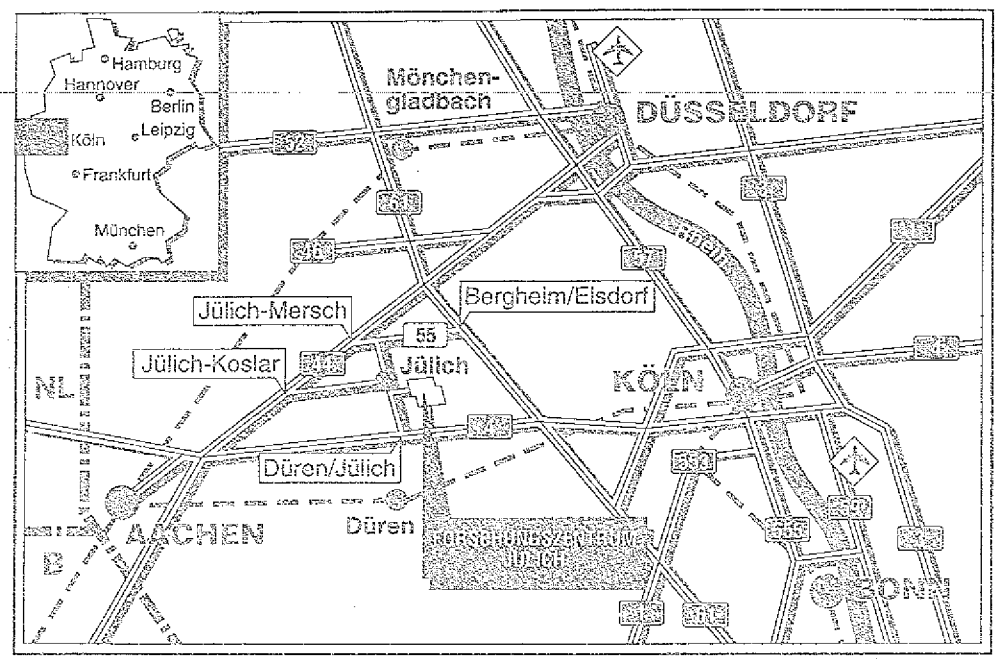
FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH GmbH

Institut für Schicht- und Ionentechnik

Elektrische Transporteigenschaften von niedrigdimensionalen verspannten GaInAs/InP Heterostrukturen

Hilde Løken Larsen



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 2482
ISSN 0366-0885
Institut für Schicht- und Ionentechnik Jül-2482

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

Elektrische Transporteigenschaften von niedrigdimensionalen verspannten GaInAs/InP Heterostrukturen

Hilde Løken Larsen

Vorwort

Die vorliegende Arbeit ist der Abschlußbericht meiner Diplomarbeit in Rahmen meines Zivilingenieur-Studiums an der Norwegischen Technischen Hochschule (NTH). Durch das Austauschprogramm zwischen der NTH und der Rheinisch Westfälischen Technischen Hochschule Aachen konnte die Arbeit am Institut für Schicht- und Ionentechnik (ISI) des Forschungszentrums Jülich durchgeführt werden.

Ich möchte mich herzlich bedanken bei

- Herrn Prof. Dr. Hans Lüth, der mir die Durchführung der Arbeit am ISI ermöglichte
- Herrn Prof. Dr. Ola Hunderi für das Zustandekommen des Austausches mit dem ISI
- Herrn Prof. Dr. Bruno Lengeler für die Korrektur der Arbeit
- Herrn Dipl.-Phys. Thomas Schäpers für seine sehr gute Betreuung und ständige Hilfsbereitschaft
- Herrn Jörg Appenzeller für die gute Zusammenarbeit und die vielen anregenden Diskussionen
- Frau Dr. Hilde Hardtdegen und Herrn Dipl.-Phys. Ralf Meyer für die hervorragende Probenherstellung
- Herrn Wolfgang Langen und Martin Hollfelder für die Korrekturlesung des Manuskripts
- Der Gesellschaft Deminex Norge A/S für die ökonomische Unterstützung des Aufenthaltes in Aachen

Schließlich möchte ich allen Angestellten und Angehörigen im ISI danken für das hervorragende Arbeitsklima am Institut.

Jülich, April 1991

Hilde Løken Larsen

Liste der verwendeten Symbole und Abkürzungen

$\mathbf{B}$	:	Magnetfeld
b	:	Breite der Hall-Barren-Geometrie
$D(E)$	:	Zustandsdichte eines zweidimensionalen Subbandes
D_0	:	Zustandsdichte eines zweidimensionalen Subbandes ohne Landau-Quantisierung
d	:	Probendicke
$\mathbf{E}$	:	Elektrisches Feld
E_g	:	Bandlückenenergie eines Halbleiters
E_F	:	Fermienergie
E_L	:	Unterer Energiezustand des Leitungsbandes
E_V	:	Oberer Energiezustand des Valenzbandes
ΔE_L	:	Banddiskontinuität im Leitungsband
ΔE_V	:	Banddiskontinuität im Valenzband
E_{xy}	:	Energieeigenwerte in der Ebene senkrecht zum Heteroübergang
E_i	:	Quantisierte Energieeigenwerte
E_0	:	Grundzustandsenergie
e	:	Elementarladung= $+1,6 \cdot 10^{-19}$C
ϵ_0	:	Permeabilität im Vakuum
ϵ_r	:	Relative Permeabilität
$\mathbf{F}$	:	Kraft
F_z	:	Elektrisches Feld senkrecht zum Heteroübergang
F_0	:	Elektrisches Feld an der Heterogrenzfläche
$f(E)$	:	Verteilungsfunktion im Leitungsband
f	:	Korrekturfaktor in der Van der Pauw'schen Leitfähigkeitsformel
g^*	:	Effektiver Lande-g-Faktor
$\hbar$	:	Planck'sche Konstante
h	:	$\hbar \cdot 2\Pi$
I	:	Strom
$\mathbf{j}$	:	Stromdichte
$\mathbf{k}$	:	Wellenzahlvektor

$k_\parallel$	:	Wellenzahlvektor in der Ebene senkrecht zum Heteroübergang
k_F	:	Fermi-Wellenvektor
k_B	:	Boltzmann Konstante
L^3	:	Kristallvolumen
L	:	Abstand zwichen Spannungskontakten in einer Hall-Barren-Geometrie
LP-MOVPE	:	Low-Pressure Metalorganic Vapour Phase Epitaxy
m^*	:	Effektive Masse
$m^*_\parallel$	:	Effektive Masse in der Ebene parallel zum Heteroübergang
μ	:	Beweglichkeit
μ_H	:	Hall-Beweglichkeit
μ_B	:	Bohr'sches Magneton
μ_1, μ_2	:	Kontaktpotentiale
N(E)	:	Zustandsdichte im Leitungsband
n	:	Ladungsträgerkonzentration
n_H	:	Hall-Ladungsträgerkonzentration
n_s	:	Schichtelektronenkonzentration
n_{2d}	:	Schichtelektronenkonzentration
ω_c	:	Zyklotronfrequenz
p	:	Impuls
R_H	:	Hallkonstante
R_{xx}	:	Widerstand in Strom-Richtung bei Hall-Effekt Messungen
R_{xy}	:	Hall-Widerstand
r_H	:	Hall-Faktor
r_L	:	Radius der erlaubten Kreisbahnen bei Landau-Aufspaltung
ρ	:	Spezifischer Widerstand
SdH	:	Shubnikov-de Haas
s	:	Spinquantenzahl
Σ	:	Streuquerschnitt
σ	:	Leitfähigkeit
T	:	Temperatur
τ	:	Relaxationszeit, mittlere freie Flugzeit

TMI	:	Trimethylindium
TMG	:	Trimethylgallium
U	:	Elektrische Spannung
v_F	:	Fermi-Geschwindigkeit
$\langle v \rangle$	:	Mittlere Geschwindigkeit
v_D	:	Driftgeschwindigkeit
V	:	Potential
$\Psi(r)$	:	Wellenfunktion eines Elektrons
2DEG	:	Zweidimensionales Elektronengas

Inhaltverzeichnis

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden die elektrischen Transporteigenschaften des verspannten Systems $Ga_{1-x}In_xAs/InP$ ($0.535 \leq x \leq 0.81$) untersucht. An der Grenzfläche zwischen den zwei Halbleitern bildete sich ein zweidimensionales Elektronengas aus.

Mittels Hall-Effekt-Messungen wurden die Ladungsträgerkonzentration und die Beweglichkeit in dem Temperaturbereich 5-300 K bestimmt. Auf Grund von verringerter Legierungsstreuung und Streuung an ionisierten Störstellen nahm die Beweglichkeit mit erhöhtem Indium-Gehalt zu. Bei dem Indium-Gehalt 77.3% wurde ein Maximalwert der Beweglichkeit von 15 500 cm^2/Vs bei 300 K und 449 000 cm^2/Vs bei 5 K erreicht. Die entsprechenden Ladungsträgerkonzentrationen waren $6.2 \cdot 10^{15}$ cm^{-3} und $6.0 \cdot 10^{11}$ cm^{-2}. Höhere reproduzierbare Beweglichkeitswerte bei diesem System sind in der Literatur nicht bekannt.

Bei einem Indium-Gehalt höher als 77.3% wurde die Gitterfehlanpassung so groß, daß sich Versetzungen im Gitter ausbildeten; der Kristall degenerierte, und die Beweglichkeit ging sprunghaft zurück.

Quanten-Hall-Effekt- und Shubnikov-de Haas Oszillations-Messungen wurden mit einer Auswahl der Proben durchgeführt. Von den SdH-Messungen war bei den Proben mit den höchsten Beweglichkeiten nur ein besetzes Subband zu erkennnen. Bei Proben mit niedrigerem Indium-Gehalt waren bei kleinen Magnetfeldern (0.3T-0.55T) Andeutungen eines zweiten besetzten Subbandes zu sehen, das bei höheren Magnetfeldern wieder entleert wurde. Die Proben zeigten keine parallele Leitfähigkeit.

Einleitung

Halbleitende Materialien bilden die Grundlage für die gesamte Festkörperelektronik und dadurch auch für die Informationstechnologie. Das bessere Verständnis der halbleitenden Materialien und die Verbesserungen in deren Herstellungsmethoden haben zu der starken Entwicklung auf dem Gebiet der Mikroelektronik der letzten Jahrzehnte geführt.

Silizium ist heute der am meisten verwendete Halbleiter. Ihm gegenüber haben die III-V Verbindungshalbleiter wie z.B InP oder GaAs Vorteile im Bezug auf ihre optischen und elektrischen Eigenschaften. Wegen der direkten Bandlücke sind sie in der Optoelektronik einsetzbar. Optoelektronische Bauelemente sind z.B. für die Datenübertragung mittels Glasfaser notwendig.

Das Materialsystem Gallium-Indium-Arsenid /Indium-Phosphid (GaInAs/InP) ist auf Grund der hohen Elektronenbeweglichkeiten bei Raumtemperatur interessant und wird für schnelle Bauelemente wie den HEMT (High Electron Mobility Transistor) verwendet. Damit ist es möglich integrierte Schaltkreise aus optoelektronischen Bauelementen und Transistoren, die optische Signale in elektrische Signale und umgekehrt umwandeln können, auf einem Wafer herzustellen.

Mittels moderner Epitaxie-Methoden können zwei verschiedene Halbleiter-Materialien mit unterschiedlichen Bandlücken wie GaInAs und InP aufeinander abgeschieden werden. Am Übergang zwischen den zwei Halbleitern entsteht eine Bandverbiegung in Form eines Potentialtopfes. Elektronen, die sich in diesem Topf befinden, können sich praktisch frei parallel zur Grenzfläche bewegen und werden deshalb "zweidimensionales Elektronengas" genannt. In diesem System treten auch Quanteneffekte auf, die bei genügend starken Magnetfeldern und tiefen Temperaturen beobachtet werden

können. Bei tiefen Temperaturen sind die Streueffekte der Elektronen im 2DEG geringer, und deshalb sind die Beweglichkeiten der Elektronen entsprechend höher. Das kann für elektronische Schaltungen bei tiefen Temperaturen ausgenützt werden, z.B. in Verbindung mit Hochtemperatur-Supraleitern.

Bei einer Erhöhung des In-Gehalts im GaInAs werden noch höhere Beweglichkeiten erwartet. In diesem Fall können die zwei Halbleiter nicht mehr gitterangepaßt aufeinander abgeschieden werden. Der In-Gehalt kann aber nicht beliebig erhöht werden. Bei hoher Gitterfehlanpassung degeneriert der Kristall ab einer kritischen Schichtdicke. Die Verspannung relaxiert, indem Versetzungen im Gitter gebildet werden.

In dieser Arbeit werden die elektrischen Transporteigenschaften des verspannten Systems $Ga_{1-x}In_xAs/InP$ ($x \geq 0.53$) untersucht. In Kapitel 1 wird die zugrunde liegende Theorie behandelt. Kapitel 2 beschreibt die benutzte Apparatur, die Meßmethoden, die Probenherstellung und die Probenpräparation. Die Meßergebnisse werden in Kapitel 3 vorgestellt und die Diskussion der Ergebnisse folgt in Kapitel 4.

1. Theorie

1.1 Heterostrukturen

Mit verschiedenen Epitaxie-Verfahren ist es möglich, dünne, kristalline Schichten, die aus mehreren Halbleitermaterialien bestehen, herzustellen. Nicht nur binäre Legierungen, wie zum Beispiel GaAs, sondern auch ternäre und quarternäre wie $Ga_{1-x}In_xAs$ und $Ga_{1-x}In_xAs_yP_{1-y}$, können mittels Epitaxie deponiert werden. Die Bandlücke und die Gitterkonstante einer Legierung sind von der Zusammensetzung der Komponenten abhängig.

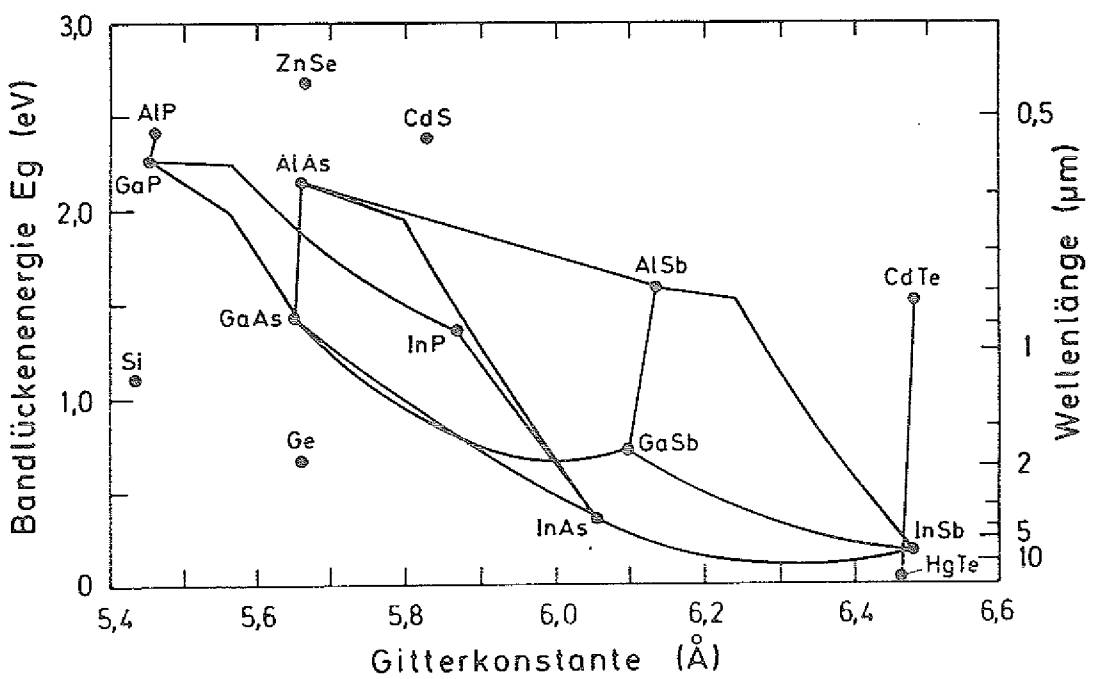


Abb. 1.1: Auftragung der Bandlücken-Energie und der entsprechenden Wellenlänge gegen die Gitterkonstante bei 300K für einige Element- und binäre Halbleiter. Auf den Verbindungslinien zwischen den binären Halbleitern liegen die ternären Legierungen, die eine Mischung zwischen zwei binären Halbleitern sind.
[1, Abb 12.21]

Zwei verschiedene Halbleiter, die epitaktisch aufeinander abgeschieden werden, bilden eine Heterostruktur. Eine solche Struktur wird in Abb. 1.2 schematisch dargestellt, wobei das Material mit der größeren Bandlücke stark dotiert ist (Modulationsdotierung).

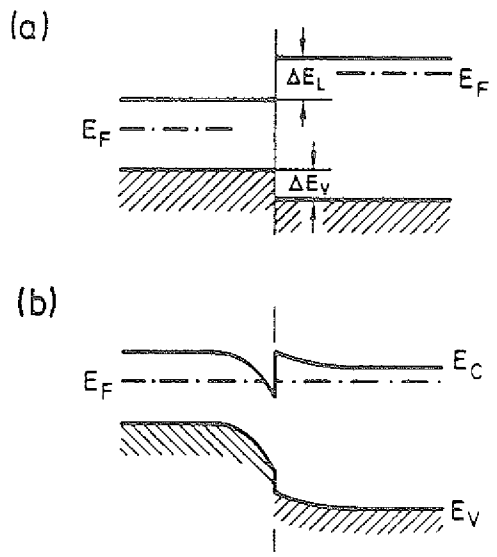


Abb. 1.2: a) Zwei verschiedene Halbleiter mit unterschiedlicher Bandlücke und mit Banddiskontinuitäten in Leitungsband und Valenzband (ΔE_L und ΔE_V)

b) Bandstruktur nach Einstellung des thermodynamischen Gleichgewichtes [1, Abb. 12.22]

Die Schärfe des Übergangs zwischen den zwei Halbleitern liegt im Bereich einer Atomlage. Beim Übergang gilt weiterhin:

- Die Banddiskontinuitäten ΔE_L und ΔE_V bleiben unverändert.
- An der Grenzfläche bildet sich ein thermodynamisches Gleichgewicht aus.
- In der Übergangszone herrscht elektrische Neutralität.

Im thermodynamischen Gleichgewicht müssen die Fermi-Niveaus, die durch die Dotierung bestimmt sind, an der Grenzfläche denselben Wert annehmen. Weit weg von der Grenzfläche ist der Abstand zwischen dem Fermi-Niveau und den Bandkanten von der jeweiligen Dotierung in den Halbleitern bestimmt. Durch die Banddiskontinuitäten kommt es im thermodynamischen Gleichgewicht zu Bandverbiegungen, die sich über Hunderte von Ångström einstellen.

1.2 Das zweidimensionale Elektronengas

Bei einer modulationsdotierten Heterostruktur entsteht durch die Bandverbiegung im Leitungsband ein Potentialtopf, der teilweise unterhalb des Fermi-Niveaus liegt. Dieser Potentialtopf befindet sich im undotierten Halbleiter mit der geringeren Bandlücke an der Heterogrenzfläche (siehe Abb. 1.2). Der stark dotierte Halbleiter auf der anderen Seite der Grenzfläche gibt Ladungsträger in den energetisch günstigeren Topf ab. Dadurch entsteht eine positive Raumladungszone aus ionisierten Donatoratomen, die ladungsmäßig durch eine erhöhte Konzentration der Elektronen im Potentialtopf kompensiert ist.

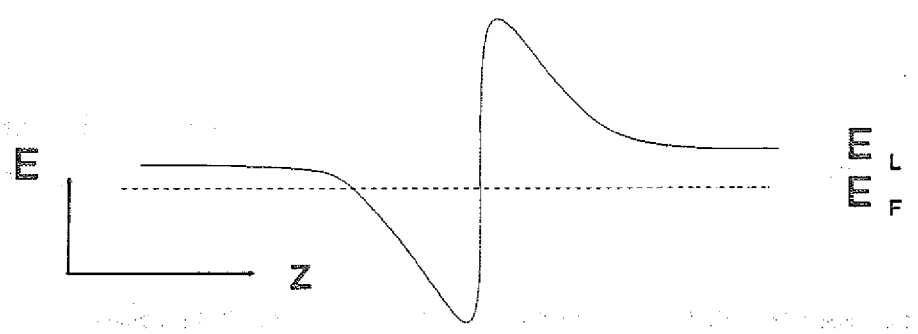


Abb. 1.3: Das Leitungsband des Heteroüberganges

Die Begrenzung der Elektronen in dem Potentialtopf führt in z-Richtung zu einer Quantisierung der Energie. In x- und y-Richtung können sich die Elektronen frei bewegen. Geht man von der zeitunabhängigen Schrödingergleichung aus, und benutzt eine periodische Wellenfunktion in x- und y-Richtung $\Psi(x,y) \propto e^{i\mathbf{k}_{\parallel}\mathbf{r}}$, so sind die Energieeigenwerte:

$$E_{xy} = \frac{\hbar^2 K_{\parallel}^2}{2m_{\parallel}^{\star}} \qquad (1.2.1)$$

Der Einfluß des statischen Gitters ist durch die effektive Masse $m^{\star}$, berücksichtigt. $\mathbf{k}_{\parallel}$ ist der Wellenvektor in der Ebene mit freier Bewegung.

Die exakte Berechnung der quantisierten Energieeigenwerte in z-Richtung erfordert eine numerische, selbstkonsistente Lösung der z-abhängigen Schrödingergleichung, der Poissongleichung, der totalen Zustandsdichte und der Elektronendichte pro Subband. Wenn man als Näherung ein Dreieck-Potential annimmt, kann die Schrödingergleichung exakt gelöst werden [4, s.1228]:

$$\begin{aligned} V(z=0) &= \infty \\ V(z>0) &= eF_z z \end{aligned} \qquad (1.2.2)$$

$$\Rightarrow E_i = \left(\frac{\hbar^2}{2m^{\star}}\right)^{1/3} \left(\frac{3\pi}{2}\left(i+\frac{3}{4}\right)eF_z\right)^{2/3} \quad i=1,2,3... \qquad (1.2.3)$$

Wobei F_z das elektrische Feld senkrecht zum Heteroübergang ist.

$$F_z = F_0 + \frac{en_s}{2\varepsilon_0\varepsilon_r} \qquad (1.2.4)$$

F_0 ist das Feld an der Grenzfläche, das von den ionisierten positiven Atomen auf der andere Seite des Potentialtopfes entstanden ist. Der zweite Term des Feldes wird durch die Elektronen im 2DEG verursacht.

Im Potentialtopf kommt es zur Aufspaltung in Subbänder, wobei E_i das untere Energieniveau des Subbandes i ist. Wie in einem Metall sind nur Energiezustände unterhalb des Fermi-Niveaus besetzt. Bei tiefen Temperaturen sind die Elektronen an der Fermi-Kante in dem 2DEG die einzigen, die zur Leitung beitragen.

Die Energieeigenwerte im k-Raum

$$E=\frac{\hbar^2 K_{\parallel}^2}{2m_{\parallel}^{*}}+E_i \qquad (1.2.5)$$

lassen sich durch Energieparabeln beschreiben.

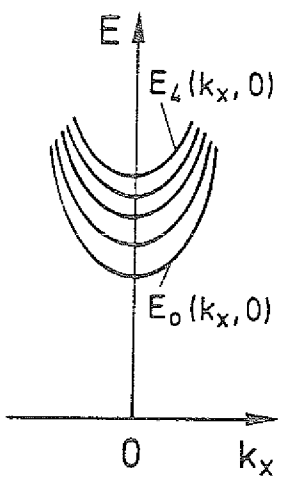


Abb. 1.4: Schnitt durch die Energieparabeln für $k_y=0$ [1, Abb.12.26 b)]

Die Anzahl der Zustände pro Volumen ist im k-Raum gleich $(2\Pi)^3/L^3$, wobei L^3 das Kristallvolumen ist. Im zweidimensionalen Fall ist sie entsprechend gleich $(2\Pi)^2/L^2$. Die Anzahl der Zustände pro Kristallfläche in einem Ring der Dicke dk und dem Radius k ist dann:

$$dZ=\frac{2\pi k dk}{(2\pi)^2} \qquad (1.2.6)$$

Mit

$$dE = \frac{\hbar^2 2k_{\parallel} dk}{2m_{\parallel}^{\star}} \qquad (1.2.7)$$

und wenn die Spinentartung durch einen Faktor 2 berücksichtigt wird, erhält man für die Zustandsdichte eines Subbandes:

$$D(E) = \frac{dZ}{dE} = \frac{m_{\parallel}^{\star}}{\pi\hbar^2} = Const \qquad (1.2.8)$$

Die totale Zustandsdichte ist dann die Summe über alle Subbänder.

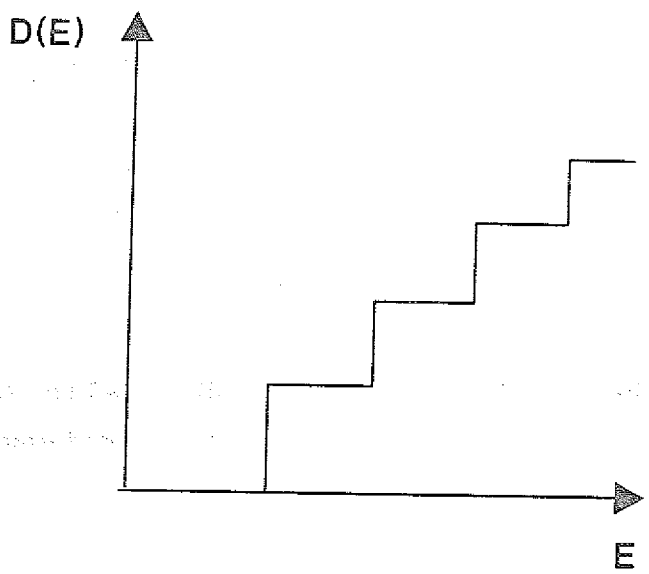


Abb. 1.5: Zustandsdichte eines zweidimensionalen Elektronengases

1.3 Leitfähigkeit und Beweglichkeit

Die Leitfähigkeit in einem Festkörper ist durch das Gleichgewicht zwischen den äußeren elektrischen und magnetischen Kräften, dem Temperaturgradienten und den Verlusten bei Streueffekten bestimmt. Die Elektronen im zweidimensionalen Elektronengas sind quasi freie Elektronen, und können deshalb näherungsweise wie freie Elektronen in einem Metall beschrieben werden.

In einem Halbleiter sind immer mehrere Streuprozesse gleichzeitig beteiligt. Jeder Streuprozeß wird durch die Zeit zwischen zwei Stößen, die mittlere freie Flugzeit τ, beschrieben. Ist das System in einem Nichtgleichgewichts-zustand, so ist τ die Zeitkonstante für die Relaxation, d.h τ beschreibt, wie schnell die Elektronen wieder ins Gleichgewicht gelangen, und wird deshalb als Relaxationszeit bezeichnet [2, s.6]. Die Anzahl der Stöße pro Zeit ist der mittleren Geschwindigkeit der Ladungsträger $(\langle v^2 \rangle)^{\frac{1}{2}}$ und dem Streuquerschnitt des Streuprozesses Σ, proportional.

$$\frac{1}{\tau} \propto \sqrt{\langle v^2 \rangle}\ \Sigma \qquad (1.3.1)$$

$\langle v \rangle$ ist der thermische Mittelwert über alle Elektronen-, bzw. Löchergeschwindigkeiten im unteren Leitungsband, bzw. oberen Valenzband.

Näherungsweise können die verschiedenen Streuprozesse unabhängig voneinander betrachtet werden. Aus der Matthiessen'schen Regel ergibt sich die gesamte Relaxationszeit als Summe der Relaxationszeiten der einzelnen Streuprozesse.

$$\frac{1}{\tau_{tot}} = \sum_i \frac{1}{\tau_i} \qquad (1.3.2)$$

Dieses Verhalten ist für elastische Streuprozesse richtig, und eine gute Näherung für "nahezu" elastische Streuprozesse.

In einem elektrischen Feld haben die Elektronen zusätzlich zu der thermischen Geschwindigkeit eine Driftgeschwindigkeit v_d . Durch die elektrische Kraft $\mathbf{F}=-e\mathbf{E}$, erreicht ein Elektron den Impuls $\mathbf{p}$ in der Zeit zwischen zwei Stößen:

$$\vec{F}\cdot\tau=\vec{p} \tag{1.3.3}$$

$$-e\vec{E}\cdot\tau=m^*\cdot\vec{v}_d \tag{1.3.4}$$

$$\Rightarrow \quad \vec{v}_d=\frac{-e\tau}{m^*}\cdot\vec{E}=\mu\vec{E} \tag{1.3.5}$$

Die Beweglichkeit μ ist ein Maß dafür, wie die Geschwindigkeit eines Elektrons durch ein äußeres Feld beeinflußt wird.

Ist zusätzlich ein Magnetfeld $\mathbf{B}$ vorhanden, folgt für ein Elektron:

$$m^*\dot{\vec{v}}=-e\left(\vec{E}+\vec{v}\times\vec{B}\right)-\frac{\vec{p}}{\tau} \tag{1.3.6}$$

Wenn das Magnetfeld in z-Richtung angelegt wird, erhält man im stationären Fall ($m^*\dot{\mathbf{v}}=0$):

$$\begin{bmatrix} E_X \\ E_Y \end{bmatrix}=\begin{bmatrix} \frac{m^*}{-e\tau} & -B_z \\ B_z & \frac{m^*}{-e\tau} \end{bmatrix}\begin{bmatrix} v_x \\ v_y \end{bmatrix} \tag{1.3.7}$$

Die Stromdichte ist durch die Geschwindigkeit der Elektronen gegeben:

$$\vec{j}=-ne\vec{v} \tag{1.3.8}$$

Der Zusammenhang zwischen dem elektrischen Feld und der Stromdichte ist:

$$\vec{E}=\underset{\approx}{\rho}\vec{j} \tag{1.3.9}$$

Nach Gl (1.3.7), (1.3.8) und (1.3.9) ist dann der Widerstandstensor:

$$\underset{\approx}{\rho}=\begin{bmatrix} \rho_0 & \frac{B}{ne} \\ -\frac{B}{ne} & \rho_0 \end{bmatrix} \tag{1.3.10}$$

Wobei

$$\rho_0=\frac{m^*}{ne^2\tau} \tag{1.3.11}$$

ist. Den Leitfähigkeitstensor erhält man dann durch die Tensorinversion $\underset{\approx}{\sigma}=\underset{\approx}{\rho}^{-1}$:

$$\sigma=\frac{ne^2}{m^*}\begin{bmatrix} \frac{\tau}{1+\omega_c^2\tau^2} & \frac{-\omega_c\tau^2}{1+\omega_c^2\tau^2} \\ \frac{\omega_c^2\tau^2}{1+\omega_c^2\tau^2} & \frac{\tau}{1+\omega_c^2\tau^2} \end{bmatrix} \tag{1.3.12}$$

Wobei

$$\omega_c=\frac{eB_z}{m^*} \tag{1.3.13}$$

die Zyklotronfrequenz ist.

Wenn die Streuprozesse elastisch oder "nahezu" elastisch sind, kann die Relaxationszeit τ, nach der Matthiessen'schen Regel durch die gesamte Relaxationszeit der einzelnen Streuprozesse ersetzt werden. Weil die Relaxationszeit energieabhängig ist, wird sie über die energieabhängige Zustandsdichte N(E) und die Verteilungsfunktion f(E) im Leitungsband gemittelt:

$$\langle\tau\rangle = \frac{\int_{E_L}^{\infty} E\tau N(E) f(E)\, dE}{\int_{E_L}^{\infty} E N(E) f(E)\, dE} \qquad (1.3.14)$$

Dadurch folgt für den Leitfähigkeitstensor:

$$\sigma = \frac{ne^2}{m^*}\begin{bmatrix} \left\langle \frac{\tau}{1+\omega_c^2\tau^2} \right\rangle & \left\langle \frac{-\omega_c\tau^2}{1+\omega_c^2\tau^2} \right\rangle \\ \left\langle \frac{\omega_c\tau^2}{1+\omega_c^2\tau^2} \right\rangle & \left\langle \frac{\tau}{1+\omega_c^2\tau^2} \right\rangle \end{bmatrix} \qquad (1.3.15)$$

1.4 Streumechanismen

In diesem Abschnitt werden die verschiedenen Streumechanismen der Elektronen näher erläutert, besonders in Hinblick auf die n-dotierte Heterostruktur $Ga_{1-x}In_xAs/InP$. Die wichtigsten Streumechanismen sind:

- Störstellenstreuung
- Legierungsstreuung
- Phononenstreuung
- Intersubbandstreuung
- Grenzflächenstreuung

Störstellenstreuung ist die Streuung an Fremdatomen und Eigendefekten im Gitter. Die Fremnatomen stammen entweder aus der immer vorhandenen Hilntergrunddotierung oder sind gezielt als Donatoren oder Akzeptoren in das Gitter eingebaut worden. Die Streuung an den geladenen Störstellen dominiert, aber Streuung findet auch an den neutralen Störstellen statt.

Durch die Coulombwechselwirkung werden die Elektronen an den ionisierten Störstellen gestreut. Der Streuquerschnitt für Rutherfordstreuung ist:

$$\Sigma \propto \langle v \rangle^{-4} \qquad (1.4.1)$$

Wegen der Gültigkeit der Boltzmannstatistik,

$$\sqrt{\langle v^2 \rangle} \propto T^{1/2} \qquad (1.4.2)$$

hat die Beweglichkeit durch Streuung an ionisierten Störstellen nach Gleichung (1.3.1) die Temperaturabhängigkeit:

$$\mu \propto \tau \propto \frac{1}{\Sigma \langle v \rangle} \propto T^{3/2} \qquad (1.4.3)$$

Bei tiefen Temperaturen ist die Streuung an ionisierten Störstellen ein wichtiger Streumechanismus für die Elektronen im Probeninneren.

In der n-modulationsdotierten Heterostruktur $Ga_{1-x}In_xAs/InP$ sind die ionisierten Donatoratome räumlich von den Leitungselektronen getrennt. Der Einbau eines undotierten Spacers zwischen der n-dotierten Schicht im InP und dem leitenden Kanal im $Ga_{1-x}In_xAs$ schirmt die Elektronen des 2DEGs zusätzlich von der Coulombwechselwirkung ab. Die Elektronen werden durch die Coulombwechselwirkung auch an ionisierten Hintergrundatomen im $Ga_{1-x}In_xAs$ gestreut.

Je größer die Schichtkonzentration im $Ga_{1-x}In_xAs$ ist, desto mehr schirmen sich die Elektronen gegenseitig von den ionisierten Störstellen ab. Die Beweglichkeit ist von der Energie und dadurch vom Fermi-Wellenvektor, abhängig [3, s.191]:

$$\mu \propto k_B T^{3/2} \propto E^{3/2} \propto k_F^{\,3} \qquad (1.4.4)$$

Da der Fermi-Wellenvektor mit der Elektronenkonzentration zusammenhängt ($k_F \propto n^{1/2}$), ist auch die Beweglichkeit von der

Konzentration abhängig:

$$\mu \propto n_{2d}^{1.5} \qquad (1.4.5)$$

Detaillierte Berechnungen [7, s.660] ergeben eine Abhängigkeit der Beweglichkeit von den fernen ionisierten Störstellen:

$$\mu \propto n_{2d}^{1.4} \qquad (1.4.6)$$

Für die nahen ionisierten Störstellen der Hintergrunddotierung in $Ga_{1-x}In_xAs$ ergibt sich:

$$\mu \propto n_{2d}^{1.2} \qquad (1.4.7)$$

Die Hintergrunddotierung im InP ist in der Größenordnung von $1\text{-}2 \cdot 10^{14}$ cm^{-3} und im GaInAs in der Größenordnung von $1.5\text{-}2 \cdot 10^{15}$ cm^{-3}. Die Streuung an nicht ionisierten Störstellen im InP und im GaInAs ist zu vernachlässigen.

Legierungsstreuung kommt in ternären und quarternären Legierungen vor. Die Verteilung von In- und Ga-Atome in $Ga_{1-x}In_xAs$-Gitter ist nicht periodisch. Es kommt deshalb zu Potentialfluktuationen im Gitter, welche die Legierungsstreuung verursachen. Für das $Ga_{1-x}In_xAs$/InP-System ist Legierungsstreuung ein wichtiger Streueffekt, da die Leitungselektronen sich im $Ga_{1-x}In_xAs$ befinden.

Im dreidimensionalen Fall hat die Beweglichkeit, die durch Legierungsstreuung begrenzt ist, die Abhängigkeit [3, s.191]:

$$\mu \propto \frac{1}{m^{*5/2} x(1-x)\sqrt{k_B T}} \qquad (1.4.8)$$

Der Energieterm k_BT wird im zweidimensionalen Fall durch die temperaturunabhängige Fermi-Energie E_F ersetzt. Wenn die Fermi-Energie von der Grundstandsenergie gerechnet wird gilt:

$$E_F - E_0 \propto \frac{k_F^2}{m^*} \propto \frac{n_{2d}}{m^*} \qquad (1.4.9)$$

Dadurch erhält man für die Beweglichkeit unter der Voraussetzung, daß nur ein Subband besetzt ist:

$$\mu \propto \frac{1}{m^{*2} x(1-x)\sqrt{n_{2d}}} \qquad (1.4.10)$$

Wobei x und (1-x) die Bruchteile der In- bzw. Ga-Komponenten sind. Der Faktor x(1-x) gibt an, wie stark die Ordnung im Gitter auf die Elektronenbeweglichkeiten wirkt. E_0 ist der unterste Energiezustand des besetzten Subbandes.

Der Effekt der Legierungsstreuung nimmt ab, wenn die Zahl der Schichtelektronen steigt.

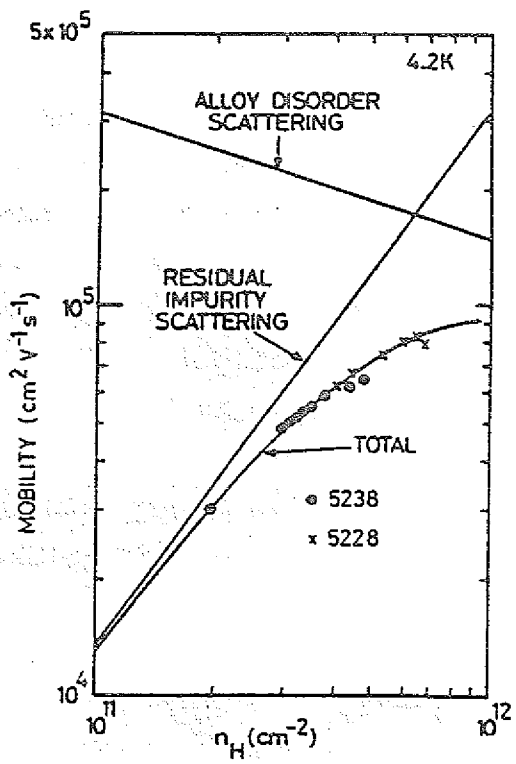


Abb. 1.6: Die Abhängigkeit der Beweglichkeit von der Schichtelektronenkonzentration für Legierungsstreuung und für Streuung an nahen ionisierten Störstellen bei 4.2 K [7, Abb.4]

Grenzflächenstreuung ist die Streuung, die durch Irregularitäten auf der Grenzfläche zustande kommt. Oft ist das epitaktische Wachstum so gut, daß dieser Streueffekt klein ist im Vergleich zu anderen Streueffekten.

Intersubbandstreuung: Wenn die Schichtkonzentration einen kritischen Wert überschreitet, wird ein zweites Subband besetzt. Dadurch haben die Elektronen mehrere Zustände zur Verfügung, in die sie hineinstreuen können. Die Energie eines Elektrons wird erhalten, aber die Richtung und dadurch der Wellenvektor **k** ändern sich (siehe Abb.1.4).
Die Beweglichkeit geht sprunghaft zurück.

Streuung an Phononen: Das Gitter ist eigentlich nie statisch, sondern bewegt sich sogar bei T=0 K [3,s 191]. Atome im Gitter können quantenmechanisch als Oszillatoren betrachtet werden. Die Energie einer Gitterschwingung ist deshalb gequantelt, und jedes Quant wird Phonon genannt. Wenn die Elektronen mit dem Gitter wechselwirken, wird Energie von den Elektronen auf Phononen übertragen. Bei dieser Wechselwirkung muß man zwischen Streuung an akustischen und optischen Phononen unterscheiden.

Akustische Phononen sind elastische Gitterschwingungen, bei denen sich die Atome in Phase bewegen. Der Streuquerschnitt ist dem Quadrat der mittleren Schwingungsamplitude proportional, die wiederum zur Temperatur proportional ist [1, s.295]. Die Geschwindigkeit ist ebenso temperaturabhängig (Gl. 1.4.2). Nach Gleichung (1.3.1) hat die Beweglichkeit deshalb eine Temperaturabhängigkeit:

$$\mu \propto T^{-3/2} \qquad (1.4.11)$$

Halbleiter die polarisierbar sind, wie es in III-V und II-VI Verbindungen der Fall ist, sind auch piezoelektrisch. Diese Art von akustischen Phononen wechselwirken elektrostatisch mit den Elektronen und sind deshalb an der Streuung beteiligt.

Optische Phononen sind Gitterschwingungen die in Gegenphase vibrieren. Polare optische Phononen sind mit einem Dipolmoment verknüpft. Die Streuung an polaren optischen Phononen ist inelastisch. Bei hohen Temperaturen ist die Streuung an polaren optischen Phononen für III-V Halbleitersysteme wie $Ga_{1-x}In_xAs/InP$ der wichtigste Streueffekt. Die Einführung einer Relaxationszeit und die Anwendung der Matthiessen'schen Regel ist dadurch nicht mehr möglich. Bei tiefen Temperaturen ist die Streuung an polaren optischen Phononen zu vernachlässigen und die Matthiessen'sche Regel ist wieder eine gute Näherung für die Relaxationszeit.

Die wichtigsten Streueffekte für das $Ga_{1-x}In_xAs/InP$-System sind also bei tiefen Temperaturen vor allem die Legierungsstreuung, aber auch die Streuung an ionisierten Störstellen. Bei hohen Temperaturen dominiert die Streuung an polaren optischen Phononen.

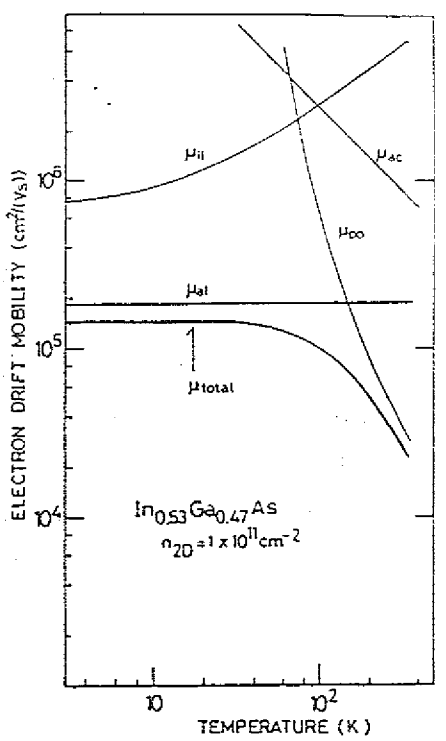


Abb. 1.7: Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit von Legierungsstreuung (μ_{al}), Streuung an ionisierten Störstellen (μ_{ii}), Streuung an polaren optischen Phononen (μ_{po}) und akustischen Phononen (μ_{ac}) für die Heterostruktur $Ga_{0.47}In_{0.53}As/InP$ [5, Abb.1]

1.5 Der klassische Halleffekt.

Der Halleffekt ist schon seit mehr als einhundert Jahren bekannt und wird heute standardmäßig benutzt, um die Konzentrationen und die Beweglichkeiten der Ladungsträger in einem Festkörper zu bestimmen. In diesem Abschnitt wird der Hall-Effekt für Elektronen als Ladungsträger erklärt.

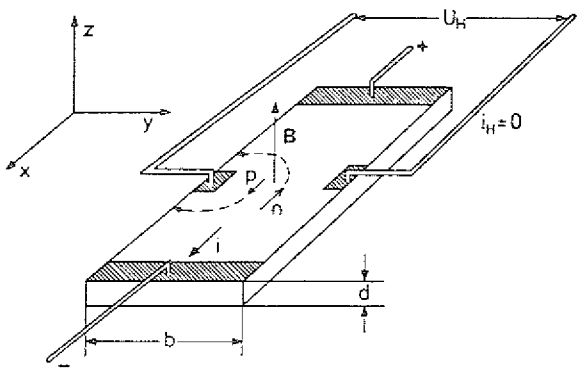


Abb. 1.8: Hall-Effekt Messung [1, Abb. XIV.1]

Wie in Abb.1.8 dargestellt, wird ein Strom durch die Probe in x-Richtung geschickt. Durch die in y-Richtung wirkende Lorentz-Kraft werden die Elektronen zu einer Kante der Probe abgelenkt. Dadurch baut sich ein elektrisches Feld auf, das der auf die Elektronen wirkenden Lorentz-Kraft entgegengerichtet ist. Nach kurzer Zeit hat sich ein Gleichgewicht zwischen den zwei Kräften eingestellt, und es fließt kein Strom mehr in y-Richtung, $i_H=0$. Die aufgebaute Spannung U_H, wird Hallspannung genannt. Da die Probengeometrie bekannt ist, können E_y, j_x und B_z bestimmt werden. Die Hallkonstante ist als

$$R_H = \frac{E_y}{B_z j_x} \tag{1.5.1}$$

definiert. Der Leitfähigkeitstensor gibt den Zusammenhang zwischen der Stromdichte und dem elektrischen Feld wieder:

$$\begin{bmatrix} j_x \\ j_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} & -\sigma_{xy} \\ \sigma_{xy} & \sigma_{xx} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \tag{1.5.2}$$

Dabei sind σ_{xy} und σ_{xx} aus Gl. (1.3.15) gegeben. Da $j_y=0$ ist, folgt:

$$\sigma_{xy} E_x + \sigma_{xx} E_y = 0 \tag{1.5.3}$$

$$\Rightarrow \quad j_x = \frac{-1}{\sigma_{xy}} (\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2) E_y \tag{1.5.4}$$

Wegen Gl. (1.5.1) und (1.5.4) erhält man für die Hallkonstante:

$$R_H = \frac{-\sigma_{xy}}{(\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2)} \frac{1}{B_z} \tag{1.5.5}$$

Unter der Voraussetzung

$$\omega_c \tau = \frac{e B_z \tau}{m^*} \ll 1 \tag{1.5.6}$$

ist die Hallkonstante:

$$R_H = \frac{r_H}{ne} \tag{1.5.7}$$

Wobei der Hallfaktor

$$r_H = \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle^2} \tag{1.5.8}$$

ist. Da der Hallfaktor von der Relaxationszeit abhängig ist, ist er auch temperaturabhängig. Der Wert liegt bei III-V Halbleitern zwischen eins und zwei. [3, s.197] Oft wird $r_H=1$ angenommen. Die gemessene Ladungsträgerkonzentration n_H und

die Beweglichkeit, μ_H, müssen um den Hallfaktor korrigert werden:

$$n=\frac{n_H}{r_H} \tag{1.5.9}$$

$$\mu=r_H\mu_H \tag{1.5.10}$$

Der Hall-Widerstand ergibt sich zu:

$$R_{xy}=\frac{U_H}{I_X}=\frac{E_y b}{j_x bd}=\frac{R_H B_z}{d}=\frac{1}{n_H ed}B_z=\frac{1}{n_{2d}e}B_z \tag{1.5.11}$$

1.6 Quanten-Hall-Effekt und Shubnikov-de Haas Oszillationen.

Einhundert Jahre nachdem Edwin Hall seine Arbeit veröffentlichte, wurde der Quanten-Hall-Effekt von Klaus von Klitzing et al. 1980 entdeckt. Shubnikov-de Haas Oszillationen waren schon bekannt, konnten aber nicht befriedigend erklärt werden.

Die Quantisierung des Hall-Widerstandes eines zweidimensionalen Elektronengases tritt bei hohen Magnetfeldern und tiefen Temperaturen auf. Die Bedingung

$$\omega_c\tau = \frac{eB_z\tau}{m^*} \gg 1 \qquad (1.6.1)$$

muß erfüllt werden. Eine Stabilisierung des Hall-Widerstandes in Stufen wird beobachtet:

$$R_{xy} = \frac{U_H}{I_x} = \frac{h}{Ne^2} \qquad N=1,2,3... \qquad (1.6.2)$$

Durch das starke Magnetfeld tritt zusätzlich zu der elektrischen Quantisierung eine magnetische Quantisierung auf, die sogenannte Landau-Quantisierung. Jedes Subband wird in eine Serie von Landau-Niveaus aufgespalten. Weiterhin kommt die Spinaufspaltung für jedes Landau-Niveau hinzu.Die Elektronen werden auf Kreisbahnen mit dem Radius

$$r_L = \left[\frac{2\hbar}{eB}\left(L+\frac{1}{2}\right)\right]^{1/2} \qquad L=0,1,2... \qquad (1.6.3)$$

gezwungen [14]. Die Frequenz des Elektrons auf der Kreisbahn ist die Zyklotronfrequenz:

$$\omega_c = \frac{eB_z}{m^*} \qquad (1.6.4)$$

Somit ergibt sich für die Energie der quantisierten Landau-Niveaus:

$$E_L=\frac{1}{2}m^*\omega_c^2 r_L^2=(L+1/2)\hbar\omega_c \qquad L=0,1,2... \qquad (1.6.5)$$

Die totale Energie eines Elektrons in einem 2DEG ist dann:

$$E=E_i+(L+1/2)\hbar\omega_c+sg^*\mu_B B_z \qquad \begin{matrix} L=0,1,2... \\ i=0,1,2... \end{matrix} \qquad (1.6.6)$$

Wobei E_i die quantisierten Energieeigenwerte auf Grund des Potentialtopfes sind. g^* ist der effektive Lande-Faktor, μ_B das Bohr'sche Magneton und $s=\pm\frac{1}{2}$ die Spinquantenzahl.

Durch die zusätzliche Quantisierung ändert sich die Zustandsdichte des 2DEG von einer Treppenfunktion (siehe Abb. 1.5) zu δ-förmigen Funktionen. In einem Halbleiter gibt es immer Irregularitäten, wie zum Beispiel Verunreinigungen, die Elektronen einfangen können. Diese Elektronen tragen nicht zur Leitung bei, und werden lokalisierte Elektronen genannt. Die freien Elektronen sind delokalisiert, und folglich sind die Landau-Niveaus delokalisierte Zustände. Die Energien der lokalisierten Zustände weichen von den quantisierten Energiezuständen ab, und führen zu einer Verbreiterung der Zustandsdichte. [12]

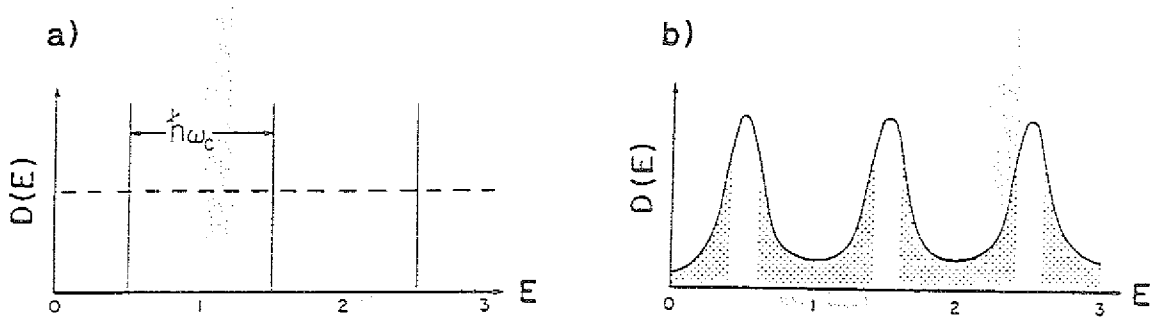


Abb. 1.9: Zustandsdichte des zweidimensionalen Elektronengases in einem starken Magnetfeld

a) Ungestörter Fall mit reinen Landau-Niveaus

b) Verbreiterte Zustandsdichte durch die lokalisierten Zustände. [13, Abb. 32.15]

Da keine Zustände verloren gehen können, muß die Gesamtanzahl der Zustände in der Treppenfunktion für den zweidimensionalen Fall bei Einschaltung eines Magnetfeldes erhalten bleiben. Wenn die Aufhebung der Spinentartung berücksichtigt wird, ist die Anzahl der Zustände für ein Landau-Niveau:

$$N_L = \frac{\hbar\omega_c}{2} D_0 = \frac{\hbar\omega_c m^*}{2\pi\hbar^2} = \frac{eB_z}{h} \qquad (1.6.7)$$

Wobei D_0 die Zustandsdichte ohne magnetische Quantisierung ist. Wie man aus Gl. 1.6.7 sieht ist N_L gleich dem Fluß durch den Probenquerschnitt dividiert durch das Flußquant h/e.

In [15] hat Büttiker die Kontakte und die Geometrie der Probe bei der Erklärung des Quanten-Hall-Effekts und der Shubnikov-de Haas Oszillationen berücksichtigt.

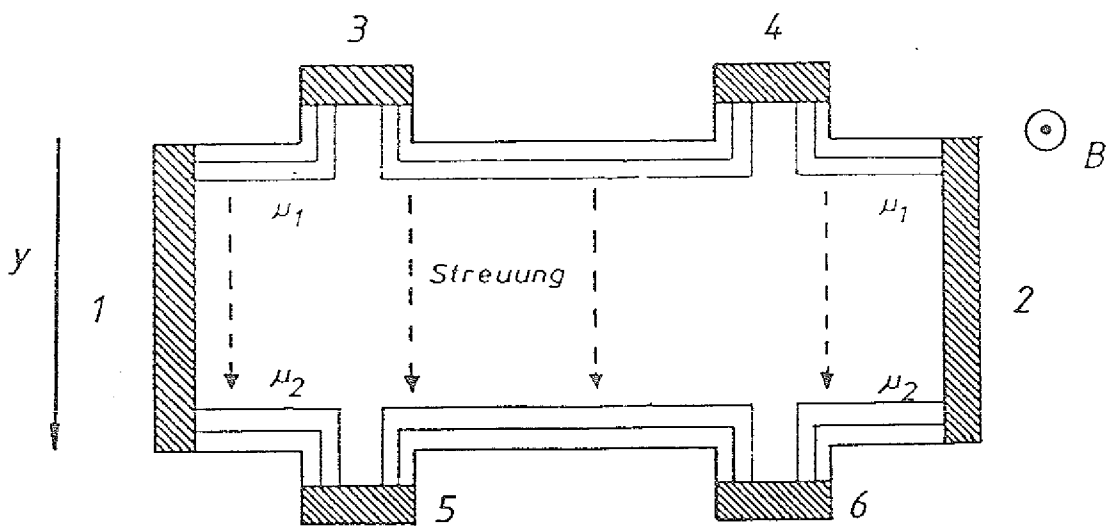


Abb. 1.10: Hall-Barren-Geometrie mit eingezeichneten Rand-Kanälen [16, s.36]

Der Strom fließt zwischen den Kontakten 1 und 2. Die Hall-Spannung wird zwischen den Kontakten 3 und 5 oder 4 und 6 gemessen. Wegen der Oberflächen werden die Landau-Niveaus am

Rand energetisch hochgezogen. Dort, wo die Landau-Niveaus die Kontaktpotentiale μ_1 und μ_2 schneiden, bilden sich Rand-Kanäle aus. Ein "Quasigleichgewicht" wird angenommen, d.h. die Randkanäle sind durch die Kontakt- potentiale nur wenig von dem energetischen Gleichgewichts-Niveau, dem Fermi-Niveau, verschieden.

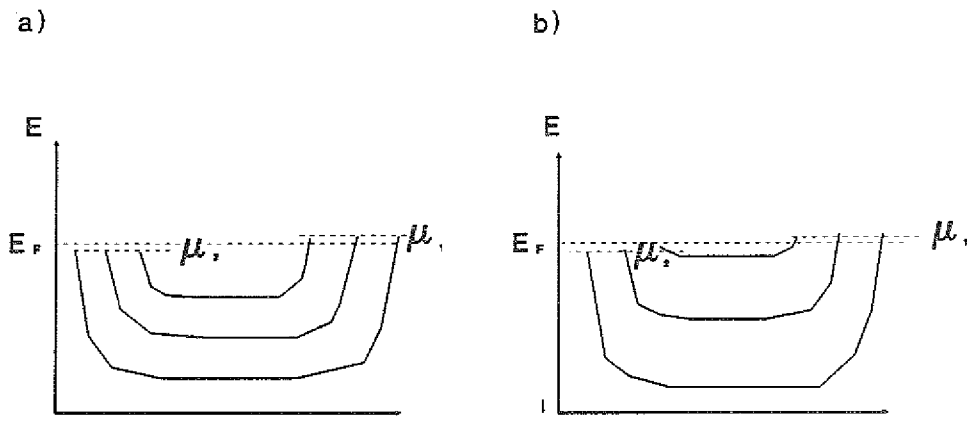


Abb. 1.11: a) Querschnitt durch die Hall-Probe in y-Richtung mit drei eingezeichneten Landau-Niveaus

b) Wie in a), aber bei höherem Magnetfeld, wodurch der Energieunterschied zwischen den Landau-Niveaus größer geworden ist

Am Probenrand ist die Rückstreuung von Elektronen unterdrückt. Obwohl die Elektronen durch elastische Stöße gestreut werden, ändert sich die Richtung der Elektronen-bewegung nicht. Die Rand-Kanäle sind deshalb als "ideale Drähte" zu betrachten.

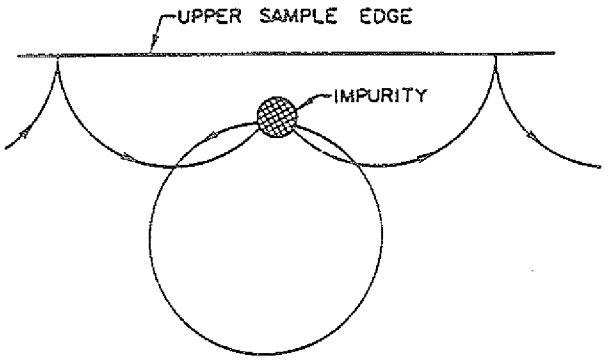


Abb.1.12: Elastische Streuung eines Elektrons an einer Störstelle am Probenrand. [15, s. 9380, Abb.4]

Das Potential am Rand ist konstant. Die Kontakte, an denen die Spannung gemessen wird, ändern die Geometrie der Äquipotentiallinien, führen aber zu keiner Änderung des Potentials.

Wenn das Magnetfeld erhöht wird, steigt der Energieunterschied $\hbar\omega_c \propto B$, zwischen den Landau-Niveaus an. Gleichzeitig steigt die Anzahl der Zustände eines Landau-Niveaus. Solange sich das Fermi-Niveau zwischen zwei Landau-Niveaus im Probeninneren befindet, sind dort keine Elektronen, die zur Leitung beitragen. Dadurch entstehen keine Streuprozesse im Probeninneren. Die Randkanäle bleiben auf ihrem konstanten Potential, und die SdH-Messung ergibt:

$$R_{xx} = \frac{U_6 - U_5}{I_x} = 0 \qquad (1.6.8)$$

Aus der Tensorinvertierung $\underset{\approx}{\sigma} = \underset{\approx}{\rho}^{-1}$ sieht man, daß auch die Leitfähigkeit σ_{xx} Null ist, wenn der Widerstand Null ist. [1, s 326]. In jedem Kanal, in dem Ladungstransport stattfindet, fließt ein Strom wegen der unterschiedlichen Kontaktpotentiale. In einem quasi eindimensionalen Kanal ist der Strom:

$$\begin{aligned} I &= \int evD(E)\,dE \\ &= \int ev\left(\frac{\partial n}{\partial E}\right)_N \partial E \\ &\approx ev\left(\frac{\partial n}{\partial E}\right)_N (\mu_1 - \mu_2) \end{aligned} \qquad (1.6.9)$$

Die Ladungsträgergeschwindigkeit an der Fermi-Grenze in einem Kanal ist:

$$v = \frac{1}{\hbar}\left(\frac{\partial E}{\partial k}\right)_N \qquad (1.6.10)$$

Mit

$$\frac{\partial n}{\partial E}=\left(\frac{\partial n}{\partial k}\right)\left(\frac{\partial k}{\partial E}\right)_N = \frac{1}{2\pi}\frac{1}{\hbar v} \qquad (1.6.11)$$

ist der Strom in einem Kanal:

$$I=\frac{e}{h}(\mu_1-\mu_2) \qquad (1.6.12)$$

Bei Ladungstransport in N Kanälen und mit einer abfallenden Hallspannung,

$$U_H=\frac{1}{e}(\mu_1-\mu_2) \qquad (1.6.13)$$

ist der Hallwiderstand:

$$R_{xy}=\frac{U_H}{I_x}=\frac{h}{Ne^2} \qquad N=1,2,3... \qquad (1.6.14)$$

Wenn ein Landau-Niveau das Fermi-Niveau erreicht hat, tragen auch die Elektronen im Probeninneren zur Leitung bei. Dadurch können die Elektronen von einem Rand zum anderen gestreut werden. Dieses führt zu einem Potentialausgleich, und die Randkanäle mit ihrem konstanten Potential existieren nicht mehr. Es fällt eine Spannung U_6-U_5 ab, was zu einem Maximum in den Shubnikov-de Haas Oszillationen führt. Wenn das Landau-Niveau das Fermi-Niveau überschritten hat, ist es völlig entleert. Die Elektronen besetzen die energetisch unter dem Fermi-Niveau liegenden Landau-Niveaus, die auf Grund der erhöhten Zustandsdichte freie Plätze zur Verfügung haben.

Bei kleinen Magnetfeldern ist die Energiedifferenz zwischen den Landau-Niveaus gering, und dadurch sind die Oszillationen häufiger. An der Periodizität der Oszillationen sieht man, ob ein oder mehrere Subbänder besetzt sind. Die SdH-Oszillationen treten auf, wenn eine ganze Zahl Landau-Niveaus gefüllt sind. Die Ladungs-

trägerkonzentration muß auf diese Landau-Niveaus verteilt sein:

$$n_{2d}=\nu_1\frac{eB_1}{h}=\nu_2\frac{eB_2}{h}=(\nu_1+1)\frac{eB_2}{h} \qquad (1.6.15)$$

Wobei B_1 und B_2 die Magnetfeldstärken bei zwei nebeneinanderliegenden SdH-Oszillationen sind ($B_1 \rangle B_2$), ν_1 und ν_2 sind ganzzahlig. Dadurch erhält man die Schichtladungskonzentration von der Frequenz der SdH-Oszillationen:

$$n_{2d}=\frac{e}{h}\left(\frac{1}{B_2}-\frac{1}{B_1}\right)^{-1} \qquad (1.6.16)$$

Für Landau-Niveaus, die nicht spinaufgespalten sind und dadurch eine Spinentartung zeigen, muß die Anzahl der Zustände pro Niveau um einen Faktor 2 größer sein als mit Spinaufspaltung. Dadurch wird die Schichtladungsträgerkonzentration in diesem Fall mit

$$n_{2d}=\frac{2e}{h}\left(\Delta\frac{1}{B}\right)^{-1} \qquad (1.6.17)$$

berechnet.

2. Experimentelles

2.1 Apparatur

Bei den Messungen wurden zwei verschiedene Meßplätze benutzt, die in diesem Abschnitt beschrieben werden. Die klassischen Hall-Effekt-Messungen wurden in einer Apparatur mit einem Durchflußkryostat durchgeführt, wo Temperaturen zwischen 300K und 4,5K erreichbar sind. Ein Magnet mit einer Feldstärke von 0 T bis zu 0,6 T steht dort zur Verfügung. Die Quanten-Hall-Effekt-Messungen erfordern tiefere Temperaturen und höhere Magnetfelder. Für diese Messungen wurde ein Mischkryostat benutzt, der Temperaturen bis zu 20 mK erzeugt. Dieser Meßplatz hat einen Magnet, an dem man Feldstärken bis 16 T einstellen kann.

2.1.1 Der Hall-Effekt Meßstand.

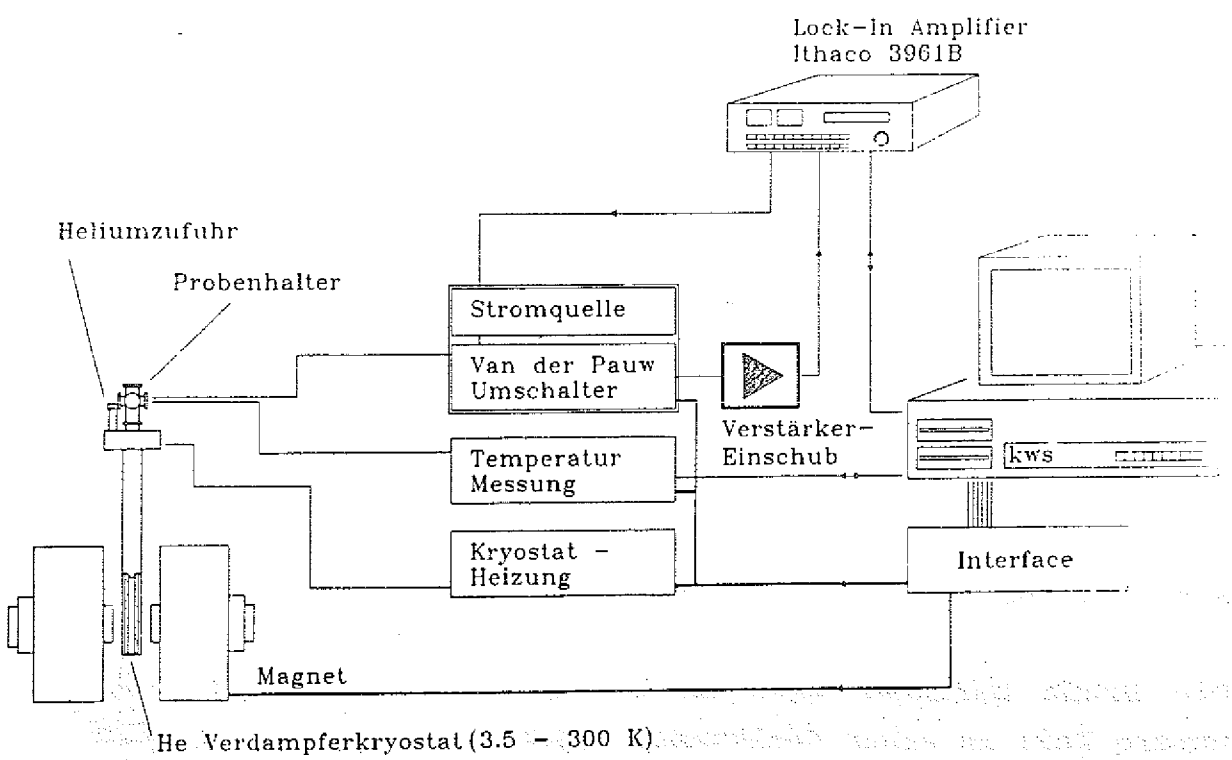


Abb. 2.1: Aufbau des Hall-Effekt Meßstandes [16, Fig.3.1]

Der Ablauf der Messung wird über einen Rechner (68000 kws) gesteuert. Das Hallmeßprogramm kontrolliert über ein Interface den Van der Pauw-Umschalter und dadurch auch verschiedene Schaltkombinationen, die für die Messungen benutzt werden.

Der Magnet ist ein wassergekühlter Varian Magnet mit einer Feldstärke von 0-0,6 T. Die verstellbaren Polschuhe umschließen den Kryostat und erzeugen dadurch ein homogenes Magnetfeld im Probenraum. Beim Umpolen des Spulenstroms wird die Richtung des Magnetfeldes verändert.

Der Kryostat ist ein Leybold-Helium-Durchflußkryostat mit drei Kammern.

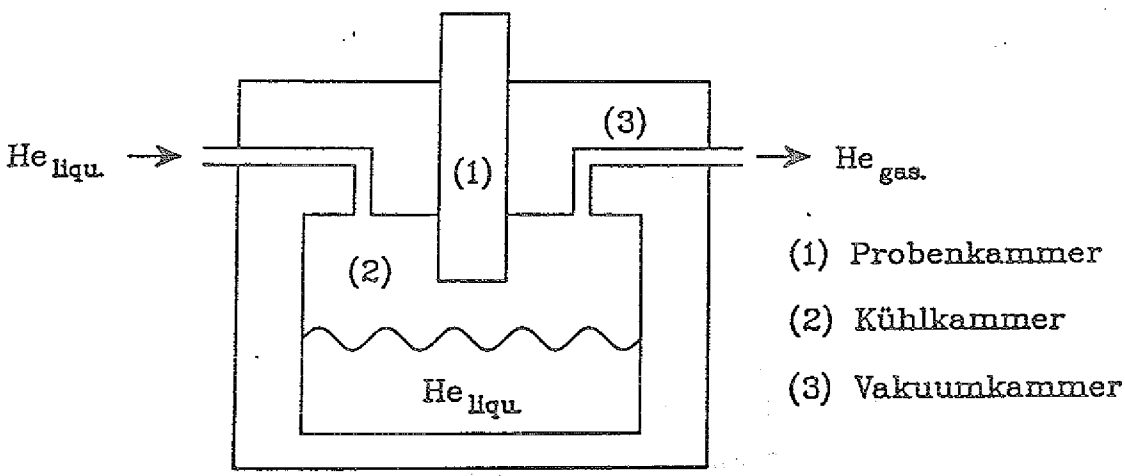


Abb.2.2: Der Kryostat [19, Abb.3.4]

Die Probe befindet sich in der Probenkammer, wobei der untere Teil in einer Kühlkammer lagert. Die Kühlkammer wird mit flüssigem Helium aus einem Vorratsgefäß über einen Helium Heber versorgt. Das flüssige Helium verdampft und

kühlt dadurch die Wände der Probenkammer. Das Helium Gas wird mit Hilfe einer Drehschieberpumpe in der Helium-Rückführung abgepumpt. Die Vakuumkammer dient zur thermischen Isolation der Helium- und Probenkammer von der Umgebung. Sie wird durch eine Drehschieberpumpe und eine wassergekühlte Turbomolekularpumpe, die in Reihe geschaltet sind, auf 10^{-3} mbar evakuiert.

Nach Einbau der Probe und vor der Abkühlung wird die Kammer belüftet, d.h. die Luft wird durch eine He-Atmosphäre ausgetauscht, die als Kontaktgas bei tiefen Temperaturen dient.

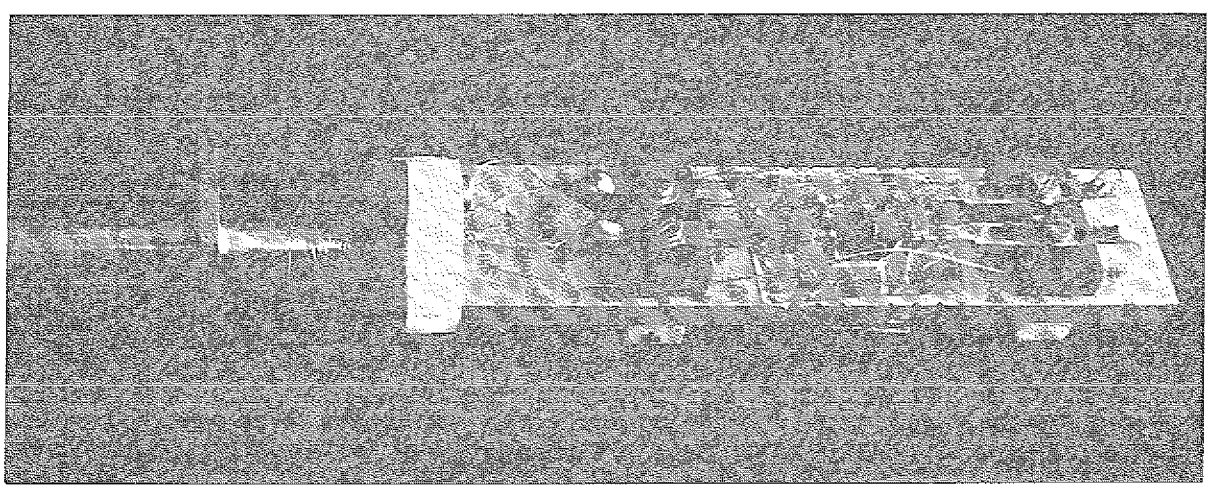


Abb. 2.3: Der Probenhalter

Die Probe liegt auf einem Glimmerscheibchen, das die Probe elektrisch, aber nicht thermisch, von dem darunterliegenden Kupferstück isoliert. Die Probe wird mit vergoldeten Kupferfedern, die als Kontakte dienen, festgehalten. Die

Meßleitungen sind lackisolierte Kupferdrähte, die in einem Edelstahlrohr geschützt liegen. Für die Temperaturmessungen befinden sich auch ein Platin-Widerstand (PT100) für den Bereich 30-300 K und ein Allan Bradley-Widerstand für den Bereich 3-30 K auf dem Kupferstück. Die Kupfer-Scheiben an dem dünnen Edelstahlrohr dienen als Strahlungsschutzschild.

In dieser Anlage ist es auch möglich strukturierte Proben zu messen. Der Chip-Träger wird dann in einem ähnlichen Probenhälter eingelötet.

Der Meßkreis ist ausführlich in [16, Kap 3.3] beschrieben. Der Lock-In-Verstärker kann sowohl die Amplitude eines Signals als auch die Phase detektieren. Der Lock-In verfügt über einen Oszillator, der Frequenzen im Bereich 0-120 kHz erzeugen kann. Vom Oszillator aus wird eine Wechselspannung über einen Isolationsverstärker zehnfach verstärkt. Eine typische Frequenz die verwendet wird, ist 35 Hz. Die Spannung kann über den Treiber der Stromquelle abgeschwächt werden, wodurch der Probenstrom eingestellt wird. Die Stromquelle im Van der Pauw-Umschalter ist austauschbar. Bei den Messungen wird die Stromstärke entsprechend dem Probenwiderstand angepaßt. Dieser liegt in der Größenordnung von 10 kΩ, während eine typische verwendete Stromstärke 2 μA ist.

Das Signal von der Probe wird über eine Reihe von Verstärkern um die Faktoren 10^{-2} dekadisch bis zu 10^{2} abgeschwächt, bzw. verstärkt. Schließlich wird es von einem Lock-In Verstärker detektiert.

2.1.2 Der $^3He/^4He$ Mischkryostat

Die Quanten-Hall-Effekt- und Shubnikov-de Haas-Messungen sind in einem OXFORD TLM 400 $^3He/^4He$ Mischkryostat durchgeführt worden. Das Prinzip eines Mischkryostaten wird in diesem Abschnitt kurz erklärt.

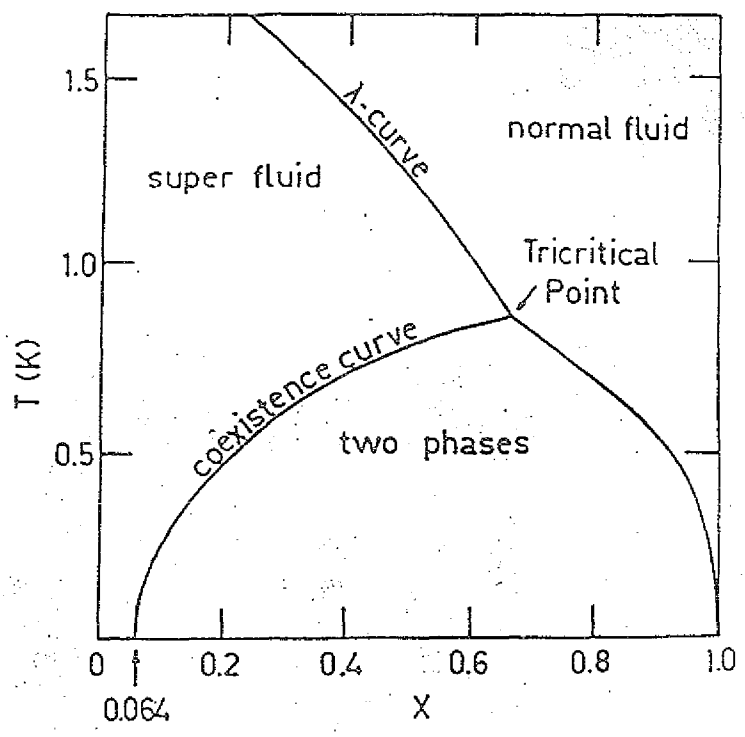


Abb. 2.4: Phasendiagram von der Mischung $^3He/^4He$. $X=n_3/(n_3+n_4)$ ist die ^3He Konzentration. Die Temperatur des Tripelpunkts ist 0.86 K [20]

Wenn eine Mischung der beiden Helium-Isotope ^3He und ^4He unter der Temperatur der Koexistenz-Kurve abgekühlt wird, bilden sich zwei Phasen mit unterschiedlichen ^3He Konzentrationen aus (siehe Abb. 2.4). Die Enthalpie des ^3He ist verschieden in den zwei Phasen, d.h. Energie wird verbraucht bei einem Übergang von ^3He aus der ^3He-reichen in die ^4He-reiche Phase. Diese Energie wird der Umgebung entnommen und führt deshalb zur Abkühlung.

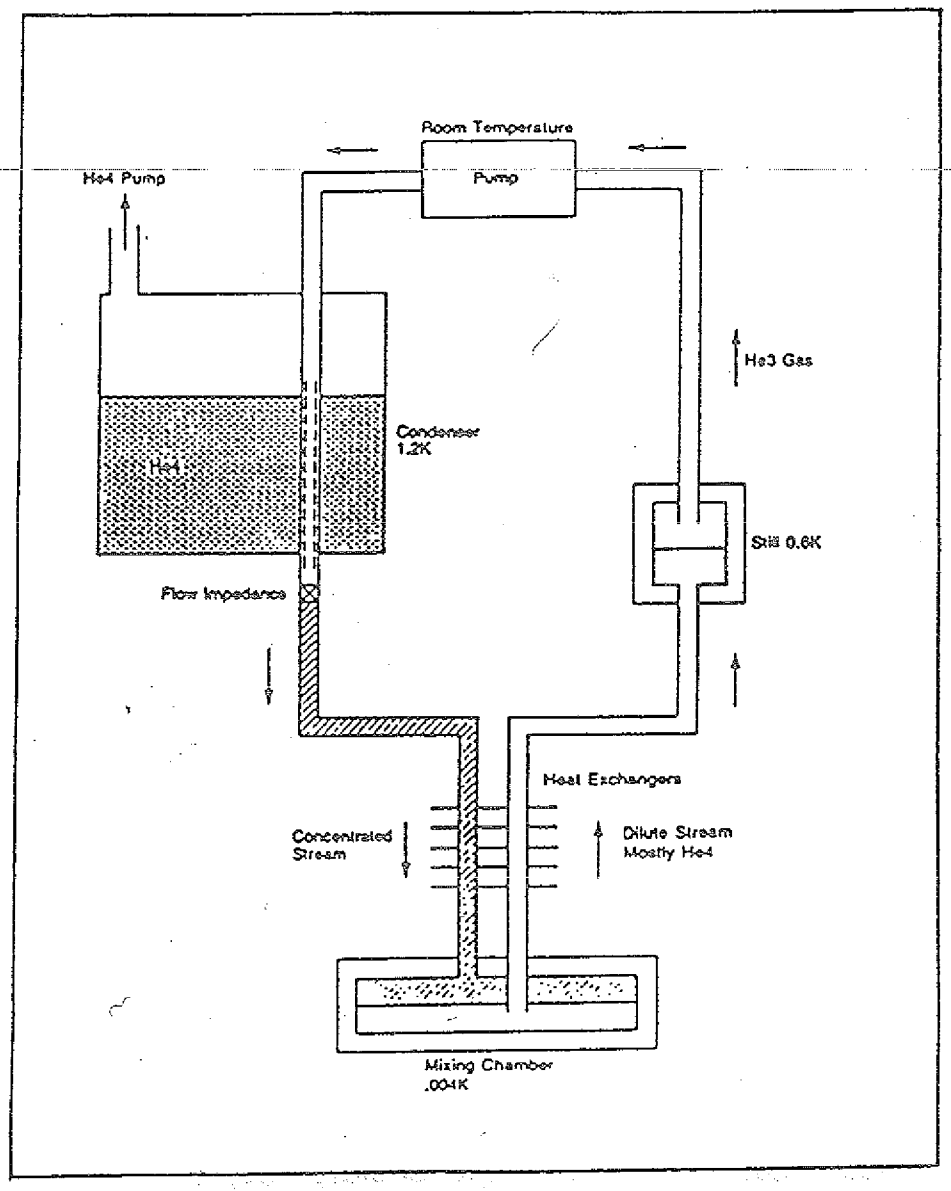


Abb. 2.5: Der geschlossene Kreislauf von ^{3}He in einem ^{3}He/^{4}He Mischkryostat [20]

In dem Kryostat bildet sich die Grenze zwischen den beiden Phasen in der sogenannten Mischkammer aus, wo sich auch die Probe befindet (siehe Abb. 2.4). Um eine permanente Kühlung zu erreichen, muß ^{3}He aus der ^{4}He-reiche Phase entfernt werden und durch einen geschlossenen Kreis wieder in die ^{3}He-reiche Phase gebracht werden (siehe Abb. 2.5).

Dazu befindet sich ein Teil der ^{4}He-reichen Phase in einer Destillationskammer, wo die Temperatur 0.6-0.7 K beträgt. Bei dieser Temperatur ist der Dampfdruck der ^{3}He Atome ungefähr tausendmal größer als der von ^{4}He, und ^{3}He verdampft überwiegend. Da die ^{3}He Konzentration in der Destillationskammer dadurch kleiner wird als in der ^{4}He-reichen Phase in der Mischkammer, entsteht ein osmotischer Druck, so daß mehr ^{3}He von der Mischkammer zur Destillationskammer geführt wird. Bei der Verdampfung von ^{3}He verringert sich die Temperatur in der Destillationskammer. Es muß Wärme zugeführt werden, damit genügend ^{3}He verdampft. Starke Pumpen sind nötig, um das verdampfte ^{3}He von der Destillationskammer abzupumpen. Das ^{3}He-Gas wird durch Filter und Kältefallen geführt, um Verunreinigungen zu entfernen. Weiter strömt das Gas durch den ^{4}He Behälter und wird dadurch abgekühlt. Ein Fluß-Widerstand erhöht den Druck des Gases und es kondensiert in der 1 K-Stufe. (Durch Verdampfung von ^{4}He ist die Temperatur im ^{4}He-Gas ca. 1 K.)

Durch Wärmeaustauscher wird das jetzt flüssige ^{3}He durch die von der Mischkammer wegfließende ^{4}He-reiche Phase abgekühlt.

Ein Magnet umschließt die Mischkammer, wo sich die Probe befindet. Das Magnetfeld kann vom Meßprogramm während einer Messung kontinuierlich zwischen 0 und 16 T geändert werden.

2.2 Meßmethoden.

Die Meßmethoden für unstrukturierte und strukturierte Proben sind unterschiedlich. In diesem Abschnitt werden die zwei Meßmethoden beschrieben.

2.2.1 Van der Pauw-Messungen.

Die unstrukturierten Proben wurden nach einer von L.J. Van der Pauw 1958 veröffentlichten Methode, gemessen [8]. Diese Meßmethode ermöglicht es, die Leitfähigkeit, die Ladungsträgerkonzentration und dadurch die Beweglichkeit bei Proben beliebiger Form zu messen. Die Probe muß folgende Bedingungen erfüllen:

- Die Probe ist planparallel und homogen
- Die Oberfläche der Probe ist zusammenhängend
- Die Kontakte sind klein und befinden sich am Probenrand

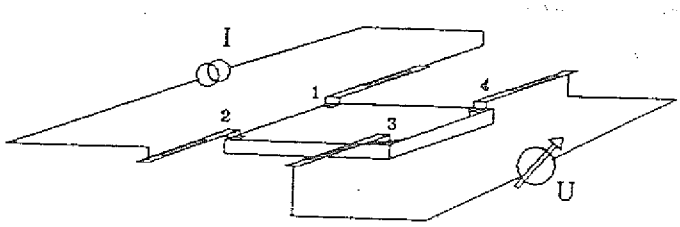


Abb. 2.6: Meßanordnung zur Bestimmung der Leitfähigkeit [16, Abb. 2.2]

Wenn die Kontakte von (1) bis (4) nummeriert sind, ist der Van der Pauw-Widerstand folgendermaßen definiert:

$$R_{1234}=\frac{U_{34}}{I_{12}} \qquad (2.2.1.1)$$

Nach Van der Pauw ist die Leitfähigkeit:

$$\sigma=\frac{2\ln 2}{\pi d(R_{1234}+R_{2341})}\left[f\left(\frac{R_{1234}}{R_{2341}}\right)\right]^{-1} \qquad (2.2.1.2)$$

Dabei ist f ein Korrekturfaktor in der Größenordnung von 1 und hängt von dem Verhältnis der beiden Widerstände ab, d ist die Probendicke.

Für die Hall-Effekt-Messung wird die Spannung über Kreuz gemessen. Der Hall-Widerstand ist:

$$R_{xy}=R_{1324}=\frac{U_H}{I_x}=\frac{U_{24}}{I_{13}} \qquad (2.2.1.3)$$

Im Idealfall fällt ohne Magnetfeld keine Hallspannung ab. Wegen Inhomogenitäten in der Probe jedoch, kann trotzdem eine Potentialdifferenz entstehen. Durch Umpolen des Magnetfeldes und Differenzbildung wird dieser Potentialabfall eliminiert:

$$U_H=\frac{1}{2}(U_{24}^{+}-U_{24}^{-})=\frac{1}{2}\Delta R_{1324}I_{13} \qquad (2.2.1.4)$$

Nach Gl. (1.5.11) und (2.2.1.4) wird die Ladungsträgerkonzentration berechnet:

$$n_H=\frac{1}{R_H e}=\frac{2B_z}{de\Delta R_{1324}} \qquad (2.2.1.5)$$

Die Beweglichkeit wird durch den Zusammenhang

$$\mu_H=\frac{\sigma}{en_H} \qquad (2.2.1.6)$$

bestimmt.

2.2.2 Messungen an strukturierten Proben.

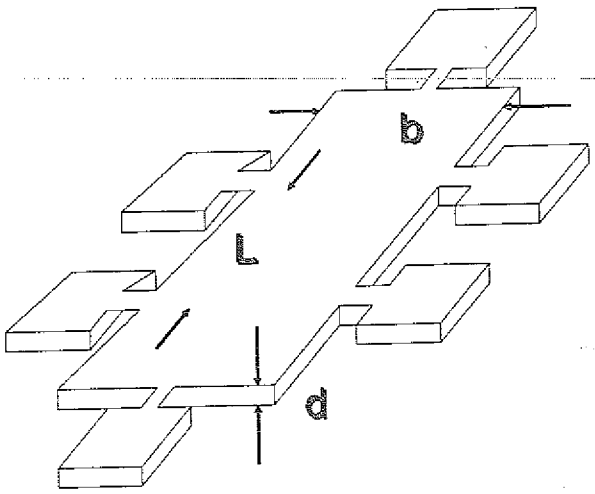


Abb.2.7: Probengeometrie von strukturierten Proben

Bei den strukturierten Proben ist die Probendicke (d), die Probenbreite (b) und der Abstand zwischen den Kontakten (L) bekannt. Nach Gl. (1.5.11.) ist die Ladungsträgerkonzentration:

$$n_H = \frac{I_x B_z}{U_H e d} \qquad (2.2.2.1)$$

Durch

$$R_x = \rho \frac{L}{bd} = \frac{U_x}{I_x} \qquad (2.2.2.2)$$

ergibt sich:

$$\sigma = \frac{L I_x}{b d U_x} \qquad (2.2.2.3)$$

Mit $\sigma = en\mu$ folgt für die Beweglichkeit:

$$\mu_H = \frac{L I_x}{n_H e b d U_x} \qquad (2.2.2.4)$$

2.3 Probenherstellung

Die Proben wurden in einer LP-MOVPE- (Low Pressure Metal Organic Vapour Phase Epitaxy) Anlage (Hersteller: Aixtron) hergestellt. Dieses Epitaxieverfahren ermöglicht die Herstellung von phosphorhaltigen Halbleitern.

Das Wachstum findet in einem Flußreaktor statt. Aus gasförmigen Ausgangsmaterialien werden Schichten auf einem semiisolierenden (durch Fe-Dotierung), [100]-orientierten InP-Substrat (Metaux Speciaux) abgeschieden. Bei der Herstellung von GaInAs/InP werden die gasförmigen Hydride Arsin (AsH_3) und Phosphin (PH_3) als Quellenmaterialien für die V-er Komponenten benutzt. Für die Elemente der dritten Gruppe werden die metallorganischen Verbindungen Trimethylindium (TMI = $(CH_3)_3In$) und Trimethylgallium (TMG = $(CH_3)_3Ga$) verwendet. Diese werden in Wasserbädern auf konstanten Temperaturen gehalten. Bei den verwendeten Temperaturen ist TMI (17 °C) ein Festkörper und TMG (-10 °C) eine Flüssigkeit. Deshalb muß Wasserstoff als Trägergas durch die Flaschen geleitet werden, um die Verbindungen bis in den Reaktor transportieren zu können. Für die n-Dotierung wird Schwefel aus Schwefelwasserstoff (H_2S) eingesetzt. Wichtige Parameter für den Wachstumsprozeß sind im Anhang A zu finden.

Der Wachstumsprozeß ist in Abb. 2.8 schematisch dargestellt. Die Gase werden über computergesteuerte Massenflußregler in den Reaktor geleitet. Dort werden die Reaktanden teilweise in der Gasphase zerlegt. Die verschiedenen Komponenten diffundieren zur Substratoberfläche, an der sie sich dann endgültig zersetzen. Die so frei gewordenen Atome der dritten und fünften Gruppe können nun in das Kristallgitter eingebaut werden. Übriggebliebene Reaktionsprodukte diffundieren zurück in die Gasphase und werden mit dem Gasstrom abtransportiert.

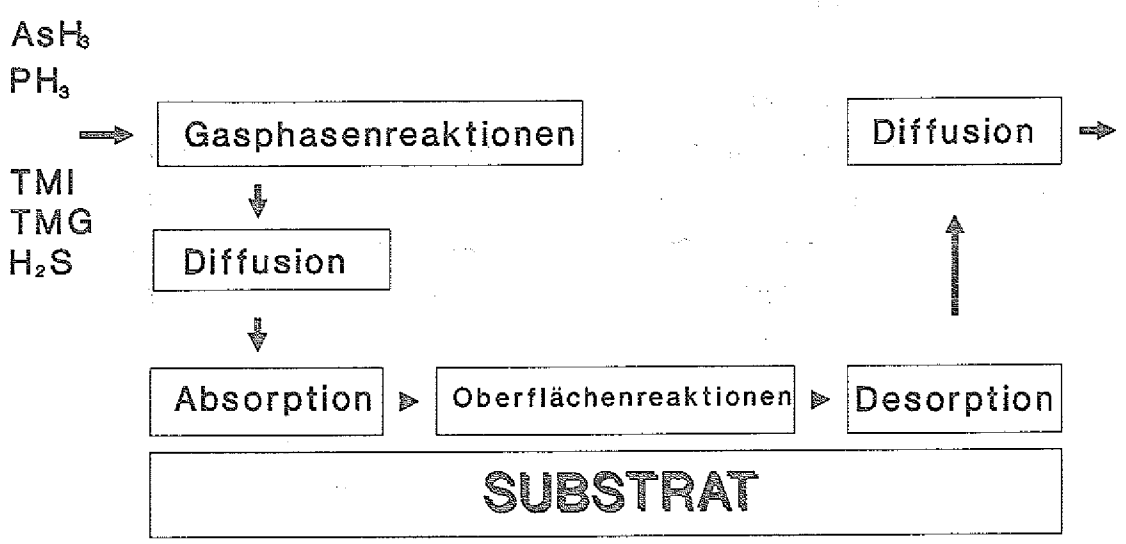


Abb. 2.8: Schematische Darstellung des Wachstumsprozesses bei der MOVPE

2.4 Probenpräparation

2.4.1 Unstrukturierte Proben

Proben, die nach der Van der Pauw-Methode gemessen werden, müssen die Bedingungen in Abschnitt 2.2.1 genügen. Eine Strukturierung ist deshalb nicht nötig.

Ein viereckiges Stück von typischer Größe 0,7cm × 0,7cm ×1mm wird aus dem Wafer geschnitten. Als ohmsche Kontakte werden kleine Indium- oder Zink-Kügelchen an den Ecken der Probe einlegiert.

2.4.2 Strukturierung der Proben mit einer Hall-Barren-Geometrie

Die Quanten-Hall-Effekt- und die Shubnikov-de Haas Oszillations-Messungen erfordern, daß die Geometrie der Probe bekannt ist, und daß die Kontakte sich am Rand befinden. Die Proben werden deshalb strukturiert, d.h. die Probengeometrie wird festgelegt. Die Strukturierung findet mittels optischer Lithographie und naßchemischer Ätzung statt. Die optische Lithographie ermöglicht es, Strukturen mit einer Genauigkeit im μm-Bereich zu erzeugen.

Die Prozeßschritte bei der Strukturierung sind:

(1) Hall-Barren-Geometrie mittels optischer Lithographie auf der Probe abbilden.
(2) Naßchemische Ätzung.
(3) Kontaktierung:
    a) Kontaktmaske abbilden
    b) Aufdampfung von Ni/Au-Ge/Ni
    c) Lift-Off Prozeß
    d) Einlegieren
    e) Wie a), b) und c) aber Aufdampfung von Ti/Pt/Au
(4) Probe schneiden und bonden

Die verschiedenen Prozeßschritte sind am Ende dieses Abschnitts in Abb. 2.13 dargestellt. Im folgenden werden die einzelnen Prozeßschritte näher beschrieben. Die technischen Daten der Probenpräparation sind im Anhang B zusammengefaßt.

(1) Nach einer sorgfältigen Reinigung wird die Probe mit einer Schicht lichtempfindlichen Lackes AZ 1512 bedeckt. Um den Lack gleichmäßig zu verteilen wird die Probe geschleudert. Die Umdrehungszahlen 700 U/min für 5 s und 4000 U/min für 20 s geben eine Lackschichtdicke von 1,2 μm. Danach wird die Probe auf einer Heizplatte bei 90 °C 20 min lang getrocknet, um Lösungsmittel zu entfernen. Die Hall-Barren-Geometrie wird bei der Belichtung mit UV-Licht durch eine Maske, die aus mit Chrom beschichtetem Glas besteht, abgebildet. Das Licht dringt durch die chromfreien Glasflächen und belichtet den darunter liegenden Lack. Der Lack AZ 1512 ist ein Positivlack, d.h. nur der belichtete Lack löst sich nach der Entwicklung auf. Die Probe wird nach der Entwicklung ins Wasser getaucht, um den Entwicklungsprozeß zu beenden.

(2) Als Ätze wird eine Lösung von Kaliumdichromat, Phosphorsäure und Bromsäure benutzt mit dem Verhältnis $HBr:H_3PO_4:K_2Cr_2O_7(1N)=2:2:1$. Diese Lösung hat den Vorteil, daß InP und GaInAs gleichmäßig angegriffen werden. Das Ätzprofil ist mesaförmig, d.h. nicht vertikal. Die Ätze greift den Photo-Lack nicht an und ergibt eine glatte geätzte Oberfläche [17].

Der Ätzprozeß erfolgt bei 24,5°C. Die Probe wird 20 s ohne Umrühren geätzt und danach in deionisiertes Wasser gehalten, damit der Ätzprozeß gestoppt wird. Schließlich wird die Probe in Aceton gereinigt. Das Ätzprofil wird mit einem DEKTAK aufgenommen, ein Gerät das mit einer feinen Nadel die Ätztiefe mechanisch registriert.

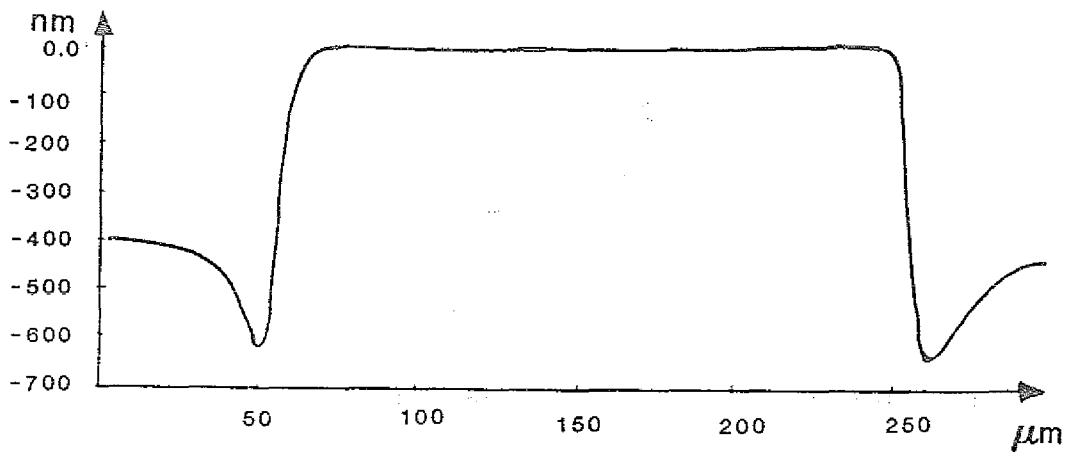


Abb. 2.9: Ätzprofil. Die Töpfe am Rand der Mesa kommen durch den diffusionskontrollierten Ätzprozeß zustande. Die Lösung, die durch die Maske nicht verbraucht wird, gibt eine größere Ätzrate am Rand der Struktur.

(3) Als ohmsche Kontakte werden dünne Schichten von Ni/AuGe/Ni/ aufgedampft [18]. Beim Aufheizen diffundiert Germanium durch die Potentialbarriere zwischen Metall und Halbleiter. Germanium funktioniert wie ein Donator, so daß die GaInAs-Schicht n-dotiert wird. Auf der Oberfläche finden Reaktionen zwischen Ni, Au und GaInAs statt. Zum Schluß werden Schichten von Ti/Pt/Au aufgedampft. Titan und Platin trennen dabei die obere Goldschicht, die zum Bonden nötig ist, von den unteren Schichten, damit keine unerwünschten Reaktionen stattfinden.

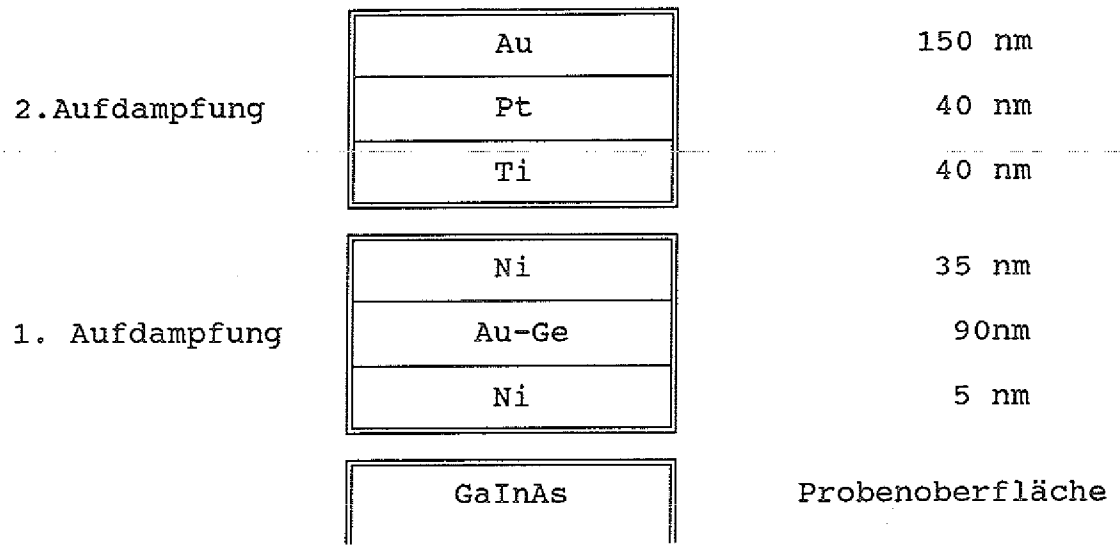


Abb. 2.10: Aufbau des ohmschen Kontaktes

Nach der Reinigung wird die Kontaktmaske auf der Probe mittels Photolithographie abgebildet. Bei der Belichtung ist eine Justierung zwischen Maske und Probe notwendig, damit nur die Kontaktstellen belichtet werden.

Beim Aufdampfen von Ni/Au-Ge/Ni wird die Probenoberfläche zuerst mit Ar-Ionen beschossen. Dadurch wird die Oberfläche gereinigt und gleichzeitig angerauht, damit die aufgedampften Schichten besser haften können. Um das überflüssige aufgedampfte Material zu entfernen wird ein "Lift-Off"-Prozeß durchgeführt. Bei der Behandlung der Probe mit Aceton löst sich der Lack auf. Nur auf den Kontaktstellen, wo es keinen Lack gibt, bleiben die aufgedampften Schichten bestehen.

Bei der Einlegierung der Kontakte wird die Probe unter N_2/H_2-Gasfluß bis 350 °C erhitzt. Diese Temperatur wird 1 min lang gehalten, wobei das Formiergas zur Reinigung der Probenoberfläche dient.
Die Probe wird nach der Einlegierung wieder gereinigt, belackt und belichtet. Das Aufdampfen von Ti/Pt/Au wird mit anschließendem "Lift-Off"-Prozeß durchgeführt.

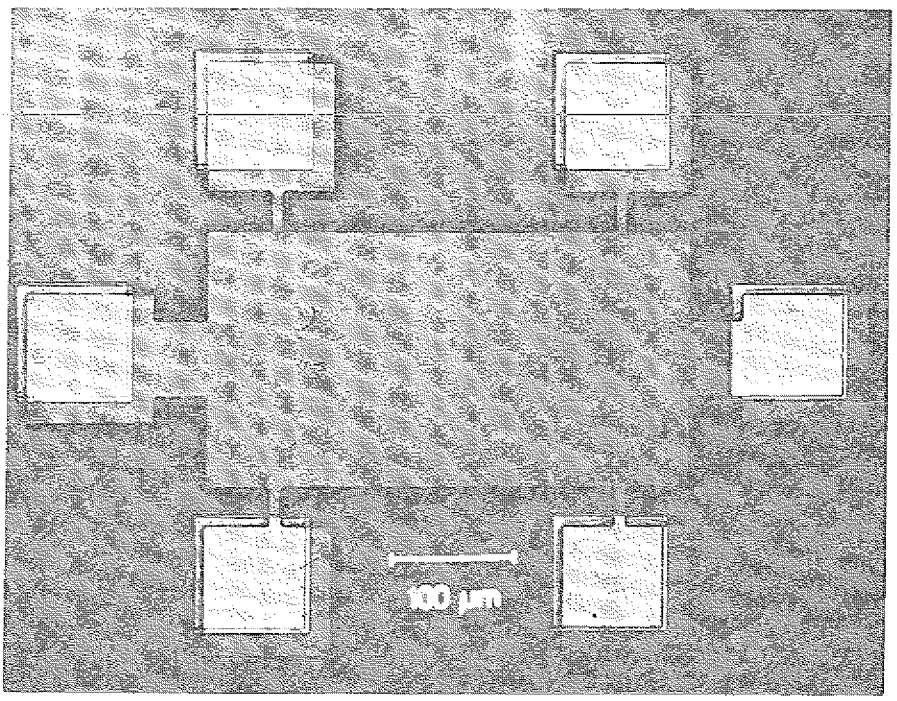


Abb.2.11: Fertig präparierte Probe mit einer Hall-Barren-Geometrie. Die Kontakte sind bewußt verschoben, damit die beim Quanten-Hall-Effekt sich ausbildenden Rand-Kanäle detektiert werden können.

(4) Die Probe wird mit einem Diamant geritzt. Beim anschließenden Durchbiegen bricht die Probe entlang der durch das Ritzen entstandenen Sollbruchstelle. Die einzelnen Hall-Barren-Strukturen werden auf einen Chip-Träger geklebt und mit einem 25 μm dicken Golddraht gebondet. Beim Bonden wird die Probe auf einer Heizplatte erhitzt. Ultraschall wirkt auf die Nadel, dabei die Temperatur der Bondstelle erhöht wird, und der Golddraht auf der Goldschicht haften kann.

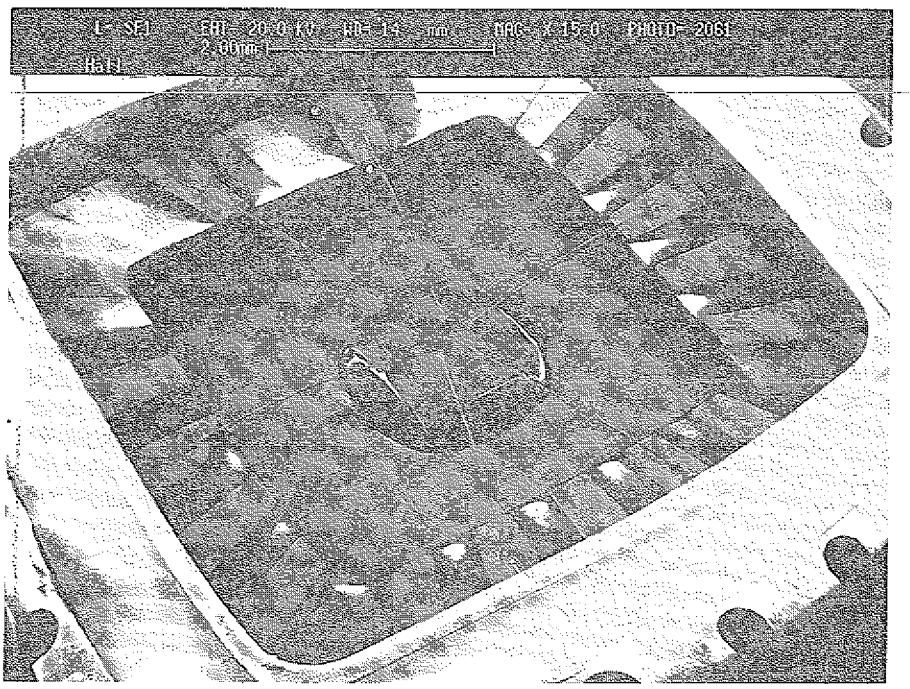
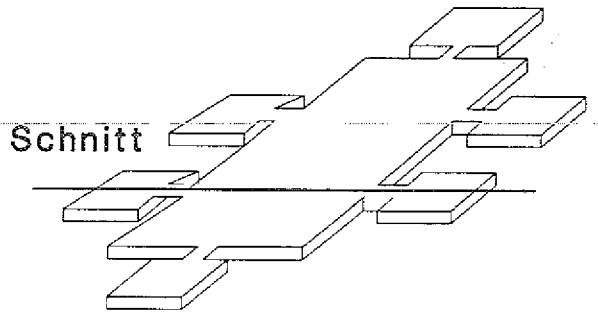
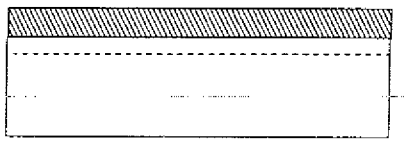


Abb. 2.12: Fertig gebondete Probe

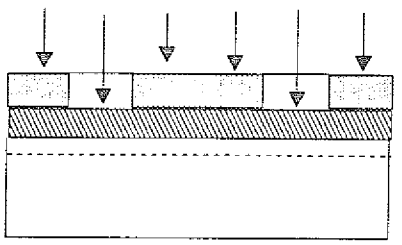


Photolack

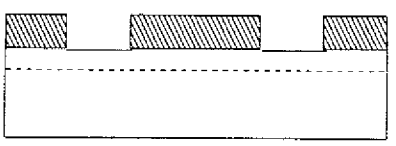
2DEG



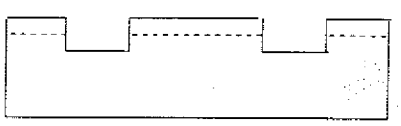
(1) UV-Licht
Maske



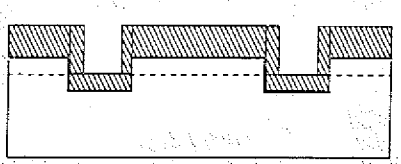
(2) Entwicklung



(3) Ätzung und
Entfernung
des Lackes



Belackung




Probe


Lack


Maske


Ni/Au-Ge/Ni


Ti/Pt/Au

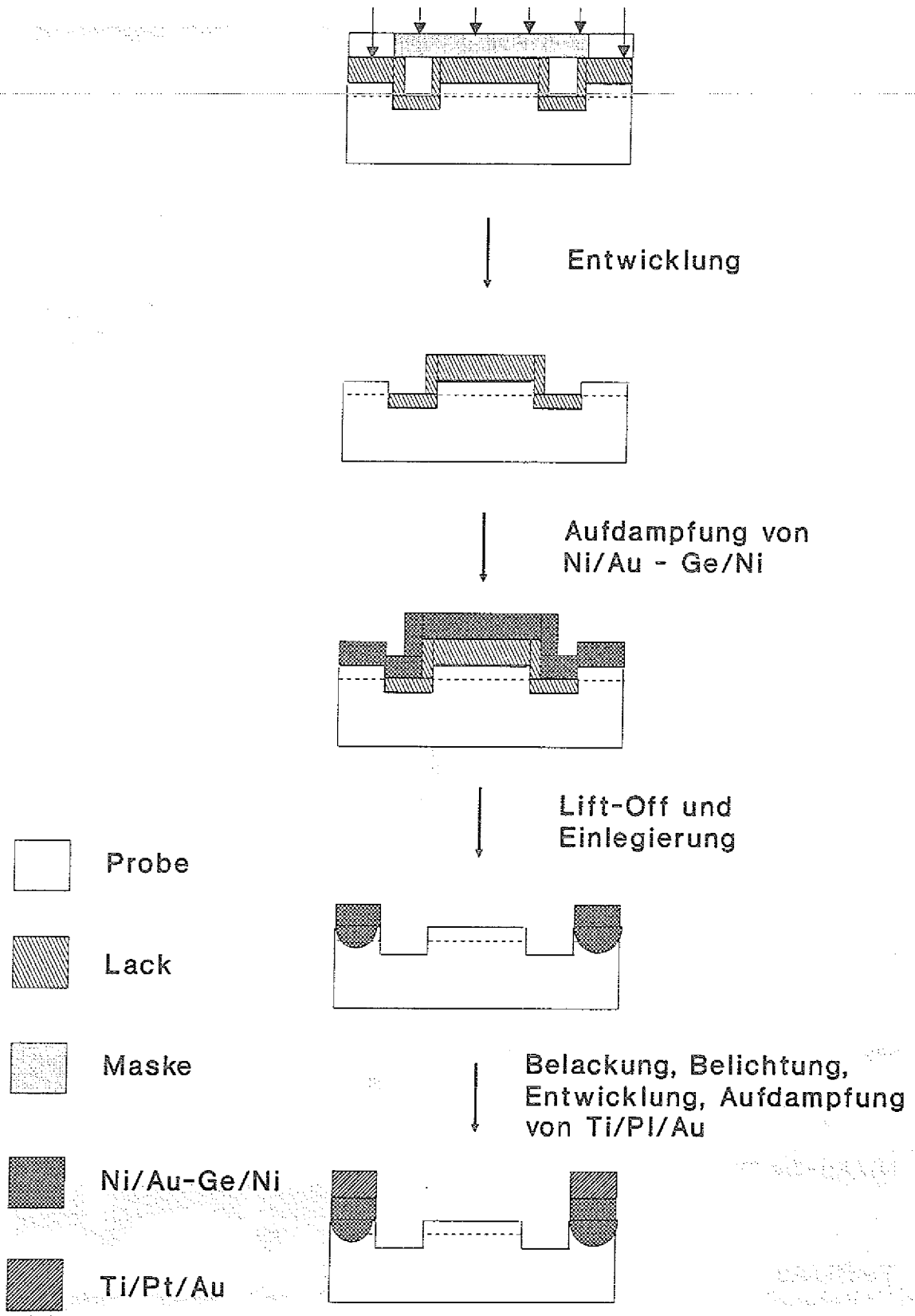


Abb. 2.13: Prozeßschritte bei der Probenherstellung

3. Meßergebnisse

3.1 Struktur der Proben

Die Proben sind mittels LP-MOVPE im Institut für Schicht- und Ionentechnik hergestellt worden. Die Probenherstellung wurde in Abschnitt 2.3 beschrieben, und die Wachstumsparameter sind im Anhang A zu finden. Die Struktur der Proben sieht wie folgt aus:

Deckschicht	GaInAs	150 nm
	$Ga_{1-x}In_xAs$	10 nm
Spacer	InP	20 nm
	n^+ Inp	10 nm
Buffer	InP	300 nm
Substrat	InP (s.i.)	

Abb. 3.1: Schematische Darstellung der Probenstruktur

Die Proben sind auf einem semiisolierenden InP-Substrat gewachsen. Das Substrat ist mit tiefen Eisenstörstellen (Fe) dotiert, um Ladungsträger einzufangen. Auf dem Substrat wird eine InP-Buffer Schicht (300 nm) abgeschieden, um Kristalldefekte zu überwachsen. Eine mit Schwefel (S) hochdotierte ($n^+=4,2 \times 10^{17}$ cm^{-3}) InP-Schicht (10 nm) wird mit einem undotierten InP-Spacer (20 nm) von der verspannten $Ga_{1-x}In_xAs$-Schicht (10 nm) getrennt. Als Deckschicht wird eine unverspannte $Ga_{0.47}In_{0.53}As$ Schicht (150 nm) benutzt.

Der In-Gehalt in den Proben variert zwischen 53,5% und 81%. Um die In-Gehalte zu bestimmen wurde SNMS (Secondary Neutral Mass Spectroscopy), RBS (Rutherford Backscattering) und EDX (Energy Dispersive X-Ray) benutzt.

3.2 Hall-Effekt Messungen

Die Proben sind am Hall-Meßstand in dem Temperaturbereich 5-300 K gemessen worden. Die Stärke des B-Feldes betrug 0,37 T und der Strom durch die Probe 2 μA. Die gemessenen Ladungsträgerkonzentrationen und Beweglichkeiten sind in den Tabellen 3.1 und 3.2 angegeben.

Tabelle 3.1: Gemessene Hall-Beweglichkeiten bei 300 K, 77 K und 5 K

Probe	Indium Gehalt (%)	μ_H ($10^4 cm^2/Vs$) 300 K	μ_H ($10^5 cm^2/Vs$) 77 K	μ_H ($10^5 cm^2/Vs$) 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

Tabelle 3.2: Gemessene Hall-Ladungsträgerkonzentrationen bei 300 K, 77 K und 5 K

Probe	Indium Gehalt (%)	n_H ($10^{15}cm^{-3}$) 300 K	n_H ($10^{11}cm^{-2}$) 77 K	n_H ($10^{11}cm^{-2}$) 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

Die Probe mit der höchsten Beweglichkeit (In-Gehalt: 77.3%) und die nahezu gitterangepaßte Probe (In-Gehalt: 53.5%) wurden zweimal hergestellt und gemessen, um die Reproduzierbarkeit der Werte zu untersuchen.

Die Hall-Beweglichkeiten und die Ladungsträgerkonzentrationen in dem gesamten Temperaturbereich 5-300 K für einen Auswahl der Proben sind im Abb. 3.2 und Abb. 3.3 dargestellt.

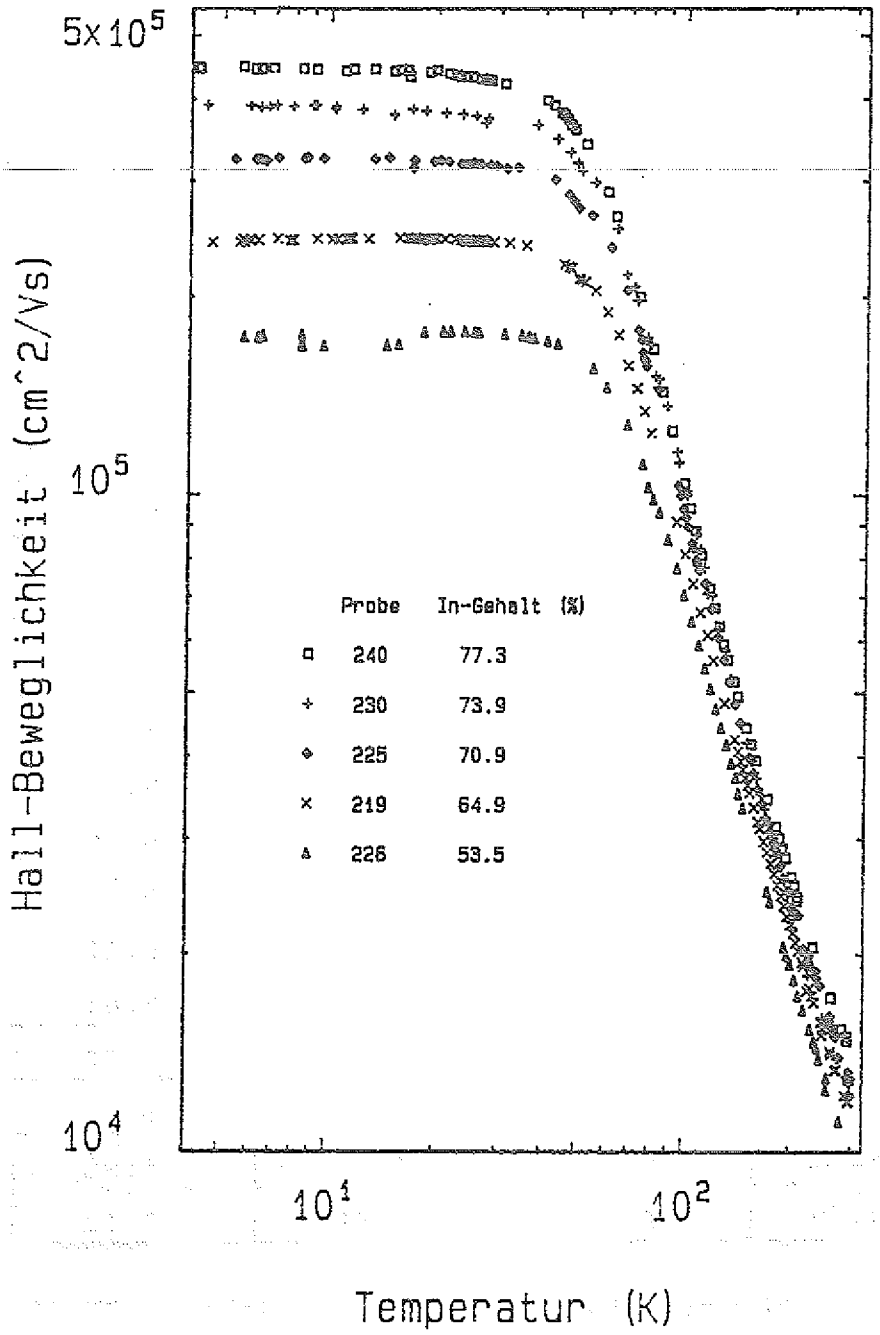


Abb. 3.2: Logarithmische Auftragung der Hall-Beweglichkeit gegen Temperatur

Die Beweglichkeitswerte steigen mit abfallender Temperatur bis ein konstanter Wert bei ca. 40 K erreicht wird. Die Steigung der Kurven läßt sich mit einer Gerade annähern, und dadurch folgt für die Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit; $\mu \propto T^{-1.9\pm0.1}$. Der konstante Wert unterhalb von ~40 K steigt mit höher werdendem In-Gehalt.

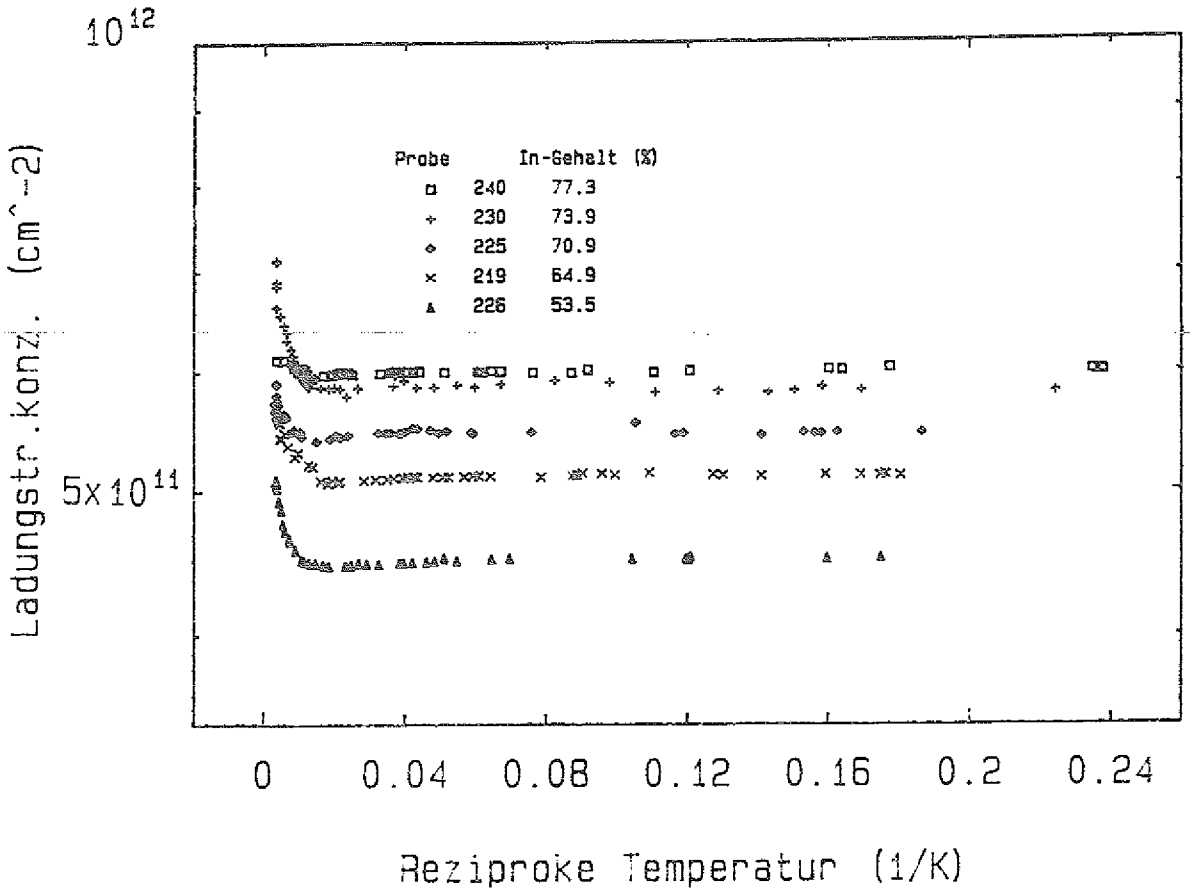


Abb. 3.3: Logarithmische Auftragung der Hall-Ladungsträgerkonzentration gegen die reziproke Temperatur

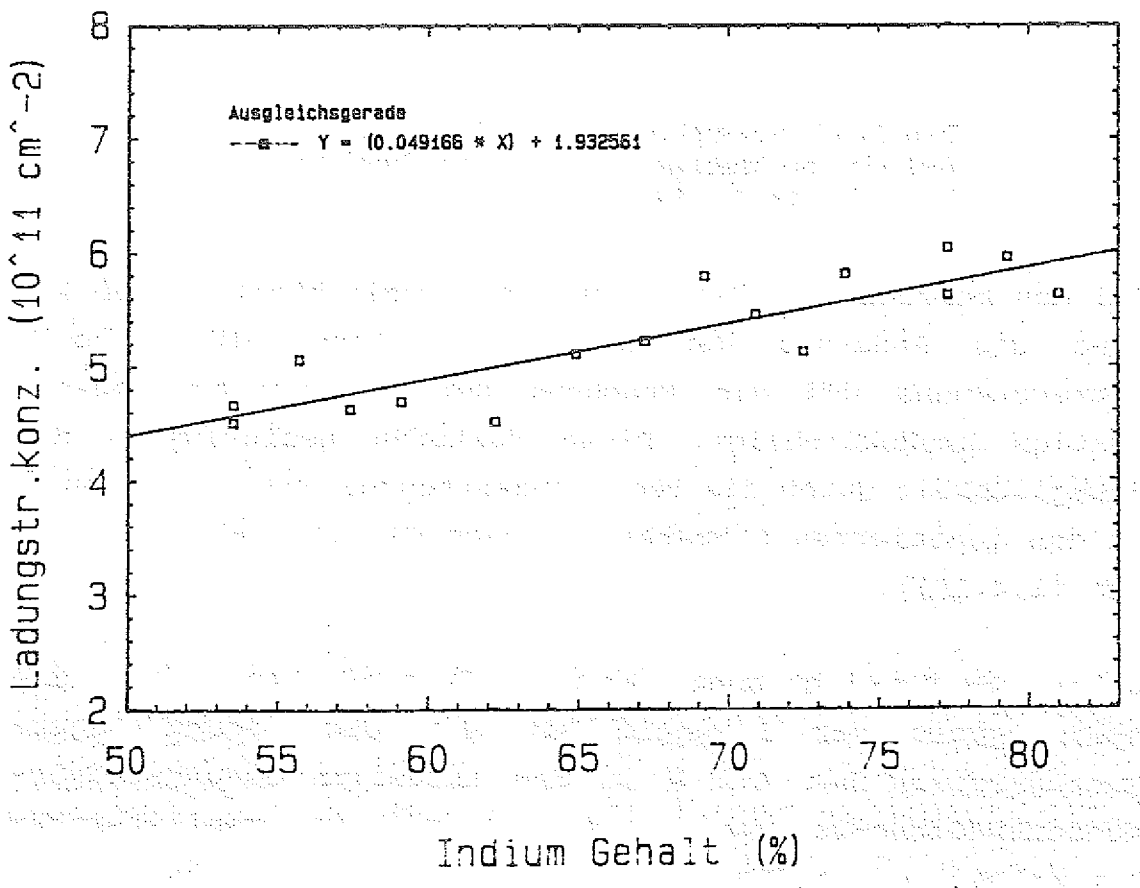


Abb. 3.4: Die Hall-Ladungsträgerkonzentrationen bei ca. 5 K gegen den In-Gehalt aufgetragen. Die Ausgleichskurve zeigt die tendenzielle Steigerung der Ladungsträgerkonzentration mit erhöhtem In-Gehalt.

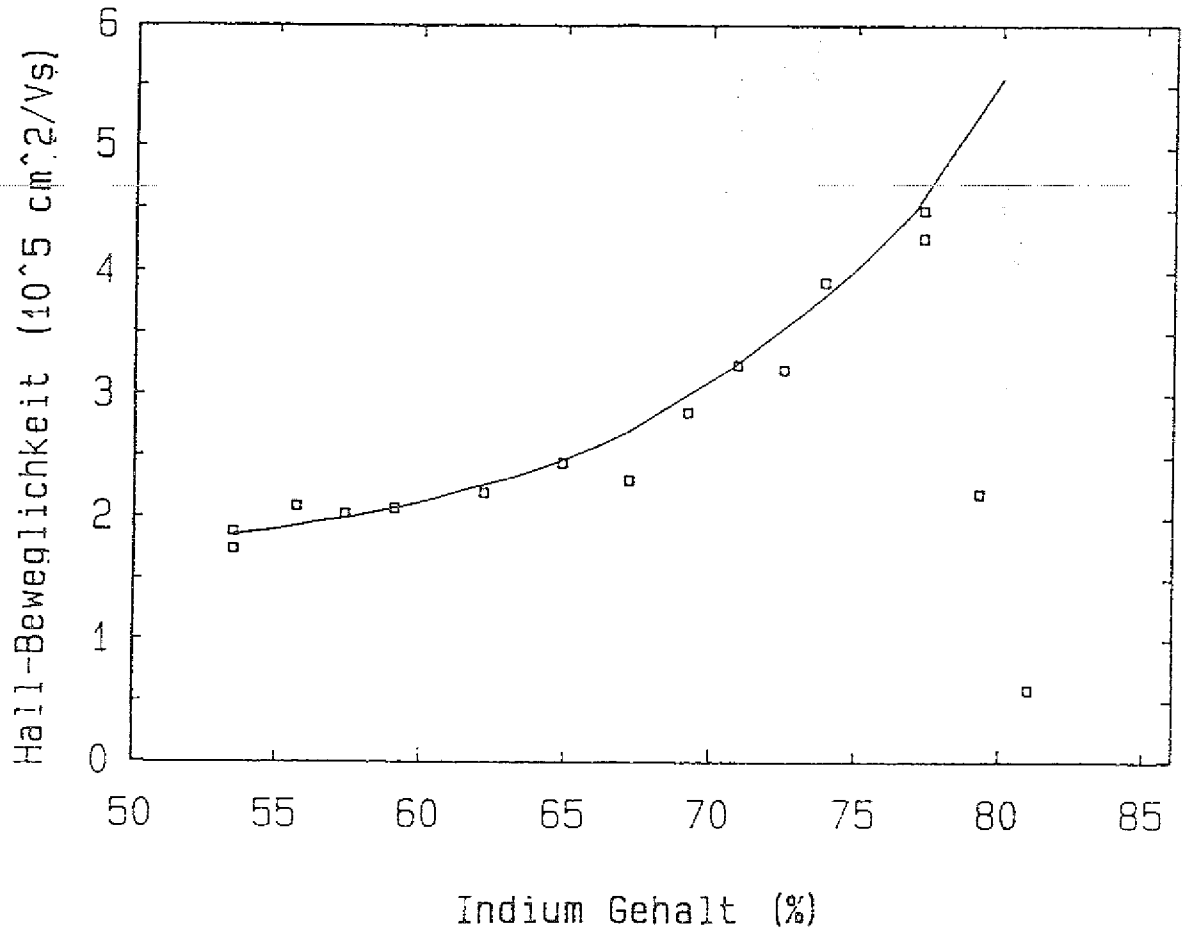


Abb. 3.5: Die Hall-Beweglichkeiten bei ca. 5 K gegen den In-Gehalt aufgetragen. Die durchgezogene Linie sind berechnete Werte.

Bei den berechneten Werten für die Beweglichkeit in Abb.3.5 sind die Änderung der effektiven Masse, die erhöhte Gitterordnung und die Erhöhung der Ladungsträgerkonzentration berücksichtigt. Diese Faktoren beeinflussen die Beweglichkeit durch die Legierungsstreuung und die Streuung an den ionisierten Störstellen (nach Gl. (1.4.6), (1.4.7), und (1.4.10)).

Unter Berücksichtigung beider Streueffekte, ist die Abhängigkeit der Beweglichkeit von der Ladungsträgerkonzentration bei 4.2 K in dem aktuellen Ladungsträgerkonzentrations-Bereich (4.5-6 10^{11} cm^{-2}) von der literatur her bekannt [7, s.660].

$$\mu \propto n^{0.6} \qquad (3.2.1)$$

Die Änderung der effektiven Masse ist mit linearer Regression aus Literaturwerten berechnet worden (Anhang C). Die Erhöhung der Ladungsträgerkonzentration erhält man aus der angenäherten Gerade in Abb. 3.3. Die oben gezeigte Beweglichkeitskurve läßt sich folgendermaßen berechnen:

$$\mu(x) = \mu_{53.5} \frac{53.5(100-53.5)}{x(100-x)} \left(\frac{m^*(53.5)}{m^*(x)} \right)^2 \left(\frac{n(x)}{n(53.5)} \right)^{0.6} \qquad (3.2.2)$$

Als Bezugspunkt dient die gemessene Beweglichkeit einer nahezu gitterangepaßten Probe. x ist der In-Gehalt in %.

3.3 Quanten-Hall-Effekt und Shubnikov-de Haas Oszillations-Messungen

Einige der Proben wurden mit einer Hall-Barren-Geometrie strukturiert und im $^3He/^4He$ Mischkryostat bei einer Temperatur von 50 mK gemessen. Die Stärke des Magnetfeldes wurde zwischen 0 und 14 T geändert, und der Strom durch die Probe betrug 100 nA.

Mittels Gl.(1.6.16) und (1.6.17) sind die Ladungsträgerkonzentrationen aus den Shubnikov-de Haas Oszillationen ausgerechnet worden.

Tabelle 3.3: Ladungsträgerkonzentrationen aus klassichen Hall-Effekt-Messungen und Shubnikov-de Haas Oszillationen

Probe	Indium Gehalt (%)	Klassischer Hall-Effekt n_H ($10^{11}cm^2/Vs$)	SdH-Osz. n_{2d} ($10^{11}cm^2/Vs$)
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

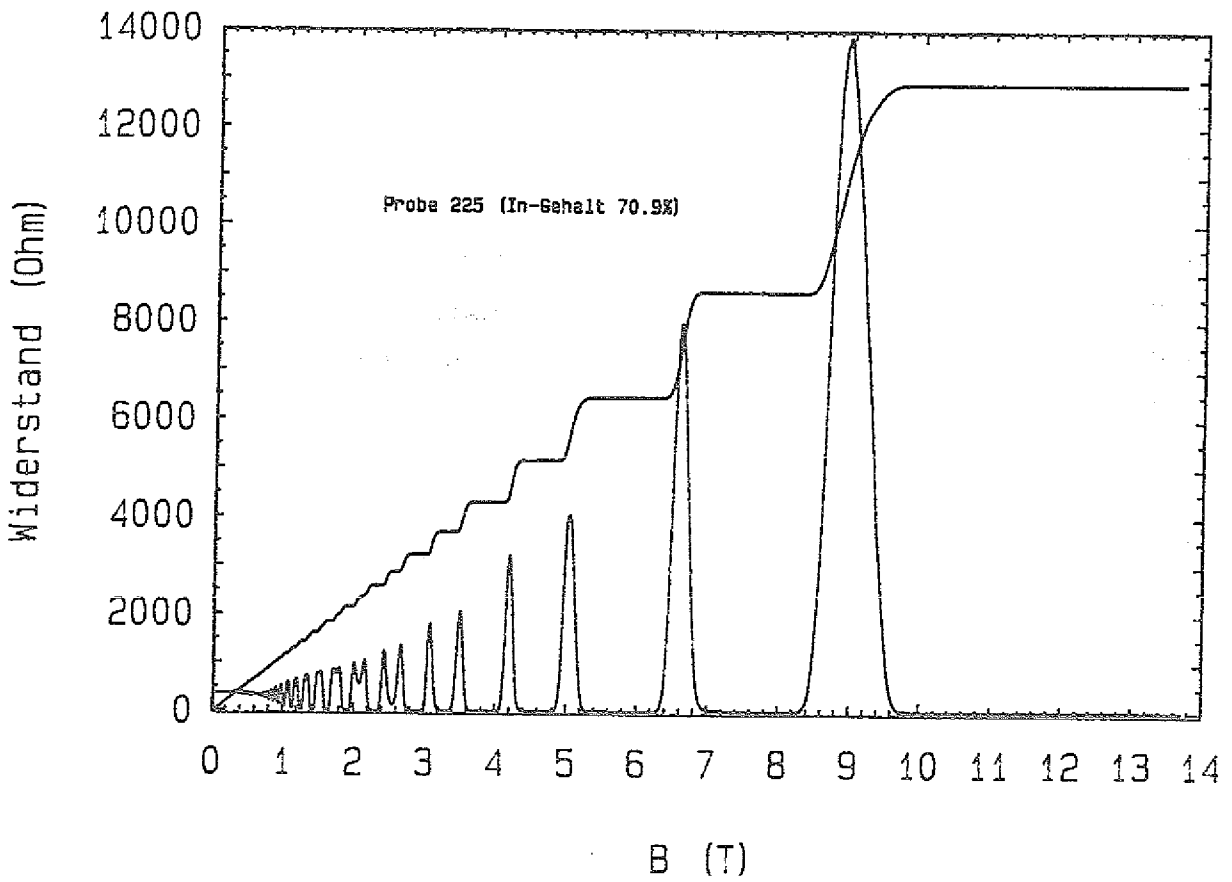


Abb.3.6: Quanten-Hall-Widerstand (R_{xy}) und Shubnikov-de Haas Oszillationen (R_{xx}) für die Probe 225 gegen variierndes B-Feld aufgetragen. Die SdH-Oszillationen sind um einen Faktor 7 vergrößert.

Abb.3.6 zeigt, daß die SdH-Oszillationen nur zwischen zwei Stufen im Hall-Widerstand auftreten, sonst ist R_{xx} gleich Null. Die Spinaufspaltung ist erst ab B≈1.7 T auflösbar. Die letzte sichtbare Stufe hat den konstanten Widerstand $R_H=h/2e^2$. Da die Frequenz der SdH-Oszillationen konstant ist, wird die nächste Stufe bei B=13,85 T erwartet. In Abb. 3.6 sind im Magnetfeldbereich von 0.3 T bis 0.6 Oszillationen andeutungsweise zu sehen. Diese Oszillationen deuten darauf hin, daß bei kleinen Magnetfeldern auch ein zweites Subband besetzt ist. Ein Ausschnitt der Abbildung zeigt diesen Effekt deutlicher.

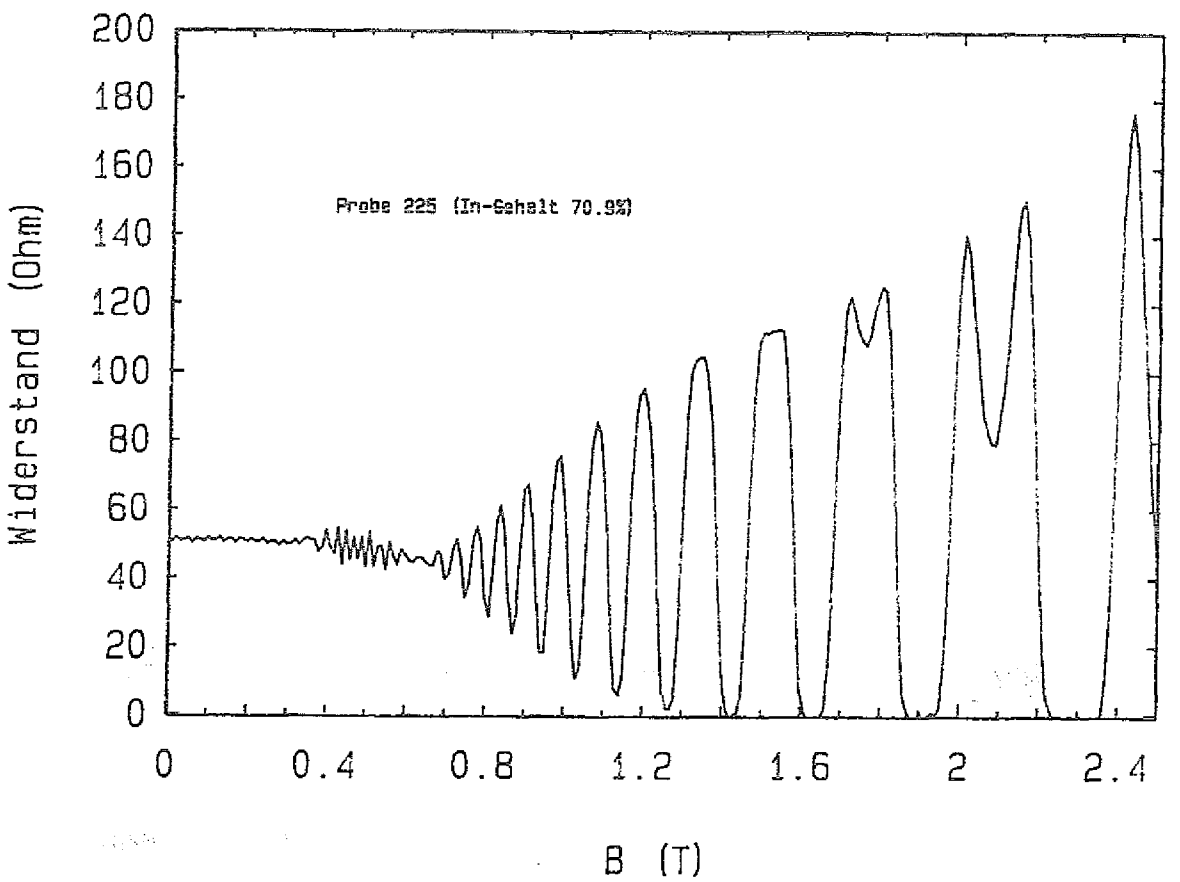


Abb. 3.7: Ausschnitt der SdH-Oszillationen für Probe 225

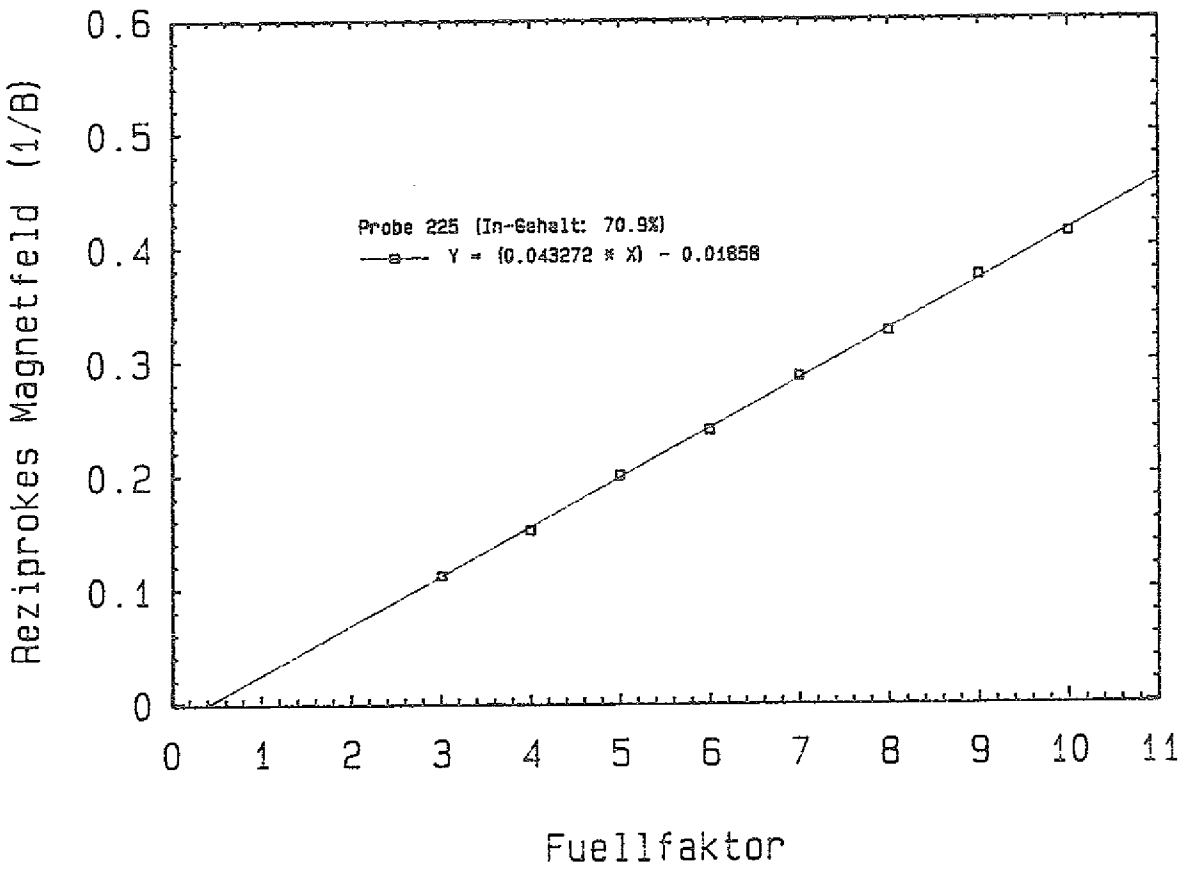


Abb. 3.8: Darstellung des reziproken Magnetfeldes gegen die Anzahl der aufgefüllten Landau-Niveaus mit Spin-aufspaltung bei Probe 225

Aus der Steigung der angepaßten Linie in Abb. 3.7 erhält man nach $n_{2d}=e\Delta\nu/h\Delta(1/B)$ die Ladungsträgerkonzentration.

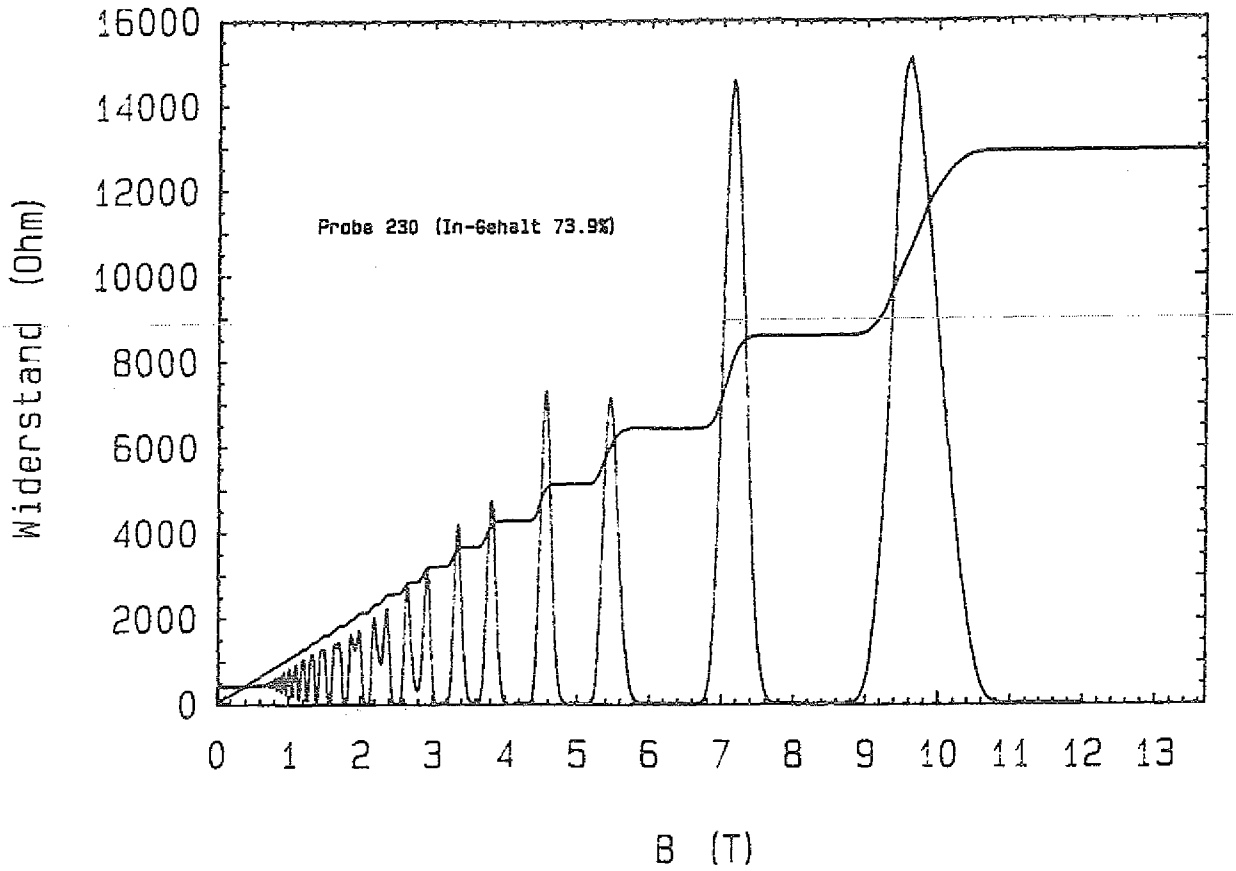


Abb.3.9: Quanten-Hall-Widerstand (R_{xy}) und Shubnikov-de Haas Oszillationen (R_{xx}) der Probe 230 gegen variierendes B-Feld aufgetragen. Die SdH-Oszillationen sind um einen Faktor 10 vergrößert.

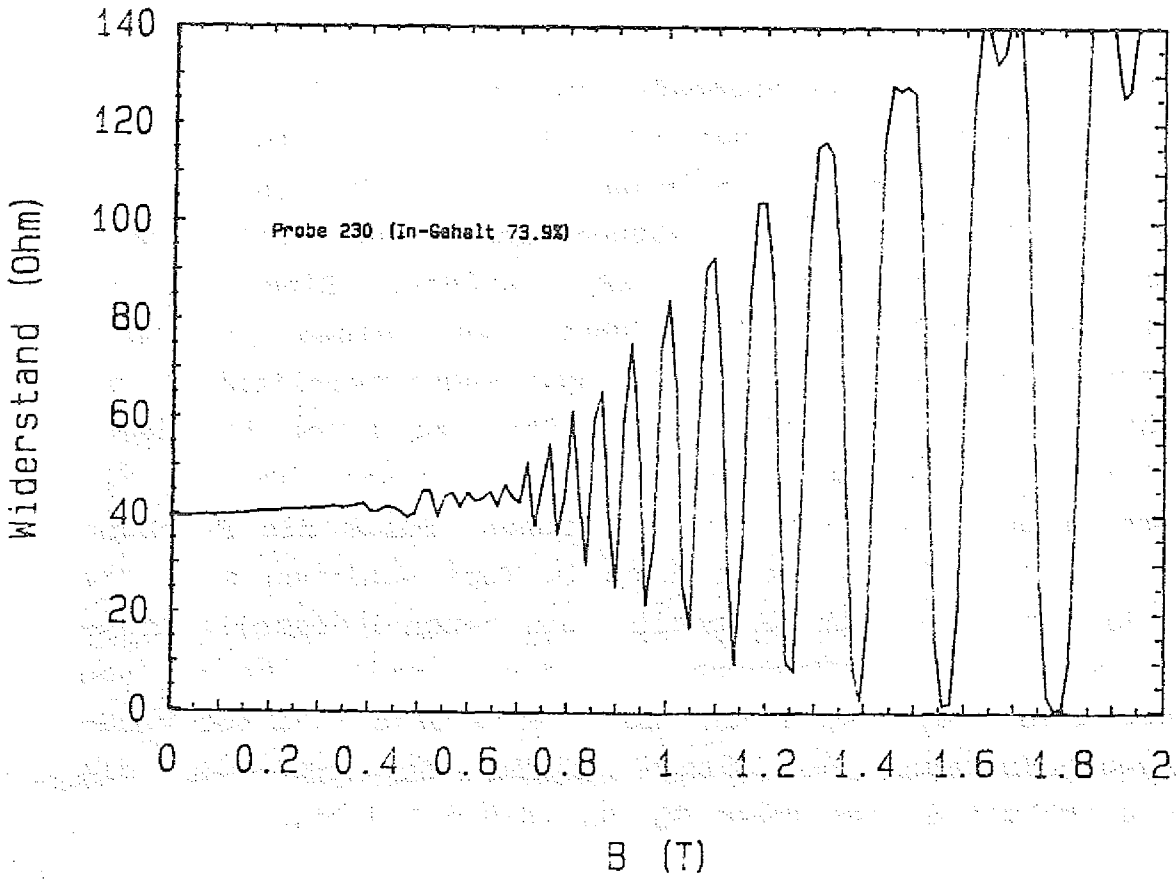


Abb. 3.10: Ausschnitt der SdH-Oszillationen für Probe 230

4. Diskussion

Die in Kapitel 3 vorgestellten Meßergebnisse werden in diesem Kapitel diskutiert.

4.1 Die Hall-Effekt-Messungen

Die Meßergebnisse der klassischen Hall-Effekt-Messungen befinden sich in Abschnitt 3.2.

Wie in Tabelle 3.1 angegeben steigen die Beweglichkeitswerte mit erhöhtem In-Gehalt. Bei 5K erhöht sich die Beweglichkeit zwischen den Proben mit In-Gehalt von 53.5% (Probe 226) und 77.3% (Probe 240) um einen Faktor 2,5. Die Erhöhung der Ladungsträgerkonzentration zwischen den gleichen Proben bei dieser Temperatur beträgt 20%. Bei Raumtemperatur liegt dieser Faktor bei 1,5. Die Steigerung der Beweglichkeit läßt sich durch Verringerung sowohl der Legierungsstreuung als auch der Streuung an ionisierten Störstellen erklären:

Wenn $Ga_{1-x}In_xAs$ gitterangepaßt auf InP abgeschieden wird, beträgt x gleich 0.53. Bei einer Erhöhung des In-Gehaltes wird die Bandlückenenergie im $Ga_{1-x}In_xAs$ kleiner (siehe Abb. 1.1). Dadurch werden Leitungsband- und Valenzbanddiskontinuitäten, ΔE_L und ΔE_V, größer. Eine größere Leitungsbanddiskontinuität führt zu einem tieferen Potentialtopf, wodurch die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen im InP sinkt. Dies führt zu einer kleineren Coulombwechselwirkung zwischen den fernen ionisierten Störstellen im InP und den Elektronen. Durch die Erhöhung der Ladungsträgerkonzentration im Topf schirmen sich die Elektronen besser von den positiv geladenen Störstellenatome ab. Sowohl die Streuung an den fernen ionisierten Störstellen als auch an den ionisierten Hintergrunddotierungsatomen im GaInAs nimmt ab, wodurch die Beweglichkeit steigt (nach Gl. 1.4.6 und 1.4.7).

Durch die hohe Gitterfehlanpassung, ändert sich die Gitterstruktur von kubisch zu tetragonal [10, s. 978]. Die Erhöhung des In-Gehalts verringert den Einfluß des Gitters auf die Leitungselektronen, und die effektive Masse der Elektronen im 2DEG wird geringer (siehe Anhang C [10,Tab 2]). Die Gitterordnung wird mit steigendem In-Gehalt höher ($\sim[x(x-1)]^{-1}$). Obwohl die Erhöhung der Elektronenkonzentration bei der Legierungsstreuung zu einer niedrigeren Beweglichkeit führt, steigt die Beweglichkeit auf Grund der geringeren effektiven Masse und der verbesserten Gitterordnung (nach Gl. 1.4.10).

Berücksichtigt man die Änderung der effektiven Masse, die erhöhte Ladungsträgerkonzentration und die verbesserte Gitterordnung bei steigendem In-Gehalt, so ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen berechneten Werten und Meßdaten (siehe Abb. 3.5).

In Tabelle 3.1 sieht man, daß bei einem In-Gehalt von 79.3% (Probe 242) die Beweglichkeit von $4.49 \cdot 10^5$ cm^2/Vs auf $2.19 \cdot 10^5$ cm^2/Vs sprunghaft abfällt. Bei 81% In-Gehalt (Probe 235) beträgt die Beweglichkeit nur noch $0.59 \cdot 10^5$ cm^2/Vs. Die Beweglichkeiten bei Raumtemperatur und bei 77 K sind ebenfalls deutlich hinuntergegangen. Steigt der In-Gehalt über 77,3%, ist die Gitterfehlanpassung so groß, daß sich Versetzungen im Gitter ausbilden; der Kristall degeneriert. Zu jedem In-Gehalt gibt es eine kritische Schichtdicke, bei der das Gitter die Verspannung nicht mehr aufnehmen kann. Die kritische Schichtdicke der verspannten $Ga_{1-x}In_xAs$-Schicht (10 nm) wurde bei einem In-Gehalt zwischen 77.3% und 79% überschritten. Zum Vergleich zeigt Anhang D [9. Tab. I]. Literaturwerte über berechnete kritische Schichtdicken bei unterschiedlichen In-Gehalten. Bei linearer Interpolation der berechneten Werte erhält man bei den In-Gehalten 79% und 81% jeweils eine kritische Schichtdicke von 11 nm und 10 nm, was eine gute

Übereinstimmung zu denen in dieser Arbeit experimentell bestimmten Werten ergibt.

Oberhalb von 40 K lassen sich die Beweglichkeitskurven in Abb 3.2 durch eine Gerade annähern, woraus sich eine Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit von $\mu \propto T^{-1.9\pm0.1}$ ergibt. Die durch optische Phononen begrenzte Beweglichkeit hat eine Steigung von ca. -2.0 [21]. Optische Phononen sind deshalb der wichtigste Streueffekt für Temperaturen höher als 40 K. Unterhalb von ~40 K hingegen ist die Beweglichkeit annähernd konstant, da Legierungsstreuung und die Streuung an ionisierten Störstellen temperaturunabhängig sind.

Um zur Leitung beitragen zu können, müssen sowohl die Donatoratome als auch die Hintergrunddotierungsatome durch thermische Energie ionisiert werden. Wenn die Temperatur sinkt werden die Elektronen, die sich nicht im Topf befinden, wieder ausgefroren, und die Anzahl der Ladungsträger bleibt konstant (siehe Abb. 3.2). In Tabelle 3.3 sieht man, daß im Vergleich zu den Raumtemperaturwerten die Ladungsträgerkonzentration bei 77 K deutlich geringer ist. Unterhalb von ~70 K tragen nur die Elektronen an der Fermi-Grenze in dem Potentialtopf zur Leitung bei. Bei den am meisten verspannten Proben (242 und 235) erkennt man (Tabelle 3.2), daß alle Elektronen die Zustände im Potentialtopf besetzen. Infolgedessen ändert sich die Ladungsträgerkonzentration nicht mehr mit der Temperatur. Die Tiefe des Topfes steigt mit erhöhtem In-Gehalt, und dadurch stehen auch mehrere Elektronenzustände unterhalb des Fermi-Niveaus im Topf zur Verfügung. Das ist auch bei der Probe 217 der Fall, da hier die Ladungsträgerkonzentration bei Raumtemperatur ($4.6\cdot10^{15}$ cm^{-3}) sehr gering ist.

Die Probe 206 hat eine sehr hohe Raumtemperaturkonzentration ($8.77\cdot10^{15}$ cm^{-3}), was darauf hindeutet, daß die Hintergrunddotierung in dieser Probe sehr groß war. Diese

Probe war die erste in der Versuchsreihe. Davor hatte die Epitaxie-Anlage längere Zeit stillgestanden. Es ist bekannt, daß anschließend die Hintergrunddotierung der ersten Probe höher wird.

4.1.1 Fehlerquellen beim Hall-Meßstand

Um die Meßergebnisse beurteilen zu können, werden in diesem Abschnitt die Fehlerquellen bei dem Hall-Meßstand diskutiert.

Das Magnetfeld wurde mit einer Hall-Sonde überprüft, woraus man einen maximalen Fehler von ±3% in der Magnetfeldstärke schätzen konnte. Um den kapazitiven Widerstand des BNC-Kabels zwischen Probe und Stromquelle vernachlässigen zu können, wird eine niedrige Frequenz (34 Hz) des Oszillators benutzt. Insgesamt ergibt sich der Fehler der Meßwerte, der durch die Stromquelle, den Lock-In-Verstärker und die übrigen Verstärker verursacht wird, zu höchstens 2%. Der maximale Gesamtfehler wird somit auf 5% geschätzt.

Die Temperatur wird über Widerstände gemessen und läßt sich mit einer Genauigkeit von 0.1 K aus der Eichung des jeweiligen Widerstandes bestimmen. Eine Meßzyklus dauert ungefähr 40 Sekunden, dabei wird alle drei Sekunden die Temperatur ausgelesen und der Mittelwert dem Meßzyklus als Temperatur zugeordnet. Unterhalb von 100 K bewirkt der Temperaturdrift eine Ungenauigkeit von ca. 1 K.

Die Beweglichkeiten der Proben 206 und 226 (In-Gehalt: 53.5%) sowie die Proben 232 und 240 mit den höchsten Beweglichkeiten (In-Gehalt: 77.3%) lassen sich innerhalb der Fehlergrenze von maximal 5% reproduzieren.

4.2 Die Quanten-Hall-Effekt- und Shubnikov-de Haas Oszillations-Messungen.

Tabelle 3.3 zeigt eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den von klassischer Hall-Effekt- und SdH-Oszillations-Messungen gegebenen Ladungsträgerkonzentrationen. Von der periodischen Frequenz der Oszillationen (siehe Abb. 3.6 und 3.9) ist nur ein Subband zu erkennen. Ausschnitte der Kurven für die Proben 225 (In-Gehalt: 70.9%) und 230 (In-Gehalt 73.9%) zeigen jedoch Oszillationen bei Magnetfeldern zwischen 0.3 T und 0.55 T, die von einem zweiten Subband stammen müssen (siehe Abb. 3.7 und 3.10). Die Anzahl der Zustände pro Landau-Niveau ist nach Gl. 1.6.7 proportional zur B-Feldstärke. Bei kleinen Magnetfeldern sind deshalb auch Zustände in dem zweiten Subband besetzt. Diese Zustände sind bei ca.0.55 T völlig entleert, so daß alle Elektronen sich in dem unteren Subband befinden. Bei den stärker verspannten Proben 232 und 240 (In-Gehalt: 77.3%) sind solche Oszillationen nicht zu erkennen. Auf Grund des tieferen Potentialtopfes in diesen Proben wird die Energie des unteren Subbandes im Vergleich zum Fermi-Niveau niedriger, und die Anzahl der besetzen Zustände erhöht sich. Wegen der größeren Potentialbarriere auf beiden Seiten des Potentialtopfes bei einer Erhöhung des In-Gehalts wird der Energieabstand zwischen den Subbändern größer. Das erste Subband wird dadurch über das Fermi-Niveau geschoben und alle Elektronen müssen das untere Subband besetzen.

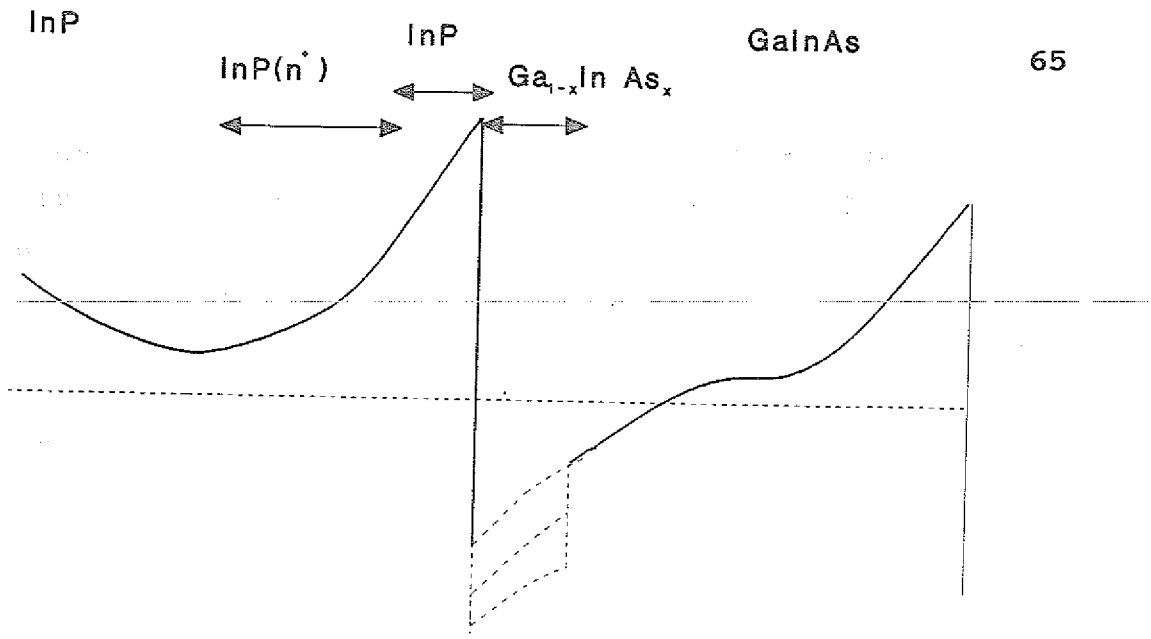


Abb.4.1 Änderung des Potentialtopfes bei einer Erhöhung des In-Gehaltes

Zwischen zwei SdH-Oszillationen ist der Widerstand gleich Null (siehe Abb. 3.6 und 3.9). Das bedeutet, daß keine parallele Leitung in der Probe stattfindet, da nur der Potentialtopf sich unterhalb des Fermi-Niveaus befindet. Sonst sind alle Leitungselektronen aus der Hintergrunddotierung und den Donatoratomen, die nicht an den Potentialtopf abgegeben sind, ausgefroren. Bei kleinen Magnetfeldern (0-0.4T) befindet man sich noch im klassischen Bereich wo keine Randkanäle ausgebildet sind, und der Widerstand R_{xx} hat dadurch einen konstanten Wert.

4.3 Vergleich zu Literaturwerten

So weit es aus der Literatur bekannt ist, sind Proben mit so hohen Beweglichkeiten, wie sie in dieser Arbeit gemessen worden sind, bei dem System $Ga_{1-x}In_xAs/InP$ bisher nicht reproduzierbar hergestellt worden.

Maurel et al. hat über eine Probe mit der Beweglichkeit 700 000 cm^2/Vs bei 4 K berichtet [22]. Dieser Wert konnte aber nicht reproduziert werden.

In der Literatur gibt es mehrere Berichte über Messungen an dem ähnlichen System $Ga_{1-x}In_xAs/AlInAs$ [6], [9], [11], [21], [23], [24], [25]. Typische Werte bei diesen Messungen sind Ladungsträgerkonzentrationen im Bereich von $1-2 \cdot 10^{16}$ cm^{-3} und Beweglichkeiten von ca. 12500 cm^2/Vs. Für Bauelemente ist die Leitfähigkeit bei Raumtemperatur ein wichtiger Parameter. Wegen den höheren Ladungsträgerkonzentrationen ist die Leitfähigkeit bei den in der Literatur angegebenen Messungen um den Faktor ~1.5 höher, als die der in dieser Arbeit gemessenen $Ga_{1-x}In_xAs/InP$ Schichten.

5. Schlußfolgerungen

In der vorliegenden Arbeit sind Magnetotransportmessungen an einer Probenserie des verspannten Systems $Ga_{1-x}In_xAs/InP$ ($0.535 \leq x \leq 0.80$) durchgeführt worden. Auf Grund der hohen gemessenen Beweglichkeiten ist dieses Halbleitermaterial für schnelle Bauelemente wie HEMT sehr gut geeignet.

Um die Beweglichkeit weiter zu verbessern, müßte die Legierungsstreuung und die Streuung an den ionisierten Störstellen noch verringert werden. Wenn die verspannte Schicht dünner gemacht würde, müßte das Kristallgitter eine höhere Verspannung ertragen, bevor es zu einer Degeneration des Gitters käme. Dadurch wäre es möglich, den In-Gehalt weiter zu erhöhen, und eine höhere Beweglichkeit der Leitungselektronen wäre zu erwarten.

Ferner könnte die n-Dotierung erhöht werden, um die Leitfähigkeit der Schichten zu verbessern. Dann wäre aber auch ein Besetzung des zweites Subbandes zu erwarten, was zu einer niedrigeren Beweglichkeit durch die Intersubband-streuung führen würde. Diese Punkte erfordern weitere Untersuchungen.

Bei der Anwendung von $Ga_{1-x}In_xAs$ und InP für Transistoren ist es wegen der niedrigen Potentialbarriere zwischen Metall und Halbleiter (~0.3 eV) schwierig, gute Shottky-Kontakte zu erstellen. Bei AlInAs dagegen, ist dieses kein Problem, weil die Potentialbarriere höher ist (~0.6-0.7 eV). Es wäre deshalb interessant, AlInAs statt InP zu verwenden. Eine "normale" Struktur der Proben wäre dann nötig damit AlInAs die oberste Schicht wäre. Bei der Herstellung von aluminium-haltigen Schichten muß der Wachstumsprozeß für die MOVPE noch entwickelt werden.

Literaturverzeichnis

[1] Lüth, H., Ibach, H.;
Festkörperphysik, Einführung in die Grundlagen,
3. Auflage, Springer-Verlag Berlin Heidelberg,
1990.

[2] Madelung, O.;
Grundlagen der Halbleiterphysik,
Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1970.

[3] Andersen, D.A, Aspley, N.;
The Hall effect in III-V semiconductor assessment,
Semicond. Sci. Technol., 1, 1986, s. 187-202.

[4] Harris, J.J, Pals, J.A., Woltjer R.;
Electronic transport in low-dimensional
structures,
Rep. Prog. Phys., 52, 1989, s. 1217-1266.

[5] Takeda, Y., Sasaki, A.;
Calculated Electron Mobility of Two-Dimensional
Electrons in AlInAs/InGaAs and InP/InGaAs Single
Heterostructures,
Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 24,
Nr.10, 1985, s. 1307-1311.

[6] Chin, A., Chang, T.Y.;
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), 1990, s. 364-366.

[7] Kane, M.J., Anderson, D.A., Taylor, L.L, Bass, S.J.;
Transport properties and persistent photoconductivity in $InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ modulation doped heterojunctions,
Jour. Appl. Phys., 6 0 (2), 1986, s.657-664.

[8] Van der Pauw, L. J.;
A Method of Measuring Specific Resistivity and Hall Effect of Discs of Arbitrary Shape,
Phillips Research Reports, 13, 1958.

[9] Ng, G., Pavlidis, D., Jaffe, M., Singh, J., Chau, H.;
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 Elektron Devices,
Vol.36, Nr.10, 1989, s. 2249-2258.

[10] Foulon, Y., Priester, C., Allan, G.; Lannoo, M.;
Strained Heterojunctions: Band-Offsets and Effective Masses: A Theoretical Approach,
20th International Conference on the Physics of Semiconductors, Vol. 2,
Autoren: Anastassakis, E.M., Joannopoulos, J.D.,
World Scientific, 1990.

[11] Kuo, J.M., Lalevic, B.;
Molecular-beam epitaxial growth and characterization of pseudomorphic GaInAs/AlInAs modulation-doped heterostructures,
J. Vac. Sci. Technol., B 5 (3), 1987, s.782-784.

[12] von Klitzing, Klaus;
The Quantized Hall Effect,
Reviews of Solid State Science, Vol. 1, Nr.1 ,
1987, s. 121-146.

[13] Buchenau, U.;
Zweidimensionales Elektronengas und
Quantenhalleffekt,
Festkörperforschung für die Informations-
technik, 21. Ferienkurs der KFA Jülich,
Forschungzentrum Jülich GmbH, Kap. 32, Jülich
1990.

[14] Stormer, H.L., Tsui, D.C.;
The Quantized Hall Effect,
Science, Vol. 220, Juni 1983, s.1241-1246.

[15] Büttiker, M.;
Absence of backscattering in the quantum Hall
effect in multiprobe conductors,
Phys. Rev. B, Vol.38, Nr.14, 1988, s. 9375-9389.

[16] Hessel, A.;
Laterale Transportmessungen an GaAs, InP und
GaAs/AlGaAS, InP/InGaAs- Heterostrukturen,
Diplomarbeit, RWTH Aachen 1990.

[17] Adachi, S;
Chemical Etching of InP and InGaAs/InP,
Solid State Science and Technology,
Vol. 129, Nr. 3, 1982, s. 609-613.

[18] Kräulte, H.,Woelk, E., Sedlers, J., Beneking, H.;
Contacts on GaInAs,
IEEE Transactions on Elektron Devices,
Vol ED-32, Nr. 6, 1985, s. 1119-1123.

[19] Berg, C.;
Undersøkelser av 2D-elektronmobilitet i metallisk deponerte III-V heterostrukturer,
Diplomarbeit, RWTH Aachen 1988.

[20] Oxford Instruments;
Bedienungsanleitung für den TLM400 ^3He-^4He Mischkryostat.

[21] Hong, W.P., Ng, G.I., Bhattacharya P. K., Pavlidis, D., Willing, S.;
Low- and high-field transport properties of pseudomorphic $In_xGa_{1-x}/In_{0.52}Al_{0.48}As$ ($0.53 \leq x \leq 0.65$) modulation doped heterostructures,
J. Appl. Phys. 64 (4), 1988, s.1945-1949.

[22] Maurel, Ph., Defour, M.,Grattepain, C., Omnes, F., Acher, O., Timms, G., Razegi, M.;
Low pressure metal organic chemical vapour deposition of heterojunctions, quantum wells and superlattices of III-V compounds for photonic and electronic devices, Chemotronics, Vol.4, 1989, s.40-43.

[23] Sasa, S., Nakata, Y., Sugiyama, Y., Fujii, T. Miyauchi, E.;
Electronic properties of two-dimensional electron gas in pseudomorphic $In_xGa_{1-x}As/N$-$In_{0.52}Al_{0.48}As$ heterostructures,
J. Cryst. Growth 95, 1989, s. 189-192.

[24] Griem, H.T, Hsieh, K.H., D'Haenens, I.J., Delaney M.J., Henige J.A., Wicks, G.W., Brown, A.S; Molecular-beam epitaxial growth and characterization of strained GaInAs/AlInAs and InAs/GaAs quantum well two-dimensional electron gas field-effect transistors, J. Vac. Sci. Technol. B 5 (3), 1987, s.785-791.

[25] Jaffe, M., Singh, J.; Band structure and charge control studies of n- and p-type pseudomorphic modulation-doped field-effect transistors, J. Appl. Phys. 65 (1), 1989, s. 329-338.

Anhang

Anhang A : Wachstumsparameter der Proben

Herstellungsverfahren	LP-MOVPE
Trägergas	H_2
Wachstumstemperatur	640 °C
Strömungsgeschwindigkeit der Gase im Reaktor:	2 m/s
Wachstumsrate	Abhängig von In-Gehalt $Ga_{0.47}In_{0.53}As$: 2.4 µm/Stunde $Ga_{0.19}In_{0.81}As$: 6.8 µm/Stunde InP: 1.2 µm/Stunde
Totaldruck im Reaktor	20 mbar
Partialdrucke	$p(AsH_3)$=59.3 Pa $p(PH_3)$ =118.5 Pa p(TMG)=0.146 Pa Indium Gehalt 53.5% : p(TMI)=0.237 Pa Indium Gehalt 81% : p(TMI)=0.821 Pa

Anhang B: Daten der Probenpräparation

Reinigung	Aceton 1 min. 2-Propanol 1 min. Deionisiertes Wasser 1 min.
Photolack	AZ 1512 (positiv)
Schleudern	700 Umdreh./min. 5 sec. 4000 Umdreh./min. 20 sec.
Trocknen	90°C 20 min.
Belichtungzeit	3.6 sec. Dosis=40 mJ/cm^2
Entwickler	AZ 400 : d.i.Wasser 1:4 Danach d.i.Wasser 45 sec.
Ätze	HBr (47% Lösung) H_3PO_4 (85% Lösung) $K_2Cr_2O_7$ (M=294,19 g/mol) $HBr:H_3PO_4:K_2Cr_2O_7(1N)$ = 2:2:1
Herstellung der Ätze	4.41 g $K_2Cr_2O_7$ in 30 cm^2 d.i. Wasser bei ~100 °C lösen, 60 cm^2 H_3PO_4 zusetzen, danach 60 cm^2 HBr. Ungefähr eine Stunde (im Plastik-behälter) abkühlen lassen. bis die Temperatur ~24 °C ist.
Ätzzeit	20 sec. Danach d.i.Wasser 1 min. Aceton 1 min.
Ohmsche Kontakte 1. Aufdampfung	Probenoberfläche sputtern: U=500 V, I=5 mA, t=20 sec. Ni 5 nm (Am Probeoberfläche) Au-Ge 90 nm Ni 35 nm
Einlegierung	350°C 1 min. N_2/H_2-Gasfluß ~3 ml/min.
2. Aufdampfung	Ti 40 nm Pt 40 nm Au 150 nm
Golddraht	25 μm Dänung: 2-4%
Bonden Gerät: West-Bond	160 °C Kanal 1: Leistung: 470 Zeit: 450 Kanal 2: Leistung 350 Zeit: 390

Anhang C: Effektive Elektronenmassen parallel und senkrecht zum Heteroübergang $Ga_{1-x}In_xAs/InP$ [10, Tab.2]

Indium-Gehat(%)	$m^*_\perp$	$m^*_\parallel$
53	0.042	0.042
60	0.041	0.039
70	0.039	0.035
80	0.037	0.031
90	0.035	0.026
100	0.032	0.022

Anhang D: Kritische Schichtdicken bei unterschiedlichen Indium Gehalten für $Ga_{1-x}In_xAs$ [9, Tab.I]

Indium-Gehalt(%)	Kritische Schicht-dicke(Å)
53	∞
58	843
63	366
68	222
73	154
78	115
83	91
88	74
93	62

FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH GmbH KFA

Informationen Informationen Informationen Informationen Informationen

Superschnelle Elektronen in Gallium-Indiumarsenid

Nr. 11

21.3.1991

Wissenschaftlern im Institut für Schicht- und Ionentechnik des Forschungszentrums Jülich ist es gelungen, eine Halbleiter-Schichtzusammensetzung zu entwickeln, die reproduzierbar zu extrem hohen Beweglichkeiten, d.h. Geschwindigkeiten der Elektronen führt. Dabei wurden Beweglichkeitswerte der Elektronen von über 450.000 cm^2/Vs gemessen.

Die schnellsten Transistoren für Nachrichtentechnik und Supercomputer werden heute auf der Basis von III-V-Halbleiterschichtsystemen hergestellt; vor allem aus Galliumarsenid und Gallium-Aluminium-Arsenid. Eine andere Materialkombination, nämlich Indium-Phosphid und Gallium-Indium-Arsenid, besitzt den besonderen Vorteil, daß aus ihr auch Halbleiterlaser und andere optoelektronische Bauelemente hergestellt werden können, die für die

Forschungszentrum Jülich GmbH · Postfach 1913 · D-5170 Jülich · Btx (02461) 61-1
Rückfragen bitte an KFA – Öffentlichkeitsarbeit – Telefon-Durchwahl (02461) 614661
Telefax-Nr.: national (02461) 614666 – international 492461 614666

Nachrichtenübertragung mittels Glasfaser besonders gut geeignet sind. Die Kombination Indiumphosphid mit Gallium-Indiumarsenid erlaubt die Herstellung integrierter Schaltkreise, bestehend aus wichtigen optoelektronischen Bauelementen und schnellsten Transistoren zur Umwandlung optischer in elektrische Signale und umgekehrt.

Am Übergang zwischen den Indiumphosphid- und Gallium-Indiumarsenid-Schichten können in einer Grenzschicht der Dicke von etwa 5 nm im Gallium-Indiumarsenid quasizweidimensionale Elektronengase extrem hoher Beweglichkeit hergestellt werden. Dies geschieht so, daß bei der Epitaxie, d.h. bei der Abscheidung der kristallinen Halbleiterschicht, die Dotierungsatome, die Atome, von denen die freien, den Strom tragenden Elektronen kommen, räumlich vom zweidimensionalen Elektronengas getrennt werden. Dadurch können die Elektronen nicht mehr an diesen Fremdatomen gestreut werden, und eine Ursache des elektrischen Widerstands fällt weg.

Bisher wurden in zweidimensionalen Elek-

tronengasen dieses Materialsystems unterhalb einer Temperatur von 50 Kelvin Beweglichkeiten von maximal 180.000 cm^2/Vs erreicht. Die Jülicher Gruppe erzielte mittels metallorganischer Gasphasenepitaxie durch einen optimalen Schichtaufbau und durch gezielte kontrollierte Indium/-Gallium-Mischungsverhältnisse nunmehr reproduzierbare Beweglichkeitswerte der Elektronen von über 450.000 cm^2/Vs. Zwar wurde in der Literatur von einer französischen Gruppe einmal ein Wert von etwa 600.000 cm^2/Vs berichtet. Dieser Wert konnte jedoch weder von der Gruppe selbst noch von anderen Wissenschaftlern weltweit jemals reproduziert werden. Demgegenüber können die Jülicher Forscher das "Rezept" angeben, nach dem die extrem hohen Elektronenbeweglichkeiten hergestellt werden können.

Die genannten Beweglichkeitswerte sind von Interesse für elektronische Schaltungen bei tieferen Temperaturen, z.B. im Zusammenhang mit sog. Hybridbauelementen aus Halbleitern und den gerade jetzt intensiv erforschten sog. Hochtemperatursupraleitern. Aber auch für normale, bei

Zimmertemperatur arbeitende Schaltkreise nur aus Halbleitermaterial ist der Fortschritt beachtlich. Während in Silizium, dem bisher wichtigsten Halbleitermaterial, Elektronen in einem elektrischen Feld von 0,3 Volt pro Mikrometer (typisch für Bauelemente) eine Geschwindigkeit von 40 km/s erreichen, "fliegen" Elektronen des zweidimensionalen Elektronengases an der Indium-Phosphid/Gallium-Indiumarsenid Grenzschicht in diesem Feld mit einer Geschwindigkeit von etwa 400 km/s.

Die bisher erzielten Ergebnisse geben Anlaß zu der Hoffnung, extrem schnelle und rauscharme Feldeffekttransistoren (high electron mobility transistor [HEMT]) im Materialsystem Indiumphosphid/Gallium-Indiumarsenid herzustellen.

Anhang F: Zeitungsausschnitte

Züricher Zeitung 24.4.91

Superschnelle Elektronen in Gallium-Indiumarsenid

(kfa) Die schnellsten Transistoren für Nachrichtentechnik und Supercomputer werden heute auf der Basis von III-V-Halbleiterschichtsystemen hergestellt; vor allem aus *Galliumarsenid* und *Gallium-Aluminiumarsenid*. Eine andere Materialkombination, nämlich *Indiumphosphid* und *Gallium-Indiumarsenid*, hat den besonderen Vorteil, dass aus ihr auch *Halbleiterlaser* und andere optoelektronische Bauelemente hergestellt werden können. Sie können auf demselben IC mit sehr schnellen *Transistoren* zur Umwandlung optischer Signale in elektrische und umgekehrt kombiniert werden.

Am Übergang zwischen den Indiumphosphid- und Gallium-Indiumarsenid-Schichten kann in einer Grenzschicht der Dicke von etwa 5 nm *quasi zweidimensionales Elektronengas* extrem hoher Beweglichkeit entstehen. Dazu muss bei der Abscheidung der kristallinen Halbleiterschicht die Grenzschicht frei von Dotierungsatomen gehalten werden. So können die Elektronen nicht an diesen Fremdatomen gestreut werden, und eine Ursache des elektrischen Widerstands fällt weg. Bisher wurden in zweidimensionalen Elektronengasen dieses Materialsystems unterhalb einer Temperatur von 50 K Beweglichkeiten von maximal 180 000 cm^2/Vs erhalten. Wissenschafter des *Forschungszentrums Jülich* erreichten mittels metallorganischer Gasphasenepitaxie durch einen optimalen Schichtaufbau und durch gezielte kontrollierte Indium-Gallium-Mischungsverhältnisse nunmehr reproduzierbare Beweglichkeitswerte der Elektronen von über 450 000 cm^2/Vs.

Solche Beweglichkeitswerte sind von Interesse für elektronische Schaltungen bei tieferen Temperaturen zum Beispiel im Zusammenhang mit sogenannten Hybridbauelementen aus Halbleitern und den intensiv erforschten *Hochtemperatursupraleitern*. Aber auch für normale, bei Zimmertemperatur arbeitende Schaltkreise ist der Fortschritt beachtlich. Während in Silizium, dem bisher wichtigsten Halbleitermaterial, Elektronen in einem elektrischen Feld von 0,3 Volt pro Mikrometer (typisch für Bauelemente) eine Geschwindigkeit von 40 km/s erreichen, bewegen sich Elektronen des zweidimensionalen Elektronengases an der Indium-Phosphid/Gallium-Indiumarsenid-Grenzschicht in diesem Feld mit einer Geschwindigkeit von etwa 400 km/s. Die bisher erzielten Ergebnisse geben Anlass zu der Hoffnung, extrem schnelle und rauscharme Feldeffekttransistoren herzustellen.

Süddeutsche Zeitung 29.03.91

Superschnelle Elektronen

Wissenschaftlern am Kernforschungszentrum Jülich ist es gelungen, Elektronen in Halbleitern noch sehr viel schneller als bisher zu machen. Sie verwendeten dafür ein Schichtsystem aus Indiumphosphid und Gallium-Indiumarsenid.

Neu sei diese Kombination zwar nicht, erklärte Hans Lüth, Leiter des Instituts für Schicht- und Ionentechnik. Französische Experten hätten bereits einmal ähnliche Geschwindigkeiten erzielt. Allerdings konnten sie ihre Ergebnisse nicht reproduzieren.

In den Halbleiterschichten der Jülicher Forscher sind die Elektronen bei Zimmertemperatur mit rund 400 Kilometern pro Sekunde etwa zehnmal schneller als in Silizium, dem meist verwendeten Chipmaterial. Bei tiefen Temperaturen bewegen sie sich sogar mit der über hundertfachen Geschwindigkeit.

Damit wird es möglich, schnelle hybride Chips aus Halbleitermaterialien und Hochtemperatur-Supraleitern zu bauen. Die neue Mischung eignet sich auch als Material für Laser. So könnten sich besonders schnelle opto-elektronische Elemente bauen lassen, auf denen Laser und Schaltkreise integriert sind. Solche Bauelemente werden beispielsweise gebraucht, um Daten mit Glasfaserkabeln zu übertragen. rub

Aachener Volkszeitung 26.03.91

Elektronen zehnmal schneller gemacht

Forschungszentrum Jülich verblüffte mit einem sensationellen „Rezept"

Jülich. – Wissenschaftlern im Forschungszentrum Jülich ist es gelungen, das „Flugtempo" der Elektronen in Schaltkreisen um das Zehnfache auf rund 400 km pro Sekunde zu erhöhen. Möglich wurde diese extrem hohe Beweglichgkeit durch neuartige Halbleiter-Schichten aus Indiumphosphid/Gallium-Indiumarsenid, berichtete das Forschungszentrum am Montag.

Höhere Werte seien einmal Franzosen gelungen, aber nicht wiederholbar gewesen. Demgegenüber könnten die Forscher des Jülicher Instituts für Schicht- und Ionentechnik das „Rezept" angeben, nach dem die extrem hohen Elektronengeschwindigkeiten hergestellt werden können.

Die hohen Beweglichkeitswerte sind den Angaben zufolge von Interesse für elektronische Schaltungen bei tieferen Temperaturen, so auch für Hochtemperatursupraleiter. Aber auch für normale, bei Zimmertemperatur arbeitende Schaltkreise aus Halbleitermaterial sei der Fortschritt beachtlich. Während in Silizium, dem bisher wichtigsten Halbleitermaterial, Elektronen in einem elektrischen Feld von 0,3 Volt pro Mikrometer eine Geschwindigkeit von 40 km/s erreichen, „fliegen" Elektronen des zweidimensionalen Elektronengases Indiumphosphid/Gallium-Indiumarsenid an der Grenzschicht mit einer Geschwindigkeit von etwa 400 km/s.

Die Herstellung der quasi-zweidimensionalen Elektronengase extrem hoher Beweglichkeit am Übergang der beiden Schichten geschah dadurch, daß bei der Abscheidung der kristallinen Halbleiterschicht die Atome, von denen die freien, den Strom tragenden Elektronen kommen, räumlich vom zweidimensionalen Elektronengas getrennt werden. Dadurch können die Elektronen nicht mehr an Fremdatomen gestreut werden, und eine Ursache des elektrischen Widerstands fällt weg. (lnw)

Blick durch die Wirtschaft 03.04.91

Elektronen fliegen superschnell

Für die Herstellung leistungsfähiger optoelektronischer Bauelemente

re. FRANKFURT, 2. April. Wissenschaftlern im Institut für Schicht- und Ionentechnik der Forschungszentrum Jülich GmbH ist es nach eigenen Angaben gelungen, eine Halbleiter-Schichtzusammensetzung aus Gallium-Indiumarsenid zu entwickeln, die reproduzierbar zu extrem hohen Geschwindigkeiten der Elektronen führt. Dabei wurden Beweglichkeitswerte der Elektronen von über 450 000 Quadratzentimeter je Voltsekunde gemessen. Bisher wurden in zweidimensionalen Elektronengasen dieses Materialsystems unterhalb einer Temperatur von 50 Kelvin Beweglichkeiten von maximal 180 000 Quadratzentimeter je Voltsekunde erreicht. Man hofft so, extrem schnelle und rauscharme Feldeffekttransistoren herstellen zu können.

Die Materialkombination Indium-Phosphid und Gallium-Indiumarsenid besitzt nach Darstellung des Instituts den besonderen Vorteil, daß aus ihr auch Halbleiterlaser und andere optoelektronische Bauelemente hergestellt werden können, die für die Nachrichtenübertragung mittels Glasfaser besonders gut geeignet sind. Die Kombination Indiumphosphid mit Gallium-Indiumarsenid erlaube die Herstellung von Chips, die neben optoelektronischen Bauelementen auch schnellste Transistoren zur Umwandlung optischer in elektrische Signale und umgekehrt enthalten.

Im einzelnen heißt es dazu, daß am Übergang zwischen den Indiumphosphid- und Gallium-Indiumarsenid-Schichten in einer Grenzschicht der Dicke von etwa fünf Nanometer im Gallium-Indiumarsenid quasi zweidimensionale Elektronengase extrem hoher Beweglichkeit hergestellt werden können. Dies geschieht so, daß die Dotierungsatome bei der Abscheidung der kristallinen Halbleiterschicht räumlich vom zweidimensionalen Elektronengas getrennt werden. Dadurch könnten die Elektronen nicht mehr an diesen Fremdatomen gestreut werden.

Die hohen Beweglichkeitswerte sind für elektronische Schaltungen bei tieferen Temperaturen interessant, beispielsweise im Zusammenhang mit sogenannten Hybridbauelementen aus Halbleitern und Hochtemperatursupraleitern. Selbst bei üblichen Umgebungstemperaturen sei der Fortschritt beachtlich. Die Elektronen fliegen hier mit etwa 400 Kilometer je Sekunde immerhin zehnmal so schnell wie in Silizium bei einem elektrischen Feld von 0,3 Volt je Mikrometer.

Handelsblatt 03.04.91

A10

ELEKTRONIK / Neue Halbleiter-Materialkombinationen für Nachrichtenübertragung in Glasfaser besonders geeignet

Superschnelle Elektronen in Gallium-Indiumarsenid

HANDELSBLATT, Mittwoch, 3.4.1991

ruk DÜSSELDORF. Wissenschaftlern im Institut für Schicht- und Ionentechnik des Forschungszentrums Jülich ist es gelungen, eine Zusammensetzung einer Halbleiterschicht zu entwickeln, die reproduzierbar zu extrem hohen Beweglichkeiten, d.h. Geschwindigkeiten der Elektronen führt. Dabei wurden Beweglichkeitswerte der Elektronen von über 400 km/s (wissenschaftlich korrekte Ausdrucksweise 450 000 qcm/Vs = Quadratzentimeter/Volt-Sekunde) gemessen.

Die schnellsten Transistoren für Nachrichtentechnik und Supercomputer werden heute auf der Basis von speziellen Halbleiterschichtsystemen (Fachausdruck III-V-Schichten) — vor allem aus Gallium-Arsenid und Gallium-Aluminium-Arsenid — hergestellt. Eine andere Materialkombination, Indium-Phosphid und Gallium-Indium-Arsenid, besitzt den besonderen Vorteil, daß aus ihr auch Halbleiterlaser und andere optoelektronische Bauelemente hergestellt werden können, die für die Nachrichtenübertragung mittels Glasfaser besonders gut geeignet sind.

Die Kombination Indium-Phosphid mit Gallium-Indium-Arsenid erlaubt die Herstellung integrierter Schaltkreise, bestehend aus wichtigen optoelektronischen Bauelementen und schnellsten Transistoren zur Umwandlung optischer in elektrische Signale und umgekehrt.

Am Übergang zwischen den Indium-Phosphid- und Gallium-Indium-Arsenid-Schichten können in einer Grenzschicht der Dicke von etwa 5 nm (nm = Nanometer = 1 Millionstel Millimeter) im Gallium-Indium-Arsenid quasizweidimensionale Elektronengase extrem hoher Beweglichkeit hergestellt werden. Dies geschieht dadurch, daß bei der Epitaxie, d.h. bei der Abscheidung der kristallinen Halbleiterschicht, die Dotierungsatome (Atome, von denen die freien, den Strom tragenden Elektronen kommen) räumlich vom zweidimensionalen Elektronengas getrennt werden. Dadurch können die Elektronen nicht mehr an diese Fremdatome gestreut werden. Eine Ursache des elektrischen Widerstands entfällt.

Bisher wurden in zweidimensionalen Elektronengasen dieses Materialsystems unterhalb einer Temperatur von 50 Kelvin Beweglichkeiten von max. 180 000 qcm/Vs erreicht. Die Jülicher Gruppe erzielte mittels metallorganischer Gasphasenepitaxie durch einen optimalen Schichtaufbau und durch gezielte kontrollierte Indium-/Gallium-Mischungsverhältnisse nunmehr reproduzierbare Beweglichkeitswerte der Elektronen von über 450 000 qcm/Vs. Zwar wurde in der Literatur von einer französischen Gruppe einmal ein Wert von etwa 600 000 qcm/Vs berichtet. Dieser Wert konnte jedoch weder von der Gruppe selbst noch von anderen Wissenschaftlern weltweit jemals reproduziert werden. Demgegenüber können die Jülicher Forscher das „Rezept" angeben, nach dem die extrem hohen Elektronenbeweglichkeiten hergestellt werden können.

Die genannten Beweglichkeitswerte sind von Interesse für elektronische Schaltungen bei tieferen Temperaturen, z.B. im Zusammenhang mit sog. Hybridbauelementen aus Halbleitern und den gerade jetzt intensiv erforschten sog. Hochtemperatursupraleitern. Aber auch für normale, bei Zimmertemperatur arbeitende Schaltkreise nur aus Halbleitermaterial ist der Fortschritt beachtlich.

Während in Silizium, dem bisher wichtigsten Halbleitermaterial, Elektronen in einem elektrischen Feld von 0,3 Volt pro Mikrometer (typisch für Bauelemente) eine Geschwindigkeit von 40 km/s erreichen, „fliegen" Elektronen des zweidimensionalen Elektronengases an der Indium-Phosphid-/Gallium-Indium-Arsenid-Grenzschicht in diesem Feld mit einer Geschwindigkeit von etwa 400 km/s.

Die bisher erzielten Ergebnisse geben Anlaß zu der Hoffnung, extrem schnelle und rauscharme Feldeffekttransistoren (high electron mobility transistor-HEMT) im Materialsystem Indium-Phosphid-/Gallium-Indium-Arsenid herzustellen.

Die Welt 03.04.91

Superschnelle Elektronen: Wissenschaftlern im Institut für Schicht- und Ionentechnik des Forschungszentrums Jülich ist es gelungen, eine Halbleiter-Schichtzusammensetzung zu entwickeln, die zu extrem hohen Beweglichkeiten von Elektronen führt. Halbleiter sind Materialien, die unter anderem für Transistoren und Computerchips benötigt werden. Die schnellsten Transistoren für die Nachrichtentechnik und für Supercomputer werden heute noch vorwiegend aus Galliumarsenid und Gallium-Aluminium-Arsenid hergestellt. Eine andere Materialkombination, nämlich Indium-Phosphid und Gallium-Indium-Arsenid, besitzt allerdings den besonderen Vorteil, daß aus ihr auch Halbleiterlaser und andere optoelektronische Bauelemente hergestellt werden können, die für die Nachrichtenübertragung mittels Glasfaser besonders gut geeignet sind. Wie das Forschungszentrum mitteilt, gelang es der Jülicher Arbeitsgruppe mit diesem Material, an der für den Halbleitereffekt entscheidenden Grenzschicht der zwei Stoffe den elektrischen Widerstand erheblich zu verringern. Durch einen optimalen Aufbau dieser Grenzschicht sowie durch genau kontrollierte Mischungsverhältnisse könnten Elektronen in Transistoren jetzt Geschwindigkeiten von etwa 400 Kilometern in der Sekunde erzielen. SL

FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH GmbH

KFA

JÜL-2432
Mai 1991
ISSN 0366-0885