

## MASTER

De invloed van uniaxiale druk op de transporteigenschappen van een GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As heterojunctie : de rol van het diepe donor-niveau

Blom, P.W.M.

*Award date:*  
1988

[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.

### General rights

Copyright and moral rights for the publications made accessible in the public portal are retained by the authors and/or other copyright owners and it is a condition of accessing publications that users recognise and abide by the legal requirements associated with these rights.

- Users may download and print one copy of any publication from the public portal for the purpose of private study or research.
- You may not further distribute the material or use it for any profit-making activity or commercial gain

De invloed van uniaxiale druk op  
de transporteigenschappen van een  
GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As heterojunctie; de rol  
van het diepe donor-niveau.

P.W.M. Blom

Verslag van een afstudeerwerk, verricht in de groep  
Halfgeleiderfysica van de Technische Universiteit  
Eindhoven.

Begeleiding: Dr. Ir. F.A.P. Blom  
Afstudeerhoogleraar: Prof. Dr. J.H. Wolter

Periode: november 1987 - augustus 1988

Met dank aan: Drs. P.M. Koenraad  
P.A.M. Nouwens

## Samenvatting

In dit afstudeerwerk is onderzoek gedaan aan de transport-eigenschappen van een 2-dimensionaal elektronengas (2-DEG) in een  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  heterojunctie onder uniaxiale druk en rek. Een uniforme uniaxiale druk en rek wordt aangebracht door buiging van het preparaat. De transporteigenschappen van het 2-DEG worden dan bepaald door het gedrag van de Si-donor in het  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  onder druk. Dit gedrag kan goed beschreven worden door de Si-donor als een multi-level donor te beschouwen. Er is een model ontwikkeld waarmee de drukafhankelijkheid van het diepe donor-niveau berekend kan worden uit het verloop van de elektronenconcentratie in het 2-DEG onder druk. Toepassing van dit model op een hydrostatisch druk-experiment uit de literatuur bevestigt de koppeling van het diepe donor-niveau aan de L-band. Uit de eigen experimenten (uniaxiaal) over een drukinterval van -2 kbar (druk) tot +2 kbar (rek) blijkt dat de drukafhankelijkheid van de elektronenconcentratie wordt bepaald door de bezetting van het diepe donor-niveau in het  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . Ook blijkt dat de lineaire afname in de elektronenconcentratie onder druk t.g.v. een toenemende activeringsenergie van de donoren evengroot is als de toename onder rek over eenzelfde drukinterval. Uit Shubnikov-de Haas oscillaties blijkt dat naast de elektronenconcentratie ook de symmetrie van de maxima in de magnetoweerstand verandert als functie van de druk. Dit is het gevolg van een verandering in de interactie met de attractieve en repulsieve strooicentra onder druk. De invloed van de kristalrichting waarin de druk wordt aangebracht moet nog verder worden onderzocht.

## Inhoudsopgave

	blz
Inleiding	2
Hoofdstuk 1. Theorie	
1.1 De Si-donor in bulk $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	4
1.2 De bezetting van shallow en diepe niveaus in een multi-level donor model	10
1.3 Een $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ heterostructuur onder hydrostatische druk	
1.3.a Het 2-dimensionaal elektronengas	19
1.3.b Beschrijving van een heterostructuur onder hydrostatische druk	22
Hoofdstuk 2. Meetmethode	
2.1 Uniaxiale druk	27
2.2 Preparaten	30
2.3 Meetopstelling	32
Hoofdstuk 3. Meetresultaten en discussie	
3.1 Preparaat 41402-3	
3.1.a Hallmetingen in een laag magneetveld	35
3.1.b Shubnikov-de Haas en Quantum Hall metingen	40
3.2 Preparaat 2294-8	46
Hoofdstuk 4. Conclusies en suggesties	50
Literatuur	52

## Inleiding

Door de ontwikkeling van kristalgroeitechnieken als M.B.E. (Molecular Beam Epitaxy) en M.O.C.V.D. (Metal Organic Chemical Vapour Deposition) is het onderzoek aan 2-dimensionale elektronengassen sterk toegenomen. Een belangrijke stap in dit onderzoek was de ontdekking van het Quantum Hall Effect in 1980 door Klaus von Klitzing<sup>1</sup>. Om de verschijnselen, die in de 2-dimensionale elektronengassen optreden, te kunnen verklaren worden hun eigenschappen onder allerlei verschillende omstandigheden onderzocht. Een verschijnsel dat in de groep Halfgeleiderfysica wordt onderzocht is de invloed van de elektronenconcentratie op de transporteigenschappen van een GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As heterojunctie. Een van de mogelijkheden om een verandering in de elektronenconcentratie te bewerkstelligen is het aanbrengen van druk op een heterostructuur. Deze druk kan op een hydrostatische (alzijdige) manier of uniaxiaal (in één richting) aangebracht worden. Uit hydrostatische drukmetingen aan een GaAs/AlGaAs heterojunctie<sup>2</sup> bleek dat de elektronenconcentratie lineair afnam als functie van de druk. Het aanbrengen van druk heeft namelijk een verlaging van de roosterconstante tot gevolg waardoor er een verandering in de bandenstructuur zal optreden. Hierdoor zal dan de activeringsenergie van de donoren in de Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As-laag toenemen. Hetzelfde effect treedt ook op wanneer de aluminiumconcentratie in de Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As-laag wordt veranderd. Omdat een aluminium-atoom niet even groot is als een gallium-atoom zal het vervangen van gallium door aluminium of omgekeerd ook een verandering van de roosterconstante tot gevolg hebben. Een voordeel van drukmetingen is echter dat de veranderingen in de activeringsenergie in één preparaat gemeten kunnen worden. Bij berekeningen aan een heterostructuur onder druk is het dus noodzakelijk dat eerst het gedrag van de bandenstructuur en het gedrag van de donoren in de Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As-laag onder druk goed wordt beschreven. De drukafhankelijkheid van de bandenstructuur is voor hydrostatische druk volledig bekend en voor uniaxiale druk slechts ten dele. Een van de redenen hiervoor is dat met hydrostatische druk veel hogere drukken kunnen worden gehaald waardoor de optredende veranderingen beter meetbaar zijn. Bovendien is bij uniaxiale druk de drukafhankelijkheid

van de bandenstructuur ook afhankelijk van de richting waarin de druk wordt aangebracht. Om tot een goede theoretische beschrijving van een heterostructuur onder druk te komen moet het gedrag van de Si-donor onder druk goed bekend zijn. Voor deze Si-donor bestaan er in de literatuur een aantal verschillende modellen, deze worden in paragraaf 1.1 besproken. Recente experimenten wijzen er sterk op dat de Si-donor als een multi-level donor beschouwd moet worden. In de Fermi-Dirac statistiek, welke uit dat donor model volgt, worden de shallow en diepe donoren niet als twee afzonderlijke soorten donoren beschouwd, maar wordt het shallow niveau als een aangeslagen toestand van het diepe donor niveau beschouwd. In paragraaf 1.2 wordt aangetoond dat met deze statistiek de bezetting van de diepe donorniveaus in bulk  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  als functie van de aluminiumfractie goed beschreven kan worden. In paragraaf 1.3 wordt dit donor model toegepast op een heterojunctie en wordt het model getest aan de hand van hydrostatische drukmetingen<sup>2</sup>. Een nadeel van uniaxiale druk is dat deze druk in het algemeen zeer moeilijk aan te brengen is. Het blijkt namelijk dat de preparaten zeer snel breken. Bij het experimentele gedeelte is naar een methode gezocht waarbij de uniaxiale druk op een veilige manier aangebracht kan worden. In hoofdstuk 2 wordt naast deze methode ook besproken hoe de grootte van de aangebrachte druk kan worden bepaald. In hoofdstuk 3 worden dan enkele meetresultaten getoond en besproken. In hoofdstuk 4 tenslotte worden de belangrijkste conclusies van dit afstudeeronderzoek vermeld.

1.1 De Si-donor in bulk  $Al_xGa_{1-x}As$ .

De elektrische transporteigenschappen in  $Al_xGa_{1-x}As$  worden bepaald door een zg. shallow donor en een diepe donor. Het energie-niveau van een shallow donor bevindt zich dicht onder de  $\Gamma$ -geleidingsband. Hierdoor zullen de shallow donoren vrijwel allemaal geïoniseerd zijn. Het energie-niveau van een diepe donor, het zg. DX centrum, bevindt zich in het algemeen dieper in de energiegap. Uit Hallmetingen onder hydrostatische druk<sup>3,4</sup> is gebleken dat elk donor-niveau gekoppeld is aan één van de geleidingsbanden. Het verloop van de minima van deze banden als functie van de aluminiumfractie en als functie van hydrostatische druk (bij één bepaalde Al-fractie) bij kamertemperatuur is weergegeven in Fig. 1.1 en Fig. 1.2. Ook is het aan elke band gekoppelde donor-niveau geschetst.

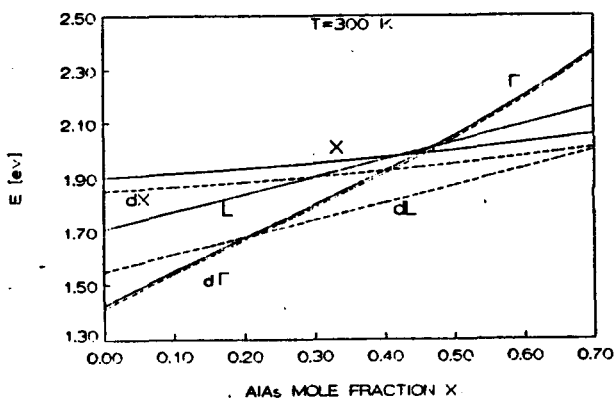


Fig.1.1. De  $\Gamma$ , L en X band-minima met bijbehorend donor-niveau als functie van de compositie in  $Al_xGa_{1-x}As$  (Tabel 1)

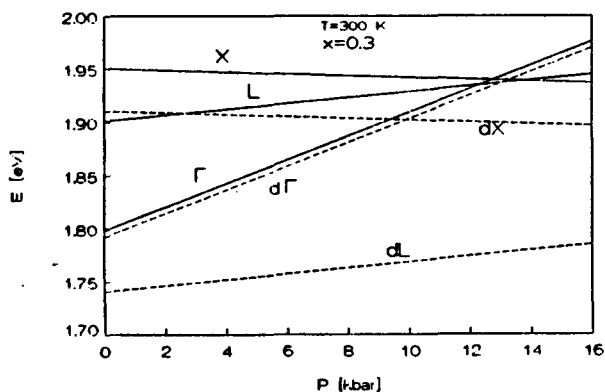


Fig.1.2. De  $\Gamma$ , L en X band-minima met bijbehorend donor-niveau als functie van hydrostatische druk voor  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ .

TABEL 1. Band parameters voor  $Al_xGa_{1-x}As$  bij  $T=300$  K.

Energie van de geleidingsband-minima t.o.v. de valentieband als functie van de compositie<sup>5</sup> en hun drukcoëfficiënten<sup>6</sup>.

[eV]		[meV/kbar]
$E_{c\Gamma}(x)=1.424+1.247x$	$x \leq 0.45$	$dE_{c\Gamma}/dp = 11.5-1.3x$
$=1.424+1.247x+1.147(x-0.45)^2$	$x > 0.45$	
$E_{cL}(x)=1.708+0.642x$		$dE_{cL}/dp = 2.8$
$E_{cX}(x)=1.900+0.125x+0.143x^2$		$dE_{cX}/dp = -0.8$

Uit Fig. 1.1 blijkt dat voor  $x \geq 0.45$  de halfgeleider verandert van direct naar indirect. Ook blijkt dat het energie-niveau van de diepe donor voor  $x < 0.2$  in de geleidingsband ligt. Voor deze aluminium-concentraties zal de bezetting van dit niveau laag zijn, de geleiding wordt dan gedomineerd door de shallow donor. Door aan preparaten met verschillende aluminium-concentraties in het gebied  $x < 0.2$  hydrostatische drukmetingen te verrichten<sup>3,4</sup> kon men afleiden dat de diepe donor aan de L-band gekoppeld is. Bij elk preparaat kon namelijk gemeten worden hoeveel druk er nodig was om het niveau van de diepe donor onder de  $\Gamma$ -band te krijgen. Voor  $0.2 < x < 0.6$  ligt het energie-niveau van de diepe donor onder de  $\Gamma$ -band en dan zal de diepe donor, vanwege de dan grote bezetting, het geleidingsproces domineren. Het al of niet dominant zijn van een bepaalde donor hangt dus af van de relatieve posities van hun energie-niveaus. Het constante energieverschil tussen de donor-niveaus en hun bijbehorende band zijn voor de  $\Gamma$ - (6 meV) en de X-band (40 meV)<sup>3</sup> eenvoudig te bepalen door Hallmetingen aan GaAs en AlAs. Het energieverschil tussen de diepe donor en de L-band zal in de volgende paragraaf nader worden toegelicht.

De diepe donor wordt ook verantwoordelijk gesteld voor het P.P.C. (Persistent Photo Conductivity) effect. De donoren kunnen met behulp van licht worden geïoniseerd. Bij kamertemperatuur zullen de elektronen na belichting weer terugkeren naar de donoren. Voor temperaturen lager dan 100 K is het voor de elektronen onmogelijk te recombineren met de donoren en kan de elektronendichtheid in een



preparaat d.m.v. belichting persistent verhoogd worden. De precieze aard van de Si-donor, waardoor dit effect veroorzaakt wordt, is niet bekend. In de literatuur zijn 3 modellen verschenen waarmee het P.P.C. effect verklaard zou kunnen worden.

Een van de meest aanvaarde modellen is het Large Lattice Relaxation model<sup>7</sup> (LLR). Dit model gaat ervan uit dat een donor een elektron op twee manieren kan binden. De eerste mogelijkheid is dat een donor het elektron op een waterstof-achtige manier bindt (shallow donor) en bij de tweede mogelijkheid (diepe donor) betreft de donor het elektron bij een covalente binding. Bij deze binding zal het donor-atoom ruimtelijk verschoven zijn (om die binding aan te gaan) en zal het elektron sterker aan de donor gebonden zijn, zie Fig. 1.3. Hoe die binding van de donor met zijn omgeving er microsopisch uit ziet is niet bekend.

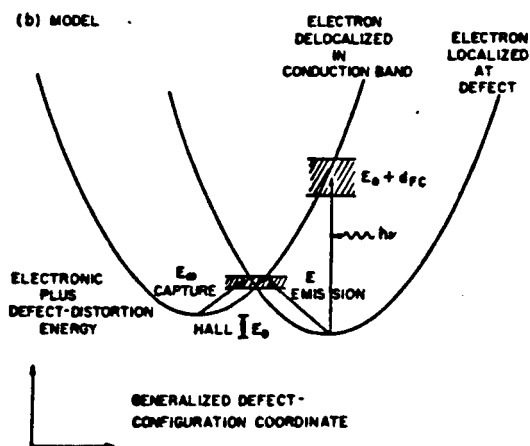


Fig. 1.3. De energie van het elektron plus de vibratie-energie van de donor als functie van de plaats  $Q$  in het rooster.

Indien een diepe donor door een foton geïoniseerd wordt, zal de donor weer terug relaxeren en het elektron weer op een waterstof-achtige manier binden. Voor een nieuwe recombinatie is er dan energie nodig om de potentiaal-barrière tussen de geïoniseerde en de gebonden toestand te overwinnen. Bij lage temperaturen is deze (thermische) energie onvoldoende aanwezig en zal de donor geïoniseerd blijven.

Een tweede model dat gebruikt wordt om het P.P.C. effect te verklaren is het zg. bandenmodel<sup>8</sup>. In tegenstelling tot het vorige model, waarbij werd uitgegaan van de totale energie van elektron en

donor, gaat het bandenmodel alleen uit van de energie van het elektron. Volgens dit model is de diepe donor gekoppeld aan de L-band en niet, zoals in het LLR model aan de  $\Gamma$ -band, zie Fig. 1.4.

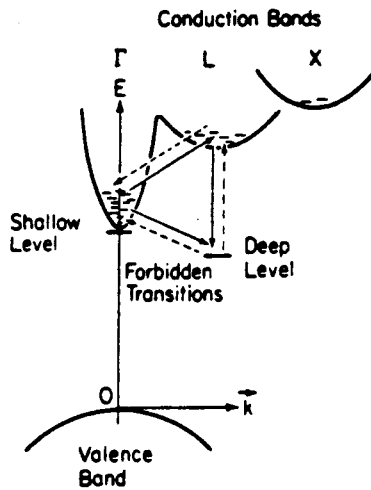


Fig 1.4. De energie van het elektron als functie van de golfvektor  $k$ .

Een elektron, dat vanuit een diepe donor wordt geëxciteerd, zal in de L-band terecht komen en van daar zal het via inter-valley scattering in de lager gelegen  $\Gamma$ -band terecht komen. Omdat de overgang tussen de diepe donor en de  $\Gamma$ -band verboden is, zal het elektron alleen met deze donor kunnen recombineren als het weer naar de L-band wordt teruggestrooid. De hiervoor benodigde impuls, in de vorm van fononen, is bij lage temperatuur onvoldoende aanwezig.

Het laatste en tevens meest recente model<sup>9</sup> is een combinatie van beide bovenstaande modellen. De diepe donor (DX center), die aan de L-band gekoppeld zit, zal na ionisatie een kleine relaxatie ondergaan. Dit model wordt dan ook het Small Lattice Relaxation (SLR) model genoemd. Het elektron zal na excitatie door een foton weer via de L-band in de  $\Gamma$ -band terecht komen, zie Fig. 1.5.

Bij lage temperaturen zal de voor recombinatie benodigde impuls en energie niet opgebracht kunnen worden. Om het verschil tussen LLR en SLR nog eens duidelijk te onderstrepen, dient te worden opgemerkt dat in Fig 1.3 zowel de shallow donor (geïoniseerde toestand) als de diepe donor (gebonden toestand) aan de  $\Gamma$ -band gekoppeld zijn. In Fig 1.5 daarentegen is de gebonden toestand van de diepe donor (DX center) na een kleine relaxatie gekoppeld aan de L-band.

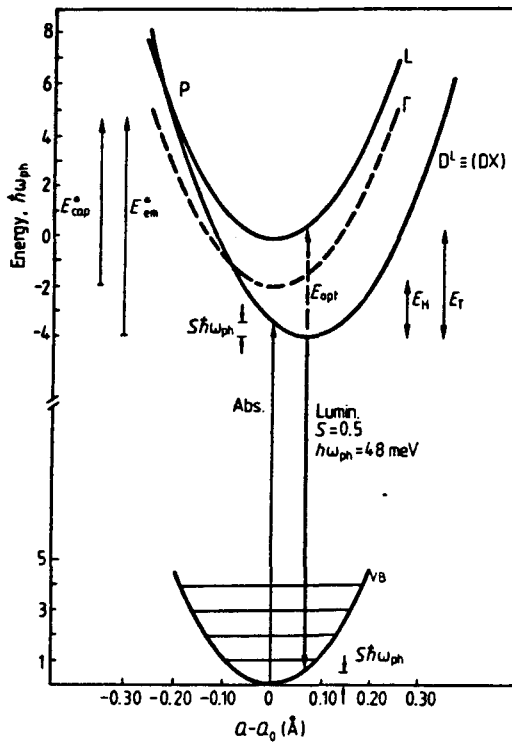


Fig 1.5. De totale elektron- en donor-energie als functie van de plaats in het rooster  $Q$  in het Small Lattice Relaxation model.

Het SLR model lijkt realistischer dan de voorgaande modellen, ten eerste vanwege de kleinere verplaatsing van de donor, welke ook experimenteel waargenomen is<sup>10</sup>, en ten tweede omdat de experimenten er het beste mee beschreven kunnen worden.

Een van de essenties van het SLR model is namelijk dat het energie-niveau van de shallow-donor gezien moet worden ( $0.2 < x < 0.6$ ) als een aangeslagen toestand van het energie-niveau (grondtoestand) van de diepe donor. Beide niveaus zijn dus gelijktijdig aanwezig, hetgeen door recente experimenten<sup>11,12</sup> bevestigd is. In een van die experimenten<sup>11</sup>, waarbij aan een preparaat werd gemeten waarin bijna alle elektronen aan het diepe niveau waren gebonden, bleek dat na belichting al deze elektronen op een waterstof-achtige manier werden gebonden. In het bandenmodel, waarin de diepe en shallow donoren als twee onafhankelijke soorten donoren worden beschouwd, is dit niet mogelijk. In dit model blijven alle donoren, na ionisatie, aan het L-minimum gekoppeld. Het feit dat alle elektronen aan een diep niveau gebonden zijn, betekent in dit model namelijk dat het aantal shallow donoren verwaarloosbaar is. De donoren zijn dan na belichting niet in staat om de elektronen in de  $\Gamma$ -band op een waterstof-achtige manier te

binden, de elektronen kunnen immers alleen gebonden worden als ze bij voldoende hoge temperatuur via het L-minimum weer recombineren met de donoren. Bij de beide modellen met rooster relaxatie is een waterstof-achtige binding na belichting van een diep niveau wel mogelijk omdat het shallow- en diepe niveau wel van elkaar afhankelijk zijn en in elkaar kunnen overgaan. Bij metingen aan GaAs<sup>12,13</sup> bleek ook dat het "diepe" niveau, dat in GaAs hoog in de geleidingsband ligt, bij zeer hoge dopingconcentraties elektronen ging opnemen. Dus ook in GaAs is naast het shallow niveau het "diepe" niveau aanwezig. Het feit dat de diepe donor aan de L-band gekoppeld is, zoals uit de eerder genoemde hydrostatische drukmetingen bleek<sup>3,4</sup>, kan ook met het SLR model verklaard worden, echter niet met het LLR model. In de volgende paragraaf zullen de gevolgen voor de te gebruiken statistiek besproken worden indien er van een Small Lattice Relaxation model wordt uitgegaan.

## 1.2 De bezetting van shallow en diepe niveaus in een multi-level donor model.

In de tot nu toe verschenen berekeningen in de literatuur<sup>3,14,15</sup> wordt de bezetting van shallow en diepe niveaus gegeven door

$$n_s = \frac{N_s}{1 + g_s^{-1} \exp\left(\frac{E_s - E_F}{kT}\right)} \quad (1)$$

$$n_{DX} = \frac{N_{DX}}{1 + g_{DX}^{-1} \exp\left(\frac{E_{DX} - E_F}{kT}\right)} \quad (2)$$

waarin  $N_s$  en  $N_{DX}$  de concentraties van de shallow resp. diepe donoren voorstellen;  $E_s$  en  $E_{DX}$  zijn de bijbehorende ionisatie energiën, en  $g_s$  en  $g_{DX}$  zijn ontaardingsfactoren. Bij het gebruik van deze formules worden de shallow en diepe donoren, volgens het bandenmodel, als onafhankelijke donoren behandeld. Tachikawa et al.<sup>3</sup> toonden aan dat met behulp van 3 onafhankelijke donoren, een shallow donor aan de  $\Gamma$ - en X-band en een diepe donor aan de L-band, de bezetting van de diepe donoren als functie van de compositie goed beschreven kan worden. Voor het constante energieverval tussen de diepe donor en de L-band nam hij een waarde aan van 120 meV. Indien er van het SLR model wordt uitgegaan waarbij de energie-niveaus van de shallow en diepe donor tegelijkertijd voorkomen, kan de bezetting van de diepe donoren niet op deze manier berekend worden. Het is nu de vraag of de bezetting van de diepe donoren ook goed beschreven kan worden indien er van afhankelijke donoren wordt uitgegaan. In deze berekening wordt er uitgegaan van een donor met een grondtoestand en twee aangeslagen toestanden. Voor het totaal aantal geïoniseerde donoren in een multi-level donor model geldt dan<sup>16</sup>

$$N_D^+ = \frac{N_D}{1 + \sum_r [g_r \exp\left(\frac{E_F - E_{dr}}{kT}\right)]} \quad r=\Gamma, L, X \quad (3)$$

Bij het gebruik van formule (2) zal bij iedere aluminium-concentratie de concentratie van de diepe donoren  $N_{DX}$  bepaald moeten worden. Deze concentratie wordt in het algemeen gemeten m.b.v. 'deep-level transient spectroscopy' (DLTS). Indien formule (3) gebruikt wordt kan de bezetting van het diepe niveau rechtstreeks uitgerekend worden zonder gebruik te maken van experimentele gegevens over diepe donoren. Dit is een duidelijk onderscheid met de tot nu toe gedane berekeningen in de literatuur.

In onze berekening wordt er uitgegaan van een shallow niveau aan de  $\Gamma$ -band, een diep niveau aan de L-band en een shallow niveau aan de X-band. Voor het constante energieverval  $E_L - E_{DL}$  tussen het L-minimum en het diepe niveau wordt een waarde aangenomen van 160 meV. Uit Hall en DLTS metingen werden voor  $E_L - E_{DL}$  waarden gerapporteerd van  $120^3$  en  $140^4$  meV. Uit photo-luminescentie metingen<sup>9</sup> echter werd gevonden dat  $E_L - E_{DL} = 200$  meV. Er schijnt dus een grote discrepantie te bestaan tussen de verschillende gerapporteerde resultaten. Er moet echter wel opgemerkt worden dat bij al deze resultaten de diepe donor de geleiding begint te domineren vanaf  $x=0.2$ . Dit wordt veroorzaakt door het feit dat het diepe niveau bij deze aluminiumconcentratie de  $\Gamma$ -band passeert. Blijkbaar is het verschil in de positie van het diepe niveau t.o.v. de  $\Gamma$ -band bij  $x=0.2$  niet zo groot bij de verschillende auteurs. De grote verschillen in  $E_L - E_{DL}$  zijn dan ook voor een deel te wijten aan het feit dat de auteurs verschillende bandenstructuur modellen gebruiken. Dit is weergegeven in Tabel 2 waar voor de verschillende modellen  $E_L - E_{\Gamma}$  gegeven is. Als er dus rekening wordt gehouden met de verschillen in de gebruikte bandenstructuur modellen, dan reduceert de discrepantie in  $E_L - E_{DL}$  van 80 naar 40 meV in de positie van het diepe niveau t.o.v. de  $\Gamma$ -band. In de huidige berekening wordt er van het model van Casey en Panish<sup>5</sup> uitgegaan. Als dit model gebruikt wordt in combinatie met  $E_L - E_{DL} = 160$  meV, dan ligt het diepe niveau voor  $x=0.3$  ongeveer 60 meV onder de ( $\Gamma$ ) geleidingsband. Deze waarde wordt in het algemeen aangenomen bij berekeningen aan  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs$  heterojuncties. De waarden voor  $g_r$  en  $E_{d\Gamma}$  staan gegeven in Tabel 2.

TABEL 2. Overzicht van gebruikte bandenstructuur modellen in de literatuur en van gebruikte parameters in dit werk.

auteur	band. str. model	$E_L - E_\Gamma$ (x=0.2) [meV]	$E_L - E_{DL}$ [meV]	$E_\Gamma - E_{DL}$ (x=0.2) [meV]
Tachikawa <sup>3</sup>	Casey and Panish <sup>5</sup>	163	120	-43
Lifshitz <sup>4</sup>	Casey and Panish <sup>5</sup>	163	140	-23
Henning <sup>9</sup>	Saxena(T=0) <sup>17</sup>	200	200	0
Dit werk <sup>18</sup>	Casey and Panish <sup>5</sup>	163	160	-3
$E_{d\Gamma} = E_\Gamma - 6$	[meV] <sup>3</sup>	$g_\Gamma = 2$		
$E_{dL} = E_L - 160$	[meV]	$g_L = 8$	<sup>19</sup>	
$E_{dX} = E_X - 40$	[meV] <sup>3</sup>	$g_X = 6$	<sup>19</sup>	

Bij het bepalen van de bezettingen van de donor-niveaus bij verschillende temperaturen dient ook de temperatuurafhankelijkheid van de bandenstructuur in rekening gebracht te worden. Deze kan beschreven worden m.b.v. de vergelijking van Varshni<sup>20</sup>

$$E_r(T) = E_r(300) + \alpha_r(300)^2/504 - \alpha_r T^2/(T + \beta_r) \quad (4)$$

Hierin zijn  $\alpha_r$  en  $\beta_r$  gegeven door<sup>21</sup>

$$\alpha_\Gamma = 5.41 \times 10^{-4} \text{ eV K}^{-1}$$

$$\alpha_L = 6.05 \times 10^{-4} \text{ eV K}^{-1}$$

$$\alpha_X = 4.60 \times 10^{-4} \text{ eV K}^{-1}$$

$$\beta_{\Gamma,L,X} = 204 \text{ K.}$$

Voor het bepalen van de elektronenconcentratie in elke geleidingsband wordt de Ehrenberg benadering<sup>22</sup> gebruikt. De elektronenconcentratie wordt dan gegeven door

$$n_r = \frac{N_{cr}}{\frac{1}{4} + \exp\left(\frac{E_{cr} - E_F}{kT}\right)} \quad r = \Gamma, L, X \quad (5)$$

met 
$$N_{cr} = 2 \left( \frac{2\pi m^* kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}$$

De effectieve massa  $m^*$  in  $Al_xGa_{1-x}As$  hangt af van de compositie  $x$ . In dit werk is het door Joyce<sup>23</sup> gerapporteerde verloop van de effectieve massa als functie van de compositie gebruikt. Indien de acceptorconcentratie verwaarloosd wordt volgt uit ladingsbehoud dat

$$n_\Gamma + n_L + n_X = N_D^+ \quad (6)$$

Uit vgl. (3), (5) en (6) kan dan de ligging van het Fermi-niveau bepaald worden. De bezetting van de verschillende donor-niveaus volgt dan uit<sup>16</sup>

$$n_{dr} = N_D^+ g_r \exp\left(\frac{E_F - E_{dr}}{kT}\right) \quad (7)$$

Omdat in de experimenten, waarmee deze berekening vergeleken wordt, voor de dopings-concentratie geldt dat  $N_D = 1 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ , wordt hier ook deze waarde gebruikt. Fig. 1.6 geeft de berekende resultaten van de bezettingen van de donor-niveaus en de vrije elektronenconcentratie bij kamertemperatuur weer. Ook staan in Fig. 1.6 de shallow donor concentratie (uit C-V metingen), de diepe donor concentratie (uit DLTS) en de vrije elektronenconcentratie (uit Hallmetingen) zoals die door Watanabe et al.<sup>24</sup> gerapporteerd zijn.

Het blijkt dat de vorm van de vrije elektronenconcentratie goed overeenstemt met de experimentele gegevens. Bij lage aluminiumconcentraties daalt de elektronenconcentratie vanwege de toenemende bezetting van het diepe donor-niveau. Voor  $x > 0.45$  is de X-band de laagste geleidingsband. Vanwege de grote toestandsdichtheid van deze band zal de vrije elektronenconcentratie weer stijgen.



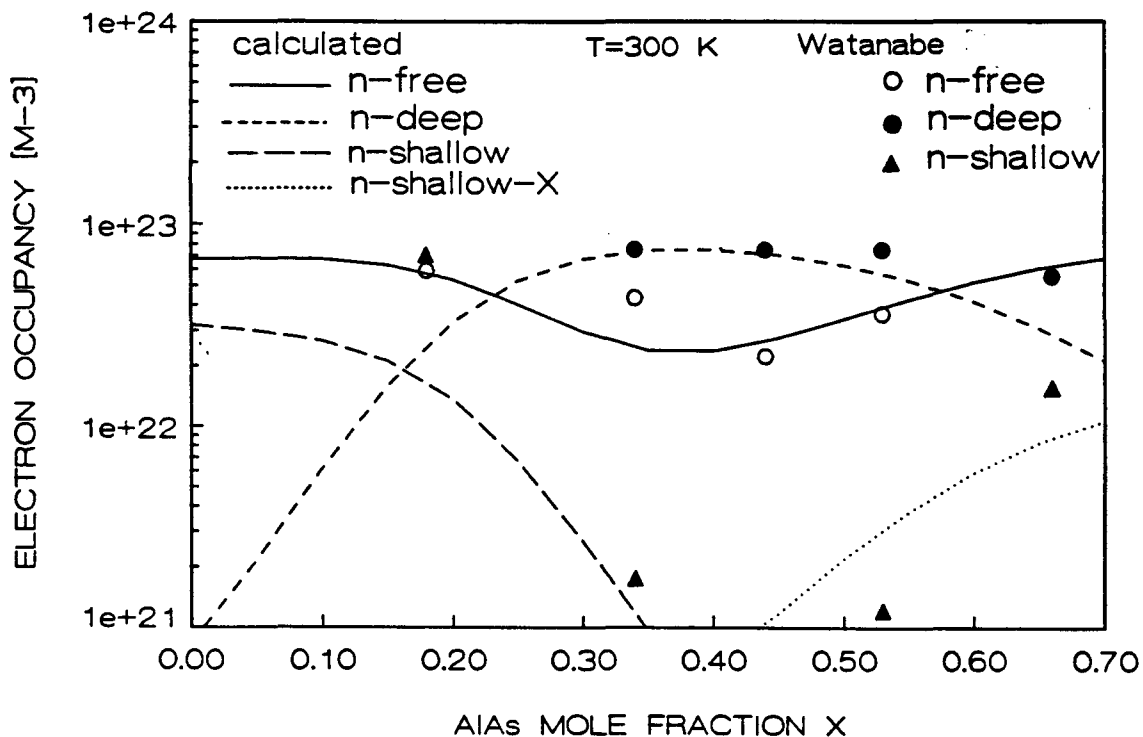


Fig. 1.6. De bezetting van de donor-niveaus en de vrije elektronenconcentratie bij kamertemperatuur als functie van de AIAs mole fractie  $x$ .

Het minimum van de berekende elektronenconcentratie ligt rond de  $x=0.42$ . In de literatuur worden o.a. experimentele waarden van  $x=0.36^{25}$  en  $x=0.45^{24}$  gerapporteerd. Een precieze meting van dit minimum is moeilijk omdat er steeds metingen aan verschillende samples vergeleken moeten worden. Deze samples zouden dan allemaal onder identieke omstandigheden gegroeid moeten zijn. Indien bijvoorbeeld bij twee samples met dezelfde dotering en aluminiumconcentratie de temperatuur van het substraat tijdens het groeiproces verschillend was, zullen zij niet dezelfde vrije elektronenconcentratie leveren. In Fig. 1.7 staan de berekende resultaten bij  $T=100$  K en de metingen (DLTS) van Lang et al.<sup>7</sup> weergegeven.

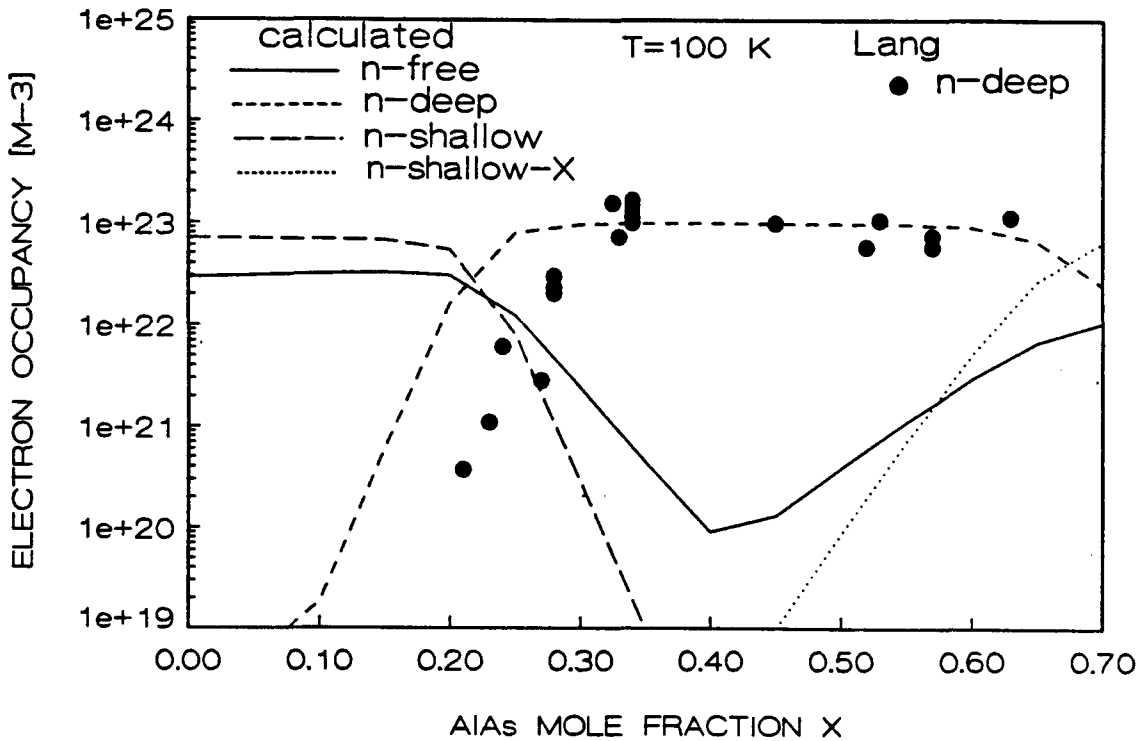


Fig. 1.7. De bezetting van de donor niveaus en de vrije elektronenconcentratie bij  $T=100$  K als functie van de compositie.

Hieruit blijkt dat, zoals verwacht, het diepe niveau de geleiding domineert voor  $0.25 < x < 0.6$ . Bij het vergelijken van de berekende en experimentele resultaten dient opgemerkt te worden dat het DLTS signaal als functie van de temperatuur gemeten wordt. De bezetting van de diepe niveaus wordt bepaald uit de piek van een DLTS spectrum, deze piek ligt dan bij een bepaalde temperatuur. Elk meetpunt uit Fig. 1.7 is dus bij een andere temperatuur gemeten, de gemeten en berekende resultaten zijn daarom eigenlijk niet vergelijkbaar. Indien hier rekening mee wordt gehouden, stemt de berekende bezetting van de diepe donor-niveaus goed overeen met de experimentele data.

De activeringsenergie  $\Delta E$  van een donor wordt gedefinieerd door de totale bezetting van de donoren gelijk te stellen aan

$$n_D = \frac{N_D}{1 + \frac{1}{2} \exp\left(\frac{E_c - \Delta E - E_F}{kT}\right)}$$

met  $\Delta E = E_c - E_D$ , het energie-verschil tussen het donor-niveau en de geleidingsband. De Si-donor met zijn drie niveaus wordt dus nu als een één-niveau donor behandeld. Bij het gebruik van Boltzman statistiek volgt uit ladingsbehoud voor een één-niveau donor<sup>22</sup> ( $n$ =vrije elektronenconcentratie)

$$\frac{2(N_A+n)n}{(N_D-N_A)N_c} = \exp\left(\frac{-\Delta E}{kT}\right) \quad (8)$$

In de huidige berekening is er geen compensatie verondersteld ( $N_A=0$ ), zodat de thermische activeringsenergie bepaald wordt door

$$n \approx \exp\left(\frac{-\Delta E}{2kT}\right)$$

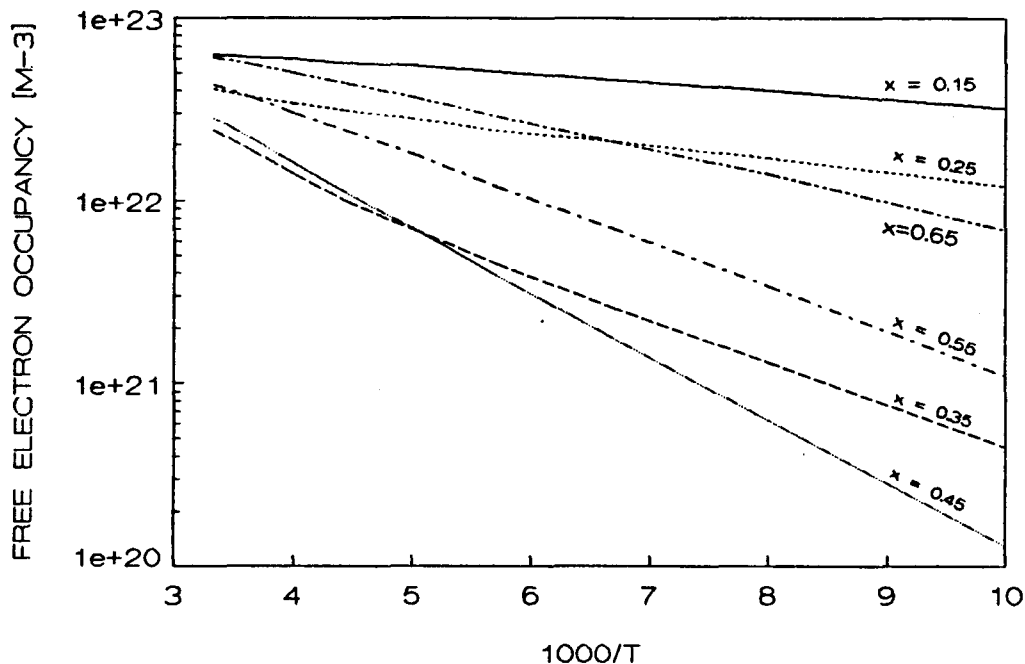


Fig 1.8. De elektronenconcentratie in  $Al_xGa_{1-x}As$  als functie van de reciproke temperatuur voor een aantal composities.

Door voor een aantal waarden van  $x$  de vrije elektronenconcentratie als functie van de temperatuur te bepalen, kan dus ook de activeringsenergie bij die composities bepaald worden. In Fig. 1.8 staat de elektronenconcentratie tegen de reciproke temperatuur uitgezet. De berekeningen zijn uitgevoerd in het temperatuur-gebied van 100-300 K. Beneden dit gebied is het thermisch evenwicht verstoord; de elektronen kunnen dan immers niet meer zo makkelijk recombineren met de diepe niveaus. Uit de helling van de rechte lijnen in Fig 1.8 kan dan de activeringsenergie  $\Delta E$  bepaald worden. De resultaten hiervan zijn weergegeven in Fig. 1.9.

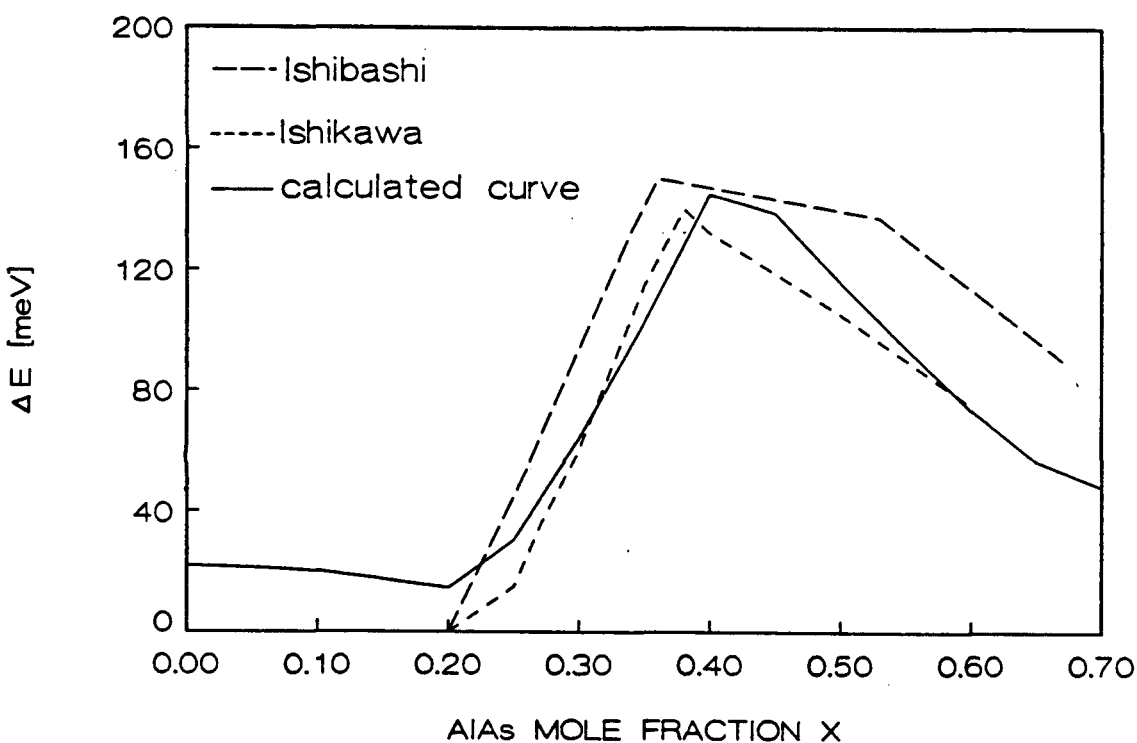


Fig 1. 9. De thermische activeringsenergie als functie van de compositie.

De berekende curve stemt zeer goed overeen met de experimentele resultaten die rechtstreeks uit Hallmetingen zijn bepaald door

Ishibashi et al.<sup>25</sup> en Ishikawa et al.<sup>26</sup>. De variaties in de berekende activeringsenergie als functie van de compositie zijn het gevolg van de verandering in de relatieve posities van de donor-niveaus en de daaruit volgende veranderingen in de bezettingen. De variaties zijn dus niet het gevolg van een verandering in de verhouding van de concentraties van de shallow ( $N_s$ ) en de diepe donoren ( $N_{DX}$ ), zoals dat bij het gebruik van onafhankelijke donoren werd aangenomen<sup>15</sup>. Het feit dat voor  $x < 0.2$  geen activeringsenergie wordt gemeten heeft als oorzaak dat de donoren bij voldoende hoge concentratie een zg. impurity band vormen welke overlapt met de geleidingsband.

### 1.3 Een $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ heterostructuur onder hydrostatische druk.

#### 1.3.a Het 2-dimensionaal elektronengas (2-DEG).

Een abrupte overgang tussen twee materialen wordt een heterojunctie genoemd. Met de huidige groeitechnieken is het mogelijk om deze overgang binnen één atoomafstand plaats te laten vinden. Aan het grensvlak van de heterojunctie ontstaat bandbuiging. Dit is als volgt in te zien: In n-type (opzettelijk gedoteerd) AlGaAs ligt het Fermi-niveau hoger dan in p-type GaAs (onopzettelijk gedoteerd), zie Fig. 1.10.

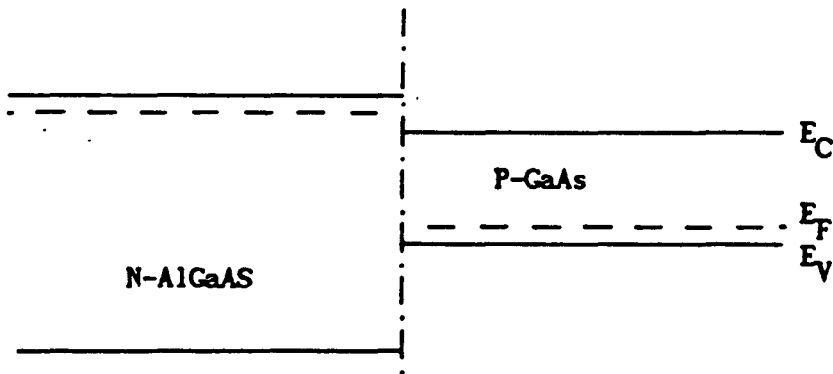


Fig 1.10. De ligging van de Fermi-niveau's in n-type AlGaAs en p-type GaAs.

Indien beide materialen met elkaar in contact gebracht worden komt het Fermi-niveau in beide materialen even hoog te liggen. Om dit mogelijk te maken moeten er elektronen, die afkomstig zijn van de donoren in het AlGaAs, migreren naar het GaAs. Hierdoor ontstaat er een ruimtelading  $\rho$  aan het oppervlak die een kromming van de banden veroorzaakt. Deze bandbuiging wordt beschreven met behulp van de Poisson-vergelijking

$$\nabla^2 E_C = \frac{q\rho}{\epsilon_0 \epsilon_r} \quad (9)$$

Aan het grensvlak ontstaat er dan een potentiaalput die zo smal is dat er quantisatie van de elektronenenergie in de z-richting optreedt,

zie Fig. 1.11. De energie-niveaus zijn de minima van zg. subbanden.

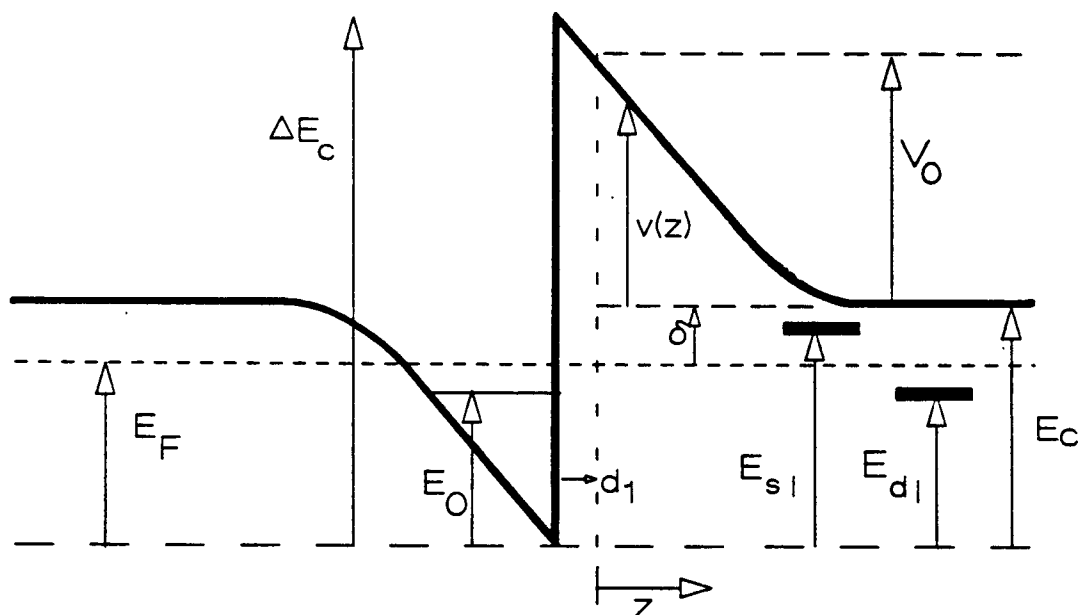


Fig 1.11. Bandbuiging aan het grensulak. Ook zijn het shallow en diepe donor-niveau in het gedoteerde ( $z > 0$ ) AlGaAs gegeven.

Door een ongedoteerd laagje AlGaAs, de spacer, met dikte  $d_1$  tussen het gedoteerde AlGaAs en het GaAs te groeien worden de elektronen in de potentiaalput ruimtelijk gescheiden van hun donoren. Hierdoor zal de verstrooiing aan de geladen donoren (Coulomb-wisselwerking) verminderd worden en kunnen de elektronen in de potentiaalput een hoge beweeglijkheid bereiken. Het zo ontstane elektronengas wordt een 2-dimensionaal elektronengas (2-DEG) genoemd. Voor de elektronen-energie geldt dan

$$E = E_n + \frac{\hbar^2}{2m^*}(k_x^2 + k_y^2) \quad (10)$$

met  $m^*$  de effectieve massa van de elektronen in het rooster. In het algemeen (voor elektronenconcentraties  $< 7 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ ) ligt het Fermi-niveau in de put zodanig dat alleen de onderste subband gevuld is. De ligging van de energie-niveaus in de put kan bepaald worden

met behulp van de zg. triangular well benadering<sup>27</sup>. De potentiaal in het GaAs wordt dan benaderd door

$$V(z) = \frac{q(n_{2deg} + n_{depl})}{\epsilon_0 \epsilon_r} * (z-d_1) \quad (11)$$

met  $n_{depl}$  de ruimtelading in het depletiegebied (met breedte  $w_d$ ) van het GaAs. Deze potentiaal is een benadering van de exacte oplossing van de Poisson-vergelijking in GaAs, gegeven door

$$V(z) = \frac{q(n_{2deg} + n_{depl})}{\epsilon_0 \epsilon_r} * (z-d_1) * \left(1 - \frac{(z-d_1)}{2w_d}\right) \quad (12)$$

Daar  $z \ll w_d$  kan de kwadratische term in  $z$  verwaarloosd worden. Voor de energie-niveaus in de put geldt dan

$$E_n = (\hbar^2/2m^*)^{\frac{1}{3}} \left[ \frac{3}{2} \pi q \langle F \rangle \left(n + \frac{3}{4}\right) \right]^{\frac{2}{3}} \quad (13)$$

met  $\langle F \rangle$  de gemiddelde grootte van het elektrische veld zoals dat door de elektronen "gevoeld" wordt, gedefinieerd door

$$\langle F \rangle = \frac{q(n_{depl} + 0.5 * n_{2deg})}{\epsilon_0 \epsilon_r} \quad (14)$$

Voor de toestandsdichtheid  $D$  in een 2-DEC geldt dat

$$D = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \quad (15)$$

De elektronenconcentratie in de put (bij één niveau in de put) wordt gegeven door<sup>27</sup>

$$n_{2deg} = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} * kT * \ln\left(1 + \exp\left(\frac{E_F - E_0}{kT}\right)\right) \quad (16)$$

Indien in de  $z$ -richting een magneetveld  $B$  aangelegd wordt zal er ook in de  $x$ - $y$  richting kwantisatie van energie optreden. De elektronen



gaan dan een cyclotronbeweging beschrijven in het x-y vlak en de subbanden splitsen op in de zg. Landaubanden. Bij één energie-niveau  $E_0$  in de put wordt de totale elektronenenergie gegeven door

$$E_{n,s} = E_0 + (n + \frac{1}{2})\hbar\omega_c + s \cdot g^* \cdot \mu_B \cdot B \quad (17)$$

met  $\omega_c = \frac{qB}{m^*} = \text{cyclotronfrequentie}$

$\mu_B = \frac{q\hbar}{2m_0} = \text{Bohrmagneton}$

$s = \pm \frac{1}{2} = \text{spin quantumgetal}$

$g^* = \text{effectieve g-factor}$

Indien er geen verstrooiing verondersteld wordt kunnen de Landaubanden als  $\delta$ -functies beschouwd worden. Het aantal toestanden per (spingesplitste) Landauband wordt gegeven door

$$N_L = \frac{qB}{h} \quad (18)$$

De toestandsdichtheid kan dan geschreven worden als

$$D(E) = \frac{qB}{h} \cdot \sum_{n,s} \delta(E - E_{n,s}) \quad (19)$$

Voor hogere temperaturen zijn de pieken in de toestandsdichtheid verbreed.

### 1.3.b Beschrijving van een heterojunctie onder hydrostatische druk.

Aan de hand van hydrostatische drukmetingen van 0 tot 16 kbar aan een  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}$  heterojunctie<sup>2</sup> is het mogelijk om de drukafhankelijkheid van het diepe donor-niveau te bepalen. Hierbij wordt er weer uitgegaan van een donor met drie afhankelijke niveau's. Een voordeel van drukmetingen is dat de variaties in de ionisatie-energie van de donor aan één sample bestudeerd kunnen

worden. In de berekeningen van Mercy et al.<sup>2</sup> werd geen multi-level donor model gebruikt en werden ook de elektronenconcentraties in de L- en X-band verwaarloosd. Uit Fig. 1.2 blijkt echter dat voor een druk van 13 kbar de X-band de laagste geleidingsband wordt. Dus voor het drukinterval van 0-16 kbar mag de elektronenconcentratie in de L- en X-band niet verwaarloosd worden. In de huidige berekening wordt er van een shallow niveau aan de  $\Gamma$ -band en van een diep niveau uitgegaan. Uit Fig. 1.6 en 1.7 blijkt dat de bijdrage van het shallow niveau bij  $x=0.3$  aan de X-band verwaarloosd mag worden. De bijdrage van het shallow niveau aan de  $\Gamma$ -band is hier ook zeer klein, maar omdat er later ook berekeningen aan eigen experimenten met  $x=0.2$  uitgevoerd zullen worden, wordt er wel rekenig met dit niveau gehouden. In dit werk wordt dan steeds als functie van de druk de positie van het diepe niveau ten opzichte van de  $\Gamma$ -band berekend. Er is dus niet in het model gestopt aan welke band het diepe niveau gekoppeld zit. Deze koppeling kan uit de drukcoëfficiënt van het diepe niveau bepaald worden. De gebruikte parameters staan weergegeven in Fig. 1.11 en Tabel 3.

TABEL 3. Parameters van de  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs$  heterojunctie<sup>2</sup>.

Band discontinuïteit	$\Delta E_c=243$	[meV]
Aluminiumfractie	$x=0.3$	
Spacerdikte	$d_1=60$	[Å]
Dopingsconcentratie	$N_D=7.5 \times 10^{23}$	[m <sup>-3</sup> ]
Depletielading	$n_{depl} = 2 \times 10^{14}$	[m <sup>-2</sup> ]

In de gedoteerde AlGaAs laag geldt de Poisson-vergelijking

$$\nabla^2 v(z) = \frac{q\rho(z)}{\epsilon_0 \epsilon_r} \quad (20)$$

De ladingsdichtheid  $\rho(z)$  wordt gegeven door (zie (3) en (5))

$$\rho(z) = q[N_D^+(z) - N_A - n(z)] \quad (21)$$

$$\text{met } N_D^+(z) = \frac{N_D}{1 + 2\exp\left(\frac{E_F - E_{s1} - v(z)}{kT}\right) + 8\exp\left(\frac{E_F - E_{d1} - v(z)}{kT}\right)} \quad (22)$$

$$n_r(z) = \frac{N_{cr}}{\exp\left(\frac{E_{cr} - E_F + v(z)}{kT}\right) + \frac{1}{4}} \quad r = \Gamma, L, X \quad (23)$$

$$n(z) = \sum_r n_r(z) \quad (24)$$

Integratie van de Poisson-vergelijking levert dan

$$\begin{aligned} - \left( \frac{dv}{dz} \right)^2 \Big|_{z=0} &= \frac{2kTN_D q^2}{\epsilon_0 \epsilon_r} \left[ \ln \left\{ \frac{2\exp\left(\frac{E_F - E_{s1}}{kT}\right) + 8\exp\left(\frac{E_F - E_{d1}}{kT}\right) + 1}{2\exp\left(\frac{E_F - E_{s1}}{kT}\right) + 8\exp\left(\frac{E_F - E_{d1}}{kT}\right) + \exp\left(\frac{V_0}{kT}\right)} \right\} \right. \\ &\quad \left. + \frac{N_A V_0}{kT} + 4\sum_r N_{cr}' \ln \left\{ \frac{\exp\left(\frac{E_{cr} - E_F}{kT}\right) + \frac{1}{4}}{\exp\left(\frac{E_{cr} - E_F}{kT}\right) + \frac{1}{4}\exp\left(\frac{-V_0}{kT}\right)} \right\} \right] \quad (25) \end{aligned}$$

$$\text{met } N_{cr}' = \frac{N_{cr}}{N_D}$$

Ver weg van de junctie, waar  $v(z)=0$ , volgt uit ladingsbehoud

$$n(z) + N_A = N_D^+(z) \quad (26)$$

Daar het elektrisch veld constant blijft over de spacer en het veld ter plaatse  $z=0$  dus gelijk is aan het oppervlakte veld van de junctie, kan vergelijking (25) herschreven worden met behulp van

$$\frac{dv}{dz} \Big|_{z=0} = - \frac{q^2(n_{2deg} + n_{depl})}{\epsilon_0 \epsilon_r} \quad (27)$$

Uit Fig. 1.11 is eenvoudig in te zien dat

$$\Delta E_C = E_F + \delta + V_0 + \frac{q^2(n_{deg} + n_{depl})}{\epsilon_0 \epsilon_r} \times d_1 \quad (28)$$

Indien de elektronenconcentratie in het 2-DEG bekend is, kan met behulp van (13), (14) en (16) de Fermi-energie  $E_F$  bepaald worden. Als  $E_{s1}$  weer op 6 meV wordt gesteld dan kunnen de drie onbekende parameters  $E_{d1}$ ,  $V_0$  en  $\delta$  uit (25), (26) en (28) bepaald worden. Dus als de elektronenconcentratie en de compensatieverhouding  $N_A/N_D$  bekend is, kan de positie van het diepe niveau in het AlGaAs berekend worden. Door de drukafhankelijkheid van de elektronenconcentratie in het 2-DEG bij kamertemperatuur, zoals die door Mercy et al.<sup>2</sup> gemeten is (zie Fig. 1.12), te gebruiken, kan dus de drukafhankelijkheid van het diepe donor-niveau bepaald worden.

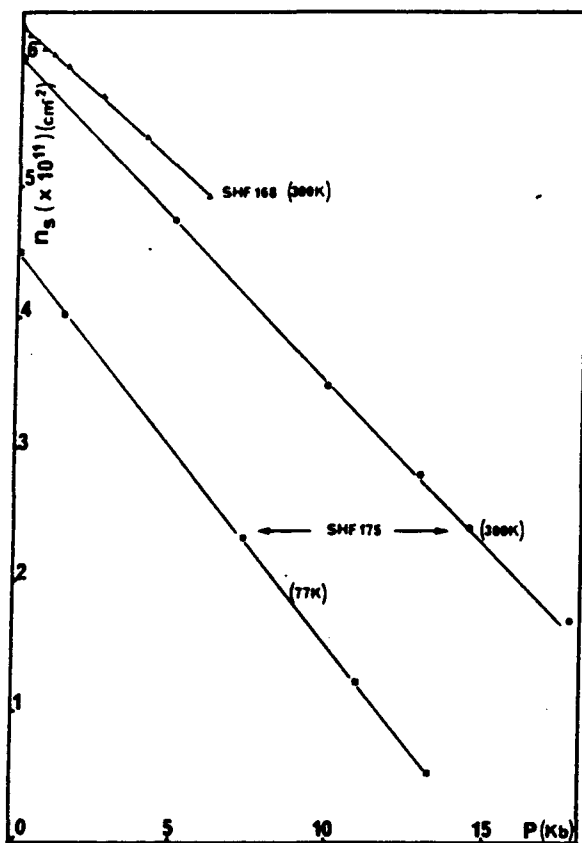


Fig. 1.12. De elektronenconcentratie van het 2-DEG als functie van de hydrostatische druk<sup>2</sup>.

Deze berekening is voor een aantal compensatieverhoudingen uitgevoerd, de resultaten staan gegeven in Tabel 4.

TABEL 4. Berekende drukafhankelijkheid van het diepe donor-niveau.

$N_A/N_D$	$E_c - E_{d1} (p=0)$ [meV]	$d(E_c - E_{d1})/dp$ [meV/kbar]
0.00	59.4	8.8
0.10	46.8	8.7
0.20	33.6	8.8

Bij het fitten van de meetresultaten vond Mercy et al.<sup>2</sup> dat  $N_A/N_D=0.32$  en  $d(E_c - E_{d1})/dp=11$  meV/kbar. In de huidige berekening is er geen grote compensatie nodig om de experimentele waarden te fitten. Voor  $N_A=0$  en  $p=0$  kbar wordt er voor de afstand van het diepe donor-niveau tot aan de ( $\Gamma$ ) geleidingsband een waarde gevonden van 59.4 meV. Indien dit diepe donor-niveau aan de L-band gekoppeld is, bedraagt het energieverval tussen dit niveau en de L-band 161.9 meV, hetgeen in uitstekende overeenstemming is met de in paragraaf 1.2 hiervoor aangenomen waarde. Uit Tabel 1 blijkt dat het verschil tussen de drukcoëfficiënten bij  $x=0.3$  voor de  $\Gamma$ - en L-band 8.3 meV/kbar bedraagt en voor de  $\Gamma$ - en X-band 11.9 meV/kbar. De berekende drukafhankelijkheid bevestigt dus de koppeling van het diepe donor-niveau aan de L-band.

2.1 Uniaxiale druk.

De verschuiving van de ( $\Gamma$ ) geleidingsband ten gevolge van uniaxiale druk kan beschreven worden met behulp van zogenaamde deformatie-potentialen. De mate van verschuiving is afhankelijk van de richting waarin de druk aangebracht wordt. Het blijkt dat de verandering van de directe bandstand als functie van uniaxiale druk ongeveer 1/3 is van de verandering die zou optreden bij eenzelfde hydrostatische druk. In dit onderzoek is het van belang om te weten hoe de L- en X-band zich gedragen ten opzichte van de  $\Gamma$ -band bij uniaxiale drukken in verschillende richtingen. Een beschrijving van de bandextrema buiten het  $\Gamma$ -punt blijkt echter zeer moeilijk. Doordat uniaxiale druk een verlaging van symmetrie veroorzaakt zullen er niet alleen verschuivingen in energie optreden, maar ook zullen er een aantal ontaarde toestanden opsplitsen. Deze opsplitsing is dan weer afhankelijk van de positie van de k-vektor t.o.v. de drukrichting. Drukcoëfficiënten van de L- en X-band ten gevolge van uniaxiale druk zijn dan ook niet voorhanden. Een beschrijving met behulp van deformatie potentialen zal in een verder onderzoek nader bekeken moeten worden.

Een van de redenen waarom in de experimenten toch uniaxiale druk gebruikt wordt, is het feit dat deze bij 2-dimensionale structuren op een zeer eenvoudige wijze aan te brengen is. Een uniforme druk in een 2-dimensionale laag in een preparaat kan namelijk verkregen worden door het preparaat te buigen, zie Fig. 2.1.

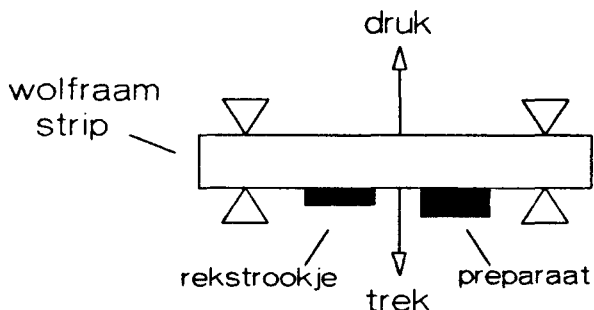


Fig 2.1. Principe voor het aanbrengen van uniaxiale druk.

Het is eenvoudig in te zien dat bij een omhoog werkende kracht  $F$  het 2-DEG ingedrukt en bij een omlaag werkende kracht uitgerekt wordt. In de gebruikte opstelling is het preparaat op een wolfram strip geplakt. De reden voor de keuze van wolfram was dat de uitzetting van wolfram het beste paste bij die van GaAs. De relatieve lengteverandering van de wolfram strip werd gemeten met behulp van een rekstrookje. Het rekstrookje en het preparaat zitten symmetrisch t.o.v. het midden van de wolfram strip geplakt zodat de lengteverandering bij het rekstrookje evengroot is als bij het preparaat. Voor die lengteverandering geldt dat

$$\left(\frac{\Delta l}{l}\right)_w = \frac{1}{c} \cdot \frac{\Delta R}{R} \quad (48)$$

met  $R$  de weerstand over het rekstrookje. Als er wordt uitgegaan van een wolfram strip met dikte  $d_1$  en een preparaat met dikte  $d_2$ , wordt de druk in het 2-DEG, dat vlak onder het oppervlak van het GaAs zit, gegeven door<sup>28</sup>

$$P_{2deg} = \frac{1}{c} \cdot \frac{\Delta R}{R} \cdot \frac{E_{GaAs} \cdot (d_1 + d_2)}{d_1 - \frac{\alpha}{1-\alpha} d_2} \quad (49)$$

Hierin is  $E_{GaAs}$  de Youngs-modulus van GaAs en  $\alpha$  is een parameter die gebruikt wordt om de positie van de neutrale lijn in het wolfram te bepalen, zie Fig 2.2.

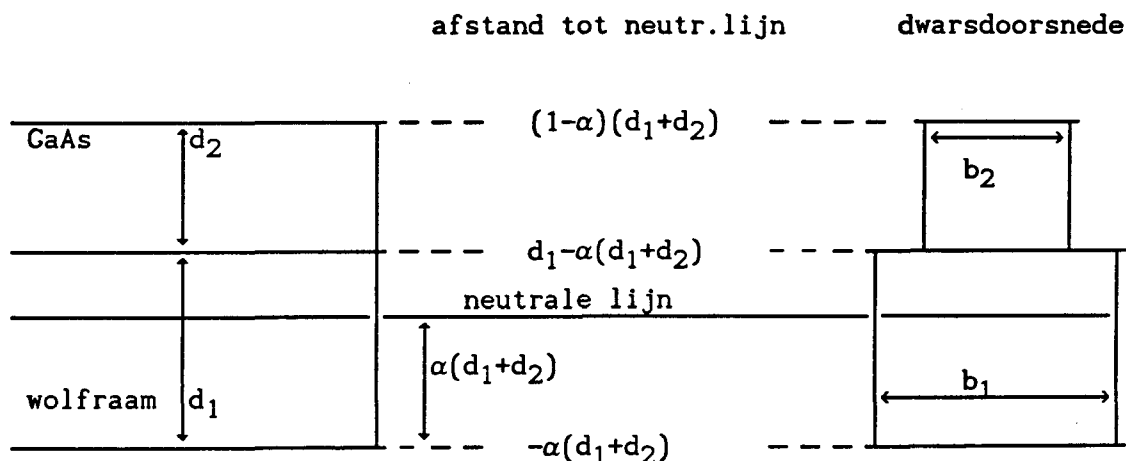


Fig. 2.2. Defenitie van de positie van de neutrale lijn m.b.v.  $\alpha$ .

De neutrale lijn in een balk geeft de plaats van die laag aan, welke bij buiging niet van lengte zal veranderen. De druk in een bepaalde laag hangt dan af van de afstand van die laag tot aan de neutrale lijn. Door op een dwarsdoorsnede (loodrecht op de neutrale lijn) de som van de krachten en de krachtmomenten op die dwarsdoorsnede gelijk aan nul te stellen wordt voor  $\alpha$  gevonden

$$\alpha = \frac{1}{2} * \frac{\frac{b_1}{b_2} \cdot E_1 \cdot d_1^2 + E_2 \cdot d_2^2 + 2E_2 \cdot d_1 \cdot d_2}{\frac{b_1}{b_2} \cdot E_1 \cdot d_1^2 + E_2 \cdot d_2^2 + (\frac{b_1}{b_2} \cdot E_1 + E_2) \cdot d_1 \cdot d_2} \quad (50)$$

Hierin zijn  $b_1, d_1, E_1$  en  $b_2, d_2, E_2$  de breedte, dikte en Youngs-modulus van de wolfraam resp. GaAs laag. Als  $b_1=b_2$ ,  $d_1=d_2$  en  $E_1=E_2$  geldt dat  $\alpha=0.5$ , de neutrale lijn ligt dan, zoals verwacht, precies in het midden van  $d_1$  en  $d_2$ . De waarden van deze parameters zijn weergegeven in Tabel 5.

TABEL 5. Parameters van gebruikte strip, preparaat en rekstrookje.

---

$E_{\text{GaAs}}^6 = 0.853 \cdot 10^{11} \text{ N/m}^2$	$b_2 = 3 \text{ mm}$	$d_2 = 0.4 \text{ mm}$
$E_w^{29} = 4.11 \cdot 10^{11} \text{ N/m}^2$	$b_1 = 6 \text{ mm}$	$d_1 = 0.4 \text{ mm}$
$\alpha = 0.297$		
$c(T=300 \text{ K}) = 2.01$		
$c(T=4.2 \text{ K}) = 2.06$		

---

Doordat de druk evenredig is met de relatieve lengteverandering zal de waarde van de druk bij trekken positief en bij drukken negatief zijn. De uniaxiale druk wordt parallel aan de heterojunctie aangebracht, d.w.z. loodrecht op de z-richting in Fig 1.11. Een voordeel hiervan is dat de afstand van de donoren tot aan het 2-DEG niet door de druk veranderd wordt, in de z-richting wordt dus geen verstoring aangebracht.



## 2.2 Preparaten.

In dit onderzoek zijn metingen verricht aan twee preparaten nl. 2294-8 en 41402-3. Het eerste preparaat is gegroeid met M.O.C.V.D. techniek in het Laboratoire d'Electronique et de Physique Appliquée te Parijs, het tweede preparaat is met M.B.E. techniek gegroeid in het Forschungsinstitut der Deutschen Bundespost te Darmstadt. De structuur van deze preparaten is afgebeeld in Fig. 2.3.

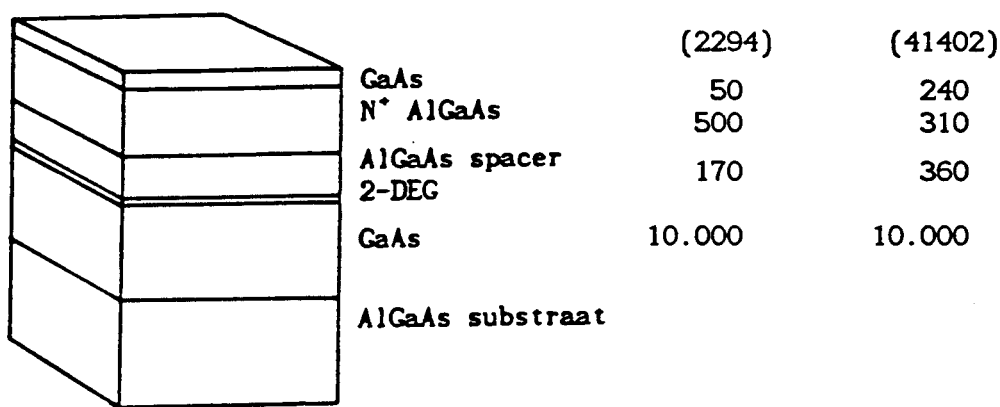


Fig. 2.3. Structuur van de preparaten 2294-8 en 41402-3.

Alle preparaten hebben een zg. 2B-structuur, d.w.z. een Hall-bar geometrie met de volgende vorm en afmetingen, zie Fig. 2.4.

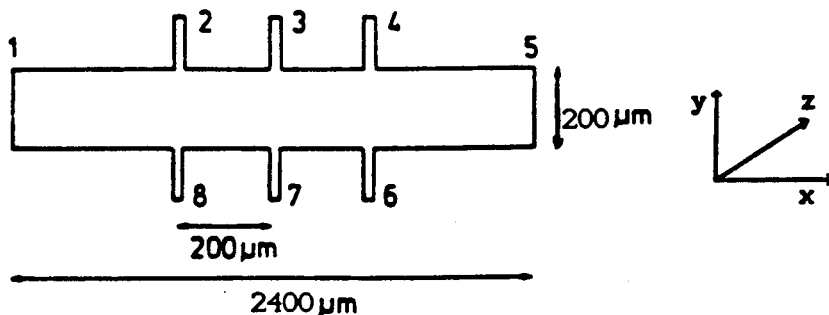


Fig. 2.4. Geometrie, afmetingen en nummering van de preparaten 2294-8 en 41402-3.

Verdere gegevens van de preparaten staan vermeld in Tabel 6.

TABEL 6. Preparaatgegevens

	T [K]	2294	41402
$\mu$ [ $\text{m}^2/\text{Vs}$ ]	300	0.74	0.8
	77	11.5	16.4
	4.2		45
n [ $\text{m}^{-2}$ ]	300	$5 \cdot 10^{11}$	$2.2 \cdot 10^{11}$
	77	$6 \cdot 10^{11}$	$1.92 \cdot 10^{11}$
	4.2		$1.5 \cdot 10^{11}$
x		0.2	0.38
$N_D$ [ $\text{m}^{-3}$ ]		$2 \cdot 10^{24}$	$1.2 \cdot 10^{24}$

Om metingen aan het 2-DEG, dat ca. 100 nm onder het oppervlak ligt, te verrichten moeten er contacten op aangebracht worden. Hierbij wordt er bij  $T=400$  °C Indium in het materiaal gediffundeerd. De reproduceerbaarheid van deze methode is echter slecht. Bij preparaat 2294-8 waren de contactweerstand zowel bij kamertemperatuur als bij heliumtemperatuur in de orde van enkele  $\text{k}\Omega$ . De minima van de Shubnikov-de Haas oscillaties gingen dan ook niet door nul. Ook waren bij heliumtemperatuur de contacten 2 t/m 4 slecht zodat er geen Hallmetingen verricht konden worden. De weerstand werd gemeten over 7-8. De contactweerstand van preparaat 41402-3 bij kamertemperatuur bedroeg enkele  $\text{k}\Omega$  en bij heliumtemperatuur enkele tientallen  $\Omega$ . De weerstandsmetingen zijn verricht over contact 7-8 en de Hallmetingen over 3-7.

### 2.3 De meetopstelling.

Het preparaat bevindt zich in een magnetveld dat door een superspoel wordt opgewekt. Het preparaat en de superspoel bevinden zich beiden in vloeibaar helium in een cryostaat. Er kunnen magnetvelden bereikt worden van ongeveer 5 T, deze worden gemeten met behulp van een Hallplaatje. De temperatuur van het helium kan nog worden verlaagd tot 1.5 K door de ruimte af te pompen. Het preparaat zit zodanig op een preparaatstok gemonteerd dat het in het midden van de superspoel zit. Het magnetveld staat dan loodrecht op het 2-DEG. In Fig. 2.5 is een schematisch overzicht van de opstelling gegeven.

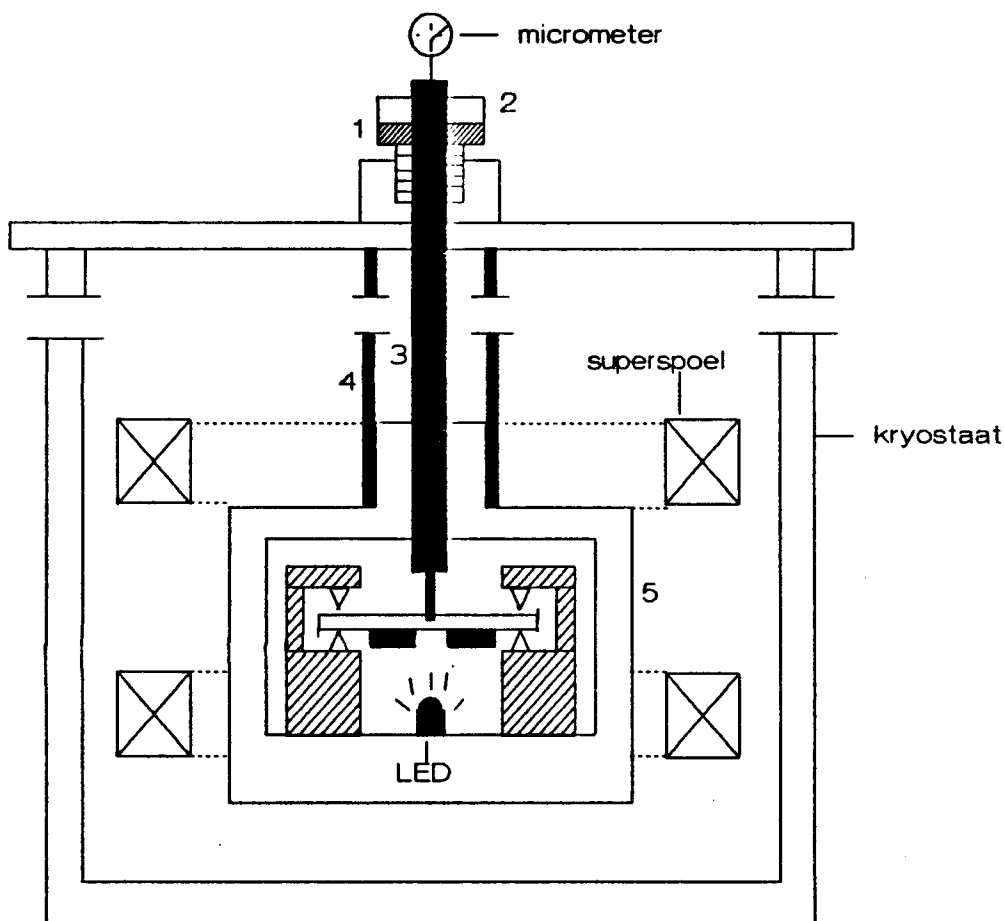


Fig 2.5. Schematisch overzicht van de opstelling.

Door aan schroef 1 te draaien zal blok 2, die op de trekstaaf 3 zit vastgeschroefd, meebewegen. De verbinding tussen schroef 1 en blok 2

is zodanig dat schroef 1 wel vrij kan draaien, maar blok 2 zal de beweging zowel omhoog als omlaag volgen. Omdat houder 5 vastgemaakt zit aan preparaatstok 4 zal dit leiden tot een buiging van het preparaat. De grootte van de doorbuiging, welke bij maximale druk ongeveer 200  $\mu\text{m}$  bedraagt, wordt gemeten met behulp van een micrometer. Deze micrometer dient dus als beveiliging opdat de druk niet te hoog opgevoerd wordt. Ook wordt hij gebruikt om de druk steeds met dezelfde stapgrootte te veranderen. De exacte waarde van de druk wordt echter met het rekstrookje bepaald. Bij de Hall- en SdH-metingen bij  $T=4.2\text{ K}$  is gebruik gemaakt van Lock-in techniek. Door het preparaat wordt dan via de contacten 1-5 een wisselstroom gestuurd met een bepaalde frequentie, de Lock-in versterker (Brookdeal 9503 SC) meet dan alleen signalen met deze frequentie. Stoorsignalen met een andere frequentie worden dan uitgemiddeld, waardoor kleine spanningen nog nauwkeurig gemeten kunnen worden. De uitgangsspanning van de Lock-in, die tussen de  $-10$  en  $+10\text{ V}$  ligt, wordt dan naar een schrijver gestuurd. Door het rekstrookje werd een gelijkstroom van  $100\ \mu\text{A}$  gestuurd.

Om de elektronenconcentratie in het 2-DEG nog op een andere manier te kunnen veranderen is er boven het preparaat een rode LED gemonteerd. De elektronenconcentratie in het 2-DEG wordt dan (blijvend) verhoogd met het PPC effect. De LED wordt aangestuurd met een single-shot pulsgenerator met variabele pulslengte. Omdat de energie van de fotonen uit de LED groter is dan de bandgap in GaAs, zullen er bij belichting ook elektron-gat paren in het GaAs gecreëerd worden. De gaten zullen weer recombineren met elektronen die afkomstig zijn van de acceptoren in het GaAs, terwijl de elektronen in het 2-DEG terecht komen. Door de ruimtelijke scheiding van gaten en elektronen zal snelle recombinatie voorkomen worden zodat ook dit effect persistent is. Deze bijdrage in de toename van de elektronenconcentratie bedraagt ongeveer 10% van de totale toename ten gevolge van belichting.

Ook zijn er Hall- en weerstandsmetingen (DC) in een laag magneetveld (27 mT) uitgevoerd bij kamertemperatuur en heliumtemperatuur. De preparaatstok zat dan in een kryostaat waarbij de magneetspoel aan de buitenkant om de kryostaat zit. Hiervoor werd een watergekoelde magneet gebruikt. De voedingsstroom van de magneet bedroeg dan 27 A. In deze opstelling zijn de Hall- en weerstandsmetingen uitgevoerd met behulp van een Keithly 181 nanovoltmeter. Door het preparaat werd met

een Keithly 220 programmeerbare stroombron een gelijkstroom van  $10 \mu\text{A}$  gestuurd via de contacten 1-5.

## HOOFDSTUK 3

## Meetresultaten en discussie

## 3.1 Preparaat 41402-3.

## 3.1.a Hallmetingen in een laag magneetveld (27 mT).

Eerst zullen enkele meetresultaten bij kamertemperatuur besproken worden. In Fig. 3.1 is de vierkantsweerstand  $\rho_{xx}$  uitgezet als functie van de uniaxiale druk. Met uniaxiale druk wordt in het vervolg zowel druk ( $p < 0$ ) als rek ( $p > 0$ ) bedoeld. De vierkantsweerstand neemt dus af met toenemende uniaxiale druk. In Fig. 3.2 is de elektronenconcentratie uitgezet als functie van de uniaxiale druk bij kamertemperatuur en in Fig. 3.3 de uit 3.1 en 3.2 volgende mobiliteit. De elektronenconcentratie neemt dus toe bij toenemende uniaxiale druk, de mobiliteit stijgt dan ten gevolge van de toenemende elektronenconcentratie. De gemeten drukafhankelijkheid van de elektronenconcentratie stemt overeen met de hydrostatische drukexperimenten van J.M. Mercy<sup>2</sup> et al. In deze experimenten is gebleken dat de elektronenconcentratie lineair daalt met een toenemende hydrostatische druk (zie Fig. 1.12).

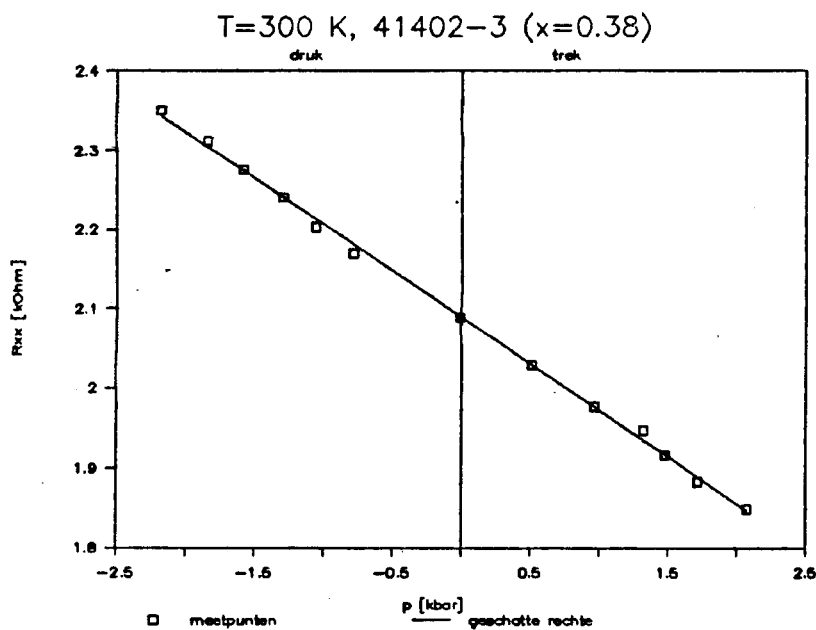


Fig. 3.1.  $\rho_{xx}$  van 41402-3 als functie van de druk bij  $T=300$  K.

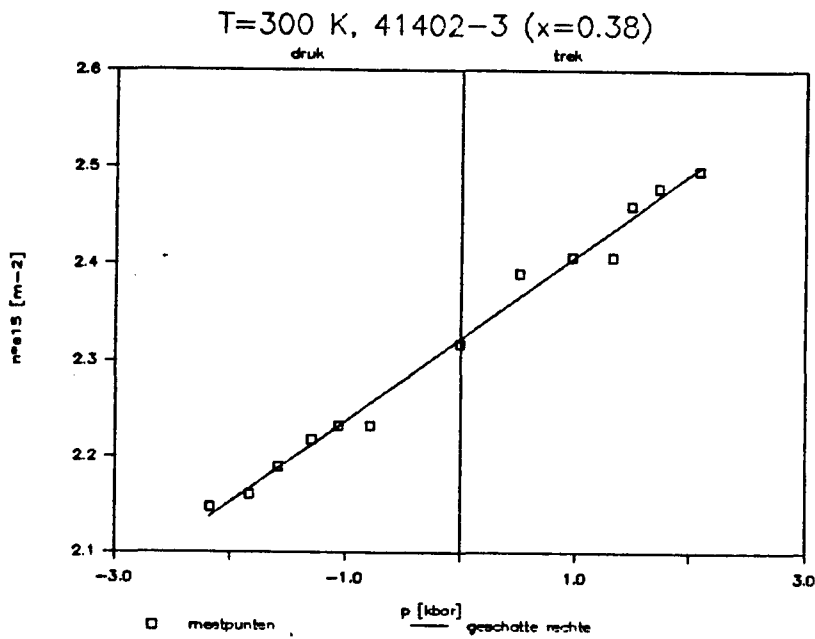


Fig. 3.2. De elektronenconcentratie van 41402-3 als functie van de druk bij T=300 K.

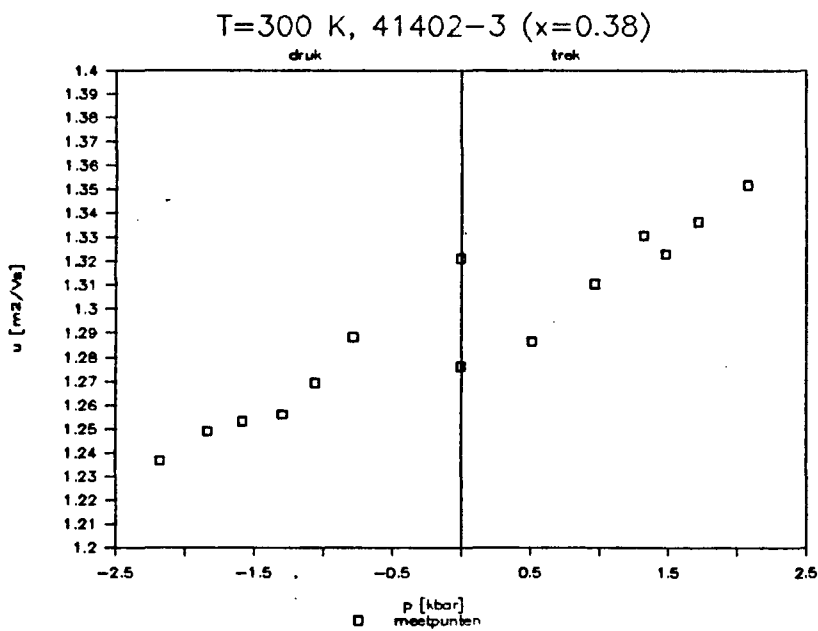


Fig 3.3. De mobiliteit als functie van de druk bij T=300 K.

Een toenemende hydrostatische druk komt bij ons experiment dus overeen met een steeds negatiever wordende uniaxiale druk. Deze daling in de elektronenconcentratie is een gevolg van het feit dat de diepe donor, die op een constante energie-afstand aan de L-band gekoppeld zit, daalt ten opzichte van de  $\Gamma$ -band bij toenemende hydrostatische druk. Hierdoor wordt het Fermi-niveau in het AlGaAs en dus ook in de put verlaagd waardoor de elektronenconcentratie daalt. In onze metingen is ook voor de eerste keer aangetoond dat de toename in de elektronenconcentratie ten gevolge van rek evengroot is als de afname ten gevolge van druk over een drukinterval met gelijke grootte. Omdat bij kamertemperatuur thermisch evenwicht heerst kan met het in paragraaf 1.3 besproken model uit de drukafhankelijkheid van de elektronenconcentratie de ligging en de uniaxiale drukafhankelijkheid van het diepe donor-niveau berekend worden. Uit Fig. 3.2 blijkt dat:

$$n(p=0) = 2.35 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$$

$$dn/dp = 0.086 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}/\text{kbar}.$$

Als ervan wordt uitgegaan dat  $E_L - E_{d1} = 160 \text{ meV}$ , betekent dit dat het diepe donor-niveau bij dit preparaat, met een aluminiumfractie van 38%, ongeveer 105 meV onder de  $\Gamma$ -band moet liggen. Uit de berekeningen werd echter gevonden dat het diepe donor-niveau 166 meV onder de  $\Gamma$ -band ligt. Een mogelijke oorzaak voor deze te hoge waarde zou kunnen zijn dat de opgegeven donorconcentratie van  $N_D = 1.2 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$  te hoog is waardoor het berekende energie-niveau dus heel diep moet liggen om alle elektronen kwijt te kunnen. Als er wordt aangenomen dat  $E_L - E_{d1} = 160 \text{ meV}$  (de positie van het diepe donor-niveau wordt dus als bekend verondersteld) kan uitgerekend worden hoe groot de donorconcentratie moet zijn bij de gemeten elektronenconcentratie. Voor de berekende donorconcentratie wordt dan gevonden dat  $N_D = 3 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ . Deze donorconcentratie stemt ook overeen met berekeningen van de elektronenconcentratie in een 2-DEG als functie van de spacerdikte<sup>30</sup>, hier werd bij  $T=1 \text{ K}$  en een spacerdikte van 360 Å een dichtheid gevonden van  $2.1 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$  bij een donorconcentratie van  $3.4 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ . Uitgaande van een donorconcentratie van  $3 \times 10^{23}$  werd er voor het diepe donor-niveau gevonden:

$$E_L - E_{d1} = 174 \text{ meV}$$

$$d(E_c - E_{d1})/dp = 5.6 \text{ meV/kbar}.$$



De berekende drukafhankelijkheid van het diepe donor-niveau voor uniaxiale druk is kleiner dan de berekende drukafhankelijkheid (8.8 meV/kbar) van dit niveau onder hydrostatische druk maar groter dan 1/3 van deze drukafhankelijkheid. Het is moeilijk te zeggen in hoeverre de hier gerapporteerde waarde zinvol is vanwege de gemaakte aanname betreffende de donorconcentratie. Dit zal in de toekomst met experimenten waarin de donorconcentratie goed bekend is nader onderzocht moeten worden. Dan kunnen ook de drukafhankelijkheden van het diepe donor-niveau voor druk in een aantal verschillende kristalrichtingen met elkaar vergeleken worden.

Aan preparaat 41402-3 zijn ook Hallmetingen (DC) in een laag magneetveld bij  $T=4.2$  K uitgevoerd. De elektronenconcentratie werd na meting als functie van de druk stapsgewijs verhoogd m.b.v. belichting. Het resultaat van deze metingen is weergegeven in Fig. 3.4. Het blijkt dat de verandering in de elektronenconcentratie ten gevolge van druk lager wordt bij toenemende belichting.

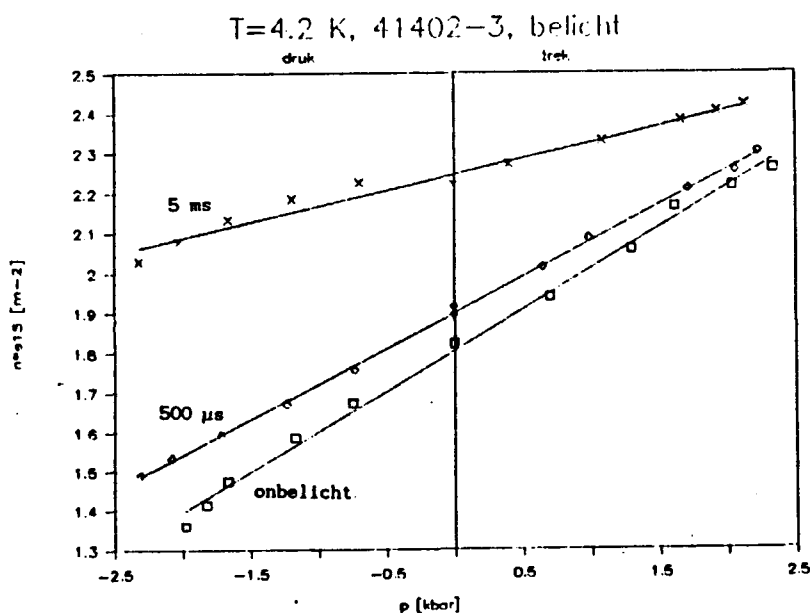


Fig 3.4. De elektronenconcentratie als functie van de druk bij verschillende belichtingstijden,  $T=4.2$  K.

Het blijkt dat de variaties in de elektronenconcentratie ten gevolge van uniaxiale druk afhankelijk zijn van de bezetting van het diepe

donor-niveau. Uit de berekeningen aan bulk  $\text{Al}_x\text{Ca}_{1-x}\text{As}$  in paragraaf 1.2 blijkt dat de bezetting van het diepe donor-niveau verandert als functie van de aluminiumfractie. Ook kan uitgerekend worden hoe het Fermi-niveau als functie van de aluminiumfractie (en dus bij veranderende bezetting van het diepe niveau) verloopt, zie Fig. 3.5. Daar het verhogen van de aluminiumfractie hetzelfde effect heeft op de bandenstructuur als het aanbrengen van druk kan uit Fig. 3.5 ook het effect van druk op het Fermi-niveau afgeleid worden. Hieruit volgt dan ook het effect van druk op de elektronenconcentratie.

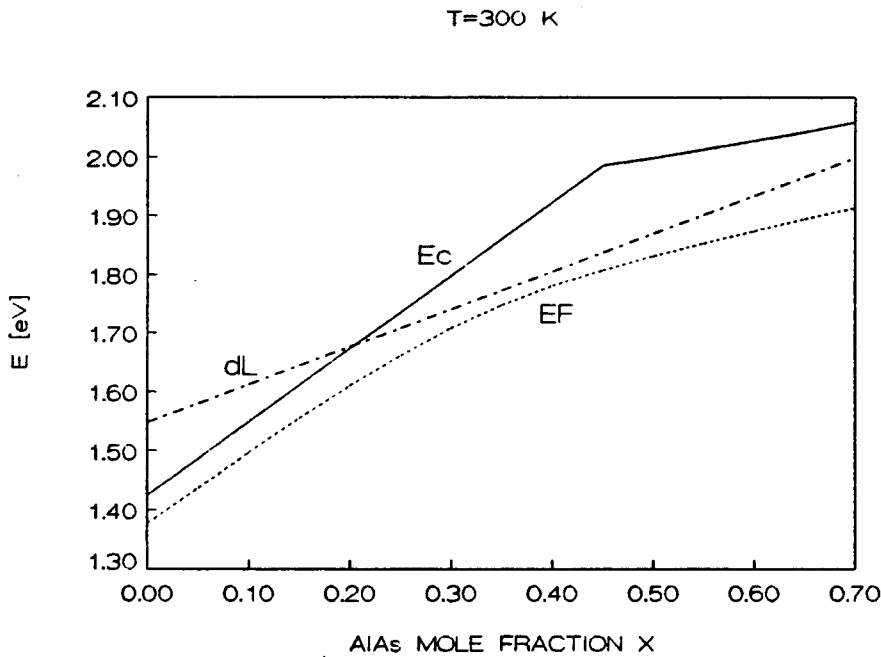


Fig. 3.5. Het verloop van de onderkant van de geleidingsband, het Fermi-niveau en het diepe donor-niveau als functie van de aluminiumfractie.

Uit Fig. 3.5 blijkt dat voor preparaten met een lage aluminiumfractie ( $x < 0.2$ ), dus met een lage bezetting van het diep donor-niveau, de afstand tussen het Fermi-niveau en de onderkant van de geleidingsband bijna constant blijft. Als bij deze preparaten het diepe donor-niveau d.m.v. verhoging van de aluminiumfractie of door druk verlaagd wordt t.o.v. de onderkant van de geleidingsband, zal dit diepe niveau veel

sneller dalen dan het Fermi-niveau. Dit komt omdat dan de bezetting van het diepe donor-niveau zal toenemen (zie Fig. 1.6), de term  $E_{d1}-E_F$  wordt dan kleiner, zoals ook in Fig. 3.5 te zien is. Het verhogen van de aluminiumfractie of het aanbrengen van druk zal bij deze preparaten dus weinig invloed hebben op de elektronenconcentratie.

Voor preparaten met een aluminiumfractie rond 0.4, zoals in ons experiment, blijft de afstand van het Fermi-niveau tot aan het diepe donor-niveau gelijk omdat de bezetting van het diepe niveau bijna niet verandert bij toenemende aluminiumfractie of druk (zie Fig. 1.6). Bij het aanbrengen van druk daalt het Fermi-niveau dan evensnel als het diepe donor-niveau. Dus hoe hoger de bezetting van het diepe niveau, hoe harder het Fermi-niveau en dus de elektronenconcentratie in het 2-DEG varieert als functie van de druk. Uit Fig. 3.4 blijkt dat als de bezetting van het diepe donor-niveau door belichting verlaagd wordt, dat dan ook de variaties in de elektronenconcentraties verkleind worden. Dit betekent ook dat naarmate de temperatuur lager wordt, en dus de bezetting van het diepe niveau groter, dat dan de variaties in de elektronenconcentraties ten gevolge van uniaxiale druk ook sterker moeten worden. Vergelijking van Fig. 3.2 en 3.4 laat zien dat dit in ons experiment inderdaad het geval is. Ook blijkt dat, zoals verwacht, de elektronenconcentratie bij  $T=300$  K groter is dan bij  $T=4.2$  K. Dat de variaties in de elektronenconcentratie afhankelijk zijn van de bezetting van het diepe donor-niveau wordt ook door de metingen van J.M. Mercy<sup>2</sup> et al. bevestigd, zie Fig. 1.12. De elektronenconcentratie daalt bij  $T=77$  K sneller dan bij  $T=300$  K als functie van de hydrostatische druk.

### 3.1.b Shubnikov-de Haas en Quantum Hall metingen.

Aan preparaat 41402-3 zijn ook Shubnikov-de Haas en Quantum Hall metingen uitgevoerd. Als er echter druk op het preparaat werd gezet werden de magnetowerstand en de Hallspanning instabiel, er zijn daarom alleen metingen onder uniaxiale rek uitgevoerd. In Fig. 3.6 zijn de SdH oscilaties onder uniaxiale rek uitgezet.

Het blijkt dat de minima verschuiven naar hogere magneetvelden. dit

duidt op een toename van de elektronenconcentratie. De elektronenconcentraties uit de Hallmetingen in een laag magnetveld ( $n(p=0)=1.84 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ ,  $dn/dp=0.21 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}/\text{kbar}$ ) stemmen goed overeen met de concentraties uit de SdH metingen ( $n(p=0)=1.83 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ ,  $dn/dp=0.23 \text{ m}^{-2}/\text{kbar}$ ).

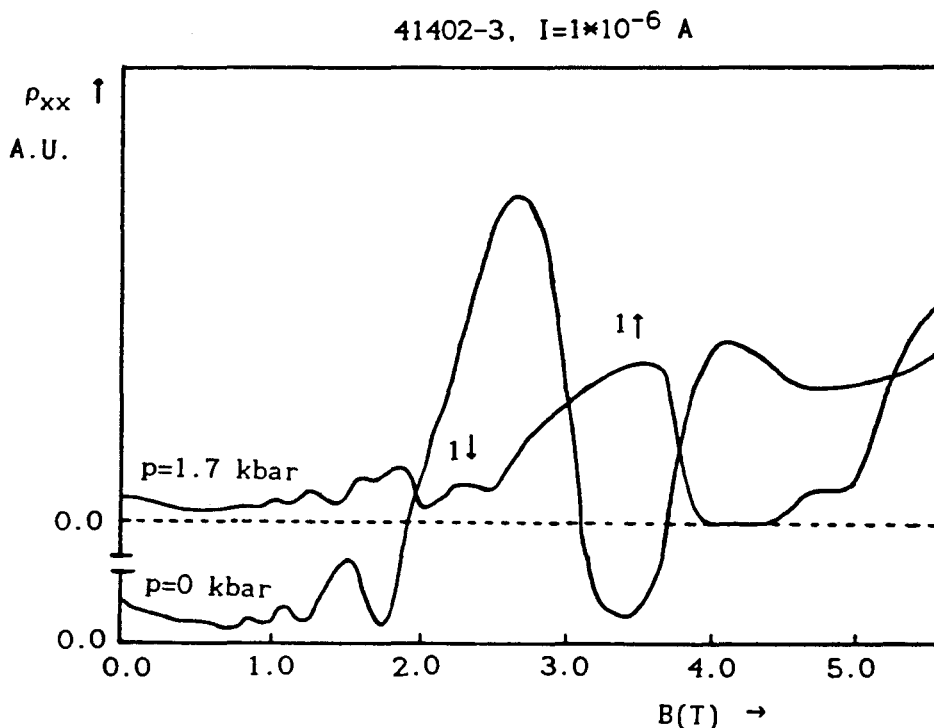


Fig 3.6. De invloed van uniaxiale rek op de magnetoweerstand  $\rho_{xx}$ .

Uit Fig. 3.6 blijkt dat er bij druk nul parallelle geleiding optreedt, de minima van de magnetoweerstand gaan niet door nul. Als de elektronenconcentratie echter wordt verhoogd d.m.v. uniaxiale rek gaan de minima wel door nul, de parallelle geleiding verdwijnt. Als de rek weer naar nul wordt teruggebracht komt de parallelle geleiding weer op. Dit is in overeenstemming met het feit dat bij een preparaat met een aluminiumfractie van 38% het diepe donor-niveau de geleiding domineert (zie Fig. 1.6). De elektronen in het 2-DEG zullen dan bijna allemaal afkomstig zijn van dit diepe niveau. Na het terugbrengen van de rek zullen de elektronen vanuit het 2-DEG teruggaan naar de donoren waarmee ze vanwege de lage temperatuur niet kunnen recombineren. Hierdoor zal dan de parallelle geleiding toenemen. Het optreden van parallelle geleiding blijkt ook uit de metingen van de Hallweerstand,

zie Fig. 3.7.

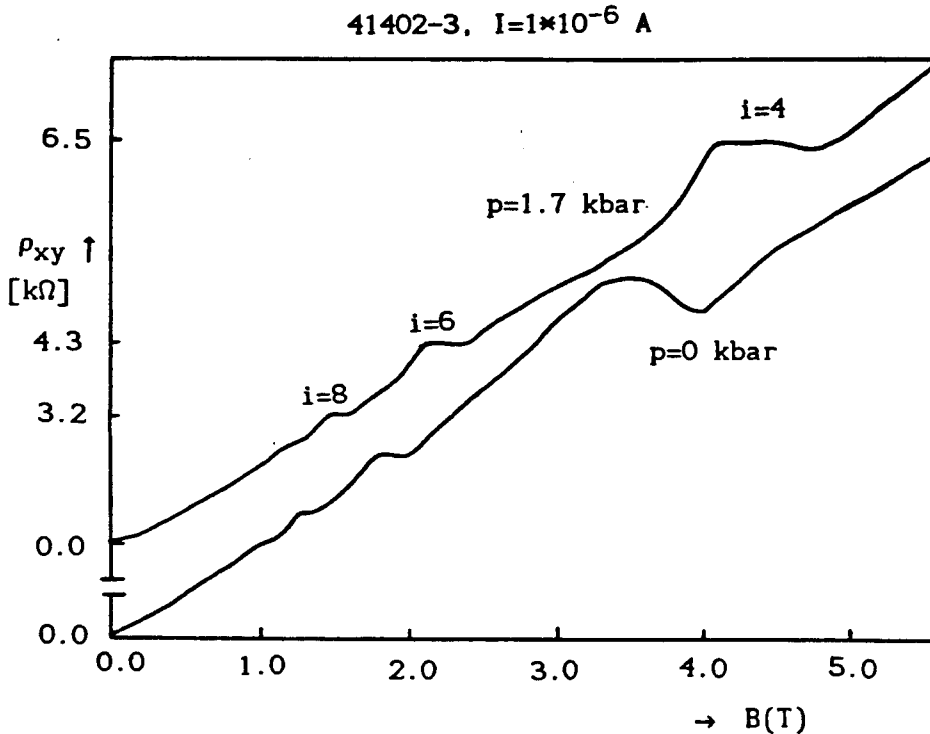


Fig. 3.7. De invloed van uniaxiale rek op de Hallweerstand  $\rho_{xy}$ .

Als er geen rek op de heterojunctie wordt gezet blijkt dat de plateaus in de Hallweerstand niet vlak zijn maar dalen, en dat ze niet op de goede (gequantiseerde) waarde liggen. Dit zijn ook duidelijke kenmerken van parallelle geleiding. Bij toenemende rek worden de plateaus vlakker en wordt de Hallweerstand van de plateaus gelijk aan de gequantiseerde Hallweerstand (48). Ook schuiven de plateaus, net zoals de minima in de magnetoweerstand, naar rechts.

Ook blijkt uit de SdH oscillaties van Fig. 3.6 dat de symmetrie van de pieken in de magnetoweerstand onder invloed van druk verandert. Uit recent onderzoek<sup>31,32</sup> is gebleken dat deze symmetrie afhangt van de interactie met de attractieve strooicentra (donoren) in het AlGaAs en de repulsieve strooicentra (acceptoren) in het GaAs. In de groep halfgeleiderfysica wordt hieraan onderzoek verricht<sup>32</sup> door deze interactie te variëren m.b.v. een back-gate of belichting. Hierdoor

wordt namelijk de elektronenconcentratie en het aantal strooiers veranderd. Er zal nu een kort overzicht van het model, dat in dit onderzoek ontwikkeld is, gegeven worden en er zal gekeken worden in hoeverre de resultaten van dit afstudeerwerk daarbij aansluiten. Bij een positieve back-gate spanning wordt de potentiaalput open getrokken, er komen dan meer elektronen in de put. Hierdoor wordt de golffunctie van de elektronen in de put verder weg van de attractieve strooicentra in het AlGaAs en dichterbij de repulsieve strooicentra in het GaAs geplaatst. Het extra aantal elektronen in de put t.g.v. back-gating is niet afkomstig van de donoren in het AlGaAs maar ze komen in de put omdat het 2-DEG dan als een condensator werkt. Het aantal strooicentra blijft dus gelijk. Bij belichting zal ook het aantal elektronen in de put toenemen, nu zijn de elektronen echter voor een groot deel afkomstig van de donoren in het AlGaAs. Ten gevolge van de dan sterkere bandbuiging zal de potentiaalput smaller worden, dit blijkt ook uit formule (11) waar de helling van de potentiaalput afhangt van de elektronenconcentratie in de put. Ten gevolge van belichting zal dus het aantal attractieve strooiers groter worden en zal de elektronengolffunctie dichterbij deze strooicentra komen te liggen. Bovendien zal het aantal repulsieve strooicentra verminderen omdat zij hun elektron afgeven aan gaten die door belichting in het GaAs gecreëerd zijn. In Fig. 3.8 is het verloop van de mobiliteit ten gevolge van verstrooiing aan attractieve en repulsieve strooicentra weergegeven.

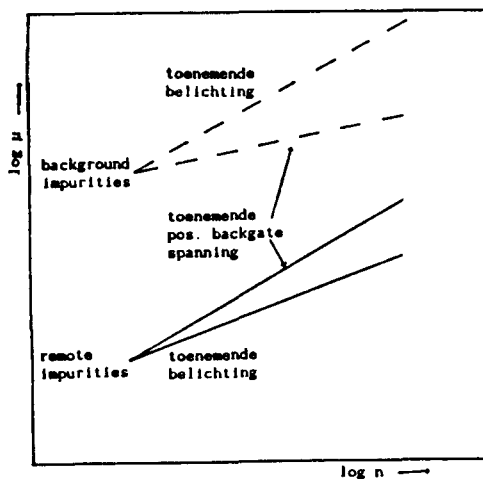


Fig 3.8. De mobiliteit ten gevolge van verstrooiing aan attractieve- en repulsieve strooicentra als functie van de elektronenconcentratie.

Bij toename van de elektronenconcentratie zal de mobiliteit stijgen ten gevolge van een hogere Fermi-snelheid en een verbeterde screening van de strooicentra. Deze stijging was ook al in Fig. 3.3 te zien. Bij back-gating zal de mobiliteit ten gevolge van de attractieve strooicentra sneller stijgen dan bij belichting omdat bij backgating geen nieuwe strooicentra ontstaan (bij belichting wel) en omdat de elektronengolffunctie verder van de attractieve strooicentra wegschuift (bij belichting komt deze juist dichterbij). Bij verstrooiing aan de repulsieve centra in het GaAs zal de mobiliteit bij belichting sneller stijgen omdat een aantal strooicentra dan geneutraliseerd wordt en omdat de golffunctie wegschuift. Voor preparaten met een lage mobiliteit zal deze stijging sterker zijn dan bij hoge mobiliteit omdat het aantal strooiers dat geneutraliseerd kan worden groter is. Bij back-gating zullen de  $\mu$ -n lijnen in Fig. 3.8 convergeren, de invloed van de repulsieve strooiers ten opzichte van de attractieve wordt steeds belangrijker. Uit berekeningen van Ando<sup>33</sup> bleek dat de pieken in de toestandsdichtheid asymmetrisch van vorm worden indien er verstrooiing aan een van de bovengenoemde strooicentra optreedt. Indien de verstrooiing met de attractieve strooicentra overheerst zal een piek in de toestandsdichtheid naar de hoge energiekant "overhellen", bij interactie met de repulsieve strooicentra naar de lage energiekant. Bij back-gating zal dus, ten gevolge van de verschuiving van toestanden naar lagere energie in een piek van de toestandsdichtheid, de spin-up piek toenemen. Bij belichting van preparaten met hoge mobiliteit zal dit ook het geval zijn. Voor preparaten met lage mobiliteit zullen de  $\mu$ -n lijnen echter divergeren (vanwege de sterke stijging bij de repulsieve strooiers). De invloed van de attractieve strooiers op de beweeglijkheid t.o.v. de repulsieve strooiers zal dan groter worden, hier zal dan de spin-down piek toenemen. Deze veranderingen in de symmetrie zijn ook experimenteel bevestigd<sup>32</sup>.

Bij de SdH metingen onder uniaxiale rek zullen de elektronen die t.g.v. de rek in het 2-DEG komen net als bij belichting afkomstig zijn van de donoren. Dus ook bij rek zal het aantal attractieve strooicentra toenemen en zal de golffunctie dichterbij deze strooicentra toeschuiven. De mobiliteit als functie van de

elektronenconcentratie zal voor uniaxiale rek hetzelfde verlopen als voor belichting. Voor verstrooiing aan de repulsieve strooicentra zal de stijging in de mobiliteit ten gevolge van de rek kleiner zijn dan bij belichting omdat er geen strooiers geneutraliseerd worden. De stijging in de mobiliteit onder rek zal ongeveer gelijk zijn aan de stijging van de mobiliteit bij belichting van preparaten met hoge mobiliteit. Het verloop van de mobiliteit als functie van de elektronenconcentratie, die met uniaxiale rek verhoogd wordt, zal dus voor beide soorten strooicentra hetzelfde zijn als het verloop bij belichting van een preparaat met hoge mobiliteit. Ook bij rek zal dus met toenemende elektronenconcentratie de spin-up piek toenemen. Dit wordt ook experimenteel bevestigd, zie Fig. 3.6. Ook blijkt uit de hydrostatische drukmetingen van J.M. Mercy et al.<sup>34</sup> dat bij afnemende elektronenconcentratie de spin-down piek gaat overheersen, zoals ook uit het bovenstaand model verwacht werd.



## 3.2 Preparaat 2294-8.

Aan preparaat 2294-8 zijn reeds eerder Hallmetingen verricht (DC) in een laag magneet veld (15 mT)<sup>28</sup>. Met de toen gebruikte opstelling kon er geen trekkracht op het preparaat uitgeoefend worden, alleen druk. Het bleek dat de elektronenconcentratie in het 2-DEG lineair toenam als functie van de druk. Vanwege de lage aluminiumfractie ( $x=0.2$ ) en de daaruit volgende lage bezetting van het diepe donor-niveau werd er een lichte daling van de elektronenconcentratie verwacht. Met de nieuwe opstelling uit Fig. 2.5, waarin naast druk- ook trekmetingen konden worden verricht, zijn aan preparaat 2294-8 Shubnikov-de Haas metingen (AC) uitgevoerd. Zoals eerder vermeld waren Quantum Hall metingen bij dit preparaat niet mogelijk. In Fig. 3.9 staan SdH oscillaties bij druk ( $p < 0$ ) en trek ( $p > 0$ ) weergegeven.

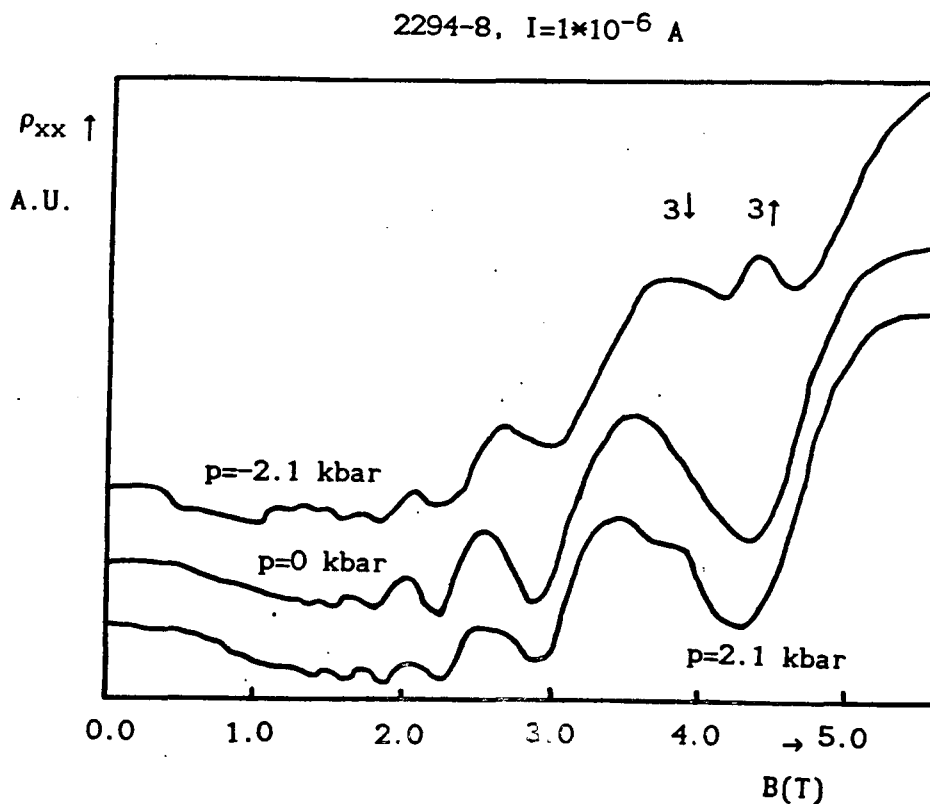


Fig. 3.9. SdH oscillaties bij druk- en trekmetingen aan 2294-8.

Uit Fig. 3.9 blijkt dat bij druk de minima in de SdH oscillaties naar een hoger magneetveld schuiven, dit duidt op een toename van de elektronenconcentratie. Bij trek treedt er bijna geen verschuiving op. In Fig. 3.10 is de elektronenconcentratie, die uit de SdH oscillaties bepaald is, uitgezet als functie van de druk.

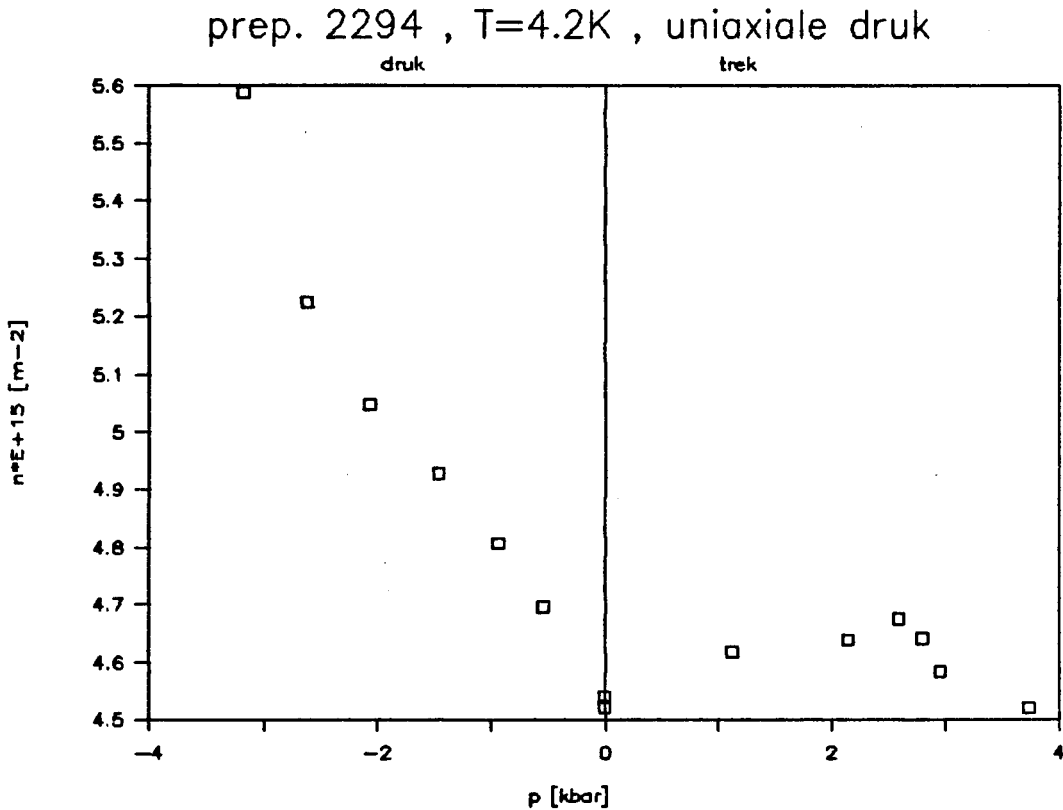


Fig. 3.10. De elektronenconcentratie van preparaat 2294-8 als functie van de druk bij T=4.2.

Bij toenemende druk stijgt de elektronenconcentratie sterk, bij toenemende rek is de verandering in de elektronenconcentratie binnen de meetfout (5%). Ook werden er drukmetingen aan het preparaat verricht nadat het langdurig belicht was, de elektronenconcentratie had toen de (verzadigde) waarde bereikt van  $7 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ . Het bleek dat er dan geen enkele verandering optrad in de elektronenconcentratie ten gevolge van druk of rek. Een mogelijke verklaring voor het vreemde gedrag van dit preparaat werd gezocht in het feit dat voor een preparaat met een aluminiumfractie van 20% het diepe donor-niveau

hoger dan de  $\Gamma$ -band ligt. Uit berekeningen met het model uit paragraaf 1.3 bleek echter dat ook voor deze situatie het Fermi-niveau en dus de elektronenconcentratie bij rek stijgt en bij druk daalt. Ook zijn volgens dit model de toename ten gevolge van rek en de afname ten gevolge van druk evengroot. Het verloop van de gemeten elektronenconcentratie kan dus niet verklaard worden met behulp van een veranderende activeringsenergie van het diepe donor-niveau. Een andere mogelijke verklaring was dat indien er parallelle geleiding in het AlGaAs zou optreden, dat dan de elektronen uit de geleidingsband van het AlGaAs in het 2-DEG terecht zouden komen ten gevolge van druk. Uit de SdH oscillaties van Fig 3.9 blijkt dat er inderdaad parallelle geleiding optreedt, maar ook dat bij toenemende elektronenconcentratie de parallelle geleiding groter wordt (vanwege de oplopende ondergrond in de SdH oscillaties). Er verdwijnen dus geen elektronen uit de geleidingsband van het AlGaAs. Bij het verlagen van druk neemt de parallelle geleiding af, de elektronen die dan vanuit het 2-DEG naar het AlGaAs terugkeren recombineren dan met de donoren. Omdat er bij  $T=4.2$  K weinig recombinatie met de diepe donor-niveaus optreedt, zullen de elektronen waarschijnlijk recombineren met de shallow niveaus. Omdat de verandering van de elektronenconcentratie ten gevolge van de druk reversibel is, zullen de extra elektronen in de put ten gevolge van druk voornamelijk afkomstig zijn van de shallow-niveaus. Uit Fig. 1.6 en Fig. 1.7 blijkt dat bij een aluminiumfractie van 20% het shallow niveau de geleiding domineert. De elektronen die dus van de shallow niveaus afkomstig zijn zullen ook weer met de shallow niveaus recombineren. Bij preparaat 41402-3 leidde een verlaging van de elektronenconcentratie echter juist tot een toename van de parallelle geleiding. Dit wordt veroorzaakt door het feit dat bij een preparaat met een aluminiumfractie van 38% de elektronen in het 2-DEG afkomstig zijn van de diepe donor-niveaus waarmee ze bij lage temperatuur niet kunnen recombineren. Waarom de shallow donoren in preparaat 2294 ioniseren bij het aanbrengen van druk is niet bekend.

Ook blijkt dat de symmetrie van de pieken zowel bij druk als bij trek verandert, bij druk is dit effect echter sterker. In Fig. 3.11 is het maximum in de magnetoweerstand t.g.v. de verstrooiing van de elektronen in Landauband  $n=3$  bij een aantal druk- en trekmetingen

uitgezet.

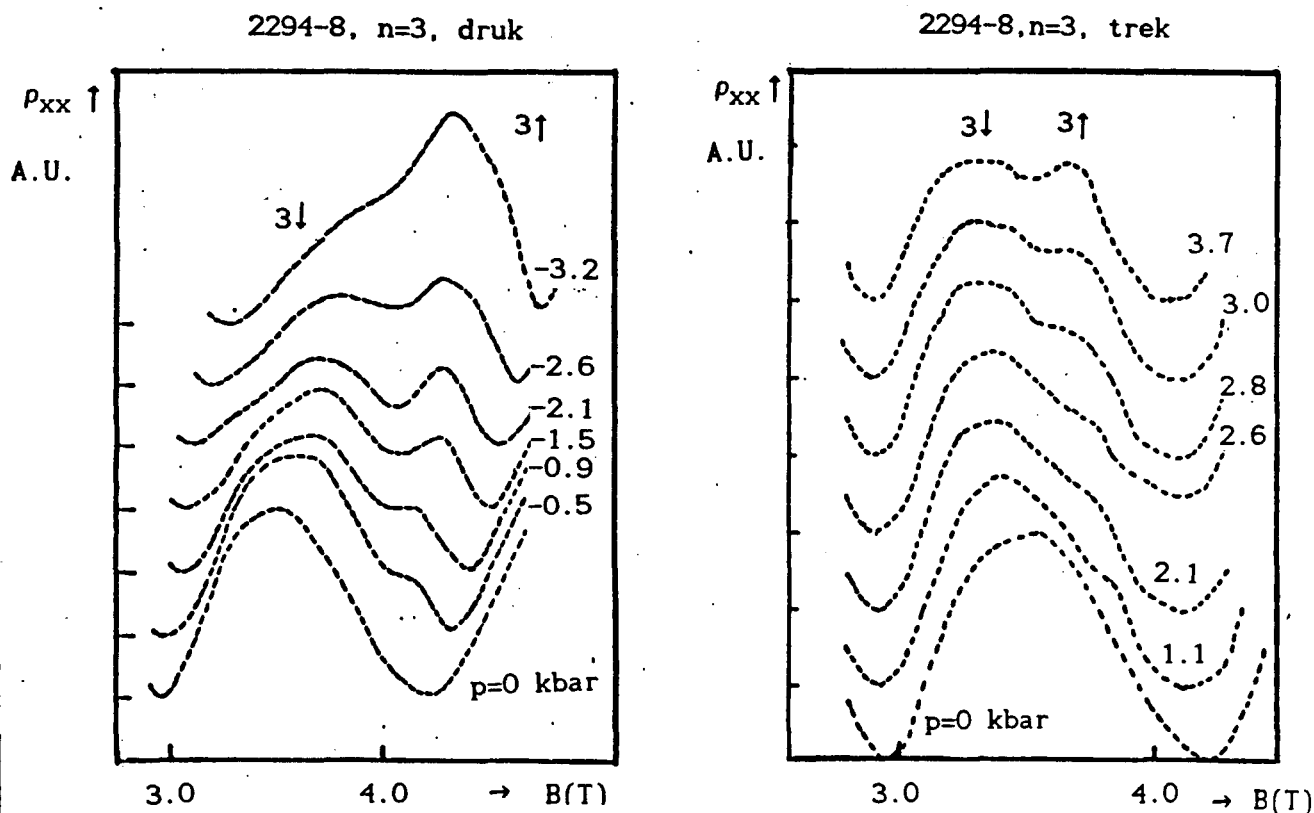


Fig. 3.2 Structuur in de magnetoweerstand  $\rho_{xx}$  bij Landauband  $n=3$  als functie van de druk.

Om een goed beeld van de verandering in symmetrie te krijgen zijn de spinpieken geschetst ten opzichte van de oplopende ondergrond in de magnetoweerstand, die wordt gevonden door de naast de  $n=3$  spinpieken gelegen minima met elkaar te verbinden. Het blijkt dat de spin-up piek, die zonder druk niet te zien is, bij toenemende elektronenconcentratie opkomt, zoals ook uit de uniaxiale rekmetingen aan 41402-3 is gebleken.

In dit onderzoek zijn enkele transporteigenschappen van een 2-DEG in een GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As heterojunctie onderzocht. Er is een model ontwikkeld om de drukafhankelijkheid van het diepe donor-niveau in de Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As-laag te berekenen aan de hand van het verloop van de elektronenconcentratie in het 2-DEG onder druk.

1. De bezetting van de diepe donor-niveaus en de vrije elektronenconcentratie in bulk Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As als functie van de aluminiumfractie  $x$  kan zeer goed beschreven worden met behulp van een multi-level donor model. In dit model wordt het shallow donor-niveau als een aangeslagen toestand van het diepe donor-niveau beschouwd.
2. Bij het toepassen van dit model op een hydrostatisch drukexperiment<sup>2</sup> werd het idee bevestigd dat de diepe donor aan de L-band gekoppeld is op een constante energie-afstand van ongeveer 160 meV.
3. In dit onderzoek zijn naast metingen onder uniaxiale druk ook metingen onder uniaxiale rek uitgevoerd. Het blijkt dat de lineaire afname in de elektronenconcentratie ten gevolge van druk evengroot is als de lineaire toename ten gevolge van rek over eenzelfde druk-interval.
4. De drukafhankelijkheid van de elektronenconcentratie in een 2-DEG wordt bepaald door de bezetting van het diepe donor-niveau in de AlGaAs-laag.
5. Bij verhoging van de elektronenconcentratie door middel van uniaxiale rek blijkt dat de maximale waarde van de spin-up piek in de magnetowerstand groter wordt dan de maximale waarde van de spin-down piek. Dit wordt veroorzaakt door een ten gevolge van de uniaxiale rek veranderende interactie met attractieve en repulsieve strooicentra.

Om de druk nog nauwkeuriger te kunnen bepalen kan er een modulatie op de uniaxiale druk aangebracht worden m.b.v. een piëzo-elektrisch element. Door meting met een lock-in techniek worden dan eventueel optredende storingen uitgemiddeld. De drukafhankelijkheid van het diepe donor-niveau kan dan voor druk in een aantal verschillende

kristalrichtingen onderzocht worden. Hieruit kunnen dan symmetrie eigenschappen van het  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  kristal als functie van de aluminiumfractie bepaald worden.

Uit de metingen van de elektronenconcentratie als functie van de druk voor preparaten met verschillende aluminiumfractie kan ook de bezetting van het diepe donor-niveau en de energie-afstand  $E_L - E_{d1}$  als functie van de aluminiumfractie bepaald worden. Deze kunnen dan vergeleken worden met de in dit werk berekende waarden.

Ook kan uniaxiale druk toegepast worden in optische experimenten aan b.v. quantumwells omdat de bandafstand drukafhankelijk is. Ook wordt onder invloed van uniaxiale druk de ontaarding van de lichte- en zware gatenband opgeheven.

### Referenties

- 1 K. von Klitzing, Review of Modern Physics 58, 3 (1986)
- 2 J.M. Mercy, C. Bousquet, J.L. Robert, A. Raymond, G. Gregoris, J. Beerens, J.C. Portal, P.M. Frijlinck, P. Delescluse, J. Chevrier and N.T. Linh, Surface Science 142, 298 (1984)
- 3 M. Tachikawa, M. Mizuta, H. Kukimoto and S. Minomura, Jap. J. Appl. Phys. 24, L821 (1985)
- 4 N. Lifshitz, A. Jayaraman and R.A. Logan, Phys. Rev.B21, 670 (1980)
- 5 H.C. Casey, B. Panish, Heterostructure Lasers (Academic, New York, 1978)
- 6 S. Adachi, J. Appl. Phys. 58, R1 (1985)
- 7 D.V. Lang, R.A. Logan and M. Jaros, Phys. Rev.B 19, 1015 (1979)
- 8 A.K. Saxena, Solid State Electronics 25, 127 (1982)
- 9 J.C.M. Henning and J.P.M. Ansems, Semicond. Sci. Techn. 2, 1 (1987)
- 10 M. Mizuta and T. Kitano, Appl.Phys.Lett. 126 (1988)
- 11 T.N. Theis, T.F. Kuech, L.F. Palmateer and P.M. Mooney, Gallium Arsenide and Related Compounds 1984 (Inst. Phys. Conf. Ser. 74) 241
- 12 T.N. Theis, P.M. Mooney and S.L. Wright, Phys. Rev. Lett. 60, 361 (1988)
- 13 D.K. Maude, J.C. Portal, L. Dmowski, T. Foster, L. Eaves, M. Nathan, M. Heiblum, J.J. Harris and R.B. Beall, Phys. Rev. Lett. 59, 815 (1987)
- 14 E.F. Schubert and K. Ploog, Phys. Rev.B30, 7021 (1984)
- 15 M.O. Watanabe and H. Maeda, Jap. J. Appl. Phys. 23, L734 (1984)
- 16 M. Cohen, Introduction to the Quantum Theorie of Semiconductors, (Gordon and Breach) 199
- 17 J.C.M. Henning, J.P.M. Ansems, A.G.M. de Nijs, J. Phys. C:Solid St. Phys. 17 L-915 (1984)
- 18 P.W.M. Blom, P.M. Koenraad, F.A.P. Blom, J.H. Wolter, to be published
- 19 T.N. Morgan, Phys. Rev.B34, 2664 (1986)
- 20 Y.P. Varshni, Physica 34, 149 (1967)
- 21 D.E. Aspnes, Phys. Rev. B14, 5331 (1976)
- 22 J.S. Blakemore, Semiconductor Statistics (Pergamon, New York, 1962) 360
- 23 W.B. Joyce, Appl.Phys.Lett. 32, 680 (1978)