

MASTER

Een-dimensionaal elektrisch transport in twee-dimensionale elektronengassen

Trieling, R.R.

Award date:
1992

[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

EEN-DIMENSIONAAL ELEKTRISCH TRANSPORT
IN TWEE-DIMENSIONALE ELEKTRONENGASSEN

R.R. Trieling

Verslag van een afstudeerwerk, verricht in de groep Halfgeleiderfysica van de vakgroep Vaste Stof, Faculteit Technische Natuurkunde, Technische Universiteit Eindhoven.

Begeleider: Dr.ir. F.A.P. Blom
Afstudeerhoogleraar: Prof.dr. J.H. Wolter

Met dank aan P.A.M. Nouwens voor het maken van de vele preparaten tijdens het afstudeeronderzoek.

Juni 1992.

SAMENVATTING

De gequantiseerde waarden van de Hallweerstand in een twee-dimensionaal elektronengas (2DEG) kunnen met behulp van het zgn. Landauer-Büttiker model verklaard worden. Volgens deze theorie vindt bij lage temperaturen en hoge magneetvelden elektrisch transport plaats door één-dimensionale kanalen aan de randen van het 2DEG. De aanwezigheid van deze randkanalen heeft grote gevolgen voor de transportverschijnselen in het 2DEG.

Het randkanalenmodel werd getoetst d.m.v. gates waaraan de kanalen gereflecteerd kunnen worden. Hierdoor zal tevens quantisatie optreden voor de longitudinale weerstand, hetgeen door metingen bevestigd werd en een duidelijk bewijs is voor het bestaan van randkanalen.

Verder is getracht adiabatisch transport aan te tonen waarbij elektronen zich over een bepaalde afstand door de randkanalen kunnen voortbewegen zonder verstrooid te worden naar een ander randkanaal. De experimentele omstandigheden waren echter zodanig, dat dit verschijnsel nauwelijks waargenomen kon worden.

Tenslotte blijkt dat bij het belichten van heterostructuren waarop gates zijn aangebracht, inhomogeniteiten in de elektronenconcentratie ontstaan.

INHOUDSOPGAVE

Samenvatting	i
1. Inleiding	1
2. Theorie	2
2.1 Het Quantum Hall Effect	2
2.2 Vorming van een twee-dimensionaal elektronengas	4
2.3 Ideale twee-dimensionale geleider	6
2.4 Ideale twee-dimensionale geleider in een magneetveld	9
2.5 Invloed van onzuiverheden	12
2.6 Het randkanalenmodel van Landauer-Büttiker	13
2.6.1 Ideale twee-dimensionale geleider	13
2.6.2 Inelastische verstrooiing	20
2.6.3 Gates	23
2.6.4 Toepassing van het randkanalenmodel	24
3. Experimentele opzet	29
3.1 Structuren	29
3.2 Meetopstelling	30
4. Resultaten en discussie	32
4.1 Heterostructuur met een lage mobiliteit	32
4.2 Heterostructuur met een hoge mobiliteit	37
5. Conclusies en aanbevelingen	48
Literatuur	49
Appendix: Samenstelling van de heterostructuren	50

HOOFDSTUK 1: INLEIDING

Recente ontwikkelingen in de kristalgroeitechniek maken het mogelijk om halfgeleiderstructuren te creëren waarin de geleidingselektronen ruimtelijk in twee dimensies opgesloten worden. Er kan bijvoorbeeld een heterostructuur gemaakt worden waarin twee verschillende halfgeleidermaterialen op elkaar gegroeid zijn. Tegen het scheidingsvlak van deze materialen kan zich dan een zgn. twee-dimensionaal elektronengas (2DEG) vormen. De fysische eigenschappen van een 2DEG zijn geheel anders dan die van een drie-dimensionaal systeem.

In de groep Halfgeleiderfysica van de vakgroep Vaste Stof wordt onderzoek gedaan naar transporteigenschappen in een 2DEG. Zo blijkt de Hallweerstand van het 2DEG bij lage temperaturen en hoge magneetvelden gequantiseerd te zijn. Dit verschijnsel werd in 1980 door Von Klitzing *et al.* [1] ontdekt en wordt het Quantum Hall Effect genoemd. Vanwege de hoge reproduceerbaarheid en stabiliteit van de gequantiseerde Hallweerstand werd deze tien jaar later tot ijkstandaard verheven, hoewel het effect nog niet volledig begrepen was.

Met behulp van het Landauer-Büttiker model [2] kunnen de gequantiseerde waarden van de Hallweerstand verklaard worden. Volgens deze theorie vindt bij lage temperaturen en hoge magneetvelden elektrisch transport plaats door één-dimensionale kanalen aan de randen van het 2DEG. De aanwezigheid van deze randkanalen heeft grote gevolgen voor de transportverschijnselen in het 2DEG.

Bij dit afstudeeronderzoek werden enkele experimenten uitgevoerd om het randkanalenmodel te toetsen.

HOOFDSTUK 2: THEORIE

2.1 Het quantum Hall-effect

In fig. 2.1 is een geleider weergegeven met een rechthoekige geometrie waarin een elektrisch veld E_x een stroom I teweegbrengt.

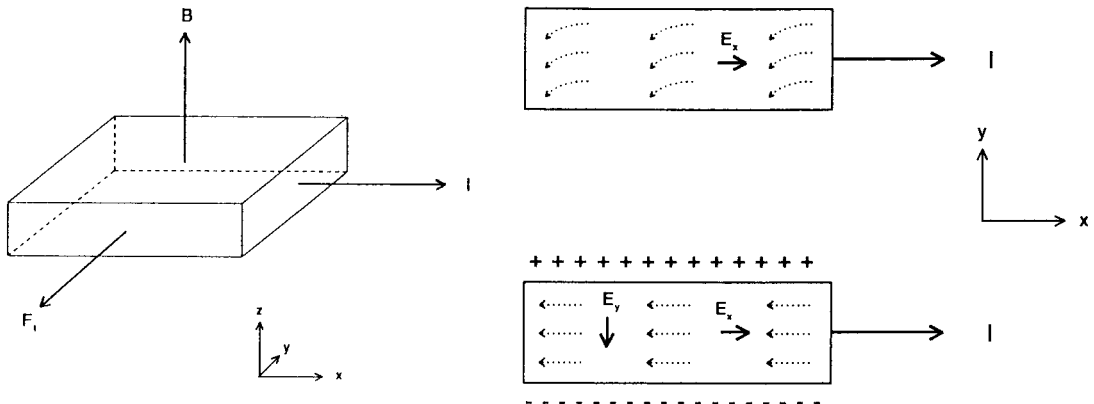


Fig. 2.1: Principe van het Hall-effect.

Door het aanleggen van een magnetenveld loodrecht op de stroomrichting ondervinden de elektronen een Lorentzkracht waardoor deze in de y -richting afgebogen worden. Hierdoor ontstaat er een overschot aan elektronen in het vlak aan de voorzijde van de geleider en een tekort aan negatieve lading aan de achterzijde. Vanwege deze oppervlakteladingen ontstaat er een transversaal elektrisch veld E_y dat de Lorentzkracht compenseert, zodat de elektronen niet meer afgebogen worden. Dit verschijnsel wordt het Hall-effect genoemd.

Het spanningsverschil tussen de voor- en achterzijde van de geleider wordt de Hallspanning genoemd en is evenredig met de stroom I en het magnetenveld B . De Hallweerstand R_H is gedefinieerd als de verhouding tussen de Hallspanning en de stroom door de geleider. Hiervoor geldt

$$R_H = \frac{B}{n_e e} \quad (2.1)$$

waarbij n_e de elektronenconcentratie en e de elementaire lading is.

In een twee-dimensionale geleider blijkt de Hallweerstand onder bepaalde omstandigheden echter niet evenredig te zijn met het magneetveld. Bij lage temperaturen en hoge magneetvelden vertoont de Hallweerstand als functie van het magneetveld namelijk een aantal plateaus (fig. 2.2) die gegeven worden door de relatie

$$R_H = \frac{h}{ie^2} \quad (2.2)$$

waarin h de constante van Planck is en i een klein geheel getal. Het optreden van deze gequantiseerde waarden wordt het Quantum Hall Effect genoemd.

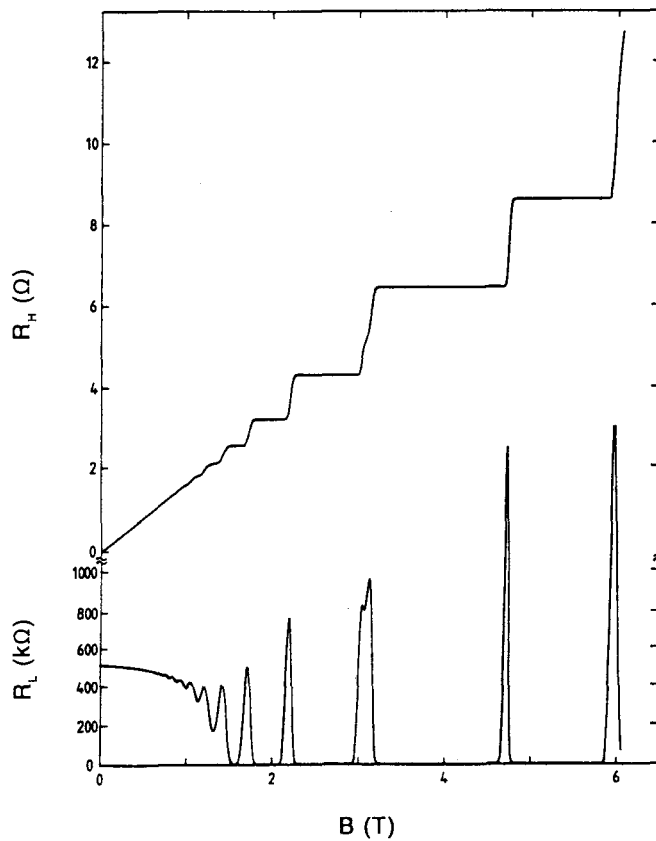


Fig. 2.2: Typisch verloop van de Hallweerstand R_H en de longitudinale weerstand R_L als functie van het magneetveld voor een twee-dimensionale geleider bij lage temperaturen [3].

Gelijktijdig met het Quantum Hall Effect treedt het Shubnikov-de Haas Effect op waarbij de longitudinale weerstand R_L (d.i. de verhouding tussen de spanning aan één zijde van de geleider en de stroom I) een oscillerend gedrag vertoont als functie van het magneetveld. De oscillaties zijn periodiek in het reciproke magneetveld. Fig. 2.2 laat zien dat deze weerstand bij een voldoende hoog magneetveld gelijk aan nul is wanneer de Hallweerstand gequantiseerd is volgens vgl. (2.2). In deze situatie bevindt de twee-dimensionale geleider zich in het zgn. Quantum Hall regime. Bij lagere magneetvelden geldt voor de periode $P(1/B)$ van de oscillaties

$$P(1/B) = \frac{2e}{hn_e} \quad (2.3)$$

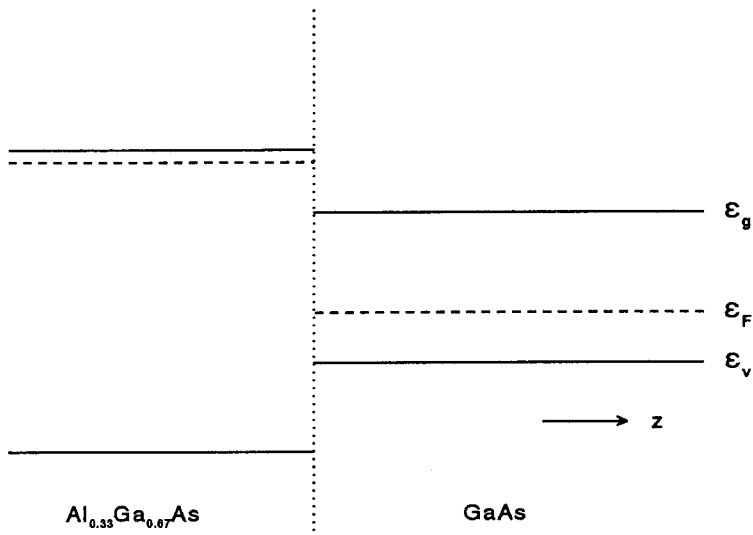
Uit vgl. (2.2) en (2.3) volgt dat m.b.v. de Hallweerstand en de longitudinale weerstand de elektronenconcentratie in een geleider bepaald kan worden.

2.2 Vorming van een twee-dimensionaal elektronengas

Een twee-dimensionaal elektronengas kan ontstaan op het scheidingsvlak tussen twee halfgeleidermaterialen met verschillende bandafstand. Indien bijvoorbeeld Si-gedoteerd (n-type) AlGaAs in contact wordt gebracht met GaAs zullen vrije elektronen afkomstig van donoren in het AlGaAs naar de energetisch lager liggende geleidingsband (ϵ_v) van het GaAs bewegen totdat de Fermi-niveaus aan beide zijden van de grenslaag aan elkaar gelijk zijn (fig. 2.3a). Door deze herverdeling van lading wordt de bandenstructuur bij het grensvlak zodanig vervormd dat een potentiaalput in de geleidingsband van de heterostructuur ontstaat waarin de elektronen opgesloten worden (fig. 2.3b). Vanwege de gebruikte groeitechniek bevindt zich altijd een lichte concentratie C-acceptoren in het GaAs.

De breedte van de put in de GaAs/AlGaAs heterostructuur is smal in vergelijking met de DeBroglie-golflengte van elektronen waardoor de energie van de elektronen in de richting loodrecht op het scheidingsvlak (z-richting) gequantiseerd is. Deze discrete energieniveaus worden subbanden genoemd.

(a)



(b)

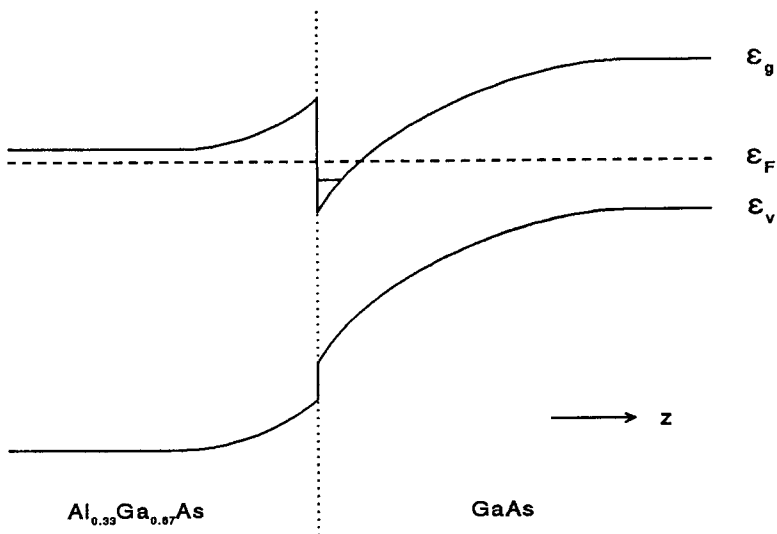


Fig. 2.3: (a) Banddiagram van GaAs en AlGaAs afzonderlijk.
(b) Banddiagram van een AlGaAs/GaAs heterojunctie.

In het vervolg zal aangenomen worden dat slechts één subband ϵ_z onder het Fermi-niveau ligt. De elektronen in de put kunnen nog wel in het xy-vlak bewegen en daarom noemt men dit systeem een twee-dimensionaal elektronengas (2DEG).

De elektronen in de potentiaalput worden voornamelijk verstrooid door geladen donoren in het AlGaAs. Dit verstrooiingsmechanisme wordt "Remote Impurity Scattering" genoemd. De elektronen zullen des te minder verstrooid worden als de afstand tussen de gedoteerde AlGaAs-laag en het 2DEG vergroot wordt. Dit kan bereikt worden door een ongedoteerde AlGaAs-laag ("spacer", fig. 2.4) tussen het n-type AlGaAs en het GaAs aan te brengen waardoor de beweeglijkheid of mobiliteit van de elektronen vergroot wordt. De mobiliteit is een maat voor de tijd tussen twee opeenvolgende botsingen van een elektron in het 2DEG.

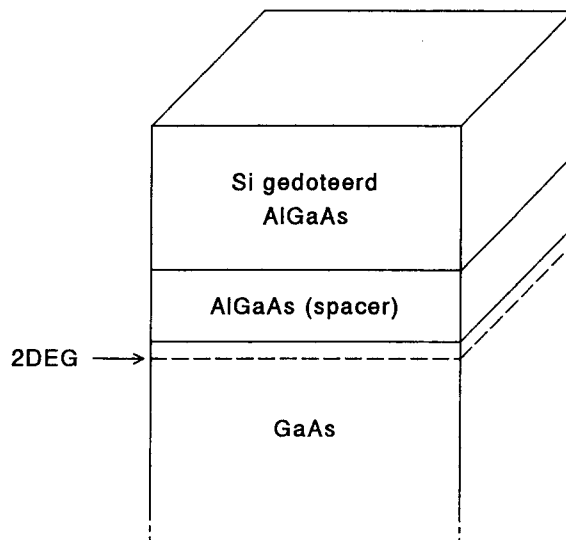


Fig. 2.4: GaAs/AlGaAs-heterostructuur waarin een ongedoteerde AlGaAs-laag (spacer) is aangebracht.

2.3 Ideale twee-dimensionale geleider

Beschouw een 2DEG in een perfect periodiek (GaAs) kristal waarin de elektronen niet verstrooid worden door onzuiverheden, zoals geladen donoren en acceptoren. Verder wordt aangenomen dat de elektronen in de potentiaalput onafhankelijk van elkaar bewegen. Dit elektronengas wordt een ideaal 2DEG of ideale twee-dimensionale geleider genoemd.

Algemeen wordt de (tijdsonafhankelijke) Hamiltoniaan voor een elektron gegeven door

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2m^*} \vec{p}^2 + U(\vec{r}) \quad (2.4)$$

waarin m^* de effectieve massa van het elektron, $\vec{p} = i\hbar\vec{\nabla}$ de impulsoperator en $U(\vec{r})$ de potentiële energie van het elektron ter plaatse \vec{r} is t.g.v. afwijkingen van de roosterperiodiciteit.

Aangezien de elektronen in het ideale 2DEG niet verstrooid worden, kan voor de potentiële energie in het xy-vlak $U(x,y) \equiv 0$ gekozen worden zodat de Hamiltoniaan vereenvoudigt tot

$$\mathcal{H} = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 + U(z) \quad (2.5)$$

De potentiële energie $U(z)$, weergegeven in fig. 2.3, volgt uit de oplossing van de Poissonvergelijking

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} U(z) = \frac{e^2}{\epsilon_0 \epsilon_r(z)} \rho(z) \quad (2.6)$$

met $\rho(z)$ de ladingsverdeling in de heterostructuur.

De golffunctie ψ van het elektron kan opgesplitst worden, nl.

$$\psi = \psi(x,y) \cdot \psi(z) \quad (2.7)$$

zodat de Schrödinger-vergelijking

$$\mathcal{H}\psi = \epsilon\psi \quad (2.8)$$

geschreven kan worden als

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + U(z) \right\} \psi(z) = \epsilon_z \psi(z) \quad (2.9)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \psi(x,y) = \epsilon_{xy} \psi(x,y) \quad (2.10)$$

Substitutie van

$$\psi(x,y) = e^{ik_x x} \cdot e^{ik_y y} \quad (2.11)$$

in vgl. (2.10) geeft dan de energie ε (of dispersierelatie) van het elektron

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \varepsilon_z + \varepsilon_{xy} \\ &= \varepsilon_z + \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2) \end{aligned} \quad (2.12)$$

met k_x en k_y de golfvectoren in respectievelijk de x- en y-richting. De subbandenergie zal in het vervolg gelijk aan nul gesteld worden, dus $\varepsilon_z \equiv 0$.

Door de golffunctie $\psi(x,y)$ van het 2DEG periodieke randvoorwaarden op te leggen, kan afgeleid worden dat er $1/(2\pi)^2$ toestanden $\vec{k} = (k_x, k_y)$ zijn per oppervlakte-element in de \vec{k} -ruimte per oppervlakte-eenheid in de reële ruimte. Hieruit volgt dat het totaal aantal toestanden N per kristaloppervlak met een golfvector kleiner dan k ($k = |\vec{k}|$), gelijk is aan

$$N = \frac{2}{(2\pi)^2} \pi k^2 \quad (2.13)$$

waarbij met een factor 2 vermenigvuldigd is omdat elke toestand tweevoudig ontaard is vanwege de spin van het elektron. Uit de voorgaande vergelijking en de dispersierelatie voor elektronen (vgl. (2.12)) volgt dan de toestandsdichtheid in de energie van het 2DEG

$$g_2(\varepsilon, B=0) = \frac{dN}{d\varepsilon} = \frac{dN}{dk} \frac{dk}{d\varepsilon} = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \quad (2.14)$$

De toestandsdichtheid $g_2(\varepsilon)$ van het 2DEG is dus onafhankelijk van de energie.

2.4 Ideale twee-dimensionale geleider in een magneetveld

Door het aanleggen van een magneetveld $\vec{B} = B\vec{e}_z$ loodrecht op het vlak van het ideale 2DEG, wordt de energie van het elektron in de x- en y-richting gequantiseerd.

Volgens de klassieke mechanica zal een elektron met lading e en massa m^* cirkelbanen gaan beschrijven in het xy-vlak met hoekfrequentie

$$\omega_c = \frac{eB}{m^*} \quad (2.15)$$

Quantummechanisch wordt de (tijdsonafhankelijke) uitdrukking voor de Hamiltoniaan van een elektron onder invloed van een uitwendig magnetisch veld gegeven door

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2m^*} [\vec{p} + e\vec{A}(\vec{r})]^2 + U(\vec{r}) \quad (2.16)$$

met $\vec{A}(\vec{r})$ de vectorpotentiaal van het uitwendig magneetveld ter plaatse \vec{r} van het elektron.

Het magneetveld

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A} = (0,0,B) \quad (2.17)$$

volgt uit de keuze van de vectorpotentiaal $\vec{A} = (-By,0,0)$, zodat de Hamiltoniaan van een elektron in het 2DEG onder verwaarlozing van spinsplitsing geschreven kan worden als

$$\mathcal{H} = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \left\{ \left(\frac{\partial}{\partial x} - i\frac{eBy}{\hbar} \right) + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right\} \quad (2.18)$$

waarbij weer $U(x,y) \equiv 0$ gekozen is.

De golffuncties zijn separeerbaar en van de vorm

$$\psi_{n,k}(x,y) = e^{ikx} \cdot f_n(y) \quad (2.19)$$

waarbij $k \equiv k_x$. De functie $f_n(y)$ wordt de transversale eigenfunctie genoemd.

Substitutie van de golffunctie in de Schrödinger-vergelijking leidt tot een eigenwaardeprobleem voor de functie f :

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{1}{2} m^* \omega_c^2 (y_0 - y)^2 \right\} f_n(y) = \varepsilon_n f_n(y) \quad (2.20)$$

Hierin is

$$\omega_c \equiv \frac{eB}{m^*} \quad (2.21)$$

de cyclotronfrequentie. De parameter y_0 komt overeen met de verwachtingswaarde voor de positie van het elektron in de y -richting en is als volgt gedefinieerd:

$$y_0 \equiv \frac{\hbar k}{m^* \omega_c} = k \ell_B^2 \quad (2.22)$$

met de zgn. magnetische lengte

$$\ell_B \equiv \sqrt{\frac{\hbar}{eB}} \quad (2.23)$$

De eigenfuncties van vgl. (2.20) zijn harmonische oscillator golffuncties rond y_0 met een ruimtelijke uitgebreidheid in de orde van de magnetische lengte ℓ_B . De eigenwaarden zijn

$$\varepsilon_n = \hbar \omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right) \quad (2.24)$$

met $n = 0, 1, 2, \dots$ en worden Landauniveaus genoemd.

Vgl. (2.24) is onafhankelijk van de parameter y_0 en dus onafhankelijk van de golfvector k .

Door periodieke randvoorwaarden toe te passen, kan afgeleid worden dat alle toestanden die bij afwezigheid van een magneetveld een energie tussen $n\hbar\omega_c$ en $(n+1)\hbar\omega_c$ hadden, door het magneetveld gebundeld worden op het Landauniveau met energie $(n+\frac{1}{2})\hbar\omega_c$. De degeneratie (per oppervlakte-eenheid) van elk Landauniveau volgt dan uit

$$g_2(\varepsilon, B=0) \cdot \hbar \omega_c = \frac{eB}{\pi \hbar} \quad (2.25)$$

waarin gebruik gemaakt is van vgl. (2.14).

De toestandsdichtheid van het 2DEG in een magneetveld wordt dan gegeven door deltafuncties ter plaatse $\frac{1}{2}\hbar\omega_c$, $\frac{3}{2}\hbar\omega_c$, ..., elk met een ontarding van $eB/(\pi\hbar)$ per oppervlakte-eenheid, dus

$$g_2(\varepsilon, B) = \frac{eB}{\pi\hbar} \sum_{n=0}^{\infty} \delta \left[\frac{\varepsilon}{\hbar\omega_c} - \left(n + \frac{1}{2} \right) \right] \quad (2.26)$$

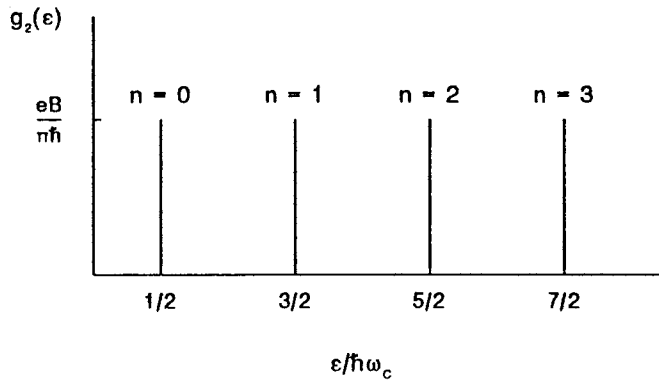


Fig. 2.5: Toestandsdichtheid van een 2DEG met loodrecht daarop een magneetveld.

Wanneer verondersteld wordt dat $k_B T \ll \hbar\omega_c$, waarin k_B de constante van Boltzmann en T de elektronentemperatuur, dan kan voor de elektronenconcentratie n_e van het 2DEG geschreven worden

$$n_e = \frac{eB}{h} \cdot \nu \quad (2.27)$$

Hierin is ν de zgn. vulfactor; dit is het aantal spingedegenererde Landauniveaus dat gevuld is met elektronen.

Verhoging van het magneetveld B heeft tot gevolg dat de degeneratie per Landauniveau evenredig met B toeneemt zodat er in ieder Landauniveau meer elektronen geplaatst kunnen worden. Aangezien de elektronenconcentratie van het 2DEG constant is, d.w.z. onafhankelijk van het magneetveld en de temperatuur, zal de vulfactor hierdoor kleiner worden.

2.5 Invloed van onzuiverheden

Ten gevolge van onzuiverheden in de heterostructuur, zoals geladen donoren en acceptoren, zullen potentiaalfluctuaties in het 2DEG optreden. De grootte van de fluctuaties in de potentiaal wordt bepaald door de dikte van de spacer. Wanneer aangenomen wordt dat de potentiaal weinig varieert over een magnetische lengte ℓ_B en de amplitude van de fluctuaties klein is in vergelijking met $\hbar\omega_c$, dan zijn de elektronen-toestanden bij het Fermi-niveau ϵ_F oplossingen van de vergelijking

$$\epsilon_F = \hbar\omega_c \left(n + \frac{1}{2}\right) + U(x,y) \quad (2.28)$$

Hieruit volgt dat er ook elektronen-toestanden mogelijk zijn bij energie-waarden die groter of kleiner zijn dan $\hbar\omega_c \left(n + \frac{1}{2}\right)$ waardoor de Landau-niveaus verbreed worden (fig. 2.6).

Ook fononverstrooiing draagt bij aan een verbreding van de Landau-niveaus, maar bij lage temperaturen ($k_B T \ll \hbar\omega_c$) kan deze factor buiten beschouwing gelaten worden.

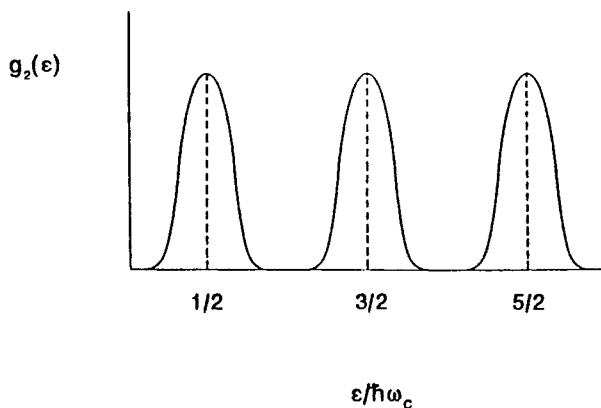


Fig. 2.6: *Verbreiding van de Landau-niveaus t.g.v. onzuiverheden.*

2.6 Het randkanalenmodel van Landauer-Büttiker

Voor het optreden van de gequantiseerde Hallweerstand moet het randkanalenmodel van Landauer-Büttiker geïntroduceerd worden. Het model zal beschreven worden voor een ideale twee-dimensionale geleider en vervolgens zal de invloed van verstrooiing en gates op de randkanalen nader bekeken worden. Tenslotte zal het model toegepast worden op een structuur waarmee het bestaan van randkanalen getoetst kan worden.

Bij de behandeling van het randkanalenmodel zal steeds aangenomen worden dat dat $k_B T$ klein is in vergelijking met de afstand $\hbar\omega_c$ tussen de Landau-niveaus ($k_B T \ll \hbar\omega_c$).

2.6.1 Ideale twee-dimensionale geleider

Beschouw een ideaal 2DEG dat in de y -richting begrensd wordt door oneindig hoge potentialen aan de randen y_1 en y_2 , dus

$$\begin{aligned} U(y) &= \infty & \text{als } y = y_1 \text{ of } y = y_2 \\ U(y) &= 0 & \text{als } y_1 < y < y_2 \end{aligned} \quad (2.29)$$

waarbij $U(y) \equiv U(x,y)$ onafhankelijk is van de x -richting. Hierdoor zal de klassieke cyclotronbeweging aan de randen beïnvloed worden. De elektronen zullen zich d.m.v. zgn. "skipping orbits" langs de rand van het 2DEG bewegen (fig. 2.7).

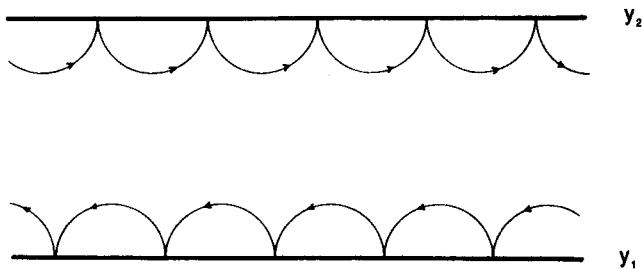


Fig. 2.7: "Skipping orbits" t.g.v. oneindig hoge potentialen aan de randen y_1 en y_2 van het ideale 2DEG.

Quantummechanisch zal de Hamiltoniaan in vgl. (2.18) uitgebreid moeten worden met de potentiële energieterm $U(y)$ aangezien in het voorafgaande verondersteld werd dat deze term gelijk aan nul was. De Hamiltoniaan wordt in dit geval gegeven door

$$\mathcal{H} = - \frac{\hbar^2}{2m^*} \left\{ \left(\frac{\partial}{\partial x} - i \frac{eBy}{\hbar} \right) + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right\} + U(y) \quad (2.30)$$

De golffuncties zijn nog steeds separeerbaar en van dezelfde vorm als in vgl. (2.19):

$$\psi_{n,k}(x,y) = e^{ikx} \cdot f_n(y) \quad (2.31)$$

Substitutie van deze golffuncties in de Schrödinger-vergelijking leidt dan weer tot een eigenwaardeprobleem voor de functie f :

$$\left\{ - \frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{1}{2} m^* \omega_c^2 (y_0 - y)^2 + U(y) \right\} f_n(y) = \epsilon_n f_n(y) \quad (2.32)$$

Uit deze vergelijking volgt dat de potentiële energieterm $U(y)$ bij de potentiële energie van de harmonische oscillator opgeteld mag worden.

De potentiële energiekromme van de harmonische oscillator kan beschouwd worden als een één-dimensionale parabolische potentiaalput (zie fig. 2.8) waarbij het minimum of nulpunt van de energie bij y_0 ligt. Als een elektron zich dicht (in de orde van de magnetische lengte ℓ_B) bij één van de randen van het 2DEG bevindt, zal de oorspronkelijk parabolische potentiaalput door de oneindig hoge randpotentiaal vervormd worden tot een smallere potentiaalput, waardoor de eigenwaarden van het elektron in energie zullen toenemen. De parameter y_0 komt nu niet meer overeen met de verwachtingswaarde voor de positie van het elektron in de y -richting en mag buiten de randen van het 2DEG liggen zoals fig. 2.8 laat zien.

Electronen die zich niet al te dicht bij de randen van het 2DEG bevinden, zullen geen hinder ondervinden van de randpotentiaal aangezien in dit gebied $U(y) = 0$, zodat de energie nog steeds gequantiseerd is volgens vgl. (2.24). In fig. 2.9 is het energiespectrum van het ideale 2DEG weergegeven.

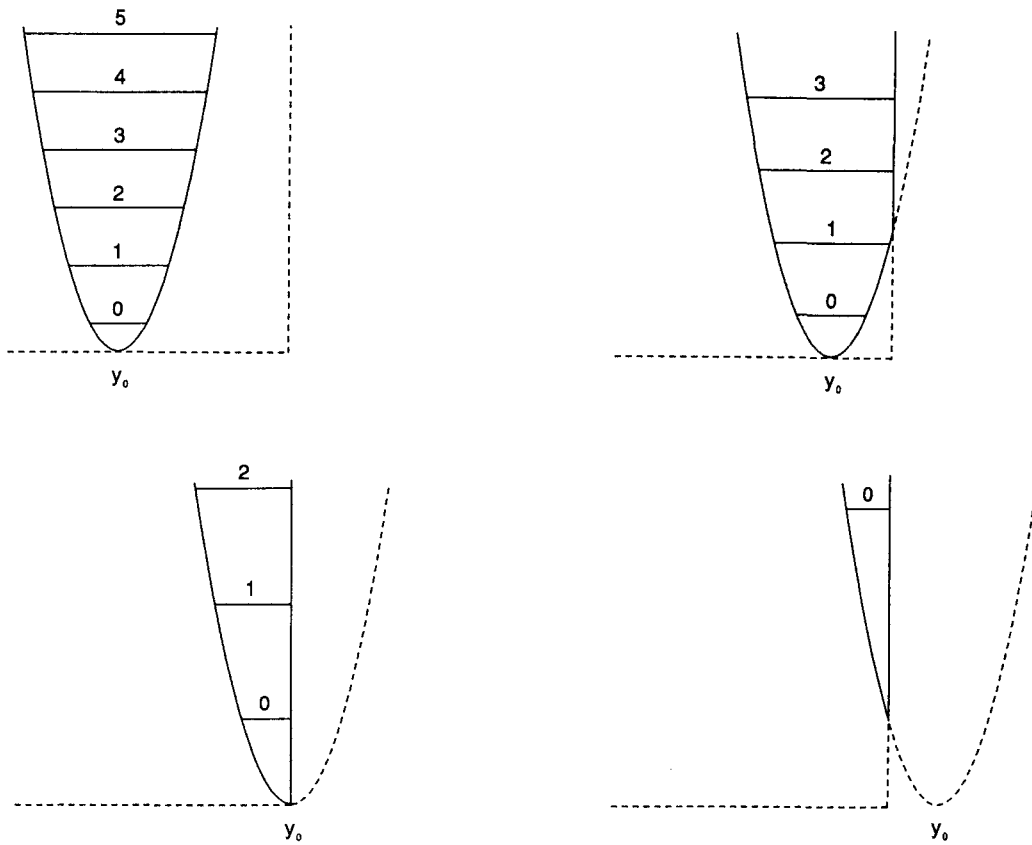


Fig. 2.8: Schematische verklaring voor het stijgen van de Landauniveaus bij het naderen van de rand. Uitleg in de tekst.

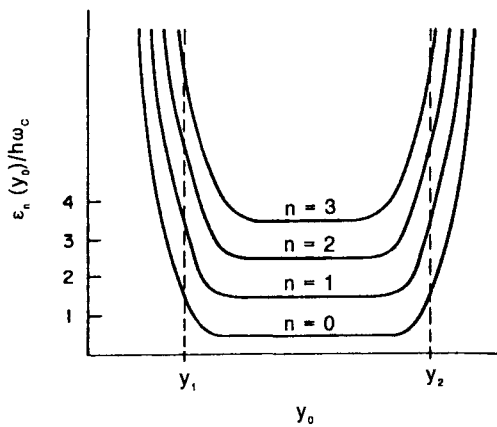


Fig. 2.9: Energie ϵ van een elektron in een ideaal 2DEG als functie van de positie y_0 . T.g.v. oneindig hoge potentialen aan de randen y_1 en y_2 van het 2DEG worden de Landauniveaus dicht bij de randen sterk naar boven afgebogen.

Een elektron kan als een golfpakket voorgesteld worden, dus als een superpositie van oplossingen van de Schrödinger-vergelijking, hetgeen ook een oplossing van deze vergelijking is. De longitudinale snelheid (in de x-richting) van een elektron in een bepaalde Landautoestand wordt dan gegeven door de groepssnelheid

$$v_{n,k} = \frac{1}{\hbar} \frac{d\varepsilon_{n,k}}{dk} = \frac{1}{\hbar} \frac{d\varepsilon_{n,k}}{dy_0} \frac{dy_0}{dk} \quad (2.33)$$

en is dus evenredig met de helling van het desbetreffende Landauniveau in fig. 2.9 vanwege de term $d\varepsilon_{n,k}/dy_0$.

Uit fig. 2.9 en de definitie van y_0 (vgl.(2.22)) volgt, dat dan de snelheid van de elektronen aan de bovenrand (y_2) van het 2DEG positief is en negatief aan de onderrand (y_1). Verder dient opgemerkt te worden dat alleen Landautoestanden aan de rand van het 2DEG deelnemen aan de elektronenstroom omdat de overige Landautoestanden, waarvoor ε onafhankelijk van y_0 is, een snelheid gelijk aan nul hebben.

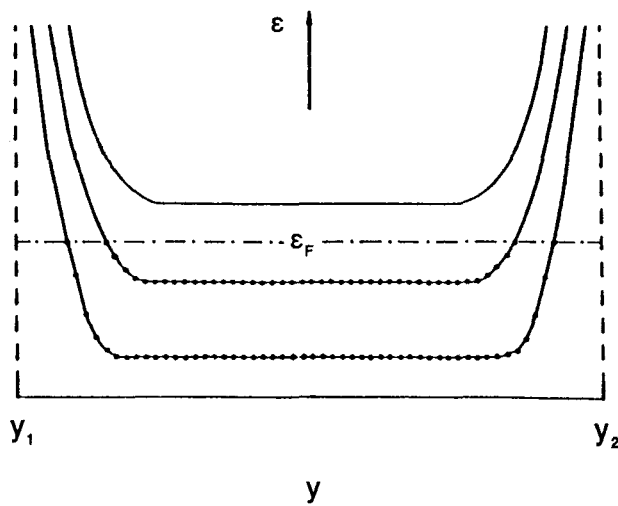


Fig. 2.10: Energie van de Landauniveaus in een ideaal 2DEG als functie van de positie y met oneindig hoge potentialen aan de randen y_1 en y_2 . De ligging van het Fermi-niveau komt overeen met een vulfactor 4.

Beschouw nu de situatie waarbij het Fermi-niveau zich tussen twee Landau-niveaus bevindt, zoals in fig. 2.10. Merk op, dat in deze figuur de energie als functie van de positie y i.p.v. y_0 is weergegeven. Een Landautoestand waarvoor de energie gelijk is aan de Fermi-energie vormt dan een één-dimensionaal kanaal in de x -richting aan de rand van het 2DEG. Dit kanaal wordt daarom een randkanaal genoemd. Als er zich N Landauniveaus onder het Fermi-niveau bevinden (vulfactor $\nu = 2N$) dan zijn er dus N randkanalen aan beide zijden van het 2DEG.

De elektronenverdeling in het afgebogen Landauniveau wordt gegeven door de verdelingsfunctie $f(\epsilon)$ die voor ieder niveau verschillend kan zijn. De chemische potentiaal van een bepaald Landauniveau aan de rand van het 2DEG volgt dan uit de definitie

$$\mu = \int_0^{\mu} d\epsilon = \int_0^{\infty} f(\epsilon) d\epsilon \quad (2.34)$$

waarin de integratie beperkt wordt tot één zijde van het 2DEG, afhankelijk van het feit of elektronen met positieve of negatieve snelheid beschouwd worden. De chemische potentiaal is dus een maat voor de elektronenbezetting van de Landautoestanden aan één zijde van het 2DEG. Als de elektronen in thermisch evenwicht zijn, dan stelt $f(\epsilon)$ de Fermi-Dirac verdelingsfunctie voor en is de chemische potentiaal gelijk aan de Fermi-energie.

Om een netto elektronenstroom door de perfecte geleider te bewerkstelligen, wordt de geleider verbonden met twee zgn. elektronenreservoirs zoals aangegeven in fig. 2.11.

Een elektronenreservoir wordt gekarakteriseerd door zeer veel energietoestanden waarbij de elektronen volgens de Fermi-Dirac verdelingsfunctie $f(\epsilon)$ verdeeld zijn. In het geval $T = 0$ K zijn alle energietoestanden van het reservoir tot aan de Fermi-energie of chemische potentiaal μ gevuld met elektronen, dus

$$\begin{aligned} f(\epsilon) &= 1 && \text{voor } \epsilon \leq \mu \\ f(\epsilon) &= 0 && \text{voor } \epsilon > \mu \end{aligned} \quad (2.35)$$

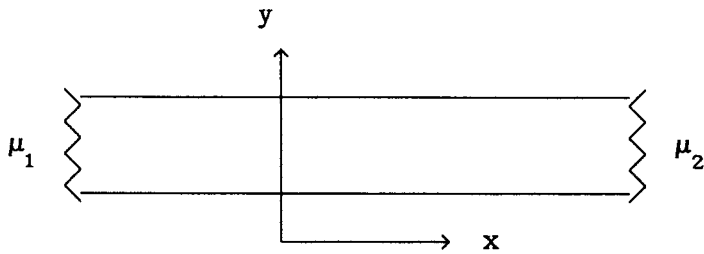


Fig. 2.11: Ideale twee-dimensionale geleider verbonden met twee elektronenreservoirs met chemische potentialen μ_1 en μ_2 . Tevens is de keuze van het coördinatenstelsel aangegeven.

De reservoirs dienen voor de aan- en afvoer van elektronen en energie. Elk reservoir injecteert elektronen met een energie kleiner of gelijk aan zijn chemische potentiaal. Verder worden alle elektronen die een reservoir bereiken geabsorbeerd.

Het linker reservoir in fig. 2.11 met chemische potentiaal μ_1 kan dus alleen elektronen injecteren in Landautoestanden waarin de elektronen een positieve snelheid hebben en absorbeert alleen elektronen met een negatieve snelheid. Het rechter reservoir met chemische potentiaal μ_2 injecteert elektronen in het 2DEG met een negatieve snelheid en zorgt voor de absorptie van elektronen afkomstig van het linker reservoir. De kanalen aan de bovenrand hebben dus allen een chemische potentiaal μ_1 en voor de kanalen aan de onderrand is de chemische potentiaal gelijk aan μ_2 .

Aangenomen wordt dat $\mu_1 > \mu_2$ waarbij $\Delta\mu \equiv (\mu_1 - \mu_2) \ll \hbar\omega_c$. Voor energieën lager dan μ_2 zijn alle Landautoestanden, corresponderend met zowel positieve als negatieve snelheid, bezet zodat daarvoor de netto stroom gelijk aan nul is. In dit geval hoeft dus alleen het energie-interval tussen μ_1 en μ_2 beschouwd te worden. M.a.w.: de netto elektronenstroom wordt alleen door de randkanalen aan de bovenrand van het 2DEG gedragen (fig. 2.12).

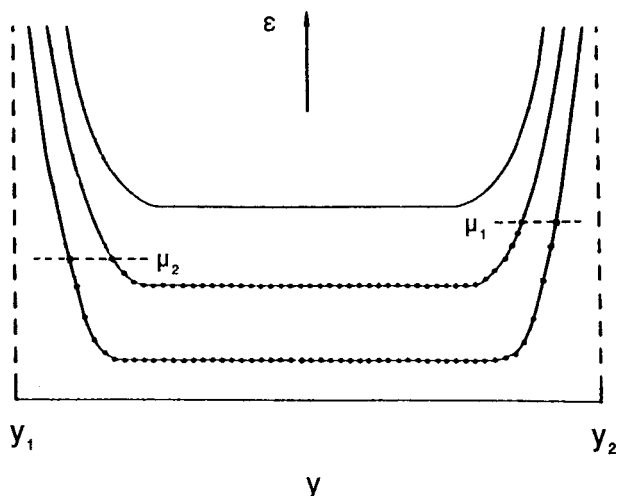


Fig. 2.12: Netto elektronenstroom t.g.v. een chemisch potentiaalverschil $\mu_1 - \mu_2$ tussen de randen van het 2DEG.

De netto geïnjecteerde stroom in Landauniveau n is dan

$$I_n = \int_{\mu_2}^{\mu_1} e v_{n,k} \left(\frac{dN}{d\varepsilon} \right)_{n,k} d\varepsilon = e v_n \left(\frac{dN}{d\varepsilon} \right)_n \Delta\mu \quad (2.36)$$

waarbij v_n de longitudinale snelheid is en $(dN/d\varepsilon)_n$ de toestandsdichtheid van het corresponderende kanaal aan de bovenrand van het 2DEG.

In één dimensie is de toestandsdichtheid in de \vec{k} -ruimte per kristaloppervlak

$$\frac{dN}{dk} = 2 \cdot \frac{1}{2\pi} \quad (2.37)$$

waarin met een factor 2 vermenigvuldigd is vanwege spindegeneratie, zodat

$$\left(\frac{dN}{d\varepsilon} \right)_n = \frac{dN}{dk} \left(\frac{dk}{d\varepsilon} \right)_n = \frac{1}{\pi \hbar v_n} \quad (2.38)$$

De netto elektronenstroom gedragen door Landauniveau n is dan gelijk aan

$$I_n = 2 \frac{e}{\hbar} \Delta\mu \quad (2.39)$$

Deze uitdrukking is onafhankelijk van de index n en de dispersierelatie van het Landauniveau. De totale netto stroom I ten gevolge van N Landau-niveaus of N randkanalen met positieve snelheid wordt gegeven door de som van de bijdrage van elk Landauniveau, dus

$$I = 2N \frac{e}{h} \Delta\mu \quad (2.40)$$

Tussen de boven- en onderrand van het 2DEG staat een spanningsverschil $\frac{\Delta\mu}{e}$ zodat de Hallweerstand

$$R_H = \frac{\Delta\mu}{eI} = \frac{1}{2N} \frac{h}{e^2} = \frac{h}{\nu e^2} \quad (2.41)$$

gequantiseerd is in factoren (h/e^2) .

Aangezien de kanalen aan een bepaalde rand over de gehele lengte van de geleider dezelfde chemische potentiaal hebben, zal voor de longitudinale weerstand gelden

$$R_L = 0 \quad (2.42)$$

2.6.2 Inelastische verstrooiing

In fig. 2.13 is een ideale twee-dimensionale geleider weergegeven met een gebied waarin inelastisch verstrooiing plaatsvindt. De elektronenreservoirs zijn ieder verbonden met een ideaal geleidend deel van de geleider. Het inelastisch verstrooiingsgebied veroorzaakt interactie tussen de randkanalen.

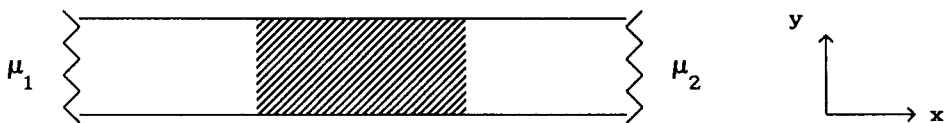


Fig. 2.13: Ideale twee-dimensionale geleider met een inelastisch verstrooiingsgebied (gearceerd).

Bij lage magneetvelden zal de cyclotronstraal van de elektronen groter zijn dan de gemiddelde afstand (inelastische lengte) ℓ_{in} tussen de onzuiverheden, waardoor de elektronen van de ene naar de andere rand van het 2DEG verstrooid kunnen worden. Dit verstrooiingsproces wordt "backscattering" genoemd en is schematisch weergegeven in fig. 2.14.

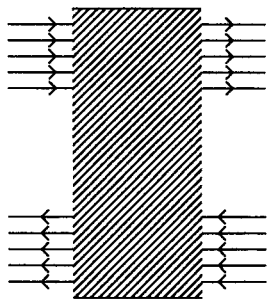


Fig. 2.14: Schematische weergave van de kanaalstromen in het ideale deel van het 2DEG t.g.v. een verstrooiingsgebied (gearceerd) in een laag magnetisch veld. Een ingaande kanaalstroom kan zowel in voorwaartse als in terugwaartse richting verstrooid worden.

Voor hoge magneetvelden beschouwen we fig. 2.15 waarbij een (ongeladen) onzuiverheid aan de rand van het 2DEG ligt.

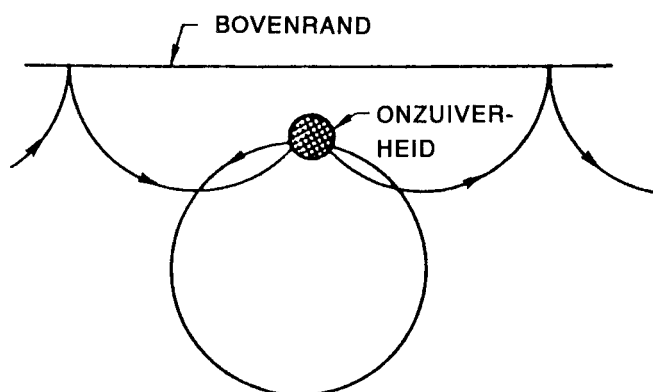


Fig. 2.15: Verstrooiing van "Skipping orbits" t.g.v. een (ongeladen) onzuiverheid aan de bovenrand van het 2DEG.

De klassieke "skipping orbits" worden door deze onzuiverheid verstrooid, maar zullen t.g.v. het magneetveld niet verder dan een cyclotronstraal van de rand verwijderd zijn. Na enkele verstrooiingsprocessen zullen de elektronen hun weg langs de rand weer vervolgen. Er is dus geen verstrooiing tegen de stroomrichting van de elektronen in over afstanden die groot zijn in vergelijking met de cyclotronstraal. Ook bij meerdere onzuiverheden is er geen "backscattering" mits de inelastische lengte groot is t.o.v. de cyclotronstraal. Dit betekent dat er geen interactie is van elektronen tussen de boven- en onderrand van het 2DEG (fig. 2.16). Er vindt echter wel menging plaats van kanaalstromen onderling aan respectievelijk de boven- en onderrand. Dit verstrooiingsproces wordt "interchannel scattering" genoemd.

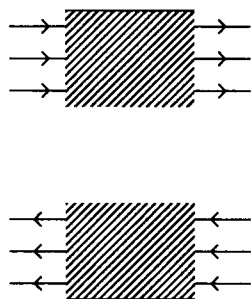


Fig. 2.16: Schematische weergave van de kanaalstromen in het ideale deel van het 2DEG t.g.v. een verstrooiingsgebied (gearceerd) in een hoog magnetisch veld. Het verstrooiingsgebied kan dus in principe in twee helften verdeeld worden, omdat er geen "backscattering" plaatsvindt.

Als alle kanalen aan een bepaalde rand dezelfde chemische potentiaal hebben, dan kunnen de elektronen niet meer naar lagere energieën verstrooid worden. De randkanalen bevinden zich dan zagezegd in thermisch evenwicht. Aangezien de randkanalen die het verstrooiingsgebied in fig. 2.16 binnenkomen reeds in thermisch evenwicht zijn (t.g.v. de elektronenreservoirs), zal er geen inelastische verstrooiing meer plaatsvinden tussen de randkanalen in het verstrooiingsgebied. Elke rand heeft dan over de gehele lengte dezelfde potentiaal, zodat de longitudinale weerstand R_L gelijk aan nul is en de Hallweerstand R_H weer gequantiseerd is volgens vgl. (2.41).

2.6.3 Gates

Een gate is een laagje metaal dat op de AlGaAs-laag van de heterostructuur aangebracht wordt waardoor een Schottky-barrière tussen de twee materialen ontstaat. Door een negatieve spanning ten opzichte van het 2DEG op de gate aan te leggen, wordt de potentiaalput in het GaAs zodanig vervormd dat de subbandenergie ϵ_z dichterbij het Fermi-niveau komt te liggen. Hierdoor zal de elektronenconcentratie van het 2DEG onder de gate afnemen en zal tevens de vulfactor ($\nu = g$) plaatselijk verminderd worden.

In fig. 2.17 is een 2DEG weergegeven waarbij over de gehele breedte een gate is aangebracht. Er loopt een netto stroom door het 2DEG van links naar rechts waardoor de chemische potentiaal van de kanalen aan de bovenrand groter is dan die van de kanalen aan de onderrand van het 2DEG. Voor de vulfactor onder de gate is $\nu = g = 1$ gekozen en in de rest van het 2DEG geldt $\nu = b = 2$. Ten gevolge van de gate wordt het kanaal dat zich het dichtst bij de rand bevindt, doorgelaten en wordt het andere randkanaal gereflecteerd. We zien dat er nu twee randkanalen naast elkaar liggen met onderling verschillende chemische potentialen.

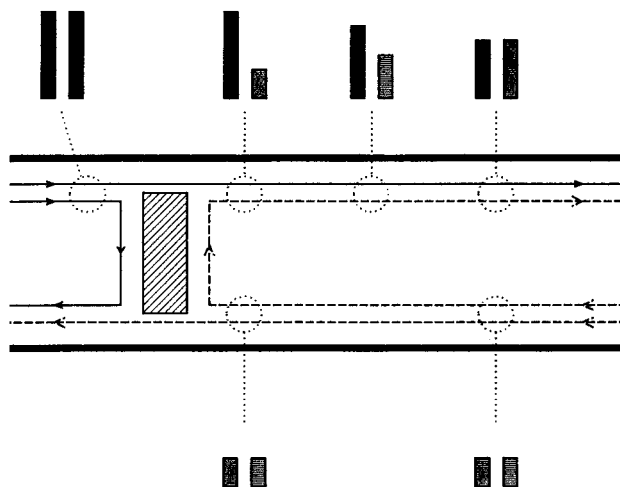


Fig. 2.17: Afbuiging van een randkanaal t.g.v. een gate en het ontstaan van thermisch evenwicht tussen de randkanalen t.g.v. inelastische verstrooiing.

Er zal geen inelastische verstrooiing plaatsvinden tussen de randkanalen over een afstand die kleiner is dan de inelastische lengte ℓ_{in} en in dit geval spreekt men van adiabatisch transport. Als de elektronen echter een afstand van de orde ℓ_{in} hebben afgelegd, zullen de elektronen in het kanaal met de hoogste chemische potentiaal naar het randkanaal met de lagere chemische potentiaal verstrooid worden, totdat beide randkanalen dezelfde chemische potentiaal bezitten. Inelastische verstrooiing is daarna niet meer mogelijk en de chemische potentiaal van beide randkanalen zal verder niet meer veranderen. De randkanalen bevinden zich dan in thermisch evenwicht.

2.6.5 Toepassing van het randkanalenmodel

In fig. 2.18 is een twee-dimensionale rechthoekige structuur (Hall-bar) weergegeven met zes contacten. De eigenschappen van contacten worden uitvoerig behandeld door Komiyama *et al.* [4,5,6,7,8]. Hier wordt aangenomen dat de contacten voorgesteld kunnen worden door elektronenreservoirs met chemische potentiaal μ_1 . Het magneetveld is zodanig gekozen dat de elektronen in de randkanalen zich met de wijzers van de klok mee bewegen en er zich b randkanalen in het (bulk-)2DEG bevinden. Er loopt een netto stroom van contact 1 naar contact 5. Opgemerkt dient te worden dat de *netto* stroomrichting alleen afhankelijk is van de chemische potentialen van de stroomcontacten en onafhankelijk is van de stroomrichting van de randkanalen.

De totale stroom I_1 door contact i is het verschil tussen de in- en de uitgaande randstromen. Als in eerste instantie aangenomen wordt dat er alleen adiabatisch transport plaatsvindt, dan geldt voor ieder contact de relatie

$$I_1 = \frac{e}{h} b \mu_1 - \frac{e}{h} \sum_j t_{j \rightarrow 1} \mu_j \quad (2.43)$$

Hierin is $t_{j \rightarrow 1}$ de totale transmissiewaarschijnlijkheid dat elektronen zich van contact j naar contact i bewegen.

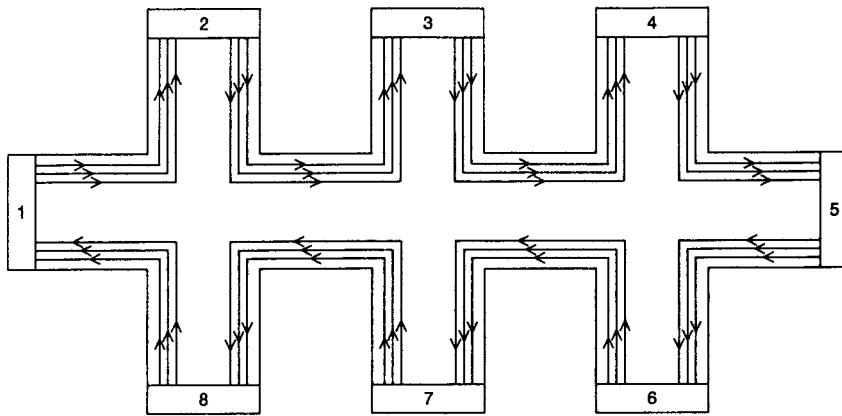


Fig. 2.18: Hall-bar zonder gates.

Voor de Hall-bar in fig. 2.18 kunnen nu de volgende vergelijkingen worden opgesteld:

$$\begin{aligned}
 I_1 &= I = b \frac{e}{h} (\mu_1 - \mu_8) & I_5 &= -I = b \frac{e}{h} (\mu_5 - \mu_4) \\
 I_2 &= 0 = b \frac{e}{h} (\mu_2 - \mu_1) & I_6 &= 0 = b \frac{e}{h} (\mu_6 - \mu_5) \\
 I_3 &= 0 = b \frac{e}{h} (\mu_3 - \mu_2) & I_7 &= 0 = b \frac{e}{h} (\mu_7 - \mu_6) \\
 I_4 &= 0 = b \frac{e}{h} (\mu_4 - \mu_3) & I_8 &= 0 = b \frac{e}{h} (\mu_8 - \mu_7)
 \end{aligned} \tag{2.44}$$

Met behulp van dit stelsel vergelijkingen kunnen alle weerstanden van de structuur bepaald worden. Voor de weerstand wordt de volgende notatie gebruikt:

$$R_{ij,kl} = \frac{V_k - V_l}{I_{ij}} = \frac{\mu_k - \mu_l}{eI_{ij}} \tag{2.45}$$

waarin $V_k - V_l$ het potentiaalverschil tussen contacten k en l voorstelt en I_{ij} de elektronenstroom van contact i naar contact j is.

Voor de Hallweerstand vinden we

$$R_H = R_{15,28} = R_{15,37} = R_{15,46} = \frac{h}{be^2} \tag{2.46}$$

en voor de longitudinale weerstand

$$R_L = R_{15,23} = R_{15,34} = R_{15,87} = R_{15,76} = 0 \tag{2.47}$$

zoals in de voorgaande paragrafen al voorspeld was. Adiabatisch transport is in dit geval geen noodzaak aangezien ieder contact randkanalen met onderling dezelfde chemische potentiaal injecteert.

In fig. 2.19 is een Hall-bar met één gate weergegeven. Voor de vulfactor in het bulk-2DEG geldt $\nu = b$ en onder de gate is $\nu = g \leq b$. De netto stroomrichting en de oriëntatie van het magneetveld zijn niet veranderd ten opzichte van de situatie in het vorige figuur.

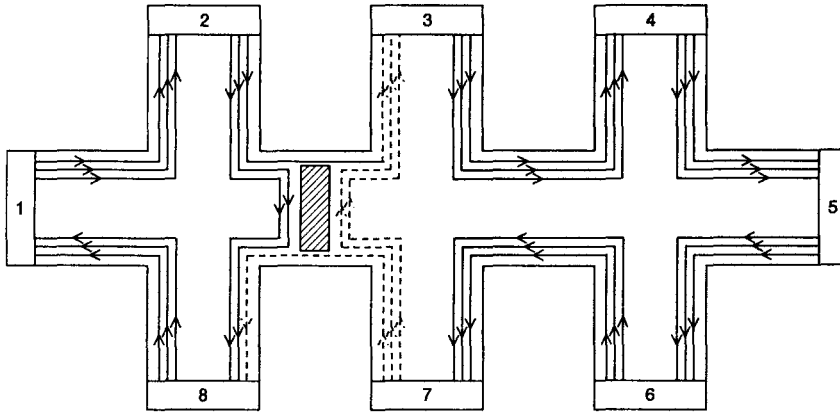


Fig. 2.19: Hall-bar met een gate.

Wanneer vgl. (2.43) weer toegepast wordt op alle contacten, worden de volgende resultaten verkregen:

$$\begin{aligned}
 I_1 &= I = b \frac{e}{h} (\mu_1 - \mu_8) \\
 I_2 &= 0 = b \frac{e}{h} (\mu_2 - \mu_1) \\
 I_3 &= 0 = \frac{e}{h} [b\mu_3 - g\mu_2 - (b-g)\mu_7] \\
 I_4 &= 0 = b \frac{e}{h} (\mu_4 - \mu_3) \\
 I_5 &= -I = b \frac{e}{h} (\mu_5 - \mu_4) \\
 I_6 &= 0 = b \frac{e}{h} (\mu_6 - \mu_5) \\
 I_7 &= 0 = b \frac{e}{h} (\mu_7 - \mu_6) \\
 I_8 &= 0 = \frac{e}{h} [b\mu_8 - g\mu_7 - (b-g)\mu_2]
 \end{aligned}
 \tag{2.48}$$

Uit deze vergelijkingen volgen de Hallweerstand

$$R_{15,28} = R_{15,37} = R_{15,46} = \frac{h}{be^2} \quad (2.49)$$

en de longitudinale weerstanden

$$R_{15,23} = R_{15,87} = \frac{h}{e^2} \left[\frac{1}{g} - \frac{1}{b} \right] \quad (2.50)$$

$$R_{15,87} = R_{15,76} = 0 \quad (2.51)$$

Hieruit volgt dat de gate de gequantiseerde waarden van de Hallweerstand niet beïnvloedt maar wel degelijk invloed heeft op de longitudinale weerstand. Opmerkelijk is dat de longitudinale weerstanden $R_{15,23}$ en $R_{15,87}$ nu ook gequantiseerd zijn. Aangezien alle door de gate afgebogen randkanalen direct gevolgd worden door een contact gelden bovenstaande vergelijkingen ook in het geval van thermisch evenwicht.

In fig. 2.20 is een ingewikkelder situatie weergegeven met twee gates (G1 en G2). De vulfactoren onder de gates zijn respectievelijk g_1 en g_2 . De vulfactor in de bulk van het 2DEG is b . De netto elektronenstroom loopt weer van contact 1 naar contact 5 en de elektronen in de randkanalen bewegen zich met de wijzers van de klok mee.

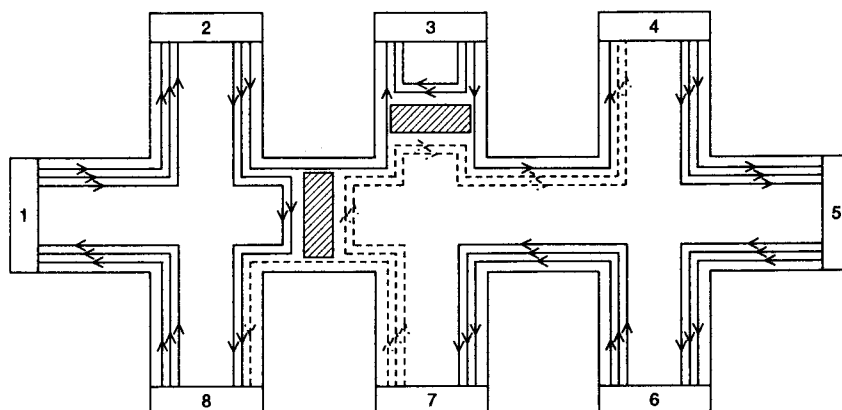


Fig. 2.20: Hall-bar met twee gates.

Toepassen van vgl. (2.43) geeft dan voor de longitudinale weerstand $R_{15,23}$, in het geval van adiabatisch transport en thermisch evenwicht, de volgende resultaten:

$$R_{15,23}^{\text{ad}} = \begin{cases} \frac{h}{e^2} \left[\frac{1}{g_1} - \frac{1}{g_2} \right] & , \quad g_1 < g_2 \\ 0 & , \quad g_1 \geq g_2 \end{cases} \quad (2.52)$$

$$R_{15,23}^{\text{th}} = \frac{h}{e^2} \left[\frac{1}{g_1} - \frac{1}{b} \right] \quad (2.53)$$

HOOFDSTUK 3: EXPERIMENTELE OPZET

3.1 Structuren

In het volgende hoofdstuk zullen de resultaten gepresenteerd worden van twee verschillende GaAs/AlGaAs heterostructuren, aangeduid met de symbolen I en II. In tabel 1 is van iedere structuur de elektronenconcentratie n_e en mobiliteit μ_e bij $T = 4.2$ K weergegeven (volgens specificaties). Voor de samenstelling van de structuren wordt verwezen naar de appendix.

Tabel 3.1: Elektronenconcentratie n_e en mobiliteit μ_e voor de structuren I en II bij een temperatuur van 4.2 K.

		n_e (10^{11} cm^{-2})	μ_e ($10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$)
Structuur I	onbelicht	2.9	8
	belicht	4.8	17
Structuur II	onbelicht	2.1	66
	belicht	4.3	130

De geometrie van beide structuren is in fig. 3.1 afgebeeld.

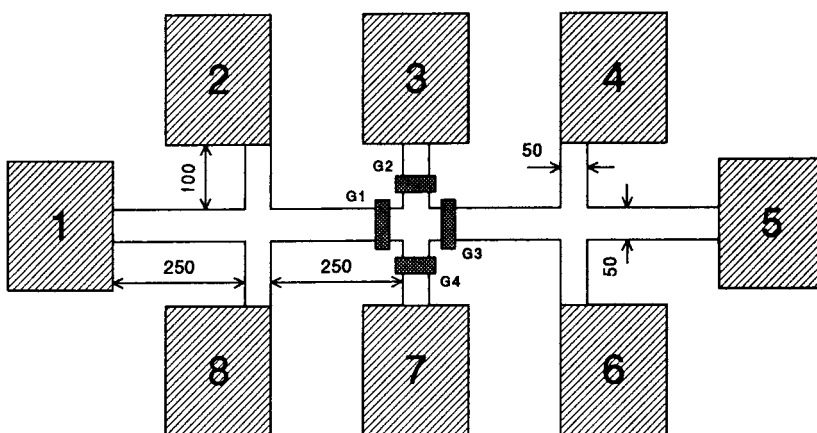


Fig. 3.1: Geometrie van structuren I en II met vier gates. De contacten van de gates zijn niet weergegeven. Afmetingen in μm .

De ingelegeerde AuGe/Ni contacten hebben een typische contactweerstand van 2 k Ω bij 4.2 K. Op de structuur zijn vier gates aangebracht bestaande uit een Au-laag met een dikte van 15 nm. De kleinste afstand tussen de gates bedraagt 40 μm langs de rand van de structuur.

3.2 Meetopstelling

Aangezien de metingen verricht zijn met drie opstellingen waarvan de werking vrij analoog is, zal hier volstaan worden met een globale beschrijving van één meetopstelling.

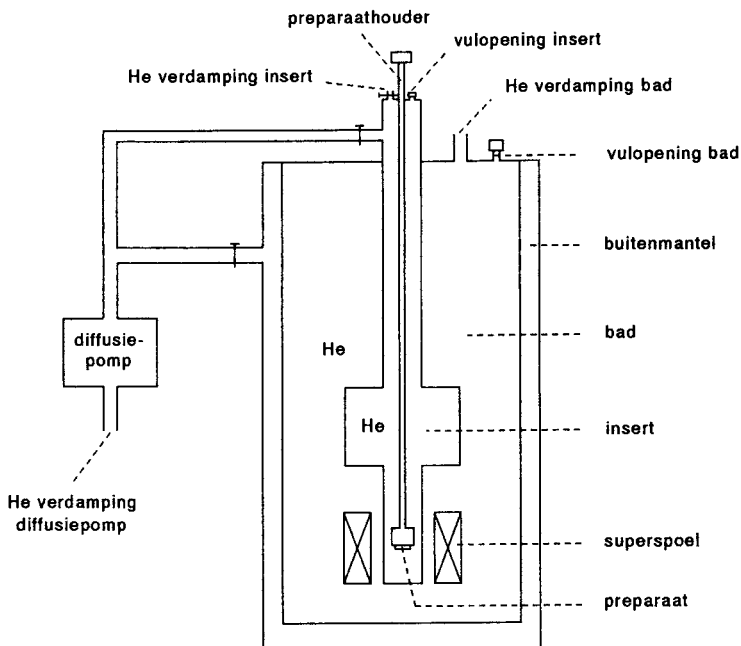


Fig. 3.2: Meetopstelling.

In fig. 3.2 is de meetopstelling weergegeven bestaande uit een vacuüm buitenmantel, een heliumbad en een insert die eveneens met helium gevuld is. In het heliumbad bevindt zich een superspoel waarmee maximaal een magneetveld van 12 Tesla bereikt kan worden. Het magneetveld kan via een voeding met een sweepgenerator gevarieerd worden en de oriëntatie van het veld is zodanig, dat de randstromen in de structuur zich met de wijzers van de klok mee bewegen. De structuur bevindt zich aan de onderkant van de preparaathouder in het midden van de superspoel.

Met behulp van een diffusiepomp kan de druk in de insert zodanig verlaagd worden dat een heliumtemperatuur van 1.2 à 1.6 K (afhankelijk van de gebruikte opstelling) bereikt kan worden. De temperatuur wordt gemeten m.b.v. een Carbon-glasweerstand die zich vlak boven de structuur in de preparaathouder bevindt. Tevens is aan het uiteinde van de preparaathouder een LED bevestigd waarmee het preparaat enige tijd belicht kan worden.

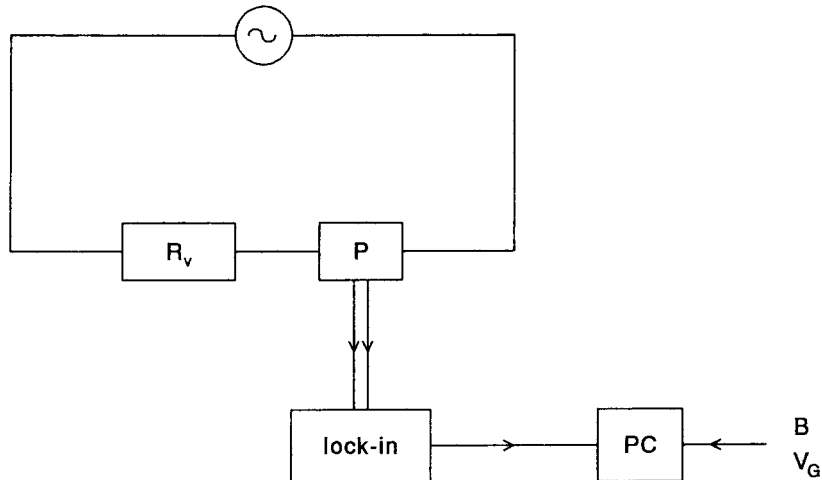


Fig. 3.3: Schakeling voor het creëren van een nagenoeg constante wisselstroom.

Met behulp van een oscillator (frequentie $f = 11$ Hz, uitgangsspanning 1.02 V) en een voorschakelweerstand ($R_v = 10.2$ M Ω) wordt een wisselstroom van 100 nA door het preparaat gestuurd (fig. 3.3). De afwijking in de stroom bedraagt maximaal 1% t.g.v. de weerstand van het preparaat. Met een lock-in versterker wordt het spanningsverschil tussen twee contacten van de structuur gemeten. Door een sweepgenerator of spanningsbron tussen een stroom- en gatecontact te plaatsen, kan een negatieve spanning op de gate worden aangelegd t.o.v. het 2DEG. Tenslotte wordt met een PC (of XY-schrijver) de uitgangsspanning van de lock-in als functie van het magnetveld of de gatespanning geregistreerd.

HOOFDSTUK 4: RESULTATEN EN DISCUSSIE

In dit hoofdstuk zullen de resultaten besproken worden van metingen die verricht zijn aan heterostructuren I (lage mobiliteit, $T = 1.2$ K) en II (hoge mobiliteit, $T = 1.6$ K). De gequantiseerde weerstandswaarden die door het randkanalenmodel van Landauer-Büttiker voorspeld worden, zijn telkens aan de rechterzijde van de figuren vermeld in eenheden h/e^2 .

4.1 Heterostructuur met een lage mobiliteit

In fig. 4.1 zijn de Hallweerstand ($R_H = R_{15,37}$) en de longitudinale weerstand ($R_L = R_{15,23}$) weergegeven als functie van het magneetveld B voor een lage mobiliteit heterostructuur. Alle gates zijn direct verbonden met het 2DEG via stroomcontact 1 (zie fig. 3.1) zodat de vulfactoren onder de gates gelijk zijn aan de vulfactor in de bulk.

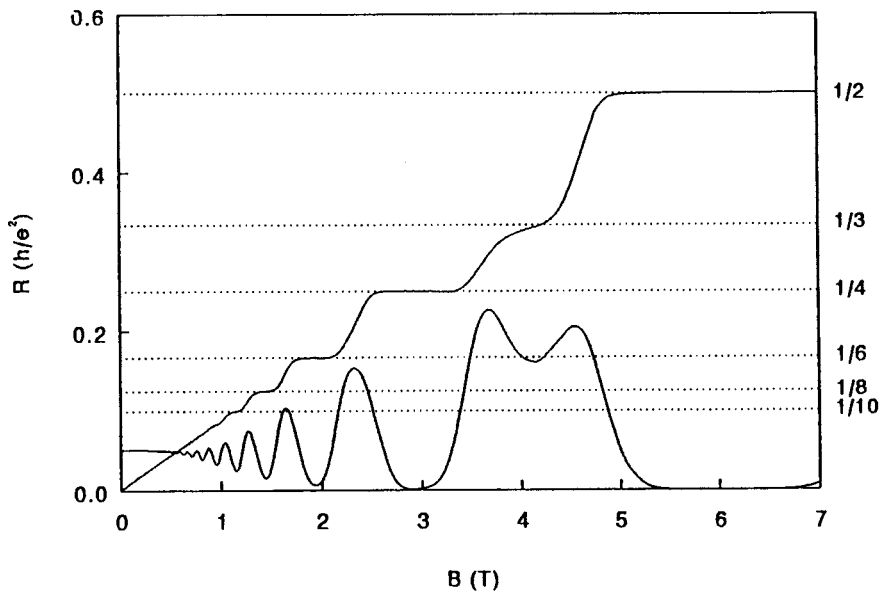


Fig. 4.1: Hallweerstand $R_{15,37}$ (boven) en longitudinale weerstand $R_{15,23}$ (onder) als functie van het magneetveld B voor een heterostructuur (I) met een relatief lage beweeglijkheid ($\mu_e = 8.6 \cdot 10^4$ cm^2/Vs , onbelicht). Voor alle gates geldt: $V_G = 0$.

We zien dat bij $B = 2.8 \text{ T}$ en rond $B = 6 \text{ T}$ de Hallweerstand exact gequantiseerd is volgens het randkanalenmodel en dat de longitudinale weerstand gelijk aan nul is. De plateaus komen respectievelijk overeen met vulfactoren $b = 2$ en $b = 4$. De Landauniveaus zijn in dit geval dus volledig ontkoppeld.

Ook voor lagere magneetvelden varieert de Hallweerstand weinig bij even vulfactoren wanneer de Shubnikov-de Haas oscillaties minima vertonen. De Hallweerstand blijft hier echter monotoon stijgen als functie van het magneetveld en neigt voor nog lagere magneetvelden naar de klassieke rechte helling.

Opmerkelijk is dat er geen plateaus waargenomen worden die corresponderen met oneven vulfactoren. Bij $B = 4 \text{ T}$ treedt er echter wel een kromming op in de Hallweerstand rond de waarde $(1/3)(h/e^2)$ en een minimum in de longitudinale weerstand, hetgeen duidt op gedeeltelijke spinsplitsing van de Landauniveaus. Voor $B < 2.4 \text{ T}$ zien we echter geen kromming en minimum bij oneven vulfactoren zodat de Landauniveaus in dat geval volledig spingedegenerereerd zijn.

In fig. 4.2 zijn de resultaten weergegeven van de longitudinale weerstand R_L als functie van de gatespanning tussen gate G1 en stroomcontact 1 met een vulfactor $b = 6$ ($B = 1.9 \text{ T}$) in de bulk. De overige gates zijn nog steeds direct verbonden met stroomcontact 1 zodat $g_2 = g_3 = g_4 = b$. De plateaus rond -100 mV en -200 mV komen goed overeen met vgl. (2.50) voor $g_1 = 4$ en $g_1 = 2$. Bij oneven vulfactoren onder de gate worden geen plateaus waargenomen hetgeen in overeenstemming is met het in fig. 4.1 waargenomen feit dat bij vulfactor $b = 6$ de Landauniveaus volledig spingedegenerereerd zijn.

Fig. 4.3 laat voor vulfactor $b = 4$ ($B = 2.8 \text{ T}$) in de bulk duidelijk een plateau zien rond $V_{G1} = -150 \text{ mV}$ waarvan de waarde precies overeenkomt met vgl. (2.50) ($b = 4$, $g_1 = 2$). Rond $V_G = -50 \text{ mV}$ wordt een lichte kromming in de weerstand waargenomen rond de waarde $(1/12)(h/e^2)$ die volgens vgl. (2.50) overeenkomt met vulfactor $g_1 = 3$ onder de gate. Hieruit volgt dat er bij $B = 2.8 \text{ T}$ al enigszins sprake is van spinsplitsing.

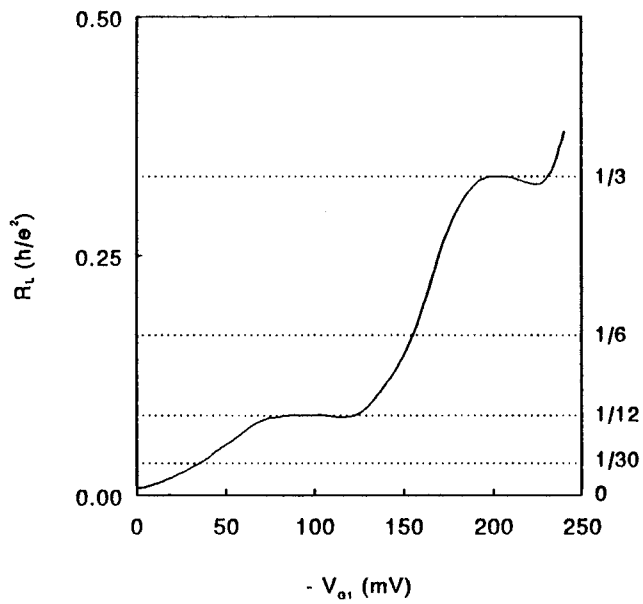


Fig. 4.2: Longitudinale weerstand R_L ($= R_{15,23}$) als functie van de gatespanning V_{G1} voor vulfactor $b = 6$ in de bulk.

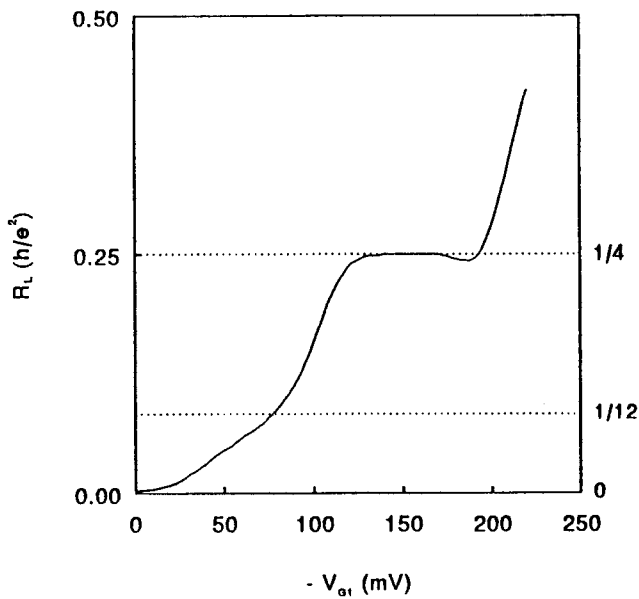


Fig. 4.3: R_L ($= R_{15,23}$) als functie van de gatespanning V_{G1} voor $b = 4$.

In het geval dat $b = 2$ ($B = 6.0$ T) zien we een kromming in de weerstand optreden rond $V_{G1} = -180$ mV corresponderend met een vulfactor $g_1 = 1$. De kromming ligt echter 6% onder de voorspelde waarde. Aangezien de variatie in de stroom maximaal 1% is, wordt de afwijking waarschijnlijk veroorzaakt door "backscattering" vanwege niet volledige spinsplitsing van de Landauniveaus.

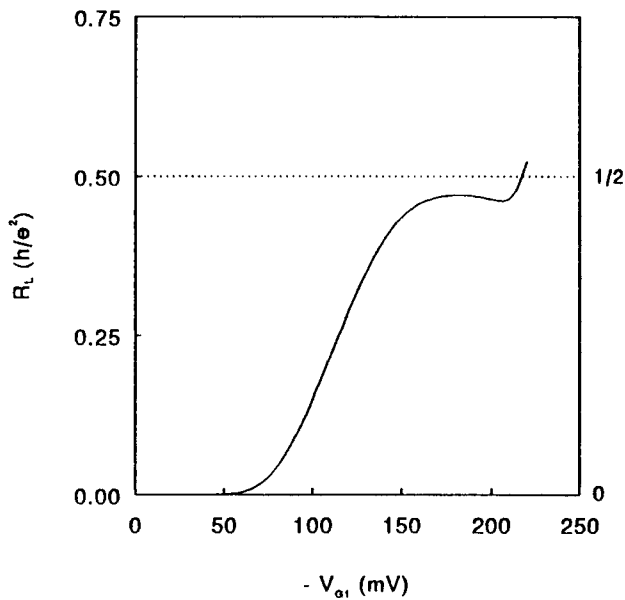


Fig. 4.4: $R_L (= R_{15,23})$ als functie van de gatespanning V_{G1} voor $b = 2$.

Om beter inzicht te krijgen in het verloop van de weerstand als functie van de gatespanning voor alle magneetveldwaarden, is in fig. 4.5 de longitudinale weerstand R_L uitgezet tegen het magneetveld voor verschillende gatespanningen V_{G1} . De overige gates zijn kortgesloten met stroomcontact 1 ($g_2 = g_3 = g_4 = b$). Bij vulfactor $b = 4$ ($B = 2.8$ T) zien we weer hetzelfde verloop als in fig. 4.3 waarbij de weerstand als functie van de gatespanning constant blijft rond -150 mV. Ook bij andere even vulfactoren verandert de weerstand als functie van de gatespanning niet of nauwelijks rond de door vgl. (2.50) voorspelde waarden.

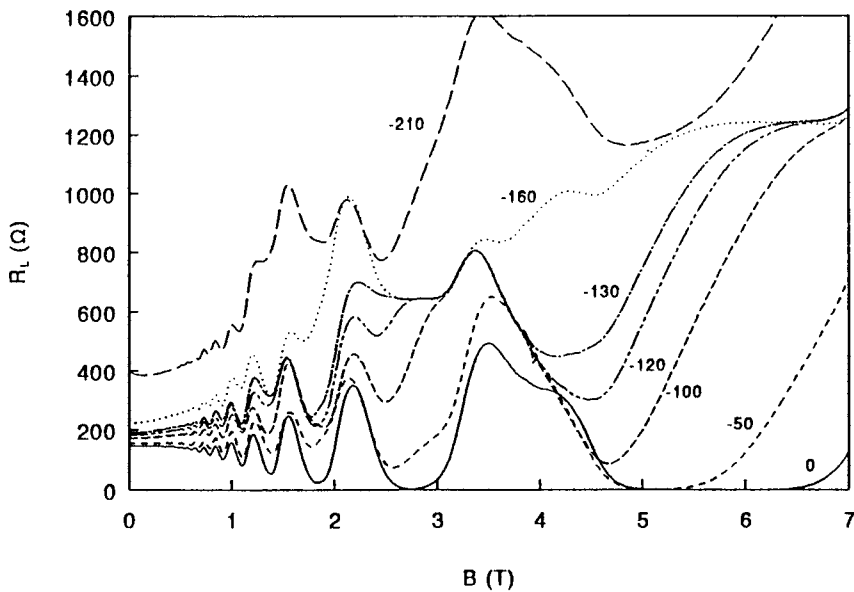


Fig. 4.5: Longitudinale weerstand $R_L (= R_{15,23})$ als functie van het magneetveld B voor verschillende gatespanningen V_{G1} .

In fig. 4.5 is verder te zien dat bij $B = 0$ T de longitudinale weerstand toeneemt als functie van de gatespanning. Dit kan verklaard worden door te beseffen dat de elektronenconcentratie onder de gate afneemt naarmate de gate negatiever geladen is. Hierdoor zal de weerstand onder de gate vergroot worden, hetgeen een stijging van de longitudinale weerstand tot gevolg heeft.

Tenslotte is getracht adiabatisch transport aan te tonen door de vulfactor onder gate G2 te variëren bij een constante geheeltallige vulfactor onder gate G1. De longitudinale weerstand $R_L (= R_{15,23})$ bleek constant te zijn als functie van de gatespanning V_{G2} tussen 0 en -300 mV, hetgeen overeenkomt met vgl. (2.53). Dit betekent dat tussen de twee gates thermisch evenwicht optreedt voor alle randkanalen en dat de inelastische lengte kleiner is dan $40 \mu\text{m}$. Kennelijk is er te veel verstrooiing tussen de randkanalen om adiabatisch transport over een afstand groter dan $40 \mu\text{m}$ mogelijk te maken. Aangezien de temperatuur in de gebruikte opstelling minimaal is, moet de beweeglijkheid van de elektronen in het 2DEG dus verhoogd worden. Dit is mogelijk door de structuur enige tijd te belichten met een LED.

Door de heterostructuur een bepaalde tijd te belichten worden donoren in het AlGaAs geïoniseerd en komen de vrijgekomen elektronen terecht in de potentiaalput waardoor de elektronenconcentratie in het 2DEG zal toenemen. Ook de beweeglijkheid van de elektronen in het 2DEG wordt groter omdat door de hogere elektronenconcentratie de elektronen beter afgeschermd ("gescreend") worden van de donoren in het AlGaAs.

Bij een belichtingstijd van ongeveer 10 s namen de elektronenconcentratie en de beweeglijkheid van structuur I beide ongeveer een factor 2 toe. Voor hogere belichtingstijden werd er geen verandering meer waargenomen van deze twee grootheden. Adiabatisch transport kon echter niet aangetoond worden over een lengte groter dan 40 μm . Daarom is overgegaan op een heterostructuur waarbij de beweeglijkheid ongeveer een factor 10 hoger is.

4.2 Heterostructuur met een hoge mobiliteit

In fig. 4.6 is de longitudinale weerstand ($R_L = R_{15,23}$) weergegeven als functie van het magneetveld voor een hoge mobiliteit heterostructuur. De structuur is niet belicht en de beweeglijkheid is volgens de specificaties ongeveer een factor 10 hoger dan die van structuur I in onbelichte toestand.

We zien dat de longitudinale weerstand R_L nergens gelijk aan nul is. Vergelijken we het verloop van de longitudinale weerstand in fig. 4.6 met de curve in fig. 4.5 waarbij de gatespanning $V_G = -100$ mV bedraagt, dan valt op dat beide grafieken veel gelijkenis met elkaar vertonen. Blijkbaar is er een verschil in elektronenconcentratie tussen de bulk (gebied B) en het gedeelte van het 2DEG onder de gate (gebied G). Men zou ook kunnen denken dat het gehele 2DEG inhomogeen is wat betreft de elektronenconcentratie.

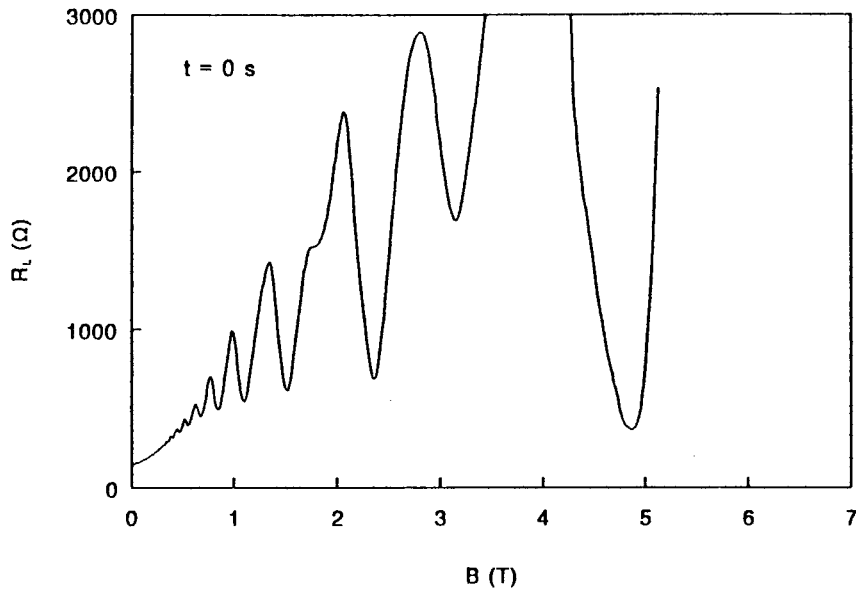


Fig. 4.6: Longitudinale weerstand $R_{15,23}$ als functie van het magneetveld B voor een heterostructuur (II) met een relatief hoge beweeglijkheid ($\mu_e = 1.3 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, onbelicht). Voor alle gates geldt: $V_G = 0$.

Er zijn echter ook metingen gedaan aan een geometrisch identieke structuur die uit dezelfde wafer gemaakt is waarbij slechts één gate aangebracht was. Deze gate bevond zich tussen contacten 2 en 3. De minima in de weerstand $R_{15,34}$ waren vanaf 2 Tesla gelijk aan nul terwijl de weerstand $R_{15,23}$ hetzelfde verloop had als in fig. 4.6, zodat in dat geval de elektronenconcentratie in de bulk constant was. We zullen voor structuur met vier gates ook aannemen dat er in de bulk sprake is van een homogene elektronenconcentratie.

In fig. 4.7 is het verloop van de SdH-oscillaties weergegeven na een totale belichtingstijd t .

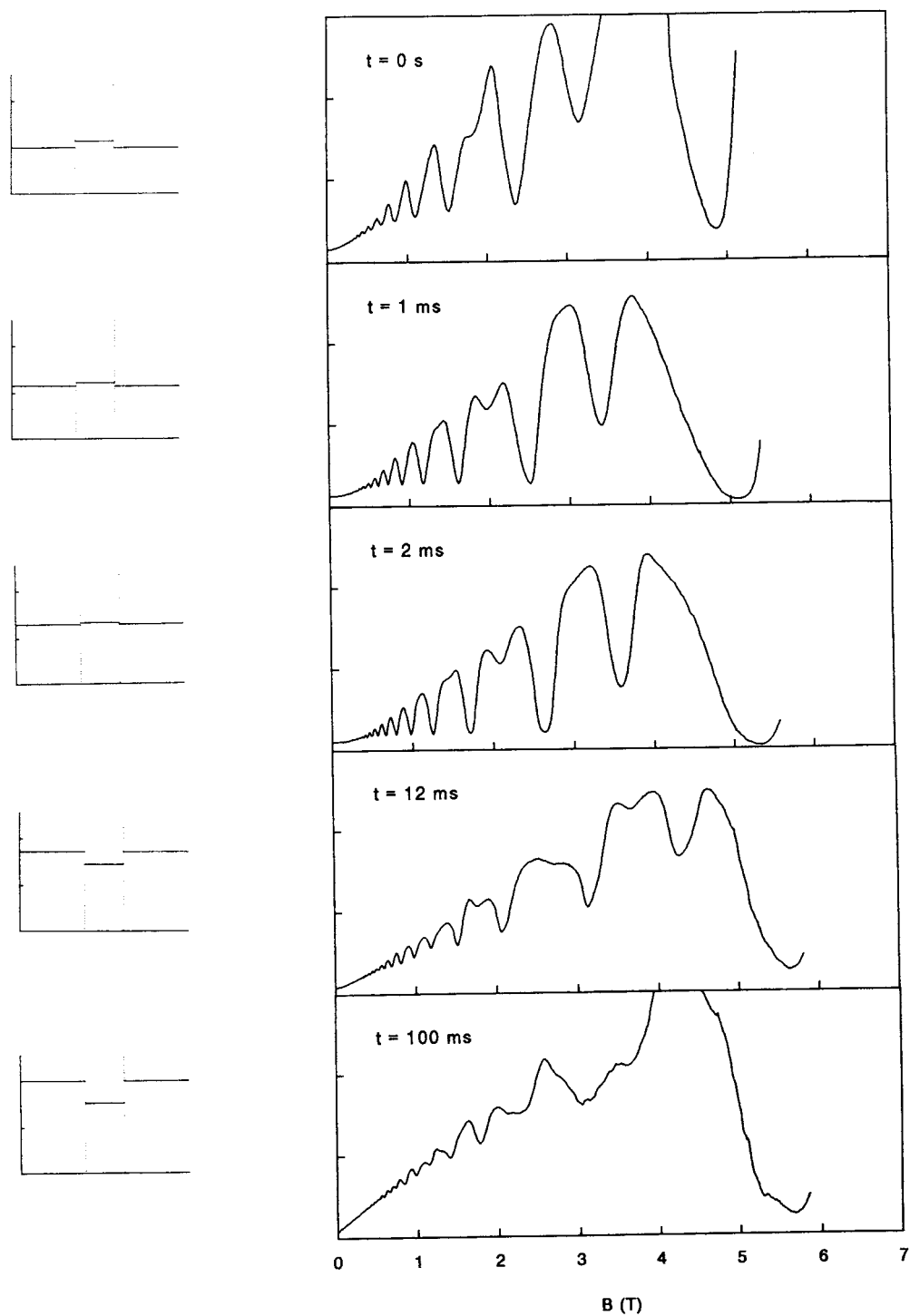


Fig. 4.7a: Longitudinale weerstand $R_{15,23}$ (in eenheden van $1 \text{ k}\Omega$) als functie van het magneetveld na een totale belichtingstijd $t \leq 100 \text{ ms}$.

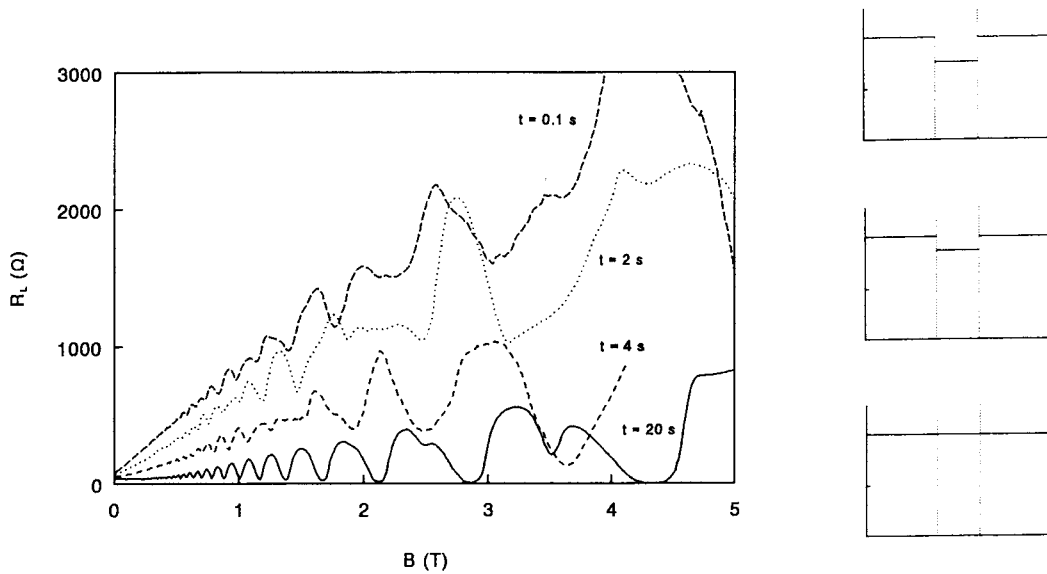


Fig. 4.7b: Longitudinale weerstand $R_{15,23}$ als functie van het magneetveld na een totale belichtingstijd $t \geq 100$ ms.

We onderscheiden nu drie gevallen:

- 1) $0 \leq t \leq 2$ ms De minima van de SdH-oscillaties dalen bij toenemende belichtingstijd. Kennelijk neemt het verschil in elektronenconcentratie tussen gebied B en G af.
- 2) 2 ms $\leq t \leq 100$ ms De minima van de SdH-oscillaties vertonen een sterke stijging als functie van de belichtingstijd. Het verschil in elektronenconcentratie tussen gebied B en G neemt blijkbaar snel toe.
- 3) 0.1 s $\leq t \leq 20$ s De minima van de SdH-oscillaties dalen en naderen tenslotte naar nul. Het verschil in elektronenconcentratie neemt dus kennelijk af en is op den duur nagenoeg gelijk aan nul.

Een mogelijke verklaring voor het rijzen en dalen van de SdH-oscillaties wordt gegeven aan de hand van diagrammen in fig. 4.7. De elektronenconcentratie in gebieden B en G zal worden aangeduid met respectievelijk n_B en n_G .

Ga uit van de situatie waarbij $n_G > n_B$ wanneer de structuur niet belicht is ($t = 0$). Als de structuur kort belicht wordt (1 à 2 ms), neemt de elektronenconcentratie in beide gebieden toe. Onder de gate zal echter de intensiteit van het licht minder zijn dan in de bulk, aangezien de gate een gedeelte van het licht absorbeert en reflecteert. Hierdoor wordt gebied G effectief korter belicht zodat de elektronenconcentratie n_G minder snel toeneemt dan n_B als functie van de belichtingstijd. Het verschil in elektronenconcentratie tussen gebied B en G neemt dus af, zodat de minima van de SdH-oscillaties in weerstand dalen.

Door de structuur langer te belichten ($t > 2$ ms) zal het verschil in elektronenconcentratie weer groter worden vanwege absorptie en reflectie ($n_G < n_B$), totdat n_B een maximum bereikt ($t = 100$ ms). Het verschil in elektronenconcentratie tussen beide gebieden is dan maximaal en de minima in de SdH-oscillaties bereiken een maximale weerstand.

Hierna ($t > 100$ ms) kan alleen n_G nog toenemen waardoor het verschil in elektronenconcentratie weer afneemt. De minima van de SdH-oscillaties dalen weer totdat de elektronenconcentratie onder de gate eveneens verzadigd is ($t = 20$ s) en de elektronenconcentraties in beide gebieden nagenoeg aan elkaar gelijk zijn.

In fig. 4.7 valt op dat na een belichtingstijd van 20 s de amplitude van de SdH-oscillaties afgenomen is t.o.v. de situatie waarbij de structuur onbelicht is. Kennelijk worden de elektronen na belichten minder verstrooid en is de beweeglijkheid toegenomen. Verder zien we dat de minima van de SdH-oscillaties naar hogere magneetvelden verschoven zijn. Volgens vgl. (2.3) duidt dit op een toename in elektronenconcentratie. We moeten echter oppassen met deze uitspraak omdat een verschil in elektronenconcentratie ook een verschuiving van de minima teweegbrengt zoals fig. 4.5 duidelijk liet zien.

Om het verloop van de elektronenconcentratie en de mobiliteit te bepalen als functie van de belichtingstijd, zijn metingen gedaan aan een structuur waarop zich geen gates bevonden. In het geval dat de totale belichtingstijd $t < 30$ s bleken de minima van de SdH-oscillaties voor $B > 2$ T wel gelijk aan nul te zijn, waaruit geconcludeerd kan worden dat de elektronenconcentratie in de bulk homogeen is en dat de concentratieverschillen alleen door de gates veroorzaakt worden.

In fig. 4.8 zijn de resultaten van de metingen weergegeven. De elektronenconcentratie n_e is bepaald uit de SdH-oscillaties bij lage magneetvelden ($B < 2$ T). Verder is uit de longitudinale weerstand $R_{15,23}(B = 0)$ de mobiliteit μ_e berekend. We zien dat n_e en μ_e toenemen als functie van de belichtingstijd en dat de relatieve verandering van beide parameters rond $t = 10$ ms het grootst is. Dit komt goed overeen met de sterke stijging van de SdH-oscillaties bij een belichtingstijd van 12 ms. Na $t = 1$ s treedt in fig. 4.8 voor alle parameters verzadiging op, hetgeen in fig. 4.7 werd aangenomen om de daling van de SdH-oscillaties te verklaren. Beide figuren vullen elkaar dus goed aan.

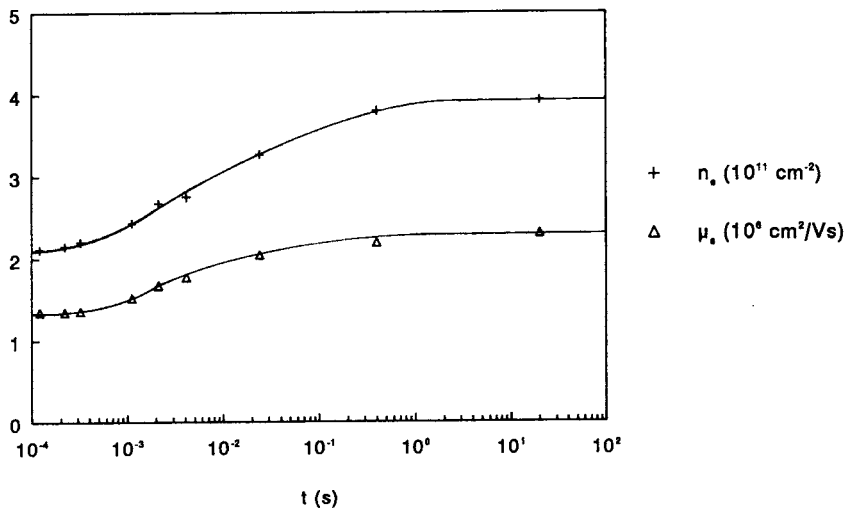


Fig. 4.8a: Electronenconcentratie n_e en mobiliteit μ_e als functie van de totale belichtingstijd t ($T = 1.6$ K).

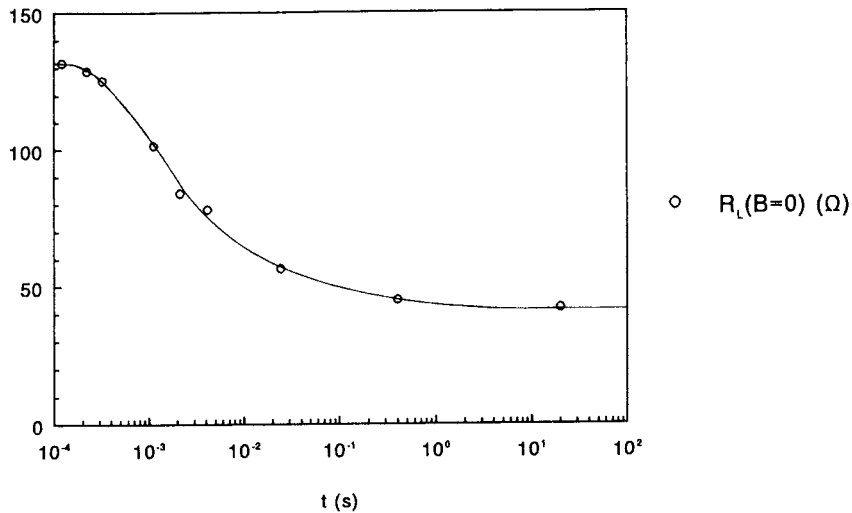


Fig. 4.8b: Longitudinale weerstand $R_{15,23}(B = 0)$ als functie van de totale belichtingstijd t ($T = 1.6$ K).

In fig. 4.9 is voor $t = 30$ s het verloop van de longitudinale weerstand $R_{15,23}$ uitgezet tegen het magneetveld. De parabolische toename van de minima duidt op zgn. parallelle geleiding. Hierbij zijn zoveel donoren geïoniseerd dat de geleidingsband in het AlGaAs energetisch onder het Fermi-niveau komt te liggen waardoor elektronentransport evenwijdig aan het 2DEG mogelijk wordt. In dit geval is er dus geen sprake meer van een twee-dimensionale geleider en is het randkanalenmodel niet langer geldig.

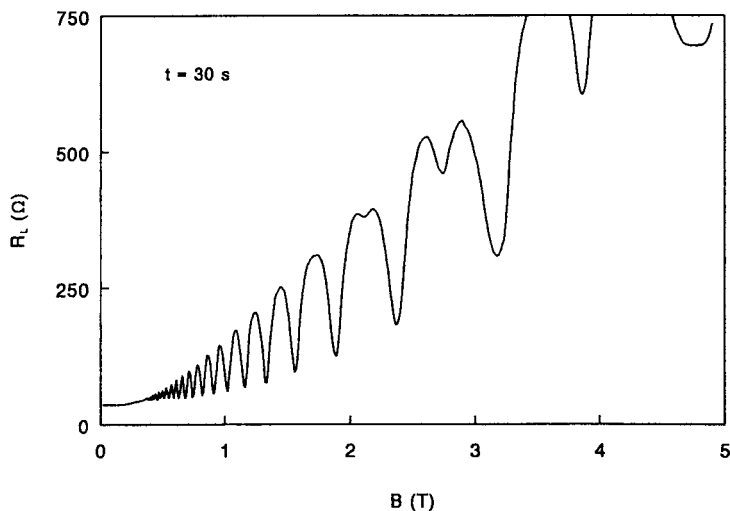


Fig. 4.9: Typisch verloop van de SdH-oscillaties ($R_{15,23}$) als gevolg van parallelle geleiding na 30 s belichten ($T = 1.6$ K).

Voor structuren waarop gates zijn aangebracht, moet de belichtingstijd dus zodanig gekozen worden dat er een homogene verdeling van de elektronenconcentratie ontstaat en er geen parallelle geleiding optreedt. Natuurlijk zijn de hierboven vermelde belichtingstijden relatief en afhankelijk van de intensiteit van het licht.

Bij een totale belichtingstijd van 20 s ($\mu_e = 2.3 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$) is de longitudinale weerstand ($R_L = R_{15,23}$) als functie van de gatespanning V_{G1} gemeten voor vulfactoren $b = 6$ ($B = 2.8 \text{ T}$) en $b = 4$ ($B = 4.3 \text{ T}$) in de bulk met $g_2 = g_3 = g_4 = b$.

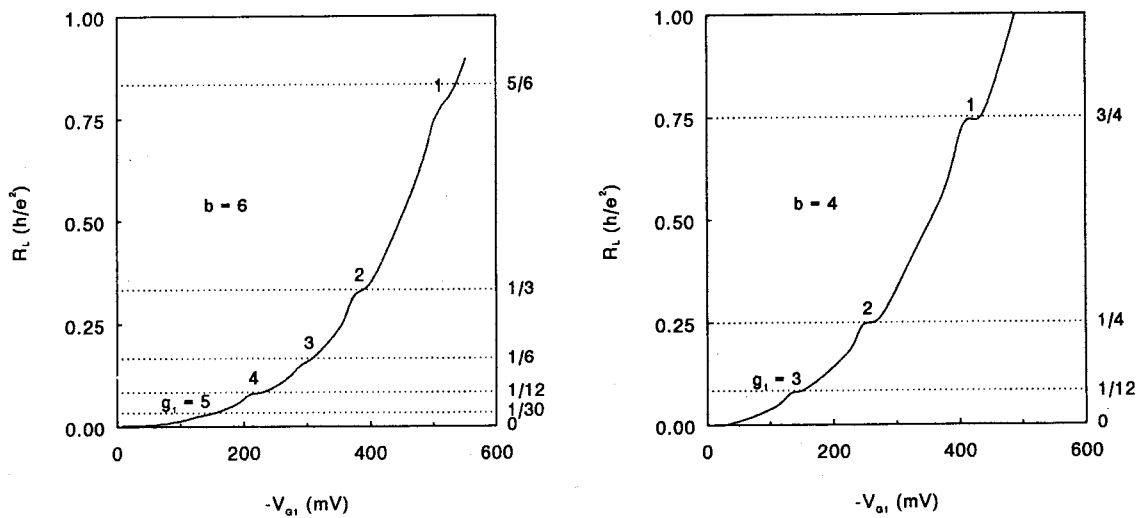


Fig. 4.10: $R_L (= R_{15,23})$ als functie van de gatespanning V_{G1} voor vulfactoren $b = 6$ en $b = 4$ in de bulk ($t = 20 \text{ s}$).

De longitudinale weerstand in fig. 4.10 vertoont duidelijk afbuigingen rond de waarden die door het randkanalenmodel voorspeld worden. In het geval dat $b = 6$ en $g_1 = 1$ is de afwijking t.o.v. $(5/6)(h/e^2)$ ongeveer 6 %. De afbuigingen zijn voor $b = 4$ vlakker dan voor $b = 6$ omdat de Landau- splitsing in het geval $b = 4$ groter is dan in het geval $b = 6$.

In fig. 4.11 zijn de resultaten gegeven waarbij de vulfactor g_1 onder gate $G1$ constant is en de vulfactor g_2 gevarieerd wordt. Aan de linker- en rechterzijde zijn de gequantiseerde waarden vermeld in het geval dat er volledig adiabatisch transport optreedt tussen de twee gates.

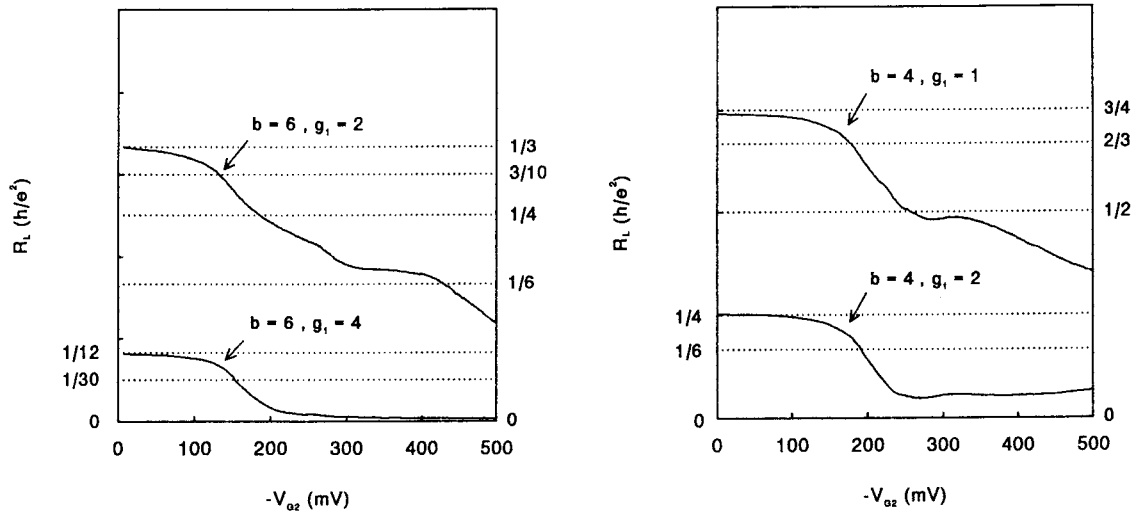


Fig. 4.11: $R_L (= R_{15,23})$ als functie van de gatespanning V_{G2} waarbij de vulfactoren b en g_1 constant zijn.

We zien in alle gevallen een daling van de weerstand optreden zodat er sprake is van (gedeeltelijk) adiabatisch transport. Immers, wanneer de randkanalen tussen de twee gates in thermisch evenwicht zijn, zou de weerstand onafhankelijk moeten zijn van V_{G2} . Onduidelijk is echter bij welke gequantiseerde waarden de plateaus horen. Als de randkanalen gedeeltelijk gemengd worden tussen beide gates, zouden de plateaus hoger moeten liggen dan de vermelde weerstandswaarden $R_{15,23}^{ad}$ uit vgl. (2.52). Aangezien de spinsplitsing van de Landauniveaus nog niet volledig is, is het onwaarschijnlijk dat er adiabatisch transport optreedt tussen twee randkanalen die corresponderen met een gedeeltelijk opgesplitst Landau-niveau. Daarom verwachten we alleen plateaus rond waarden die overeenkomen met even vulfactoren onder gate $G2$. In twee gevallen liggen de plateaus dan echter onder de verwachte waarden hetgeen in strijd is met het randkanalenmodel.

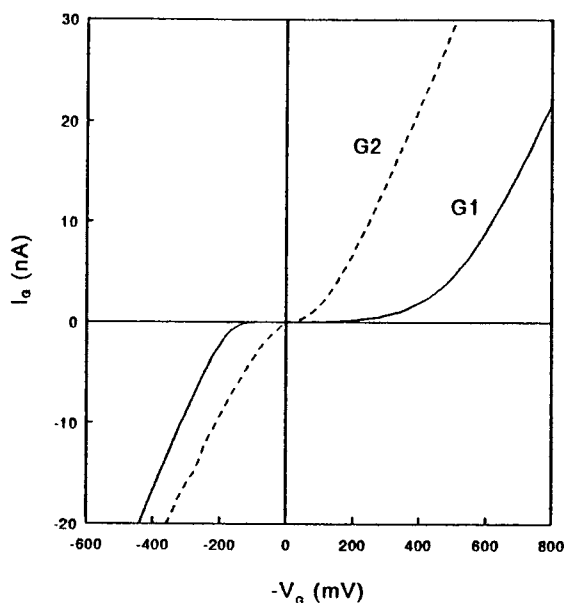
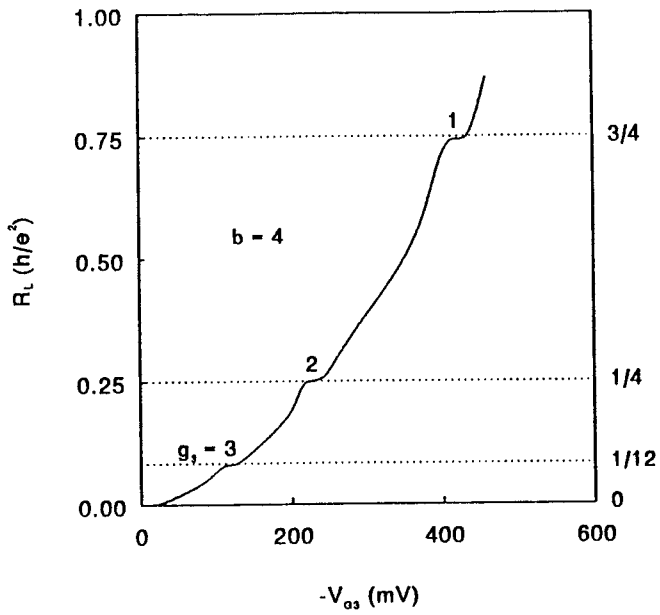


Fig. 4.12: I - V karakteristieken van de gates G1 (= G3 = G4) en G2.

In fig. 4.12 zijn zgn. I - V karakteristieken gegeven van de (lek)stroom I en spanning V tussen de gates en het 2DEG (stroomcontact 1). De I - V karakteristieken van gates G3 en G4 weken minder dan 1% af van de kromme voor gate G1. Hieruit volgt dat er door gates G1, G3 en G4 stroom gaat lopen vanaf -200 mV en dat dit voor gate G2 al het geval is vanaf 0 mV. Bij $V_{G2} = -250$ mV is de lekstroom zelfs al 10 nA, d.i. 10 % van de wisselstroom die door de structuur loopt. Wanneer er een grote stroom tussen de gate en het 2DEG loopt, zal de bandenstructuur in de heterostructuur zodanig vervormd kunnen worden dat de geleidingsband in het AlGaAs onder het Fermi-niveau komt te liggen zodat er geen sprake meer is van een twee-dimensionale geleider en afwijkingen gaan optreden t.o.v. het randkanalenmodel.

In fig. 4.13a is de longitudinale weerstand ($R_L = R_{15,78}$) weergegeven als functie van de gatespanning V_{G3} voor vulfactor $b = 4$ in de bulk met $g_1 = g_2 = g_4 = b$. In fig. 4.13b is V_{G3} constant gehouden en is de vulfactor onder gate G4 gevarieerd. We zien dat er nauwelijks sprake is van adiabatisch transport zodat er tussen de randkanalen nagenoeg thermisch evenwicht ontstaat over een afstand kleiner dan 40 μm .

(a)



(b)

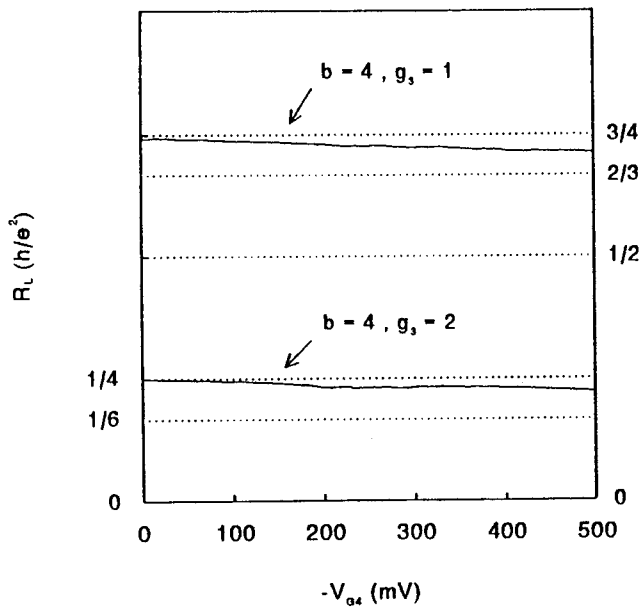


Fig. 4.13: (a) $R_L (= R_{15,23})$ als functie van V_{G3} met $b = 4$ in de bulk.
(b) $R_L (= R_{15,23})$ als functie van V_{G4} voor $g_3 = 1$ ($b = 4$) en $g_3 = 2$ ($b = 4$).

HOOFDSTUK 5: CONCLUSIES EN AANBEVELINGEN

Uit de metingen blijkt dat bij een beweeglijkheid $\mu_e = 2.3 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ($T = 1.6 \text{ K}$) adiabatisch transport over een afstand groter dan $40 \text{ }\mu\text{m}$ niet of nauwelijks optreedt. Wanneer echter wordt aangenomen dat de inelastische lengte kleiner is dan $40 \text{ }\mu\text{m}$, voldoen de metingen goed aan het randkanalenmodel.

Bij het belichten van heterostructuren waarop gates zijn aangebracht, moet rekening gehouden worden met reflectie en absorptieverschijnselen waardoor het gebied onder de gate effectief korter belicht wordt. Hierdoor ontstaat een verschil in elektronenconcentratie tussen de bulk en het gebied onder de gate. Een homogene elektronenverdeling kan verkregen worden door de structuur zodanig te belichten dat de elektronenconcentratie onder de gates verzadigt en er geen parallelle geleiding optreedt.

Om adiabatisch transport overtuigend aan te tonen, zou de afstand tussen de gates zodanig verkleind moeten worden dat deze minder dan de inelastische lengte bedraagt. Verder zijn er een aantal mogelijkheden om de inelastische lengte te vergroten. De metingen zouden bijvoorbeeld uitgevoerd kunnen worden in het milliKelvin-gebied aangezien de inelastische lengte exponentieel toeneemt bij verlaging van de temperatuur [9]. Verder kan natuurlijk de mobiliteit van de elektronen in het 2DEG vergroot worden door een dikkere spacer in de heterostructuur aan te brengen. De inelastische lengte kan ook toenemen door de randkanalen ruimtelijk van elkaar te scheiden. De afstand tussen de randkanalen wordt namelijk bepaald door de vorm van de randpotentialiaal [9] en deze kan beïnvloed worden m.b.v. gates aan de rand van het 2DEG [10].

Tenslotte verdient het aanbeveling om een laagje isolerend materiaal tussen de gate en het 2DEG aan te brengen, zodat de kans op grote lekstromen gereduceerd wordt.

LITERATUUR

- [1] K. v. Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 494 (1980).
- [2] M. Büttiker, *Phys. Rev. B* **38**, 9375 (1988).
- [3] K. v. Klitzing, *Festkörperprobleme 30 / Adv. in Solid State Physics*, ed. by U. Rössler (Vieweg, Braunschweig 1990), p. 25-40.
- [4] S. Komiyama, H. Hirai, S. Sasa, and T. Fujii, *Solid State Commun.* **73**, 91 (1990).
- [5] S. Komiyama, H. Hirai, S. Sasa, and T. Fujii, *Surf. Sci.* **229**, 224 (1990).
- [6] S. Komiyama and S. Hiyamizu, *Phys. Rev. B* **40**, 7767 (1989).
- [7] H. Hirai, S. Komiyama, *J. Appl. Phys.* **68** (2), 655 (1990).
- [8] H. Hirai, S. Komiyama, S. Sasa, and T. Fujii, *J. Phys. Soc. Jpn.* **58**, 4086 (1989).
- [9] T. Martin and S. Feng, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1971 (1990).
- [10] B.W. Alphenaar, P.L. McEuen, R.G. Wheeler, and R.N. Sacks, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 677 (1990).
- [11] G. Müller, D. Weiss, S.Koch, K. von Klitzing, H. Nickel, W. Schlapp, and R. Lösch, *Phys. Rev. B* **42**, 7633 (1990).

APPENDIX: Samenstelling van de heterostructuren

Tabel A.1: *Structuur I (W139)*

Laagdikte	Samenstelling	Dotering
170 Å	GaAs	-
380 Å	Al ₃₃ Ga ₆₇ As	Si
200 Å	Al ₃₃ Ga ₆₇ As	-
4 µm	GaAs	-

Tabel A.2: *Structuur II (W199)*

Laagdikte	Samenstelling	Dotering
170 Å	GaAs	-
380 Å	Al ₃₃ Ga ₆₇ As	Si
300 Å	Al ₃₃ Ga ₆₇ As	-
0.50 µm	GaAs	-
25 Å	Al ₃₃ Ga ₆₇ As	-
0.90 µm	GaAs	-

De Si-concentratie van de gedoteerde AlGaAs-laag bedraagt in beide gevallen $1.3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.