

## MASTER

Over de invloed van een elektrisch veld op en de polarisatie-afhankelijkheid van "gekoppelde" In<sub>1-x</sub>GaxAs-quantumputten : een onderzoek met fotoluminescentie-fotoluminescentie-excitatie- en fotostroommetingen

de Nooij, F.C.

*Award date:*  
2004

[Link to publication](#)

### **Disclaimer**

This document contains a student thesis (bachelor's or master's), as authored by a student at Eindhoven University of Technology. Student theses are made available in the TU/e repository upon obtaining the required degree. The grade received is not published on the document as presented in the repository. The required complexity or quality of research of student theses may vary by program, and the required minimum study period may vary in duration.

Verslag van een afstudeerwerk,  
Verricht aan de Technische Universiteit Eindhoven,  
Faculteit Technische Natuurkunde,  
Vakgroep Vaste Stof Fysica,  
Groep Halfgeleiderfysica.

**Over de invloed van een elektrisch veld op en  
de polarisatie-afhankelijkheid van  
"gekoppelde"  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ -quantumputten**

Een onderzoek met photoluminescentie-  
photoluminescentie-excitatie- en fotostroommetingen

F.C. de Nooij,  
oktober 1997

Afstudeerbegeleiders: Drs. B.H.P. Dorren,  
Dr. J.E.M. Haverkort,  
Dr. A.Yu. Silov.  
Afstudeerhoogleraar: Prof. Dr. J.H. Wolter.

## Samenvatting

In de ingenieuze telecommunicatiesystemen van de toekomst zitten optische schakelaars. Het schakelen kan met een elektrische spanning gebeuren, waardoor de brekingsindex van de schakelaar verandert. De brekingsindexverandering moet zo groot mogelijk zijn. Dat impliceert dat de roodverschuiving van de bandgap zo groot mogelijk moet zijn. Een 40 Å InGaAs/InP-quantumput heeft een roodverschuiving van minder dan 10 nm bij 100 kV/cm. Voor de onderzochte "gekoppelde" quantumputten, drie 27 Å InGaAs putten gescheiden door 11 Å InP barrières, blijkt deze roodverschuiving 100 nm bij 250 kV/cm te zijn. Verder is nog de polarisatie-afhankelijkheid van dit materiaal onderzocht door het percentage gallium te variëren van 54 % tot 59 %. Het blijkt dat 59 % gallium een polarisatie-onafhankelijke schakelaar oplevert.

# Inhoudsopgave

1. Inleiding	3
2. Theorie	6
2.1 Quantum Confined Stark Effect (QCSE)	6
2.2 Roosterspanning	8
2.3 De bandenstructuur	14
2.4 Bandvulling	15
2.4.1 Persistente fotogeleiding	17
2.5 Excitonen	23
3. Meetmethoden	26
3.1 Photoluminescentie-metingen (PL)	26
3.1.1 De Stokes-shift	27
3.2 Photoluminescentie-Excitatie-metingen (PLE)	28
3.3 Fotostroom-metingen (Photocurrent, PC)	29
4. De berekening van het absorptiespectrum	35
5. De experimentele opzet	43
5.1 Het lasersysteem	43
5.2 De metingen	44
5.2.1 PL- en PLE-metingen aan de voorkant van het preparaat	44
5.2.2 PL- en PLE-metingen aan de gekliefde kant van het preparaat	46
5.2.3 Metingen met een spanning over het preparaat.	46
5.2.4 PC-metingen	47
5.2.5 Plaatsing van het preparaat in de opstelling	48
5.3 De gebruikte preparaten	49
6. Eerste resultaten	51
7. Resultaten van preparaat C482	55
8. Resultaten van preparaat C483	60
9. Resultaten van preparaat C485	65
10. Conclusies en aanbevelingen	67

10.1 Conclusies	67
10.2 Aanbevelingen	68
11. Literatuurlijst	70
12. Gebruikte apparatuur	72
13. Appendix 1	74
13.1 Het computerprogramma	74

## 1. Inleiding

In de ingenieuze telecommunicatiesystemen van de toekomst zitten optische schakelaars, die aan een aantal eisen moeten voldoen. Zo mogen ze maximaal 1 mm lang zijn. De schakelaar moet namelijk samen met andere elementen op één chip passen. Het verlies van het signaal in de schakelaar moet kleiner dan 1 dB zijn. De schakelsnelheid moet groter dan 10 Gbit/seconde zijn. Een andere belangrijke eis is dat de schakelaar bij een golflengte van  $\lambda = 1550$  nm moet werken. Dit is omdat bij deze golflengte de optische verliezen in de glasfibers, waarin het transport van het signaal plaatsvindt, het kleinste zijn. Een laatste punt is dat het schakelgedrag voor beide polarisatierichting van het inkomende licht hetzelfde moet zijn.

Het materiaal voor deze schakelaars wordt in de groep Halfgeleiderfysica met Chemical Beam Epitaxy (CBE) gegroeid. Voor deze afstudeeropdracht is naar het optische gedrag van het materiaal zelf gekeken, d.w.z. dat er gekeken is naar het absorptiegedrag van het materiaal als functie van de excitatiebundel met golflengte  $\lambda$ . Het materiaal is een *p-i-n*-structuur met "gekoppelde" InGaAs/InP-quantumputten in de actieve laag. Dit is een drietal InGaAs/InP-quantumputten van 27 Å dik die door 11 Å dikke InP-barrières zijn gescheiden. De "gekoppelde" quantumput heeft dezelfde bandgap als een 40 Å quantumput en is transparant voor licht met een golflengte van  $\lambda = 1550$  nm. Het schakelen gebeurt met een elektrische spanning. Door die spanning ontstaat een brekingsindexverandering. Deze verandering moet groot zijn om de lengte van de schakelaar klein te houden [DOR97]. De brekingsindexverandering kan worden geoptimaliseerd door de roodverschuiving t.g.v. het Quantum Confined Stark Effect (QCSE) zo groot mogelijk te maken. De roodverschuiving in een 40 Å quantumput is echter zeer klein: minder dan 10 nm bij  $10^5$  V/cm. Voor een dikkere quantumput is het QCSE veel sterker waardoor de roodverschuiving groter wordt: voor de "gekoppelde" quantumputten is een roodverschuiving van 100 nm bij  $10^5$  V/cm gemeten. Om de polarisatie-afhankelijkheid te bekijken is het percentage galium in de quantumputten gevarieerd met 54 %, 56 % en 59 %. Het blijkt dat bij 57 % de bandgap

voor de TE- en de TM-mode bij dezelfde energie ligt. De schakelaar zelf is polarisatie-onafhankelijk bij een galium percentage van 59 %.

De preparaten zijn met photoluminescentie-, photoluminescentie-excitatie- en fotostroommetingen onderzocht, waarbij ook de propagatie- en de polarisatierichting van het licht en het elektrische veld over het preparaat gevarieerd zijn. In het bijzonder is er hierbij gelet op verschillen tussen photoluminescentie-excitatie-metingen en fotostroommetingen, omdat je verwacht dat deze metingen identieke resultaten opleveren. Dit laatste bleek niet het geval te zijn. De photoluminescentie-excitatie-meting had een Stokes' shift t.o.v. de photoluminescentie-meting ( $E_{\text{gap, PLE}} > E_{\text{gap, PL}}$ ) en de fotostroommeting had een "negatieve Stokes' shift t.o.v. de photoluminescentie ( $E_{\text{gap, PC}} > E_{\text{gap, PL}}$ ). Ook vertoonde de bandgap van de photoluminescentie-excitatie-meting, net als de piek van de photoluminescentie-meting, geen verschuiving onder invloed van een extern elektrisch veld, terwijl de bandgap van de fotostroommetingen wel een verschuiving heeft. Eerdere metingen aan ongedoteerde quantumputten lieten een Persistent PhotoConductivity (PPC) effect zien. In dit verslag zal een model worden besproken dat een mogelijke verklaring vormt voor de "negatieve Stokes' shift" en een aantal andere onbegrepen verschijnselen.

De opbouw van het verslag is als volgt:

In hoofdstuk 2 wordt de theorie beschreven die nodig is voor het begrijpen van de experimenten en de resultaten.

In hoofdstuk 3 worden de drie (photoluminescentie-, photoluminescentie-excitatie- en fotostroommetingen) theoretisch behandeld.

In hoofdstuk 4 staat de berekening van het absorptiespectrum. Deze berekening wordt gebruikt om het ontwerp van de schakelaar verder te optimaliseren.

In hoofdstuk 5 staat de experimentele opzet.

In hoofdstuk 6 tot en met 9 staan de resultaten van de metingen. De resultaten worden, naast een algemeen deel, naar de drie preparaten opgesplitst.

In hoofdstuk 10 staan de conclusies en aanbevelingen.

Daarna volgen nog de literatuurlijst (hoofdstuk 11), een lijst met gebruikte apparatuur (hoofdstuk 12) en de appendix met het computerprogramma (hoofdstuk 13).



## 2. Theorie

### 2.1 Quantum Confined Stark Effect (QCSE)

Omdat de uiteindelijke schakelaar geschakeld wordt met een elektrisch veld, is het belangrijk het optische gedrag van de schakelaar als functie van het elektrische veld te kennen. De schakelaar moet een grote bandgapverschuiving hebben en moet een scherpe bandgap bij een grote aangelegde externe spanning ( $\sim 10^5$  V/cm) hebben. Dat kan als gebruik gemaakt wordt van het Quantum Confined Stark Effect (QCSE), dat beschreven is door Miller *et al.*, [MIL84] en [MIL85].

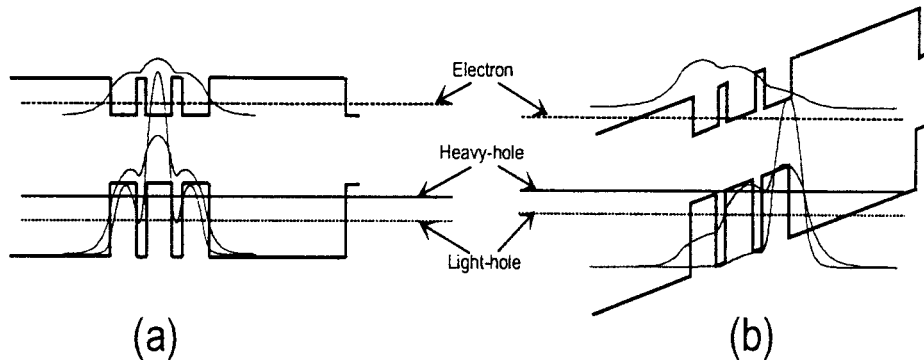
Het QCSE of het longitudinale Stark effect ontstaat als loodrecht op een quantumput, d.w.z. evenwijdig aan de groeirichting (= z-richting), een elektrisch veld wordt gezet. Door dit elektrische veld verandert de bandenstructuur van de quantumput, zie figuur 2.1 Zonder elektrisch veld zijn de golffuncties van de gaten en de elektronen in het midden van de quantumput gelokaliseerd. Door het elektrisch veld veranderen de golffuncties van vorm. De elektronen zullen links in de quantumput gelokaliseerd worden, de gaten worden rechts in de quantumput gelokaliseerd. Tegelijk neemt de effectieve bandgap af door een verschuiving in de opsluitenergieniveaus. Met tweede orde storingstheorie op een oneindig quantumput in een elektrisch veld is de energieverhuizing van de grondtoestand berekend onder de aanname dat [BAS83]:

$$|e|FL \ll \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^*L}, \quad (2.1)$$

waarin  $F$  het elektrische veld loodrecht op de quantumput is en  $m^*$  de effectieve massa in een oneindige quantumput met lengte  $L$ . De uitkomst van deze berekening toont een energieverhuizing van de grondtoestand:

$$\Delta E_1^{(2)} = -C_{\text{stoor}} \frac{m^* e^2 F^2 L^4}{\hbar^2} \quad (2.2)$$

met  $C_{\text{stoor}}$  een konstante. Deze benadering is slechts geldig voor 100 Å InP/InGaAs quantumputten tot velden van ongeveer 40 kV/cm. De benadering wordt echter vaak gebruikt om een eerste indicatie van de roodverschuiving te geven. De energieverhuiving van de grondtoestand neemt dus met de vierde macht van de lengte van de quantumput en de tweede macht van het elektrische veld toe. De verschuiving  $\Delta E_1$  kan bij grote velden ( $\sim 10^5$  V/cm) groter zijn dan de opsluitenergie  $E_1$  als er geen veld is.  $E_1$  kan zelfs negatief worden en is dan lager dan de oorspronkelijke putdiepte [MIL85]. Omdat hetzelfde voor de gaten geldt, hebben de  $e1-hh$ - en de  $e1-lh$ -overgangen een lagere energie. Dat betekent dus dat de bandgap van de quantumput door het aanleggen van een elektrisch veld loodrecht op de quantumput bij een lagere energie, en dus grotere golflengte, komt te liggen.



Figuur 2.1: De verandering van de golffuncties als er een elektrisch veld over de quantumput wordt gezet.

Bij kleine elektrische velden, d.w.z. dat de verschuiving van het elektron in de quantumput evenredig is met het veld, is er sprake van de quadratische Stark verschuiving. Bij grotere velden is er sprake van een lineaire Stark verschuiving. Omdat het elektron en het gat opgesloten zitten in de quantumput, blijven er overgangen tussen de elektronen- en gatenniveaus mogelijk. Bij nog grotere velden wordt de quantumput zo "scheef" getrokken dat de ladingdragers niet meer in de quantumput gelokaliseerd zijn, maar door de barrière naar het continuüm van de barrière tunnelen, zie figuur 2.2. De tunneling van het elektron door de barrière wordt pas belangrijk als geldt dat [BAS83]:

$$eF\kappa_c^{-1} > V_e - E_1^{(0)} \quad (2.3)$$

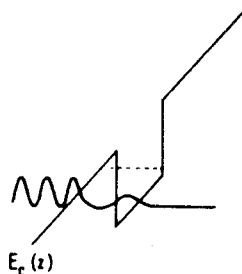
met  $F$ : elektrisch veld

$\kappa_c^{-1}$ : karakteristieke penetratielengte van de grondtoestand in de barrière als er geen veld is

$V_e$ : conductieband-offset

$E_1^{(0)}$ : energieniveau als er geen veld is.

Dat betekent dat zeer grote velden ( $\sim 10^5$  V/cm) aangelegd kunnen worden zonder dat het elektron en het gat uit elkaar worden getrokken en door de barrières tunnelen. Dit in tegenstelling tot bulkmateriaal waar het elektron al bij velden met een grootte van slechts enkele malen het klassieke ionisatie veld ( $\equiv E_b/8ea$ , met  $E_b$  de bindingsenergie zonder veld en  $a$  de Bohrradius) geïoniseerd wordt [MIL84]. Het gat en het elektron zitten dus opgesloten in quantumput, vandaar de naam Quantum Confined Stark Effect.

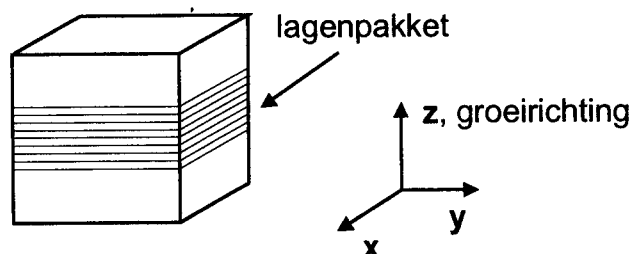


Figuur 2.2: Bij zeer grote velden wordt de quantumput zo "scheef" getrokken dat de ladingdragers uit de quantumput tunnelen.

## 2.2 Roosterspanning

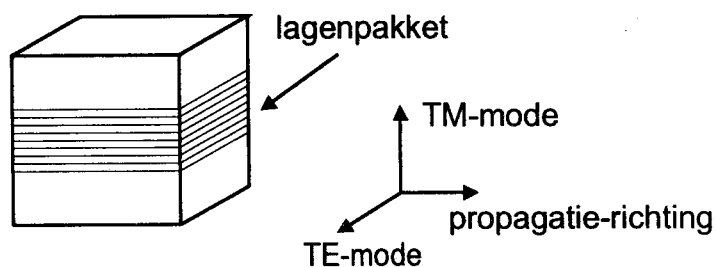
Normaal zijn schakelaars gebaseerd op het QCSE polarisatie-afhankelijk. Dat betekent dat als het licht op een vlak loodrecht op de groeirichting invalt het gedrag van de schakelaar voor beide polarisatie-richtingen verschilt. Dit verschil komt voort uit de aanwezigheid van translatie invariantie in het vlak loodrecht op de groeirichting en de afwezigheid van translatie invariantie in het vlak evenwijdig aan de groeirichting. In figuur 2.3 staat de definitie voor de asrichtingen van een preparaat. Er is geen verschil

voor licht dat van de x- of van de y-richting invalt. De schakelaar wordt altijd vanuit één van deze twee richtingen belicht. Licht dat evenwijdig aan de groeirichting invalt vertoont geen polarisatie-afhankelijkheid.



Figuur 2.3: De asrichting voor een preparaat.

De schakelaar moet polarisatie-onafhankelijk zijn. Dat betekent dat de brekingsindexverandering  $\Delta n$  door een veranderd extern elektrisch veld voor de TE- en TM-mode gelijk moet zijn. Zie figuur 2.4 voor de definitie van de TE- en de TM-mode.

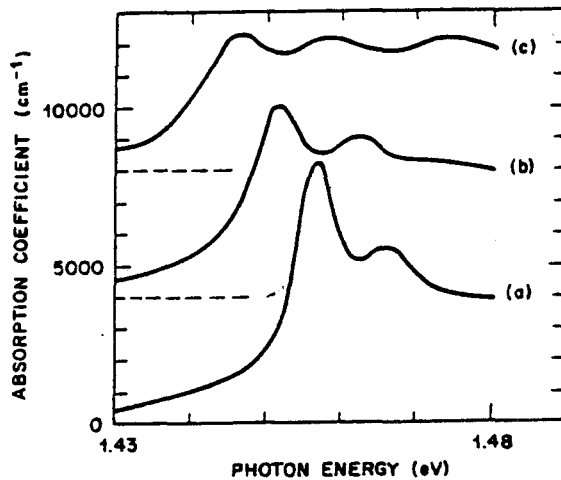


Figuur 2.4: Definitie voor de TE- en de TM-mode.

Voor een polarisatie-onafhankelijke schakelaar moet de brekingsindexverandering  $\Delta n$  voor beide polarisatierichtingen gelijk zijn. De brekingsindexverandering  $\Delta n$  wordt bepaald door de verandering in het absorptiespectrum  $\Delta\alpha$ . Beide grootheden zijn aan elkaar gekoppeld door de Kramers-Kronig-relatie [MIL87]:

$$\Delta n(\omega) = \frac{c}{\pi} P \int_{\omega_2}^{\omega_1} \frac{\Delta\alpha(\omega') d\omega'}{(\omega')^2 - (\omega)^2} \quad (2.4)$$

Het absorptiespectrum wordt onder andere bepaald door de oscillatorsterkte van de overgangen, de energie waarbij de overgangen plaatsvinden en het aantal toegestane overgangen. Omdat het absorptiespectrum verandert door een veranderend elektrisch veld ontstaat er een brekingsindexverandering  $\Delta n$ . In figuur 2.5 staat een voorbeeld voor een veranderend absorptiespectrum. Voor een polarisatie-onafhankelijke schakelaar hoeft de bandgap voor de TE- en de TM-mode niet hetzelfde te zijn. Het verschil in de ligging van de bandgap moet echter minimaal zijn.



Figuur 2.5: Voorbeeld van een absorptiespectrum dat veranderd onder invloed van een aangelegd elektrisch veld. (a)  $\approx 1 \times 10^4$  V/cm, (b)  $\approx 4,7 \times 10^4$  V/cm en (c)  $\approx 7,3 \times 10^4$  V/cm (overgenomen uit [MIL85]).

In tabel 2.I staan polarisatie-selectieregels voor interbandovergangen. Bij belichting van de schakelaar evenwijdig aan de quantumputten is er verschil in de oscillatorsterkte van de overgangen tussen TE-polarisatie en TM-polarisatie. Bij TE-polarisatie zijn zowel elektron-zware gatenovergangen als elektron-lichte gatenovergangen toegestaan. Bij TM-polarisatie zijn echter alleen elektron-lichte gatenovergangen toegestaan.

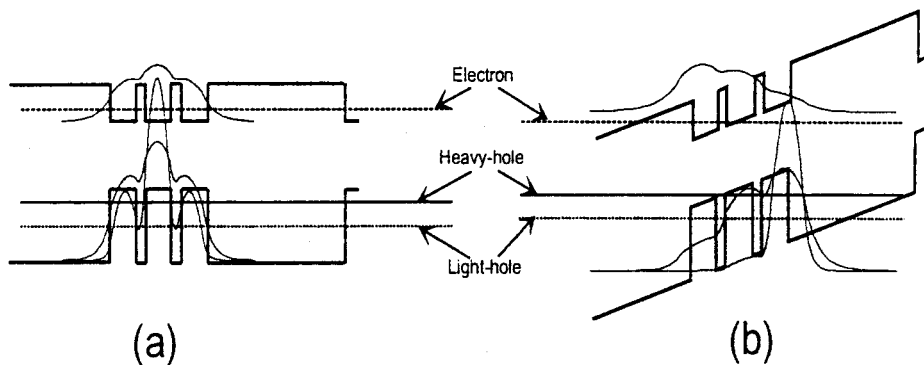
Polarisatie	$\alpha_x$	$\alpha_y$	$\alpha_z$	type overgang
Propagatie parallel z	$\frac{\Pi}{\sqrt{2}}$	$\frac{\Pi}{\sqrt{2}}$	niet mogelijk	$HH_n \rightarrow E_m$
Propagatie parallel x	niet mogelijk	$\frac{\Pi}{\sqrt{2}}$	verboden	$HH_n \rightarrow E_m$
Propagatie parallel y	$\frac{\Pi}{\sqrt{2}}$	niet mogelijk	verboden	$HH_n \rightarrow E_m$
Propagatie parallel z	$\frac{\Pi}{\sqrt{6}}$	$\frac{\Pi}{\sqrt{6}}$	niet mogelijk	$LH_n \rightarrow E_m$
Propagatie parallel x	niet mogelijk	$\frac{\Pi}{\sqrt{6}}$	$\frac{2\Pi}{\sqrt{6}}$	$LH_n \rightarrow E_m$
Propagatie parallel y	$\frac{\Pi}{\sqrt{6}}$	niet mogelijk	$\frac{2\Pi}{\sqrt{6}}$	$LH_n \rightarrow E_m$
Propagatie parallel z	$\frac{\Pi}{\sqrt{3}}$	$\frac{\Pi}{\sqrt{3}}$	niet mogelijk	$(\Gamma_7)_n \rightarrow E_m$
Propagatie parallel x	niet mogelijk	$\frac{\Pi}{\sqrt{3}}$	$\frac{\Pi}{\sqrt{3}}$	$(\Gamma_7)_n \rightarrow E_m$
Propagatie parallel y	$\frac{\Pi}{\sqrt{3}}$	niet mogelijk	$\frac{\Pi}{\sqrt{3}}$	$(\Gamma_7)_n \rightarrow E_m$

Tabel 2.I: Polarisatie-selectieregels voor interbandovergangen (overgenomen uit [BAS88]).

In figuur 2.6 staan de energieniveaus en de bijbehorende golffuncties voor een lattice-matched gekoppelde quantumput (CQW). Deze putten worden zo genoemd, omdat de golffuncties uit de drie afzonderlijke putten zeer goed met elkaar koppelen. Dit wordt verder behandeld in par 2.3. In figuur 2.6 zien we dat de zware gaten een lagere opsluitenergie hebben dan de lichte gaten. Dat betekent dat de elektron-zware gatenovergang (el-hh) bij een lagere energie plaatsvindt dan de elektron-lichte gatenovergang (el-lh). De bandgap voor TE-polarisatie ligt dus bij een lagere energie dan

de bandgap voor TM-polarisatie. Het energieverval in de bandgap is de oorzaak van het polarisatie-afhankelijke gedrag van een schakelaar.

Een elektrisch veld (dit kan zowel een intern als een extern elektrisch veld zijn) verandert de ligging van de golffuncties in de CQW en daarmee ook de energieniveaus. Dit wordt in hoofdstuk 4 verder behandeld. Op dit moment volstaat het om te concluderen dat zowel de el-hh-overgang als de el-lh-overgang met elektrisch veld over de CQW bij lagere energieën plaatsvindt dan zonder elektrisch veld. En dat het hh-niveau en het lh-niveau dicht bij elkaar liggen dan wanneer er geen elektrisch veld over de CQW staat. De CQW wordt echter niet polarisatie-onafhankelijk door het aanleggen van een elektrisch veld.



Figuur 2.6: Elektron-, lichte en zware gatengolffuncties voor een CQW, (a) zonder elektrisch veld en (b) met een elektrisch veld van 75 kV/cm.

Vaak wordt getracht om een polarisatie-onafhankelijke schakelaar te maken door roosterspanning (Eng: strain) in de actieve laag aan te brengen. Er wordt dan tensile strain op de quantumputten aangebracht [WAN90], [AIZ94]. Stel, op een kristallijne laag met roosterconstante  $a_1$  wordt een tweede kristallijne laag met roosterconstante  $a_2$  gegroeid. Als beide roosterconstantes aan elkaar gelijk zijn, is er sprake van lattice-matched materiaal. Deze situatie is in de vorige twee alinea's besproken. Als roosterconstante  $a_2$  groter is dan roosterconstante  $a_1$ , dan is er sprake van compressive strain ("drukspanning"). Als roosterconstante  $a_1$  groter is dan roosterconstante  $a_2$  dan is er sprake van tensile strain ("rekspanning").

De roosterkonstante van  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$  hangt van de compositie af [NAH78] en wordt bepaald met Vegard's law:

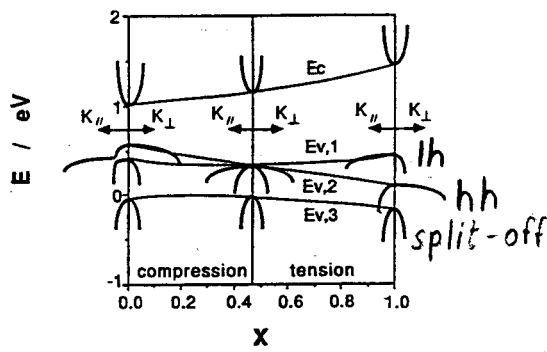
$$a(\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}) = xa(\text{GaAs}) + (1-x)a(\text{InAs}). \quad (2.5)$$

Een  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ -laag met  $x = 0,47$  is lattice-matched met InP. Door het percentage Ga te verhogen wordt de roosterkonstante van InGaAs kleiner en ontstaat er een InGaAs-laag met tensile strain.

In bulk InGaAs dat lattice-matched op een InP-laag gegroeid is, zijn de lichte gaten en de zware gaten energieniveaus gedegenererd. In een lattice-matched quantumput van InGaAs is die degeneratie opgeheven, omdat door een verschil in effectieve massa's de opsluitenergie voor lichte en zware gaten verschillend is.

De hydrostatische component van de tensile strain laat de effectieve bandgap in een quantumput toenemen, terwijl de shear component van de tensile strain het verschil in het lichte gaten en het zware gaten energieniveau doet afnemen en zelfs het lichte gaten energieniveau boven het zware gaten energieniveau kan brengen. In figuur 2.7 staan de effecten op de bandenstructuur voor  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}/\text{InP}$  heterostructuren met  $100 \text{ \AA}$  dikke  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$  lagen weergegeven. In de gebruikte CQW ligt voor  $x = 0,47$  het lh-niveau onder het hh-niveau. Omdat de effecten van de strain onafhankelijk van de putbreedte zijn, zal voor de CQW het lh-niveau bij voldoende strain net boven het hh-niveau liggen. Door de bandgaps van de TM- en de TE-mode op de juiste manier van elkaar te positioneren, kan een polarisatie-onafhankelijke schakelaar gemaakt worden.





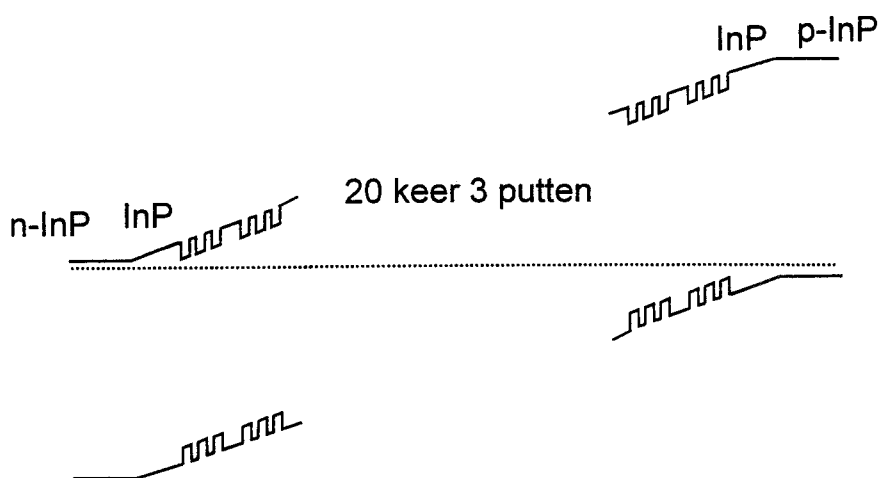
Figuur 2.7: Strain effecten op de bandenstructuur voor  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}/\text{InP}$  heterostructuren met  $0 < x < 1$ .  $K_{\parallel}$  is evenwijdig aan de groeirichting en  $K_{\perp}$  staat daar loodrecht op (overgenomen uit [WAN90]).

### 2.3 De bandenstructuur

Het ontwerp van de schakelaar is een pin-junctie, zie figuur 2.8. Dat houdt in dat het actieve gebied van de schakelaar, dat in het intrinsieke deel zit, wordt ingesloten door een p-gedoteerde en een n-gedoteerde laag. Door deze gedoteerde lagen kan men, nadat kontakten op de gedoteerde lagen zijn aangebracht, een extern elektrisch veld over het intrinsieke deel aanleggen. De p- en n-laag bestaan uit InP. Het intrinsieke deel bestaat uit InP met InGaAs-quantumputten. Het intrinsieke stuk wordt aan beide kanten afgesloten met een  $0,2 \mu\text{m}$  dikke InP-laag. Deze lagen moeten de overlap van de optische mode met de gedoteerde lagen minimaliseren. Als de optische mode volledig overlapt met een p-gedoteerde laag ontstaat er een demping van  $20 \text{ dB/cm}$  door vrije ladingdragersabsorptie, voor een n-gedoteerde laag is de demping  $2 \text{ dB/cm}$  [DOR97]. Deze demping is voor de werking van de schakelaar te hoog. Vandaar dat het actieve stuk wordt afgesloten door de  $0,2 \mu\text{m}$  dikke InP-lagen.

Het actieve gebied bestaat verder uit 20 identieke gekoppelde quantumputten. Iedere gekoppelde quantumput heeft drie  $27 \text{ \AA}$  dikke InGaAs-quantumputten die door  $11 \text{ \AA}$  dikke InP-barrières van elkaar worden gescheiden. Door de dunne barrières koppelen de golffuncties uit de drie quantumputten zeer goed met elkaar. Daarom heet dit een gekoppelde quantumput (CQW). De gekoppelde quantumputten worden afgesloten met een  $155 \text{ \AA}$  dikke InP-barrière. Het geheel heeft een bandenstructuur die in figuur 2.8 staat

weergegeven. Tijdens het ontwerpen van de schakelaar is gekozen voor de gekoppelde quantumputten. Door de eis dat de schakelaar moet werken bij  $\lambda = 1550$  nm wordt de bandgap van de quantumput vastgelegd. Voor een enkele InP/InGaAs-quantumput moet dan een 40 Å dikke quantumput gekozen worden. Het nadeel van deze dunne put is dat de verschuiving van de bandgap erg klein is, omdat het QCSE kwadratisch toeneemt met de putbreedte. Voor een grote verschuiving is dus een dikkere quantumput vereist. Een dikkere quantumput heeft echter niet de juiste bandgap. Met een gekoppelde quantumput zijn beide eigenschappen, namelijk een grote verschuiving van de bandgap en een juiste golflengte voor de bandgap, te combineren.



Figuur 2.8: De bandenstructuur van de schakelaar. De actieve laag zit in het intrinsieke deel dat opgesloten zit tussen een n- en een p-gedoteerde laag.

## 2.4 Bandvulling

Bandvulling is het effect dat je door excitatie de conductiebanden vult met elektronen en de valentiebanden met gaten. Door bandvulling ontstaat bandgap-renormalisatie.

Bandgap-renormalisatie is het verschijnsel dat de bandgap naar lagere energieën verschuift. Door deze processen verandert het absorptiespectrum.

Volgens [HUN93] is de absorptiecoëfficiënt in bulkmateriaal dichtbij de bandgap gelijk aan de som van de exciton en de interbandbijdrage:

$$\alpha(\hbar\omega) = \alpha_{\text{ex}}(\hbar\omega) + \alpha_{\text{ib}}(\hbar\omega). \quad (2.6)$$

Met de aannames dat de banden parabolisch zijn en er één enkele effectieve valentieband is, kan de interband absorptie geschreven worden als:

$$\alpha_{\text{ib}}(\hbar\omega, \rho) = \alpha_0 \times \text{CEF}(\hbar\omega, \rho) \times \sqrt{\hbar\omega - E_{\text{gap}}(\rho)} \times \{1 - f_e[\Delta E_e(\hbar\omega)] - f_h[\Delta E_h(\hbar\omega)]\} \quad (2.7)$$

met  $E_{\text{gab}}$ : de bandgap in de aanwezigheid van een elektronen-gaten plasma met dichtheid  $\rho$ ,

$\text{CEF}(\hbar\omega, \rho)$ : de Coulomb enhancement factor

$f_e$  en  $f_h$ : de verdelingsfuncties voor de elektronen en de gaten bij de respectievelijke exces-energieën  $\Delta E_e(\hbar\omega)$  en  $\Delta E_h(\hbar\omega)$ .

$\alpha_0$ : konstante

De absorptie door de excitonen wordt gerepresenteerd door een serie discrete overgangen:

$$\alpha_{\text{ex}}(\hbar\omega) = 4\pi\alpha_0 R_H^{3/2}(\rho) \times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^3} \frac{\Gamma(\rho) / \pi}{\left(\hbar\omega - E_{\text{gap}}(\rho, \Gamma) - \frac{R_H(\rho)}{n^2}\right)^2 + \Gamma(\rho)^2} \quad (2.8)$$

met  $R_H(\rho)$ : de exciton Rydberg konstante in de aanwezigheid van een elektronen-gaten plasma.  $R_H(0)$  is de exciton Rydberg konstante van materiaal dat niet geëxciteerd is.

$\Gamma(\rho)$ : een verbredingsfactor

Omdat de absolute positie van het laagste exciton niveau niet schuift onder invloed van bandvulling, kan veronderstelt worden dat de afname in de bindingsenergie van het

exciton evenredig is met de afname van de energie van de bandgap door de bandgap renormalisatie:

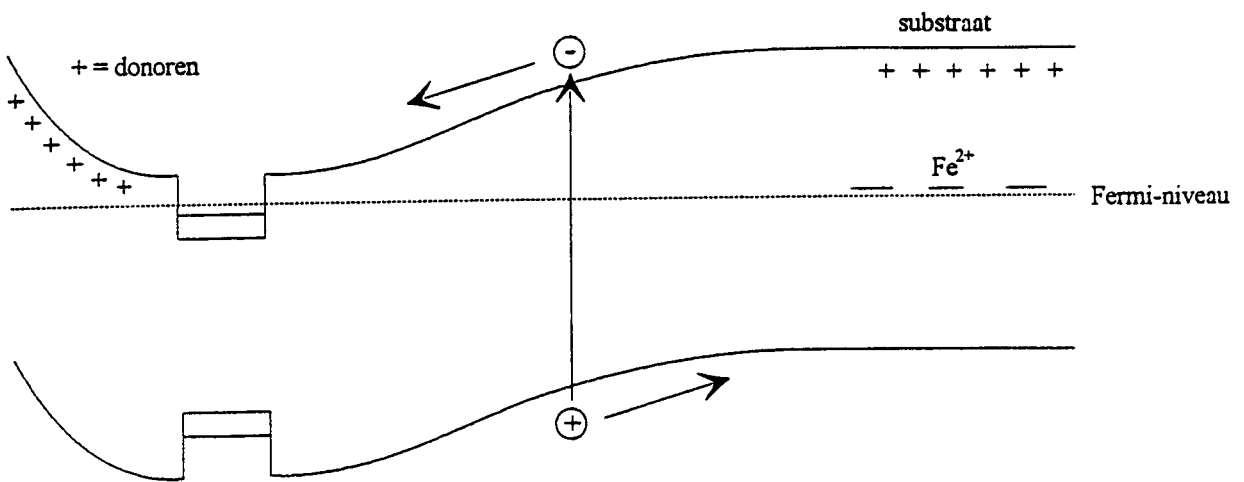
$$R_H(\rho) = \begin{cases} R_H(0) + \Delta E_{\text{gap}} & \text{als } R_H(0) + \Delta E_{\text{gap}} \geq 0 \\ 0 & \text{als } R_H(0) + \Delta E_{\text{gap}} < 0 \end{cases} \quad (2.9)$$

Bedenk dat  $\Delta E_{\text{gap}}$  negatief is en dat er geen gebonden excitonen bestaan als  $R_H=0$ . M.a.w. het exciton is gescreend als  $\Delta E_{\text{gap}} > R_H(0)$ .

#### 2.4.1 Persistente fotogeleiding

In veel halfgeleidersystemen is persistente fotogeleiding ( Eng.: Persistent PhotoConductivity, PPC) waargenomen voor  $T < 100$  K. Dat houdt in dat door belichting de geleiding toeneemt en dat de geleiding niet naar de oorspronkelijke waarde terugkeert nadat de belichting is gestopt. De geleiding ontstaat doordat een geëxciteerd elektron door een potentiaalbarrière wordt verhinderd om te recombineren of "ingevangen" te worden door een diep centrum (DX).

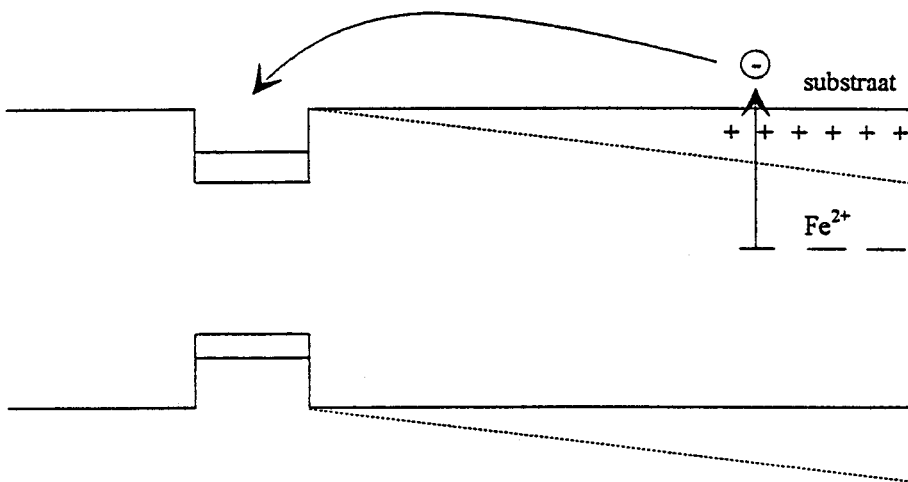
In InP/InGaAs-systemen moet PPC worden toegeschreven aan een mechanisme op macroscopische schaal, omdat in bulk InP en in bulk InGaAs geen PPC wordt waargenomen. Voor n-gedoteerde InP/InGaAs-heterojuncties wordt door [KAN86] een mechanisme voor PPC voorgesteld. Hieruit kan het volgende schema worden afgeleid voor PPC in n-gedoteerde InGaAs/InP-quantumputten, zie figuur 2.9.



Figuur 2.9: Schema voor PPC in n-gedoteerde InGaAs/InP-quantumputten.

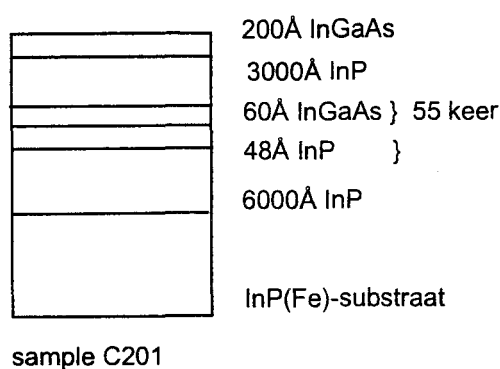
Het Fermi-niveau zit aan het oppervlak en in het substraat in het midden van de bandgap "gepind". In de InP-barrière ligt het Fermi-niveau op het donorniveau. Een elektron dat in het InP geëxciteerd wordt valt in de quantumput, terwijl het gat naar het substraat wordt getrokken. Hetzelfde geldt voor de elektronen die vrijkomen als het ijzer in het substraat wordt aangeslagen. Door de ladingsscheiding ontstaat er een elektrisch veld waardoor de bandbuiging minder wordt en het proces na enige tijd stopt.

Voor ongedoteerde InGaAs/InP-quantumputten geldt een ander proces en is figuur 2.10 beter van toepassing.



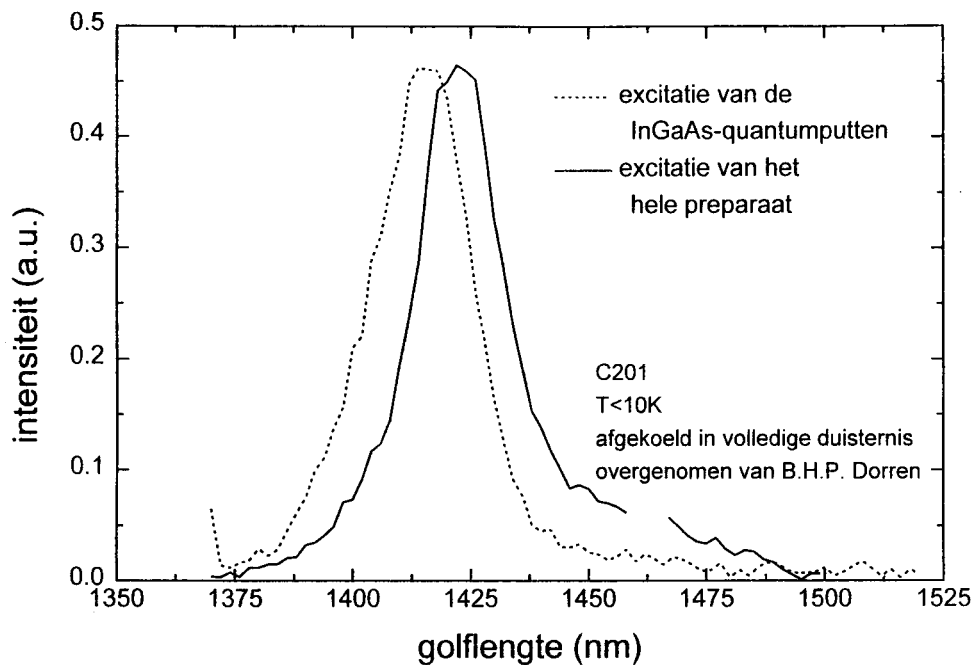
Figuur 2.10: Schema voor PPC in ongedoteerde InGaAs/InP-quantumputten.

Het Fermi-niveau ligt in het hele preparaat in het midden van de bandgap. Vrije ladingdragers die in het InP gecreëerd worden, zullen in de quantumput vallen en recombineren. Elektronen die vrijkomen als het ijzer geïoniseerd wordt, zullen de quantumput vullen. De ladingsverdeling buigt de banden via de stippellijn, waardoor de geëxciteerde elektronen na enige tijd de put niet meer kunnen bereiken. Metingen aan preparaat C201 door B.H.P.Dorren geven aanwijzingen voor het bestaan van PPC. Dit preparaat bestaat uit een ijzer gedoteerd substraat en 55 keer een 60 Å InGaAs-quantumput, zie figuur 2.11.



Figuur 2.11: Structuur van preparaat C201.

Preparaat C201 heeft dus de structuur uit figuur 2.10. In figuur 2.12 staan photoluminescentie- (PL-) metingen voor dit preparaat. (Bij deze metingen worden elektronen geëxciteerd en wordt de recombinatie-energie van de elektronen met de gaten gedetecteerd, zie par 3.1.) Het preparaat is tot  $T < 10$  K afgekoeld in volledige duisternis. Vervolgens is er een PL-meting gedaan (de gestippelde lijn) waarbij er alleen excitatie in de InGaAs-quantumputten plaatsvond. Daarna is de verlichting in de kamer aangedaan en hierdoor werd het ijzer in het substraat geïoniseerd. De vrijgekomen elektronen vullen de quantumputten (dit is bandvulling) waardoor er bandgaprenormalisatie plaatsvindt. De PL-piek krijgt daardoor een roodverschuiving. Hierna is de tweede meting gedaan (de doorgetrokken lijn) en de PL-piek vertoont inderdaad een roodverschuiving van 8 nm. Deze verschuiving is de aanwijzing voor het bestaan van PPC.



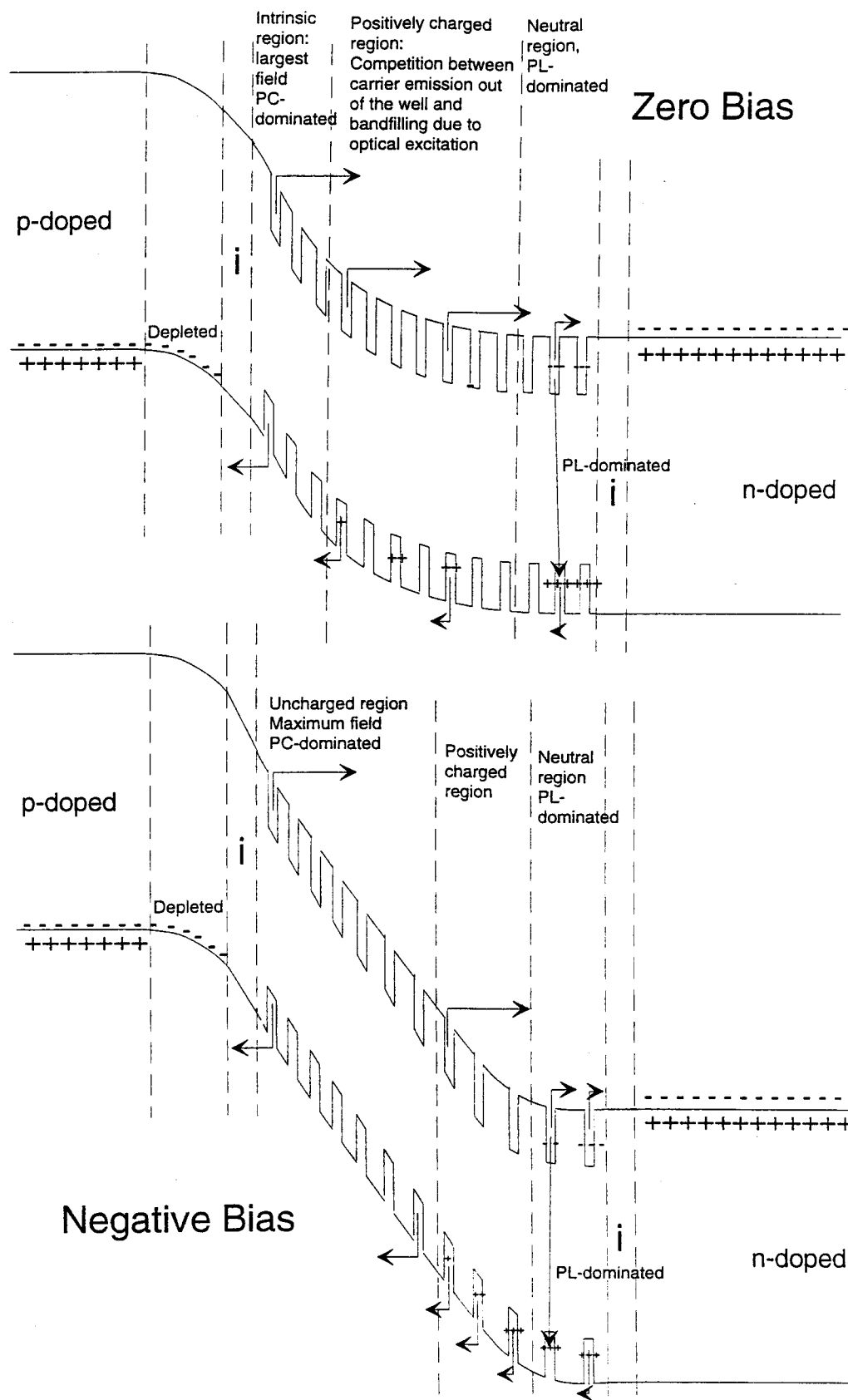
Figuur 2.12: PL-metingen aan preparaat C201. Bij de eerste meting is het ijzer in het substraat niet geïoniseerd, bij de tweede meting wel. De verschuiving van de PL-piek is een aanwijzing voor het bestaan van PPC.

Voor de voor de p-i-n-gedoteerde structuren waaraan ik gemeten heb, zijn zowel het eerste als het tweede model niet geldig. Er is een poging gedaan om PPC aan te tonen door een preparaat in een verduisterde kamer af te koelen en vervolgens een PL-meting te doen. Het resultaat van deze meting verschilde niet met een meting die gedaan is aan een preparaat dat niet in een verduisterde kamer is afgekoeld. Er is dus geen PPC waargenomen. Omdat uit de metingen blijkt dat de bandgap voor de fotostroom (PC) bij een hogere golflengte ligt dan de bandgap voor de PL (de verwachting is dat dit omgekeerde is, zie par 3.2.1) en omdat de PL-piek niet schuift en de PC-bandgap wel schuift onder invloed van een elektrisch veld, is er gezocht naar een model dat deze verschijnselen zou kunnen beschrijven. Ook het model van bandvulling voldoet niet, omdat de PL dan een grotere bandgap-golflengte dan de PC moet hebben en dat is dus niet het geval.

Voor belichting heeft het preparaat en bandenstructuur als in figuur 1.8 staat weergegeven. Door belichting met fotonen, die een energie hebben die tussen de

bandgapenergie van InP en de InGaAs-quantumputten ligt, zullen elektronen in de quantumputten geëxciteerd worden. Er worden dus vrije elektronen in de conductieband en vrije gaten in de valentieband gecreëerd. De kans op thermi-ionische emissie is voor de elektronen veel groter dan voor de gaten, omdat de conductiebandoffset veel kleiner is dan de valentiebandoffset. De elektronen zullen dus uit de quantumputten ontsnappen en worden door het substraat geabsorbeerd. De gaten zullen in de quantumputten achterblijven. Het intrinsieke gebied wordt hierdoor positief opgeladen. Er ontstaat dan een parabolische bandbuiging over de quantumputten, waardoor de band vlak gaat lopen in de richting van het n-gebied en naar boven loopt in de richting van het p-gebied. Als het proces van de bandbuiging verder doorgaat, zal al het veld over het intrinsiek gebiedje nabij de p-laag komen te staan. In dit parabolisch gekromde intrinsieke gebied met de quantumputten is de ontsnappingskans van de gaten uit de quantumputten veel sterker veldafhankelijk dan de ontsnappingskans van de elektronen. In figuur 1.13 is dit kwalitatief aangegeven door een variatie in de lengte van de pijlen. In het grootste deel van het gekromde gebied zullen de elektronen nog steeds in meerderheid uit de put ontsnappen. Alleen in het vlakke band-gedeelte naast het n-gebied zal het grootste deel van de elektronen in de quantumput blijven zitten. De gaten zullen in het sterk gekromde gebied aan de linkerkant veel makkelijker ontsnappen dan in het vlakkere gebied aan de rechterkant. Er zal dan met betrekking tot de gatenpopulatie een evenwicht ontstaan tussen de bezetting van de quantumputten door excitatie en het ontsnappen van de gaten uit de quantumputten door een combinatie van thermi-ionische emissie en het elektrische veld. In het linker gebied van het intrinsiek gebied zullen alle gaten (evenals de elektronen) uit de quantumputten ontsnappen. In dit gebied zal de fotostroom ontstaan. In het middengebied vindt er een competitie plaats tussen gatenemissie uit de quantumputten en bandvulling. Er zal hier een gatenconcentratie blijven bestaan. Dit gebied draagt waarschijnlijk noch tot de PL noch tot de PC bij. In het rechter gebied zal er een gatenpopulatie overblijven. De gaten en de elektronen uit dit gebied zullen recombineren en de PL zal in dit deel gedetecteerd worden. Er zal in dit deel dan noch een gaten- noch een elektronenpopualtie overblijven.





Figuur 2.13: Schema voor bandbuiging in ongedoteerde InGaAs/InP-quantumputten.

Voor een negatieve bias over de p-i-n-structuur geldt hetzelfde. Allen zal het linker gebied dat door de fotostroom gedomineerd wordt breder zijn dan wanneer er geen extern elektrisch veld over de p i-n-structuur staat (zie de onderste schets van figuur 2.13). Bij een positieve bias zal er slechts een kleine bandbuiging nodig zijn om er voor te zorgen dat alle veld over het intrinsiek gebiedje nabij het p-gebied staat. Het intrinsiek stuk met de quantumputten is dan "flatband".

## 2.5 Excitonen

Een elektron en een gat kunnen een waterstofachtige binding aangaan. Dit elektron-gat-paar wordt een exciton genoemd. Excitonen in bulkmateriaal kunnen worden beschreven met het model voor het waterstofatoom, mits dit model wordt gecorrigeerd voor de relatieve effectieve massa en de relatieve dielektrische konstante. Voor de bindingsenergie van de zware gaten-excitonen in een InP/InGaAs quantumput geldt [HAV94] (en met de literatuurwaarden uit [FIE87]):

$$E_n = -Ry / n^2$$

$$\text{met } Ry = \left( \frac{\mu}{m_0} \right) \left( \frac{1}{\epsilon_r} \right)^2 * 13,6 \text{ eV} \approx 5,5 \text{ meV} \quad (2.10)$$

met  $\mu = \frac{m_e^* m_h^*}{m_e^* + m_h^*}$ : de relatieve effectieve massa

$m_0$ : de elektron massa

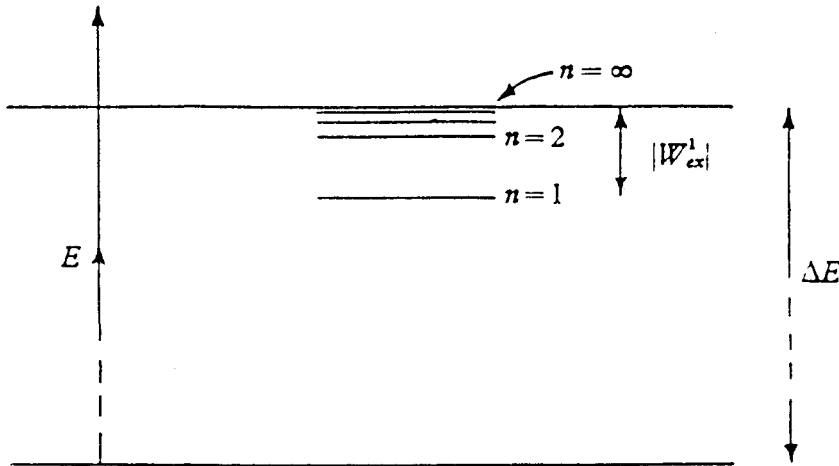
$\epsilon_r$ : de relatieve diëlektrische konstante.

En voor de Bohrstraal  $a_0$  geldt:

$$a_0 = \epsilon_r \left( m_0 / \mu_0 \right) * a_{0,\text{waterstof}} \approx 106 \text{ \AA} \quad (2.11)$$

met  $a_{0,\text{waterstof}}$  de Bohrstraal van het waterstof-atoom.

Het exciton heeft dus net als het waterstofatoom discrete energietoestanden. Na de grondtoestand en de hoger aangeslagen toestanden komt het continuüm. Dit continuüm is in een halfgeleider de conductieband, zie figuur 2.14:



Figuur 2.14: Energieniveaus voor het exciton in bulkmateriaal.

Excitonen kunnen zowel met lichte gaten als met zware gaten gevormd worden. Het exciton met de grootste bindingsenergie is het exciton dat met het zware gat wordt gevormd. Dit komt omdat de relatieve effectieve massa groter is dan die van het exciton dat met het lichte gat wordt gevormd.

Net als voor elektronen en gaten zijn de energieniveaus voor excitonen in quantumputten anders dan in bulkmateriaal. Voor een InP/InGaAs-quantumput van  $100 \text{ \AA}$  dik is de grondtoestandsbindingsenergie voor het elektron-zware gat exciton [SUG92]  $E_{\text{bin}} = 8 \text{ meV}$  en de bijbehorende radius is  $70 \text{ \AA}$  [SUG92]. Dat betekent dus dat de bindingsenergie voor een bulkexciton kleiner is dan voor een exciton dat in een quantumput zit.

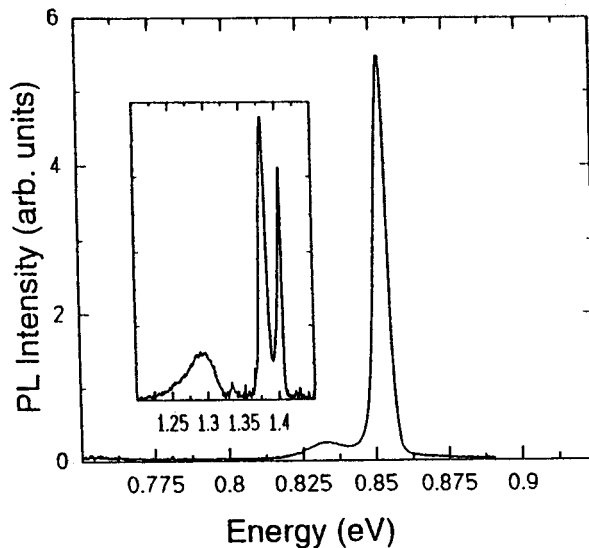
Excitonen worden niet meer waargenomen als de vrije ladingdragersconcentratie in de quantumput te hoog wordt. Voor een GaAs/AlGaAs-quantumput met een dikte van  $72 \text{ \AA}$  geldt dat voor een ladingdragersconcentratie van  $10^{10}/\text{cm}^2$  de bindingsenergie ongeveer  $2 \text{ meV}$  is [KLE85]. Excitonen zijn dan bijna niet meer waar te nemen. Tussen  $10^{10}/\text{cm}$  en  $10^{11}/\text{cm}$  is er een grote bandgaprenormalisatie. De bandgap komt dan onder het exciton-niveau te liggen en er zijn geen excitonen meer.

De grondtoestandsbindingsenergie voor het zware gat-exciton is voor een 100 Å GaAs/AlGaAs-quantumput ongeveer 10 meV. Dit is 2 meV meer dan voor een 100 Å InP/InGaAs-quantumput. Omdat de bindingsenergie voor InP/InGaAs kleiner is dan voor GaAs/AlGaAs kan gesteld worden dat voor ladingdragersconcentraties van  $10^{10}$ - $10^{11}/\text{cm}^2$  ook in InGaAs-quantumputten geen excitonen meer worden waargenomen.

### 3. Meetmethoden

#### 3.1 Photoluminescentie-metingen (PL)

Het preparaat wordt belicht met een laserbundel met een vaste golflengte  $\lambda_{ex}$ . De energie van de fotonen van de excitatiebundel is groter dan de bandgapenergie. De elektronen uit de valentieband worden door absorptie van een foton naar de conductieband geëxciteerd. Vervolgens vervallen de elektronen in de conductieband en de gaten in de valentieband naar de energetisch meest gunstige toestand, d.w.z.  $\mathbf{k}=\mathbf{0}$  voor een parabolische bandenstructuur. Het elektron en het gat gaan daarna een exciton-binding aan. Vanuit deze toestand recombineren het gat en het elektron onder uitzending van een foton met golflengte  $\lambda_{rec}$ . Deze stralende recombinatie heet photoluminescentie (PL). In PL-spectra worden alleen exciton-recombinatie-pieken gevonden. Het licht van het recombinatieproces wordt gedetecteerd en als functie van de golflengte  $\lambda_{rec}$  uitgezet. In figuur 3.1 staat een PL-spectrum voor een p-i-n-junctie bij  $T = 2$  K. Het actieve gebied in het intrinsieke stuk bestaat uit 100 periodes. Elke periode bestaat uit een 70 Å dikke InGaAs-laag die lattice-matched gegroeid is op een 200 Å dikke InP-laag. In de inzet staat het PL-spectrum voor de InP-barrière.



Figuur 3.1: PL-spectrum voor een p-i-n-structuur bij  $T = 2$  K. (Overgenomen uit [SCH94]).

De verbreding van de PL-piek wordt door een aantal effecten veroorzaakt.

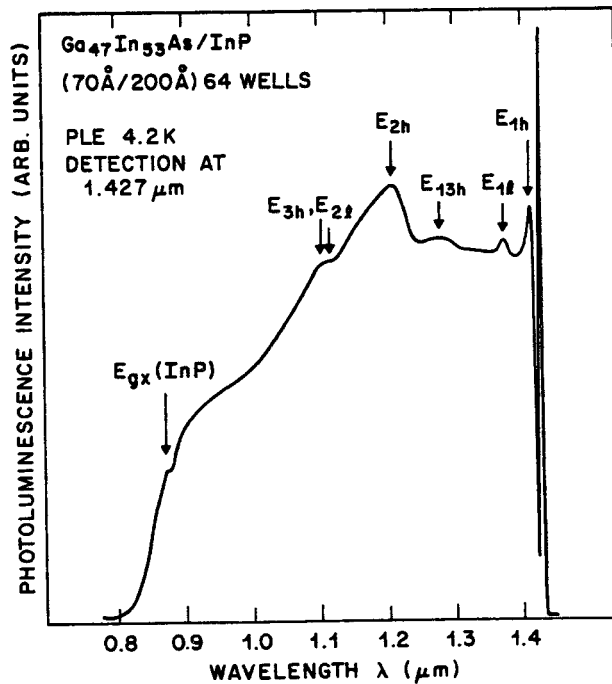
- Variaties in de putbreedte dragen bij tot de verbreding. Theoretisch zijn de preparaten in het vlak loodrecht op de groeirichting homogeen. In praktijk kan de putbreedte in de laterale richting enkele monolagen variëren. Dat betekent dat excitonen in de bredere putten een lagere opsluitenergie hebben dan de excitonen in de smallere putten. De recombinatie-energie is dus niet hetzelfde, wat tot een verbreding van de PL-piek leidt.
- Omdat tijdens de groei van het benedeninterface (InP→InGaAs) het groep III-element Ga wordt toegevoegd en het groep V-element P door As wordt vervangen, is dit interface niet scherp. Uit Röntgendiffractiemetingen aan preparaten met verscheidene quantumputten blijkt dat de preparaten buiten de InGaAs- en InP-lagen nog een extra periodiciteit hebben. Uit simulaties van deze metingen volgt dat het benedeninterface uit 1 à 2 monolagen InAs bestaat. InAs heeft een kleinere bandgap dan InGaAs. De InGaAs-quantumput wordt dus met een smallere, nog diepere quantumput uitgebreid. De energieniveaus van deze put zijn anders dan de energieniveaus van een gewone InGaAs-quantumput. Er treedt dus een verbreding van de PL-piek op.  
Het boveninterface (InGaAs→InP) heeft in het algemeen een verruwing van ongeveer één monolaag en heeft dus al een putbreedte-variantie tot gevolg. Zie het vorige punt.

### 3.1.1 De Stokes-shift

In het PL-spectrum is de recombinatie-energie van het exciton vaak enkele meV lager dan in een absorptiespectrum. Deze verschuiving heet de Stokes-shift en is het gevolg van exciton-thermalisatie. Tijdens de absorptie worden in alle putten excitonen gecreëerd. Vervolgens thermaliseren de excitonen naar de breedste putten. Deze putten hebben een lagere opsluitenergie dan de smallere putten. Als het elektron-gat-paar nu recombineert is de recombinatie-energie lager dan de excitatie-energie.

### 3.2 Photoluminescentie-Excitatie-metingen (PLE)

Het nadeel van PL-metingen is dat in het spectrum alleen de kleinste bandovergang (dus de  $el1-hh1$ -exciton-overgang) te herkennen is. Met absorptie-metingen collecteer je ook uit andere overgangen licht. Het nadeel van gewone absorptie-metingen is dat je het niet geabsorbeerde deel van de excitatie bundel detecteert. Je meet dus  $I_0(1-x)$  met  $I_0$  de excitatiebundel en  $x$  het geabsorbeerde deel. Omdat  $x \ll 1$  is, heb je veel last van laser-ruis. Dit nadeel is op te vangen door photoluminescentie-excitatie-metingen (PLE) te doen. Je meet dan de hoeveelheid photoluminescentie als functie van de excitatiegolflengte. Het detectiesysteem wordt dan ingesteld op de photoluminescentie golflengte van bijvoorbeeld een quantumput. En vervolgens wordt de lasergolflengte gevarieerd. Zo wordt een soort absorptiespectrum verkregen. Deze meting levert een spectrum op waarvan een voorbeeld voor een  $70 \text{ \AA}$ -quantumput in figuur 3.2 staat.



Figuur 3.2: PLE-spectrum voor  $T = 77 \text{ K}$  en  $T = 300 \text{ K}$  voor een structuur van 64 periodes, waarbij elke periode bestaat uit een  $70 \text{ \AA}$  dikke InGaAs-laag en een  $200 \text{ \AA}$  dikke InP-laag (overgenomen uit [TSA87]).

In dit spectrum zijn van lage naar hoge energie duidelijk de  $hh1-el1$ -,  $lh1-el1$ -,  $hh1-el3$ -, enz. exciton-overgangen te zien. De bandgap van InP ( $E_{gx}(\text{InP})$ ) is ook te zien.

### 3.3 Foto-stroom-metingen (Photocurrent, PC)

Een andere techniek om naar het gedrag van de quantumputten te kijken is om foto-stroom- (PC)-metingen te doen. Hierbij wordt gekeken naar de stroom, die in het preparaat wordt opgewekt door het licht dat op het preparaat valt, als functie van de excitatiegolfenlge.

In een bulk halfgeleider geldt voor de geleiding:

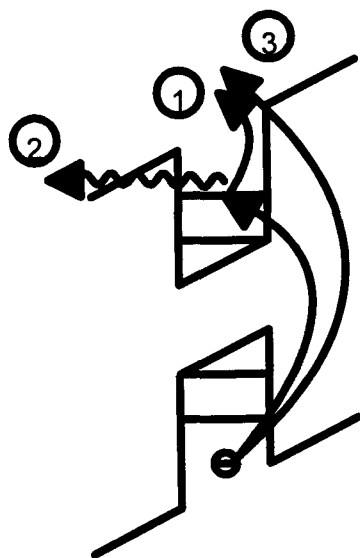
$$\sigma = en\mu_e + ep\mu_h \quad (3.1)$$

met  $n$  en  $p$  de elektronen- respectievelijk de gatenconcentratie en met  $\mu_e$  en  $\mu_h$  de elektronen- respectievelijk de gatenmobiliteit. Bij  $T = 0$  K is er in een halfgeleider geen geleiding, want er zijn geen vrije elektronen en gaten. Door absorptie van fotonen kunnen zowel vrije elektronen en gaten als excitonen gecreëerd worden. Een klein deel van deze ladingdragers zal bijdragen aan de fotogeleiding, de rest zal al dan niet stralend recombineren.

Ook in een quantumput kunnen door absorptie van fotonen excitonen en vrije elektronen en gaten gecreëerd worden. Net als in bulk halfgeleider materiaal zal een deel hiervan recombineren. De rest zal aan de geleiding bijdragen. Het exciton zal hiervoor echter eerst door dissociatie tot een los elektron en een los gat moeten worden omgevormd, die vervolgens elk moeten ontsnappen uit de quantumput. Door thermi-ionische emissie (door de energieverdeling van de ladingdragers bevindt een deel hiervan zich boven de put) zal een klein deel van de ladingdragers zich in het continuüm van de barrière bevinden. Door nu loodrecht op de groeirichting van de quantumput een elektrisch veld aan te leggen, ontstaat er een foto-stroom. De grootte van deze foto-stroom is onder andere afhankelijk van het aantal gecreëerde excitonen en vrije ladingdragers en dat aantal is op zijn beurt afhankelijk van het vermogen en de golfenlge van de excitatiebundel. Omdat de bandenstructuur door het aangelegde elektrische veld "scheef" getrokken is, kunnen de



ladingdragers ook de quantumput uit tunnelen, zie figuur 3.3. In deze figuur staat het proces voor een elektron beschreven. Hetzelfde geldt echter ook voor een gat.



Figuur 3.3: Schema waarin staat hoe een elektron na excitatie kan bijdragen tot de fotostroom.

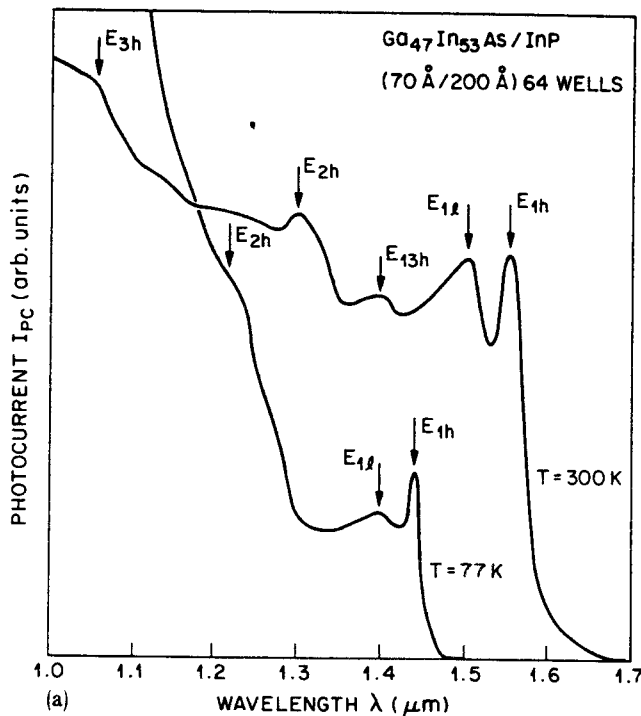
1. Door thermi-ionische emissie geraakt het elektron in het continuüm van de barrière.
2. Na excitatie tunnelt het elektron door de barrière.
3. Het elektron wordt zo hoog aangeslagen dat het meteen een bijdrage levert aan de fotostroom.

Ook kan het elektron door een combinatie van proces 1 en 2 bijdragen aan de fotostroom.

Wanneer de fotostroom  $I$  evenredig met de absorptie  $\alpha$  wordt verondersteld, geldt in eerste instantie [PAN65]:

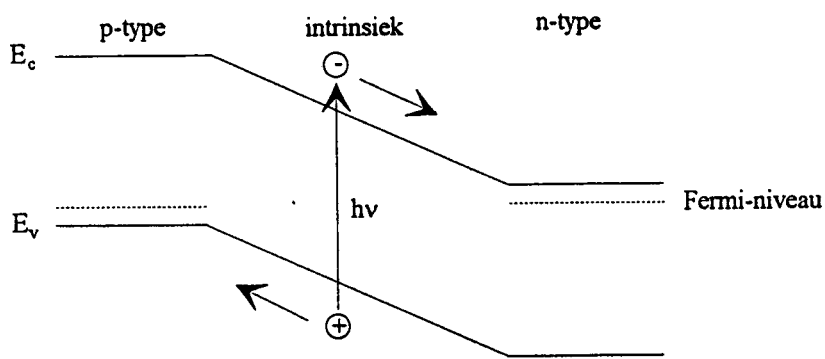
$$I(h\nu) = I_0 \int_{E_{c,put}}^{\infty} D_h(E - h\nu) D_e(E) dE \quad (3.2)$$

waarin  $I_0$  een evenredigheidsconstante is en  $D_h$  en  $D_e$  de toestandsdichtheden van de gaten en elektronen. Dit geeft een stapfunctie die als functie van de energie  $h\nu$  wordt opgehoogd als er een nieuw elektron- en/of gaten-niveau in het spel komt. Voor energieën gelijk aan de exciton-overgangen geeft het spectrum maxima te zien. In figuur 3.4 is een voorbeeld van een fotostroomspectrum van een  $70 \text{ \AA}$  put afgebeeld. In dit spectrum zijn van grote naar kleine golflengte duidelijk de hh1-el1, lh1-el1, hh1-el3, enz. exciton-overgangen te zien. Zoals verwacht zijn dezelfde pieken in het PC-spectrum als in het PLE-spectrum te zien.



Figuur 3.4: PC-spectrum voor  $T = 77 \text{ K}$  en  $T = 300 \text{ K}$  voor een structuur van 64 periodes, waarbij elke periode bestaat uit een  $70 \text{ \AA}$  dikke InGaAs-laag en een  $200 \text{ \AA}$  dikke InP-laag (overgenomen uit [TSA87]).

Een andere methode om een fotostroom in het preparaat te creëren is door de actieve laag in een junctie in te bouwen. In het onderzoek is gebruik gemaakt van een p-i-n-junctie. Dat wil zeggen dat het actieve gebied wordt ingeklemd door een n-gebied (donoren aanwezig) en een p-gebied (acceptoren aanwezig). In figuur 3.5 staat de bandenstructuur voor een p-i-n-junctie.



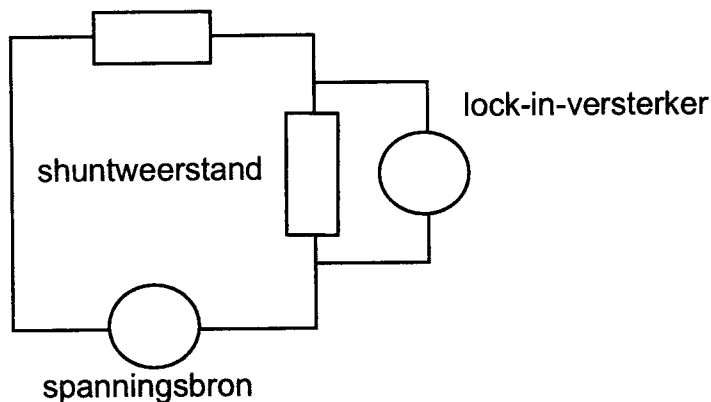
Figuur 3.5: Bandenstructuur voor een p-i-n-junctie.

Als de junctie in evenwicht is, moet het Fermi-niveau door het hele materiaal hetzelfde zijn. De banden in het intrinsieke gebied buigen zoals in figuur 3.5 staat. Een elektron-gat-paar dat door absorptie van een foton wordt gecreëerd, wordt ten gevolge van de bandbuiging gesplitst. Het gat gaat naar de p-gedoteerde laag en het elektron gaat naar de n-gedoteerde laag. De ruimtelijke gescheiden ladingen, de geïoniseerde donoren en de gecreëerde vrije ladingdragers, wekken een elektrisch veld op dat de bandbuiging tegenwerkt. Het Fermi-niveau wordt daardoor links en rechts van het intrinsieke gebied verschillend. Over het preparaat staat dan een spanning van  $V = \Delta E_f / e$ . De grootste spanning die gehaald kan worden, is als er sprake is van de flat-band-situatie, d.w.z. dat de bandenstructuur dan niet meer gebogen is. Die spanning is dan  $V = E_{\text{gap}} / e$ , waarbij  $E_{\text{gap}}$  verminderd moet worden met de ionisatie-energieën van de twee typen onzuiverheden. Omdat er nu geen stroom loopt, werkt de junctie als een spanningsbron. Voor fotostroommetingen wordt het preparaat in een schakeling gezet. De ruimtelijk gescheiden ladingen, die nu alleen uit de geïoniseerde donoren bestaan, wekken nog steeds een elektrisch veld op dat de bandbuiging tegenwerkt. De junctie werkt nu als een stroombron.

Om fotostroommetingen te kunnen doen zijn twee contacten op het preparaat ingediffundeerd. Een AuGeNi-kontakt op de n-laag en een AuNiZn-kontakt op de p-laag. We veronderstellen dat de contacten Ohms zijn. De meting zelf wordt met een lock-in versterker over een serieweerstand gedaan, zie figuur 3.6. Omdat men vaak wil meten met

een externe spanning over het preparaat is er een spanningsbron aangesloten op het preparaat. Om een zo groot mogelijke responsie te krijgen moet de grootte van de shuntweerstand geoptimaliseerd worden. Voor deze optimalisatie moet de aanname gemaakt worden dat de p-i-n-structuur een fotogeleider is met weerstand  $R = R_p$  zonder belichting en  $R = R_{ill}$  onder belichting.

preparaatweerstand, belicht en onbelicht



Figuur 3.6: de schakeling voor de fotostroom-metingen.

Laat  $R_p$  de weerstand van het preparaat zijn zonder belichting. De spanning  $V_s$  over de shuntweerstand is dan

$$V_s = \frac{R_s V}{R_s + R_p} \quad (3.3)$$

waarin  $V$  de aangelegde spanning is. Bij excitatie neemt de weerstand van het preparaat in het algemeen af. Deze afname van de weerstand zal een hogere stroom en dus een hogere spanning  $V_{ill}$  over de shuntweerstand tot gevolg hebben.

$$V_{ill} = \frac{R_s V}{R_s + R_{ill}} \quad (3.4)$$

waarin  $R_{ill}$  de weerstand van het preparaat onder excitatie is. De responsie  $S$  is gelijk aan

$$S = V_{\text{ill}} - V_p = R_s V \left[ \frac{\Delta R}{(R_s + R_{\text{ill}})(R_s + R_p)} \right] \quad (3.5)$$

met  $\Delta R = R_p - R_{\text{ill}}$ .

Het verschil in geleiding (reciproke waarde van de weerstand)  $\Delta G$  veroorzaakt door de belichting is

$$\Delta G = \frac{1}{R_{\text{ill}}} - \frac{1}{R_p}. \quad (3.6)$$

Dit geeft voor de responsie

$$S = \frac{V R_s R_p R_{\text{ill}} \Delta G}{(R_s + R_{\text{ill}})(R_s + R_p)}. \quad (3.7)$$

We beschouwen twee limietgevallen:

1)  $\Delta R \ll R_p$ :

$$S = \frac{V R_s R_p^2 \Delta G}{(R_s + R_d)^2} \quad (3.8)$$

Maximale responsie treedt op als  $R_s = R_p$ .

2)  $R_p \rightarrow \infty$ . De responsie is gemakkelijk te detecteren zonder de shuntweerstand te optimaliseren.

Bij de metingen is er sprake van de eerste situatie. De weerstand van het preparaat is  $10 \text{ M}\Omega$ , zodat er gekozen is voor een shuntweerstand van  $10 \text{ M}\Omega$ .

#### 4. De berekening van het absorptiespectrum

Met een eenvoudig computerprogramma is er gekeken naar de absorptiespectra van een enkele quantumput van 35 Å en een gekoppelde quantumput (CQW). Dit computerprogramma staat in appendix 1. Het programma neemt alleen de hh1- t/m hh4-el1 en de lh1- t/m lh4-el1-overgangen mee, voor zover de niveaus gebonden toestanden zijn. De split-off-banden liggen zover van de hh-en lh-banden verwijderd dat deze niveaus niet meegenomen worden in de berekening van de absorptiecoëfficiënt. Voor beide structuren is het spectrum berekend zowel met als zonder een elektrisch veld van 75 kV/cm. Het programma dat de golffuncties berekend, is geschreven door A. van der Stadt en kan geen grotere velden dan 75 kV/cm aan. In het laboratorium wordt met velden tot 300 kV/cm gewerkt. De spectra geven een indicatie over de verschuiving van de interband-overgangen als er een elektrisch veld over de preparaten wordt gezet. Verbreiding, zoals de Urbach-staart, en excitonen zijn niet meegenomen. Excitonen zijn echter in de metingen ook niet waargenomen.

De onderzochte preparaten moeten uiteindelijk als schakelaar gebruikt worden. De golflengte waarbij de schakelaar wordt gebruikt, is  $\lambda = 1550$  nm. De absorptie bij deze golflengte moet zo laag mogelijk, liefst niet aanwezig zijn. Het verschil in de brekingsindex met of zonder elektrisch veld over het preparaat moet bij  $\lambda = 1550$  nm zo groot mogelijk zijn. De verandering in de absorptiecoëfficiënt  $\Delta\alpha$  en de verandering in de brekingsindex  $\Delta n$  zijn door de Kramers-Kronig-relaties op de volgende wijze [MIL87] met elkaar verbonden:

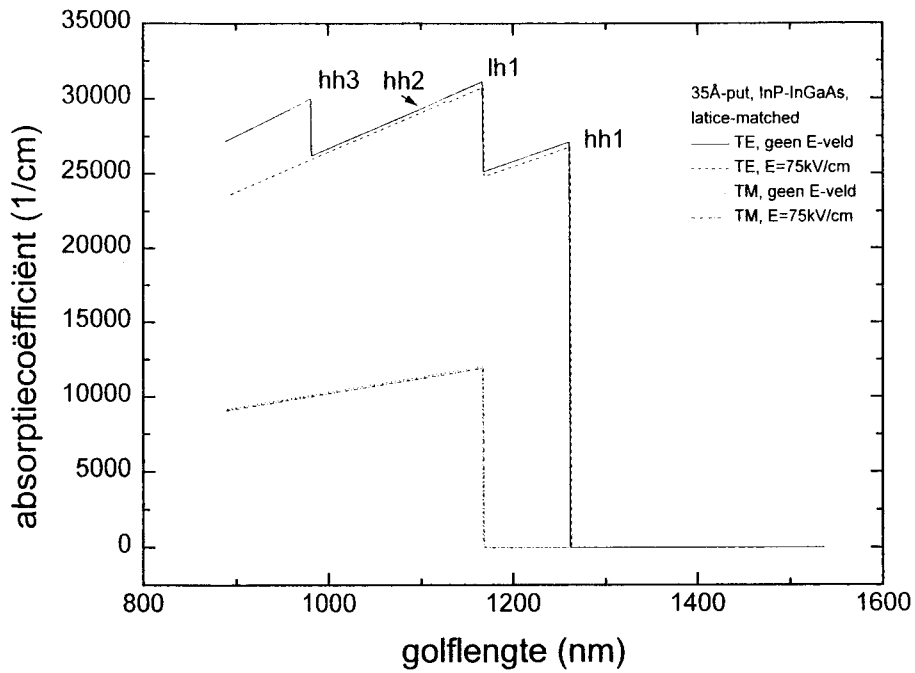
$$\Delta n(\omega) = \frac{c}{\pi} P \int_{\omega_2}^{\omega_1} \frac{\Delta\alpha(\omega') d\omega'}{(\omega')^2 - (\omega)^2} \quad (4.1)$$

Zowel het computerprogramma als de metingen zijn alleen gericht op de absorptiecoëfficiënt en de absorptiespectra en niet op brekingsindexveranderingen.

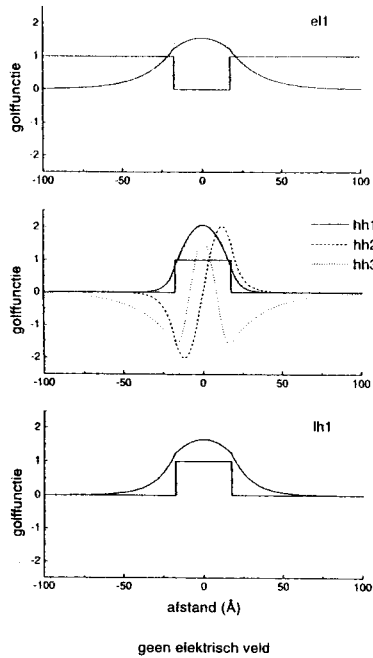
Het spectrum van de 35 Å InP/InGaAs, lattice-matched quantumput staat in figuur 4.1. Het licht valt evenwijdig aan de quantumput in. De bandgap van dit materiaal ligt bij  $\lambda = 1263$  nm. Er treedt geen verschuiving op in de bandgap als er een elektrisch veld over de quantumput wordt gezet. In dit spectrum zijn de hh1-el1-, hh3-el1- en de lh1-el1-overgangen te zien. Er zijn geen andere lh-el1-overgangen te zien, omdat deze lh-toestanden geen gebonden toestanden zijn. De hh2-el1-overgang is niet te zien, omdat de overlap van de hh2-golffunctie met de el1-golffunctie nihil is. De absorptiecoëfficiënt is evenredig met het kwadraat van de overlapmatrix:

$$\alpha \propto \left| \langle \chi_1^{(h)} | \chi_1^{(e)} \rangle \right|^2. \quad (4.1)$$

Dat betekent dus dat hoe groter de overlap van de golffuncties is, hoe groter de oscillatorsterkte van die overgang is en dus hoe groter de absorptiecoëfficiënt is. In figuur 4.2 is goed te zien dat de overlap van de hh2-golffunctie en de el1-golffunctie erg klein is. De overlap van de hh1-golffunctie en de hh3-golffunctie met de el1-golffunctie daarentegen is zeer groot. Dat is de reden dat deze overgangen, net als de lh1-el1-overgang, in het absorptiespectrum goed te zien zijn. De hh1-el1-overgang ligt bij een grotere golflengte dan de lh1-el1-overgang. De effectieve massa  $m^*$  van het zware gat is groter dan de effectieve massa  $m^*$  van het lichte gat. De opsluitenergie van het lichte gat is dus kleiner en de lh-golffunctie dringt verder in de barrière door dan de hh-golffunctie. Door het verschil in opsluitenergie ontstaat het verschil in de ligging van de overgangen. Verder is in dit spectrum nog de hh3-el1-overgang zonder veld over het preparaat te zien. Door het aanleggen van een veld verandert het hh3-niveau van een gebonden toestand in een ongebonden toestand. De hh3-el1-overgang is dan dus niet meer mogelijk. De verandering in de absorptiecoëfficiënt bij een veranderd elektrisch veld is bij dit materiaal zo klein dat de verandering in de brekingsindex bij  $\lambda = 1550$  nm nihil is. Deze quantumput wordt gebruikt als schakelaar, maar voldoet niet aan de eis dat de schakelaar polarisatie-onafhankelijk moet zijn.



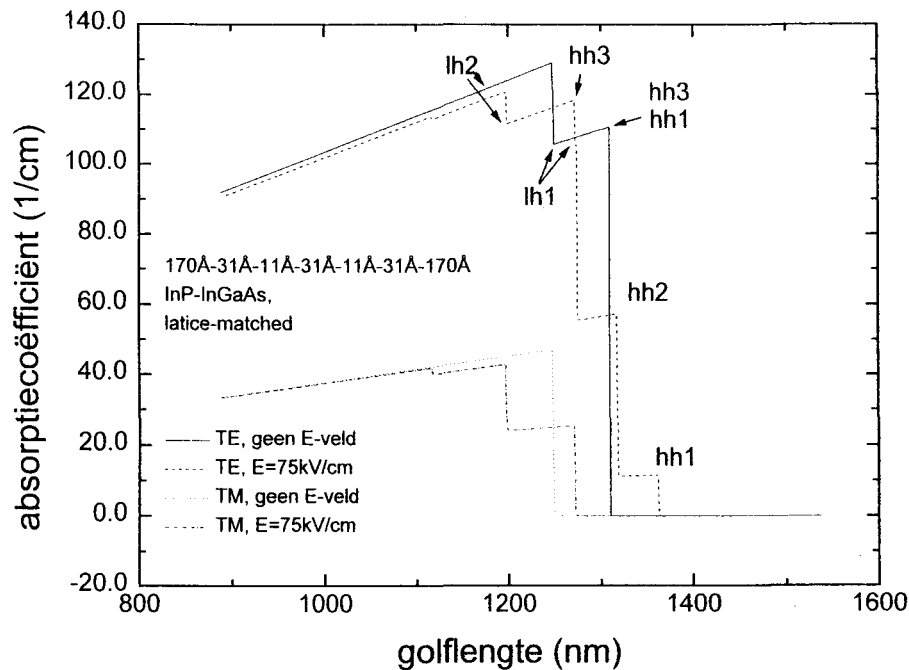
Figuur 4.1: Het absorptiespectrum van een 35 Å InP/InGaAs quantumput. Het spectrum is berekend zonder en met een elektrisch veld van 75 kV/cm.



Figuur 4.2: de golffuncties voor een 35 Å InP/InGaAs quantumput. Er is goed te zien dat de gatengolffuncties al dan niet met de elektrongolffunctie overlappen.



In figuur 4.3 staat het spectrum van een gekoppelde quantumput met lattice-matched materiaal. De gekoppelde quantumput bestaat uit een 170 Å InP-31 Å InGaAs-11 Å InP-31 Å InGaAs-11 Å InP-31 Å InGaAs-170 Å InP lagenpakket. De totale putbreedte is 115 Å. Door de dunne barrières koppelen de golf functies uit de drie putten zeer goed met elkaar, zie figuur 4.4. De golf functies van een drietal gekoppelde quantumputten overlappen niet met de golf functies van een naast gelegen drietal gekoppelde quantumputten.

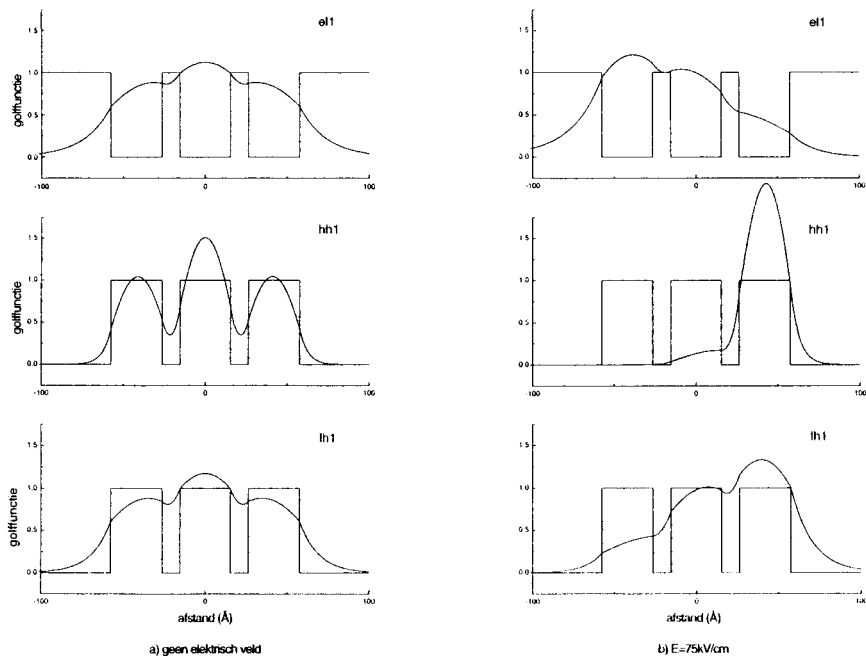


Figuur 4.3: Het absorptiespectrum van een gekoppelde quantumput. Het spectrum is berekend met en zonder een elektrisch veld van 75 kV/cm.

De bandgap van de gekoppelde quantumput  $T = 4$  K ligt bij  $\lambda = 1310$  nm en als er een elektrisch veld over het preparaat staat ligt de bandgap bij  $\lambda = 1364$  nm. Door het elektrische veld treedt er voor de hh1-el1- en de hh2-el1-overgang een roodverschuiving op. Voor de hh3-el1-overgang treedt er een blauwverschuiving op.

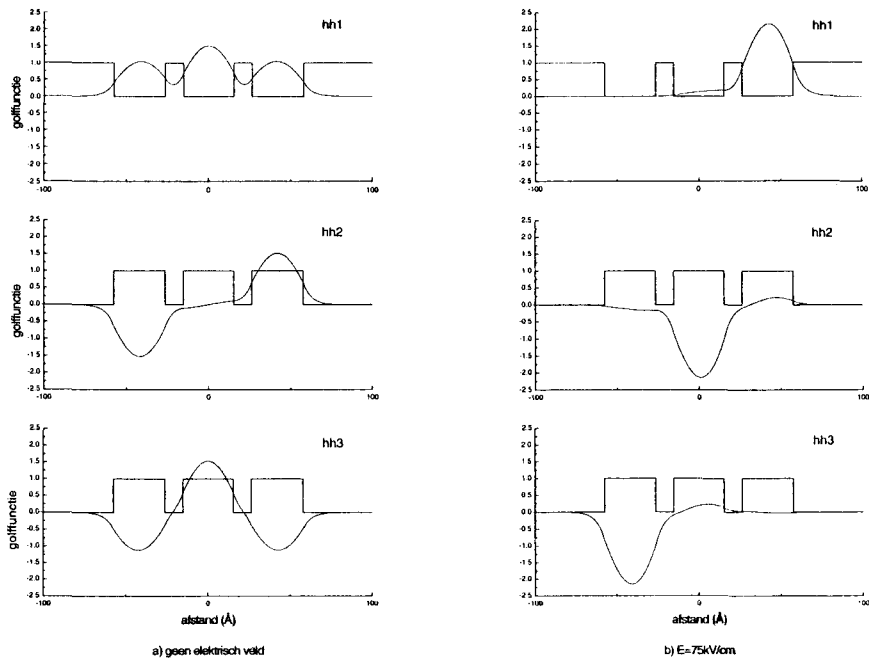
In figuur 4.3 staan voor de TE-mode alle overgangen aangegeven die in het spectrum voorkomen. De oscillatorsterktes van de hh2-el1- en de lh2-el1-overgangen bij  $F = 0$  kV/cm zijn zeer klein. Deze overgangen zijn dan ook niet te zien. Door het elektrische veld verschuiven de golf functies in de gekoppelde quantumput. Daardoor

veranderen de overlapintegralen. De oscillatorsterktes van de hh2-el1- en de lh2-el1-overgangen zijn dan voldoende groot om duidelijk zichtbaar in het spectrum voor te komen. In aanwezigheid van het elektrisch veld is de elektron-golffunctie links in de gekoppelde quantumput gelokaliseerd en zijn de gaten-golffuncties in verschillende putten (de h1-golffunctie b.v. zit in de rechter quantumput) gelokaliseerd. Zie figuur 4.4. De overlap tussen de elektron- en de gaten-golffuncties is dus, vergeleken met de situatie zonder veld, veranderd. In figuur 4.5a staan de hh1- t/m hh3-golffuncties  $F = 0$  kV/cm. In figuur 4.5b staan dezelfde golffuncties maar dan met elektrisch veld over het preparaat. De hh1-golffunctie is sterk verschoven naar de rechter quantumput. Omdat het el1-energieniveau en het hh1-energieniveau dichter naar elkaar toegeschoven zijn, is er sprake van een grote (54 nm) roodverschuiving. De hh2-golffunctie is gelokaliseerd in de middelste quantumput. De hh2-el1-overgang levert slechts een kleine roodverschuiving op. De hh3-golffunctie is gelokaliseerd in de linker put. De el1- en hh3-energieniveaus zijn uit elkaar geschoven en deze overgang levert een blauwverschuiving van 26 nm op. De blauwverschuiving van de hh3-el1-overgang vermindert de positieve verandering van de brekingsindex die wordt veroorzaakt door de hh1-el1- en de hh2-el1-overgang. Omdat de lh-golffuncties maar rechts zijn verschoven onder invloed van het elektrisch veld geven de lh-el1-overgangen een roodverschuiving. Dat betekent dat deze overgangen een positieve bijdrage leveren aan de brekingsindexverandering.



Figuur 4.4a: De golffuncties van de el1-, hh1- en lh1-toestand zonder elektrisch veld over de gekoppelde quantumput.

Figuur 4.4b: De golffuncties van de el1-, hh1- en lh1-toestand met een elektrisch veld van 75 kV/cm over de gekoppelde quantumput.



Figuur 4.5a: De golffuncties van de hh1-, hh2- en hh3-toestand zonder elektrisch veld over de gekoppelde quantumput.

Figuur 4.5b: De golffuncties van de hh1-, hh2- en hh3-toestand met een elektrisch veld van 75 kV/cm over de gekoppelde quantumput.

De berekening van het absorptiespectrum van de gekoppelde quantumput uit figuur 4.3 laat zien dat het absorptiespectrum van dit materiaal afhankelijk is van de polarisatierichting van het licht. Dit komt omdat de zware gaten met de TE-mode koppelen en de lichte gaten zowel met de TE-mode als met de TM-mode koppelen.

Voor schakelaars die bij  $\lambda = 1550$  nm transparant moeten zijn, wordt materiaal met een bandgap bij kamertemperatuur van  $\lambda = 1390$  nm gebruikt. De bandgap bij  $T = 4$  K ligt dan bij  $\lambda \approx 1310$  nm. De spectra zijn berekend bij  $T = 4$  K. Dat betekent dat de ontworpen structuur volgens deze berekening de juiste bandgap heeft.

De berekeningen zijn gemaakt voor lattice-matched materiaal. De metingen zijn gedaan aan tensile strained materiaal. Hoe groter het percentage gallium in de quantumputten is, hoe groter de tensile strain en hoe groter de energie van de bandgap wordt. Dat kan

betekenen dat de bandgap van de preparaten bij  $T = 4$  K bij een kleinere golflengte ligt dan bij  $\lambda = 1310$  nm. Door het verhogen van het percentage gallium neemt ook het verschil in energie tussen de hh1-el1- en de lh1-el1-overgang af. Daardoor zou een polarisatie-onafhankelijke schakelaar kunnen ontstaan. De metingen zullen moeten uitwijzen of de berekeningen van een voldoende betrouwbare kwaliteit zijn om met deze berekeningen het materiaal voor de schakelaar verder te optimaliseren.

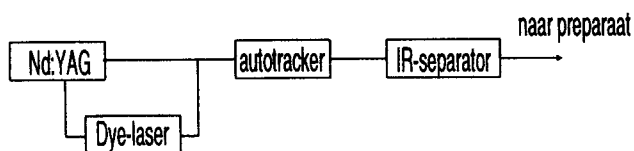
## 5. De experimentele opzet

### 5.1 Het lasersysteem

In figuur 5.1 staat een globale opzet van het lasersysteem. De Nd:YAG-laser heeft een golflengte van 1064 nm. Deze bundel heeft een vermogen van ongeveer 10 W. In het KTP-kristal in de YAG-laser wordt de tweede harmonische opgewekt. Deze bundel met een golflengte van 532 nm en een vermogen van gemiddeld 1 W pompt de dye-laser. De dye-laser heeft met de dye rhodamine 6G een continu verstembare golflengte tussen 570 en 620 nm. De dye-bundel heeft een vermogen van 150-200 mW. De resterende YAG-bundel van met een vermogen van 6 W en de dye-bundel worden in een tweede KTP-kristal in de auto-tracker II gemengd. De resulterende bundel bevat vier verschillende golflengtes, nl.:

1.  $\lambda=1064$  nm (de YAG-bundel)
2.  $\lambda=\lambda_{\text{dye}}$ ,  $570 \text{ nm} < \lambda < 620 \text{ nm}$ , (de dye-laserbundel)
3.  $1/\lambda=1/\lambda_{\text{dye}}+1/1064$ ,  $370 \text{ nm} < \lambda < 390 \text{ nm}$ , (de somfrequentie)
4.  $1/\lambda=1/\lambda_{\text{dye}}-1/1064$ ,  $1230 \text{ nm} < \lambda < 1490 \text{ nm}$ , (de verschilfrequentie).

De experimenten worden gedaan met de bundel van de verschilfrequentie. Daarom worden de andere drie bundels in de infrarood-seperator uit de bundel gehaald. De dye-bundel is zichtbaar en is collineair met de onzichtbare infrarode (= verschilfrequentie) bundel. Het uitlijnen van de opstelling gebeurt met de zichtbare dye-bundel, wat aanzienlijk eenvoudiger dan wanneer het uitlijnen alleen met de infrarode bundel gebeurt.



Figuur 5.1: De opzet van het lasersysteem.

De bundel van de verschilfrequentie heeft een golflengte die continu gevarieerd kan worden tussen 1230 nm en 1490 nm en heeft een vermogen van 1-2 mW. Voor een

uitgebreidere beschrijving van het lasersysteem wordt verwezen naar het afstudeerverslag van W.J. Koppens [KOP94].

## **5.2 De metingen**

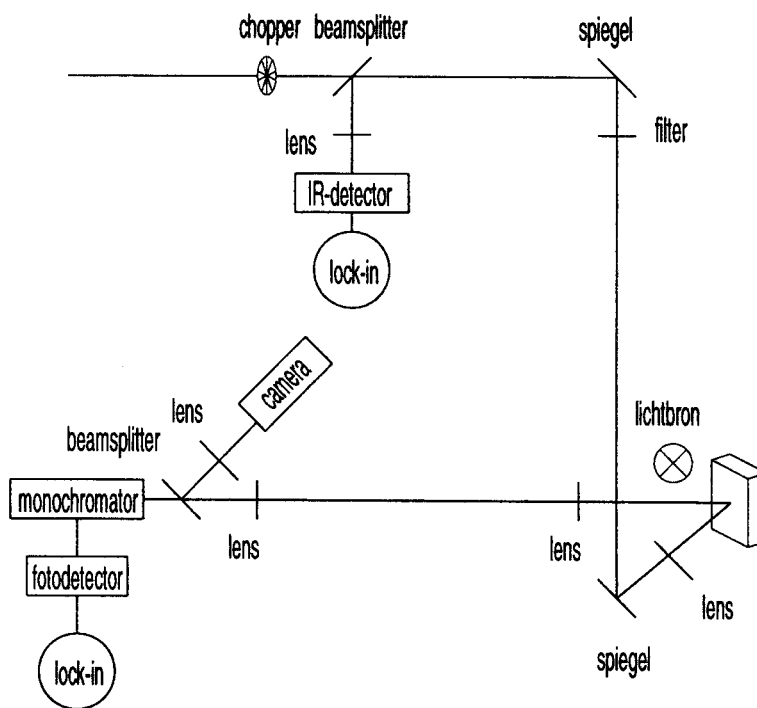
Met de laseropstelling worden photolumincentie-(PL), photolumincentie-exitatie-(PLE) en fotostroom-(PC)-metingen gedaan. Deze metingen worden zowel op de voorkant als op de gekliefde kant van het preparaat uitgevoerd. Bij de metingen op de voorkant is de propagatierichting van het licht evenwijdig aan de groeirichting en dus loodrecht op het lagenpakket. Bij de metingen aan de gekliefde kant is de propagatierichting van het licht evenwijdig aan het lagenpakket. Dan kunnen de polarisatie-afhankelijke metingen gedaan worden. Voor de TE-mode is het licht evenwijdig aan het lagenpakket gepolariseerd. Voor de TM-mode is de polarisatierichting loodrecht op het lagenpakket. Om de metingen te kunnen uitvoeren moet de rest van de opstelling iedere keer enigszins aangepast worden. Nu volgt een beschrijving voor de PL- en de PLE-metingen aan de voorkant (= bovenkant) van het preparaat, de beschrijving voor de PL- en de PLE-metingen aan de gekliefde kant van het preparaat en voor de PC-metingen.

### **5.2.1 PL- en PLE-metingen aan de voorkant van het preparaat**

Een schematische opzet voor deze metingen staat in figuur 5.2. De infrarode bundel gaat eerst door de chopper. De frequentie van de chopper is 370 Hz. Het signaal dat op deze manier verkregen wordt, kan met conventionele lock-in technieken bewerkt worden. Een deel van het licht wordt afgescheiden en met een lens op de IR-detector gefocusseerd. De hoeveelheid infrarood licht wordt met een lock-in-versterker verwerkt en gebruikt om het signaal van de PLE-metingen te normaliseren. Dit gebeurt omdat de dye-laser niet bij elke golflengte hetzelfde vermogen infrarood licht opbrengt. Omdat bij het transport van de bundel door de lucht bij  $\lambda = 1380$  nm een sterke absorptie aan waterdamp optreedt kan, als de afstand tussen de detector en het preparaat te groot is, het signaal niet goed genormaliseerd worden. De afstand tussen de IR-detector en het preparaat moet daarom zo klein mogelijk zijn.

Vervolgens wordt het licht door verschillende spiegels afgebogen en eventueel met grijsfilters verzwakt voor de bundel met een lens op het preparaat wordt gefocuseerd. Met de grijsfilters wordt de lichintensiteit zover verzwakt dat in het preparaat zo min mogelijk bandvulling ontstaat. Het licht dat door recombinitie uit het preparaat vrijkomt, wordt gecollecteerd en op de spleet van de dubbele monochromator afgebeeld. Het signaal wordt door de InGaAs-fotodetector opgevangen en met een voorversterker en de tweede lock-in-versterker bewerkt.

Om het uitlijnen van de bundel op het preparaat te vergemakkelijken kan er een quartz-halogeen-lamp dichtbij het preparaat geplaatst worden. Door een beamsplitter op de juiste plaats in de bundel te zetten kan er een afbeelding van het preparaat en de infrarode spot op een gevoelige infraroodcamera geplaatst worden. Het uitlijnen van de bundel kan dan gebeuren met behulp van het beeld dat via de camera op de monitor geprojecteerd wordt.

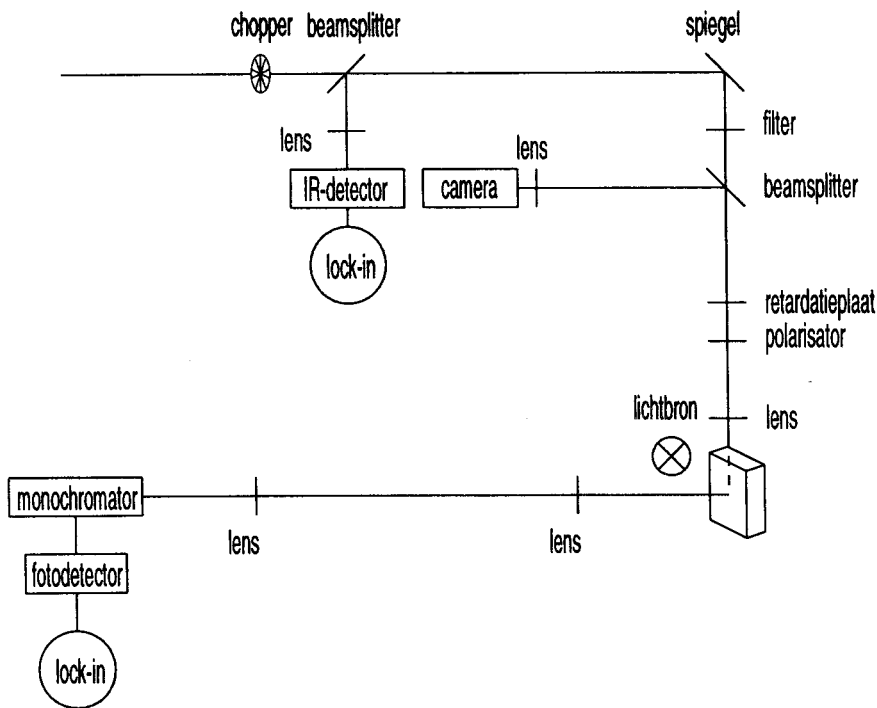


Figuur 5.2: De opzet voor de PL- en de PLE-metingen aan de voorkant van het preparaat. De infrarood-detector en de bijbehorende lock-in-versterker zijn alleen nodig voor de PLE-metingen.



### 5.2.2 PL- en PLE-metingen aan de gekliefde kant van het preparaat

Ook bij deze opzet wordt voor de PLE-metingen de IR-detector gebruikt om het signaal te normaliseren. De bundel wordt weer afgebogen met een spiegel, eventueel verzwakt met grijsfilters en met een lens op het preparaat gefocuseerd. Er zit nu echter nog een polarisator, in dit geval een  $1/2 \lambda$ -plaatje, in de bundel. Dit is om zowel de TE- en de TM-mode te kunnen meten. Om voor beide soorten metingen dezelfde hoeveelheid licht te kunnen gebruiken, wordt er voor de polarisator nog een retardatie-plaat gezet. Het verwerken van het signaal gebeurt op dezelfde manier als bij de PL- en PLE-metingen aan de voorkant van het preparaat. Ook het uitlijnen kan weer met de camera gebeuren. De camera moet echter wel op een andere plaats staan, zie figuur 5.3.

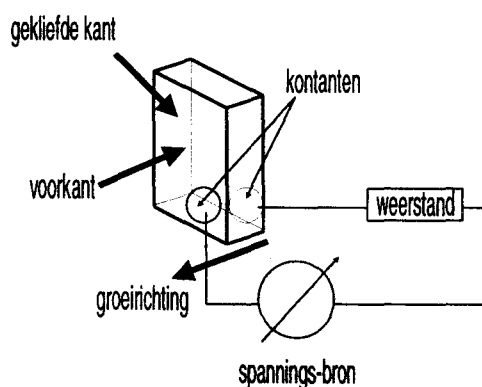


Figuur 5.3: De opzet voor de PL- en de PLE-metingen aan de gekliefde kant van het preparaat.

### 5.2.3 Metingen met een spanning over het preparaat.

Om het gedrag van het preparaat onder een elektrische spanning te kunnen bekijken is de schakeling gebruikt die in figuur 5.4 staat. Voor de spanningsbron is een aantal in serie

geschakelde batterijen gebruikt. Het gebruik van een gewone spanningsbron leverde een zo groot ruisniveau op, dat het signaal zelf niet meer te meten was. Om het ruisniveau verder te verlagen is de schakeling in een metalen doos geplaatst. Door het gebruik van een metalen doos wordt de oppik van ruis door de elementen van de schakeling voorkomen. De oorzaak van de ruis zijn de elektromagnetische golven die door alle apparaten in de ruimte worden afgegeven. Verder wordt gebruik gemaakt van coax-kabels om de oppik van ruis aan de snoeren zoveel mogelijk te verminderen. De doos is met een kartonnen plaat geïsoleerd van de aarde op de optische tafel gezet. Dit is gedaan om lekstromen die over de optische tafel lopen niet te detecteren. De weerstand van de preparaten is typisch  $10\text{ M}\Omega$ . Omdat de weerstand niet verandert bij belichting, is de weerstand ook  $10\text{ M}\Omega$  (zie par. 3.3).

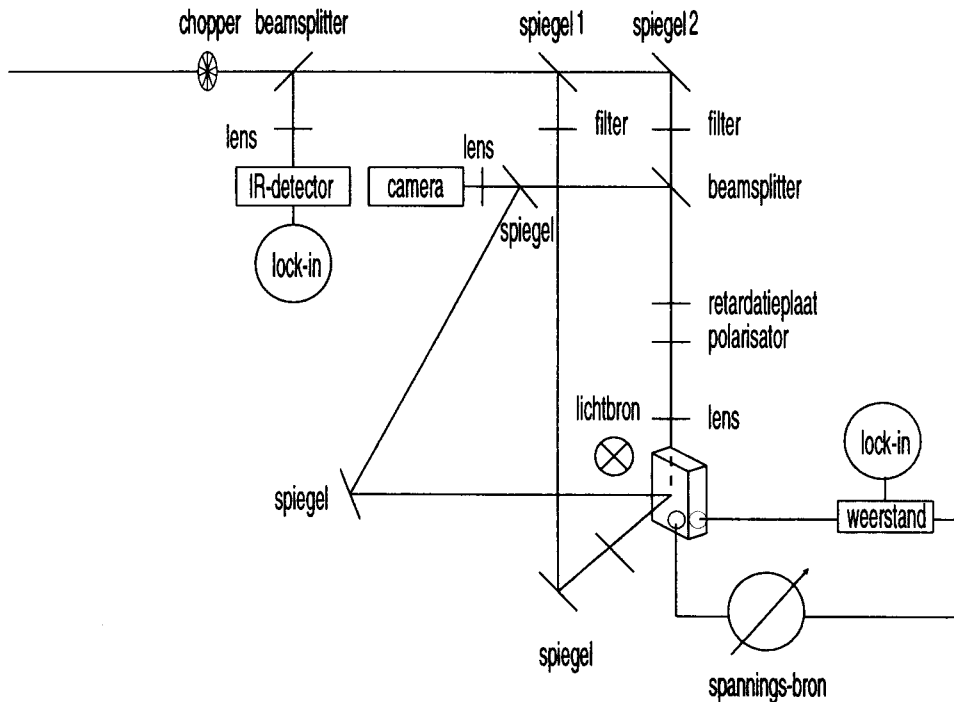


Figuur 5.4: Het schema voor het preparaat als er een spanning over gezet wordt.

#### 5.2.4 PC-metingen

De bundel wordt op dezelfde manier op het preparaat gebracht als bij de PL- en PLE-metingen aan zowel de voorkant als aan de gekliefde kant. Voor de metingen aan de voorkant van het preparaat wordt de spiegel in de eerste positie gebracht. Voor de metingen aan de gekliefde kant wordt de spiegel in de tweede positie gebracht. De camera die gebruikt wordt om het uitlijnen mogelijk te maken blijft voor beide metingen op dezelfde plaats staan. Bij de metingen aan de voorkant van het preparaat worden een extra lens en twee extra spiegels in de bundel geplaatst om de afbeelding van het preparaat toch op de camera te kunnen afbeelden. Zie figuur 5.5. Het signaal van de PC-metingen wordt

over een serieweerstand met een lock-in-versterker gemeten.



Figuur 5.5: De opzet voor de PC-metingen waarbij het licht zowel op de voorkant als op de gekliefde kant van het preparaat kan vallen. Voor metingen aan de voorkant wordt spiegel 1 gebruikt. Bij metingen aan de gekliefde kant wordt spiegel 1 verwijderd.

### 5.2.5 Plaatsing van het preparaat in de opstelling

Het preparaat is met zilverpasta op een preparaathouder in een flow-cryostaat geplakt. Hierin kan met vloeibare helium een temperatuur van  $T = 4$  K gehaald worden. Ook vloeibare stikstof kan bij deze cryostaat gebruikt worden. De temperatuur is dan  $T = 80$  K. De cryostaat is ook bij kamertemperatuur te gebruiken. De cryostaat wordt dan niet gekoeld.

### 5.3 De gebruikte preparaten

Voor de metingen is gebruikt gemaakt van drie verschillende preparaten met hetzelfde lagenpakket. De structuur van deze preparaten staat in tabel 5.I weergegeven.

laag	materiaal	molaire fractie	dikte ( $\mu\text{m}$ )	doping-concentratie	type
6	$\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$	$x = 0.47$	0.050	$1-2 \times 10^{19}$	p
5	InP		1.2	$2-4 \times 10^{17}$	p
5	$\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}/\text{InP}$	$x = 0.47$	vier $25\text{\AA}$	quantumputten	diffussie stops
4	InP		0.2		ongedoteerd
3	InP		0.0155		ongedoteerd
x20	$\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$	$x = \text{var}$	0.0027		ongedoteerd
	InP		0.0011		ongedoteerd
	$\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$	$x = \text{var}$	0.0027		ongedoteerd
	InP		0.0011		ongedoteerd
	$\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$	$x = \text{var}$	0.0027		ongedoteerd
2	InP		0.2		ongedoteerd
1	InP		1.0	$2-4 \times 10^{17}$	n
0	InP-substraat			$3-8 \times 10^{18}$	n

Tabel 5.I: De gebruikte preparaten. De galiumconcentratie varieert van 54,6 % (C482), 56,5 % (C483) tot 58,5 % (C485).

Bij de hoge temperatuur waarbij de preparaten gegroeid worden, zal de beryllium-dotering uit het p-gebied de intrinsieke laag indiffunderen. Voor een goede werking van de schakelaar moet er zo min mogelijk dotering in het actieve gebied zitten. Omdat de inbouw van Be in InGaAs 10 keer beter is dan in InP, worden in de afsluitende InP-laag vier InGaAs-quantumputten ingebouwd. Zo wordt voorkomen dat de Be-doping in de actieve laag trekt. De  $0.050 \mu\text{m}$  dikke, zwaar gedoteerde InGaAs-laag zorgt ervoor dat er goede contacten op het preparaat aangebracht kunnen worden. Nadat het preparaat in stukken van  $200 \times 200 \mu\text{m}$  is gekleefd en tot een mesa van  $100 \times 200 \mu\text{m}$  is geëtst, worden

aan de bovenkant een AuNiZn-kontakt en de onderkant van het preparaat een AuGeNi-kontakt aangebracht. Het bovenste contact is een p-contact, het onderste is een n-contact. Het preparaat wordt vervolgens met een zilverpasta op de preparaathouder geplakt. Er zijn drie verschillende preparaten met deze structuur gegroeid. Het voornaamste verschil zit in de percentages Ga in de quantumputten. Hoe hoger het percentage Ga in de quantumputten is, het groter de tensile strain wordt. De tensile strain is een hulpmiddel bij het verkrijgen van een polarisatie-onafhankelijke schakelaar (zie par 2.2) Zie tabel 5.II. Verder staan in deze tabel ook de uiteindelijk gegroeide structuren. De preparaten zijn met Röntgen-diffractie gemeten. Uit deze metingen volgt dan met een berekening de daadwerkelijk gegroeide structuur.

	C482	C483	C485	±
<b>ontwerp</b>				
soort	pin	pin	pin	
enkele put dikte (Å)	26	26	27	
interne barrière dikte (Å)	11	11	11	
barrière dikte (Å)	150	155	155	
% Ga	52,5	55,5	58,5	
<b>Röntgendiffractie- metingen</b>				
enkele put dikte (Å)	27,0	28,7	28,5	1
interne barrière dikte (Å)	13,8	14,1	14,2	1
barrière dikte (Å)	139,8	140,7	141,8	1
% Ga	54	56	59	1
strain	-,50	-0,65	-0,85	0,07

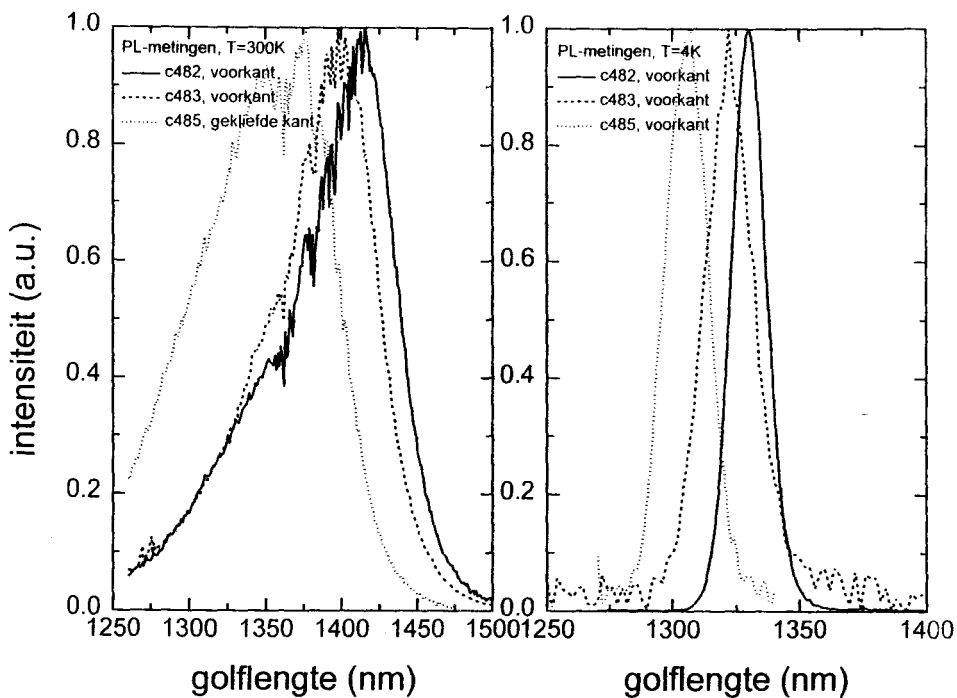
Tabel 5.II: De verschillen tussen de drie preparaten. Het ontwerp van de preparaten en de uiteindelijke uitvoering gemeten met Röntgen-diffractie.

Doel van de metingen is om te ontdekken welk preparaat de grootste kans geeft op het maken van een polarisatie-onafhankelijke schakelaar.

## 6. Eerste resultaten

In dit hoofdstuk worden de PL-spectra bij  $T = 4$  K en  $T = 300$  K en de PC-spectra bij  $T = 4$  K aan de gekliefde kant van alle drie de preparaten gegeven. In de volgende hoofdstukken wordt er dieper op de resultaten van elk preparaat afzonderlijk ingegaan, inclusief een discussie over deze resultaten.

De eerste metingen die aan de preparaten zijn gedaan, zijn de PL-metingen. Deze metingen zijn zowel bij kamertemperatuur als bij  $T = 4$  K gedaan. De spectra staan in figuur 6.1 en in tabel 6.I staan enkele meetwaarden van deze spectra.



Figuur 6.1a): De PL-spectra bij  $T = 300$  K, de metingen zijn genormeerd t.o.v. elkaar.

b): De PL-spectra bij  $T = 4$  K, de metingen zijn genormeerd t.o.v. elkaar.

Zoals verwacht liggen de PL-pieken bij  $T = 300$  K rond  $\lambda = 1390$  nm. Materiaal waarvan de bandgap bij  $\lambda = 1390$  nm ligt, is transparant voor licht met een golflengte van  $\lambda = 1550$  nm. Bij  $T = 4$  K ligt de bandgap ongeveer 80 nm lager dan bij  $T = 300$  K. Dit klopt niet voor preparaat C485. De simulatie van het absorptiespectrum geeft voor lattice-matched materiaal bij  $T = 4$  K een bandgap van  $\lambda = 1310$  nm. De bandgap van de

preparaten is dus van de grootte orde die, voordat het materiaal gegroeid werd, berekend is. Ook de invloed van strain blijkt duidelijk uit deze metingen. Hoe groter de strain in het preparaat is, hoe kleiner de golflengte waarbij de bandgap ligt.

De schakelaar zal bij  $T = 300$  K gebruikt worden. Er is echter toch bij 4 K gemeten. De voordelen hiervan zijn:

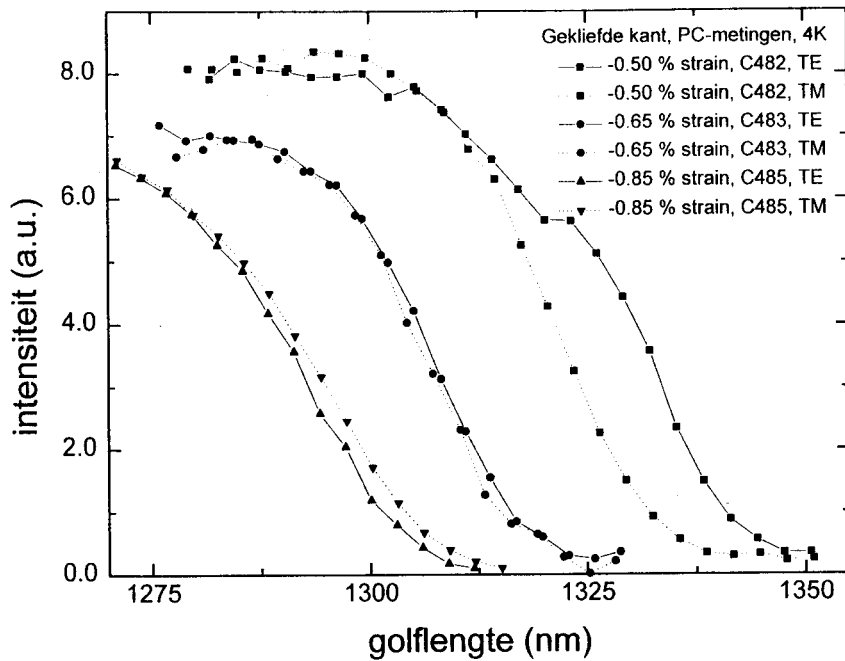
- er zit veel minder ruis in de spectra
- de pieken in de spectra is scherper en smaller
- de bandkant in de PLE- en PC-spectra zijn scherper en smaller

Bij deze temperatuur zijn de eigenschappen van de preparaten beter te herkennen dan bij  $T = 300$  K.

		C482	C483	C485	$\pm$
T = 300 K	top (nm)	1413	1398	1362	2
	fwhm (nm)	72	73	103	4
T = 4 K	top (nm)	1330	1322	1307	1
	fwhm (nm)	16	22	17	2

Tabel 6.I: Enkele typische waarden van de PL-spectra. De spectra zijn aan de voorkant van het preparaat gemeten. Behalve het C485-spectrum bij  $T = 300$  K dat aan de gekliefde kant is gemeten.

In figuur 6.2 staan PC-spectra voor  $T = 4$  K. De spectra zijn gemeten aan de gekliefde kant van het preparaat en zonder een extern elektrisch veld. Omdat er aan de gekliefde kant is gemeten is, kunnen de TE- en de TM-mode gemeten worden. Voor de bepaling van de bandgap wordt het punt aangehouden waarop de curve vlak gaat lopen.



Figuur 6.2: PC-spectra van de gekleefde kant bij  $T = 4$  K. De curven zijn genormeerd t.o.v. elkaar.

Preparaat C482 heeft een strain van  $-0,50\%$ . De bandgap voor de TE-mode ligt  $10$  nm hoger dan voor de TM-mode. Dat betekent dat de bandgap bepaald wordt door de  $hh1$ - $el1$ -overgang. Zie tabel 6.II. Als de strain wordt verhoogd naar  $-0,65\%$  (C483), dan ligt de bandgap voor beide modes bij  $\lambda = 1325$  nm. Wordt de strain nog verder verhoogd naar  $-0,85\%$  dan lijkt de absorptie bij de bandgap gedomineerd te worden door de TM-mode. Dat kan natuurlijk niet, want beide modes koppelen met de  $lh1$ - $el1$ -overgang. Binnen de meetfout lig de bandgap voor de twee modes echter bij dezelfde golflengte. Voor een polarisatie-afhankelijke schakelaar zal de strain dus vermoedelijk tussen  $-0,65\%$  en  $-0,85\%$  liggen.

	C482	C483	C485	$\pm$
strain	$-0,50\%$	$-0,65\%$	$-0,85\%$	
bandgap TE-mode (nm)	1348	1325	1312	2
bandgap TM-mode (nm)	1338	1325	1315	2

Tabel 6.II: De bandgap voor de TE- en TM-mode voor de PC-spectra uit figuur 2.



Opvallend is dat de bandgap van de PL-metingen bij een lagere golflengte ligt dan de bandgap van de PC-metingen. In tabel 6.III staan de verschillen in de bandgap voor de PL- en PC-metingen bij  $T = 4$  K.

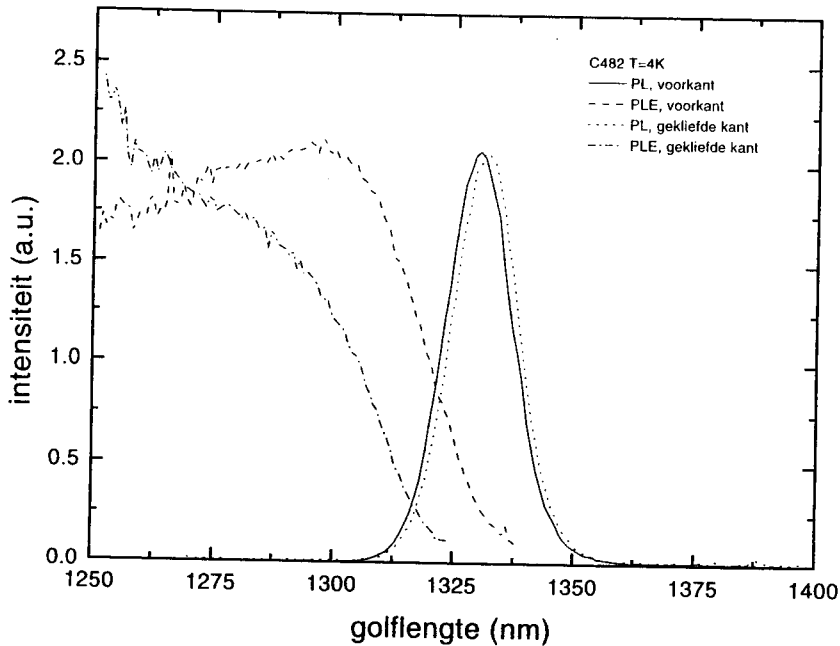
	C482	C483	C485	$\pm$
$\Delta(\text{PL-PC})$ (nm), TE	-18	-3	-5	3
$\Delta(\text{PL-PC})$ (nm), TM	-8	-3	-8	3

Tabel 6.III: Verschil in bandgap bij  $T = 4$  K tussen PL- en PC-spectra. Voor de PC-spectra is er onderscheid gemaakt tussen de TE- en TM-mode.

Volgens de theorie verwacht men dat de bandgap voor PC-metingen door de Stokes' shift bij een lagere golflengte ligt dan bij PL-metingen. Er is hier dus sprake van een "negatieve Stokes' shift". Het derde model dat in par. 2.4.1 is beschreven zou een verklaring voor deze verschuiving kunnen zijn. De PL wordt dan gedetecteerd uit de quantumputten die recht lopen. De PC komt uit de "scheve quantumputten". In deze laatste quantumputten is de energie van de bandgap door het QCSE kleiner dan in de "rechte quantumputten". En dus ligt de bandgap voor de PC-metingen bij een hogere golflengte dan bij de PL-metingen.

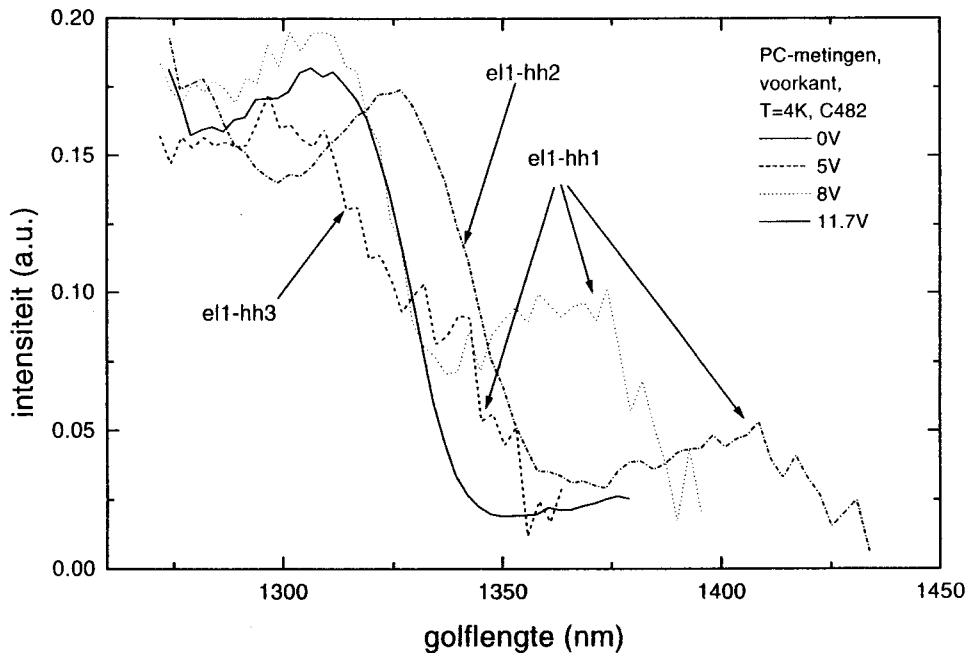
## 7. Resultaten van preparaat C482

In figuur 7.1 staan de PL- en PLE-spectra bij  $T = 4$  K. De spectra zijn zowel aan de voorkant als aan de gekliefde kant van het preparaat gemeten. De verschuiving in de PL-piek van 1 nm is te wijten aan een onjuiste golflengte-instelling van de dye-laser. De bandgap van de PLE gemeten aan de voorkant ligt bij  $\lambda = 1338$  nm. Dit komt overeen met de bandgap van de PC-metingen uit het vorige hoofdstuk. De bandgap van de PLE-meting aan de gekliefde kant ligt bij  $\lambda = 1325$  nm. Omdat er met ongepolariseerd licht gemeten is, zijn er zowel lh-el1- als hh-el1-overgangen mogelijk. Er zou dus geen verschil mogen zijn in de ligging van de bandgap bij verschillende propagatierichtingen. Het lijkt erop dat de PLE-meting aan de voorkant een "negatieve Stokes' shift" heeft en dat de PLE-meting aan de gekliefde kant een gewone Stokes' shift heeft. Dit in tegenstelling tot de PC-meting aan de gekliefde kant (hfd 6) die een "negatieve Stokes' shift" heeft. Ik zou verwachten dat van de vrije ladingdragers die in de scheve quantumputten (zie derde model van par 2.4.1.) gecreëerd worden het grootste deel zo vlug uit de quantumputten getrokken wordt dat er bij die quantumputten nauwelijks recombinatie plaatsvindt en dus ook geen PLE gedetecteerd kan worden. Dat betekent dat de PLE in de rechte quantumputten gedetecteerd wordt. In die quantumputten ligt door exciton-thermalisatie de bandgap voor de PL bij een grotere golflengte dan de bandgap voor de PLE. Waarom de PLE-meting aan de voorkant een "negatieve Stokes' shift" geeft is onduidelijk, maar er bestaan sterke vermoedens dat er bij deze meting iets verkeerd is gegaan.



Figuur 7.1: De PL- en PLE-spectra voor  $T = 4$  K voor twee kanten van het preparaat. De curven zijn genormeerd t.o.v. elkaar.

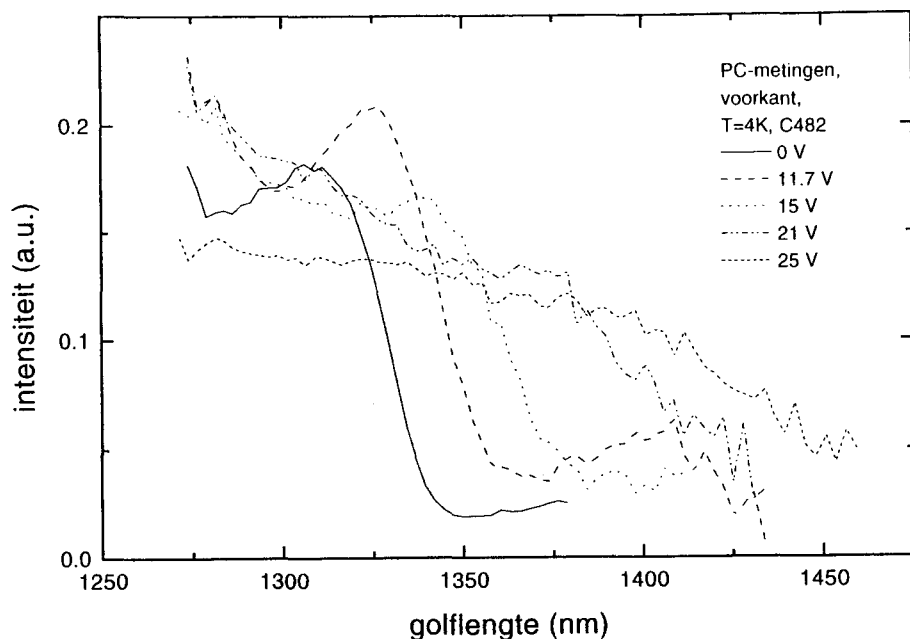
Om het QCSE te meten zijn er PC-metingen gedaan aan de voorkant van preparaat C482. Deze metingen zijn gedaan bij  $T = 50$  K. In figuur 7.2 staan de spectra voor een reverse bias van 0 V tot 11.7 V. Een reverse bias van 5 V verbreekt de gladde curve die te zien is als er geen spanning over het preparaat staat. De niveaus in de curve zijn zeer waarschijnlijk te herkennen als de hh1-el1- en de hh3-el1-overgangen. De overlap van de hh2- en el1-golffuncties is bij lage spanningen bijna nul en de overgang is dan ook niet waarneembaar. Bij het verhogen van de spanning schuift de bandgap naar een grotere golflengte. De verhoging op de bandkant van de curven van 0 V en 11,7 V lijkt excitonachtig te zijn. Beide andere metingen hebben deze verhoging niet, zodat erg onduidelijk is wat er in deze metingen wordt waargenomen.



Figuur 7.2: PC-spectra met een externe spanning. De curven zijn genormeerd t.o.v. elkaar.

In figuur 7.3 staan de spectra voor aangelegde spanningen tussen 0 V en 25 V. Vanaf 11.7 V begint de hh2-el1-overgang waarneembaar te worden. Bij nog hogere spanningen zijn de individuele overgangen niet meer als zodanig herkenbaar.

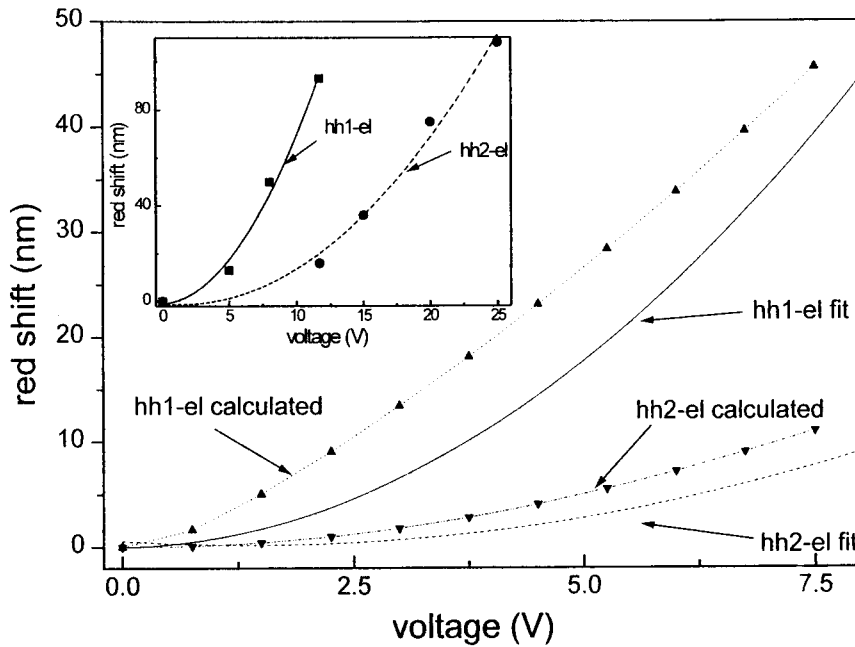
De el1-hh1-overgang vertoont een grote roodverschuiving en de oscillatorsterkte van deze overgang neemt sterk af. Pas bij grote spanningen (11,7 V en meer) is de el1-hh2-overgang waarneembaar. Deze overgang is een weinig rood verschoven. De el1-hh3-overgang heeft een blauwverschuiving en de oscillatorsterkte neemt toe bij het vergroten van de spanning. Dit is net als in de berekening in figuur 4.3, waarin de el1-hh1-overgang een grote roodverschuiving, de el1-hh2-overgang een kleine roodverschuiving en de el1-hh3-overgang een blauwverschuiving heeft. Voor een zo groot mogelijk brekingsindexverandering moeten alle drie de overgangen een roodverschuiving hebben, terwijl daarbij de oscillatorsterkte niet kleiner worden mag.



Figuur 7.3: PC-spectra met een externe spanning. De curven zijn genormeerd t.o.v. elkaar.

De verschuiving van de bandgap door het QCSE uit de vorige twee figuren zijn bij elkaar gezet in de inzet van figuur 7.4. De punten zijn door tweede orde polynomen met elkaar verbonden, omdat volgens de theorie de verschuiving van de bandgap evenredig is met het kwadraat van het elektrisch veld.

De berekende verschuiving in de bandgap door het QCSE (gedaan door B.H.P. Dorren) wordt in figuur 7.4 vergeleken met de fit van de metingen uit de inzet. Het blijkt dat de berekening van de  $el1-hh1$ -overgang en de meting hooguit 8 nm verschillen. Voor de  $el1-lh1$ -overgang is dit verschil slechts 4 nm. De verschuiving in de bandgap is dus goed te berekenen, mits de laagdiktes met Röntgen-diffractiemetingen nauwkeurig bepaald zijn.

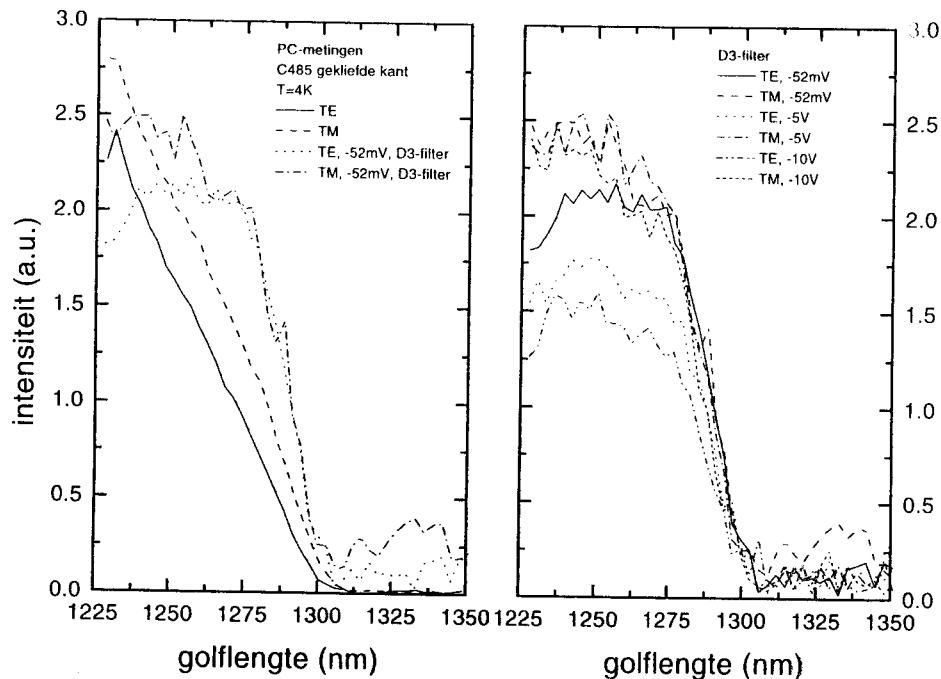


Figuur 7.4: Berekende en gemeten verschuivingen in de bandgap door het QCSE ten gevolge van een extern elektrisch veld (reverse bias).

De PC-metingen met aangelegde spanning zijn ook op de gekliefde kant bij  $T = 4$  K gedaan. Als er geen spanning over het preparaat staat, is er een groot verschil tussen de bandgap van de TE- en de TM-mode, zie figuur 2. Dit verschil verdwijnt volledig als er een reverse bias van 5 V over het preparaat wordt gezet en komt ook niet terug bij hogere spanningen. Hoe groter de spanning (er is tot 20 V gemeten), hoe groter de roodverschuiving van de bandgap is en hoe vlakker de curven lopen. Bij deze metingen zijn de individuele overgangen niet te herkennen. Deze metingen leveren echter geen nieuwe informatie op vergeleken met de PC-metingen aan de voorkant.

## 8. Resultaten van preparaat C483

In figuur 8.1 staan PC-spectra aan de gekliefde kant van preparaat C483. De spectra zijn gemaakt bij  $T = 4\text{ K}$  en  $T = 45\text{ K}$ . De dye-laser is voor deze spectra van lage naar hoge golflengte (heen) en van hoge naar lage golflengte (terug) gescand.



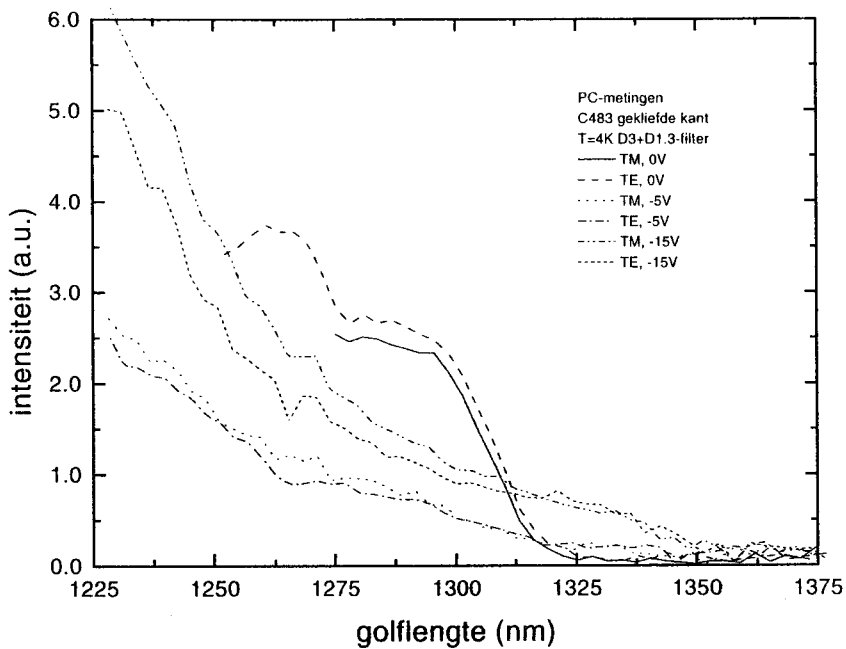
Figuur 8.1: PC-metingen aan de gekliefde kant voor  $T = 4\text{ K}$  en  $T = 45\text{ K}$ . De dye-laser is van lage naar hoge golflengte gescand en omgekeerd.

Voor de bepaling van de bandgap is het niet belangrijk of de dye-laser heen- of teruggescand wordt. Dit geldt overigens alleen als het scannen voldoende langzaam gebeurt. Voor het bepalen van het spectrum ver van de bandgap vandaan levert heen- of terugscannen wel een verschil op. Dit verschil wordt vermoedelijk veroorzaakt door traagheid van het systeem bij het scannen en kan waarschijnlijk verholpen worden door nog langzamer te scannen.

De bandgap bij  $T = 4\text{ K}$  ligt bij  $\lambda = (1325 \pm 2)\text{ nm}$ . Vergeleken met de PL-piek uit figuur 1b is er dus sprake van een (lichte) "negatieve Stokes' shift". Bij  $\lambda = 1276\text{ nm}$  is er een dip in de curve te zien. Bij  $T = 45\text{ K}$  ligt de bandgap bij  $\lambda = (1330 \pm 2)\text{ nm}$ . Deze bandgap ligt zoals verwacht bij een grotere golflengte dan de bandgap bij  $T = 4\text{ K}$ . Ook

nu is bij  $\lambda = 1276$  nm de dip in de curve te zien. Dit komt omdat de excitatiebundel gedeeltelijk door  $H_2O$  in de lucht wordt geabsorbeerd.

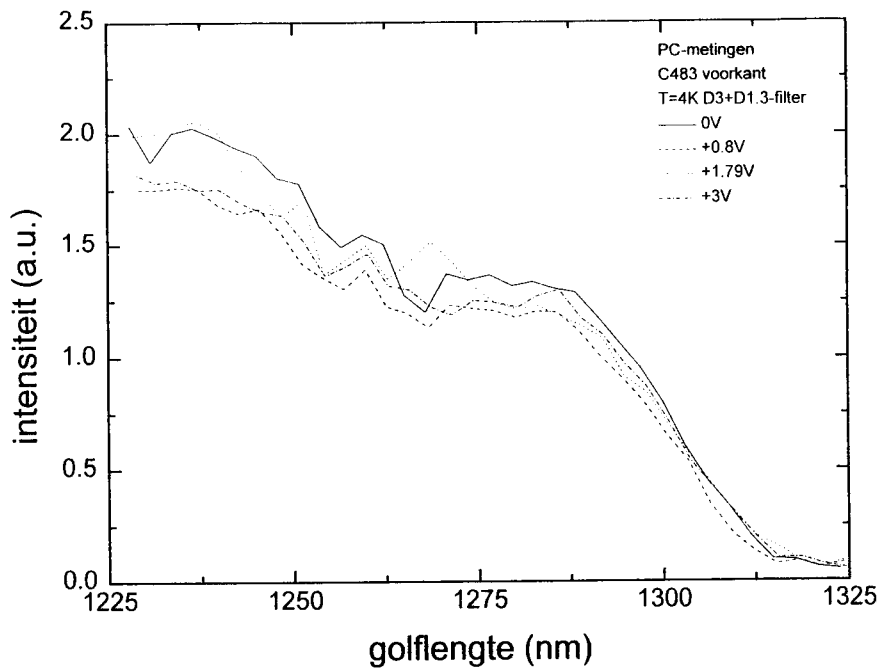
In figuur 8.2 staan PC-spectra bij  $T = 4$  K voor de gekliefde kant. De metingen zijn met een polarisator gedaan, zodat er onderscheid gemaakt kan worden tussen de TE- en TM-mode. Net als in figuur 6.2 is wat de bandgap betreft geen onderscheid tussen de TE- en de TM-mode. Duidelijk is ook dat hoe hoger de aangelegde spanning, hoe groter de roodverschuiving van de bandgap is en hoe vlakker de curven lopen.



Figuur 8.2: PC-spectra bij  $T = 4$  K van de gekliefde kant met een aangelegd elektrisch veld.

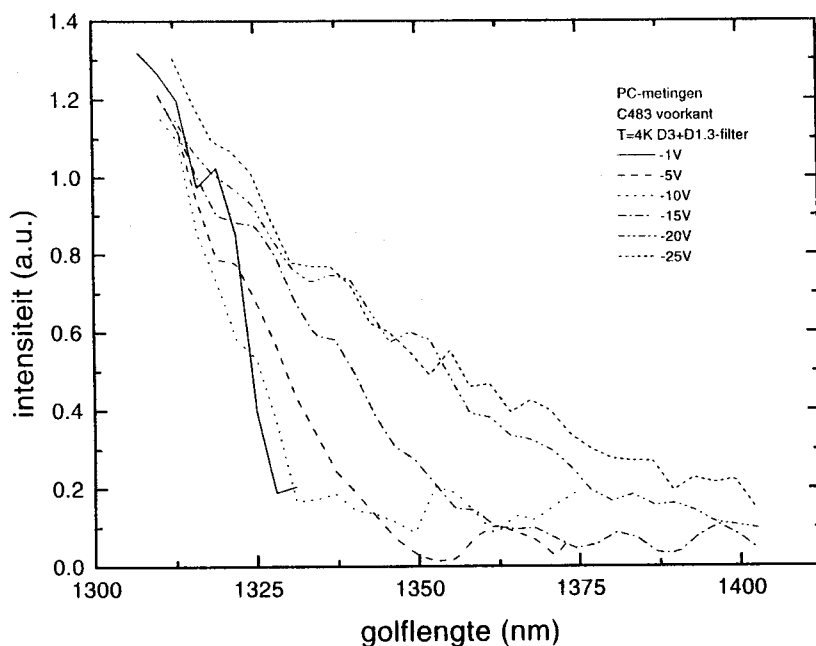
In figuur 8.3 staan dezelfde spectra als in figuur 8.2, nu echter met een forward bias van 0 V tot 3 V. De bandgap verschuift nu niet meer en de curven zijn verder ook aan elkaar gelijk. Als wederom het model uit par 2.4.1 wordt gebruikt, dan is bij een positieve bias de hele bandenstructuur "flat band". Er is dan geen sprake van het QCSE en de bandgap kan dan niet meer schuiven als functie van het elektrische veld. In het geval van een "flat band"-situatie is er een bepaald deel van de gecreëerde ladingdragers bestemd voor de fotostroom. Dit deel wordt niet beïnvloed door de externe spanning, zodat ook de intensiteit niet beïnvloed wordt.





Figuur 8.3: PC-spectra voor  $T = 4$  K van de gekliefde kant met een forward bias van 0 V tot 3 V.

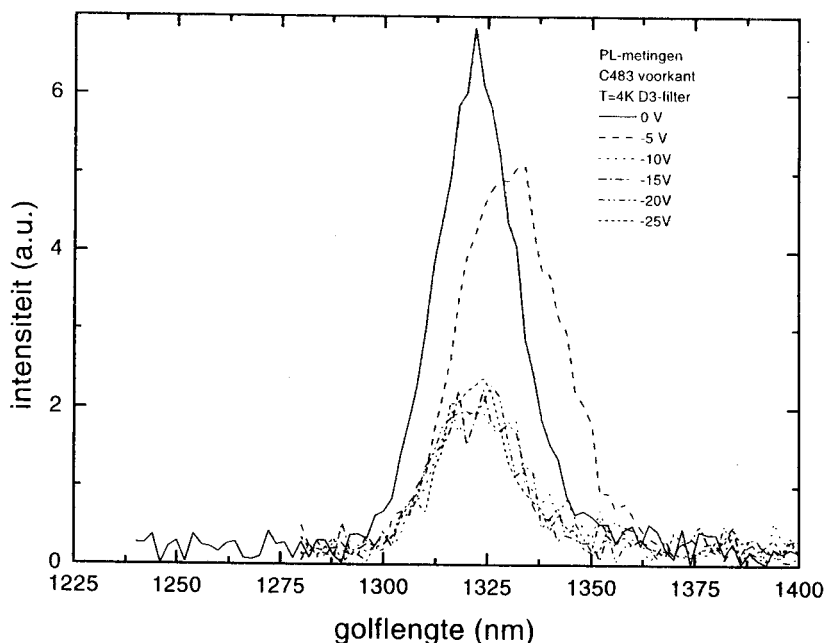
In figuur 8.4 staan de PC-spectra bij  $T = 4$  K voor de voorkant van het preparaat. De bandgap ligt, zoals verwacht, bij dezelfde golflengte als bij de PC-spectra aan de gekliefde kant (zie figuur 8.2).



Figuur 8.4: PC-spectra bij  $T = 4$  K van de voorkant met aangelegd elektrisch veld.

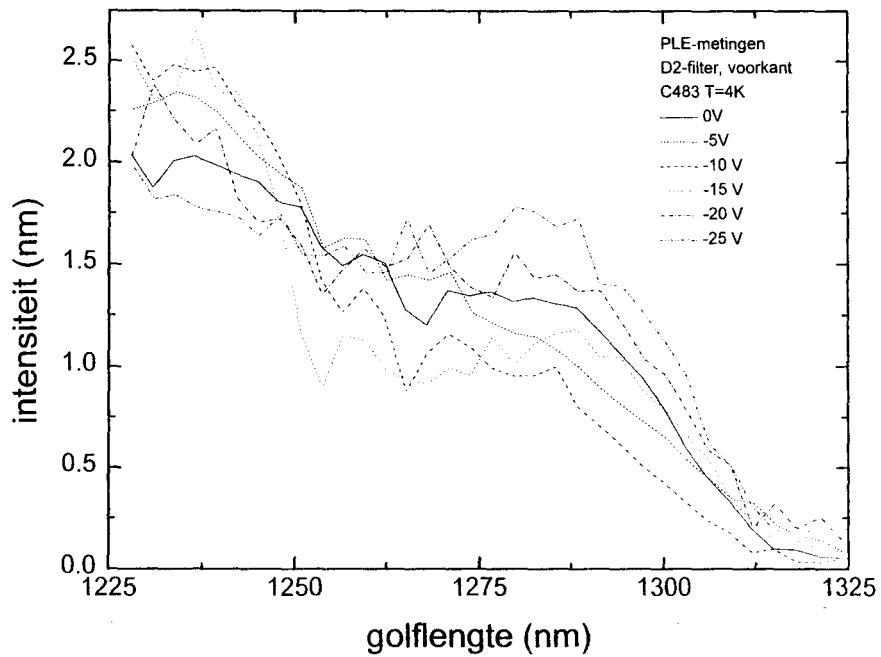
In figuur 8.5 staan PL-metingen bij  $T = 4$  K. Deze spectra zijn aan de voorkant van het preparaat gemaakt. Opvallend is dat de bandgap, in tegenstelling tot de PC-spectra aan de voorkant, niet verschuift bij het vergroten van het aangelegde elektrische veld. De piek die gemeten is bij een elektrisch veld van  $-5$  V over het preparaat is echter wel licht verschoven. Zeer waarschijnlijk is er bij deze meting iets verkeerd gegaan.

Verder valt op dat bij  $0$  V de PL-piek het grootst is. Bij  $5$  V reverse bias is de oscillatorsterkte duidelijk afgenomen. Bij  $10$  V zakt de oscillatorsterkte nog verder in. Bij nog grotere elektrische velden blijft de oscillatorsterkte gelijk. In [SHO87] neemt de oscillatorsterkte voortdurend af en verschuift de bandgap naar grotere golflengte. Het niet verschuiven van de PL-piek is te begrijpen als de PL uit de rechte quantumputten van het derde model uit par 2.4.1 komt. Maar dan zou ook de intensiteit van de PL-piek moeten afnemen bij het verhogen van de spanning, want er zijn dan steeds meer scheve quantumputten en steeds minder rechte quantumputten. Een mogelijke verklaring is dat er een minimaal aantal quantumputten is dat recht blijft, ongeacht de spanning die over het preparaat staat. Bij een gelijk blijvende excitatiedichtheid blijft de intensiteit van de PL dan gelijk.



Figuur 8.5: PL-spectra van de voorkant bij  $T = 4$  K, met aangelegd elektrisch veld. De spectra zijn niet genormeerd t.o.v. elkaar.

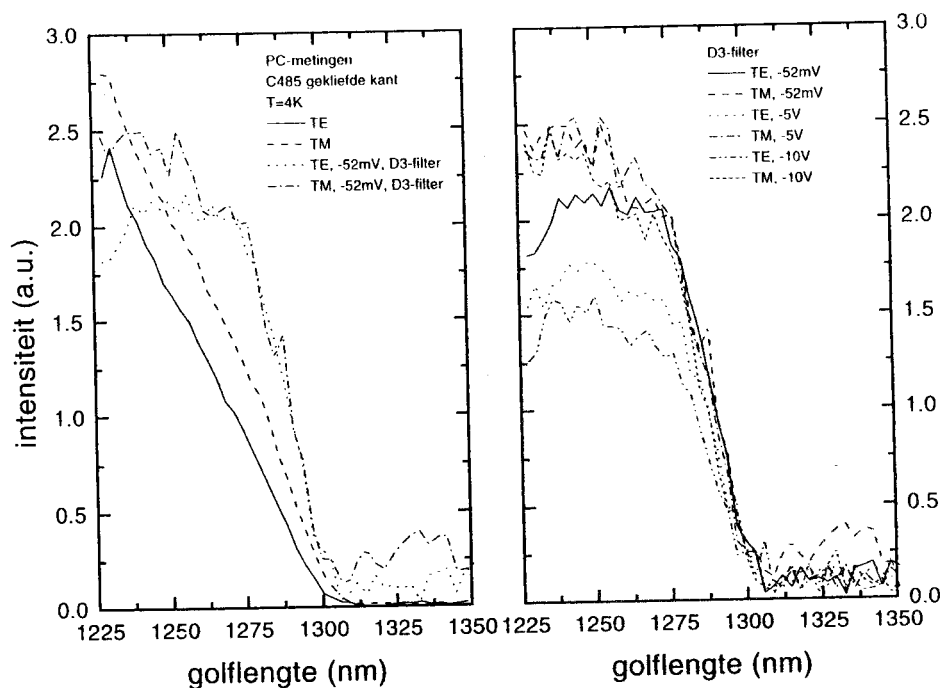
In figuur 8.6 staan PLE-metingen bij  $T = 4$  K. Deze spectra zijn ook aan de voorkant gemaakt. De bandgap is, net als bij de PL-spectra, onafhankelijk van het aangelegde elektrische veld. Dit kan als de PLE uit de rechte quantumputten van het derde model van par 2.4.1 komt. Er is nu wel variatie in het verloop van de curven. Er is daarin echter geen trend aan te wijzen.



Figuur 8.6: PLE-spectra aan de voorkant bij  $T = 4$  K, met aangelegd elektrisch veld.

## 9. Resultaten van preparaat C485

In figuur 9.1 staan PC-metingen aan de gekleefde kant bij  $T = 4$  K. De bandgap verschuift niet met het veranderen van de spanning. Dit in tegenstelling tot de PC-metingen bij  $T = 4$  K voor de preparaten C482 en C483. Bij  $T = 80$  K verschuift ook bij preparaat C485 de bandgap (zie figuur 9.2). De fotostroom zelf verandert echter wel bij een veranderend veld, het signaal van de TE-mode wordt namelijk kleiner. Dat de TM-mode een grotere fotostroom geeft dan de TE-mode komt omdat de  $lh1-ell$ -overgang voor de TM-mode veel sterker is dan voor de TE-mode.

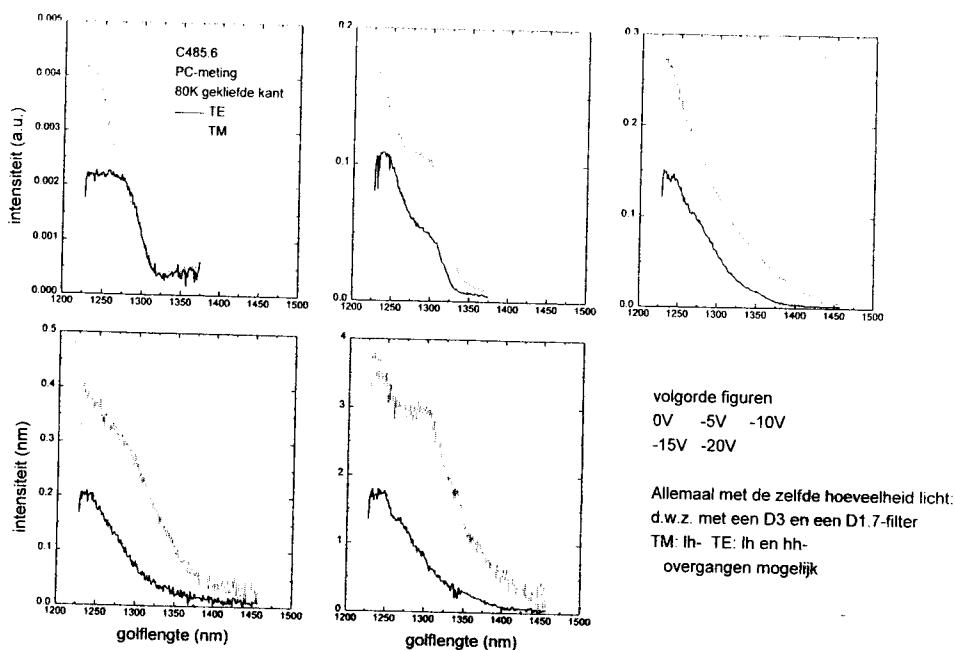


Figuur 9.1: PC-spectra bij  $T = 4$  K. De spectra zijn niet genormeerd t.o.v. elkaar.

In figuur 9.2 staan dezelfde metingen als in figuur 13, nu bij  $T = 80$  K. De spectra bij  $T = 80$  K hebben veel minder ruis dan bij  $T = 4$  K. Dit verschil in ruis komt omdat de YAG-laser bij de metingen bij  $T = 80$  K extreem stabiel was. Bij  $T = 80$  K verschuift de bandgap zoals verwacht bij het verhogen van de spanning naar grotere golflengte. Net als bij  $T = 4$  K ligt de TM-mode boven de TE-mode.

Verder valt op dat de intensiteit van de fotostroom met het oplopen van het elektrische veld toeneemt. Bij een reverse bias van 20 V is het signaal een factor 1000 groter dan bij

een bias van 0 V. Dat er nog geen verzadiging van de fotostroom is, betekent dat de interne quantum efficiency kleiner dan één is [SHO87]. Dat de fotostroom toeneemt met het vergroten van het elektrische veld is te verklaren uit het feit dat de ladingdragers die zich door thermi-ionische emissie boven het niveau van de barrière bevinden, steeds makkelijker uit de put getrokken worden en dat de kans dat ze in de put terugvallen steeds kleiner wordt.



Figuur 9.2: PC-spectra bij  $T = 80$  K. De spectra zijn niet genormeerd en beide modes zijn gemeten met een zelfde hoeveelheid licht.

## 10. Conclusies en aanbevelingen

### 10.1 Conclusies

Uit de resultaten van de metingen komen een aantal verschijnselen naar voren die niet met de gewone kennis verklaard kunnen worden. Dat zijn:

- De PLE-spectra hebben de gewone Stokes' shift t.o.v. de PL-spectra, terwijl de PC-spectra een "negatieve Stokes' shift" hebben t.o.v. de PL-spectra, zie tabel 10.I. De verwachting was dat de PLE-spectra en de PC-spectra dezelfde bandgap laten zien.
- De PL- en de PLE-spectra schuiven niet en de PC-spectra schuiven wel als er een extern elektrisch veld over het preparaat wordt aangelegd.
- Vergeleken met de PLE- en de PC-spectra van een enkele quantumput zijn de spectra van de "gekoppelde" quantumputten sterk verbreed.
- In de spectra worden geen excitonen waargenomen.

	PL (nm)	PLE (nm)	PC (nm)
C482	1330	1338 voorkant, neg. shift ** 1325 gekliefde, pos. shift	1348 TE neg. shift 1338 TM neg. shift
C483	1322	1314 voorkant, pos. shift	1325 TE neg. shift 1325 TM neg. shift
C485	1307		1312 TE neg. shift 1315 TM neg. shift

Tabel 10.I: De bandgap bij  $T = 4$  K en zonder extern elektrisch veld.

\*\* : Bij deze meting is er zeer waarschijnlijk iets verkeerd gegaan.

Met het model dat in par 2.4.1 (figuur 2.13) beschreven is zijn deze aspecten te verklaren. Zoals in par 2.4.1 beschreven staat worden de PL en de PLE uit de rechte quantumputten en de PC uit de scheve quantumputten gedetecteerd. De Stokes' shift tussen PL en PLE is dan het gevolg van exciton-thermalisatie. De verschuiving van de PC kan in dit model worden verklaard door een bandgapverlaging t.g.v. het QCSE. Als de bandbuiging zelfs

bij grote elektrische velden zo sterk is dat er een "flat band" gedeelte blijft (zie figuur 2.13), dan zal dat veld geen invloed hebben op de ligging van de PL en de PLE die immers uit het "flat band" gedeelte komen. Het schuine stuk met de quantumputten zal onder invloed van een reverse bias steeds schever gaan lopen, waardoor de PC-bandgap een roodverschuiving heeft.

De energieniveaus in de meeste quantumputten zullen net van elkaar verschillen door de bandbuiging. Omdat het externe elektrische veld over de hele structuur staat, zullen ook de energieniveaus in de rechte putten waarschijnlijk enigszins verschillend van elkaar zijn. Daardoor ontstaat de sterke verbreding van de PC- en de PLE-spectra.

Dat er geen excitonen worden waargenomen is ook met dit model te verklaren.:

- In het linkerstuk van figuur 2.13 zijn wel excitonen aanwezig. Zij hebben echter allemaal een net iets andere energie (zie vorige alinea), daardoor zijn de excitonen uit dit stuk niet detecteerbaar.
- In het middenstuk van figuur 2.13 is de ladingdragerconcentratie zo hoog dat alle excitonen gescreend zijn.
- In het rechterstuk van figuur 2.13 zijn ook excitonen aanwezig. Het zijn echter weinig quantumputten en dus weinig excitonen, die waarschijnlijk ook nog iets in energie schelen, zodat deze excitonen niet waarneembaar zijn. In de aanwezigheid van een sterk elektrisch veld zijn de excitonen over het algemeen minder goed zichtbaar.

## 10.2 Aanbevelingen

- Doe Hall-metingen onder PL-excitatie condities om te zien of met de ladingdragersconcentratie dit model te verifiëren is.
- Doe PL- PLE- en PC-metingen aan een 40 Å quantumput. De bandgap van de PL en de PLE zullen dan niet veranderen. De verschuiving voor de PC moet, als het model klopt, minder klein zijn, omdat het QCSE in een smalle put veel kleiner is dan in een CQW.
- Doe de PLE- en de PC-metingen tegelijkertijd. Dit scheelt veel tijd terwijl de data van de PLE- en de PC-metingen onder identieke omstandigheden worden verkregen.
- Controleer of de serieweerstand geen invloed heeft op de resultaten. Dit kan door de serieweerstand te variëren.



## 11. Literatuurlijst

- [AIZ94] T. Aizawa, K.G. Ravikumar, S. Suzaki, T. Watanabe and R. Yamauchi, IEEE J. of Quantum Electronics **30**, 585, (1994).
- [BAS83] G. Bastard, E.E. Mendez, L.L. Chang and L. Esaki, Phys. Rev. B. **28**, 3241, (1983).
- [BAS88] G. Bastard, *Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures*, les édition de physique, France, (1988).
- [DOR97] B.H.P.Dorren, *Improved design of an interferometric switch at 1.55  $\mu\text{m}$  using InGaAs/InP chopped quantum wells*, aio-2-verslag TUE, Eindhoven (1997).
- [FIE87] F. Fiedler and A. Schlachetzki, Solid-State Electronics, **30**, 73, (1987).
- [HAV94] J.E.M. Haverkort, *Optische verschijnselen in Halfgeleiders*, collegedictaat, TUE, Eindhoven, (1994).
- [HUN93] S. Hunsche, H. Heesel, A. Ewertz and H. Kurz, Phys. Rev. B, **71**, 17818, (1993).
- [KAN86] M.J.Kame, D.A. Anderson, L.L.Taylor and S.J.Bass, J.Appl.Phys., **60**, 657, (1986).
- [KLE85] D.A. Kleinman, Phys. Rev. B, **32**, 3766, (1985).
- [KOP94] W.J. Koppens, *Fotostroom en fotoluminescentie excitatie metingen aan InGaAs/InP quantumputten*, afstudeerverslag TUE, (1994).
- [KRU62] P.W. Kruse, L.D. MacGlauchlin and R.B. MacQuistan, *Elements of infrared technology, generation, transmission and detection*, John Wiley & Sons, new York-londen, (1962).
- [MIL84] D.A.B. Miller, D.S. Chemla, T.C. Damen, A.C. Gossard, W. Wiegmann, T.H. Wood and C.A. Burrus, Phys. Rev. Lett. **53**, 2173 (1984).
- [MIL85] D.A.B. Miller, D.S. Chemla, T.C. Damen, A.C. Gossard, W. Wiegmann, T.H. Wood and C.A. Burrus, Phys. Rev. B. **32**, 1043 (1985).
- [MIL87] D.A.B. Miller, J.S. Weiner and D.S. Chemla, J. Appl. Phys., **50**, 842, (1987).

- [NAH78] R.E. Nahory, M.A. Pollack, W. D. Johnston and Jr. R.L. Barns, Appl. Phys. Lett., **33**, 659,(1987).
- [PAN65] J.I. Pankove, Phys.Rev.A, **A140**, A2039,(1965).
- [SCH94] R. Schwedler, H. Mikkelsen, K. Wolter, D. Laschet, J. Hergeth, H. Kurz, J.Phys. III France, **4**, 2341, (1994).
- [SHO87] M.G.Shorthose, A.C.Maciel, J.F.Ryan, M.D.Scott, A.Moseley, J.I.Davies and J.R.Riffat, Appl. Phys. Lett., **51**, 493, (1987).
- [SUG92] M. Sugawara, J. Appl. Phys., **71**, 277, (1992).
- [TSA87] W.T. Tsang, E.F. Schubert, S.N.G. Chu, K. Tai and R. Sauer, Appl. Phys. Lett. **50**,540, (1987).
- [WAN90] T.Y. Wang and G. Stringfellow, J. Appl. Phys. **67**, 344 (1990).

## 12. Gebruikte apparatuur

- Quatronix Corporation 416 Nd:YAG-laser
  - + power supply/cooler
  - + model 366 laser stabilizer
  - + acoustic-optic control
  - + Tektronix type 454 oscilloscope
- Coherent Power Meter, model LM10
- Newport Germanium Detector, model 818-IR
  - + Newport Optical Power Meter, model 835
- Coherent 700 Dye Laser
- Inrad autotracker II
- Hamamatsu Temperature Controller, model c1103-04
- EG&g Parc current sensitive preamplifier, model 181
- Hamamatsu InGaAs-PIN Photodiode G5832
- Digikrom242 monochromator
  - +power supply and controller
- Bentham, 218 variable frequency optical chopper
- EG&G Parc lock-in amplifier, model 5210
- Ortec Brookdeal 9503-SC lock-in amplifier
- Oltronix Power Supply, model c40-08D
- Edward High Vacuum Pump E2M-15
- Delta Elektronika voedingsapparaat D035-10
- Cryostaat
- Cryovac turbopomp
- Cryovac Temperatur,-Mess-und Regelgerät TIC 303M
- Hamamatsu Camera Head, C1000 type3 + Camera Control C1000
- Ikagami, monitor
- Appa 201 multimeter

- Soar Digital Multimeter 5030
- Optiek: Melles Griot + Newport
- Quarts-halogen lamp

## 13. Appendix 1

### 13.1 *Het computerprogramma*

Dit programma is een eerste aanzet tot de berekening van absorptiespectra. In dit programma worden alleen de hh1-t/m hh4- en de lh1-t/m lh4- naar e11-overgangen meegenomen, voor zover de gatenniveaus gebonden toestanden zijn. De overgangsenergieën en de golffuncties worden berekend met het programma dat geschreven is door Arnout van der Stadt. Dit programma is ook in de groep aanwezig. Na het inlezen van parameters, die van de gebruikte put afhankelijk zijn, de golffuncties en de overgangsenergieën wordt de absorptiecoëfficiënt berekend met formule 51, hoofdstuk 8 uit [BAS]. Daarna wordt de verandering in de brekingsindex berekend met formule 1 uit [MIL87].

De effectieve lengte  $L_{\text{eff}}$  is gelijk aan het aantal CQW's maal de effectieve lengte van één CQW. De golffunctie van één CQW valt in de barrière zo ver af dat er geen koppeling optreedt met de golffuncties van de CQW's die er naast liggen. Dat betekent dat de effectieve lengte van één CQW kleiner is dan de lengte van de CQW (inclusief barrière) zelf. De effectieve lengte  $L_{\text{eff}}$  wordt daarom zo gekozen dat  $L_{\text{eff}}$  gelijk is aan het aantal CQW's maal de lengte (inclusief barrière) van één CQW.

C\*\*\*\$\*\*\*\*\*

PROGRAM absorption

C i,j,k,n,polarisation: counters  
C np: number of points of the envelopes  
C l:number of the envelopes p:number of hh-envelopes v:number of wells  
C status1: Nr of Toggle steps } program mqw, file statusx.inp  
C status2: Nr of level }  
C status3: Points in calculation }  
C status4: Diagnostics nr }

INTEGER

\$ i,j,k,n,np,l,p,v,polarisation,  
\$ ifail,  
\$ status1,status2,status3,status4,  
\$ counter1,counter2,  
\$ start1,start2

PARAMETER(counter1 = 590,counter2 = 15,start1 = 805,start2 = 790)

C start2+counter2<start1

C psi,z: golffuntion, uit: golffuntion for routine, inproduct: psi\*psi  
C ToggNr,WInP,Efield: numbers of the program mqw  
C E\_trans(ition): el\_hh1, el\_hh2, el\_hh3, el\_hh4,  
C el\_lh1, el\_lh2, el\_lh3, el\_lh4  
C alpha, E\_photon: absorption coefficient and energy of photon  
C refrac: refractive index at fundamental bandgap  
C consthh,constlh: materialconstants  
C Leff: effective length, x: fraction of Ga in InGaAs  
C pi,q,eps\_0,c,m\_0\_el,h\_bar,Kane,conv\_eV\_J,conv\_J\_eV,refrac:phys.const.  
C m\_eff\_el\_GaAs,m\_eff\_hh\_GaAs,m\_eff\_lh\_GaAs  
C m\_eff\_el\_InAs,m\_eff\_hh\_InAs,m\_eff\_lh\_InAs  
C m\_eff\_el\_InGaAs,m\_eff\_hh\_InGaAs,m\_eff\_lh\_InGaAs:effective mass of  
C bulk material  
C delta\_alpha, delta\_n and E\_Wanted, the energies at which you want to  
C know delta\_n  
C H: dummy to calculate delta\_n  
C The dimension of psi(2,x,1010),inproduct(x) and E\_trans(x) should be  
C at least 1, 1-1 and 1-1

DOUBLE PRECISION

\$ psi(2,9,1010),z(1010),uit(1010),inproduct(8),error,  
\$ ToggNr,WInP,EField,E\_trans(8),  
\$ alpha(2,counter1),alpha\_hh(2,counter1),alpha\_lh(2,counter1),  
\$ pi,q,eps\_0,c,m\_0\_el,h\_bar,Kane,conv\_eV\_J,conv\_J\_eV,refrac,  
\$ consthh,constlh,  
\$ consthh\_TE,consthh\_TM,constlh\_TE,constlh\_TM,  
\$ m\_eff\_el\_GaAs,m\_eff\_hh\_GaAs,m\_eff\_lh\_GaAs,  
\$ m\_eff\_el\_InAs,m\_eff\_hh\_InAs,m\_eff\_lh\_InAs,  
\$ m\_eff\_el\_InGaAs,m\_eff\_hh\_InGaAs,m\_eff\_lh\_InGaAs,  
\$ Leff,x,  
\$ E\_photon(counter1),lambda\_photon(counter1),  
\$ delta\_alpha(counter1),H(counter1),  
\$ E\_Wanted(counter2),lambda\_wanted(counter2),  
\$ delta\_n(counter2)

PARAMETER(pi = 3.14159, q = 1.60219E-19, eps\_0 = 8.85419E-12,  
\$ c = 2.9979246E8, m\_0\_el = 9.10956E-31, h\_bar = 1.05459E-34, Kane = 21.862,  
\$ conv\_eV\_J = 1.6021892E-19, conv\_J\_eV = 6.2418E18)

C path,direc: directory level:files

CHARACTER\*10

\$ path23\*23,path15\*15,  
\$ level(9),  
\$ dummy\*30

C f: ML input } program mqw, file statusx.inp

LOGICAL

\$ f

C PRINT\*, 'give the fraction of Ga in InGaAs'

C PRINT\*, '(0.47 is lattice-matched)'

C READ\*, x

C PRINT\*, 'the fraction is:', x

x = 0.47

refrac = 3.73

C Leff: 20 times the length of a chopped QW

C Leff = 0.570E-6

PRINT\*, 'give the effective length of a chopped QW (in m)'

PRINT\*, '(Leff: 20 times the length of a chopped QW )'

READ\*, Leff

PRINT\*, 'the effective length is:', Leff

C The next numbers are from J.Appl.Phys. 67,1990, page 344, Wang et al

m\_eff\_el\_GaAs = 0.067 \* m\_0\_el

m\_eff\_hh\_GaAs = 0.45 \* m\_0\_el

m\_eff\_lh\_GaAs = 0.082 \* m\_0\_el

m\_eff\_el\_InAs = 0.023 \* m\_0\_el

m\_eff\_hh\_InAs = 0.41 \* m\_0\_el

m\_eff\_lh\_InAs = 0.025 \* m\_0\_el

m\_eff\_el\_InGaAs = (1-x)\*m\_eff\_el\_InAs + x\*m\_eff\_el\_GaAs

m\_eff\_hh\_InGaAs = (1-x)\*m\_eff\_hh\_InAs + x\*m\_eff\_hh\_GaAs

m\_eff\_lh\_InGaAs = (1-x)\*m\_eff\_lh\_InAs + x\*m\_eff\_lh\_GaAs

C formula 51 chapter 8 from Bastard

consthh = ((pi\*q\*\*2\*Kane)/(eps\_0\*refrac\*c\*m\_0\_el\*h\_bar\*Leff)) \*

\$ ((m\_eff\_el\_InGaAs\*m\_eff\_hh\_InGaAs)/(m\_eff\_el\_InGaAs+

\$ m\_eff\_hh\_InGaAs))

constlh = ((pi\*q\*\*2\*Kane/3)/(eps\_0\*refrac\*c\*m\_0\_el\*h\_bar\*Leff)) \*

\$ ((m\_eff\_el\_InGaAs\*m\_eff\_lh\_InGaAs)/(m\_eff\_el\_InGaAs+

\$ m\_eff\_lh\_InGaAs))

C Give the numbers of the wells. Not more than 4 wells, or the arrays

C have to be enlarged.

C An array should be as large as:

C (i( = number of the wells)+i+1( = number of the barriers)+1)\*status3

C The last number is defined in the program mqw, file statusx.inp

PRINT \*, 'give the number of the wells (not exceeding 4)'

READ\*, v

PRINT\*, 'the number is:', v

PRINT\*, 'give the numbers of lvhh'

READ\*, p

PRINT\*, 'the number of lvhh is:', p

PRINT\*, 'give the number of lvlh'

READ\*, i

PRINT\*, 'the number of lvlh is:', i

C v = 3

C p = 4

C i = 3

l = p+i+1 !lvhh+lvlh+lvel

C Begin of the loop for two polarisations.

C polarisation = 1: TE-polarisation

C polarisation-2: TM-polarisation

DO polarisation = 1,2

C Begin of the loop in which the golffunctions are to be read,

C multiplied and integrated. Alpha is calculated.

C Choose the files with the golffunctions with (cqwel1, k = 1) and without  
 C (cqwel2, k = 2) electrical field.

```
OPEN(1,file = 'inpout\lvindex.')
READ('A9'), (level(i),i = 1,1)
CLOSE(1)
```

```
DO k = 1,2
  IF (k.EQ.1) THEN
    path23 = 'c:\floor\absorp\cqwel1\'
  ELSE
    path23 = 'c:\floor\absorp\cqwel2\'
  ENDIF
```

C Read some properties of the golffuntions.

```
path15 = 'statusx.inp'
OPEN(1,file = path23 // path15)
REWIND(1)
READ(1,*)dummy,f
READ(1,*)dummy,status1
READ(1,*)dummy,status2
READ(1,*)dummy,status3
READ(1,*)dummy,status4
CLOSE(1)
np = (v + (v+1) + 1)*status3
```

C Read the golffunctions.

```
DO i = 1,1
  OPEN(1,file = path23 // level(i))
  READ(1,*) (z(j),psi(k,i,j)),j = 1,np)
  CLOSE(1)
ENDDO
```

C Delete the points which have the same z-value.

```
n = 0
DO i = 2,np
  IF (DABS(z(i)-z(i-1)).LT.1E-10) THEN
    n = n+1
  ENDIF
  IF (n.GT.0) THEN
    z(i-n) = z(i)
    DO j = 1,1
      psi(k,j,i-n) = psi(k,j,i)
    ENDDO
  ENDIF
ENDDO
np = np-n
```

C Multiply the golffuntions with each other and intergrate( = inproduct).

```
DO i = 2,1
  DO j = 1,np
    uit(j) = psi(k,1,j) * psi(k,i,j)
  ENDDO
  ifail = 0
  CALL D01GAF(z,uit,np,inproduct(i-1),error,ifail)
ENDDO

IF (polarisation.EQ.1) THEN
  IF (k.EQ.1) THEN
    OPEN(1,file = 'inpout\integ1.dat')
    WRITE(1,6)(i,inproduct(i),i = 1,1-1)
    CLOSE(1)
  ELSE
```



```

OPEN (1,file = 'inpout\integ2.dat')
WRITE(1,6)(i,inproduct(i),i = 1,1-1)
CLOSE(1)
ENDIF
ENDIF

```

C Read the transition energies.

C The first line of qw.ei should be deleted first!!!!

```

path15 = 'qw.ei'
OPEN(1,file = path23 // path15)
REWIND(1)
DO j = 1,status1
  READ(1,*) ToggNr,WInP,EField,(E_trans(i),i = 1,8)
ENDDO
CLOSE(1)

```

C Calculate the absorption coefficient.

C A check of the dimensions showed that E\_photon(i) should be in eV.

C E\_photon(i) is, as E\_trans, in meV: [alpha] = 1/cm, 1/m => 1/cm

C => alpha(k,i) = alpha(k,i) \* 10

```

IF (polarisation.EQ.1) THEN
  consthh_TE = consthh*1
  constlh_TE = constlh*1
ELSE
  consthh_TM = consthh*0
  constlh_TM = constlh*2
ENDIF

DO i = 1,counter1
  E_photon(i) = start1+i
  alpha_hh(k,i) = 0
  alpha_lh(k,i) = 0
  alpha(k,i) = 0
  DO j = 1,p
    IF ((E_photon(i) - E_trans(j)).GE.1E-10) THEN
      IF (polarisation.EQ.1) THEN
        alpha_hh(k,i) = (((inproduct(j)**2)*consthh_TE/
$      E_photon(i))*10
$      +alpha_hh(k,i)
        ELSE
        alpha_hh(k,i) = (((inproduct(j)**2)*consthh_TM/
$      E_photon(i))*10
$      +alpha_hh(k,i)
        ENDF
      ENDF
    ENDDO
    DO j = p+1,1-1
      IF ((E_photon(i) - E_trans(j)).GE.1E-10) THEN
        IF (polarisation.EQ.1) THEN
          alpha_lh(k,i) = (((inproduct(j)**2)*constlh_TE/
$      E_photon(i))*10
$      +alpha_lh(k,i)
          ELSE
          alpha_lh(k,i) = (((inproduct(j)**2)*constlh_TM/
$      E_photon(i))*10
$      +alpha_lh(k,i)
          ENDF
        ENDF
      ENDDO
      alpha(k,i) = alpha_hh(k,i)+alpha_lh(k,i)
    ENDDO

```

C alpha1,alphahh1,alphahl1: E = 0 kV/cm TE-mode

C alpha2,alphahh2,alphahl2: E = / = 0 kV/cm TE-mode

C alpha3,alphahh3,alphahl3: E = 0 kV/cm TM-mode

C alpha4,alphahh4,alphahl4: E = / = 0 kV/cm TM-mode

```

IF (k.EQ.1) THEN
  IF (polarisation.EQ.1) THEN
    OPEN (1,file = 'inpout\alphahh1.dat')
    WRITE (1,5) (E_photon(i),alpha_hh(k,i),i = 1,counter1)
    CLOSE (1)
    OPEN (1,file = 'inpout\alphalh1.dat')
    WRITE (1,5) (E_photon(i),alpha_lh(k,i),i = 1,counter1)
    CLOSE (1)
    OPEN (1,file = 'inpout\alpha1.dat')
    WRITE (1,5) (E_photon(i),alpha(k,i),i = 1,counter1)
    CLOSE (1)
  ELSE
    OPEN (1,file = 'inpout\alphahh3.dat')
    WRITE (1,5) (E_photon(i),alpha_hh(k,i),i = 1,counter1)
    CLOSE (1)
    OPEN (1,file = 'inpout\alphalh3.dat')
    WRITE (1,5) (E_photon(i),alpha_lh(k,i),i = 1,counter1)
    CLOSE (1)
    OPEN (1,file = 'inpout\alpha3.dat')
    WRITE (1,5) (E_photon(i),alpha(k,i),i = 1,counter1)
    CLOSE (1)
  ENDIF
ELSE
  IF (polarisation.EQ.1) THEN
    OPEN (1,file = 'inpout\alphahh2.dat')
    WRITE (1,5) (E_photon(i),alpha_hh(k,i),i = 1,counter1)
    CLOSE (1)
    OPEN (1,file = 'inpout\alphalh2.dat')
    WRITE (1,5) (E_photon(i),alpha(k,i),i = 1,counter1)
    CLOSE (1)
    OPEN (1,file = 'inpout\alpha2.dat')
    WRITE (1,5) (E_photon(i),alpha(k,i),i = 1,counter1)
    CLOSE (1)
  ELSE
    OPEN (1,file = 'inpout\alphahh4.dat')
    WRITE (1,5) (E_photon(i),alpha_hh(k,i),i = 1,counter1)
    CLOSE (1)
    OPEN (1,file = 'inpout\alphalh4.dat')
    WRITE (1,5) (E_photon(i),alpha_lh(k,i),i = 1,counter1)
    CLOSE (1)
    OPEN (1,file = 'inpout\alpha4.dat')
    WRITE (1,5) (E_photon(i),alpha(k,i),i = 1,counter1)
    CLOSE (1)
  ENDIF
ENDIF
ENDIF

```

C End of the loop in which the golf functions are to be read,  
C multiplied and integrated. Alpha is calculated.

ENDDO

C delta\_alpha = alpha(E = 0) - alpha(E = 1 = 0kV/cm)

```

DO i = 1,counter1
  delta_alpha(i) = alpha(1,i)-alpha(2,i)
ENDDO

```

C deltaa1 TE-mode  
C deltaa2 TE-mode

```

IF (polarisation.EQ.1) THEN
  OPEN (1,file = 'inpout\deltaa1.dat')
  WRITE (1,5) (E_photon(i),delta_alpha(i),i = 1,counter1)
  CLOSE (1)
ELSE
  OPEN (1,file = 'inpout\deltaa2.dat')
  WRITE (1,5) (E_photon(i),delta_alpha(i),i = 1,counter1)

```

```

        CLOSE (1)
ENDIF
C Calculate delta_n
DO j = 1,counter2
  E_wanted(j) = start2+j
  lambda_wanted(j) = (2*pi*h_bar*c)/(1E-3*conv_eV_J*E_wanted(j))
  DO i = 1,counter1
    E_photon(i) = start1+i
    lambda_photon(i) = (2*pi*h_bar*c)/(1E-3*conv_eV_J*E_photon(i))
    H(i) = (delta_alpha(i)) /
$ ((lambda_wanted(j)**2)-(lambda_photon(i)**2))
  ENDDO
  CALL D01GAF(lambda_photon,H,counter1,delta_n(j),error,lfail)
  delta_n(j) = ((lambda_wanted(j)**2)*delta_n(j)) /
$ (2*(pi**2))
ENDDO
C deltan1 TE-mode
C deltan2 TM-mode
IF (polarisation.EQ.1) THEN
  OPEN (1,file = 'inpout\deltan1.dat')
  WRITE (1,5) (E_wanted(j),delta_n(j),j = 1,counter2)
  CLOSE (1)
ELSE
  OPEN (1,file = 'inpout\deltan2.dat')
  WRITE (1,5) (E_wanted(j),delta_n(j),j = 1,counter2)
  CLOSE (1)
ENDIF
C End of the loop for two polarisations.
ENDDO
5 FORMAT(E15.4,E15.4)
6 FORMAT(I6,E20.8)
END

```