reléovou kartou Agilent 34902A, která slouží k A/D převodu měřených veličin a propojení s PC po sběrnici GPIB.

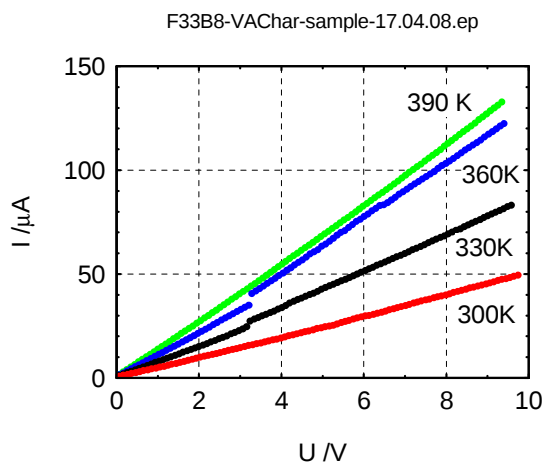
6.2 VA CHARAKTERISTIKY DETEKTORŮ CDTE

VA charakteristika kontaktu je závislost napětí na kontaktu na proudu procházejícím kontaktem. Usměrnující kontakty by měly být asymetrické s oblastí proudové saturace. Pro ohmické kontakty by pak měl platit Ohmův zákon takže podíl U/I by měl být v ideálním případě konstantní. Velice často je nízkoohmový kontakt brán jako ohmický kontakt, avšak nelinearita VA charakteristik a rozsah měřeného kontaktního napětí jsou dvě rozdílná pojetí. Teoreticky mohou existovat jednak nízkoohmové usměrnující kontakty stejně jako vysokoohmové ohmické kontakty. Vysokoohmové kontakty mohou existovat bez přítomnosti kontaktní mezivrstvy (např. oxidační vrstvy nebo přítomnosti jiného polovodiče). V předchozí kapitole bylo ukázáno, že vysokoohmické kontakty mohou existovat jako důsledek přítomnosti prostorového náboje na přechodu kovu a polovodiče (bariérová vrstva).

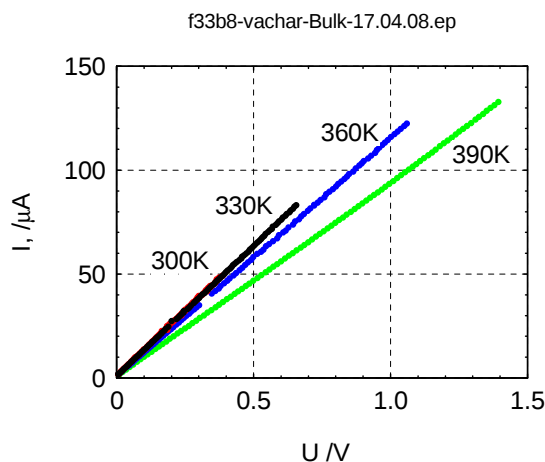
Oblast prostorového náboje vždy existuje na rozhraní mezi dvěma materiály rozdílných vodivostí, přičemž proud tekoucí těmito dvěma materiály je všude stejný. Proto by elektrická pole v těchto materiálech měla být různá. Z Poissonovy rovnice je patrné, že prostorový náboj vznikne, při změně elektrického pole. S ním je spjat i gradient koncentrace nosičů a dále difúzní proudy. Z toho plyne, že v podstatě neexistují ohmické kontakty (dle Ohmova zákona), dokonce ani mezi

kovy. Ve skutečnosti bývají VA charakteristiky CdTe však symetrické a velice často vykazují lineární tvar v širokém rozsahu provozního napětí.

VA charakteristiky byly měřeny čtyřbodově za účelem získat charakteristiku jednak v objemu vzorku (měřeno mezi napěťovými kontakty 2 a 3 viz obr. 6.1) a charakteristiku celého vzorku (měřeno mezi proudovými kontakty 1 a 4 viz obr. 6.1). Zatěžovací rezistor je volen tak, aby byl srovnatelný s odporem vzorku CdTe. VA charakteristiky pro nízko ohmový vzorek F33B8 typu p s odporem přibližně 60 k Ω jsou vidět na obr. 6.2 a obr.6.3.



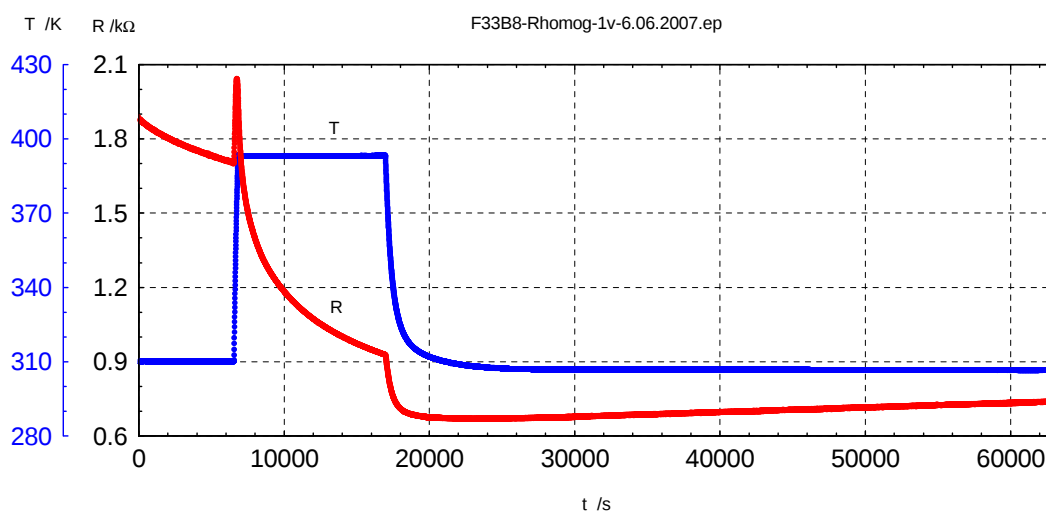
Obr. 6.2. VA charakteristiky nízko-ohmového vzorku F33B8 typu p.



Obr. 6.3. VA charakteristiky objemu nízko-ohmického vzorku F33B8 typu p.

6.3 KONCENTRACE A POHYBLIVOST DĚR A POLOHA FERMIHO HLADINY

Dlouhodobým měřením odporu homogenního vzorku polovodičového detektoru CdTe typu p při prudké změně teploty byly sledovány změny koncentrace a pohyblivosti děr a Fermiho hladiny. Měření časového intervalu v 17.5 hodin probíhalo při svorkovém napětí měřící aparatury nastaveném na $U = 1$ V.



Obr. 6.4. Vývoj odporu homogenního vzorku polovodičového detektoru F33B8 typu p při změně teploty, $U_{\text{ext}} = 1$ V.

Počáteční stav měření začal při udržované pokojové teplotě $T = 310 \text{ K}$. Odpor objemu vzorku byl $R = 1.90 \text{ k}\Omega$. Po 110 minutách vzorkování naměřených údajů a ustálení teploty aparatury byla během 1.5 minuty provedena prudká změna teploty na $T = 393 \text{ K}$. Teplota působila na vzorek po dobu 170 minut a poté byl ohřev zastaven a vzorek postupně zchladnul zpět na teplotu kolem $T = 310 \text{ K}$, která se udržovala konstantní. Výsledky měření jsou vidět na obr 6.4.

Jak je vidět, odpor v objemu nízko-ohmového vzorku polovodiče typu p velmi pomalu klesá. V intervalu narůstání teploty odpor také prudce vzrostl. Po dobu, co je navýšená okolní teplota vzorku udržována konstantní i při přirozeném plynulém snižování teploty, odpor v objemu vzorku klesá. Po ustálení na pokojovou teplotu odpor vzorku pozvolna narůstá. V našem případě byla naměřena poslední hodnota $R = 0.26 \text{ k}\Omega$, přičemž po dostatečné relaxační době i několik dnů se odpor v objemu vzorku dostane zpět na svojí původní hodnotu jako na počátku měření. Jedná se tedy o vratný nikoliv degradační proces.

Z počátku detektor vykazuje chování kovu, kdy změna odporu odpovídá každé změně teploty s pozitivní teplotní závislostí, tedy s rostoucí teplotou odpor roste a s klesající se snižuje. Polovodičové vlastnosti vzorku začnou dominovat až po určitém čase, kdy již dostatečně probíhá proces tepelné generace nosičů a tedy se zvyšuje vodivost vzorku a odpor klesá. Toto není běžné chování polovodičových materiálů.

Pohyblivost děr v monokrystalech CdTe byla měřena na Katedře Fyziky Univerzity Karlovy v Praze. Na základě experimentálního měření pohyblivosti děr byla provedena odpovídající aproximace

$$\mu = 57[\exp(252/T) - 1]. \quad (6.1)$$

Obdobný výsledek uvádí i literatura [3]. Nyní je možné vypočítat pohyblivost děr v každém vzorku měření na obr 5.12 v celém časovém intervalu, protože pohyblivost μ podle (7.6) závisí pouze na teplotě. Současně platí

$$\mu = \frac{\sigma}{ep}, \quad (6.2)$$

kde σ je elektrická vodivost, která je dána vztahem

$$\sigma = \frac{l}{RS} \quad (6.3)$$

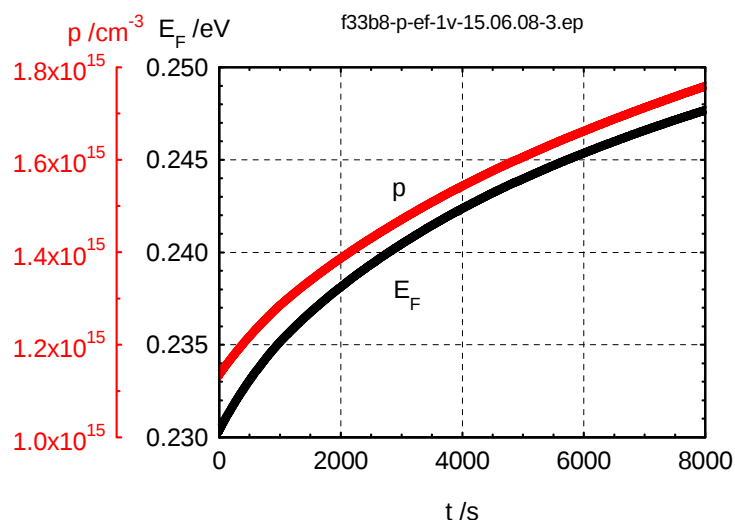
Uvažujme polovodičový vzorek CdTe délky $l = 11 \text{ mm}$ o průřezu $S = 8 \text{ mm}^2$. Z rovnic (6.2) a (6.3) můžeme dále odvodit vztah pro koncentraci děr

$$p = \frac{\sigma}{e\mu} = \frac{l}{e\mu RS} \quad (6.4)$$

U čistého polovodiče leží úroveň Fermiho hladiny velmi blízko středu zakázaného pásu. Pokud polovodič obsahuje legující příměsi, úroveň Fermiho hladiny se posune tak, aby byla zachována nábojová neutralita. V případě polovodiče typu p se posune nad oblast valenčního pásu (v případě polovodičů typu n bude těsně pod vodivostním pásmem). Pro zachování elektrické neutrality musí být celkový záporný náboj (elektrony a ionizované akceptory) vyrovnán celkovým kladným nábojem (díry a ionizované donory). V našem případě hustota elektronů ve vodivostním pásu je zanedbatelná a nemá vliv na polohu Fermiho hladiny

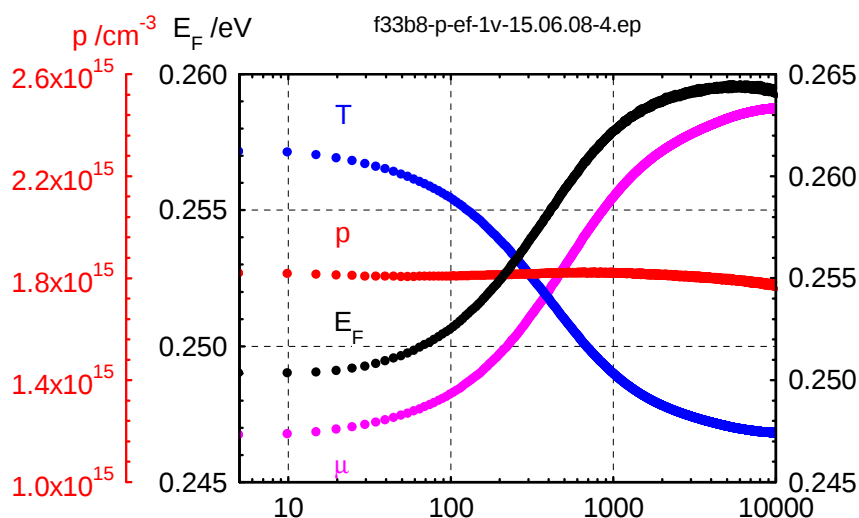
$$E_F = E_A - kT \ln \left(\frac{N_A - p}{4p} \right). \quad (6.5)$$

Poté, co bylo na vzorek CdTe aplikováno vnější napětí, odpor se při teplotě $T=310\text{K}$ začal zmenšovat. To bylo způsobeno zvyšující se koncentrací děr podle rovnice (6.4). Pohyblivost děr $\mu = 71\text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ je konstantní a odporem vzorku je nepřímo úměrný koncentraci děr. Když se zvýšila teplota z 310 K na 393 K, současně s ní se zvýšil odpor. Pohyblivost děr klesla na $\mu=51\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$. Odpor se mění v důsledku snižování pohyblivosti děr. Ale jakmile se teplota dostane na svoji konstantu $T = 393$, odpor se mění pouze v důsledku rostoucí koncentrace a to ve všech intervalech teplotních konstant. Z počátku je Fermiho hladina ovlivňována hlavně změnou pohyblivosti děr. Pak se rozhodujícím stane vliv rostoucí koncentrace děr a hodnota E_F začne stoupat.



Obr. 6.5. Koncentrace děr a Fermiho hladiny jako funkce závislosti na čase. $T=393\text{K}$, $\mu=51\text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$

Když teplota klesla na 310 K, zároveň se snížil i odpor CdTe. Pohyblivost děr se zvýšila na hodnotu $\mu = 71\text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$. Koncentrace děr zůstala téměř konstantní podle rovnice (6.4). Zpočátku spolu se stoupající pohyblivostí děr stoupala i hodnota Fermiho hladiny, ale poté klesající koncentrace děr začala ovlivňovat především pozici Fermiho hladiny.



Obr. 6.6. Koncentrace děr a poloha Fermiho hladiny jako funkce času. T klesne z 393K na 310K, μ se zvýší z 51 na $71\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$

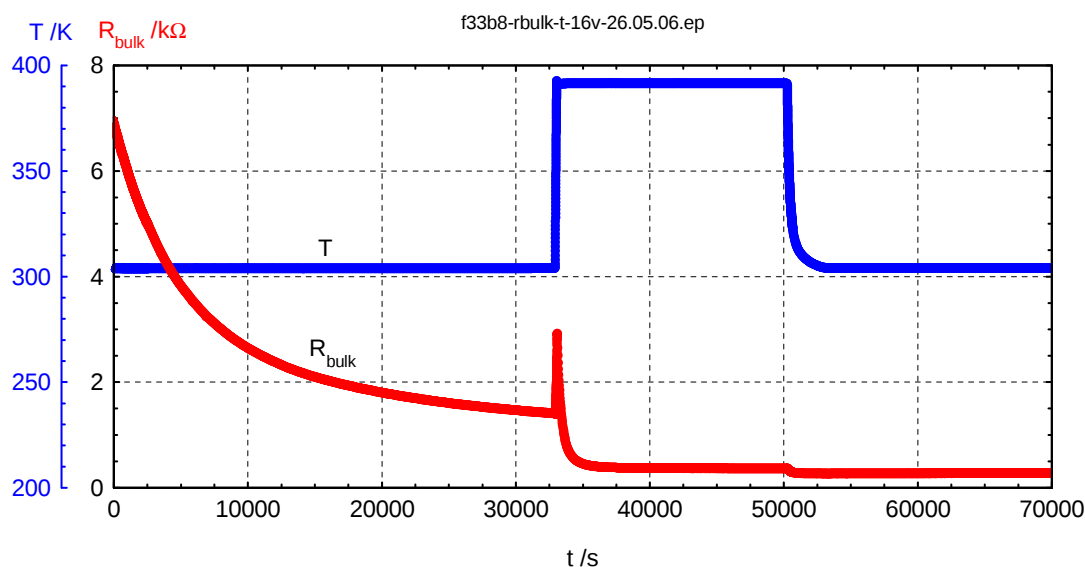
Po ochlazení vzorku zpět na pokojovou teplotu odpor objemu v daném časovém intervalu lineárně vrůstá. Během několika dní (3-5) se dostane na původní hodnotu. Při konstantní teplotě $T = 310$ K považujeme pohyblivost děr za konstantní podle rovnice (6.1). Odpor přibližně 3 dny stoupal směrem ke své původní hodnotě. Při konstantní teplotě $T = 310$ K byla pohyblivost děr taktéž konstantní, dle rovnice (6.1). Takže rostoucí odpor byl důsledkem pozvolného snižování koncentrace děr. Klesající koncentrace děr rovněž způsobuje klesání polohy Fermiho hladiny.

6.4 PROCESY ČASOVÉ RELAXACE V OBJEMU VZORKU CDTE

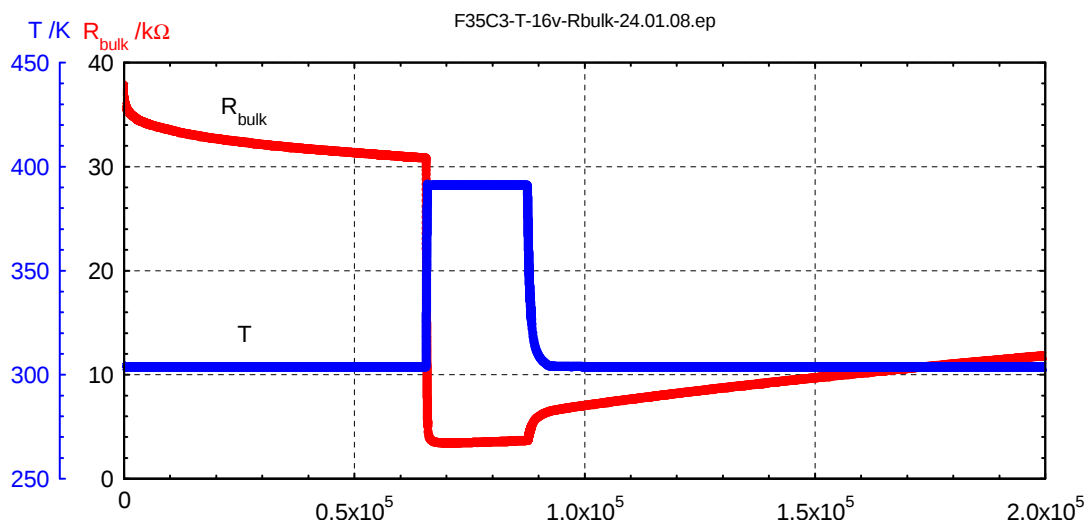
Po přiložení vnějšího elektrického pole dochází ve vzorcích CdTe k velmi pomalým změnám odporu v objemu vzorku a to i při konstantní teplotě. Po velmi dlouhé době (stovky i tisíce sekund) konverguje jeho odpor k původní hodnotě. Tento proces nazýváme časovou relaxací.

Změna odporu v objemu vzorku CdTe v elektrickém poli

Na obr. 6.7 je zobrazen průběh odporu v objemu vzorku nízko-ohmového detektoru CdTe typu p F33B8 při napětí 16 V. Přibližně 9.5 hodiny byla udržována teplota $T = 300$ K. Potom byla po dobu 100 s zvyšována na 390 K a na této hodnotě byla držena 4.5 hodiny. Poté byl vzorek ochlazen zpět na 300 K.



Obr. 6.7. Časová závislost odporu homogenní části vzorku nízko-ohmového detektoru CdTe typu p F33B8 při $U_{\text{ext}} = 16$ V při změně teploty.



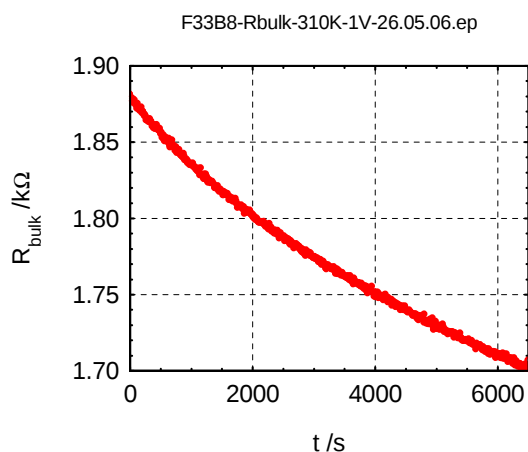
Obr. 6.8. Časová závislost odporu homogenní části vzorku nízko-ohmového detektoru CdTe typu n F35C3 při $U_{\text{ext}} = 16 \text{ V}$ při změně teploty.

Se vzrůstající teplotou roste i odpor v objemu vzorku. Jak je zřejmé z obrázku, důvodem je měnící se pohyblivost děr. Koncentrace děr zůstala téměř stejná i přes prudce stoupající teplotu. Po té co se teplota vrátila na pokojovou hodnotu $T = 300 \text{ K}$ odpor v objemu vzorku se začal snižovat, protože roste děrová koncentrace. Odpor klesl současně s klesající teplotou, ale poté začal při udržování na pokojové teplotě narůstat.

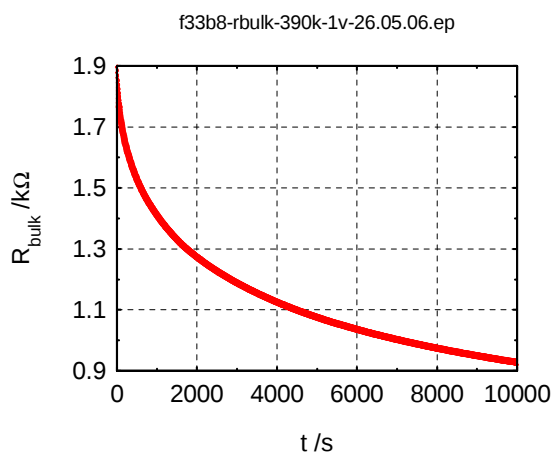
Při každém pokusu lze pozorovat prudké zvýšení odporu v objemu vzorku, když se teplota začne zvyšovat a jeho snížení v průběhu chlazení vzorku. Odpor v objemu vzorku nízko-ohmového n –typového detektoru CdTe se také v čase mění velice pomalu. Hlavní rozdíl v chování n typového a p typového vzorku je takový že odpor v objemu vzorku u polovodiče typu n klesá při rostoucí teplotě a naopak stoupá, když teplota klesá.

Analýza časové relaxace v objemu vzorku CdTe

Na obr. 6.9 je vidět měření odporu v objemu vzorku F33B8 typu p s vnějším napětím $U_{\text{ext}} = 1 \text{ V}$.



Obr. 6.9. Odpor v objemu vzorku F33B8 typu p při teplotě $T=310 \text{ K}$.



Obr. 6.1. Odpor v objemu vzorku F33B8 typu p při teplotě $T=390 \text{ K}$.

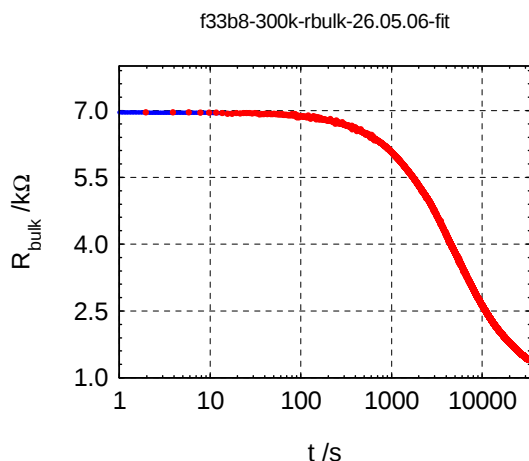
Proces změny koncentrace děr je velice pomalý a její hodnota je při rychle rostoucí teplotě téměř konstantní. Jakmile teplota dosáhne své konečné hodnoty $T=310$ K, odpor v objemu vzorku se vlivem rostoucí koncentrace děr začne snižovat.

Po chlazení teploty vzorku na 310 K se odpor v objemu vzorku mění v závislosti na zvyšující se pohyblivosti děr. Zpočátku se odpor snižoval rovnoměrně se snižující se teplotou, pak se ale začal zvyšovat při konstantních 310 K.

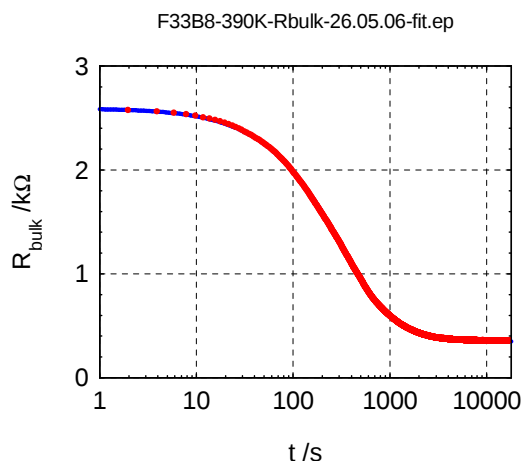
Odpor v objemu vzorku klesl velice pomalu poté, co bylo na vzorek přiloženo vnější elektrické pole. Pohyblivosti nosičů se mění s rostoucí nebo klesající teplotou. Nejzajímavější jsou oblasti, kdy je teplota v ustáleném stavu a konstantní. Za těchto podmínek se odpor v objemu vzorku mění pouze kvůli změnám koncentrace nosičů. Tím získáváme informaci o hlubokých hladinách lokalizovaných stavů v krystalu, které zabírají část procesu časové relaxace.

Časový průběh odporu v objemu vzorku s teplotou jako parametrem, která je zahrnuta v časové konstantě lze aproximovat superpozicí exponenciálních závislostí s různými časovými konstantami

$$R_{bulk} = \sum_{i=1}^n a_i \exp(-t / \tau_i) + c. \quad (6.6)$$



Obr. 6.10. Časová závislost odporu v objemu p typového vzorku CdTe F33B8 při konstantní teplotě $T = 300$ K.



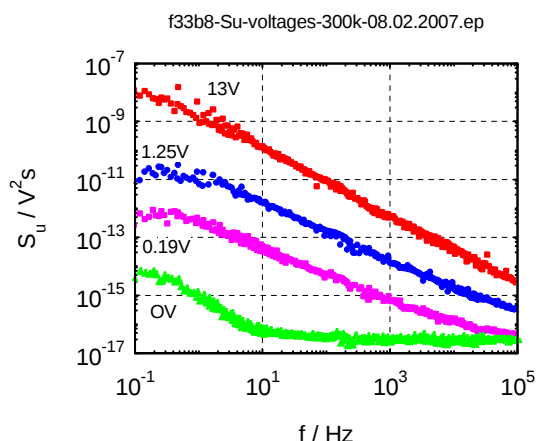
Obr. 6.11. Časová závislost odporu v objemu p typového vzorku CdTe F33B8 při konstantní teplotě $T = 390$ K.

Energetické hladiny defektů mají velký vliv na vlastnosti transportních charakteristik polovodičů. Pro zvýšení vodivosti polovodiče by se měly elektrony z energetické hladiny lokalizovaných stavů defektů v oblasti zakázaného pásu přemístit do vodivostního pásu.

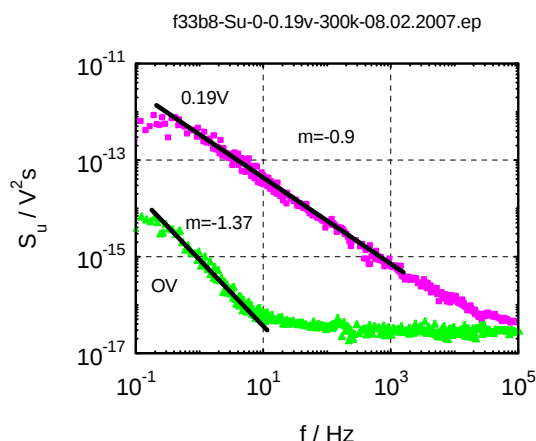
V zakázaném pásu polovodiče CdTe jsou alespoň čtyři energetické hladiny nečistot, které se mohou chovat jako pasti. Takže elektrony se v nich mohou zachytit při přechodu z valenčního pásu do vodivostního a nebo při přechodu z jiné hladiny defektů v zakázaném pásu. Za těchto okolností je změna koncentrace velmi pomalý proces a neovlivňuje změnu odporu v objemu vzorku.

7 ŠUM V POLOVODIČÍCH CDTE

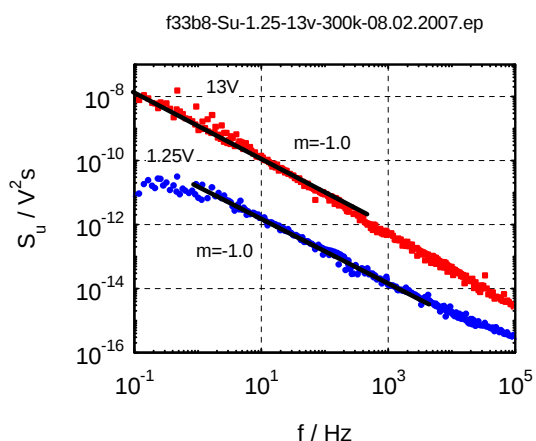
Transport nosičů náboje v polovodičích je statistické povahy. Interakce elektronů a děr s fotony a fonony vyvolává náhodné kvantové přechody z energetických hladin, což se ve vnějším obvodu projevuje jako fluktuace proudu či napětí popřípadě jako fluktuace světelného toku u optoelektronických prvků. Šum $1/f$, generačně-rekombinační šum a RTS šum jsou využity pro charakterizaci stavu součástek. Měření spektrální hustoty výkonu napětíových fluktuací na vzorku F33B8 probíhalo na zatěžovacím odporu $R_L = 1\text{ k}\Omega$. Na obr. 7.1, a obr. 7.2 jsou ukázky změřených závislostí.



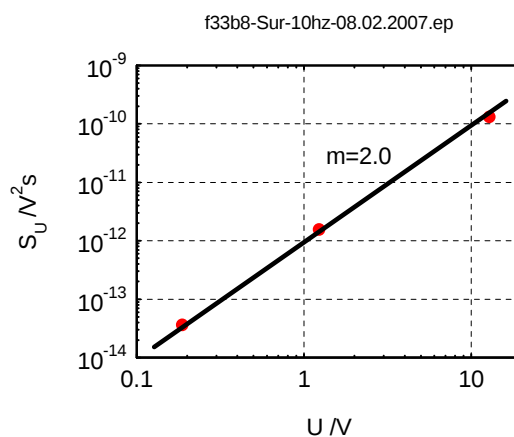
Obr. 7.1. Spektrální hustota výkonu šumového napětí na vzorku F33B8. Měření bylo provedeno pro napětí $U = 0.19; 1.25; 13\text{ V}$ včetně měření šumového pozadí měřicí aparatury.



Obr. 7.2. Spektrální hustota výkonu napětíových fluktuací na vzorku F33B8 při aplikovaném napětí $U = 0.19\text{ V}$ a šumové pozadí měřicí aparatury.



Obr. 7.3. Spektrální hustota výkonu šumového napětí na vzorku F33B8 při napětí $U = 1.25; 13\text{ V}$.



Obr. 7.4. Kvadratická závislost spektrální hustoty výkonu šumového napětí na vzorku F33B8 při frekvenci $f = 10\text{ Hz}$ na přiloženém napětí na vzorku.

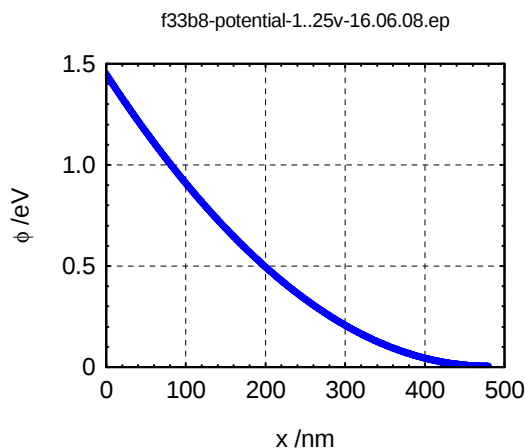
V celém měřeném frekvenčním pásmu můžeme u vzorku, kde bylo na svorkách připojeno napětí $U \in \langle 0.19\text{ V} \div 13\text{ V} \rangle$ pozorovat viz obr. 8.3 a obr. 8.4. převládající typ šumu $1/f^n$, kde exponent n nabývá hodnoty velmi blízko k $n = 1.0[-]$. V případě přiloženého napětí $U = 0.19\text{ V}$ viz obr. 8.3 můžeme vidět plynulý přechod $1/f$ charakteristiky na tepelný šum.

7.1 ANALÝZA ŠUMU VE VZORCÍCH CDTE

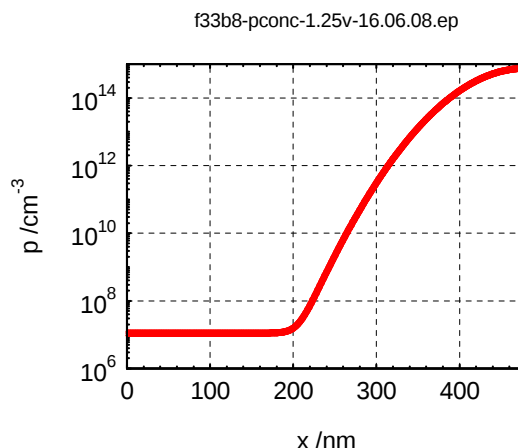
Vzorek CdTe můžeme chápat jako anti-sériové spojení dvou Schottkyho diod, které modelují kontakty a s rezistorem vloženým mezi nimi. Po přiložení vnějšího elektrického pole na vzorek bude jedna z diod pólována v propustném a druhá v závěrném směru. Při aplikaci vyššího napětí než je vnitřní potenciál ($V_{bi} = 0.35$ V pro p-typový a $V_{bi} = 0.62$ V pro n-typový polovodič CdTe) bude úbytek napětí na přechodu mezi kontaktem a homogenním vzorkem, který se zrovna nachází v propustném mnohem nižší než na opačném přechodu, který je pólován v závěrném směru. Veškeré aplikované napětí tedy působí na závěrně polarizovaný přechod a můžeme si tedy situaci zjednodušit a uvažovat pouze jednu depletiční oblast (v závěrném směru).

Pro vzorek F33B8 uvažujme relativní permitivitu polovodiče $\epsilon_r = 7.2$ [-], difúzní potenciál $eV_{bi} = 0.35$ eV, koncentrace akceptorů $N_A = 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, při napětí na vzorku $U = 1.25$ V bude šířka depletiční oblasti rovna $L_d = 480$ nm. Pro svorkové napětí $U = 13$ V (za předpokladu, že úbytek napětí na přechodu v závěrném směru bude 12 V) dostaneme $L_d = 1400$ nm.

Průběhy rozložení kontaktního potenciálu v depletiční oblasti jsou zobrazeny na obr.7.5 a to pro svorkové napětí $U = 1.25$ V a na obr.7.7 pro svorkové napětí $U = 13$ V. Děrová koncentrace uvnitř ochuzené oblasti pro svorkové napětí $U = 1.25$ V je zobrazena na obr.7.6 a pro $U = 13$ V na obr. 7.8.



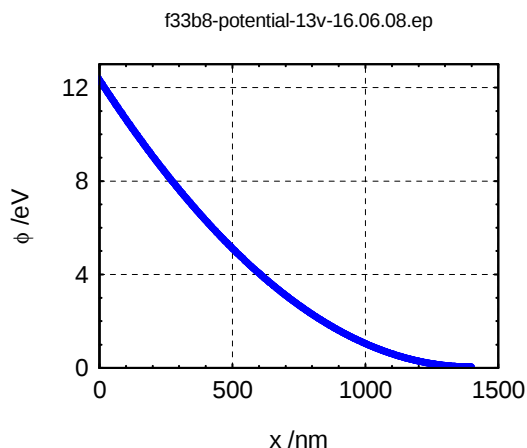
Obr. 7.5. Průběh kontaktního potenciálu uvnitř ochuzené oblasti závěrně polarizovaného přechodu kov - CdTe polovodič typu p pro vzorek F33B8 při napětí na vzorku $U = 1.25$ V.



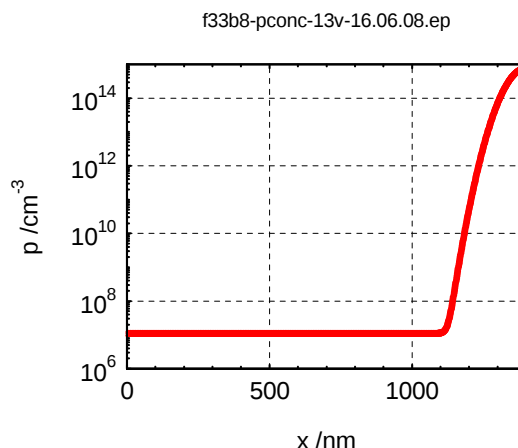
Obr. 7.6. Průběh koncentrace děr uvnitř ochuzené oblasti závěrně polarizovaného přechodu kov-CdTe polovodič typu p u vzorku F33B8 při aplikovaném napětí $U = 1.25$ V.

Rozložení děrové koncentrace uvnitř depletiční vrstvy jsme určili za předpokladu, že děrová koncentrace v oblasti homogenního vzorku je $p = 7 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Pro vzorky CdTe uvažujme Hoogeho konstantu $\alpha_H \approx 2 \cdot 10^{-3}$. Rozměry vzorku CdTe F33B8 jsou $l = 11$ mm, plošný průřez vzorku je $S = 8 \text{ mm}^2$. Děrová koncentrace se pohybuje v rozmezí $p = 6.4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ a $p = 7 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. V objemu vzorku $V = 88 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^3$ tedy budeme předpokládat $N = pV = 5.6 \cdot 10^{13} \div 6.16 \cdot 10^{13}$ [-] počet volných nosičů náboje. Pro frekvenci $f = 1$ Hz a

přiložené napětí $U = 1.25 \text{ V}$ budeme podle (2.11) očekávat teoretickou hodnotu spektrální hustoty výkonu napěťových fluktuací $S_u = 3.9 \cdot 10^{-13} \div 4.3 \cdot 10^{-17} \text{ V}^2\text{Hz}^{-1}$.



Obr. 7.7. Průběh kontaktního potenciálu uvnitř ochuzené oblasti závěrně polarizovaného přechodu kov - CdTe polovodič typu p pro vzorek F33B8 při napětí na vzorku $U = 13 \text{ V}$.



Obr. 7.8. Průběh koncentrace děr uvnitř ochuzené oblasti závěrně polarizovaného přechodu kov-CdTe polovodič typu p u vzorku F33B8 při aplikovaném napětí $U = 13 \text{ V}$.

Pro napětí $U = 13 \text{ V}$ aplikované na vzorku bude při frekvenci $f = 1 \text{ Hz}$ teoretická hodnota spektrální hustoty napěťových fluktuací rovna $S_u = 2.5 \cdot 10^{-15} \div 2.9 \cdot 10^{-15} \text{ V}^2\text{Hz}^{-1}$. Tyto výsledky můžeme porovnat s měřeními podle obr. 7.3, kde jsou na frekvenci $f = 1 \text{ Hz}$ hodnoty $S_u = 8 \cdot 10^{-12} \text{ V}^2\text{Hz}^{-1}$ pro napětí $U = 1.25 \text{ V}$ na vzorku a $S_u = 1 \cdot 10^{-9} \text{ V}^2\text{Hz}^{-1}$ pro $U = 13 \text{ V}$. Je patrné, že naměřené hodnoty jsou mnohem vyšší než teoretické.

Tyto vysoké hodnoty nízkofrekvenčního šumu mohou být zřejmě způsobeny přechodem kov-polovodič v závěrném směru. Podle (2.11) je spektrální hustota napěťových fluktuací závislá na počtu volných nosičů ve vzorku. Volné nosiče jsou uniformně rozděleny v oblasti homogenní části vzorku. Abychom mohli toto tvrzení prokázat, je nezbytné srovnat celkový počet volných nosičů uvnitř depleční oblasti s teoretickou hodnotou volných nosičů, které odpovídají naměřené hodnotě spektrální hustoty výkonu. Pokud si budou tyto hodnoty vzájemně blízké znamená to, že nadbytečný nízkofrekvenční šum je způsobený právě depleční vrstvou polarizovanou v závěrném směru.

Pro experimentálně zjištěnou hodnotu spektrální hustoty výkonu napěťových fluktuací $S_u = 8 \cdot 10^{-12} \text{ V}^2\text{Hz}^{-1}$ při frekvenci $f = 1 \text{ Hz}$ a aplikovaném stejnosměrném napětí na vzorku $U = 1.25 \text{ V}$ by podle (2.11) měla být teoretická hodnota počtu nosičů náboje rovna $N_{\text{theor}} = 3 \cdot 10^8$ (zatímco počet nosičů zjištěný z experimentu je $N_{\text{exp}} = 9.7 \cdot 10^{13} \div 1.14 \cdot 10^{14}$).

Pro experimentální hodnotu spektrální hustoty výkonu napěťových fluktuací $S_u = 1 \cdot 10^{-9} \text{ V}^2\text{Hz}^{-1}$ a frekvenci $f = 1 \text{ Hz}$ při napětí na vzorku $U = 13 \text{ V}$ odpovídá teoretická hodnota počtu nosičů $N_{\text{theor}} = 2.9 \cdot 10^8$.

Počet děr uvnitř ochuzené oblasti spočítáme integrací funkce rozložení koncentrace děr a vynásobíme plochou kontaktu:

$$N = S \int_0^{L_d} p dx, \quad (7.1)$$

kde p je koncentrace děr podle rovnice a S je plocha kontaktu. Plocha zlatého kontaktu je menší než průřez vzorku a činí $S = 6 \text{ mm}^2$. Pro aplikované napětí na vzorku $U = 1.25 \text{ V}$ je počet děr v depletiční vrstvě $N = 2.4 \cdot 10^8$. Tato hodnota je velmi blízká teoretické hodnotě počtu volných nosičů $N_{\text{theor}} = 3.0 \cdot 10^8$, pro kterou jsem v oblasti nízkofrekvenčního šumu změřil spektrální hustotu $S_u = 8 \cdot 10^{-12} \text{ V}^2 \text{ Hz}^{-1}$.

Při napětí $U = 13 \text{ V}$ přiloženém na vzorek je počet děr uvnitř vyprázdněné oblasti také $N = 2.4 \cdot 10^8$. Jak si můžeme všimnout na obr. 7.8, je patrné, že ze 76% depletiční vrstvy převládá intrinzická koncentrace $n_i = 1.04 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$, která dále od této hodnoty exponenciálně narůstá až k hodnotě $n_0 = 7 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Celkový počet nosičů náboje uvnitř této vrstvy je také velmi blízké teoretické hodnotě $N_{\text{theor}} = 2.9 \cdot 10^8$ pro nízkofrekvenční oblast spektra, kdy pro kmitočet $f = 1 \text{ Hz}$ změříme $S_u = 1 \cdot 10^{-9} \text{ V}^2 \text{ Hz}^{-1}$. Můžeme tedy říct, že změřené vysoké hodnoty šumu $1/f$ jsou způsobeny nízkou koncentrací uvnitř depletiční vrstvy na záporně polarizovaném kontaktu.

8 ZÁVĚR

Doktorská disertační práce shrnuje výsledky studia fluktuačních jevů při transportu náboje v polovodičových součástkách na bázi CdTe a pojednává o aplikacích šumové spektroskopie pro predikci jejich kvality a spolehlivosti. Tato oblast výzkumu se s rozvojem elektronizace dostává stále více do centra zájmu o zvyšování spolehlivosti aktivních či pasivních elektronických součástek a celých systémů. V oblasti diagnostických postupů zjišťování kvality materiálů zejména u polovodičů navrhuji u součástek z CdTe vycházet ze statistických charakteristik napětových nebo proudových fluktuací zkoumané součástky. V předložené práci jsou předmětem studia detektory X a gama záření vyrobené na bázi CdTe.

Předložená teoretická a experimentální analýza prokázala, že v depletiční oblasti záporně polarizovaného kontaktu existuje nízká koncentrace nosičů a odpor této oblasti je mnohem větší než odpor homogenní části vzorku nebo oblasti kontaktu pólovaného v propustném směru. Na základě řešení Poissonovy rovnice jsem stanovil šířku depletiční oblasti, která je od 100 nm do $1,5\text{ }\mu\text{m}$ a vypočítal průběh kontaktního potenciálu. Provedená analýza spektrální hustoty nízkofrekvenčního šumu a rozbor potenciálových bariér depletiční vrstvy závěrně polarizovaného heteropřechodu v oblasti kontaktů pro různé vzorky CdTe ukázaly, že u všech měřených vzorků se projevila jako dominantní složka šumu $1/f^n$. Parametr n šumu $1/f$ se ve většině případů pohybuje v rozmezí $0,9 \leq n \leq 1,5$, kdy se velmi často blíží právě hodnotě $n=1$. U některých vzorků byl ve spektru zaznamenán výskyt G-R šumu a v oblasti vyšších kmitočtů pak převládá tepelný šum. Experimentálně naměřené hodnoty nízkofrekvenčního spektra šumu $1/f$ jsou vždy mnohem vyšší, než teoreticky vypočtené hodnoty, kdy pro výpočet uvažuji celkový počet volných nosičů náboje ve vzorku. Spektrální hustota výkonu napětových fluktuací šumu $1/f$ závisí na počtu volných nosičů ve vzorku. Na základě provedených analýz vyvozují, že původem vyšší úrovně nadbytečného šumu ve vzorku je právě závěrně polarizovaný kontakt kov-polovodič. Podrobnějšímu rozboru byl podroben nízkohmový p-typový vzorek monokrystalu CdTe označený F33B8. Spektrální hustota výkonu napětových fluktuací tohoto vzorku byla měřena před i po teplotním stárnutí. Provedl jsem i řadu měření transportních charakteristik s periodickým teplotním namáháním a různými parametry. Opakována série měření spektrální hustoty výkonu napětových fluktuací po stárnutí prokázala přibližně o tři řády vyšší spektrální hustotu šumu než před stárnutím. V tomto případě lze užít nadbytečnou složku šumu $1/f$ jako indikátor kvality. Průběhy VA charakteristik vzorku, které nebyly podrobeny měření za vysokých teplot (stárnutí) známky degradace nenesly. Veškeré experimentální výsledky měření PSD jsem získal na vlastní aparatuře, která využívá nové typy diskretních transformací (DWT) a nahradila původní z velké části analogovou měřicí metodu. Nová aparatura přináší výhody zejména ve zvýšení efektivity měření, pracuje paralelně, vývoj PSD je možné sledovat během měření a výsledky jsou dosažitelné v nesrovnatelně kratším čase. Důležitá je také úspora nákladů, protože komerčně dostupné metody měření PSD obvykle využívají velice drahé spektrální analyzátoři, které ovšem dostatečně nepokryjí ultra-nízkofrekvenční část spektra.

9 LITERATURA

- [1] SINGH, J. *Semiconductor Devices: Basic Principles*. John Wiley & Sons, Inc. 200. 576 pages. ISBN: 978-0-471-36245-6
- [2] CAPPER, P. and Co. *Properties of Narrow Gap Cadmium Based Compounds*. INSPEC, 1994. 648 pages. ISBN: 0 85296 8809
- [3] ZANIO, K. *Semiconductors and Semimetals. Volume 13. Cadmium Telluride*. Academic Press, INC. 1978. 231 pages. ISBN0-12-752113.
- [4] ELHADIDY, E., FRANC, J., MORAVEC, P., HÖSCHL, P., FIEDERLE, M., Deep Level defects in CdTe materials studied by thermoelectric effect spectroscopy and photo-induced current transient spectroscopy. *Semiconductor science and technology*. 2007, no 22, p.537-542. ISSN 0268-1242
- [5] SIKULA, J., STOURAC, L. Noise spectroscopy of semiconductor materials and devices. In *23rd International Conference on Microelectronics*. 2002, vol. 2, p. 767 – 772. ISBN: 0-7803-7235-2
- [6] ASAAD, I. AT ALL. Shot Noise in CdTe Resistors: Experimental and Analytical studies. In *Proceedings of the 17th International Conference: Noise and fluctuations ICNF 2003*: Prague, 2003, p. 153. ISBN: 80-239-1005-1.
- [7] VIRT, I., BILYK, M., POPOVICH, V. Noise spectroscopy of CdTe and CdMnTe crystals. In *Proc. of the 17th International Conference on Noise and fluctuations ICNF 2003, Prague*. 2003, p. 197-200. ISBN 80-239-1005-1
- [8] SCHAUER, P. Noise Spectroscopy of Trap Levels in CdTe Radiation Sensors. In *Workshop NDT 2004, Non-Destructive Testing, Brno*. 2004, p. 189-191. ISBN 80-7204-371-4
- [9] GRMELA, L.; ANDREEV, A.; ŠIKULA, J.; ZAJAČEK, J.; MORAVEC, P. Noise Sources in the CdTe radiation detectors. In *Noise and Fluctuation - 19-th International Conference on Noise and Fluctuations - ICNF 2007*. Tokyo: American Institute of Physics, 2007. p. 302-305. ISBN: 978-0-7354-0432-8.
- [10] FIEDERLEI, M., BABENTSOV, V., FRANC, J., FAULER, A., KONRATH, J.P., Growth of high resistivity CdTe and (Cd,Zn)Te crystals. *Crystal Research & Technology*. 2003, vol .38, no. 7/8, p. 588-597, ISSN 0232-1300
- [11] TURKEYVYCH, I., GRILL, R., MORAVEC, P. Hight-temperature electron and hole mobility in the CdTe. *Semiconductor Science and Technologies*. 2002, vol 17, p.1064-1066. ISSN 0268-1242
- [12] ZIEL, A. *Noise in Solid State Devices and Circuits*. John Wiley, NY. 1986. 318 pages. ISBN: 978-0471832348
- [13] BURGESS, R.E. *Fluctuation Phenomena in Solids*. New York, Academic Press, 1965. 389 pages.
- [14] BUCKINGHAM, M.J. *Noise in Electronic Devices and Systems*. John Wiley & Sons, New York, 1983. 372 pages. ISBN: 978-0470274675
- [15] FRANC J., GRILL R., TURJANSKA L., HÖSCHL P., BELAS E. AND MORAVEC P. High temperature mobility of CdTe. *Journal of Applied Physics*. 2001, vol. 89 p.786-78. ISSN 0003-6951
- [16] SCHAUER, P., SIKULA, J., MORAVEC, P. Transport and Noise Properties of CdTe(Cl) Crystals. *Microelectronics Reliability*. 2001, vol. 41, p431-436. ISSN 0026-2714

- [17] ABRO, E.; JOHANSEN, G., A. Low Noise Gamma-ray and X-ray Detectors Based on CdTe Materials. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*. 1996, vol. A 377, p. 470-474. ISSN: 0168-9002
- [18] KOGAN S. M., NAGAEV K.E., On the low-frequency current 1/f noise in metals. *Solid State Communications*. 1984, vol. 49, p. 387-389. ISSN: 0038-1098.
- [19] SZE, S., M. *Physics of Semiconductor Device*. John Wiley & Sons New York, 1981. 832 pages. ISBN: 978-0-471-14323-9
- [20] TOYAMA, H., YAMAZATO, M., HIGA, A., MAEHAMA, T., OHNO, R. and TOGUCHI, M. Formation of Schottky electrode for CdTe radiation detector. In Nuclear Science Symposium Conference Record. 2005, vol. 3, no. 23-29, p.1395 – 1398. ISBN: 0-7803-9221-3
- [21] ANDREEV, A.; GRMELA, L.; ŠIKULA, J.; ZAJAČEK, J. Analysis of the CdTe Hole Concentration and the Hole Mobility. In *30th International Spring Seminar on Electronics Technology 2007*. MEDIAMIRA, Cluj-Napoca, Romania, 2007. p. 86-87. ISBN: 978-973-713-174-4.
- [22] BLAUM, A., PILLOUD, O., SCALEA, G., VICTORY, J., SISHKA, F. A New Robust On-Wafer 1/f Noise Measurement and Characterization System, Motorola Inc. *Proceedings of International Conference on Microelectronic Test Structures*, 2001. ICMTS 2001. ISBN: 0-7803-6511-9
- [23] HAJEK, K. Electrical Filters for Extra-Low Noise Measuring System. In *Noise and Non-Linearity Testing of Modern Electronics Components International Workshop*, Brno, 2001. ISBN 80-238-9094-8.
- [24] WELCH, D.P, The Use of Fast Fourier Transform for the Estimation of Power Spectra: A Method Based on Time Averaging Over Short, Modified Periodograms. *IEEE Transactions on Audio Electroacoustics*. 1967, vol. au-15 no 2, p. 70-73. ISSN: 0018-9278
- [25] HOOGE, F.N. 1/f Noise is no surface effect . *Physics Letters A*. 1969, v ol. 29, no 3, p. 139-140. ISSN 0003-6951
- [26] ANDREEV, A.; ZAJAČEK, J.; ŠIKULA, J.; GRMELA, L.; HOLCMAN, V. The Effect of Contacts Metal - Semiconductor on Low Frequency Noise. In *6th International Conference of PhD Students*. Miskolc, Hungary, 2007. p. 173-178. ISBN: 978-963-661-779-0.
- [27] NEMIROVSKY, Y.; RUZIN, A.; ASA, G.; GORELIK, Y.; LI, L. Study of contacts to CdZnTe radiation detectors, *J. Electron. Mater.* 26. p. 756-764. 1997.
- [28] JAN, J. Číslicová filtrace, analýza a restaurace signálů (2. upravené a rozšířené vydání). *VUTUM*. 2002
- [29] KOKTAVY, B., ŠIKULA, J. Method of experimental study of fluctuation in semiconductors. *J. Acta Phys. Slovaca*, 29. 1979. p. 227-36.
- [30] KOZUMPLÍK, J. Nové algoritmy zpracování signálů. *Přednášky k předmětu*. VUT. Brno. 2004
- [31] HANDEL, P.H. Quantum approach of 1/f noise. *Physical Review A*. 1980, vol. 22, p. 745.
- [32] MC WORTHER, A.L.: Semiconductor surface physics. *ed. R.H. Kingston*. 1957, pp. 207-228.
- [33] HOOGE, F.N. 1/f noise is no surface effect. *Physics Letters A*. 1969, vol. 29, pp.139-140.

CURRICULUM VITAE

Name: Jiří ZAJAČEK

Born: October 16st 1979 in Jihlava

Contact: xzajac00@stud.feec.vutbr.cz

Education

1998 – 04 **Brno University of Technology / Faculty of Electrical Engineering and Communication, Czech Republic**

Graduate study of Electronics and Communication, State exam passed in June 2004
Diploma thesis, Novel structures of electronically controlled frequency filters, defended in June 2004

2004 – 09 **Brno University of Technology / Faculty of Electrical Engineering and Communication / Department of Physics, Czech Republic**

Ph.D. study of Microelectronics and Technology, thesis theme, Noise spectroscopy of radiation detectors based on the CdTe, State exam passed in June 2006

Experience

2005 – 08 **Brno University of Technology / Faculty of Electrical Engineering and Communication / Department of Physics, Czech Republic**

Technical worker

2007 – 09 **iSEC-IT Services and Enterprise Communications, Brno**

Gateway Development, Platform for Siemens HiPath4000 Manager

Languages

English, German

Other activities

Consulting and advisories in the area of the measurements, software and programming

ABSTRACT

The main object of this work is noise spectroscopy of CdTe radiation detectors (γ -rays and X-rays) and CdTe samples. The study of stochastic phenomenon and tracing redundant low-frequency noise in semiconductor materials require long-term measurements in time domain and evaluate suitable power spectral densities (PSD) with logarithmic divided frequency axes. We have used the means of time-frequency analysis derived from the discrete wavelet transform (DWT) and we have designed the effective algorithm for PSD estimation, which is comparable with an original analog method.

CdTe single crystal with Au contacts we can imagine as a series connection of two Schottky diodes with a resistor between them. The bulk resistance at constant temperature and other constant parameters changes due to the carrier concentration changing only. The p-type CdTe sample shows metal behavior with every temperature changes. Semiconductor properties of the sample begin to dominate just after some period of time. This behavior is caused by the hole mobility changing.

The voltage noise spectral density of $1/f$ noise depends on the quantity of free carriers in the sample. All the studied samples have very high value of low frequency noise, much higher than it should have been according to Hooge's formula. The excess value of low frequency noise is caused by the low carrier concentration within the depleted region.