



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH
TECHNOLOGIÍ
ÚSTAV TELEKOMUNIKACÍ

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION
DEPARTMENT OF TELECOMMUNICATIONS

STUDIUM ŠUMOVÝCH CHARAKTERISTIK DETEKTORŮ RADIOAKTIVNÍHO ZÁŘENÍ

ANALYSIS OF NOISE CHARACTERISTICS OF RADIOACTIVE EMISSION DETECTORS

DIPLOMOVÁ PRÁCE
MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE
AUTHOR

Bc. ONDŘEJ ŠIK

VEDOUCÍ PRÁCE
SUPERVISOR

Ing. ALEXEY ANDREEV, Ph.D.

BRNO 2009

Anotace

Hlavním cílem této Diplomové práce je popis vlivu ozáření CdTe detektorů světlem o různých vlnových délkách a vlivům vyšších pracovních teplot na jejich nízkofrekvenční šumové charakteristiky. CdTe je velmi progresivním materiálem vhodným pro detekci ionizujícího záření a jsou také vhodné pro nasazení ve fotovoltice. Měřením šumových charakteristik bylo zjištěno, že v oblasti nízkých frekvencí dominuje $1/f$ šum.

Pro studium šumových vlastností bylo použito více vzorků. Pro všechny testované vzorky byla zjištěna stejná vlnová délka 548nm, na kterou jsou detektory nejvíce citlivé. Z naměřených charakteristik jsme schopni posoudit výrobní kvalitu těchto detektorů a jejich citlivost na osvětlení a změnu provozních charakteristik CdTe detektorů. Změřená data byla zpracována programem EasyPlot, jejichž výstupem jsou grafy nízkofrekvenční spektrální hustoty šumu. Tyto charakteristiky můžeme porovnávat a z nich vyvodit podobnost jednotlivých testovaných vzorků.

Klíčová slova: Cadmium, Tellur, CdTe detektory záření, přechod kov-polovodič, spektrální napěťová hustota šumu, citlivost na ozáření CdTe, $1/f$ šum

Abstract

The main goal of this Master's thesis is to describe relationship between low frequency noise spectral characteristics of Cadmium-Telluride radiation detectors depending on applied voltage and detectors reaction to illumination of various wavelengths. Also, the reaction and influence of higher operating temperatures were investigated. The noise measurements shown that the dominant noise type at low frequencies is the $1/f$ noise.

Several samples with different resistivity were tested. By comparing results, we are able to estimate the quality of detectors and their sensibility to illumination and higher operating temperatures. We have found that all the studied CdTe detectors are sensitive to one particular wavelength of 548nm. Resulting data were processed by EasyPlot program that provided graphical representation of spectral noise characteristics. All measured characteristics of tested samples are compared and it's estimated the similarity between the samples.

Keywords: Cadmium, Tellur, CdTe radiation detector, metal-semiconductor, spectral noise density, $1/f$ noise, illumination sensitivity of CdTe

ŠIK, O. *Studium šumových charakteristik detektorů radioaktivního záření*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2009. 49 s. Vedoucí diplomové práce Ing. Alexey Andreev, Ph.D.

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svůj semestrální projekt na téma studium šumových charakteristik detektorů radioaktivního záření, vypracoval samostatně pod vedením vedoucího semestrálního projektu a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce. Jako autor uvedeného semestrálního projektu dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením tohoto projektu jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení § 152 trestního zákona č. 140/1961 Sb.

V Brně dne 20.5.2009

podpis autora

Děkuji vedoucímu diplomové práce Ing. Alexeji Andreevovi, Dh.D z Ústavu fyziky Fakulty elektrotechniky a komunikačních technologií Vysokého učení technického v Brně, za velmi užitečnou metodickou pomoc a cenné rady při zpracování práce.

V Brně dne 20.5.2009

podpis autora

Obsah

1	Princip detekce ionizujícího záření polovodičovým detektorem.....	7
1.1	Fotoefekt	7
1.1.1	Vznik fotoproudu.....	8
1.1.2	Výstupní práce	9
1.2	Comptonův jev	10
1.3	Podíl fyzikálních jevů na celkové součiniteli zeslabení	12
1.4	Tunelový efekt	13
1.5	Shrnutí.....	15
2	Šum.....	15
2.1	Statistický popis šumu	15
2.2	Šum $1/f$	17
2.3	Driftový šum	18
2.4	Tepelný šum.....	18
2.5	Výstřelový šum	20
3	Vlastnosti polovodičových detektorů ionizujícího záření	21
4	CdTe detektor- materiálové vlastnosti	22
4.1	Telur Te.....	22
4.2	Kadmium Cd	23
4.3	Vlastnosti CdTe.....	24
4.3.1	Poruchy krystalické struktury CdTe a možnosti změn její vlastností.....	24
4.4	Elektrické (transportní) vlastnosti	25
4.4.1	Příměsová vodivost.....	26
4.5	Optické vlastnosti	27
5	Základní typy kontaktů.....	28
5.1	Původ energetických bariér na rozhraní.....	28
5.2	Základní veličiny k popisu kontaktů	28
6	Měřicí pracoviště	32
7	Měření nízkofrekvenčního šumu detektorů	33
7.1	Vzorek F3426B4	34
7.2	Vzorek B39D1H.....	38
7.3	Vzorek B39D1G.....	42
7.4	Vzorek E29G2A.....	45
7.5	Vzorek B39D1I	46
7.6	Srovnání změny rezistivity měřených vzorků v závislosti na teplotě	47
8	Závěr.....	49

Seznam obrázků

Obr. 1.1: Princip vnějšího fotoefektu	8
Obr. 1.2: potenciál jako funkce frekvence	9
Obr. 1.3: Vznik záření o vyšší vlnové délce po střetu s terčíkem	10
Obr. 1.4: Zákon zachování energie podle kvantové hypotézy	11
Obr. 1.5: Vliv jednotlivých složek na celkový lineární součinitel zeslabení[3]	12
Obr. 1.6: Potenciálová bariéra a hustota pravděpodobnosti výskytu částice[1]	14
Obr. 2.1: Gaussova křivka hustoty pravděpodobnosti.....	16
Obr. 2.2: Oboustranné spektrum nízkofrekvenčního šumu(vlevo) a jeho časový průběh(vpravo)	17
Obr. 3.1.: Rozmístění nosičů náboje v CdTe detektoru.....	22
Obr. 3.2: Náhradní schéma detektoru.....	22
Obr. 4.1: Tellur.....	23
Obr. 4.2: Kadmium.....	23
Obr. 4.3: Krystalická struktura CdTe	24
Obr. 4.4 Príměsové hladiny v pásovém modelu polovodiče	26
Obr. 5.1: Fermi-Diracova rozdělovací funkce	29
Obr. 5.2: Průběh Fermiho energie v závislosti na dotaci.....	30
Obr. 5.3: Pásový energetický model kovu(vlevo) a přechodu polovodič-kov(vpravo)	31
Obr. 5.4: Energetický pásový model kontaktu kovu a polovodiče typu- <i>p</i> v propustném směru.....	31
Obr. 6.1 Měřicí soustava.....	32
Obr. 7.1: Zapojení měřícího obvodu pro měření šumu CrTe detektorů.....	33
Obr. 7.2: Spektrální hustota šumu při měření vzorku F3425B4 bez světla a při světle s nejvyšší citlivostí.....	35
Obr. 7.3: Spektrální hustota šumu při měření vzorku F3425B4 při světle o jiných vln. délkách než s nejvyšší citlivostí	36
Obr. 7.4: Spektrální hustota šumu při měření vzorku F3425B4 bez světla o vyšších napájecích napětích.....	36
Obr. 7.5: Spektrální hustota šumu při měření vzorku F3426B4 při vyšších teplotách	37
Obr. 7.6: VA charakteristika vzorku F3426B4	37
Obr. 7.7: Závislost odporu vzorku F3425B4 na vlnové délce	38
Obr. 7.8: Spektrální hustota šumu při měření vzorku B39D1H bez světla a při světle s nejvyšší citlivostí.....	39
Obr. 7.9: Spektrální hustota šumu při měření vzorku B39D1H při světle o jiných vln. délkách než s nejvyšší citlivostí	39
Obr. 7.10: Spektrální hustota šumu při měření vzorku B39D1H bez světla o vyšších napájecích napětích.....	40
Obr. 7.11: Spektrální hustota šumu při měření vzorku B39D1H při vyšších teplotách.....	40
Obr. 7.12: VA charakteristika vzorku F3426B4	41
Obr. 7.13: Závislost odporu vzorku B39D1H na vlnové délce.....	41

Obr. 7.14: Spektrální hustota šumu při měření vzorku B39D1G bez světla a při světle s nejvyšší citlivostí.....	42
Obr. 7.15: Spektrální hustota šumu při měření vzorku B39D1G bez světla o vyšších napájecích napětích.....	43
Obr. 7.16: Spektrální hustota šumu při měření vzorku B39D1G při světle o jiných vln. délkách než s nejvyšší citlivostí	43
Obr. 7.17: Spektrální hustota šumu při měření vzorku B39D1G při vyšších teplotách.....	44
Obr. 7.18: Závislost odporu vzorku B39D1G na vlnové délce.....	44
Obr. 7.19: Spektrální hustota šumu při měření vzorku B39D1G bez světla o vyšších napájecích napětích.....	45
Obr. 7.20: Spektrální hustota šumu při měření vzorku B39D1H při vyšších teplotách.....	45
Obr. 7.21: Spektrální hustota šumu při měření vzorku B39D1I bez osvětlení a šum pozadí	46

Seznam tabulek

Tab. 7.1.1: Napětí na zátěži vzorku F3426B4 při různých λ a napájecích napětí.....	34
Tab. 7.2.1: na zátěži vzorku B39D1H při různých λ a napájecích napětích.....	38
Tab. 7.3.1 Napětí na zátěži vzorku B39D1G při různých λ a napájecích napětích.....	42
Tab. 7.5.1: Napětí na zátěži vzorku B39D1I při maximálním napájecím napětí $\lambda = 545\text{nm}$..	46
Tab. 7.6.1: Výstupní napětí vzorků o různém napájecím napětí při různých teplotách.....	47
Tab. 7.6.2: Poměry výstupních napětí při různých teplotách ku výstupním napětím při pokojové teplotě	47
Tab. 7.6.3: Přírůstky výstupního napětí při různých teplotách	48

Úvod

Díky svým vlastnostem se mezi nejsledovanější polovodiče zařadil CdTe (telurid kadmennatý). Jeho klíčovými vlastnostmi jsou měrný odpor/vodivost, koncentrace volných nosičů náboje, jejich pohyblivost a střední doba života. Materiál vykazuje velký absorpční koeficient pro vysokoenergetické fotony a přímý zakázaný pás, který zajišťuje účinnější rekombinaci. Tyto parametry směřují materiál k výrobě v současné době nejefektivnějších solárních článků, optických detektorů, dozimetřů ionizujícího záření, spektroskopů, optoelektronických součástek a laserů. Vysoká atomová čísla zastoupených prvků předurčují materiál k užití v oblasti záření X a γ .

V této práci budou zkoumány zejména šumové vlastnosti CdTe detektorů. V první fázi budou vzorky podrobeny zkoumání jejich šumových vlastností bez přítomnosti světla. Budou sledovány jejich reakce na změny podmínek jejich provozu, v mém případě jejich osvit světlem určité vlnové délky. V další fázi práce budou zkoumán vliv vyšších pracovních teplot na šumové charakteristiky.

Mezi hlavní měřené závislosti budou patřit spektrální šumové vlastnosti charakteristiky v oblastech velmi nízkých kmitočtů. Bude hledána vlnová délka, na kterou jsou jednotlivé vzorky citlivé. Vzorky jsou dodané Fyzikálním ústavem Univerzity Karlovy v Praze. Jedná se o vzorky v pokročilém stádiu vývoje, výsledky budou použity pro nalezení vztahu pro kvalitativní hodnocení vyrobených senzorů.

1 PRINCIP DETEKCE IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ POLOVODIČOVÝM DETEKTOREM

V této kapitole budou zmíněny základní jevy, díky kterým dochází k přeměně světelného a radioaktivního záření na signál prožitelný pro zaznamenání informací pro studium charakteru záření. Polovodičové detektory převádí energetické účinky záření korpuskulárně-vlnového charakteru na proud elektronů, tedy elektrický proud. Zářením vzniklý el. proud je posléze předán k dalšímu zpracování.

1.1 Fotoefekt

Podstatu tohoto jevu formuloval Albert Einstein a jedná se o jeden ze základních teorémů moderní fyziky. Popsal vnější a vnitřní fotoefekt. Vnějšího fotoelektrického jevu je využito ve fotonkách. Při vnějším fotoelektrickém jevu dochází k uvolňování elektronů do okolního prostoru. Ty jsou přitahovány k anodě a vzniká elektrický proud.

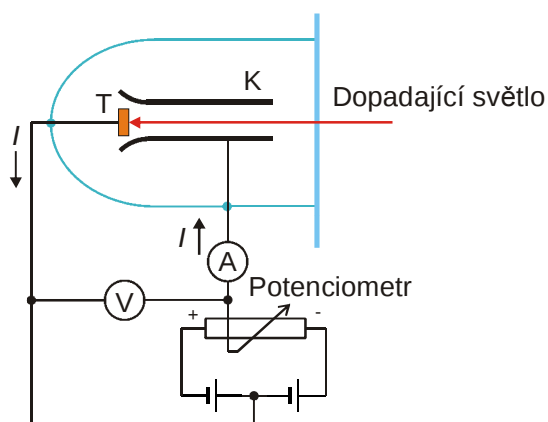
Ke vnitřnímu dochází např. u polovodičů, kdy původně vázané elektrony se získáním energie uvolní a polovodič se stává vodivým. Níže uvedený popis jsem zvolil pro vnější fotoefekt, na kterém je snadnější demonstrace jeho principu. Rozdíl je pouze v médiu, jakým jsou nosiče náboje přeneseny k elektrodám. To ovšem se stejným účinkem. Popis

vnějšího fotoefektu dokonale sedí na plynové detektory ionizujícího záření, jejichž funkce je analogická k polovodičovým detektorům.

1.1.1 Vznik fotoproudu

Jeden ze způsobů, jakým polovodičový senzor zaznamenává záření je výsledkem tzv. vnitřního fotoefektu [1]. Fotoefekt je definován následovně: Ozáříme-li svazkem světla kov, vyrazí světlo z povrchu tělesa elektrony. Fotoefekt popisuje následující experiment. Zařízení z Obr. 1.1 obsahuje terč z kovového materiálu T, na jehož povrch dopadá světlo o vlnové délce f . Kolektor C má za úkol odsát emitované elektrony. Ke splnění této funkce musí být napětí mezi kolektorem a terčem nabývat takové úrovně, aby docházelo k odsání emitovaných elektronů. Díky odsávání vyražených elektronů terče kolektorem je galvanometr G schopen zachytit proud označovaný jako fotoproud. při pokusu se mění napětí U působící proti fotoelektrickému napětí zvyšuje do té míry, dokud fotoelektrický proud nenabude nulové hodnoty. Důsledek je ten, že elektrony s největší energií budou zastaveny před dopadem na elektrodu. Napětí, při němž je dosažen tento stav, nazýváme brzdné napětí U_b . Z daného poznatku vyplývá, že

$$E_{k\max} = eU_b \quad (1.1)$$



Obr. 1.1: Princip vnějšího fotoefektu

Tento jev nedokážeme vysvětlit pomocí klasické fyziky. Považujeme-li dopadající světlo za klasickou elektromagnetickou vlnu, budou elektrony terče kmitat pod vlivem střídavého elektrického pole dopadající světelné vlny. Za jistých podmínek získá kmitající elektron dost energie k tomu, aby unikl z povrchu terče. Když zvýšíme intenzitu dopadajícího svazku světla, zvýšíme tím amplitudu střídavého elektrického pole a zda se rozumné předpokládat, že toto silnější střídavé pole dodá větší kvantum energie emitovaným elektronům. To je ale v protikladu s tím, co pozorujeme. Pro danou frekvenci dávají jak intenzivní, tak slabý světelný svazek stejně velký maximální kopanec unikajícím elektronům. Naproti tomu pozorovaný výsledek přirozeně vyplývá z představy světla jako toku fotonů. Maximální energie, kterou elektron v terči T z Obr. 1.1. může získat od dopadajícího světla, je pak energie jednotlivého fotonu. Zvyšováním intenzity světla se

zvyšuje počet fotonů dopadajících na povrch terče, ale energie každého fotonu daná rov. (1.1) zůstává stejná. Maximální kinetická energie dodaná elektronu se tedy nemění.

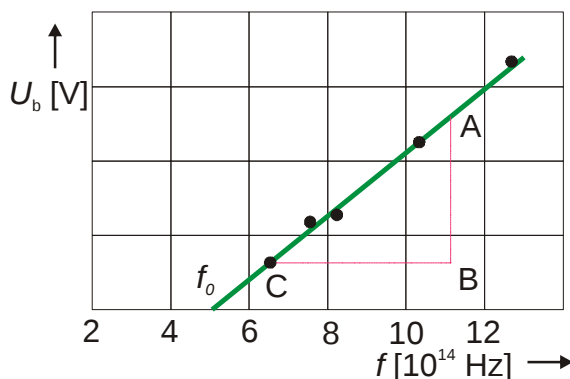
1.1.2 Výstupní práce

V tomto pokusu měníme frekvenci f dopadajícího světla a měříme s ním spojený brzdňý potenciál U_b . Obr. 1.1 ukazuje závislost U_b na frekvenci. Fotoelektrický jev nenastane, jestliže je frekvence nižší než jistá prahová frekvence f_0 ; Ukazuje se, že se tak děje nezávisle na intenzitě dopadajícího světla. Tuto věc nelze popsat klasickou fyzikou. Při předpokladu, že světlo je pouze elektromagnetického charakteru, by nebylo nutné uvažovat jeho frekvenci, ale pouze jeho intenzitu. Tento předpoklad klasické fyziky je nesprávný, pro světlo o podprahové frekvenci fotoelektrický jev nenastane při jakékoli intenzitě. Existenci prahové frekvence lze očekávat, pokud je energie předávána fotony. Elektronů jsou v terči drženy elektrostatickými silami, jinak by vypadávaly z terče důsledkem vlastní hmotnosti. Aby elektrony unikly z terče, musí získat minimální energii Φ , kde Φ je materiálová vlastnost terče, nazývaná výstupní práce. Pokud energie hf , kde h je Planckova konstanta a f frekvence záření, předaná elektronu přesahuje výstupní práci materiálu tzn. $hf > \Phi$, může elektron uniknout z povrchu terče. Pokud předaná energie nepřesahuje výstupní práci ($hf < \Phi$), elektrony uniknout nemohou. Takovou situaci znázorňuje Obr. 1.2. Albert Einstein shrnul výsledky obou fotoelektrických pokusů do jediné rovnice

$$hf = E_{kmax} + \Phi, \quad (1.2)$$

která vyjadřuje zákon zachování energie pro jednotlivou interakci mezi fotonem o frekvenci f a elektronem z terče o výstupní práci Φ . Zbývající energie $hf - \Phi$, kterou elektron získá při interakci, se projeví jako jeho kinetická energie. Při nejvýhodnějších podmínkách může elektron vystoupit z povrchu bez úbytku této kinetické energie a ocitne se pak mimo terč s maximální možnou energií E_{kmax} . Dosazením E_{kmax} z rov. (1.1). rovnice (1.2)

$$U_b = \frac{h}{e} f - \frac{\Phi}{e} \quad (1.3)$$



Obr. 1.2: potenciál jako funkce frekvence

Podíly h/e a Φ/e jsou konstantní, závislost brzdňého potenciálu U_b na frekvenci f bude lineární, jak ukazuje Obr. 1.2. Směrnice přímky by měla být rovna h/e .

Pro polovodiče nastává podobná situace jako v případě výše popisovaného vnějšího fotoefektu. Máme-li konstruován PN přechod tak, že na něj může dopadat světlo, můžeme takto konstruovanou diodu využít jako fotocitlivý prvek.

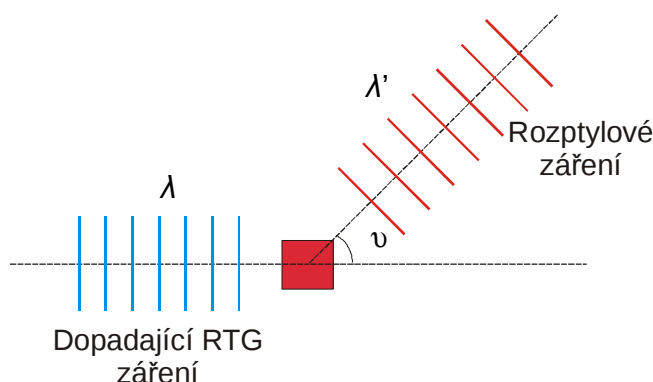
Pokud neozařujeme polovodič, je excitace elektronů z valenčního do vodivostního pásu způsobena výhradně tepelnou energií. Do vodivostního pásu mohou být excitovány elektrony z vysokoenergetického „chvostu“ rozdělovací funkce. Uvažujeme-li ozáření, může excitace elektronu z valenčního do vodivostního pásu proběhnout i tak, že elektron ve valenčním pásu absorbuje foton dopadajícího záření, který mu předá energii dostatečnou k překonání zakázaného pásu. Při ozáření polovodiče zvýšíme tedy jeho vlastní vodivost tím, že zvýšíme koncentraci elektronů ve vodivostním a koncentraci děr ve valenčním pásu. Tomuto jevu se říká vnitřní fotoefekt, neboť elektrony excitované do vodivostního pásu neopouštějí polovodič. U vnějšího fotoefektu, kdy dopadající foton dodá elektronu energii dostatečnou k překonání tzv. výstupní práce a elektron opustí látku a přejde do vakua látku obklopující. Tento efekt je výrazný u polovodičů, jejichž vlastní vodivost je pro značnou šířku zakázaného pásu velmi malá. To je právě případ CdTe, který má šířku zakázaného pásu 1,14 eV [11].

1.2 Comptonův jev

Kvantový popis elektromagnetického záření předpokládá částicové vlastnosti fotonů. Jestliže je tato představa správná, pak by mělo být možné pozorovat interakci mezi fotonem a například elektronem, která by svým charakterem odpovídala srážce dvou částic. Pro pružnou srážku dvou částic, které tvoří izolovanou soustavu, platí zákony zachování energie a hybnosti. Pokud ve tvrzení, že světlo nabývá krom vlnového také korpuskulární charakter, při interakci fotonu s elektronem by měly být splněny tytéž zákony.

Částicový, neboli korpuskulární charakter fotonů lze dokázat rozptylem rentgenového záření na volných elektronech. Pokud dopadá rentgenové záření o vlnové délce $l = 0,07 \text{ nm}$ na např. uhlíkový terčik. Energie kvant rentgenového záření bude

$$E = \frac{hc}{l} = 17,721 \text{ keV}.$$



Obr. 1.3: Vznik záření o vyšší vlnové délce po střetu s terčikem

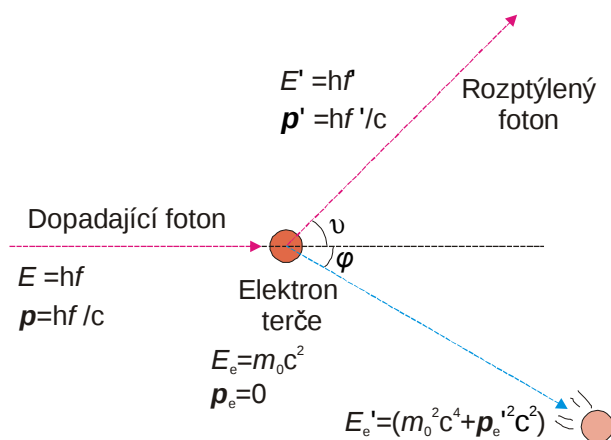
V záření rozptýleném ve směru určeném úhlem φ , se nebude vyskytovat pouze záření s původní vlnovou délkou l , ale i záření s větší vlnovou délkou l' .

Představa klasické fyziky říká, že dopadající záření rozkmitá elektrony v atomech. Elektrony by měly kmitat s frekvencí f a vyzařovat elektromagnetické záření o stejné frekvenci f . Podle klasické elektrodynamiky vyzařují nabitě objekty, které se pohybují se zrychlením, elektromagnetické vlnění (v našem případě jsou to elektrony, které byly rozkmitány dopadajícím elektromagnetickým zářením). Rozptýlené záření by tedy mělo obsahovat pouze vlnovou délku λ . Obr. 1.3 znázorňuje, že se po dopadu záření na terčík v rozptýleném záření objevuje kromě záření s původní vlnovou délkou λ i záření s větší vlnovou délkou λ'

Přítomnost nové vlnové délky λ' v rozptýleném paprsku lze jednoduše vysvětlit pomocí kvantové hypotézy. Předpokládejme tedy, že pro rozptyl fotonu na elektronu platí zákony zachování energie a hybnosti z Obr. 1.4 :

$$hf + E_e = hf' + E_e', \quad (1.4)$$

$$p + 0 = p' + p_e'. \quad (1.5)$$



Obr. 1.4: Zákon zachování energie podle kvantové hypotézy

Foton má před rozptylem energii hf , vektor hybnosti $\mathbf{p}$. Energie rozptýleného fotonu je hf' a hybnost $\mathbf{p}'$. Při sestavování rovnic jsme souřadnicovou soustavu spojili s volným elektronem, proto je jeho hybnost před rozptylem rovna nulovému vektoru $\mathbf{0}$, energie E_e je pak jeho energií klidovou, vypočítanou pomocí relativistických vztahů pro energii fotonu Po rozptylu bude mít elektron energii E_e' a hybnost $\mathbf{p}'$.

Rovnice (1.4) vyjadřuje zákon zachování energie. Při rozptylu foton předává část své energie elektronu, jehož energie se zvýší z E_e na E_e' (rozdíl energií $E_e' - E_e$ je kladný). Výraz (3.1) přechází na tvar

$$hf = hf' + (E_e' - E_e). \quad (1.6)$$

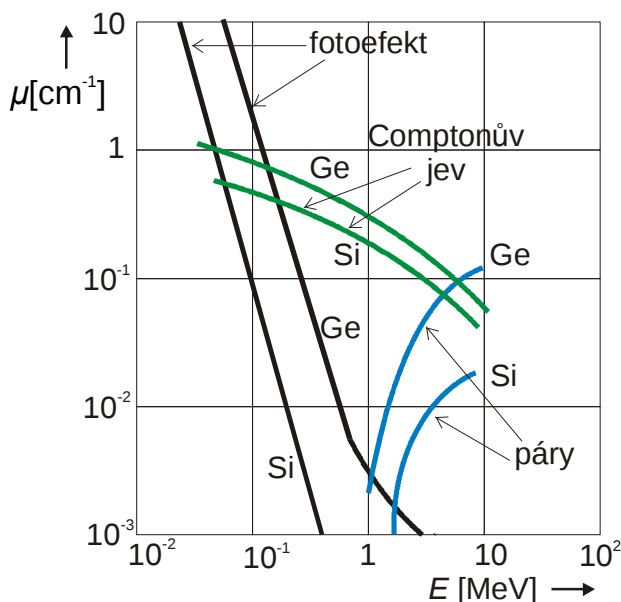
Odtud plyne

$$hf > hf'. \quad (1.7)$$

Frekvence rozptýleného záření je menší než záření dopadajícího ($f' < f$) což znamená, že vlnová délka rozptýleného záření je větší než vlnová délka záření dopadajícího

$$\lambda' > \lambda. \quad (1.8)$$

Docházíme k výsledku, který je ve shodě s výsledkem Comptonova experimentu. K jeho odvození jsme předpokládali platnost kvantové hypotézy. To nás přesvědčuje o tom, že kvantová hypotéza je nezbytná pro správný popis některých vlastností elektromagnetického záření



Obr. 1.5: Vliv jednotlivých složek na celkový lineární součinitel zeslabení[3]

Z obrázku je zřejmé, že vyššího lineárního činitele zeslabení dosahují materiály složené z prvků o vyšších protonových číslech. Germanium má protonové číslo 32 a křemík 14.

1.3 Podíl fyzikálních jevů na celkové součiniteli zeslabení

Výsledný podíl zmíněných jevů je zobrazen na Obr. 1.5 [3]. Z grafu je patrné, že nejkonstantněji se projevuje Comptonův jev. Fotoefekt se uplatňuje zejména u nízkoenergetických částic. Generace párů elektron-díra je typický jev pro částice o vysokých energiích. Na svislé hodnotě je vyneseno lineární součinitele zeslabení, který je popsán následovně[4]: Lineární součinitel zeslabení je součtem lineárních součinitelů zeslabení jednotlivých způsobů interakce – tedy fotoefektu a Comptonova jevu. Při energiích fotonů vyšších než 1,0 MeV je třeba počítat i s lineárním součinitelem zeslabení v důsledku tvorby elektron pozitronových párů. Lineární součinitel zeslabení vystupující ve vztahu pro zeslabení svazku fotonů je závislý na zeslabujícím materiálu a energii dopadajícího záření.

Při konstantní energii dopadajícího fotonového záření roste lineární součinitel zeslabení s protonovým číslem materiálu. Je-li I_0 hustota proudu částic, pak po průchodu látkou o tloušťce d dochází k zeslabení

$$I = I_0 e^{-\mu d}, \quad (1.9)$$

kde μ je lineární součinitel zeslabení, pro nějž lze u záření psát

$$m = m_f + m_C + m_p, \quad (1.10)$$

kde m_f je lineární součinitel zeslabení pro fotoefekt, m_C pro Comptonův jev a m_p pro tvorbu elektron-pozitronových párů. Na Obr. 1.5 jsou zaznamenány pouze prvky germanium a křemík. V této práci zkoumaný materiál, CdTe má vykazuje podobné tvary křivek pro všechny tři jevy, avšak vzhledem k tomu, že kadmium má protonové číslo $Z = 48$ a tellur má protonové číslo $Z = 52$. Obecně platí, že s rostoucím protonovým číslem materiálu roste úroveň jeho absorpce, to je jeden z důvodů použití CrTe jako materiálu pro detektory radioaktivního záření [4].

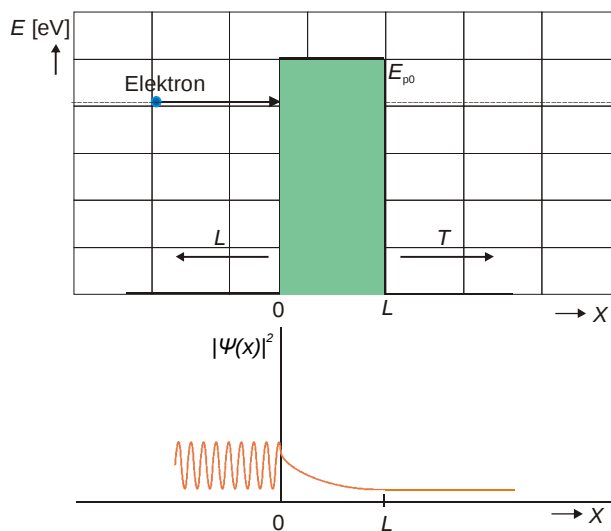
Po objasnění principů detekce by se zdálo, že je popis principu detekce ionizujícího záření kompletní, ale je zapotřebí brát v úvahu další fyzikální jev a vlastnosti materiálu, které se u polovodičových detektorů uplatňují. Nejvíce se projevuje tunelový efekt.

1.4 Tunelový efekt

Základní definice zní, že Tunelový jev (též kvantové tunelování) je kvantový jev při němž částice svým chováním porušují principy klasické fyziky tím, že prochází potenciálovou bariérou, které je vyšší než energie samotné částice. Pojem bariéra v souvislosti s kvantovou mechanikou se dá přirovnat ke kopci v klasické fyzice, který nelze překonat bez vynaložení patřičně velké a potenciální energie [5].

V oblasti kvantové fyziky se objektům přisuzuje chování podobné vlnění. Kvanta pohybující se proti tomuto vlnění, jsou také popsána svojí vlnovou funkcí. Vlnová funkce podává informaci o tom, jaká je pravděpodobnost výskytu objektu na určitém místě a také udává pravděpodobnost, s jakou se může objekt vyskytnout za vrcholem pomyslného kopce, tedy zda-li překonal bariéru či nikoliv. Pokud se objekt nachází za touto bariérou, říkáme, že bariéru protuneloval.

Obr. 1.6 ukazuje elektron o energii E , pohybující se ve směru osy x . Působí na něj takové síly, že jeho potenciální energie E_p je nulová všude kromě oblasti $0 < x < L$, kde má hodnotu E_{p0} tedy energetickou hodnotu bariéry potenciální energie o výšce E_{p0} a tloušťce L .



Obr. 1.6: Potenciálová bariéra a hustota pravděpodobnosti výskytu částice[1]

Protože je $E < E_{p0}$, měl by se podle klasické fyziky elektron, od bariéry odrazit a pohybovat se zpět proti původnímu směru pohybu. V kvantové fyzice je však v tomto případě elektron de Broglieho vlnou, a proto existuje jista nenulová pravděpodobnost, že tato vlna s určitou pravděpodobností pronikne bariérou a ocitne se za ní. Vlnová funkce $y(x)$, která popisuje elektron, se najde řešením Schrodingerovy rovnice samostatně pro tři oblasti znázorněné na Obr. 1.6 vlevo od bariéry, uvnitř bariéry a vpravo od bariéry [1]. Hodnoty na svislé ose spodní části obrázku $|y(x)|^2$ určují hustotu pravděpodobnosti výskytu částice v daném bodě.

Definujme koeficient průchodu T pro dopadající vlnu a bariéru z Obr. 1.6, který určuje pravděpodobnost, že dopadající elektron projde bariérou, tedy pravděpodobnost, že se uskuteční tunelování.

Koeficient průchodu T bariérou výšky E_{p0} je přibližně

$$T \approx e^{-2kL}, \quad (1.11)$$

Kde

$$k = \sqrt{\frac{2m(E_{p0} - E)}{\hbar^2}}. \quad (1.12)$$

Závislost T v rov. (1.11) je exponenciální, T citlivá je na hodnotu ostatních proměnných, na kterých závisí: na hmotnosti částice m , tloušťce bariéry L a rozdílu energie $E_{p0} - E$.

1.5 Shrnutí

Na detekci ionizujícího záření se u polovodičových detektorů podílejí následující fyzikální jevy:

- fotoefekt
- Comptonův jev
- tunelování
- generace páru elektron-díra

Vliv fotoefektu na citlivost detektoru je markantní, souvisí s prahovou frekvencí materiálu. Fotoefekt se uplatňuje zejména u záření se středně dlouhou vlnovou délkou a nižší energií. Jeho účinek roste u materiálů složených z prvků vyšším protonovým číslem. To je zapříčiněno tím, že fotoefekt vzniká dopadem např. gamma záření na atom a způsobuje jeho ionizaci. Valenční elektrony ve vyšších pásech jsou tímto zářením snadněji narušitelné. Energie Comptonova jevu se uplatňuje zejména pro částice se střední energií [6], ke generaci párů elektron-díra je zapotřebí záření, jehož částice mají vysokou energii a je proto svým vlivem spíše okrajové. Tunelování je typické pro vysoce dotované polovodičové materiály. Jeho míra výrazně stoupá se zvyšující se pracovní teplotou [12], jelikož dochází k navýšení energie uvolněných nosičů náboje vlivem teplotní stimulace a tím se zvýší střední hustota pravděpodobnosti průniku bariérou.

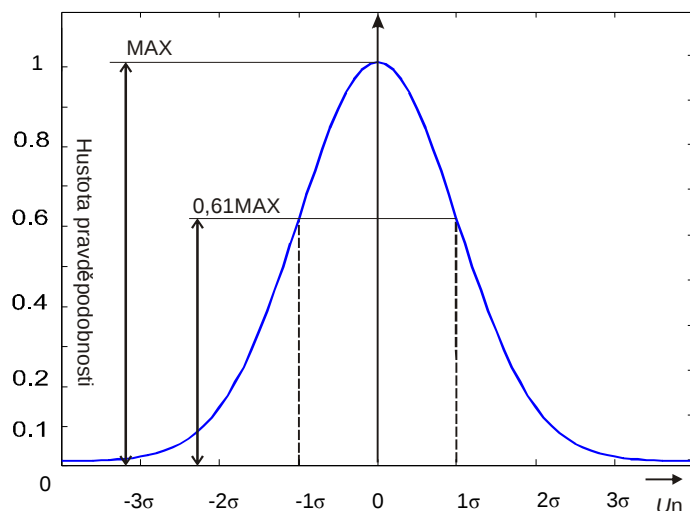
2 ŠUM

Šum lze definovat jako časovou posloupnost signálu nabývajících náhodných hodnot, jehož stacionarita jsou stálé. Šum popisujeme jeho časovými průběhy, nebo jeho spektrální hustotou. Z té lze vyvodit výkon šumu v určitých částech kmitočtového spektra. Existuje celá řada klasifikací druhu šumu, jejich názvy bývají vyvozeny právě z povahy jejich spektrálních hustot, místo vzniku, či jeho příčina. Známe například tepelný, výstřelový, bílý šum atd. Pro účely této práce vybírám popis šumů vyskytujících se v polovodičích. Pro náš účel je nejpodstatnější charakter šumu $1/f$, také označovaný jako blikaný šum.

2.1 Statistický popis šumu

Jak jsem se zmínil v předchozím odstavci, i přes svou náhodnost lze šum rozdělit do několika skupin, zohledňujících jejich zásadní vlastnosti, které pomáhají identifikovat např. místo vzniku šumu a jevy, které přispívají ke vzniku určitého druhu šumu. Z tohoto důvodu se pro povahu šumu používá statistické hodnocení spektrálních hustot šumu, které jsou při neměnicích se podmínkách měření časově stálé. Ze spektrálních charakteristik lze odvodit výkon šumu, soustředěný šumový výkon v určitém frekvenčním pásmu. Z výkonu šumu je možno odhadnout mezivrcholové hodnoty šumu.

Nejpravděpodobnější hodnota šumu je nula, což je současně průměrná – střední hodnota šumu. Hodnoty šumu „hodně vzdálené“ od nuly jsou málo pravděpodobné. Rozložení této pravděpodobnosti je popsáno tzv. hustotou pravděpodobnosti ve tvaru Gaussovy křivky



Obr. 2.1: Gaussova křivka hustoty pravděpodobnosti

. Štíhlost křivky je řízena jejím parametrem σ , což je tzv. směrodatná odchylka šumu. Druhá mocnina směrodatné odchylky se nazývá disperze D . Ze signálového hlediska jsou nejdůležitější tato přiřazení:

- Směrodatná odchylka σ je efektivní hodnota šumu.
- Disperze D je činný výkon šumu do jednotkového odporu.

Křivka hustoty pravděpodobnosti ohraničuje plochu, která udává pravděpodobnost výskytu šumu v daném rozmezí hodnot:

- Plocha pod celou křivkou je jednotková, čemuž odpovídá stoprocentní pravděpodobnost, že mezivrcholová hodnota šumu se bude nalézat někde v intervalu šumových napětí $(-\infty, +\infty)$.
- Pravděpodobnost, že šumový signál překročí hladiny $\pm 2,5 \sigma$, neboli že jeho mezivrcholová hodnota nebude větší než 5σ , je jen asi 1,2%.
- Pro 6σ je pravděpodobnost jen 0,27% a pro 10σ vychází $6 \cdot 10^{-5}\%$.

Pro praktický odhad mezivrcholové hodnoty šumu z efektivní hodnoty platí, že mezivrcholová hodnota ≈ 5 až 6 krát efektivní hodnota. Při šumové analýze, tedy jinými slovy analýze výkonu šumu, potřebujeme znát hodnotu odporu, do které měřený signál pracuje.

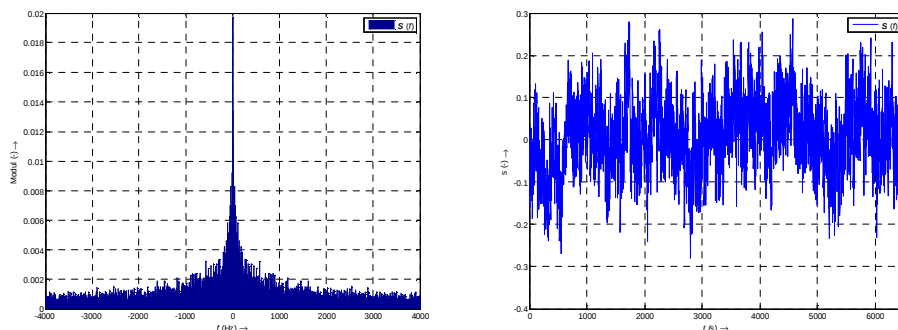
Výkon signálu se normuje do odporu 1Ω a poté se může počítat z mocniny U nebo I . Pro efektivní hodnotu výkonu platí[7]:

$$\sqrt{u_n^2} = \sqrt{\int_{F1}^{F2} u_n^2 df} . \quad (2.1)$$

2.2 Šum $1/f$

Šum $1/f$, označovaný také jako nízkofrekvenční, či blikavý šum, má tu základní vlastnost, že jeho spektrální výkonová hustota je přímo úměrná obrácené hodnotě frekvence. Teoreticky, výkon nízkofrekvenčního šumu je nekonečný, při frekvenci blíží se nule konverguje k nekonečnu. Tato situace pochopitelně nemůže nastat. To je zapříčiněno omezeným počtem realizací u diskrétních signálů.

Obecněji, každý děj, stejně jako generace nízkofrekvenčního šumu, je časově omezen. Časový průběh signálu nízkofrekvenčního šumu a jeho oboustranné výkonové spektrum je na Obr. 2.2.



Obr. 2.2: Oboustranné spektrum nízkofrekvenčního šumu(vlevo) a jeho časový průběh(vpravo)

U polovodičových detektorů se na nízkých kmitočtech, do 1 Hz až asi 1 kHz se nejvíce uplatňuje blikavý šum. Podstatnou úlohu zde také hrají napěťové a proudové ofsety a drifts[7]. Nízkofrekvenční šum vzniká zejména v oblasti přechodu PN, v našem případě přechodu polovodič-kov, který je narušen nečistotami nebo poruchami struktury na povrchu polovodiče. Závisí rovněž na proudu I polovodičem, navíc je nepřímo úměrný kmitočtu:

$$i^{-2} = \frac{KF \cdot I^{AF}}{f}, \quad (2.2)$$

kde KF = koeficient blikavého šumu (Flicker Noise Coefficient), AF = exponent blikavého šumu (Flicker Noise Exponent).

2.3 Driftový šum

Na nízkofrekvenčním šumu se také podílí takzvaný *Driftový šum*. je definován jako pohyb nabitě částice způsobený přiloženým elektrickým polem[8]. Můžeme jej popsat následovně: Jestliže na polovodič přiložíme elektrické pole E , pak na díry s nábojem $+q$ působí síla urychlující jejich pohyb ve směru elektrického pole a na elektrony s nábojem $-q$ působí síla urychlující jejich pohyb proti směru elektrického pole. Z mikroskopického hlediska není sice pohyb nosičů náboje přímočarý, protože jsou rozptylovány kolizemi - tepelné kmity mřížky a ionizované atomy příměsí. Sledujeme-li však jejich pohyb z makroskopického hlediska, zjistíme, že se všechny nosiče stejného typu pohybují s konstantní driftovou rychlostí. Vliv driftového šumu se výrazněji uplatňuje s rostoucí teplotou. Kmitavý pohyb mřížek a atomů je více stimulován a tím je pohyb méně přímočarý a vzrůstá počet kolizí.

2.4 Tepelný šum

S rostoucí teplotou tepelná energie mřížky působí na vázané elektrony ve valenčním pásu, takže se určitému počtu těchto elektronů podaří překonat zakázaný pás energií a dostat se do pásu vodivostního. Ve valenčním pásu zůstane po elektronu, který přejde do pásu vodivostního, nezaplňené místo – díra. Při konstantní teplotě a termodynamické rovnováze probíhá neustále generace G elektronů, která nezávisí na počtu již uvolněných elektronů, poněvadž zásoba vázaných elektronů ve valenčním pásu je o mnoho řádů vyšší.

Velikost generace označíme

$$G = g . \quad (2.3)$$

Současně však probíhá i opačný proces, rekombinace R , kdy elektron z vodivostního pásu rekombinuje s dírou v pásu valenčním. Proces rekombinace silně závisí již jak na koncentraci volných elektronů n , tak na koncentraci volných děr p a navíc na pravděpodobnosti rekombinace r .

$$G = npr . \quad (2.4)$$

Procesy rekombinace a generace probíhají současně. Ne vždy se tyto procesy v určitý časový okamžik kompenzují, z tohoto důvodu vzniká na výstupu polovodiče určitý potenciál, který působí šumivě. Z tohoto důvodu lze naměřit na velmi citlivých přístrojích napětí i bez ozáření vzorku bez připojeného napájení. Tato hodnota je způsobena tepelným šumem na detektoru (tepelně uvolňované elektrony zachycované detektorem).

Vlivem tepelného šumu dochází k fluktuaci vnitřního odporu polovodiče. Při nulové intenzitě dopadajícího světla polovodičový detektor stále ukazuje nenulovou stabilní intenzitu

Spektrální hustota napětí tepelného šumu je určena Nyquistovým vztahem [11],

$$S_V = 4kTR, \quad (2.5)$$

Kde $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$ je Boltzmannova konstanta, T je absolutní teplota a R je odpor polovodiče. Odpovídající vztah pro proudovou spektrální hustotu je

$$S_I = 4kT / R. \quad (2.6)$$

Tepelný šum lze při např. návrhu zesilovačů [18] aproximovat bílým šumem, protože v celém kmitočtovém pásmu má konstantní hodnotu, tudíž je na kmitočtu nezávislý. K modelování reálného chování polovodičového prvku se používá sériová kombinace ideálního, nešumícího rezistoru R sériově připojeného k napěťovému zdroji šumového napětí u_T . Respektive paralelní kombinaci proudového zdroje šumu i_T a ideální vodivosti G .

$$u_T^2 = 4kTR(w)\Delta f, \quad (2.7)$$

$$i_T^2 = 4kTG(w)\Delta f. \quad (2.8)$$

Pokud budeme uvažovat komplexní impedanci $Z(w)=R(w)+jX(w)$ hlavní podíl na vzniku tepelného šumu má pouze reálná složka $R(w)$ a velikost tohoto šumu bude závislá na frekvenci. Z výše uvedeného vyplývá, hodnota spektrální hustoty šumu bude se zvyšující se frekvencí spíše narůstat. Z fyzikálního hlediska je nutná daleko hlubší analýza beroucí v potaz aktuální rozložení energií nosičů nábojů. Přesné měření rychlostí pohybu nosičů náboje v polovodiči na několika místech současně znemožněno interakcí měření do právě probíhajícího děje dle Heisenbergova principu neurčitosti.

Nyquist pro formulaci spektrální hustoty napětí tepelného šumu použil odlišný přístup [19]. Aplikoval zákony termodynamiky na model přenosové cesty tvořené vodiči. Výše uvedený vztah se podařilo experimentálně potvrdit a jeví se jako funkční bez nutnosti mikroskopického pohledu na interakci tepla s nosiči náboje.

S teplotou strmě narůstá četnost mechanických poruch mřížky polovodičů. Zvyšuje se množství chybějících částic v atomové mřížce – vakancí (Schottkyho poruch). Pro koncentraci vakancí platí vztah [14]

$$n_v = N \cdot \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (2.9)$$

kde N je koncentrace uzlových bodů v mřížce, E je energie potřebná ke vzniku vakance.

Vakance není jediná porucha vysoce závislá na teplotě. V krystalické mřížce dochází k posunům částic mimo své původní uzlové body. Tento typ poruchy se nazývá interstacionární porucha. Koncentrace interstacionarit je stanovena jako

$$n_i = cN \cdot \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right). \quad (2.10)$$

E_i je energie potřebná ke vzniku interstacionární poruchy a c je konstanta. Oba jevy se vyskytují současně (přesunem částice z uzlového bodu vzniká vakance) a v literatuře bývá označována jako Frenkelova porucha.

2.5 Výstřelový šum

Výstřelový šum popsal William Schottky. Příčina výstřelového šumu: protékání stejnosměrného proudu I přes polovodič, kdy náhodně vznikají a rekombinují páry elektron-díra. U diody je I proudem diodou, u tranzistoru; jsou dva zdroje výstřelového šumu – proud báze a proud kolektoru. Pro spektrální hustoty šumových proudů výstřelového šumu platí:

$$S_I = 2qI, \quad (2.11)$$

kde q je elementární elektrický náboj $1,602 \cdot 10^{-19}$ C.

Ze statistického hlediska projevuje výstřelový šum charakter bílého šumu, je kmitočtově nezávislý; spolu s tepelným šumem odporů má dominantní účinky na celkový šum polovodiče [7]. Ve praktické části diplomové práce hodnotím vliv osvětlení polovodičového materiálu CdTe. Osvícení zkoumaného vzorku má za následek náhodné fluktuace celkového optického výkonu měřeného vzorku způsobené statistickými procesy při rekombinaci jednotlivých proudových nosičů excitovanými optickými kvanty.

Z makroskopického pohledu se výstřelový šum jeví jako ustálený. Z mikroskopického pohledu se výstřelový šum projevuje jako sled impulsů, což je dáno povahou nosičů el. náboje, které nabývají diskretních hodnot. Vzhledem ke kvantové povaze toku nosičů náboje přicházejí nábojové pulsy na výstup polovodiče v shlucích. To má za následek typický granulární projev výstřelového šumu, což je patrné u zesilovačů zvukového signálu. Pulzní charakter je částečně vyhlazován pohybem nosičů v substrátu polovodiče, který není lineární vlivem driftů a interakcí se silovými poli atomů polovodiče a různými místy vzniku šumu. V případě Schottkyho přechodu (v našem případě Au kontakty s CdTe substrátem) figurují dvě skupiny nosičů náboje [11]:

- Nosiče náboje vstupující z kovu do polovodiče, které se střetávají s potenciálovou bariérou o velikosti E_b , Tyto nosiče mají za následek vznik proudu $-I_s$, který je jen nepatrně závislý na velikosti připojeného napětí.
- Nosiče náboje vystupující z polovodiče a vstupující do kovu, které se střetávají s potenciálovou bariérou o velikosti $E(\Phi - U)$, kde Φ je potenciál kontaktu polovodič-kov a U je připojené napětí.

Po zvážení obou složek, výsledný vztah pro proudovou spektrální hustotu výstřelového šumu bude:

$$S_I = 2q(I + I_s). \quad (2.12)$$

Výstřelový šum je takřka vždy spojován s procesem překonávání potenciálové bariéry nosiči nábojů. Na vyhlazení impulsního charakteru výstřelového šumu se výrazně podílí rychlost pohybu nosiče náboje v polovodiči a prostorový náboj. Vliv výstřelového šumu se projevuje zejména u aplikací s nízkým pracovním proudem.

3 VLASTNOSTI POLOVODIČOVÝCH DETEKTORŮ IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ

Polovodičové detektory ionizujícího záření jsou tvořeny systémem navzájem izolované katody a anody, prostor mezi těmito elektrodami je vyplněn nevodivým či polovodivým materiálem. Účinkem ionizujícího záření nebo také fotonového záření dojde v polovodiči ke generaci páru elektron-díra. Konverze energie je dána výsledkem jevů popsaných v kapitole 1.1 až 1.5. Polovodičové senzory ionizujícího záření se principiálně podobají plynovým detektorům ionizujícího záření, kde je místo mezi elektrodami vymezeno náplní, nejčastěji argonu s příměsí metanu. Výhody polovodičových detektorů oproti plynovým jsou, že polovodičové senzory jsou menší a pro generování páru elektron-díra stačí přibližně o jeden řád nižší energie, než u plynových detektorů ionizujícího záření. Další nespornou výhodou je nižší hodnota FANO faktoru. FANO faktor je v literatuře často vyskytující se označení, které vyjadřuje fluktuaci nosičů náboje v prostředí [3].

Počet vytvořených párů se vyjadřuje statistickou funkcí. V případě Poissonova rozložení pravděpodobnosti je tato fluktuace charakterizována standardní odchylkou σ rovnou druhé odmocnině středního počtu vytvořených párů N .

Pro detektory, které vykazují menší hodnotu odchylky, než by odpovídalo Poissonově rozlišení, se zavádí korekční FANO faktor F , což je experimentálně získaný koeficient, kterým je nutno vynásobit N podle vztahu

$$s^2 = F \cdot N. \quad (3.1)$$

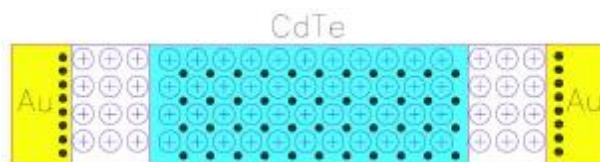
Pro křemík je $F = 0,15$, pro germanium je $F = 0,28$ a pro CdTe je $F = 0,11$ [15].

Další předností polovodičových senzorů je malý dosah dopadajících nebo uvolňujících elektronů v závislosti na jejich energii. To má důsledek, že k úplnému zabrzdění elektronů stačí malý objem detekční části senzoru. Tato vlastnost je dána vysokou hustotou materiálu.

Rozlišovací schopnosti polovodičových senzorů vykazují vynikající spektrometrické vlastnosti. Pro fotony nabývá hodnota FWHM 1,7 keV vztažená k energii γ záření 1,33MeV radionuklidu ^{60}Co , pro α částice je FWHM 12keV (vztaženo k energii α části 5,48MeV u ^{241}Am) [3].

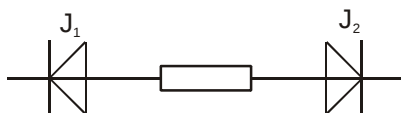
Pro detektory ionizujícího záření nelze přímo použít intrisický polovodič. Pokud bychom na daný polovodič přiložili pomocí elektrod přiložili elektrické napětí, byl by tepelně stimulovaný proud o několik řádů vyšší než elektrický proud vzniklý samotným ionizujícím zářením. Takový detektor by byl ale nepoužitelný ani při vysokém stupni podchlazení. Potřebné snížení teplotně stimulovaného proudu je možné pouze využitím PN přechodu. Závěrně polarizovaný PN přechod má požadované spektrometrické vlastnosti, přičemž citlivý objem detektoru je totožný s objemem vyprázdněné oblasti v okolí PN přechodu.

V našem případě dochází k potlačení tepelně stimulovaného proudu vytvořením PN přechodu přechodem polovodič – kov neboli Schottkyho kontaktu. Obr. 3.1 znázorňuje rozložení nosičů náboje v detektoru.



Obr. 3.1.: Rozmístění nosičů náboje v CDTe detektoru

Z Obr. 3.1 je patrné, že při libovolné polaritě se vždy bariérová energie jednoho PN přechodu sníží a při určité hodnotě napájecího napětí zcela zanikne, energetická bariéra druhého PN přechodu bude naopak s rostoucím napájecím napětím sílit. Tomu odpovídá následující náhradní schéma detektoru:



Obr. 3.2: Náhradní schéma detektoru

Z diodového náhradního schématu také vyplývá ta možnost, že se při různých polaritách nemusí detektor chovat stejně. Nesymetrii může způsobit zpracování Au kontaktů detektoru.

4 CDTE DETEKTOR- MATERIÁLOVÉ VLASTNOSTI

4.1 Telur Te

Telur se vyskytuje společně se selenem a je obsažen v japonské síře, která ho obsahuje až 0,17%. Získává se stejně jako selen z kalu olovených komor při výrobě kys. sírové, ale také z kalu po elektrolýze mědi. Telur je cínově bílý krystalický kov, který hoří jasně modrým zeleně vroubkovaným plamenem na oxid telurčitý (bílý dým). Telur se používá jako barvivo skla. Sloučeniny teluru jsou méně jedovaté než sloučeniny selenu a jsou podobné sloučeninám síry [9].

Elementární tellur je za normálních podmínek stálý stříbřitě lesklý a poměrně křehký kov. Dostí snadno se slučuje s kyslíkem a halogeny. V metalurgii složí tellur ve formě mikrolegur ke zlepšování mechanických a chemických vlastností slitin. Nízké koncentrace telluru zvyšují tvrdost a pevnost slitin olova i jejich odolnost vůči působení kyselině sírové. Přídavky telluru do slitin mědi a nerezových ocelí způsobují jejich snazší mechanickou opracovatelnost.

Telurid galia nalézá využití v polovodičovém průmyslu. Pro výrobu některých termoelektrických zařízení se používá telurid bismutu. Ve sklářském průmyslu je v některých speciálních případech tellurem barveno sklo



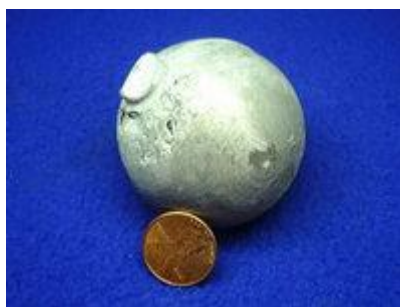
Obr. 4.1: Tellur

Jako velmi perspektivní se jeví použití sloučenin teluru při výrobě fotočlánků. Fotočlánky na bázi teluridu kadmia patří v současné době k nejvýkonnějším. Na bázi teluridů jsou i záznamové vrstvy v prepisovatelných optických discích.

Z hlediska působení na lidské zdraví patří sloučeniny teluru mezi toxické a především v průmyslových provozech, kde se vyskytují ve zvýšených koncentracích je třeba zachovávat přísné bezpečnostní předpisy. Za zvláště nebezpečné je pokládáno vdechování aerosolů a prachu s vysokou koncentrací telluru.

4.2 Kadmium Cd

Kadmium často doprovází zinek v jeho rudách, zvláště v kalamínu a v zinkovém blejnu. Oba tyto minerály obsahují téměř vždy větší nebo menší množství siřičku kademnatého [10]. Čisté sloučeniny kadmia jsou v přírodě velmi vzácné. Dříve se při přípravě kadmia vycházelo téměř všeobecně ze zinkového prachu získaného při hutnické výrobě zinku destilačním způsobem



Obr. 4.2: Kadmium

Dnes se postupuje převážně elektrolytickou cestou spolu s elektrolytickým získáváním zinku nebo opakovanou frakcionací zinku obsahujícího kadmium.

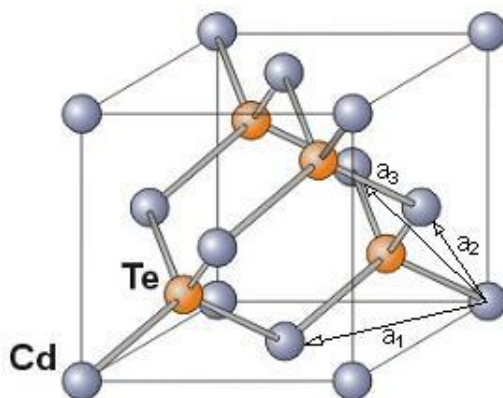
Kadmium je bílý, lesklý kov, na vzduchu oxidující. Kadmium je poměrně měkké a velmi tažné, takže se dá válcovat na plech a táhnout v drát. Pevnost čistého kadmia je malá, avšak značně stoupá sléváním se zinkem. Kadmium se velmi snadno svařuje. Má teplotu tání 320,9°C, teplotu varu 767°C. Ve vakuu sublimuje již při 164°C.

Kadmium má dnes použití hlavně k ochrannému pokovování proti korozi u letadel, strojů, elektrických a fotografických přístrojů, klavírních strun, šroubů a přesných přístrojů.

Kadminum je součástí snadno tavitelných slitin, jako jsou Woodův kov a Lipowitzův kov, pájka (50% Sn, 25% Pb, 25% Cd teplota tání=149°C) a amalgám pro zubní plomby. Dále se z kadmia zhotovují Westonovy normální články a Jungerovy akumulátory. Jungerův akumulátor (alkalický akumulátor niklokadmiový) je zlepšený Edisonův akumulátor.

4.3 Vlastnosti CdTe

CdTe krystalizují při atmosférickém tlaku ve sfaleritové krystalové struktuře. Ta vznikne spojením dvou plošně centrovaných kubických mříží, které jsou vůči sobě posunuty ve směru prostorové úhlopříčky o jednu čtvrtinu



Obr. 4.3: Krystalická struktura CdTe

Jedna podmřížka obsahuje pouze atomy kadmia (Cd) a druhá pouze atomy teluru (Te). Každý atom Te má jako nejbližší 4 sousední atomy Cd umístěné v rozích pravidelného čtyřstěnu a stejně tak každý atom Cd má 4 sousední atomy Te [11].

4.3.1 Poruchy krystalické struktury CdTe a možnosti změn její vlastností

Základní poruchy u CdTe jsou obdobné jakou u ostatních využívaných polovodivých materiálů. Patří mezi ně [12]:

- Vakance – chybějící atom v mřížkové poloze
- Intersticiální atom – atom nacházející se v mezimřížkové pozici
- Substituční atom – nahrazení atomu mřížky atomem příměsi
- Antisite – mřížková poloha je obsazena atomem jiné složky vlastního krystalu
- Frenkelův defekt vakance – chybějící atom v mřížce nadbývá v jiné části mřížky
- A-centrum – komplex vakance s jiným donorem

Koncentrace defektů je jak teplotně, tak tlakově závislá a je bohužel oproti polovodičům z III-V skupiny vyšší kvůli výskytu iontové vazby. K odstraňování těchto poruch se využívá difuze při různých teplotách. Vodivost typu p je způsobena příměsí. Typ a pozice cizího atomu určuje jeho chování v krystalu, stane-li se donorem nebo akceptorem.

Akceptorová centra vznikají náhradou Cd prvky IA (Li, Na, K) a IB skupiny (Ag, Au, Cu) a náhradou Te. Asi nejhlubším akceptorem je Au. Jako donory se chovají prvky IIIA (Al, Ga, In) a VII A skupiny (Br, Cl, F, I). Bude-li se během rostoucí krystal dotovat Cl, kompenzační jev povede ke vzniku semiizolačních krystalů. K dotaci CdTe, pro zkvalitnění krystalu, lze použít také přechodové kovy (Fe, Ni, V) zvláště vanad pomáhá ke zvýšení kvality [12]. Základní parametry materiálu jsou tvrdost (odolnost vůči mechanickému namáhání), plasticita a v případě CdTe fotoplasticitu - závislost na osvětlení materiálu. Tvrdost čistého CdTe dosahuje hodnoty asi 50kg/mm². Tato hodnota se znatelně zvyšuje zvětšováním obsahu zinku v materiálu. Plasticita se mění v závislosti na koncentraci nosičů proudu a na osvětlení. Vysokoodporový materiál vykazuje nejmenší napětí na mezi kluzu, s malou závislostí na osvětlení. U nízkoodporových vzorků docházelo při aplikaci záření odpovídající šířce zakázaného pásu ke zvýšení napětí na mezi kluzu až na 70%.

4.4 Elektrické (transportní) vlastnosti

Mezi základní transportní vlastnosti řadíme typ vodivosti a její velikost, koncentraci nosičů proudu, jejich pohyblivost, tepelnou vodivost a mechanismy rozptylu elektronů, poskytující informace o elektron-fotonové interakci a o odchylkách skutečné krystalové mříže od ideální periodické struktury. Transport náboje v CdTe je zásadně ovlivněn interakcí elektronů a děr s optickými a částečně akustickými fonony. Velkou roli hrají také příměsi. Obecně lze říci, že pohyblivost nosičů náboje prudce klesá s teplotou. Závislost pohyblivosti m na teplotě T v intervalu 50 – 300K je určena téměř výhradně rozptylem elektronů na ionizovaných příměsích a optických fononech. Při vysokých teplotách (nad 775K) je závislost pohyblivosti modifikována převažujícím rozptylem na podélných optických fononech, dále je ovlivňována silnou teplotní závislostí statické dielektrické konstanty ϵ_0 a multipásovou vodivostí $G_{le} - L_{le}$. [12]

Pohyblivost nosičů náboje při teplotě vyšší než pokojové ($T=300K$) lze získat vztahem:

$$m = 57(e^{252/T} - 1). \quad (4.1)$$

Transportní vlastnosti nosičů náboje ovlivňuje jejich přítomnost v potenciálovém poli. Pro střední rychlost nosičů platí, že

$$v_{str} = mE. \quad (4.2)$$

Připojení elektrického pole má za důsledek „narovnání“ driftového pohybu v polovodiči kvůli silovým účinkům elektrického pole, které jsou přímo úměrný jeho intenzitě E .

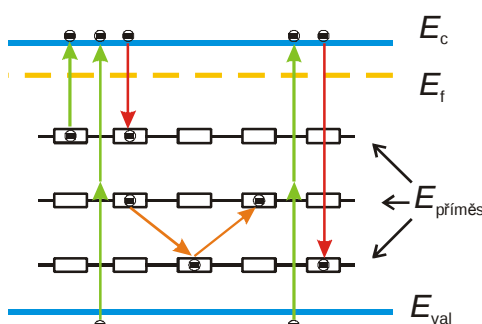
4.4.1 Příměšová vodivost

Příměšové polovodiče jsou látky, které od čistého polovodiče odlišuje existence poruch v krystalové mřížce nebo příměsi cizích atomů. Výjimečné atomy v místě poruchy jsou v podstatě izolované, proto mají ostré energetické hladiny, které se mohou nacházet i uvnitř zakázaného pásu.

V elektronice mají zvláštní význam příměsi, které mají energetickou hladinu uvnitř zakázaného pásu, v blízkosti pásu vodivostního nebo valenčního ve vzdálenosti desetin až tisícín eV. Je-li taková hladina u pásu vodivostního, přechází elektron z této hladiny do pásu vodivostního již při velmi nízkých teplotách s pravděpodobností blízkou 1. Z atomu příměsi se tak stane kladný iont, který je vázán v krystalické mříži a k vodivosti nepřispívá. Takový polovodič se nazývá polovodič typu N, příměsi se označují jako donory a izolované hladině v blízkosti vodivostního pásu se říká donorová hladina [14]. U křemíku, což je čtyřmocný prvek, ve kterém se čtyři valenční elektrony každého atomu kovalentně vážou v krystalické mříži se čtyřmi dalšími atomy Si, jsou typickými donorovými příměsemi pětímocné prvky: P, As, Sb. Nahradí-li takový pětímocný prvek atom Si, naváže čtyři vazby s okolními atomy Si, pátý elektron je vázán velmi slabě, proto je jeho stav charakterizován energetickou hladinou v blízkosti pásu vodivostního. Stejně významný případ nastává, leží-li příměšová hladina v blízkosti pásu valenčního. Pak na tuto hladinu mohou již při velmi nízkých teplotách přecházet elektrony z valenčního pásu s pravděpodobností blízkou 1. Elektron, který přejde na takovou hladinu, je vázán k atomu příměsi, který se tak stává záporným iontem, má však ovšem pevné místo v krystalické mříži a vodivosti se nemůže zúčastňovat. Ve valenčním pásu tak vznikne díra. Polovodič typu P, jak se taková látka nazývá, má tedy děrovou vodivost, příměsi se označují slovem akceptor a příslušná hladina nese označení akceptorová hladina.

Souhrnně se polovodiče typu P a N označují jako nevlastní nebo příměšové polovodiče, převládající nositele el. proudu se označují jako majoritní, menšinové nositele pak označujeme pojmem minoritní.

Příměsi, žádané či nežádané, výrazně ovlivňují chování polovodiče. V mé práci jsem se pravidelně střetával s problémy nežádaných příměsí, které výrazně ovlivňovaly kvalitu měření. Obzvláště výrazný vliv byl dlouhé doby zotavení polovodiče, tedy jeho reakci na např. změnu napájecího napětí a změnu vodivosti vzorku.



Obr. 4.4 Příměšové hladiny v pásovém modelu polovodiče

K nalezení alespoň přibližné časové hodnoty, ve které energie hladiny nejvíce působí na vodivost, pomůže prokládací funkce. Jelikož vodivost úzce souvisí s odporem, proloží se závislost odporu na čas. V našem případě to bude odpor mezi napěťovými kontakty. Pro kopírování průběhu odporové křivky lze použít exponenciální funkci [12]:

$$R = a^{(-t/t)} + c). \quad (4.3)$$

Ve valenčním pásu E_v se nacházejí elektrony, které při dostatečné energii mohou překonat bariéru a přeskočit do pásu vodivostního E_c . Tím se stane materiál vodivým. Tato vlastnost je znázorněna na Obr. 4.4 Příměsové hladiny v pásovém modelu polovodiče zelenými šipkami. Vodivost se zvýší také tehdy, přeskočí-li elektron z jakékoliv příměsové hladiny do vodivostního pásu. Elektrony mohou však přeskakovat zpět z pásu vodivostního do některé z příměsových hladin. Tím se odpor materiálů zvýší, a tudíž vodivost klesne – vyobrazeno červenými šipkami. Elektrony mohou přeskakovat také mezi hladinami příměsovými. Jelikož však nedosáhly vodivostního pásu, neprojeví se na celkové vodivosti materiálů – oranžové šipky.

Hladiny nejsou vždy zaplněny stejnými počty elektronů. Je-li polovodič v nečinnosti. To znamená, nejsou-li prováděna žádná měření a není připojeno napětí, jsou tyto hladiny obsazeny zřídka. Při každém měření je na vzorek připojeno napětí. To zpříčiní pohyb elektronů z valenčního pásu do vodivostního a taky zvýší aktivitu elektronů, které se posouvají z nižších příměsových hladin směrem nahoru. Popřípadě přejdou až do vodivostního pásu. Při odpojení externího napájení se elektrony začnou pohybovat opačným směrem. Z vodivostního pásu klesají do příměsových hladin. Z horních příměsových hladin se přesouvají do nižších. V ilustrovaném případě jsou zaznačeny tři příměsové hladiny.

4.5 Optické vlastnosti

Z pásové teorie vyplývá, že polovodič s přímým zakázaným pásem lze v principu využít jako luminiscenční zdroj záření. Složitá pásová (energetická) struktura CdTe kromě mezipásmových přechodů umožňuje mnoho dalších způsobů interakce elektromagnetického záření s materiálem. Z optických měření (propustnosti, odrazivosti, fotoemise, intrapásmové absorpce na volných nosičích a přechodů závislých na tlaku, lze získat cenné informace o pásové struktuře, vibračních modelech krystalové mříže (fonony). Z jiných optických měření (luminiscence, absorpce, Faradayova jevu a piezodvojlomu) lze navíc získat informace o krystalových defektech, excitonech, polaritonech apod. [17].

Absorpce na volných nosičích pokrývá oblast vlnových délek 1 – 2 μm . Dá se pokládat za přímo úměrnou koncentraci volných elektronů pro střední a vysoké rovnovážné koncentrace elektronů.

Další experimentální metoda užívaná pro identifikaci vlastních defektů a příměsí je založena na měření tzv. luminiscenčního spektra. Tyto měření se často provádějí za velmi nízkých teplot s využitím Fourierovské spektroskopie

5 ZÁKLADNÍ TYPY KONTAKTŮ

Obecně dělíme kontakty na polovodičích na ohmické a usměrňující. *Ohmické kontakty* neomezují na rozdíl od usměrňujících proud v závislosti na jeho směru. Naproti tomu *usměrňující kontakty* obsahují potenciálové bariéry rozhraní polovodič-kov omezující injekci volných nosičů v jednom směru a brání toku proudu ve směru druhém. Ohmičnost kontaktu omezuje:

- Prostorový náboj – přítomnost elektrické dvojvrstvy na rozhraní
- Přítomnost třetí fáze – mezivrstva oxidů
- elektrická, tepelná či mechanická nerovnováha
- Chemická struktura povrchu obou materiálů v prostoru kontaktu [12]

5.1 Původ energetických bariér na rozhraní

Na rozhraní kovu a polovodiče vzniká energetická bariéra, ovlivňující vlastnosti struktury přechodu. Ke vzniku této bariéry může vést více podnětů:

1. Bariéra vzniká díky rozdílům ve výstupních pracích kovu a polovodiče
2. Bariéra vzniká díky přítomnosti povrchových stavů polovodiče
3. Bariéra vzniká díky přítomnosti 3. fáze (např. mezivrstva oxidů)

Obecně je každý kontakt mezi kovem a polovodičem kontaktem mezi materiály s různou šířkou zakázaného pásu. Na rozdíl od PN přechodů je proud mezi kovem a polovodičem převažuje proud majoritních. Menšinové nosiče ovlivňují chování kontaktu až při vysokých aplikovaných napětích [14].

5.2 Základní veličiny k popisu kontaktů

1. Φ_k – výstupní práce kovu. Je definována jako energie potřebná k přenesení elektronu z Fermiho hladiny $E_F(\text{kovu})$ do vakua.

$$\Phi_k = E_{vak} - E_{F_{kov}} \quad (5.1)$$

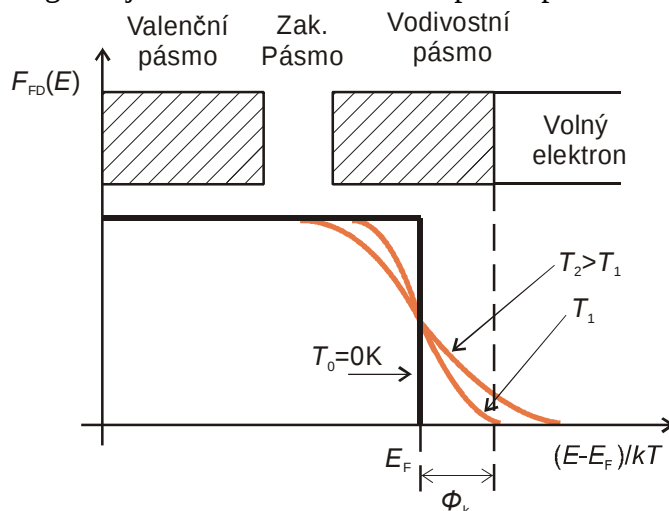
Vlastní polovodič je charakterizován tím, že volné elektrony ve vodivostním pásu pocházejí z pásu valenčního, odkud se dostaly do vodivostního pásu přes zakázaný pás působením nějaké formy energie. Koncentrace elektronů ve vodivostním pásu n_i je v tomto polovodiči stejná jako koncentrace děr ve valenčním pásu p_i .

Pro stanovení koncentrace elektronů ve vodivostním pásu při určité teplotě v daném polovodiči je zavedena funkce hustoty stavů v pásu vodivostním a valenčním a rozdělovací funkci, vyjadřující pravděpodobnost obsazení těchto stavů.

Rozložení elektronů jako částic s polovičním spinem se řídí Fermiho – Diracovou rozdělovací funkcí [14] $f_{FD}(E)_n$. Pravděpodobnost, že hladina o určité energii E je obsazena elektronem můžeme vyjádřit

$$f_{FD}(E)_n = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)}, \quad (5.2)$$

kde E_F je Fermiho energie, k je Boltzmannova konstanta a T je absolutní teplota. Energetická hladina o energii E_F je obsazena elektronem s pravděpodobností 50%.

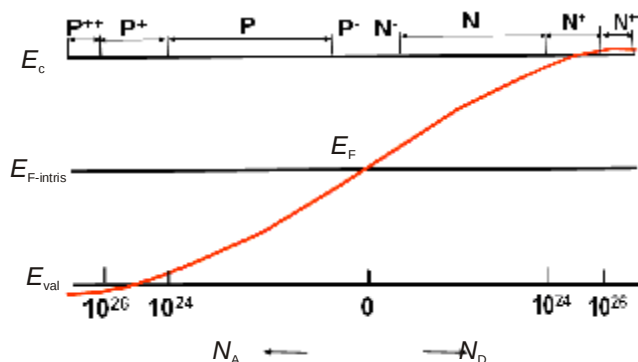


Obr. 5.1: Fermi-Diracova rozdělovací funkce

Z Obr. 5.1 a vztahu (5.2) je patrné, že Fermi-Diracova statistická funkce je silně závislá na teplotě. S rostoucí teplotou se tato hladina může vzdalovat od středu zakázaného pásu v důsledku odlišných efektivních hmotností elektronů a děr [9]. je možné formulovat dvě možné definice Fermiho energie:

- Při teplotě $T = 0$ K odděluje Fermiho energie obsazené stavy od neobsazených.
- 2. Při teplotě $T > 0$ K je Fermiho energie definována jako hladina, která je obsazena s pravděpodobností 50%.

Kromě teplotní závislosti je pro polohu Fermiho hladiny důležitý Typ a stupeň dotace. Pro vlastní (intrinsické) polovodič je přibližně rovna $E_g/2$ (E_g je energie zakázaného pásu), naopak pro polovodiče příměsové (extrinsické) závisí poloha Fermiho hladiny na koncentraci příměsi.



Obr. 5.2: Průběh Fermiho energie v závislosti na dotaci

2. Φ_k – výstupní práce polovodiče. Definice odpovídá F_k .

$$\Phi_p = E_{vak} - E_{F_{polovod}}. \quad (5.3)$$

Po utvoření kontaktu elektrony z polovodiče přecházejí do kovu. Tento proces pokračuje tak dlouho, dokud se nevyrovnají Fermiho hladiny obou materiálů. Výsledkem je nadbytek elektronů v povrchové vrstvě kovu a oblast kladného prostorového náboje v polovodiči. V důsledku toho vznikne napříč strukturou kov-polovodič vakuová mezera.

Začnou-li se oba povrchy přibližovat, roste při konstantním napětí kapacita systému. Dojde k nárůstu záporného náboje v povrchové vrstvě kovu. Díky vysoké vodivosti kovu je tato vrstva, a tedy hloubka vniku do elektrického pole kovu, velmi malá. Způsobuje zakřivení pásu v kovu, což vede ke snížení bariéry. V polovodiči dochází k rozšíření oblasti kladného prostorového náboje z důvodu zachování elektrické neutrality celého systému [14]

3. κ - elektronová afinita polovodiče. Jedná se o rozdíl energií mezi dnem vodivostního pásu a hladinou vakua.

$$k = E_{vak} - E_c. \quad (5.4)$$

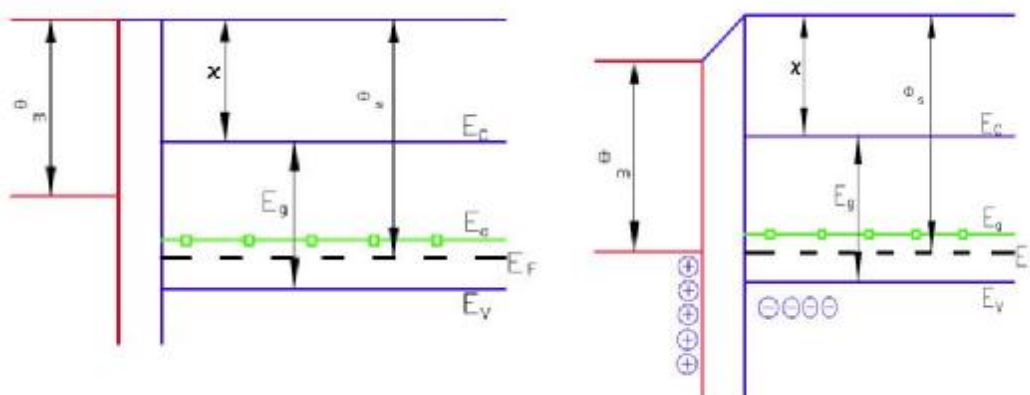
Pro volbu nulové energetické hladiny $E_c = 0$, lze pro výpočet $F_{polovod}$ použít vztah

$$\Phi_p = \kappa - E_{F_{polovod}}. \quad (5.5)$$

4. ΔE_{kp} – energetická bariéra z kovu do polovodiče. Definujeme ji jako energetický rozdíl mezi E_F kovu na rozhraní a nejvyšší hodnotou E_c (pro typ n) resp. nejnižší hodnotou E_v (pro typ p) v polovodiči.

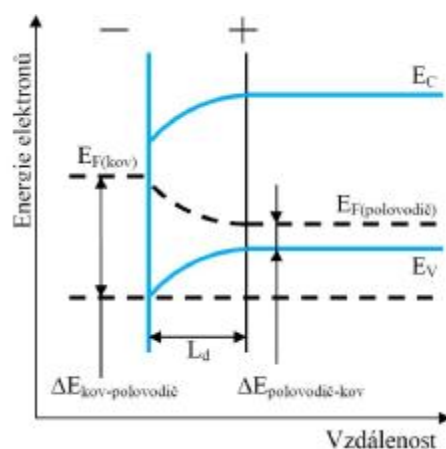
5. ΔE_{pk} – energetická bariéra z polovodiče do kovu. Jedná se o rozdíl mezi nejnižší a nejvyšší hodnotou E_c (pro typ n) tedy nejnižší a nejvyšší hodnotou E_v (pro typ p) v polovodiči.

Výsledný energetický pásový diagram kovu polovodiče před a po spojení je uveden na Obr. 5.3.



Obr. 5.3: Pásový energetický model kovu(vlevo) a přechodu polovodič-kov(vpravo)

V polovodiči budou elektrony přesunuté z povrchu kovu rekombinovat s dírami. Kvůli nízké koncentraci nosičů je nekompenzovaný záporný náboj elektronů přenášen přes bariérovou oblast. Výsledné elektrické pole E je umístěno zejména uvnitř mezery mezi kovem (Au) a substrátem CdTe.



Obr. 5.4: Energetický pásový model kontaktu kovu a polovodiče typu-p v propustném směru

Pokud oblast mezi kovem a polovodičem je dostatečně úzká, stane se elektronům otevřená. Elektrony nebudou rekombinovat s dírami na povrchu polovodiče, ale až za vyprázdněnou vrstvou L_d v takovém množství, které jim poskytne kapacita děr. Těch je v poměru k elektronům významně méně. Všechny energetické hladiny polovodiče se začnou uvnitř vyprázdněné vrstvy ohýbat. V případě propustného plování přechodu (kladný pól zdroje připojen na polovodič typu p). Na Obr. 5.4 lze vidět, že po přiložení napětí U_a v propustném směru se sníží šířka energetické bariéry.

Její rovnovážný stav je pro polovodič typu p dán vztahem:

$$\Delta E_{p-k} = \Phi_{\text{polovod}} - \Phi_{\text{kov}} . \quad (5.6)$$

Po přiložení napětí U_a do propustného směru se šířka energetické bariéry sníží o hodnotu eU_a . Dostaneme:

$$\Delta E_{p-k} = \Phi_{\text{polovod}} - \Phi_{\text{kov}} - eU_a . \quad (5.7)$$

Naopak po přiložení externího zdroje napětí o velikosti U_a do závěrného směru, Při závěrném připojení zdroje je situace opačná, složka eU_a se k energii nutné pro rovnovážný stav přičítá.

6 MĚŘÍCÍ PRACOVNÍSTĚ

Pro měření šumových vlastností CrTe detektorů jsem využíval prostor výzkumné laboratoře nízkofrekvenčního na Ústavu fyziky VUT v Brně. Měřicí soustava se skládala z:



Obr. 6.1 Měřicí soustava

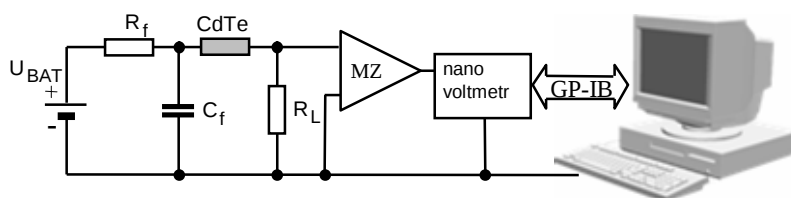
1. Monochromátoru Carl Zeiss SPM1 – Tento přístroj slouží pro osvit měřeného vzorku světlem o dané vlnové délce. Princip tohoto zařízení je ten, že světlo

dodávané na vstup je uvnitř monochromátoru rozkládáno soustavou optických hranolů. Ty jsou usazeny v kulisách a jejich vzájemná poloha určuje, která část rozloženého spektra světla přejde na výstup.

2. Přesného milivoltmetru Agilent 34401A – Ten byl využit při hledání polohy kryostatu při kterém dochází k maximálního osvětlení vzorku. Dále na něm byla měřena závislost $\Delta R / R = f(I)$ a napětí na zátěži U_L .
3. Kryostat – zajišťuje optimální usazení vzorku pro měření. Zajišťuje snadné připojení napájecích a signálových vodičů pomocí koaxiálního kabelu. Jeho vlastnost, nastavení pracovní teploty měřeného vzorku, byla využita v druhé fázi mé práce.
4. Osciloskop Agilent 56421A sloužil pro určení nastavení rozsahu AD převodníků
5. Měřící zesilovač – širokopásmový přesný zesilovač s vysokým ziskem (až 100dB) zesilující signál před jeho vzorkováním a zpracováním
6. Baterie – při studiu šumových vlastností musela být veškerá zařízení podílející se na měření odpojena od napájecí sítě kvůli vlivu zemnicích smyček a „průsaku“ parazitních frekvencí, zejména síťové frekvence 50Hz. Z tohoto důvodu byly vzorky, zdroj světla i měřící zesilovač napájeny bateriově.

7 MĚŘENÍ NÍZKOFREKVENČNÍHO ŠUMU DETEKTORŮ

Jako měřené vzorky posloužily detektory vyrobené Fyzikálním institutem Univerzity Karlovy v Praze. Vzorky mohou mít dvojici kontaktů – proudové a napěťové. Já jsem při svém měření používal výhradně vzorky, které měly pouze proudové kontakty a jsou vhodné pro měření nízkofrekvenčního šumu a VA charakteristik zkoumaných vzorků. Principiální schéma zapojení:



Obr. 7.1: Zapojení měřicího obvodu pro měření šumu CrTe detektorů

Šum jsem měřil při různých úrovních napájecího napětí daných kombinací seriově zapojených baterií o hodnotách napětí 9V a 12V. Napájecí napětí jsem tedy volil 12V, 24V a 44V. Dále byl měřen vliv interakce osvětlení na nízkofrekvenční šum. Zdroj světla – klasická wolframová žárovka, musel být také napájen z baterií, neboť při napájení zdrojem se na přesnosti měření projeví další šumová složka, konkrétně ionizující šum. Vlnová délka λ byla volena 400nm, 900nm a vlnová délka, na kterou byl daný vzorek nejvíce citlivý. Ta se pohybovala okolo 500nm.

V další etapě měření jsem dle pokynů zadavatele měřil napěťové spektrum nízkofrekvenčního šumu při vyšších hodnotách napájecího napětí a to bez osvětlení vzorku. Vzorky byly opět napájeny kombinací suchých článků až do hodnoty 92V. Také se lehce pozměnil měřicí obvod, pro zvýšení přesnosti měření byla za baterii přidána dolní propust.

Dále jsem měřil VA charakteristiky vybraných vzorků. Pro automatizované měření jsem napsal krátký skript v prostředí MATLAB, který řídil hodnoty napájecího napětí zdroje Agilent 3631, četnost měření (triggering) voltmetru Agilent 3440A a zápis výstupu měření do vhodného formátu pro další zpracování. Samotná komunikace PC s měřicí soustavou je psána v jazyce SCPI a probíhá přes rozhraní GB-IB (IEEE-488). Vektory výsledných veličin zpracovávám v programu EasyPlot, jehož grafickým výstupem jsou níže uvedené charakteristiky.

Při měření šumových charakteristik vzorků CdTe při vyšších teplotách, než pokojové, jsem nejdříve zjistil napětí, při kterém vytopí topná spirála na požadovanou měřicí teplotu pomocí automatizovaného měřicího systému. Při samotném měření byl nasazen jiný zdroj pro výhřev topné spirály, protože zdroje Agilent vnášely do měření aditivní šum.

Měření závislosti $\Delta R/R = f(l)$ spočívá v měření napětí na vzorku při maximálním napětí a při různých hodnotách vlnové délky. Vyznačené hodnoty v grafech jsem získal následujícím vztahem

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R_{\text{meas}} - R_0}{R_0}, \quad (7.1)$$

Kde R_0 je hodnota odporu vzorku při maximálním napájení a bez osvětlení délce a R_{meas} je hodnota napětí na aktuálně měřené vlnové délce taktéž při maximálním napětí. Jedná se tedy absolutní změnu odporu vzorku při osvětlení vztaženou k odporu vzorku bez osvětlení.

7.1 Vzorek F3426B4

Výrobní číslo prvního vzorku je F3426B4. Tento vzorek vykazoval největší citlivost při vlnové délce 548nm. Teoretická výstupní práce (tj. bez zvažování kvantově-mechanického tunelování a nežádáných příměsí ve vzorku) je $E = h \cdot f = hc/l = 2,26\text{eV}$, kde h je Planckova konstanta $4,135 \cdot 10^{-15} \text{eVs}$, c je rychlost světla ve vakuu $3 \cdot 10^8 \text{ms}^{-1}$ a l je vlnová délka světla.

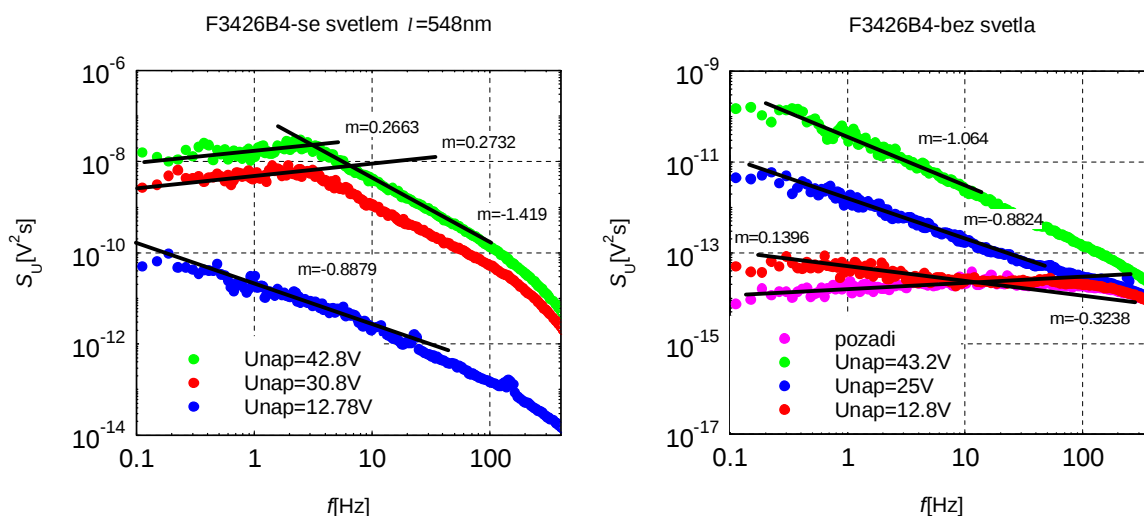
Tab. 7.1.1: Napětí na zátěži vzorku F3426B4 při různých λ a napájecích napětí

Bez osvětlení		$\lambda=548\text{nm}$			$\lambda=600\text{nm}$			$\lambda=500\text{nm}$		
U_{nap} [V]	U_L [mV]	U_{nap} [V]	U_L [mV]	$\frac{U_{\text{on}}}{U_{\text{off}}}$	U_{nap} [V]	U_L [mV]	$\frac{U_{\text{on}}}{U_{\text{off}}}$	U_{nap} [V]	U_L [mV]	$\frac{U_{\text{on}}}{U_{\text{off}}}$
12,78	80,15	12,78	548	6.84	12,76	119	1,48	12,72	85,2	1,06
30,8	240,7	30,80	1392	5.8	24,9	198	0.82	24,70	207	0,86
43,2	375	42,80	2040	5,44	43,5	387	1,03	43,00	379	1,01

V Tab. 7.1.1 jsou zapsány hodnoty napětí naměřené při různých napájecích napětích, při vlnové délce, na kterou reagují detektory nejvýrazněji a blízkých vlnových délkách. Tabulka informuje jaký má vliv osvětlení a napájecí napětí na hodnotu napětí na výstupu. Lze z ní vyčíst, zda-li se jedná o spíše vysokoohmický vzorek či nikoliv a také se dá vyčíst míra citlivosti vzorku na určitou vlnovou délku.

Poměr $U_{\text{on}}/U_{\text{off}}$ definuji následovně: Čím vyšší bude poměr výstupních napětí při osvětlení vůči hodnotě výstupního napětí neosvětleného vzorku, tím vyšší bude jeho citlivost. Tento vzorek byl jedinečný v poměru $U_{\text{on}}/U_{\text{off}}$ při napájení okolo 24,8V, kde vykazoval nejvýraznější asymetrii oproti zbylé dvojici napětí. Vzorek F3426B4 má ze všech měřených nejnižší ohmický odpor, o tom napovídá nejvyšší naměřený úbytek napětí na detektoru převyšující 2V. Z tabulky je také patrné takřka identické chování vzorku při osvětlení dvojicí vlnových délek sousedících s vlnovou délkou o maximální citlivosti senzoru.

V grafech naměřených hodnot závislosti $S_U=f(f)$ jsou vyneseny směrnice. Ty udávají charakter spektra naměřeného $1/f$ šumu. Přesný matematický zápis pro nízkofrekvenční šum je $1/f^m$. Hodnoty m se obvykle pohybují v intervalu od 0,7 do 1,5. Obecně pro všechny analyzované vzorky platí, že minimální šum, který produkují je roven hodnotě tepelného šumu. Ten, jak jsem uvedl v kap. 2.4, je v celém spektru zastoupen rovnoměrně. Nejnižší teoretická hodnota naměřeného šumu při teplotě $27^\circ\text{C}=300\text{K}$ a odporu $R=10\text{M}\Omega$ je $S_U = 4kTR = 4 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 303 \cdot 10^6 = 1,67 \cdot 10^{-13} \text{V}^2\text{s}$. Pro teplotu $80^\circ\text{C}=353\text{K}$ je $S_U=1,95\text{V}^2\text{s}$ a pro $120^\circ\text{C}=393\text{K}$ je $S_U=2,17\text{V}^2\text{s}$. V grafech si lze povšimnout nižších hodnot, ale ty jsou dány zeslabením signálu. Pro měření byl na zesilovači nastaven mezní kmitočet dolní propusti na hodnotu 100 Hz.

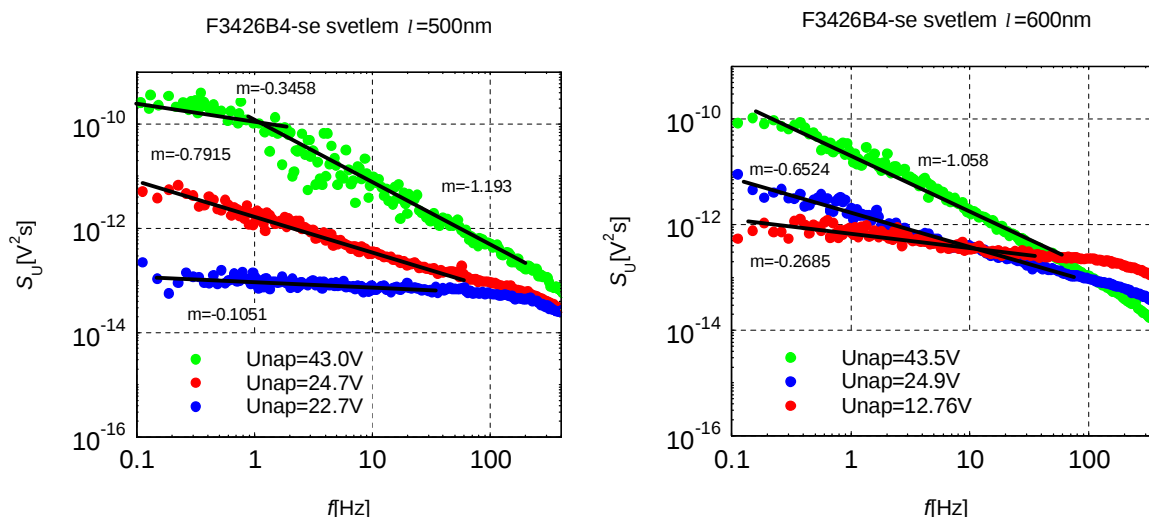


Obr. 7.2: Spektrální hustota šumu při měření vzorku F3425B4 bez světla a při světle s nejvyšší citlivostí

Z Obr. 7.2 je patrné, že osvětlení vzorku světlem vlnové délce, na kterou je nejcitlivější, má výrazný vliv na úroveň šumu. Šum nabývá hodnot o dva řády vyšších než vzorek, který nebyl při měření vystaven světlu. Ze všech měření byly vypuštěny informace na frekvenci 50Hz, které nenesou žádnou informační hodnotu. Jelikož známe původ této anomálie - tedy, že se jedná o vliv síťové frekvence, můžeme ji vyloučit. Nejedná se o vlastnost vzorku, ale o chybu měřicí metody

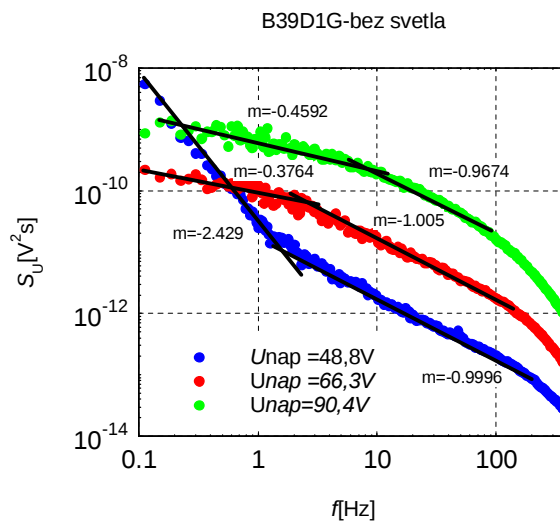
Při měření osvětleného vzorku je patrné, že při vyšším napájení se již neprojevuje parazitní 50Hz šum a charakteristiky mají při vyšších hodnotách napájení kladnou směrnici. Je také patrné, že $1/f$ šum má při vyšších hodnotách napájení užší pásmo. Tvar křivek v oblasti frekvencí nad 100Hz je způsoben filtrací signálu.

Pro vzorek F3426B4 jsem měřil nízkofrekvenční napěťové spektrum pro vlnové délky jiné než vlnová délka na kterou je vzorek nejvíce citlivý. Pro daný vzorek jsem zvolil hodnoty 500 a 600nm. Řádová hodnota šumu se podobala neosvícenému vzorku, došlo ale ke změně povahy šumu, tedy ke změně směrnice m .



Obr. 7.3: Spektrální hustota šumu při měření vzorku F3425B4 při světle o jiných vln. délkách než s nejvyšší citlivostí

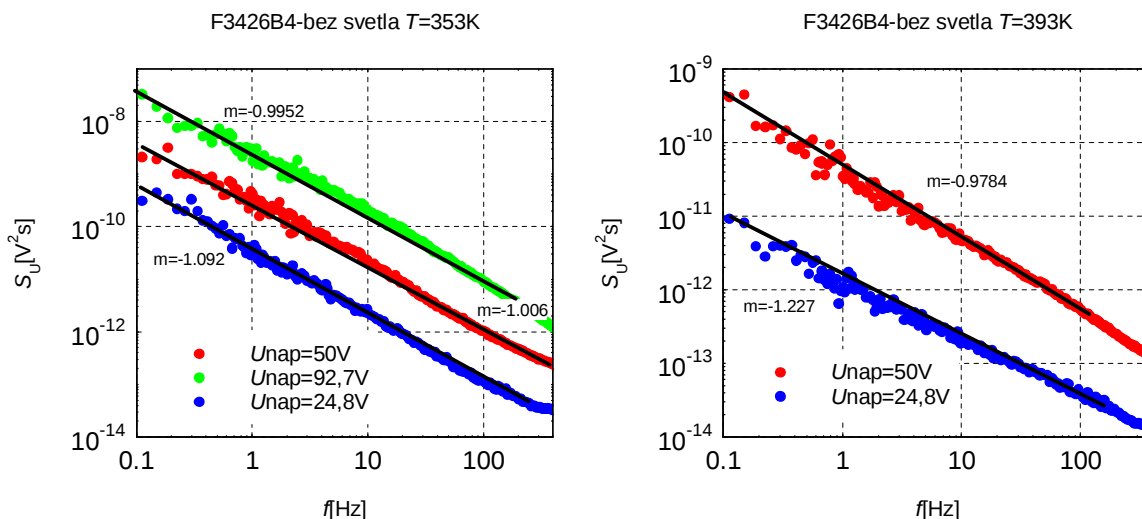
Při měření spektrální hustoty šumu při vyšších napájecích hodnotách ubýval vliv přírůstku napájecího napětí na zvýšení maximálních hodnot. Rozdíl mezi hodnotami při napájení 66 a 90,4V je zhruba jeden řád. Z charakteristiky je vidět, že se $1/f$ šum výrazně uplatňuje až do 10Hz.



Obr. 7.4: Spektrální hustota šumu při měření vzorku F3425B4 bez světla o vyšších napájecích napětích

Směrnice m se pohybuje v hodnotách okolo 0,4. Oproti hodnotám při nižších napájecích napětí naměřených o zhruba pět měsíců dříve, jsou tyto hodnoty dosti odlišné. Důvod tohoto chování není objasněn a je předmětem výzkumu.

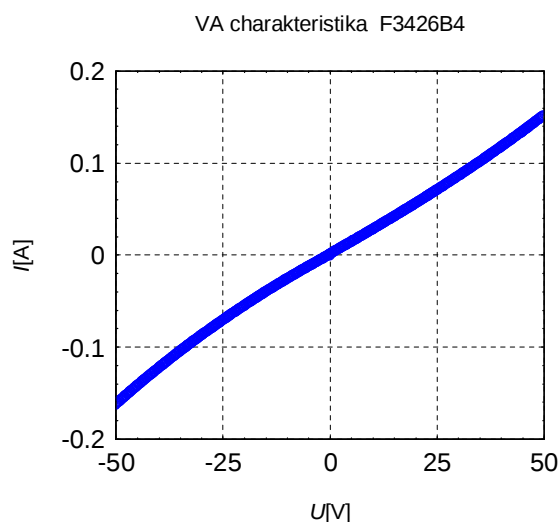
Při zahřátí vzorku na 353K a na 393K dochází u vzorku F3426B4 k výraznému „zklidnění“ průběhu napěťové spektrální hustoty, směrnice m nabývá hodnot okolo jedné.



Obr. 7.5: Spektrální hustota šumu při měření vzorku F3426B4 při vyšších teplotách

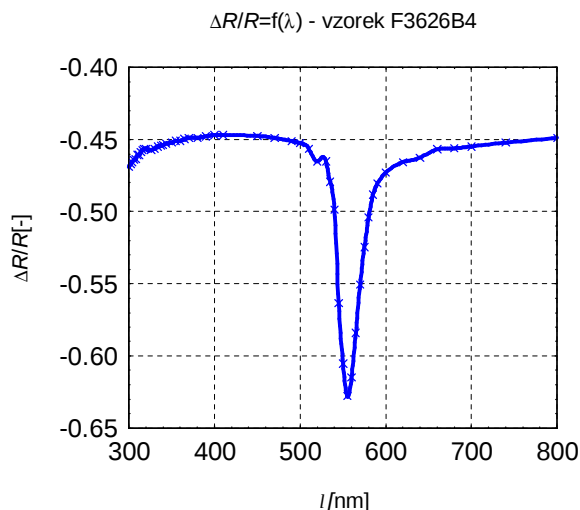
Vlivem silně teplotně závislé Frenkelově poruše (viz kap. 2.4) dochází ke snížení vlivu ostatních složek na celkovém šumu. Koeficient m má hodnotu okolo jedné.

VA charakteristika vzorku F3426B4 je pro kladné a napájecí napětí takřka symetrická, drobné prohnutí je způsobeno interakcí, nosičů náboje s krystalovou mřížkou, procesy rekombinace nosičů náboje s nečistotami a dalšími jevy, popsány v kap. 4.4.



Obr. 7.6: VA charakteristika vzorku F3426B4

Při porovnání šumové charakteristiky naměřené bez osvětlení dosahují naměření hodnoty napětí stejného řádu. Hodnota změřeného napětí na vzorku při $\lambda = 600nm$ je a $U_{nap} = 43,5V$ je 387mV, zatímco u neosvíceného vzorku je 375 mV. Tyto hodnoty se dají považovat za srovnatelné. Porovnáním Obr. 7.3 je vidět, že řád i průběh $1/f$ šumu je takřka stejný.



Obr. 7.7: Závislost odporu vzorku F3425B4 na vlnové délce

Měření závislosti $\Delta R/R = f(\lambda)$ ukazuje, že v tu tohoto vzorku existuje pouze jediné maximum citlivosti. Někdy se může vyskytnout více „špiček“, ale méně dominantních. Tento jev se dá vysvětlit tím, že se v substrátu detektoru mohou nacházet shluky atomy příměsí, které mají svou maximální citlivost na jiné vlnové délce než zbytek detektoru. V tomto případě tomu nenastalo.

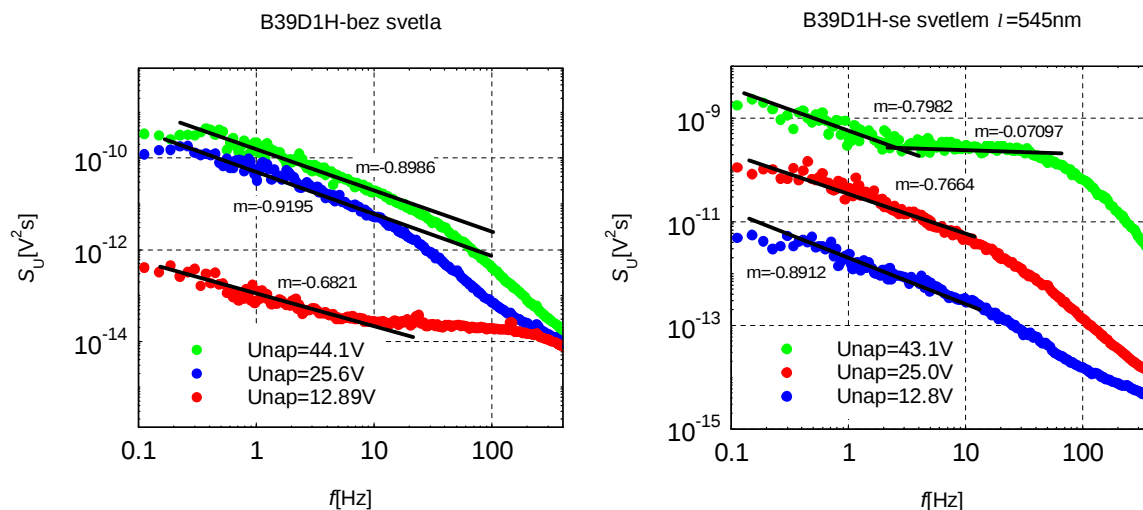
7.2 Vzorek B39D1H

Vzorek má lineární přírůstek výstupního při zvyšování napájecího napětí. Na Obr. 7.8 je patrný výraznější rozdíl naměřených hodnot šumu při měření neosvětleného vzorku o více než dva řády. Při vyšších hodnotách napájecího napětí není rozdíl již tak markantní. Oproti ostatním měřeným detektorům, u vzorku B39D1H se dá předpokládat větší množství nečistot v substrátu. Při osvětlení světlem o vlnové délce, na které je vzorek nejvíce citlivý se na šumu se vliv příměsí neprojevuje. Pravděpodobně mají příměsí jinou vlnovou délku, při které jsou nejaktivnější.

Tab. 7.2.1: na zátěži vzorku B39D1H při různých λ a napájecích napětích

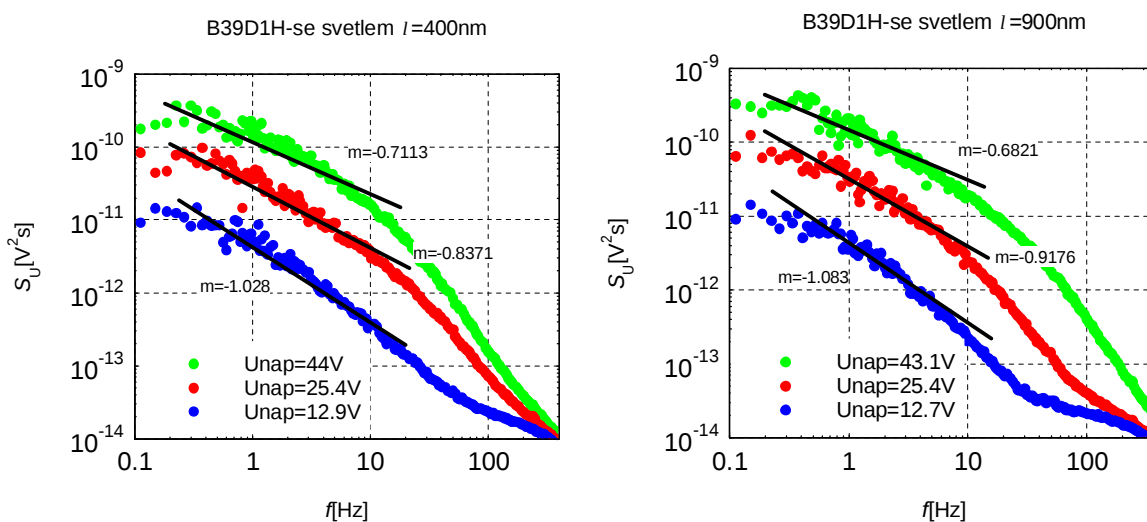
Bez osvětlení		$\lambda=548\text{nm}$			$\lambda=900\text{nm}$			$\lambda=400\text{nm}$		
U_{nap} [V]	U_L [mV]	U_{nap} [V]	U_L [mV]	$\frac{U_{\text{on}}}{U_{\text{off}}}$	U_{nap} [V]	U_L [mV]	$\frac{U_{\text{on}}}{U_{\text{off}}}$	U_{nap} [V]	U_L [mV]	$\frac{U_{\text{on}}}{U_{\text{off}}}$
12,8	37,75	12,8	46,85	1,24	12,7	25	0,66	12,9	30	0,79
25,6	71,7	25,0	78,8	1,09	25,4	45	0,63	25,4	50	0,69
44,1	112,8	43,1	128,5	1,14	44,0	80	0,71	44,0	76	0,67

Při vlnové délce 900nm byla naměřena nejmenší hodnota napětí na výstupu vzorku. Na rozdíl od vzorku B39D1I vzorek projevoval citlivost na osvětlení.



Obr. 7.8: Spektrální hustota šumu při měření vzorku B39D1H bez světla a při světle s nejvyšší citlivostí

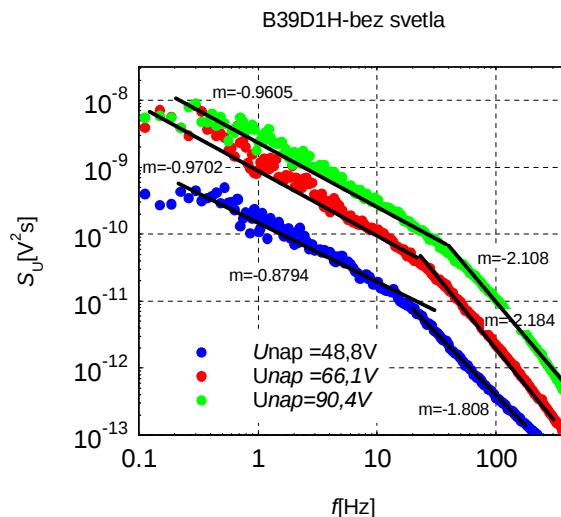
Při měření šumu vzorku ozářeného dvojicí vlnových délek různých od 545nm je vzorek nepatrně citlivější na světlo o vlnové délce 400nm. Šumové vlastnosti jsou ale takřka identické. Charakteristiky při obou vlnových délkách jsou velmi vyrovnané.



Obr. 7.9: Spektrální hustota šumu při měření vzorku B39D1H při světle o jiných vln. délkách než s nejvyšší citlivostí

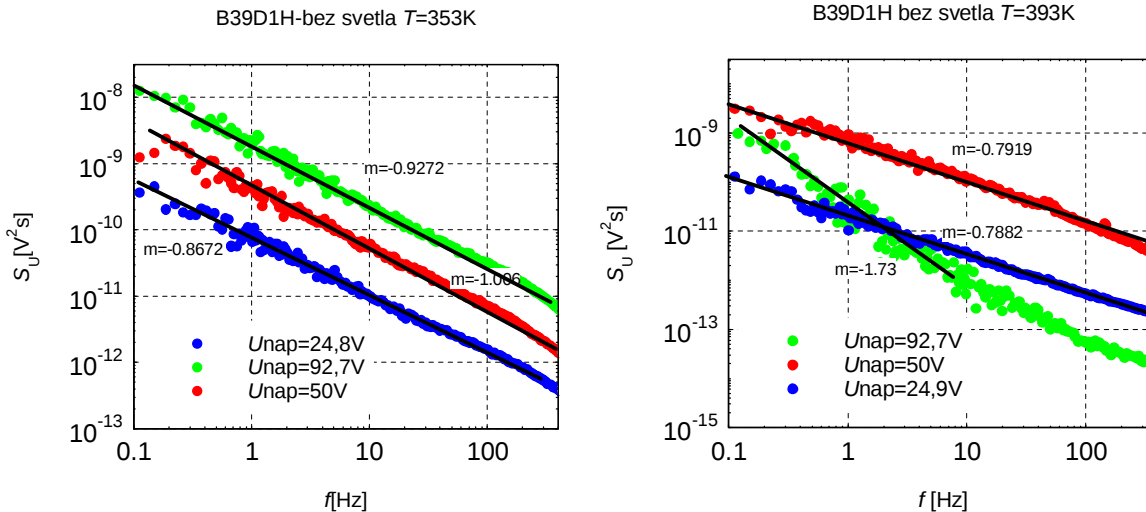
Graf spektrální napěťové hustoty pro vzorek B39D1H si zachovává podobnou směrnici m jako při napájení o nižších hodnotách. Při napájení 90,4V se takřka nezvýšila hodnota nízkofrekvenčního šumu.

Je ale patrný zvětšení pásma ukazujícího na dominanci $1/f$ šumu, v tomto případě sahajícímu až k 50Hz.



Obr. 7.10: Spektrální hustota šumu při měření vzorku B39D1H bez světla o vyšších napájecích napětích

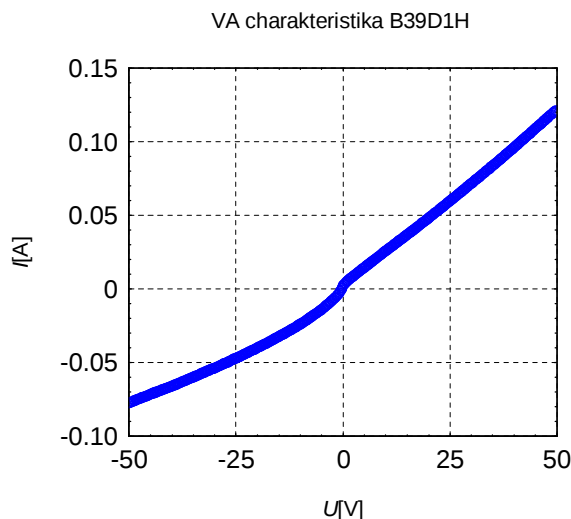
U zkoumaného zahřátí vzorku se projevuje zajímavý jev. Při napětí 50V a při frekvencích blízkých nule hodnoty šumu atakují, ba dokonce převyšují hodnoty šumu při napájení 92,7V. Při $U_{\text{nap}} = 50\text{V}$ je markantní oblast dominance $1/f$ šumu. Směrnice m je v oblasti velmi nízkých frekvencí velmi strmá dosahuje hodnoty -1,7.



Obr. 7.11: Spektrální hustota šumu při měření vzorku B39D1H při vyšších teplotách

Pro tento vzorek lze říci, že jeho vlastní šum je spíše citlivý na iluminaci o vlnové délce 548nm, kde dosahuje stejných řádů jako vzorek zahřátý na teplotu 393K a napájený podstatně vyšším napětím.

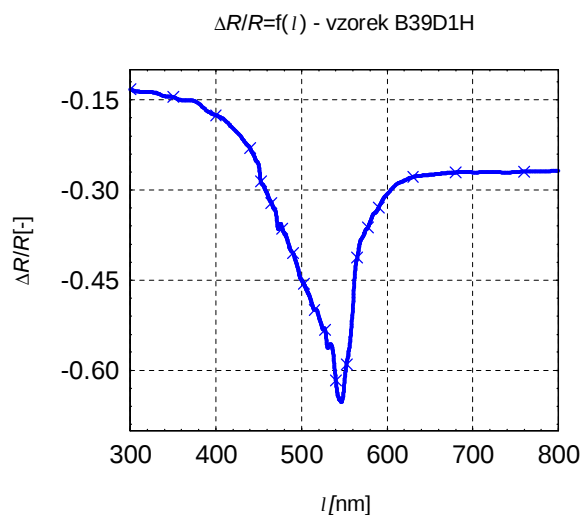
VA charakteristika je méně symetrická a více „prohlá“, než tomu bylo u vzorku F2634B4. To může být způsobeno delším časem zotavení oproti předchozímu vzorku.



Obr. 7.12: VA charakteristika vzorku F3426B4

Měřením doby zotavení jednotlivých vzorků jsem se nezabýval. Asymetrie ve středu VA charakteristiky může být způsobena časovou prodlevou při měření.. Nejdříve jsem měřil v intervalu 0 až 50V a posléze v intervalu 0 až -50V.

Z měření závislosti $\Delta R/R = f(l)$ je patrné, že není příliš „hladká“ v oblasti vlnových délek okolo 520nm, další vrchol nárůstu je vidět při $l = 550\text{nm}$. Právě tyto anomálie mohou ukazovat na přítomnost nečistot s substrátu detektoru.



Obr. 7.13: Závislost odporu vzorku B39D1H na vlnové délce

Vyšší odpor při vlnové délce 300nm si lze vysvětlit ustalováním vlastností detektoru. Měření jsem prováděl ihned po instalaci vzorku do kryostatu.

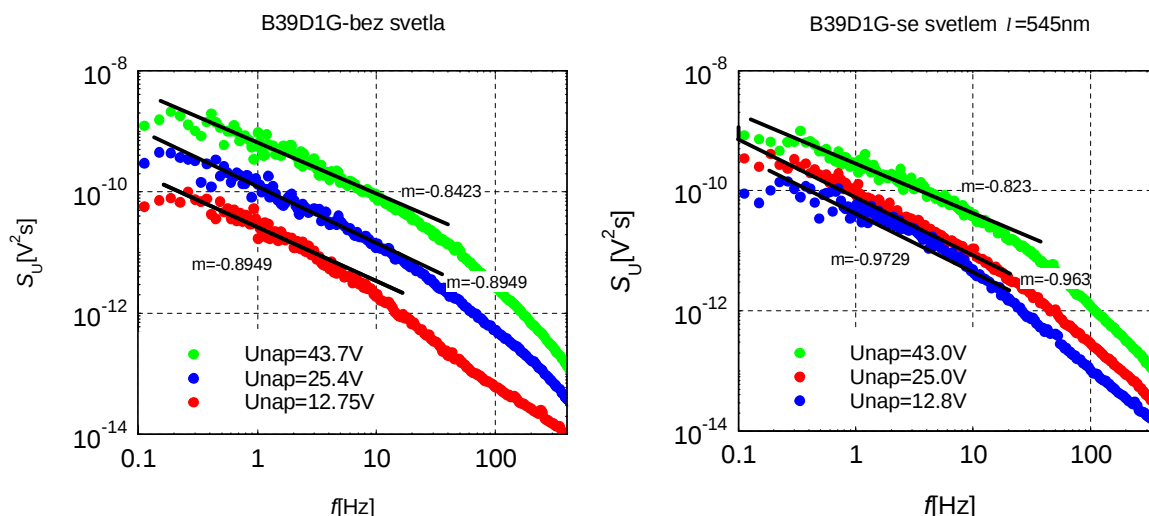
7.3 Vzorek B39D1G

Vzorek má druhý nejnižší odpor ze všech měřených. Má nejlineárnější přírůstek výstupního napětí v závislosti na přiloženém napájecím napětí. Při analýze parametru U_{on}/U_{off} je také patrná jeho minimální změna při osvětlení světlem o $\lambda = 400$ a 900nm . při změně napětí.

Tab. 7.3.1 Napětí na zátěži vzorku B39D1G při různých λ a napájecích napětích

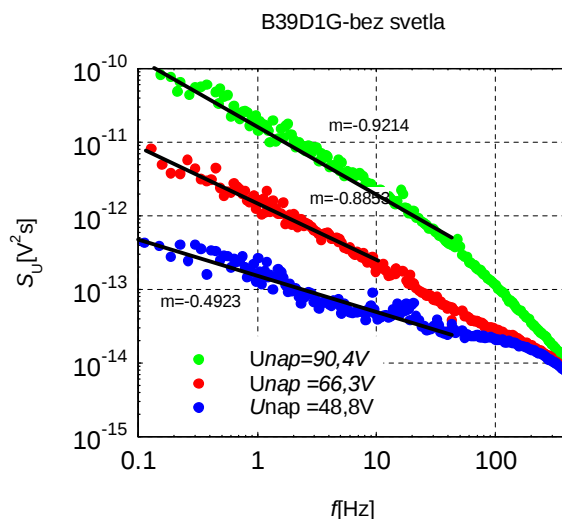
Bez osvětlení		$\lambda=545\text{nm}$			$\lambda=900\text{nm}$			$\lambda=400\text{nm}$		
U_{nap} [V]	U_L [mV]	U_{nap} [V]	U_L [mV]	$\frac{U_{on}}{U_{off}}$	U_{nap} [V]	U_L [mV]	$\frac{U_{on}}{U_{off}}$	U_{nap} [V]	U_L [mV]	$\frac{U_{on}}{U_{off}}$
12,8	107,5	12,8	145	1,34	12,8	80,6	0,75	12,73	86,5	0,80
25,4	210	25,0	255	1,21	24,7	155	0,74	24,8	164,5	0,78
43,7	370	43,1	419	1,13	42,9	276	0,745	43,0	297	0,80

Šumové charakteristiky dosahují ze všech vzorků nejnižších maxim při světle vlnové délce s maximální citlivostí, a to v řádu $10^{-9}\text{V}^2\text{s}$, tedy asi jeden řád nižší.



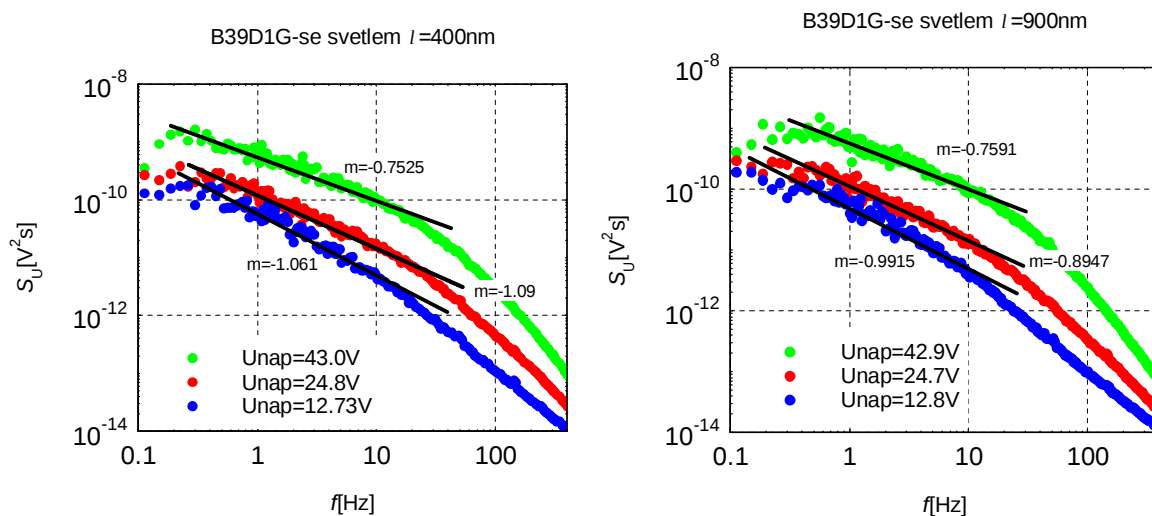
Obr. 7.14: Spektrální hustota šumu při měření vzorku B39D1G bez světla a při světle s nejvyšší citlivostí

Tento vzorek neprojevuje žádné zvýšení $1/f$ šumu při osvětlení, na osvit, ale reaguje zvýšením svého výstupního napětí, tzn. reaguje snížením své rezistivity. Směrnice m si zachovává podobnou hodnotu jak při osvětlení vzorku, tak v případě neosvětleného vzorku.



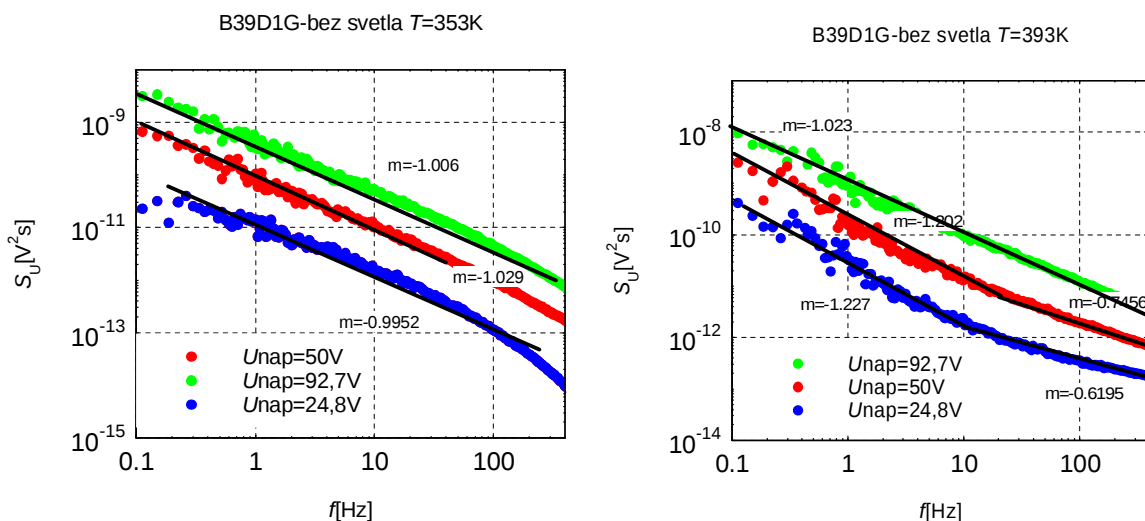
Obr. 7.15: Spektrální hustota šumu při měření vzorku B39D1G bez světla o vyšších napájecích napětích

Při měření S_u se projevilo při měření vzorku napájeném 48,8V podobný jev jako u vzorku F3426B1, tedy změna hodnoty koeficientu m z hodnot okolo -1 na hodnotu -0,5.



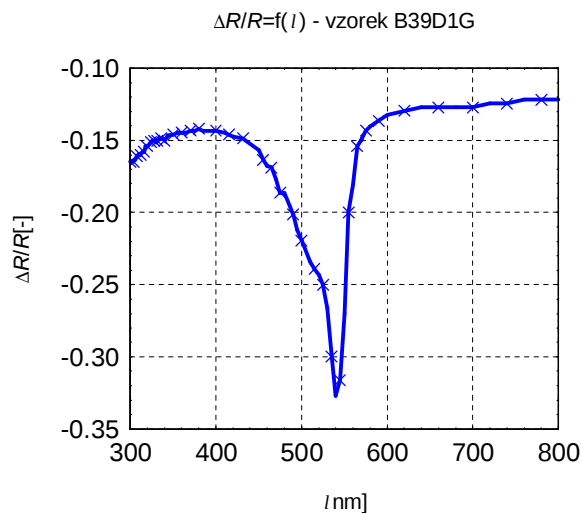
Obr. 7.16: Spektrální hustota šumu při měření vzorku B39D1G při světle o jiných vln. délkách než s nejvyšší citlivostí

Při teplotě $T=393\text{K}$ se oproti měření šumové charakteristiky vzorku při stejném napájení zvýšily maximální hodnoty nízkofrekvenčního šumu o dva řády. Směrnice m mají se zvyšujícím se napájecím napětím tendenci konvergovat k jedné.



Obr. 7.17: Spektrální hustota šumu při měření vzorku B39D1G při vyšších teplotách

Při měření závislosti $\Delta R/R = f(l)$ jsou patrné náznaky maxim v oblasti vlnových délek 500 až 530nm. Na rozdíl od vzorku B39D1H nejsou tyto nárůsty potvrzeny dvojicí sousedních hodnot majících vzestupnou tendenci. Může proto jít pouze o jev ustálení výstupního napětí vzorku. Problém přesnosti měření $\Delta R/R = f(l)$ bude rozebrán v závěru.

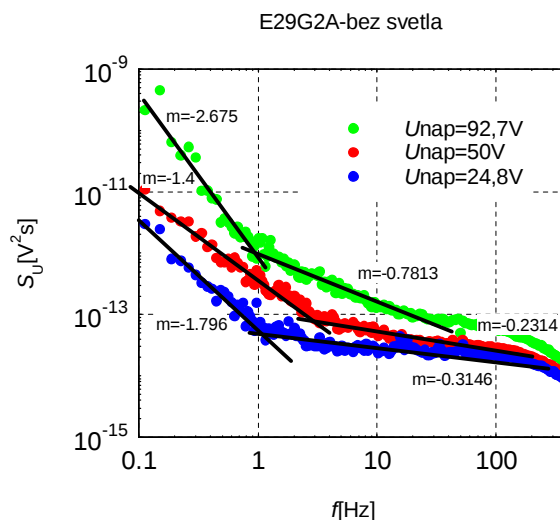


Obr. 7.18: Závislost odporu vzorku B39D1G na vlnové délce

Z grafu je patrné podobné chování vzorku na vlnové délce okolo 520nm. Je velmi pravděpodobné, že tento vzorek je vyroben ze stejného monokrystalu jako vzorek B39D1H.

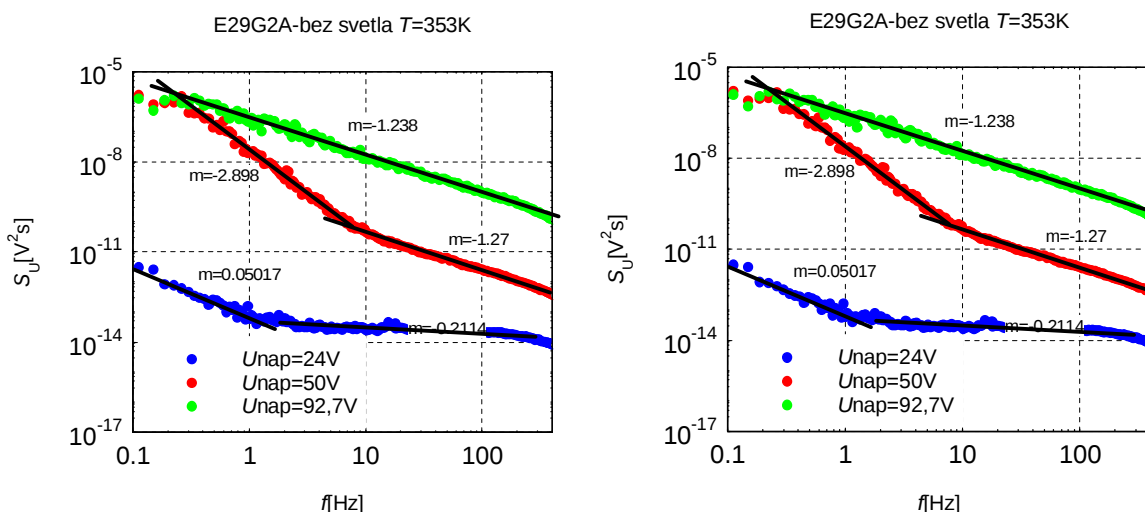
7.4 Vzorek E29G2A

Vzorek pochází z jiné šarže, než předchozí dva. Tento vzorek vykazuje řádové hodnoty nízkofrekvenčního šumu při vyšších pracovních teplotách. Byl měřen pouze bez osvětlení a to při pokojové teplotě 300K, teplotách 353K a 393K.



Obr. 7.19: Spektrální hustota šumu při měření vzorku B39D1G bez světla o vyšších napájecích napětích

Naměřené hodnoty napěťového spektrálního šumu se řádově nevymykají ostatním analyzovaným vzorkům, ale liší se ve svém průběhu. Jsou patrná tři pásma, kde se velmi výrazně mění směrnice m .



Obr. 7.20: Spektrální hustota šumu při měření vzorku B39D1H při vyšších teplotách

Vzorek velmi výrazně reaguje na vyšší pracovní teplotu, dosahuje zdaleka nejvyšších hodnot spektrálního napěťového šumu a to při teplotě 393K o 4 řády vyšší, než

ostatní vzorky. Hodnoty jsou při teplotě natolik vysoké, že mohou nepříznivě ovlivnit přesnost detektoru v provozu.

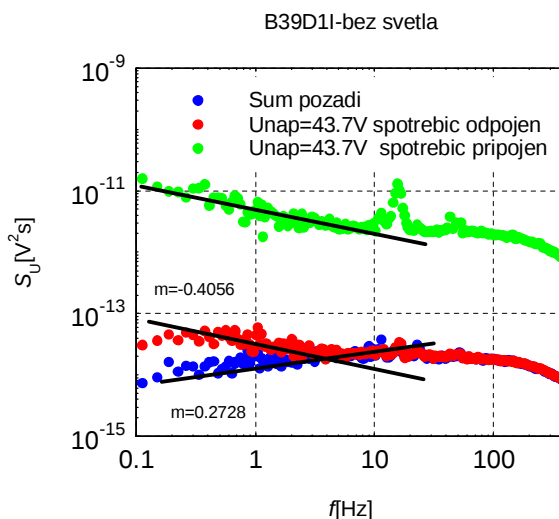
7.5 Vzorek B39D1I

Tento vzorek měl velmi výrazně vysokoohmický charakter. Při zapojení maximálního napětí 43,7V bylo naměřeno napětí na vzorku pouhých 30,3mV. Při orientační zkoušce citlivosti na světlo určité vlnové délky nebyl zaznamenán nárůst. Z tohoto důvodu nebyla závislost $\Delta R/R = f(I)$ měřena.

Tab. 7.5.1: Napětí na zátěži vzorku B39D1I při maximálním napájecím napětí $\lambda = 545\text{nm}$

Bez osvětlení		$\lambda = 545\text{nm}$		
U_{nap} [V]	U_L [mV]	U_{nap} [V]	U_L [mV]	$\frac{U_{\text{nap}}}{U_L}$
43,7	30,3	43,7	30,6	1

Závislost $1/f$ šumu na frekvenci jsem změřil pouze pro napětí 43,7V. Nižší hodnoty napájení splývaly se šumem pozadí. Vzhledem k nulovému výše zmíněnému vlivu osvětlení na šumové vlastnosti daného vzorku, jsem provedl měření pouze bez osvětlení.



Obr. 7.21: Spektrální hustota šumu při měření vzorku B39D1I bez osvětlení a šum pozadí

Při měření ponechal jeden z výstupů vzorku je přes kryostat je připojen ke stolnímu multimetru, napájeného ze sítě. To se projevilo tím, že při určování rozsahu AD převodníků jsem musel volit nižší hodnotu zesílení než při měření šumu bez osvětlení u ostatních vzorků. I přesto, že byl multimetr vypnutý, je patrné, že došlo k podstatnému zvětšení měřeného napětí, které bylo o dva řády vyšší než v případě odpojení vzorku od multimetru. Z grafu je patrný vliv síťového kmitočtu 50Hz, který oblasti převyšoval hodnoty napětí v této kmitočtové oblasti o dva řády. Tento případ uvádím demonstrativně, abych poukázal na výrazný vliv prostředí a interakci rozvodné sítě na přesnost měření.

Třetí zaznamenaná křivka znázorňuje šum pozadí. Je vidět, že při frekvenci 1Hz se hodnoty velmi sblíží. Při nižších hodnotách napájecího napětí vzorku byly naměřené hodnoty totožné se šumem pozadí, proto nejsou zobrazeny.

7.6 Srovnání změny rezistivity měřených vzorků v závislosti na teplotě

Pro porovnání volím, podobně jako v případě hodnocení citlivosti vzorků CdTe detektorů na osvit, poměrovou změnu napětí na výstupu vzorku při vyšší pracovní teplotě k s výstupnímu napětí vzorku naměřeném při pokojové teplotě.

Nejnižší odpor, nepřímo popsán velikostí napětí na zatěžovacím rezistoru, má při nízkých pracovních teplotách podle Tab. 7.6.1 vzorek B39D1H. Se zvyšujícím se napájecím napětím nedocházelo k již nedocházelo k tak výraznému zvyšování hodnoty výstupního napětí jako u vzorku E29G2A a F3426B4, u kterých docházelo k opačnému jevu – rezistivita vzorku se začala výrazněji zvyšovat.

Tab. 7.6.1: Výstupní napětí vzorků o různém napájecím napětí při různých teplotách

vzorek	U_L při $U_{\text{nap}}=24\text{V}$ [V]			U_L při $U_{\text{nap}}=50\text{V}$ [V]			U_L při $U_{\text{nap}}=92\text{V}$ [V]		
	T_1 300K	T_2 353K	T_3 393K	T_1 300K	T_2 353K	T_3 393K	T_1 300K	T_2 353K	T_3 393K
E29G2A	0,192	4,33	13,40	0,403	8,70	32,2	0,990	16,5	51,4
B39D1G	0,019	1,94	9,35	0,031	6,66	21,4	0,065	6,05	32,2
B39D1H	0,050	7,40	15,7	0,097	11,86	20,5	0,223	17,9	30,2
F3426B4	0,192	5,20	17,0	0,403	11,50	32,0	0,990	51,8	51,0

U vzorků E29G2A a F3426 došlo při $U_{\text{nap}}=92\text{V}$ oproti napájecímu napětí 50V k šedesátiprocentnímu nárůstu výstupního napětí, zatímco u zbývajících dvou vzorků došlo k nárůstu pouze o 40%.

Jiný pohled na povahu změn rezistivity zkoumaných vzorků ukazuje Tab. 7.6.2. V ní sleduji poměr napětí naměřeného na zatěžovacím odporu při daném napájení a různých teplotách ku výstupnímu napětí vzorku při pokojové teplotě a stejném napájení jako vzorek zahrátý na vyšší teplotu.

Tab. 7.6.2: Poměry výstupních napětí při různých teplotách ku výstupním napětím při pokojové teplotě

vzorek	U_{L353}/U_{L300} [-]			U_{L393}/U_{L300} [-]		
	$U_{\text{nap}}=24\text{V}$	$U_{\text{nap}}=50\text{V}$	$U_{\text{nap}}=92\text{V}$	$U_{\text{nap}}=24\text{V}$	$U_{\text{nap}}=50\text{V}$	$U_{\text{nap}}=92\text{V}$
E29G2A	22,6	21,6	16,7	69,8	79,9	51,9
B39D1G	104,3	214,8	93,1	502,7	691,3	495,4
B39D1H	148,0	122,3	80,3	314,0	211,3	135,4
F3426B4	27,1	28,5	52,3	88,5	79,4	51,5

V tomto případě je patrné, že ačkoli vzorky B39D1G a B39D1H nevykazují nejnižší odpor, ale na změnu pracovní teploty reagují výrazněji, jejich výstupní napětí je o dva řády vyšší oproti ostatním dvěma vzorkům, které opět vykazují velmi podobné vlastnosti.

Jako poslední sledovaný údaj jsem vypočítal změnu naměřeného výstupního napětí na jeden kelvin. Pro výpočet jsem použil tři intervaly teplot: $T_1, T_2 = (300\text{K}; 353\text{K})$, $T_2, T_3 = (353\text{K}; 393\text{K})$ a celkový interval $T_1, T_3 = (300\text{K}; 393\text{K})$ a pro tyto intervaly jsem zjistil změnu výstupního napětí při různých hodnotách napájecího napětí.

Tab. 7.6.3: Přírůstky výstupního napětí při různých teplotách

vzorek	U_L při $U_{\text{nap}}=24\text{V}$ [V]			U_L při $U_{\text{nap}}=50\text{V}$ [V]			U_L při $U_{\text{nap}}=92\text{V}$ [V]		
	T_1, T_2	T_1, T_3	T_2, T_3	T_1, T_2	T_1, T_3	T_2, T_3	T_1, T_2	T_1, T_3	T_2, T_3
A29G2A	0,073	0,136	0,227	0,146	0,328	0,588	0,272	0,520	0,873
B39D1G	0,034	0,096	0,185	0,116	0,221	0,369	0,105	0,331	0,654
B39D1H	0,129	0,161	0,208	0,206	0,210	0,216	0,310	0,309	0,308
F3426B4	0,088	0,173	0,295	0,195	0,326	0,513	0,391	0,516	0,754

Z Tab. 7.6.3 je patrné, že se vzrůstající teplotou dochází k nárůstu vodivosti zkoumaných prvků. Všechny vzorky vykazují nejvyšší změnu výstupního napětí v intervalu teplot (353K;393K). To odpovídá vztahu [13]

$$j = \gamma E, \quad (7.1)$$

kde γ je vodivost, j je proudová hustota a E je intenzita elektrického pole. Elektrická vodivost udává úměru mezi E a j charakterizující např. četnost srážek nosičů náboje ve v polovodiči a různé jiné poruchy a fyzikální parametry materiálu. Frenkelovy dislokační poruchy poruchy, prezence příměsí v substrátu polovodiče a plošné poruchy lze popsat relaxační dobou τ udávající, jak rychle se systém narušený vnějším polem vrátí do rovnováhy. Pro konduktivitu platí, že

$$\gamma = \frac{e^2 n t}{m} = e n (\mu_n + \mu_p), \quad (7.2)$$

kde m je hmotnost elektronu, n je počet nosičů náboje a $\mu_{n,p}$ je hybnost děr a elektronů. Hybnost nosičů náboje se zvyšuje s teplotou [11], vlivem vyšší teploty je uvolňováno více nosičů náboje. Z tohoto důvodu neroste vodivost v závislosti na teplotě lineárně, ale strměji.

Vzorek B39D1H si od napájecího napětí 50V držel konstantní přírůstek výstupního napětí, jeho rezistivita tedy klesala lineárně..

8 ZÁVĚR

Z mých měření vyplívá, že na osvětlení je nejcitlivější vzorek F3426B4. Tento vzorek vykazuje nejvyšší změnu výstupního napětí v závislosti na osvětlení světlem, na které je nejcitlivější a také jako jediný zaznamenal nárůst výstupního napětí při jiných vlnových délkách. Podle hodnot výstupního napětí na napěťových kontaktech lze soudit, že tato citlivost souvisí s faktem, že se jedná o vzorek s nejnižším ohmickým odporem. Jedná se o vzorek z jiné výrobní šarže, proto dosahuje takto jedinečných výsledků. Tento vzorek má také nejvyrovnanější charakteristiku $\Delta R/R = f(I)$.

Vzorek F3426B4 měl směrnici m v intervalu 0,21 až 1,4. Vliv osvětlení se na vlnové délce 548nm začal projevovat až pro napájecí napětí vyšší než 12V. Vliv $1/f$ šumu se u neosvětleného vzorku začal projevovat od napájecího napětí 48V. Při měření napěťové spektrální hustoty neozářeného vzorku při vyšších pracovních teplotách se směrnice m pohybovala okolo jedné, se zvýšila se jeho hodnota o dva řády.

Vzorky B39D1H a B39D1G se na sebe svými vlastnostmi podobaly velmi podobaly, mají podobné tvary závislosti $1/f$ šumu na frekvenci. Vzorek B39D1G vykazuje nižší odpor, výrazněji proto reagoval na světlo o vln. délce 545nm, poté ale vykazoval podobné šumové vlastnosti při osvětlení světlem o $\lambda = 400$ a 900nm.

Vzorek B39D1H měl směrnici $1/f^m$ v rozmezí od -1 do -0,7, při osvětlení světlem o vlnové délce 545nm se směrnice nízkofrekvenčního šumu nezměnila. Při vyšších hodnotách napájení a při vyšších pracovních hodnotách se směrnice m pohybovala okolo jedné. Charakteristiky pro vyšší napájecí napětí a vyšší pracovní teploty byly pořízeny s asi tříměsíčním odstupem. Řádové hodnoty šumu navazovaly na předchozí měření.

U vzorku B39D1G byla vyšších hodnotách vstupního napětí a vyšších teplotách směrnice m v rozsahu od -1,1 do -0,82. Řádově byly hodnoty spektrální napěťové hustoty stejné jako pro vzorek B39D1H.

Vzorek E29G2A byl ze všech zkoumaných vzorků nejcitlivější na změnu provozních podmínek, tedy na změnu provozní teploty či napájení. Při teplotě 393K a napájecím napětí dosahuje hodnota spektrální napěťové hustoty řádu 10^{-5} , což je o čtyři řády více než u ostatních vzorků. Taktéž hodnota směrnice m se velmi lišila. Dosahovala hodnot od -2,6 do 0. Při vyšších pracovních teplotách, podobně jako tomu bylo u ostatních zkoumaných vzorků, směrnice konvergovala k jedné.

Vzorek B39D1I jednoznačně vyčnívá svým vysokým odporem a necitlivostí k ozáření. Měření jeho šumové charakteristiky bylo možné pouze při nejvyšším napětí 43,7V, nebyla zjištěna žádná interakce do šumových vlastností tohoto detektoru při osvětlení světlem o $\lambda = 545$ nm. Jeho šum byl $10^{-14} \text{ V}^2\text{s}$, což je o takřka dva řády méně než u vzorku B39D1H, který vykazoval druhou nejnižší úroveň šumu při měření bez osvětlení detektoru.

Jak jsem uvedl dříve, nejvyrovnanější charakteristiku $\Delta R/R = f(I)$ vykazoval vzorek F3426B4. Odhadnul jsem možnost výskytu většího množství příměsí u vzorku B39D1H podle výsledků výše zmíněné závislosti. Problematické ovšem je, že na rozdíl od běžných polovodičových materiálů jako je Si nebo Ge je mnohem delší doba ustálení výstupního napětí, které nabývá stovek sekund. U křemíku k takovému jevu nedochází, u

něj dojde k ustálení napětí takřka okamžitě. Dlouhá časová konstanta může být příčinou vzniku chyb měření. Vypozoroval jsem, že rychlejšího ustálení a menšího kolísání hodnot zobrazených na altimetru lze dosáhnout tak, že se měření provádí od vlnové délky, na kterou je detektor nejvíce citlivý. Poté ponechat vzorek delší dobu (používal jsem 5 minut) osvícen. Poté snižovat vlnovou délku a zapisovat naměřené hodnoty. Tentýž postup jsem opakoval pro větší vlnové délky. Pro přesnost zjišťování hodnot charakteristiky $\Delta R/R = f(l)$ je důležité odečítat hodnoty v pravidelných časových intervalech. Příčina dlouhé relaxační doby τ materiálu CdTe je nejspíš zapříčiněna existencí příměsí v substrátu, což způsobuje vznik příměsových hladin a proces zadržení a následného vypuštění nosiče náboje způsobuje delší relaxační dobu. Pravděpodobně se jedná o nežádoucí výskyt prvku draslík. Přesná příčina dlouhé relaxační doby je v současné době předmětem výzkumu na Ústavu fyziky VUT v Brně.

Měřením získané hodnoty lze použít k posouzení kvality detektoru. Existuje model popisující ideální chování detektoru [16]. Je zřejmé, že u sebelepšího vzorku vždy budou naměřené hodnoty lišit od hodnot získaných modelováním, detektor s ideálními vlastnostmi nelze vyrobit a vždy se projeví určité chyby měření. Přesto bude informační hodnota údajů získaných měření vysoká, protože můžeme posoudit míru přiblížení kvality vzorku ideálu.

Tématika zkoumání šumových vlastností CdTe detektorů ionizujícího záření není mou prací zdaleka vyčerpána. Měření, byť na automatizovaném pracovišti je časově velmi náročné a pro zajištění přesnosti výsledků je nutné vykonat celý soubor měření v co nejkratším časovém úseku. Z hodnot, které jsem naměřil u čtyř vzorků je evidentní vzájemná podobnost. Vzorky B39D1G a H39D1H si jsou svými vlastnostmi velmi podobné, další třídu tvoří vzorky E29G2A a F3426B4. Jejich podobnost je zejména v průběhu změny vodivosti při různých teplotách a různých napájecích napětích. Podobnost hraje důležitou roli při návrhu řídicí a zesilovací elektroniky a pro spárovatelnost při nasazení např. do pixelových sensorových polí.

Téma mé diplomové práce považuji za zajímavé, zejména díky protnutí teoretické fyziky s praxí. Zadání práce – vliv vln různých vlnových délek, různých napájecích napětí a různých pracovních teplot na šumové vlastnosti detektoru, považuji za splněné.

Seznam použité literatury

- [1] HALLIDAY, D, RESNICK, R., WALKER, J. *Fyzika : Vysokoškolská učebnice obecné fyziky*. 5. rozš. vyd. Brno : Vutium, 2000. 1254 s. ISBN 80-214-1868-0.
- [2] HORSKÝ, P. *Univerzitní příprava gymnaziálních učitelů fyziky*, Diplomová práce [online]. 1 Brno : 1996 , 1996 [cit. 2008-12-18]. Dostupný z WWW: <<http://www.kof.zcu.cz/st/dp/horsky/html/2compton.html>>.
- [3] ĎAĐO, S., KREIDL, M. *Senzory a měřící obvody*. 1. vyd. Paha : Vydavatelství ČVUT, 1996. 315 s. ISBN 80-01-01500-9.
- [4] *Interakce rentgenového a gama záření s prostředím* [online]. Olomouc : Lékařská fakulta Univerzity Palackého, 2007 , 18.1.2008 [cit. 2008-12-18]. Dostupný z WWW: <<http://www.upol.cz/fakulty/lf/struktura/pracoviste/klinika-nuklearni-mediciny/pedagogicka-cinnost/fyzikalni-zaklady-zobrazovani-v-nuklearni-medicine-a-radiacni-ochrana/fyzikalni-zaklady/interakce-rentgenoveho-a-gama-zareni-s-prostredim/#c8051>>.
- [5] *Quantum tunnelling* [online]. Wikipedia, 2001- , 13 October 2008 [cit. 2008-12-18]. Dostupný z WWW: <http://en.wikipedia.org/wiki/Quantum_tunneling>.
- [6] ANDREEV, A. *Radiation detectors noise spectrometry*. Disertační práce VUT Brno, 2008. 110 s.
- [7] BIOLEK, D. *Modelování a počítačová analýza : část Šumová analýza* [online]. VUT Brno : 2007 , 4.12.2008 [cit. 2008-12-18]. Dostupný z WWW: <http://user.unob.cz/Biolek/vyukaVUT/prednasky/BMPS/pro_studenty8.pdf>.
- [9] BOUŠEK, V, MUSIL, J., HORÁK, M. *Elektronické součástky : Skriptum VUT Brno*, 2007. 263 s.
- [10] *Cadmium* [online]. Wikipedia, 2001- , 13 October 2008 [cit. 2008-12-18]. Dostupný z WWW: <<http://en.wikipedia.org/wiki/Cadmium>>.
- [11] ANDREEV, A. *Radiation detectors noise spectrometry*. VUT Brno, 2008. 110 s. Vedoucí dizertační práce doc. Ing. Lubomír Grmela CSc.
- [12] MÍŠEK, D. *Analýza transportních a stochastických charakteristik detektorů záření* . Diplomová práce VUT Brno, 2008. 56 s.
- [13] LIBOR, V., *Příprava a vlastnosti kontaktů na polovodičích typu CdTe/CdZnTe*, Diplomová práce, UK Praha 2005, 105 s.
- [14] JIRÁK, J, AUTRATA, R, LIEDERMAN, K. *Materiály a technická dokumentace : část Materiály v elektrotechnice : Skriptum VUT Brno*. 129 s.
- [15] KOBAYASHI, Ken. *Development of a X-ray spectrometer for Solar sphere observation*. Diplomová práce University of Tokio, 2000. 130 s. Tokio. Dostupný z WWW: <<http://solarwww.mtk.nao.ac.jp/kobayash/thesis/node1.html>>.
- [16] SCHAUER, Pl. 1/f noise as indicator of surface and contact properties photo conducting solids. In *GACR projects No 102/99/0953, No 103/01/1058*. Brno : Department of Physics, Faculty of Civil Engineering, 2007. s. 5.
- [17] VACKOVÁ, S., HORADŽOVSKÝ, T., MAJLINGOVÁ, O., *Influence of Temperature Gradient on the Function of CdTe gamma Detectors*, Proceedings of Workshop 2003. Praha: CTU, 2003, vol. A, s. 128-129. ISBN 80-01-02708-2.
- [18] HEJNÝ, J. Vstupní vysokofrekvenční korekční zesilovač, Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2008. Vedoucí diplomové práce Ing. Tomáš Kratochvíl.
- [19] Effect of Nyquist noise on the Nyquist dephasing rate in two-dimensional electron systems [online], P.J. Burke, L.N. Pfeiffer, K.W. West, *Physical Review B Rapid Communications*, 65, (2002). Dostupný z WWW: <<http://nano.ece.uci.edu/papers/PRB01310.pdf>>

Seznam zkratek

α	částice alfa záření
AD	Analog-Digital convertor analogově-digitální převodník
AF	exponent blikavého šumu
c	rychlost světla 3108 m/s
γ	elektromagnetické záření gamma
CdTe	kadmium-telurid
ΔE_{kp}	energetická bariéra z kovu do polovodiče
ΔE_{pk}	energetická bariéra z polovodiče do kovu
ΔR	změna odporu
E_{kmax}	maximální kinetická energie
E_e	energie elektronu
E_p	potenciální energie
E_f	Fermiho energetická hladina
f	frekvence
FANO	korekční faktor fluktuace nosičů náboje
FWHM	full width at half maximum. Pološířka Gaussovy křivky
G	generace elektronů
g	velikost generace elektronů
h	Planckova konstanta
$\hbar$	redukovaná Planckova konstanta
I	proud polovodičem
i^2	tepelný proud
I_0	hustota proudu částic
κ	elektronová afinita
KF	koeficient blikavého šumu
L	tloušťka potenciálové bariéry
λ	vlnová délka
L_d	šířka vyprázdněné vrstvy
m	hmotnost částice
μ	celkový lineární součinitel zeslabení
μ_c	lineární součinitel zeslabení zapříčiněný Comptonovým jevem
μ_f	lineární součinitel zeslabení zapříčiněný fotoefektem
μ_p	lineární součinitel zeslabení zapříčiněný generací páru elektron-díra
MZ	měřicí zesilovač
n	počet volných elektronů
N	polovodič s elektronovou vodivostí
ν	úhel rozptylového záření
p	hybnost
p	polovodič s děrovou vodivostí
q	elektrický náboj

R	rekombinace
R	elektrický odpor
R_0	elektrický odpor neosvíceného detektoru
R_{meas}	elektrický odpor osvíceného detektoru světlem o určité vlnové délce
σ	Poissonovo rozdělení pravděpodobnosti
S_u	spektrální hustota šumu
T	koeficient průchodu
U_b	brzdné napětí
U_L	napětí na výstupu měřeného vzorku
U_{nap}	napájecí napětí
U_{off}	napětí na výstupu vzorku bez osvětlení
U_{on}	napětí na výstupu vzorku s osvětlením
X	Roentgenovo záření
Φ	výstupí práce
Φ_k	výstupní práce kovu
Φ_p	výstupní práce polovodiče
$\Psi(x)$	Schrödingerova vlnová funkce
Z	protonové(atomové) číslo