

MASTER

Transport van hete elektronen in een twee-dimensionaal elektronengas

Staring, A.A.M.

Award date:
1990

[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

Transport van hete elektronen in een tweedimensionaal elektronengas.

A.A.M. Staring

Verslag van een afstudeerwerk verricht in de groep Halfgeleiderfysica van de vakgroep Vaste Stof Fysica.

Afstudeerhoogleraar: prof. dr. J.H. Wolter

Begeleiding: ir. P. Hendriks

Juni 1988

Samenvatting.

In het hier beschreven afstudeerwerk worden de eigenschappen van het twee-dimensionale elektronengas aan een $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ heterojunctie bij hoge elektrische velden onderzocht. De nadruk is komen te liggen op het gedrag van de voor de metingen gebruikte elektrische pulsen. Stroompuls en spanningspuls blijken niet gelijkvormig te zijn: in de puls neemt de stroom af als functie van de tijd bij gelijk blijvende spanning. Uit metingen van de geometrische magnetoweerstand blijkt kwalitatief dat in de puls de mobiliteit als functie van de tijd constant blijft. Het afnemen van de stroom wordt daarom verklaard met een afname van de elektronenconcentratie. Kwantitatieve uitspraken over de mobiliteit en de elektronenconcentratie als functie van het elektrische veld zijn vanwege de slechte kwaliteit van de contacten niet mogelijk gebleken.

Inhoudsopgave.

| | blz. |
|---|------|
| Samenvatting..... | 1 |
| 1. Inleiding..... | 3 |
| 2. De magnetoweerstand..... | 6 |
| 3. Hete elektronen effecten..... | 13 |
| 4. De preparaten..... | 21 |
| 4.1. Het materiaal..... | 21 |
| 4.2. De brugstructuur..... | 23 |
| 4.3. De contacten..... | 25 |
| 4.3.1. De vervaardiging..... | 25 |
| 4.3.2. Het gedrag bij lage elektrische velden.... | 26 |
| 5. De opstelling..... | 31 |
| 6. De metingen..... | 34 |
| 6.1. De pulsvorm..... | 35 |
| 6.2. De magnetoweerstand..... | 44 |
| 6.3. De I-V-karakteristieken..... | 47 |
| 7. Conclusies..... | 50 |
| Literatuur..... | 52 |
| Appendix: de meetprocedure met ASYST..... | 54 |

1. Inleiding.

Met de ontwikkeling van nieuwe epitaxiale kristalgroei technieken, zoals "Molecular Beam Epitaxy" (MBE) en "Metal-Organic Chemical Vapour Deposition" (MOCVD), is het de laatste jaren mogelijk geworden om selectief gedoteerde heterostructuren van hoge kwaliteit te maken. De III-V-halfgeleiders GaAs en $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ worden hiervoor het meest gebruikt. De elektronen verplaatsen zich van het n-gedoteerde $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ naar het ongedoteerde GaAs, dat een kleinere bandafstand dan $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ heeft. Als gevolg van de ontstane ruimteladingen treedt bandkromming op, zie fig. 1.1, waardoor aan het interface tussen het $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ en het GaAs een potentiaalput ontstaat. De elektronen worden hierin opgesloten en vormen zo een quasi twee-dimensionaal elektronengas (2DEG).

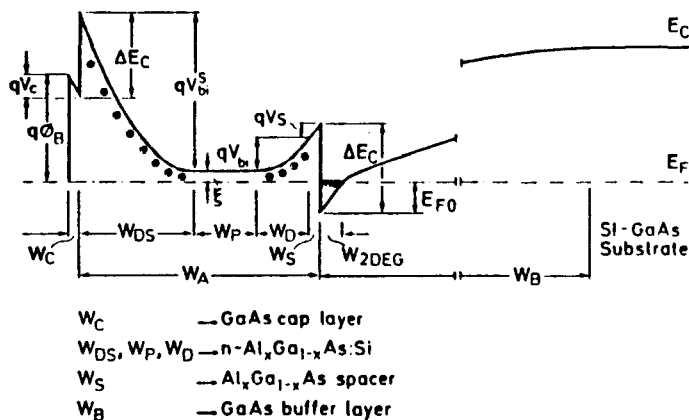


Fig. 1.1 Het ontstaan van een twee-dimensionaal elektronengas ten gevolge van bandkromming bij een $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ heterojunctie (bron: [Sch84]).

Vooraf bij lage temperaturen is de mobiliteit van de elektronen in het 2DEG veel hoger dan die in bulk GaAs. Dit is het gevolg van de sterk verminderde strooiing aan geladen onzuiverheden. Het blijkt echter dat dit alleen het geval is bij lage elektrische velden en dat bij toename van het elektrische veld de mobiliteit sterk afneemt. De reden hiervoor

is dat bij hoge elektrische velden nieuwe strooiprocessen mogelijk worden, doordat de elektronen veel grotere energieën bereiken dan bij lage velden het geval is. Als de energie groter wordt dan kT_L , waarin k de constante van Boltzmann en T_L de rooster temperatuur is, spreekt men ook wel van "hete" elektronen.

Het gedrag van de mobiliteit bij hoge elektrische velden is zowel van wetenschappelijk als van technisch belang. Het wetenschappelijke belang is tweeledig. Enerzijds kan er inzicht worden verkregen over de afhankelijkheid van het elektrische veld van de bij lage velden reeds aanwezige strooimechanismen. Anderzijds treden er ten gevolge van de hoge elektronenenergie speciale hoogveld effecten op, zoals het Gunn-effect, avalanche verschijnselen en "real space transfer", waarbij elektronen overgaan van het GaAs naar het $Al_xCa_{1-x}As$. Dit laatste effect is uniek voor de heterostructuren.

De interesse vanuit technisch oogpunt wordt voornamelijk ingegeven door de steeds verder gaande miniaturisering van de halfgeleiderdevices. Als men een spanning van 1 V over een FET (Field Effect Transistor) met een gate-lengte van 1 μm aanlegt, dan krijgt men te maken met een elektrisch veld van 10 kV/cm. Kennis van hoogveld transporteigenschappen is dus van groot belang voor de fysische beschrijving van de prestaties van dergelijke transistoren.

Metingen van de mobiliteit (en de elektronenconcentratie) gebeuren meestal aan de hand van het Hall-effect. Uitvoering van dergelijke metingen bij hoge elektrische velden geeft echter een aantal problemen [Wij86, Dor87], die van een zodanige aard zijn dat naar een andere methode wordt gezocht. Een mogelijkheid is om gebruik te maken van het zogenaamde geometrische magnetoweerstands-effect. Het gaat hier om de relatieve weerstandsverandering als functie van het magnetische veld. Bij een geschikt gekozen geometrie van de contacten is deze in eerste benadering evenredig met het kwadraat van de mobiliteit en de magnetische inductie.

In fig. 1.2 zijn de resultaten van de eerste metingen weergegeven. De voor deze metingen gebruikte Corbino-geometrie is in wezen niet geschikt voor de hoogveld magnetoweerstandsmetingen omdat het elektrische veld principieel inhomogeen is, maar is wel voor een eerste oriëntatie bruikbaar om het effect aan te tonen. De bemoedigende resultaten waren de aanleiding om er een afstudeeronderzoek aan te wijden.

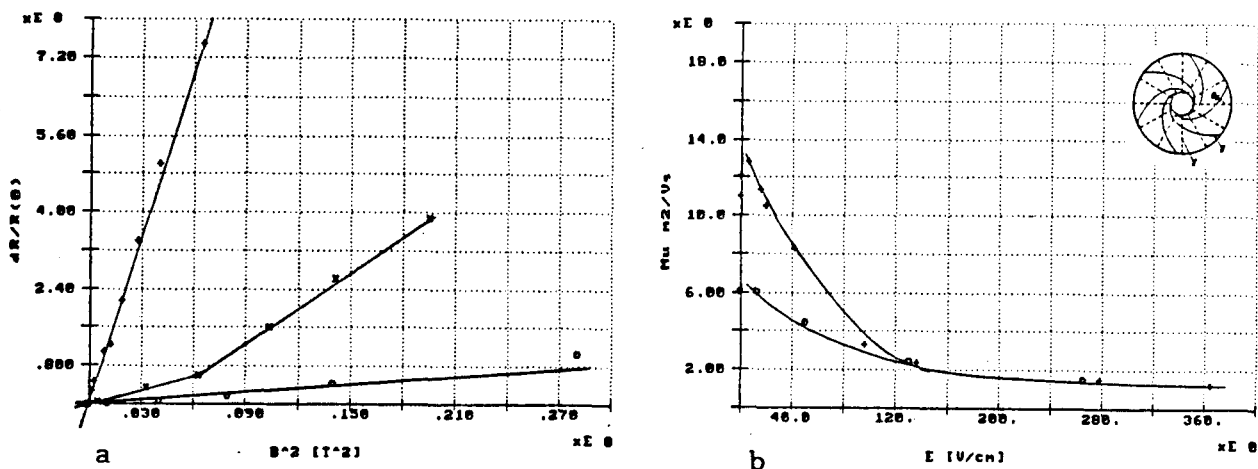


Fig. 1.2 a. Meting van de magnetoweerstand. $\Delta V = 1.1$ V (+), $\Delta V = 4.8$ V (x) en $\Delta V = 13.9$ V (o).
 b. Mobiliteit als functie van het elektrische veld. Het aangegeven elektrische veld is het over de structuur gemiddelde veld, $\mathcal{E} = \Delta V / (r_2 - r_1)$. $T = 4.2$ K (+) en $T = 77$ K (o). Inzet: de gebruikte Corbino-geometrie.

De rest van dit verslag is als volgt opgebouwd. In hoofdstuk 2 wordt de theorie achter de geometrische magnetoweerstand behandeld, waarin o.a. de problemen met de hierboven geschetste eerste metingen aan bod komen. Vervolgens volgt in hoofdstuk 3 een bespreking van hete elektronen effecten aan de hand van enkele publicaties. De preparaten worden daarna in hoofdstuk 4 uitvoerig besproken. Een korte beschrijving van de opstelling wordt in hoofdstuk 5 gegeven. Een uitgebreid overzicht van de metingen inclusief discussie vindt plaats in hoofdstuk 6. De nadruk ligt hierbij op de gemeten puls vormen. In hoofdstuk 7, tenslotte, worden enkele conclusies en aanbevelingen vermeld.

2. De magnetoweerstand.

Als een stroomvoerende geleider zich in een magnetisch veld bevindt, dan krijgen de niet-diagonaal elementen van de conductiviteitstensor σ een eindige waarde, waardoor het verband tussen de stroomdichtheid J en het elektrische veld \mathcal{E} gelijk wordt aan:

$$\left. \begin{aligned} J_x &= \sigma_{xx} \mathcal{E}_x + \sigma_{xy} \mathcal{E}_y \\ J_y &= -\sigma_{xy} \mathcal{E}_x + \sigma_{xx} \mathcal{E}_y \end{aligned} \right\} \quad (2.1a)$$

Hierin is aangenomen dat het elektrische veld loodrecht staat op het magnetische veld, dat alleen een component in de z-richting heeft, en dat het materiaal isotroop is.

Deze relatie kan ook met de soortelijke weerstand ρ tot uitdrukking worden gebracht:

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{E}_x &= \rho_{xx} J_x - \rho_{xy} J_y \\ \mathcal{E}_y &= \rho_{xy} J_x + \rho_{xx} J_y \end{aligned} \right\} \quad (2.1b)$$

waarin voor de elementen van ρ geldt:

$$\rho_{xx} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}, \quad \rho_{xy} = \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}. \quad (2.2)$$

De magnetoweerstand wordt nu gedefinieerd als de relatieve verandering van ρ_{xx} met de magnetische inductie B :

$$\frac{\Delta \rho}{\rho_0} := \frac{\rho_{xx}(B) - \rho_{xx}(0)}{\rho_{xx}(0)} = \frac{\sigma_{xx}(B)\sigma_{xx}(0)}{\sigma_{xx}^2(B) + \sigma_{xy}^2(B)} - 1. \quad (2.3)$$

De B-afhankelijkheid van ρ en σ zal in het vervolg niet meer expliciet worden aangegeven, tenzij uitdrukkelijk $\rho(0)$ of $\sigma(0)$ wordt bedoeld.

In (2.3) komen alleen materiaaleigenschappen voor, waardoor men ook wel spreekt van de zogenaamde fysische magnetoweerstand. De oorzaak van

deze magnetoweerstand is dat de elementaire strooioprocessen die verantwoordelijk zijn voor de weerstand essentieel van het magnetische veld afhangen.

Naast dit zuiver fysische effect is er ook een geometrisch effect, dat van belang wordt als men de magnetoweerstand wil meten. Deze geometrische bijdrage tot de gemeten weerstandsverandering wordt veroorzaakt door de eindige afmetingen van de gebruikte contacten. De stroombanen worden onder invloed van het magnetische veld afgebogen, waardoor de stroom een langere weg door het preparaat aflegt en de gemeten weerstand met een overeenkomstige bijdrage wordt vergroot. In de praktijk blijkt dat deze zogenaamde geometrische magnetoweerstand veel groter kan zijn dan de fysische, waarbij de vorm van de gebruikte contacten natuurlijk een belangrijke rol speelt.

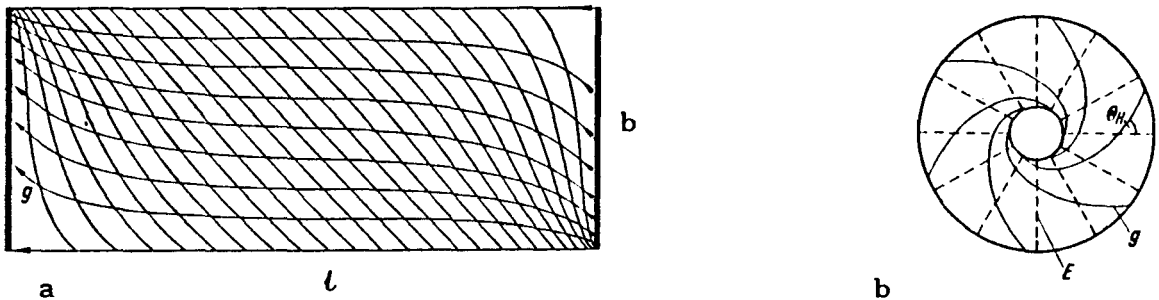


Fig. 2.1 a. De Hall-geometrie, met equipotentiaalvlakken en het verloop van de stroombanen ($l/b = 2.8$).
 b. De Corbino-geometrie, met verloop van de elektrische veldlijnen en de stroombanen.
 (Bron: [Kuh68].)

Twee geometrieën zijn gebruikelijk. De eerste is de Hall-geometrie, fig. 2.1a. De stroom heeft in deze rechthoekige geometrie geen component in de dwarsrichting vanwege de begrenzing door de zijranden. Er moet hiervoor zijn voldaan de voorwaarde dat $l/b \gg 1$, waarin l de lengte en b de breedte van de rechthoek is. De Hall-spanning, die zich nu door ladingsopeenhoping langs de randen opbouwt, heft de afbuigende werking van het magnetische veld op.

Er geldt:

$$J_y = 0 \longrightarrow J_x = \frac{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}{\sigma_{xx}} \cdot \epsilon_x. \quad (2.4)$$

De gemeten relatieve weerstandsverandering $\Delta R_H/R_0$ is nu uitsluitend het gevolg van de fysische magnetoweerstand, hetgeen onmiddellijk duidelijk is omdat de stroom nu niet wordt afgebogen:

$$\frac{\Delta R_H}{R_0} = \frac{\sigma_{xx} \sigma_{xx}(0)}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} - 1 = \frac{\Delta \rho}{\rho_0}. \quad (2.5)$$

De tweede vaak gebruikte geometrie is de Corbino-geometrie. In deze cirkelvormige geometrie, zie fig. 2.1b, wordt de stroom maximaal afgebogen door het magnetische veld, zodat de geometrische magnetoweerstand de grootst mogelijke is. Er wordt nu geen Hall-spanning opgebouwd omdat er geen randen zijn waarlangs zich lading kan ophopen. Het elektrische veld is radiaal gericht en de stroombanen zijn logaritmische spiralen. Lokaal mag men $\epsilon_r = \epsilon_x$ en $\epsilon_\varphi = \epsilon_y$ stellen (idem voor J), zodat vanwege de aanwezige symmetrie:

$$\epsilon_y = 0 \longrightarrow \epsilon_x = \frac{\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2}{\rho_{xx}} \cdot J_x. \quad (2.6)$$

Met de definities van de Hall-constante R_H ,

$$R_H := \frac{\rho_{xy}}{B}, \quad (2.7)$$

en van de Hall-mobiliteit μ_H ,

$$\mu_H := R_H \sigma_{xx}(0) = \frac{R_H}{\rho_{xx}(0)}. \quad (2.8)$$

volgt nu voor de gemeten relatieve weerstandsverandering $\Delta R_C/R_0$ in de

Corbino-geometrie:

$$\frac{\Delta R_C}{R_0} = \frac{\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2}{\rho_{xx} \rho_{xx}^{(0)}} - 1 = \frac{\Delta \rho}{\rho_0} + \frac{\mu_H^2 B^2}{1 + \Delta \rho / \rho_0}, \quad (2.9)$$

Uit deze vergelijking blijkt dat de gemeten magnetoweerstand in dit geval bestaat uit de fysische magnetoweerstand plus een extra term, gelijk aan de grootst mogelijke geometrische magnetoweerstand.

Een andere conclusie die uit (2.9) kan worden getrokken is dat het in principe mogelijk is om met magnetoweerstandsmetingen de Hall-mobiliteit te bepalen. Men moet hierbij echter rekening houden met een aantal principiële moeilijkheden.

De eerste is dat het elektrische veld in de Corbino-geometrie essentieel inhomogeen is, waardoor deze geometrie voor metingen bij hoge elektrische velden niet geschikt is. In (2.9) wordt er impliciet van uitgegaan dat de effectieve resistiviteit $\rho_{\text{eff}} := \xi_x / J_x$ (vergelijking (2.6)) plaatsonafhankelijk is. Voor lage elektrische velden is deze aanname gerechtvaardigd, maar voor hoge elektrische velden niet. Vooral de mobiliteit gaat dan sterk van het elektrische veld afhangen. Men dient in dit geval te integreren over ringetjes met straal r en breedte dr waarvoor redelijkerwijs wordt aangenomen dat (2.9) geldt:

$$\frac{\Delta R_C}{R_0} = \frac{\int \frac{\rho_{\text{eff}} - \rho_0}{2\pi r} dr}{\int \frac{\rho_0}{2\pi r} dr} = \frac{\int \left[\frac{\Delta \rho}{\rho_0} + \frac{\mu_B^2 B^2}{1 + \Delta \rho / \rho_0} \right] \cdot \frac{\rho_0}{2\pi r} dr}{\int \frac{\rho_0}{2\pi r} dr}. \quad (2.10)$$

De mobiliteit, de soortelijke weerstand en de fysische magnetoweerstand hangen nu van de plaats af via het elektrische veld: $\mu_H = \mu_H(\xi)$. $\rho_0 = \rho_0(\xi)$ en $\Delta \rho / \rho_0 = \Delta \rho / \rho_0(\xi)$ met $\xi = \xi(r)$. De complexiteit van het probleem neemt hierdoor sterk toe. Men kan dit probleem proberen op te lossen door de diameters van de beide contacten nagenoeg gelijk aan elkaar te maken, waardoor het elektrische veld lokaal als vrijwel homogeen mag worden beschouwd. Het nadeel is echter dat de weerstand dan zo klein wordt dat de invloed van eventuele contactweerstand zeer belangrijk wordt.

Een tweede moeilijkheid bij gebruik van (2.9) is dat de fysische magnetoweerstand niet constant is, maar afhangt van de grootte van het magnetische veld. Dit volgt al uit de definitie (2.3): bij afwezigheid van een magnetisch veld is er uiteraard geen magnetoweerstand. In de praktijk blijkt echter dat de fysische magnetoweerstand klein is, zie fig. 2.2, en daarom in eerste instantie kan worden verwaarloosd, zodat (2.9) zeer eenvoudig wordt. De metingen van fig. 2.2 zijn echter uitsluitend bij lage elektrische velden verricht, zodat de geldigheid van deze verwaarlozing bij hoge elektrische velden niet vaststaat. Door op hetzelfde preparaat naast de Corbino-geometrie (of een andere geometrie die tot een hoge geometrische magnetoweerstand leidt) ook de Hall-geometrie aan te brengen kan de fysische magnetoweerstand echter gelijktijdig (en separaat van de geometrische magnetoweerstand) worden gemeten, zodat de enige onbekende in (2.9) dan de mobiliteit μ_H is.

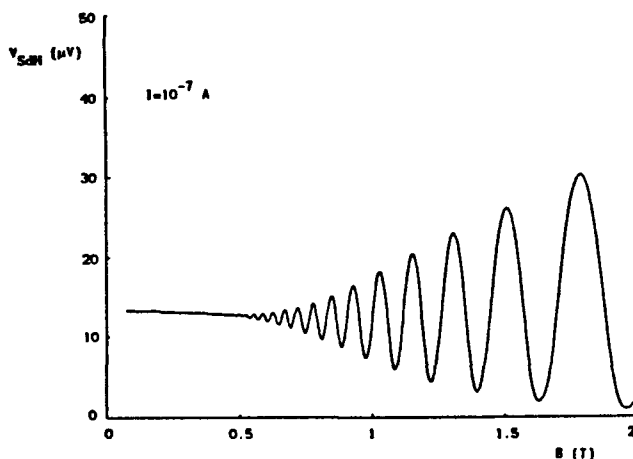


Fig. 2.2 Meting van het Shubnikov-De Haas effect. Bij lage magnetische velden wordt alleen de fysische magnetoweerstand gemeten (bron: [Wol87]).

Omdat de Corbino-geometrie niet geschikt is voor metingen bij hoge elektrische velden is gekozen voor een rechthoekige geometrie, zie ook fig. 4.2a. In tegenstelling tot bij de Hall-geometrie moet nu worden voldaan aan de voorwaarde dat $l/b \ll 1$ omdat het Hall-veld anders een te

grote storende werking heeft op de homogeniteit van het aangelegde elektrische veld en de vorming van een dwarscomponent van de stroom tegen gaat.

In dit algemene geval moet de Poisson-vergelijking voor de elektrische potentiaal,

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = 0, \quad (2.11)$$

worden opgelost. Op de contacten wordt de potentiaal voorgeschreven, waarbij zonder verlies van algemeenheid op één van de contacten de potentiaal op U en op het andere op nul kan worden gesteld,

$$\varphi(0, y) = U, \quad \varphi(l, y) = 0. \quad (2.12)$$

Verder wordt er aangenomen dat er geen stroom loopt door de randen ($y = 0$ en $y = b$). Dan geldt (m.b.v. vergelijking (2.1a)):

$$\sigma_{xx} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial y} = \sigma_{xy} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial x}. \quad (2.13)$$

Kuhrt en Lippmann [Kuh68], die deze berekening eerder hebben uitgevoerd, vinden voor kleine $\mu_H B$ een betrekking, die op een correctiefactor voor de lengte-breedte verhouding na, gelijk is aan (2.9)¹:

$$\frac{\Delta R}{R_0} = \frac{\Delta \rho}{\rho_0} + g\left(\frac{l}{b}\right) \cdot \frac{\mu_H^2 B^2}{1 + \Delta \rho / \rho_0}, \quad (2.14)$$

waarbij voor $\frac{l}{b} \leq 0.35$ geldt:

$$g\left(\frac{l}{b}\right) = 1 - 0.544 \cdot \frac{l}{b}. \quad (2.15)$$

Voor andere waarden van $\frac{l}{b}$ moet de geometrische bijdrage tot de magneto-weerstand numeriek worden berekend, zie fig. 2.3.

¹Let op! Kuhrt en Lippmann gebruiken andere definities dan die hier worden gebruikt.

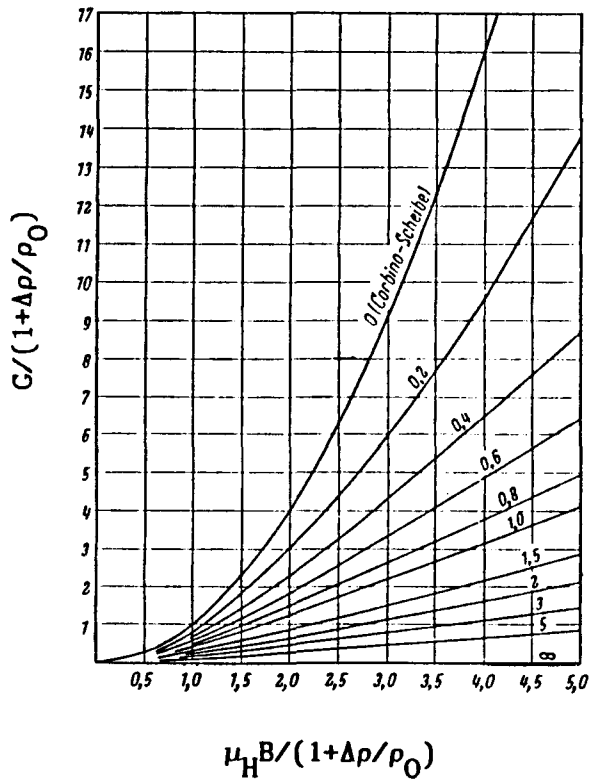


Fig. 2.3 Geometrische bijdrage tot de magnetoweerstand als functie van het magnetische veld (bron: [Kuh68]). De totale magnetoweerstand volgt uit:

$$\frac{\Delta R}{R_0} = \frac{\Delta \rho}{\rho_0} + G\left(\frac{l}{b}, \mu_H B, \frac{\Delta \rho}{\rho_0}\right)$$

3. Hete elektronen effecten.

Bij lage elektrische velden is de energie die de elektronen gemiddeld uit het veld opnemen klein t.o.v. de energie die ze al bezitten. De verdeling van de elektronen over de beschikbare energietoestanden zal hierdoor niet wezenlijk afwijken van die bij afwezigheid van het veld. Men kan nu de zogenaamde relaxatietijdbenadering toepassen, waarin men aanneemt dat de verdelingsfunctie f , die uit de Boltzmann transport-vergelijking wordt opgelost, als volgt kan worden uitgedrukt:

$f = f_0(E, T_L) + f_1$, met $f_1 \ll f_0$. Hierin is $f_0(E, T_L)$ de Fermi-Dirac verdelingsfunctie bij de rooster temperatuur T_L , geldig bij thermodynamisch evenwicht, en f_1 de term die de drift van de elektronen beschrijft ten gevolge van het elektrische veld. De in de benaderingswijze gebruikte relaxatietijd τ is een maat voor de snelheid waarmee afwijkingen van f_0 teniet worden gedaan door de betreffende strooi-mechanismen, nadat het elektrische veld is verwijderd. Het blijkt, uit een beschouwing waarin de overgangswaarschijnlijkheden worden betrokken, dat de relaxatietijdbenadering slechts voor een beperkte klasse van strooi-processen geldig is [Nag72]: ze moeten ofwel elastisch ofwel "randomizing" zijn, d.w.z. dat ze alle gerichte impuls verwijderen.

De bij lage elektrische velden belangrijke strooi-processen zijn:

- Roosterverstrooiing.

- Strooiing aan acoustische fononen (nagenoeg elastisch).
- Strooiing aan optische fononen (essentieel inelastisch).

Omdat GaAs een polaire halfgeleider is, is voornamelijk de polair optische fononen (POP) verstrooiing van belang. Deze is niet "randomizing" vanwege het bestaan van een voorkeurs-richting, zodat de relaxatietijdbenadering niet van toepassing is. Omdat er bij niet te hoge temperaturen slechts weinig van deze fononen zijn voor absorptie en er een hoge drempelenergie is voor emissie kan dit strooi-proces in veel gevallen worden verwaarloosd.

- Verstrooiing aan geïoniseerde onzuiverheden.

In het geval van een selectief gedoteerde heterostructuur spreekt men wel van "remote impurities" omdat de geladen donoren die zich in het $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ bevinden ruimtelijk gescheiden zijn van het 2DEG in het GaAs.

- Verstrooiing aan neutrale onzuiverheden.
- Verstrooiing aan kristaldefecten.

De laatste twee strooiemechanismen zijn in een selectief gedoteerde heterostructuur van minder belang.

Conclusie: bij lage elektrische velden voldoen de strooiprocessen over het algemeen aan de genoemde voorwaarden, zodat de relaxatietijdbenadering met succes kan worden toegepast.

Bij hoge elektrische velden verandert de situatie echter drastisch. De energie, die de elektronen nu gemiddeld uit het veld opnemen, is niet langer verwaarloosbaar, zodat de elektronen veel hoger in de geleidingsband komen. Hieruit is meteen duidelijk dat de mobiliteit met toenemend veld afneemt: vanwege niet-paraboliciteitseffecten neemt de effectieve massa m^* toe en dus de mobiliteit μ ($3X(\mu \sim 1/m^*)$). Een belangrijkere oorzaak van de afname van de mobiliteit met toenemend elektrisch veld is echter dat inelastische processen die voor een stationaire toestand zorgen dominant worden.

Voornamelijk in de oudere literatuur wordt een model, het "Electron Temperature Model", veel gebruikt voor hoogveld transport. In wezen komt dit neer op een relaxatietijdbenadering waarbij aan het elektronensysteem een hogere temperatuur $T_e > T_L$ wordt toegekend:

$f = f_0(E, T_e) + f_1$, met $f_1 \ll f_0$, waarin $f_0(E, T_e)$ weer de Fermi-Dirac verdeling is, maar nu bij de elektronentemperatuur T_e .

Het idee achter deze aanpak is dat de energie die een elektron uit het veld opneemt, $e\mu\epsilon^2$ per tijdseenheid, afneemt vanwege de lagere mobiliteit. Het is nu weer mogelijk om deze energie af te staan via hetzelfde soort strooiprocessen als bij lage elektrische velden, zodat weer aan de voorwaarden voor de relaxatietijdbenadering wordt voldaan. De lage mobiliteit wordt in het model in rekening gebracht door een hogere elektronentemperatuur T_e aan te nemen voor de evenwichtsverdelingsfunctie, omdat in het algemeen de mobiliteit afneemt met toenemende temperatuur. Hieruit blijkt echter meteen een tekortkoming van dit model voor polaire halfgeleiders als GaAs, omdat in dit type halfgeleiders de POP-verstrooiing die essentieel niet met een relaxatietijdbenadering kan worden behandeld van groot belang wordt bij hogere temperaturen.

In fig. 3.1a zijn recente metingen van Hirakawa en Sakaki (HS) [Hir88] van de mobiliteit als functie van het elektrische veld weergegeven. Het blijkt dat de mobiliteit bij lage velden ongeveer constant is en bij hoge elektrische velden (en lage temperaturen) sterk afneemt (ongeveer omgekeerd evenredig met het elektrische veld). HS melden verder nog dat de hoogveld mobiliteit onafhankelijk is van de laagveld elektronenconcentratie en - mobiliteit, terwijl oo de temperatuur nauwelijks van invloed is (mits laag genoeg, zie fig. 3.1a).

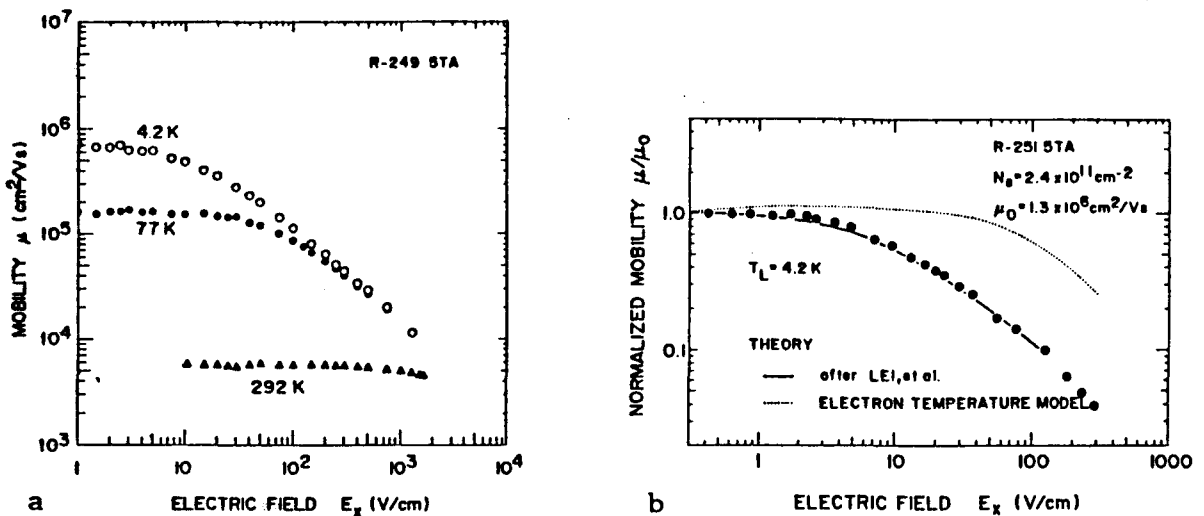


Fig. 3.1 a. Mobiliteit als functie van het elektrische veld, verkregen m.b.v. gepulste Hall-effect metingen.
 b. Vergelijking van de gemeten mobiliteit met het ETM en met berekeningen van Lei et al.
 (Bron: [Hir88].)

In fig. 3.1b vergelijken HS de resultaten van de metingen met twee theorieën, het hierboven besproken ETM en een recentelijk door Lei et al. [Lei86] ontwikkeld model. Het blijkt dat het ETM geen goede beschrijving van de resultaten geeft, hetgeen in het licht van de genoemde tekortkoming niet verwonderlijk is. Er is echter nog een andere reden, die meer samenhangt met het feit dat het hier een 2DEG betreft. Het blijkt dat de mobiliteit ook bij de hoge elektrische velden nog relatief groot blijft, $\mu = 1 \text{ m}^2/\text{Vs}$ bij 1 kV/cm, waardoor de energie-

opname uit het veld ook groot blijft: bij een "relaxatietijd" van 1 ps is deze ongeveer 10 meV, wat vergelijkbaar is met de energie van een polair optisch fonon (36 meV). Inelastische processen (voornamelijk POP-verstrooiing) blijven dus een belangrijke rol spelen om deze energie naar het rooster over te dragen.

De experimentele resultaten zijn echter in goede overeenstemming met de berekeningen van Lei et al. [Lei86], hetgeen HS laten zien door een figuur uit de geciteerde publicatie te nemen en daar hun meetpunten in te tekenen (fig. 3.1b). De theorie lijkt van de goede uitgangspunten uit te gaan. De opzet is volledig quantummechanisch en gaat uit van de hamiltoniaan van het systeem, terwijl er geen aanname wordt gemaakt omtrent de verdelingsfunctie [Lei85]. De elektronentemperatuur wordt gedefinieerd als de thermodynamische temperatuur van het relatieve elektronensysteem (dus na afsplitsing van de gerichte massamiddelpuntsbeweging).

Wat de betrouwbaarheid van de gepulste Hall-effect metingen betreft, zijn er echter een aantal kanttekeningen te maken. Ze zijn verricht met een pulslengte van 1 - 10 μ s, hetgeen leidt tot een grote opwarming van het preparaat, vooral bij 4.2 K [Wij86]. Over de vorm van de gemeten pulsen wordt niets gezegd en evenmin over de tijdstippen (of het tijdstip?) in de puls waarop de metingen zijn verricht. De metingen zijn volgen HS verricht m.b.v. "oscilloscopes", wat een zo weinig zeggende mededeling is dat het de suggestie wekt dat daar weinig aandacht aan is besteed. De elektronenconcentratie, die gelijktijdig met de mobiliteit uit de Hall-metingen te bepalen is, komt niet ter sprake. Pas in het tweede deel van het artikel, waar I-V-metingen worden besproken, wordt gezegd dat deze constant is.

Van de contacten van de preparaten die voor de metingen zijn gebruikt wordt uitsluitend opgemerkt dat ze ohms zijn. Een verdere discussie ontbreekt, bijvoorbeeld aan de hand van de verschillen tussen gemeten en berekende preparaatweerstand, waarmee een indruk van de kwaliteit van de contacten kan worden verkregen. Uit een tabel in het tweede gedeelte van de publicatie blijkt dat de "contactweerstand" van het voor de I-V-metingen gebruikte preparaat zelfs groter is dan de weerstand van het 2DEG. Het vermoeden rijst dan ook dat bij de preparaten voor de Hall-metingen hetzelfde geldt, waardoor de betrouwbaarheid van de opgegeven elektrische velden enigszins twijfelachtig wordt. Problemen met de

contacten zijn een algemeen voorkomend verschijnsel bij hoogveld metingen. Eigen metingen hebben ook met dit euvel te kampen, zie hoofdstuk 4.

Naast de Hall-effect metingen hebben HS ook I-V-metingen verricht en daaruit de verzadigingssnelheid v_s bepaald. Zij brengen het verloop van v_s als functie van de roostertemperatuur T_L in verband met het belang van POP-verstrooiing. In fig. 3.2 wordt v_s als functie van T_L gegeven, samen met een vergelijking van de T_L -afhankelijkheid van POP-verstrooiing. HS maken hieruit op dat de T_L -afhankelijkheid van v_s het gevolg is van de T_L -afhankelijkheid van POP-verstrooiing. Op het eerste gezicht zou men echter een andere, veel beter passende kromme door de meetpunten trekken. De conclusie van HS lijkt dan ook te snel getrokken. Een verdere bespreking van deze metingen vindt plaats in hoofdstuk 6.

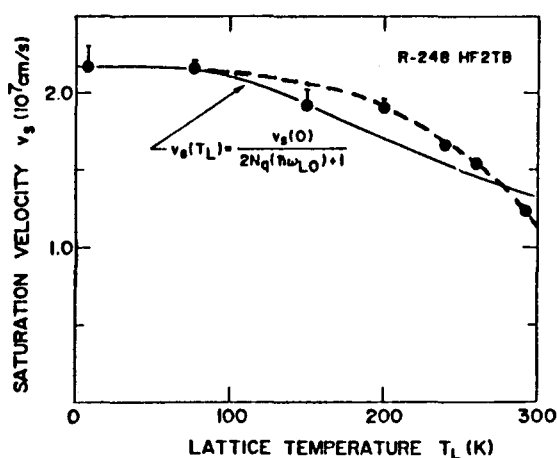


Fig. 3.2 Verzadigingssnelheid als functie van de roostertemperatuur T_L . De getrokken lijn geeft de T_L -afhankelijkheid van POP verstrooiing weer, de gestippelde lijn de kromme die men op het eerste gezicht zou trekken (bron: [Hir88]).

Naast de reeds genoemde strooiprocessen worden bij hoge velden, mede door het twee-dimensionale karakter van de structuren, een aantal nieuwe strooiprocessen mogelijk (zie ook fig. 3.3):

- "Real space transfer": de elektronen nemen hierbij zoveel energie op

dat ze door thermionische emissie weer naar het $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ terug kunnen komen [Hes79]. Dit effect is het ruimtelijke analogon van het Gunn-effect, waarbij de elektronen onder invloed van hoge elektrische velden naar ander minimum van de geleidingsband in de k -ruimte worden verstrooid.

- Strooiing naar de GaAs buffer, waardoor het twee-dimensionale karakter verloren gaat.
- Inter-subband strooiing, waarbij de aangeslagen niveaus van het 2DEG worden bezet.
- Invangst in interface traps (eventueel via de aangeslagen subbanden).

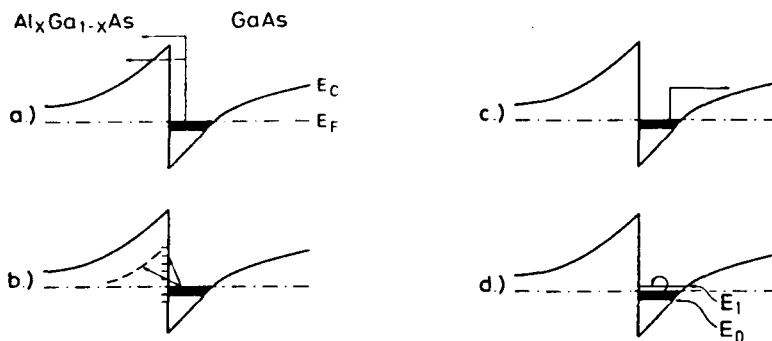


Fig. 3.3 Nieuwe strooiprocessen bij hoge elektrische velden als gevolg van het twee-dimensionale karakter: a. "real space transfer"; b. invangst in interface traps; c. strooiing naar de GaAs buffer; d. inter-subband strooiing (bron: [Sch84]).

Deze strooiemechanismen hebben alle gemeen dat er elektronen uit het 2DEG worden verwijderd (de inter-subband strooiing niet strikt). De resultaten van Schubert et al. [Sch84] geven aan dat er inderdaad ook sprake is van een afname van de elektronenconcentratie met toenemend elektrisch veld, dit in tegenstelling tot de conclusies van Hirakawa en Sakaki.

De resultaten van de gepulste Hall-effect en geleidingsmetingen van Schubert et al. zijn dat de I - V -karakteristieken eerst een lineair verloop hebben, daarna een afbuiging vertonen en vervolgens weer lineair zijn en dat de elektronenconcentratie al bij lage elektrische velden begint af te nemen ($T = 77$ K), zie fig 3.4. Er is geen hysteresis waargenomen in de elektronenconcentratie, hetgeen erop duidt dat de elektronen die (in de loop van de puls) uit het 2DEG worden verwijderd weer

terug zijn voordat de volgende puls wordt gegeven (1 ms later). Bij $T = 300$ K is geen afname van de elektronenconcentratie waargenomen.

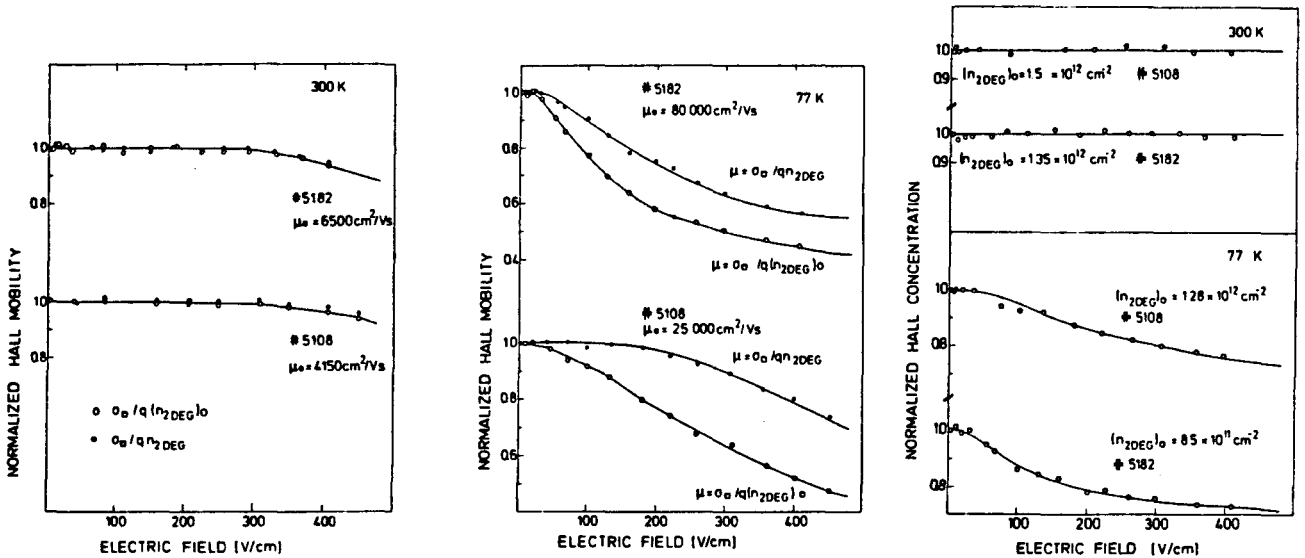


Fig. 3.4 Elektronenconcentratie en mobiliteit als functie van het elektrische veld. Bij $T = 77$ K wordt de gemiddelde mobiliteit (open cirkels) en de mobiliteit van het hoge mobiliteitsgebied (dichte cirkels) gegeven (bron: [Sch84]).

Voor de verklaring van de afname van de elektronenconcentratie denken Schubert et al. voornamelijk aan twee van de bovenstaande strooi-mechanismen. Het eerste is strooiing van de elektronen naar een gebied van lage mobiliteit, zoals de eerste aangeslagen subband of de GaAs buffer. Real space transfer wordt uitgesloten omdat de elektrische velden daar niet hoog genoeg voor zijn. Met een model voor parallelle geleiding en de aanname dat $\mu_0 \gg \mu_1$ en $n_0 > n_1$ (μ_0 en n_0 in het hoge en de μ_1 en n_1 in het lage mobiliteitsgebied) wordt aangetoond dat de elektronen die zich in het lage mobiliteitsgebied bevinden niet door de Hallmetingen worden gedetecteerd en dat strooiing naar de eerste aangeslagen subband waarschijnlijker is dan strooiing naar de GaAs buffer. Deze laatste bewering wordt versterkt door de Shubnikov-De Haas metingen, waaruit blijkt dat de oscillatieperiode afneemt met toenemend elektrisch veld, hetgeen duidt op een afname van de elektronenconcentratie. Verder blijkt uit de vorm van de ρ_{xx} -B-karakteristiek dat er met toenemend elektrisch veld een steeds sterkere parallelle geleiding gaat optreden.

Het tweede mechanisme voor de afname van de elektronenconcentratie dat wordt besproken is de invangst in traps aan het interface tussen de GaAs buffer en de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ spacer. Hierbij wordt gebruik gemaakt van een "elektronentemperatuur" T_e die wordt bepaald volgens $e\mu\epsilon^2 = k[T_e - T_L]/\tau_e$ waarin T_L de roostertemperatuur en τ_e een energierelaxatietijd is ($\tau_e \approx 1$ ps). Er wordt gesteld dat het aantal gevulde traps n_T evenredig is met $(T_e/T_L)^{1/2}$. Hoe zij aan dit resultaat komen is vrij onduidelijk.

Net als bij HS zijn ook hier weer een aantal kanttekeningen bij de uitvoering van de metingen te plaatsen. Uit de tekst valt op te maken dat de pulsvormen niet gedetailleerd bekend zijn, hetgeen het gevolg is van de gebruikte meetapparatuur, een 10 M Ω sampling oscilloscoop. De ingangsimpedantie van een dergelijke oscilloscoop bevat meestal een parasitaire capaciteit van ongeveer 30 pF, waardoor, met een preparaatweerstand in de orde van 1 k Ω , RC-tijden van 30 ns ontstaan. Pas na zeven RC-tijden is het te meten signaal binnen 0.1% van de uiteindelijke waarde, zodat alleen achterin de 1 μ s puls kan worden gemeten en de eigenlijke pulsvormen onbekend zijn. De gepulste metingen blijken goed overeen te stemmen met DC-metingen bij lage elektrische velden ($\epsilon \leq 5$ V/cm), dus in dat opzicht lijken ze wel betrouwbaar. Effecten die zich op een tijdschaal van nanoseconden afspelen zijn echter niet zichtbaar.

Van de contacten wordt ook hier weer uitsluitend vermeld dat ze ohms zijn. Uit de resultaten van de geleidingsmetingen (een I- ϵ -karakteristiek) blijkt echter dat de laagveld weerstand gelijk is aan de berekende weerstand, zodat de contactweerstand te verwaarlozen zijn. Het is natuurlijk mogelijk dat daar in de gegeven figuur voor is gecorrigeerd, hoewel er geen opmerking over wordt gemaakt.

De hierboven gemaakte opmerkingen gelden voor vrijwel iedere publicatie op het gebied van hete elektronen effecten. Meestal worden als resultaten uitsluitend de μ - ϵ - en n- ϵ -karakteristieken gegeven. Slechts bij hoge uitzondering wordt de kwaliteit van de contacten besproken, terwijl de pulsvormen meestal niet worden vermeld (of niet bekend zijn) en er geen zicht is op eventueel aanwezige tijdsafhankelijke effecten. Uit de vervolgens te bespreken eigen experimenten blijkt dat dit echter zeer belangrijk is.

4. De preparaten.

4.1. Het materiaal.

Alle gebruikte preparaten zijn $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ heterostructuren van het type dat in fig. 4.1 schematisch is weergegeven. Aan het interface tussen de GaAs buffer en de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ spacer bevindt zich een tweedimensionaal elektronengas (2DEG).

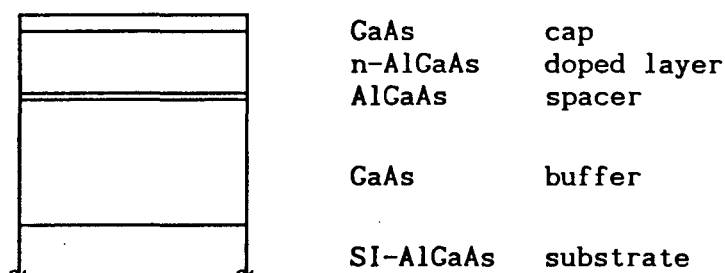


Fig. 4.1 Gelaagde opbouw van de heterostructuur.

Twee van de gebruikte preparaten, 2294 en 2336, zijn door J.P. André (LEP) gegroeid volgens de MOCVD-methode (Metal-Organic Chemical Vapour Deposition), terwijl het derde, 1135, afkomstig is van C.T. Foxon (PRL Redhill) en m.b.v. MBE (Molecular Beam Epitaxy) tot stand is gekomen. Gegevens over de lagenstructuur van de preparaten staan in tabel 4.1, terwijl tabel 4.2 gegevens bevat over de elektronenconcentratie en de mobiliteit bij lage elektrische velden, zoals die door de makers van de materialen zijn bepaald. De vierkantsweerstand R_{\square} volgt uit de betrekking $R_{\square} = 1/(\mu en)$, waarin e de elementaire lading is.

| materiaal | 2294 | 1135 | 2336 |
|---|------|------|------|
| cap [nm] | 5 | 20 | 10 |
| doped layer [nm] | 50 | 40 | 50 |
| spacer [nm] | 17 | 1.69 | 18 |
| buffer [μm] | 1 | 1 | 1 |
| Al fractie x | 0.17 | 0.25 | - |
| dotering n_D [10^{24} m^{-3}] | 2 | 1.46 | - |

Tabel 4.1 Laagdikten, aluminium fractie en dotering de preparaten.

| Preparaat | T [K] | n [10^{15} m^{-2}] | μ [m^2/Vs] | R_{\square} [Ω] |
|-------------------|-------|----------------------------------|----------------------------------|----------------------------|
| 2294 | 300 | 5 | 0.74 | $1.7 \cdot 10^3$ |
| | 77 | 6 | 11.5 | 91 |
| | 4.2 | - | - | - |
| 2336 | 300 | 8 | 0.6 | $1.3 \cdot 10^3$ |
| | 77 | 8.4 | 8 | 93 |
| | 4.2 | 4 | 14.3 | 109 |
| 1135 onbelicht | 300 | 6.46 | 0.7826 | 1236 |
| | 77 | 5.92 | 7.0935 | 148.8 |
| | 4.2 | 6.40 | 10.0354 | 97.3 |
| 1135 belicht | 300 | 6.71 | 0.7853 | 1186 |
| | 77 | 9.24 | 9.3501 | 71.9 |
| | 4.2 | 10.4 | 14.3806 | 41.9 |

Tabel 4.2 Elektronenconcentratie, mobiliteit en vierkantsweerstand van de preparaten bij lage elektrische velden.

4.2. De brugstructuur.

Om elektrische metingen te kunnen verrichten moeten er contacten op het preparaat worden aangebracht. De geometrie waarin dat gebeurt noemt men wel de brugstructuur. Eerdere hoogveld metingen werden uitgevoerd met een zogenaamde Hall-bar [Wij86, Dor87], zie fig 4.2b. De uiteinden doen hier dienst als stroom-contacten, terwijl over de zij-armen langs- en Hall-spanningen worden gemeten.

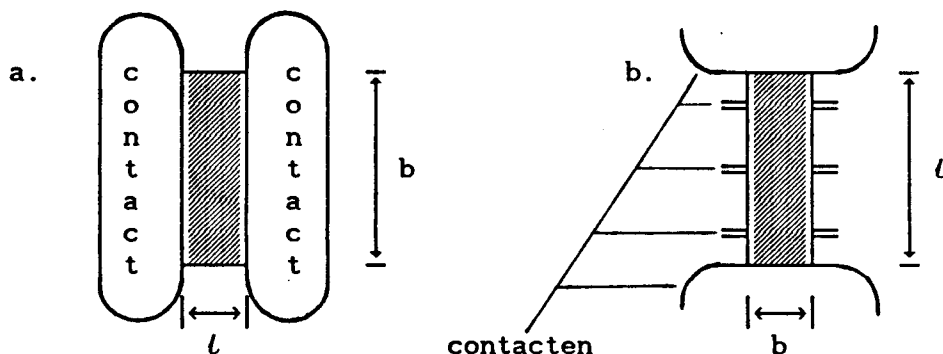


Fig. 4.2 a. De gebruikte brugstructuur. De afstand tussen de contacten is l , de breedte van de actieve laag (2DEG, gearceerd) is b .
b. De Hall-bar is een lange, smalle structuur met een aantal zij-armen.

Deze structuur heeft echter een aantal problemen, die alleen bij de gepulste metingen bestaan omdat hier laag-ohmig moet worden gemeten met een 50Ω coaxiaal systeem om de RC-tijden verwaarloosbaar klein te houden t.o.v. de pulsduur. Door afname van de conductiviteit met toenemend elektrisch veld kan de weerstand van het preparaat vergelijkbaar worden met de maximale weerstand die in de zij-armen kan worden geplaatst. Een groot stroomverlies door de zij-contacten, tot zelfs 40% van de aangeboden ingangsstroom [Wij86], is daardoor niet te voorkomen, met alle gevolgen vandien voor de homogeniteit van het aangelegde elektrische veld.

Kleine aanpassingen van deze geometrie reduceren het stroomverlies tot ongeveer 10% [Dor87], maar geven echter aanleiding tot een nieuw probleem: de weerstand van de zij-armen is niet goed bepaald. De weer-

standen hebben onderling verschillende waarden en blijken bovendien niet constant te zijn! De oorzaak hiervan is te vinden in de invloed van de grootte van het lokale elektrische veld in de zij-armen en de temperatuur.

Tenslotte kunnen door een hoge preparaatweerstand gemakkelijk circuit-effecten optreden omdat eventueel aanwezige parasitaire capaciteiten dan al snel tot grote RC-tijden kunnen leiden. Een hoge preparaatweerstand wordt mede veroorzaakt door een lengte-breedte verhouding groter dan 1, $l/b > 1$, zoals dit bij een Hall-bar het geval is.

Om de bovengeschetste problemen te vermijden is voor de metingen die hier worden besproken gekozen voor een structuur zonder zij-armen (zie ook hoofdstuk 2). De resulterende brugstructuur heeft de eenvoudigste geometrie die men zich kan voorstellen: er wordt gebruik gemaakt van slechts twee evenwijdige strip-contacten (zie fig. 4.2a). Deze geometrie maakt het in principe mogelijk om een homogeen elektrisch veld over het 2DEC aan te leggen. Voorwaarde hiervoor is, contact-technologische effecten buiten beschouwing gelaten, dat het preparaat homogeen is.

Met deze brugstructuur is het niet mogelijk om Hall-metingen uit te voeren: er kunnen alleen twee-puntsmetingen, zoals magnetowerstands- en geleidingsmetingen, worden verricht.

Een brede structuur is nodig om goed magnetowerstandsmetingen te kunnen uitvoeren (een oneindig brede structuur geeft de grootste geometrische magnetowerstand). Verder is dit nodig om het elektrische veld zo homogeen mogelijk te houden door de invloed van het Hall-veld zo veel mogelijk te beperken bij een gelijkblijvende aangelegde spanning ($\mathcal{E}_H \approx R_H B \Delta V / bR$). Een bijkomend voordeel is de lage weerstand ($l/b < 1$). Een korte structuur is enerzijds gunstig omdat dan met relatief lage spanningen al hoge elektrische velden kunnen worden verkregen, anderzijds omdat men dan met kleine structuren kan volstaan. Dit betekent dat het oppervlak van de actieve laag kan worden gereduceerd bij gelijkblijvende lengte-breedte verhouding, waardoor de invloed van eventuele inhomogeniteiten in het preparaat wordt teruggedrongen. Het laatste bleek namelijk een probleem te zijn [Dor87].

4.3. De contacten.

Vanwege het karakter van de metingen worden zeer hoge eisen aan de contacten gesteld. Om een homogeen veld te kunnen maken moeten ze goed evenwijdig zijn en een zeer vlakke rand bezitten. Kleine onregelmatigheden aan de randen van de contacten (op micrometer schaal) kunnen aanleiding geven tot hoge lokale elektrische velden. De daarmee gepaard gaande stroomdichtheden kunnen funest zijn voor het preparaat.

Niet alleen aan de geometrie worden hoge eisen gesteld, maar ook aan het elektrische gedrag. De contacten moeten zich ook nog bij de te gebruiken hoge elektrische velden van enkele kV/cm ohms gedragen! De aanwezige contactweerstand moet zo laag mogelijk zijn, omdat deze bij alle metingen een belangrijke rol speelt en er vanwege het twee-puntskarakter van de metingen nauwelijks informatie over te krijgen is.

Verder is het wenselijk dat ze deze eigenschappen in het hele temperatuurgebied van 4.2 K to 300 K bezitten.

4.3.1. De vervaardiging.

De contacten worden gevormd door 2000 Å Au-Ge-Ni op te sputteren, waarna het eigenlijke contact met het 2DEC door 90 seconden inleggen op 400 °C tot stand wordt gebracht.

Een probleem bij de gebruikte methode voor het aanbrengen van de Au-Ge-Ni laag is dat de verhouding van Ni en Au-Ge niet regelbaar is. Recent onderzoek van Procop et al. [Pro87] heeft uitgewezen dat deze verhouding juist zeer belangrijk is: het Ni blijkt dienst te doen als een soort vloeimiddel bij het inleggen. Daarnaast is gebleken dat het belangrijk is om het Ni als een aparte laag op te sputteren.

Vervolgens wordt de lagenstructuur langs de randen van het preparaat weggeëtst, zodat het 2DEC nu alleen nog tussen de contacten aanwezig is (gearceerde deel in fig. 4.2a). Tenslotte worden enkele gouddraadjes aan de contacten gebond.

| preparaat | l [mm] | b [mm] | l/b |
|-----------|----------|----------|-------|
| 2294-12/A | 0.54 | 1.74 | 0.31 |
| 2294-12/B | 0.54 | 1.60 | 0.34 |
| 1135-4 | 0.54 | 2.99 | 0.18 |
| 2336-7/B | 0.54 | 1.85 | 0.29 |

Tabel 4.3 Afmetingen van de preparaten.

N.B. Aan de preparaten 2294-12/A, 2294-12/B en 2336-7/B is niet geetst. Het 2DEG loopt tot aan de rand van het preparaat door.

In tabel 4.3 staan de gegevens over de afmetingen van de gebruikte preparaten. Alleen 1135-4 heeft de in fig. 4.2 geschetste vorm. De andere zijn delen van preparaten die bij het aanbrengen van de contacten zijn gebroken.

4.3.2. Het gedrag bij lage elektrische velden.

Uit tabel 4.4, waarin de gemeten en de berekende weerstand met elkaar worden vergeleken, blijkt dat er een grote discrepantie tussen deze waarden bestaat. Aan de hand van figuur 4.3 wordt in de tabel kort aangegeven hoe het gedrag van de contacten bij stromen tot 1 mA is. De hierbij optredende elektrische velden zijn zo laag, dat men mag verwachten dat het 2DEG zich in dit gebied ohms gedraagt. Afwijkingen van het lineaire I-V-verband kunnen dan ook vrijwel geheel aan de contacten worden toegeschreven.

| T [K] | preparaat | $\frac{L}{b} \cdot R_{\square}$ [Ω] | R [Ω] | gedrag |
|-------|-----------|--|----------------|----------------------|
| 300 | 2294-12/A | 527 | 2066 | vrijwel ohms |
| | 2336-7/B | 377 | 485 | ohms |
| | 1135 | 222 | 415 | ohms |
| 77 | 2294-12/A | 28 | 1460 | niet ohms |
| | 2336-7/B | 27 | 192 | vrijwel ohms |
| | 1135 | 26.8 | 340 | ohms in één richting |

Tabel 4.4 Berekende en gemeten preparaatweerstand (gemeten m.b.v. een stroom van 1 μ A DC door het preparaat, onbelicht).

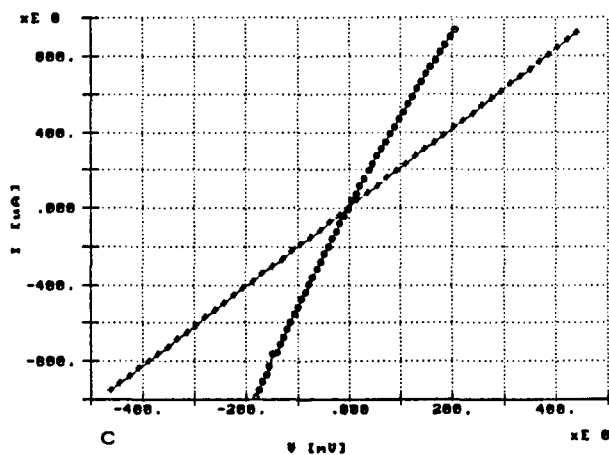
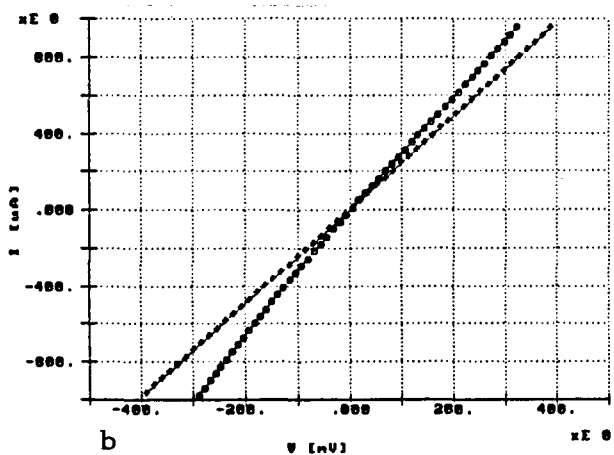
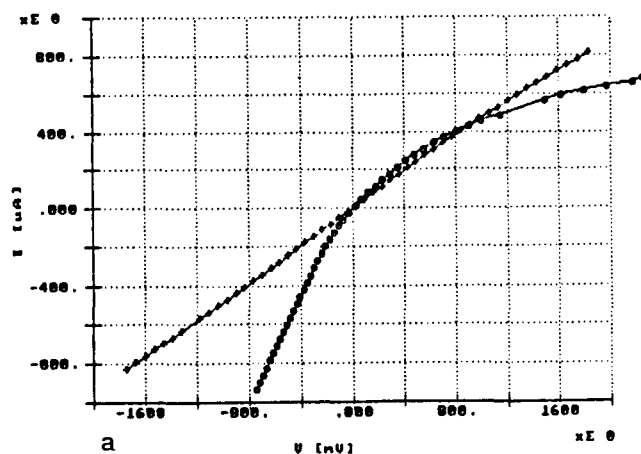


Fig. 4.3 Gedrag van de contacten van de preparaten bij lage elektrische velden. $T = 300$ K (+) en $T = 77$ K (o).
a. 2294-12/A; b. 2336-7/B; c. 1135-4

Voor het verschil tussen de gemeten en berekende weerstand zijn een aantal mogelijke oorzaken te noemen. De eerste is dat de gegevens over de elektronenconcentratie n en mobiliteit μ in tabel 4.2 niet geheel correct zijn, hetgeen goed mogelijk is, omdat deze waarden zijn bepaald m.b.v. een ander preparaat van dezelfde wafer. Het is echter onwaarschijnlijk dat de zeer grote verschillen bij 77 K hierdoor kunnen worden verklaard.

Een andere oorzaak kan zijn dat er niet langs de volle breedte b contact wordt gemaakt, maar slechts op een paar punten. Er is dan sprake van een heel andere geometrie dan in fig. 4.2 is aangegeven, zodat de weerstand een andere waarde zal hebben dan is uitgerekend. Het gevolg van de gewijzigde geometrie is dat er geen homogeen elektrisch veld zal worden aangelegd en dat er lokaal veel hogere of lagere elektrische velden kunnen optreden dan het macroscopische gemiddelde, $\mathcal{E}_{\text{gem}} \equiv \Delta V/l$, dat dan in feite geen betekenis meer heeft. In deze situatie is de interpretatie van de metingen zeer moeilijk, vooral omdat het vrijwel onmogelijk is om iets over de veranderde geometrie te weten te komen.

Naast deze geometrische invloed van de contacten is ook de inwendige structuur van de contacten belangrijk voor een verklaring van de verschillen tussen de berekende en de gemeten weerstanden. Bij het inlegeren van het Au-Ce-Ni ontstaan er domeinen van Au, Ce en Ni naast gebieden van CaAs en $\text{Al}_x\text{Ca}_{1-x}\text{As}$ en vele andere mogelijke combinaties, zie fig. 4.4. Overgangen tussen dergelijke gebieden kunnen gepaard gaan met intrinsieke hoge elektrische velden, waardoor deze een hoge overgangsweerstand en een sterk niet-ohms gedrag kunnen vertonen. Ook in dit geval zal \mathcal{E}_{gem} geen betekenis hebben, omdat het werkelijk aanwezige veld een heel andere waarde kan hebben. Het hiervoor beschreven effect, de veranderde geometrie doordat niet langs de volle breedte contact wordt gemaakt, kan een gevolg zijn van deze domeinvorming.

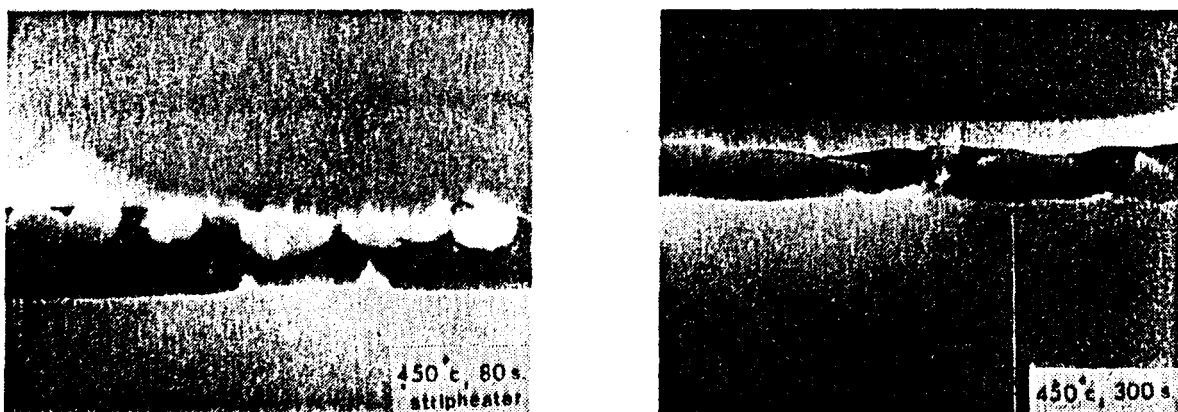


Fig. 4.4 TEM opname van een Au-Ge-Ni contact. De gevormde domeinen zijn duidelijk zichtbaar.

(Foto: M. Viegers, Philips Natuurkundig Laboratorium.)

De hierboven aangegeven mogelijke oorzaken voor de hoge "contactweerstand", het verschil tussen de gemeten en de berekende preparaatweerstand, dienen slechts ter illustratie van de problemen die men bij de contacten kan aantreffen. Hiernaast kunnen er ook nog problemen met het materiaal zelf zijn, zoals de aanwezigheid van micro-scheurtjes (eventueel na te gaan met de vloeibare-kristallen methode [Hen88]) of inhomogeniteiten in de lagenstructuur. Er wordt dan ook niet getracht om een exacte verklaring te geven van de effecten, daarvoor is te weinig informatie beschikbaar of door metingen te verkrijgen.

Bij de tabel en de figuur zijn nog een aantal kanttekeningen te maken. De eerste betreft de opgegeven weerstand bij $T = 77$ K. Deze blijkt niet goed reproduceerbaar te zijn. Herhaaldelijk afkoelen van het preparaat geeft steeds een andere waarde, hetgeen waarschijnlijk te wijten is aan het feit dat de afkoelprocedure niet reproduceerbaar is. De spreiding is ongeveer 100Ω ! Mogelijke oorzaken hiervoor zijn: de introductie van mechanische spanningen in het materiaal en het uitvriezen van ladingsdragers. Ook is niet voorspelbaar wat de contacten doen.

De slechte reproduceerbaarheid komt natuurlijk ook tot uiting in de I-V-metingen. Bij deze metingen treedt echter nog een ander verschijnsel op: de weerstand is na een meting hoger dan ervoor ($T = 77 \text{ K}$). Dit begint al merkbaar te worden bij velden in de orde van $\epsilon_{\text{gem}} \approx 1 \text{ V/cm}$! Verder lijkt het erop dat de weerstand na zeer lange tijd (uren) weer terug komt naar de oorspronkelijke waarde.

Tenslotte nog een opmerking over preparaat 1135-4. De eerste metingen gaven $R = 448 \Omega$. Na afkoelen tot 77 K en aanleggen van pulsen van 50 V ($\epsilon_{\text{gem}} \approx 1 \text{ kV/cm}$) blijkt de 300 K weerstand blijvend te zijn veranderd in 415Ω . Het lijkt erop dat de contacten door deze behandeling iets zijn verbeterd. Bij de andere preparaten is iets dergelijks niet waargenomen.

De bovenstaande opmerkingen geven een indruk van de moeilijkheden die men bij dit soort preparaten kan tegenkomen. De effecten zijn veelal niet reproduceerbaar zodat het moeilijk is om harde uitspraken over de oorzaken te doen.

5. De opstelling.

Het verrichten van metingen bij hoge elektrische velden vereist een speciaal soort opstelling. Het is namelijk niet mogelijk om eenvoudig een hoge spanning over het preparaat aan te leggen. De hierbij optredende hoge stromen veroorzaken een zodanige warmte-ontwikkeling dat het preparaat zal verbranden. Ook als dat laatste nog niet het geval is, is alle overbodige opwarming ongewenst: het is de bedoeling om de metingen bij constante (rooster-) temperatuur te verrichten om onnodige complicaties door temperatuur-afhankelijke effecten te vermijden.

Het is dus duidelijk dat er gepulste metingen moeten worden uitgevoerd met een korte pulsduur en een lage pulsrepetitiefrequentie. De hierbij optredende hoge frequenties (de pulsen hebben een stijgtijd van enkele nanoseconden) stellen hoge eisen aan de opstelling. Er zijn bijvoorbeeld speciale coaxiale kabels nodig die voor deze hoge frequenties geschikt zijn en tegelijk ook bestand tegen afkoeling tot 4.2 K. Verder moeten de impedanties in het hele meetsysteem overal op elkaar zijn aangepast om reflecties van de pulsen e.d. te voorkomen. In de praktijk is hier niet altijd aan te voldoen vanwege het karakter van de preparaten waaraan wordt gemeten.

De gebruikte meetopstelling is in fig. 5.1 schematisch weergegeven. De pulsgenerator [Zee80] levert blokpulsen van 100, 200 of 300 ns lengte met een stijgtijd van 7 ns en een repetitiefrequentie van 40 Hz. Deze pulsen worden via een 25 Ω coaxiale kabel naar het preparaat geleid. De spanning over en de stroom door het preparaat worden gemeten met een 50 Ω sampling-scope [Bra78]. De cryostaat maakt het mogelijk om naast kamertemperatuur ook bij 77 K en 4.2 K te meten. Met de elektromagneet kan in de huidige geometrie een veld van maximaal 0.8 T worden aangebracht. Voor een gedetailleerd overzicht van de opstelling wordt verwezen naar de afstudeerverslagen van Wijshof [Wij86] en Van Doremalen [Dor87].

De minicomputer, die bij hen de opstelling bestuurde, is vervangen door een personal computer (PC), die is uitgerust met een Tecmar Lab-Master kaart voor de analoge input en output. De meetprogramma's voor de PC zijn opnieuw ontwikkeld, waarbij gebruik is gemaakt van het software pakket ASYST voor data-acquisitie en -analyse. Een beknopt overzicht van de meetprocedure en -programma's wordt in de appendix gegeven.

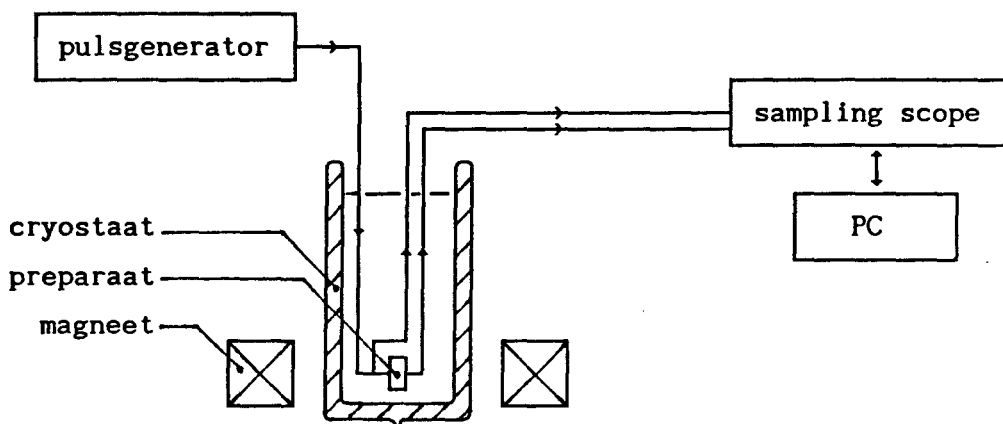


Fig. 5.1 Schematisch overzicht van de opstelling.

De correcte werking van de opstelling is getest m.b.v. een metaalfilmweerstand (400Ω) als "preparaat". In fig. 5.2 is een beeld van de pulsvormen, gegeven. Hierin is te zien dat de spannings- en stroompuls gelijkvormig zijn; er is dus geen parasitaire capaciteit in het systeem aanwezig. De iets grotere stijgtijd van de stroompuls is toe te schrijven aan de zelfinductie van de gebruikte weerstand. De mogelijkheid dat dit aan een verschillende responsie van de samplers ligt werd uitgesloten door de meting te herhalen met verwisseling van de samplers.

Het feit dat de spanning na de puls niet naar nul terugvalt heeft te maken met de vorm van de aangeboden puls. Vanwege problemen met de pulsgenerator heeft de puls bij hogere spanningen een "staart". Deze staart heeft dezelfde lengte als de eigenlijke puls en is zeer waarschijnlijk het gevolg van een reflectie in de pulsgenerator.

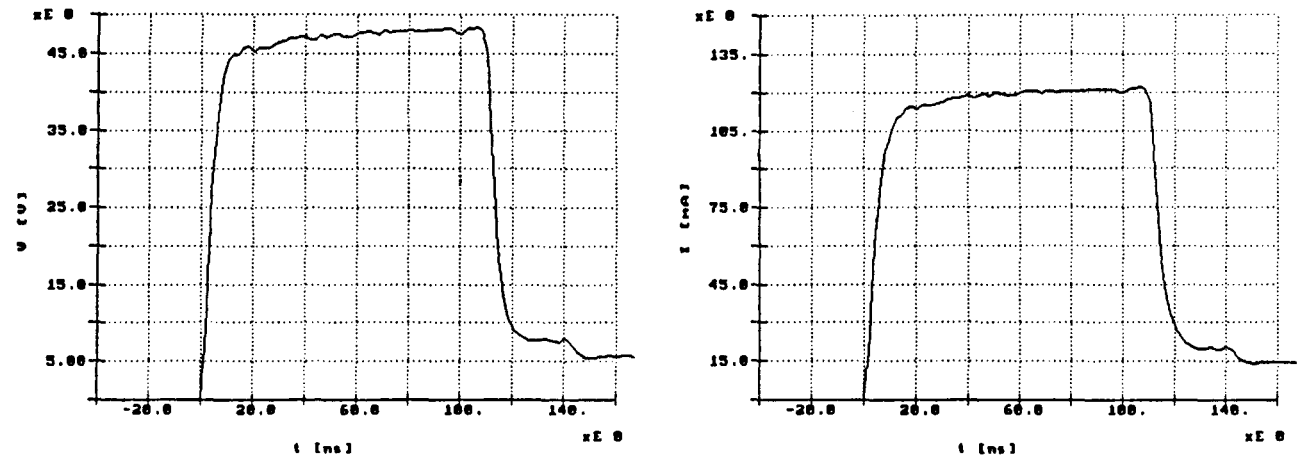


Fig. 5.2 Spanning over en stroom door een 400Ω weerstand.

In fig. 5.3 is een I-V-karakteristiek van de weerstand gegeven. Volgens de verwachting is het beeld ohms en vallen de karakteristieken van alle gekozen sampling tijden samen. Door deze tests is vastgesteld dat de opstelling naar behoren functioneert.

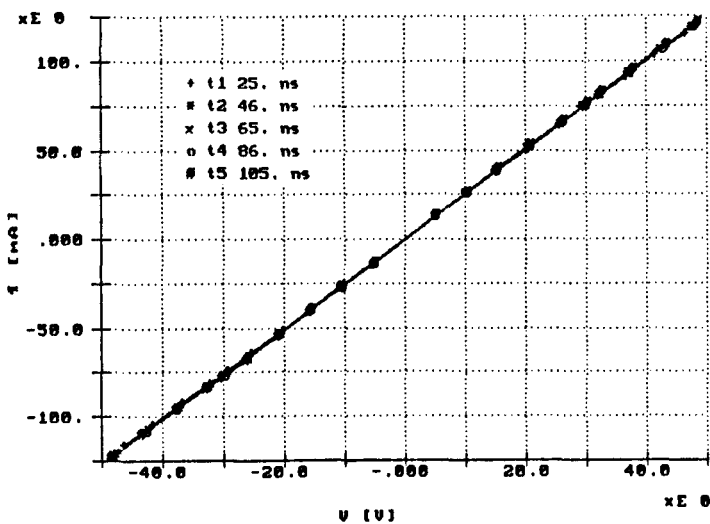


Fig. 5.3 I-V-karakteristiek van een 400Ω weerstand.

6. De metingen.

De verrichte metingen zijn in een aantal groepen in te delen. De eerste groep betreft metingen van de vorm van de stroom- en de spanningspulsen. Het blijkt dat deze pulsen niet gelijkvormig zijn: bij een aantal preparaten zakt de stroom sterk in als functie van de tijd in de puls, terwijl de spanning constant blijft. Uit een hierna volgende nadere beschouwing van de vorm van de stroompuls en die van de aan het preparaat en de pulsgenerator gereflecteerde pulsen volgt dat de verklaring van dit verschijnsel moet worden gezocht in een afname van de elektronenconcentratie.

De magnetoweerstandsmetingen ondersteunen deze verklaring: het blijkt dat de mobiliteit constant blijft als functie van de tijd in de puls. Vanwege de slechte kwaliteit van de contacten kan over de absolute waarde van de mobiliteit geen uitspraak worden gedaan.

De I-V-karakteristieken van de preparaten zijn in de meeste gevallen niet symmetrisch, waaruit volgt dat de contacten een enigszins gelijkrichtende werking hebben. Ook hieruit blijkt weer dat er geen kwantitatieve gegevens uit de metingen kunnen worden verkregen.

Uit de metingen blijkt dat de elektronenconcentratie kan worden gevarieerd m.b.v. het elektrische veld. Een andere methode om deze te beïnvloeden is het belichten van het preparaat. Door het licht worden de diepe donoren in het $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ geïoniseerd en neemt de elektronenconcentratie in het 2DEC toe [Nat86]. Bij lage temperaturen blijkt dit effect persistent te zijn, vandaar de naam "Persistent Photo Conductivity" (PPC). Met belichting kan dus extra informatie worden verkregen over het gedrag van de elektronenconcentratie.

In de hierna volgende bespreking wordt veelvuldig gebruik gemaakt van het gemiddelde elektrische veld, $\xi_{\text{gem}} \equiv \Delta V/l$, voor het karakteriseren van de waarnemingen. Vanwege de slechte contacten kunnen de lokaal aanwezige velden echter sterk hiervan afwijken. De opgegeven waarden van ξ_{gem} moeten dus met een zekere argwaan worden beschouwd.

6.1. De pulsform.

De basismeting is die van de pulsform. Het betreft hier de stroom door en de spanning over het preparaat. Bij hoge aangelegde spanningen blijkt de puls niet onvervormd door het preparaat te komen: de stroom zakt in als functie van de tijd in de puls bij gelijkblijvende spanning, waardoor aan het begin van de puls een schijnbare piek ontstaat. De top van deze piek valt in alle gevallen in de stijgende flank van de spanningspuls. De mate waarin de stroom inzakt en de tijdconstante waarmee dat gebeurt is van preparaat tot preparaat verschillend, zie fig. 6.1.

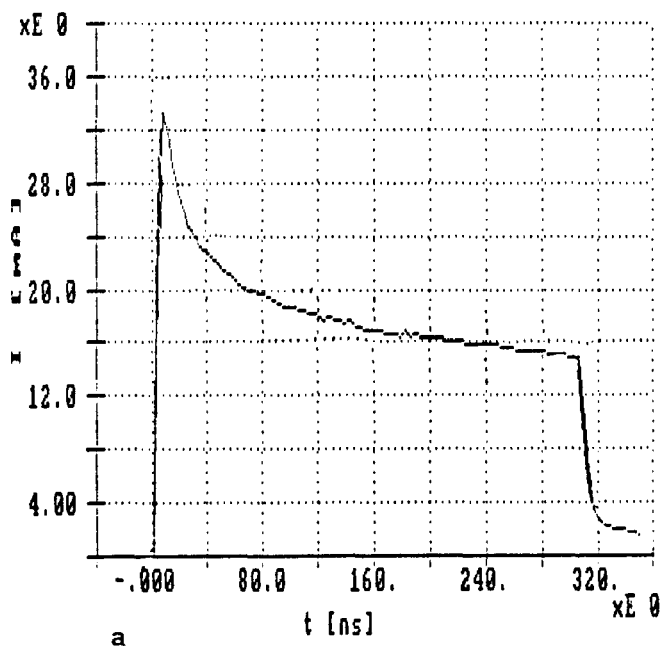


Fig. 6.1 De stroompuls.

α . 2294-12/A, $T = 300$ K; $\mathcal{E}_{gem} \approx 1$ kV/cm.

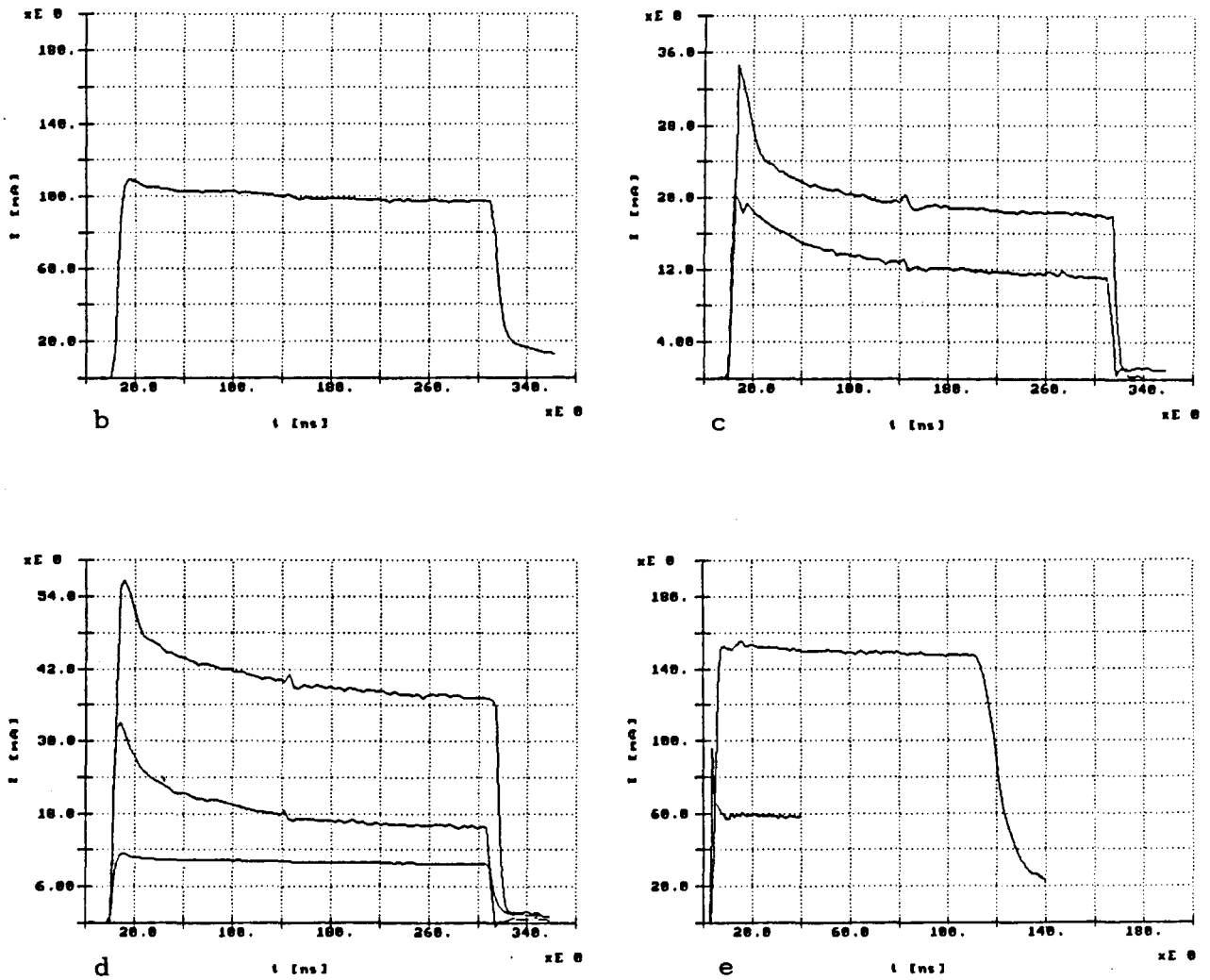


Fig. 6.1 De stroompuls (vervolg).

b. 1135-4, $T = 300$ K; $\xi_{\text{gem}} \approx 1$ kV/cm.

c. 1135-4, $T = 77$ K; boven: $\xi_{\text{gem}} \approx -1$ kV/cm;
midden: $\xi_{\text{gem}} \approx 1$ kV/cm; onder: $\xi_{\text{gem}} \approx 0.1$ kV/cm.

d. 1135-4, $T = 4.2$ K;

boven: $\xi_{\text{gem}} \approx -1$ kV/cm; onder: $\xi_{\text{gem}} \approx 1$ kV/cm (de structuur in de piek van de onderste puls is het gevolg van een slechte connector).

e. 2336-7/B, $\xi_{\text{gem}} \approx 4.5$ kV/cm;

boven: $T = 300$ K; onder: $T = 77$ K.

In de figuren is de absolute waarde van de stroom uitgezet. De pulsen in a-d zijn gemeten met een tijdsresolutie van 3.5 ns, die in e met 1.5 ns. De structuur in het midden van de puls is een circuit-effect.

Preparaat 2294-12/A vertoont bij 300 K al bij lage ϵ_{gem} een grote "piek" op de stroom. Bij $\epsilon_{\text{gem}} \approx 1 \text{ kV/cm}$ is de piekstroom al twee maal zo groot als die tegen het einde van de puls, zie fig. 6.1a. Preparaat 1135-4 begint bij deze temperatuur pas bij $\epsilon_{\text{gem}} \approx 1 \text{ kV/cm}$ een kleine "piek" te vertonen (fig. 6.1b). Afkoelen tot 77 K geeft een heel ander beeld: de "piek" begint nu al bij $\epsilon_{\text{gem}} \approx 100 \text{ V/cm}$ te verschijnen. Verder blijkt dat het preparaat niet symmetrisch is onder omkering van het veld, zie fig. 6.1c. De stroom is overigens veel lager dan bij 300 K, ondanks de veel hogere laagveld mobiliteit. Bij 4.2 K is het beeld in essentie hetzelfde als bij 77 K. De stroom is nu nog verder afgenomen, zie fig. 6.2d. Preparaat 2336-7/B vertoont bij 300 K zelfs bij zeer hoge elektrische velden geen "piek", hoewel de stroom licht afneemt als functie van de tijd in de puls. Bij 77 K verschijnt de "piek" echter weer, nu met een heel ander karakter dan bij de andere preparaten.

Er is vastgesteld dat het hier geen circuit-effect betreft: de stroom- en spanningspuls zijn wel gelijkvormig bij gebruik van een testweerstand (zie fig. 5.2). Andere argumenten voor deze vaststelling zijn dat de "piek" uitsluitend aan het begin van de puls verschijnt en niet aan de achterflank, waardoor de aanwezigheid van parasitaire capaciteiten kan worden uitgesloten. Verder is het effect afhankelijk van de spanning, hetgeen ook niet te verklaren is met louter passieve elementen als capaciteiten en inducties in het circuit. Tenslotte kan ook opwarming van het preparaat worden uitgesloten: uit het model van Wijshof [Wij86] voor de maximale opwarming t.g.v. een hoge stroompuls blijkt dat deze niet groter is dan enige tientallen millikelvins.

Het inzakken van de stroom is een afname van het geleidingsvermogen. Dit kan door twee effecten of een combinatie daarvan worden veroorzaakt: er vindt een afname plaats als functie van de tijd in de puls van de mobiliteit of van de elektronenconcentratie. Vanwege de grote tijdconstanten lijkt een afname van de mobiliteit minder waarschijnlijk te zijn: de gangbare theorieën gaan ervan uit dat veranderingen van de mobiliteit tot stand komen in tijden die liggen in de orde van de strooitijd aan (polaire optische) fononen (ongeveer 1 ps). Een afname van de elektronenconcentratie is dan ook de meest waarschijnlijke

oorzaak. Uit de nog te bespreken metingen wordt bevestigd dat dit inderdaad het geval is, hoewel de interpretatie van de metingen sterk wordt bemoeilijkt door de slechte kwaliteit van de contacten.

Het inzakken van de stroom als functie van de tijd in de puls blijkt een algemeen voorkomend verschijnsel te zijn: het wordt bij alle onderzochte preparaten waargenomen. Ook anderen rapporteren dergelijke verschijnselen. Van Doremalen [Dor87] heeft Hall-metingen aan materiaal 2336 verricht en merkt ook het bestaan van een "piek" op de stroom op. Een verschil is dat de stroom bij hem een drie tot vijf maal zo grote waarde had bij een gelijke ξ_{gem} en een gelijke breedte van de structuur, hetgeen erop wijst dat er iets mis is met de preparaten.

Korte, scherpe pieken (1 ns) aan het begin van de stroompuls bij een paar kV/cm worden gerapporteerd door Keever et al. [Kee80]. Zij geven daarvoor de volgende verklaring. De depletielaag aan het hetero-interface vormt een capaciteit tussen de twee geleidende lagen, één in het GaAs en één in het $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (er wordt niet gesproken over het bestaan van een 2DEG). De waargenomen pieken zijn nu volgens Keever et al. het gevolg van een verandering van deze capaciteit t.g.v. real space transfer van de elektronen uit het GaAs naar het $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Wat het belang van de capaciteit is, is niet geheel duidelijk: een afname van de elektronenconcentratie in het GaAs op zich geeft al aanleiding tot een piek op de stroom.

Naast metingen aan de in hoofdstuk 4 besproken preparaten zijn er ook enkele metingen verricht aan een High Electron Mobility Transistor (HEMT) [Mor84]. Deze is afkomstig van Heime (universiteit van Duisburg) en Weimann (Max Planck instituut München). Ook hier vertoont de stroompuls een "piek" aan het begin van de stroom. Bij $\xi_{\text{gem}} \geq 0.5$ kV/cm begint de stroom na deze "piek" echter weer toe te nemen, zie fig. 6.2. Het vermoeden is dat dit samenhangt met de gate op de structuur. Een goede verklaring is hiervoor echter nog niet gevonden.

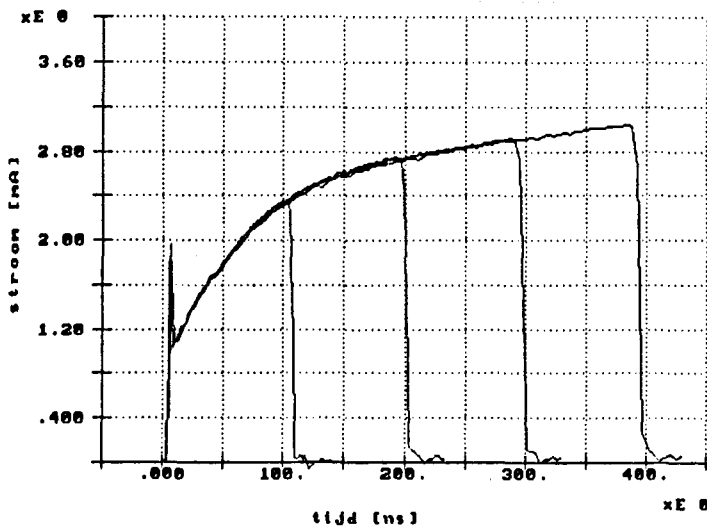


Fig. 6.2. Stroompuls van de HEMT D23-3 bij diverse pulslengten.
 $T = 300$ K. Er worden steeds 100 punten per puls gemeten.

Uit de algemeenheid van het inzakken van de stroom als functie van de tijd in de puls mag worden geconcludeerd dat de oorzaak niet aan contact-effecten ligt, maar een eigenschap van het materiaal zelf is. Het niet-symmetrische gedrag onder omkering van het veld is daar echter wel aan toe te schrijven.

Een illustratief beeld wordt door de volgende vergelijking gegeven. Stel dat de elektronenconcentratie en de mobiliteit onafhankelijk van het elektrische veld hun laagveld waarde blijven behouden. Dan kan men met de laagveld weerstand en de gemeten spanning uitrekenen wat de stroom in dat geval zou zijn. In fig. 6.3 wordt deze uitgerekende stroom vergeleken met de werkelijk gemeten stroom. Het blijkt dat de stroom abrupt wordt afgekapt nadat deze aanvankelijk de hierboven geschetste "ideale" stroom volgt. De stroom ter plaatse van de "afkapping" is onafhankelijk van het elektrische veld: de stroom- spanningsrelatie bevindt zich hier in het vlakke gedeelte van de I-V-karakteristiek (zie 6.3).

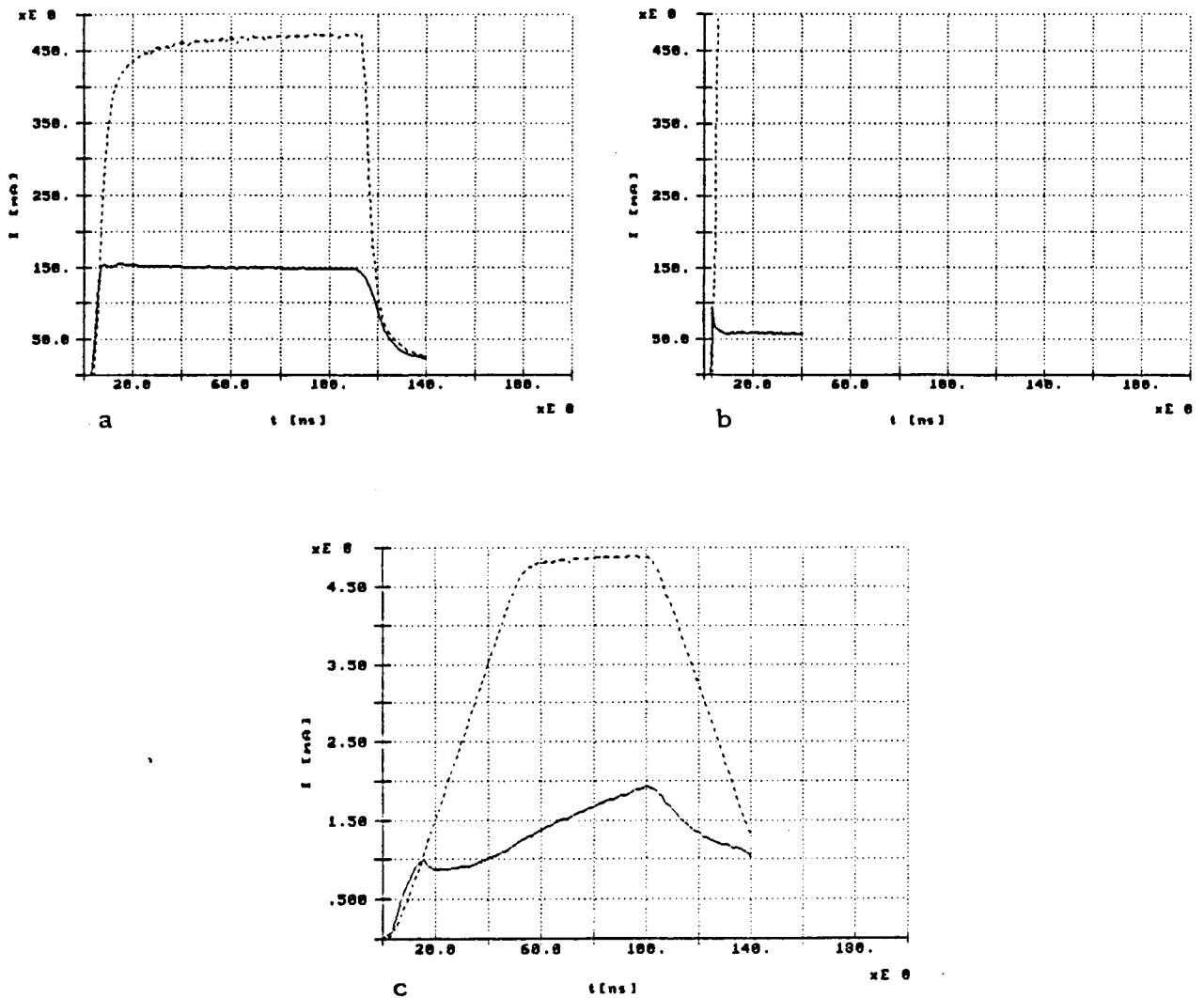


Fig. 6.3 Vergelijking van de gemeten stroom (getrokken curve) met de "ideale" stroom (gestippelde curve), die wordt gedefinieerd als de gemeten spanning gedeeld door de laagveld weerstand.

2336-7/B, $\mathcal{E}_{gem} \approx 4.5$ kV/cm: a. $T = 300$ K; b. $T = 77$ K;
 c. HEMT, $\mathcal{E}_{gem} \approx 500$ v/cm, $T = 300$ K
 (Tijdresolutie: 100 punten per puls.)

Uit het feit dat de stroom aanvankelijk de "ideale" stroom goed volgt kan worden geconcludeerd dat de elektronenconcentratie en de mobiliteit aanvankelijk nagenoeg constant blijven. Het punt waar de stroom gaat afwijken is zo abrupt dat de meest waarschijnlijke verklaring een

plotselinge afname van de electronenconcentratie is, hetgeen in overeenstemming is met het eerder geuite vermoeden. Omdat bij de HEMT gebruik is gemaakt van een pulsgenerator met variabele stijgtijd is dit effect heel duidelijk zichtbaar gemaakt bij die metingen (fig. 6.3c).

Omdat het preparaat (parallel aan de 50Ω meetcoax voor de spanning, zie fig. 5.1) hoog-ohmig is t.o.v. de pulstoevoerleiding (25Ω), zal de puls voor een zeker deel worden gereflecteerd. De pulsgenerator op zijn beurt is echter ook weer hoog-ohmig, waardoor de puls tussen het preparaat en de pulsgenerator op en neer gaat lopen. Deze gereflecteerde pulsen leveren belangrijke informatie: het blijkt dat de stroom hierin niet meer inzakt als functie van de tijd in de puls. De elektrische velden zijn echter vergelijkbaar met (of veel hoger dan) die waarbij de hoofdpuls al wel een piek vertoont. Een voorbeeld van een meting van de gereflecteerde pulsen is gegeven in fig. 6.4.

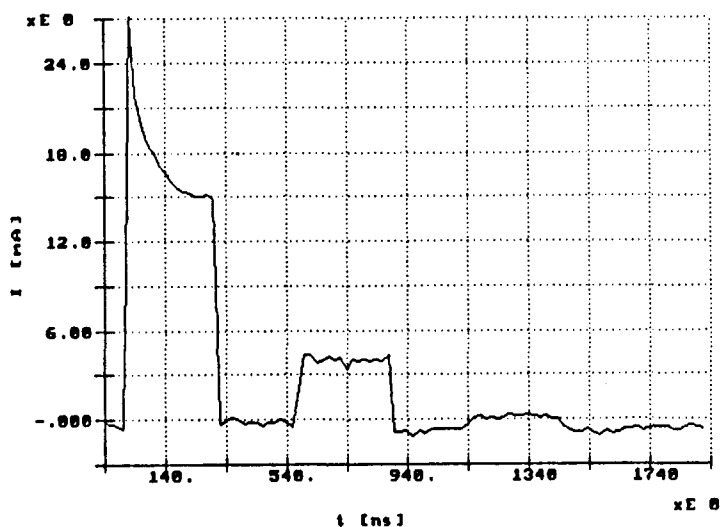


Fig. 6.4 Stroompuls en gereflecteerde pulsen (preparaat 1135-4, $\xi_{\text{gem}} \approx 1 \text{ kV/cm}$, $T = 300 \text{ K}$). De tijdsresolutie is bij deze meting niet groot: ongeveer 20 ns. Het feit dat de stroom negatief wordt na de eerste reflectie is een artefact en moet worden gezocht in de gebruikte meetapparatuur (de spanning is wel nul).

Om de gereflecteerde pulsen met elkaar te kunnen vergelijken wordt de weerstand van het preparaat als functie van de tijd in de puls bepaald door de spanning en stroom op elkaar te delen. Hoewel de eerste gereflecteerde stroompuls vlak is, is er toch sprake van een toename van de weerstand omdat de spanning iets toeneemt. Zowel bij 77 K als bij 4.2 K is de uiteindelijk bereikte weerstand hoger dan die in de hoofdpuls, zie fig. 6.5. Een uitzondering hierop is de weerstand in de gereflecteerde pulsen bij 4.2 K, $\xi_{gem} \simeq -1$ kV/cm. De weerstand in de tweede gereflecteerde puls lijkt ongeveer hetzelfde te zijn als die in de eerste gereflecteerde puls. Bij 4.2 K, $\xi_{gem} \simeq 1$ kV/cm, is het signaal te zwak om een betrouwbare waarde op te leveren. Dit is ook te merken aan de grote spreiding van de berekende weerstandswaarden.

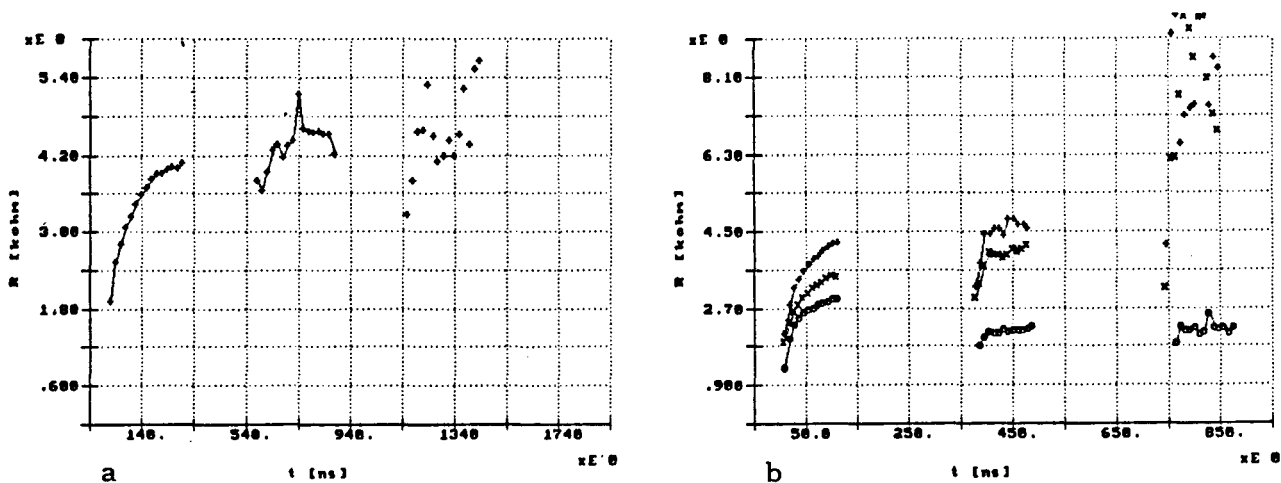


Fig. 6.5 De weerstand als functie van de tijd in de hoofdpuls, de eerste en de tweede gereflecteerde puls (1135-4).

a. $T = 77$ K; $\xi_{gem} \simeq 1$ kV/cm.

b. $T = 4.2$ K; $\xi_{gem} \simeq 1$ kV/cm (+), $\xi_{gem} \simeq 1$ kV/cm, 4 ms belicht, (x), $\xi_{gem} \simeq -1$ kV/cm (o).

Het is echter niet gemakkelijk om de pulsen met elkaar te vergelijken. De spanning van de pulsen is onderling verschillend: iedere volgende puls is ongeveer drie maal zo klein als de voorgaande. Dit betekent ook dat het elektrische veld afneemt t.o.v. de voorgaande pulsen, met als gevolg dat de mobiliteit van de elektronen in de opeenvolgende pulsen toeneemt. Als de weerstand in alle pulsen dezelfde waarde heeft, betekent dat dus een verandering van de elektronenconcentratie in de verschillende pulsen.

De afname van de stroom als functie van de tijd in de puls kan dus worden verklaard met een afname van de elektronenconcentratie. Tevens blijkt dat er een soort geheugeneffect optreedt: de elektronen komen niet meteen terug na verwijdering van het elektrische veld, hetgeen uit het vlak zijn van de gereflecteerde (stroom-)pulsen wordt geconcludeerd. Omdat de pulsvorm niet verandert in de tijd kan men tevens concluderen dat de elektronenconcentratie weer terug is op het oude niveau voordat de volgende puls wordt gegeven. Dit betekent dat de elektronen terug komen met een relaxatietijd τ die ligt in het interval $1 \mu\text{s} \leq \tau \leq 1 \text{ms}$.

Om de afhankelijkheid van de elektronenconcentratie verder te onderzoeken is gebruik gemaakt van belichting van het preparaat. Afgezien van een toename van de absolute grootte van de stroom verandert er niet veel aan de pulsvormen. Het verschil tussen de waarde van de stroom in de top van de "piek" en die op het einde van de puls is in de meeste gevallen ongeveer hetzelfde. Er is hierbij zowel met voor het licht afgeschermd contacten gewerkt als met onafgeschermd contacten. Tussen deze twee situaties is nauwelijks verschil aanwezig. Het blijkt dat het PPC effect bij de gebruikte elektrische velden ($\mathcal{E}_{\text{gem}} \approx 1 \text{ kV/cm}$) niet kan worden opgeheven. De afname van de elektronenconcentratie zal daarom niet plaatsvinden door "real space transfer" van de elektronen terug naar het $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

6.2. De magnetowerstand.

De magnetowerstandsmetingen zijn zowel bij lage als bij hoge elektrische velden verricht. Het blijkt dat de magnetowerstand bij lage velden veel groter is dan bij hoge velden. Dit ligt ook in de verwachting: de mobiliteit neemt af met toenemend elektrisch veld, waardoor de magnetowerstand ook afneemt (zie vergelijking (2.16)).

De laagveld magnetowerstandsmetingen zijn verricht met een constante stroom van $1 \mu\text{A}$ door het preparaat. Dit betekent echter dat er niet bij een constant elektrisch veld wordt gemeten. Omdat de elektrische velden erg laag zijn ($\mathcal{E}_{\text{gem}} \approx 0.01 \text{ V/cm}$) is dit niet van wezenlijk belang.

In fig. 6.6 is een voorbeeld van een laagveld magnetowerstandsmeting gegeven. Uit de helling van de raaklijn bij lage B kan met (2.16) de mobiliteit worden bepaald, met als resultaat $\mu_{\text{H}} \approx 1.4 \text{ m}^2/\text{Vs}$ bij verwaarlozing van de fysische magnetowerstand. De gevonden waarde is veel kleiner dan de opgegeven waarde (zie tabel 4.2), wat waarschijnlijk het gevolg is van een serieweerstand in de contacten (R_0 in (2.16) is hierdoor te groot), of een veranderde geometriefactor als er niet langs de volle breedte van het preparaat contact wordt gemaakt.

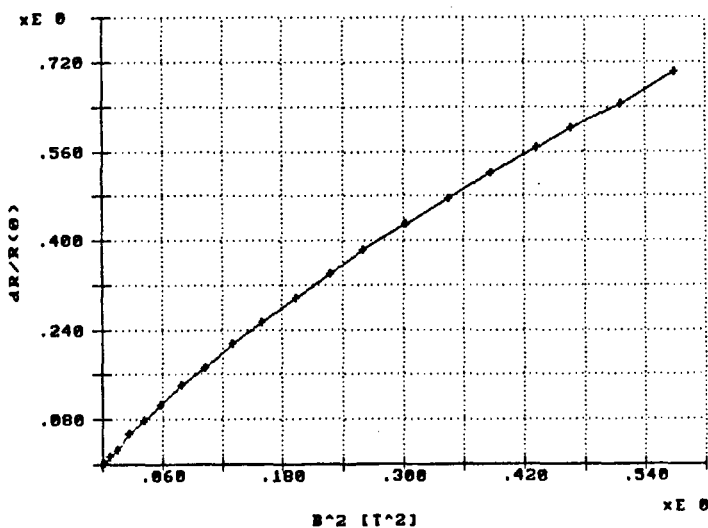


Fig. 6.6 Magnetowerstand bij lage elektrische velden; $1 \mu\text{A}$ DC door het preparaat (1135-4), $T = 77 \text{ K}$.

Hoewel uit de laagveld magnetoweerstandsmetingen blijkt dat de mobiliteit niet kwantitatief kan worden bepaald vanwege de slechte contacten, is het toch interessant om ook hoogveld magnetoweerstandsmetingen uit te voeren. Van belang is bijvoorbeeld het verloop van de magnetoweerstand gedurende de puls. Als deze vrijwel constant blijft, is dit een extra argument om het inzakken van de stroom te verklaren met het afnemen van de elektronenconcentratie.

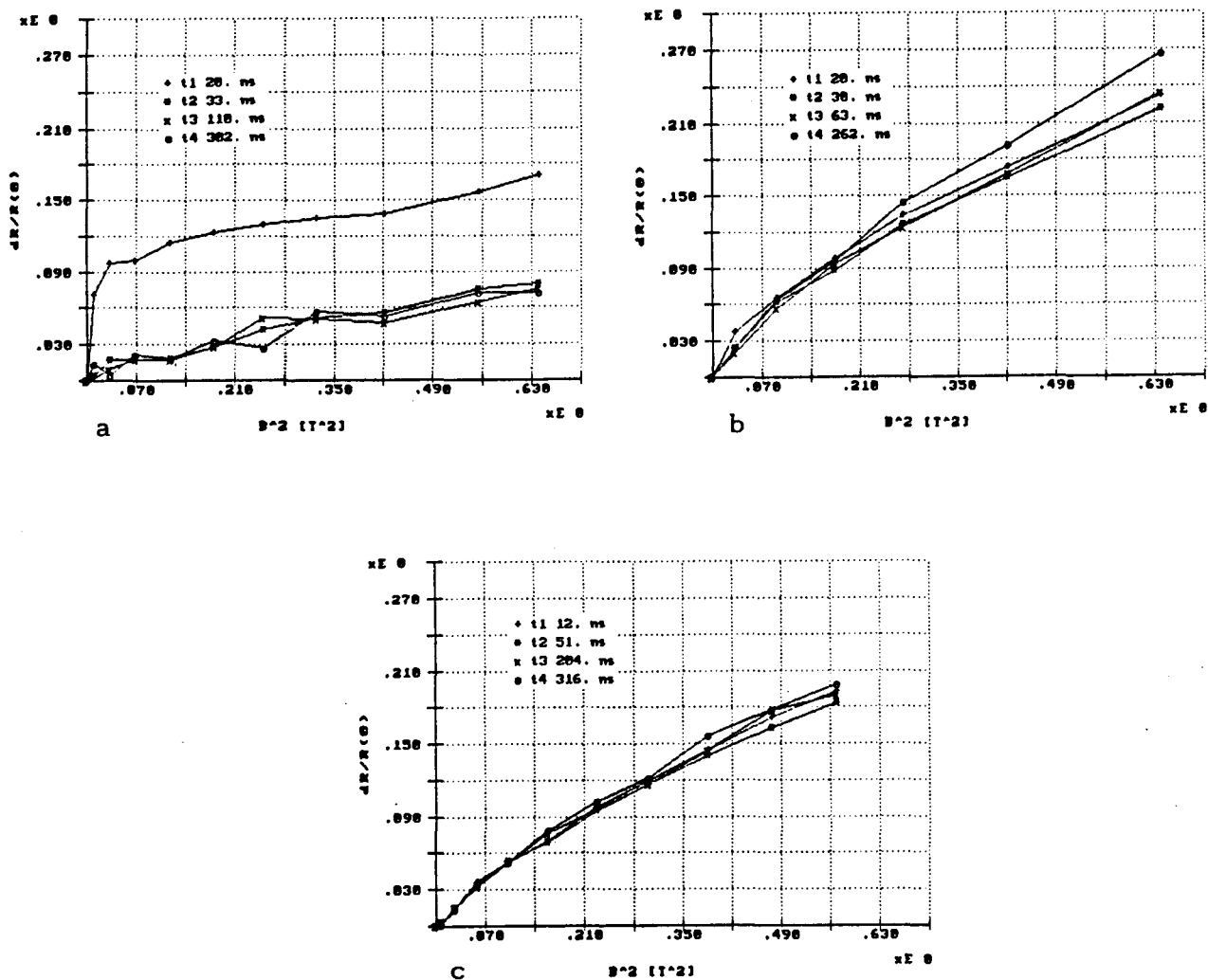


Fig. 6.7 Magnetoweerstand bij hoge elektrische velden (1135-4).
 a. $\xi_{\text{gem}} \approx 1 \text{ kV/cm}$; b. $\xi_{\text{gem}} \approx -1 \text{ kV/cm}$;
 c. $\xi_{\text{gem}} \approx 1 \text{ kV/cm}$, na langdurige belichting (waarbij de contacten niet zijn afgedekt).

De experimentele onzekerheid in $\Delta R/R_0$ is ongeveer 0.05!

Figuur 6.7 geeft een aantal voorbeelden van hoogveld magneto-weerstandsmetingen, waaruit blijkt dat de magnetoweerstand gedurende de puls niet of nauwelijks verandert. Een uitzondering is de magneto-weerstand in de top van de stroompuls bij $\mathcal{E}_{\text{gem}} \simeq 1 \text{ kV/cm}$, zie fig. 6.7a. Deze vertoont een zeer vreemd gedrag: hij heeft ongeveer hetzelfde verloop als in de rest van de puls, maar met een verschoven ligging. De meest waarschijnlijke oorzaak hiervan is dat R_0 niet goed wordt bepaald: er wordt in de opgaande flank van de spanningspuls gemeten, zodat kleine verschuivingen in de tijd al grote gevolgen heeft. Ook het feit dat de stroom- en spanningspuls mogelijk niet exact gelijk staan in de tijd vanwege looptijdeffecten kan hieraan bijdragen.

Uit deze magnetoweerstandsmetingen kan nu definitief de conclusie worden getrokken dat het inzakken van de stroom als functie van de tijd in de puls moet worden verklaard met een afname van de elektronenconcentratie. Dit verschijnsel wordt ook door anderen waargenomen. Schubert et al. [Sch84] rapporteren ook een afname van de elektronenconcentratie, waarbij zij strooing naar de eerste aangeslagen subband als meest waarschijnlijke mechanisme aanmerken. Zie verder hoofdstuk 3.

Ook Van Doremalen [Dor87] meet een afname van de elektronenconcentratie als functie van de tijd in de puls. Hij veronderstelt echter dat dit een artefact van zijn metingen is, dat wordt veroorzaakt door onjuist geïnterpreteerde Hall-spanningen. Dit wordt versterkt omdat er bij de door hem gebruikte (lage) elektrische velden geen mechanismen in de literatuur bekend zijn, die voor een afname van de elektronenconcentratie verantwoordelijk kunnen zijn: het Gunn-effect en "real space transfer" worden geacht pas bij velden in de orde van 3 kV/cm op te treden. De eindconclusie die Van Doremalen daarom trekt is dat de elektronenconcentratie constant blijft en dat de mobiliteit evenredig is met de conductiviteit.

6.3. De I-V-karakteristieken.

Van preparaat 2336-7/B is de I-V-karakteristiek tot $\xi_{\text{gem}} \approx 6 \text{ kV/cm}$ bepaald, zie fig. 6.8. Bij 300 K blijkt deze volledig symmetrisch te zijn onder omkering van het veld, zodat het effect van de contacten als een zuivere serieweerstand kan worden opgevat. Omdat bij dit preparaat de stroom nauwelijks inzakt als functie van de tijd in de puls vallen de karakteristieken die op verschillende tijden in de puls zijn gemeten bijna samen. Verder valt op dat er bij $\xi_{\text{gem}} \geq 2.5 \text{ kV/cm}$ een verzadiging van de stroom optreedt. Dit is precies het gebied waar een "afkapping" van de stroom plaatsvindt, zie 6.1. Aannemende dat de aan het begin van de puls afgenomen elektronenconcentratie niet meer van het elektrische veld afhangt, volgt uit het vlak zijn van de karakteristiek dat in dit gebied de mobiliteit omgekeerd evenredig is met het elektrische veld.

Bij 77 K is de I-V-karakteristiek niet meer symmetrisch en vallen de curven die aan het begin van de puls zijn gemeten niet meer samen vanwege de ontstane "piek". Het algemene verloop is echter nog wel hetzelfde, al treedt de verzadiging pas bij veel hogere velden op ($\xi_{\text{gem}} \approx 4 \text{ kV/cm}$).

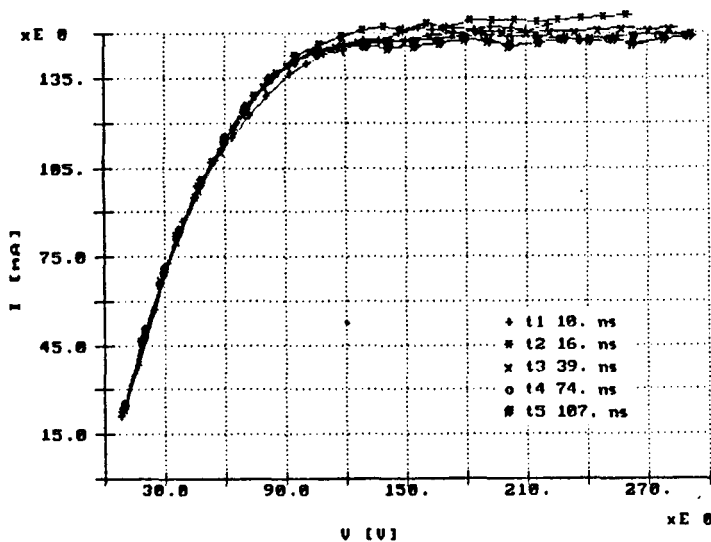


Fig. 6.8 I-V-karakteristiek van preparaat 2336-7/B.

De I-V-karakteristieken van de andere preparaten vertonen al bij veel lagere velden afwijkingen van een ohms gedrag. In fig. 6.9 zijn de I-V-karakteristieken van preparaat 1135-4 bij 300 K en 77 K gegeven.

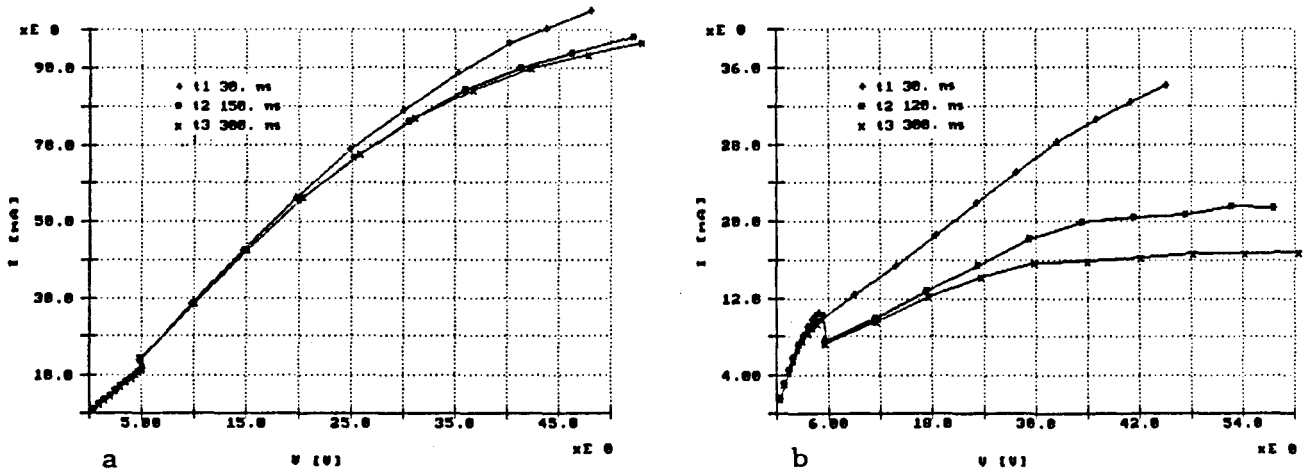


Fig. 6.9 I-V-karakteristieken van preparaat 1135-4.

a. $T = 300$ K; b. $T = 77$ K.

De discontinuïteit is het gevolg van het verwijderen van een aantal verzwakkers uit het meetcircuit.

Hirakawa en Sakaki (HS) [Hir88] hebben gelijksoortige metingen uitgevoerd en hebben daarbij dezelfde problemen ondervonden, hoewel dat niet uitdrukkelijk wordt vermeld. Van de contacten wordt gezegd dat ze ohms zijn, maar uit de tabel waarin de gegevens van het preparaat staan en de figuur waarin de meetresultaten worden gepresenteerd blijkt dat de "contactweerstand" hoger zijn dan de berekende weerstand van het 2DEG. Het is de vraag of deze contacten ook bij de gebruikte hoge velden, tot 6 kV/cm, nog ohms zijn. Ondanks de onzekerheid over de contacten bepalen HS toch de driftsnelheid met de betrekking $v_d = I/(neb)$, waarin n de elektronenconcentratie, e de elementaire lading en b de breedte van het preparaat is. Voor de elektronenconcentratie n wordt de laagveld waarde gebruikt, omdat volgens HS uit de Hall-effect metingen gebleken is dat deze tot velden van 1.5 kV/cm constant blijft. Dit is in tegenspraak met de eigen metingen, waaruit juist het belang van de afname van de elektronenconcentratie naar voren komt.

HS vergelijken hun metingen met Monte Carlo berekeningen van Yokoyama en Hess [Yok86]. Het meest opvallende verschil is dat de berekeningen het Gunn-effect bij $\mathcal{E} \approx 3$ kV/cm voorspellen, terwijl daar in de metingen niets van terug te vinden is. Ook bij de eigen metingen is het Gunn-effect afwezig. Een probleem met Monte Carlo berekeningen is echter dat van te voren het bestaan van een aantal effecten wordt aangenomen met een zekere kans voor het optreden daarvan. Deze berekeningen lijken daarom meer geschikt te zijn voor een interpretatie van metingen achteraf dan voor voorspellingen.

De metingen zijn uitgevoerd met pulsen van 150 ns lengte en, hoewel daar niets over wordt gezegd, lijken laag-ohmig te zijn uitgevoerd (de uit de metingen berekende driftsnelheid wordt uitgezet tegen de spanning over het preparaat plus 50Ω weerstand). Dit laatste is vanwege de korte pulsduur in ieder geval noodzakelijk.

Bij de bespreking van de metingen komt een verschijnsel dat HS een "current collapse" noemen ter sprake. Zij zeggen hierover dat er bij een aantal metingen een aantal elektronen persistent uit het 2DEG werden verwijderd, waarschijnlijk t.g.v. real space transfer naar het $\text{Al}_{\text{x}}\text{Ga}_{1-\text{x}}\text{As}$, waar ze door diepe donoren kunnen worden ingevangen. De beschrijving is erg summier, zodat er een aantal vragen ontstaan. Zo wordt er bijvoorbeeld niet gezegd hoe dit effect wordt waargenomen en hoe het met de reproduceerbaarheid is gesteld. Ook het verband met de pulsvormen lijkt van belang in verband met de tijdsafhankelijkheid, zeker in het licht van de eigen metingen: in wezen wordt hier ook iets dergelijks waargenomen. De mate waarin de current collapse persistent is komt ook niet ter sprake: het is niet duidelijk of het effect weer verdwenen is voordat de volgende puls wordt gegeven, of dat het preparaat eerst moet worden opgewarmd om het kwijt te raken.

7. Conclusies.

Het blijkt dat hoogveld metingen moeilijk zijn te interpreteren. Niet alleen aan de opstelling maar ook aan de preparaten worden hoge eisen gesteld. Vaak wordt hieraan niet voldaan.

Eerdere metingen maakten gebruik van het Hall-effect voor de bepaling van de mobiliteit en de elektronenconcentratie [Wij86, Dor87]. De brugstructuur (geometrie van de contacten) die daarvoor nodig is heeft een aantal specifieke hoogveld problemen, die ontstaan door het vier-puntskarakter van de metingen.

Er is dan ook gezocht naar een methode om dezelfde gevens m.b.v. tweepuntsmetingen te verkrijgen. Het geometrische magnetoweerstandseffect, de toename van de weerstand in een (klassiek) magnetisch veld t.g.v. de eindige afmetingen van de contacten, geeft de mogelijkheid om de mobiliteit op deze wijze te bepalen. De hiervoor benodigde structuur bestaat uit twee brede contacten op korte afstand van elkaar. Een bijkomend voordeel van deze geometrie is de lage preparaatweerstand als gevolg van de kleine lengte-breedte verhouding van het resulterende 2DEC.

Bij twee-puntsmetingen is de kwaliteit van de contacten van groot belang omdat deze de metingen sterk kunnen beïnvloeden. In de praktijk blijkt dat dit een teer punt is; de verrichte metingen zijn moeilijk interpreteerbaar vanwege de slechte kwaliteit van de contacten. Dit blijkt een algemeen voorkomend verschijnsel te zijn [Wij86, Dor87, Hir88].

De nadruk bij de metingen is komen te liggen op de pulsvormen omdat die in de literatuur niet of nauwelijks worden besproken. Het blijkt dat de stroom als functie van de tijd in de puls sterk afneemt, bij gelijk blijvende spanning. Er is met zekerheid vastgesteld dat het hier geen extern circuit-effect betreft.

Uit metingen van de gereflecteerde pulsen, die het gevolg zijn van het hoog-ohmige karakter van het preparaat en de pulsgenerator, en de magnetoweerstand kan worden geconcludeerd dat dit het gevolg is van een afname van de elektronenconcentratie. De mobiliteit blijft constant als functie van de tijd in de puls. Omdat dit verschijnsel bij alle preparaten optreedt is er een sterk vermoeden dat het ontstaan niet door contact-effecten kan worden verklaard.

De opstelling is opnieuw geautomatiseerd voor deze metingen. Hierbij is gebruik gemaakt van ASYST, een software pakket voor data-acquisitie en -analyse. Dit pakket blijkt goed te voldoen; vooral bij de verwerking van de meetresultaten is de beschikbare flexibiliteit een groot voordeel.

Er kan worden geconcludeerd dat het zeker de moeite waard is om de metingen voort te zetten aan preparaten met goede contacten. De problemen, die aan dit soort metingen kleven, zijn nu goed bekend en zijn voornamelijk terug te voeren op de preparaten.

Literatuur.

- [Bra78] H.R. Brands en R.G. van Welzenis,
Electron. Des. 26 no. 1, 142(1978)
- [Dor87] H.C.M. van Doremalen,
Afstudeerverslag TUE, 1987
- [Hen88] P. Hendriks, J. Wolter, K. de Kort, R.E. Horstman, J-P. André
en C.T. Foxon,
Sem. Sc. Techn. 3, 521(1988)
- [Hes79] K. Hess, H. Morkoç, H. Shichijo en B.G. Streetman,
Appl. Phys. Lett 35, 469(1979)
- [Hir88] K. Hirakawa en H. Sakaki,
J. Appl. Phys. 63, 803(1988)
- [Kee80] M. Keever, T. Drummond, K. Hess, H. Morkoç en B.G. Streetman,
Electron. Lett. 17, 93(1980)
- [Kuh68] F. Kuhrt en H.J. Lippmann,
Hallgeneratoren, Eigenschaften und Anwendungen,
Springer-Verlag, 1968
- [Lei85] X.L. Lei en C.S. Ting,
Phys. Rev. B32, 1112(1985)
- [Lei86] X.L. Lei, J.Q. Zhang, J.L. Birman en C.S. Ting,
Phys. Rev. B33, 4382(1986)
- [Mor84] H. Morkoç en P.M. Solomon,
IEEE spectrum, februari 1984

- [Nag72] B.R. Nag,
Theory of Electrical Transport in Semiconductors,
The Science of the Solid State, Volume 3,
Pergamon Press, 1972
- [Nat86] M.I. Nathan,
Solid-St. Electron. **29**, 167(1986)
- [Pro87] M. Procop, B. Sandow, H. Raidt en Li Do Son,
Phys. Stat. Sol (a) **104**, 903(1987)
- [Sch84] E.F. Schubert, K. Ploog, H. Dämbkes en K. Heime,
Appl. Phys. **A33**, 63(1984)
Appl. Phys. **A33**, 183(1984)
- [Wij86] H.M.A. Wijshof,
Afstudeerverslag THE, 1986
- [Wol87] B. Wolfs,
Afstudeerverslag TUE, 1987
- [Yok86] K. Yokoyama en K. Hess,
Phys. Rev. **B33**, 5595(1986); J. Appl. Phys **41**, 3798(1986)
- [Zee80] J.P. Zeeuwen en R.C. van Welzenis,
J. Phys. **E13**, 708(1980)

Appendix: de meetprocedure met ASYST.

ASYST is een software-pakket voor data-acquisitie en -analyse dat draait op PCs onder het MS-DOS operating systeem. Men kan het beschouwen als een programmeertaal waarvan de elementaire opdrachten het abstractieniveau van de genoemde toepassingen bezitten. Hierdoor wordt de snelheid waarmee een programma kan worden gemaakt enorm verhoogd t.o.v. het gebruik van een conventionele programmeertaal zoals Pascal. Niet alleen het hogere abstractieniveau, maar ook de flexibiliteit, die wordt verkregen doordat ASYST een interactief werkend systeem is, is hierbij van groot belang.

De procedure voor de meting van één punt in de puls is als volgt:

- stel de tijdbasis van de scope in op een referentiepunt;
- meet hier in 100 achtereenvolgende pulsen;
- bepaal het gemiddelde en (eventueel) de middelbare fout;
- herhaal dit voor het gewenste punt;
- het resultaat is nu het verschil van de gemiddelden; de meetonnauwkeurigheid is de som van de middelbare fouten.

Deze procedure wordt voor ieder te meten punt herhaald. De huidige programma's bieden de mogelijkheid om tot maximaal 100 punten in de puls te kiezen. Met een pulsrepetitiefrequentie van 40 Hz neemt de meting van één punt 5 seconden in beslag. De meting van een 100 ns puls met een tijdsresolutie van 1 ns duurt dan ongeveer 8 minuten.

De bovenbeschreven meetprocedure is geïmplementeerd in het ASYST woord "pulse.scan". Dit woord:

- meet op 1 tot 100 van te voren opgegeven punten in de puls, t.o.v. een van te voren ingestelde referentietijd;
- bepaalt de meetonnauwkeurigheid (optioneel);
- geeft het verloop van de meting grafisch weer op het beeldscherm van de PC (ook optioneel).

"pulse.scan" vormt de kern van alle meetprogramma's. Ieder meetprogramma is op zich ook weer een ASYST woord. Het is vrij eenvoudig om er varianten op te maken, indien dat nodig mocht blijken. De op dit moment beschikbare programma's zijn:

- pulse.form.draw: meting van de stroom- en spanningspulsvorm.

- iv: meting van de I-V-karakteristiek. De I-V-karakteristiek wordt tijdens de meting op het beeldscherm opgebouwd. De amplitude van de pulsen moet nu nog handmatig worden ingesteld, omdat de gebruikte hoogspanningsvoeding niet extern stuurbaar is.
- rb: meting van de magnetoweerstand. De relatieve weerstandsverandering wordt, tijdens de meting, uitgezet tegen het kwadraat van de magnetische inductie. Er is nog geen gebruik gemaakt van de externe sturing van de magneet, zodat deze nog handmatig moet worden bediend. Ook het meten van het magneetveld is nog niet geautomatiseerd: de waarde van het veld waarbij wordt gemeten wordt dan ook aan de gebruiker opgevraagd.
- rt: meting van de weerstand als functie van de tijd. Omdat de doorsnee meting ongeveer een halve minuut kost (5 punten in de puls) is dit alleen geschikt voor lange tijdschalen.

De meetprogramma's hebben alle dezelfde opbouw:

- Om te beginnen wordt de mogelijkheid geboden om de opstelling te calibreren. Tevens is het mogelijk om opstellingparameters, zoals de gevoeligheid van de kanalen van de scope en de aan-gebrachte verzwakking, te wijzigen. Het instellen van het referentiepunt moet ook in deze fase gebeuren.
- Vervolgens kunnen gegevens over de opstelling en het preparaat worden ingevoerd. Deze gegevens dienen hoofdzakelijk voor de boekhouding: ze worden in de bijbehorende meetfile opgeslagen.
- Daarna kunnen de te meten punten in de puls worden opgegeven. Hiervoor bestaan verschillende opties. Men kan bijvoorbeeld een op de sampling scope ingestelde tijd overnemen, waardoor details in de puls precies kunnen worden uitgekozen voor meting. Het is mogelijk om een aantal punten (maximaal 5) te selecteren voor weergave in een grafiek tijdens de meting.
- De volgende stap is het aanmaken van de meetfile aan de hand van een op te geven meetnummer. Tevens kunnen nu aanvullende gegevens worden ingevoerd.

- Hierna vindt de eigenlijke meting plaats, met direct een grafische weergave van de meetwaarden.
- Tenslotte kan een afdruk worden gemaakt van de grafiek op de matrix-printer. Omdat dit relatief veel tijd in beslag neemt heeft men de keuze om dit onmiddellijk na de meting te doen, of later op een beter geschikt tijdstip.

Voor meer informatie wordt verwezen naar de listings van de programma's, die zijn verzameld in een map bij de opstelling. De volgende ASYST woorden (programma's) zijn van belang om vlot met de opstelling te kunnen werken:

| | |
|-----------------|--|
| fast-iv | : een laagveld I-V-meting uitvoeren; |
| pulse.form.draw | : de pulsvormen meten; |
| iv | : een gepulste I-V-meting uitvoeren; |
| rb | : een gepulste magnetowerstandsmeting uitvoeren; |
| picture.save | : de inhoud van het beeldscherm bewaren; |
| picture.view | : de bewaarde beeldschermen tonen; |
| pictures.print | : de bewaarde beeldschermen afdrukken; |
| msm.display | : de grafiek van een meting opnieuw uitzetten; |
| calibrate | : de calibratie procedure uitvoeren; |
| light.pulse | : een lichtpuls met een LED geven. |