

## MASTER

### Hall-effekt metingen in hoge elektrische velden aan een twee dimensionaal elektronen gas

Wijshoff, H.M.A.

*Award date:*  
1986

[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

Hall-effekt metingen in hoge  
elektrische velden aan een twee  
dimensionaal elektronen gas.

H.M.A. Wijshoff

Afstudeerverslag van het werk dat verricht is in de groep  
Halfgeleiderfysica van de Vakgroep Vaste Stof.

Afstudeerhoogleraar: prof.dr. J.H. Wolter  
Afstudeerbegeleider: dr. R.G. van Welzenis

Februari 1986

## SAMENVATTING

De elektronen dichtheid en beweegbaarheid bij hoge elektrische velden van een twee dimensionaal elektronen gas bij een AlGaAs/GaAs heterojunctie zijn gemeten. Dit is gedaan door gepulste (100 ns brede rechthoek pulsen met een stijgtijd van 7 ns) Hall-effekt metingen te doen bij  $T = 300$  K en  $T = 77$  K tot elektrische velden van 3 kV/cm. Hiervoor is een reeds bestaande opstelling aangepast en is de programmatuur voor volledig geautomatiseerde metingen en resultatenverwerking uitgebreid. De resultaten zijn vergeleken met elders gepubliceerde metingen. Het blijkt dat de hoogveld eigenschappen nauwelijks van de roostertemperatuur afhangen. De beweegbaarheden zijn alleen bij lage temperaturen in combinatie met lage elektrische velden hoog ( $7 \text{ m}^2/\text{Vs}$  bij  $T = 77$  K). De daling van de beweegbaarheid bij hoge elektrische velden en/of hoge temperaturen wordt veroorzaakt door polaire optische fononen verstrooiing.

De metingen zijn beperkt gebleven tot velden beneden 3 kV/cm. Dit vanwege de eigenschappen van de kontakten. Deze hebben bij hoge elektrische velden een hoge weerstand (enkele kilo ohms).

Een ander belangrijk punt is dat de preparaten een zo laag mogelijke weerstand moeten hebben. Is dit niet het geval, zoals bij de preparaten waaraan gemeten is, dan ontstaan er al gauw verstorende circuit effecten.

# INHOUD

1. Inleiding . . . . .	1
2. AlGaAs/GaAs heterojuncties . . . . .	3
2.1. Ligging van de energieniveau's . . . . .	3
2.2. Transporteigenschappen . . . . .	12
3. De preparaten. . . . .	15
4. Het experiment . . . . .	19
4.1. Hall-effekt. . . . .	19
4.2. De opstelling. . . . .	21
4.2.1. Algemeen . . . . .	21
4.2.2. Waveform filters . . . . .	23
4.2.3. De montage . . . . .	26
4.3. Meetmethode. . . . .	29
5. Roosterverhitting. . . . .	32
6. Resultaten . . . . .	36
7. Conclusies . . . . .	55
8. Referenties. . . . .	57

## Appendices

A: Materiaal konstanten van GaAs, AlAs en AlGaAs. . . . .	62
B: Overzicht gebruikte computerprogramma's en datafiles . . . . .	64
C: Symbolen lijst . . . . .	68

## 1. INLEIDING

Sinds enkele jaren bestaat er een grote belangstelling voor modulatie-gedoopte heterojunctie structuren. Dit vanwege de grote beweegbaarheden die in deze structuren mogelijk zijn [1, 2, 19, 20]. Deze hoge beweegbaarheden zijn er de reden voor dat deze structuren van groot belang zijn bij toepassingen in snelle componenten zoals bv. "high electron mobility" transistoren (HEMT's) [61, 62, 63] etc.

Sedert een aantal jaren is het namelijk mogelijk om door middel van epitaxiale technieken met toenemend succes zeer zuivere monokristallijne materialen te groeien. Met behulp van molecular beam epitaxy (MBE) is het mogelijk zeer scherpe overgangen tussen sommige halfgeleider materialen te maken. Bij zo'n overgang kan er een twee dimensionaal elektronen gas (2DEG) ontstaan. Door middel van modulatie-doping technieken (bepaalde lagen voorzien van een donor- of acceptormateriaal) kan er in dat 2DEG een zeer hoge beweegbaarheid gehaald worden.

Veel gebruikte materialen zijn III-V en II-VI halfgeleiders zoals GaAs, AlGaAs, InSb, CdTe etc. In dit afstudeerwerk is gemeten aan een enkele AlGaAs/GaAs heterojunctie. De enkele heterojunctie is één van

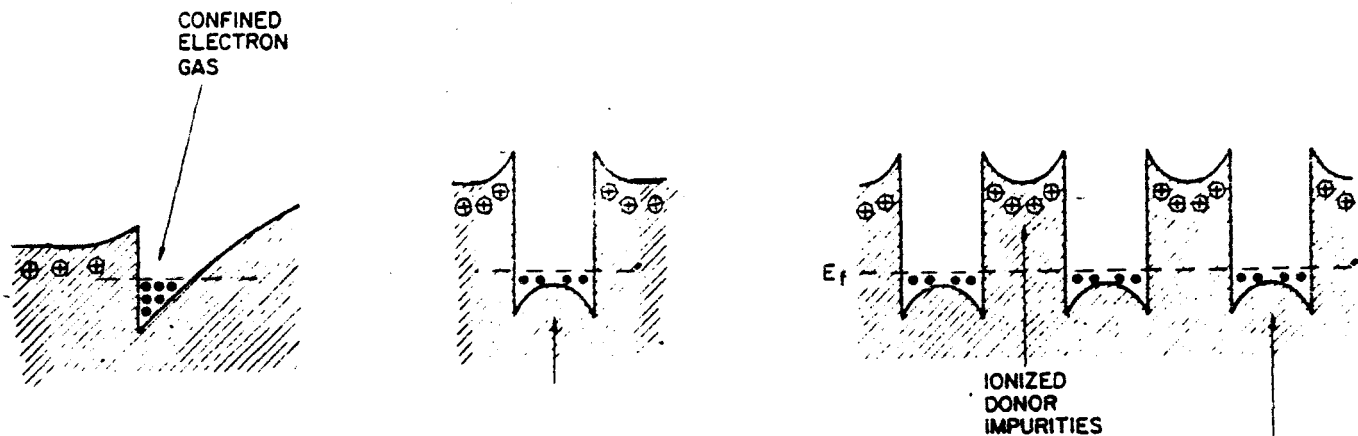


Fig 1.1:

Schets van respectievelijk de enkele heterojunctie, de "quantumwell" en het superrooster.

drie veel voorkomende structuren. Twee andere structuren zijn de "quantumwell" en het superrooster. In Fig. 1.1 is een schets van deze structuren gegeven.

Bij drie dimensionale systemen neemt de beweegbaarheid bij hogere elektrische velden drastisch af. De hoofdreden hiervoor is de emissie van polaire optische fononen. Al snel bleek dit ook het geval te zijn voor modulatie-gedoopte heterojunctie structuren [3, 4, 5, 6, 26].

Dit afstudeerwerk is met name mogelijk geworden door contacten met het Max-Planck-Institut für Festkörperforschung te Stuttgart, met name met de heren K. Ploog en E. Schubert. Zij waren bereid enkele preparaten te leveren. Met een al bestaande opstelling binnen de groep halfgeleiderfysica, waarmee het mogelijk is om Hall-effekt metingen te doen bij hoge elektrische velden, konden we nu zelf de beweegbaarheden en dichtheden van een 2DEG bij een AlGaAs/GaAs heterojunctie gaan bepalen.

## 2. AlGaAs/GaAs HETEROJUNKTIES

### 2.1. LIGGING VAN DE ENERGIENIVEAU'S

GaAs, AlAs en hun mengkristallen hebben een "zinc-blende" kristalstructuur. Dit betekent o.a. dat de bandenstructuren van deze halfgeleiders veel op elkaar lijken en als voorbeeld is in Fig. 2.1 de bandenstructuur van GaAs weergegeven.

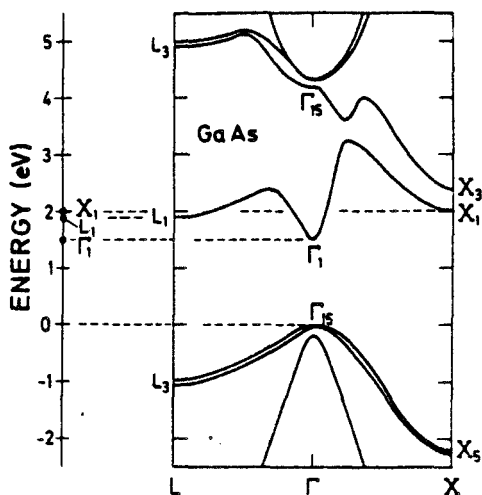


Fig. 2.1:  
De berekende bandenstructuur van GaAs bij  $T = 0$  K volgens Onton [7].

De bandenplaatjes van de andere halfgeleiders zullen hier o.a. wat betreft de ligging van de extrema van afwijken. In de ternaire verbinding  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  hangen de diverse eigenschappen af van de Al concentratie  $x$  (Appendix 1). De roosterconstante van GaAs bedraagt 0.5653 nm en die van AlAs 0.5661 nm. Dit betekent dat het heel goed mogelijk is om kristallografisch goede overgangen tussen GaAs, AlAs en hun mengkristallen te maken. Bij AlGaAs/GaAs overgangen is er een overgang van een materiaal met een grote bandafstand (AlGaAs) naar een materiaal met een kleine bandafstand (GaAs). Voor niet al te grote waarden van  $x$  ( $x < 0.4$ ) hebben we bovendien in beide gevallen te maken met materialen waarbij de kleinste bandafstand correspondeert met een directe overgang.

Om het verloop van de energiebanden in de buurt van de interface te kunnen berekenen moeten de diverse materiaal parameters bekend zijn

(appendix 1). Lang niet alle waarden zijn echter goed bekend. Zo worden een aantal waarden voor AlGaAs via lineaire interpolatie tussen GaAs en AlGaAs waarden geschat. Een belangrijk punt is verder welke waarde men neemt voor de diskontinuiteit in de geleidingsband. Tot voor enkele jaren werd de door Dingle [8] gevonden waarde algemeen geaccepteerd. Deze bedraagt 0.85 maal het verschil in bandafstand. De laatste jaren verschijnen er echter steeds meer publikaties waarin een andere waarde wordt voorgesteld. De waarde van 0.85 is oorspronkelijk bepaald met behulp van optische absorptie metingen aan superroosters. De laatste jaren wordt voor de bepaling van de diskontinuiteiten in de energiebanden meestal één van de volgende technieken gebruikt:

- "Charge transfer" metingen.
- C-V metingen.
- I-V metingen.

Wang et al. [9] komen met "charge-transfer" metingen aan een p-AlAs/GaAs heterojunctie op een verhouding tussen de geleidingsband diskontinuiteit en de valentieband diskontinuiteit van 64:36. De tweede methode wordt gebruikt door Okumura et al. [10] en Watanabe et al. [11]. Zij vinden respectievelijk 67:33 en 62:38. De resultaten van Watanabe et al. lijken het meest betrouwbaar omdat zij in tegenstelling tot Okumura et al. niet alleen metingen verricht hebben aan de geleidingsband maar ook aan de valentieband. De resultaten van de twee onafhankelijke metingen van Watanabe et al. komen overeen met de op dit moment meest betrouwbare en gehanteerde waarde voor de bandafstand [12]. De derde methode wordt gebruikt door Batey et al. [13] en Hickmott et al. [14]. Zij vinden respectievelijk 60:40 en 63:37. Een overzicht van allerlei waarden wordt tenslotte nog gegeven door Duggan [15]. Omdat 62:38 de meest betrouwbare waarde lijkt en 85:15 nog steeds veel gebruikt wordt, worden in de hierna volgende berekeningen beide waarden gebruikt.

Een eerste berekening is gemaakt met behulp van een programma wat enkele jaren geleden door Vredendregt [16] is opgesteld. De basis van deze berekening is de oplossing van de Poisson vergelijking

$$\frac{dD}{dx} = q(p - n + Nd^+ - Na^-) \quad (1)$$



zoals deze door Lundström et al. [17] is voorgesteld. Zij leiden een vergelijking voor de elektrostatistische potentiaal  $V_e$  af. Met:

$$E_c(x) = E_r - \chi(x) - qV_e(x) \quad (2)$$

$$E_v(x) = E_c(x) - E_g(x) \quad (3)$$

kan vervolgens het verloop van de energiebanden bepaald worden. De ligging van het Fermi-niveau volgt uit:

$$E_f = E_r - \chi - E_g/2 + kT \ln[N_v/N_c] - qV_r \quad (4)$$

Met voor de variabelen de bulkmateriaal waarden. Het programma van Vredenburg beperkt zich tot de Boltzmann statistiek. In Fig. 2.2 is het resultaat hiervan te zien. Aan de GaAs kant zien we nu ontaarding optreden, waardoor bovengenoemde statistiek niet meer van toepassing is. Om in dit geval toch nog zinnige resultaten te krijgen zou het programma uitgebreid moeten worden met de algemenere Fermi-Dirac statistiek.

Een tweede berekening is gemaakt door F. Hurkx [18]. De basis van deze berekening is een oplossingsmethode van de Schrödingervergelijking volgens de effectieve massa benadering.

Met behulp van tijdsonafhankelijke storingsrekening kunnen de oplossingen geschreven worden als:

$$\psi_n(\underline{r}) = N^{-1/2} \sum_{\underline{R}} \phi_n(\underline{R}) w_n(\underline{r} - \underline{R}) \quad (5)$$

De functies  $w_n$  zijn de Wannierfuncties, gedefinieerd als:

$$w_n(\underline{r} - \underline{R}) = N^{-1/2} \sum_{\underline{k}} e^{-\underline{k}R} \psi_{0kn}(\underline{r}) \quad (6)$$

Voor de modulatie functie  $\phi_n$  kan dan tenslotte de volgende vergelijking afgeleid worden:

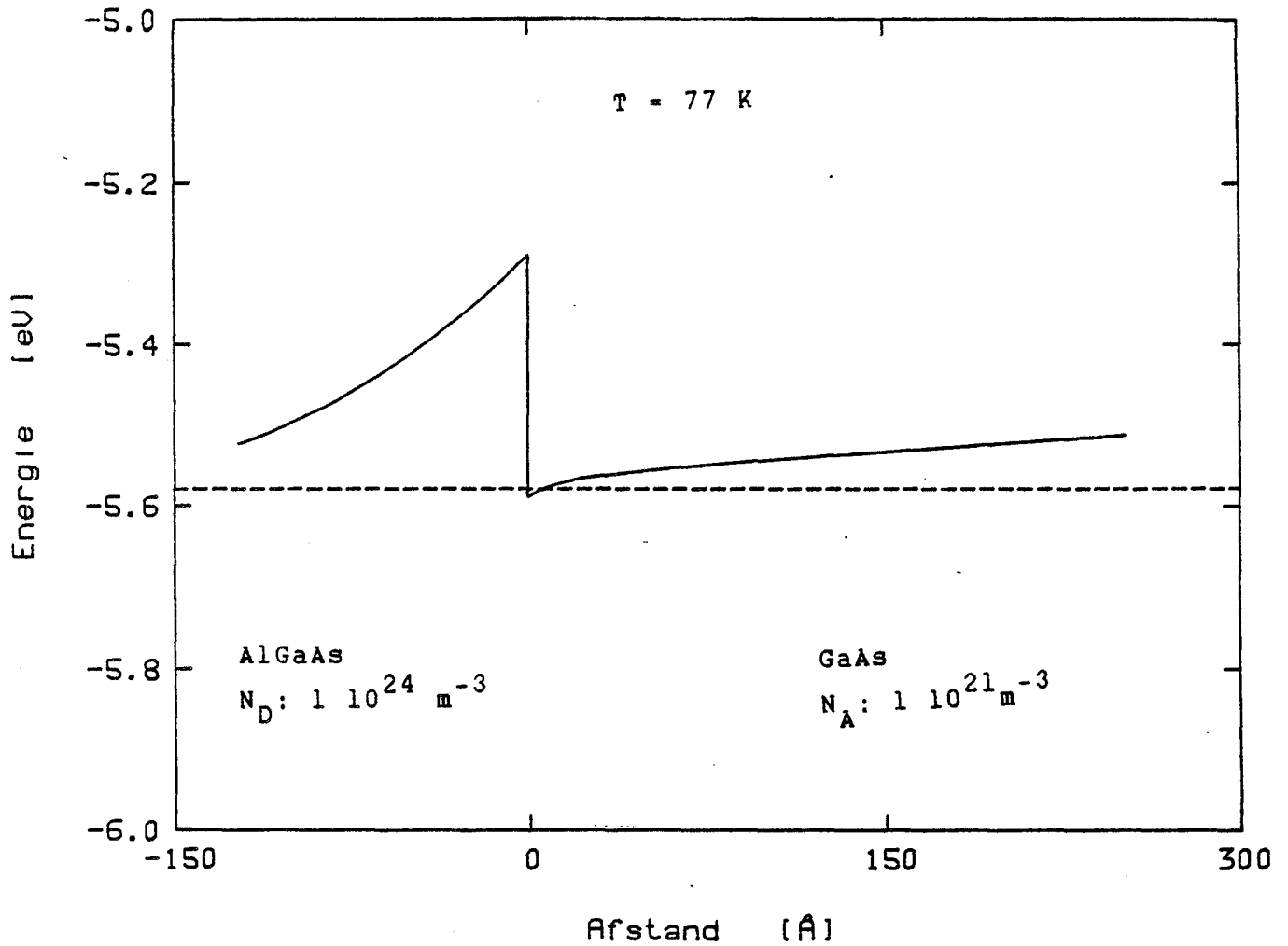


Fig. 2.2:

Het verloop van het geleidingsbandniveau bij een AlGaAs/GaAs interface bij  $T = 77 \text{ K}$ , berekend volgens [16]. Hierbij is voor de discontinuïteit 0.63 maal het verschil in bandafstand genomen.

$$\{E_{0n}(-i\nabla) + U'(\underline{r})\} \phi_n(\underline{r}) = E_n \phi(\underline{r}) \quad (7)$$

$U'(\underline{r})$  is de storingspotentialiaal. Deze is opgebouwd uit drie componenten:

$$U'(\underline{r}) = U_0 \theta(-\underline{r}) + U_c(\underline{r}) + U_{ex}(\underline{r}) \quad (8)$$

$U_0$  is de diskontinuiteit in de geleidingsband en  $\theta(\underline{r})$  is de eenheidsstap functie in de richting loodrecht op het interface.  $U_c(\underline{r})$  is de Coulomb interactie potentiaal en  $U_{ex}(\underline{r})$  is de één elektron potentiaal term welke de effecten van "exchange" in rekening brengt. Vergelijking (7) basisvergelijking voor een zelfkonsistente berekeningsmethode. De modulatie functies vertonen de langzame variaties van de echte golf functies met weglating van de variaties op atomaire schaal.

De belangrijkste aannames die in [18] gemaakt zijn worden hieronder nog eens vermeld:

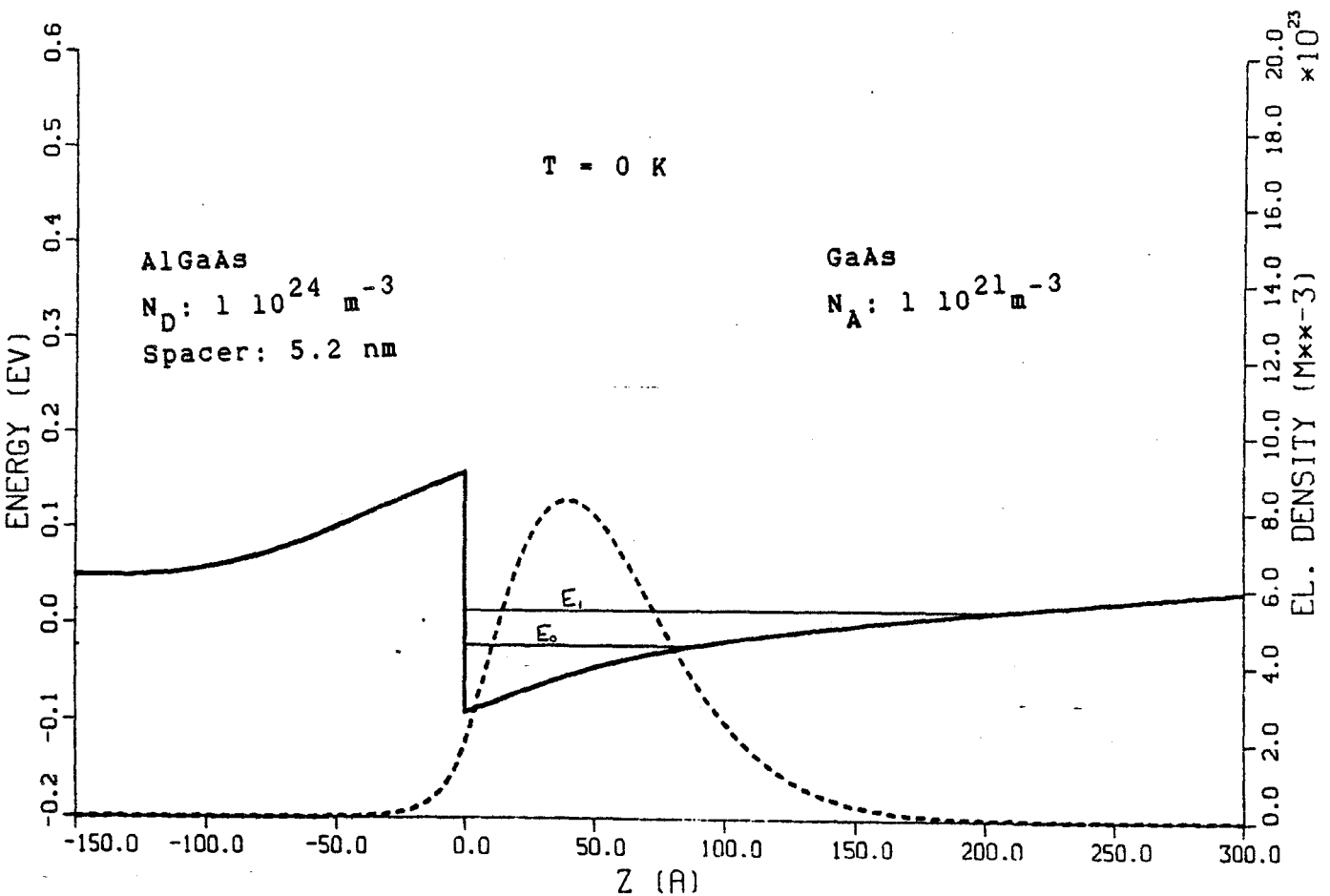


Fig 2.3:  
Het verloop van het geleidingsband niveau en de elektronendichtheid bij T = 0 K. De Al-concentratie = 0.25 en  $\Delta E_c = 0.85 \Delta E_v$ .

- 1) De banden zijn ontkoppeld.
- 2) De storingspotentialaal varieert slechts langzaam ten opzichte van de uitgebreidheid van de Wannierfuncties.
- 3) Het celperiodieke deel van de potentialaal is aan beide kanten van de heterojunctie gelijk.

De resultaten van deze berekeningen zijn in de figuren 2.3 tot en met 2.6 te zien.

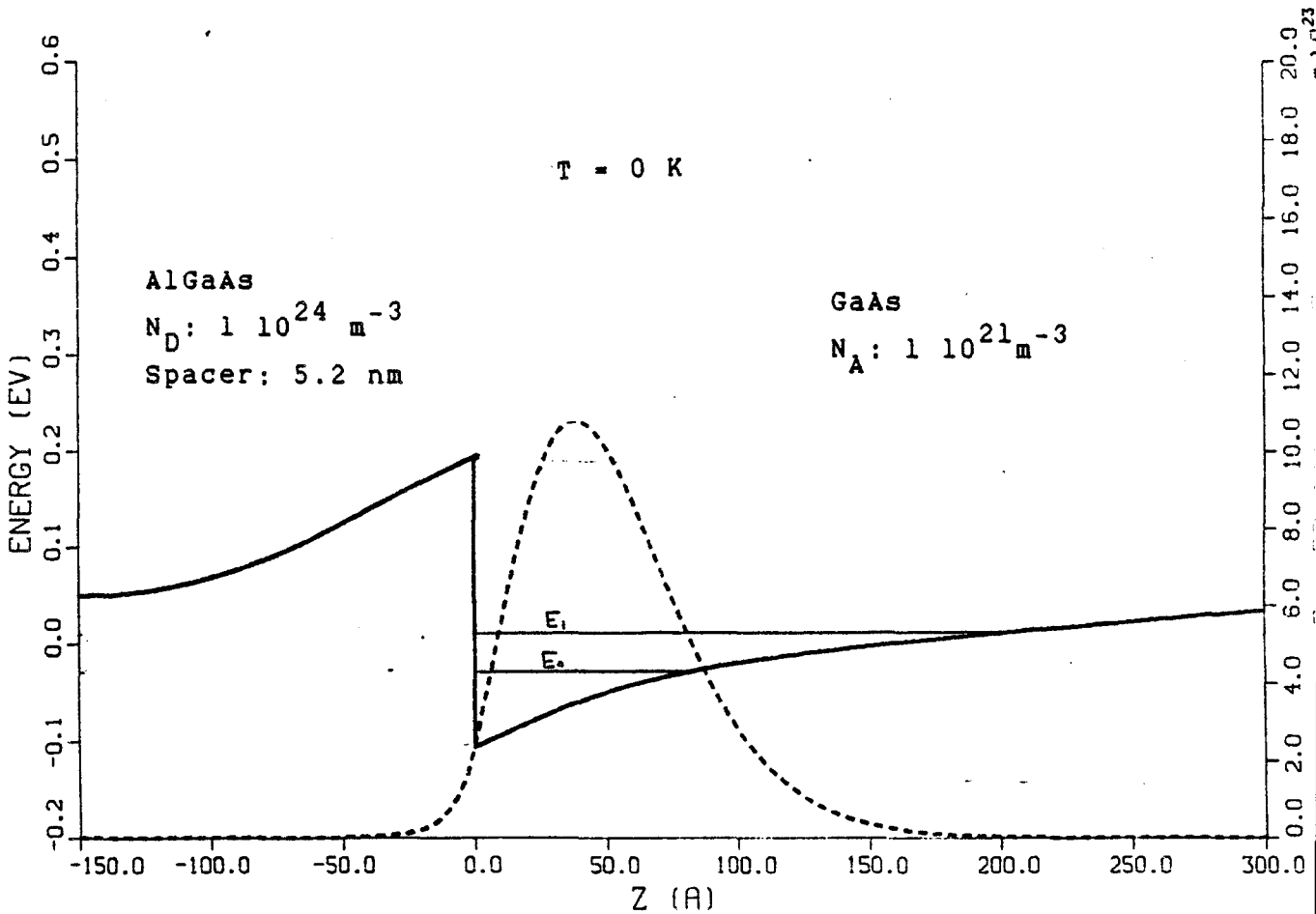


Fig 2.4:

Het verloop van het geleidingsband niveau en de elektronendichtheid bij  $T = 0 \text{ K}$ . De Al-concentratie = 0.30 en  $\Delta E_C = 0.85 \Delta E_V$ .

In de onderstaande tabel zijn enkele numerieke waarden behorende bij de figuren 2.3 tot en met 2.6 opgenomen.

$\Delta E_c$	0.26	0.32	0.20	0.24	eV
x	0.25	0.30	0.25	0.30	
$d_{\text{AlGaAs}}$	131.8	147.8	63.05	77.46	Å
$d_{\text{GaAs}}$	1.378	1.379	1.410	1.411	μm
$n_{2\text{DEG}}$	6.59	8.19	4.88	6.32	$10^{15} \text{ m}^{-2}$
$E_1$	-0.0233	-0.029			eV
$E_2$	+0.0146	+0.011			eV

Tabel 2.1: Enkele numerieke waarden behorende bij de figuren 2.3 tot en met 2.6.

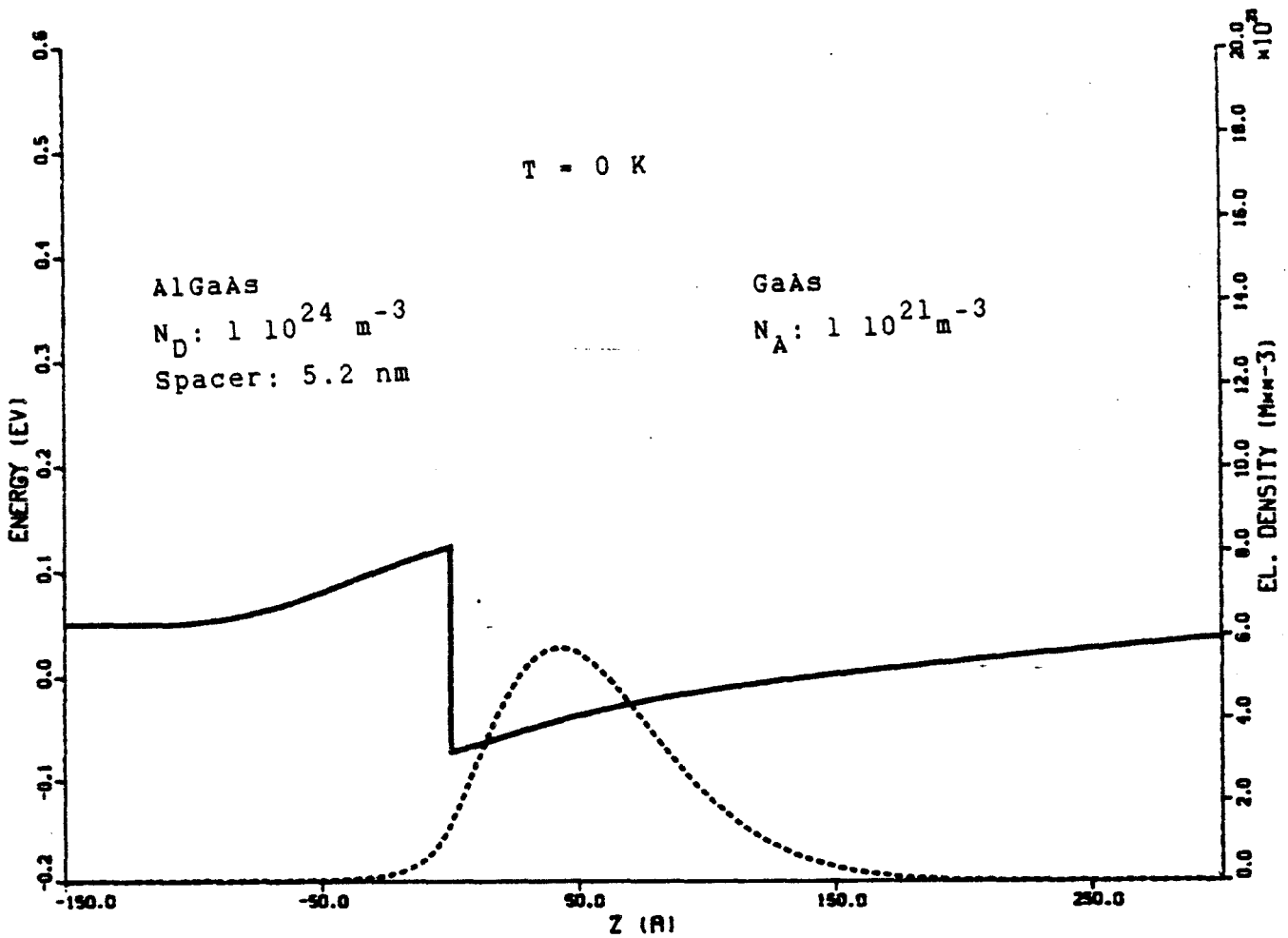


Fig 2.5:

Het verloop van het geleidingsband niveau en de elektronendichtheid bij T = 0 K. De Al-concentratie = 0.25 en  $\Delta E_c = 0.63 \Delta E_v$ .

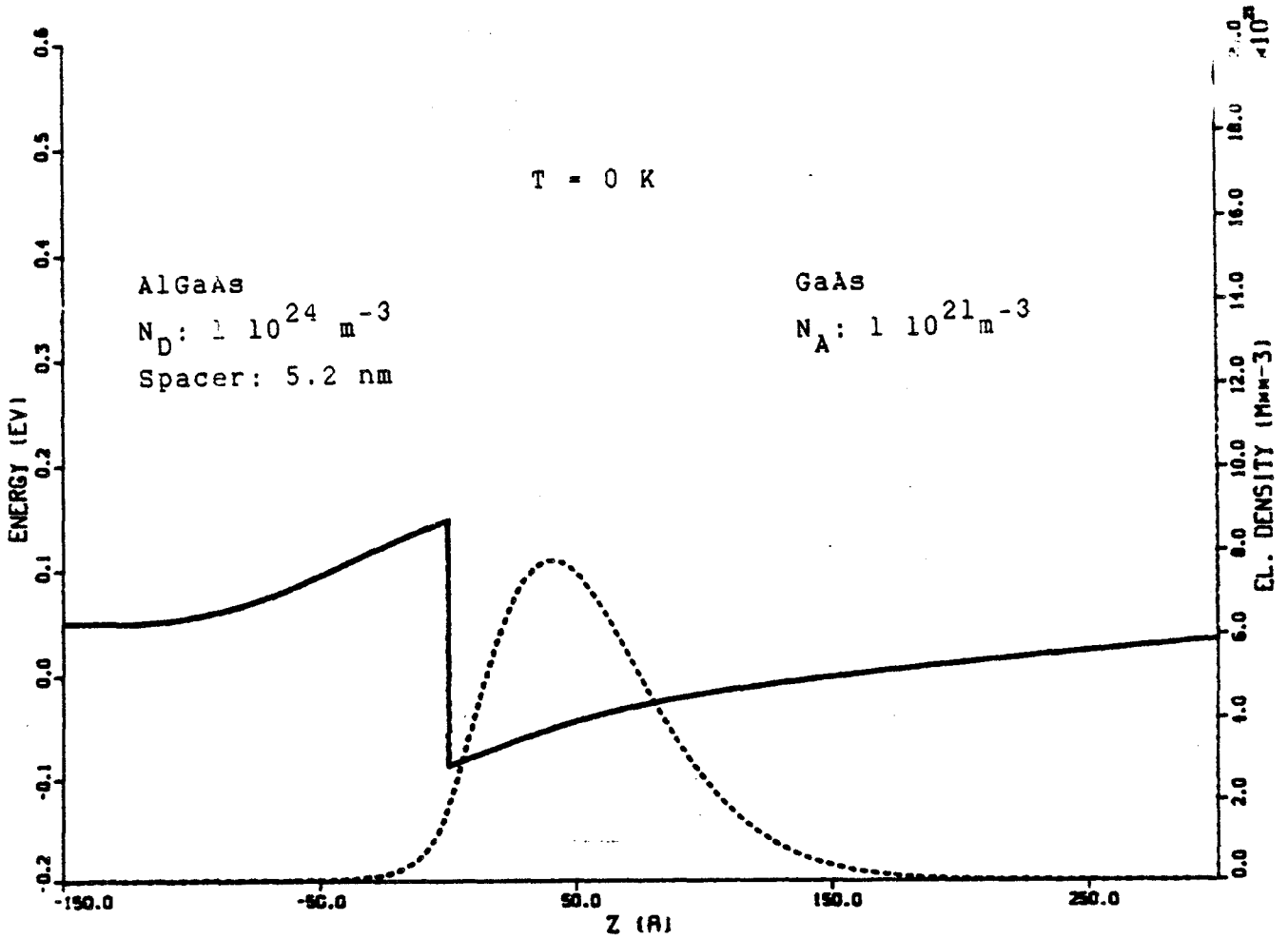


Fig. 2.6:

Het verloop van het geleidingsband niveau en de elektronendichtheid bij  $T = 0 \text{ K}$ . De Al-concentratie = 0.30 en  $\Delta E_C = 0.63 \Delta E_V$ .

Een probleem bij deze berekeningen is de vraag welke aansluitvoorwaarden voor de envelopefuncties gekozen moeten worden. Voor de echte golf functies wordt altijd de continuïteit van de functie zelf en zijn eerste afgeleide geeist. Het is echter allerm minst duidelijk of dezelfde voorwaarden ook op de envelopefuncties van toepassing zijn. Hurkx geeft in zijn afstudeerverslag [25] nog een uitgebreide bespreking over de toepasbaarheid van de door hem gehanteerde methode. Diverse andere aansluitvoorwaarden worden gegeven door [20, 21, 22, 23, 24]. Hoewel de

diskussie over dit punt nog in volle gang is blijkt uit [20] tot en met [25] dat de konventionele aansluitvoorwaarden voor AlGaAs/GaAs heterojuncties nog niet zo slecht zijn.

## 2.2. TRANSPORTEIGENSCHAPPEN

De beweegbaarheid van ladingsdragers in halfgeleiders wordt bepaald door diverse verstrooiingsprocessen, welke in drie groepen in te delen zijn, nl. "defect-", "carrier-carrier-" en "lattice scattering". In bulk n-GaAs is van de eerste groep onder normale omstandigheden hoofdzakelijk de geladen onzuiverheidsverstrooiing van belang en van de roosterverstrooiing de akoestische deformatie en de polaire optische fononen verstrooiing [27]. "Carrier-carrier scattering" is alleen van belang bij zeer grote elektronen dichtheden. In Fig. 2.7 is het verloop van de beweegbaarheid in bulk n-GaAs als functie van de temperatuur weergegeven zoals deze bijvoorbeeld is bepaald door Stillman et al.

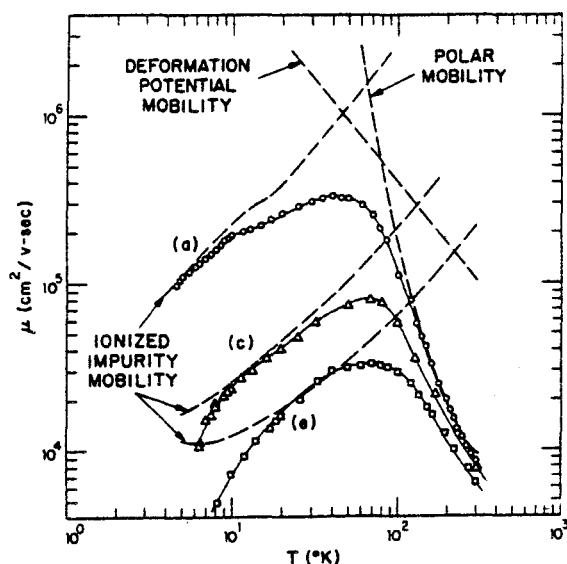


Fig. 2.7:

Het verloop van de beweegbaarheid in bulk n-GaAs, gemeten door

Stillman et al. [28];

- a)  $N_d = 4.8 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$
- b)  $N_d = 2.0 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$
- c)  $N_d = 1.1 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$ .

In deze figuur is te zien dat in bulk n-GaAs de geladen onzuiverheidsverstrooiing bij lagere temperaturen dominant is.

In de voorgaande paragraaf is te zien dat bij een AlGaAs/GaAs overgang het geleidingsbandniveau aan de GaAs kant tot onder het Fermi-niveau duikt. Het gevolg is dat er een zeer smalle (ca. 150 Å) potentiaalput ontstaat. De elektronen in deze potentiaalput, het twee dimensionaal elektronen gas (2DEG), zijn afkomstig van het n-AlGaAs. Omdat de elektronen ruimtelijk gescheiden zijn van de donoren in het



AlGaAs en omdat in het GaAs slechts zeer weinig geladen onzuiverheden aanwezig zijn, is de geladen onzuiverheidsverstrooiing van de elektronen in het 2DEG sterk gereduceerd. Dit heeft vooral bij lage temperaturen een sterke stijging van de beweegbaarheid tot gevolg. Om de elektronen zo goed mogelijk te scheiden van de geladen onzuiverheden in het AlGaAs groeit men bovendien een ongedoopte AlGaAs laag tussen het n-AlGaAs en het GaAs, de "spacer". Het gevolg hiervan is echter wel dat de elektronen dichtheid van het 2DEG afneemt [29, 34]. Omdat de beweegbaarheid ook afneemt bij lage elektronen dichtheden, vooral als de dichtheid lager dan  $5 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$  wordt [1, 36], moet voor de dikte van deze "spacer"-laag een kompromis gezocht worden.

Voor dit 2DEG zijn de volgende verstrooiingsprocessen van belang [3, 36]:

-Roosterverstrooiing. Bij hoge temperaturen is hiervan de polaire optische fononen verstrooiing van belang en bij lage temperaturen is de akoestische fononen verstrooiing van belang. Bij hoge elektrische velden wordt de polaire optische fononen verstrooiing ook bij lage temperaturen belangrijk. Alleen bulk fononen spelen een rol. Interface fononen zijn te verwaarlozen omdat de dichtheid en de dielektrische konstante in beide materialen vrijwel aan elkaar gelijk zijn.

-Interface verstrooiing ten gevolge van groeifouten bij de overgang.

-Geladen onzuiverheidsverstrooiing door de donoren in het AlGaAs. Dit proces blijft van belang, vooral bij lage temperaturen. Verstrooiing door onzuiverheden in het GaAs is vanwege de lage concentratie te verwaarlozen.

-Intersubband verstrooiing. Dit wordt belangrijk wanneer de eerste aangeslagen toestand van het 2DEG bezet wordt. Dit gebeurt bij hoge elektronen dichtheden en/of hoge elektrische velden.

Bij hoge elektrische velden worden de volgende verstrooiingsprocessen ook nog van belang:

-Verstrooiing naar de GaAs buffer laag, waardoor het 2D karakter verloren gaat, zodat de hoogveld eigenschappen van het 2DEG de eigenschappen van bulk n-GaAs gaan benaderen.

-"Trapping" van elektronen in gebonden toestanden in het AlGaAs bij het interface. Hierdoor neemt de elektronen dichtheid van het 2DEG af.

- "Real space transfer" van 2DEG elektronen naar het AlGaAs. Hess et al. [30] lieten voor het eerst zien dat dit laatste verstrooiingsproces een negatieve differentiele weerstand (NDR) tot gevolg kan hebben, welke vergelijkbaar is met het Gunn-effekt [31]. De velden waarbij deze twee effecten optreden liggen boven de 3 kV/cm.

Ridley [32, 33] geeft nog een derde mechanisme voor NDR. Dit type NDR wordt veroorzaakt door het bestaan van een drempel energie voor de emissie van polaire optische fononen. Deze drempel energie is een gevolg van de stapvormige verdelingsfunctie in 2D structuren. NDR treedt echter alleen op indien de elektron-elektron wisselwerking beneden de drempel energie sterk genoeg is om een Maxwell-snelheidsverdeling te handhaven en indien boven de drempel energie de polaire optische fononen verstrooiing veel sterker is dan de elektron-elektron wisselwerking. Het elektrisch veld waarbij dit effect zou optreden ligt in de buurt van 1.5 kV/cm.

### 3. DE PREPARATEN

Een tweetal preparaten (5185) zijn door het Max Planck Institut für Festkörperforschung te Stuttgart ter beschikking gesteld. De lagen zijn met behulp van molecular beam epitaxy gegroeid op een (100) georiënteerd semi-insulating GaAs substraat. De groeisnelheid bedroeg 1  $\mu\text{m}/\text{h}$  en de substraat temperatuur was 580 - 600  $^{\circ}\text{C}$  tijdens de groei van het GaAs en 650 - 660  $^{\circ}\text{C}$  bij AlGaAs. De Al concentratie bedraagt 25 - 30 %. De donor concentratie in het n-type AlGaAs bedraagt ongeveer  $10^{24} \text{ m}^{-3}$ . De 1  $\mu\text{m}$  dikke GaAs buffer laag is p-type ten gevolge van een restant koolstof verontreiniging en  $N_a$  is ongeveer  $10^{21} \text{ m}^{-3}$ . Op deze 1  $\mu\text{m}$  dikke GaAs laag ligt een 52 Å dikke ongedoopte AlGaAs laag, de "spacer". Daar bovenop een 525 Å dikke Si gedoopte AlGaAs laag. Een 200 Å dikke GaAs deklaag ligt tenslotte hier bovenop. In Fig. 3.1 is deze opbouw weergegeven.

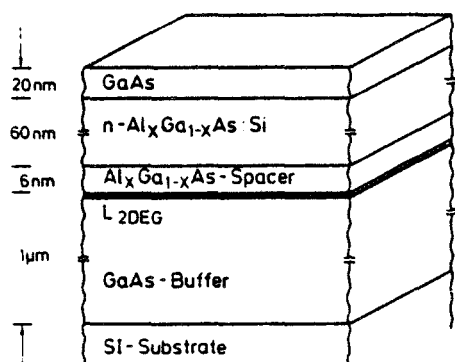


Fig. 3.1:

De lagenstructuur van de preparaten.

De berekeningen in hoofdstuk 2 zijn specifiek voor deze structuren gedaan. In tabel 3.1 zijn de laagveld Hall-gegevens van de preparaten opgenomen.

Van groot belang bij de preparaten is het feit dat er voor gezorgd is dat de ruimteladingsgebieden van de heterojunctie en het oppervlak in het n-type AlGaAs aan elkaar aansluiten. Is dit immers niet het geval dan ontstaat er een tweede geleidende laag in het AlGaAs, parallel aan

T	n (m <sup>-2</sup> )	μ (m <sup>2</sup> /Vs)
300 K	1.1 10 <sup>16</sup>	0.6
77 K	9.1 10 <sup>15</sup>	7
4.2 K	6.8 10 <sup>15</sup>	15

Tabel 3.1:

De laagveld Hall gegevens van de preparaten 5185 zoals deze door het MPI zijn opgegeven.

het 2DEG en met een veel lagere beweegbaarheid dan het 2DEG. Zo'n parallelle laag heeft een grote invloed op de meetresultaten [34, 35]. Dit uit zich met name in een toename van de elektronen dichtheid van het

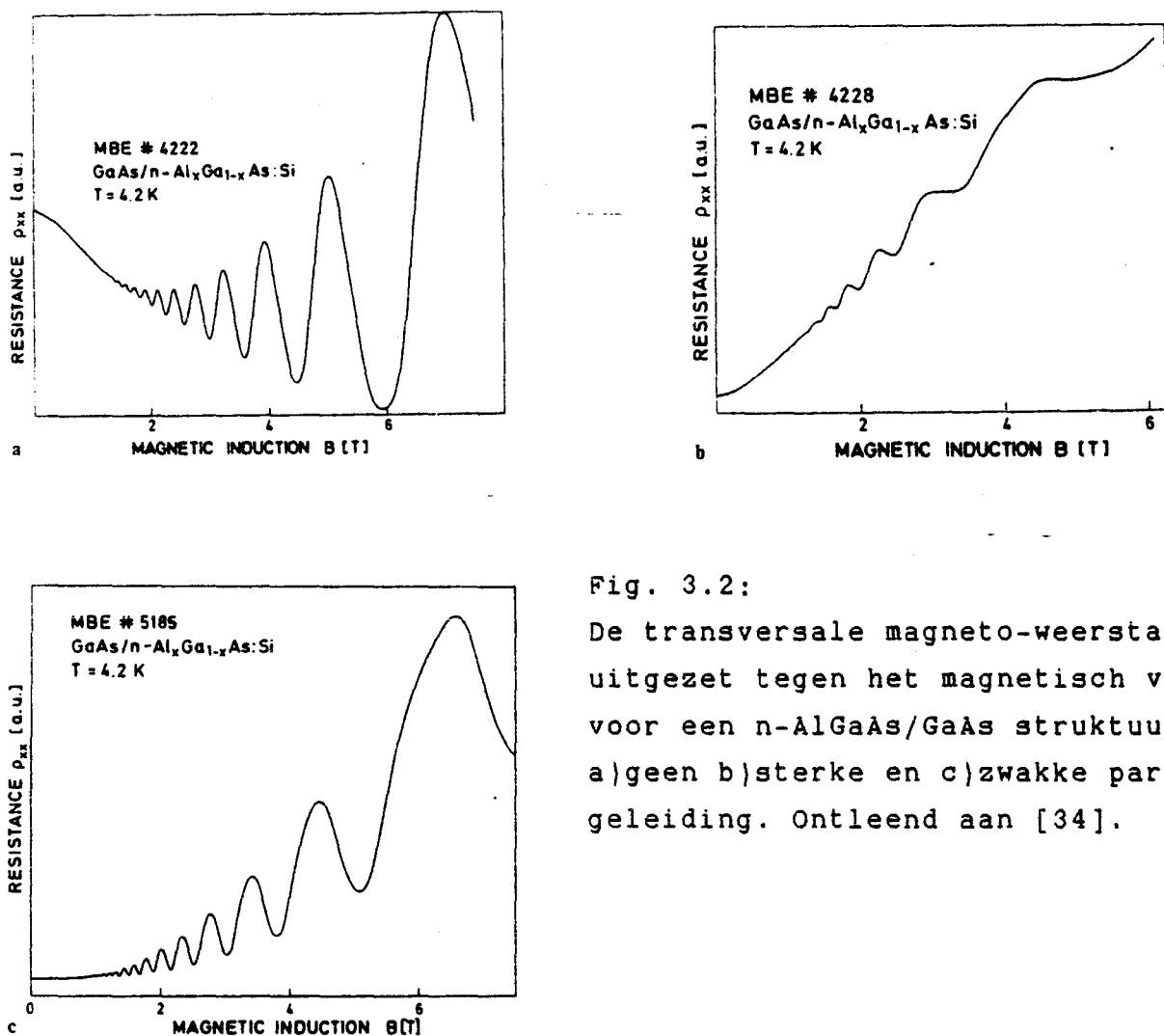


Fig. 3.2:

De transversale magneto-weerstand uitgezet tegen het magnetisch veld voor een n-AlGaAs/GaAs structuur met a) geen b) sterke en c) zwakke parallelle geleiding. Ontleend aan [34].

2DEG bij sterker wordend magnetisch veld. Andere mogelijkheden om een dergelijke parallelle laag te detekteren zijn C-V metingen en Shubnikov-de Haas effect metingen [34]. In Fig. 3.2 is van deze laatste methode een voorbeeld gegeven.

In deze figuur is te zien dat bij onze preparaten (5185) slechts sprake is van een zwakke parallelle geleiding. Schubert et al. [34] bedoelen met zwak dat deze parallelle geleiding geen merkbare invloed heeft op de Hall metingen en C-V metingen. In de lagen is een brugstructuur fotolithografisch geëtst, zie Fig. 3.3.

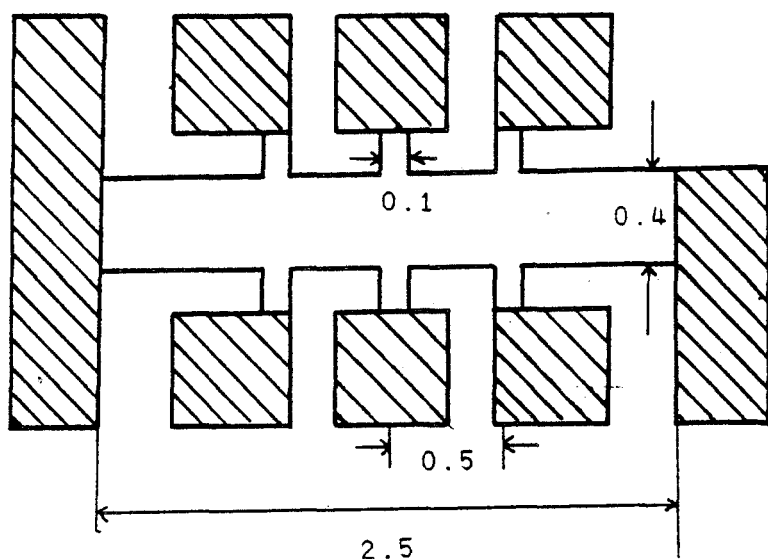


Fig. 3.3:

Het brugpatroon zoals dat in de plak is geëtst.

De kontakten zijn gemaakt door SnAu (20/200 nm) op te dampen en dit vervolgens gedurende 4 minuten bij 380 °C in een N<sub>2</sub>/H<sub>2</sub> (80/20 %) gasstroom te laten legeren. De indringdiepte van de kontakten moet zo groot zijn dat er rechtstreeks contact gemaakt wordt met de 2DEG laag zonder dat hierbij nog een stuk GaAs of AlGaAs tussen zit. In de tot nu toe ontwikkelde theorieën over dit soort kontakten wordt er van uitgegaan dat er sprake is van een goed gedefinieerd interface tussen het metaal en de halfgeleider [37, 38]. In de praktijk blijkt echter dat er van zo'n interface geen sprake is [39, 40]. De overgang tussen het

metaal en de halfgeleider vindt vaak plaats in een sterk inhomogene of amorf tussenlaag, zie Fig. 3.4. In het kontakt zitten allerlei gebiedjes met een verschillende samenstelling. Slechts een beperkt aantal van deze gebiedjes heeft een laag ohmig kontakt met het halfgeleidermateriaal. Het is dan ook niet duidelijk in hoeverre de theorieën hierop van toepassing zijn.

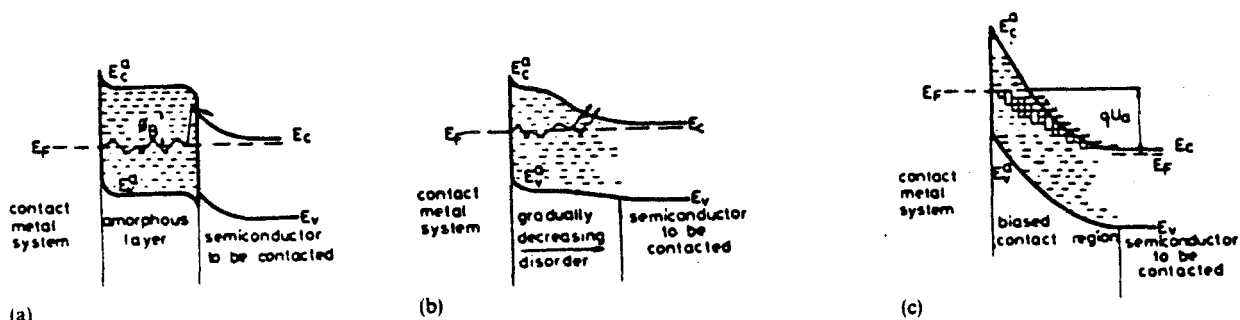


Fig. 3.4:

Schets van het verloop van de bandenstructuur.

- a) Een abrupte amorf-kristallijne overgang.
- b) Een geleidelijke amorf-kristallijne overgang in thermisch evenwicht
- en c) in een stroomvoerende toestand. Typische elektronen banen zijn met pijltjes aangegeven. Ontleent aan [40].

Hoewel er op bulk GaAs met gelegeerde kontakten goede kontakten, met kontaktweerstand van slechts een paar honderd ohm, gemaakt kunnen worden, is het niet duidelijk of deze kontakten ook geschikt zijn voor lagen structuren en 2D structuren. Bij het kontakt zal van een dunne lagenstructuur en een 2DEG waarschijnlijk niet veel overblijven. Kirchner et al. [41] en Marschall et al. [42] komen dan ook met andere technieken zoals "in situ" metallisatie en solid phase epitaxy.

Uit metingen is gebleken dat de kontakten op de preparaten 5185 bij lage stromen ( $< 1$  mA) een lineaire I-V karakteristiek hebben met een weerstand van ongeveer  $400 \Omega$ . Bij hoge stromen blijken deze kontakten echter een sterk niet lineaire karakteristiek te hebben, zie hoofdstuk 6.

## 4. HET EXPERIMENT

### 4.1. HALL-EFFECT

Het Hall-effekt treedt op wanneer een stroomvoerende geleider zich in een magneetveld bevindt. De Hall-spanning ontstaat ten gevolge van de Lorentz-kracht die het magneetveld op de bewegende ladingsdragers uitoefent. In deze paragraaf worden alleen de eenvoudige formules [43] gegeven, waarmee de resultaten in hoofdstuk 6 berekend zijn. Deze formules zijn alleen geldig bij de volgende aannames:

- De botsingsrelaxatie tijd is konstant, dus onafhankelijk van de snelheid en energie van de ladingsdragers.
  - Het Hall-elektrische veld is veel kleiner dan het aangelegde elektrische veld.
  - Er is geen stroom in de richting van de Hall-spanning.
- De grootte van de Hall-spanning wordt gegeven door:

$$V_H = RIB/d \quad (9)$$

R is de Hall constante en is gelijk aan:

$$R = \frac{p\mu_h^2 - n\mu_e^2}{q(n\mu_e + p\mu_h)^2} \quad (10)$$

Indien we alleen met geleiding door elektronen te maken hebben reduceert vergelijking (10) tot:

$$R = -1/qn \quad (11)$$

In het geval van een 2DEG neemt men voor de elektronen dichtheid  $n$  de dichtheid per vierkant  $n_2$  welke gelijk is aan  $n \cdot d$ , omdat niet duidelijk is welke waarde voor de dikte moet worden genomen. Met

$$\mu_H = |R|\sigma \quad (12)$$

vindt men voor een 2DEG:

$$n_2 = - IB/qV_H \quad (13)$$

$$\mu_H = - lV_H/bV_l B \quad (14)$$

In hoofdstuk 6 wordt alleen gekeken naar de Hall-beweegbaarheid, welke niet gelijk is aan de drift beweegbaarheid. Het verschil tussen de twee beweegbaarheden hangt onder andere af van de aard van de belangrijkste verstrooiingsprocessen en de mate van degeneratie van de halfgeleider.



## 4.2. DE OPSTELLING

### 4.2.1. Algemeen

De meetopstelling is een aangepaste versie van die welke door Alberga [44] is gebruikt, Fig. 4.1.

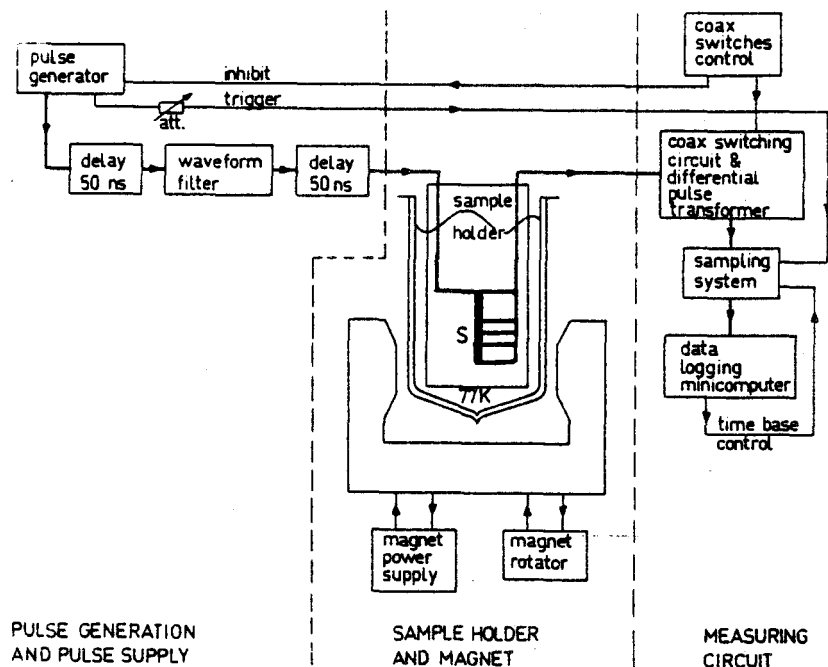


Fig. 4.1:

Blokschema van de meetopstelling.

Een pulsgenerator van het charging line type is gebruikt [45]. De output impedantie bedraagt 25 ohm en de maximale output spanning is 2 kV. Gebruikt zijn 100 ns brede rechthoek pulsen. Het pulsvormend netwerk bestaat dan uit twee 50 ns lange parallelle 50  $\Omega$  coax lijnen met open uiteinden. De stijgtijd van deze pulsen bedraagt 400 ps. De pulsgenerator is bij een puls repetitie frequentie van 20 Hz nog in staat om 750 ns lange pulsen af te geven.

In de twee maal 50 ohm parallelle puls toevoerlijnen zijn "waveform" filters (sect. 4.2.2.) geplaatst om voor een goede pulsvorm en gewenste

stijgtijd te zorgen. Aan weerszijden van deze filters zijn 50 ns. vertraginglijnen geplaatst om er voor te zorgen dat eventuele reflecties buiten de hoofdpuls vallen. Deze 100 ns vertraging is ook nodig om de sampling scoop op tijd te kunnen triggeren. De triggerpuls is namelijk rechtstreeks van de output puls afgeleid en het trigger systeem van de scoop zelf geeft ca. 60 ns vertraging.

Het sampling scoop systeem dat gebruikt is staat beschreven in [46]. Dit is een uitgebreide vier kanaals versie van een standaard Hewlett-Packard 140-serie scoop (141B mainframe, 142A time base, twee 1411A vertical amplificers elk met een 1431A dual sampler). De stijgtijd van dit systeem bedraagt ongeveer 30 ps en de bandbreedte 12.4 GHz. Het ruisniveau bij de gevoeligste stand bedraagt 2.5 mV.

Om meer dan vier signalen automatisch te kunnen meten is tussen het preparaat en de samplers een schakelcircuit geplaatst, Fig. 4.2.

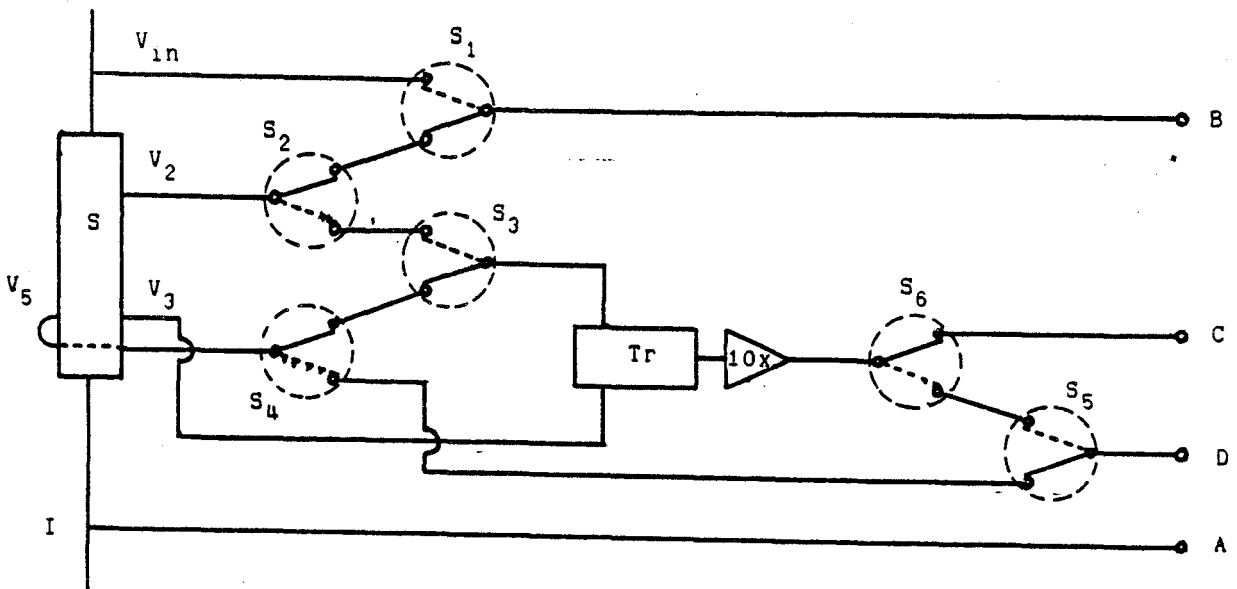


Fig. 4.2:

Schema van het coax schakelcircuit tussen de meetlijnen 1 t/m 5 en de samplers a t/m d, met de differentiele puls transformator en de puls versterker.

Gebruikt zijn HP 8761A coax schakelaars met een bandbreedte van 18 GHz. Om kleine verschilspanningen (bv. Hall spanning) toch nog nauwkeurig te kunnen meten is gebruik gemaakt van een differentiele puls transformator [47] in combinatie met een puls versterker (Keithley 109). De stijgtijd hiervan bedraagt 3 ns en het ruisniveau 30  $\mu$ V.

De hele meëtopstelling wordt gestuurd met een Data General Eclipse S/120 minicomputer.

#### 4.2.2. Waveform filters

De waveform filters zorgen voor een goede pulsvorm en gewenste stijgtijd. Uitgegaan is van een 7 elements "low pass" filter gebaseerd op een "maximally flat time delay prototype" zoals dat door [48] gegeven wordt. In Fig. 4.3 is het schema van dit filter type gegeven.

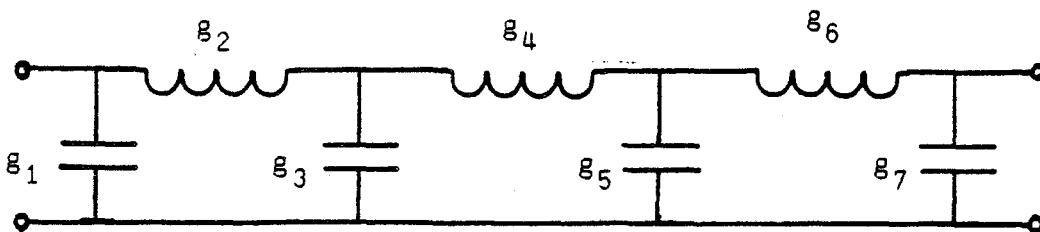


Fig. 4.3:

Schema van de wave form filters.

De genormaliseerde elementwaarden  $g_1$  tot en met  $g_7$  zijn resp. 0.7677 - 0.3744 - 0.2944 - 0.2378 - 0.1778 - 0.1104 - 0.0375. De element waarden van een lijn met karakteristieke golfimpedantie  $Z_0$  en een filter met afsnijfrequentie  $\omega_c$  (3 dB punt) volgen uit:

$$C = g_i / Z_0 \omega_c \quad i=1,3,5,7 \quad (15)$$

$$L = g_i Z_0 / \omega_c \quad i=2,4,6 \quad (16)$$

Een tweetal set filters gebaseerd op dit type was al voorhanden [49]. Deze filters zijn gemaakt met behulp van een coaxiaal circuit (een korte stapsgewijze verwijding van de binnendiameter van de golfgeleider geeft een capacitieve energie opslag en een vernauwing een inductieve energie opslag). De stijgtijden hiervan zijn 0.7 en 1.5 ns.

Tijdens de metingen bleek echter al gauw dat de hoogfrequente componenten in de pulsen aanleiding geven tot allerlei circuitproblemen [50]. Deze problemen waren niet op te lossen door alleen maar de montage van de preparaten te verbeteren (sect. 4.2.3.). Het was derhalve noodzakelijk om filters met langere stijgtijden te maken (bv. 7 ns). Voor coaxiale elementen geldt, mits de golflengtes van de Fourier componenten van het signaal minstens vier maal zo groot zijn als de fysische afmetingen van de elementen, [51]:

$$C = 1.41306 \epsilon_r / \ln(r_o/r_i) \quad \text{pF/m} \quad (17)$$

$$L = 5.0799 \mu_r \ln(r_o/r_i) \quad \text{nH/m} \quad (18)$$

Met de mechanische beperkingen ten aanzien van de afmetingen van de binnen en buitengeleiders zouden we in het geval van een 7 ns filter op filterlengtes van enkele meters komen. Bovendien zou de toepasbaarheid van dit filter tot vrij lage frequenties (<1 GHz) beperkt blijven.

Daarom is geprobeerd filters te maken met gewone componenten, die normaal gesproken voor hoogfrequente toepassingen minder geschikt zijn. Uitgegaan is van het schema in Fig. 4.3. Gebruikt zijn high-voltage keramische plaatcondensatoren (Centralab). Als zelfinducties zijn zelf gewikkelde luchtspoeltjes gebruikt. Deze componenten zijn gemonteerd op een 50 ohm stripline. De capaciteiten zijn sterk frequentieafhankelijk. Voor hoge frequenties werkt de eerste condensator als een kortsluiting naar aarde. Daarom is de condensator met 50  $\Omega$  afgesloten. Gebruikt zijn "Allen-Bradley" weerstanden. Ook de andere condensatoren zijn met weerstanden naar aarde afgesloten. De weerstanden vertragen tevens het op- en ontladen van de condensatoren. Het schema wordt nu :

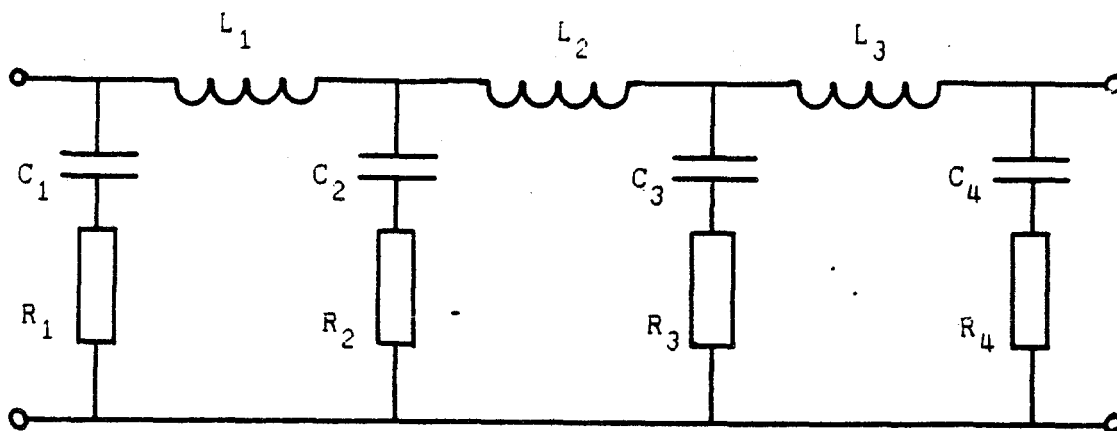


Fig. 4.4:

Schema van het 7 ns filter, opgebouwd uit losse componenten.

De component waarden zijn:  $L_1$  tot en met  $L_3$  resp. 100, 80 en 50 nH,  $C_1$  tot en met  $C_4$  resp. 30, 30, 30 en 4.7 pF en  $R_1$  tot en met  $R_4$  resp. 56, 56, 1000 en 47  $\Omega$ .

De invloed van deze weerstanden, waarvan de waarden experimenteel zijn bepaald, is duidelijk te zien in Fig. 4.5.

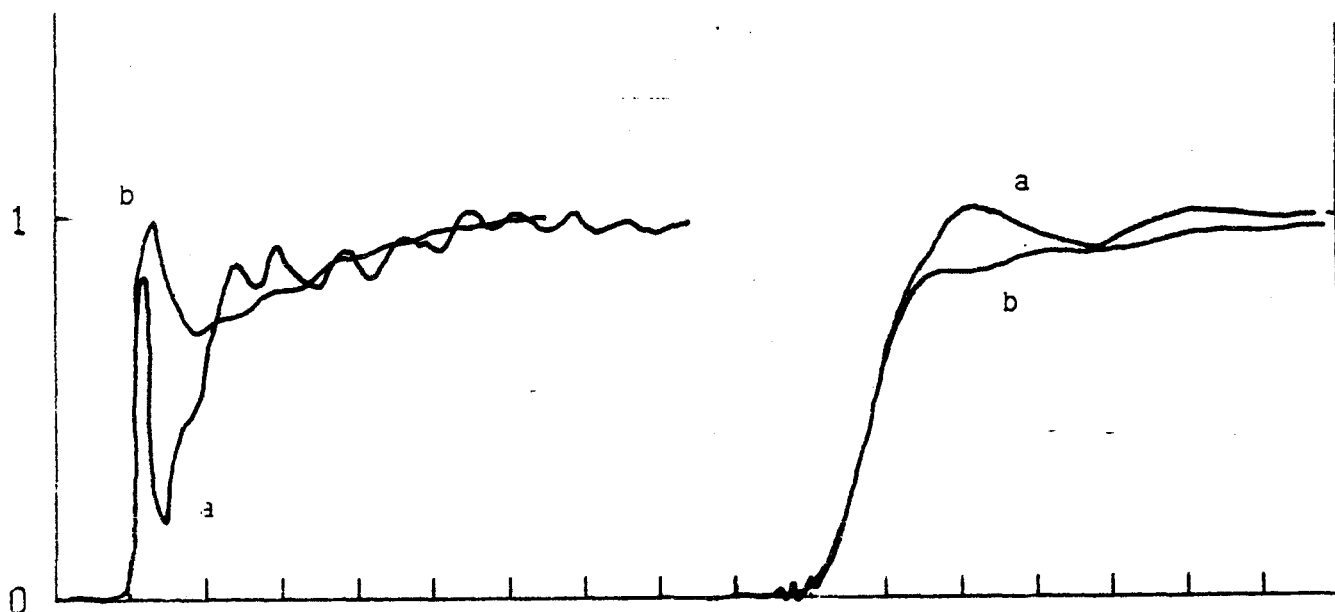
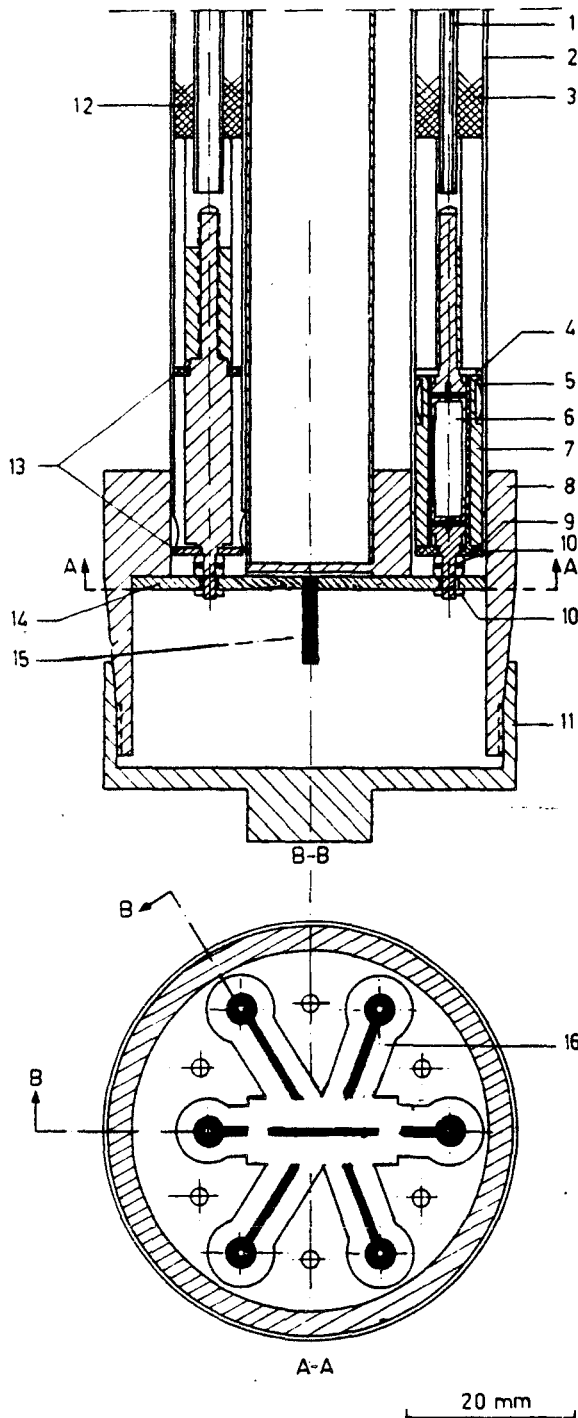


Fig. 4.5:

Reflektie- (links) en transmissie- (rechts) coëfficiënten van het 7 ns filter zonder (a) en met (b) de "Allen-Bradley" weerstanden. De tijdschaal is 5 ns/cm.

### 4.2.3. De montage



- 1: binnen geleider
- 2: buiten geleider
- 3: "stycast" opvulling voor een 50 $\Omega$  coax
- 4: schijf weerstand
- 5: kontakt veertje
- 6: staaf weerstand
- 7: koperen bus
- 8: montage blok
- 9: teflon bus
- 10: aansluit moertje
- 11: vacuüm deksel
- 12: "stycast" opvulling voor een 25 $\Omega$  coax
- 13: ondersteunende schijven
- 14: montage schijf
- 15: preparaat schijfje met preparaat (Fig. 4.7)
- 16: stripline op de montage schijf

Fig. 4.6:

Onderste gedeelte van de preparathouder met de montage schijf.

De preparaathouder is identiek aan die welke door Alberga is gebruikt [44]. Meer details van deze houder staan beschreven in [52]. In Fig. 4.6 is het onderste gedeelte van de houder met de montage schijf weergegeven.

De pulstoevoerende coax heeft een karakteristieke golfimpedantie van  $25 \Omega$ , de overige vijf lijnen  $50 \Omega$ . In het onderste gedeelte van de lijnen kan een "screw-in" geplaatst worden. In zijn eenvoudigste vorm is dit gewoon een verlenging van de binnengeleider tot aan de striplines op de montage schijf. Desgewenst kunnen hierin door middel van staafweerstand en/of schijfweerstand weerstandsnetwerken worden opgenomen.

De preparaten zijn op een preparaatschijfje, Fig. 4.7, gekit (GE 7031). Dit preparaatschijfje staat loodrecht op de montage schijf, zodat het magnetisch veld loodrecht op het preparaat komt te staan. Om oxidatie tegen te gaan en bonden mogelijk te maken zijn de koperen sporen hierop verguld.

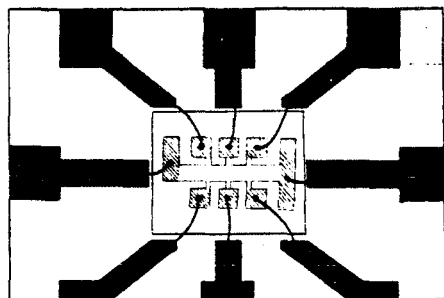


Fig. 4.7:  
Preparaatschijfje met preparaat.

Tussen het preparaat en het preparaatschijfje zijn dunne gouddraadjes gebond ("thermo compression" techniek). Tussen het preparaatschijfje en de montage schijf zijn koper draadjes gesoldeerd. De sporen op het preparaatschijfje zijn zodanig ontworpen dat de capaciteit hiertussen zo laag mogelijk is ( $\approx 0.1 \text{ pF}$ ). Dit om hinderlijke circuit effecten zo ver mogelijk te onderdrukken [50].

Omdat de preparaten tamelijk hoog ohmig zijn (0.5 tot enkele kilo-ohms) is het noodzakelijk om in de  $50 \Omega$  lijnen die als meetlijnen

voor spanningsmetingen worden gebruikt hoge weerstanden op te nemen. Vanwege de hoge frequenties is het noodzakelijk deze weerstanden vlak in de buurt van het preparaat te monteren (i.v.m. reflecties). De staafweerstandenvoldoen niet aan de gestelde eisen (hoog frequent, hoge spanningen en zo weinig mogelijk temperatuursafhankelijk). Met stripline weerstanden op Micaply Omega schijfjes [52] kunnen slechts weerstanden tot ongeveer 8 k $\Omega$  gehaald worden, hetgeen niet voldoende is. Chip weerstanden (TRX, INC.) voldoen wel en zijn gemonteerd in de striplines op de montage schijf. Gekozen is voor 50 k $\Omega$ . Een nog hogere waarde zou de ingangsevoeligheid te nadelig beïnvloeden omdat deze weerstanden een spanningsdeler vormen met de 50  $\Omega$  ingangsimpedanties van de samplers.



### 4.3. MEETMETHODE

Voor de Hall-effect metingen zijn naast de twee stroom(eind) kontakten twee zijkanalen aan een kant en een zijkanaal aan de andere kant van het preparaat aangesloten. Het meetcircuit dat dan ontstaat is in Fig. 4.8 weergegeven.

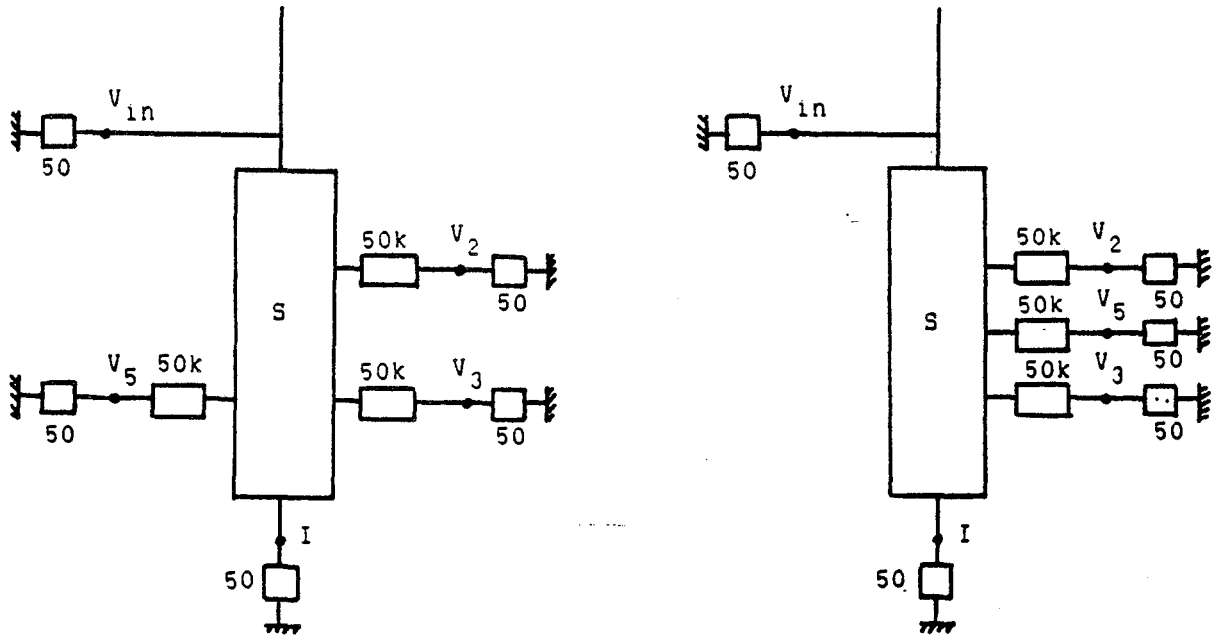


Fig. 4.8:

Meetcircuit bij a) Hall-effekt meting en b) potentiaal meting.

De Hall-spanning is relatief klein ten opzichte van de aangelegde spanning. Dit betekent dat de twee Hall-kontakten exact tegenover elkaar moeten liggen. Om eventuele fouten ten gevolge van het niet precies tegenover elkaar liggen van de kontakten uit te sluiten zijn de Hall-effekt metingen bij twee richtingen van het magneetveld gedaan. De sterkte van de magnetische inductie bij de Hall metingen bedroeg 0.2 T.

Naast Hall-effekt metingen zijn er ook potentiaal metingen gedaan. De kontakten zijn hiervoor aangesloten zoals in Fig. 4.8 b is weergegeven.

De meetprocedure voor beide metingen wordt op gang gebracht door het

programma "PLWMETING". Voor details van de cyclus die dan doorlopen wordt zie appendix b.

Het meten met de "sampling" scoop gaat in principe als volgt: De tijdbasis van de "sampling" scoop wordt voorafgaande aan een meting op één bepaalde waarde gezet (de "sampling" tijd). Daarna wordt gewacht totdat er een puls komt waarbij dan het spanningsniveau op de betreffende tijd gemeten wordt. Vervolgens wordt de tijdbasis desgewenst op een andere waarde gezet waarna weer op de volgende puls wordt

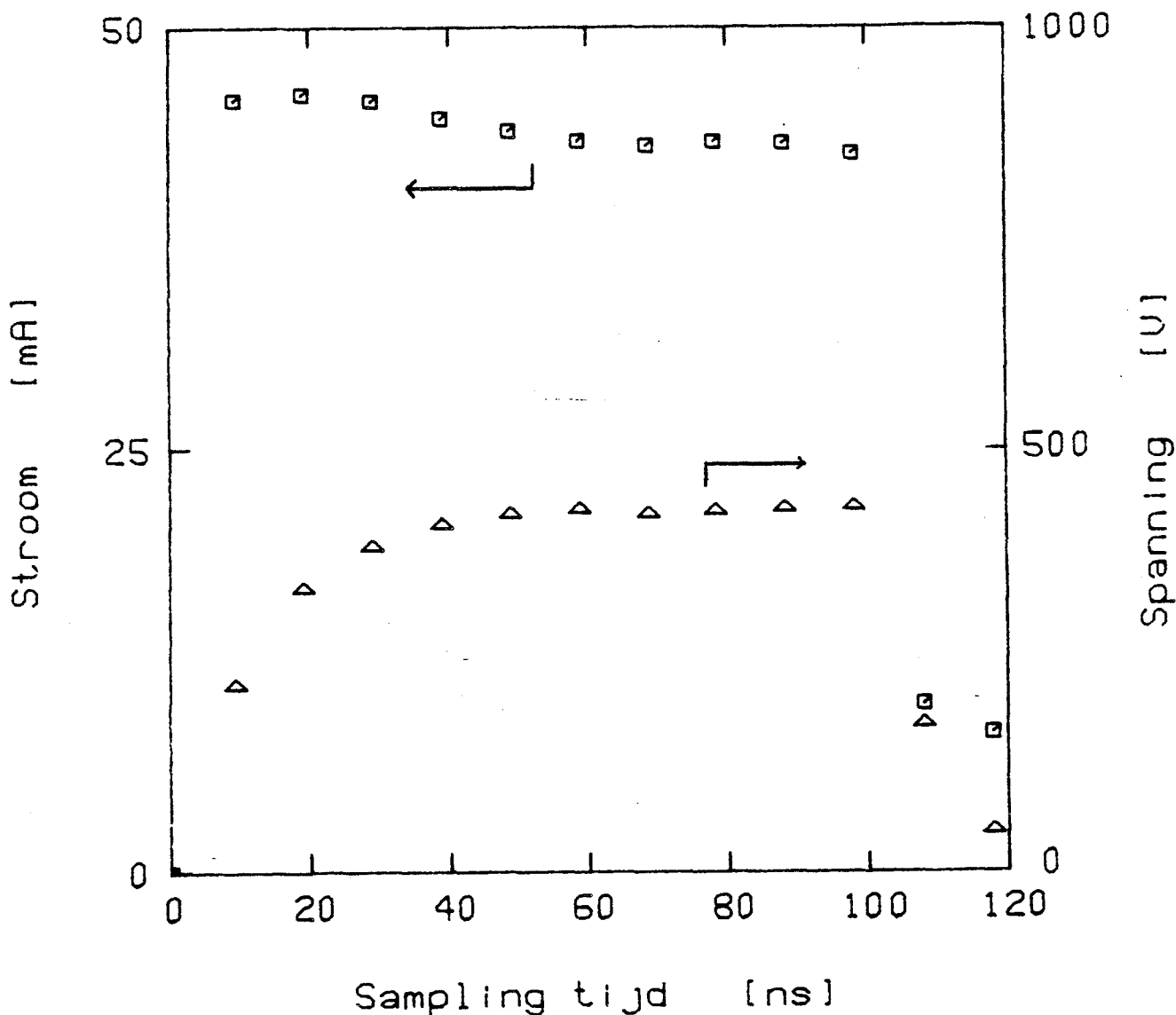


Fig. 4.9:  
Voorbeeld van een gemeten stroom- en spanningspuls.

gewacht. Voor het meten van één pulsform zijn daarom een groot aantal pulsen nodig, afhankelijk van hoeveel meetpunten (standen van de tijdbasis) men in een gemeten pulsform wilt hebben. Er is dus een duidelijk verschil tussen de reele tijd en de "sampling" tijd. Tijdens de Hall- en potentiaalmetingen zijn steeds 13 meetpunten genomen, die ieder 10 ns. uit elkaar liggen. In Fig. 4.9 is weergegeven hoe de gemeten pulsformen er uit zien.

Bovendien wordt per meetpunt over honderd metingen gemiddeld, waarbij gecontroleerd wordt of het verschil tussen de eerste vijftig metingen en de tweede vijftig metingen niet groter dan 10 % is. Is dit wel het geval dan worden de metingen bij dat meetpunt overgedaan. Verder wordt voorafgaande aan de 100 metingen bij ieder meetpunt eerst het nulniveau gemeten. Bij dit nulpunt wordt ook over honderd metingen gemiddeld.

## 5. ROOSTERVERHITTING

Om roosterverhitting te voorkomen worden korte pulsen gebruikt. Dit werkt echter alleen goed indien de temperatuur stijging gedurende een puls niet veel groter dan 1 K is [53]. In dat geval zal de temperatuur tussen de pulsen vrijwel geheel naar de omgevings temperatuur relaxeren. Voor de adiabatistische temperatuur stijging gedurende een puls geldt:

$$\Delta T(t) = \int_0^t I(t')V(t')dt' / \rho C_v V_s \quad (19)$$

$V_s$  is hierin het volume van het aktieve gebied. Het is bij geleiding in een 2DEG echter niet duidelijk welke dikte men voor dit aktieve gebied moet nemen. De elektronen zitten hier bij lage velden in een zeer smalle laag (15 nm). De adiabatistische temperatuur stijging in zo'n smalle laag zou bij de hoogste aangelegde spanningen meer dan 100 K bedragen. Dit geeft echter een weinig realistisch beeld. Bij dergelijke kleine afmetingen speelt de warmte geleiding namelijk een grote rol.

Een eenvoudig model kan als volgt opgesteld worden. We beschouwen het preparaat als drie oneindig uitgestrekte lagen op elkaar, met de smalle 2DEG laag in het midden. Daar boven een 80 nm dikke laag en daar onder een oneindig dikke laag.

Energie dissipatie vindt alleen plaats in de smalle 2DEG laag. Door diffusie zal deze warmte zowel naar boven als beneden diffunderen.

We beschouwen allereerst de diffusie naar boven. Voor een "worst-case" berekening gaan we ervan uit dat er geen warmte uitwisseling tussen het preparaat en het omringende helium gas is. Van belang is nu hoe lang het duurt totdat deze gehele bovenlaag op dezelfde temperatuur is als de 2DEG laag. Hiervoor beschouwen we dit bovenstuk als een plaat waarvan één kant geïsoleerd is en de andere kant aan een plotselinge temperatuursverandering blootgesteld wordt. De tijd die nu verloopt voordat de temperatuursverandering aan de geïsoleerde kant op 99 % van deze temperatuursverandering gekomen is wordt gegeven door [54]:

$$t_d = 2d^2 \rho C_v / \kappa \quad (20)$$

In het geval van een 800 Å dikke laag met voor  $\rho$ ,  $C_v$  en  $\kappa$  de GaAs kamertemperatuur waarden bedraagt  $t_d$  0.3 ns. Dit betekent dat we voor 100 ns pulsen het preparaat als een half oneindige laag kunnen beschouwen met een warmte input in het oppervlak.

Omdat de stijgtijd veel korter is dan het vlakke gedeelte van de pulsen kunnen we voor de pulsen 100 ns lange rechthoekige spanningsblokken nemen. Tijdens deze blokken is de warmte input  $Q$  ook konstant:

$$Q = VI/bl = EI/b \quad (21)$$

Voor deze situatie geldt dat de temperatuur stijging in het oppervlak gelijk is aan [54]:

$$\Delta T(t) = 2Q\sqrt{t} / \sqrt{\pi \kappa \rho C_v} \quad (22)$$

In Fig. 5.1 is het verloop van  $\Delta T$  (einde puls) als functie van de aangelegde velden weergegeven.

Hieruit blijkt dat de temperatuur stijging per puls niet veel boven de 1 K uitkomt. Deze geringe temperatuur stijging is te klein om de resultaten merkbaar te beïnvloeden. Zo worden er voor de verhouding tussen de procentuele verandering in de beweegbaarheid ten opzichte van de procentuele temperatuursverandering waarden gegeven die variëren van 1.6 tot 2.4 [2, 6, 55]. De procentuele verandering in de beweegbaarheid zal daarom niet groter zijn dan 1 %. Bovendien hebben deze factoren betrekking op de laagveld beweegbaarheid, welke meer van de temperatuur afhangt dan de beweegbaarheden bij hoge velden. De elektronen dichtheid hangt eveneens weinig van de temperatuur af.

De gebruikte variabelen ( $\rho$ ,  $C_v$  en  $\kappa$ ) zijn natuurlijk ook afhankelijk van de temperatuur. Bij 77 K zijn deze waarden niet allemaal goed bekend, maar de situatie is bij stikstof temperatuur zeker niet veel slechter dan bij kamer temperatuur.

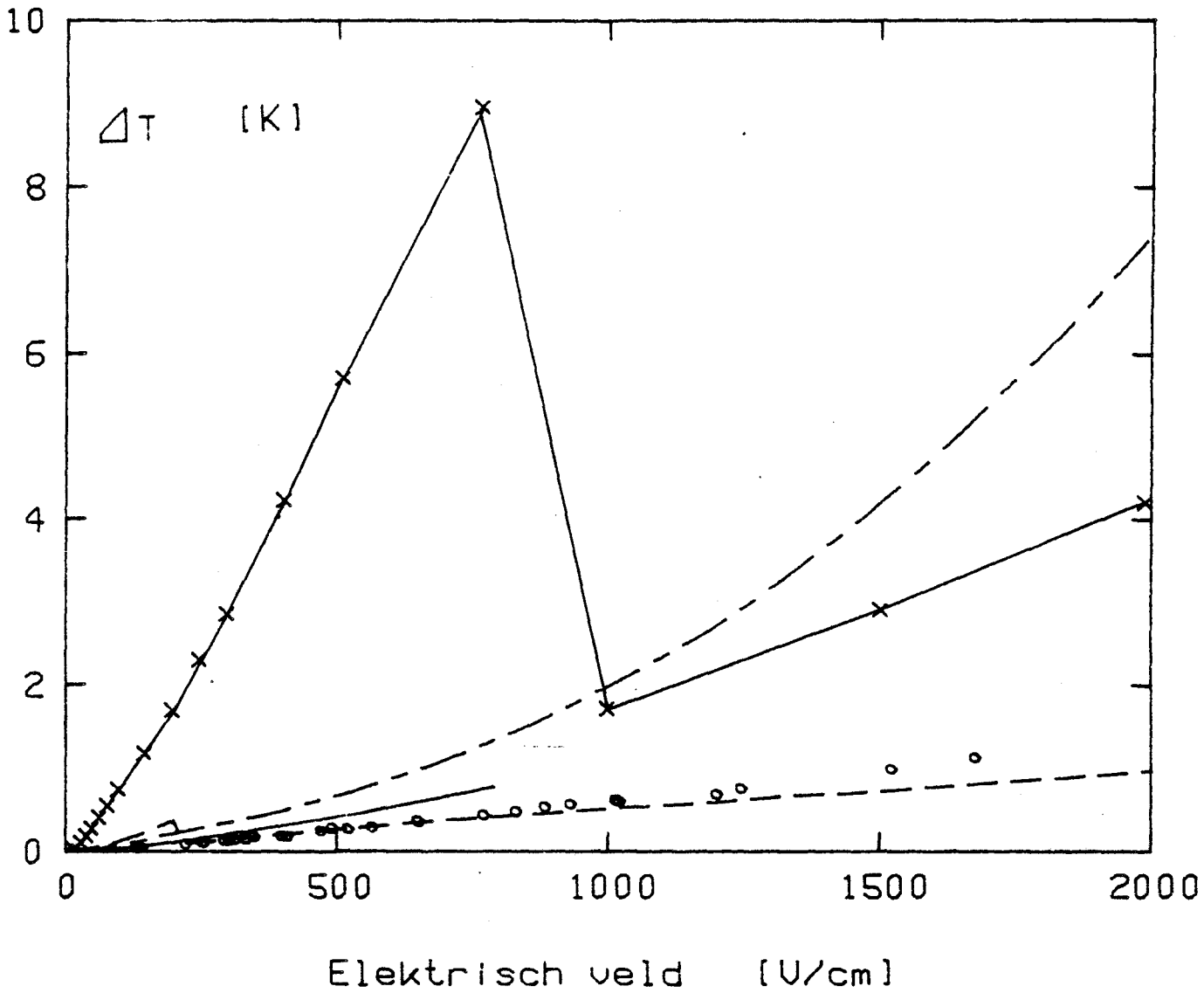


Fig. 5.1:

Het verloop van  $\Delta T$  (einde puls) als functie van het elektrische veld.

- : eigen metingen
- : Shah et al. [6]
- - - : Inoue et al. [26]
- x—x—x : Keever et al. [4]
- · - : Tsubaki et al. [5]

Dat de temperatuur stijging per puls en de eventuele gemiddelde temperatuur stijging inderdaad geen invloed op de resultaten hebben is

op een aantal manieren gecontroleerd. Ten eerste is de puls repetitie frequentie gevarieerd van 1 tot 40 Hz, waarbij de pulslengte in een aantal gevallen ook nog eens verdubbeld werd. Verder zijn er enkele metingen gedaan in de gereflekteerde puls die 300 ns na de hoofdpuls kwam. Dit bleek zowel bij 77 K als bij 300 K allemaal geen invloed te hebben op de resultaten.

Bij andere hoogveld Hall-effekt metingen [4, 5, 6, 26] wordt gewerkt met pulslengtes variërend van 400 ns tot 1  $\mu$ s. In Fig. 5.1 zijn ook de  $\Delta T$  (aan het einde van een puls) van deze metingen gegeven. Hieruit blijkt dat bij Shah et al. [6] en Tsubaki et al. [5] de temperatuurstijgingen ook zeer klein zijn. Bij de metingen van Inoue et al. [26] en Keever et al. [4] is dit op grond van de gehanteerde "worst-case" berekening niet het geval. Zowel een nauwkeurigere berekening als een meer gedetailleerde kennis van de experimentele condities tijdens de metingen [4, 26] zijn nodig om hier verder nog konklusies aan te kunnen verbinden.

## 6. RESULTATEN

In Fig. 6.1 is de I,E karakteristiek van het preparaat 5185 gegeven bij 300 en 77 K. De metingen zijn zowel met positieve als negatieve elektrische gedaan. De polariteit van het elektrische veld bleek geen invloed te hebben op de meetresultaten. In Fig. 6.1 en in de rest van dit hoofdstuk wordt de polariteit van het elektrische veld dan ook buiten beschouwing gelaten. Het elektrische veld is bepaald door de verschilspanning te nemen tussen de twee buitenste zijkontakten en dit te delen door de afstand hiertussen. In Fig. 6.2 is het percentage van de ingangsstroom wat via de spanningsmeetkanalen wegvloeit gegeven. Het blijkt nu dat bij kamertemperatuur de totale weglekstroom niet boven de 20 % komt (ongeveer 7 % per zijkanaal). Bij stikstof temperatuur loopt dit percentage al gauw op tot 40 %, waardoor er meer dan 10 % per zijkanaal wegvloeit. Het hoog oplopen van de weglekstroom bij 77 K wordt vooral veroorzaakt door de grote weerstand van het stroom afvoerende kontakt, zie de discussie verderop. We dienen ons dan ook af te vragen in hoeverre de potentiaal verdeling in het preparaat nog homogeen is en in hoeverre de resultaten van de Hall metingen nog betrouwbaar zijn.

In een eerder verschenen publikatie [56] is met de gevolgen van dit wegvloeien van de stroom geen rekening gehouden. Een van de gevolgen is dat de gemeten spanningen te laag zijn. Voor een willekeurige gemeten spanning  $V_m$  geldt:

$$V_m = V - I_m R_i \quad (23)$$

De stroomsterkte door het meetkanaal  $I_m$  is gelijk aan  $V_m/R_m$ . De procentuele afwijking wordt dus gegeven door de faktor  $R_i/R_m$ .  $R_i$  is de weerstand die de weglekstroom ondervindt van het preparaat en  $R_m$  is de weerstand in het meetcircuit welke in ons geval gelijk is aan 50 k $\Omega$ . De afwijking wordt hinderlijk als deze meer dan 10 % bedraagt. Dit is het geval indien  $R_i$  meer dan 5 k $\Omega$  is. Een schatting voor  $R_i$  kan als volgt worden gemaakt: De hoogste gemeten weerstand tussen de buitenste twee zijkontakten is 2.6 k $\Omega$  (Fig. 6.3). De lengte-breedte verhouding van het actieve gebied hiertussen is gelijk aan 2.5. De afstand van het midden



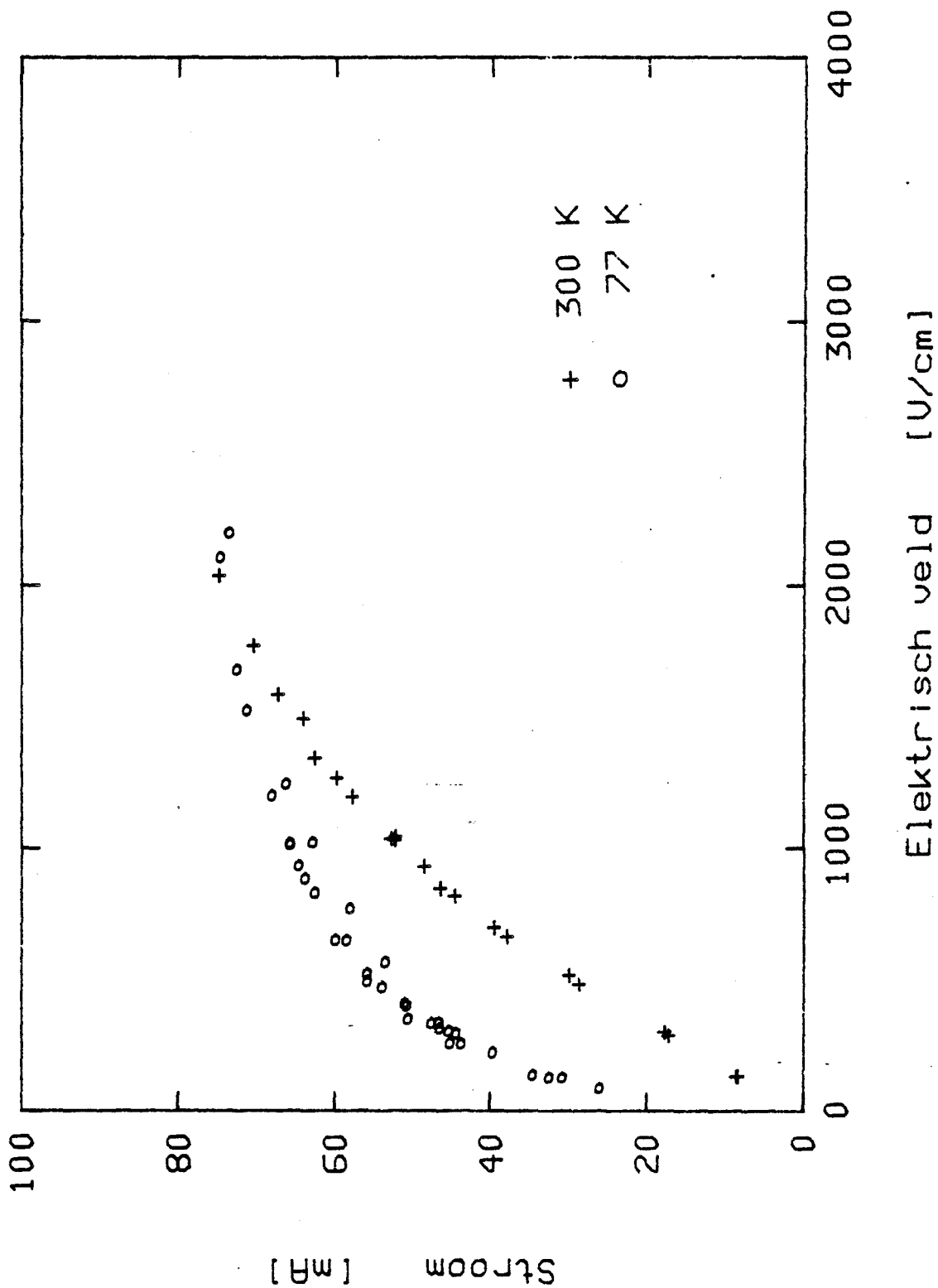


Fig. 6.1:

Het verloop van de stroom  $I$  als functie van het gemiddelde elektrische veld  $E$  bij 77 K en 300 K.

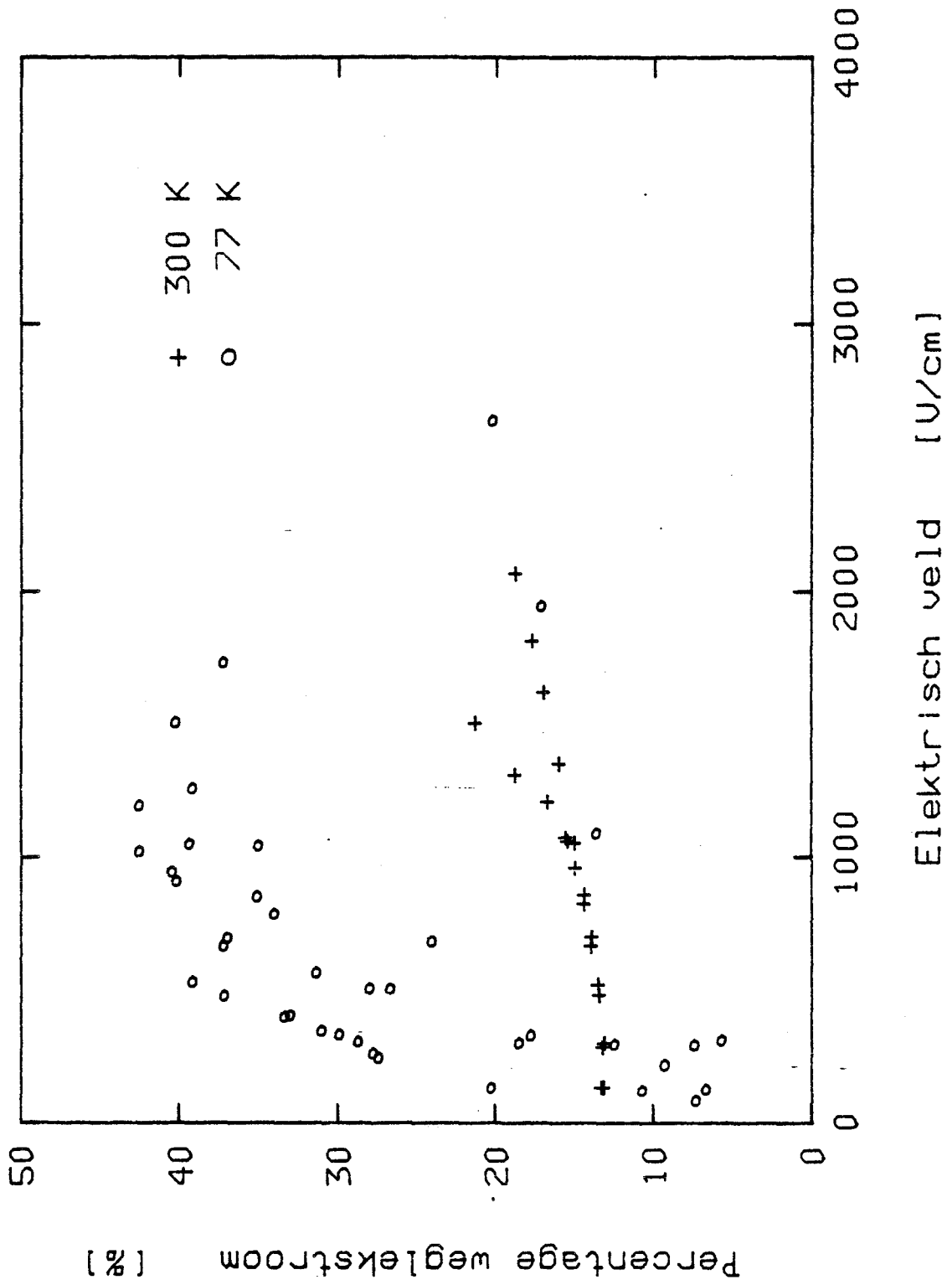


Fig. 6.2:  
 Het percentage van de totale ingangs stroom wat via de zijkanalen wegvloeit bij 77 K en 300 K.

van het preparaat tot aan het kontaktoppervlak is 0.4 mm en de breedte van het kontakt spoortje is 0.1 mm. Dit geeft in het ergste geval een lengte-breedte verhouding van het actieve gebied waardoor de weglekstroom gaat van 4. Aannemende dat de beweegbaarheid in de dwarsrichting gelijk is aan die in de lengterichting, geeft dit een  $R_i$  van 4.1 k $\Omega$ . De gemeten spanningen zouden in het ergste geval bij de hoogste velden dan 8 % te laag zijn. In dat geval is de berekende beweegbaarheid ook 8 % te laag terwijl de berekende elektronendichtheid hierdoor niet beïnvloed wordt.

In Fig. 6.3 is het verloop van de weerstand van het middenstuk van het preparaat uitgezet tegen het elektrisch veld bij 300 en 77 K. Hier is duidelijk te zien dat de weerstand van het preparaat bij hoge velden nauwelijks door de rooster temperatuur bepaald wordt. Ditzelfde is ook te zien in Fig. 6.4 en 6.5 waarin de beweegbaarheden als functie van het elektrische veld bij 300 K respectievelijk 77 K zijn uitgezet. Hierin zijn ter vergelijking ook de resultaten van metingen elders [4, 5, 6, 26] weergegeven. In Fig. 6.6 zijn enkele resultaten bij nog lagere temperaturen samen met onze resultaten bij 77 K gegeven. In deze drie figuren blijkt dat de hoogveld beweegbaarheden van de metingen bij temperaturen van 2, 10, 77 en 300 K nauwelijks van elkaar verschillen. Verschillen in beweegbaarheden treden alleen maar op bij lage temperaturen in combinatie met lage velden (<100 V/cm). Bij  $T = 300$  K komen de verschillende metingen van de beweegbaarheden over het gehele veldgebied met elkaar overeen.

De lage beweegbaarheid bij hoge elektrische velden en/of hoge temperaturen wordt hoofdzakelijk veroorzaakt door de emissie en absorptie van polaire optische fononen. Bij lage velden en lage temperaturen wordt de beweegbaarheid hoofdzakelijk bepaald door het restant geladen onzuiverheids verstrooiing en de akoestische fononen verstrooiing [55].

In Fig. 6.7 is het verloop van de elektronen dichtheid gegeven. Deze is bij beide temperaturen konstant met een waarde die bij 77 K iets lager is dan de laagveld waarde zoals deze door het MPI is opgegeven ( $0.75$  ten opzichte van  $0.91 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$ ). Schubert et al. [3] verklaren dit door een snelle daling bij lage veldsterktes (< 200 V/cm) ten gevolge

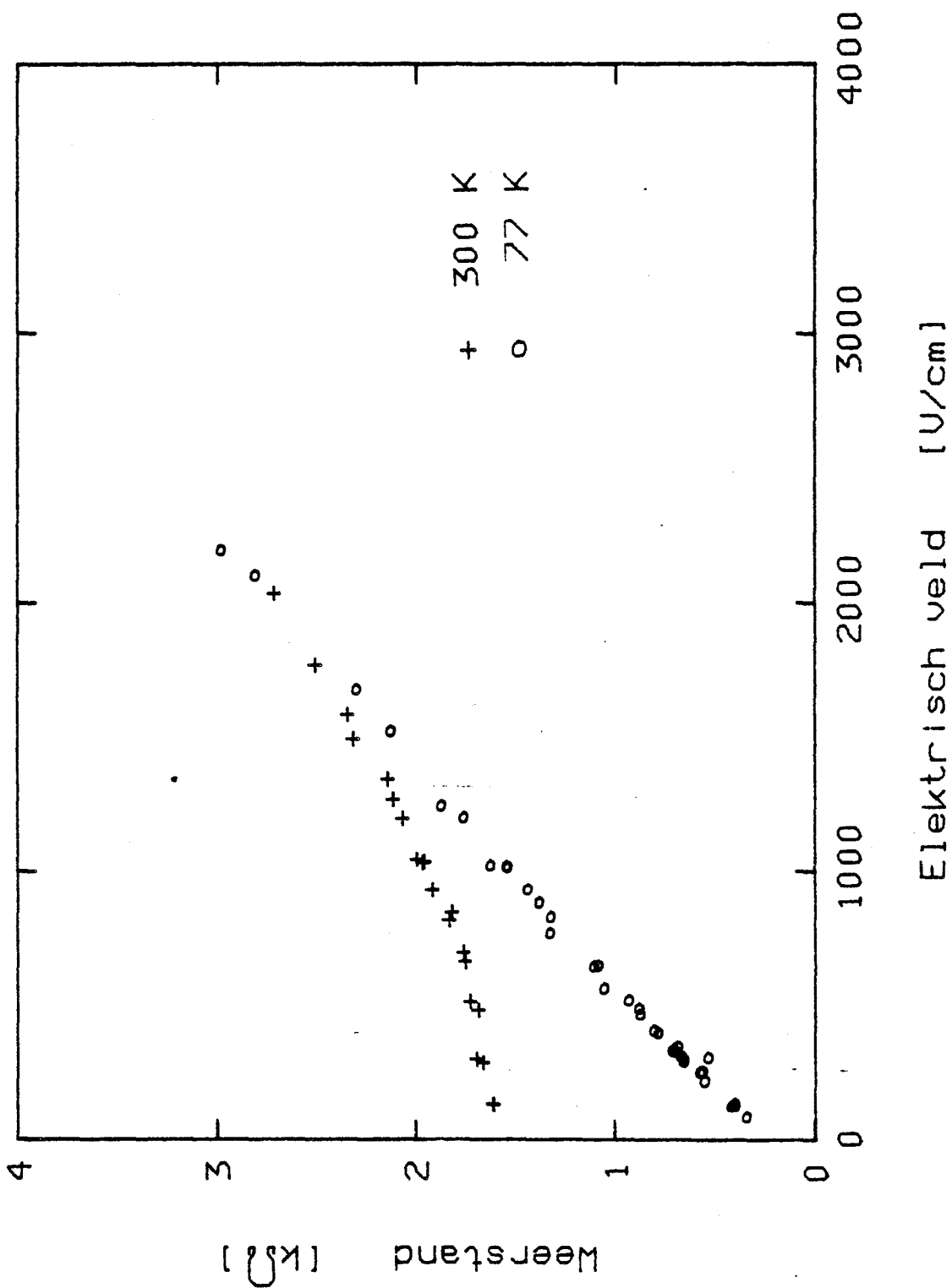


Fig. 6.3:

Het verloop van de weerstand van het middenstuk van het preparaat als functie van het gemiddelde elektrische veld bij 77 K en 300 K.

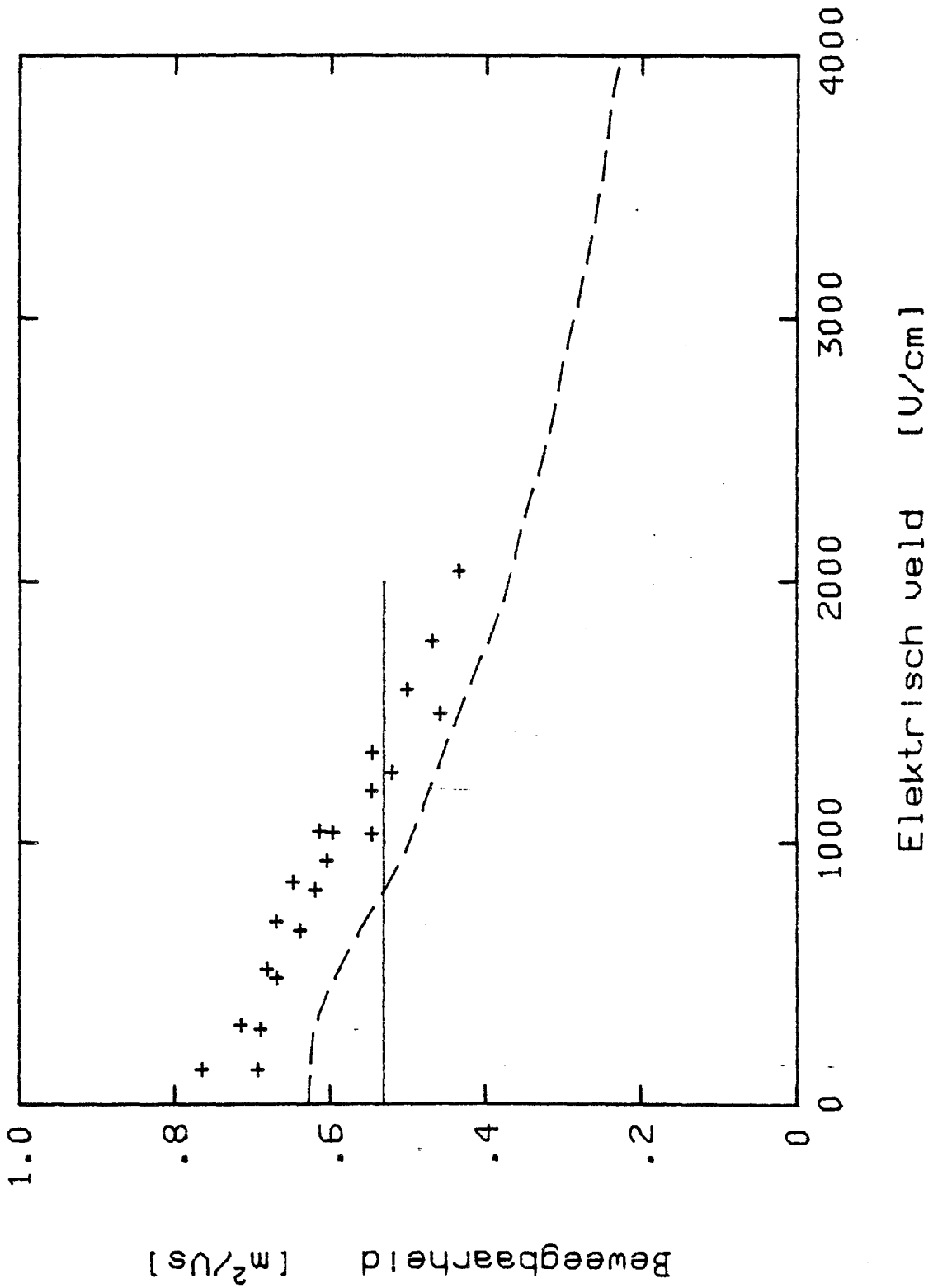


Fig. 6.4:

De elektronen beweegbaarheid bij  $T = 300$  K.

- + : eigen metingen
- : Kever et al. [4]
- - - : Tsubaki et al. [5]

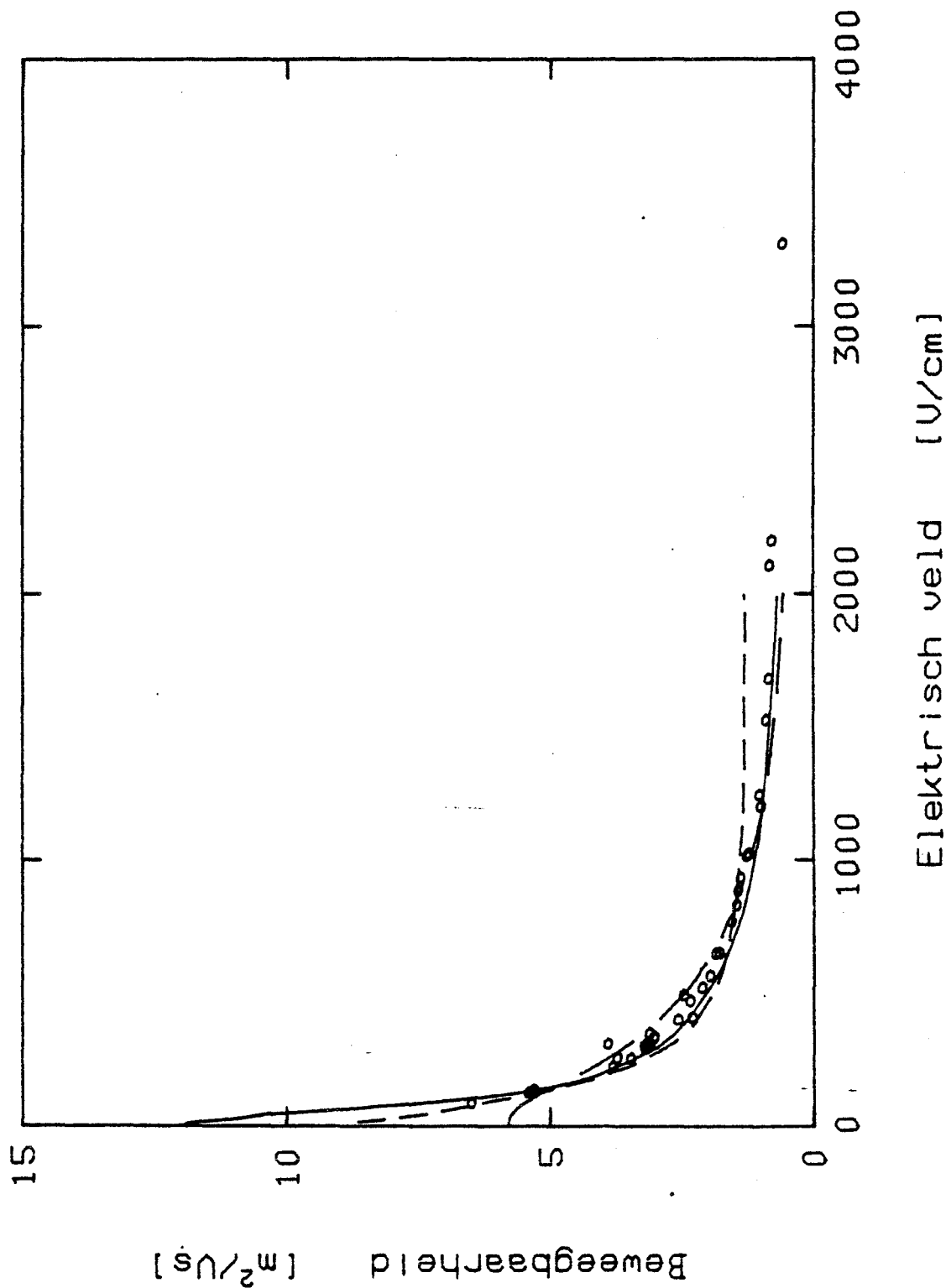


Fig. 6.5:

De elektronen beweegbaarheid bij  $T = 77 \text{ K}$ .

o : eigen metingen

— : Inoue et al. [26]

- - - : Tsubaki et al. [5]

- - - : Keever et al. [4]

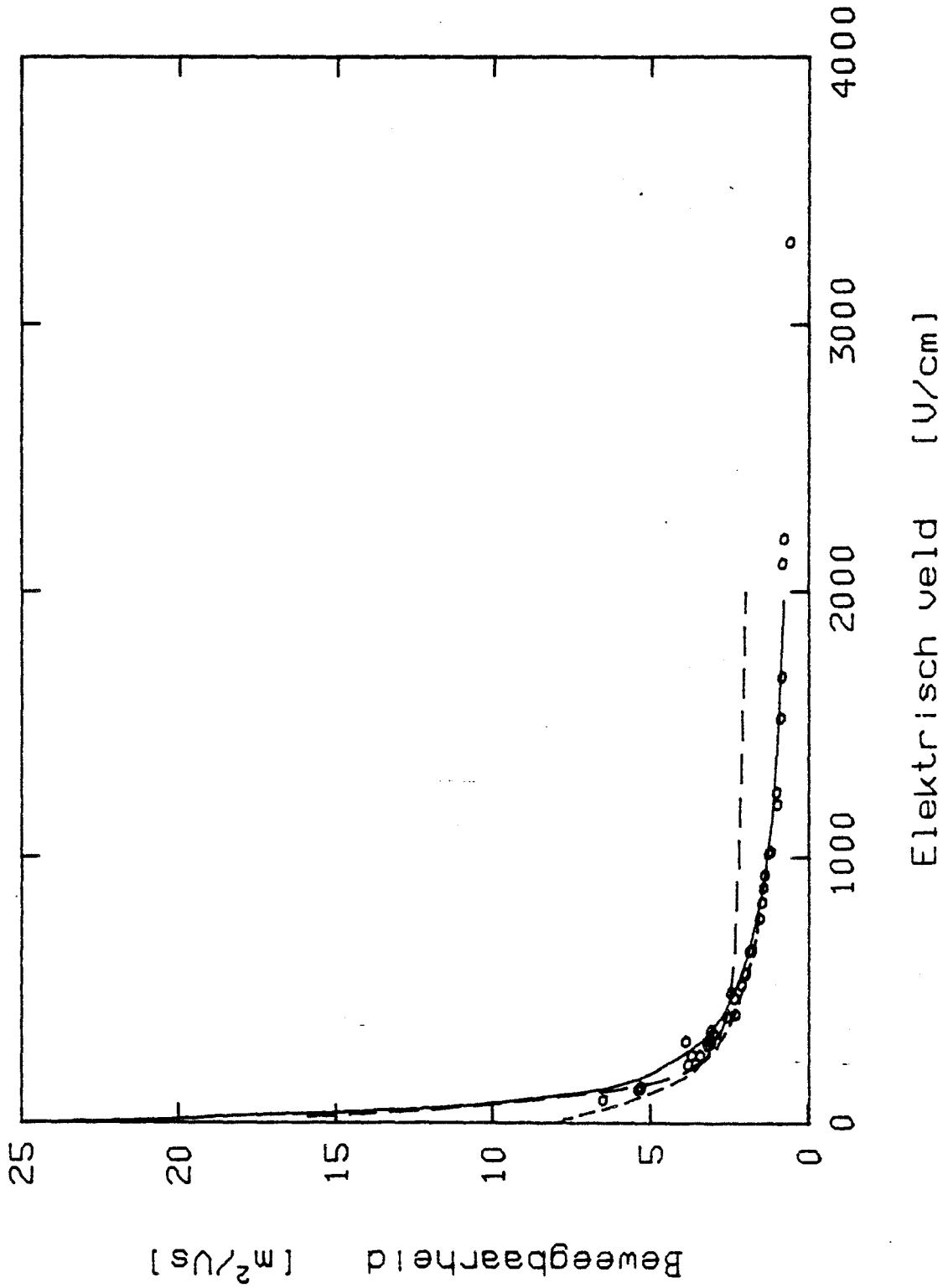


Fig. 6.6:

De elektronen bewegbaarheid bij lage temperaturen.

- o : eigen metingen bij 77 K
- : Shah et al. [6] bij 2 K
- : Inoue et al. [26] bij 10 K
- · - · - : Keever et al. [4] bij 10 K

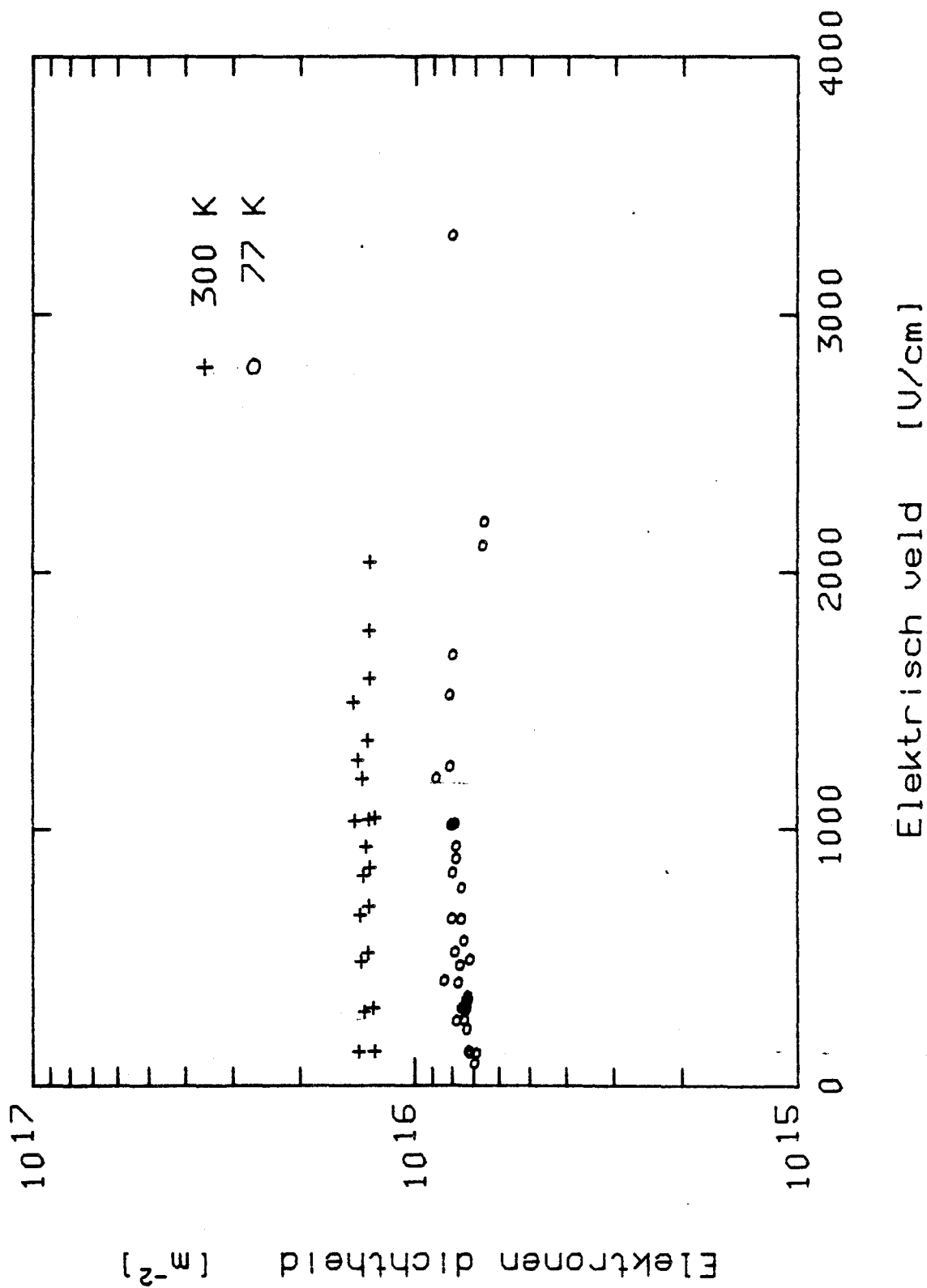


Fig. 6.7:

De elektronen dichtheid bij 300 K (+) en 77 K (o).



van "interface trapping" en verstrooiing naar laag-beweegbaarheidstoestanden (eerste subband en de GaAs buffer laag).

De metingen zijn tot velden van 3 kV/cm beperkt gebleven vanwege de niet lineaire karakteristiek van de stroomcontacten bij hoge velden, zoals verderop ter sprake komt. Deze velden liggen onder de velden waarbij NDR ten gevolge van "real space transfer" [30] of "k-space transfer" (Gunn-effekt) [31] optreedt. NDR instabiliteiten ten gevolge van intersubband "scattering" in combinatie met polaire optische fononen verstrooiing, zoals dit door Ridley [32, 33] voorspeld is, zijn niet waargenomen.

Het meetcircuit zoals dat er in in feite uitziet is weergegeven in Fig. 6.8, hierin zijn ook de paracitaire capaciteiten [50] opgenomen. Een hoge contact weerstand bij het stroomafvoerende contact drukt als het ware de potentialen bij de andere contacten omhoog. Hierdoor neemt de hoeveelheid stroom toe welke door de zijkanalen wegvloeit. Ook neemt het elektrisch veld af omdat de pulsgenerator een spanningsbron is. De toestand was bij 77 K vaak instabiel, zie de spreiding van de punten in Fig. 6.2. Het duurde soms enkele minuten voordat de potentiaal verdeling in het preparaat gestabiliseerd was. De resultaten van de metingen in een gestabiliseerde toestand zijn reproduceerbaar in die zin, dat bij een bepaalde veldsterkte steeds dezelfde beweegbaarheid en dichtheid gevonden werden.

Om de contact eigenschappen beter te onderzoeken zijn er een aantal potentiaal metingen bij 77 K en 300 K gedaan. In de figuren 6.9 en 6.10 zijn hiervan de resultaten gegeven. De meetpunten zijn voor de duidelijkheid door rechte lijnstukken met elkaar verbonden. Het grote spanningsverval aan beide uiteinden valt meteen op. Om hieruit nu de I,V karakteristieken van de stroomcontacten te bepalen kan men als volgt te werk gaan:

Als eerste aanzet is ervan uitgegaan dat de veldverdeling in het gehele preparaat homogeen is. Er kan dan een rechte lijn door de drie meetpunten getrokken en deze kan dan worden geextrapoleerd tot aan de beide uiteinden van het preparaat. Uit het potentiaal verschil tussen de gemeten potentiaal en de geextrapoleerde potentiaal kan met de gemeten stroomsterkte meteen de I,V karakteristiek van de stroom contacten

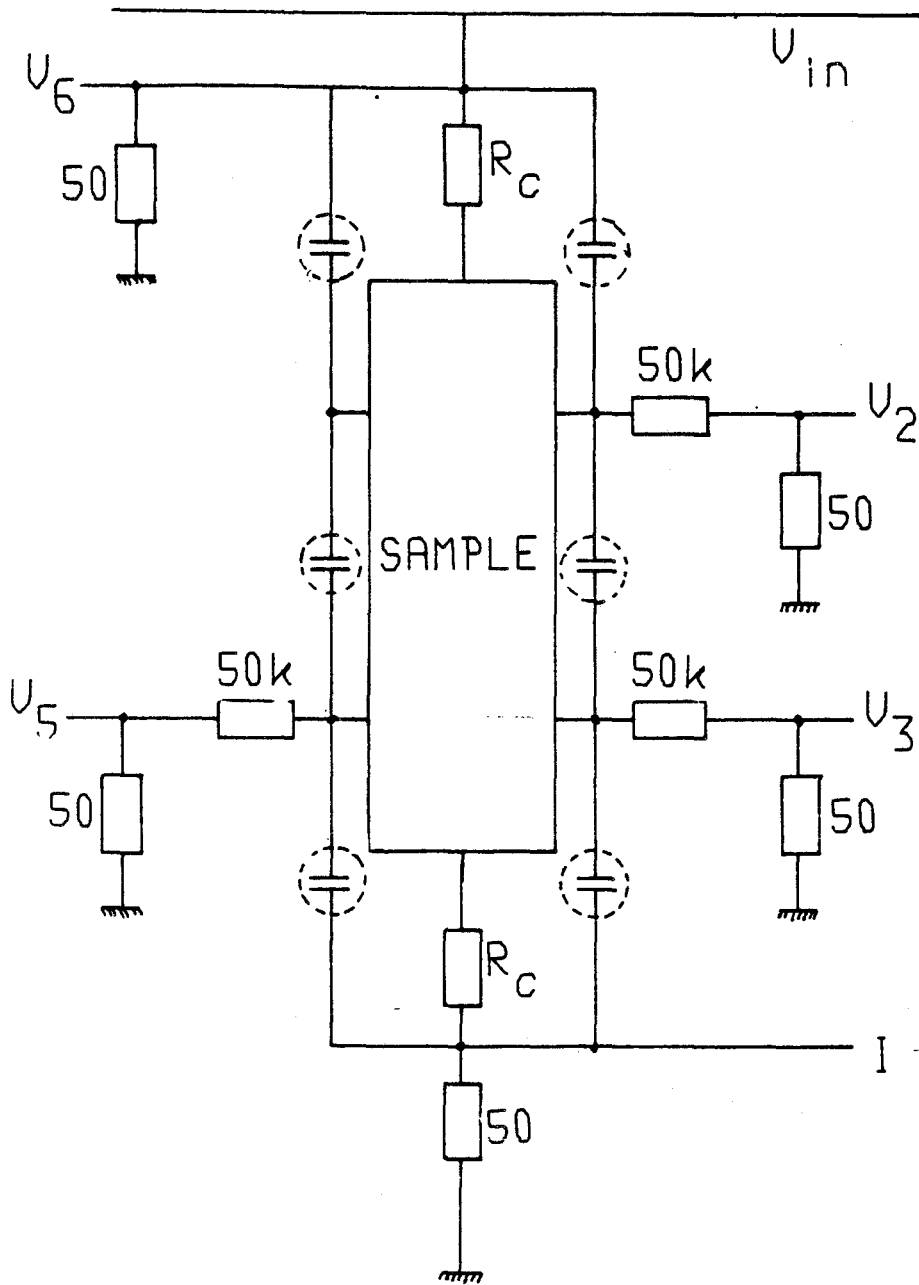


Fig. 6.8:

Schema van het meetcircuit bij een Hall meting.

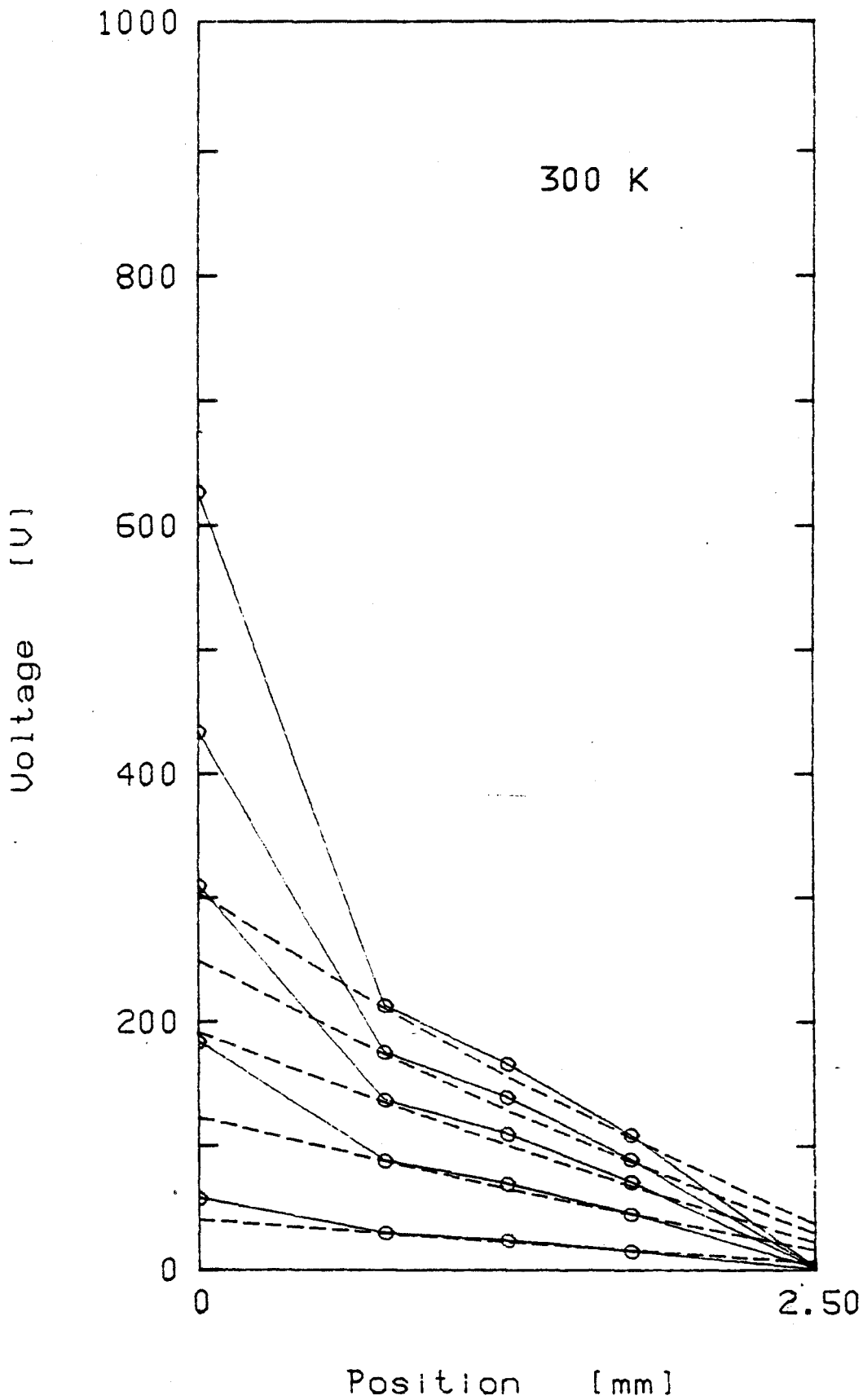


Fig. 6.9:

De potentiaal verdeling bij 300 K.

—○—: gemeten potentiaal verloop

---: berekend potentiaal verloop

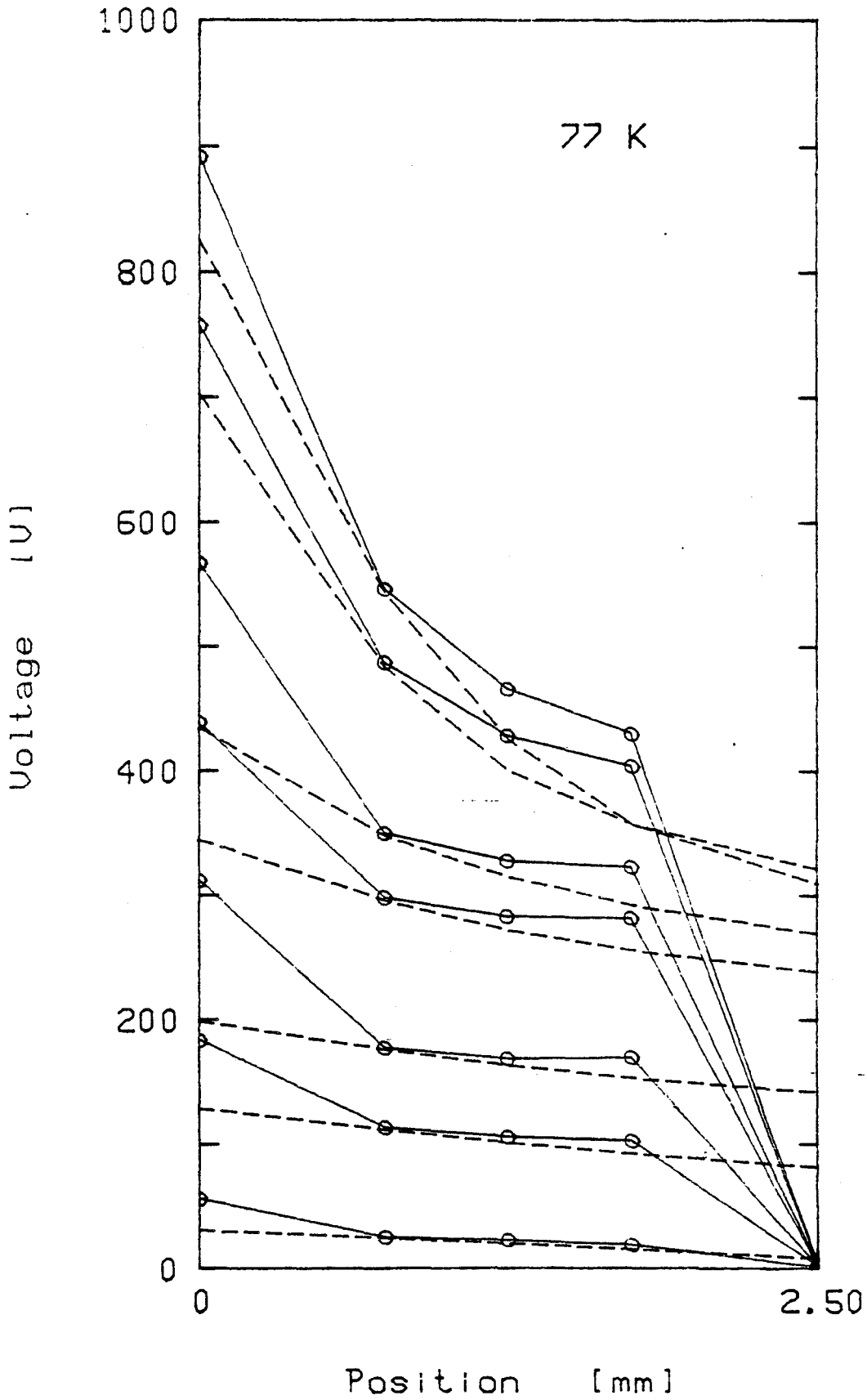


Fig. 6.10:

De potentiaal verdeling bij 77 K.

- : gemeten potentiaal verloop
- - - - -: berekend potentiaal verloop

bepaald worden. Deze procedure is gevolgd in de eerder verschenen publikatie [56]. Dit is echter alleen goed wanneer de hoeveelheid stroom welke via de zijkanalen wegvloeit te verwaarlozen is ten opzichte van de hoofdstroom, zodat de grootte van het elektrische veld in alle delen van het preparaat gelijk is. Dit is echter niet het geval. Het elektrische veld zal in het bovenste deel van het preparaat (Fig. 6.8) het hoogste zijn en vervolgens na ieder zijkontakt iets lager. In de figuren 6.9 en 6.10 is dan ook het potentiaal verloop weergegeven dat als volgt is bepaald: De stroomsterkte in ieder gedeelte van het preparaat is met de gemeten spanningen goed te bepalen. Met behulp van de I,E karakteristiek van het preparaat (Fig. 6.1) kan vervolgens het elektrische veld in ieder gedeelte en dus ook het potentiaal verschil over ieder gedeelte worden bepaald. Verder lopen de lijnen door het gemeten potentiaalpunt van het eerste zijkontakt omdat dit punt het meest betrouwbare van de drie zijkontakt potentiaalpunten lijkt. De met behulp van deze lijnen bepaalde I,V karakteristieken van de stroomkontakten zijn weergegeven in Fig. 6.11. De negatieve tak korrespondeert met het stroom afvoerende kontakt en de positieve tak met het stroom toevoerende kontakt. Bij 77 K zijn bij de twee hoogste potentiaal metingen de stroomsterktes in het eerste gedeelte van het preparaat veel groter dan de grootste stroomsterkte in de I,E karakteristiek van het preparaat zelf. Het potentiaal verloop zoals dat in deze twee gevallen door extrapolatie van de I,E karakteristiek bepaald is, is dan ook volstrekt onbetrouwbaar. Bij de bepaling van de I,V karakteristiek van de stroomkontakten zijn deze twee metingen dan ook weggelaten.

In Fig. 6.11 is duidelijk te zien dat de kontaktweerstand bij grotere stroomsterktes al snel oplopen. De grote spanningsverliezen in de stroom kontakten leiden bovendien niet alleen tot de twee eerder vermelde effecten. Bij pogingen om veldsterktes van meer dan 3 kV/cm te halen ontstond er namelijk een doorslag die het hele preparaat vernielde. Het doorslaan is duidelijk op één plaats in het stroom toevoerende kontakt, waar de energie dissipatie en elektrische velden kennelijk het grootste waren, begonnen. Opvallend is ook dat de I,V karakteristiek van het stroom toevoerende kontakt een verloop heeft wat kenmerkend is voor de meeste halfgeleiders.

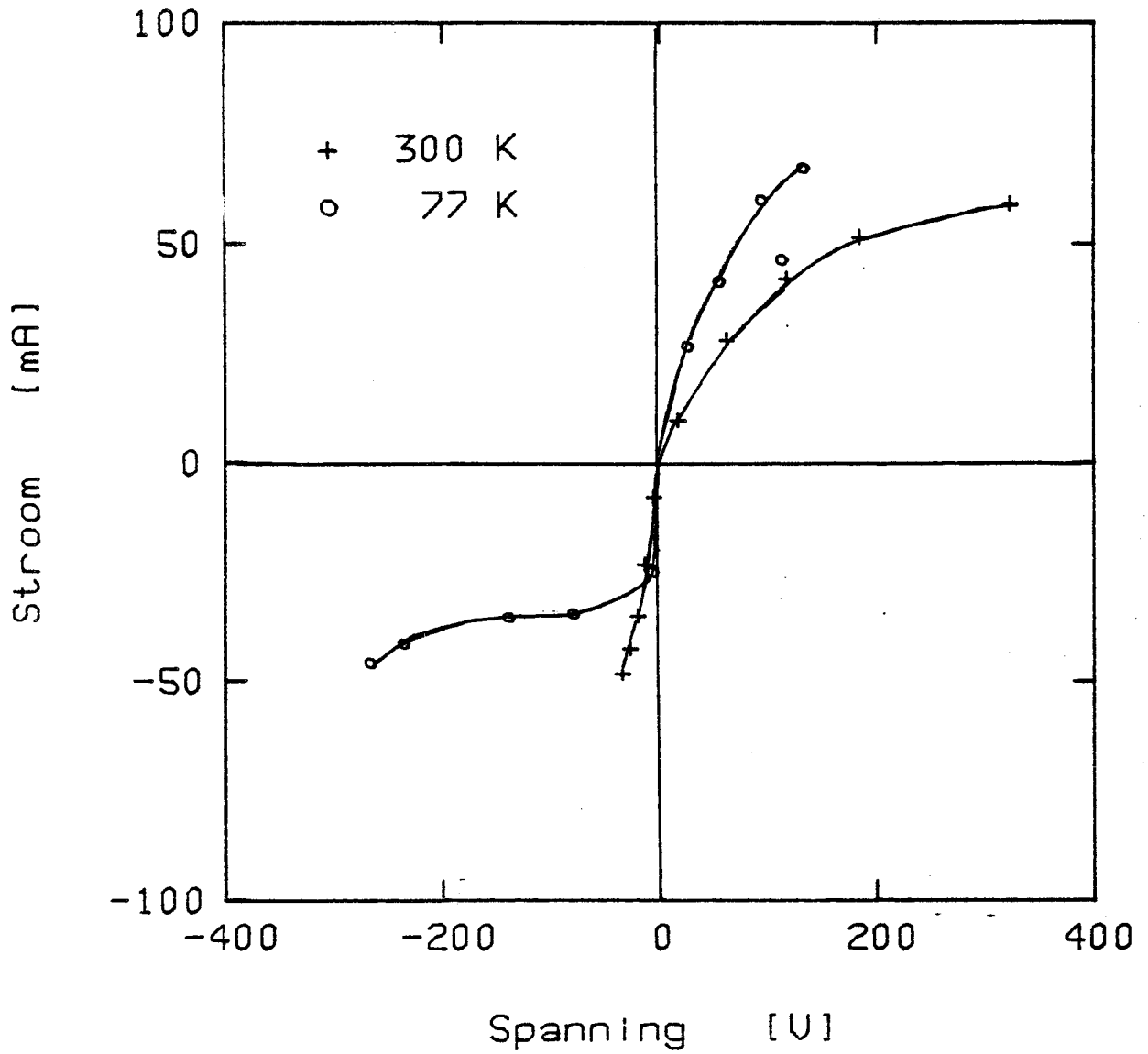


Fig. 6.11:  
De I,V karakteristiek van de stroomkontaktenen bij 77 K en 300 K.

In Fig. 6.9 valt op dat de potentiaal van het middelste zijkontakt konsequent een beetje te hoog ligt. Dit hangt samen met hetgeen te zien is in Fig. 6.12 waarin drie I,E karakteristieken van het preparaat bij 300 K zijn weergegeven. Dit zijn: de I,E karakteristiek welke bepaald is uit de Hall metingen  $V_M$  ( $\Delta V$  tussen de twee buitenste zijcontacten) en de twee karakteristieken welke bepaald zijn uit de potentiaal metingen waarbij het elektrisch veld bepaald is uit het potentiaal verschil tussen de eerste twee zijcontacten ( $V_H$ ) en de laatste twee zijcontacten ( $V_L$ ). Deze drie kurven moeten over elkaar heen vallen. De verschillen die nu te zien zijn kunnen twee oorzaken hebben.

Ten eerste zouden de zijkontakt weerstanden zo hoog kunnen zijn dat deze niet meer te verwaarlozen zijn ten opzichte van de meetweerstand van 50 k $\Omega$ . Het gevolg is dat de gemeten spanningen allemaal te laag zijn, vergelijk formule (23). Als de I,V karakteristiek van de zijcontacten bovendien nog een soortgelijk krom verloop heeft als die van de stroom contacten dan zijn de hoogste spanningen het meeste te laag gemeten. Dit geeft dan de verschillen tussen  $V_M$ ,  $V_L$  en  $V_H$  die in Fig. 6.12 te zien zijn. Uitgaande van Fig. 6.12 kan vervolgens de I,V karakteristiek van de zijcontacten en het werkelijke elektrische veld, wat groter is dan de drie gemeten elektrische velden, worden bepaald. Uit de berekeningen volgt dan echter dat de zijkontakt weerstanden bij hoge velden meer dan een miljoen ohm bedragen en dat het werkelijke elektrische veld meer dan 100 kV/cm zou zijn, hetgeen alleen al op grond van de grootte van de aangevoerde spanning niet mogelijk is.

Een tweede verklaring zou kunnen zijn dat de gemeten potentiaalpunten niet precies 0.5 mm uit elkaar liggen. Uit de figuren 6.9 en 6.12 volgt dan dat het middelste potentiaal punt 0.05 mm boven het midden zou moeten liggen. Het kontakt spoortje hoeft hiervoor niet zelf 0.05 mm te hoog te liggen. De breedte van het spoortje is namelijk 0.1 mm en het gemeten potentiaal punt hoeft niet in het midden van het spoortje te liggen. Dit is afhankelijk van hoe de veldverdeling ter plaatse is. De veldverdeling wordt beïnvloed door de eigenschappen van de contacten. Dit volgt met name uit het volgende: Er is op het laatst nog geprobeerd om op een ander preparaat (4712) contacten te maken met In bolletjes in plaats van gelegeerde kontakt oppervlakken. Deze contacten waren alleen

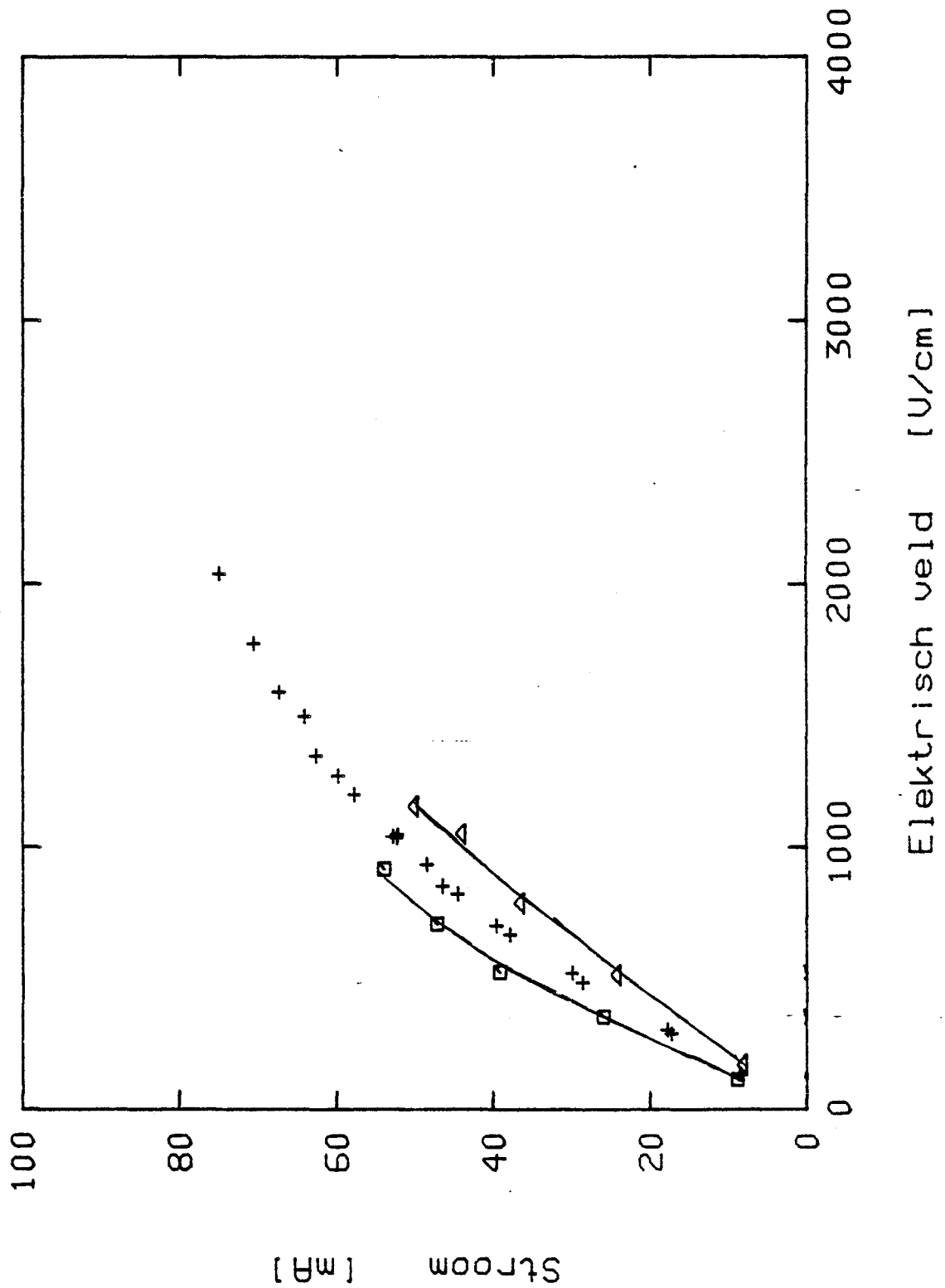


Fig. 6.12:  
Het verloop van de drie I, E karakteristieken  $V_L$ ,  $V_M$  en  $V_H$  bij 300 K.

$\Delta$  +  $\square$



goed bij kamertemperatuur en lage velden. De gemeten spanningen en velden vertoonden echter een even grote spreiding, in beide richtingen, als wat in de figuren 6.9 en 6.12 te zien is.

In Fig. 6.10 valt tenslotte nog op dat bij 77 K het derde potentiaal punt bij hoge velden ook te hoog ligt. Dit is nog duidelijker te zien in Fig. 6.13 waar een grote sprong in  $V_L$  te zien is. Dit zou overeenkomen met een potentiaal punt verplaatsing van 0.1 mm, wat alleen bij een sterk inhomogene veldverdeling in het kontaktspoortje aannemelijk is.

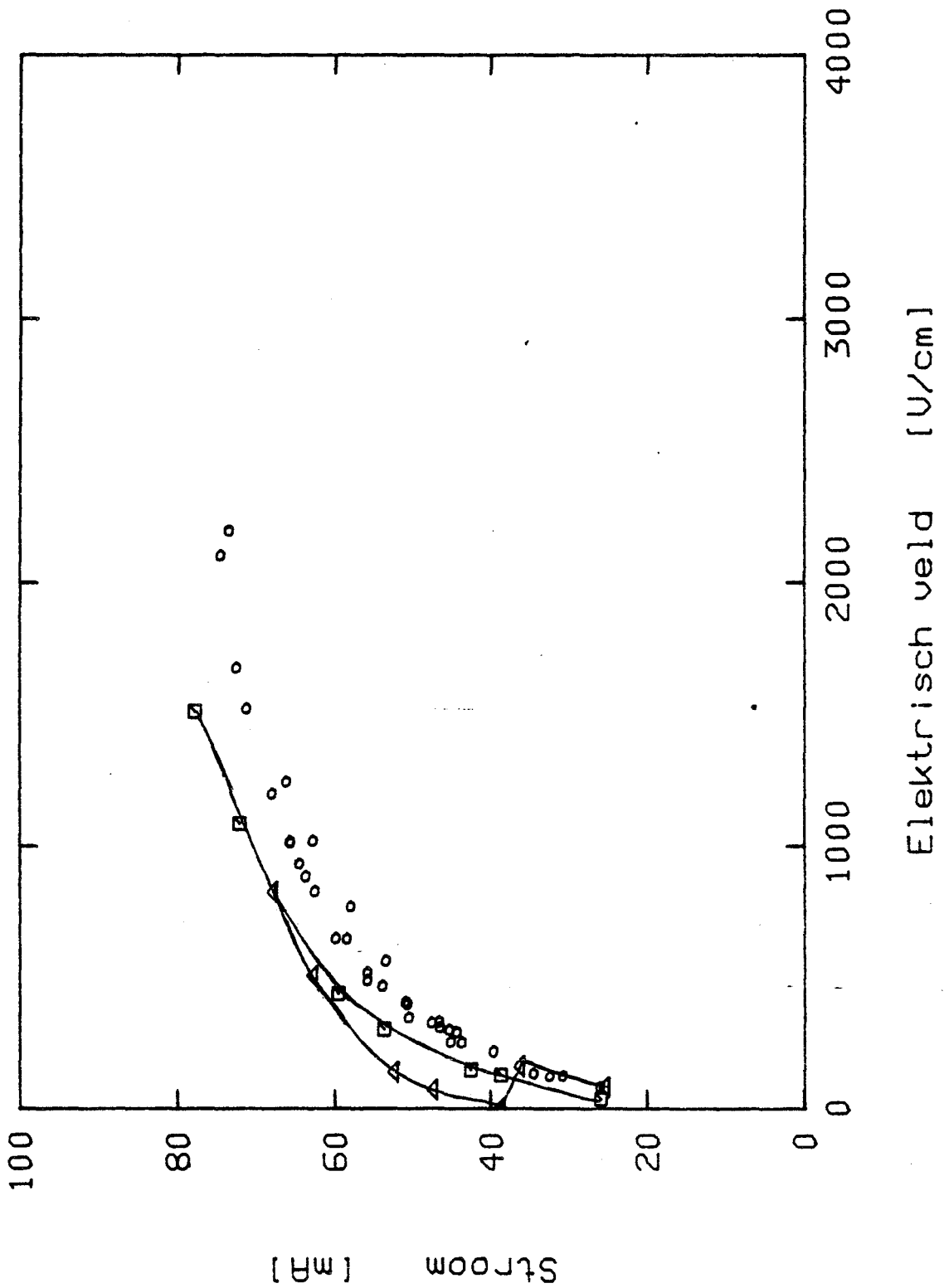


Fig. 6.13:

Het verloop van de drie I,E karakteristieken  $V_L$ ,  $V_M$  en  $V_H$  bij 77 K.

▲ ○ ■

## 7. CONCLUSIES

Het blijkt dat zeer hoge beweegbaarheden in AlGaAs/GaAs heterojuncties alleen bij lage temperaturen in combinatie met lage elektrische velden gerealiseerd worden. Onder andere omstandigheden neemt de beweegbaarheid door polaire optische fononen verstrooiing sterk af. Bij hoge elektrische velden wordt de beweegbaarheid nauwelijks nog door de rooster temperatuur beïnvloedt. Hierdoor zijn deze structuren voor toepassingen in snelle componenten niet zo ideaal als wat men op grond van de laagveld beweegbaarheden zou verwachten. De elektronen dichtheid van het 2DEG blijft bij hoge elektrische velden konstant en de stroomsterkte is bij 2 tot 3 kV/cm evenals in bulk n-GaAs bijna op een verzadigingswaarde terecht gekomen. De beweegbaarheid is dan dus bijna omgekeerd evenredig met de elektrische veldsterkte.

De Hall-effekt metingen zijn met de huidige meetopstelling eenvoudig en snel uit te voeren. Zowel de metingen als de resultaten verwerkingen zijn volledig geautomatiseerd. Door het gebruik van pulsen met een lengte van slechts 100 ns treden er geen noemenswaardige temperatuurstijgingen op gedurende de metingen.

Met de opstelling moet het mogelijk zijn elektrische velden tot 10 kV/cm te halen. Hiervoor moeten de preparaten wel aan een tweetal eisen voldoen. Ten eerste moet de preparaatweerstand laag zijn en ten tweede moeten de kontakten ook bij hoge velden laag ohmig blijven.

Dit was bij de door ons gebruikte preparaten niet het geval. Een direct gevolg van de hoge kontaktweerstand is dat een groot gedeelte van de beschikbare spanning en dus ook van het beschikbare elektrische veld in de kontakten verloren gaat.

De metingen zijn beperkt gebleven tot velden van 3 kV/cm. Bij pogingen om hogere velden te halen ontstond door de grote energie dissipatie en hoge elektrische velden in de kontakten een doorslag die het hele preparaat vernielde.

De hoge weerstand van de door ons gebruikte preparaten geeft aanleiding tot circuit effecten. Ten eerste gaan de spanningsmetingen hierdoor gepaard met stroomverliezen via de meetkanalen. Dit heeft een nadelige invloed op de homogeniteit van het elektrische veld in het

preparaat. Ten tweede wordt een gedeelte van het ingangssignaal buiten het preparaat om doorgekoppeld, wat onder andere leidt tot beginpieken in de stroompulsen, zie ook [50]. Tenslotte ontstaan er hierdoor vrij lange RC tijden (30 ns). Het gevolg hiervan is dat tijdsafhankelijke effecten (bv. NDR) moeilijk waar te nemen zullen zijn.

## 8. REFERENTIES

- [1] S. Hiyamizu, T. Mimura, T. Fujii, K. Nanbu and H. Hashimoto,  
Jpn. J. Appl. Phys. 20(4), L245, 1981.
- [2] G. Weimann and W. Schlapp, Appl. Phys. Lett. 46(4), 411, 1985.
- [3] E.F. Schubert, K. Ploog, H. Dämbkes and K. Heime,  
Appl. Phys. A 33, 183, 1984.
- [4] M. Keever, W. Kopp, T.J. Drummond, H. Morkoç and K. Hess,  
Jpn. J. Appl. Phys. 21(10), 1489, 1982.
- [5] K. Tsubaki, A. Livingstone, M. Kawashima, H. Okamoto and K. Kumabe,  
Solid State Comm. 46(7), 517, 1983.
- [6] J. Shah, A. Pinczuk, H.L. Störmer, A.C. Gossard and W. Wiegmann,  
Appl. Phys. Lett. 44(3), 322, 1984.
- [7] A. Onton, Festkörperprobleme XIII, 59, 1973.
- [8] R. Dingle, Festkörperprobleme XV, 21, 1975.
- [9] W.I. Wang and F. Stern,  
J. Vac. Sci. Technol. B 3(4), 1280, 1985.
- [10] H. Okumura, S. Misawa, S. Yoshida and S. Gonda,  
Appl. Phys. Lett. 46(4), 377, 1985.
- [11] M.O. Watanabe, J. Yoshida, M. Mashita, T. Nakanisi and A. Hojo,  
J. Appl. Phys. 57(12), 5340, 1985.
- [12] H.C. Casey and M.B. Panish, Heterostructure lasers,  
Academic Press, New York, 1978.

- [13] J. Batey, S.L. Wright and D.J. DiMaria,  
J. Appl. Phys. 57(2), 484, 1985.
- [14] T.W. Hickmott, P.M. Solomon, R. Fischer and H. Morkoç,  
J. Appl. Phys. 57(8), 2844, 1985.
- [15] G. Duggan, J. Vac. Sci. Technol. B 3(4), 1224, 1985.
- [16] E. Vredenburgt, Een computerprogramma ter berekening van de bandenligging in een CdTe/InSb-heterojunction, stageverslag THE, 1983.  
zie ook: SSE 28(11), 1057, 1985.
- [17] M.S. Lundstrom and R.J. Schuelke, SSE 25(8), 683, 1982.
- [18] G.A.M. Hurkx and W. van Haeringen, J. Phys. C 18, 5617, 1985.
- [19] S. Hiyamizu, J. Saito, K. Nanbu and T. Ishikawa,  
Jpn. J. Appl. Phys. 22(10), L609, 1983.
- [20] K. Lee, M.S. Shur, T.J. Drummond and H. Morkoç,  
J. Appl. Phys. 54(11), 6432, 1983.
- [21] T. Ando and S. Mori, Surf. Sci. 113, 124, 1982.
- [22] H. Kroemer and Q-G Zhu, J. Vac. Sci. Technol. 21(2), 551, 1982.
- [23] T. Ando, J. Phys. Soc. Jap. 51(12), 3893, 1982.
- [24] Q-G Zhu and H. Kroemer, Phys. Rev. B 27(6), 3519, 1983.
- [25] G.A.M. Hurkx, De toepassing van het effectieve-massa formalisme bij berekeningen aan halfgeleider heterojuncties, afstudeerverslag THE, 1985.

- [26] K. Inoue, H. Sakaki and J. Yoshino,  
Appl. Phys. Lett. 47(6), 614, 1985.
  
- [27] B.R. Nag, Electron Transport in Compound Semiconductors, Solid-  
State Sciences, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1980.
  
- [28] G.E. Stillman, C.M. Wolfe and J.O. Dimmock,  
J. Phys. Chem. Solids 31, 1199, 1970.
  
- [29] G. Weimann and W. Schlapp, Appl. Phys. A 37, 139, 1985.
  
- [30] K. Hess, H. Morkoç, H. Shichijo and B.G. Streetman,  
Appl. Phys. Lett. 35(6), 469, 1979.
  
- [31] J.B. Gunn, IBM J. Res. Dev. 8(2), 141, 1964.
  
- [32] B.K. Ridley, J. Phys. C 15, 5899, 1982.
  
- [33] B.K. Ridley, J. Phys. C 17, 5357, 1984.
  
- [34] E.F. Schubert, K. Ploog, H. Dämbkes and K. Heime,  
Appl. Phys. A 33, 63, 1984.
  
- [35] M.J. Kane, N. Apsley, D.A. Anderson, L.L. Taylor and T. Kerr,  
J. Phys. C 18, 5629, 1985.
  
- [36] H.L. Störmer, Surf. Sci. 132, 519, 1983.
  
- [37] C.Y. Chang, Y.K. Fang and S.M. Sze,  
Solid State Electr. 14, 541, 1971.
  
- [38] W.J. Boudville and T.C. McGill,  
J. Vac. Sci. Technol. B 3(4), 1192, 1985.

- [39] T.S. Kuan, P.E. Batson, T.N. Jackson, H. Rupprecht and E. Wilkie, J. Appl. Phys. 54(12), 6952, 1983.
- [40] N. Braslau, Thin Solid Films 104, 391, 1983.
- [41] P.D. Kirchner, T.N. Jackson, G.D. Pettit and J.M. Woodall, Appl. Phys. Lett. 47(1), 26, 1985.
- [42] E.D. Marshall, W.X. Chen, C.S. Wu, S.S. Lau and T.F. Kuech, Appl. Phys. Lett. 47(3), 299, 1985.
- [43] R.A. Smith, Semiconductors, Cambridge University Press, 1978.
- [44] G.E. Alberga, R.G. van Welzenis and W.C. de Zeeuw, Appl. Phys. A 27, 107, 1982.
- [45] J.P. Zeeuwen and R.G. van Welzenis, J. Phys. E 13, 708, 1980.
- [46] H.R. Brands and R.G. van Welzenis, Electron. Des. 26, 142, 1978.
- [47] G.E. Alberga, J. Phys. E 13, 1009, 1980.
- [48] G.L. Matthaei, L. Young and E.M.T. Jones, Microwave filters, impedance-matching networks and coupling structures, McGraw-Hill, 1964.
- [49] R.G. van Welzenis and A.F.C. Sens, Rev. Sci. Instr. 42(5), 722, 1971.
- [50] H.M.A. Wijshoff, Hall-effect metingen aan een zogenaamd twee dimensionaal elektronen gas, stageverslag THE, 1984.
- [51] T.S. Saad, Microwave engineers' handbook, Artech house inc., Dedham Massachusetts, 1971.



- [52] G.E. Alberga, Hall effect measurements under avalanche conditions on n-type indium antimonide at 77K, proefschrift THE, 1978.
- [53] R.G. van Welzenis, Avalanche and microwave emission in n-type indium antimonide at liquid nitrogen temperature, proefschrift THE, 1972.
- [54] P.J. Schneider, Temperature response charts, John Wiley and Sons, New York and London, 1963.
- [55] B.J.F. Lin, D.C. Tsui, M.A. Paalanen and A.C. Gossard, Appl. Phys. Lett. 45(6), 695, 1984.
- [56] R.G. van Welzenis, H. Wijshoff and K. Ploog, Physica 134B, 347, 1985.
- [57] S.M. Sze, Physics of semiconductor devices 2nd edition, John Wiley and sons, New York Chichester Brisbane Toronto, 1981.
- [58] Landolt Börnstein, Numerical data and functional relationships in science and technology new series III(17), Springer, Berlin Heidelberg New York, 1982.
- [59] S. Adachi, J. Appl. Phys. 58(3), R1, 1985.
- [60] R.K. Willardson and A.C. Beer, Semiconductors and semimetals, Physics of III-V compounds, Academic press, New York and London, 1966.
- [61] S. Hiyamizu and T. Mimura, J. Crystal Growth 56, 455, 1982.
- [62] T. Mimura, JEE, 60, August 1983.
- [63] H. Morkoç and P.M. Solomon, IEEE spectrum, 28, February 1984.

APPENDIX A:

MATERIAAL KONSTANTEN VAN GAAS, ALAS EN ALGAAS

		GaAs		AlAs	
roosterafstand	300 K	0.56533	[57]	0.56605	[57]
(nm)	77 K	0.56533	[58]	0.56607	[58]
dichtheid (g/cm <sup>3</sup> )		5.360	[59]	3.760	[59]
dielektrische k.	300 K	13.18	[59]	10.06	[59]
	77 K	12.53	[58]		
effekt. m. elektronen		0.067	[57]	0.150	[59], 0.124 [58]
effekt. m. gaten (l)		0.082	[57]	0.26	[58]
		0.087	[59]	0.15	[59]
(h)		0.45	[57]	0.5	[58]
		0.62	[59]	0.76	[59]
elektronenaffiniteit		4.07	[59]	3.50	[59]
thermal cond. (W/cm <sup>0</sup> C)		0.44	[59]	0.91	[59]
spec. warmte (J/g <sup>0</sup> C)		0.33	[59]	0.46	[59]

ligging van de energie niveau's ten opzichte van het  $\Gamma_{15}$  maximum (eV):

$\Gamma_1$	300 K	1.424		2.95	[59]
	77 K	1.52		3.00	[60]
$X_1$	300 K	1.900		2.17	[59]
	77 K	1.85		2.25	[60]
$L_1$	300 K	1.708		2.35	[59]
	77 K	2.00		3	[60]

$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ :

Voor AlGaAs worden de meeste waarden bepaald door lineaire interpolatie van GaAs en AlAs waarden. Slechts in een paar gevallen zijn de waarden voor AlGaAs wel bepaald. Deze zijn hieronder gegeven:

elektronen affiniteit (eV)	$4.07 - 1.1x$ ( $x \leq 0.45$ )	[59]
	$3.64 - 0.14x$ ( $x > 0.45$ )	
thermal conductivity (W/cm <sup>0</sup> C)	$1/(2.27 + 28.83x - 30x^2)$	[59]
$E(\Gamma_1 - \Gamma_{15})$ (eV)	$1.424 + 1.247x$ ( $x \leq 0.45$ )	[12]
	$1.424 + 1.247x + 1.147(x-0.45)^2$	( $x > 0.45$ )
$E(X_1 - \Gamma_{15})$ (eV)	$1.900 + 0.125x + 0.143x^2$	[12]
$E(L_1 - \Gamma_{15})$ (eV)	$1.708 + 0.642x$	[12]

Opmerking:

Waar geen temperatuur vermeld staat wordt  $T = 300$  K bedoeld.

"PLWMPCHEK4.CI"

Tijdens de metingen worden de resultaten zichtbaar gemaakt op een display. De juiste display subroutines:

"PLADSPLE6.SR" en "PLADSPLE6A.LS"

worden aangeroepen via het programma:

"PLWMPDSPL4.CI"

De gegevens voor de assen staan in:

"PLADSPLE6.DT" en "PLWHLDSPL.DT"

met record lengte 14 resp. 12 en file mode 0.

Het eigenlijke meten gebeurt in:

"PLWMETENHL.CI"

De meetresultaten komen in de datafile:

"PLWHLDYXXX.DT"

Y slaat op de velden configuratie waarin gemeten is. De record lengte is 28 (7 getallen) en de file mode 0. De resultaten zijn met behulp van de calibratie gegevens al naar fysische grootheden omgerekend. Deze resultaten worden tevens op de lijnprinter geprint. Het einde van een meting wordt aangekondigd met een alarmsignaal via de subroutine:

"PLWMPALARM.SR"

Verwerkingsprogramma's:

De  $(\mu, E)$ ,  $(n, E)$  en  $(I, V)$  karakteristieken volgens de Hall metingen worden berekend met het programma:

"PLWVERWHL1.CI"

De resultaten per sampling tijd komen in de standaard datafiles:

"PLWHLMEXXY.DT", "PLWHLNEXXY.DT" en "PLWHLIVXXY.DT"

XX is de sampling tijd en Y een van te voren opgegeven serienummer. Eventueel kan er over een aantal sampling tijden gemiddeld worden. Deze gemiddelde resultaten komen in de standaard files:

"PLWHLMEY.DT", "PLWHLNEY.DT" en "PLWHLIVY.DT"

De adiabatische temperatuurstijging gedurende een puls van een Hall of potentiaal meting wordt berekend met het programma:

"PLWVERWHL2.CI"

De resultaten worden op de lijnprinter geprint.

"PLWVERWHL3.CI" en "PLWVERWHL4.CI"

berekenen het potentiaal verloop aan de hand van een potentiaal meting met gebruik making van een differentiele puls transformator resp. zonder (zie werkboek SM1 blz. 157). Het potentiaal verloop volgens meting met nummer XXX ten opzichte van aarde staat in:

"PLWHLVAXXX.DT"

en ten opzichte van de potentiaal aan de onderkant van het preparaat in:

"PLWHLVBXXX.DT"

Het potentiaal verloop volgens een homogeen veld (rechte lijn), bepaald uit de drie zijcontact potentialen uit de "vb"-file staat in:

"PLWHLVCXXX.DT"

Hetzelfde maar met het verloop in de beide uiteinden van het preparaat berekend volgens de I,V karakteristiek (Hall meting) van het preparaat staat in:

"PLWHLVDXXX.DT"

De I,V karakteristiek van de eindcontacten berekend aan de hand van het potentiaal verloop volgens een serie "vd"-files met de overeenkomstige meetpunten uit de "vb"-files staat in:

"PLWHLIVCYY.DT"

waarin YY een van te voren opgegeven serienummer is.

Het gehele potentiaal verloop berekend met de I,V karakteristiek van het preparaat en met als enige meetpunt de eerste zijcontact potentiaal ten opzichte van de potentiaal aan de onderkant van het preparaat staat in:

"PLWHLVEXXX.DT"

"Dit potentiaal verloop wordt berekend met de programma's:

"PLWVERWHL5.CI" en "PLWVERHL6.CI"

De I,V karakteristiek van de eindcontacten berekend met dit potentiaal verloop en de overeenkomstige meetpunten komt eveneens in een "ivc"-file. De I,V karakteristieken van het preparaat volgens de potentiaal metingen worden berekend met de programma's:

"PLWVERWHL7.CI" en "PLWVERWHL8.CI"

Er worden twee karakteristieken bepaald. Een waarbij het elektrisch veld bepaald wordt uit de verschilspanning tussen het tweede en derde zijcontact en een waarbij dit bepaald wordt uit de verschilspanning tussen het eerste en tweede zijcontact. De resultaten komen in:

"PLWHLIVPY.DT" resp. "PLWHLIVPY+1.DT"

waarin Y een van te voren opgegeven serie nummer is.

"PLWVERWHL9.CI"

berekent de I,V karakteristiek van de zijcontacten aan de hand van de verschillen in de I,V karakteristieken van de Hall metingen en de twee van de potentiaal metingen. Deze I,V karakteristiek staat in de file:

"PLWHLIVZCY.DT"

met Y een van te voren opgegeven serie nummer.

APPENDIX C:  
SYMBOLENLIJST

b	=breedte (de afstand tussen de Hall contacten)
B	=magnetisch veld
C	=capaciteit
$C_v$	=soortelijke warmte
d	=dikte (niet gedefinieerd bij een 2DEG)
$d_{\text{AlGaAs}}$	=depletie lengte in het AlGaAs
$d_{\text{GaAs}}$	=depletie lengte in het GaAs
D	=dielektrische verplaatsing
E	=energie
$E_c$	=geleidingsbandniveau
$E_f$	=Fermi-niveau
$E_g$	=bandafstand
$E_n$	=energie-eigenwaarden
$E_v$	=valentiebandniveau
$E_r$	=referentie energieniveau
$E_{0n}(-iV)$	=energie operator met $k=-iV$
I	=stroomsterkte
$I_m$	=stroomsterkte door meetkanaal
k	=konstante van Boltzmann
$k$	=golfgetal
l	=lengte
L	=zelfinductie
n	=elektronenconcentratie
$n_2$	=elektronen dichtheid per vierkant (is gelijk aan $n*d$ )
N	=aantal primitieve cellen
$N_a^-$	=geïoniseerde acceptorconcentratie
$N_c$	=effektieve dichtheid van de quantumtoestanden in de geleidingsband
$N_d^+$	=geïoniseerde donorconcentratie
$N_v$	=effektieve dichtheid van de quantumtoestanden in de valentieband
p	=gatenconcentratie

$Q$	=warmte flux
$q$	=elementaire lading
$r_i$	=straal binnengeleider
$r_o$	=straal buitengeleider
$\underline{r}$	=willekeurige vektor
$R$	=Hall constante
$R_i$	=inwendige weerstand (van het preparaat)
$R_m$	=weerstand in het meetcircuit
$\underline{R}$	=roostervektor
$S$	=preparaat
$t$	=tijd
$T$	=temperatuur
$U'$	=stoorpotentialiaal
$U_0$	=diskontinuiteit in de geleidingsband
$U_c$	=Coulomb interactie potentialiaal
$U_{ex}$	=potentialiaal welke de effecten van "exchange" in rekening brengt
$V$	=spanning
$V_e$	=elektrostatistische potentialiaal
$V_H$	=Hall spanning
$V_l$	=langs spanning (in de richting van de stroom)
$V_m$	=gemeten spanning
$V_s$	=volume van het aktieve gebied
$w_n$	=Wannier funktie
$Z_0$	=karakteristieke golfimpedantie
$\epsilon_0$	=dielektrische constante voor vacuüm
$\epsilon_r$	=relatieve dielektrische constante
$\theta(r)$	=eenheids stap funktie
$\kappa$	=thermische geleidbaarheid
$\mu_e$	=elektronen beweegbaarheid
$\mu_h$	=gaten beweegbaarheid
$\mu_H$	=Hall beweegbaarheid (van de elektronen)
$\mu_r$	=relatieve magnetische permeabiliteit
$\mu_0$	=magnetische permeabiliteit voor vacuüm
$\rho$	=dichtheid



$\sigma$	=elektrische geleidbaarheid
$\tau$	=botsings relaxatie tijd
$\phi_n$	=modulatie funktie
$\chi$	=elektronen affiniteit
$\psi_n$	=golf funktie
$\omega_c$	=afsnijfrequentie bij het 3 dB punt

## DANKWOORD

Hierbij wil ik iedereen bedanken die mij gedurende mijn afstudeerperiode gesteund hebben. Met name:

R. van Welzenis, belast met de begeleiding van mijn afstudeerwerk.

F. van Setten en P. Nouwens voor hun technische assistentie.

F. Hurkx voor zijn berekeningen.

J. Kwaspen voor zijn vruchtbare ideeën voor het maken van de "wave form" filters.

K. Ploog en E. Schubert van het MPI te Stuttgart voor het leveren van de preparaten.