

TARTU ÜLIKOOL
Füüsika-keemiateaduskond
Eksperimentaalfüüsika ja tehnoloogia instituut

MEELIS-MAIT SILDOJA

**GaAsP-PÕHISE FOTODETEKTORI SPEKTRAALSE PEEGELDUSE JA
TUNDLIKKUSE UURIMINE NING MODELLEERIMINE**

Magistritöö rakendusfüüsika erialal

Juhendajad: tehnikadoktor Toomas Kübarsepp
dotsent, f.-m. kn. Kalev Tarkpea

Tartu 2005

SISUKORD

TÄHISTUSED	3
SISSEJUHATUS.....	4
1. FOTODETEKTORI EHITUS	7
2. TEOREETILINE ÜLEVAADE	9
2.1. Schottky barjäär	9
2.2. Au-GaAsP ja SiO ₂ /Si diodide võrdlus	10
2.3. Fotovoolu genereerimise piirlainepikkus Au-GaAsP diodis.....	13
2.4. Spektraalsed suurused	13
2.4.1. Spektraalne tundlikkus	13
2.4.2. Spektraalne peegeldus ja selle modelleerimine	14
2.4.3. Pindmise kile spektraalne läbilaskvus	18
3. EKSPERIMENT.....	20
3.1. Eksperimendi ülesehitus	20
3.2. Tulemused.....	22
3.2.1. GaAsP-detektori suhtelise tundlikkuse ja peegelduse sõltuvus polarisatsioonist.....	22
3.2.2. GaAsP detektori absoluutne peegeldus	28
4. TULEMUSTE ANALÜÜS	29
4.1. Mudelis kasutatavad konstandid	29
4.2. Fotodiodide paigutus valguselöksus	31
4.3. Suhtelise spektraalse peegelduse ja tundlikkuse matemaatiline modelleerimine.....	33
4.4. Järeldused	38
KOKKUVÕTE	40
TÄNUAVALDUSED.....	41
KIRJANDUS	42
INVESTIGATION AND MODELLING OF THE SPECTRAL REFLECTANCE AND SPECTRAL TRANSMITTANCE OF THE GaAsP-BASED PHOTODETECTOR (SUMMARY)	44
LISA 1. GaP murdumisnäitajad.....	45
LISA 2. GaAs murdumisnäitajad	46

TÄHISTUSED

Lühendid:

UV – valguse ultravioletne piirkond (*Ultra Violet*)

VIS – valguse nähtav piirkond (*Visible*)

IR – valguse infrapunapiirkond (*Infra Red*)

NIR – nähtavale lähedane infrapunapiirkond (*Near Infra Red*)

MRI – Metroloogia instituut (*Metrology Research Institute*)

TKK – Helsingi Tehnikaülikool (*Teknillinen Korkeakoulu*)

NIST – Rahvuslik Standardite ja Tehnoloogia Instituut (*National Institute of Standards and Technology*)

NPL – Rahvuslik Füüsikalabor (*National Physical Laboratory*)

Mõisted:

p -polariseeritud valgus – langemistasandis polariseeritud valgus

r -polariseeritud valgus – risti langemistasandiga polariseeritud valgus

$\rho(\lambda)$ – spektraalne peegelduskoefitsient ehk spektraalne peegeldus

$R(\lambda)$ – spektraalne tundlikkus (A/W)

$\alpha(\lambda)$ – spektraalne neeldumiskoefitsient ehk spektraalne neeldumine

$T(\lambda)$ – spektraalne läbilaskvuskoefitsient ehk spektraalne läbilaskvus

SISSEJUHATUS

Tänapäeva tehnoloogia- ja tööstusharudes (meditsiin, telekommunikatsioon, valgustus-seadmed, kaitsesüsteemid, kosmose uurimine) kasutatavad optilise kiirguse mõõtmise seadmed peavad olema üha täpsemad ning võimalikult lähedaselt seostatud riigietalonidega. Seetõttu püüavad rahvuslikud etalonlaborid parandada oma seadmeid ja tehnikat, et kalibreerimisprotsessid oleks täpsed ja kergesti teostatavad.

1980-ndate keskel tutvustasid *National Physical Laboratory* (NPL) teadlased vedela heeliumi temperatuuril töötavat püroelektrilist radiomeetrit ehk krüogeenset radiomeetrit [1]. Püroelektrilise radiomeetri korral hinnatakse valguse optilist võimsust võrdlusmeetodil samasuurt võimsust andva elektrivooluga. Selleks kasutatakse termodektektorit, mille temperatuur tõuseb kiirritatava valguse mõjul. Eelduseks on, et kogu langev valgus neeldub ning muundub soojuseks. Kui tsükliliselt tõkestada valgusvoog ning soojendada detektorit elektrivooluga, saavutatakse lõpuks olukord, kus temperatuuri tõus on ühesugune mõlema meetodi korral. Mõõtes termilise tasakaalu juures elektrivoolu võimsuse, on võimalik määrata neeldunud valguse optiline võimsus. Ülimadalate temperatuuride kasutuselevõtt võimaldas minimiseerida toatemperatuuril esinevat termilist müra, kasutada juhtmetena ülijuhtivaid materjale ning suurendada oluliselt termilist difusioonitegurit, millega kaasneb suurem neeldumine [2]. Selle tulemusena paranes oluliselt suhteline mõõtetäpsus, milleks NPL-i krüogeense radiomeetri puhul on 0.005% [3].

Alates 1985-st aastast on krüogeensed radiomeetrid saanud rahvuslike etalonlaborite primaaretalonideks radiomeetriliste suuruste mõõtmisel [2]. Olgu näitena toodud NIST Ameerika Ühendriikides, NPL Inglismaal, NMi-VSL Hollandis, LNE Prantsusmaal ja PTB Saksamaal [4, 5, 6, 7, 8, 9].

1998-st aastast arendatakse NPL-s krüogeensel radiomeetril ja musta keha kiirgusel baseeruvat absoluutse kiirguse detektorit (*Absolute Radiation Detector* - ARD) mille suhteline määramatus läheneb juba väärtusele 10^{-5} [6]. Põhimõte seisneb musta keha soojuskiirguse mõõtmises teadaoleval temperatuuril T . Kui krüogeense radiomeetri termodektektori neeldumisomadused ja juhtmete kontaktomadused võivad aja jooksul muutuda, siis tuntud temperatuuril oleva musta keha kiirguse ja laserikiirguse võrdlev mõõtmine võimaldab sellest probleemist jagu saada.

Krüogeense radiomeetriga saab kiirgusvoogu täpseimalt mõõta kollimeeritud laserikiire korral fikseeritud lainepikkustel [3]. Saamaks piisavalt usaldusväärset skaalat laias lainepikkuste vahemikus, on vaja ülekandeetalonit, mille spektraalsed, elektrilised ja pindsõltuvuslikud (tundlikkus sõltub sellest, millisesse detektori piirkonda valgus satub) omadused on hästi teada. Juba pikemat aega on VIS ja NIR piirkonnas selleks kasutatud *p-n*-siirdega ränidiodidel baseeruvat nn. valguse lõks-detektorit ehk valguselõksu (ingl. k. *light trapping detector* ehk lihtsalt *trap-detector*, nüüd ja edaspidi on detektori all mõeldud just valguselõksu). See koosneb eriliselt asetatud kolmest või enamast fotodiodist, sõltuvalt kas on tegemist valgust peegeldava või läbilaskva detektoriga [3, 10, 11]. Nii püütakse tagada tingimused, mis on esitatud ideaalsele detektorile:

1. ühtlane tundlikkus üle kogu fotoaktiivse ala,
2. kõrge signaal-müra suhe,
3. tundlikkuse lineaarsus igal lainepikkusel,
4. lühike ajategur (koste),
5. ajas stabiilne tundlikkus (sõltub kasutatavatest fotodiodidest),
6. tundlikkuse sõltumatus valguse polarisatsioonist.

Ränidioode on kasutatud ka UV piirkonnas, kuid saadavad tulemused on oluliselt ebatäpsemad kui nähtavas ja infrapunapiirkonnas. Põhjuseks on SiO_2/Si struktuuri muutused [12, 13, 14] ja kvantsaagise ebaühtlane suurenemine UV piirkonnas [15], mis mõjutavad tundlikkust ning muudavad interpoleerimise keerukaks.

Täpsuse tõstmiseks UV piirkonnas (200-400 nm) on vaja ränidiodidest stabiilsemaid fotodioode. Väga stabiilse fotodiodi saab, kui SiO_2 asemel kasutada ränikarbiidi. Lisaks on selline diod üsna tundetu nähtava valguse piirkonnas (ingl. k. *solar-blind*). Probleemseks kohaks on aga tehnoloogia, mis hetkel ei võimalda ränikarbiidil põhinevaid dioode toota suurema aktiivse pindalaga kui mõni mm^2 [16]. Väikese aktiivse pindalaga fotodioode ei saa kasutada aga rakendustes, kus on oluline registreerida kogu allika poolt kiiratud valgus. Üheks lahenduseks on Schottky-tüüpi fotodiodid, millest stabiilsemad on plaatinasilitsiid *n*-dopeerud ränil ($\text{PtSi}/\text{n-Si}$) ja kulla kiht galliumarseniidfosfiidi pinnal (Au-GaAsP). Neid dioode on kaubandusvõrgus saadaval kuni 1 cm^2 suuruse aktiivse alaga. Ehkki ka Schottky diodid pole päris stabiilsed UV kiirguse käes [17], ei toimu nendes struktuurimuutusi nagu SiO_2/Si siirdes. Lisaks on Schottky diodid kiirema reaktsioonijaga kui *p-n*-diodid.

Antud töö eesmärgiks oli uurida kolmel Au-GaAsP Schottky-tüüpi fotodiodil baseeruva valguselöksu peegelduskoefitsiendi (edaspidi lihtsalt peegelduse) ja suhtelise tundlikkuse polarisatsioonisõltuvust ning füüsikaliselt modelleerida peegelduse ja suhtelise tundlikkuse sõltuvust lainepikkusest ja langeva valguse polarisatsioonist.

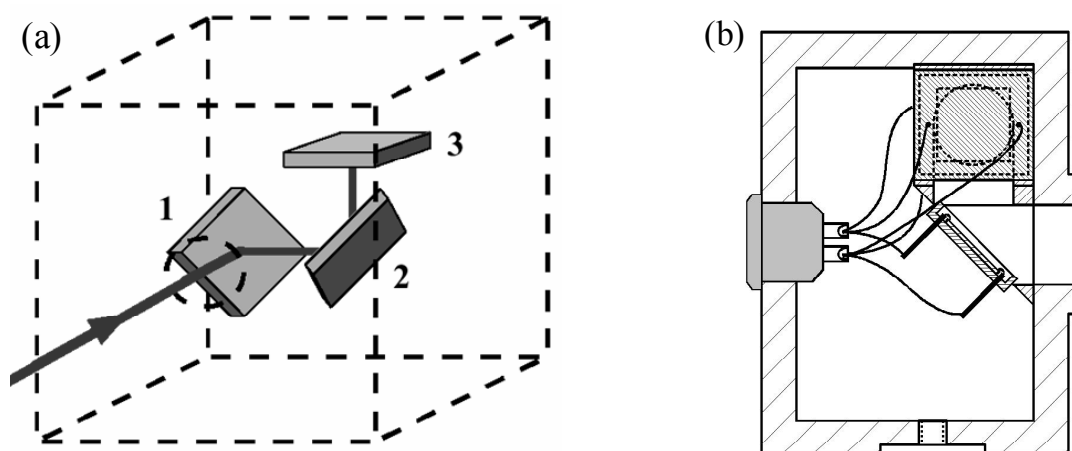
Mõõtmised on läbi viidud Helsingi Tehnikaülikooli (TKK – *Teknillinen Korkeakoulu*) Metroloogia Instituudis (MRI – *Metrology Research Institute*), mis on Soome riiklik etalonide labor optiliste suuruste alal.

Töö esimeses osas kirjeldatakse valguselöksu ehitust ja tema omadusi. Teises osas antakse lühike ülevaade Schottky tüüpi diodidest ning tutvustatakse peegelduse ja tundlikkuse arvutamiseks vajalikke valemeid ja nende sõltuvust langeva valguse polarisatsioonist. Teise osa lõpus kirjeldatakse modelleerimisel kasutatud valemeid. Kolmandas osas tutvustatakse eksperimenti ülesehitust ja saadud tulemusi. Neljandas osas analüüsitakse tulemusi ja võrreldakse neid teooriaga.

1. FOTODETEKTORI EHITUS

Antud töös uuritakse kolmeelemendilist fotodetektorit [3, 18], mille eesmärgiks on peegelduse vähendamisega saavutada tundlikkuse kasvu. Esimesena tutvustas nn. valguselõksu konfiguratsiooni E. F Zalewski [10]. Detektori läbilõige ja põhimõtteskeem on näidatud joonisel 1.

Detektorisse on paigutatud kolm fotodiodi sellises järjestuses, et kahele esimesele langeb valgus 45° nurga all, kolmandale diodile aga 0° nurga all. Esimese ja teise diodi langemistasandid on omavahel risti. Valguse sisenemisel toimub kokku viis peegeldust, millest neli on 45° all ja üks 0° nurga all, enne kui neeldumata osa valgusest taas detektorist väljub.



Joonis 1. (a) Fotodiodide asetus detektoris ja kiire käik selles, (b) Kolme-elementilise detektori konstruktsiooniskeem; kolmas fotodiod paikneb viirutatud ala taga. Fotodiodid on paralleelses ühenduses.

Tänu viiele peegeldusele valguselõksu sees väheneb oluliselt seadme peegelduskadu ning suureneb tundlikkus. Võrreldes ühe fotodiodi peegeldusega ultravioletis, mis on $\sim 50\%$, on kolmeelemendilisel detektoril see alla 10% , tüüpiliselt $3-4\%$. Tundlikkuse kasv on tagasihoidlikum: u. 2 korda. See on seletatav sellega, et kahele esimesele diodile langeb valgus nurga all. Fotodiodide tundlikkus pole üldjuhul ühtlane aktiivse pindala ulatuses, vaid on suurem diodi äärealadel ja väiksem keskosas. Korduv valguse peegeldumine fotodiodidel vähendab valguselõksu tundlikkuse ebahütlast jaotust märgatavalt.

Lõks-detektoris sobib kasutada ainult suure aktiivse pindalaga fotodioode, et registreerida võimalikult suur osa vastuvõtjasse sisenenud valgusest. Kui üksiku fotodiodi aktiivne pindala on 100 mm^2 , siis tingituna fotodiodide paigutuse geomeetriast tuleb detektori efektiivseks pindalaks ligikaudu 50 mm^2 . Radiomeetrilisteks mõõtmisteks on see piisav.

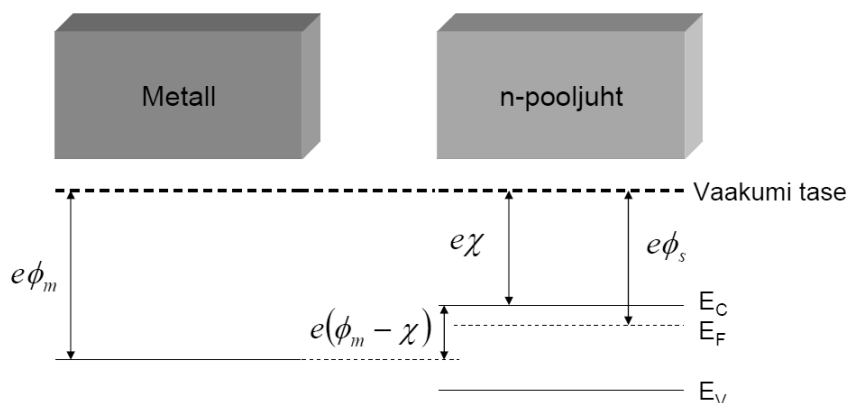
Tundlikkuse teoreetiline sõltumatus valguse polarisatsioonist tagatakse kahel esimesel ja kahel viimasel peegeldusel, sest siis muutub polarisatsioonitasand järgneva fotodiodi jaoks vastupidiseks.

p - n -siirdega ränifotodiodide konstrueeritud valguselõksu spektraalsete omaduste uurimisel ja modelleerimisel on saadud häid tulemusi [19, 20]. See on innustanud mitmeid uurimisgruppe tegelema ka Schottky barjääril põhinevatel fotodiodidest kokku pandud valguselõksu kasutamise ning uurimisega [18, 17].

2. TEOREETILINE ÜLEVAADE

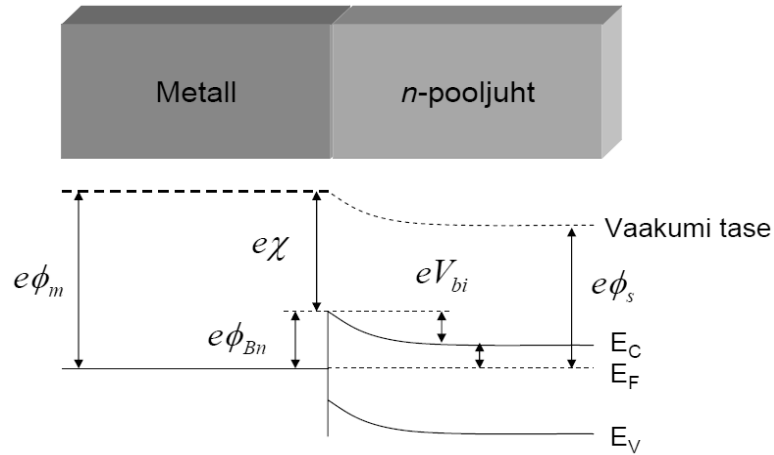
2.1. Schottky barjäär

Schottky barjääriks nimetatakse metalli ja pooljuhi kontakti, kus elektroni väljumistöö metallis on suurem kui elektroni väljumistöö pooljuhis (joonis 2).



Joonis 2. Metall ja pooljuhi tsoonidiagrammid enne kontakti viimist. ϕ_m - elektroni väljumistöö metallist, χ - elektroni afiinsus pooljuhis, ϕ_s - elektroni väljumistöö pooljuhist, E_C – pooljuhi juhtivustsooni põhi, E_F – Fermi nivoo pooljuhis, E_V – pooljuhi valentsitsooni lagi.

Soojusliku tasakaalu korral peavad pooljuhi ja metalli Fermi nivood kokku langema. Pooljuhis tähendab see kontakti piirkonnas Fermi nivoo tungimist sügavamale keelutsooni ning tsoonide kõverdumist siirdelähedases alas (joonis 3). Tekkinud asümmeetriline potentsiaalibarjäär toimibki dioodina. Kuna pooljuhi väljumistöö ϕ_s on väiksem kui metalli väljumistöö ϕ_m , siis on elektronidel (siinkohal peame silmas *n*-pooljuhti) energeetiliselt soodsam paikneda metalli juhtivusalas. Seetõttu liigub kontakti moodustumise korral teatud hulk elektrone pooljuhist metalli. Elektronide triiv metalli jätkub seni, kuni Fermi nivood saavad võrdseks ja laengukandjate ümberpaigutumisest tekkiv lokaalne elektriväli edasise liikumise peatab.



Joonis 3. Tsoonidiagramm ja Schottky barjääri moodustumine pärast termodünaamilise tasakaalu saavutamist. ϕ_{Bn} - Schottky barjääri kõrgus.

Elektronide äravool pooljuhist jätab siirdealasse kompenseerimata ioniseeritud doonoriaatomid, tekib vabadest laengukandjatest nn. tühjenenud ala (ingl. k. *depletion area*).

Tekkinud Schottky barjääri kõrguseks on pooljuhi juhtivustsooni põhja ja metalli Fermi taseme vahe:

$$e\phi_{Bn} = e\phi_m - e\chi, \quad (1)$$

kus afiinsus χ näitab pooljuhi võimet siduda endaga teisi keemilisi elemente.

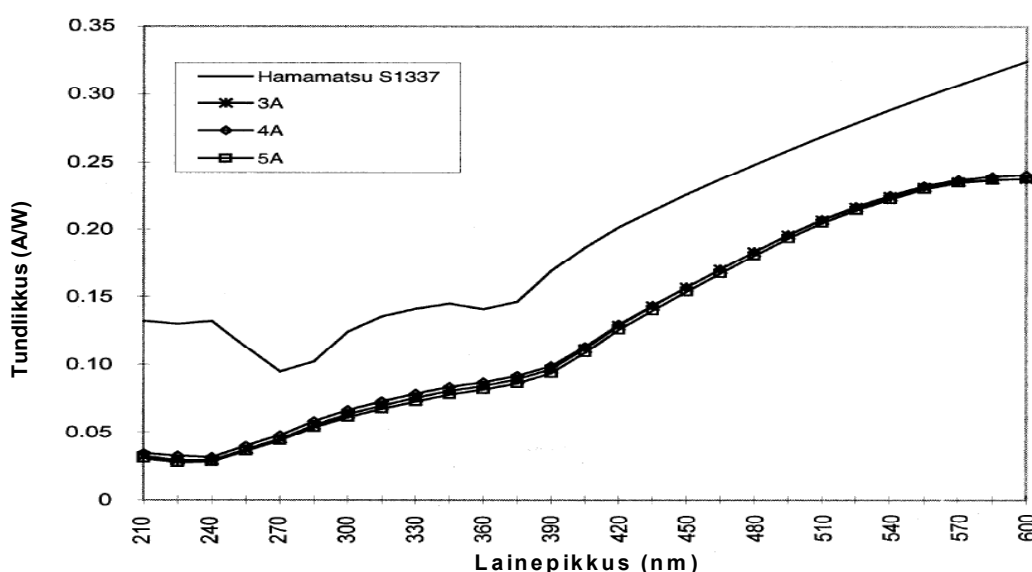
Voolu tekkimiseks diodis on vajalik vabade laengukandjate ehk elektron-auk paaride genereerimine pooljuhis. Selleks peab diodile langeva footoni energia olema suurem pooljuhi keelutsooni laiusest. Tänu kõverdunud tsoonidele liiguvad sellises olukorras genereeritud elektron ja auk teineteisele vastassuunas ning tekitavad fotovoolu.

Schottky barjääri ja *p-n*-siirdega fotodiodi üks olulisemaid erinevusi seisneb selles, et esimesel neeldub nähtav kiirgus osaliselt juba enne siiret, so barjääri tekitavas metallikihis, tekitamata elektron-auk paari.

2.2. Au-GaAsP ja SiO₂/Si diodide võrdlus

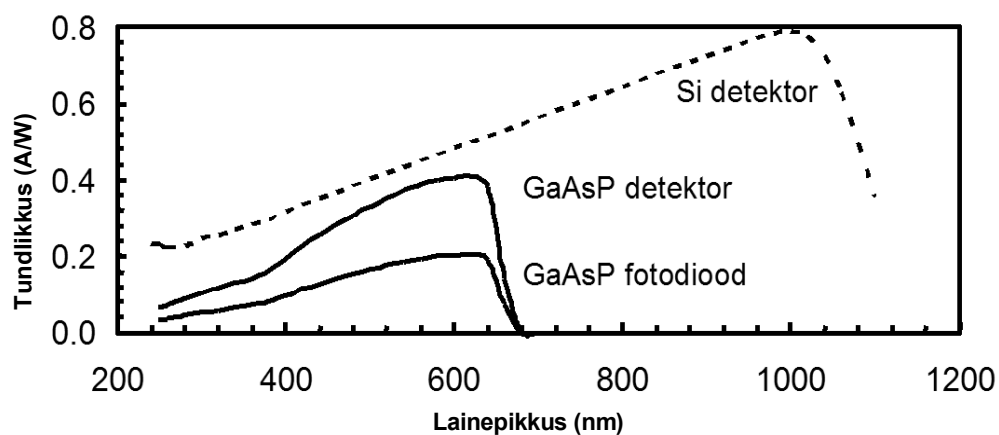
Ränidiodide väga headeks omadusteks on stabiilsus [24], tundlikkuse lineaarne sõltuvus valguse intensiivsusest [25, 26] ja võimalus tundlikkust VIS ja NIR piirkonnas suure täpsusega interpoleerida. See võimaldab krüogeense radiomeetri absoluutse skaala väärtused kanda detektorile paaril-kolmel lainepikkusel ning edaspidi kasutada arvutatud väärtusi kogu ülejäänud VIS ja NIR spektri piirkonnas. Seevastu UV piirkonnas pole Si diodide spektraalne tundlikkus enam lineaarses sõltuvuses lainepikkusest (joonis 4). Põhjuseks on

kvantsaagise mittelineaarne kasvamine suuremaks ühest, kui footoni energia ületab 3.4 eV (360 nm) [19]. Sellise energiaga footonid genereerivad üldjuhul rohkem kui ühe elektron-auk paari. Tekkinud primaarelektronide kineetiline energia on piisavalt suur, et pörkeionisatsioonil produtseerida sekundaarelektrone. Teisest küljest toimub primaarelektronide kineetilise energia kahanemine foononhajumistel [27, 28], mis omakorda vähendab sekundaarelektronide tekke tõenäosust. Lisaks kahjustab UV kiirgus teatud lainepikkustel SiO₂/Si siiret [12, 13, 16], mistõttu toimuvad märgatavad muutused tundlikkuse spektraalses käigus. Mõju suurus sõltub kiirguse lainepikkusest, kiiritustihedusest ja kiirituse doosist [14].

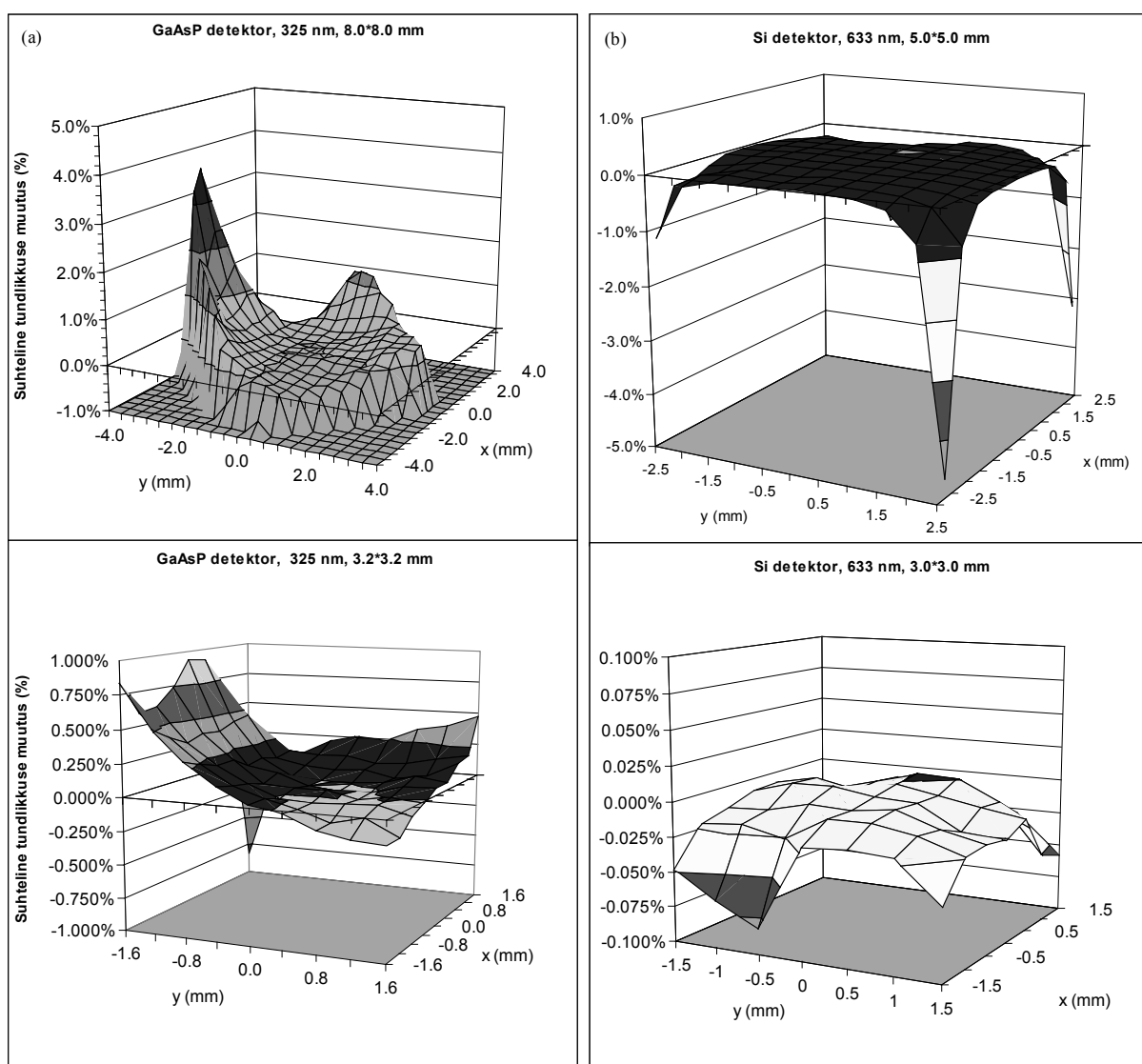


Joonis 4. Ränidiodi (Hamamatsu S1337) ja kolme erineva GaAsP detektori tundlikkused [29]. UV kiirguse mõju ränidiodide tundlikkuse käigule on selgesti näha 275 ja 370 nm juures. GaAsP diodide spektraalne tundlikkus UV piirkonnas on oluliselt sujuvam.

Võrreldes SiO₂/Si diodidega on Au-GaAsP diodidel 2-3 korda väiksem tundlikkus (joonis 5) ning tundlikkuse pindsõltuvus varieerub rohkem (joonis 6). Samuti on GaAsP diodid veidi tundlikumad temperatuuri muutumise suhtes. Näiteks kommertsiaalselt toodetavate G2119 diodide korral on temperatuurikoefitsient lainepikkuste vahemikus 250-400 nm tootja andmetel $1 \cdot 10^{-3}$ ühe °C kohta. Labori tingimustes (TKK MRI) on temperatuur üldjuhul stabiilne 1 °C piires. Temperatuuri kõikumisest tulenev määramatus on seega suurusjärgus $1 \cdot 10^{-3}$. Võrreldes TKK optilise tundlikkuse skaala laiendmääramatusega, mis on 1-2.5% selles lainepikkuste vahemikus [18], on see suurus tühiselt väike ja selle võib arvestamata jätta.



Joonis 5. GaAsP fotodioodi, GaAsP detektori ja Si detektori tundlikkused [18].



Joonis 6. (a) GaAsP-A detektori [18] ja (b) MRI9911 detektori tundlikkuse jaotus üle aktiivse pindala keskosa. 325 nm GaAsP ja 633 nm Si korral. Joonistelt on näha, et keskmises piirkonnas on GaAsP tundlikkuse suhteline muutus alla 0.25%, Si puhul alla 0.025%.

2.3. Fotovoolu genereerimise piirlainepikkus Au-GaAsP dioodis

Kiirgusele reageerib Au-GaAsP fotodiodid lühematel lainepikkustel kui 620 nm (joonis 5). See tuleneb GaAsP keelutsooni laiuusest, mis on ligikaudu 2 eV. Keelupilu laiuusest suurema energiaga footonid hakkavad tekitama GaAsP alas elektron-auk paare ning tänu kõverdunud tsoonidele juhitakse tekkinud laengud siirdealast eemale. Selle tulemusel genereeritakse fotovool, mille suuruse järgi hinnatakse fotodiodi tundlikkust.

2.4. Spektraalsed suurused

Fotodetektori kasutamiseks ülekandeetalonina, tuleb teada tema spektraalseid omadusi – peegeldust, tundlikkust ja sisemist kvantefektiivsust, mille väärtused üldiselt sõltuvad lainepikkusest. Kasutades mõnel lainepikkusel täpselt määratud suuruste väärtusi, on neid võimalik arvutada ehk modelleerida suvalisel lainepikkusel laias spektripiirkonnas. Rangemalt võttes on spektraalsed omadused igal detektoris oleval fotodiodil pisut erinevad, kuid need erinevused on muude mõõtmistäpsust mõjutavate teguritega võrreldes siiski tühiselt väikesed.

2.4.1. Spektraalne tundlikkus

Seadme spektraalne tundlikkus näitab antud lainepikkusel optilise võimsuse muundamise efektiivsust elektriliselt mõõdetavaks suuruseks – voolutugevuseks või pingeks. Üksiku fotodiodi spektraalne tundlikkus $R(\lambda)$ ühikutes $A \cdot W^{-1}$ avaldub järgmiselt:

$$R(\lambda) = [1 - \alpha(\lambda) - \rho(\lambda)] \varepsilon_i(\lambda) \frac{\lambda}{K}, \quad (2)$$

kus λ on kiirguse lainepikkus, $\alpha(\lambda)$ – neeldumine fotodiodi pindmises kihis, $\rho(\lambda)$ – spektraalne peegelduskoeffitsient, $\varepsilon_i(\lambda)$ – sisemine spektraalne kvantefektiivsus ja $K \equiv hc/e = 1239.84 \text{ nm} \cdot A \cdot W^{-1}$. Siin on h Plancki konstant, c valguse kiirus vaakumis ja e elektroni laeng. Mitmeelemendilise valguselõksu jaoks saame analoogse avaldise kujul (lihtsuse huvides $\alpha(\lambda) = \alpha$, $\rho(\lambda) = \rho$ ja $\varepsilon_i(\lambda) = \varepsilon_i$):

$$R_{\text{detektor}}(\lambda) = \frac{\lambda}{K} \left[(1 - \alpha_1 - \rho_1) \varepsilon_{i1} + \rho_1 (1 - \alpha_2 - \rho_2) \varepsilon_{i2} + \rho_1 \rho_2 (1 - \alpha_3 - \rho_3) \varepsilon_{i3} + \dots + \rho_1 \rho_2 \dots \rho_{n-1} (1 - \alpha_n - \rho_n) \varepsilon_{in} \right], \quad (3)$$

kus α_i , ρ_i ja ε_i on vastavalt neeldumine, peegeldustegur ja sisemine kvantefektiivsus iga detektoris oleva fotodiodi jaoks [21]. Eeldades, et ε_{in} on iga fotodiodi korral sama ning avades sulud, saame avaldise (3) lihtsustada:

$$R_{detektor}(\lambda) = [1 - \alpha_{detektor}(\lambda) - \rho_{detektor}(\lambda)] \varepsilon_i(\lambda) \frac{\lambda}{K}, \quad (4)$$

kus $R_{detektor}(\lambda)$, $\alpha_{detektor}(\lambda)$ ja $\rho_{detektor}(\lambda)$ iseloomustavad detektori kui terviku vastavaid parameetreid. Tuleb silmas pidada, et nii $\alpha_{detektor}(\lambda)$ kui ka $\rho_{detektor}(\lambda)$ on mitmest detektoris aset leidvast peegeldusest ja neeldumisest koosnevad avaldised. Valguselõksus neeldunud kiirguse hulk avaldub:

$$\alpha_{detektor}(\lambda) = \alpha_1 + \alpha_2 \rho_1 + \alpha_3 \rho_1 \rho_2 + \dots + \alpha_n \rho_1 \rho_2 \dots \rho_{n-1} \quad (5)$$

ning peegelduskoefitsient:

$$\rho_{detektor} = \prod_{i=1}^n \rho_i, \quad (6)$$

n on fotodiodide arv detektoris.

Avaldis $1 - \alpha(\lambda) - \rho(\lambda)$ valemis (2) on energia jäävuse seadust arvestades fotodiodi katva kile läbilaskvus ning me võime kirjutada

$$T(\lambda) = 1 - \alpha(\lambda) - \rho(\lambda). \quad (7)$$

$T(\lambda)$ määrab valguse hulga, mis jõuab lõplikult pooljuhtaineni. Asendades seose (7) avaldisse (3), saame:

$$\begin{aligned} R_{detektor}(\lambda) &= \frac{\lambda}{K} (T_1 \varepsilon_{i1} + \rho_1 T_2 \varepsilon_{i2} + \rho_1 \rho_2 T_3 \varepsilon_{i3} + \dots + \rho_1 \rho_2 \dots \rho_{n-1} T_n \varepsilon_{in}) = \\ &= \frac{\lambda}{K} (T_1 + \rho_1 T_2 + \rho_1 \rho_2 T_3 + \dots + \rho_1 \rho_2 \dots \rho_{n-1} T_n) \varepsilon_i = T_{detektor}(\lambda) \varepsilon_i(\lambda) \frac{\lambda}{K} \end{aligned} \quad (8)$$

Siin $T(\lambda)_{detektor}$ on kogu seadet iseloomustav summaarne diodide läbilaskvus, mis sõltub iga diodi pindmise kihi läbilaskvusest ja eelnevate diodide peegelduskoefitsientidest. Et $\alpha(\lambda)$ ega ka $T(\lambda)$ pole antud uurimuses otseselt mõõdetavad suurused, tuleb modelleerimisel kasutada nende arvutatud väärtusi.

2.4.2. Spektraalne peegeldus ja selle modelleerimine

Peegeldus ρ on defineeritud järgmise suhtena:

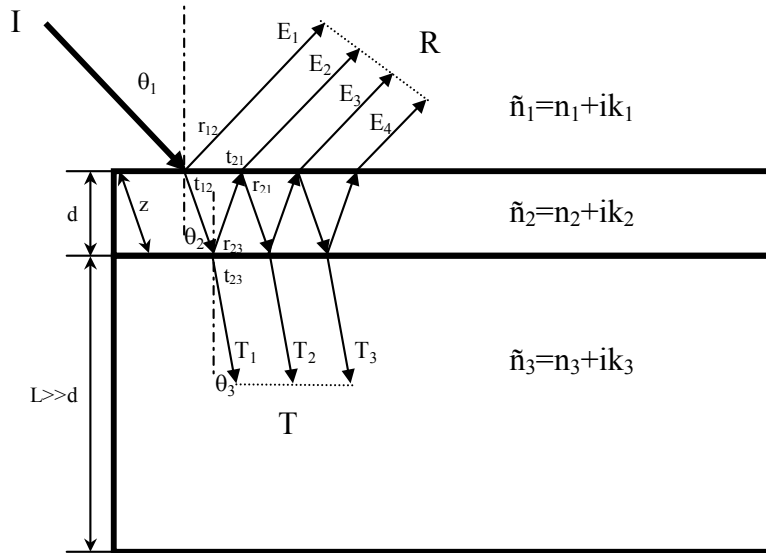
$$\rho = \frac{I_r}{I_0}, \quad (11)$$

kus I_r on peegeldunud ja I_0 on pealelangenu valguse intensiivsus. Viiest fotodiodist koosneva lõks-detektori jaoks avaldub summaarne peegeldus

$$\rho_{\text{detektor}}(\lambda) = \rho_{0^\circ}(\lambda) \cdot \rho_{r,45^\circ}^2(\lambda) \cdot \rho_{p,45^\circ}^2(\lambda), \quad (12)$$

kus $\rho_{0^\circ}(\lambda)$, $\rho_{r,45^\circ}(\lambda)$ ja $\rho_{p,45^\circ}(\lambda)$ on üksikute fotodiodide peegeldused vastavalt 0° nurga all, 45° nurga all, kui valgus on polariseeritud risti langemistasandiga ja 45° nurga all, kui valgus on polariseeritud langemistasandis.

Detektori summaarse peegelduse leidmisel tuleb arvestada sisalduvate fotodiodide kihi- list struktuuri, milles toimuvad korduvad peegeldused pindmise katte piirpindadel ning ilm- nevad interferentsinähtused. Joonisel 4 on kujutatud kiirte käik kahekihilises diodis, kus pooljuhti katva kile paksus on oluliselt väiksem pooljuhi enda paksusest. Antud mudelis on eeldatud, et kogu kiirgus, mis on jõudnud alusmaterjalini, neeldub selles täielikult ega peegeldu järgnevalt elektroodikihi (pole joonisele kantud).



Joonis 7. Peegeldunud ja läbinud kiirguse moodustumine (mõõtmed pole proportsioonis). I – langeva kiirguse intensiivsus, R - peegeldunud kiirguse intensiivsus, T - pindmist kihti läbinud kiirguse intensiivsus. Õhukese kile paksus d on väiksem koherentsuspikkusest, seetõttu korduvalt peegeldunud kiired interfereeruvad. $\tilde{n}_i$ ja θ_i on vastavalt i -nda keskkonna kompleksne murdumisnäitaja ja murdumisnurk ($i=1,2,3$ vastavalt õhu, kile ja alusmaterjali jaoks).

Õhukesele kilele langenud valgus osaliselt peegeldub ja osaliselt läbib keskkonna. Peegeldunud laine lõplik amplituud moodustub peegelduste r_{12} , r_{23} ja r_{21} ning läbilaskvuse t_{21} summeerimisel. Laine leviku suuna ja amplituudi aines määrab materjali kompleksne murdu- misnäitaja $\tilde{n}=n+ik$, kus reaalosa määrab faasi leviku kiiruse ja suuna ning imaginaarosa kirjeldab neeldumist.

Piirpinnalt peegeldunud ja läbiläinud valguse amplituudsuhted r ja t on defineeritud järgmiselt:

$$r = \sqrt{\rho} = \frac{\sqrt{I_r}}{\sqrt{I_i}} = \frac{E_r}{E_i} \quad (13)$$

$$t = \sqrt{T} = \frac{\sqrt{I_t}}{\sqrt{I_i}} = \frac{E_t}{E_i}, \quad (14)$$

kus I_i , I_r ja I_t ning E_i , E_r ja E_t tähistavad vastavalt langenud, peegeldunud ja läbinud elektromagnetkiirguse intensiivsusi ja elektrivälja amplituude. Pidades silmas, et elektri- ja magnetvälja tangentsiaalkomponendid on kahe keskkonna lahutuspinnal võrdsed ning rakendades antud tingimustes Maxwelli valemeid, saame valguse peegeldumist ja läbilaskvust kirjeldavad võrrandid, mis on tuntud Fresnel'i valemitena [22]:

$$r_{p,mn} = -\frac{\tilde{n}_n \cos(\theta_m) - \tilde{n}_m \cos(\theta_n)}{\tilde{n}_n \cos(\theta_m) + \tilde{n}_m \cos(\theta_n)} \quad (15)$$

$$r_{r,mn} = \frac{\tilde{n}_m \cos(\theta_m) - \tilde{n}_n \cos(\theta_n)}{\tilde{n}_m \cos(\theta_m) + \tilde{n}_n \cos(\theta_n)} \quad (16)$$

$$t_{p,mn} = \frac{2\tilde{n}_m \cos(\theta_m)}{\tilde{n}_m \cos(\theta_n) + \tilde{n}_n \cos(\theta_m)} \quad (17)$$

$$t_{r,mn} = \frac{2\tilde{n}_m \cos(\theta_m)}{\tilde{n}_m \cos(\theta_m) + \tilde{n}_n \cos(\theta_n)}. \quad (18)$$

Siin indeksid r ja p tähistavad valguse polarisatsiooni langemistasandi suhtes (r – risti polariseeritud ja p – paralleelselt polariseeritud) ning indeksid m ja n valguse levikut keskkonnast m keskkonda n . Kui tegemist on neelavate keskkondadega, siis suurused (15-18) on kompleksed. Siit jäeldub, et peegeldunud ja läbiläinud laine pole enam faasis langeva lainega. Samuti pole faasimuutused paralleel- ja ristkomponentide jaoks ühesugused. Faasivahe φ kahe laine vahel avaldub imaginaar- ja reaalsuhte kaudu:

$$\varphi_{r_p} = \arctan\left(\frac{\text{Im}(r_{p,mn})}{\text{Re}(r_{p,mn})}\right), \quad \varphi_{r_r} = \arctan\left(\frac{\text{Im}(r_{r,mn})}{\text{Re}(r_{r,mn})}\right), \quad (19)$$

$$\varphi_{t_p} = \arctan\left(\frac{\text{Im}(t_{p,mn})}{\text{Re}(t_{p,mn})}\right), \quad \varphi_{t_r} = \arctan\left(\frac{\text{Im}(t_{r,mn})}{\text{Re}(t_{r,mn})}\right). \quad (20)$$

Intensiivsuskoeffitsientide arvutamiseks tuleb valemeid (13) ja (14) silmas pidades leida amplituudkoeffitsientide mooduli ruut:

$$\rho_{p,mn} = |r_{p,mn}|^2 = r_{p,mn} r_{p,mn}^* \quad , \quad (21)$$

$$\rho_{r,mn} = |r_{r,mn}|^2 = r_{r,mn} r_{r,mn}^* \quad , \quad (22)$$

$$T_{p,mn} = |t_{p,mn}|^2 \operatorname{Re} \left[\frac{\tilde{n}_n^* \cos(\theta_n)}{\tilde{n}_m^* \cos(\theta_m)} \right] = t_{p,mn} t_{p,mn}^* \operatorname{Re} \left[\frac{\tilde{n}_n^* \cos(\theta_n)}{\tilde{n}_m^* \cos(\theta_m)} \right], \quad (23)$$

$$T_{r,mn} = |t_{r,mn}|^2 \operatorname{Re} \left[\frac{\tilde{n}_n \cos(\theta_n)}{\tilde{n}_m \cos(\theta_m)} \right] = t_{r,mn} t_{r,mn}^* \operatorname{Re} \left[\frac{\tilde{n}_n \cos(\theta_n)}{\tilde{n}_m \cos(\theta_m)} \right]. \quad (24)$$

Valemites (23) ja (24) viitab murdumisnäitajate suhe sellele, et kiirus, millega energia levib lahutuspinnal ühest keskkonnast teise, on erinev ehk $I \sim v$ (I on kiiritustihedus ja v on kiirguse levimise kiirus), koosinuste suhe aga sellele, et kiire ristlabilõige, ja seega ka energiavoog ühikulises pindalas, on langevas ja läbivas kiires erinevad [22]. Murdumisnäitajate kompleks- ja kaaskompleks-kuju kasutamisel r - ja p -polariseeritud valguse jaoks valemites (23) ja (24) on lähtutud tööst [23].

Iga kiire mõju summaarses peegelduses avaldub järgmiselt (vt joonis 7):

$$\begin{aligned} E_1 &= E_0 r_{12} \\ E_2 &= E_0 t_{12} t_{21} r_{23} \exp(i\delta) \\ E_3 &= E_0 t_{12} t_{21} r_{23} r_{12} \exp(2i\delta) \\ E_4 &= E_0 t_{12} t_{21} r_{23}^2 r_{12}^2 \exp(4i\delta) \\ &\dots \text{jne.}, \end{aligned} \quad (25)$$

kus

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda_0} d \cos(\theta_n) \frac{\tilde{n}_n}{\tilde{n}_m} \quad (26)$$

kirjeldab pindmises kiles tekkivat kiirte E_i ja E_{i+1} vahelist faasivahet. Näeme, et iga järgnev kiir annab kogu peegeldusse juurde panuse

$$q = r_{12} r_{23} \exp(i\delta). \quad (27)$$

Et $|q| < 1$, siis kasutades geomeetrilise progressiooni summat hääbuva jada kohta ning arvestades, et jada liikmete arv läheneb lõpmatuseni, saame kirja panna kogu amplituudpeegelduse avaldise ühelt dioodilt:

$$r = r_{12} + \frac{t_{12} t_{21} r_{23} \exp(i\delta)}{1 - r_{12} r_{23} \exp(i\delta)}. \quad (28)$$

Energeetilise peegelduskoefitsiendi ρ saame valemit (21) kasutades:

$$\rho = \left(r_{12} + \frac{t_{12}t_{21}r_{23} \exp(i\delta)}{1 - r_{12}r_{23} \exp(i\delta)} \right) \left(r_{12}^* + \frac{t_{12}^*t_{21}^*r_{23}^* \exp(i\delta)^*}{1 - r_{12}^*r_{23}^* \exp(i\delta)^*} \right). \quad (29)$$

Detektori kogu peegelduse arvutamiseks tuleb valem (29) asetada valemisse (12) vastavate liikmete asemele. Siinkohal on paslik märkida, et valemis (29) olevad suurused sõltuvad lainepikkusest, langemisnurgast, polarisatsioonitasandist ning kile paksusest.

Polariseeritud valgust saab vaadelda lahutatuna paralleel- ja ristkomponentideks. Valides langeva valguse polarisatsioonitasandi valguselõksu jaoks selle järgi, kuidas valgus on polariseeritud esimese dioodi suhtes, võime kirja panna detektori peegeldused paralleel- ja ristkomponentide jaoks:

$$\rho_{p_detektor} = \rho_{0^\circ}(\lambda) \cdot \rho_{r,45^\circ}^2(\lambda) \cdot \rho_{p,45^\circ}^2(\lambda) \cos^2(\chi) \quad (30)$$

$$\rho_{r_detektor} = \rho_{0^\circ}(\lambda) \cdot \rho_{r,45^\circ}^2(\lambda) \cdot \rho_{p,45^\circ}^2(\lambda) \sin^2(\chi), \quad (31)$$

ning detektori kogu peegeldus:

$$\rho_{detektor} = \rho_{p_detektor} + \rho_{r_detektor}. \quad (32)$$

Siin χ näitab lineaarselt polariseeritud valguse asimuuti. Kui valguselõksuna töötav detektor on korrektselt valmistatud ning langemisnurgad on täpselt 45° , 45° ja 0° , siis avaldiste (30-32) põhjal valguselõksu peegelduse sõltuvus polarisatsioonist puudub.

2.4.3. Pindmise kile spektraalne läbilaskvus

Pindmises kihis aset leidva neeldumise mõju arvestamiseks võib otse kasutada Bouguer'i seadust:

$$I = I_0 \exp(-\alpha(\lambda) \cdot z), \quad (33)$$

kus I_0 on langenud valguse kiiritustihedus, $\alpha(\lambda)$ neeldumistegur ning z neelava kihi paksus. Kile piirpindadel mitmekordse peegelduse arvestamine teeb selle valemi rakendamise aga keerukaks. Lihtsam on kasutada dioodi pindmise kile läbilaskvust T . Selle tuletuskäik on analoogne peegelduse arvutamise valemi (28) tuletusega. Valem läbilaskvuse amplituudkoefitsiendi jaoks avaldub järgmiselt:

$$t = \frac{t_{12}t_{23} \exp(i\delta/2)}{1 - r_{21}r_{23} \exp(i\delta)}. \quad (34)$$

Tuleb tähele panna, et antud juhul on lugejas faasivahe δ poole väiksem, sest esimene kiir t_{23} läbib poole lühema tee pindmises kiles kui ülejäänud interfereeruvad kiired. Energeetilise läbilaskvuskoeffitsiendi paralleelkomponendi avaldiseks saame

$$T_p = \left(\frac{t_{12}t_{21}\exp(i\delta/2)}{1-r_{21}r_{23}\exp(i\delta)} \right) \left(\frac{t_{12}^*t_{21}^*\exp(i\delta/2)^*}{1-r_{21}^*r_{23}^*\exp(i\delta)^*} \right) \operatorname{Re} \left[\frac{\tilde{n}_n^* \cos(\theta_n)}{\tilde{n}_m^* \cos(\theta_m)} \right], \quad (35)$$

ning ristkomponendi jaoks:

$$T_r = \left(\frac{t_{12}t_{21}\exp(i\delta/2)}{1-r_{21}r_{23}\exp(i\delta)} \right) \left(\frac{t_{12}^*t_{21}^*\exp(i\delta/2)^*}{1-r_{21}^*r_{23}^*\exp(i\delta)^*} \right) \operatorname{Re} \left[\frac{\tilde{n}_n \cos(\theta_n)}{\tilde{n}_m \cos(\theta_m)} \right]. \quad (36)$$

Viieft fotodiodist koosnevas valguselõksus on efektiivne läbilaskvus ehk pooljuhtaineni jõudva valguse hulk avaldatav valemi (8) põhjal järgmiselt:

$$T_{p_detektor}(\lambda) = \left(\begin{aligned} &T_{p,45^\circ} + \rho_{p,45^\circ} T_{r,45^\circ} + \rho_{p,45^\circ} \rho_{r,45^\circ} T_{0^\circ} + \rho_{p,45^\circ} \rho_{r,45^\circ} \rho_{0^\circ} T_{r,45^\circ} \\ &+ \rho_{p,45^\circ} \rho_{r,45^\circ} \rho_{0^\circ} \rho_{r,45^\circ} T_{p,45^\circ} \end{aligned} \right) \cos^2(\chi) \quad (37)$$

paralleelkomponendi jaoks ning

$$T_{r_detektor}(\lambda) = \left(\begin{aligned} &T_{r,45^\circ} + \rho_{r,45^\circ} T_{p,45^\circ} + \rho_{r,45^\circ} \rho_{p,45^\circ} T_{0^\circ} + \rho_{r,45^\circ} \rho_{p,45^\circ} \rho_{0^\circ} T_{p,45^\circ} \\ &+ \rho_{r,45^\circ} \rho_{p,45^\circ} \rho_{0^\circ} \rho_{p,45^\circ} T_{r,45^\circ} \end{aligned} \right) \sin^2(\chi) \quad (38)$$

ristkomponendi jaoks. Kogu detektori jaoks suvaliselt orienteeritud lineaarselt polariseeritud valguse korral saame:

$$T_{detektor} = T_{p_detektor} + T_{r_detektor}. \quad (39)$$

Avaldiste (37-39) põhjal võib öelda, et üldjuhul valguselõksu fotodiodides pooljuhtaineni jõudva valguse summaarne hulk sõltub pealelangeva valguse polarisatsioonist. Erijuhul, kui valemite (37) ja (38) sulgudes olevad avaldised on võrdsed, on valguselõksu tundlikkus polarisatsioonist sõltumatu. Selline olukord esineb siis, kui enne pooljuhtaineni jõudmist valgus ei neeldu.

3. EKSPERIMENT

Sooritatud katsete eesmärk oli määrata GaAsP-fotodiodidest valmistatud valguselõksu spektraalsed omadused sõltuvalt valgusekiire polarisatsioonist mitmel lainepikkusel. Eksperimentaalse osa käigus võrreldi GaAsP-põhise mitmeelemendilise fotodetektori signaali tuntud spektraalsete omadustega SiO₂/Si valguselõksu ehk tugidetektoriga. Sel viisil oli võimalik rakendada mõõtemudelit suhtelise tundlikkuse $R_{\text{suhteline}}$ jaoks:

$$R_{\text{suhteline}} = \frac{i_{\text{GaAsP}}}{i_{\text{td}}}, \quad (40)$$

kus i_{GaAsP} on GaAsP-põhise valguselõksuga mõõdetud signaal ja i_{td} on tugidetektoriga mõõdetud signaal samal valguskiire lainepikkusel ja intensiivsusel. GaAsP-valguselõksu suhtelise peegelduse mõõtemudel oli järgmine:

$$\rho_{\text{suhteline}} = \frac{i_{\rho_{\text{GaAsP}}}}{i_{\rho_{\text{td}}}}, \quad (41)$$

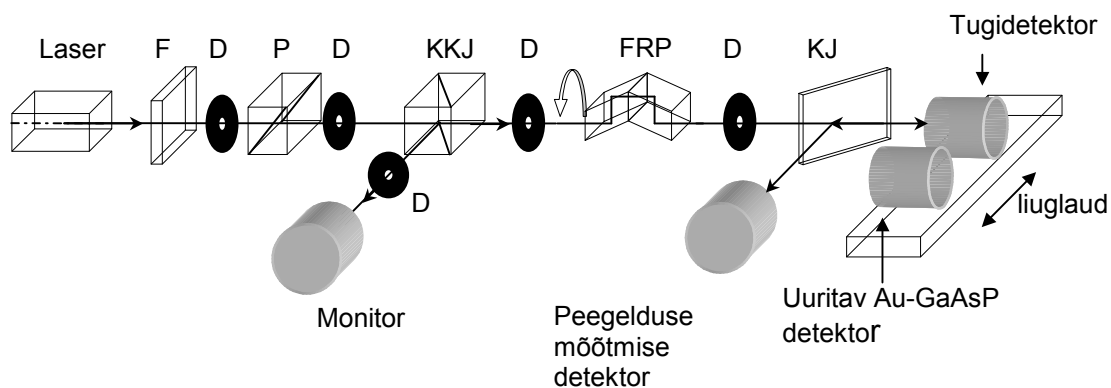
kus $i_{\rho_{\text{GaAsP}}}$ on GaAsP-põhisest valguselõksust ja $i_{\rho_{\text{td}}}$ on tugidetektorist peegeldunud kiirguse signaalid mõõdetuna samuti tuntud spektraalsete omadustega fotodetektori abil samadel valguskiire omadustel.

Lisaks oli eesmärgiks määrata GaAsP-valguselõksu absoluutne peegeldus, hindamaks peegelduse mudeli (12) kooskõla katse tulemustega.

3.1. Eksperimendi ülesehitus

Uuritava detektorina kasutati MRI valguselõksu markeeringuga “GaAsP-A”, milles üksikute komponentidena kasutatakse firma Hamamatsu 10·10 mm² aktiivse alaga Schottky-tüüpi fotodioode G2119. Schottky barjääri moodustab ligikaudu 10 nm paksune kullakile [23] galliumarseniidfosfiidi pinnal. Samuti toimib kuld kaitsva materjalina oksüdeerumise vastu. Peegelduskadude vähendamiseks on diodidelt eemaldatud katteaknad. Ühe fotodiodi šunttakistus on tootja andmetel 0.7 GΩ; diodide elektrilise rööpühenduse tõttu on kogu detektori takistus vastavalt 0.23 GΩ. Diodid olid eelpingestamata.

Valgusallikatena kasutati He-Cd laserit lainepikkusel 325 nm ja 442 nm ning Ar⁺ ioon laserit lainepikkustel 457.9 nm, 465 nm, 488 nm ja 514 nm.



Joonis 8. Eksperimenti põhimõtteline skeem. F – filter, D – diafragma, P – polarisaator, KKJ – kuubikujuline kiirejagaja, FRP – Fresnel’i rombist koosnev prisma, KJ – kiirejagaja.

Joonisel 8 esitatud skeemi korral väljub laserist vertikaalselt polariseeritud valgus. Täiendav polarisaator P on mõõtesüsteemi paigutatud selleks, et täpselt fikseerida elektrivälja võnketasand, sest tootja andmetel võib laseri väljundkiirguse polarisatsioonitasand kõikuda $\pm 5^\circ$ piires. Laserikiire võimsuse ajalist stabiilsust jälgitakse monitoridetektoriga.

Polarisatsioonitasandi muutmiseks kasutatakse kahest Fresnel’i rombist koosnevat prisma. Selle pööramisel nurga δ võrra muutub asimuut 2δ võrra. Valguselõksu sisenenud kiirgus peegeldub ja neeldub üksikutel fotodiodidel mitmekordselt ning detektorist väljunud jääkvalguse kiir juhitakse kiirejagaja KJ abil peegeldust mõõtvasse detektorisse. Peegeldust registreeritakse $18 \times 18 \text{ mm}^2$ aktiivse pindalaga ränidiodidest valmistatud valguselõksuga. Kuna GaAsP detektorist peegeldunud valgus hajus tugevasti (ca 20 cm kaugusel detektorist oli peegeldunud valguslaigu läbimõõt u 2 cm), siis selle kinnipüüdmiseks pidi peegeldust registreeriv detektor olema võimalikult lähedal. See asjaolu ei võimaldanud eksperimenti üles seada lihtsamal kujul, kus peegeldust registreeritakse ilma kiirejagajata.

Polarisatsiooni mõju hindamiseks kasutati ränidiodidel põhinevat tugidetektorit tähisega MRI9911, mis on polarisatsioonitundetu nii peegelduse kui ka tundlikkuse aspektis. Samuti oli teada MRI9911 absoluutne spektraalne tundlikkus ja absoluutne spektraalne peegeldus.

Mõõteseria kujutas endast fikseeritud lainepikkusel kahe ühesuguse mõõtettsükli sooritamist GaAsP- ja MRI9911 detektoriga. Ühe mõõtettsükli käigus keerati Fresnel’i prisma 90° , mille tulemusena muutus detektorisse langeva valguse asimuut 180° . Enne teist mõõtettsükli taastati esialgne polarisatsioonitasandi asend ning vahetati detektor. Detektori asend langeva valguse suhtes oli selline nagu näidatud joonisel 1(a). Igal asimuudi väärtusel registreeriti kolm näitu mõõtmiste standardhälbe hindamiseks. Monitoridetektori puhul registreeriti

fotovool otse, GaAsP-A, MRI9911 ning peegeldust mõõtvate detektorite puhul kasutati voolu- pinget muundurit koos signaali võimendusega. GaAsP-A ja MRI9911 korral oli muunduri võimendusaste 10^6 , peegeldust mõõtvate detektorite korral 10^4 . Lainepikkustel 325 nm, 514 nm ja 442 nm muudeti asimuuti 3° sammuga, lainepikkustel 457.9 nm ja 465 nm 5° sammuga ning lainepikkusel 488 nm 7.5° sammuga. Enne mõõtmiste algust registreeriti kõikide detektorite pimevoolud.

Saadud mõõtearvud sisaldasid lisaks GaAsP ja tugidetektorite andmetele ka mõõteskeemi mõnede optiliste komponentide mõjusid: Fresneli'i prisma pööramisel muutus kiire intensiivsus ning kiirejagaja KJ läbilaskvuskoeffitsient ja peegelduskoeffitsient on nagu iga teise optilise seadme korral funktsioonid lainepikkusest, langemisnurgast ja polarisatsiooni asimuudist. Suhtelise tundlikkuse ja suhtelise peegelduse leidmisel valemitega (40) ja (41) taanduvad need mõjud aga välja.

3.2. Tulemused

3.2.1. GaAsP-detektorite suhtelise tundlikkuse ja peegelduse sõltuvus polarisatsioonist

Eksperimentide tulemused töödeldi kasutades valemite (40) ja (41), võttes arvesse ka valgusekiire võimsuse ajalist muutust. Polariseerimisvõime analüüsides jäeti välja lainepikkusel 465 nm ja 325 nm saadud andmed, sest 465 nm korral oli mõõtetetsükli sisene laserikiire fluktuatsioon liialt suur ja mõõtetulemused seepärast mittevõrdluskõlpsed. Lainepikkusel 325 nm esines mõõtetetsükli lõpus suhtelise tundlikkuse ja peegelduse signaalide märgatav kahanemine, mis võis olla põhjustatud Si detektorite tundlikkuse kasvust ning mõningasest GaAsP-detektorite tundlikkuse vähenemisest.

Katsete käigus jälgitud nähtuste paremaks esitamiseks on kõikidel järgnevatel graafikutel igal polarisatsioonitasandi väärtusel saadud tulemused $\rho_{\text{suhteline_}\lambda_i}$ ja $R_{\text{suhteline_}\lambda_i}$ normeeritud keskväärtusele $\overline{\rho_{\text{suhteline_}\lambda}}$ ja $\overline{R_{\text{suhteline_}\lambda}}$:

$$\rho'_{\text{suhteline_}\lambda_i} = \frac{\rho_{\text{suhteline_}\lambda_i}}{\overline{\rho_{\text{suhteline_}\lambda}}}, \quad \overline{\rho_{\text{suhteline_}\lambda}} = \frac{\sum_i^n \rho_{\text{suhteline_}\lambda_i}}{n}, \quad (42, 43)$$

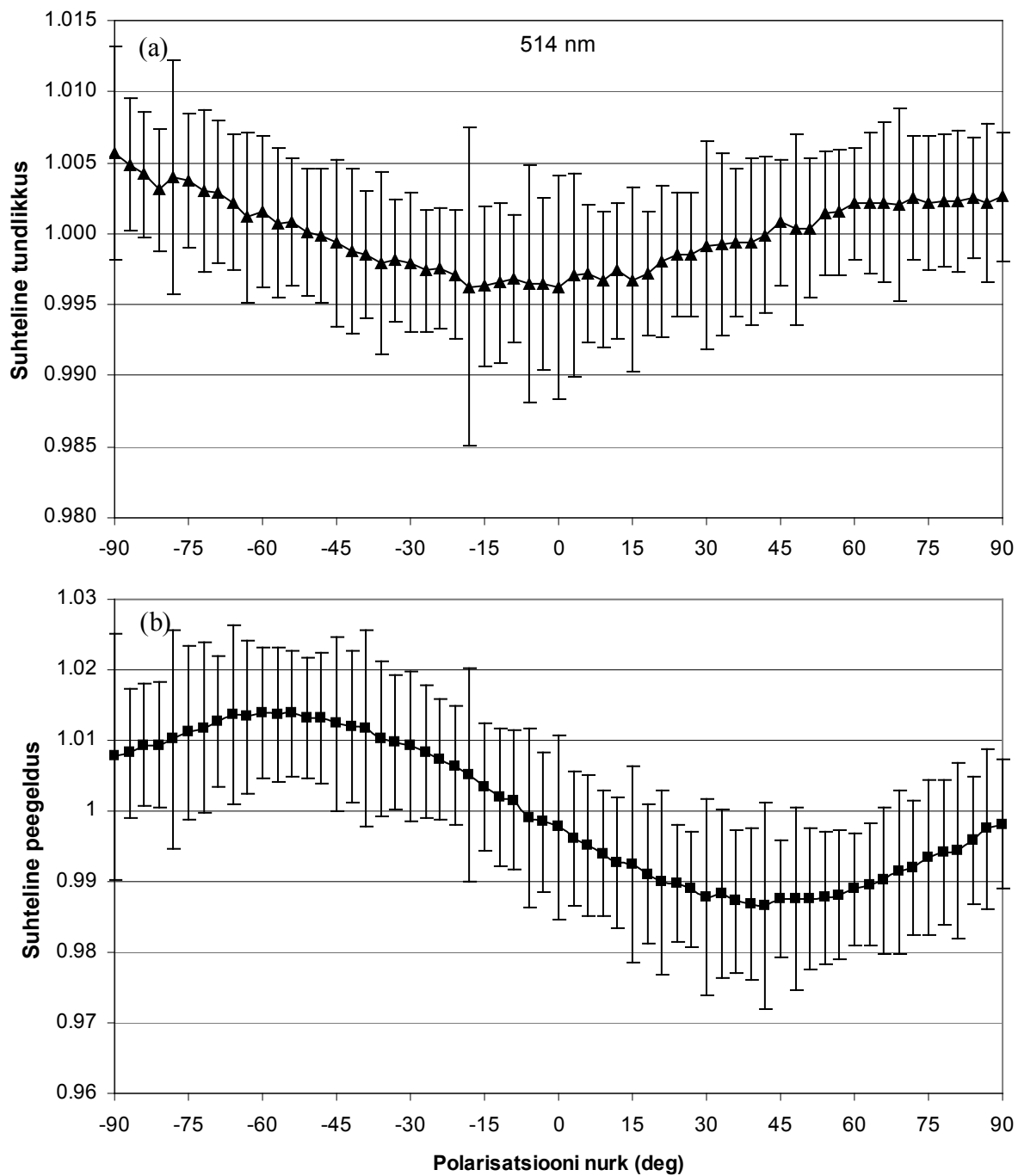
ja

$$R'_{\text{suhteline_}\lambda_i} = \frac{R_{\text{suhteline_}\lambda_i}}{\overline{R_{\text{suhteline_}\lambda}}}, \quad \overline{R_{\text{suhteline_}\lambda}} = \frac{\sum_i^n R_{\text{suhteline_}\lambda_i}}{n}, \quad (44, 45)$$

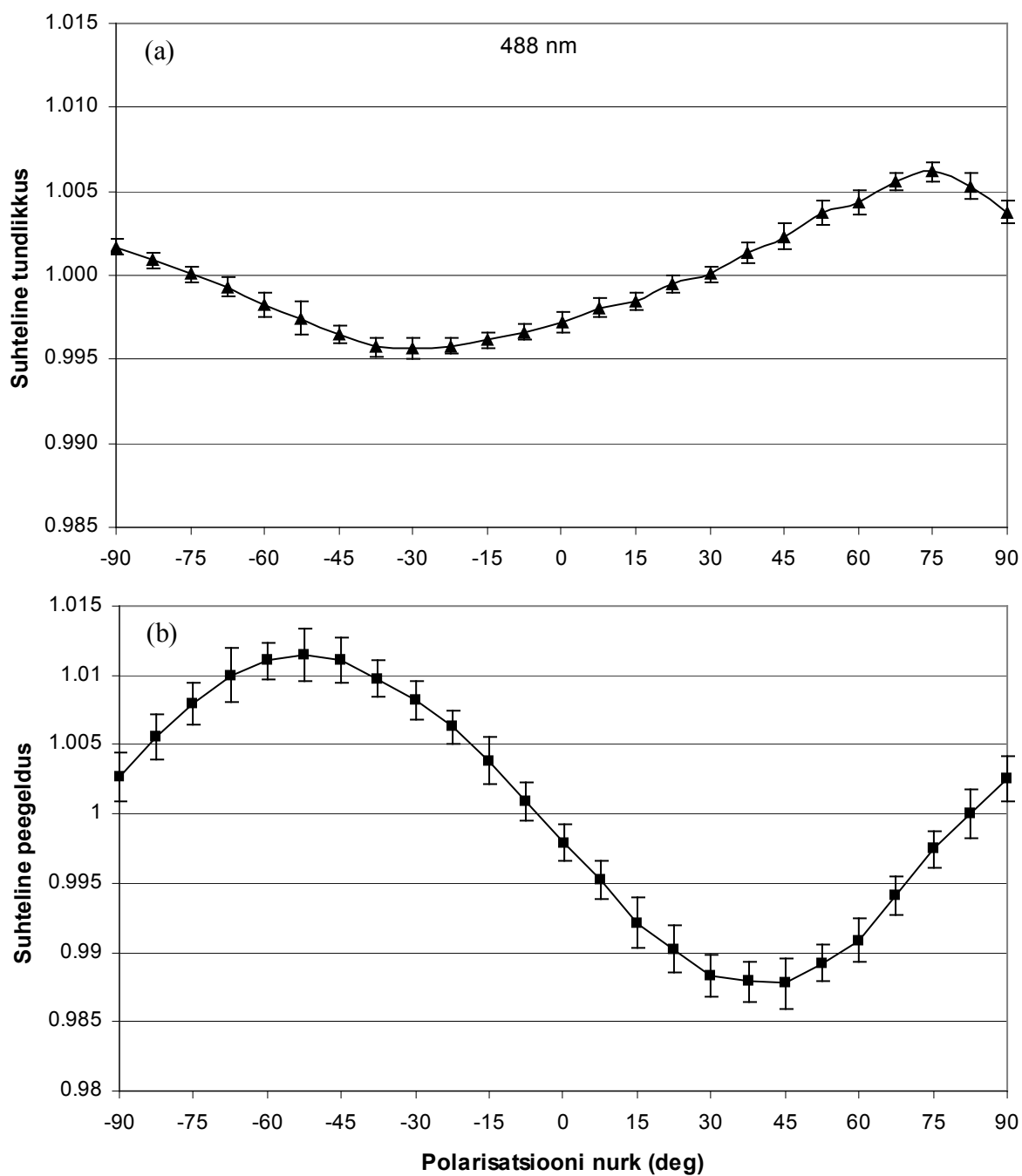
Siin n on sooritatud katsete arv antud lainepikkusel. Igal valitud lainepikkusel uuriti andmeid eraldi.

Asimuut 0° vastab vertikaalsele polarisatsioonile ehk esimesele diodile langeb sel juhul r -polariseeritud valgus.

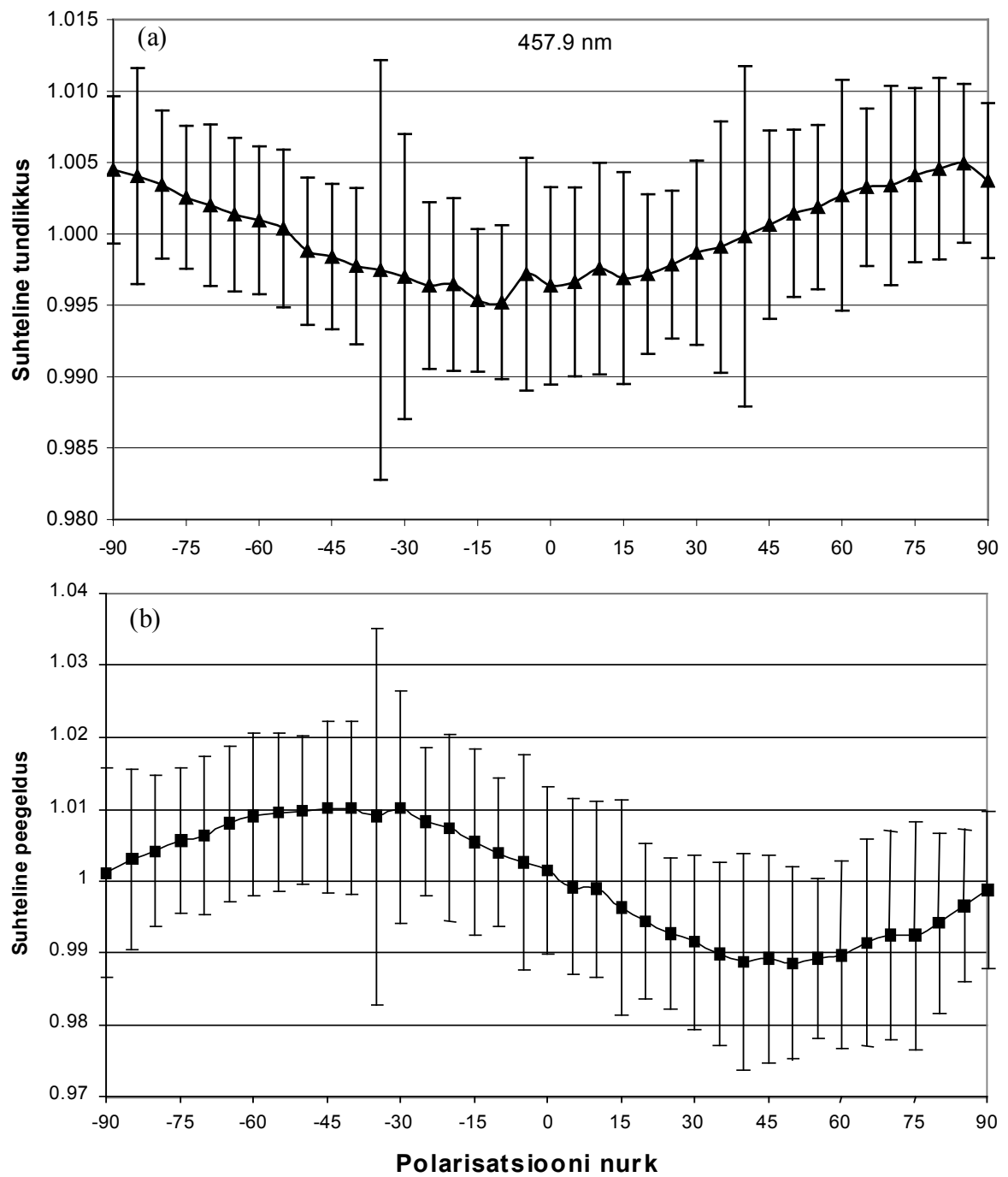
Katsete käigus oli dominantne laserikiire fluktuatsioonist põhjustatud määramatuse komponent. Seepärast on piiratud mõõtmiste määramatuse hinnangul tulemuste standardhälbe esitamisega. B-tüüpi mõõtemääramatuse komponente pole hinnatud. A-tüüpi määramatuse usaldusnivooks on võetud 2σ .



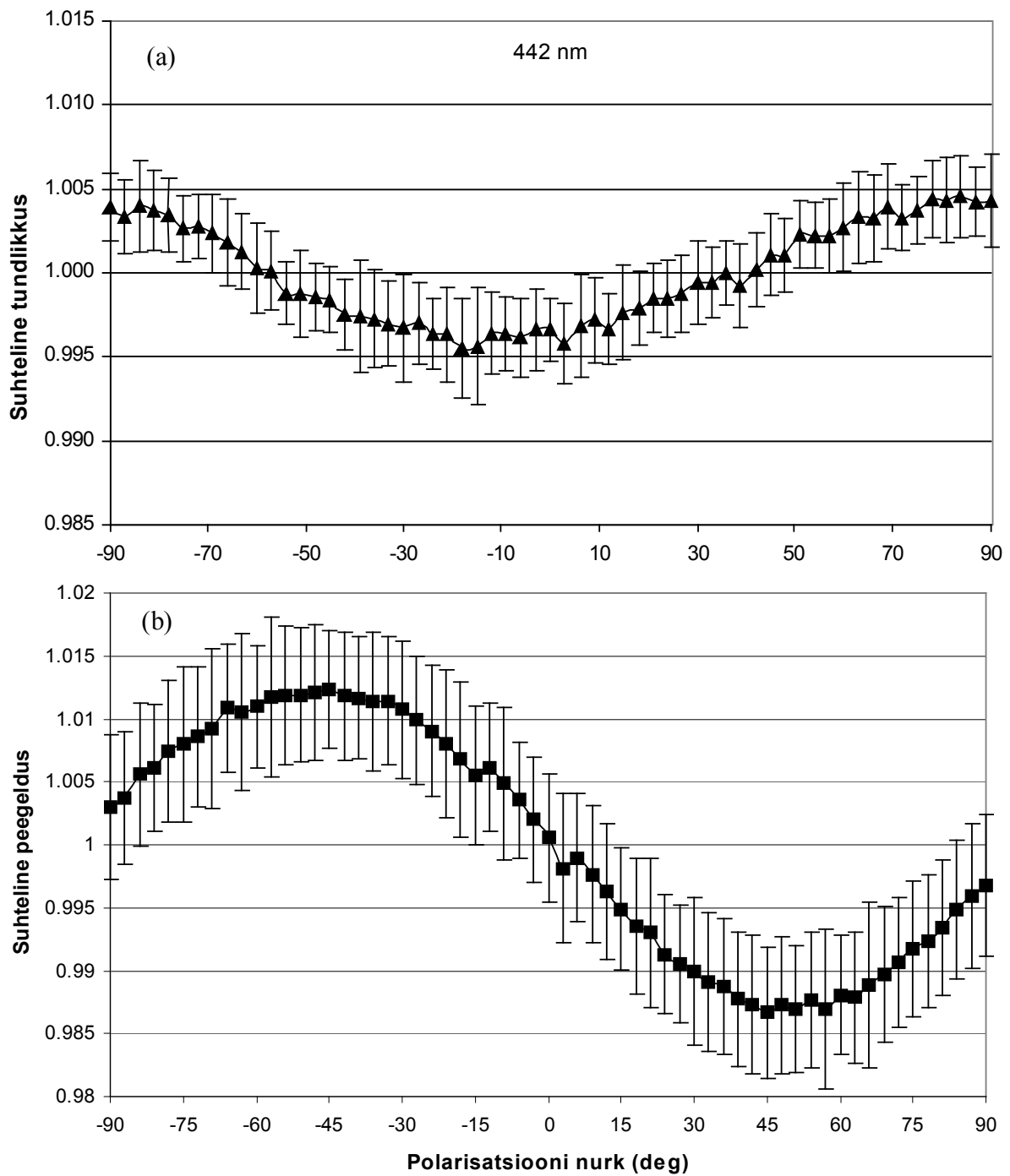
Joonis 9. GaAsP-valguselõksu suhteline (a) tundlikkus ja (b) peegeldus mõõdetuna lainepikkusel 514 nm.



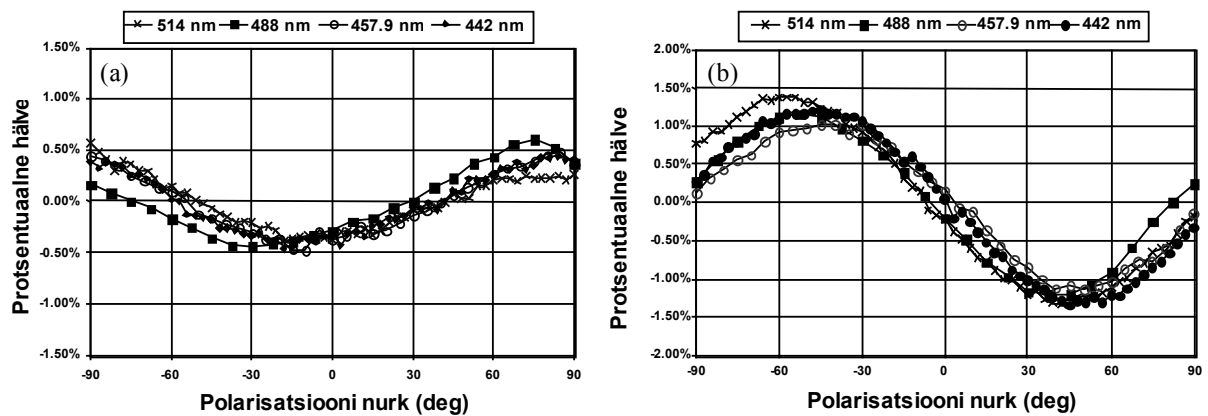
Joonis 10. GaAsP-detektori suhteline (a) tundlikkus ja (b) peegeldus mõõdetuna lainepikkusel 488 nm. Mõõtemääramatuse viiekordne vähenemine on põhjustatud laserikiirguse oluliselt paremast stabiilsusest sellel lainepikkusel.



Joonis 11. GaAsP-detektori suhteline (a) tundlikkus ja (b) peegeldus määratud lainepikkusel 457.9 nm.



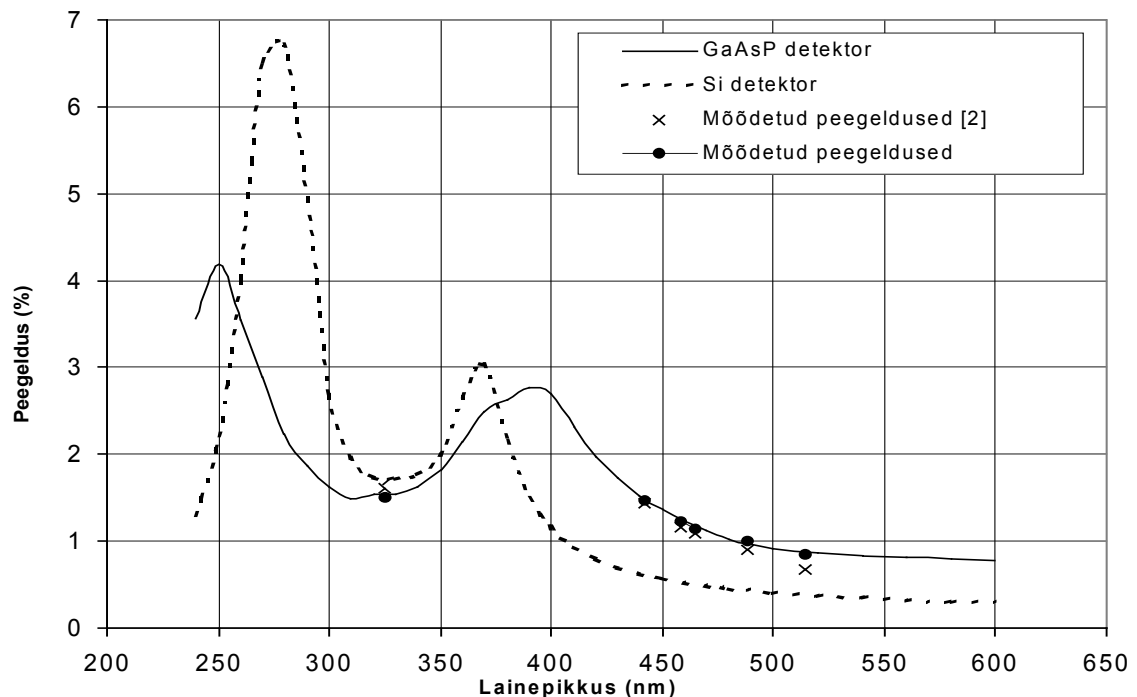
Joonis 12. GaAsP-fotodetektori suhteline (a) tundlikkus ja (b) peegeldus lainepikkusel 442 nm.



Joonis 13. Kõigil neljal lainepikkusel mõõdetud (a) tundlikkused ja (b) peegeldused koondgraafikuna, millel on esitatud suhtelised hälbed normeeritud väärtusest.

3.2.2. GaAsP detektori absoluutne peegeldus

Töös [18] on mõõdetud üksiku GaAsP-fotodiodi peegeldused 0° nurga all ning 45° nurga all nii r - kui ka p -polariseeritud valguse jaoks. Valemit (12) kasutades on arvatud detektori kogu peegeldus. Joonisel 14 on kujutatud saadud graafik ning võrreldud tulemusi otsemõõtmistega.



Joonis 14. Kolme üksiku GaAsP fotodiodi peegelduse alusel leitud GaAsP detektori peegeldus (pidev joon). Ristidega on tähistatud töös [18] mõõdetud tulemused, ringikestega käesoleva uurimuse käigus saadud väärtused. Kasutatud on joonistel 9-12 kujutatud peegelduste ning ka 465 nm ja 325 nm peegelduste keskvaartusi üle polarisatsiooni nurga. Võrdluseks on toodud tüüpilise ränidetektori spektraalne peegeldus (punktirjoon).

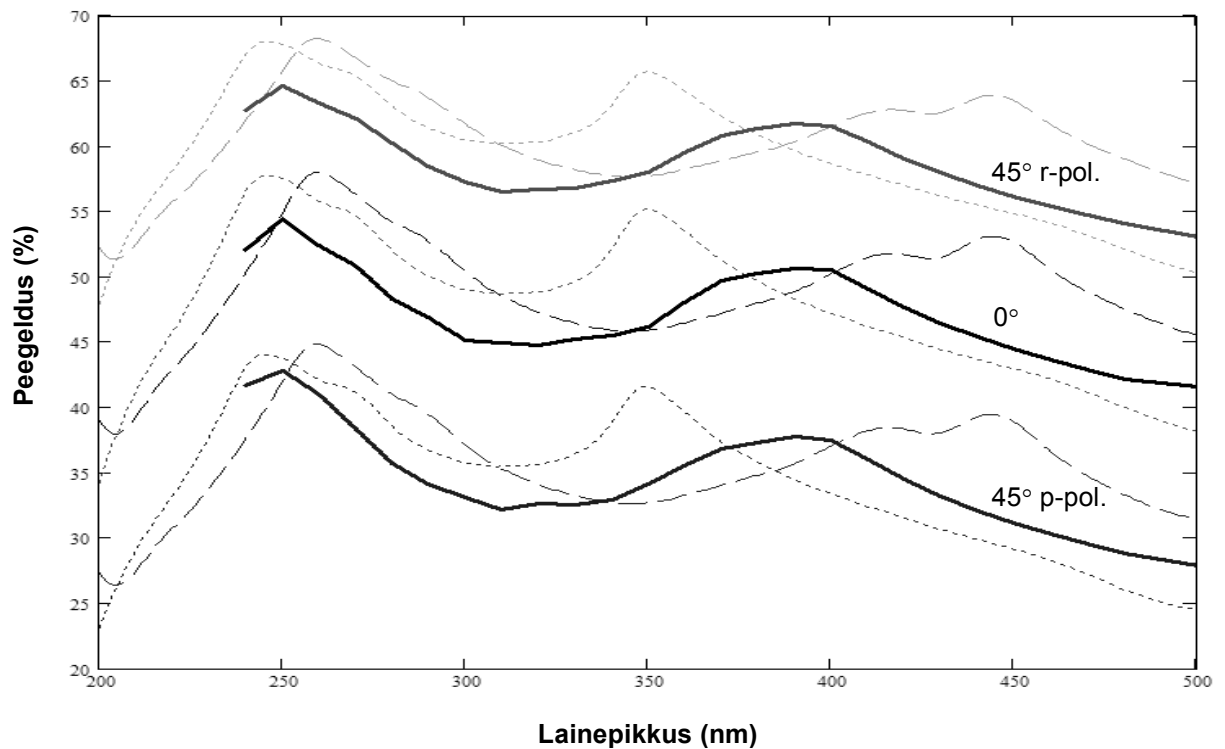
4. TULEMUSTE ANALÜÜS

Graafikud 9 – 12 viitavad selgelt, et GaAsP detektori peegeldus ja tundlikkus sõltuvad valguse polarisatsioonist. Kuid peegelduse graafikutelt on näha, et nii maksimum kui ka miinimum on mõlemad ligikaudu asimuudil 45° , vastavalt -45° maksimumi ja $+45^\circ$ miinimumi jaoks. Samuti on tundlikkuse miinimumid erinevatel lainepikkustel keskmiselt -15° asimuudi juures, mitte aga ootuspärastel polarisatsiooninurkadel 0° või $\pm 90^\circ$. Optilisi seaduspärasusi ja sümmeetriatingimusi arvestades vajavad need tulemused täiendavat analüüsi. GaAsP-fotodetektori tundlikkuse ja peegelduse miinimumide ning maksimumide nihke põhjuseks võib olla fotodiodide paigutuse erinevus ideaalsest geometriast. Antud asjaolu tingis vajaduse modelleerida GaAsP ja Si detektorite peegeldusi varieerides diodide kaldenurki ning detektorite asendit üksteise suhtes.

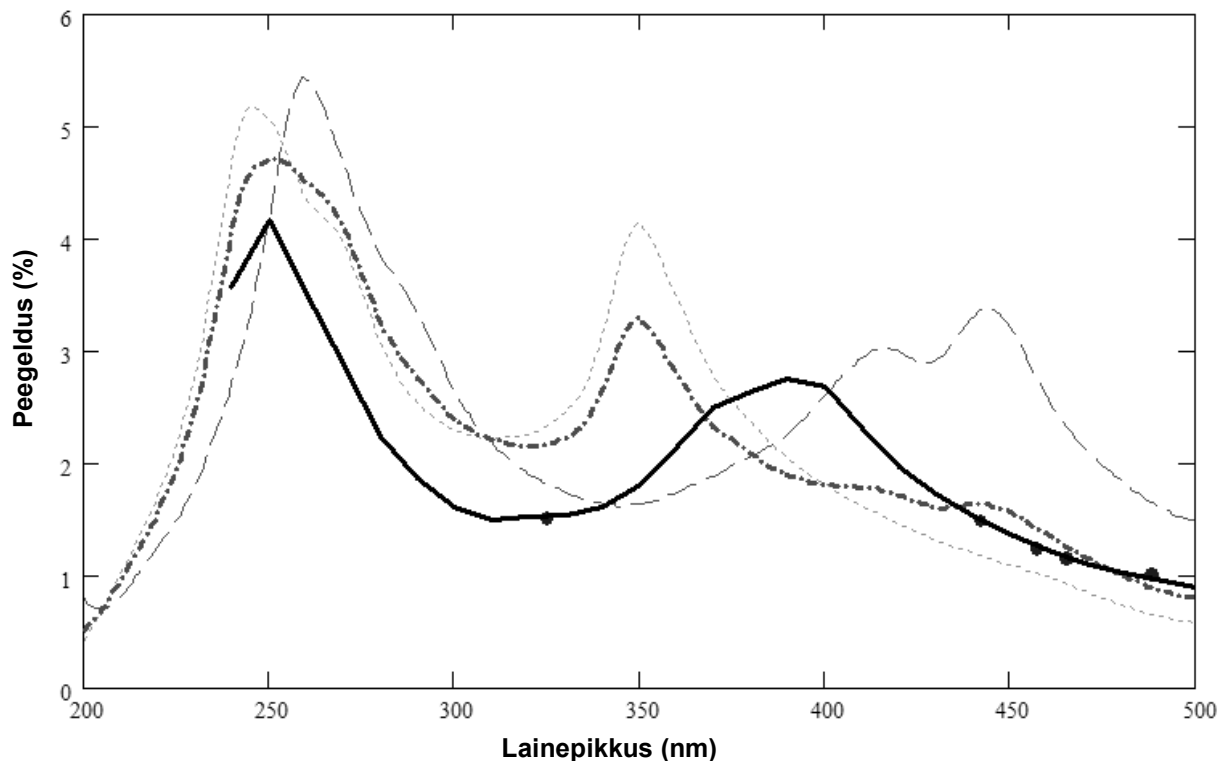
4.1. Mudelis kasutatavad konstandid

Arseeni ja fosfori vahekorra varieeruvuse tõttu pole GaAsP murdumisnäitajaid kirjanduses leida. Seetõttu kasutati antud uurimuses GaAs ja GaP murdumisnäitajaid [30] vastavate kaaludega nii, et eksperiment ja modelleerimise tulemused oleks maksimaalselt heas kooskõlas. Kulla murdumisnäitajad sadestatud kile jaoks pärinevad käsiraamatust [31]. Kulla kile paksus on orienteeruvalt 10 nm [23].

Esmalt tuli arvutada peegeldused üksiku dioodi jaoks langemisnurkadel 0° ja 45° nii paralleel- kui ka ristkomponendi jaoks, seejärel aga kogu detektori peegeldus vastavalt valemile (12). Joonisel 15 on näha, et lainepikkuste piirkonnas 230 – 300 nm on arvutatud ja mõõdetud graafikud sarnase käiguga. Pikematel lainepikkustel kui 400 nm on märksa sarnasema tulemusega GaP graafik. Artiklis [23] viidatakse GaAsP-struktuuris As ja P vahekorrale vastavalt 0.6 ja 0.4. Antud töös võeti aluseks $\text{GaAs}_{0.3}\text{P}_{0.7}$, sest see annab parema kooskõla eksperimendiga pikematel lainepikkustel, kui $\text{GaAs}_{0.6}\text{P}_{0.4}$ (joonis 16).



Joonis 15. Üksiku GaAsP fotodiodi peegeldus 0° ja 45° nurkade all erinevates polarisatsioonitasandites. Pidevad jooned on töös [18] mõõdetud peegeldused. Antud uurimuse käigus arvutatud tulemusi on tähistatud punktiirjoontega GaP- ja kriipsjoontega GaAs-struktuuride korral.



Joonis 16. GaAsP-detektori peegeldus sõltuvalt lainepikkusest. Pidev joon on detektori peegeldus arvutatud üksikute fotodiodide peegeldustest valemi (12) põhjal [18]. Punktiirjoon on GaP detektori arvutatud peegeldus, kriipsjoon on GaAs detektori arvutatud peegeldus ning kriips-punktjoon on GaAs_{0.3}P_{0.7} arvutatud peegeldus. Ringikestega on tähistatud mõõdetud GaAsP detektori peegelduse väärtused

Joonistelt 15 ja 16 on näha, et kooskõla katsetulemuste ja peegelduse arvutustulemuste vahel on piisav selleks, et lugeda täidetuks tehtud eeldused:

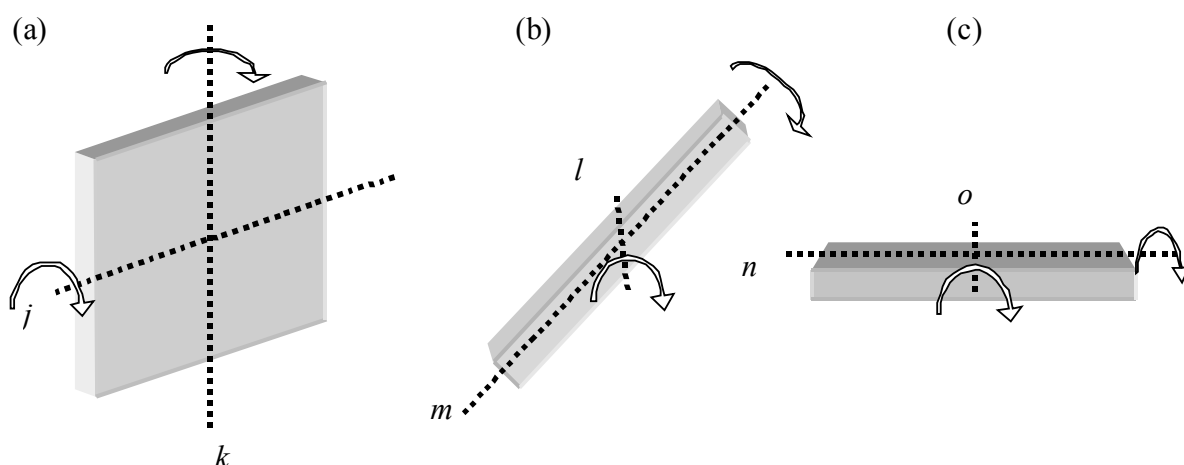
- GaAsP-fotodiodi struktuuris on As ning P vahekorras 3:7;
- kullakihi paksus diodi pinnal on ligikaudu 10 nm;
- võib kasutada raamatus [31] toodud kulla neeldumiskoeffitsientide väärtusi.

4.2. Fotodiodide paigutus valguselõksus

Peegelduse ja tundlikkuse polarisatsioonisõltuvuse modelleerimisel võeti aluseks valemid (30-32) ja (37-39). On arvestatud, et diodide kaldenurgad võivad olla erinevad ideaalsetest väärtustest 45° ja 0° . Diodide viltuse asendi võib põhjustada kas ebatäpne alus, mille sisse diodid pannakse, või liimi sattumine aluse ja diodi vahele diodide kinnitamisel.

Lisaks on püütud arvesse võtta, et MRI9911 ja GaAsP-Au detektori asend kiire ees polnud päris identne. Detektorite asendite valimist mudelisse lihtsustas fakt, et peegeldus mõlemast detektorist on kollineaarne. See elimineerib kaks vabadusastet ning alles jääb vaid pööre ümber optilise telje. Ootuspärane justeerimisviga selle pöörde aspektis on paar-kolm kraadi.

Diodide omavaheliste asendite kombinatsioonide valimine ning kõikide variantide arvestamine koos kaldenurkade muutmisega osutus tunduvalt keerukamaks. Esiteks peab arvestama, et diod võib viltu olla kahe telje suhtes. Võttes aluseks joonisel 1(a) kujutatud asendid, saame, et esimene diod võib olla kaldu vertikaaltelje ja horisontaaltelje suhtes, teine diod horisontaaltelje ja 45° nurga all oleva telje suhtes ning kolmas diod kahe horisontaaltelje suhtes (joonis 17).



Joonis 17. (a) esimese, (b) teise ja (c) kolmanda diodi võimalikud hõlbesuunad ideaalasendist.

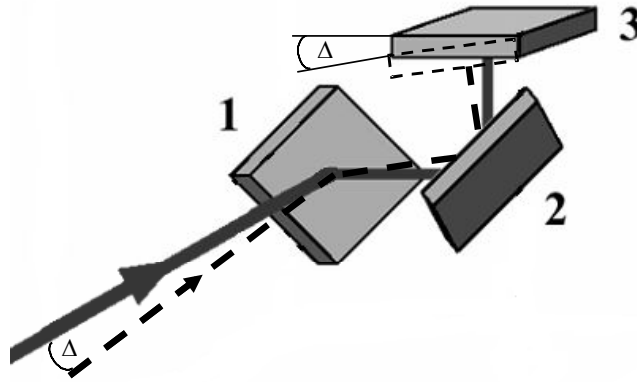
Võimalikud on järgmised dioodide asetused:

- 1) esimene diood on teise ja kolmanda dioodi suhtes viltu, st teise ja kolmanda dioodi vaheline nurk on 45° , esimese dioodi nurk teise dioodi suhtes on $45^\circ \pm \Delta$ (pööre ümber k - või j -telje); miks siin ja edaspidi on arvestatud vaid ühte pöördnurka, selgub hilisemas arutelus,
- 2) viimane diood on esimese ja teise dioodi suhtes viltu, st esimese ja teise dioodi omavaheline nurk on 45° ning teise ja kolmanda dioodi vaheline nurk on $45^\circ \pm \Delta$ (pööre ümber o - või n -telje),
- 3) teine diood on viltu nii esimese kui ka kolmanda dioodi suhtes $45^\circ \pm \Delta$ (pööre ümber l - või m -telje),
- 4) kõik kolm dioodi on 45° - st asetusest väljas.

Sõltumata dioodide paigutusest, peab kiirte käik detektoris nii siseneva kui ka väljuva valguse jaoks olema sama. See tähendab, et viimasele, kolmandale dioodile langeb valgus alati risti. Jooniselt 17 on näha, et esimese dioodi pööre ümber vertikaaltelje k on pea samaväärne kui teise dioodi pööre ümber diagonaaltelje m ning teise dioodi pööre ümber horisontaaltelje l on pea samaväärne kui esimese dioodi pööre ümber horisontaaltelje j . Seega kui mõlemad dioodid on näiteks ümber horisontaaltelgede pöördunud Δ võrra, siis valguskiire käigu jaoks tähendab see sisuliselt vaid esimese dioodi asendi muutumist nurga 2Δ võrra. Analoogete järeltulemuste saab teha ümber k - ja m -telje pöörete jaoks. Järelikult on mudelis vaja arvestada kahe nurgaga mõlemas suunas hälbe jaoks.

Et eksperiment andis usaldusväärsed tulemused kahe detektori mõõtetulemuste suhte jaoks, siis peab arvestama, et dioodid võivad olla hälbinud normaalasendist mõlemas detektoris ning hälbed ei pruugi olla identsed.

Dioodide viltuse asendi korral ei pruugi ka valgus siseneda detektorisse mööda seadme optilist telge. Oletades, et esimese kahe dioodi omavaheline nurk on 45° , kuid teise ja kolmanda dioodi omavaheline nurk on $45^\circ - \Delta$, siis peab valgus juba esimesele dioodile langema optilise telje suhtes nurga all (joonis 18). Analüüsides sellist olukorda selgub, et polarisatsioonitasand esimese dioodi jaoks on endine, mis dioodide normaalse asendi korral. See tähendab, et langemistasandis polariseeritud valgus jääb endiselt langemistasandis polariseerituks ning risti polariseeritud valgus jääb risti polariseerituks langemistasandi suhtes. Küll aga väheneb langemisnurk. Ent langemisnurga vähenemine on sellisel juhul võrreldes nurgaga Δ kaks suurusjärku väiksem ning selle võib jätta arvestamata.



Joonis 18. Valguse langemine kolmeelemendilisse detektorisse (kriipsjoon), kui 2 ja 3 diodi vaheline nurk on $45^\circ - \Delta$. Pidev joon näitab kiirte käiku ideaalses valguselöksus.

Arvestamaks fotodiodide ideaalsest geomeetrisest paigutusest erinevuse mõju valguselöksu peegeldusele ning tundlikkusele, valiti langemisnurgad järgmiselt:

- Δ_1 ja Δ_3 kirjeldavad valguse langemisnurga muutust esimesele diodile, kui see on pöördunud ümber k -telje vastavalt GaAsP- ning tugidetektorina kasutatud Si-põhises valguse vastuvõtjas,
- Δ_2 ja Δ_4 kirjeldavad valguse langemisnurga muutust teisele diodile, kui see on pöördunud ümber l -telje vastavalt GaAsP- ning Si-põhises valguselöksus.

Selline valik arvestab pea kõiki eelpool loetletud võimalikke diodide asendeid.

4.3. Suhtelise spektraalse peegelduse ja tundlikkuse matemaatiline modelleerimine

Avaldis keskväärtusele normeeritud modelleeritud suhtelise spektraalse peegelduse $\rho'_{\text{suhteline_mod}_i}$ jaoks tuleb valemite (31, 32, 42, 43) alusel:

$$\rho_{\text{suhteline_mod}_i} = \frac{\rho_{\text{GaAsP_detektor}}(45^\circ + \Delta_1, 45^\circ + \Delta_2, \chi + \varphi_1)}{\rho_{\text{Si_detektor}}(45^\circ + \Delta_3, 45^\circ + \Delta_4, \chi + \varphi_2)}, \quad (46)$$

$$\bar{\rho}_{\text{suhteline_mod}} = \frac{\sum_i^n \rho_{\text{suhteline_mod}_i}}{n}, \quad (47)$$

$$\rho'_{\text{suhteline_mod}_i} = \frac{\rho_{\text{suhteline_mod}_i}}{\bar{\rho}_{\text{suhteline_mod}}} \quad (48)$$

ning keskväärtusele normeeritud suhtelise spektraalse tundlikkuse $R'_{\text{suhteline_mod}_i}$ jaoks valemite (37, 38, 44, 45) alusel

$$T_{suhteline_mod_i} = \frac{T_{GaAsP_detektor}(45^\circ + \Delta_1, 45^\circ + \Delta_2, \chi + \varphi_1)}{T_{Si_detektor}(45^\circ + \Delta_3, 45^\circ + \Delta_4, \chi + \varphi_2)}, \quad (49)$$

$$\overline{T}_{suhteline_mod} = \frac{\sum_i^n T_{suhteline_mod_i}}{n}, \quad (50)$$

$$R'_{suhteline_mod_i} = \frac{T_{suhteline_mod_i}}{\overline{T}_{suhteline_mod}}, \quad (51)$$

kus χ kirjeldab langeva valguse polarisatsiooni nurka ehk asimuuti, φ_i ($i=1,2$) detektori pöoret vertikaalselt polariseeritud valguse suhtes ning n modelleerimiseks võetud polarisatsiooni-tasandi asendite arvu. Tundlikkuse keskväärtusele normeerimine võimaldab jätta arvestamata antud töös määramata jäänud kvantefektiivsust $\varepsilon_i(\lambda)$ GaAsP jaoks, mida valemi (8) kohaselt läheb vaja absoluutse tundlikkuse arvutamiseks. Si jaoks on nähtavas piirkonnas kvantefektiivsus $\varepsilon_i(\lambda)$ ligikaudu üks.

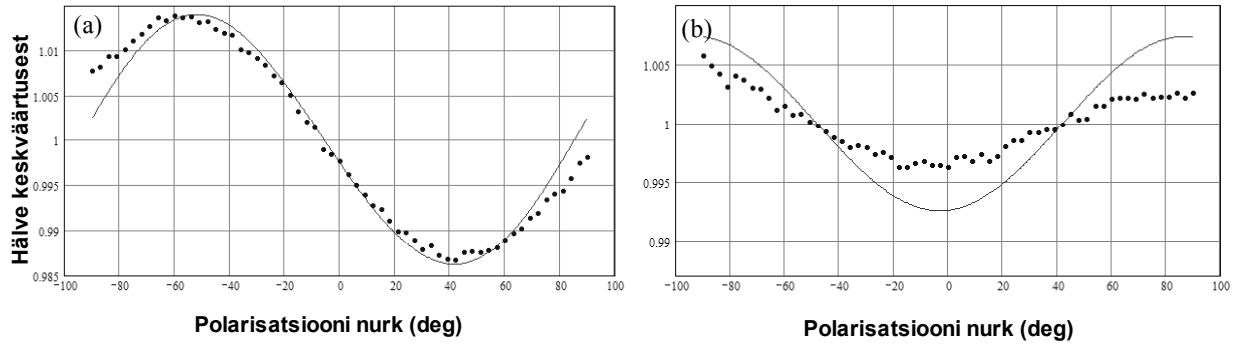
Modelleerimisel sai varieeritud nurki nii, et valemitega (48) ja (51) saadud graafikud oleksid võimalikult ligilähedased mõõdetud tulemuste põhjal saadud suhteliste graafikutega, mis leitud valemite (42) ja (44) põhjal. Sarnaseid kõveraids andsid mitmed seaded, kuid parim kooskõla oli järgmiste nurkade valiku korral:

- 1) $\Delta_1 \approx \Delta_3$ ning $\Delta_2 \approx \Delta_4$, kus Δ_1 ja Δ_3 on negatiivsed ning $|\Delta_1| \approx 2\Delta_2$ ja $|\Delta_3| \approx 2\Delta_4$,
- 2) $\Delta_1 \approx \Delta_3$ ning $\Delta_2 \approx \Delta_4$, kus Δ_1 ja Δ_3 on negatiivsed ning $|2\Delta_1| \approx \Delta_2$ ja $|2\Delta_3| \approx \Delta_4$,
- 3) $\Delta_1 \approx \Delta_3$ ning $\Delta_2 = \Delta_4 = 0$, kus Δ_1 ja Δ_3 on negatiivsed,
- 4) $\Delta_1 = \Delta_3 = 0$ ning $\Delta_2 \approx \Delta_4$, kus Δ_1 ja Δ_3 on positiivsed.

Kõigi nende asetuste korral oli detektorite pöördenukadeks valitud vastavalt $\varphi_1 = +3^\circ$ ja $\varphi_2 = -3^\circ$.

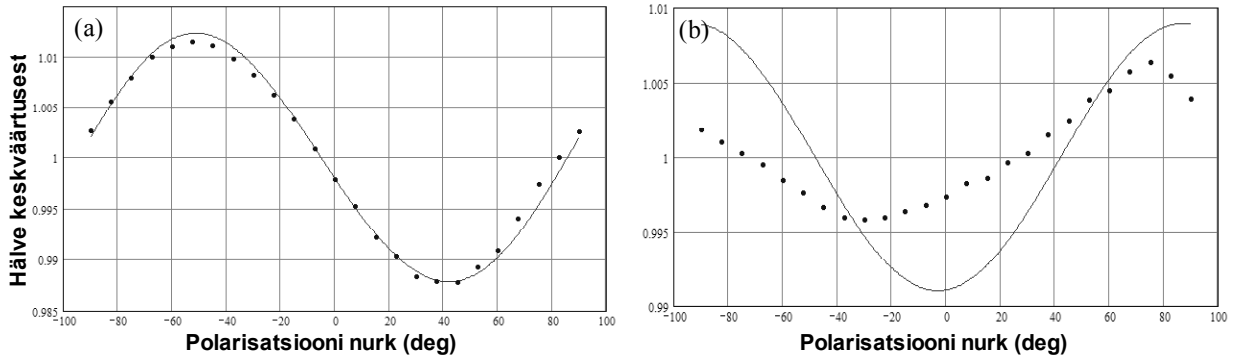
Alljärgnevalt on esitatud modelleerimise tulemused graafikutena lainepikkustel 514 nm, 488 nm, 457.9 nm ja 442 nm (joonised 19-22). Arvutustes on kasutatud nurkade valikut 1) ülaltoodud loendist. Iga lainepikkuse juures on nurkade suurusi veidi varieeritud parima kokkulangevuse huvides. Nagu ülalpool mainitud, on ülejäänud asetuste 2), 3) ja 4) korral tulemused sarnased.

514 nm



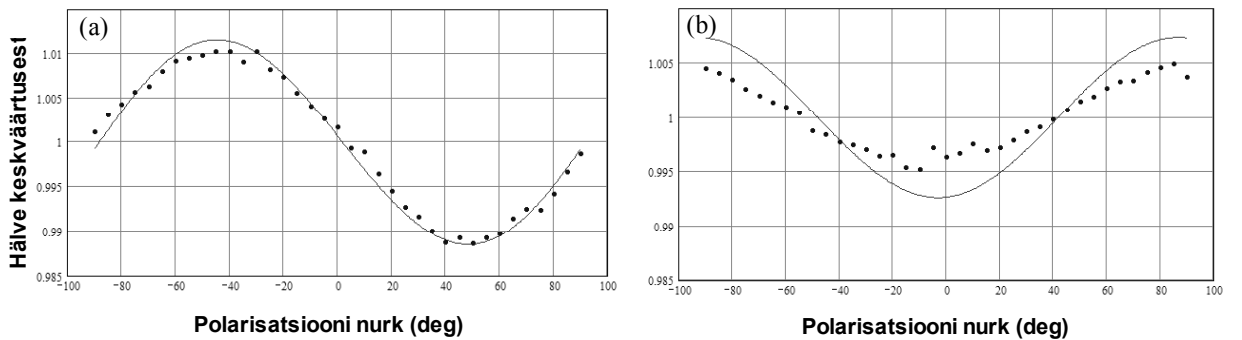
Joonis 19. Arvutatud (pidev joon) ja mõõdetud (punktid) suhteline (a) peegeldus ning (b) tundlikkus lainepikkusel 514 nm. $\Delta_1 = -1.2^\circ$, $\Delta_3 = -1.3^\circ$, $\Delta_2 = \Delta_4 = 0.65^\circ$.

488 nm



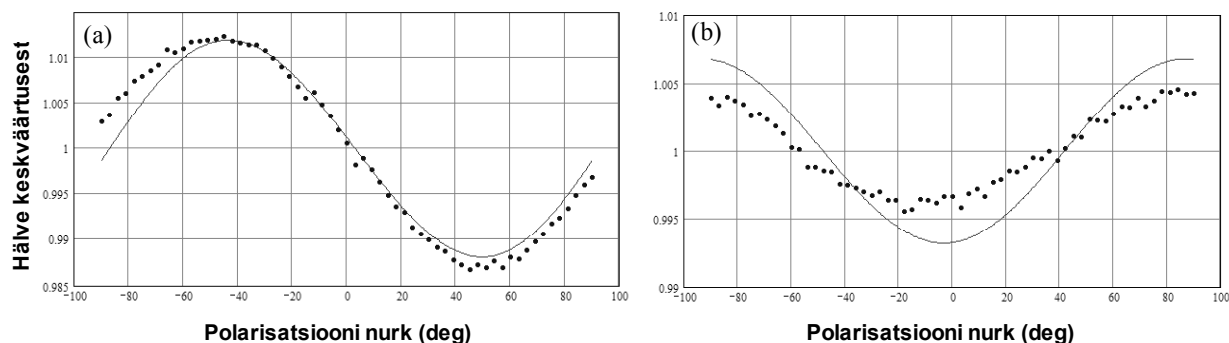
Joonis 20. Arvutatud (pidev joon) ja mõõdetud (punktid) suhteline (a) peegeldus ning (b) tundlikkus lainepikkusel 488 nm. $\Delta_1 = -1.10^\circ$, $\Delta_3 = -1.20^\circ$, $\Delta_2 = 0.55^\circ$, $\Delta_4 = 0.60^\circ$.

457.9 nm



Joonis 21. Arvutatud (pidev joon) ja mõõdetud (punktid) suhteline (a) peegeldus ning (b) tundlikkus lainepikkusel 457.9 nm. $\Delta_1 = \Delta_3 = -1.20^\circ$, $\Delta_2 = \Delta_4 = 0.60^\circ$.

442 nm



Joonis 22. Arvutatud (pidev joon) ja mõõdetud (punktid) (a) peegeldus ning (b) tundlikkus lainepikkusel 442 nm. $\Delta_1=\Delta_3=-1.30^\circ$, $\Delta_2=\Delta_4=0.65^\circ$.

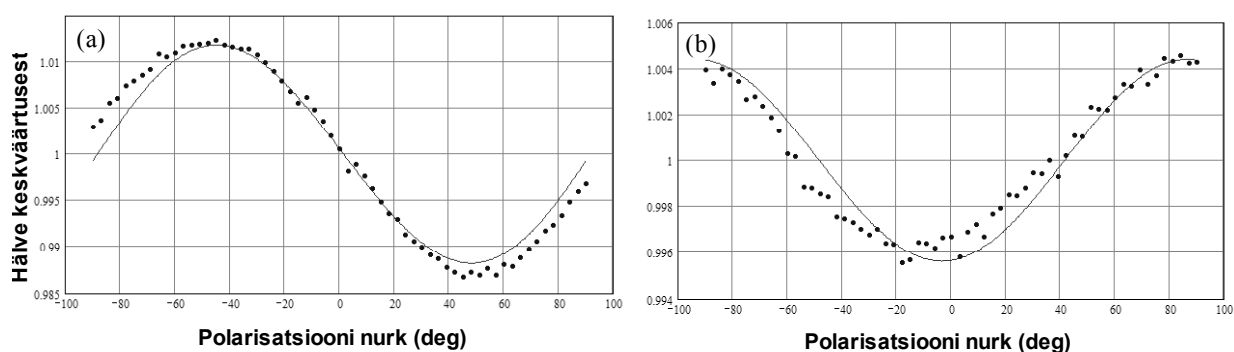
Ülaltoodud graafikutelt on näha, et peegelduse jaoks on modelleeritud väärtused heas kooskõlas eksperimendist saadud andmetega. Tundlikkuse puhul pole kokkulangevus nii hea. Kokkuvõtlikult on modelleerimisel kasutatud nurkade hälbed koondatud tabelisse I, millest võib näha, et arvutustulemused on katsetega heas kooskõlas, kui mõlemas detektoris on fotodiodid ideaalsest asendist hälbinud samal määral.

Lainepikkus, [nm]	Hälbe suurus kraadides			
	Δ_1	Δ_2	Δ_3	Δ_4
514	-1.20	0.65	-1.3	0.65
488	-1.10	0.55	-1.20	0.60
457.9	-1.20	0.60	-1.20	0.60
442	-1.30	0.65	-1.30	0.65
Keskmine	-1.2	0.6	-1.3	0.6

Tabel 1. Peegelduse ja tundlikkuse modelleerimisel kasutatud nurkade hälbed erinevatel lainepikkustel

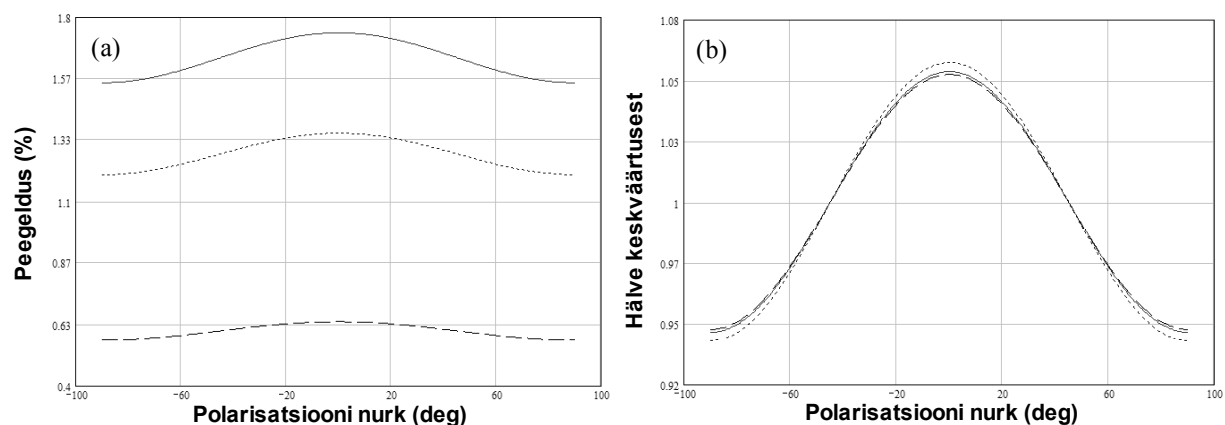
On oluline märkida, et põhilise panuse tundlikkuse nurksõltuvuses annab neeldumine fotodiodi pindmises kihis. Näiteks on SiO_2/Si detektori, kus neeldumiseta selgendava kile SiO_2 paksus on 28.5 nm, modelleeritud normeeritud tundlikkuse muutus vahemikus 1.00035–0.99965 üle polarisatsiooni nurga. Samade hälbenurkadega Au-GaAsP detektori, kus arvutustes kasutatud kulla kihi paksus on 10 nm, modelleeritud tundlikkuse muutus jääb vahemikku 1.00780–0.99217 keskväärtsuse 1 suhtes (vt joonis 19(b)-22(b)). See teeb ühes suunas pea 22-kordse erinevuse GaAsP ja räni detektori tundlikkuse muutuse vahel.

Kulla kihi paksust pole antud töös mõõdetud, seega võib seda käsitleda vaba parameetrina. Võttes kulla kihi paksuseks 6 nm ning kasutades tabelis 1 antud nurkade keskmisi väärtusi, võib saavutada olukorra, kus arvutatud suhteline peegeldus ja suhteline tundlikkus langevad hästi kokku mõõdetud tulemustega. Joonisel 23 on toodud sellised graafikud 442 nm jaoks.

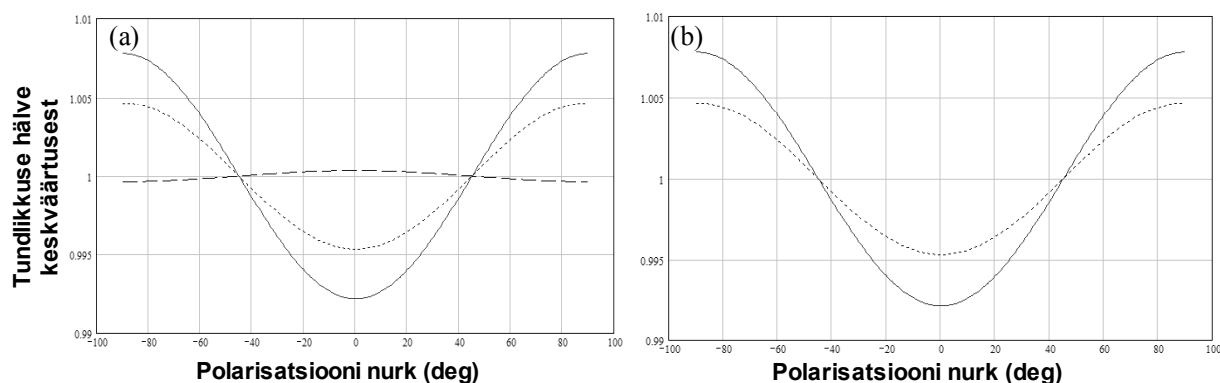


Joonis 23. Arvutatud (pidev joon) ja mõõdetud (punktid) (a) peegeldus ning (b) tundlikkus lainepikkusel 442 nm. $\Delta_1 = -1.2^\circ$, $\Delta_3 = -1.3^\circ$, $\Delta_2 = \Delta_4 = 0.6^\circ$. Kulla kihi paksus on arvutuste jaoks võetud 6 nm.

Võttes aluseks joonistel 19-22 kujutatud modelleerimise tulemused, võib anda hinnangu räni ja GaAsP detektori peegelduste ja tundlikkuste jaoks eraldi, varieerides polarisatsiooni nurka -90° kuni $+90^\circ$ ning Au-GaAsP fotodiodide pindmise kulla kihi paksust. Arvutuste tulemused on esitatud joonistel 24 ja 25.



Joonis 24. Au-GaAsP ja SiO_2/Si detektorite (a) absoluutsed ja (b) suhtelised peegeldused lainepikkusel 442 nm. Nurkade asetus kõikides arvutustes oli $\Delta_1 = \Delta_3 = -1.3^\circ$, $\Delta_2 = \Delta_4 = 0.65^\circ$. Pidev joon kirjeldab GaAsP detektorit kulla kihi paksusega 10 nm, punktiirjoon GaAsP detektorit kulla kihi paksusega 6 nm ning kriipsjoon kirjeldab SiO_2/Si detektorit. $\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta_3 = \Delta_4 = 0^\circ$ korral oleksid kõik graafikud sirged.



Joonis 25. Au-GaAsP ja SiO₂/Si detektorite suhtelised tundlikkused. (a) GaAsP ja räni detektorite tundlikkused nurkade asetuse $\Delta_1=\Delta_3=-1.3^\circ$, $\Delta_2=\Delta_4=0.65^\circ$ korral. Pidev joon kirjeldab GaAsP detektorit kulla kihi paksusega 10 nm, punktiirjoon GaAsP detektorit kulla kihi paksusega 6 nm ning kriipsjoon kirjeldab SiO₂/Si detektorit. (b) GaAsP detektorite tundlikkuse modelleeritud sõltuvus valguse polarisatsioonist, kui $\Delta_1=\Delta_2=\Delta_3=\Delta_4=0^\circ$. Räni detektori tundlikkuse graafik on sel juhul sirge väärtusel 1.

Jooniselt 24 on näha kulla kihi paksuse mõju peegeldusele: õhem kiht põhjustab väiksema peegelduse. Joonise 24 parempoolselt graafikult on näha, et keskväärtuse suhtes on kahe erineva paksusega kulla kile peegelduse suurim erinevus 0.5%. Samuti järgib räni detektori peegeldus sarnast käiku, ehkki neeldumine SiO₂ kihis puudub. Mõnevõrra üllatavalt suur on diodide hõlbest põhjustatud peegelduse muutumise käik üle polarisatsiooni nurga. Katseandmeid antud tulemuse kontrollimiseks pole võtta, sest peegelduse mõõtmise ajal oli seadistuses ka teised optilised elemendid, mis mõjutasid üksikmõõtmise väärtust.

Jooniselt 25 on ilmekalt näha kulla kile paksuse mõju tundlikkusele. Kui võrrelda omavahel Au-GaAsP detektorite tundlikkuste suhet nurkade asetuse $\Delta_1=\Delta_3=-1.3^\circ$, $\Delta_2=\Delta_4=0.65^\circ$ ning $\Delta_1=\Delta_2=\Delta_3=\Delta_4=0^\circ$ korral samadel kulla kihi paksustel, saame täpselt samasuguse graafiku nagu räni detektori puhul joonisel 25 (a). See näitab, et diodide hõlbenurkade mõju tundlikkusele on oluliselt väiksem kui neelava kihi mõju fotodiodi pinnal, graafikute 25(a) ja 25(b) alusel kuni 22 korda.

4.4. Järeldused

Katsete käigus saadud andmete analüüs lubab teha mitmeid järeldusi valguselõksu peegelduse ja tundlikkuse kohta. Korrektselt valmistatud lõks-detektori peegelduskoeffitsient ei sõltu langeva valguse polarisatsioonist. Seda nii neelavat katet omavate kui mitteomavate fotodiodide korral.

Arvustused näitavad, et valguselõksu tundlikkus võib sõltuda valguse polarisatsioonist ka fotodiodide ideaalse paigutuse korral. Taoline olukord esineb juhul kui fotodiodide kattev

kile on neelavate omadustega. See seletub p - ja s -komponentide erinevusega õhu ja kulla piirpinnal. p -komponendi läbilaskvuskoeffitsient 45° -se langemisnurga korral on 400 nm juures 74 %, s -komponendil on vastav näitaja 49 %. Valemi (33) põhjal võib väita, et esimene interfereeruv kiir t_{12} (joonis 7) nõrgeneb nii p - kui ka s -komponendi puhul kulla kihti läbides sama arv korda. Et p -komponendi algintensiivsus on kulla kihti jõudes suurem, siis on ka neeldunud valguse hulk suurem. Metalli suure neelamisvõime tõttu on esimese läbiva kiire t_{12} mõju kogu läbilaskvusse suur ning järgnevad interfereeruvad kiired panustavad sellesse oluliselt vähem. Siit johtubki, et p -polariseeritud valgus neeldub kulla kiles mõnevõrra rohkem kui r -polariseeritud valgus.

Parima tulemuse saavutamiseks tuleks ka minimaalse polarisatsioonisõltuvuse korral detektorid kalibreerida nii, et lineaarselt polariseeritud valgus langeb kindlas tasandis ja seda ei muudeta. Veel parem on kasutada elliptiliselt polariseeritud või polariseerimata valgust, et vähendada polarisatsioonist tingitud efekte [21].

KOKKUVÕTE

Käesolevas töös on uuritud kolmest Au-GaAsP Schottky-tüüpi fotodiodist koosneva fotodetektori ehk valguselõksu (ingl. k. *light-trapping photodetector*) suhtelise spektraalse peegelduse ning tundlikkuse sõltuvust valguse lainepikkusest ning polarisatsioonist.

Uurimuse käigus töötati välja füüsikalised mudelid nii üksiku fotodiodi kui ka kogu valguselõksu peegelduskoefitsiendi ning samuti fotodioode katva õhukese kile läbilaskvuskoefitsiendi arvutamiseks. Arendatud mudelid võimaldavad lisaks füüsikalistele parameetritele (ainete murdumisnäitajad, valguse polarisatsioon) arvesse võtta ka valguselõksu sisemise geomeetria hälbeid ideaalsest asetusest. Arvutatud peegelduskoefitsient ning fotodioode pindmise kile läbilaskvuskoefitsient on aluseks fotodetektori absoluutse tundlikkuse modelleerimisel. Valguselõksu tundlikkus ehk elektrivoolu genereerimise efektiivsuse sõltuvus valguse intensiivsusest ja lainepikkusest on detektori peamine tunnusjoon.

Ekspriiment sooritati koostöös Helsingi Tehnikaülikooli Metroloogia Instituudiga (TKK MRI), kelle poolt olid kõik katsevahendid ning mõõteaparatuur. Mõõtmiste käigus võrreldi Au-GaAsP valguselõksu peegeldust ja tundlikkust tuntud omadustega SiO₂/Si valguselõksu vastavate parameetritega. Valgusallikatena kasutati Ar⁺ ioon laserit lainepikkustel 514 nm, 488 nm, 465 nm, 457.9 nm ning He-Cd laserit lainepikkustel 442 nm ning 325 nm. Igal lainepikkusel muudeti lineaarselt polariseeritud valguse asimuuti 3°-7.5° sammuga vahemikus 0-180°. Modelleerimise põhjal võib väita, et korrektselt valmistatud valguselõksu peegeldus ei sõltu valguse polarisatsioonist. Sõltuvus tekib peegelduses, kui diodid on oma õigest asendist hälbinud. Tundlikkuse puhul määrab sõltuvuse polarisatsioonist see, kas fotodioode katva õhukese kile aine on optilises diapsoonis dielektrik või neelavate omadustega. Kui kile on mitteneelav, siis võib polarisatsioonist tingitud efekte põhjustada vaid diodide hälve õigest asendist. Neelava kile korral esineb tundlikkuse sõltuvus polarisatsioonist ka korrektselt valmistatud valguselõksus. Oluline on siinkohal märkida kahe erineva põhjuse mõju suurust tundlikkusele. Modelleerimiseks võetud u. 1° hälvete korral on kulla kile neelav mõju umbes 22 korda suurem kui fotodioode hälbe mõju normaalasendist. Katsetulemustest saadud Au-GaAsP valguselõksu peegelduskoefitsiendid ja tundlikkuse väärtused SiO₂/Si valguselõksu suhtes langevad hästi kokku modelleeritud väärtustega.

Uurimustöö raames on ilmunud kokkuvõte 2005. aasta Soome Optika päevade kogumikus. Samal konverentsil esineti ka stendiettekandega.

TÄNUAVALDUSED

Autor on tänulik Helsingi Tehnikaülikooli Metroloogia Instituudile, kes pakkus võimaluse käesoleva uurimustöö läbiviimiseks. Eriti tänan Saulius Nevas't, kelle näpunäited ja toetus eksperimendi korraldamisel olid väga suureks abiks, samuti tänan Mart Noormaad, kes andis nõu mitmeski esile kerkinud probleemide. Oma nõu ja jõuga olid abiks ka Petri Kärhä, Antti Lamminpää ja prof. Erkki Ikonen. Suured tänud lähevad ka mu juhendajatele Kalev Tarkpeale ja Toomas Kübarsepale. Toomast tahan eriti tänada kannatlikkuse ja selge sihi silme ees hoidmise kui ka abi ja meeldiva koostöö eest kogu töö valmimise perioodil.

Tänan ka Kristjan Jaagu stipendiume, AS Metroserti ning Helsingi Tehnikaülikooli Metroloogia Instituuti rahalise toetuse eest.

KIRJANDUS

1. J. E. Martin, N. P. Fox, P. J. Key, "A cryogenic radiometer for absolute radiometric measurements," *Metrologia*, **21**, 147-155 (1985)
2. N. P. Fox, "Radiometry with cryogenic radiometers and semiconductor photodiodes," *Metrologia*, **32**, 535-543 (1995/96).
3. N. P. Fox, "Trap detectors and their properties," *Metrologia*, **28**, 197-202 (1991).
4. T. R. Gentile, J. M. Houston, J. E. Hardis, C. L. Cromer, and A. C. Parr, "National Institute of Standards and Technology high-accuracy cryogenic radiometer", *Appl. Opt.*, **35**, 1056-1068, (1996).
5. T. R. Gentile, J. M. Houston and C. L. Cromer, "Realization of a scale of absolute spectralresponse using the National Institute of Standards and Technology high-accuracy cryogenic radiometer," *Appl. Opt.*, **35**, 4392-4403 (1996).
6. J. E. Martin, P. R Haycocks, "Design considerations for the construction of an absolute radiation detector at the NPL," *Metrologia*, **35**, 229-233 (1998).
7. T. Varpula, H. Seppa, J.-M. Saari, " Optical power calibrator based on a stabilized green He-Ne laserand a cryogenic absolute radiometer," *Trans. Instrum. Meas.*, **38**, 558-564 (1989).
8. A. Lassila, H. Hofer, E. Ikonen, L. Liedquist, K. D. Stock and T. Varpula "Intercomparison of cryogenic radiometers using silicon trap detectors," *Meas. Sci. Technol.*, **8**, 123–127 (1997).
9. O. Touayar, H. Reyn, J. Bastie and T. Varpula, "Indirect comparison of cryogenic radiometers from the INM (France) and the VTT (Finland) with a QED-200 from the VSL (Netherlands)," *Metrologia*, **32**, 561–564 (1995/96).
10. E. F. Zalewski, C. R. Duda, "Silicon photodiode device with 100% external quantum efficiency," *Appl. Opt.*, **22**, 2867-2873 (1983).
11. J. L. Gardner, "Transmission trap detectors," *Appl. Opt.*, **33**, 5914-5918 (1994).
12. R. Goebel, R. Köhler, R. Pello, "Some effects of low-power ultraviolet radiation on silicon photodiodes," *Metrologia*, **32**, 515-518 (1995/96).
13. R. Korde and J. Geist, "Quantum efficiency stability of silicon photodiodes," *Appl. Opt.*, **26**, 5284-5290 (1987).
14. L. Werner, "Ultraviolet stability of silicon photodiodes," *Metrologia*, **35**, 407-411 (1998).
15. F. J. Wilkinson, A. J. D. Farmer, J. Geist, "The near UV quantum yield of silicon," *J. Appl. Phys.*, **54**, 1172-1174 (1983).

16. [www] H. Rabus, „Ultra-perfomance in the ultra-violet”, 2003.
<http://oemagazine.com/fromTheMagazine/sep03/pdf/tutorial.pdf> (12.08.2005)
17. N. P. Fox, E. Theocharous, T. H. Ward, "Establishing a new ultraviolet and near-infrared spectral responsivity scale," *Metrologia*, **35**, 535-541 (1998).
18. M. Noorma, P. Kärhä, A. Lamminpää, S. Nevas, E. Ikonen, "Characterization of GaAsP trap detector for radiometric measurements in ultraviolet wavelength region", *Rev. Sci. Instrum.*, **76**, 033110 (2005) (5 pages).
19. T. Kūbarsepp, P. Kärhä, E. Ikonen, "Interpolation of the spectral responsivity of silicon photodetectors in the near ultraviolet," *Appl. Opt.*, **39**, 9-15 (2000).
20. A. Haapalinna, P. Kärhä, E. Ikonen, "Spectral reflectance of silicon photodiodes," *Appl. Opt.*, **37**, 729-732 (1998).
21. R. Goebel, S. Yilmaz and R. Pello, "Polarization dependence of trap detectors," *Metrologia*, **33**, 207-213 (1996).
22. E. Hecht, *Optics*, 4th ed. (Pearson Education, Delhi, 2002), lk. 114-115, 120.
23. T. Saito, K. Katori, and H. Onuki, "Characteristics of semiconductor photodiodes in the VUV region," *Phys. Scripta*, **41**, 783 (1990).
24. R. Köhler, R. Goebel, R. Pello, "Results of an international comparison of spectral responsivity of silicon photodetectors," *Metrologia*, **32**, 463-468 (1995/96).
25. L. P. Boivin, "Automated Absolute and Relative Spectral Linearity Measurements on Photovoltaic Detectors", *Metrologia*, **30**, 355-360 (1993).
26. J. Fischer, F. Lei, "Photodiode nonlinearity measurement with an intensity stabilized laser as a radiation source," *Appl. Opt.*, **32**, 4187-4190 (1993).
27. A. Bittar, "Extension of a silicon-based detector spectral-responsivity scale into the ultraviolet," *Metrologia*, **32**, 497-500 (1995/96).
28. N. M. Durant and N. P. Fox "A Physical Basis for the Extrapolation of Silicon Photodiode Quantum Efficiency into the Ultraviolet," *Metrologia*, **30**, 345-350 (1993).
29. T. M. Hunt, N. P. Fox, W. S. Hartree, and N. M. Durant, "Evaluating the performance of filter radiometers as a means of improving the uncertainty of ultraviolet measurements," *Metrologia*, **35**, 345 (1998).
30. D. E. Aspens, A. A. Studna, "Dielectric fuctions and optical parameters of Si, Ge, GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, and InSb from 1.5 to 6.0 eV," *Phys. Rev. B*, **27**, 985-1009 (1983).
31. V. M. Zolotarev, V. N. Morozov, E. V. Smirnova, "Spravotšnik: Optitšeskie postojannye prirodnyh i tehnišeskih sred," Leningrad, 1984, 76-77.

INVESTIGATION AND MODELLING OF THE SPECTRAL REFLECTANCE AND SPECTRAL TRANSMITTANCE OF THE GaAsP-BASED PHOTODETECTOR (SUMMARY)

In the present work the relative spectral reflectance and relative spectral responsivity of the light-trapping photodetector based on three Schottky type Au-GaAsP photodiodes was studied. The aim was to examine these quantities dependence on wavelength and polarization of light.

A physical model of the reflectance of a single photodiode as well as of the trap-detector and a model of the transmittance of the thin film layer on top of photodiodes was developed. In addition for physical parameters (the refraction indices of substances, the polarization of light) these models allows to take into account the misalignment of the diodes inside the trap-detector. The calculated reflection coefficient and the thin film transmission coefficient are essential for modelling the absolute responsivity of the trap-detector.

The experiment was carried out in cooperation with Helsinki University of Technology Metrology Research Institute who made available the use of experimental equipment. The measurements were performed in a way where the reflectance and responsivity of Au-GaAsP-detector was compared with the corresponding parameters of well-studied SiO₂/Si based trap-detector. The lightsources used where Ar⁺ ion laser at wavelengths 514 nm, 488 nm, 465 nm, 457.9 nm and He-Cd laser with wavelengths 442 nm and 325 nm. At all wavelengths the azimuth of the linearly polarized light was changed by steps of 3°-7.5° in range from 0° to 180°. Based on the results of this modelling the reflectance of correctly manufactured trap-detector does not depend on the state of polarization. The change in reflectance occurs when the photodiodes in the detector are misaligned. In the case of responsivity the dependence on polarization is mainly determined by the absorbtion in the thin film on top of photodiode. If the thin coating is non-absorptive, then the effect of polarization can only be caused by the misalignment of the photodiodes. Absorptive thin film on the contrary can cause changes in responsivity even when the photodiodes are aligned correctly. It is important to notice the amount of change in responsivity that is caused by two different effects. The influence of the absorptive 10 nm thick gold layer is approximately 22 times larger than the misalignment of photodiodes of about 1° used in modelling. Experimental data obtained for Au-GaAsP trap-detector relative to SiO₂/Si trap-detector are in good agreement with modelling.

LISA 1. GaP murdumisnäitajad

Optical properties of GaP.

E (eV)	$\langle \epsilon_1 \rangle$	$\langle \epsilon_2 \rangle$	n	k	R	$10^3 \alpha$ (cm ⁻¹)
1.500	10.102	0.000	3.178	0.000	0.272	0.00
1.600	10.299	0.000	3.209	0.000	0.275	0.00
1.700	10.459	0.000	3.234	0.000	0.278	0.00
1.800	10.639	0.000	3.262	0.000	0.282	0.00
1.900	10.860	0.000	3.295	0.000	0.286	0.00
2.000	11.114	0.000	3.334	0.000	0.290	0.00
2.100	11.390	0.000	3.375	0.000	0.295	0.01
2.200	11.702	0.001	3.421	0.000	0.300	0.04
2.300	12.067	0.011	3.474	0.002	0.306	0.36
2.400	12.496	0.025	3.535	0.004	0.312	0.86
2.500	12.996	0.046	3.605	0.006	0.320	1.63
2.600	13.621	0.082	3.691	0.011	0.329	2.94
2.700	14.475	0.209	3.805	0.027	0.341	7.52
2.800	15.342	0.923	3.919	0.118	0.352	33.42
2.900	15.889	1.463	3.990	0.183	0.360	53.90
3.000	16.601	1.832	4.081	0.224	0.369	68.26
3.100	17.532	2.304	4.196	0.275	0.380	86.28
3.200	18.717	2.923	4.339	0.337	0.394	109.25
3.300	20.231	3.854	4.518	0.426	0.410	142.64
3.400	22.248	5.398	4.751	0.568	0.431	195.80
3.500	24.833	8.268	5.050	0.819	0.458	290.40
3.600	27.354	14.787	5.406	1.368	0.496	499.04
3.700	20.509	25.243	5.149	2.451	0.530	919.21
3.800	11.040	21.496	4.196	2.562	0.500	986.69
3.900	9.826	17.920	3.890	2.303	0.467	910.55
4.000	9.652	16.454	3.790	2.171	0.452	880.10
4.100	9.669	15.756	3.752	2.100	0.444	872.59
4.200	9.833	15.490	3.754	2.063	0.441	878.38
4.300	10.145	15.609	3.792	2.058	0.442	896.99
4.400	10.583	16.163	3.867	2.090	0.449	932.14
4.500	11.073	17.343	3.978	2.180	0.461	994.27
4.600	11.294	19.506	4.113	2.371	0.482	1105.61
4.700	10.124	22.675	4.181	2.712	0.511	1291.94
4.800	6.915	25.149	4.062	3.096	0.539	1506.17
4.900	3.502	25.812	3.844	3.358	0.557	1667.57
5.000	0.218	26.580	3.661	3.631	0.580	1839.99
5.100	-4.628	26.571	3.342	3.975	0.614	2054.74
5.200	-9.408	23.558	2.825	4.170	0.647	2197.82
5.300	-12.316	18.744	2.249	4.168	0.678	2239.10
5.400	-11.967	13.829	1.778	3.889	0.689	2128.87
5.500	-10.266	10.974	1.543	3.556	0.677	1982.53
5.600	-8.785	9.520	1.444	3.297	0.657	1871.33
5.700	-7.669	8.575	1.385	3.096	0.637	1788.84
5.800	-6.790	7.911	1.348	2.934	0.618	1724.82
5.900	-6.096	7.436	1.327	2.803	0.600	1676.14
6.000	-5.521	7.041	1.309	2.690	0.583	1635.71

LISA 2. GaAs murdumisnäitajad

Optical properties of GaAs.

E (eV)	$\langle \epsilon_1 \rangle$	$\langle \epsilon_2 \rangle$	n	k	R	$10^3 \alpha$ (cm ⁻¹)
1.500	13.435	0.589	3.666	0.080	0.327	12.21
1.600	13.683	0.677	3.700	0.091	0.330	14.83
1.700	13.991	0.838	3.742	0.112	0.335	19.28
1.800	14.307	1.141	3.785	0.151	0.339	27.49
1.900	14.607	1.369	3.826	0.179	0.344	34.45
2.000	14.991	1.637	3.878	0.211	0.349	42.79
2.100	15.463	1.893	3.940	0.240	0.356	51.15
2.200	16.031	2.212	4.013	0.276	0.363	61.46
2.300	16.709	2.622	4.100	0.320	0.372	74.56
2.400	17.547	3.123	4.205	0.371	0.382	90.34
2.500	18.579	3.821	4.333	0.441	0.395	111.74
2.600	19.885	4.841	4.492	0.539	0.410	142.02
2.700	21.550	6.536	4.694	0.696	0.429	190.53
2.800	23.605	9.830	4.959	0.991	0.456	281.33
2.900	22.558	17.383	5.052	1.721	0.490	505.75
3.000	16.536	17.571	4.509	1.948	0.472	592.48
3.100	14.519	18.765	4.373	2.146	0.477	674.17
3.200	10.271	18.022	3.938	2.288	0.468	742.21
3.300	9.086	16.037	3.709	2.162	0.447	723.09
3.400	8.626	14.929	3.596	2.076	0.434	715.28
3.500	8.413	14.216	3.531	2.013	0.425	714.20
3.600	8.355	13.739	3.495	1.965	0.419	717.14
3.700	8.419	13.459	3.485	1.931	0.415	724.14
3.800	8.611	13.365	3.501	1.909	0.414	735.28
3.900	8.890	13.470	3.538	1.904	0.416	752.62
4.000	9.279	13.832	3.601	1.920	0.421	778.65
4.100	9.754	14.538	3.692	1.969	0.430	818.23
4.200	10.235	15.767	3.810	2.069	0.444	880.86
4.300	10.412	17.803	3.939	2.260	0.466	984.86
4.400	9.545	20.582	4.015	2.563	0.494	1143.26
4.500	6.797	22.845	3.913	2.919	0.521	1331.28
4.600	4.163	23.891	3.769	3.169	0.540	1477.66
4.700	1.030	24.835	3.598	3.452	0.565	1644.29
4.800	-3.045	25.196	3.342	3.770	0.596	1834.18
4.900	-8.023	23.393	2.890	4.047	0.633	2009.92
5.000	-11.515	18.563	2.273	4.084	0.668	2069.81
5.100	-11.156	13.677	1.802	3.795	0.676	1961.86
5.200	-9.578	11.143	1.599	3.484	0.661	1836.14
5.300	-8.350	9.758	1.499	3.255	0.644	1748.74
5.400	-7.435	8.806	1.430	3.079	0.628	1685.29
5.500	-6.705	8.123	1.383	2.936	0.613	1636.68
5.600	-6.107	7.593	1.349	2.815	0.599	1597.99
5.700	-5.589	7.182	1.325	2.710	0.584	1565.73
5.800	-5.171	6.882	1.311	2.625	0.571	1543.07
5.900	-4.876	6.587	1.288	2.557	0.562	1528.86
6.000	-4.511	6.250	1.264	2.472	0.550	1503.20