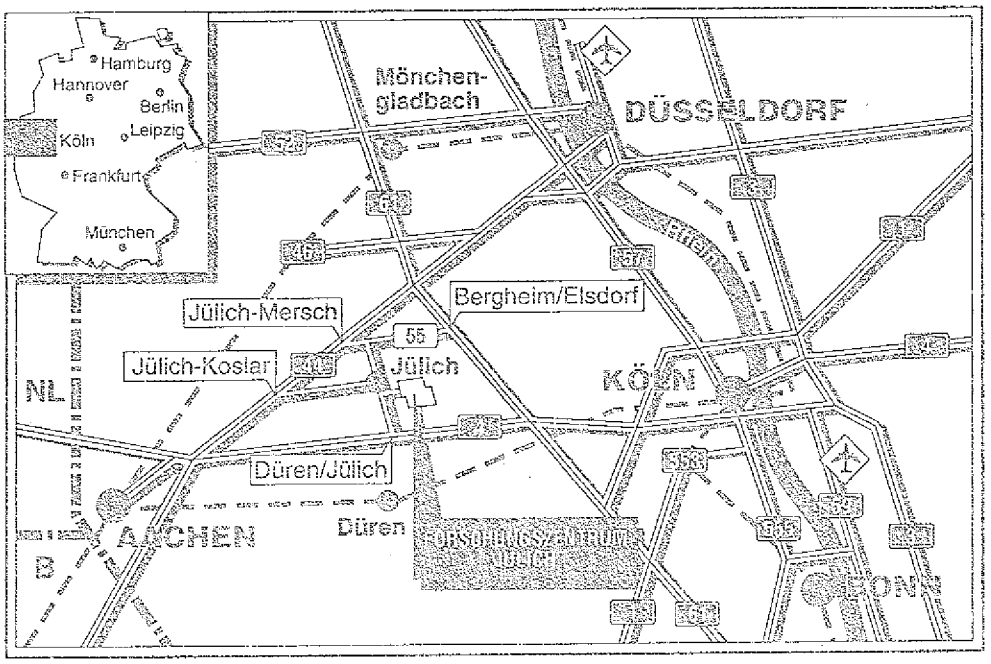
FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH GmbH KFA

Institut für Schicht- und Ionentechnik

Transportmessungen mittels Hall-Effekt und Quanten-Hall-Effekt an III-V Halbleiterheterostrukturen

Jörg Appenzeller



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 2508
ISSN 0366-0885
Institut für Schicht- und Ionentechnik Jül-2508

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek
Postfach 1913 · D-5170 Jülich · Bundesrepublik Deutschland
Telefon: 02461/61-6102 · Telefax: 02461/61-6103 · Telex: 833556-70 kfa d

Transportmessungen mittels Hall-Effekt und Quanten-Hall-Effekt an III-V Halbleiterheterostrukturen

Jörg Appenzeller

Abkürzungen

$\underline{A}$	:	Vektorfeld
$\underline{B}$	:	Magnetfeld
b	:	Probenbreite
d	:	Probendicke
d_{krit}	:	kritische Schichtdicke
d_{InGaAs}	:	$InGaAs$-Schichtdicke
$D(E)$	:	Zustandsdichte
$D_i^{2D}(E)$	:	zweidimensionale Zustandsdichte des i-ten Subbandes
$D_{i\,mag}^{2D}(E)$	:	zweidimensionale Zustandsdichte des i-ten Subbandes unter dem Einfluß eines Magnetfeldes
$D_{x\,i}^{1D}$	:	eindimensionale Zustandsdichte des i-ten Randkanals in x-Richtung
E_y	:	y-Komponente des elektrischen Feldes
$\underline{E}$	:	elektrischer Feldvektor
e	:	Elektronenladung
E_l	:	Energieeigenwerte eines Einteilchensystems (l ist Quantenzahl)
E_F	:	Fermienergie
E_g	:	Bandlückenenergie
ΔE_L	:	Leitungsbanddiskontinuität
E_d	:	Aktivierungsenergie der Donatoren
E_h	:	energetischer Abstand zwischen Hintergrundniveaus und Leitungsbandkante
E_i	:	Scheitelpunkt des i-ten Energieparaboloiden (des i-ten Subbandes im 2DEG)
E_i^{ges}	:	Gesamtenergie eines Elektrons mit Impuls $\hbar k_x$ in x-Richtung und $\hbar k_y$ in y-Richtung im i-ten Subband
E_{Spin}	:	Energie eines Elektrons im äußeren Magnetfeld aufgrund des Spins

ε_0	:	Dielektrizitätskonstante im Vakuum
ε_r	:	relative Dielektrizitätskonstante
$f_0(\underline{k})$	:	Gleigewichtsverteilungsfunktion
$f(\underline{k})$	:	Nichtgleichgewichtsverteilungsfunktion
F_0	:	Feld durch ionisierte Störstellen
$f(E,T)$, $f(E)$	:	Fermiverteilung
g	:	effektiver Landé-Faktor
H	:	Hamiltonoperator
h, $\hbar$	:	Planck'sche Konstante
$\underline{j}$	:	Stromdichte
j_x, j_y	:	Stromdichtekomponente in x- und y-Richtung
$\nabla_{\underline{k}}$	:	Gradient nach dem Wellenzahlvektor
k	:	Betrag des Wellenvektors
k_x, k_y	:	Wellenzahlvektorkomponente in x- und y-Richtung
k_F	:	Betrag des Fermiwellenzahlvektors
k_B	:	Boltzmannkonstante
L	:	Drahtlänge
l_t	:	Weglänge zwischen zwei Streuprozessen
l_{eff}	:	effektive freie Weglänge
l_0	:	elastische freie Weglänge
l_{inel}	:	inelastische freie Weglänge
l_b	:	Begrenzungsstreulänge
M	:	schwere Masse der Atomrümpfe
m^*	:	effektive Masse der Elektronen im Leitungsband
μ	:	Elektronenbeweglichkeit
μ_i	:	Beweglichkeitsgrenze durch Streueffekt i
μ_{total}	:	Beweglichkeit unter Einbeziehung aller Streueffekte
μ_{opt}	:	Beweglichkeitsgrenze durch optische Phononen
μ_{ak}	:	Beweglichkeitsgrenze durch akustische Phononen
μ_{ion}^{3D}, μ_{ion}^{2D}	:	Beweglichkeitsgrenze durch Streuung an ionisierten Störstellen im 2-dimensionalen und 3-dimensionalen Fall
μ_{fern}^{2D}, μ_{hinter}^{2D}	:	Beweglichkeitsgrenze durch Fernstörstellenstreuung bzw. Streuung an Hintergrundverunreinigungen
μ_B	:	Bohr'sches Magneton
μ_1, μ_2	:	elektrochemische Potentiale

n_s	:	Schichtkonzentration
$n(T)$	:	Ladungsträgerkonzentration
n_i	:	Elektronendichte pro Subband
N_L	:	Entartungsgrad eines Landauniveaus
$\underline{P}$	:	kanonischer Impuls
$\underline{p}$	:	kinetischer Impuls
p	:	Streuwahrscheinlichkeit für diffuse bzw. spiegelnde Streuung am Rand
q	:	Ladung
$\underline{q}$	:	Wellenzahlvektor der akustischen oder optischen Phononen
R_{xx}, R_{xy}	:	Widerstand in bzw. senkrecht zur Stromrichtung
r	:	Kreisbahnradius (klassisch, qu'mechanisch)
$\underline{\underline{\varrho}}$	:	spezifischer Widerstandstensor
ϱ_{xx}, ϱ_{xy}	:	Komponenten des Widerstandstensors
$\rho_i(z)$	:	Ladungsdichte der ionisierten Störstellen
$s^2(\underline{q})$	:	Amplitudenquadrat der Gitterschwingung
$\sum_{ak}$	:	Streuwirkungsquerschnitt der akustischen Phononen
$\sum_{ion}$	:	Streuwirkungsquerschnitt der ionisierten Störstellen
$\sum_{alloy}$	:	Streuwirkungsquerschnitt der Legierungsstreuung
σ_i^{1D}	:	eindimensionale Leitfähigkeit des i-ten Randkanals
$\underline{\underline{\sigma}}$	:	Leitfähigkeitstensor
σ_{xx}, σ_{xy}, σ_{yx}	:	Komponenten des Leitfähigkeitstensors
σ	:	entspricht σ_{xx} für $\underline{B} = 0$
T	:	Gittertemperatur
τ, $\tau(\underline{k})$	:	Relaxationszeit (abhängig von der Elektronenenergie)
V	:	Spannungsdifferenz zweier Stromkontakte einer Probe
$V(z)$	:	elektrostatisches Potential
$V_E(y)$	:	elektrostatisches Potential in harmonischer Näherung
$V_B(y)$	:	magnetisches Potential in harmonischer Näherung
$< v >$	:	thermischer Mittelwert der Geschwindigkeit von Elektronen im Leitungsband eines Halbleiters
v_D	:	Driftgeschwindigkeit
v_F	:	Fermigeschwindigkeit
$\underline{v}(\underline{k})$	:	Geschwindigkeit in Abhängigkeit vom Wellenzahlvektor
v_i	:	i-te Komponente des Geschwindigkeitsvektors

ω_c	:	Zyklotronfrequenz
ω	:	Frequenz der optischen oder akustischen Phononen
$\omega_{\underline{q}}$	:	Frequenz zur Gitterschwingung $\underline{q}$
ω_O	:	Frequenz der optischen Phononen
ω_0	:	Oszillatorfrequenz in einem elektrischen Feld
W	:	Drahtbreite
x	:	In-Gehalt der ternären Verbindung $InGaAs$
$\zeta_i^2(z)$	:	Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen in z- Richtung
y	:	Ga-Gehalt der ternären Verbindung $InGaAs$
y_0	:	Zentralkoordinate der Oszillatorbewegung eines Elektrons unter dem Einfluß eines Magnetfeldes
Z_i^{2D}	:	Anzahl der zweidimensionalen Zustände im i-ten Subband
Z_{xi}^{1D}	:	eindimensionale Zustände des i-ten Randkanals in x-Richtung

1 Einleitung

In den letzten Jahren haben Halbleiter eine immer größere Bedeutung für eine Vielzahl von Anwendungen bekommen. So ist z.B. der mittlerweile überall obligatorische Computer in seiner heutigen Leistungsstärke ohne eine ausgereifte Halbleitertechnologie undenkbar.

Bekannt sind hauptsächlich die Elementhalbleiter wie Silizium und Germanium. Die für einen Halbleiter entscheidenden Größen sind die Bandlückenenergie sowie die durch eine Vielzahl von verschiedenen Streuprozessen gegebene Geschwindigkeit der Leistungselektronen bei verschiedenen Temperaturen.

Durch die Benutzung von Elementhalbleitern ist man bei diesen Größen auf eine kleine Auswahl beschränkt. Einen Ausweg bieten die Verbindungshalbleiter aus Elementen der III. und V. Hauptgruppe des Periodensystems oder auch der II. und VI. Gruppe. Sehr bekannte Vertreter sind das $GaAs$ oder das InP.

Ein Bauelement, das mit Hilfe der Halbleitertechnologie immer weiter verbessert wurde und sehr große Bedeutung in der gesamten Elektrotechnik hat, ist der Feldeffekttransistor. Hier wird ein Leitungskanal zwischen zwei Kontakten (Source und Drain) beeinflußt. Systeme der Halbleitertechnologie, die solch einen Kanal ausbilden können, sind z. B. sogenannte Halbleiterheterostrukturen.

Unterschiedliche Epitaxieverfahren, bei denen als Ausgangstoffe entweder Gase (metalorganic vapour phase epitaxy, kurz MOVPE) oder Feststoffe (molecular beam epitaxy, kurz MBE) verwendet werden, dienen zur kristallinen Abscheidung binärer, ternärer oder quarternärer Strukturen unterschiedlicher Bandlückenenergie.

So entstehen durch das Abscheiden verschiedener Substanzen auf einem Trägermaterial, dem sogenannten Substrat, die oben erwähnten Heterostrukturen. Bekannt ist wegen seiner sehr hohen Tieftemperaturbeweglichkeit und wegen seiner guten Wachstumsqualität das $AlGaAs/GaAs$-System.

Ein anderes, nicht so gut untersuchtes Schichtsystem ist das $InGaAs/InP$. Der Vorteil dieser Struktur besteht zum einen in der hohen Beweglichkeit bei Raumtemperatur und zum anderen in der Verwendbarkeit im Zusammenhang mit optischen Bauelementen z.B. in der Glasfaseroptik.

Die Glasfaser, die mehr und mehr Bedeutung für die Fern-Datenübertragung gewinnt, weist ein Minimum der Absorbtion gerade bei einer Energie auf, die der Bandlückenenergie des auf InP gitterangepaßt abgeschiedenen

InGaAs entspricht.

Das *InGaAs*/*InP*-System ist Gegenstand dieser Diplomarbeit als Kandidat für verschiedenste Anwendungen in der Halbleitertechnologie.

Untersucht wurde der Einfluß variierender *InGaAs*-Schichtdicke sowie unterschiedlichen *In*-Gehalts auf die Beweglichkeit in einem weiten Temperarturbereich. Weiterhin wurden mesoskopische Systeme auf der Basis dieses Materials hergestellt und untersucht, um das Verständnis von Transportphänomenen in niedrigdimensionalen Strukturen zu erweitern.

2 Theorie

2.1 Das 2-dimensionale-Elektronengas

Werden mittels eines epitaktischen Verfahrens zwei Halbleiter unterschiedlicher Energielücke E_g zwischen Valenzband und Leitungsband aufeinander abgeschieden, so passen sich im thermischen Gleichgewicht die Fermienergien innerhalb eines Atomabstandes an. Es entstehen durch Ladungstransfer zu beiden Seiten der Halbleitergrenzschicht (interface) Raumladungszonen, welche eine Bandverbiegung über hunderte von Ångström hinweg verursachen.

Entscheidend für den genauen Bandverlauf ist die relative Lage der Fermienergie jedes Halbleiters zum Leitungs- bzw. Valenzband. Durch unterschiedliche Dotierungen ergeben sich stark variierende Bandverläufe. Eine weitere sehr wichtige Größe ist die Leitungsbanddiskontinuität ΔE_L. Nach neueren Modellen werden die elektronischen Bänder der beiden Halbleiter so aneinander gelegt, daß keine atomaren Dipole entstehen. Somit wird die Leitungsbanddiskontinuität eine wichtige Materialgröße der Heterostruktur.

Ist das Halbleitermaterial mit der größeren Bandlücke (high gap) stark n-dotiert und das mit der kleineren (low gap) nahezu undotiert, so spricht man von einer modulationsdotierten Heterostruktur. In diesem Fall "taucht" das Leitungsband des Halbleitermaterials mit der kleineren Bandlücke aufgrund der Kontinuitätsbedingung für das Ferminiveau unter das Ferminiveau des Systems. Es bildet sich ein Potentialtopf an der Halbleitergrenzschicht mit lokal sehr hoher Elektronenkonzentration aus.

Abbildung 1 zeigt einen qualitativen Bandverlauf am Beispiel des in dieser Diplomarbeit verwendeten unverspannten, d. h. gitterangepaßten Schichtsystems. Deutlich ist die Ausprägung des nahezu dreieckigen Quantentopfes im $InGaAs$ zu erkennen.

Bei hohen Temperaturen sind durch die Aufweichung der Fermikante große Leitungsbandregionen besetzt. Zwar ist der 2D-Topf (zweidimensionale Topf) energetisch günstiger, aber im Falle eines äußeren Feldes findet auch im InP oder $InGaAs$-Material jenseits der Halbleitergrenzschicht Ladungstransport statt. Ist die thermische Anregungsenergie genügend groß, so werden noch im Donatorniveau verbliebene Elektronen im InP ins Leitungsband angeregt. Erhöht man die Temperatur noch weiter, so bewirkt diese Energiezufuhr eine "Anhebung" zusätzlicher Elektronen aus Hintergrunddotierungsniveaus im $InGaAs$. Dies bedeutet einen faktisch dreidimensionalen Ladungstransport in einem Großteil des verwendeten Schichtsystems.

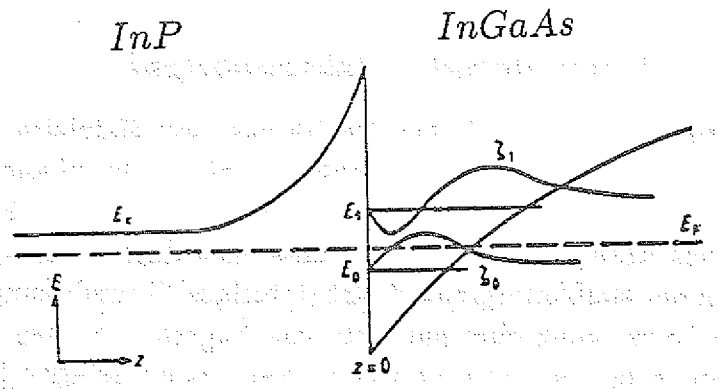


Abbildung 1: Qualitativer Leitungsbandverlauf für das $InGaAs/InP$-System. Angedeutet sind zwei Energieniveaus und die zugehörigen Wellenfunktionen an der Halbleitergrenzschicht. (Randbedingung: $\Delta E_L \rightarrow \infty \Rightarrow \zeta_i^2(z=0) = 0$

Bei tiefen Temperaturen dagegen ist nur noch der Potentialtopf an der Halbleitergrenzschicht für den Elektronentransport verantwortlich. Dadurch wird das zu betrachtende System elektrisch wegen der räumlichen Begrenzung der Ladungsträger auf einen Bereich kleiner 100 Å nahezu zweidimensional. In der Einelektronennäherung nicht wechselwirkender Teilchen spricht man von der Ausprägung eines zweidimensionalen Elektronengases (2DEG).

Betrachtet man die Abhängigkeit der Ladungsträgerkonzentration von der Temperatur, $n(T)$, so bedeutet das vorher Gesagte:

- konstante Konzentration, die von der Höhe der Dotierung im Material mit der größeren Bandlücke und der Hintergrunddotierung abhängt, für den zweidimensionalen Fall ($2k_BT < E_d$)[1].
- exponentielle Zunahme von $n(T)$ mit größer werdender Temperatur

$$n(T) \sim e^{-\frac{E_d}{2k_BT}} \qquad \text{(aus der Fermiverteilung)}$$

  für den dreidimensionalen Fall der Störstellenreserve ($2k_BT > E_d$). Die thermische Energie reicht aus, um Elektronen aus den Donatorniveaus ins Leitungsband zu "heben".

[1] $2k_BT$ ist die thermische Aufweitung der Fermiverteilung.

- weitere exponentielle Zunahme

$$n(T) \sim e^{-\frac{E_A}{2k_BT}}$$

sobald die energetisch etwas weiter vom Leitungsband entfernt liegenden Hintergrundniveaus entleert werden.

Abgesehen von der Ladungsträgerkonzentration soll hier noch als eine zweite wichtige temperaturabhängige Größe die Beweglichkeit μ der Elektronen im Halbleitermaterial vorgestellt werden. μ verknüpft ein äußeres elektrisches Feld $\underline{E}$ als Ursache und die Elektronendriftgeschwindigkeit $\underline{v}_D$ als Wirkung miteinander in der Form

$$\underline{v}_D = \mu \cdot \underline{E}$$

Hohe Elektronenbeweglichkeiten bedeuten große Driftgeschwindigkeiten. Die Elektronenbeweglichkeit wird durch eine Reihe von Streuprozessen im Material bestimmt. Eine genaue Diskussion erfolgt in Abschnitt 2.2.

Ich beschränke mich in der weiteren Betrachtung auf den zweidimensionalen Fall und die Auswirkungen der räumlichen Begrenzung (confinement) der Elektronen in einer Ebene parallel zur Schichtoberfläche. Die Flächennormale sei im folgenden als in z-Richtung orientiert angenommen.

Durch die Lokalisierung der Elektronen im Potentialtopf ergibt sich eine z-Quantisierung der Energieeigenwerte des Systems; x- und y- Bewegung dagegen werden weiterhin als frei betrachtet. Hierdurch entstehen als Eigenwerte eines Elektrons Energieparaboloide, deren Scheitelpunkte jeweils um E_i aus dem Ursprung verschoben sind. (Abbildung 2)

$$E_i^{ges} = \frac{\hbar^2}{2m_x^*} \cdot k_x^2 + \frac{\hbar^2}{2m_y^*} \cdot k_y^2 + E_i$$

Jedes Paraboloid stellt die erlaubten Energiewerte eines Elektrons mit der effektiven Masse (m^*) in einem Subband i dar. Eine Auffüllung geschieht nach dem Pauliprinzip sukzessive von E_i bis zur Fermienergie E_F.

Zur Bestimmung der E_i und der zugehörigen Wellenfunktionen $\zeta_i(z)$ betrachten wir für den stationären Fall die zeitunabhängige Schrödingergleichung.

$$-\frac{\hbar^2}{2}\frac{d}{dz}\left(\frac{1}{m^*(z)}\frac{d\zeta_i(z)}{dz}\right) + V(z)\zeta_i(z) = E_i\zeta_i(z) \qquad (1)$$

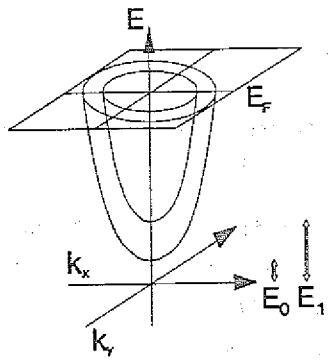


Abbildung 2: Energieparaboloide durch z-Quantisierung im Potentialtopf

Das elektrostatische Potential $V(z) = -e\Phi(z)$ ist über die Poisson-Gleichung bestimmt:

$$\frac{d}{dz}\left(\varepsilon_0\varepsilon_r(z)\cdot\frac{d\Phi(z)}{dz}\right) = e\cdot\sum_i n_i\zeta_i^2(z) - \rho_i(z) \tag{2}$$

$\rho_i(z)$ = Ladungsdichte der ionisierten Störstellen
$\zeta_i^2(z)$ = Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen
n_i = Elektronendichte pro Subband

Hierbei ergibt sich n_i über

$$n_i = \int_{E_i}^{E_F} D_i^{2D}(E)\cdot f(E,T)\,dE \tag{3}$$

mit der zweidimensionalen Zustandsdichte pro Subband

$$D_i^{2D}(E) = \frac{dZ_i^{2D}}{dE} = \frac{2\pi k}{4\pi^2}\frac{dk}{dE} = \frac{m^*}{\pi\hbar^2} \tag{4}$$

und der Fermiverteilung

$$f(E,T) = \frac{1}{1+e^{\frac{E-E_F}{k_BT}}}$$

zu

$$n_i = \frac{m^*k_BT}{\pi\hbar^2}\cdot\ln\left[1+e^{\frac{E_F-E_i}{k_BT}}\right] \tag{5}$$

Für $T \longrightarrow 0$ wird n_i zu

$$n_i = \frac{m^*(E_F - E_i)}{\pi\hbar^2} \tag{6}$$

Zu erkennen ist, daß der Beitrag jedes Subbandes zur Gesamtzustandsdichte gleich ist.

Eine analytische, selbstkonsistente Lösung der Gleichungen (1), (2) und (5) ist nicht möglich, wohl aber eine numerische Kalkulation.

Um eine analytische Lösung zumindest in erster Näherung zu erhalten, gibt es z. B. den Ansatz eines Dreieckpotentials mit einer unendlichen Wand.

$$V(z) = \begin{cases} \infty & \text{für} \quad z = 0 \\ eFz & \text{für} \quad z > 0 \end{cases}$$

Damit folgt sofort die Randbedingung, daß $\zeta_i(z = 0) = 0$ ist. (siehe Abb. 1) Zu bemerken ist, daß diese Näherung beinhaltet, daß die Elektronen im Kanal nichts von den ionisierten Donatoratomen jenseits der Leitungsbanddiskontinuität "spüren" können.

Eine Rechnung (nach [1]) unter Verwendung von

$$F = F_0 + \frac{1}{2}\frac{en_s}{\varepsilon_0\varepsilon_r}$$

($n_s = \sum_i n_i$; F_0 ist das Feld durch die ionisierten Störstellen ; der andere Summand ist der Feldanteil durch die Elektronen selbst)

liefert als Lösung für $\zeta_i(z)$ *Airy-Funktionen* und für E_i:

$$E_i = \left(\frac{\hbar^2}{2m^*}\right)^{\frac{1}{3}} \cdot \left[\frac{3\pi}{2}\left(i + \frac{3}{4}\right)eF\right]^{\frac{2}{3}}$$

Eine quantitative Abschätzung der "wirklichen" Lage der Energieniveaus erlauben solche Näherungen nicht, da die Abweichungen nach J. Harris [1] in der Größenordnung von 20% liegen, wohl aber dienen sie zum prinzipiellen Verständnis der Ausprägung eines 2DEG.

2.1.1 Persistente Photoleitfähigkeit

Im Rahmen der Messungen an zweidimensionalen Elektronengasen speziell bei dem *AlGaAs/GaAs*-System, ist eine Beleuchtung zur Erhöhung der Tieftemperaturbeweglichkeit von Interesse. Untersuchungen von Bulk-Material haben keine Änderung der Leitfähigkeit unter Lichteinfluß gezeigt. Hieraus läßt sich ableiten, daß die Ausbildung einer Halbleitergrenzschicht und der

damit verbundenen Bandverbiegung notwendig für das Auftreten der persistenten Photoleitfähigkeit ist.

Durch die Anregungsenergie einer roten Leuchtdiode ($E \approx 1,9eV$) wird Elektronen der Übergang sowohl vom Valenzband des $GaAs$ ($E_g = 1,5eV$) als auch des $AlGaAs$ ($E_g = 1,88eV$) in das Leitungsband ermöglicht. Eine Rekombination wird durch die räumliche Trennung von Elektronen im Leitungskanal und Löchern im Substrat bzw. an der Oberflächenseite des $AlGaAs$ bei tiefen Temperaturen verhindert.

Weiterhin spielt bei diesem System die Anregung von Elektronen in tiefen Donatorniveaus, sogenannten DX-Zentren, im $Al_xGa_{1-x}As$ eine wichtige Rolle für die persistente Photoleitfähigkeit.

Die größere Zahl von Elektronen im zweidimensionalen Kanal bewirkt eine bessere Abschirmung gegen ionisierte Störstellen im $AlGaAs$ sowie, durch die Erhöhung der Fermiwellenzahl k_F, eine geringere Einflußnahme von Restverunreinigungen auf die 2D-Beweglichkeit. Weiterhin schirmen die positiven Ionenrümpfe im $AlGaAs$ den Effekt von Oberflächenzuständen ab.

Beim $InGaAs/InP$-System dagegen existieren kaum DX-Zentren, und der Anteil der Elektronen aus Anregungen im $InGaAs$ ist wegen der hohen Rekombination aufgrund der kleinen räumlichen Trennung gering.

Einzig der Potentialgradient im InP erlaubt ein hinreichend gutes "Einfangen" von Löchern. Abbildung 3 zeigt die möglichen Anregungen.

Somit ergibt sich eine geringere Zunahme der Ladungsträger im Kanal in diesem System im Gegensatz zum $AlGaAs/GaAs$-System. Da wegen der Abhängigkeit der Legierungsstreuung von n_s eine Erhöhung von n_s nicht zwingend eine Vergrößerung von μ bedeutet, muß man bei dieser Struktur zwei Fälle unterscheiden.

Ist die Schichtladungsträgerkonzentration vor der Beleuchtung größer als ein bestimmter Wert, so ist die Legierungsstreuung die ausschlaggebende Begrenzung für die Beweglichkeit, und eine Zunahme von n_s durch Anregung mittels einer Leuchtdiode bewirkt keine Änderung von μ. Für kleinere Ladungsträgerkonzentrationen dagegen ergibt sich eine Erhöhung der Tieftemperaturbeweglichkeit des $InGaAs/InP$-Systems, da dann die Reststörstellenstreuung mit einer Abhängigkeit $\mu \sim n^{1.5}$ (siehe Abschnitt 2.2) den ausschlaggebenden Anteil ausmacht.

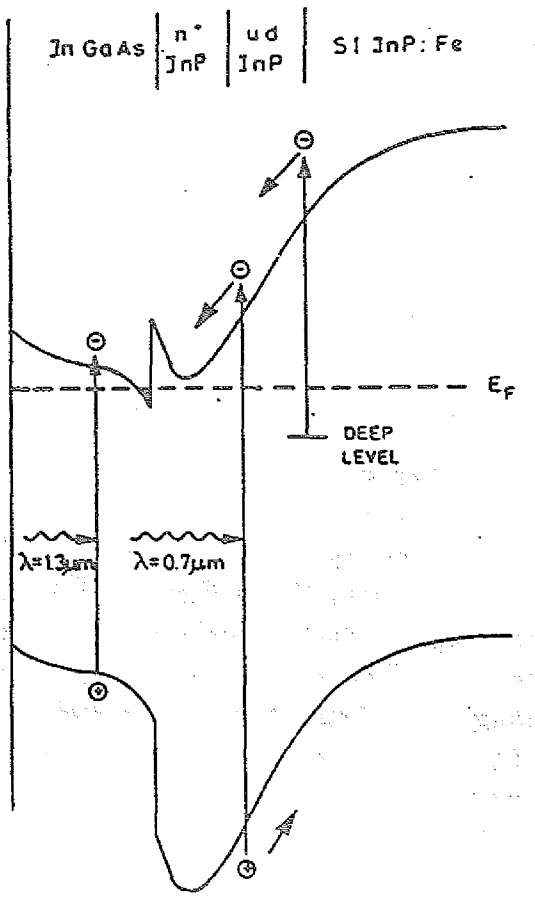


Abbildung 3: Überblick über die im *InGaAs/InP*-System möglichen Elektronenübergänge bei Beleuchtung

2.2 Streueffekte in Halbleitern

Eine Vielzahl von verschiedenen Streueffekten begrenzt die Beweglichkeit der Elektronen im Halbleiter. Hierbei sind die unterschiedlichen Streubeiträge stark von der Temperatur abhängig. Je nach Temperaturbereich spielt der eine oder der andere Mechanismus die entscheidende Rolle.

Betrachtet werden im folgenden eine kleine Anzahl von Streueffekten, die für die verwendeten $InGaAs/InP$-Schichtsysteme von Bedeutung sind.

Dies sind

1. Streuung an akustischen Phononen
2. Streuung an polar optischen Phononen
3. Streuung an ionisierten Störstellen
   (a) Restverunreinigungen (residual impurity scattering)
   (b) Fernstörstellen (remote impurity scattering)
4. Legierungsstreuung

Die Reihenfolge der oben genannten Prozesse gibt bereits ihre temperaturabhängige Bedeutung wieder.

Zur Untersuchung der beweglichkeitsbegrenzenden Einflüsse verwendet man, um eine einfache mathematische Formulierung angeben zu können, eine Reihe von Näherungen. Nach Madelung [31] führt die Voraussetzung elastischer Stöße, isotroper Bänder ($E = E(k)$), isotroper Streuwahrscheinlichkeit (die Übergangswahrscheinlichkeit hänge nicht von $\underline{k}$ ab) sowie erinnerungslöschender Stöße (es existiert keine Korrelation zwischen der Bewegungsrichtung vor und nach dem Stoß) auf einen einfachen Zusammenhang für die Relaxationszeit τ.

$$\tau \sim \frac{1}{\sum} \cdot \frac{1}{D(E)} \qquad \text{mit} \qquad D(E) = m^{*\frac{3}{2}} \cdot T^{\frac{1}{2}} \tag{7}$$

$\sum$ = Streuwirkungsquerschnitt
$D(E)$ = Zustandsdichte für quasifreie Elektronen im Leitungsband (siehe Lüth [2], Seite 90)

Unter Verwendung der Beziehung aus dem Drudemodell

$$\mu = \frac{e}{m^*}\tau \tag{8}$$

läßt sich eine Abhängigkeit $\mu(m^*, T)$ für die verschiedenen Streuprozesse angeben.

- Für die beiden erstgenannten Streueffekte gilt gleichermaßen, daß Elektronen mit den Gitterschwingungen der Ionenrümpfe (Phononen) wechselwirken. Mit zunehmender Temperatur wird die Auslenkung der Ionen aus der Ruhelage immer größer, und der Einfluß auf die Leitungselektronen nimmt, durch die stärkere Deformation des Gitterpotentials, zu. Die Unterscheidung zwischen akustischen und optischen Phononen ergibt sich aus dem unterschiedlichen $\omega(\underline{q})$-Verhalten. In Anlehnung an die dispersionsfreie Ausbreitung von Schallwellen wird der eine Zweig der Dispersionsrelation, der ein nahezu lineares Verhalten zwischen ω und $\underline{q}$ für kleine $\underline{q}$ mit $\omega(\underline{q} = 0) = 0$ zeigt, als akustischer Zweig bezeichnet.

  Die Erzeugung und Vernichtung von Phononen ist dadurch für akustische Phononen bei kleinem $\underline{q}$ mit geringen Energieänderungen verbunden, wodurch solche Streuprozesse als nahezu elastisch betrachtet werden können. DieEnergie der optischen Phononen dagegen liegt z. B. beim $GaAs$ in der Größenordnung von $\hbar\omega_O \approx 36meV$. Dies entspricht der Elektronenenergie bei Raumtemperatur. Prozesse bei denen eine Kopplung der Elektronen an optische Phononen gegeben ist, müssen deshalb sicherlich als inelastisch betrachtet werden.

  Benutzt man trotzdem den obigen Zusammenhang für τ, so setzt dies die Beschränkung auf nicht zu große Phononenenergien voraus. Unter dieser Bedingung ergibt sich mit

$$\sum_{phon} \sim \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega(\underline{q})}{k_B T}} - 1}$$

  (Der Streuwirkungquerschnitt ist proportional zur Anzahl der Phononen, die durch die Boseverteilung gegeben ist.)

  für akustische Phononen ($\hbar\omega(\underline{q}) \ll k_B T$) nach Taylor'scher Reihenentwicklung

$$\sum_{ak} \sim T$$

  und für optische Phononen ($\hbar\omega(\underline{q}) \geq k_B T$)

$$\sum_{opt} \sim \left(\frac{a}{T} + \frac{b}{T^2}\right)^{-1}$$

Damit folgt unter Verwendung von Gleichung (7) und (8):

$$\mu_{ak} \sim \frac{1}{m^*} \cdot \frac{1}{m^{*\frac{3}{2}}} \frac{1}{T^{\frac{1}{2}}} \cdot \frac{1}{T} = \frac{1}{m^{*\frac{5}{2}}} \frac{1}{T^{\frac{3}{2}}} \tag{9}$$

und

$$\mu_{opt} \sim \frac{1}{m^*} \cdot \frac{1}{m^{*\frac{3}{2}}} \frac{1}{T^{\frac{1}{2}}} \cdot \left(\frac{a}{T} + \frac{b}{T^2}\right) = \frac{1}{m^{*\frac{5}{2}}} \left(\frac{a}{T^{\frac{3}{2}}} + \frac{b}{T^{\frac{5}{2}}}\right) \tag{10}$$

Beide Streumechanismen spielen für große Temperaturen (in den hier verwendeten System für $T > 80K$) die entscheidende Rolle bei der Begrenzung der Elektronenbeweglichkeit.

Für den Fall eines 2DEG ergibt sich die Streurate als Summe einer Vielzahl von Intersubband- und Intrasubband-Streuprozessen. (Ist die Schichtladungsträgerkonzentration genügend groß, so wird im Quantentopf das zweite Subband aufgefüllt. Der hierdurch zusätzlich entstehende Streukanal bewirkt, daß nicht nur innerhalb eines Subbandes an der Fermikante gestreut werden kann (Intrasubbandstreuung), sondern daß auch Elektronenübergänge von dem einen in das andere Band möglich werden (Intersubbandstreuung).) Hieraus folgt eine "Verschmierung" des durch die energetische Begrenzung vorgegebenen zweidimensionalen Charakters, und eine Betrachtung wie bei 3D-Bulk-Material erscheint gerechtfertigt [4].

Die Tatsache, daß μ_{opt} für größere Temperaturen die entscheidende Rolle spielt, läßt sich natürlich nicht aus den vorher aufgezeigten Proportionalitäten ableiten. Erst Kalkulationen, die alle Faktoren berücksichtigen, führen zu dieser Erkenntnis.

- Ein Streuterm, der gerade im dreidimensionalen Fall für tiefe Temperaturen die entscheidende Beweglichkeitsbegrenzung ausmacht, ist die Streuung an ionisierten Störstellen.

  Hierbei erfährt das Elektron durch Coulombwechselwirkung eine Richtungsänderung seines Geschwindigkeitsvektors. Anschaulich ist die

Einflußnahme der Ionen auf ein Elektron um so gravierender, je länger das Elektron dem Einfluß des Störstellenpotentials ausgesetzt ist.

Nach der Rutherford-Streuung folgt für den Wirkungsquerschnitt $\sum_{ion}$ ein Zusammenhang:

$$\sum_{ion} \sim \frac{1}{< v^2 >^2} \cdot \frac{1}{m^{*2}} \sim \frac{1}{T^2} \cdot \frac{1}{m^{*2}}$$

(<> steht für die thermische Mittelwertbildung, wobei sich $< v^2 > \sim T$ im Halbleiter aus der Boltzmann-Statistik ergibt.) Damit wird μ_{ion} zu:

$$\mu_{ion}^{3D} \sim \frac{\tau}{m^*} \sim \frac{1}{m^*} \cdot \frac{1}{m^{*\frac{3}{2}}} \frac{1}{T^{\frac{1}{2}}} \cdot m^{*2} T^2 = \frac{T^{\frac{3}{2}}}{m^{*\frac{1}{2}}} \tag{11}$$

Kleine Temperaturen bedeuten kleine Elektronenbeweglichkeit.

Im Falle der Ausprägung eines zweidimensionalen Kanals sind Elektronen und Störstellen räumlich getrennt. In dem Quantentopf werden die einzelnen Subbänder von E_i bis E_F aufgefüllt, und es ergibt sich ein Leitungscharakter wie im Metall, so daß eine Ersetzung von $< v^2 >$ durch v_F^2 sinnvoll wird. Die Höhe der Besetzung und damit die Größe von v_F ist durch die Schichtladungsträgerkonzentration bestimmt. Der Einfluß von T ist in dem Bereich kleiner Temperaturen zu vernachlässigen. Hieraus folgt für μ_{ion}^{2D}:

$$\mu_{ion}^{2D} \sim \frac{1}{v_F} \cdot v_F^4 \sim k_F^3 \sim n_s^{1.5} \tag{12}$$

Zu unterscheiden ist bei Schichtsystemen, die ein 2DEG ausprägen zwischen Rest- und Fernstörstellenstreuung.

Reststörstellenstreuung oder Streuung an Hintergrundverunreinigungen rührt von unvermeidbarer, unbeabsichtigter Dotierung des nominell undotierten Materials (z. B. $InGaAs$) her.

Dem gegenüber ist die Fernstörstellenstreuung ein durch die "entleerten" Donatoren hervorgerufener Effekt des n-dotierten Materials (z. B. InP).

Durch Einfügen einer undotierten Schicht (spacer) zwischen 2DEG und Dotierungsschicht läßt sich der Einfluß der Fernstörstellenstreuung reduzieren(hierdurch nimmt $\mu_{ion\,fern}^{2D}$ zu). Gleichzeitig aber nimmt mit

zunehmender Zwischenschichtdicke die Zahl der "eingespeisten" Ladungsträger im Kanal ab, wodurch $\mu^{2D}_{ion\,hinter}$ durch die Zunahme der Hintergrundstreuung kleiner wird. Es existiert also ein Maximum der Beweglichkeit μ^{2D}_{ion} für eine bestimmte, endliche Zwischenschichtdicke.

- Die Legierungsstreuung ist immer dann zu berücksichtigen, wenn Elektronenbewegungen in ternären oder quarternären Strukturen betrachtet werden. Weil z. B. $In_xGa_{1-x}As$ eine ungeordnete Legierung ist (x gibt den In-Anteil, $1-x$ den Ga-Anteil der IIIer Komponente der Heterostruktur an), wird das 2DEG durch ein kurzreichweitiges Fluktuationspotential gestreuut.

  Wiederum ist eine Unterscheidung zwischen dem dreidimensionalen und dem zweidimensionalen Fall notwendig.

  Geht man vom $InGaAs$ zum $InAs$ oder zum $GaAS$ über, so verschwindet der Einfluß der Legierungsstreuung, da entweder $x = 0$ oder $y = 1 - x = 0$. Betrachtet man ein Rechteck mit den Kantenlängen x und y, so bedeutet dies, daß μ_{alloy} für eine kleine Fläche $(x \cdot y)$, das heißt für eine höhere Gitterordnung, groß wird.

  Hieraus ergibt sich $\sum_{alloy}$ zu:

$$\sum\nolimits_{alloy} \sim x(1-x)$$

  Mit dem oben bereits mehrfach verwendeten Ansatz wird daraus:

$$\mu^{3D}_{alloy} \sim \frac{1}{m^*} \cdot \frac{1}{m^{*\frac{3}{2}}} \frac{1}{T^{\frac{1}{2}}} \cdot x(1-x) = T^{-\frac{1}{2}} \cdot \frac{1}{x(1-x) \cdot m^{*\frac{5}{2}}} \tag{13}$$

  Im 2D-Fall ist die Bewegung beschränkt auf eine Fläche parallel zu den abgeschiedenen Schichten. Das heißt, für Temperaturen kleiner T_1 (siehe Kapitel 2.1) ist der thermische Mittelwert von v durch v_F zu substituieren. Wie bei der Streuung an ionisierten Störstellen entfällt der Einfluß der Temperatur auf μ_{alloy}. Somit ergibt sich:

$$\mu^{2D}_{alloy} \sim \frac{v_F^{-1}}{x(1-x) \cdot m^{*\frac{3}{2}}} \sim \frac{n^{-0.5}}{x(1-x) \cdot m^{*\frac{5}{2}}} \tag{14}$$

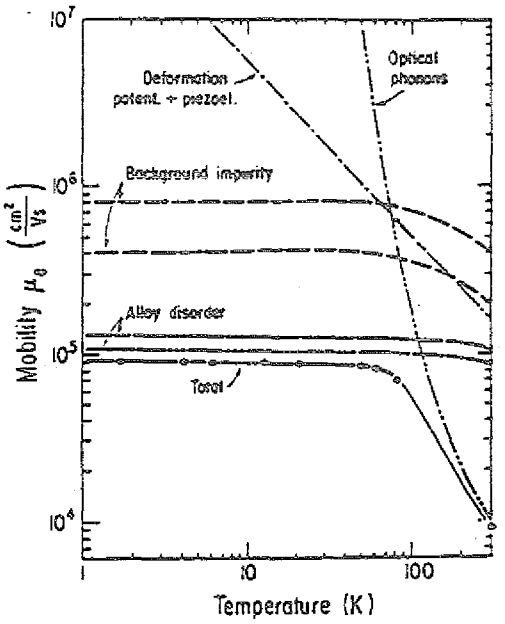


Abbildung 4: Elektronenbeweglichkeit in Abhängigkeit von der Temperatur für das $In_{0.53}Ga_{0.47}As - Al_{0.52}In_{0.48}As$-System (nach [4]).

Der entscheidende Streuprozß für tiefe Temperaturen hängt damit ausschlaggebend von der Zahl der Ladungsträger im Kanal ab. Für große n_s ist die Legierungsstreuung, für kleine die Streuung an ionisierten Störstellen der begrenzende Term. Die exakte numerische Kalkulation der oben behandelten Streuprozesse muß berücksichtigen, inwieweit außer Intrasubbandstreuung auch Intersubbandstreuung (elastisch; an der Fermikante) von Bedeutung ist. [4] und [5] berechneten bzw. fanden für die Legierungsstreuung unter Berücksichtigung eines zusätzlichen Streukanals durch Intersubbandstreuung eine 30%-Senkung der Beweglichkeit. Abbildung 4 zeigt $\mu(T)$ für die gerade betrachteten Streuprozesse bei konstantem n_s sowie $\mu_{total}(T)$, welches sich mit Hilfe der *Matthiessen'schen Regel* zu

$$\mu_{total}(T) = \left[\sum_i \frac{1}{\mu_i}\right]^{-1}$$

ergibt.

Die Abhängigkeit von μ von n_s sowie die Aufspaltung der Beweglichkeitsäste für große n_s bei Besetzung eines zweiten Subbandes sind am Beispiel des $AlGaAs/GaAs$- sowie des $InGaAs/InP$-Systems unter Abbildung 5 a), b) dargestellt.

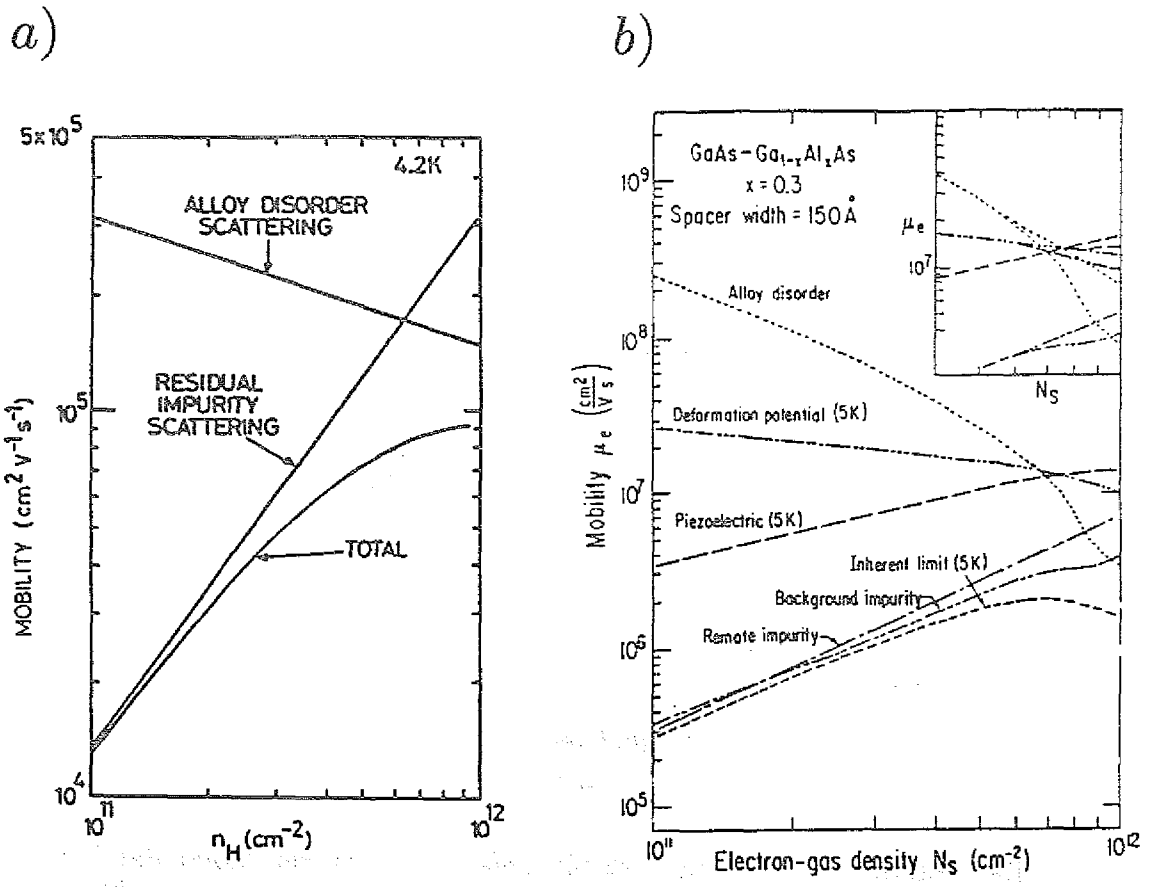


Abbildung 5: a) Abhängigkeit der durch Legierungsstreuung und Restverunreinigungsstreuung begrenzten Beweglichkeit von der Schichtladungsträgerkonzentration für das System *InGaAs/InP* (aus [4]). b) Unterschiedliche Streubeiträge im *AlGaAs/GaAs* mit Einfluß der Intersubbandstreuung (Fenster, oben rechts) (aus [6]).

Abschirmeffekte der Elektronen sowie Grenzflächenrauhigkeit sind wegen ihres geringen Einflusses in diesem Kapitel nicht betrachtet worden.

2.3 Der klassische Halleffekt

Der klassische Halleffekt zählt mittlerweile zu den Standardverfahren zur Bestimmung der Ladungsträgerkonzentration im Festkörper.

Durch ein konstantes Magnetfeld und das Anlegen eines elektrischen Feldes ($\underline{B}$-Feldvektor und $\underline{E}$-Feldvektor stehen senkrecht aufeinander) wird eine "Nichtgleichgewichtsverteilung" im Material erzeugt. Die Verteilungsfunktion $f(\underline{k})$ soll diesen Zustand im stationären Fall für ein homogenes Material beschreiben.

Um der Tatsache Rechnung zu tragen, daß nur solche Elektronen in den Feldern Energie aufnehmen können, in deren Nähe sich energetisch erlaubte, freie Zustände befinden, wird die Stromdichte $\underline{j}$ geschrieben als:

$$\underline{j} = -\frac{e}{8\pi^3} \int d\underline{k}\, \underline{v}(\underline{k})\, f(\underline{k}) \tag{15}$$

Bei der Betrachtung von Phänomenen, die ausschließlich linear vom äußeren Feld abhängen, wie z. B. dem Ohm'schen Strom, nähert man in der Boltzmann-Gleichung (Transportgleichung)

$$\nabla_{\underline{k}} f(\underline{k}) = \nabla_{\underline{k}} f_0(\underline{k})$$

und erhält die sogenannte linearisierte Boltzmann-Gleichung

$$f(\underline{k}) \simeq f_0(\underline{k}) + \frac{e}{\hbar}\tau(\underline{k})(\underline{E} + \underline{v}(\underline{k}) \times \underline{B})\nabla_{\underline{k}} f_0(\underline{k})$$

in der $\tau(\underline{k})$ die mittlere Zeit zwischen zwei Streuprozessen darstellt. $\tau(\underline{k})$ beschreibt nach Abschalten der Störung die Relaxation des Systems ins Gleichgewicht.

Da jede Komponente von $\underline{v}(\underline{k})$ ungerade und $f_0(\underline{k})$ punktsymmetrisch zu $\underline{k} = 0$ ist, folgt:

$$v_i(-\underline{k}) f_0(-\underline{k}) = (-v_i(\underline{k})) \cdot (-f_0(\underline{k})) = v_i(\underline{k}) f_0(\underline{k})$$

und damit für das Integral ein Verschwinden des Beitrages dieses Summanden.

Über

$$\underline{j} = \underline{\underline{\sigma}} \cdot \underline{E} \tag{16}$$

wobei $\underline{\underline{\sigma}}$ der Leitfähigkeitstensor ist, lassen sich prinzipiell durch Gleichsetzung von (15) und (16) die Einträge von $\underline{\underline{\sigma}}$ ermitteln. Je nach Material

(Halbleiter oder Metall) muß bei der Integration mit mehr oder minder komplizierten Mittelwerten über $\tau(\underline{k})$ gearbeitet werden. Auch die Integrationsgrenzen bei der Auswertung des Integrals über den gesamten $\underline{k}$-Raum unterscheiden sich, da im Metall freie Zustände nur in einem engen Bereich um $E = E_F$ existieren, wohingegen im nicht entarteten Halbleiter das Produkt aus Fermiverteilung und Zustandsdichte allen Ladungsträgern für $E > E_L$ die Energieaufnahme im äußeren Feld erlaubt.

Eine Vereinfachung der Rechnung erreicht man unter Verwendung des Ansatzes von Drude für die metallische Leitfähigkeit über die klassische Bewegungsgleichung für ein Elektron. Im stationären Fall für $\dot{\underline{v}} = 0$ gilt:

$$-e(\underline{E} + \underline{v} \times \underline{B}) = \frac{m^* \underline{v}}{\tau} \tag{17}$$

Gleichung (15) wird durch

$$\underline{j} = -en\underline{v} \tag{18}$$

ersetzt.

Die Energieabhängigkeit der Relaxationszeit wird nachträglich durch

$$< \tau > = \frac{\int_C \tau(E) E D(E) f(E) dE}{\int_C E D(E) f(E) dE}$$

eingeführt.

Hieraus ergibt sich mit (16), (17), (18) und der Energiemittelung über τ $\underline{\underline{\sigma}}$ zu:

$$\underline{\underline{\sigma}} = \frac{ne^2}{m^*} \begin{pmatrix} < \frac{\tau}{1+\omega_c^2\tau^2} > & - < \frac{\omega_c \tau^2}{1+\omega_c^2\tau^2} > \\ < \frac{\omega_c \tau^2}{1+\omega_c^2\tau^2} > & < \frac{\tau}{1+\omega_c^2\tau^2} > \end{pmatrix} \tag{19}$$

$$\text{mit} \quad \omega_c = \frac{eB}{m^*} = \text{klass. Zyklotronfrequenz} \quad (B = B_z)$$

(m^* wird als konstant in der Näherung quasifreier Elektronen in einem parabolischen Band gesetzt.)

Betrachtet man den quantenmechanischen Grenzfall großer Relaxationszeiten $\omega_c \tau \gg 1$, so ergibt sich:

$$\underline{\underline{\sigma}} = \frac{ne^2}{m^*} \begin{pmatrix} 0 & -\frac{1}{\omega_c} \\ \frac{1}{\omega_c} & 0 \end{pmatrix} = \frac{ne}{B} \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

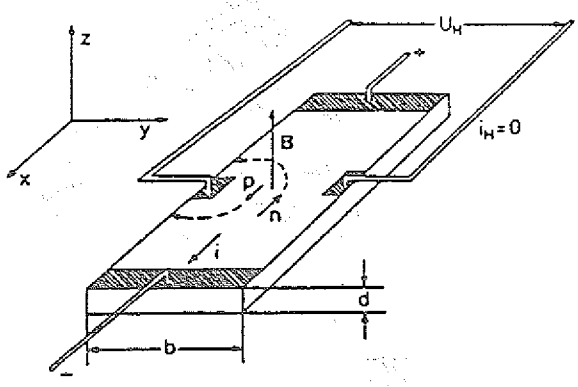


Abbildung 6: Schema einer Halleffektmessung

Realisiert wird dieser Zustand durch tiefe Temperaturen sowie große Magnetfelder. Für diesen Fall verliert allerdings der klassische Ansatz der Bewegungsgleichung seine Berechtigung, da bei großem $\underline{B}$ eine Energiequantisierung in sogenannte Landauniveaus auftritt. Eine genauere Untersuchung wird im Abschnitt 2.4 vorgenommen.

Der klassisch relevante Fall von kleinen Magnetfeldern $\omega_c\tau \ll 1$ führt bei der stromlosen Messung der Hallspannung $j_y = 0$ (siehe auch Abb. 6) zu einem Hallwiderstand (Hallspannung senkrecht zum $\underline{B}$-Feld und senkrecht zur Stromrichtung)

$$R_{xy} = \frac{E_y \cdot b}{j_x \cdot d \cdot b} = -\frac{1}{ne} \cdot \frac{<\tau^2>}{<\tau>^2} \cdot \frac{B}{d} \tag{20}$$

Der Ausdruck $\frac{<\tau^2>}{<\tau>^2}$ wird als Hallfaktor r_H und $-\frac{1}{ne} \cdot r_H$ als Hallkoeffizient bezeichnet.

In allen weiteren Betrachtungen wurde der Hallfaktor zu eins angenommen.

Anschaulich erklärt man sich das Zustandekommen der Hallspannung durch das Entstehen eines Feldes in y-Richtung aufgrund des Bestrebens, die Auswirkungen der Lorentzkraft durch das Magnetfeld zu kompensieren.

Bewegte Elektronen erfahren in einem Magnetfeld unter Betrachtung rein elastischer Gegebenheiten eine Kraft, die sie auf Kreisbahnen mit einem festen Radius $r(v, B)$ zwingt.

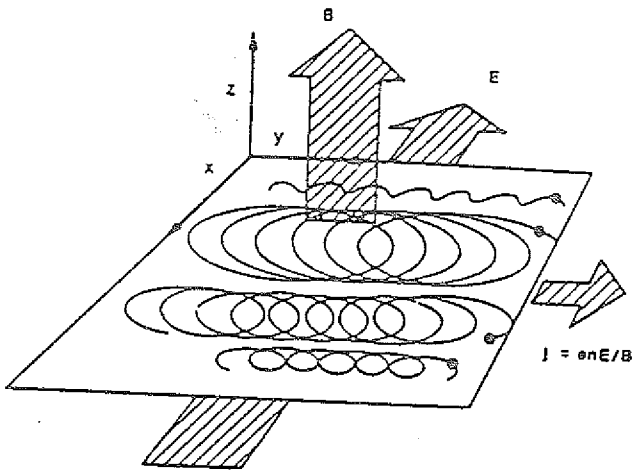


Abbildung 7: Klassische Elektronenbewegung bei angelegtem $\underline{E}$-Feld und $\underline{B}$-Feld.

$$e < v > B = \frac{m^* < v >^2}{r}$$

$$\Rightarrow \quad r = \frac{m^* < v >}{eB} \tag{21}$$

Durch die Geschwindigkeitsverteilung im Halbleiter ergeben sich Kreisbahnen mit beliebigen Durchmessern.

Ein zusätzliches elektrisches Feld an der Probe bewirkt im nichtkompensierten Fall einen Strom senkrecht zu $\underline{E}$ und zu $\underline{B}$. (Abb. 7)

Für den 2D-Fall, der bei den hier untersuchten Schichtsystemen für tiefe Temperaturen gegeben ist, führt die klassische Hallmessung auf:

$$R_{xy} = -\frac{1}{n_s e} \cdot B \tag{22}$$

Aus der 3D-Leitfähigkeit wird dann eine Schichtleitfähigkeit und aus n eine Schichtladungsträgerkonzentration abgeleitet. Die klassischen Kreisbahnen liegen hier aufgrund der durch die Schichtung vorgegebenen Bedingungen in einer Ebene parallel zur Oberfläche der Probe.

Der Tensorcharakter von $\underline{\underline{\sigma}}$ geht für $\underline{B} = 0$ verloren ($\sigma_{xy} = \sigma_{yx} = 0$), und die Messung des spezifischen Widerstandes in Stromrichtung liefert über $\varrho_{xx}(B = 0) = \frac{1}{\sigma_{xx}}(B = 0)$ die skalare Leitfähigkeit σ.

Zusammen mit der ermittelten Ladungsträgerkonzentration bestimmt man so die Beweglichkeit über

$$\mu = \frac{\sigma}{en} \tag{23}$$

2.4 QHE und SdH

In diesem Abschnitt soll nun der vorher ausgeklammerte Fall großer Magnetfelder behandelt werden. In Abschnitt 2.3 hatte sich bei der Betrachtung des Grenzfalles $\omega_c\tau \gg 1$ bereits angedeutet, daß durch den Tensorcharakter der Leitfähigkeit und des spezifischen Widerstandes eine Konstellation von $\sigma_{zz} = 0 = \varrho_{zz}$ im Gegensatz zu dem Fall skalarer Größen möglich ist.

Ausgehend von 2D-Subbändern bewirkt ein Magnetfeld in quantenmechanischer Betrachtung eine Änderung des Hamiltonoperators des Systems.

Das Magnetfeld sei in z-Richtung orientiert und damit senkrecht zur Leitungsebene des 2DEG. Der die Begrenzung hervorrufende Teil des Hamiltonoperators $V(z)$ sei bereits absepariert.

Damit ergibt sich H in der Einelektronennäherung zu

$$H = \frac{1}{2m^*} \cdot \underline{P} \qquad \text{mit} \qquad \underline{P} = \underline{p} + q\underline{A} \tag{24}$$

$\underline{P}$ ist der kanonische Impuls und $\underline{A}$ das Vektorfeld mit $\underline{B} = \nabla \times \underline{A}$.

Die Lösungen des Energieeigenwertproblems sind im wesentlichen die Hermite'schen Polynome als Lösungen des eindimensionalen harmonischen Oszillators mit den Energieeigenwerten

$$E_l = \hbar\omega_c(l + \frac{1}{2}) \qquad l = 0, 1, \ldots \tag{25}$$

und

$$\omega_c = \frac{eB}{m^*} \tag{26}$$

Hieraus lassen sich im Vergleich zum klassischen Bild diskrete erlaubte Zyklotronradien der Elektronen ableiten. [13]

$$\frac{m^*}{2}\omega_c^2 r^2 = \hbar\omega_c(l + \frac{1}{2})$$

$$\Rightarrow r = \sqrt{\frac{\hbar(2l+1)}{\omega_c m^*}} = \sqrt{\frac{\hbar(2l+1)}{eB}} \tag{27}$$

(vgl. Abschnitt 2.3, Gl. (21))

Jedes Subband mit seinem Energieursprung bei E_i spaltet in eine eigene Serie von diskreten Energieniveaus auf. Diese im Idealfall δ-förmigen Niveaus (sogenannte Landau-Niveaus), deren Abstand direkt von B bestimmt wird, sind jeweils mit

$$N_L = \hbar\omega_c \cdot \frac{m^*}{\pi\hbar^2} = 2 \cdot \frac{B}{\frac{h}{e}} \tag{28}$$

Elektronen pro Flächenelement besetzt.

($\frac{m^*}{\pi\hbar^2}$ ist nach Gleichung (4) die Zustandsdichte pro Subband (Zustände pro Fläche und Energieintervall).)

N_L wird als der Entartungsgrad eines Landau-Niveaus bezeichnet. Nicht berücksichtigt wurde bis jetzt der Spin der Elektronen, der aufgrund der Wechselwirkung mit dem Magnetfeld zu einer weiteren Energieaufspaltung

$$E_{Spin} = \pm\frac{1}{2} g\mu_B B$$

g = effektiver Landé-Faktor der Elektronen im Halbleiter
μ_B = Bohrsches Magneton

führt und N_L um den Faktor 2 reduziert.

Im realen Halbleiter ist die zweidimensionale Zustandsdichte eines jeden Subbandes unter Einfluß eines Magnetfeldes

$$D^{2D}_{i\,mag}(E) = N_L \cdot \sum_l \delta(E - E_l)$$

nicht mehr eine Summe von scharfen Peaks. Durch Streuprozesse "verschmieren" die Niveaus energetisch und können so bei zu kleinem Abstand $\Delta E = \hbar\omega_c$ überlappen und die Quantisierung "unsichtbar" machen. Da $2g\mu_B B \ll \hbar\omega_c$, ist die Spinaufspaltung der Landau-Niveaus erst bei großen Magnetfeldern zu beobachten. Abgesehen davon sind tiefe Temperaturen notwendig, damit die Besetzung der Zustände nicht aufweicht und so eine Zuordnung der Elektronen eindeutig wird.

Abb. 8 zeigt die Zustandsdichte für eine von Ando angenommene gaußförmige Verteilung. Bei von Klitzing [10] beinhaltet die Aufweitung der Peaks zwei unterschiedliche Sorten von Zuständen.

- ausgedehnte Zustände in der Nähe von $E = E_l$, die für den Ladungstransport verantwortlich sind (extended states)
- lokalisierte Zustände, die durch den Einfang von Elektronen durch Verunreinigungen des Materials gebunden sind und nicht als freie Ladungsträger zur Verfügung stehen (localized states)

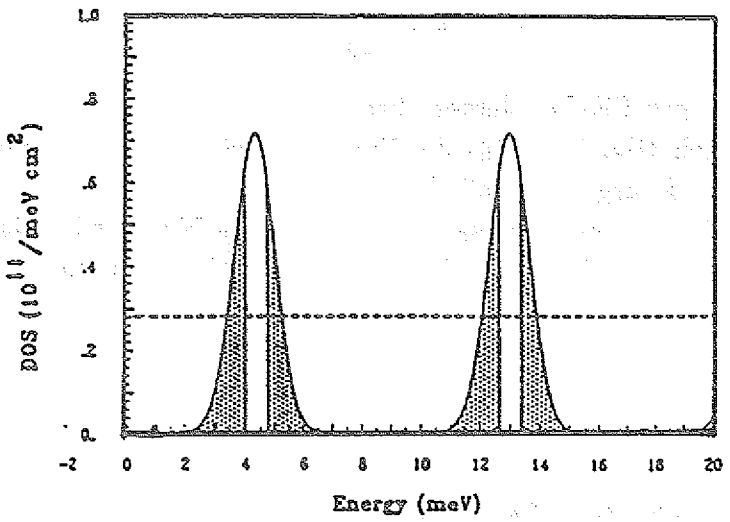


Abbildung 8: Zweidimensionale Zustandsdichte (Density of States DOS) als Funktion der Energie. Die gestrichelte Linie entspricht der DOS ohne Magnetfeld, die durchgezogene der DOS mit Magnetfeld. Die Bereiche lokalisierter Zustände sind schraffiert.

Durch eine Erhöhung des Magnetfeldes werden in diesem Bild die Abstände der aufgeweiteten Niveaus vergrößert, wobei die Fermikante abwechselnd durch lokalisierte und ausgedehnte Zustände fährt.

Bis jetzt haben wir die endliche Geometrie einer Probe, die sich in einem zusätzlichen elektrischen Potential äußert, nicht berücksichtigt. Befinden sich die Elektronen in einem Kanal der Breite b, so läßt sich wegen der Ladungsverteilung ein elektrostatisches Potential in harmonischer Näherung als

$$V_E(y) = \frac{m^*\omega_0^2}{2}(|y| - \frac{b}{2})^2 \quad \text{für} \quad |y| > \frac{b}{2} \tag{29}$$

angeben.

ω_0 ergibt sich aus

$$e \cdot |\underline{E}| = e \cdot \frac{ney}{\varepsilon} = m^*\omega_0^2 y \qquad \text{mit} \quad \varepsilon = \varepsilon_0\varepsilon_r$$

$$\Rightarrow \omega_0^2 = \frac{ne^2}{\varepsilon m^*} \tag{30}$$

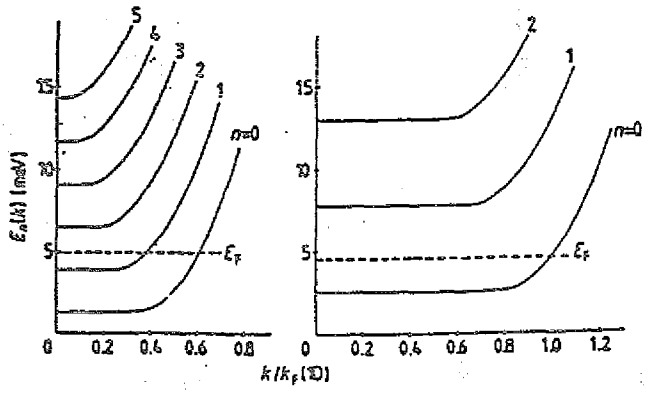


Abbildung 9: $E_l(k_z)$ für Magnetfelder von $B = 1.5T$ und $B = 3T$.

Zusammen mit dem magnetischen Potential

$$V_B(y) = \frac{m^* \omega_c^2}{2}(y - y_0)^2 \qquad \text{mit} \quad y_0 = \frac{\hbar k_z}{eB} \tag{31}$$

y_0 ist die Zentralkoordinate der Oszillatorbewegung

geben K. F. Berggren und D. J. Newson [9] folgende Energieeigenwerte der sogenannten elektromagnetischen Hybridzustände an:

$$E_l(k_z) = \hbar\omega(l + \frac{1}{2}) + \frac{m^* \omega_0^2 \omega_c^2}{2\omega^2}(y_0 - \frac{b}{2})^2 \tag{32}$$

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 + \omega_c^2}$$

Man erkennt, daß bei festem B für große $k = k_z$ $E_l(k_z)$ einen annähernd parabolischen Verlauf aufweist (Abb. 9).

Da der Ladungstransport für kleine Temperaturen ausschließlich von Elektronen mit $k \approx k_F$ getragen wird und die Formel für E_l ihre Gültigkeit nur in der Nähe des geometrischen Randes der Probe (wo der Einfluß des elektrostatischen Potentials wirkt) hat, sind sogenannte eindimensionale Leitungskanäle (edge states) parallel zum Rand der Probe für den gesamten Elektronentransport verantwortlich.

Abb. 10 zeigt die typische Geometrie einer Probe für die Quanten-Hall-Effekt- und Shubnikov-de-Haas-Messung. Die eingezeichneten Kanäle am

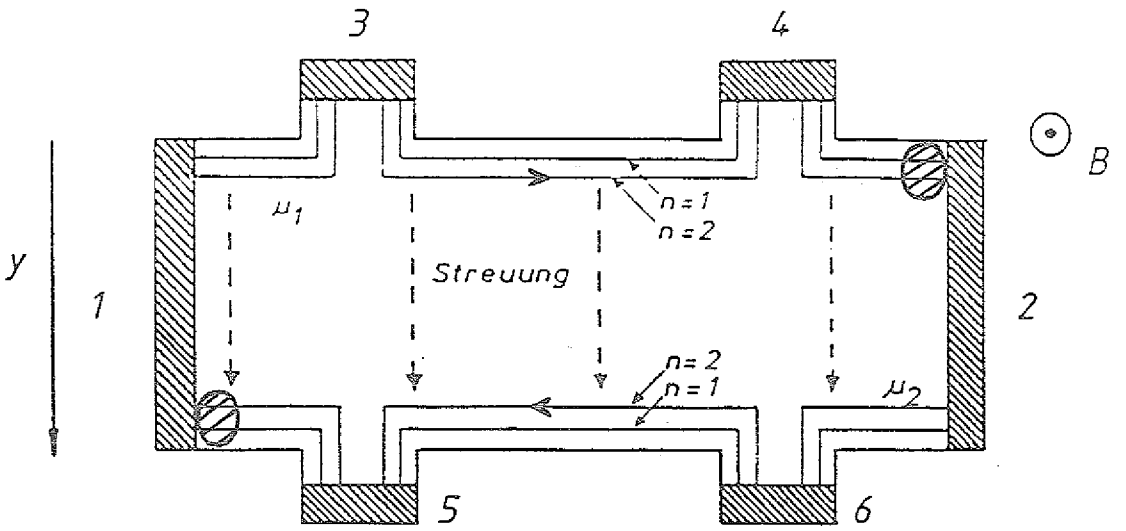


Abbildung 10: Geometrie einer QHE-Probe mit eingezeichneten Randkanälen zu zwei Landau-Niveaus. An den Stellen großer Feldstärken beim Eintritt in die Stromkontakte sind Zonen, in denen Dissipation stattfindet, eingezeichnet.

Rand der Probe werden über die Stromkontakte 1 und 2 populiert bzw. depopuliert, so daß die eine Kanalserie auf dem elektrochemischen Potential μ_1 und die andere auf μ_2 liegt, wenn man voraussetzt, daß keine Dissipation im Kanal stattfindet. In diesem Bild soll, solange der "unverbogene" Teil des Landau-Niveaus weit unterhalb von E_F liegt, jede ideal eindimensionale Leiterbahn adiabatisch in die Kontakte ein bzw. austreten. Dissipation soll lediglich im Kontakt stattfinden. (Experimente zeigen, daß in Wirklichkeit vor den ohm'schen Kontakten ein Energieverlust an den Stellen großer Feldstärken auftritt.)

In den ideal eindimensionalen Leiterbahnen soll keine Streuung stattfinden. Übergänge von Randzuständen, seien sie elastisch oder inelastisch, von der einen Seite zur anderen Seite sind für den Fall, daß der "unverbogene" Teil des Landau-Niveaus weit unterhalb von E_F liegt, verboten.

Die Zustandsdichte eines solchen idealen Drahtes ist:

$$D_{zi}^{1D} = \frac{dZ_{zi}^{1D}}{dE} = \frac{2\,dk_{zi}}{2\pi\,dE} \tag{33}$$

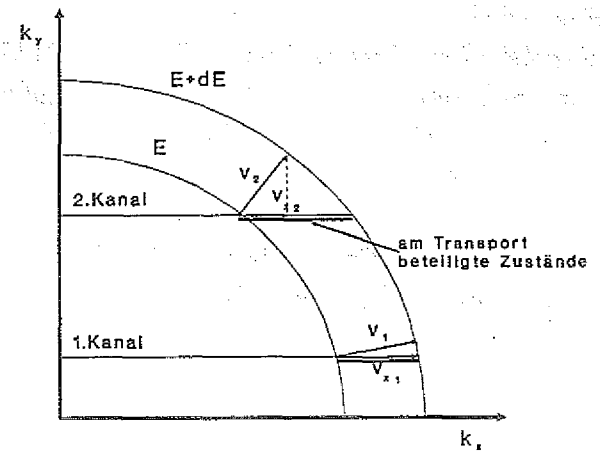


Abbildung 11: Darstellung der 2D-Zustandsdichte und der Komponenten der Elektronengeschwindigkeit für zwei Leitungskanäle mit unterschiedlichen k_y-Werten.

Hiermit läßt sich der Beitrag eines jeden Kanals zur Leitfähigkeit über

$$\sigma_i^{1D} = \frac{I}{V} = \frac{1}{V}\int_{\mu_1}^{\mu_2} e \cdot D_{ei}^{1D}(E) \cdot v_{ei}(E) \cdot dE$$

mit

$$eV = \mu_2 - \mu_1$$

und

$$v_{ei}(E) = \frac{1}{\hbar}\frac{dE}{dk_{ei}} \sim E^{\frac{1}{2}}$$

zu

$$\sigma_i^{1D} = \frac{e}{\mu_2 - \mu_1} \cdot e \cdot \frac{1}{\pi} \cdot \frac{1}{\hbar}(\mu_2 - \mu_1) = \frac{2e^2}{h} \tag{34}$$

bestimmen. (Mit Spinaufspaltung trägt jeder Randzustand mit $\frac{1}{2}\sigma_i^{1D}$ zur Gesamtleitfähigkeit bei.)

Anschaulich ergibt sich der konstante Beitrag jedes Leitungskanals nach Abb. 11. Man erkennt, daß für große k_y zwar $D_{zi}^{1D}(E)$ zunimmt, aber gleichzeitig $v_{zi}(E)$ kleiner wird.

Die gerade hergeleiteten Gegebenheiten für ein 2DEG unter dem Einfluß eines Magnetfeldes bedeuten bei der Messung des Hallwiderstandes nach Abb. 10 z. B. an den Kontakten 3 und 5 bei variierendem Magnetfeld, daß R_{zy} bei konstantem n_s nicht linear mit B steigt.

Ab einem B_{krit}, wenn für tiefe Temperaturen kein Überlapp der Niveaus mehr vorliegt, bewirkt die Quantisierung für einen B-Feld-Bereich, für den $E_F \neq \hbar\omega_c(l + \frac{1}{2})$ (durch lokalisierte Zustände) ein konstantes R_{zy}. Das Plateau ergibt sich dadurch, daß eine konstante Zahl ν von Leitungskanälen Elektronen transportiert, und dadurch nach Gl. (34)

$$\varrho_{zy}^{1D} = \frac{h}{2e^2}\frac{1}{\nu} \qquad \text{mit} \quad \nu = 1, 2, \ldots$$

wird. Durch die lokalisierten Zustände "springt" E_F nicht von einem Landau-Niveau zum nächsten, sondern befindet sich für ein endliches B-Intervall zwischen zwei Landau-Niveau-Zentren.

Erreicht die Fermienergie bei der Erhöhung von B ein Niveau freier Zustände, so werden inelastische Streuprozesse von einem Rand der Probe zum anderen Rand möglich, und der Widerstand steigt wegen des Verlustes eines Kanals von $\frac{h}{2e^2}\frac{1}{\nu}$ auf $\frac{h}{2e^2}\frac{1}{\nu-1}$.

Mit dem Auftreten dieses sogenannten integralen Quanten-Hall-Effektes (QHE) geht bei einer Widerstandsmessung parallel zum Strom das Erscheinen sogenannter Shubnikov-de-Haas-Oszillationen (SdH) einher.

Für B-Werte, bei denen R_{zy} konstant ist, wird $R_{zz} = 0$.

Ein endlicher Widerstand kann nur dann auftreten, wenn z. B. zwischen den Kontakten 5 und 6 (Abb. 10) eine Spannung abfällt. Für den Fall idealer Randzustände liegen 5 und 6 aber beide auf dem Potential μ_2, woraus $R_{zz} = 0$ folgt. Nur wenn Streuprozesse auftreten, die den eindimensionalen Charakter für ein bestimmtes B-Intervall aufheben, kommt es zu Spannungsdifferenzen und damit zu $R_{zz} \neq 0$.

Zum Abschluß wende ich mich noch einmal Gleichung (32) zu.

Die Auswertung beschränkte sich bis hierher auf die Tatsache, daß eine k_z-Abhängigkeit von E_l ein "Verbiegen" der Landau-Niveaus wegen auftretender Randzustände bedeutet. Der Randeinfluß wird jedoch von zwei bisher in diesem Zusammenhang nicht weiter betrachteten Parametern b und B bestimmt.

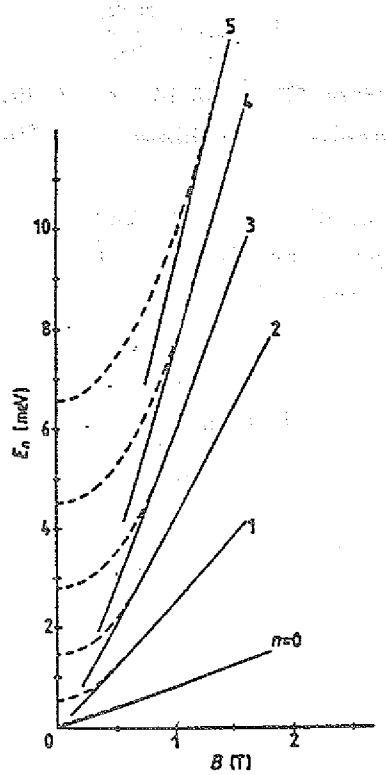


Abbildung 12: $E_l(B)$ unter Berücksichtigung des Einflusses eines elektrostatischen Potentials durch die endliche Geometrie der Proben.

Betrachtet man den Grenzwert sehr großer Magnetfelder, so wird aus Gl.(32):

$$E_l = \hbar\omega_c(l + \frac{1}{2}) \qquad \text{da} \quad \omega_c \gg \omega_0$$

und die Energieniveaus liegen jeweils im Abstand $\hbar\omega_c$.
Für $B \longrightarrow 0$ folgt für E_l:

$$\begin{aligned} E_l(k_z) &= \hbar\omega_0(l + \frac{1}{2}) + \frac{m^*}{2}\frac{e^2B^2}{m^{*2}}(\frac{\hbar k_z}{eB} - \frac{b}{2})^2 \\ &= \hbar\omega_0(l + \frac{1}{2}) + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*} \end{aligned}$$

Für große b wird E_l wegen des kleiner werdenden Randeinfluß zu:

$$E_l(k_z) = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*}$$

Dies beschreibt ein freies Elektron mit quasi-kontinuierlichen Energieniveaus, d. h. die Gegebenheiten beim klassischen Hall-Effekt ohne Quantisierung.

Der letzte Grenzfall dient als Überleitung zum nächsten Abschnitt, da der Randeinfluß für kleine b und kleine B sehr groß wird. Es ergibt sich als Grenzwert die Quantisierung aufgrund des rein elektrostatischen Potentials zu:

$$E_l = \hbar\omega_0(l + \frac{1}{2})$$

Abb. 12 zeigt die Abhängigkeit $E_l(B)$, und man erkennt deutlich die eben behandelten Grenzfälle für $B \rightarrow 0$ und $B \rightarrow \infty$.

2.5 Ballistischer Transport in mesoskopischen Systemen

Im letzten Abschnitt wurde die Ausprägung eindimensionaler Leitungskanäle in Proben mit endlicher Geometrie bei starken magnetischen Feldern betrachtet. Ausgegangen wurde dabei aber immer von Proben mit makroskopischen Abmessungen.

Ein quasi eindimensionaler Leiter, der dagegen durch Strukturierung die entsprechende Geometrie erhält, wird als Quantendraht bezeichnet. Entscheidend ist, daß die Zahl der sich ausprägenden Moden im System klein ist, d. h. die Fermiwellenlänge (λ_F) in der Größenordnung der Drahtbreite (W) liegt.

Ist zusätzlich die Länge (L) der Struktur kleiner als die Phasenkohärenzlänge (l_ϕ), so spricht man von einem mesoskopischen System. Fälschlicherweise wird häufig ungenau dann von mesoskopisch geredet, wenn *nicht makroskopisch* und auch *nicht mikroskopisch* gemeint ist.

Für tiefe Temperaturen, bei denen die inelastische freie Weglänge (mittlerer Abstand zwischen zwei energieändernden Stößen (l_{inel})) bei den von uns verwendeten Heterostrukturen größer als die elastische freie Weglänge (l_0) werden kann, bedeutet das, daß $L < l_{inel}$ sein muß. In diesem Fall lassen sich Interferenzeffekte beobachten, da zum einen Phasenerhalt gewährleistet bleibt und zum andern, da W sehr klein ist, sich die Gangunterschiede der Feynmantrajektorien im System nicht wegmitteln. Wird zusätzlich nur ein Gebiet der Halbleiterheterostruktur untersucht, das kleiner als der mittlere Abstand zwischen zwei elastsichen Stößen ist, so kann die Elektronenbewegung in dieser Region wie die Bewegung von unbeeinflußten Kugeln der Masse m^* oder wie ein Wellenleiter aufgefaßt werden, und man spricht von *ballistischem Transport.*

Liegt die Breite W einer Struktur in der Größenordnung von l_0, so macht sich bei einer Widerstandsmessung parallel zum Strom der Randeinfluß bemerkbar (Abb. 13).

Die vorher geometrieunabhängige Leitfähigkeit reduziert sich dann durch eine Reihe zusätzlicher Phänomene.

Geht man von der Leitfähigkeit nach Drude aus, ergeben sich Einflüsse des Randes durch additive Korrekturen (Abb. 14).

- Durch kohärente, diffuse Rückstreuung wird

  1. der Diffusionskoeffizient reduziert.

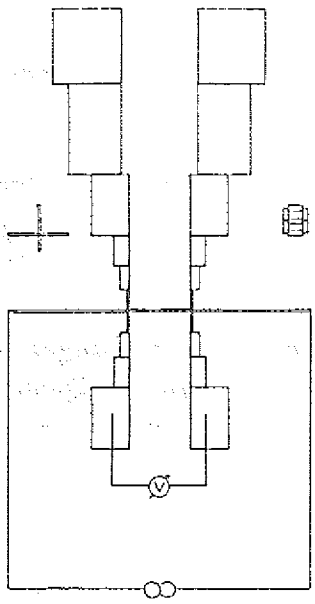


Abbildung 13: Geometrie einer Probe, die zur Messung des Magnetowiderstandes im Quantendraht geeignet ist.

2. durch konstruktive Interferenz eine Lokalisierung der Elektronen erreicht.

- Durch Begrenzungsstreuung (Wechselwirkung der Elektronen mit dem Rand des Drahtes, wobei kein Erhalt des Impulses parallel zur Probenkante besteht (Size Effect)) wird die Beweglichkeit reduziert.

- Elektron-Elektron-Wechselwirkung verringert die Zustandsdichte bei $E = E_F$.

- Streuung der Ladungsträger in den Verbindungen der Kontakte an der Probe sowie das Einfangen von Elektronen in diesen Verbindungen liefert einen zusätzlichen Streubeitrag.

All diese Effekte reduzieren die Leitfähigkeit des Drahtes (wire) und führen zu einer Abhängigkeit des spezifischen Widerstandes von W (für kleine W).

In breiten Proben erleiden die Elektronen anteilmäßig mehr Streuung im inneren des Leiters und können nicht ohne gestreut zu werden mit beiden Rändern des Drahtes wechselwirken. Deswegen mitteln sich die oben genannten Einflüsse entweder weg oder fallen nicht mehr ins Gewicht.

Die Begrenzungsstreuung ist dagegen in engen Drähten der ausschlaggebende Faktor für den spezifischen Widerstand. Durch die Präparation des Drahtes zufällig eingebaute Verunreinigungen sowie die faktisch variierende Drahtbreite bewirken einen gewissen diffusen Streuanteil des Randes. p kennzeichne die Streuwahrscheinlichkeit für diffuse ($p = 0$) und spiegelnde ($p = 1$) Streuung.

Unter Verwendung der Matthiessen'schen Regel (mit l_b = Begrenzungsstreulänge) ergibt sich für einen Draht mit Randeinfluß für die **effektive freie Weglänge** (l_{eff})

$$\frac{1}{l_{eff}} = \frac{1}{l_o} + \frac{1}{l_b}$$

Hiermit läßt sich der effektive spezifische Widerstand wie folgt ermitteln. Nach Drude gilt:

$$\varrho_{eff} = \frac{m^*}{e^2 n_s \tau_{eff}} \qquad \text{mit} \quad \tau_{eff} \cdot v_F = l_{eff}$$

$$\Rightarrow \varrho_{eff} = \frac{\hbar k_F}{e^2 n_s} \cdot \frac{1}{l_{eff}} \tag{35}$$

$$= \varrho_0 l_0 \cdot \left[\frac{1}{l_0} + \frac{1}{l_b}\right] \tag{36}$$

Die Begrenzungsstreulänge wird für große Drahtbreiten und einen hohen Anteil der spiegelnden Streuung groß und damit der Einfluß auf ϱ_{eff} klein.

$$l_b = \frac{W}{1-p} \tag{37}$$

Die elastische freie Weglänge ergibt sich aus

$$\tau_0 \cdot v_F = l_0 \qquad \text{und} \qquad \tau_0 = \frac{\mu_0 m^*}{e}$$

unter Verwendung des Zusammenhanges aus Gl. (6)

$$k_F = \sqrt{2\pi n_s}$$

zu

$$l_0 = \frac{\hbar}{e}\sqrt{2\pi n_s} \cdot \mu_0 \tag{38}$$

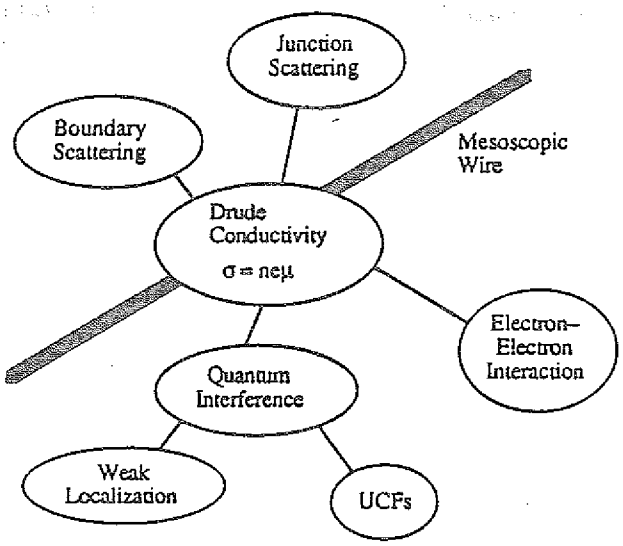


Abbildung 14: Schemadarstellung der Beiträge zur Gesamtleitfähigkeit bei einer Probe mit mesoskopischen Abmessungen.

Ein großer Einfluß des Randes auf den gesamten spezifischen Widerstand ergibt sich für ein großes Verhältnis von

$$\frac{l_0}{l_b} \sim \frac{(1-p)\cdot\mu_0\cdot\sqrt{n_e}}{W}$$

Hieraus leitet sich ab, daß zur Beobachtung von Randeffekten Drähte mit extrem großer Beweglichkeit der verwendeten Schichten zu benutzen sind.

Unter dem Einfluß eines Magnetfeldes für $\omega_c\tau \ll 1$, so daß noch nicht von einer Quantisierung auszugehen ist, bewirkt eine Änderung von $\underline{B}$ eine Abweichung von $\varrho_{ee}(B)$ von $\varrho_{eff}(B=0)$.

Ausgehend von $B=0$ nimmt für größer werdende Magnetfelder im klassischen Bild die Krümmung der Trajektorien im Draht zu, und der Randeinfluß steigt wegen der Ablenkung von Elektronen mit Impuls parallel zur Drahtkante.

Ab einem Wert B_{max} nimmt der Widerstand in Stromrichtung wieder ab, da die Elektronen mit ihren kleiner werdenden Zyklotronradien nicht mehr beide Kanten erreichen und so die Rückstreuung unterdrückt wird.

Erhöht man das Magnetfeld weiter, so erreicht man schließlich wieder

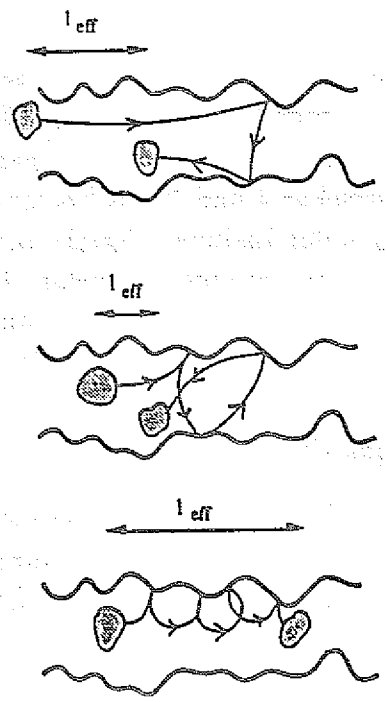


Abbildung 15: Streuung in einem Draht bei verschiedenen Magnetfeldern unter Berücksichtigung von diffuser Streuung am Rand.

die Bedingung der Landau-Quantisierung, und $\varrho_{xx}(B)$ zeigt die typischen SdH-Oszillationen.

Das Maximum von $\varrho_{xx}(B)$ für kleine $\underline{B}$-Felder ist nach E. Ditlefsen und J. Lothe [17] durch ein Verhältnis $0.55 \cdot r = W$ (mit r = Zyklotronradius) gekennzeichnet. Zur Kalkulation benutzten sie lediglich die Bedingung, daß ein gewisser Anteil der Elektronen diffus am Rand gestreut wird und simulierten $\varrho_{xx}(B)$ für verschiedene Verhältnisse von Drahtbreite zu elastischer freier Weglänge.

3 Apparatives

Die in dieser Diplomarbeit vorgestellten Meßergebnisse wurden an zwei verschiedenen Meßständen aufgenommen. Für die klassischen Halleffektmessungen wurde der sogenannte TTH-Meßstand (Tieftemperatur-Hall-Meßstand) benutzt. In einem Bereich zwischen 4 und 300 K bei einem Magnetfeld bis zu 0.55 T können hier Messungen der Ladungsträgerkonzentration, der Beweglichkeit sowie der Leitfähigkeit vorgenommen werden. Für Messungen bis zu Feldern von 16 T bei Temperaturen zwischen 20 mK und 4.2 K benutzen wir eine Standard-Oxford-Anlage mit einem TLM 400 Mischkryostat.

3.1 Der TTH-Meßplatz

Die Auslegung der Anlage erlaubt die Messung von zwei verschiedenen Sorten von Proben. Zum einen handelt es sich um sogenannte strukturierte Proben, die nach der Epitaxie durch eine Reihe von Präparationsschritten vor der Messung bearbeitet wurden (siehe Abschnitt 4). Zum anderen wurden unstrukturierte Proben mit Hilfe der van der Pauw-Meßmethode charakterisiert.

3.1.1 Das van der Pauw-Meßverfahren

Nach einer Arbeit von L. J. van der Pauw bedarf die Messung des spezifischen Widerstandes sowie des Halleffektes keiner festen bekannten Probengeometrie, die mit einer aufwendigen Präparation verbunden ist. Erfüllt die zu charakterisierende Probe die Bedingungen:

- die Kontakte müssen am Rand der Probe liegen;
- die Kontakte seien klein gegen die Geometrie der Probe;
- die Schichtdicke d variiere nicht über die Probe;
- die Oberfläche der Probe stelle ein einfachzusammenhängendes Gebiet dar;

so läßt sich aus der Funktionentheorie folgende Gleichung für die Leitfähigkeit herleiten:

$$\sigma = \frac{2\ln 2}{\pi d} \cdot \frac{1}{R_{1234} + R_{2341}} \tag{39}$$

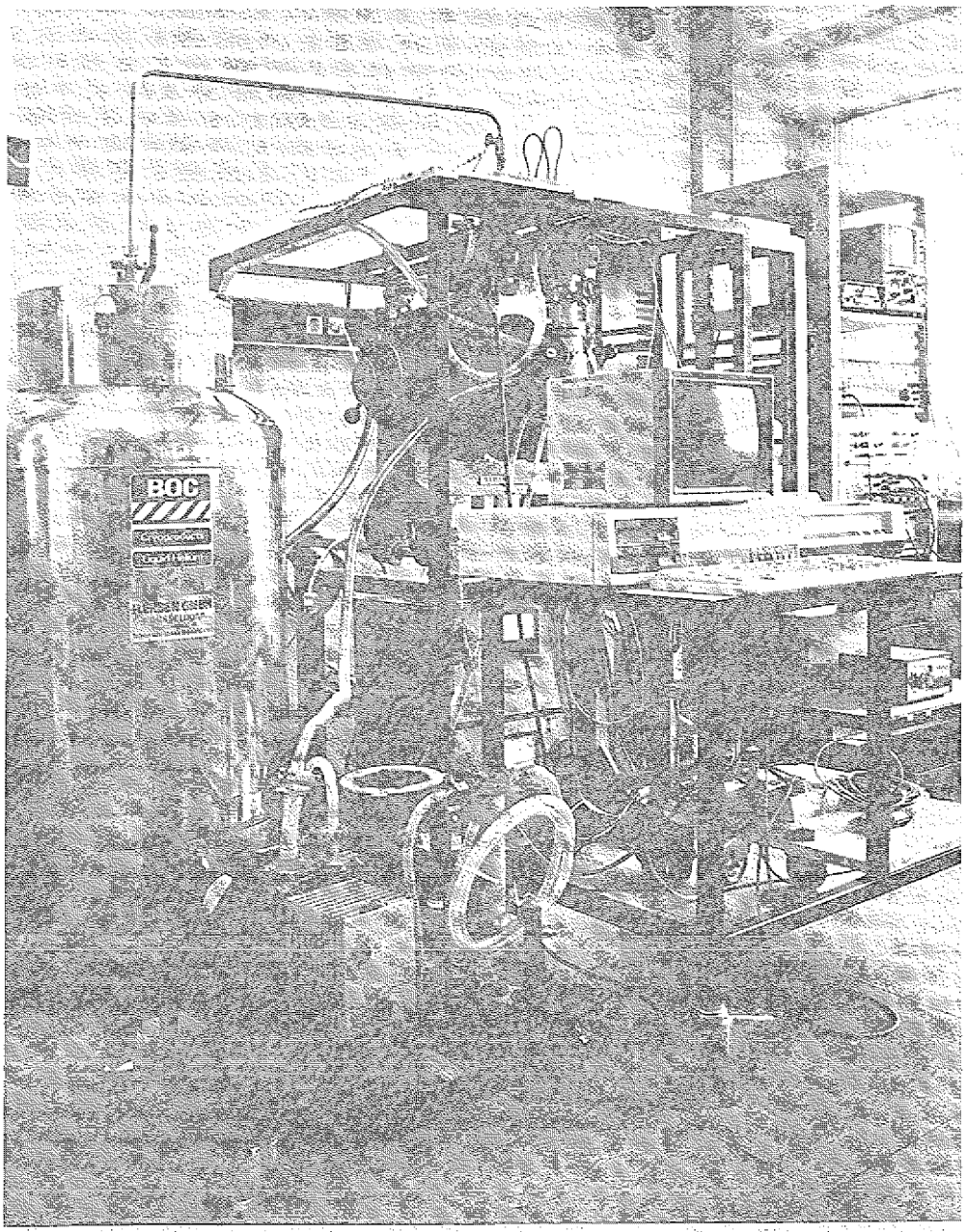


Abbildung 16: Photographie des TTH-Meßplatzes

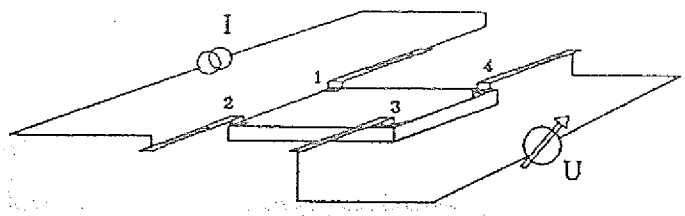


Abbildung 17: Meßanordnung zur Bestimmung der Leitfähigkeit

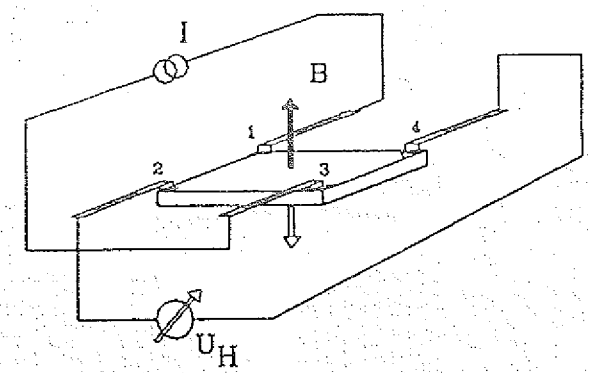


Abbildung 18: Meßanordnung zur Bestimmung der Ladungsträgerkonzentration

Hierbei stehen R_{1234} bzw. R_{2341} für Widerstände, die sich nach Abbildung 17 wie folgt ergeben:

$$R_{1234} = \frac{U_{34}}{I_{12}} \quad , \quad R_{2341} = \frac{U_{23}}{I_{41}}$$

Man erkennt, daß zur Bestimmung der Leitfähigkeit zwei Messungen mit jeweils um 90° gedrehter Kontaktierung notwendig sind.

Auch die Messung der Ladungsträgerkonzentration benötigt zwei Meßkonfigurationen, bei denen, wie in Abb. 18 dargestellt, die Hallspannungen U_H zwischen den Kontakten (2) und (4) bei einem Strom von (1) nach (3) für ein Magnetfeld wechselnder Polarität senkrecht zur Probenoberfläche ge-

messen werden. Hieraus ergibt sich die Ladungsträgerkonzentration n zu:

$$n = \frac{B}{ed} \cdot \frac{2}{\Delta R_{1324}} \tag{40}$$

(vgl. Gleichung (20))

ΔR_{1324} ist die Differenz der sich aus den beiden Messungen für Magnetfelder umgekehrten Vorzeichens ergebenden Widerstände. Für eine Probe beliebiger Form, die die Bedingungen der van der Pauw-Messung erfüllt, können die Einzelmessungen für $B = 0$ eine nicht verschwindende Hallspannung ergeben. Durch die Differenzbildung mittelt sich dann der Einfluß der Geometrie bei der Bestimmung von n weg.

Die Beweglichkeit berechnet sich über die Beziehung

$$\mu = \frac{\sigma}{ne} \tag{41}$$

3.1.2 Messungen an strukturierten Proben

Im Gegensatz zu Gleichung (39) benutzen wir zur Berechnung der Leitfähigkeit bei Proben bekannter Geometrie:

$$\sigma = \frac{x}{b \cdot d} \cdot \frac{1}{R_{xx}} \tag{42}$$

x bezeichnet den Abstand zwischen den beiden zur Spannungsmessung benutzten Kontakten (siehe Abb. 19)

R_{xx} ist der Widerstand bei einer Messung der Spannung in Stromrichtung. Die Konzentration n ermittelt sich bei diesen Proben entsprechend Gleichung (20) zu:

$$n = \frac{B}{ed} \cdot \frac{1}{R_{xy}} \tag{43}$$

3.1.3 Aufbau und Arbeitsweise der Anlage

Abb. 20 zeigt den schematischen Aufbau des TTH-Meßplatzes. Ein 68000 kws-Rechner ist sowohl für die Datenerfassung als auch für die Ansteuerung der Peripheriegeräte zuständig. Über eine Leitung des Interfaces wird der wassergekühlte Varian-Magnet an- und ausgeschaltet sowie umgepolt. Messungen wurden normalerweise bei ca. 0.4 T durchgeführt.

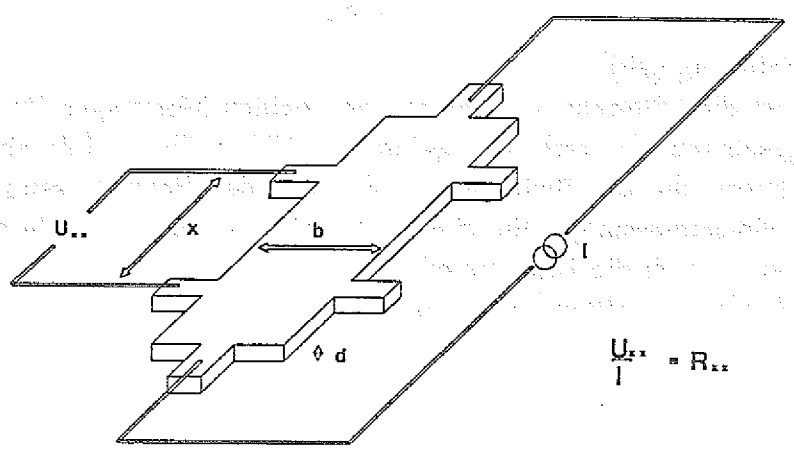


Abbildung 19: Skizze der verwendeten Hallbarrengeometrie

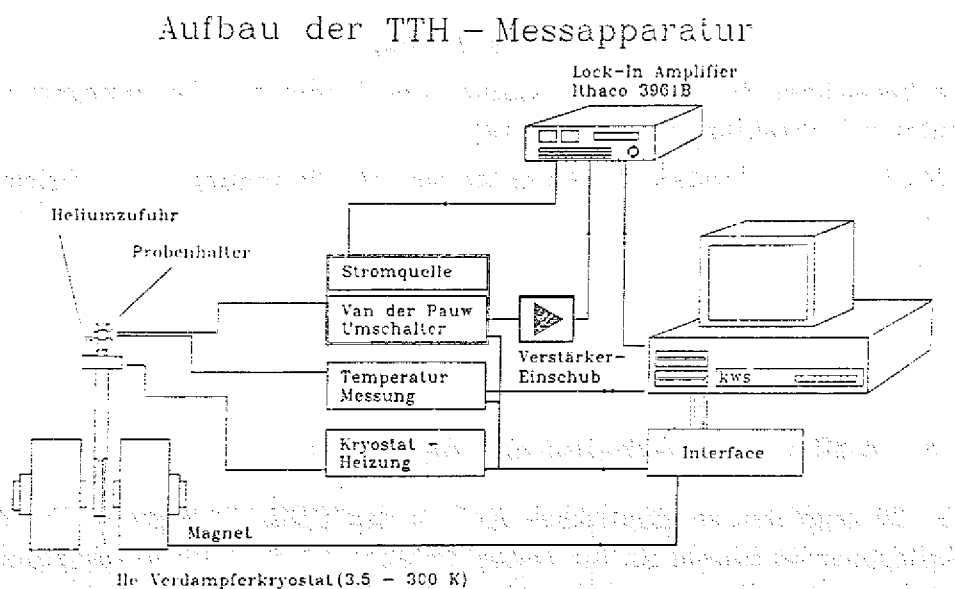


Abbildung 20: Aufbau der TTH-Meßapparatur

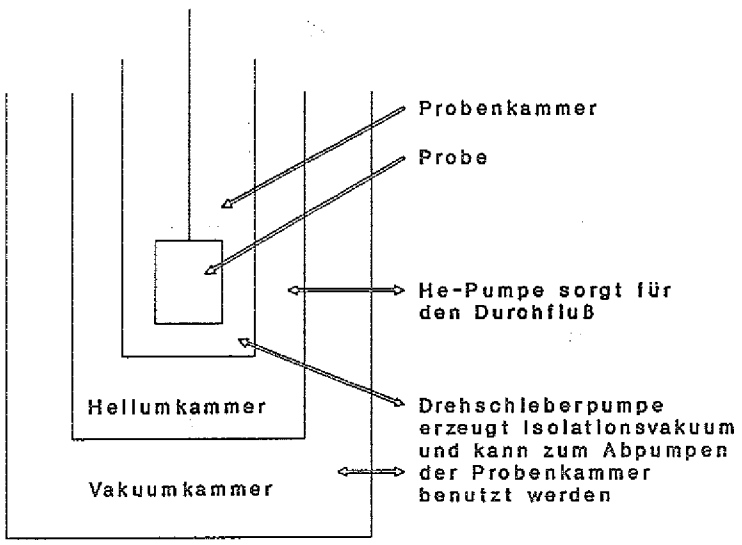


Abbildung 21: Skizze des Dreikammer-Kryostaten

Zur Erreichung der tiefen Temperaturen wird ein ^4He-Durchflußkryostat benutzt. Es handelt sich hierbei um einen sogenannten Dreikammer-Kryostat (siehe Abb. 21).

Der **Probenraum** kann zur Messung an zwei unstrukturierten oder einer strukturierten Probe genutzt werden. Der Probenhalter, an dessen Ende auf einer Kupferplatte elektrisch, aber nicht thermisch isoliert die Proben befestigt werden, verfügt als Strahlungsschild über eine Reihe von Kupferscheiben, die die tiefen Temperaturen am Probenort gewährleisten. Die Temperaturmessung erfolgt mittels zweier kalibrierter Widerstände, die beide auf der Kupferplatte in der unmittelbaren Nähe der Proben angebracht sind. Im Bereich von 4 K bis 30 K wird die Temperatur der Probe über einen Allen-Bradley-Kohle-Widerstand bestimmt. Ab 30 K bis 300 K wird dagegen ein Platin-Widerstand wegen der stärkeren Änderung seines charakteristischen Verhaltens mit der Temperatur in diesem Bereich benutzt. Die Verbindung der Proben mit dem van der Pauw-Umschalter geschieht über Kupferleitungen und vergoldete Kupferfedern. Eine Beleuchtung der zu untersuchenden Strukturen über eine rote Leuchtdiode und einen Glasfaserlichtleiter ist ebenfalls möglich.

Die Probenkammer wird von der sogenannten **Heliumkammer** umfaßt. Über einen Heber wird unter Verwendung einer Heliumpumpe ^4He in die He-

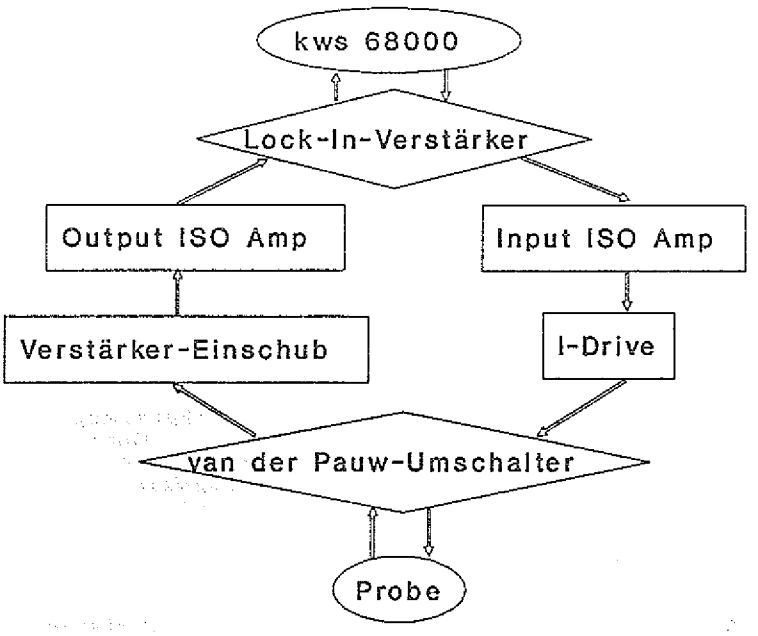


Abbildung 22: Schema des Meßkreises

Kammer gesaugt. Durch Variation des Heliumflusses durch ein steuerbares Ventil sowie unter Verwendung der Kryostatheizung lassen sich Temperaturen des gesamten Temperaturbereiches recht konstant einstellen.

Die äußerste Kammer ist eine **Vakuumkammer**, die zur thermischen Isolation der Proben- und Heliumkammer von der Außenwelt dient. Über eine Alcatell-Drehschieberpumpe und eine dazu in Reihe geschaltete elektorava Turbomolekularpumpe erreicht man ein Isolationsvakuum von ca. 10^{-5} mbar.

Durch eine Verbindung zwischen dem Probenraum und der Vakuumkammer läßt sich das Luftgemisch aus der Probenkammer pumpen und über die He-Rückführungsleitung gegen ^4He als Kontaktgas austauschen.

Die eigentliche Messung geschieht über Rechner - Lock-In-Amplifier - Stromquelle und van der Pauw-Umschalter. Abb. 22 zeigt den schematischen Aufbau des Meßkreises.

Der Zweiphasen-Lock-In-Verstärker Ithaco 3961B liefert über einen internen Oszillator eine Wechselspannung im Bereich von 0 bis 120 kHz. Diese wird auf den Eingang des Input ISO Amp gegeben und dort um den Faktor 10 verstärkt. Bei dem Input ISO Amp handelt es sich um eine optisch gekop-

pelten linearen Isolationsverstärker, wodurch eine galvanische Trennung des Meßkreises vom äußeren Kreis erreicht wird und Masseschleifen vermieden werden. Das verstärkte Signal gelangt anschließend in den I-Drive, einen Differenzverstärker, in dem eine maximale Abschwächung um den Faktor 1000 erzielt werden kann. Der Ausgang des I-Drive ist mit dem Eingang der Stromquelle im van der Pauw-Umschalter verbunden. Ein Drehschalter am I-Drive erlaubt die Einstellung des gewünschten Probenstroms. Die verschiedenen Meßkonfigurationen, wie in Abschnitt 3.1.1 beschrieben, lassen sich rechnergesteuert über Relais im van der Pauw-Umschalter realisieren. Das gemessene Signal der Probe wird, bevor es zum Eingang des regelbaren Verstärker-Einschubes gelangt, im van der Pauw-Umschalter mittels eines Differenzverstärkers um den Faktor 10 vergrößert. Der Verstärker-Einschub erlaubt die dekadische Einstellung eines Verstärkerwertes zwischen 10^{-2} und 10^{2}. Die Ankopplung des Signals an den äußeren Meßkreis geschieht über den Output ISO Amp, in dem eine nochmalige Verstärkung um den Faktor 10 vonstatten geht. Im Lock-In-Verstärker schließlich wird die Amplitude des Signals und die Phase bezüglich des Referenzoszillatorsignals bestimmt und von dem Rechner ausgelesen.

Ein Meßzyklus, bei dem von Raumtemperatur bis auf ca. 4 K abgekühlt wird, dauert ungefähr 5 Stunden.

3.1.4 Fehlerbetrachtung

Eine Kontrolle der Ungenauigkeit bei der Einstellung des Magnetfeldstromes ergab Fehler von ca. 3%. Bedingt durch die geringe Stabilisationszeit sind Abweichungen der realen Probentemperatur von dem gemessenen Wert gerade im Bereich zwischen 40 K und 120 K von ca. 5% anzunehmen. Bei den von uns üblicherweise gemessenen Proben lagen Widerstände in der Größenordnung von 10 $k\Omega$ vor. Die Verfälschung der Meßergebnisse aufgrund der kapazitiven Anteile der verwendeten BNC-Kabel liegt hierbei unter 3%.

Zusammenfassend ist zu bemerken, daß die im experimentellen Teil dieser Arbeit angegebenen Meßwerte für feste Temperaturen mit einem maximalen Fehler von 5% behaftet sein können.

3.2 Die Oxford-Anlage

Die verwendete Anlage ist eine kommerzielle Kombination aus einem supraleitenden Magneten, der Felder von bis zu 16 T in Schritten von 0.01 T zu erreichen vermag, und einem TLM 400 Mischkryostat. Der verwendete Meßkreis unterscheidet sich von dem in Abschnitt 3.1.3 vorgestellten Kreis nur durch die Tatsache, daß kein van der Pauw-Umschalter benutzt wird, sondern alle Schaltkombinationen per Hand realisiert werden. In dieser Anlage lassen sich strukturierte Proben mit bis zu 24 Kontakten untersuchen. Lediglich die Wirkungsweise des Mischkryostaten soll hier näher beschrieben werden.

3.2.1 Der TLM 400 Mischkryostat

Da für eine Vielzahl von Experimenten Temperaturen unterhalb von 4.2 K (flüssiges ^4He) benötigt werden, macht man sich bei der Erstellung von Kryostaten häufig zunutze, daß bei Verdampfungsprozessen der Umgebung Wärme entzogen und somit eine Kühlung erreicht wird. Wird z. B. flüssiges ^3He verdampft, so lassen sich Temperaturen von bis zu 0.3 K erreichen.

Bei dem von uns verwendeten TLM 400 Mischkryostat erfordert die Bedingung noch tieferer Temperaturen einen etwas aufwendigeren Aufbau. In einem geschlossenen Kreislauf (siehe Abb. 24) liegt ein Gemisch von $^3He/^4He$ vor. Durch das Pumpen am Still wird wegen des höheren Dampfdruckes des ^3He fast ausschließlich ^3He in die Gasphase überführt. Hierdurch kühlt sich das Gemisch im Still und in der sogenannten Mischkammer ab.

Ab einer bestimmten, von dem Verhältnis zwischen ^3He und ^4He abhängigen Temperatur bilden sich in der Mischkammer zwei Phasen aus.

Das Phasendiagramm Abb. 25 zeigt die Aufspaltung des $^3He/^4He$-Gemisches in eine helium-3-reiche (konzentrierte Phase) und eine helium-4-reiche Phase (verdünnte Phase).

Durch das Pumpen am Still wird das thermodynamische Gleichgewicht zwischen den beiden Phasen in der Mischkammer gestört, und ^3He aus der konzentrierten Phase geht in die verdünnte Phase über. Für Temperaturen kleiner als 0.5 K ist das ^4He in seinem quantenmechanischen Grundzustand mit Spin 0. ^3He dagegen hat Spin $\frac{1}{2}$ und kann so als ideales Fermi-Gas aufgefaßt werden. Aus Berechnungen der Enthalpie in Abhängigkeit von der Temperatur für kleine T ergibt sich eine erheblich bessere Kühlleistung bei einem Zweiphasenübergang als bei dem Verdampfen von ^3He aus einer

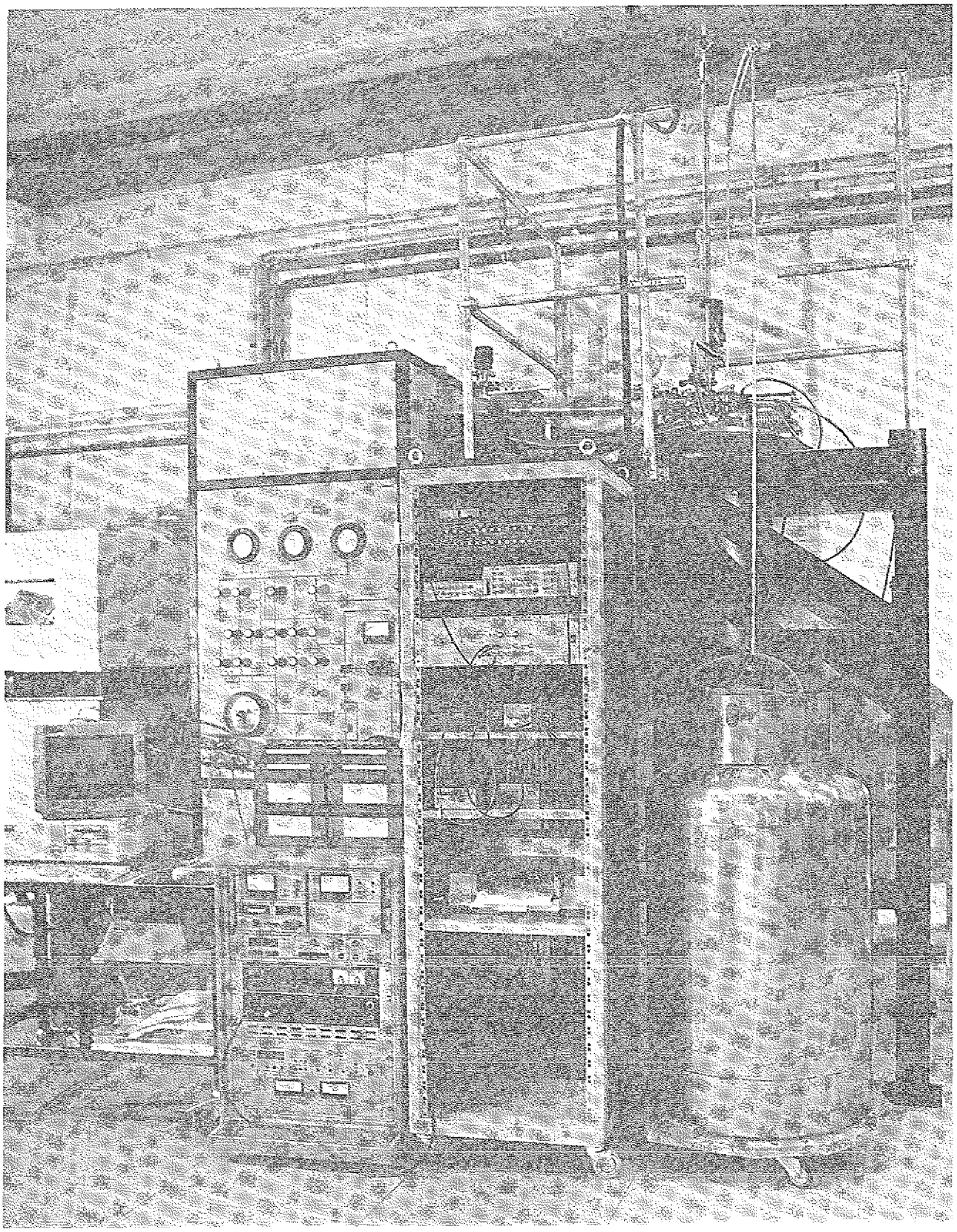


Abbildung 23: Photographie der Oxford-Anlage

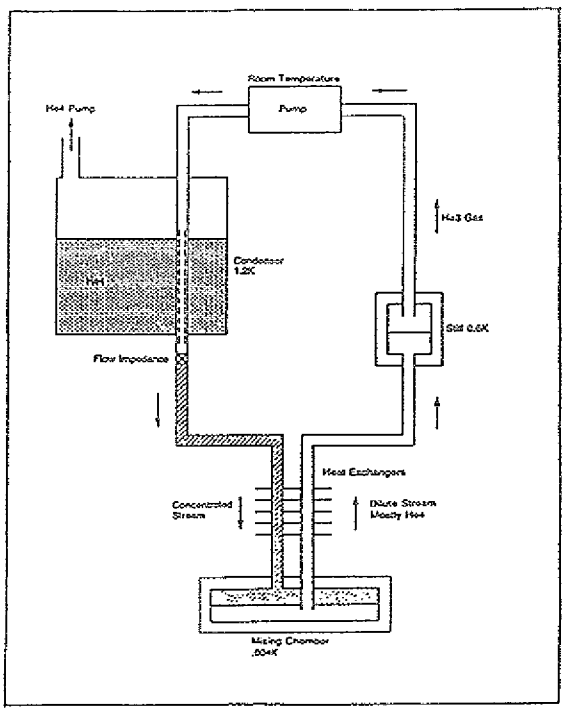


Abbildung 24: $^3He/^4He$-Kreislauf

Mischphase in die Gasphase. Selbst für kleinste Temperaturen ist der ^3He-Anteil in der verdünnten Phase endlich und erlaubt ein Verdampfen des ^3He. So erreicht man Temperaturen im Millikelvinbereich.

Der Prozeß wird durch das ständige Abpumpen von ^3He im Still in Gang gehalten, da aufgrund des osmotischen Druckes der verdünnten Phase permanent ^3He entzogen wird.

Eine Spirale am Still erlaubt das Einstellen einer nahezu konstanten Temperatur von ca. 0.6 K, bei der der ^3He-Dampfdruck ungefähr tausendmal größer als der des ^4He ist. ^3He wird in Filtern und Kältefallen von Verunreinigungen (H_2O) befreit und dann im Kondensor (1 K-Topf) (durch Abpumpen von ^4He erreicht man Temperaturen von ca. 1 K) wieder verflüssigt. Wärmeaustauscher kühlen das flüssige, 1 K-*warme* ^3He ab, bevor es wieder der Mischkammer zugeführt wird.

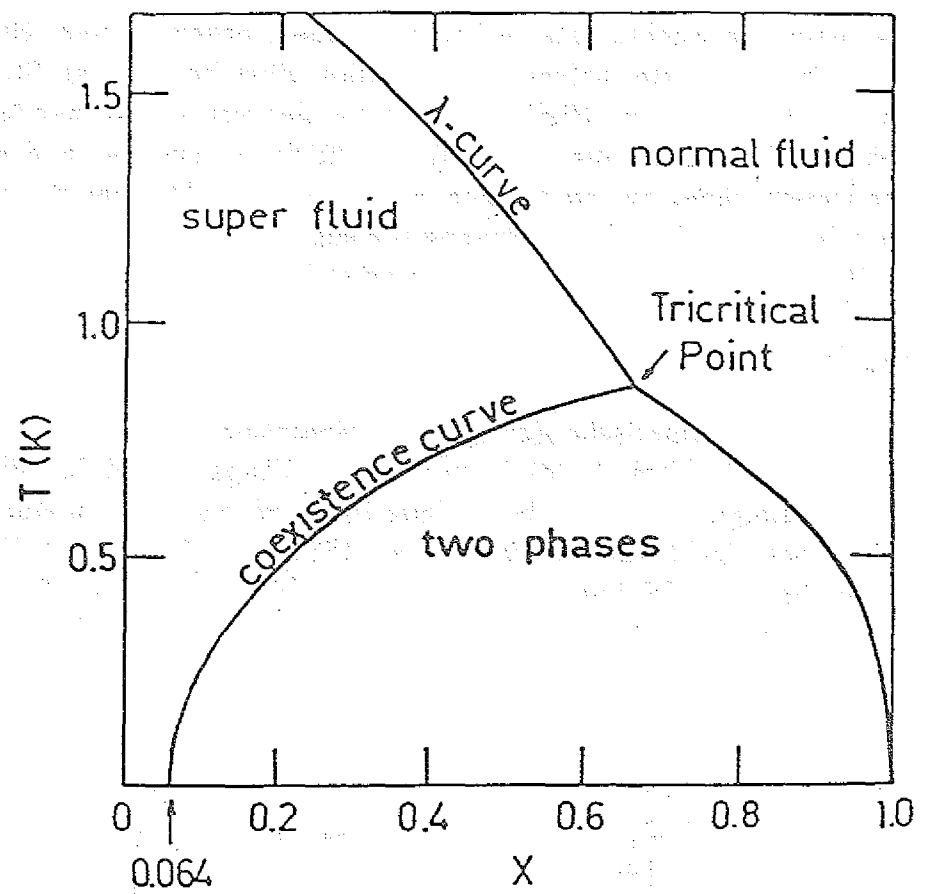


Abbildung 25: Phasendiagramm des Helium

4 Präparation

Die Herstellung von strukturierten Proben soll Thema dieses Abschnittes sein.

Um geometrische Effekte untersuchen zu können, bedarf es einer Reihe aufwendiger Prozeßschritte, welche zur Definition einer bestimmten Struktur auf einem Wafer dienen. Hierbei besteht bei den von uns verwendeten Schichtpaketen die Absicht, die Geometrie des 2DEG vorzugeben und eine elektrische Untersuchung zu ermöglichen, d. h. eine Kontaktierung zu realisieren. Im folgenden sollen die Herstellung von sogenannten "Hallbarrenproben" und "Quantendrähten" eingehender vorgestellt werden.

4.1 Hallbarrengeometrie

Ia) bis f) zeigt die schematische Abfolge der Präparation.

Zunächst wird die Waferoberfläche mit Aceton, Propanol und deionisiertem Wasser gereinigt. Auf die so behandelte Probe schleudert man eine ca. $1.2\mu m$ dicke Lackschicht des Positivlackes AZ 1512 auf. Mittels einer Heizplatte werden bei 90 $°C$ Lösungsmittel im Lack verdampft und so die Schicht gehärtet. Eine Chrommaske dient bei der ca. fünf sekündigen Belichtung zur Definition der gewünschten Struktur.

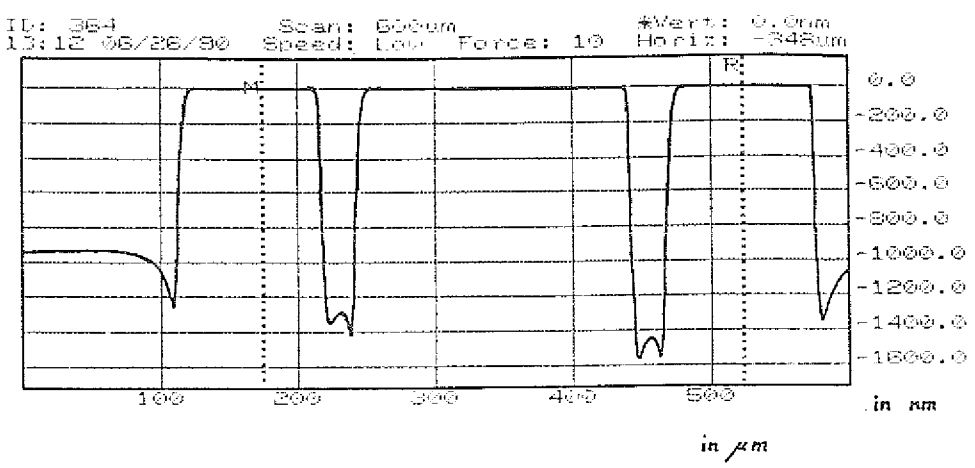
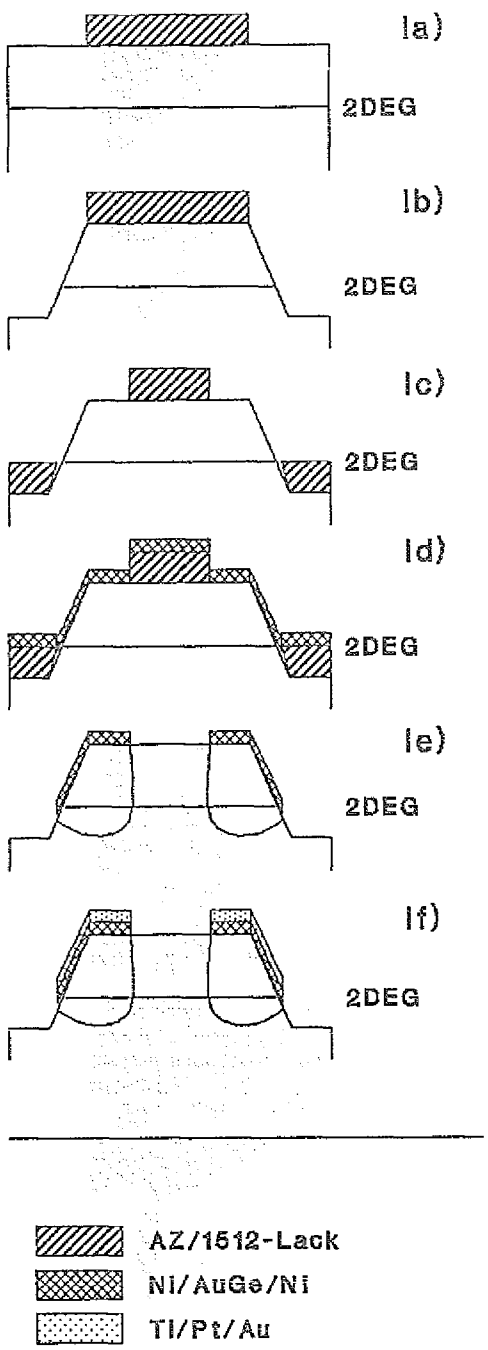


Abbildung 26: Ätzprofil einer Hallbarrenprobe aufgenommen mit dem DEKTAK



Nach dem Entwickeln des Lackes in "Developper 400K" bleibt eine Lackmaske an den unbelichteten Stellen zurück (siehe Ia)). Diese Maske wird im nächsten Schritt benutzt, um eine Ätzung dort zu verhindern, wo das 2DEG den Ladungstransport gewährleisten soll.

Um eine gleichmäßige Ätzung in allen Kristallrichtungen zu erreichen und gleichzeitig bei einer akzeptablen Ätzrate ($0.5 - 1\mu m/min$) sowohl InP als auch $InGaAs$ zu ätzen, wurden eine Reihe von unterschiedlichen Ätzen untersucht. Hinweise und Anregungen sind aus [28], [29] und [30] entnommen worden.

Im **Anhang A** findet sich eine vollständige Auflistung.

Die gestellten Anforderungen erfüllt eine einsnormale $K_2Cr_2O_7/H_3PO_4/HBr$-Ätzlösung, mit der sich ein ausgezeichnetes Mesa-Ätzprofil erreichen läßt (Ib), siehe auch Abb. 26). Unter einem Mesa-Profil wird eine zwischen 30° und 60° geneigte Ätzflanke verstanden, die bei Aufdampfprozessen für eine durchgehende Kontaktierung oder Isolation erforderlich ist (bei uns war dies jedoch nicht von Bedeutung). Aus dem Tiefenprofil (Abb. 26) ist weiterhin zu entnehmen, daß es sich um einen diffusionskontrollierten Prozeß der Ätzung handelt, da man eine deutlich größere Ätztiefe an den Flanken der Struktur bemerkt.

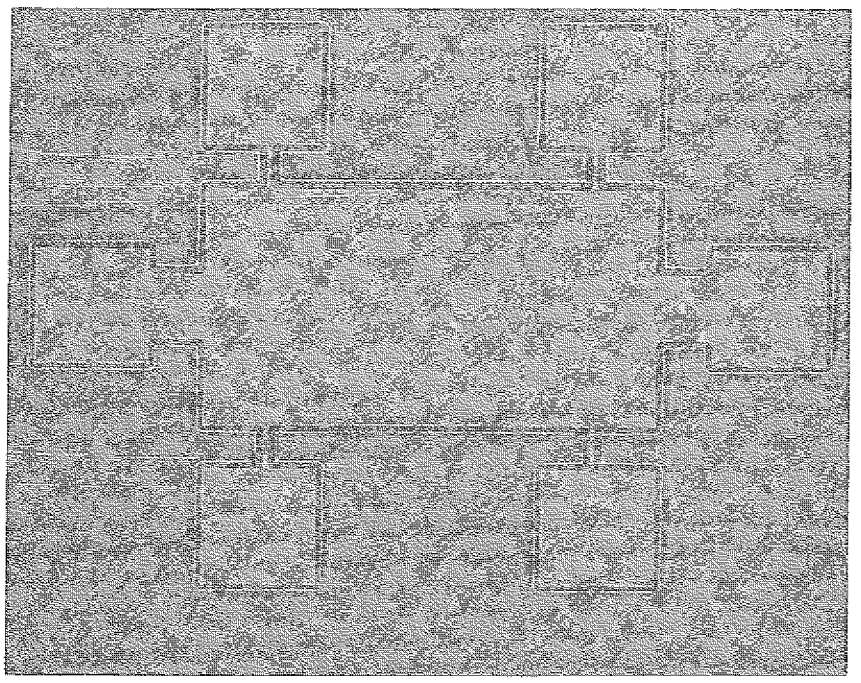


Abbildung 27: Probe nach der $InGaAs/InP$-Mesa-Ätzung

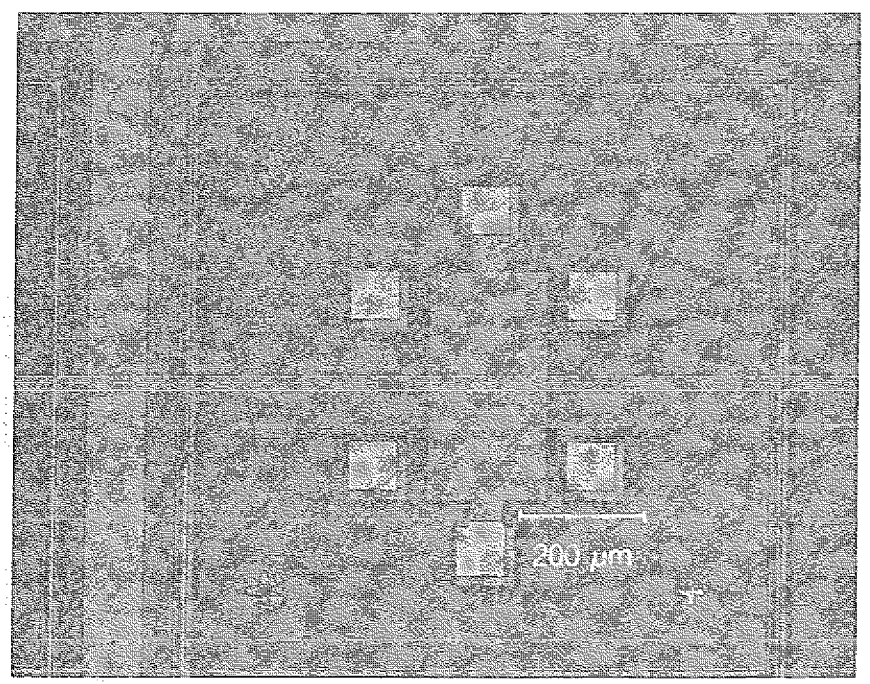


Abbildung 28: Hallbarrenprobe nach dem letzten Präparationsschritt vor dem Einbau in einen Chip-Träger

Abb. 27 zeigt die sich erhaben vorzustellende Hallbarrengeometrie nach dem Ätzprozeß.

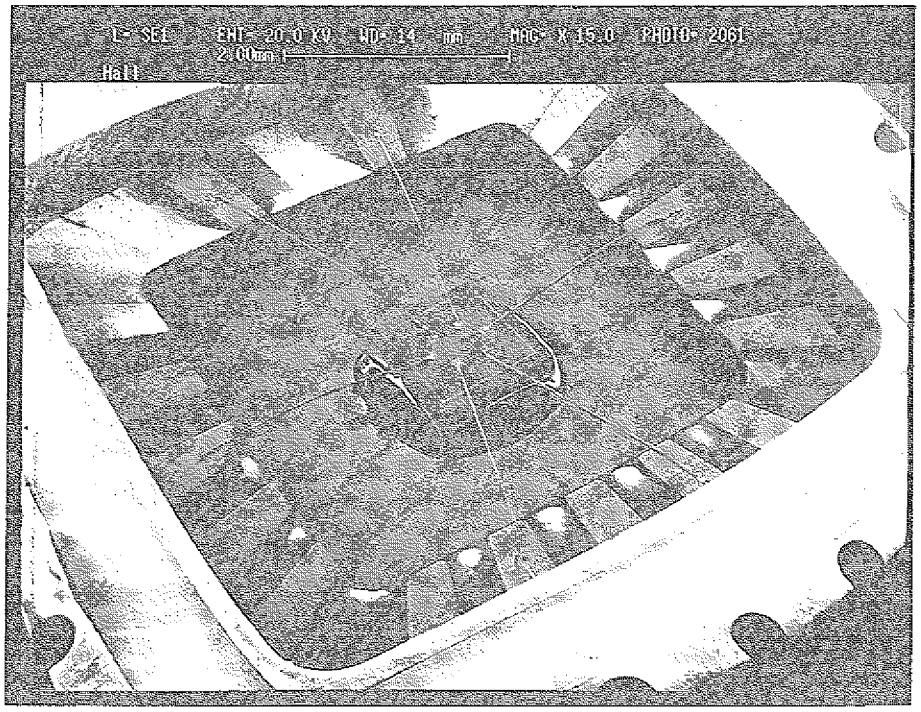
Im nächsten Schritt wird nach nochmaligem Belacken und Aushärten, wie bereits beschrieben, mittels einer zweiten Chrommaske die Kontaktstruktur belichtet und ein Verschwinden des Lackes durch Entwickeln an den zu kontaktierenden Stellen erreicht (siehe Ic)).

Die gesamte Probenoberfläche wird dann nach 20 sekündigem "Beschuß" durch Ar-Ionen (Ar^+-Sputtern zur Oberflächenreinigung) mit einer $Ni/AuGe/Ni$-Schicht bedampft (Ni : 5 nm , $AuGe$: 90 nm , Ni : 35 nm) (Id)). Durch Aceton wird der sich unter der aufgedampften Schicht befindliche Lack gelöst und im sogenannten "Lift-off-Prozeß" die Kontaktschicht an diesen Stellen abgehoben. Übrig bleibt das $Ni/AuGe/Ni$ in den gewünschten Bereichen.

Die Kontaktierung des 2DEG geht über das Aufheizen der Probe in einem "Temper-Ofen" bei 350 $°C$ für eine Minute vonstatten. Ge diffundiert durch diesen Legierungsprozeß in die Schichten, verringert die Ausdehnung der Schottky-Barriere an der Oberfläche und erlaubt den Ladungsträgertransport zwischen Kontakt und 2DEG (Ie)). Ni dient als Haftvermittler zwischen der $InGaAs$-Schicht und den Kontakten. Eine elektrische Kontrolle ergab ein lineares Verhalten zwischen Strom und Spannung über zwei Kontakte einer Probe ($\Rightarrow$ Ohm'sche Kontakte).

Nach einer nochmaligen Belackung und Belichtung unter Verwendung der Kontaktmaske wird in einem letzten Schritt $Ti/Pt/Au$ aufgedampft (Ti : 40 nm , Pt : 40 nm , Au : 150 nm) und ein abschließender Lift-off-Prozeß vorgenommen (If))(Auch hier wurde vor der Aufdampfung zur Erhöhung der Haftfähigkeit der Schichten eine Ar^+-Sputterung vorgenommen). Ti und Pt dienen als Diffusionsbarriere um eine Verunreinigung der Golddeckschicht, welche zur Kontaktierung dient, zu verhindern. Abb. 28 zeigt das Endprodukt dieser Präparationsreihe.

Zur Messung ist noch eine Verdrahtung der zu untersuchenden Geometrie notwendig. Zu diesem Zweck wird zwischen einem 1cm $\times$ 1cm großen Chip-Träger und den Goldkontakten der Probe ein 25 μm durchmessender Golddraht mittels des sogenannten "Bonders" verschweißt. Abb. 29 zeigt das für die Messung fertig präparierte Probenstück.



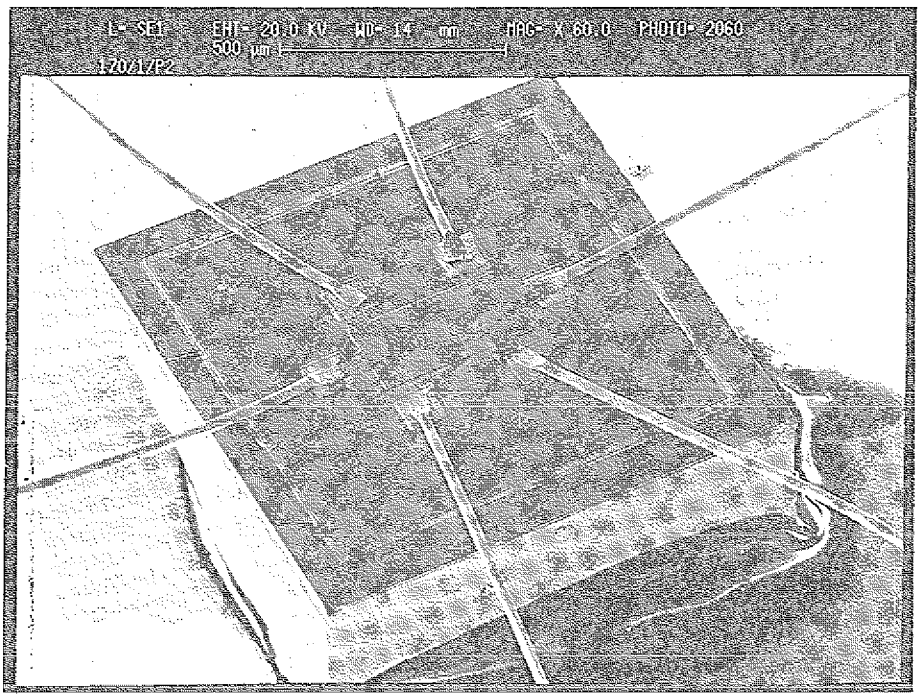


Abbildung 29: Photographie einer in einen Chip-Träger eingebauten Probe mit Hallbarrengeometrie

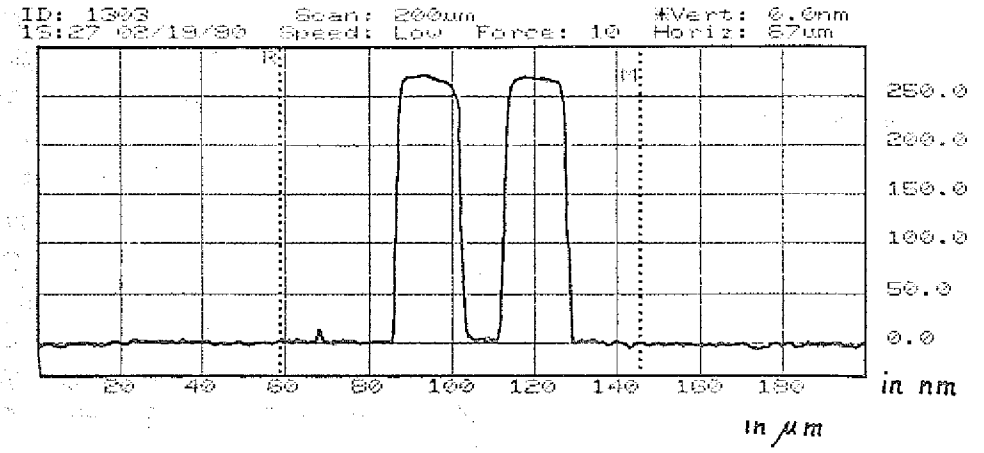


Abbildung 30: Ätzprofil eines Quantendrahtes nach einer RIE-Trockenätzung.

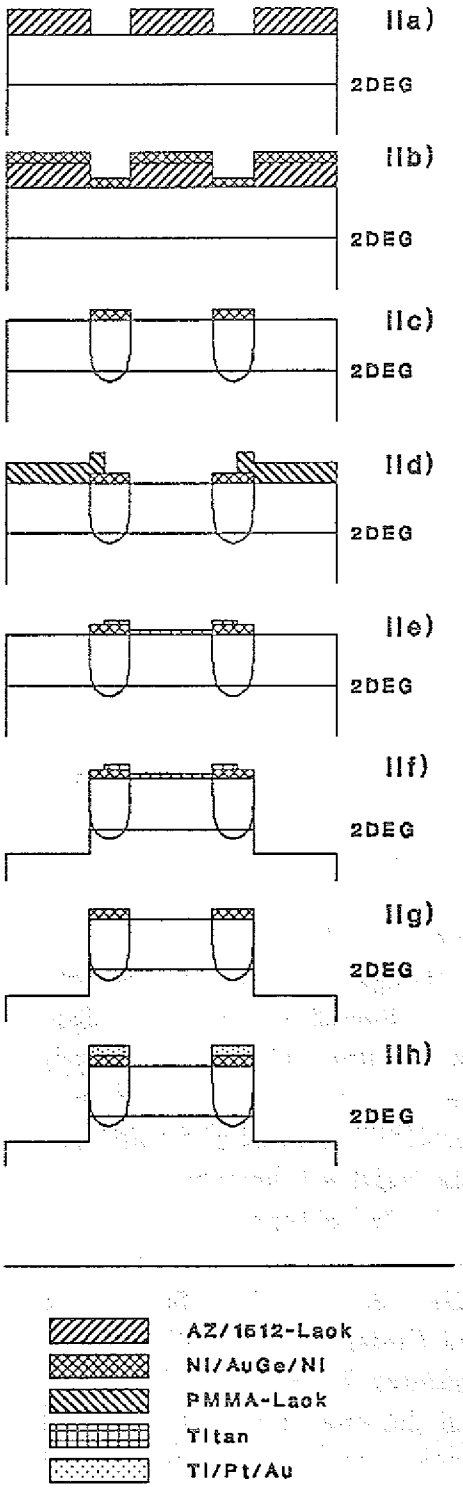
4.2 Quantendrähte

Bei der Herstellung von Quantendrähten ist eine erheblich aufwendigere Präparation als bei den vorher beschriebenen Hallbarrenproben notwendig, um die in Abschnitt 2.5 geforderten Bedingungen $W \approx \lambda_F$ und $L < l_{inel}$ zu erfüllen.

IIa) bis h) geben die Abfolge der Prozeßschritte schematisch wieder.

In einem ersten Schritt werden die Zuleitungsfinger mittels optischer Lithographie definiert. Begrenzt durch die Wellenlänge des verwendeten Lichtes lassen sich so Strukturen von minimal 0.5 μm realisieren. IIa) zeigt den Wafer nach einer Reinigung mit Aceton, Propanol und deionisiertem Wasser, nachdem die aufgeschleuderte Lackschicht belichtet und entwickelt wurde. Der einzige Unterschied zu Ia) in Abschnitt 4.1 besteht in der Benutzung einer "Gatefinger"-Chrommaske bei der Belichtung.

Im nächsten Prozeßschritt wird die Probe mit Ar-Ionen beschossen und eine $Ni/AuGe/Ni$-Schicht (Ni : 5 nm , $AuGe$: 90 nm , Ni : 35 nm) aufgedampft. Diese soll nach Lift-off-Prozeß und Einlegierung eine Population bzw. Depopulation des 2DEG über den gesamten Bereich der Gatefinger-Struktur gewährleisten. IIb) und IIc) stellen die eben erwähnten Schritte schematisch dar. Um nun die feinen Drahtstrukturen zu definieren, benutzt man die Elektronenstrahllithographie.



Nach der Belackung der gesamten Wafer-Oberfläche mit zwei Schichten PMMA-Lack und nach einer Aushärtungszeit von 2 Stunden bei ca. 170 $°C$ in einem Heizofen erfolgt die Belichtung in einem Elektronenstrahlschreiber, gesteuert über ein Programm, das den Elektronenstrahl für die nicht zu belichtenden Stellen ausblendet. Beschrieben wird ein Feld von 85 μm × 60 μm bei einer Dosis von 100 bis 120 $\frac{\mu C}{cm^2}$ und einer Spotgröße des verwendeten Strahls von 43 × 59.4 nm. Die beiden PMMA-Lackschichten unterscheiden sich in der Elektronenempfindlichkeit. Der untere Lack (PMMA 200k) ist schneller durchentwickelt als der obere (PMMA 496k) und erlaubt so bei den kleinen Strukturen einen einfacheren Lift-off-Prozeß. Entwickelt wird die Struktur in einem Isopropanol/Isobutylmethylketon- Gemisch (Verhältnis 3 : 1)(IId)).

Ziel ist es nun, die auf Abb. 31a) zu erkennende Drahtgeometrie durch einen Ätzprozeß, der das 2DEG begrenzt, zu definieren. Zu diesem Zweck wird der Wafer nach der Entwicklung mit einer 30 nm dicken Titan-Schicht bedampft, die, da sie nach dem Lift-off-Prozeß an den belichteten Stellen zurückbleibt, zusammen mit den bedampften Gatefinger-Kontakten als Ätzmaske dient (IIe)).

Zur Ätzung benutzen wir eine RIE-Anlage (reactive ion etching).

> Die Methode der RIE bietet die Möglichkeit, mit minimalem Verlust in horizontaler Richtung mit hoher Genauigkeit vertikal zu ätzen. Zwischen einer Quarzplatte als Kathode, auf der sich der zu ätzende Wafer befindet und einer Anodenplatte bildet sich bei bestimmten Druckverhältnissen durch eine hochfrequente Wechselspannung von ca. 14 MHz ein Plasma aus den Gasen, die in die Ätzkammer zwischen die Elektroden eingelassen werden (bei uns CH_4 und H_2). Dieses besteht aus neutralen Teilchen, positiven und negativen Ionen sowie Elektronen. Durch eine überlagerte Gleichspannung werden positive Ionen in Richtung des Wafers beschleunigt und man erzielt eine Ätzung durch die Kombination aus "Beschuß" und chemischer Reaktion der Gase mit dem Material.
>
> Einfluß auf den Ätzprozeß hat somit, abgesehen von der Wahl der Gase und deren Mischungsverhältnis, die Gleichspannung und der Druck in der Kammer. Die Ionenenergie läßt sich sowohl durch eine Erhöhung der Spannung als auch durch eine Verringerung des Druckes vergrößern.

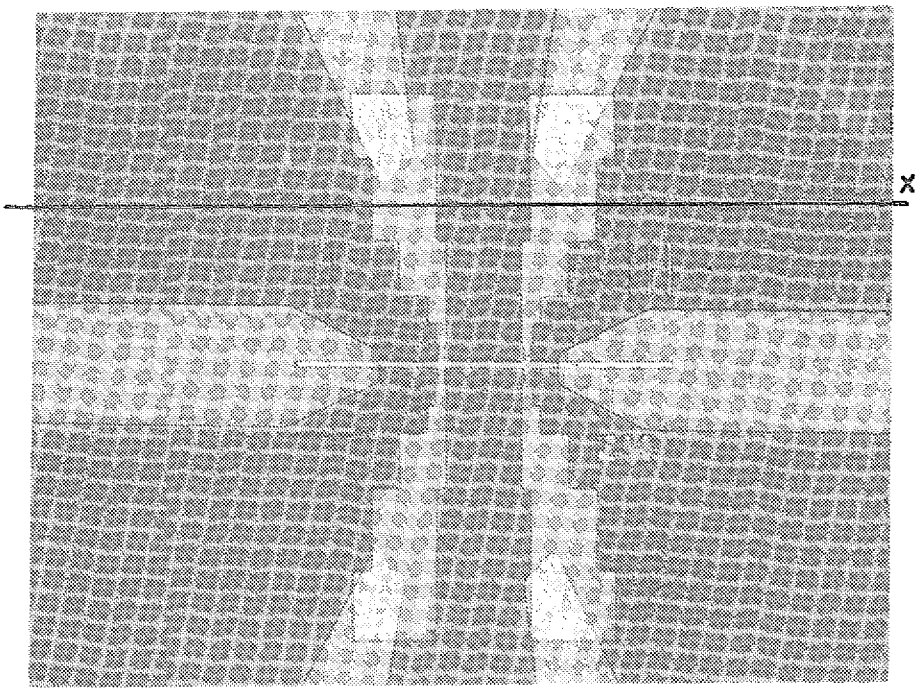
Abb. 30 zeigt das Ergebnis der Trockenätzung. Die beiden zu erkennenden Höcker ergeben sich beim Abfahren der Linie X in Abb. 31a). Deutlich sieht man die Flankensteilheit und die Gleichmäßigkeit dieser Ätzmethode (IIf)).

Im nächsten Prozeßschritt (IIg)) wird die Ti-Maske entfernt. Hierzu wird die Probe in eine verdünnte Flußsäurelösung für ca. sechs Minuten gegeben. Das Halbleitermaterial sowie die Kontaktschicht werden bei dieser Behandlung kaum angegriffen.

In einem letzten Schritt wird nach nochmaligem Belacken und Belichten unter Verwendung der Gatekontakt-Chrommaske $Ti/Pt/Au$ (Ti : 40 nm , Pt : 40 nm , Au : 150 nm) in Analogie zu Prozeßschritt If) Abschnitt 4.1 aufgedampft und so die fertige Struktur erreicht (IIh)). Abb. 31b) zeigt in einem kleinen Ausschnitt einen Quantendraht nach dem letzten Lift-off-Prozeß.

Genau wie die Hallbarrengeometrie werden auch die Quantendrähte in einem Chip-Träger eingebaut und eine Verbindung der Kontakte mit dem Träger durch Verschweißen erreicht (s. Abb. 32).

a)



b)

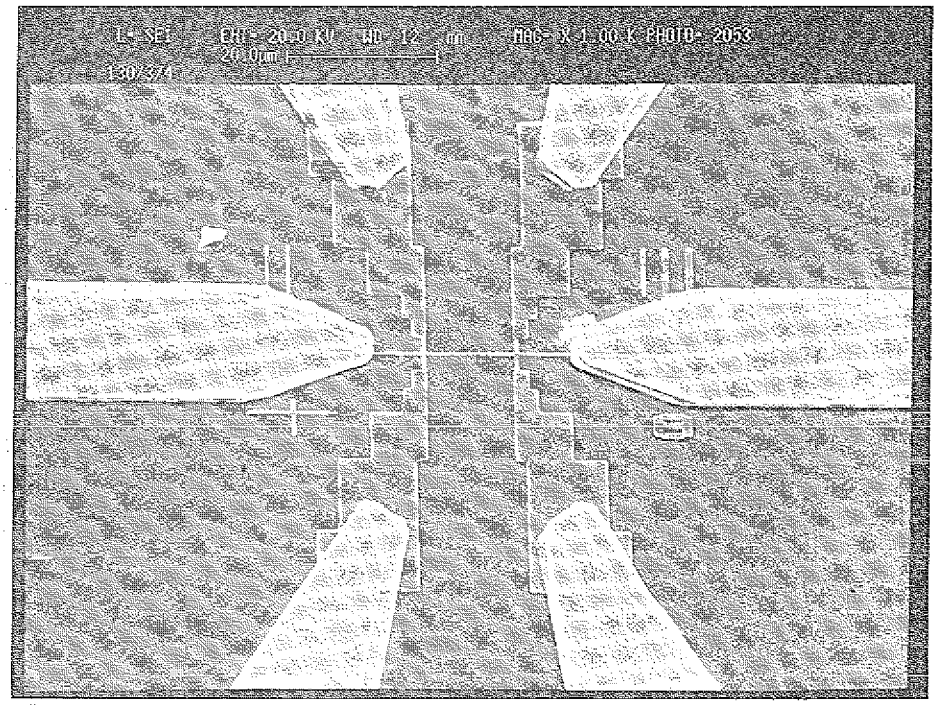


Abbildung 31: a) Aufsicht eines Quantendrahtes vor dem Aufdampfen von Titan. b) Draht nach dem letzten Präparationsschritt vor dem Einbau in einen Chip-Träger.

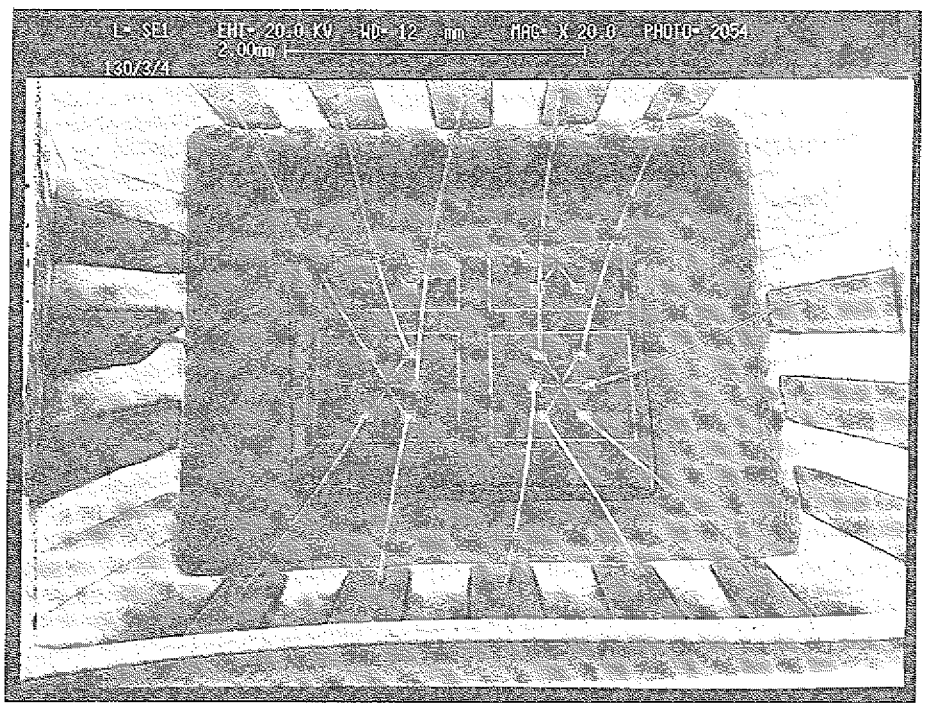


Abbildung 32: Photographie eines in einen Chip-Träger eingebauten Drahtes.

5 Experimentelle Ergebnisse und Diskussion

Der folgende Abschnitt behandelt Meßergebnisse sowie deren Diskussion gleichermaßen, da jeweils das Verständnis einer Versuchsreihe die darauffogenden Messungen motiviert und damit eine sonst übliche Trennung von Diskussion und Ergebnissen nicht sinnvoll erscheint.

Die Untersuchung von Halbleiterheterostrukturen setzt eine gute, reproduzierbare Epitaxie (Schichtherstellung), bei der einzelne Parameter variiert werden können, voraus. Von größter Bedeutung ist dabei, daß innerhalb einer Meßserie, abgesehen von dem zu untersuchenden Parameter, die restlichen Wachstumsgrößen unverändert beibehalten werden können.

5.1 Unverspannte $InGaAs/InP$-Strukturen

In einer ersten Meßreihe bestand die Absicht darin, ein nicht zu tief unter der Probenoberfläche vergrabenes 2DEG in einem gitterangepaßten $InGaAs/InP$-System mit guter Tieftemperaturbeweglichkeit herzustellen (gitterangepaßt : In-Gehalt = 53 %, Ga-Gehalt = 47 %).

Die von uns gewählte Schichtenfolge ist in Abb. 33 dargestellt.

Auf das semiisolierende InP-Substrat wird, um Versetzungen auszugleichen und den Einfluß von Verunreinigungen zu eliminieren, in der MOVPE (metalorganic vapour phase epitaxy) eine 300 nm dicke InP-Pufferschicht aufgewachsen. Hierauf folgt eine 10 nm n-dotierte InP-Schicht, die die Ladungsträger zur Verfügung stellt. Die $InGaAs$-Deckschicht, in der sich das 2DEG ausprägt (siehe auch Abschnitt 2.1), wird über eine nominell undotierte InP-Zwischenschicht von 20 nm Dicke von der δ-Dotierung getrennt. Durch diese Konfiguration werden bei tiefen Temperaturen die Elektronen an der $InGaAs/InP$-Grenzschicht räumlich von den ionisierten Donatoratomen getrennt und erfahren so einen kleineren Streueinfluß durch ionisierte Störstellen.

Um zu vermeiden, daß sich ein zweites 2DEG an einem weiteren Heteroübergang ausprägt oder daß eine Bypassleitung im dotierten InP-Material auftritt (beides hätte einen zusätzlichen Leitungskanal zur Folge), wurde zum einen kein InP zur Abschirmung von Oberflächeneinflüssen auf das $InGaAs$ aufgewachsen und zum anderen eine Dotierung von $4.2 \cdot 10^{17}\ cm^{-3}$ gewählt, von der man weiß, daß keine Gefahr einer Bypassleitung besteht. Auch eine Struktur, bei der zunächst das $InGaAs$ und danach das dotierte InP epitaktisch abgeschieden wird, wurde von uns nicht benutzt, da

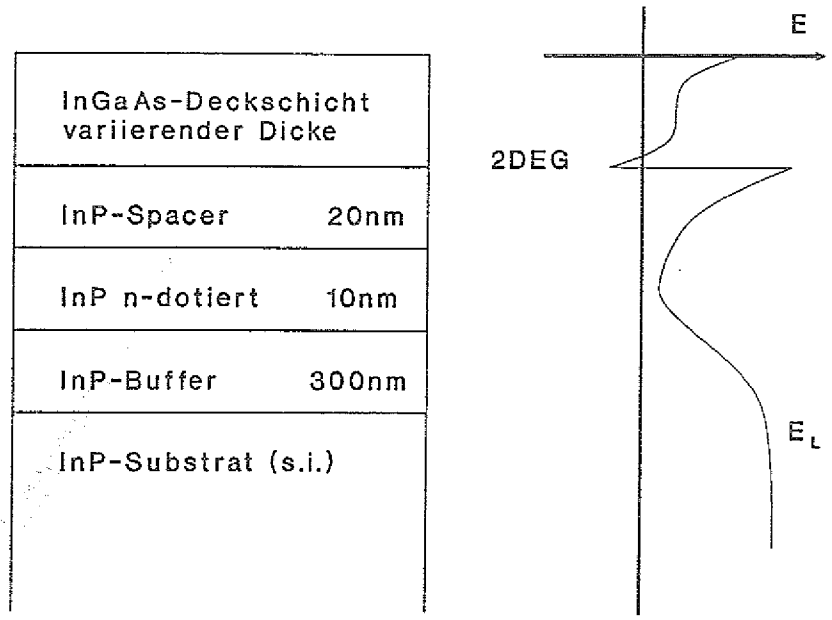


Abbildung 33: Schichtfolge der verwendeten unverspannten *InGaAs/InP*-Heterostruktur.

dort bekanntermaßen schlechtere Beweglichkeiten im Kanal erreicht werden.

Bei der gewählten Struktur bestand somit das Problem, eine genügend dünne *InGaAs*-Schicht zu Strukturierungszwecken des 2DEG zu realisieren, bei der gleichzeitig der Einfluß von Oberflächenzuständen die Bildung eines zweidimensionalen Kanals nicht verhindert. Oberflächenzustände führen zu einer Verarmungsrandschicht, die sich in einem "verbogenen" Leitungsbandverlauf äußert. Bei einem zu geringen Abstand zwischen *InGaAs/InP*-Grenzschicht und Oberfläche, kann der Einfluß der Zustände die Ausprägung eines 2DEG unterdrücken.

Zu diesem Zweck untersuchten wir Pakete, wie sie in Abb. 33 dargestellt sind, mit einer *InGaAs*-Schichtdicke zwischen 50 nm und 1.2 μm, gerade im Hinblick auf ihre Tieftemperaturbeweglichkeit.

5.1.1 Hall-Effekt-Messungen

Abb. 34 zeigt die Beweglichkeiten einiger ausgewählter Proben in Abhängigkeit von der Temperatur in einem Bereich zwischen ca. 5 K und 300 K. Deutlich erkennt man bei allen Kurven, daß ab ca. 50 K $\mu(T)$ konstant bleibt, wenn man zu tieferen Temperaturen geht. Für größere Temperaturen ist die Steigung von $\mu(T)$ bei allen Proben nahezu gleich. Aus Abb. 34 läßt sich für $T > 80$ K eine mittlere Steigung bei doppelt logarithmischer Darstellung von -1.8 ± 0.1 entnehmen.

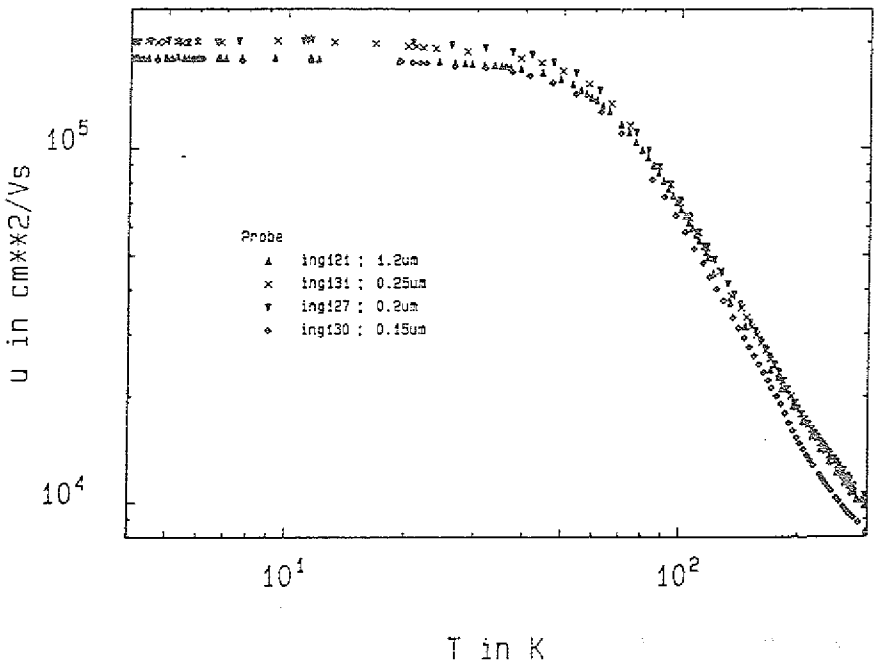


Abbildung 34: $\mu(T)$ für einige ausgewählte Proben mit variierender *InGaAs*-Schichtdicke.

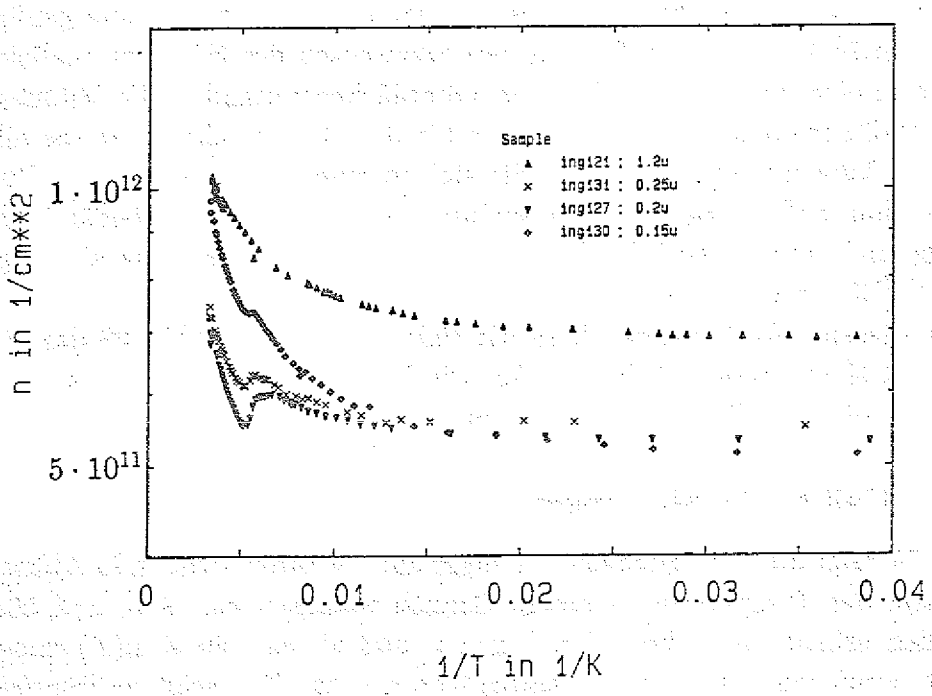


Abbildung 35: $n(T)$ für eine Reihe von Strukturen mit unterschiedlicher Dicke (d_{InGaAs}).

Vergleicht man hiermit die theoretischen Vorhersagen aus Abschnitt 2.2, so ergibt sich, daß für diesen Bereich die Streuung an polar optischen Phononen die Gesamtbeweglichkeit der Elektronen bestimmt und daß ein Zusammenhang

$$\mu \sim T^{-1.8}$$

sehr gut mit der Theorie (Gl.(10)) in Einklang steht. Ab $T < 50$ K dagegen spielen Streuung an ionisierten Störstellen sowie Legierungsstreuung in diesem System die entscheidende Rolle. Für den zweidimensionalen Fall ist nach Abschnitt 2.2 Gleichung (12) und (14) μ nicht mehr temperaturabhängig, sondern weist in der Hauptsache eine Ladungsträgerkonzentrationsabhängigkeit auf. Damit ist der konstante Verlauf der Beweglichkeitskurven ein Indiz für die ausschließlich zweidimensionale Leitung für tiefe Temperaturen.

Auch die Messungen der Konzentration in Abhängigkeit von der Temperatur (Abb. 35) bestätigen die Existenz einen 2DEG, da für $T < 80$ K keine Änderung der Schichtkonzentration zu bemerken ist. Nach Abschnitt 2.1 läßt sich ein Anstieg der Konzentration für größere Temperaturen verstehen, indem man annimmt, daß ab einer bestimmten thermischen Anregung Elektronen aus Donatorniveaus im n-dotierten InP und aus Hintergrundniveaus im $InGaAs$ ins Leitungsband gelangen können. Abb. 35 läßt jedoch nicht zwei deutlich unterschiedliche Steigungen erkennen, sondern weist für dünner werdende $InGaAs$-Lagen die Ausprägung eines Höckers für einen Temperaturbereich 125 K $< T <$ 220 K auf.

Wir vermuten, daß durch die Abweichung des Hallkoeffizienten r_H (siehe Abschnitt 2.3 Gl. (20)) von 1 (r_H ist temperaturabhängig) diese Struktur zustande kommt. Nach [18] wird die Temperaturschwankung von r_H mit kleiner werdender Konzentration größer, was in Übereinstimmung mit den von uns aufgenommenen Meßkurven steht. Da Kalkulationen aber lediglich für InP-Material verfügbar sind, läßt sich keine numerische Korrektur mit einem Anspruch auf Richtigkeit für das von uns verwendete Schichtsystem vornehmen. Aus diesem Grund wurde zu weiteren Untersuchungen der nahezu lineare Bereich $T > 220$ K herangezogen. Aus der Steigung ermittelt sich ein Wert von $E = 20$ meV.

Von Photolumineszensmessungen weiß man, daß E_d in der Größenordnung von ca. 5 meV liegt. Erwartet wird dagegen ein Wert von 20 meV für den energetischen Abstand zwischen Hintergrundniveaus und Leitungsband.

Wenden wir uns noch einmal dem Bereich konstanter Ladungsträgerkonzentrationen zu. Die ausgewählten Kurven der Meßserie weisen Schichtkonzentrationen zwischen $n_s = 5 \cdot 10^{11}\,cm^{-2}$ und $n_s = 6.6 \cdot 10^{11}\,cm^{-2}$ auf und liegen damit über dem Wert, der sich aus der Dotierungskonzentration ergibt ($n_s = 4.2 \cdot 10^{11}\,cm^{-2}$). Selbst bei der Annahme einer gewissen Ungenauigkeit bei der Herstellung der dotierten Schicht läßt sich dieses Phänomen nicht erklären. Erst wenn man davon ausgeht, daß auch Elektronen aus der *InGaAs*-Schicht von der Hintergrunddotierung in den Quantentopf "eingespeist" werden, lassen sich die hohen Schichtkonzentrationen verstehen.

Bemerkt sei noch, daß die Darstellung der Meßwerte $n(T)$ mit der Angabe der Konzentration in cm^{-2} natürlich nur in dem Temperaturbereich vollständig berechtigt ist, wo man von einem 2D-Ladungstransport ausgehen kann.

Es stellte sich heraus, daß Proben, die längere Zeit der Luft ausgesetzt waren, bei nochmaliger Messung andere Schichtkonzentrationen und schlechtere Tieftemperaturbeweglichkeiten aufwiesen. Eine genauere Untersuchung des Alterungsprozesses ist jedoch nicht Gegenstand dieser Diplomarbeit. Alle vorgestellten Meßergebnisse wurden in einem Zeitraum von längstens fünf Tagen nach der Epitaxie aufgenommen.

Trägt man die Ergebnisse für n_s in Abhängigkeit von der *InGaAs*-Schichtdicke auf, so ergibt sich Abb. 36. Man erkennt eine monotone Abnahme der Schichtkonzentration mit geringer werdender *InGaAs*-Dicke (d_{InGaAs}). Nimmt d_{InGaAs} ab, so verringert sich bei Annahme einer homogenen Hintergrunddotierung der Anteil der Elektronen aus dem *InGaAs* und n_s nimmt ab. Für sehr große d_{InGaAs} wird n_s nahezug konstant, da der Einfluß der Leitungsbandverbiegung durch den Quantentopf nur eine endliche Reichweite aufweist und weit entfernte Lagen nichts von dem 2DEG "spüren". Nur in dem Fall sehr dünner *InGaAs*-Schichten wird der Einfluß der Oberflächenzustände so groß, daß der Topf relativ zum Ferminiveau angehoben und n_s kleiner als die Dotierungskonzentration wird.

Um ein genaueres Verständnis dafür zu erlangen, woher die Ladungsträger im Topf stammen und um zu überprüfen, ob wirklich alle Donatoren ionisiert vorliegen, wurden zwei Schichtpakete mit unterschiedlicher *InGaAs*-Deckschicht ohne δ-Dotierung hergestellt.

Abb. 37 zeigt $n(T)$ und $\mu(T)$ für Proben mit $d_{InGaAs} = 0.2\ \mu m$ und 1.2 μm. Bei $n(T)$ erkennt man den oben bereits beschriebenen Verlauf, der auf ein 2DEG hindeutet. $\mu(T)$ jedoch zeigt für tiefe Temperaturen einen kleinen Einbruch in der Beweglichkeit. Dieser ist gerade bei der Schicht mit dem klei-

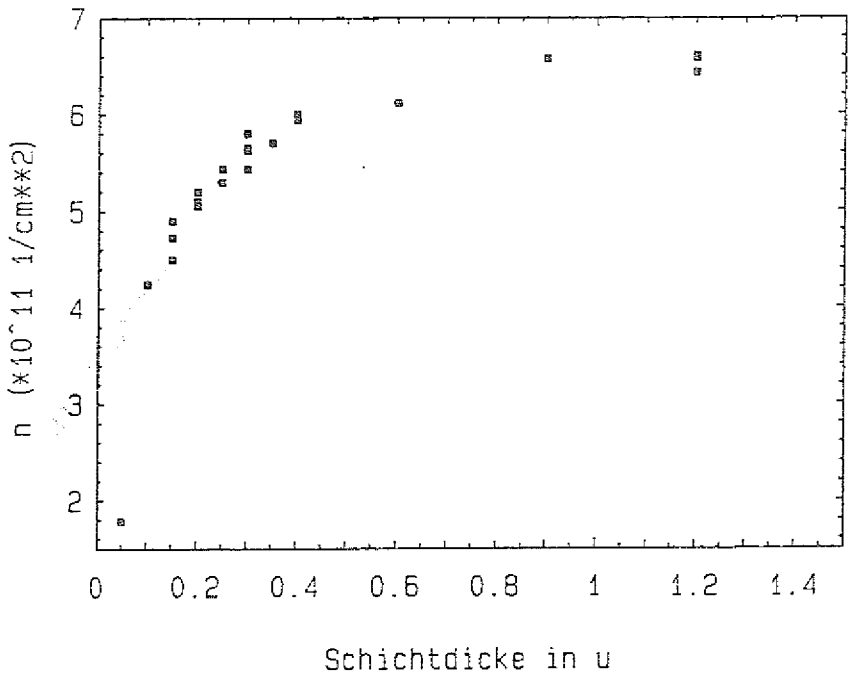


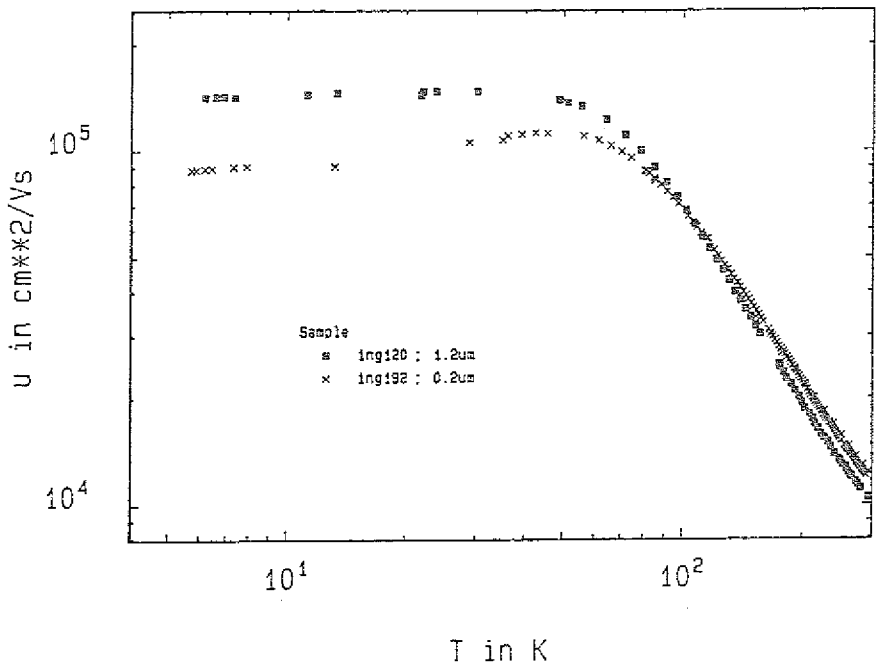
Abbildung 36: $n_s(d_{InGaAs})$ für Proben mit einer Deckschicht zwischen 50 nm und 1.2 μm (T = 6K).

neren n_s-Wert deutlich zu erkennen, da der Einfluß der Hintergrundstreuung (siehe Abschnitt 2.2) für geringe Konzentrationswerte groß wird und wegen der kleinen Leitungsbandverbiegung nicht von einem ideal zweidimensionalen Leitungskanal zu reden ist.

Summiert man die gemessenen n_s-Werte und die Dotierungskonzentration auf, so erhält man

$$\begin{aligned} \text{für} \quad d_{InGaAs} &= 0.2\,\mu m \quad : \quad n_{ges} = 4.8 \cdot 10^{11}\,\frac{1}{cm^2} \\ \text{und für} \quad d_{InGaAs} &= 1.2\,\mu m \quad : \quad n_{ges} = 6.6 \cdot 10^{11}\,\frac{1}{cm^2} \end{aligned}$$

Berücksichtigt man, daß diese Proben in einer späteren Serie hergestellt wurden, so kann man von einer guten Übereinstimmung zwischen diesen Werten und den in Abb. 36 aufgetragenen Meßergebnissen reden und sie als Bestätigung für die Vermutung einer vollständigen Entleerung der Donatoren werten.



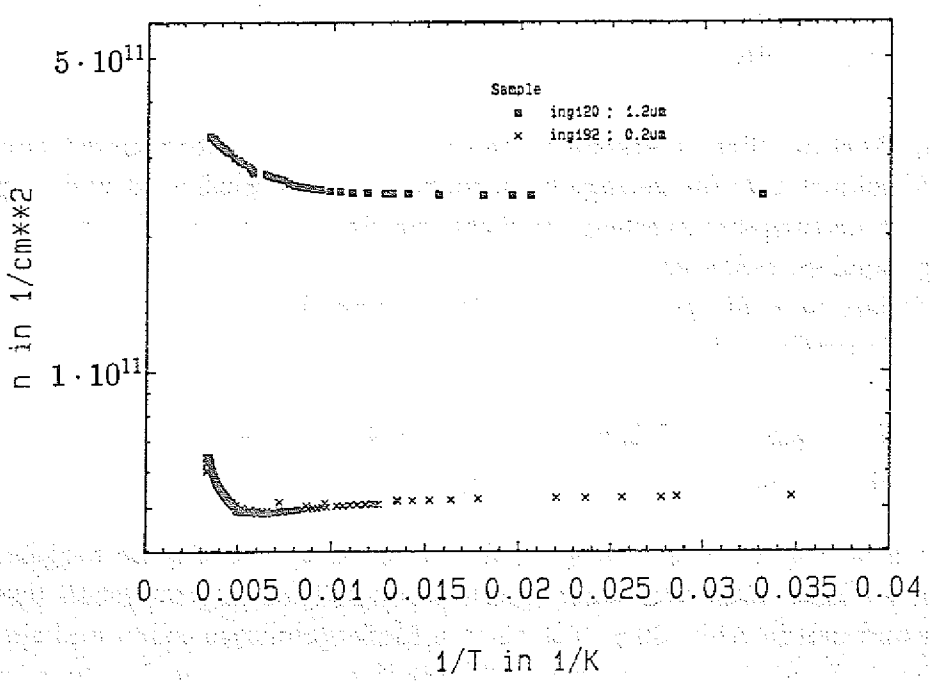


Abbildung 37: Meßkurven von $\mu(T)$ und $n_s(T)$ bei Schichtpaketen wie oben aber ohne Dotierung.

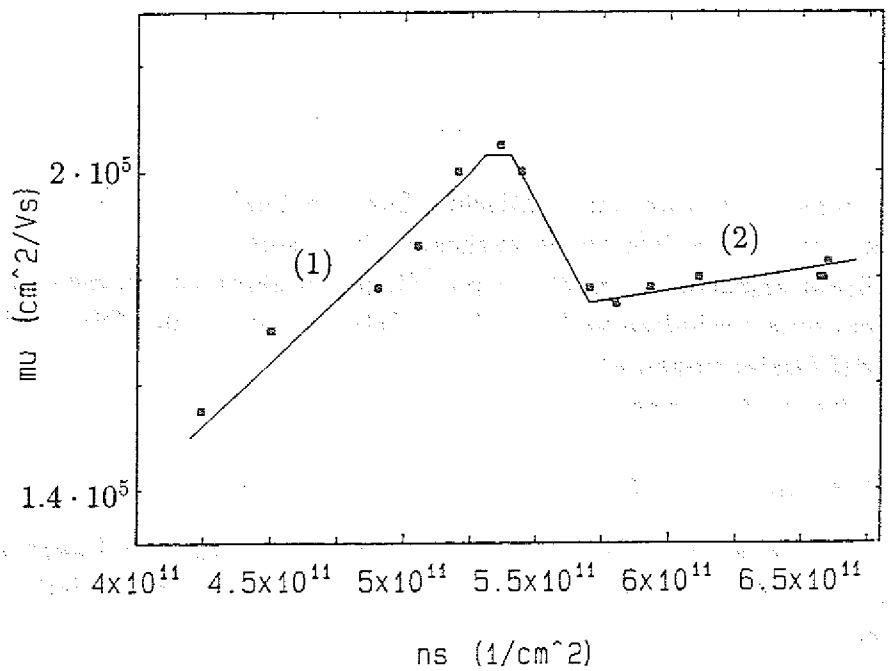


Abbildung 38: $\mu(n_s)$ aus der gesamten ersten Meßreihe (T = 5K).

Interessant für uns war nun der Zusammenhang zwischen Beweglichkeit und Schichtdicken des ternären Materials. Abb. 38 zeigt die Meßergebnisse für variierendes d_{InGaAs}. Aufgetragen ist wegen des direkten Zusammenhanges $\mu(n_s)$. Man erkennt zwei nahezu lineare Bereiche (1) und (2) sowie einen abrupten Anstieg von μ im Bereich zwischen $5.2 \cdot 10^{11}\ cm^{-2}$ und $5.7 \cdot 10^{11}\ cm^{-2}$. Die nahezu konstante Beweglichkeit von $\mu = 180000\,\frac{cm^2}{Vs}$ für Proben mit $d_{InGaAs} > 400\ nm$ ist bereits ein ausgezeichneter Tieftemperaturwert, Beweglichkeiten von $\mu = 210000\,\frac{cm^2}{Vs}$ ($d_{InGaAs} = 250\ nm$) sind unseres Wissens jedoch nirgendwo erreicht worden.

Nach der Theorie erwartet man nach Abschnitt 2.2 Gleichung (12) und (14) eine Abhängigkeit der Beweglichkeit zwischen

$$\mu \sim n_s^{1.5} \qquad \text{und} \qquad \mu \sim n_s^{-0.5}$$

je nachdem in welchem Schichtkonzentrationsbereich man sich gerade befindet (vgl. Abb. 5 a)). Kalkulationen ergaben für den Bereich (1) einen Zusammenhang

$$\mu \sim n_s^{1.2}$$

und für (2)

$$\mu \sim n_s^{0.3}$$

womit beide Werten auf einen Mischeinfluß von Legierungsstreuung und Streuung an ionisierten Störstellen zurückzuführen sind.

Unerklärbar erscheint lediglich die plötzliche Zunahme von μ, die das ansonsten monotone Verhalten verletzt. Erst Untersuchungen des QH-Effektes und von SdH-Oszillationen an strukturierten Hallbarrenproben geben einen Aufschluß über dieses Phänomen.

5.1.2 QHE- und SdH-Messungen

Bei ca. 2 K wurden der Widerstand in Stromrichtung (R_{xx}) und senkrecht dazu (R_{xy}) bei Magnetfeldern zwischen 0 T und 10 T senkrecht zur leitenden Schicht bei einer Probe mit $d_{InGaAs} = 0.2\ \mu m$ und einer mit $d_{InGaAs} = 1.2\ \mu m$ gemessen.

Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 39 a) und b) sowie 40 graphisch dargestellt. Abb. 39 zeigt die typischen SdH-Oszillationen, wobei der Lock-In-Output ($\sim R_{xx}$) nur deswegen nicht 0 wurde, weil bei den verwendeten Temperaturen durch die unscharfe Verteilung der Elektronen auf die Niveaus die Ausläufer zweier Peaks überlappen. Unter Verwendung von Gleichung (28) läßt sich aus der Abfolge von Minima und Maxima der Oszillationen die Schichtladungsträgerkonzentration jedes besetzten Subbandes errechnen:

$$n_s = 2\frac{e}{h} \cdot \left(\frac{1}{B_2} - \frac{1}{B_1}\right)^{-1} \tag{44}$$

Hierbei wird davon ausgegangen, daß die Zahl der freien Ladungsträger nicht varriert und n_s mit N_L für den Fall nur noch eines besetzten Subbandes übereinstimmt. Für eine 0.2 μm dicke $InGaAs$-Schicht ergibt sich ein Wert von ca. $5.4 \cdot 10^{11}\ cm^{-2}$ in recht guter Übereinstimmung mit der Meßkurve (Abb.36). Ein weiteres besetztes Subband ist nicht zu erkennen. Dagegen ist in Abb. 39 b) deutlich die Überlagerung zweier Oszillationsserien zu beobachten (*,**). Ermittelt man nach obiger Formel aus der Lage der Widerstandsmaxima speziell für große Magnetfelder die Ladungsträgerkonzentration, so erhält man $n_{s0} = 5.03 \cdot 10^{11}\ cm^{-2}$.

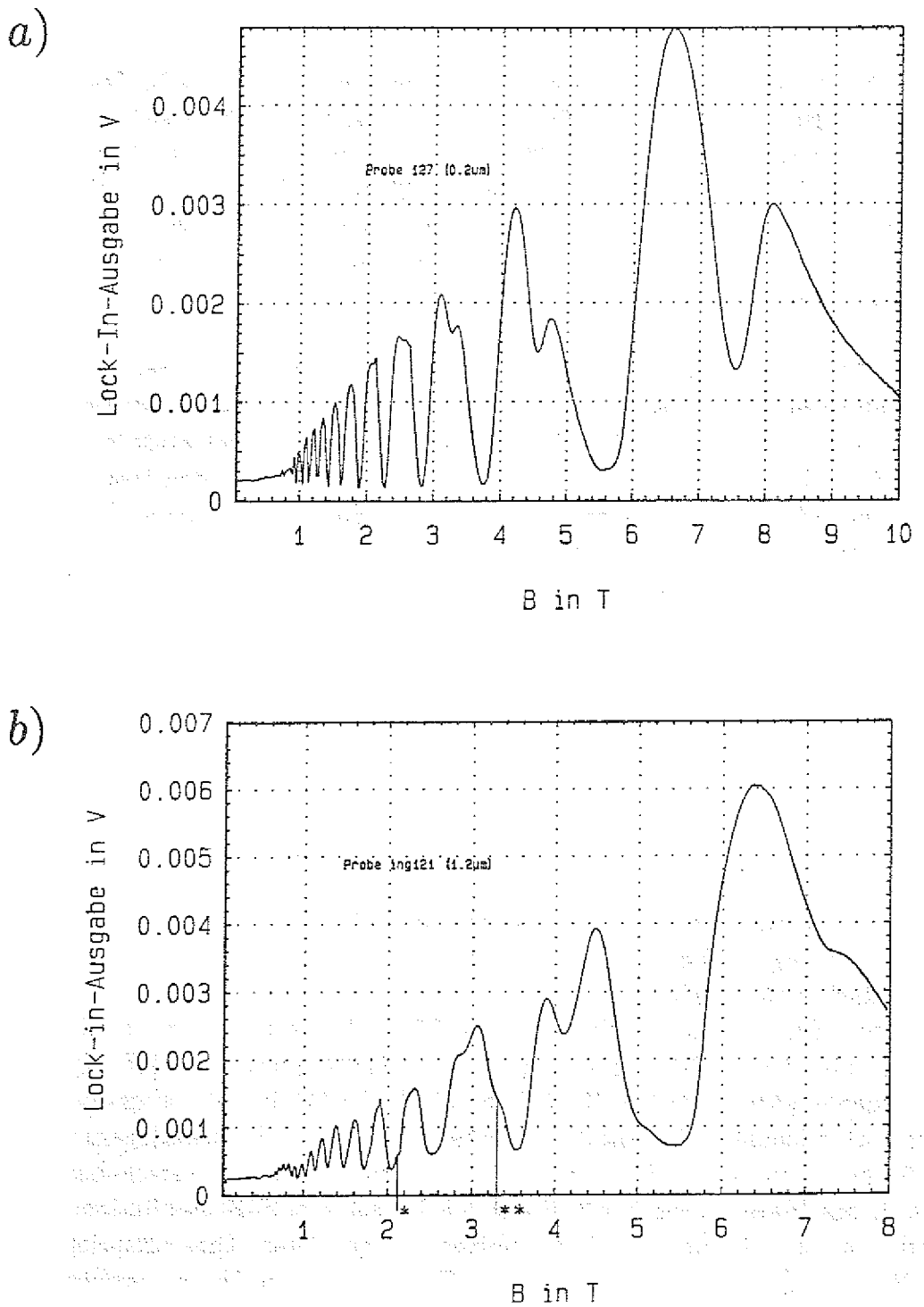


Abbildung 39: SdH-Oszillationen für eine Probe mit a) $d_{InGaAs} = 200\ nm$ und b) $d_{InGaAs} = 1.2\ \mu m$ ($T = 2K$).

Dieser Wert liegt weit unterhalb des Ergebnisses aus der Hall-Effekt-Messung (n_s). Bildet man nun die Differenz $n_s - n_{s0}$, so berechnet sich eine fehlende Konzentration von $n_{s1} = 1.606 \cdot 10^{11}\, cm^{-2}$. Eine Serie von Oszillationen zu einem Subband mit einer Besetzung n_{s1} hätte für die Füllung zweier Landauniveaus gerade bei $B = 3.3T$ für drei Landauniveaus bei $B = 2.2T$ ein Minimum. Abb. 39 b) läßt in Übereinstimmung hiermit an den durch $*$ und $**$ gekennzeichneten Stellen bei $B = 3.3T$ und $B = 2.1T$ deutlich Strukturen erkennen.

In dem Fall einer hohen Zahl von Ladungsträgern im Topf liegen zwei gefüllte Subbänder vor. Damit wird der sprunghafte Anstieg der Beweglichkeit in Abb. 38 verständlich. Ab einer bestimmten Konzentration wird nur noch ein Subband von den Elektronen populiert und durch den Wegfall der Intersubbandstreuung (Abschnitt 2.2) steigt die Elektronenbeweglichkeit. Wegen der Aufweichung der Zustandsdichte in der Nähe von $E = E_F$ ist der Beweglichkeitsanstieg nicht perfekt scharf.

Aus den Schichtkonzentrationen läßt sich unter Zuhilfenahme von Gleichung (6)(Abschnitt 2.1) der Energieabstand $E_F - E_i$ berechnen. Es ergibt sich

$$\begin{aligned} \text{für} \quad d_{InGaAs} = 0.2\,\mu m \quad &: \quad E_F - E_0 = \quad 27.5\ meV \\ \text{und für} \quad d_{InGaAs} = 1.2\,\mu m \quad &: \quad E_F - E_0 = \quad 25.7\ meV \\ & \quad E_F - E_1 = \quad 8.2\ meV \end{aligned}$$

Rückschlüsse aus diesen Werten auf die genaue Form des Quantentopfes oder die Änderung des Leitungsbandverlaufes mit varrierendem d_{InGaAs} waren uns jedoch nicht möglich.

Auch aus den Stufen des QH-Effektes läßt sich die Besetzung zweier Subbänder ableiten. Während eine gute Übereinstimmung der Meßwerte mit der Theorie (Abschnitt 2.4, Gl.(34)) bei Probe ing127 besteht, sind doch deutliche Abweichungen bei ing121 zu erkennen. Durch die Überlagerung zweier Stufenserien werden die Widerstände zu kleineren Werten verschoben. So ist z.B. das Plateau zwischen 5 T und 5.5 T nach den SdH-Oszillationen eindeutig einer Besetzung von 4 Landauniveaus zuzuordnen. Dies entspricht einem R_{xy} von $\frac{h}{4e^2}$, der jedoch von der Meßkurve nicht annähernd erreicht wird.

Damit soll die Diskussion um das Verständnis der ersten Meßreihe abgeschlossen sein, und wir beschränken uns bei den folgenden Untersuchungen

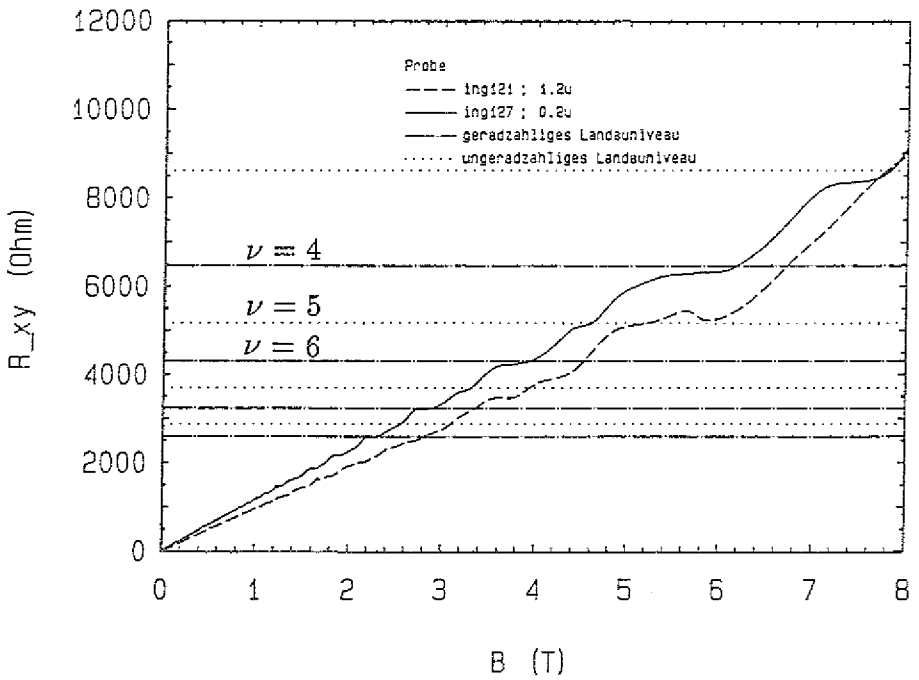


Abbildung 40: QHE-Meßkurven für eine Probe mit $d_{InGaAs} = 200\ nm$ und $d_{InGaAs} = 1.2\ \mu m$ $(T = 2K)$.

auf Schichtpakete mit d_{InGaAs} zwischen 150 nm und 250 nm, welche die anfangs gestellten Bedingungen hoher Tieftemperaturbeweglichkeit und guter Strukturierungsmöglichkeit des 2DEG erfüllen.

Eine vollständige Auflistung der Meßergebnisse findet sich in Anhang B.

Erwähnt sei noch, daß auch die Beweglichkeitswerte bei Raumtemperatur mit μ um 10000 $\frac{cm^2}{Vs}$ für ausgezeichnete Schichtqualitäten und wegen der sehr guten Reproduzierbarkeit für eine hervorragende Prozeßkontrolle sprechen.

5.1.3 Messungen an Quantendrähten

Für die nächste Versuchsreihe benutzten wir eine Probe mit $d_{InGaAs} = 0.2\ \mu m$ und nahmen eine Strukturierung wie in Abschnitt 4.2 zur Herstellung von Quantendrähten vor.

Mittels Elektronenstrahllithographie definierten wir Geometrien mit Drahtbreiten von 540 nm, 670 nm und 1100 nm, wie Untersuchungen mit dem Elektronenmikroskop ergaben. (Um Randeffekte beobachten zu können,

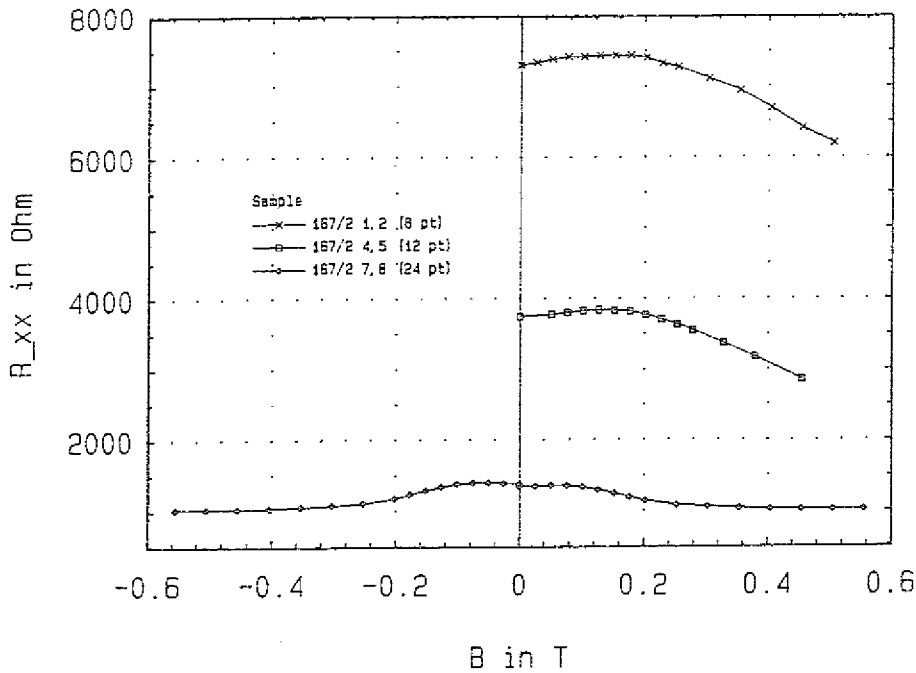


Abbildung 41: Magnetowiderstand für Proben mit einer geometrischen Drahtbreite von 540 nm, 670 nm und 1100 nm ($T = 5K$).

muß $W \approx l_0$ sein. Bei einem mittleren Wert von $n_s = 5 \cdot 10^{11}\, cm^{-2}$ und $\mu = 180000$ ergibt sich für die elastische freie Weglänge $l_0 = 2\mu m$.) Für die Variation eines Magnetfeldes im Bereich zwischen 0 T und 0.6 T wurde R_{xx} in Abständen von 0.025 T bestimmt.

Abb. 41 zeigt die aufgenommenen Meßwerte, wobei 8pt (8 Punkt) für den dünnsten und 24pt für den dicksten Draht steht. Wie nach Gl. (36) und (37) erwartet, steigt $\varrho_{eff}(B = 0)$ für kleiner werdendes W. Leider waren wir aufgrund der Tatsache, daß nur drei Proben vermessen werden konnten, nicht in der Lage, W unter Variation von p (p bestimmt den Anteil der diffusen Streuung am Rand) aus einem Fit an die Meßdaten zu bestimmen. Stattdessen verwendeten wir den bereits in Abschnitt 4.2 vorgestellten Zusammenhang zwischen Zyclotronradius und Drahtbreite ($0.55 \cdot r = W$) für das Widerstandsmaximum der R_{xx}-Kurven. Unter Verwendung von Gl. (21) und (6) ergibt sich:

$$W = \frac{\hbar}{e}\sqrt{2\pi n_s} \cdot \frac{1}{B_{max}} \tag{45}$$

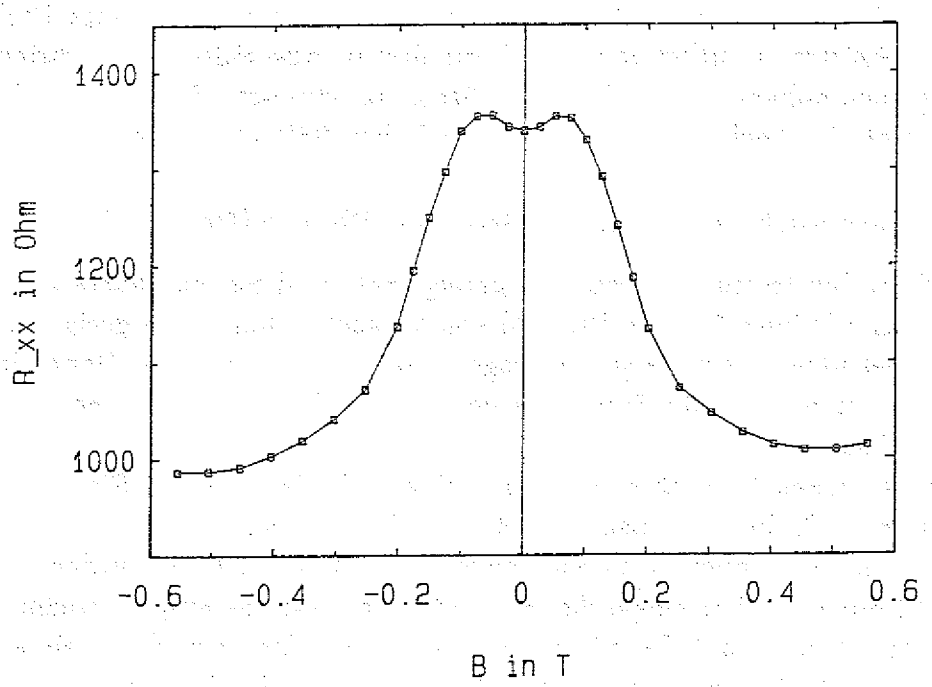


Abbildung 42: R_{xx} für $B = 0T$ bis $B = 0.6T$ bei einem Draht von $W = 900nm$ ($T = 5K$).

Das Maximum des Magnetowiderstandes rückt für größer werdendes W immer mehr zu kleinen Magnetfeldern. Diese Tendenz läßt sich mit bloßem Auge aus Abb. 41 entnehmen. Unter Zuhilfenahme von Gl. (45) ermittelten wir:

geometrische Drahtbreite	elektrische Drahtbreite (W)
540 nm	420 nm
670 nm	450 nm
1100 nm	900 nm

Damit wird durch die Ätzung (Einbau von Randverunreinigungen) und durch die Verarmungszone aufgrund von Randzuständen, die am Ladungstransport beteiligte 2D-Schicht zwischen 20% und 30% kleiner als die geometrische Vorgabe.

Nach Gl. (6) errechnet sich eine Fermiwellenlänge für das verwendete System von $\lambda_F \approx 40\,nm$. Es erscheint also berechtigt, zumindest bei den dünnsten Drähten von Quantendrähten zu reden.

Abb. 42 zeigt noch einmal im Detail den Verlauf von R_{xx} für eine Probe mit $W = 900\,nm$. Deutlich lassen sich die drei in Abschnitt 2.5 beschriebenen Regionen anhand der wechselnden Steigung unterscheiden. Für größere Magnetfelder beobachtet man dann die typischen SdH-Oszillationen.

5.1.4 Untersuchungen zur persistenten Photoleitfähigkeit

Wie sich in den letzten Abschnitten gezeigt hat, sind Schichtpakete gerade mit $d_{InGaAs} = 0.2\mu m$ für eine Vielzahl von Versuchen besonders geeignet.

Eine Beeinflussung der Ladungsträgerkonzentration sowie der Beweglichkeit ist im Hinblick auf die Steuerung der Leitfähigkeit in Bauelementen von größter Bedeutung.

In einer neuen Versuchsserie untersuchten wir deshalb den Einfluß von Licht auf eine Probe mit einer $InGaAs$-Schichtdicke von $0.2\mu m$.

In einem Tieftemperaturbereich zwischen 5 K und 300 K wurden $\mu(T)$ und $n(T)$ mit und ohne eingeschalteter roter Leuchtdiode aufgenommen.

Zu bemerken ist, daß diese Messungen ca. zwei Monate nach der Herstellung der Schichten vorgenommen wurden und durch den bereits erwähnten Alterungsprozeß die Absolutwerte gerade der Beweglichkeit stark von den in Anhang B vorgestellten abweichen. Da wir jedoch diese Meßreihe innerhalb eines Tages durchführten und da das 2DEG wie Abb. 43 und Abb. 44 zeigen noch deutlich und in guter Qualität auftritt, glauben wir die Ergebnisse auf neuerstellte Schichtsysteme anwenden zu dürfen.

Aus Abb. 43 ist zu entnehmen, daß bei durchgehender Beleuchtung während des Abkühlprozesses über den Hall-Effekt permanent eine höhere Ladungsträgerkonzentration gemessen wird, der prinzipielle Verlauf von $n(T)$ aber keine Beeinflussung erfährt. Durch die Anregung von Elektronen aus dem Valenzband (vgl. Abschnitt 2.1.1) nimmt die Zahl von Ladungsträgern, die detektiert werden, im Leitungsband zu. Man entnimmt Abb. 43 Werte von

$$n_s = 5.3 \cdot 10^{11} \frac{1}{cm^2} \quad \text{ohne Beleuchtung}$$
$$n_s = 6.0 \cdot 10^{11} \frac{1}{cm^2} \quad \text{mit Beleuchtung}$$

(für Temperaturen $T < 70K$ rekombinieren Elektronen und Löcher nicht mehr, und eine Beleuchtung wird unnötig. In diesem Bereich ist die Leitung nahezu zweidimensional und n_s erlaubt die Untersuchung von persistenten Effekten.)

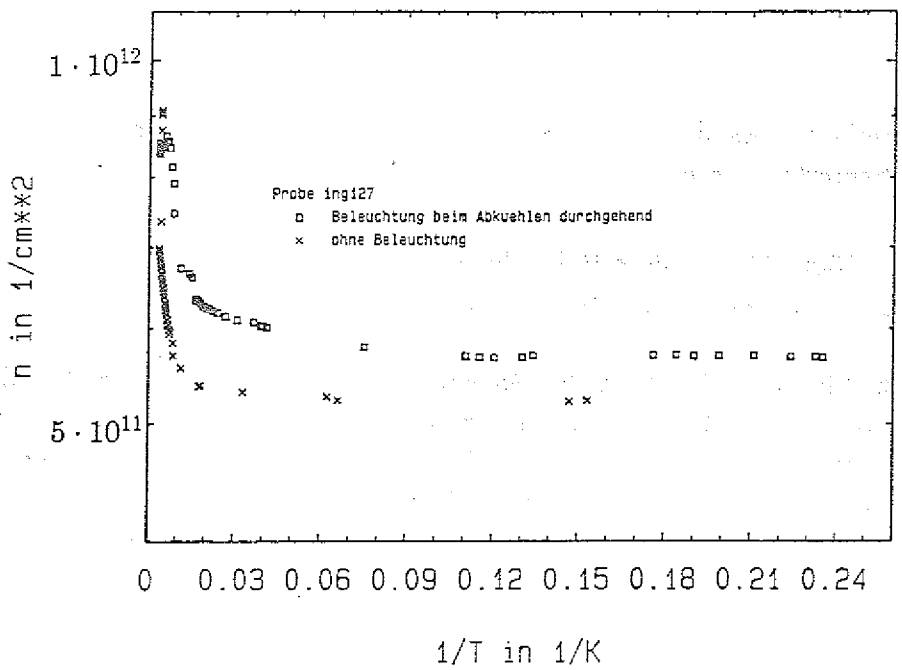


Abbildung 43: $n(T)$ für eine Probe mit $d_{InGaAs} = 0.2\mu m$ mit und ohne Beleuchtung mit einer roten Leuchtdiode (siehe [6]).

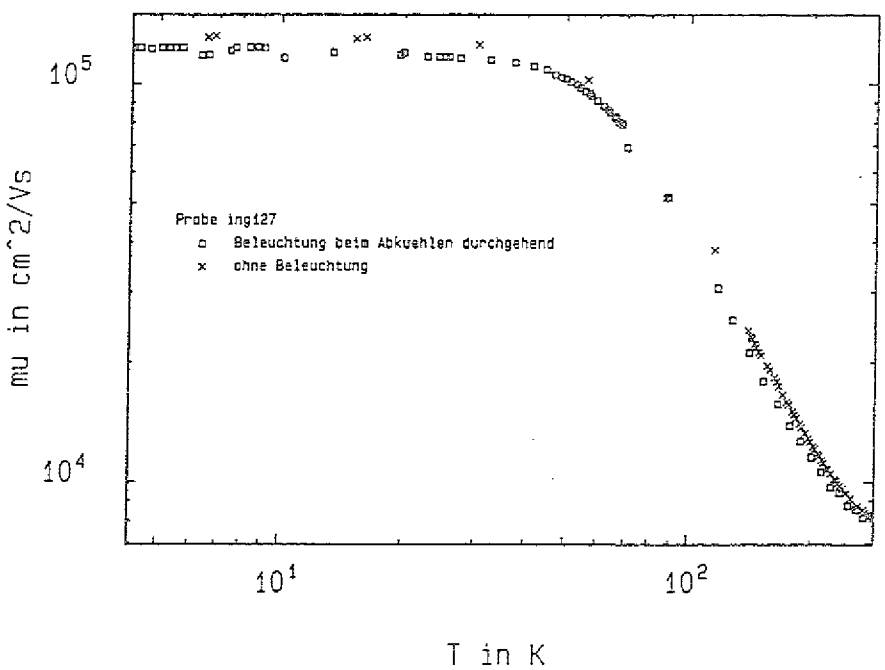


Abbildung 44: $\mu(T)$ für eine Probe mit $d_{InGaAs} = 0.2\mu m$ mit und ohne Beleuchtung.

Betrachtet man die zugehörigen Tieftemperaturebeweglichkeiten (Abb. 44), so bemerkt man eine ca. 10% Abnahme von μ bei Beleuchtung:

$$\mu = 130000\,\frac{cm^2}{Vs} \quad \text{ohne Beleuchtung}$$
$$\mu = 115000\,\frac{cm^2}{Vs} \quad \text{mit Beleuchtung}$$

Nach Abschnitt 5.1.1, Abb. 38 wird dieses Verhalten erwartet, da im Bereich von $n_s = 5.2 \cdot 10^{11}\,cm^{-2}$ bis $n_s = 5.7 \cdot 10^{11}\,cm^{-2}$ gerade ein zweites Subband besetzt wird und so durch die Intersubbandstreuung eine ca. 10% Änderung der Beweglichkeit zustande kommt.

Das Produkt aus n_s und μ bleibt innerhalb der hier durchgeführten Versuchsreihe nahezu konstant, und es ermittelt sich ein Wert für die Leitfähigkeit unabhängig von einer äußeren Einflußnahme von $\sigma = 0.011\,\frac{1}{\Omega}$.

5.2 Verspannte $In_xGa_{1-x}As/InP$-Strukturen

Nach den in Abschnitt 5.1 durchgeführten Messungen ist eine Verbesserung der elektrischen Eigenschaften bei Schichten der Art Abb. 33 zwar durch eine noch bessere Kontrolle des Wachstums denkbar, weitaus vielversprechender ist jedoch eine Modifikation der Schichtenfolge wie in Abb. 45 dargestellt.

Betrachtet man gerade im Hinblick auf hohe Beweglichkeiten bei tiefen Temperaturen die begrenzenden Streumechanismen im $InGaAs/InP$-System, so bemerkt man, wie in Abschnitt 2.2 ausgeführt, eine Abhängigkeit nach Gleichung (14) sowohl von der effektiven Masse als auch vom In- bzw. Ga-Gehalt der Schicht, in der sich das 2DEG ausprägt.

Wächst man auf InP ein Material mit einer anderen Gitterkonstanten auf, so treten ab einer kritischen Schichtdicke (d_{krit}), die vom verwendeteten Halbleiter abhängt, Versetzungen auf, die auf die Elektronenbewegung einen unerwünschten Einfluß haben. Bleibt man jedoch unterhalb von d_{krit}, so entsteht eine verspannte Schicht. Eine $In_xGa_{1-x}As$-Schicht mit $x > 0.53$ vereint, solange $d_{krit}(x)$ nicht überschritten wird, den Vorteil einer kleinen effektiven Masse mit dem einer Erhöhung der Gitterordnung ($x \cdot (1-x)$ klein), was beides zur Reduktion des Legierungsstreueinflusses führt.

Aus diesem Grund modifizierten wir die bis zu diesem Moment verwendetete Schichtenfolge in der Art, daß bei der Epitaxie zwischen $In_{0.47}Ga_{0.53}As$-Schicht und Spacer eine 10 nm dicke $In_xGa_{1-x}As$-Lage mit variierendem x-Wert eingefügt wurde. Das 2DEG befindet sich nun in der verspannten Schicht.

Durch die hohe Gitterfehlanpassung wird aus der kubischen Gitterstruktur eine tetragonale, und aufgrund der größeren Gitterkonstante im verspannten Material nimmt der Einfluß des Gitters auf die Elektronen ab, wodurch m^* kleiner wird. Außerdem vergrößert sich durch die Verringerung von E_g bei $x > 0.53$ die Leitungsbanddiskontinuität ΔE_L, und die Wellenfunktion der Elektronen im Topf reicht weniger weit in das InP-Material. Der Einfluß der ionisierten Störstellen auf die Beweglichkeit sinkt. All diese Komponenten sollten zu einer Erhöhung der Tieftemperaturbeweglichkeit führen.

Erwähnt sei noch, daß als Ausgangspunkt eine Struktur mit einer 150 nm dicken $InGaAs$-Deckschicht benutzt wurde, die nach den vorangegangenen Messungen einen guten Basiswert der Beweglichkeit liefert.

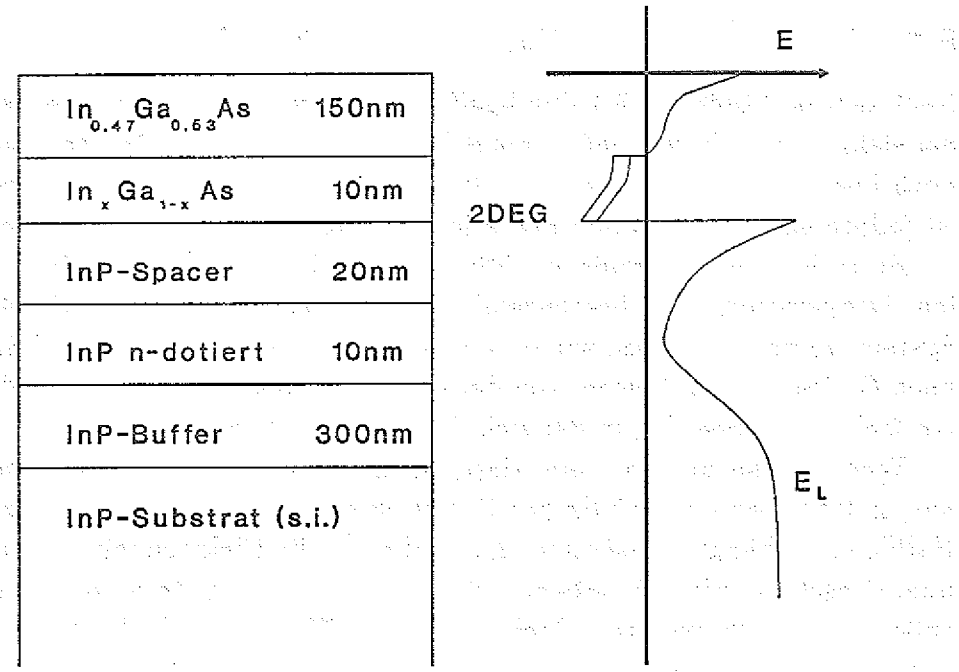


Abbildung 45: Schichtenfolge des verspannten $InGaAs/InP$-Systems sowie der qualitative Leitungsbandverlauf.

5.2.1 Hall-Effekt-Messungen

Für diese Meßreihe wurden x-Werte zwischen 0.53 und 0.81 bei der Epitaxie der Schichten eingestellt. Eine Bestimmung des In-Gehaltes geschah über SNMS (Spattered Neutral Mass Spectroskopy), RBS (Rutherford Backscattering) und EDX (Energy-Dispersion x-Ray).

Abb. 46 a) und b) zeigen die aufgenommenen Beweglichkeits- und Ladungsträgerdaten einiger ausgewählter Proben für einen Temperaturbereich von 5 K bis 300 K. In Analogie zu Abschnitt 5.1 erkennt man die für 2DEG typischen Verläufe von $n(T)$ und $\mu(T)$. Deutlich zeichnen sich zwei Tendenzen dieser Meßserie ab. Zum einen nimmt n_s mit größer werdendem x zu und zum anderen tritt die vorhergesagte Erhöhung der Tieftemperaturbeweglichkeit für hohe In-Gehalte sehr klar zu Tage.

Eine vollständige Auflistung der Meßergebnisse findet sich in Anhang C.

(Auch die Beweglichkeitswerte für Raumtemperatur steigen für zunehmenden In-Gehalt bis zu einem Maximalwert von $\mu_{x=0.773} = 15500\,\frac{cm^2}{Vs}$. In

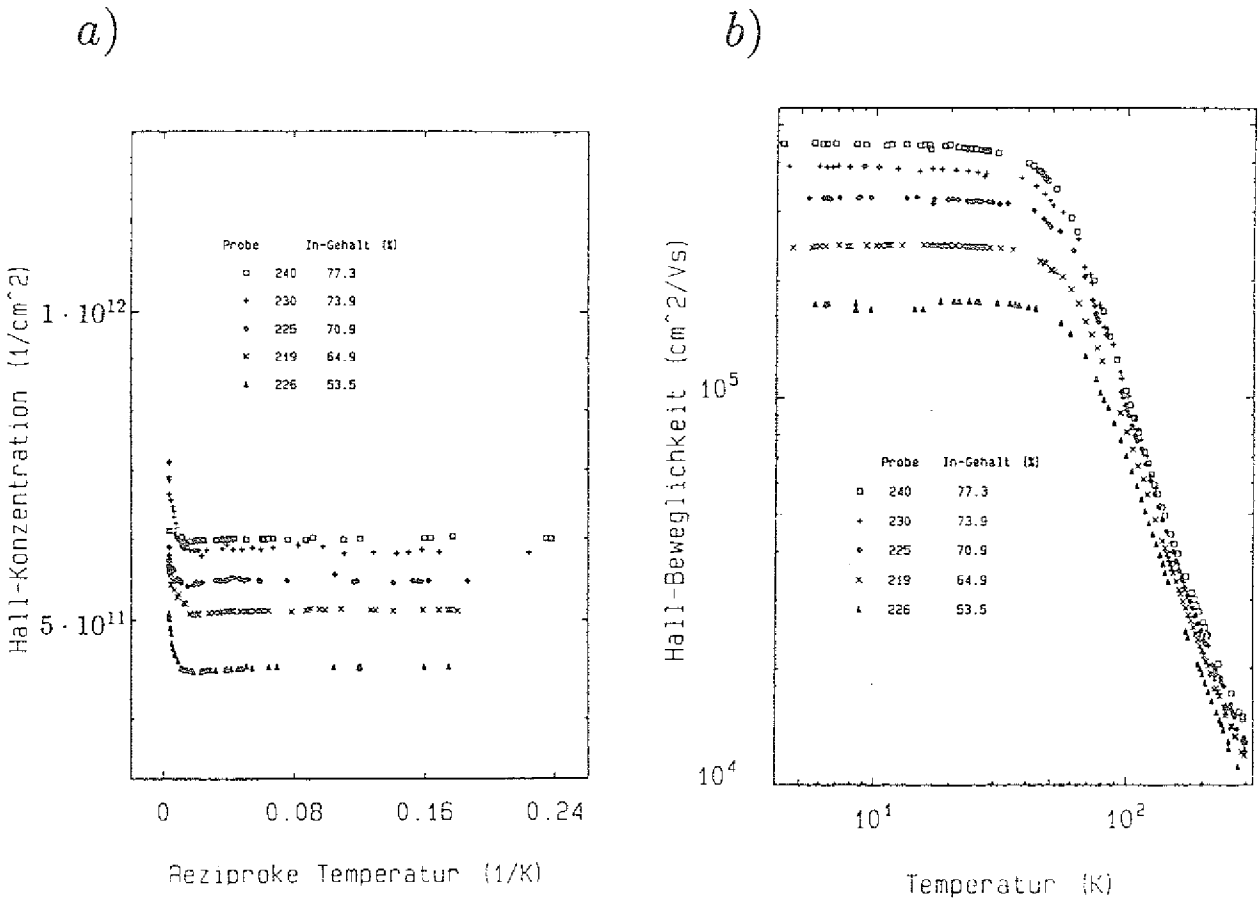


Abbildung 46: a) $n(T)$ und b) $\mu(T)$ für Proben mit variierender Verspannung.

dieser Arbeit soll aber nicht weiter auf eine diesbezügliche Interpretation, die mit der Änderung der Streuung an Gitterschwingungen verbunden ist, eingegangen werden.)

Trägt man die Meßwerte von n_s für 5 K gegen x (In-Gehalt) auf, so erhält man eine Kurve wie in Abb. 47 dargestellt. Auch wenn die einzelnen Punkte streuen, erkennt man doch die generelle Zunahme von n_s für größer werdenden In-Gehalt. Von $x = 0.53$ bis $x = 0.81$ steigt die Schichtkonzentration von $n_s = 4.5 \cdot 10^{11}\, cm^{-2}$ auf $n_s = 6 \cdot 10^{11}\, cm^{-2}$.

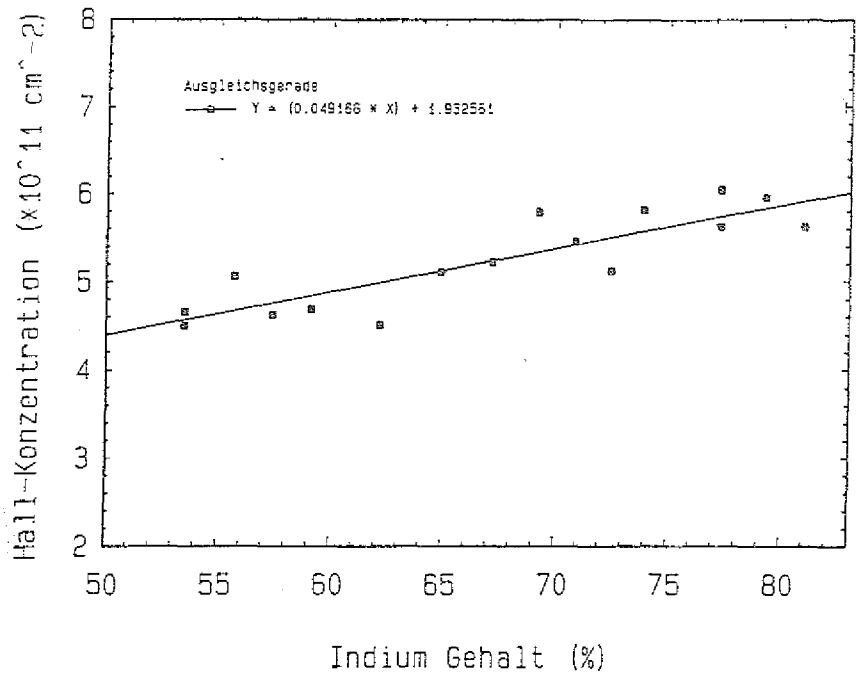


Abbildung 47: $n_s(In - Gehalt)$ für Schichten mit $0.53 \leq x \leq 0.81$.

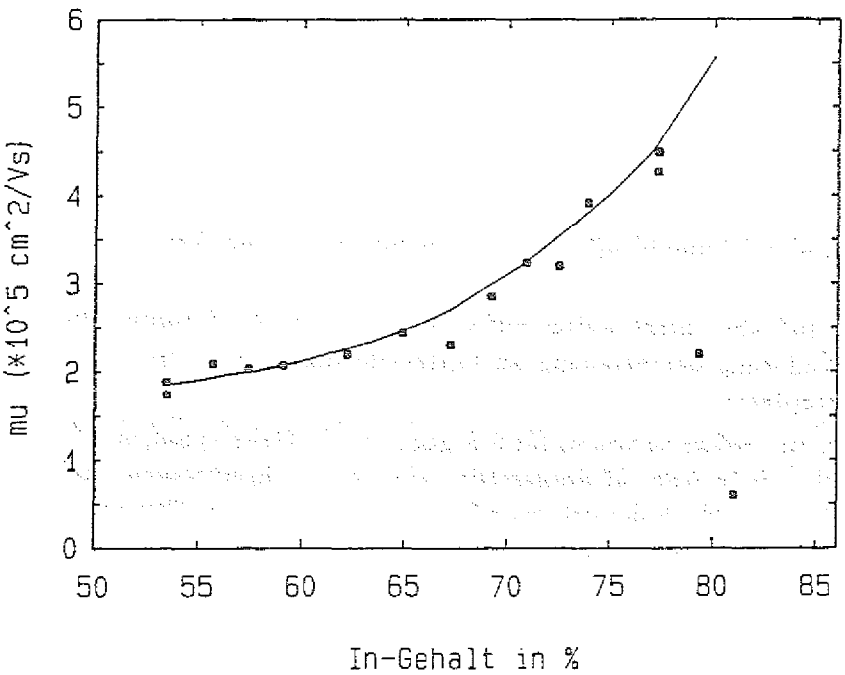


Abbildung 48: Beweglichkeitsänderung bei einer Zunahme des In-Gehaltes bis 81 % ($T = 5K$) und berechneter Fit.

Erklären läßt sich dieses Phänomen durch die stetige Erhöhung der Leitungsbanddiskontinuität. Ein großes ΔE_L bewirkt die Ausprägung eines tieferen 2D-Topfes relativ zum Ferminiveau, und auf jedes Subband können mehr Zustände entfallen ([24]).

Die Entwicklung der Beweglichkeitsdaten zeigt Abb. 48. Man erkennt die nicht lineare Zunahme von μ bis auf Werte von 450000 $\frac{cm^2}{Vs}$ bei einem In-Gehalt von ca. 77 % und einem anschließenden starken Abfall für $x > 0.77$.

Da für dieses Schichtsystem Legierungsstreuung und Streuung an ionisierten Störstellen bei tiefen Temperaturen die Beweglichkeit des 2DEG begrenzen, benutzten wir Gl. (14) und (12), um einen Fit an die Meßdaten vorzunehmen. Für den Gesamteinfluß der Schichtkonzentration verwendeten wir $\mu \sim n_s^{0.6}$ (siehe auch [6]). Die zu den entsprechenden In-Gehalten gehörenden effektiven Massen ermittelten wir durch lineare Interpolation der Daten von Mark Jaffe [22].

Sehr gute Übereinstimmung zwischen berechneten und gemessenen Daten ist für $x < 0.77$ gegeben. Ab $x > 0.77$ jedoch nimmt die Gitterfehlanpassung so zu, daß für die verwendeten Schichtdicken von 10 nm Versetzungen im Gitter auftreten. Nach [21] erwartet man eine Abnahme der Beweglichkeit zwischen einem In-Gehalt von 78 % und 83 % in guter Übereinstimmung mit unseren Meßdaten.

Um bei noch größeren Verspannungen keine Versetzungen vorliegen zu haben, starteten wir einen Versuch mit einer 5 nm dicken hochverspannten $InGaAs$-Schicht. Die Bestimmung von μ ergab jedoch sehr kleine Beweglichkeitswerte, die wir uns dadurch erklären, daß die Wellenfunktion der Elektronen jetzt weiter in das unverspannte Material zu reichen vermag und dadurch die in Abschnitt 5.1 behandelten Streueinflüsse zum Tragen kommen.

5.2.2 QHE- und SdH-Messungen

Als abschließende Messung kontrollierten wir die ermittelten Werte für n_s gerade im Hinblick auf die Besetzung mehrerer Subbänder durch die Aufnahme von SdH-Oszillationen und die Messung des QH-Effektes für einen Großteil der Proben. Durchgeführt wurden diese Untersuchungen bei 50 mK in dem $^3He/^4He$-Mischkryostat mit Feldern zwischen 0 T und 14 T. Wie die folgende Tabelle zeigt, besteht eine ausgezeichnete Übereinstimmung zwischen den Halldaten und den Ergebnissen dieser Meßreihe, was für die Besetzung lediglich eines Subbandes spricht. (n_s wird durch Gl. (44), Abschnitt 5.1.2 aus den SdH-Daten berechnet.)

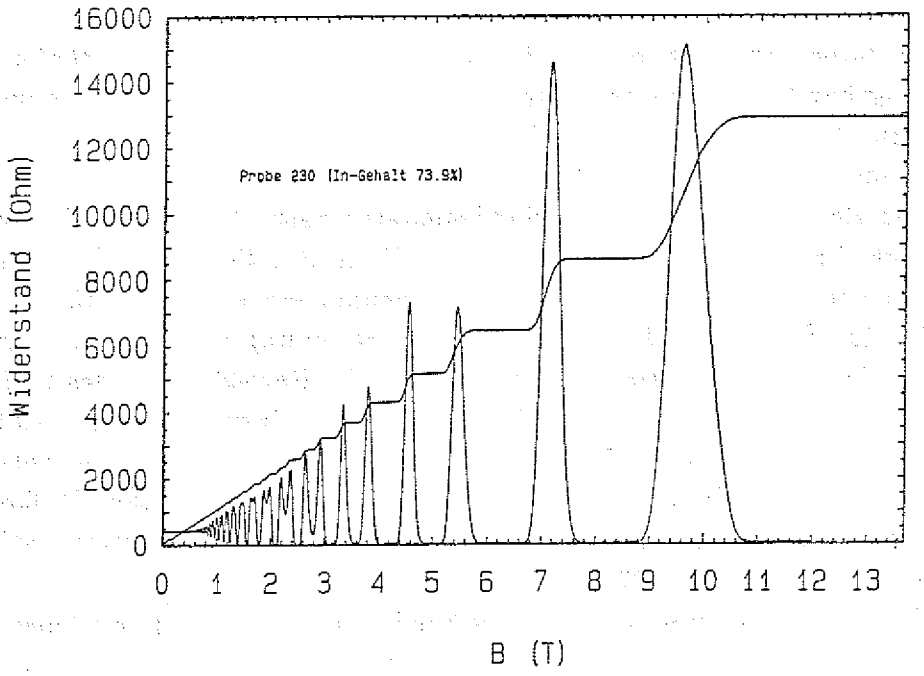


Abbildung 49: QH-Widerstand und SdH Oszillationen für eine Probe mit einem In-Gehalt von 73.9 % gegen ein Magnetfeld zwischen $0\,T$ und $14\,T$ bei ca. 50 mK. Die Oszillationen sind um den Faktor sieben verstärkt dargestellt.

Probe	In-Gehalt in %	kl. Hall-Effekt n_s in $10^{11}\,cm^{-2}$	SdH-Oszillationen n_s in $10^{11}\,cm^{-2}$
225	70.9	5.45	5.59
230	73.9	5.81	6.08
232	77.3	5.62	5.59
240	77.3	6.04	5.99

Abb. 49 zeigt für eine Probe mit einem In-Gehalt von 73.9 % die Darstellung von R_{xx} und R_{xy}. Im Gegensatz zu Abb. 39 a) und b) wird hier wegen der erheblich kleineren Temperatur R_{xx} wirklich, wie theoretisch erwartet, für bestimmte Magnetfeldbereiche null. Spinaufspaltung ist ab ca. $B = 1.7\,T$ aufzulösen. Die Serie der Oszillationen läßt nicht die Besetzung eines zweiten Subbandes im Topf erkennen. Bei anderen Proben deutete sich für sehr kleine Magnetfelder ($B < 1\,T$) und entsprechend kleinen Werten von n_s unsystematisch eine zweite Oszillationsserie an.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Untersucht wurden sowohl verspannte als auch unverspannte modulationsdotierte $In_xGa_{1-x}As/InP$-Heterostrukturen.

Zunächst wurde bei dem unverspannten $In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP$-System die $InGaAs$-Schichtdicke zwischen 1.2 μm und 50 nm variiert. Hierbei bestand das Interesse daran, die $InGaAs$-Schichtdicke zu ermitteln, ab der die Beweglichkeit für tiefe Temperaturen aufgrund des zu großen Einflusses der Oberflächenzustände rapide abfällt. Es ergibt sich ein Verlauf von μ in Abhängigkeit von der $InGaAs$-Dicke, der kein monotones Verhalten aufzeigt. Zwar nimmt die Schichtladungsträgerkonzentration durch die Reduktion der $InGaAs$-Deckschicht kontinuierlich ab, die Beweglichkeit zeigt jedoch ein deutliches Maximum bei $InGaAs$-Schichtdicken zwischen 150 nm und 250 nm. SdH- und QHE-Messungen ergaben, daß der sprunghafte Anstieg der Beweglichkeit von ca. 180000 cm^2/Vs für Schichtdicken größer als 250 nm auf 210000 cm^2/Vs für eine 200 nm $InGaAs$-Schicht auf das Entfallen der Intersubbandstreuung zurückzuführen ist.

Zur Herstellung der verspannten $In_xGa_{1-x}As/InP$-Strukturen, die zum Erreichen noch größerer Beweglichkeiten gewachsen wurden, verwendeten wir als Deckschicht eine 150 nm dicke $In_{0.53}Ga_{0.47}As$-Schicht. Diese erfüllt zum einen die Bedingung hoher Beweglichkeit und zum andern eignet sie sich für weitere Strukturierungsschritte, dadurch daß das 2D-Elektronengas nicht zu tief vergraben liegt. Zwischen dieser Deckschicht und dem InP-Spacer wurde eine $In_xGa_{1-x}As$-Schicht von 10 nm mit variierendem x-Wert gewachsen. Durch das Abscheiden von nicht an das InP-gitterangepaßtem Material unterhalb der kritischen Schichtdicke für $x < 0.77$ erreicht man die Bildung einer verspannten Schicht, in der sich das 2DEG ausprägt. Durch die Reduktion der Legierungsstreuung zusammen mit einer Abnahme der effektiven Masse sowie einer Erhöhung der Leitungsbanddiskontinuität, wodurch sich eine Erhöhung der Schichtladungsträgerkonzentration ergibt, erhöht sich die Tieftemperaturbeweglichkeit bei ca. 6K auf einen maximalen Wert für $x = 0.77$ von 450000 cm^2/Vs. Jenseits dieses x-Wertes ist ein starker Abfall der Beweglichkeit zu erkennen, da die $In_xGa_{1-x}As$-Schicht nicht mehr epitaktisch ist, und dadurch Versetzungen die Elektronenbeweglichkeit herabsetzen.

Schichtsysteme mit den oben genannten hohen Beweglichkeiten sind für Transportmessungen, bei denen eine hohe elastische freie Weglänge benötigt wird, sehr gut geeignet. Messungen von R_{xx} für kleine Magnetfelder an

Quantendrähten mit elektrischen Weiten zwischen 400 nm und 900 nm wurden durchgeführt und zeigten die für das *"confinement"* typischen Magnetowiderstandmaxima für $B > 0$, bevor SdH-Oszillationen einsetzen.

Es ist somit insgesamt gelungen, ein System hoher Beweglichkeit und guter Schichtkonzentration zu finden, wodurch sowohl Quanteneffektmessungen, z. B. Quanteninterferenzeffekte oder Messungen an Punktkontakten als auch Bauelementeherstellung, wie z. B. HEMT, ermöglicht werden.

Weitere Arbeiten, die aufbauend auf den momentanen Wissensstand ein tieferes Verständnis in den Ladungstransport bei $InGaAs/InP$-Heterostrukturen erbringen könnten, sollten sich mit der Strukturierung von verspannten Schichtpaketen beschäftigen.

Denkbar ist auch die Ersetzung des InP-Materials durch $AlInAs$, wodurch eine weitere Erhöhung der Leitungsbanddiskontinuität an der Halbleitergrenzschicht erreicht würde und noch größere Beweglichkeiten realisiert werden könnten.

Im Zusammenhang mit der Erstellung von Bauelementen ist vor allem eine gute Schottky-Barriere an der Probenoberfläche notwendig. Vielversprechend erscheint sowohl eine Oberflächenbehandlung (z. B. mit $P_2S_5/(NH_4)_2S$ ([20])) als auch die epitaktische Abscheidung einer p-dotierten InP-Deckschicht.

Danksagung

Für die vielseitige Unterstützung bei der Erstellung meiner Diplomarbeit danke ich an dieser Stelle:

Herrn Prof. Dr. Lüth, der diese Arbeit vergeben hat und mir die Möglichkeit gab, diese im Institut für Schicht- und Ionentechnik der KFA Jülich anzufertigen,

Herrn Prof. Dr. Lengeler, der durch seine intensive Beratung und Kontrolle das zügige Zustandekommen dieser Arbeit entscheidend beeinflußt hat,

Herrn Dipl. Phys. Th. Schäpers für die ausgezeichnete Betreuung, in der er zu jedem Zeitpunkt mit Rat und Tat zur Verfügung stand, für eine Vielzahl von hilfreichen Diskussionen sowie für die kritische Durchsicht der Arbeit,

Frau Dr. H. Hardtdegen sowie Herrn Dipl. Phys. R. Meyer für die kooperative Arbeit bei der Erstellung der hervorragenden $InGaAs/InP$-Schichten und eine Reihe interessanter Gespräche,

Herrn Dipl. Phys. F. Müller für die Unterstützung bei der Präparation sowie für viele hilfreiche Anregungen,

Frau H. Löken Larsen, mit der ich in einem angenehmen Arbeitsklima einen Großteil meiner Arbeit zusammenstellen konnte,

Herrn B. Rösen, Herrn M. Kubon und Herrn J. Popovic für interessante Diskussionen rund um die Halbleiterphysik,

meiner Schwester und meinen Eltern, die mir bei der Erstellung dieser Arbeit am Computer unschätzbare Hilfe geleistet haben

und allen im Institut, die jederzeit hilfsbereit bei Fragen und Problemen zur Verfügung standen.

Literaturverzeichnis

[1] J. J. Harris, J. A. Pals, R. Woltjer: *Electronic transport in low-dimensional structures*, Rep. Prog. Phys., 52, (1988)

[2] H. Ibach, H. Lüth: *Festkörperphysik*, 2. Auflage, (Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1988)

[3] D. A. Anderson, N. Aspley: *The Hall Effect in III-V semiconductor assessment*, Semicond. Sci. Technol., 1, 187, (1986)

[4] W. Walukiewicz, H. C. Gatos: *Electron mobility in modulation-doped heterostructures*, Phys. Rev. B, 30 (8), 4571, (1984)

[5] H. L. Störmer, A. C. Gossard, W. Wiegmann: *Observation of intersubband scattering in a 2-dimensional electron system*, Solid State Com., 41 (10), 707, (1982)

[6] M. J. Kane, D. A. Anderson, L. L. Taylor, S. J. Bass: *Transport properties and persistent photoconductivity in* $InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ *modulation doped heterojunctions*, Appl. Phys. , 60 (2), 657, (1986)

[7] Yoshikazu, Takeda, Sasaki: *Calculated Elektron Mobility of Two-Dimensional Elektrons in AlInAs/InGaAs and InP/InGaAs Single Heterostructures*, Japanes Journal of Appl. Phys., 24 (10), 1307, (1985)

[8] D. Grützmacher, R. Meyer, P. Balk: *Properties of the two dimensional electron gas in modulation doped GaInAs(P)/InP structures*

[9] K-F. Berggren, D. J. Newson: *Magnetic depopulation of electronic subbands in low-dimensional semiconductor systems and their influence on the electrical resistivity and Hall effect*, Semicond. Sci. Technol., 1, 327, (1986)

[10] K. von Klitzing: *The Quantized Hall Effect*, Rev. of Solid State Science, 1 (1), 121, (1987)

[11] K. von Klitzing: *Der Quanten-Hall-Effekt*, Spektrum der Wissenschaft, (1986)

[12] M.Büttiker: *Absence of backscattering in the quantum Hall effect in multiprobe conductors*, Physical Rev. B, 38 (14), 9375, (1988)

[13] H. L. Stormer, D. C. Tsui: *The Quantized Hall Effect*, Science, 220 (1983)

[14] T. J. Thornton, M. L. Roukes, A. Scherer, B. P. Van der Gaag: *Granularity in narrow wires*

[15] T. J. Thornton, M. L. Roukes, A. Scherer, B. P. Van der Gaag: *Microfabrication and electron scattering in very small devices*, Inst. Phys. Conf. Ser., 106, (1989)

[16] A. Hessel: *Laterale Transportmessung an GaAs, InP und GaAs/AlGaAs, InP/InGaAs-Heterostrukturen*, Diplomarbeit, RWTH Aachen, (1990)

[17] E. Ditlefsen, J. Lothe: *Theory of Size Effects in Electrical Conductivity*, 759, (1966)

[18] M. Benzaquen, D. Walsh, K.Mazuruk: *Hall Factor of doped n-type GaAs and n-type InP*, Phys. Rev. B, 34 (12), 8947, (1986)

[19] L. J. Van der Pauw: *A Method of Measuring Specific Resistivity and Hall Effect of Discs of Arbitrary Shape*, Phillips Research Reports, 13, (1958)

[20] K. C. Hwang, S. Sheng: *Schottky barrier height enhancement of n-$In_{0.53}Ga_{0.47}As$ by a novel chemical passivation technique*, J. Appl. Phys., 67 (10), 6571, (1990)

[21] M. Jaffe, J. Singh: *Band structure and charge control studies of n- and p-type pseudomorphic modulation-doped field-effect transistors*, J. Appl. Phys., 65 (1), 329, (1989)

[22] M. Jaffe, D. Pavlidis, J. Singh, H. Chau: *Design and Experimental Characteristics of Strained $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_xGa_{1-x}As$ ($x > 0.53$) HEMT's*, IEEE Transactions On Electron Devices, 36 (10), 2249, (1989)

[23] S. Sasa, Y. Nakata, Y. Sugiyama, T. Fujii, E. Miyauchi: *Electronic Properties of Two-Dimensional Electron Gas in Pseudomorphic $In_xGa_{1-x}As/N - In_{0.52}Al_{0.48}As$ Heterostructures*, Journal of Crystal Growth, 95, 189, (1989)

[24] J. M. Kuo, B. Lalevic, T. Y. Chang: *Molecular-beam epitaxial growth and characterization of pseudomorphic GaInAs/AlInAs modulation-doped heterostructures*, J. Vac. Sci. Technol. B, 5 (3), 782, (1987)

[25] A. Chin, T. Y. Chang: *Achievement of exceptionally high mobilities in modulation-doped $Ga_{1-x}In_xAs$ on InP using a stress compensated structure*, J. Vac. Sci. Technol. B, 8 (2), 364, (1990)

[26] G. Bastard: *Energy levels and alloy scattering in $InP - In(Ga)As$ heterojunctions*, Appl. Phys., 42 (6), 583, (1983)

[27] T. Ando: *Edge states in quantum wires in high magnetic fields*, Phys. Rev. B, 42 (9), (1990)

[28] S. Adachi: *Chemical Etching of InP and InGaAsP/InP*, 129 (3), 609, (1980)

[29] S. Adachi, H. Kawaguchi, G. Iwane: *A new etchant system, $K_2Cr_2O_7 - H_2SO_4 - HCl$, for GaAs and InP*, Journal of Materials Science, 16, 2449, (1981)

[30] S. Adachi, Y. Noguchi, H. Kawaguchi: *Chemical Etching of InGaAsP/InP DH Wafer*, 1053

[31] Madelung : *Grundlagen der Halbleiterphysik*, (Springer Verlag, 1970)

[32] Norman G. Einspruch, Dale M. Brown: *Plasma Processing for VLSI*, Volume8, (Academic Press, INC 1987)

[33] K. Seeger: *Semiconductor Physics*, 4. Auflage, (Springer Verlag, 1988)

[34] M. Sze: *Physics of Semiconductor Devices*, 2. Auflage, (Wiley New York, 1981)

Anhang A

InP-Ätzen:

1a) $\underline{HCl/CH_3COOH/H_2O_2}$ 2 : 1 : 2

Herstellung	:	Erst H_2O_2 dann CH_3COOH dann $HCl \Rightarrow$ Lösung sprudelt. Ätzung bei $T = 22°C$
Ätzrate	:	$50nm/min$

(Sadao Adachi [30])

b) $\underline{HCl/CH_3COOH/H_2O_2}$ 2 : 6 : 1

Ätzrate	:	$1\mu m/min$
Bem.	:	Ränder in einer Kristallrichtung sehr rauh.

c) $\underline{HCl/CH_3COOH/H_2O_2}$ 6 : 4 : 1

Ätzrate	:	$2\mu m/min$
Bem.	:	In einer Kristallrichtung starke Aushöhlung.

2a) $\underline{K_2Cr_2O_7/H_2SO_4/HCl}$ 3 : 1 : 1

Herstellung	:	Erst $K_2Cr_2O_7$ in H_2O dann H_2SO_4 dann HCl. Ätzung bei $T = 23°C$.
Ätzrate	:	$8nm/min$
Bem.	:	Sehr unregelmäßiges Profil.

(Sadao Adachi [29])

b) $\underline{K_2Cr_2O_7/H_2SO_4/HCl}$ 3 : 1 : 2

Ätzrate	:	$40nm/min$
Bem.	:	Besseres Profil als unter 2a).

c) $\underline{K_2Cr_2O_7/H_2SO_4/HCl}$ 3 : 1 : 3

Ätzrate	:	$400nm/min$
Bem.	:	Gutes Profil.

$InP/InGaAs$-Ätzen:

2c) $\underline{K_2Cr_2O_7/H_2SO_4/HCl}$ 3 : 1 : 3

Bem. : Bei $InGaAs$ auf InP wird $InGaAs$ besser geätzt, und es entsteht eine Stufe an der $InGaAs/InP$-Grenzschicht.

3) $\underline{1N\ K_2Cr_2O_7/H_3PO_4/HBr}$ 1 : 2 : 2

Herstellung : Erst $K_2Cr_2O_7$ in H_2O erwärmen dann H_3PO_4 dann HBr. Ätzung bei $T = 25°C$.

Ätzrate : $1\mu m/min$

Bem. : Gleichmäßige Ätzung von $InGaAs$ und InP.

(Sadao Adachi [28])

Anhang B

Daten der Meßreihe zum unverspannten $InGaAs/InP$-System.

Probe	d_{InGaAs} in μm	n_s in $10^{11}\ cm^{-2}$ (5 K)	μ in $10^5\ \frac{cm^2}{Vs}$ (5 K)	μ in $10^5\ \frac{cm^2}{Vs}$ (300 K)	σ in $10^{-4}\ \frac{1}{\Omega}$ (5 K)
121	1.20	6.58	1.80	0.096	158
122	0.90	6.57	1.80	0.096	190
123	0.60	6.11	1.80	0.097	177
128	0.40	5.93	1.78	0.102	167
124	0.30	5.62	2.15	0.110	194
136	0.35	5.70	1.78	0.106	163
137	0.30	5.43	1.35	0.102	120
131	0.25	5.44	2.00	0.102	175
127	0.20	5.20	2.00	0.106	168
130	0.15	5.36	1.96	0.090	138
132	0.30	5.81	1.76	0.098	164
133	0.35	6.00	1.72	0.098	165
144	0.30	5.80	1.75	0.106	162
143	1.20	6.60	1.83	0.108	192
167	0.20	5.05	1.86	0.100	150
168	0.15	4.50	1.70	0.101	123
169	0.10	4.24	1.55	0.092	105
170	0.05	1.78	0.78	0.081	21

Anhang C

Beweglichkeitsdaten der Meßreihe zum verspannten $InGaAs/InP$-System. Ein x-Wert von 0.535 und 0.773 wurde zur Überprüfung der Reproduzierbarkeit der elektrischen Eigenschaften jeweils zweimal bei der Epitaxie eingestellt.

Probe	In-Geh. in %	μ in $10^4 \frac{cm^2}{Vs}$ (300 K)	μ in $10^5 \frac{cm^2}{Vs}$ (77 K)	μ in $10^5 \frac{cm^2}{Vs}$ (5 K)
206	53.5	0.86	1.05	1.87
226	53.5	1.04	1.03	1.74
207	55.7	1.02	1.13	2.09
212	57.4	1.08	1.06	2.03
215	59.1	1.17	1.17	2.07
217	62.2	1.26	1.30	2.20
219	64.9	1.19	1.34	2.44
220	67.2	1.27	1.24	2.30
223	69.2	1.25	1.38	2.85
225	70.9	1.30	1.60	3.24
228	72.5	1.36	1.74	3.20
230	73.9	1.27	1.69	3.91
232	77.3	1.39	1.99	4.27
240	77.3	1.55	1.74	4.49
242	79.3	1.42	1.22	2.19
235	81.0	1.23	0.51	0.59

Ladungsträgerwerte der Meßreihe zum verspannten $InGaAs/InP$-System.

Probe	In-Geh. in %	n in $10^{15}\,cm^{-3}$ (300 K)	n_s in $10^{11}\,cm^{-2}$ (77 K)	n_s in $10^{11}\,cm^{-2}$ (5 K)
206	53.5	8.77	5.26	4.66
226	53.5	5.06	4.48	4.50
207	55.7	6.74	5.34	5.06
212	57.4	5.96	5.09	4.62
215	59.1	5.32	4.76	4.69
217	62.2	4.61	4.70	4.51
219	64.9	5.67	5.20	5.11
220	67.2	5.30	5.14	5.22
223	69.2	6.70	6.20	5.79
225	70.9	5.79	5.35	5.45
228	72.5	5.32	5.02	5.12
230	73.9	6.84	5.86	5.81
232	77.3	6.25	5.67	5.62
240	77.3	6.20	6.10	6.04
242	79.3	5.93	5.94	5.95
235	81.0	5.63	5.58	5.62

FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH GmbH

KFA

Jül-2508
August 1991
ISSN 0366-0885