

Magnetotransportmessungen an
AFM-strukturierten zweidimensionalen
Elektronengasen auf
GaAs/AlGaAs-Spaltkanten



Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)
der naturwissenschaftlichen Fakultät II - Physik
der Universität Regensburg

vorgelegt von
Elisabeth Reinwald
aus Würzburg

2009

Promotionsgesuch eingereicht am 25.6.2009

Promotionskolloquium am 2.2.2010

Die Arbeit wurde angeleitet von Prof. Dr. Werner Wegscheider

Prüfungsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr. K. Richter

1. Gutachter: Prof. Dr. W. Wegscheider

2. Gutachter: Prof. Dr. F. Gießibl

weiterer Prüfer: Prof. Dr. Ch. Back

Inhaltsverzeichnis

| | |
|---------------------------------------------------------------------|-----------|
| 1 Einleitung | 7 |
| 2 Zweidimensionale Elektronengase | 11 |
| 2.1 Zweidimensionales Elektronensystem ohne äußere Felder | 11 |
| 2.2 Zweidimensionales Elektronengas im Magnetfeld | 14 |
| 2.2.1 Quantenmechanische Betrachtung | 14 |
| 2.2.2 Semiklassische Betrachtung | 15 |
| 2.3 Magnetotransport | 18 |
| 2.3.1 Kleine Magnetfelder: Drude-Modell | 19 |
| 2.3.2 Quanten-Hall-Effekt | 20 |
| 2.4 Der persistente Photoeffekt | 23 |
| 3 Modulierte zweidimensionale Elektronensysteme | 25 |
| 3.1 Eindimensionale Modulation | 26 |
| 3.1.1 Quantenmechanische Erklärung | 27 |
| 3.1.2 Semiklassische Erklärung | 29 |
| 3.1.3 Positiver Magnetowiderstand | 32 |
| 3.2 Zweidimensional modulierte Systeme | 33 |
| 3.2.1 Hofstadter-Schmetterling | 33 |
| 3.2.2 Weitere Effekte der 2D-Modulation | 39 |
| 4 Verwendete Anlagen und Methoden | 43 |
| 4.1 Das Rasterkraftmikroskop (AFM) | 43 |
| 4.1.1 Aufbau und Funktionsweise des AFM | 43 |
| 4.1.2 Betriebsarten | 45 |

| | | |
|----------|--------------------------------------------------------------|-----------|
| 4.1.3 | Lokale anodische Oxidation (LAO) | 46 |
| 4.2 | Die Molekularstrahlepitaxie | 49 |
| 4.2.1 | Grundprinzip der Molekularstrahlepitaxie | 49 |
| 4.2.2 | Verwendete MBE-Anlage | 50 |
| 4.2.3 | CEO-Wachstum | 51 |
| 4.3 | Die Kryostatensysteme | 52 |
| 5 | Probenherstellung | 55 |
| 5.1 | Probenstruktur | 55 |
| 5.2 | GaAs(001)-Wachstum | 58 |
| 5.2.1 | Übergitterwachstum | 58 |
| 5.2.2 | Strukturierung der Fingerkontakte | 59 |
| 5.3 | Spaltkantenwachstum | 60 |
| 5.3.1 | Probenpräparation | 60 |
| 5.3.2 | CEO-Wachstum | 61 |
| 5.4 | Gitterstrukturierung mit dem AFM | 61 |
| 5.5 | Lithographische Strukturierung auf der Spaltfläche | 63 |
| 6 | Optimierung der Probenherstellung | 65 |
| 6.1 | Optimierung des CEO-Wachstums | 65 |
| 6.1.1 | Flache 2DEGs auf GaAs(110) | 65 |
| 6.1.2 | Annealing – Glättung der Grenzflächen | 68 |
| 6.2 | Optimierung der AFM-Strukturierung | 75 |
| 6.2.1 | AFM auf Spaltflächen | 75 |
| 6.2.2 | AFM-Aufbau | 76 |
| 6.2.3 | Parameter der LAO | 82 |
| 6.3 | Versuche zur Oxidation | 88 |
| 6.3.1 | Abtrennlinien | 88 |
| 6.3.2 | Verunreinigung der Oberflächen | 89 |
| 6.3.3 | Creep-Regelung | 92 |

| | |
|------------------------------------------------------------------|------------|
| 7 Messungen an eindimensional modulierten Systemen | 95 |
| 7.1 Gitter auf GaAs(001) | 95 |
| 7.1.1 Gitter auf WSI-Material | 95 |
| 7.1.2 Gitter auf Weizmann-Material | 98 |
| 7.1.3 Vergleich der Gitter auf GaAs(001) | 104 |
| 7.2 Gitter auf GaAs(110)-Wafer | 105 |
| 8 Messungen an zweidimensional modulierten Systemen | 111 |
| 8.1 Spaltflächengitter I mit geätzter Hallbar | 112 |
| 8.2 Spaltflächengitter II ohne Hallbar | 113 |
| 8.3 Zweidimensionale Modulation mit oxidiertem Hallbar | 117 |
| 8.3.1 Gitteroxidation | 119 |
| 8.3.2 Herstellung der Hallbar | 120 |
| 8.3.3 Magnetotransportmessungen | 122 |
| 9 Zusammenfassung | 131 |

Kapitel 1

Einleitung

Symmetrien und fraktale Strukturen haben schon immer den Betrachter fasziniert. Ein berühmtes Beispiel aus dem Bereich der Festkörperphysik ist der Hofstadter-Schmetterling [Hof76], die grafische Auftragung des Energiespektrums von Blochelektronen in einem externen magnetischen Feld. Seit langem wird versucht, den Hofstadter-Schmetterling bzw. Strukturen daraus in künstlichen Kristallen experimentell nachzuweisen. Erst in den letzten Jahren konnten dabei erste Erfolge erzielt werden [Sch96, Alb01, Gei04]. In diesen Arbeiten gelang es, einige der Hauptstrukturen des Hofstadter-Schmetterlings in quadratisch modulierten, hochbeweglichen zweidimensionalen Elektronengasen (2DEGs) zu messen.

Zweidimensionale Elektronengase sind die Grundlage einer Vielzahl von Effekten in der Festkörperphysik. Nur mit diesen 2DEGs konnten herausragende Ergebnisse, wie z.B. die Messung des Quanten-Hall-Effekts [Kli80] oder die Entdeckung des gebrochenzahligen Quanten-Hall-Effekts [Tsu82] erzielt werden. Für diese Forschungen wurde jeweils ein Nobelpreis für Physik vergeben.

Die Herstellung der zweidimensionalen Elektronengase erfolgt normalerweise mittels Molekularstrahlepitaxie im Ultrahochvakuum, da auf diese Weise sehr hohe Beweglichkeiten erreicht werden. Dabei verwendet man in der Forschung häufig 2DEGs auf der Basis von GaAs/AlGaAs(Galliumarsenid/Aluminium-galliumarsenid)-Heterostrukturen. GaAs ist ein direkter Halbleiter und lässt sich aufgrund der günstigen Gitteranpassung gut mit AlGaAs kombinieren. Mit Silizium steht in diesem System ein geeigneter Donator zur Verfügung.

In dieser Arbeit wurde ein zweidimensionales Elektronengas auf der (110)-Spaltfläche einer GaAs/AlGaAs(001)-Heterostruktur hergestellt. Die

Modulation dieses 2DEG längs der Spaltkante erfolgte durch ein senkrecht darunter liegendes Übergitter der GaAs/AlGaAs(001)-Heterostruktur. Senkrecht dazu wurde auf der Spaltfläche mit dem Rasterkraftmikroskop (*atomic force microscope*, AFM) ein weiteres modulierendes Liniengitter erzeugt. Dadurch entsteht ein zweidimensional moduliertes Elektronensystem auf der Spaltfläche, wobei die Modulationsstärken und die Gitterkonstanten der einzelnen Modulationsrichtungen unabhängig voneinander sind.

Die Methode des Spaltflächenwachstums (*cleaved edge overgrowth*, CEO) [Pfe90] ist seit langem etabliert. Die Eigenschaften der Modulation eines 2DEG auf der Spaltfläche durch ein darunter liegendes Übergitter sind bekannt, sie wurden z. B. von R. Deutschmann [Deu01a] untersucht.

Für die zweite Modulationsrichtung wählte man hier die Methode der lokalen anodischen Oxidation (LAO) mit einem Rasterkraftmikroskop. Bei der LAO wird zwischen der Spitze des AFM und der GaAs-Probenoberfläche eine elektrische Spannung angelegt. Da der natürliche Wasserfilm auf der Oberfläche als Elektrolyt wirkt, wird die GaAs-Oberfläche lokal unter der AFM-Spitze oxidiert. Dieses Oxid führt zu einer Bandverbiegung, so dass das 2DEG unter dem Oxid lokal verarmt wird. Diese Methode ist nicht auf GaAs beschränkt, sondern funktioniert auch bei anderen Halbleiteroberflächen und bei Metallen. Die großen Vorteile der LAO für diese Untersuchung sind ihre Flexibilität und ihre problemlose Anwendung auf der nur 100 µm breiten Spaltfläche.

An derartig strukturierten Systemen wurden Magnetotransportmessungen durchgeführt. Dabei zeigte sich, dass es tatsächlich möglich ist, mit der Methode der lokalen anodischen Oxidation größere Flächen zu modulieren. Auf den Spaltflächen konnten zwar keine Strukturen des Hofstadter-Schmetterlings gemessen werden, aber es gelang der Nachweis einer zweidimensionalen Modulation des Elektronengases.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt:

Kapitel 2 beinhaltet die für diese Arbeit relevanten Grundlagen der zweidimensionalen Elektronengase im Magnetfeld. Die theoretischen Modelle und Effekte in ein- und zweidimensional modulierten Elektronengasen werden in Kapitel 3 aufgezeigt, wobei auch der in dieser Arbeit verwirklichte Fall der nichtquadratischen Modulation diskutiert wird. Kapitel 4 beschäftigt sich mit den wichtigsten Arbeitsgeräte und Methoden, die in dieser Arbeit Verwendung fanden. Zum einen wird das Rasterkraftmikroskop und die Methode der lokalen

anodischen Oxidation vorgestellt, zum anderen wird auf die Molekularstrahl-Epitaxie und das Prinzip des Wachstums auf Spaltflächen näher eingegangen. Schließlich werden die verwendeten Kryostatensysteme kurz beschrieben. In Kapitel 5 erfolgt die Darstellung der Probenstruktur und der einzelnen Arbeitsschritte der Probenherstellung. Da man für diese Arbeit viele Arbeitsschritte neu entwickeln oder modifizieren und optimieren musste, wird in Kapitel 6 auf diese Schritte näher eingegangen. So entstand eine neue 2DEG-Struktur auf GaAs(110), in der das Elektronengas nur 50 nm unter der Oberfläche liegt. Dieses 2DEG sollte eine möglichst hohe Beweglichkeit aufweisen, daher wurde eine spezielle Ausheiz-Methode zur Glättung der Grenzschicht erprobt. Auch Modifikationen am AFM-Aufbau und die Optimierung der verschiedenen Parameter, die zur LAO notwendig sind, finden sich hier, ebenso wie verschiedene Versuche zur Oxidation der GaAs-Oberflächen. Kapitel 7 fasst die Messungen an eindimensionalen Gittern zusammen. Zunächst wurden auf GaAs(001)-Wafermaterial Gitter oxidiert und in Magnetotransportmessungen untersucht, ähnliche Versuche wurden auch auf GaAs(110)-Material durchgeführt. Schließlich werden in Kapitel 8 die verschiedenen Versuche, eine zweidimensionale Modulation auf Spaltflächenproben zu erzeugen und nachzuweisen, vorgestellt. Die Zusammenfassung der Ergebnisse und weitere Verbesserungsmöglichkeiten sind in Kapitel 9 zu finden.

Kapitel 2

Zweidimensionale Elektronengase

Zweidimensionale Elektronengase (2DEGs) bilden die Grundlage der periodisch modulierten Systeme, die in dieser Arbeit hergestellt und untersucht wurden. Historisch wurden die ersten Experimente mit zweidimensionalen Elektronengasen an Silizium-MOSFETs (*metal oxide semiconductor field-effect transistor*) durchgeführt [And82]. In der aktuellen Forschung werden hauptsächlich GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen verwendet, vor allem wenn 2DEGs mit hohen und höchsten Beweglichkeiten benötigt werden.

2.1 Zweidimensionales Elektronensystem ohne äußere Felder

Ein typischer Aufbau einer modulationsdotierten GaAs/AlGaAs-Heterostruktur zur Erzeugung zweidimensionaler Elektronengase ist in Abbildung 2.1 gezeigt. Auf eine undotierte GaAs-Schicht wird eine AlGaAs-Schicht gewachsen und dabei einige Nanometer von der GaAs/AlGaAs-Grenzfläche entfernt als Dotierung Silizium (Si) eingebaut. Das System schließt mit einer dünnen Schicht GaAs als Oxidationsschutz ab. Da GaAs eine kleinere Bandlücke als AlGaAs hat, kommt es an der Grenzfläche der beiden Materialien zu einem Sprung im Leitungs- und Valenzband. Zusätzlich kommt es durch die räumliche Trennung von Dotierung und Heteroübergang zu einer Bandverbiegung, so dass sich an der Grenzfläche ein nahezu dreieckförmiges Einschlusspotential für Elektronen bildet, es entsteht ein zweidimensionales Elektronengas (siehe

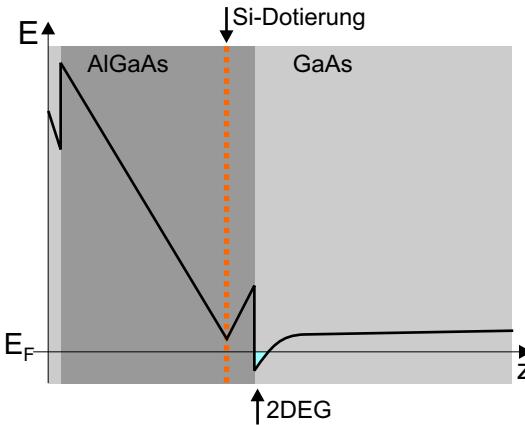


Abbildung 2.1: Schichtaufbau und Leitungsbandkante eines modulationsdotierten Standard-2DEG, das sich an der GaAs/AlGaAs-Grenzfläche ausbildet. Bei $T=0\text{ K}$ sind alle Zustände unter der Fermi-Energie E_F besetzt. Im dreieckförmigen Einschlusspotential an der GaAs/AlGaAs-Grenzfläche entsteht das 2DEG. Durch die räumliche Trennung der Silizium-Dotierung von der 2DEG-Ebene können sehr hohe Beweglichkeiten erreicht werden.

Abbildung 2.1). Die räumliche Trennung der Dotieratome vom 2DEG und die nahezu perfekte Gitteranpassung von GaAs und AlGaAs führen zusammen mit der hohen Qualität des MBE-Wachstums zu sehr guten Beweglichkeiten im 2DEG.

Energiespektrum und Zustandsdichte

In einem zweidimensionalen Elektronengas sind die Elektronen in einer Raumrichtung (hier z -Richtung) in einem Einschlusspotential gefangen, sie können sich nur in der xy -Ebene frei bewegen. In der z -Richtung entstehen gebundene Zustände mit den Eigenwerten E_i , den sogenannten Subbandenergien. In der xy -Ebene besitzen die Elektronen weiterhin eine parabolische Energiedispersion. Daraus ergibt sich die Gesamtenergie der Elektronen

$$E = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*} + E_i \quad , \quad (2.1)$$

wobei angenommen wird, dass die effektive Masse $m^* = 0,067 m_e$ der Elektronen in GaAs isotrop ist. Wegen der parabolischen Energiedispersion in der xy -Ebene ist die Zustandsdichte $D_i(E)$ pro Subband konstant und unabhängig vom Subbandindex i

$$D_i(E) = \frac{g_s m^*}{2\pi\hbar^2} = D_0 \quad , \quad (2.2)$$

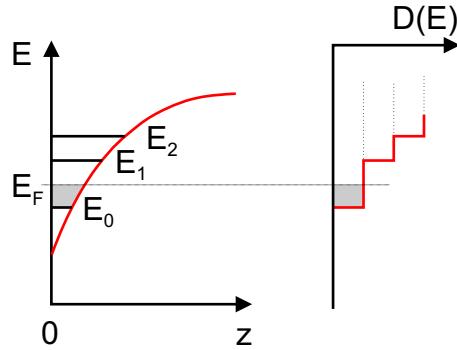


Abbildung 2.2: Einschlusspotential und Zustandsdichte $D(E)$ eines 2DEG. Im nahezu dreieckförmigen Einschlusspotential sind schematisch die untersten Subbänder E_i eingezeichnet. Alle Zustände bis zur Fermi-Energie sind besetzt. Die Zustandsdichte der einzelnen Subbänder ist konstant, dadurch ergibt die Gesamtzustandsdichte $D(E)$ eine Treppenfunktion.

mit $g_s = 2$ für spinentartete Systeme. Ist nur das unterste Subband besetzt, spricht man von einem zweidimensionalen Elektronengas im engeren Sinne. In diesem Fall erhält man als Elektronendichte bei $T = 0 \text{ K}$

$$n_s = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} E_F \quad . \quad (2.3)$$

Die Fermi-Energie E_F bezieht sich hier auf den Subbandboden des untersten Subbandes. Der Impulsraum ist hier zweidimensional und die Fermi-Fläche bildet für isotrope Systeme einen Kreis, dessen Radius dem Fermi-Wellenvektor k_F entspricht mit

$$k_F = \sqrt{2\pi n_s} \quad . \quad (2.4)$$

Alle Zustände innerhalb dieses Kreises mit der Fläche $A_F = \pi k_F^2$ sind besetzt und jeder Zustand nimmt im Impulsraum die Fläche $(2\pi/L_x) \cdot (2\pi/L_y)$ ein, wobei L_x und L_y die Abmessungen der Probe in x - und y -Richtung sind. Für die Geschwindigkeit v_F der Elektronen an der Fermi-Kante erhält man

$$v_F = \frac{\hbar k_F}{m^*} \quad . \quad (2.5)$$

2.2 Zweidimensionales Elektronengas im Magnetfeld

2.2.1 Quantenmechanische Betrachtung

Wird an das zweidimensionale Elektronengas ein Magnetfeld \vec{B} senkrecht zur Ebene des 2DEG angelegt, kommt es zu einer Diskretisierung des Energiespektrums. Es ergibt sich ein Hamiltonoperator

$$H = \frac{1}{2m^*}(\vec{p} + e\vec{A})^2 \quad , \quad (2.6)$$

wobei im Vektorpotential $\vec{A} = (0, Bx, 0)$ in der Landau-Eichung die magnetische Flussdichte¹ B in z -Richtung berücksichtigt ist. Die Lösung der dazugehörigen magnetfeldabhängigen Schrödinger-Gleichung liefert die Energieniveaus E_n eines eindimensionalen harmonischen Oszillators:

$$E_n = \hbar\omega_c(n + \frac{1}{2}), \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad . \quad (2.7)$$

Dabei ist

$$\omega_c = \frac{eB}{m^*} \quad (2.8)$$

die Zyklotronfrequenz. Es bilden sich äquidistante Energieniveaus mit einem Abstand $\hbar\omega_c$ aus, die als Landau-Niveaus mit der Landau-Quantenzahl n bezeichnet werden. Die Eigenfunktionen der vollständigen Schrödinger-Gleichung bestehen aus einer ebenen Welle in y -Richtung, den gebundenen Zuständen ϕ_n des harmonischen Oszillators und einem Normierungsfaktor:

$$|nx_o\rangle = \frac{1}{\sqrt{L_y}} e^{ik_y y} \phi_n(x - x_0) \quad . \quad (2.9)$$

Die Wellenfunktion $|nx_o\rangle$ ist bezüglich der Zentrumskoordinate

$$x_0 = -\frac{\hbar k_y}{eB} = -l_B^2 k_y \quad (2.10)$$

entartet. Die magnetische Länge

$$l_B = \sqrt{\hbar/eB} \quad (2.11)$$

¹Im Folgenden wird die Flussdichte B auch als Magnetfeld bezeichnet, da dies eher dem allgemeinen Sprachgebrauch entspricht. Da in dieser Arbeit nur in Luft bzw. Vakuum gearbeitet wird, unterscheiden sich die magnetische Feldstärke H und die Flussdichte B nur durch die magnetische Feldkonstante μ_0 : $B = \mu_0 H$.

definiert dabei eine charakteristische Längenskala des Systems. Die räumliche Ausdehnung der Wellenfunktion

$$R_n = l_B \sqrt{2n + 1} \quad (2.12)$$

ist äquivalent zum klassischen Zyklotronradius R_c eines Elektrons mit der kinetischen Energie E_n .

Beim Anlegen eines Magnetfeldes kondensieren die Elektronen auf die Landau-Niveaus. Da die magnetfeldabhängige Entartung der Landau-Niveaus unabhängig vom Index n ist, kann jedes Niveau die gleiche Anzahl von Elektronen aufnehmen, für die Ladungsträgerdichte n_L pro Landau-Niveau ergibt sich

$$n_L = g_s D_0 \cdot \hbar \omega_c = g_s \frac{eB}{\hbar} \quad . \quad (2.13)$$

Dabei ist D_0 die konstante Zustandsdichte bei $B = 0$, für spinentartete Systeme ist $g_s = 2$. Die Zustandsdichte $D(E)$ wird aus der Summe der Deltafunktionen bei den Energien E_n gebildet:

$$D(E) = n_L \sum_n \delta(E - E_n) \quad . \quad (2.14)$$

Die absolute Zahl der Zustände in einem Landau-Niveau ist in einem endlichen System abhängig von der Zahl der Flussquanten $\Phi_0 = h/e$, die in der Probenfläche $L_x \cdot L_y$ eingeschlossen sind:

$$N_L = g_s \cdot \frac{L_x L_y B}{\Phi_0} \quad . \quad (2.15)$$

Berücksichtigt man zusätzlich den Elektronenspin, so spalten die Landau-Niveaus in je zwei Spin-Niveaus auf. Mit der Entartung der spinaufgespalteten Landau-Niveaus $n_L = \frac{eB}{\hbar}$ kann der Füllfaktor ν definiert werden, der die Anzahl der besetzten Landau-Niveaus angibt:

$$\nu \equiv \frac{n_s}{n_L} = \frac{h n_s}{e B} \quad . \quad (2.16)$$

2.2.2 Semiklassische Betrachtung

Die Eigenschaften eines 2DEG im Magnetfeld können auch semiklassisch mit der Bewegung der Elektronen auf Zyklotronbahnen beschrieben werden. Da dieses Modell auch für die Beschreibung der modulierten Systeme verwendet wurde, soll es hier kurz skizziert werden.

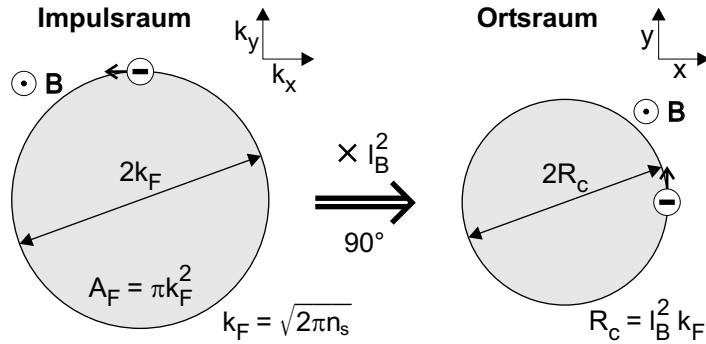


Abbildung 2.3: Zyklotronbahn eines Elektrons an der Fermi-Kante im Impulsraum und im Ortsraum. Im Impulsraum bildet die Zyklotronbahn einen Kreis mit dem Durchmesser $2k_F$ und der Fläche A_F . Die Bahn im Ortsraum mit dem Durchmesser $2R_c$ geht aus der Bahn im Impulsraum durch Drehung um 90° und Skalierung mit dem Faktor $l_B^2 = \hbar/eB$ hervor.

Für kleine Magnetfelder sind keine geschlossenen Zyklotronbahnen der Elektronen im Magnetfeld möglich. Die Elektronen werden gestreut, bevor sie eine Kreisbahn vollenden können und führen eine diffusive Bewegung aus. Dies ist der Gültigkeitsbereich des weiter unten beschriebenen Drude-Modells. In diesem Bereich sind keine Landau-Niveaus aufgelöst.

Bei einer Erhöhung des Magnetfeldes wird der Zyklotronradius geringer, somit werden die Bahnen mehrfach durchlaufen, bevor es zu einer Streuung kommt. Ist hier zudem die Phasenkohärenzlänge größer als der Kreisumfang $2\pi R_c$ der Zyklotronbahn, kommt es zu quantenmechanischen Interferenzeffekten und damit zu einer Quantisierung der Bahnen. In diesem Bild entsprechen die Zyklotronbahnen den quantenmechanischen Landau-Niveaus. Die Bewegung der Elektronen kann unter Vernachlässigung der Streuung mit den folgenden klassischen Bewegungsgleichungen beschrieben werden:

$$\vec{v}_g = \frac{\partial E(\vec{k})}{\partial \vec{k}} \quad (2.17)$$

$$\hbar \frac{d\vec{k}}{dt} = -e(\vec{v}_g \times \vec{B}) \quad . \quad (2.18)$$

Dabei wird die Geschwindigkeit durch die Gruppengeschwindigkeit \vec{v}_g und der Impuls durch den Kristallimpuls $\hbar \vec{k}$ ersetzt. Die Lorentz-Kraft und damit die zeitliche Änderung des Kristallimpulses steht immer senkrecht zum Gradienten der Energiedispersion, daher bewegen sich die Elektronen im k -Raum ohne

zusätzliches elektrisches Feld auf Bahnen konstanter Energie. Man erhält die Bahn im Ortsraum durch Integration der Bewegungsgleichung

$$\vec{r}(t) - \vec{r}(t_0) = \frac{\hbar}{eB} \cdot \vec{e}_z \times [\vec{k}(t) - \vec{k}(t_0)] \quad . \quad (2.19)$$

Die Bahn im Ortsraum geht durch Drehung um $\pi/2$ und Skalierung mit dem Faktor l_B^2 aus der Bahn im Impulsraum hervor. Die magnetische Länge l_B bestimmt dabei den Radius der Trajektorie im Ortsraum. In Abbildung 2.3 sind die grundlegenden Größen der Bahnen im Orts- und im Impulsraum noch einmal dargestellt. Gleichung 2.19 gilt auch für Teilchen, die einer anisotropen Energiedispersion gehorchen. Bei einer isotropen Energiedispersion bewegt sich ein Elektron an der Fermi-Kante auf einer kreisförmigen Bahn mit dem Radius im Ortsraum von

$$R_c = l_B^2 k_F = \frac{\hbar}{eB} k_F \quad (2.20)$$

und einer Kreisfrequenz von $\omega_c = eB/m^*$. Werden nun diese Bahnen mehrfach durchlaufen, kann die Bohr-Sommerfeld'sche Quantisierungsregel angewandt werden

$$\oint \vec{p} d\vec{r} = (n + \tilde{\gamma}) 2\pi\hbar \quad . \quad (2.21)$$

Hier wird der Impuls $\vec{p} = \hbar\vec{k} - e\vec{A}$ über die Zyklotronbahn integriert. Für Elektronen, die einer parabolischen Energiedispersion unterliegen, beträgt der Phasenfaktor $\tilde{\gamma} = \frac{1}{2}$. Aus dieser Gleichung folgt für klassische Bewegungsgleichungen und unter Verwendung des Stoke'schen Theorems die Quantisierung des von den Zyklotronbahnen eingeschlossenen magnetischen Flusses

$$\Phi = \pi B R_c^2 = (n + \frac{1}{2}) \Phi_0, \quad \Phi_0 = \frac{\hbar}{e} \quad . \quad (2.22)$$

Daraus kann die Onsager-Relation abgeleitet werden

$$A = (n + \frac{1}{2}) \frac{2\pi e B}{\hbar} \quad , \quad (2.23)$$

die eine Quantisierungsregel für die im Impulsraum eingeschlossenen Flächen A darstellt. Bei einem konstanten Magnetfeld erhält man also quantisierte Flächen $A_n = \pi k_n^2$ für ein isotropes System mit der kinetischen Energie $\hbar^2 k_n^2 / 2m^*$. Die Gleichung 2.23 ist jedoch nicht auf kreisförmige Bahnen und isotrope Energiedispersion beschränkt, sondern allgemein gültig. Der Phasenfaktor $\tilde{\gamma} = \frac{1}{2}$ kann sich allerdings ändern.

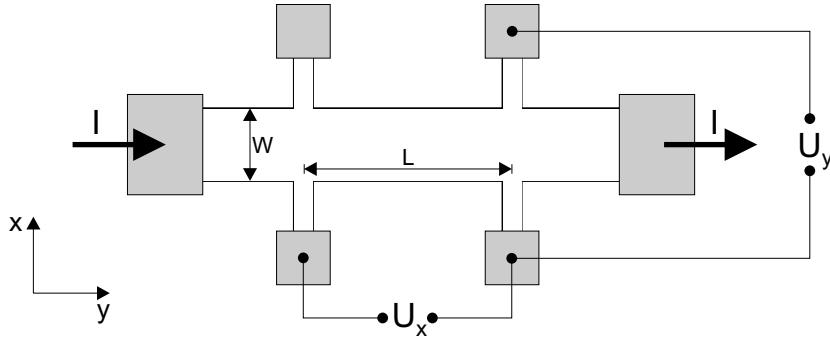


Abbildung 2.4: Hall-Geometrie zur Messung der Längsspannung U_x und der Hall-Spannung U_y .

2.3 Magnetotransport

Eines der wichtigsten Hilfsmittel zur Charakterisierung der Eigenschaften eines 2DEG sind Magnetotransportmessungen. Dabei verwendet man in der Regel Proben in Hall-Geometrie, mit einer Magnetfeld senkrecht zur Ebene des 2DEG.

In x -Richtung wird ein konstanter Strom I aufgeprägt und die sich ergebenden Werte für die Längsspannung U_x und Hall-Spannung U_y werden an Kontaktflächen abgegriffen. Daraus kann man den Längswiderstand $R_{xx} = U_x/I$ und den Hall-Widerstand $R_{xy} = U_y/I$ berechnen.

Im Allgemeinen sind die Stromdichte \vec{j} und das elektrische Feld \vec{E} im 2DEG mit dem zweidimensionalen Leitfähigkeitstensor σ verknüpft:

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad . \quad (2.24)$$

Die Leitfähigkeit in Richtung des angelegten Feldes wird durch die Diagonalelemente σ_{xx} und σ_{yy} beschrieben, die Hall-Leitfähigkeit durch σ_{xy} und σ_{yx}

$$\begin{pmatrix} j_x \\ j_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \quad . \quad (2.25)$$

Den zugehörigen Widerstandstensor ρ erhält man durch Matrixinversion des Leitfähigkeitstensors

$$\begin{pmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} \\ \rho_{yx} & \rho_{yy} \end{pmatrix} = \frac{1}{\sigma_{xx}\sigma_{yy} - \sigma_{xy}\sigma_{yx}} \begin{pmatrix} \sigma_{yy} & -\sigma_{xy} \\ -\sigma_{yx} & \sigma_{xx} \end{pmatrix} \quad . \quad (2.26)$$

Für isotrope Systeme kann die Onsager-Casimir-Relation angewandt werden, es gilt $\sigma_{xx} = \sigma_{yy}$ und $\sigma_{xy} = -\sigma_{yx}$ [Lan76]. Damit ergibt sich für den Widerstandstensor

$$\begin{pmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} \\ \rho_{yx} & \rho_{yy} \end{pmatrix} = \frac{1}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & -\sigma_{xy} \\ \sigma_{xy} & \sigma_{xx} \end{pmatrix} . \quad (2.27)$$

Daraus ist leicht ersichtlich, dass die Komponenten des Widerstandstensors für isotrope Systeme ebenfalls den Symmetrie-Relationen $\rho_{xx} = \rho_{yy}$ und $\rho_{xy} = -\rho_{yx}$ entsprechen. Bei hohen Magnetfeldern gilt für die Leitfähigkeiten $\sigma_{xy} \gg \sigma_{xx}$. Damit ist nach Gleichung 2.27 in diesem Bereich σ_{xx} proportional zu ρ_{xx} .

2.3.1 Kleine Magnetfelder: Drude-Modell

Bei kleinen Magnetfeldern kann die Landau-Quantisierung noch vernachlässigt werden. Hier genügt zur Beschreibung der Magnetotransporteigenschaften das Drude-Modell [Dru00], das die Elektronen als klassische Teilchen behandelt, die elastische Stöße untereinander ausführen. Die Wechselwirkung der Elektronen mit dem periodischen Kristallpotential wird durch die Einführung einer effektiven Masse m^* berücksichtigt.

Die Widerstandskomponenten können über die Newton'schen Bewegungsgleichungen für Elektronen

$$m^* \left(\frac{d\vec{v}_d}{dt} + \frac{\vec{v}_d}{\tau_t} \right) = -e(\vec{E} + \vec{v}_d \times \vec{B}) \quad (2.28)$$

mit Driftgeschwindigkeit \vec{v}_d im elektrischen Feld \vec{E} und im magnetischen Feld \vec{B} unter Berücksichtigung der Streuprozesse bestimmt werden. Voraussetzung für diesen Ansatz ist, dass die Energiedispersion des Leitungsbandes in der (k_x, k_y) -Ebene isotrop und parabolisch ist. Die Streuung der Elektronen wird durch den Reibungsterm $m^* \vec{v}_d / \tau_t$ mit der konstanten Transportstreuzeit τ_t berücksichtigt. Für einen konstanten Strom $\vec{j} = e n_s \vec{v}_d$ durch die Probe, also im stationären Fall, ergibt sich für den Längswiderstand

$$\rho_{xx} = \frac{m^*}{n_s e^2 \tau_t} = \frac{1}{n_s e \mu} . \quad (2.29)$$

Für kleine Magnetfelder, d.h. im Gültigkeitsbereich des Drude-Modells, ist ρ_{xx} nicht vom Magnetfeld abhängig sondern hängt nur von der Beweglichkeit

$$\mu = \frac{e \tau_t}{m^*} \quad (2.30)$$

und der Ladungsträgerdichte n_s ab. Der Hall-Widerstand ρ_{xy} hingegen wächst linear mit dem Magnetfeld an und ist indirekt proportional zur Ladungsträgerdichte. Eine weitere wichtige Größe ist die mittlere freie Weglänge $l_F = v_F \tau_t$, die ein Maß für die Strecke ist, die ein Elektron zwischen zwei Stößen im Mittel zurücklegt.

Die in Experimenten an einer Hall-Struktur gemessenen Widerstände lassen sich leicht aus den spezifischen Widerständen ableiten

$$R_{xx} = \frac{L}{W} \rho_{xx} \quad \text{und} \quad R_{xy} = \rho_{xy} \quad . \quad (2.31)$$

Bei der Berechnung des longitudinalen Widerstandes muss der Geometriefaktor L/W berücksichtigt werden, der von der Länge L und Breite W der verwendeten Hall-Struktur abhängt.

2.3.2 Quanten-Hall-Effekt

Bei tiefen Temperaturen tauchen mit steigendem Magnetfeld im Längs- und im Hall-Widerstand zunehmend Abweichungen vom klassischen Drude-Verhalten auf, welche auf die Existenz der Landau-Niveaus zurückzuführen sind (Abbildung 2.5). Der Längswiderstand beginnt bei zunehmendem Magnetfeld zu oszillieren, bei starken Magnetfeldern kann in 2DEGs der Widerstand in den Minima vollständig auf Null gehen. Diese Shubnikov-de Haas-Oszillationen (SdH-Oszillationen) beobachtet man auch in dreidimensionalen Systemen.

Im Hall-Widerstand bilden sich zunehmend ausgeprägte Plateaus in den Bereichen aus, in denen der Längswiderstand minimal wird. Die Widerstandswerte der Plateaus sind quantisiert und unabhängig von Materialparametern

$$R_{QH} = \frac{h}{ge^2\nu} = \frac{25,8128k\Omega}{g\nu}, \quad \nu = 1,2,3, \dots \quad . \quad (2.32)$$

Dabei ist $g = 2$ für spinentartete Systeme. Klaus von Klitzing gelang 1980 erstmals die Messung des Quanten-Hall-Effekts an Si-MOSFET-Strukturen [Kli80]. Durch seine exakte Reproduzierbarkeit wird der Quanten-Hall-Effekt heute unter anderem als Widerstandsnormal benutzt.

Die Shubnikov-de Haas-Oszillationen sind periodisch in $1/B$

$$\Delta \left(\frac{1}{B} \right) = \frac{2e}{hn_s} \quad . \quad (2.33)$$

Damit hat man neben der Steigung der Hall-Geraden bei kleinen Feldern eine weitere Möglichkeit, die Ladungsträgerdichte n_s zu bestimmen.

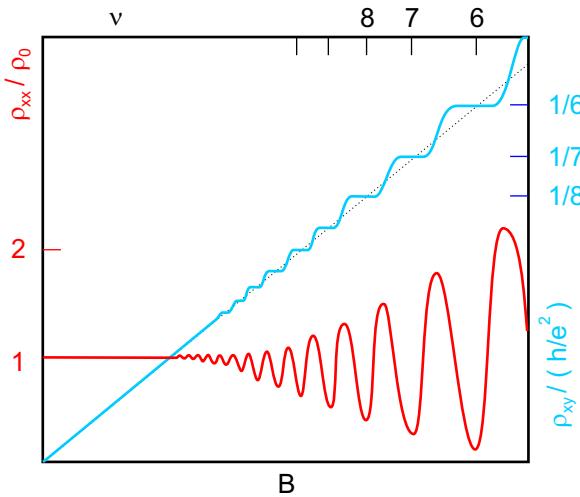


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung des Quanten-Hall-Effekts (blau) und der Shubnikov-de Haas-Oszillationen (rot). Im Hall-Widerstand ρ_{xy} bilden sich bei zunehmendem Magnetfeld Plateaus mit quantisierten Widerstandswerten aus. Gleichzeitig treten im Längswiderstand ρ_{xx} Minima auf.

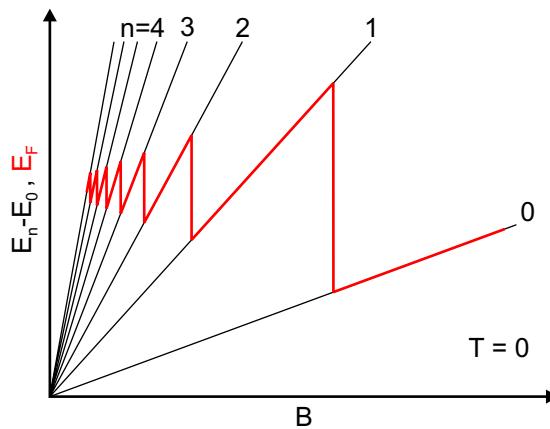


Abbildung 2.6: Diskretes Energiespektrum eines idealen zweidimensionalen Elektronensystems bei $T = 0$ als Funktion des Magnetfeldes. Die Fermi-Energie E_F springt beim Entleeren eines Landau-Niveaus mit steigendem Magnetfeld in das darunter liegende Landau-Niveau.

Landau-Niveaus

Das Auftreten der Shubnikov-de Haas-Oszillationen und des Quanten-Hall-Effektes ist mit dem Verhalten der Landau-Niveaus im Magnetfeld verknüpft.

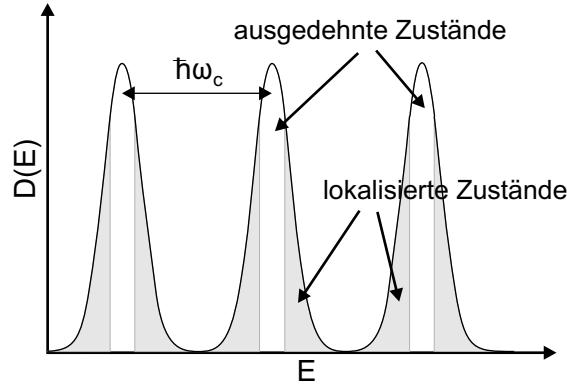


Abbildung 2.7: Zustandsdichte eines 2DEG mit Störstellen. Nur die ausgedehnten Zustände im Zentrum der verbreiterten Landau-Niveaus tragen zum Transport bei. Dazwischen befinden sich lokale Zustände.

In einem idealen 2DEG im Magnetfeld liegen alle Zustände auf Landau-Niveaus, die bis zur Fermi-Energie mit Elektronen gefüllt sind. Steigt das Magnetfeld an, wächst auch der Abstand

$$\hbar\omega_c = \hbar \frac{eB}{m^*} \quad (2.34)$$

zwischen den Landau-Niveaus. Gleichzeitig wächst der Entartungsgrad der Landau-Niveaus an, so dass pro Niveau mehr Elektronen Platz finden. Die Niveaus werden dabei sukzessive entleert. Das Fermi-Niveau liegt in idealen Systemen also immer im obersten besetzten Landau-Niveau und steigt mit diesem bei steigendem Magnetfeld an. Ist dieses Niveau vollständig entleert, „springt“ die Fermi-Energie ins nächstniedrigere Niveau (siehe Abbildung 2.6).

In realistischen Systemen sind die Landau-Niveaus aufgrund von Streuprozessen und Kristalldefekten verbreitert. Die Zustandsdichte, die in einem idealen System ohne Streuung aus Delta-Funktionen im Abstand von $\hbar\omega_c$ besteht, wird modifiziert. In Störungsrechnungen, die auch Streuzeiten höherer Ordnung berücksichtigen, erhält man anstelle der Delta-Funktionen für die Landau-Niveaus Gauß'sche Glockenkurven [Ger75] (Abbildung 2.7).

Zwischen den Landau-Niveaus, bzw. in den Randbereichen der Landau-Peaks befinden sich lokale Zustände, die nicht zum Transport beitragen. Da her kann nun die Fermi-Energie auch zwischen den Landau-Niveaus liegen. Nur im Zentrum der Landau-Niveaus sind ausgedehnte Zustände vorhanden (Abbildung 2.7). Da für den Transport nur die Zustände an der Fermi-Kante

entscheidend sind, hat das System eine hohe Leitfähigkeit und damit (Gleichung 2.27) auch einen hohen Widerstand, wenn sich die Fermi-Energie im Bereich der ausgedehnten Zustände befindet. Liegt die Fermi-Energie im Bereich der lokalisierten Zustände, also zwischen den Landau-Niveaus, findet kein Transport statt und σ_{xx} und ρ_{xx} verschwinden.

Auch der Quanten-Hall-Effekt kann in diesem einfachen Bild erklärt werden. Hier müssen alle Zustände unterhalb der Fermi-Energie berücksichtigt werden. Wandert die Fermi-Energie durch einen Bereich lokalisierter Zustände, so können diese zwar Elektronen aufnehmen, diese Elektronen tragen aber nicht zum Strom bei und es entstehen Plateaus.

Randkanalmodell

Eine weitere anschauliche Beschreibung der Shubnikov-de Haas-Oszillationen und des Quanten-Hall-Effekts liefert das Randkanalmodell, das in dieser Arbeit jedoch nicht verwendet wurde. Am Probenrand kreuzen die Landau-Niveaus das Fermi-Niveau und es entstehen eindimensionale Randkanäle, in denen nahezu ballistischer Stromtransport stattfindet. Eine ausführliche Beschreibung des Randkanalmodells findet sich bei [Dat97].

2.4 Der persistente Photoeffekt

Der persistente Photoeffekt wurde in dieser Arbeit eingesetzt, um bei tiefen Temperaturen die Ladungsträgerdichte zu erhöhen. In der Regel verwendet man im System GaAs/AlGaAs Silizium als Dotierung, um Ladungsträger zur Verfügung zu stellen. Die Dotierung bildet flache Störstellen, die durch thermische Anregung Elektronen ins Leitungsband freisetzen. Eine Silizium-Dotierung kann aber zusätzlich auch zu tiefen Störstellen führen, den sogenannten DX-Zentren. Durch Beleuchten werden diese tiefen Störstellen ionisiert. Es werden dabei Elektronen freigesetzt, die zur Leitfähigkeit beitragen. Hierdurch kommt es zu einer Gitterverzerrung durch das DX-Zentrum. Da auch für die Rekombination der Elektronen mit den tiefen Störstellen eine Energiebarriere überwunden werden muss, bleiben die Ladungsträger zumindest teilweise nach dem Abschalten der Lichtquelle erhalten. Erst durch Erwärmen der Probe können die Elektronen das Leitungsband wieder verlassen (siehe auch [Sch85, Cha88, Cha89, Moo90]).

Kapitel 3

Modulierte zweidimensionale Elektronensysteme

In einem 2DEG mit einem zusätzlichen periodischen Potential bilden sich künstliche Energiebänder aus, so dass dieses System als Modell eines natürlichen Kristalls dienen kann. Durch diese künstlichen Übergitter können die Eigenschaften des Festkörpers, bzw. des 2DEG gezielt beeinflusst werden.

Die in der Ebene des 2DEG quasi-freien Elektronen zeigen eine parabolische Energiedispersion. Der Einfluss des natürlichen Kristallgitters auf die Elektronen wird vollständig durch die Einführung einer effektiven Masse m^* berücksichtigt. Das 2DEG mit einem künstlichen Übergitters mit der Periode a entspricht damit theoretisch einem freien Elektronengas in einem periodischen Potential. Es bilden sich Brillouin-Zonen mit den reziproken Gittervektoren $K = 2\pi/a$ aus.

Prinzipiell unterscheidet man zwischen schwacher und starker Modulation. Im Grenzfall der schwachen Modulation ist die Amplitude des Modulationspotentials V_0 deutlich kleiner als die Fermi-Energie E_F . Dies führt im Wesentlichen zu Energielücken an den Grenzen der Brillouin-Zonen, wobei die Dispersion innerhalb der Brillouin-Zonen weitgehend unbeeinflusst bleibt. Im Fall einer starken Modulation ist die Stärke des Modulationspotentials V_0 vergleichbar mit der Fermi-Energie $E_F \approx V_0$.

In dieser Arbeit werden sowohl eindimensionale (1D) als auch zweidimensionale (2D) Potentiale betrachtet. In beiden Fällen treten Kommensurabilitätsefekte auf. Beispielsweise erwartet man bei einer schwachen 1D-Modulation, also für ein einfaches Liniengitter, Kommensurabilitätsosillationen im

Längswiderstand [Wei89]. Liegt eine zweidimensionale Modulation vor, bildet sich eine kompliziertere Bandstruktur aus. Ein bekanntes Beispiel dafür ist das fraktale Energiespektrum des Hofstadter-Schmetterlings für quadratische Gitter [Hof76].

3.1 Eindimensionale Modulation

Ähnlich wie sich die Eigenschaften eines 2DEG bei Magnetotransportmessungen in einem Magnetfeld senkrecht zur Ebene des 2DEG gut beobachten lassen, können in dieser Versuchsanordnung die Auswirkungen eines zusätzlichen eindimensionalen periodischen Potentials auf das 2DEG untersucht werden. Hier treten beispielsweise zusätzliche Oszillationen auf, die von den Eigenschaften des künstlichen Übergitters abhängen. Diese Effekte können weitgehend semiklassisch erklärt werden, teilweise ist eine Erklärung nur mit Hilfe der Quantenmechanik möglich. Prinzipiell wichtig für eine Beschreibung sind die charakteristischen Längen und Energieskalen des modulierten 2DEG wie die Fermi-Wellenlänge $\lambda_F = 2\pi/k_F$ und die Fermi-Energie E_F , die Gitterperiode a und die Modulationsamplitude V_0 des künstlichen Übergitters. Diese Größen treten in Wechselspiel mit den Eigenschaften des Magnetfeldes, der magnetischen Länge $l_B = \sqrt{\hbar/eB}$, dem Zyklotronradius $R_C \approx l_B \sqrt{2n+1}$ und der Zyklotronenergie $\hbar\omega_C$.

Die Effekte eines zusätzlichen eindimensionalen Potentials wurden erstmals von D. Weiss [Wei89] experimentell untersucht. Die Dichtemodulation der 2DEGs erfolgte durch holographisches Belichten mit Gitterperioden von 382 nm und 294 nm. Im Wesentlichen treten dabei zwei neuartige Effekte auf. Zum einen erscheint im longitudinalen Widerstand ρ_{xx} senkrecht zu den Gitterlinien bei sehr kleinen Magnetfeldern ein deutlicher positiver Magnetowiderstand, zum anderen können zusätzlich zu den SdH-Oszillationen weitere Oszillationen beobachtet werden. Diese Oszillationen finden sich bei Feldern unter etwa 0,5 T und sie sind deutlich temperaturstabil als die SdH-Oszillationen. Die Periode dieser neuen Oszillationen ist größer als die der SdH-Oszillationen ($\Delta_{SdH}(1/B) = e/\pi\hbar n_s$) und die Minima gehorchen einer einfachen Kommensurabilitätsbedingung zwischen der Gitterperiode a und dem Zyklotronradius R_c

$$2R_c = (\lambda - \frac{1}{4})a, \quad \lambda = 1, 2, 3, \dots , \quad (3.1)$$

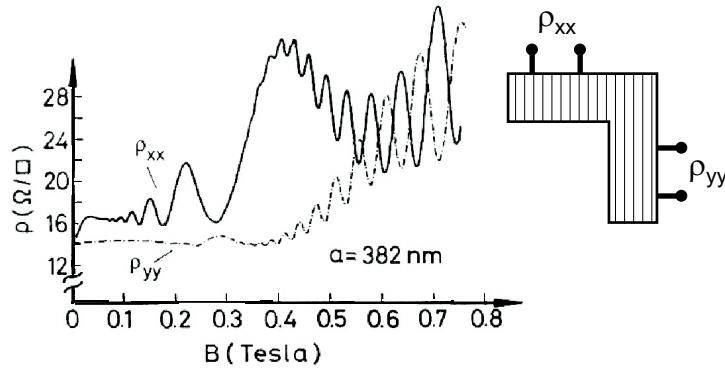


Abbildung 3.1: Kommensurabilitätsoszillationen im Längswiderstand eines schwach eindimensional modulierten 2DEG (aus [Wei89]). Die Oszillationen sind für parallele Modulation (ρ_{yy}) schwächer und gegenphasig im Vergleich zur senkrechten Modulation (ρ_{xx}). Ab etwa 0,4 T sind zusätzlich SdH-Oszillationen sichtbar.

die auch als Flachbandbedingung bezeichnet wird. Daraus ergibt sich für die Periodizität dieser Kommensurabilitätsoszillationen:

$$\Delta \left(\frac{1}{B} \right) = \frac{ea}{2\hbar\sqrt{2\pi n_s}} . \quad (3.2)$$

Kommensurabilitätsoszillationen können auch im longitudinalen Widerstand ρ_{yy} parallel zu den Gitterlinien beobachtet werden [Wei89], allerdings sind sie hier deutlich schwächer und gegenphasig zu den Oszillationen im senkrechten longitudinalen Widerstand (Abbildung 3.1). Ein positiver Magnetowiderstand tritt im parallelen longitudinalen Widerstand nicht auf.

3.1.1 Quantenmechanische Erklärung

Gerhards *et al.* [Ger89] und Winkler *et al.* [Win89] entwickelten die quantenmechanische Beschreibung dieser Experimente. Ausgangspunkt ist dabei ein schwaches Modulationspotential, das als Störung des Elektronensystems betrachtet wird. Grundlage dieser Störungstheorie ist nicht mehr das freie Elektronengas, sondern das diskrete Landau-Energiespektrum im Magnetfeld. Eine Zusammenfassung dieser theoretischen Beschreibung findet sich in [Wei92]. Die Modulation mit Gitterperiode a wird dabei als einfaches Kosinuspotential in x -Richtung beschrieben:

$$V(x) = V_0 \cos(Kx) \quad \text{mit} \quad K = \frac{2\pi}{a} . \quad (3.3)$$

Voraussetzung ist dabei ein schwaches Modulationspotential, d.h. $V_0 \ll E_F$. In einem störungstheoretischen Ansatz 1. Ordnung wird die Entartung der Landau-Niveaus bezüglich der Zentrumskoordinate $x_0 = -l_B^2 k_y$ aufgehoben. Es bilden sich Landau-Bänder aus, deren energetische Breite U_n mit einem Laguerre-Polynom beschrieben wird. An den Nullstellen des Laguerre-Polynoms ist auch die Bandbreite der Landau-Bänder Null. Demnach hat das n -te Landau-Band genau n Nullstellen. Für große Quantenzahlen n und mit dem klassischen Zyklotronradius $R_c = \hbar k/eB$ kann man die Bandbreite U_n durch einen asymptotischen Ausdruck nähern

$$U_n \approx V_0 \left(\frac{a}{\pi^2 R_c} \right)^{1/2} \cos \left(\frac{2\pi R_c}{a} - \frac{\pi}{4} \right) . \quad (3.4)$$

Die Nullstellen dieses Ausdrucks liegen bei $2R_c = a(\lambda - \frac{1}{4})$, was genau der Flachbandbedingung entspricht.

Bandleitfähigkeit

Die verbreiterten Landau-Bänder zeigen eine Dispersion in k_y . Damit verknüpft ist eine Gruppengeschwindigkeit und ein Strom in y -Richtung. In x -Richtung tritt kein Stromfluss auf, da die Landau-Energie nicht von k_x abhängig ist. Dieser Beitrag zur Leitfähigkeit wird als Bandleitfähigkeit bezeichnet. Bei flachen Bändern verschwindet die Dispersion und damit auch die Leitfähigkeit in y -Richtung. Die Auswirkung der Leitfähigkeitsoszillationen auf den Widerstand kann aus den Tensorbeziehungen der Gleichung 2.27 hergeleitet werden. Die eindimensionale Modulation hebt die Isotropie auf, somit gilt für die Widerstandskomponente ρ_{xx}

$$\rho_{xx} = \frac{\sigma_{yy}}{\sigma_{xx}\sigma_{yy} - \sigma_{xy}\sigma_{yx}} . \quad (3.5)$$

Für große Magnetfelder wendet man die Abschätzung $-\sigma_{xy}\sigma_{yx} \approx \sigma_{xy}^2 \gg \sigma_{xx}\sigma_{yy}$ an. Damit reduziert sich obige Gleichung zu

$$\rho_{xx} \approx \frac{\sigma_{yy}}{\sigma_{xy}^2} . \quad (3.6)$$

Man erhält Minima in ρ_{xx} bei den Flachbandbedingungen und Maxima an Stellen großer Bandbreite.

Streuleitfähigkeit

Betrachtet man nur die Bandleitfähigkeit, so sollten im Widerstand ρ_{yy} parallel zu den Streifen des Gitters keine Oszillationen auftreten, da keine Dispersion in k_x vorhanden ist. Die zu ρ_{xx} gegenphasigen Oszillationen in ρ_{yy} können aber durch die Streuleitfähigkeit erklärt werden [Zha90, Ger90]. Während man im einfachen Drude-Modell von einer konstanten Streuzeit τ ausgeht, ist diese Annahme in modulierten 2DEGs nicht mehr angebracht. Mit Hilfe der selbst-konsistenten Born'schen Näherung erhält man eine quadratische Abhängigkeit der Streuzeit von der Zustandsdichte an der Fermi-Kante. Damit sind auch die Diagonalelemente des Widerstandstensors proportional zum Quadrat der Zustandsdichte. Im Bereich flacher Bänder ist die Zustandsdichte groß, und man erhält Maxima im Widerstand ρ_{yy} . Die Streuleitfähigkeit liefert eigentlich auch Maxima in ρ_{xx} bei den Flachbandbedingungen, hier ist aber der Einfluss der Bandleitfähigkeit dominant.

3.1.2 Semiklassische Erklärung

Betrachtet man die Temperaturabhängigkeit der Kommensurabilitätsoszillationen, so fällt auf, dass diese wesentlich temperaturstabiler sind als die SdH-Oszillationen [Wei92, Bet90]. Auch treten die Kommensurabilitätsoszillationen bereits bei viel kleineren Feldern auf. Daraus kann man schließen, dass für eine Erklärung die Landau-Quantisierung der Bänder nicht unbedingt notwendig ist und die Kommensurabilitätsoszillationen auch im Rahmen einer semiklassischen Theorie erklärt werden können. Diese Theorie wurde von Beenakker entwickelt [Bee89] und geht von einem klassischen Analogon zur Bandleitfähigkeit, der Driftresonanz der Zentrumskoordinaten (*guiding center drift resonance*), aus.

Dieses Modell basiert auf den klassischen Zyklotronbahnen, die durch ihre Zentrumskoordinaten (x_0, y_0) und durch den Radius $R_c = v_f/\omega_c$ charakterisiert werden. Die Zyklotronbahnen sind bei kleinen Magnetfeldern über mehrere Gitterperioden ausgedehnt. Durch das modulierende periodische Potential $V(x) = V_0 \cos(Kx)$ bewegen sich die Elektronen in einem alternierenden Feld in x -Richtung $-eE = -dV/dx$. Es kommt zu einer Driftbewegung der Zentrumskoordinaten in y -Richtung. Bei einem schwachen Potential $V_0 \ll E_F$ wird die Zyklotronbahn der freien Elektronenbewegung praktisch

nicht deformiert. Um die Driftgeschwindigkeit zu erhalten, muss über das elektrische Feld entlang der ungestörten Bahn integriert werden. Mittelt man dann über die Driftgeschwindigkeiten aller Zyklotronbahnen, kann man auf die Transporteigenschaften schließen. Die semiklassische Driftgeschwindigkeit entspricht der Gruppengeschwindigkeit in der quantenmechanischen Betrachtung. Analog dazu verschwindet die Driftgeschwindigkeit bei der Flachbandbedingung $2R_c = a(\lambda - 1/4)$. In diesem „nicht-resonanten“ Fall sind die Zyklotronbahnen ortsfest. Im „Resonanzfall“ außerhalb der Flachbandbedingung erhält man mit der Drift der Zentrumskoordinaten auch eine Zunahme der Leitfähigkeit σ_{yy} und damit auch eine Zunahme in ρ_{xx} .

Im Gegensatz zu den Kommensurabilitätsoszillationen in ρ_{xx} lassen sich die dazu gegenphasigen Oszillationen in ρ_{yy} nicht im Rahmen einer semiklassischen Theorie erklären. Die oszillierende Streureate ist unmittelbar mit dem quantenmechanischen Energiespektrum verknüpft und kann daher nicht über ein semiklassisches Analogon beschrieben werden.

Minibandstruktur

Um die in den Magnetotransportmessungen erwarteten Oszillationen beschreiben und interpretieren zu können, bietet sich die Minibandstruktur des Übergitters an. Bei dieser Beschreibung wird von einem schwachen Modulationspotential $V_0 \ll E_F$ und kleinen Magnetfeldern ausgegangen, so dass $\hbar\omega_c \leq V_0$ gilt. Das Magnetfeld wird als Störung eines modulierten Systems eingeführt.

In einem homogenen 2DEG bildet die Fermi-Fläche einen Kreis mit Radius k_F . Nur die Zustände an der Fermi-Kante tragen zum Transport bei. Wird ein Magnetfeld senkrecht zum 2DEG angelegt, bewegen sich die Elektronen auf diesen Kreisbahnen. Nach der Bohr-Sommerfeld'schen Quantisierungsregel (vgl. Kapitel 2.2.2, Gleichung 2.21) kommt es zu $1/B$ -periodischen Oszillationen in der Zustandsdichte, die sich in Transportexperimenten als SdH-Oszillationen äußern. Die Oszillationsperiode $\Delta(1/B)$ ist mit der im k -Raum eingeschlossenen Fläche A verknüpft

$$\Delta(1/B) = \frac{2\pi e}{\hbar A} , \quad (3.7)$$

wobei diese Gleichung auch für beliebig geformte Fermi-Flächen gilt.

In periodisch modulierten 2DEGs bildet sich eine Minibandstruktur aus. Durch die Energielücken an den Grenzen der Brillouin-Zonen entsteht eine modifizierte Fermi-Fläche mit neuen offenen und geschlossenen Elektronenbahnen

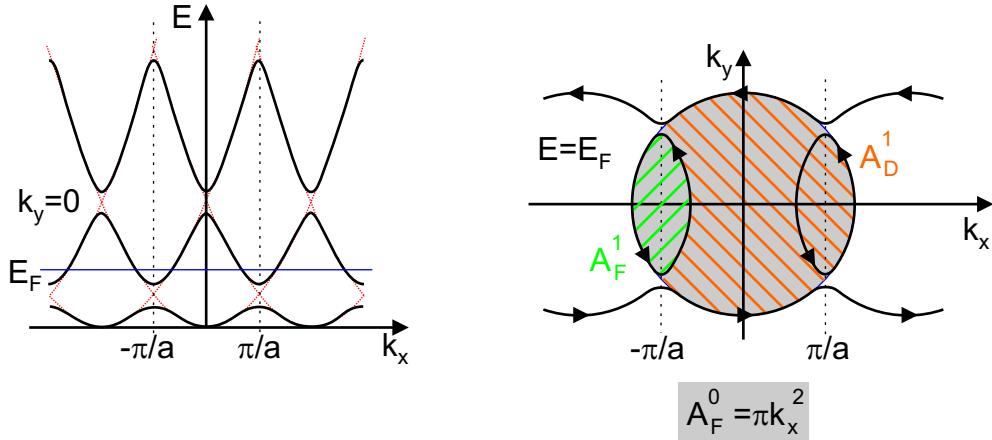


Abbildung 3.2: Energiedispersion eines eindimensional modulierten 2DEG und entsprechende offene und geschlossene Elektronen-Trajektorien. An den Grenzen der Brillouin-Zonen bilden sich Energielücken. Die Fläche eines ungestörten Fermi-Kreises A_F^0 , die Schnittfläche A_F^1 und die Differenzfläche A_D^1 sind eingezeichnet.

(Abbildung 3.2). Damit würde man weitere Oszillationen erwarten, die den Schnittflächen A_F^1 der ungestörten Fermi-Kreise entsprechen. Die „klassischen“ Kommensurabilitätsoszillationen lassen sich der Differenzfläche $A_D^1 \equiv A_F^0 - A_F^1$ zuordnen. Da diese Differenzfläche jedoch keinem geschlossenen Orbit entspricht, werden diese Oszillationen mit Interferenzeffekten zwischen den Elektronenbahnen erklärt [Alb00].

Bei höheren Fermi-Energien treten immer mehr Energielücken und mögliche Elektronentrajektorien auf. Die Schnittflächen A_F^n können für verschwindend kleine Modulationsamplituden analytisch berechnet werden

$$A_F^n = 2k_F^2 \arccos\left(\frac{n\pi}{ak_F}\right) - 2\frac{n\pi}{a} \sqrt{k_F^2 - \left(\frac{n\pi}{a}\right)^2} . \quad (3.8)$$

Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines Orbits ist über die Tunnelwahrscheinlichkeiten der Elektronen an den Energielücken bestimmt. Die Tunnelwahrscheinlichkeit nimmt mit dem Magnetfeld zu und mit höherer Modulationsstärke und damit größeren Energielücken ab.

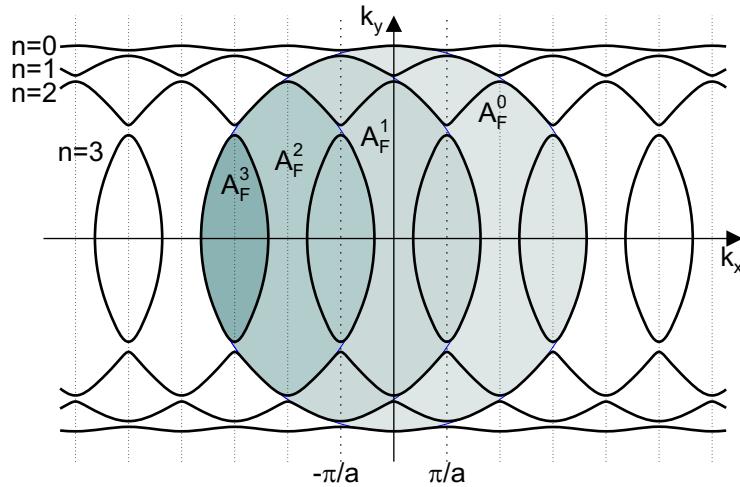


Abbildung 3.3: Fermi-Schnitt mit vier besetzten Minibändern. Bei höheren Fermi-Energien überlappen mehrere Fermi-Kreise. Abhängig von der Tunnelwahrscheinlichkeit an den Energielücken sind mehrere geschlossene Trajektorien mit den Flächen A_F^n möglich.

3.1.3 Positiver Magnetowiderstand

Der positive Magnetowiderstand ist neben den Kommensurabilitätsoszillationen ein weiterer charakteristischer Effekt, der in modulierten 2DEGs auftritt. In der Umgebung von $B = 0$ steigt der longitudinale Widerstand ρ_{xx} stark mit dem Magnetfeld an, bis er bei einem Wert B_0 sättigt, bzw. ein Maximum erreicht. Dieser Effekt tritt im Widerstand ρ_{yy} nicht auf. Die Experimente können sehr gut mit dem Modell des klassischen magnetischen Durchbruchs [Bet90, Bet91] beschrieben werden. Hier wird von offenen Elektronentrajektorien ausgegangen, die bei kleinen Magnetfeldern parallel zum Übergitter und senkrecht zur Stromrichtung verlaufen. Die Ursache der offenen Trajektorien ist ein Zusammenspiel aus der elektrostatischen Kraft durch das Gitterpotential $-eE = V_0 K \sin(Kx)$ und der Lorentz-Kraft $-ev_F B$ auf die Elektronen. Die offenen Trajektorien verschwinden, sobald die Lorentz-Kraft die elektrostatische Kraft kompensieren kann. Daraus kann ein kritisches Magnetfeld B_c berechnet werden, bei dem der positive Magnetowiderstand sättigt

$$B_c = \frac{2\pi V_0}{ae v_F} . \quad (3.9)$$

Diese Beziehung wird in dieser Arbeit verwendet, um die Modulationsamplitude abzuschätzen.

3.2 Zweidimensional modulierte Systeme

Bisher wurden Systeme mit einer eindimensionalen Modulation betrachtet. Wird das zweidimensionale Elektronensystem auch in der zweiten Richtung moduliert, treten eine Vielzahl neuer Effekte auf. Im folgenden Kapitel werden die verschiedenen Aspekte zweidimensional modulierter 2DEGs genauer dargestellt.

3.2.1 Hofstadter-Schmetterling

Beim Übergang von einer 1D- zu einer 2D-Modulation bildet sich in den verbreiterten Landau-Bändern eine interne Substruktur aus. Für den Spezialfall eines quadratischen Übergitters mit einem einfachen Kosinus-Potential zeigt das Einteilchen-Energiespektrum eine komplizierte, selbstähnliche Struktur, deren grafische Auftragung als „Hofstadter-Schmetterling“ bezeichnet wird (Abbildung 3.4) [Hof76]. Die theoretische Herleitung dieses Ergebnisses ergibt sich aus den beiden mathematisch äquivalenten Grenzfällen eines (a) starken Modulationspotentials bei einem schwachen Magnetfeld und eines (b) schwachen Modulationspotentials bei einem starken Magnetfeld [Lan69]. In beiden Fällen ist die Schrödinger-Gleichung nur dann lösbar, wenn der magnetische Fluss durch eine Einheitszelle des Übergitters $\Phi = Ba^2$ ein rationales Vielfaches des Flussquants $\Phi_0 = h/e$ ist.

$$\frac{\Phi}{\Phi_0} = \frac{p}{q}, \quad p, q = 1, 2, 3, \dots . \quad (3.10)$$

Bei den Magnetfeldern, an denen obige Bedingung erfüllt ist, kommt es zu einer Aufspaltung des Landau-Bandes in p Subbänder. Am deutlichsten sollte diese Aufspaltung sichtbar werden, wenn der Fluss durch eine Elementarzelle in der Größenordnung des Flussquants $\Phi_0 = h/e$ liegt. Hofstadter ging in seiner Arbeit von der Situation (a) eines starken Modulationspotentials in einem schwachen Magnetfeld aus. In diesem Fall kann das System im *tight binding*-Modell behandelt werden. Das Magnetfeld wird dabei als Störung der Bandstruktur des modulierten Systems betrachtet. In diesem Fall sollten die Bänder energetisch von den benachbarten Bändern isoliert sein. Dies ist für die experimentell realisierbaren modulierten 2DEGs nicht der Fall. Bei einer Ladungsträgerdichte von etwa $3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ und einer Modulationsperiode von etwa $100 \mu\text{m}$ sind ca. 15 spinentartete Minibänder besetzt. Diese sind durch

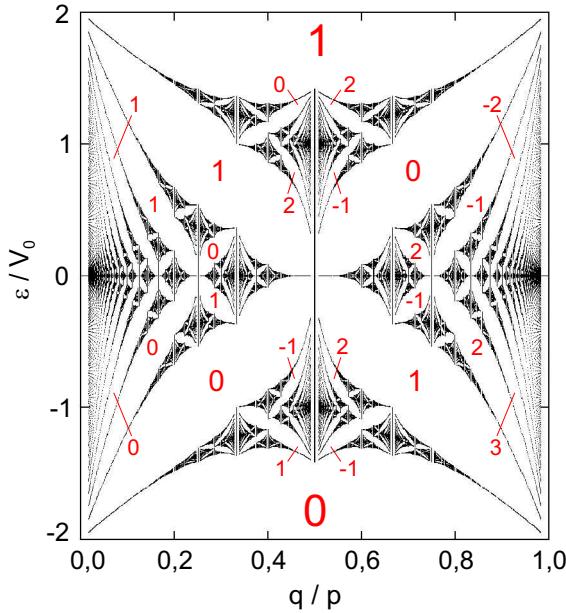


Abbildung 3.4: Hofstadter-Schmetterling und quantisierte Hall-Leitfähigkeit (nach [Spr97]). Die roten Zahlen geben die Hall-Leitfähigkeiten in Einheiten von e^2/h in den Energielücken an. Diese Werte gelten für das unterste Landau-Niveau, bei höheren Bändern müssen die Leitfähigkeiten der darunterliegenden Niveaus dazu addiert werden.

die in realen Systemen vorhandenen Störstellen verbreitert und überlappen teilweise.

Daher ist der Fall (b) eines schwachen Modulationspotentials bei starkem Magnetfeld für die tatsächliche Situation passender. Ausgangspunkt ist hier das diskrete Landau-Spektrum im Magnetfeld. Durch das Modulationspotential kommt es dann zu einer Verbreiterung der Bänder mit der komplexen Substruktur. Theoretisch behandelt wird dieses System in einer Störungsrechnung erster Ordnung. Dabei sollte der energetische Abstand der Landau-Bänder deutlich größer sein als die Amplitude des Modulationspotentials, damit die benachbarten Landau-Niveaus nicht über das Störpotential miteinander koppeln.

Messung des Energiespektrums

Der Hofstadter-Schmetterling (Abbildung 3.4) stellt das normierte Energiespektrum \mathcal{E}_α / V_0 als Funktion des inversen Flusses durch eine Einheitszelle q/p

dar. Da sich das Spektrum für $q/p > 1$ periodisch mit Periode 1 wiederholt, wird in der Regel nur der Bereich $0 \leq q/p \leq 1$ aufgetragen. Auffallend ist die fraktale Symmetrie und die Selbstähnlichkeit des Schmetterlings. Für die experimentelle Beobachtung ist das Clustern der Bänder in einzelne Gruppen entscheidend, so dass man z. B. auch in der Nähe von $q/p = 1/3$ die Aufspaltung in drei Bänder beobachten kann. Diese Aufspaltung der Landau-Bänder in Subbänder sollte sich bei idealen Bedingungen in den Transportexperimenten durch eine entsprechende Aufspaltung der SdH-Maxima bemerkbar machen, was z. B. in [Alb00] beschrieben und auch beobachtet wurde. Auch im Hall-Widerstand sind Abweichungen zu erwarten. Nach [Tho82] wird die Hall-Leitfähigkeit in der g -ten Energielücke des Hofstadter-Schmetterlings aus der Lösung einer diophantischen Gleichung berechnet

$$g = wq + \sigma p, \quad |w| \leq p/2 \quad (3.11)$$

mit $g, p, q = 1, 2, 3, \dots$ und $w, \sigma = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Für gegebene Werte p und q gibt σ die Hall-Leitfähigkeit in der g -ten Energielücke für das unterste Band in Einheiten von e^2/h an. In den höheren Bändern müssen noch die Beiträge der darunter liegenden Bänder berücksichtigt werden.

Wie in Abbildung 3.4 dargestellt, zeigt σ für den Bereich $q/p > 0,5$ beim Durchfahren eines Bandes ein nichtmonotonen Verhalten; auch negative Beiträge sind möglich. Damit sollte, wie in Abbildung 3.5 skizziert, die Hall-Leitfähigkeit als Funktion des Magnetfeldes Abweichungen in Form von Sprüngen nach oben oder unten zeigen [Tho82]. Bei Transportuntersuchungen, in denen Strukturen des Hofstadter-Energiespektrums gemessen werden sollen, ist es daher angebracht, sowohl in der Längs- als auch in der Hall-Spannung nach signifikanten Strukturen zu suchen.

Entscheidend ist die Frage, in welchem Magnetfeldbereich B die Strukturen eines Hofstadter-Schmetterlings mit Gitterperiode a zu erwarten sind. In Abbildung 3.6 ist dazu für markante q/p -Werte das Magnetfeld gegen die Periode a aufgetragen. Man sieht deutlich, dass für typische Gitterperioden um 100 nm der Bereich $q/p > 0,5$ deutlich unter 1 T liegt. Somit sind sehr hohe Anforderungen an die Probenqualität zu stellen, damit hier noch eine Subbandaufspaltung der SdH-Maxima sichtbar wird.

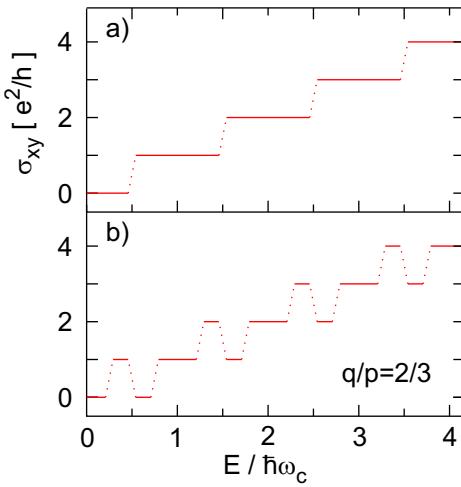


Abbildung 3.5: Hall-Leitfähigkeit in den Energielücken a) ohne periodisches Potential (Quanten-Hall-Effekt) und b) mit quadratischem Übergitter (nach [Spr97]) bei einem magnetischen Fluss $q/p = 2/3$. Die Kopplung zwischen den Landau-Bändern wird dabei vernachlässigt.

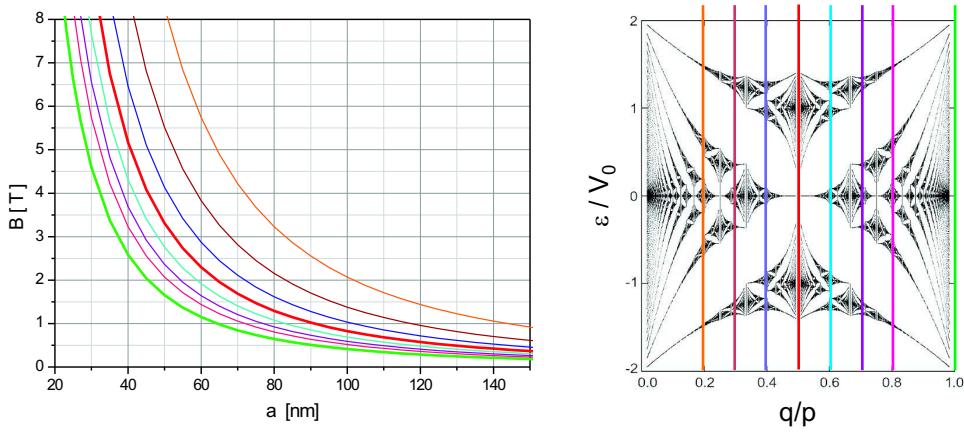


Abbildung 3.6: Magnetfeldbereich, in dem Strukturen des Hofstadter-Spektrums erwartet werden. Eingezeichnet ist das Magnetfeld B in Abhängigkeit der Gitterkonstanten a eines quadratischen Gitters für verschiedene q/p -Werte für das unterste Landau-Band. Höhere Landau-Bänder werden bei kleineren Magnetfeldern erwartet.

Energiespektrum der nicht-quadratischen Modulation

In der vorliegenden Arbeit kann nicht von einem quadratischen Modulationspotential ausgegangen werden, da sich sowohl die Perioden a_x und a_y als auch die Modulationsstärken V_x und V_y der beiden Einzelgitter unterscheiden. Eine allgemeine quantenmechanische Behandlung nichtsymmetrischer Systeme wird in der Originalarbeit von Pfannkuche und Gerhardts dargestellt [Pfa92]. Das Modulationspotential wird hier mit einem Ansatz

$$V(\vec{r}) = V_x \cos(K_x x) + V_y \cos(K_y y) + V_{xy} \cos(K_x x) \cos(K_y y) , \quad (3.12)$$

beschrieben. Im Vergleich zu einer eindimensionalen Modulation in x -Richtung kommt es bei einer weiteren Modulation in y -Richtung zu einer zusätzlichen Bragg-Reflexion und dadurch zu einer Aufspaltung des Landau-Bandes in Subbänder. Für ein rechtwinkliges Übergitter mit den Basisvektoren $\vec{a} = (a_x, 0)$ und $\vec{b} = (0, a_y)$ ist das zugehörige Potential invariant unter Verschiebungen von $\vec{R} = n\vec{a} + m\vec{b}$. Um die Kommutativität des Hamilton-Operators und des dazugehörigen Translationsoperators zu erhalten, wird von einer vergrößerten *magnetischen* Einheitszelle mit den Basisvektoren $q\vec{a}$ und \vec{b} ausgegangen, die von p Flussquanten durchdrungen wird. Für alle Werte $p > 0$ spaltet jedes Landau-Niveau in p Subbänder auf, die q -fach entartet sind. Die Subbänder sind durch eine Lücke getrennt, falls $V_x V_y V_{xy} \neq 0$, sie berühren sich, falls $V_{xy} = 0$.

Einen hochsymmetrischen Hofstadter-Schmetterling in der Energieauftragung erhält man nur für den einfachen Fall eines quadratischen Übergitters: $V_x = V_y$, $V_{xy} = 0$ und $a_x = a_y$. Bei einem rechtwinkligen Gitter mit $a_x \neq a_y$ oder falls $V_{xy} \neq 0$ ist die interne Struktur in verschiedenen Landau-Bändern unterschiedlich, eine hochsymmetrische Darstellung des Energie-Spektrums wie beim Hofstadter-Schmetterling ist nicht mehr möglich [Pfa92].

Numerische Simulation

Die numerische Simulation eines fast quadratischen Übergitters mit dem Modulationsverhältnis 1:1,4 und eines weit vom quadratischen Fall entfernten Übergitters mit dem Modulationsverhältnis 1:10 wurde von Norbert Nemec durchgeführt. Die Simulation basiert auf dem *tight binding*-Modell in dem das Magnetfeld als Peierls-Substitution auftritt. Die Gitterkonstanten und Modulationsstärken werden mit einen Kopplungsfaktor berücksichtigt [Nem07].

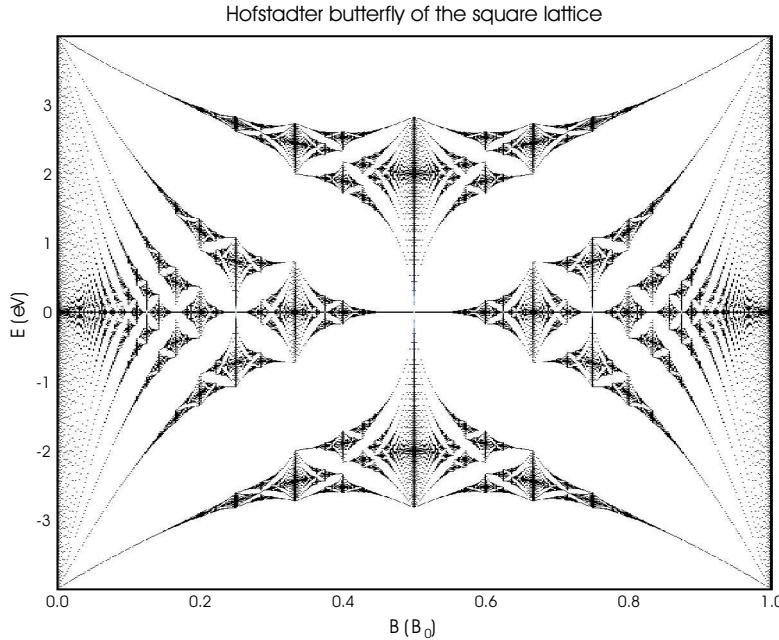


Abbildung 3.7: Numerische Simulation des Energiespektrums (Hofstadter-Schmetterling) eines quadratischen Gitters (durchgeführt von Norbert Nemec). $B(B_0)$ entspricht q/p .

Der resultierende Schmetterling eines Übergitters mit dem Verhältnis 1:1,4 zeigt nur geringe Unterschiede zum quadratischen Hofstadter-Schmetterling: Auffallend ist die Verbreiterung der erlaubten Zustände bei $q/p = 0$, die Zustandsdichte besteht hier nicht mehr aus einem δ -Peak, sondern ist zu einem Band verbreitert. Auch die feinen fraktalen Strukturen des Schmetterlings können nicht mehr aufgelöst werden, da die Subbänder verbreitert sind. Davon abgesehen sind bei dieser Simulation die gleichen Symmetrien wie im quadratischen Fall vorhanden. Der Fall 1:1,4 entspricht in etwa der in Kapitel 8.2 beschriebenen realisierten Situation eines Übergitters mit 100 nm Periode in Kombination mit einem oxidierten Gitter mit 145 nm Periode.

Bei einem Kopplungsverhältnis von 1:10 sind deutliche Unterschiede zum Hofstadter-Schmetterling zu erkennen. Die Verbreiterung der Subbänder ist so groß, dass wieder ein breites Landau-Band vorliegt, in dem nur noch die Haupt-Energielücken vorhanden sind. Dies würde beispielsweise der realisierbaren Situation eines Übergitters mit 10 nm Periode in Kombination mit einem oxidierten Gitter mit 100 nm Periode entsprechen. Hier könnte experimentell im besten Fall noch eine Dreiteilung der SdH-Maxima beobachtet werden. Um

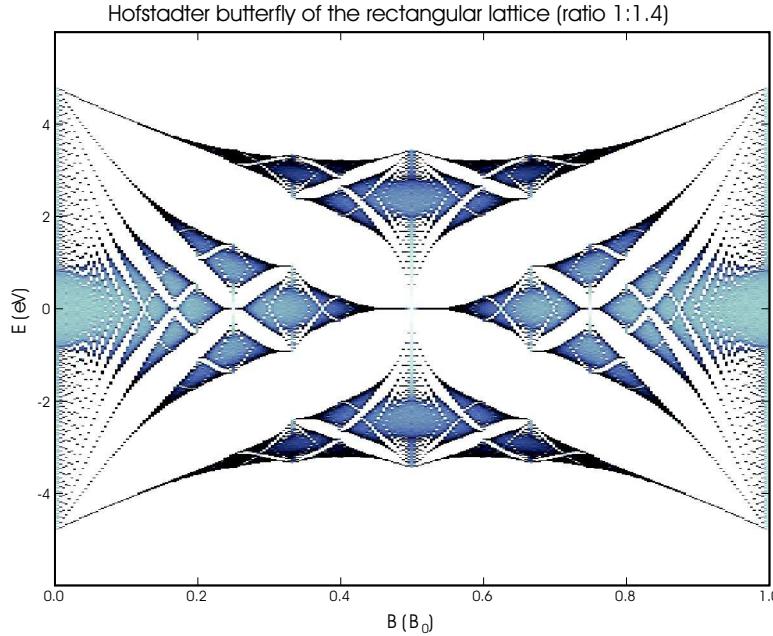


Abbildung 3.8: Numerische Simulation des Energiespektrums eines rechteckigen Gitters mit Seitenverhältnis 1 : 1,4 (durchgeführt von Norbert Nemec). $B(B_0)$ entspricht q/p . Es kommt zu einer Verbreiterung der Subbänder und dadurch zu einem Verschmieren der feinen Strukturen.

feinere Strukturen des Hofstadter-Schmetterlings aufzulösen, ist ein so extremes Verhältnis der Gitterabstände nicht geeignet.

3.2.2 Weitere Effekte der 2D-Modulation

Neben dem bekannten Hofstadter-Energiespektrum, das nur unter sehr extremen Bedingungen zu beobachten ist (Voraussetzungen sind z. B. höchste Beweglichkeiten bzw. eine geringe Streuverbreiterung der Subbänder), können in Magnetotransportmessungen aufgrund der zweidimensionalen Modulation auch weitere Effekte auftreten.

Band- und Streuleitfähigkeit

Im Allgemeinen sind bei einer schwachen ein- oder zweidimensionalen Übergittermodulation Kommensurabilitätsoszillationen zu erwarten. Wird die Modulationsamplitude zu groß, verschwinden diese Oszillationen [Bet90]. Im

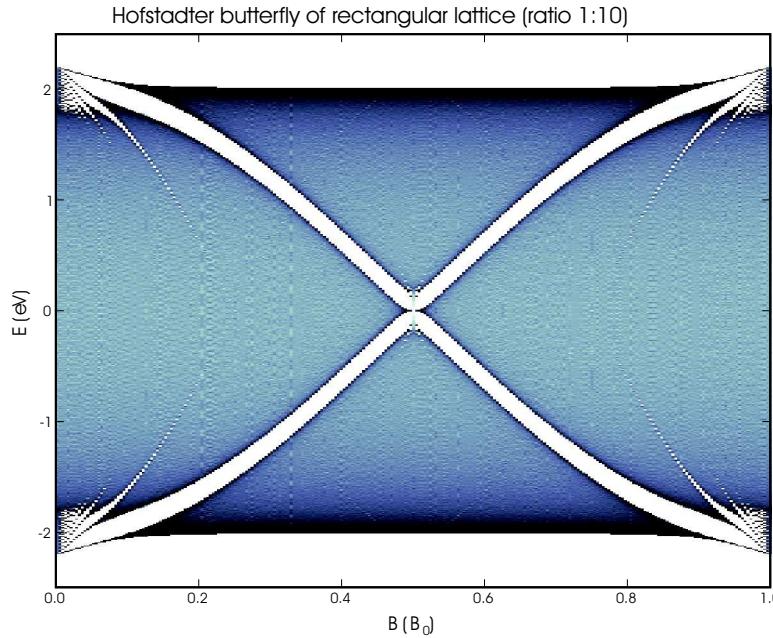


Abbildung 3.9: Numerische Simulation des Energiespektrums eines rechteckigen Gitters mit Seitenverhältnis 1:10 (durchgeführt von Norbert Nemec). $B(B_0)$ entspricht q/p . Die Subbänder sind so stark verbreitert, dass nur noch die Hauptenergielücken sichtbar sind.

Vergleich zur eindimensionalen Modulation (vgl. Kap. 3.1.1), kommt es im Fall einer zweidimensionalen (quadratischen) Modulation zu einer kompletten Unterdrückung der Bandleitfähigkeit, so dass nur die schwachen antiphasischen Oszillationen der Streuleitfähigkeit erhalten bleiben. Diese dramatische Reduktion der Bandleitfähigkeit ist nur beobachtbar, wenn die durch die Modulation verursachte Subbandaufspaltung zumindest teilweise aufgelöst werden kann. Durch Streuung an Verunreinigungen kommt es zu einem Verschmieren der feinen Subbandstrukturen. Diese Stoßverbreiterung kann so groß werden, dass die interne Struktur der Landau-Bänder nicht mehr aufgelöst werden kann, dann erhält man für ein 2D-Gitter im Prinzip das gleiche Ergebnis für die Bandleitfähigkeit, wie für ein 1D-Gitter.

Komplizierter wird die Situation, wenn bei kleinen Temperaturen die Kommensurabilitätsoszillationen als Amplituden-Modulation der SdH-Oszillationen auftreten. Nach [Pfa92] kann es hier zu einer Verstärkung einzelner Peaks kommen. Während die Streuleitfähigkeit normalerweise mit sinkender Stoßverbreiterung sinkt, können besonders schmale Bänder hier zu besonders hohen

Peaks führen. Im Gegensatz dazu hat eine sinkende Stoßverbreiterung weniger Überlapp der unterschiedlichen Subbänder zur Folge und führt zu einer allgemeine Reduktion der Bandleitfähigkeit. Der Peak eines gut aufgelösten Subbandes wird jedoch indirekt proportional zur Stoßverbreiterung ansteigen, ähnlich dem Fall, wenn keine Subbänder aufgelöst sind.

Semiklassische Beschreibung der 2D-Modulation

Das vielfach beobachtete nichtmonotone Verhalten der Kommensurabilitätsoszillationen (z. B. [Gei05]) kann auch semiklassisch über die Drift der Zentrumskoordinate erklärt werden. Diese Erklärung ist für den Fall einer schwachen Modulation und einer mittleren Magnetfeldstärke gerechtfertigt [Ger92, Men98]. In [Ger01] wird der Fall eines Gitters mit unterschiedlichen Perioden a und b in x - und y -Richtung beschrieben, das sich durch Addition aus Einzelpotentialen bildet. Die Modulationsstärken V_x und V_y sollten vergleichbar sein. In solchen Gittern bewegen sich die Zentrumskoordinaten auf den Äquipotentiallinien eines effektiven Gitters mit gleichen Perioden a und b , aber mit effektiven Modulationsstärken $V_x^{eff}(B)$ und $V_y^{eff}(B)$. Das oszillatorische Verhalten im Magnetfeld von $V_x^{eff}(B)$ und $V_y^{eff}(B)$ ist unterschiedlich, da die Perioden a und b unterschiedlich sind.

Beim Durchfahren des Magnetfeldes finden sich Situationen, in denen sich die Zentrumskoordinaten nur in x -Richtung ($V_x^{eff}(B) = 0$), nur in y -Richtung ($V_y^{eff}(B) = 0$) oder aber nur auf geschlossenen Bahnen ($V_x^{eff}(B) = V_y^{eff}(B)$) bewegen können. Daher kommt es bei unterschiedlichen Magnetfeldern dazu, dass eine effektive 1D-Modulation in x - oder y -Richtung gemessen wird. Ebenso kann bei manchen B-Feldern eine starke Unterdrückung des Beitrags der Zentrumskoordinatendrift auftreten.

Nach [Ger01] sehen die Ergebnisse für relativ kleine freie Weglängen ähnlich aus, wie man sie für die entsprechende 1D-Modulation erwarten würde. Für relativ kleine Felder taucht jedoch eine Art Schwebung (*beating effect*) auf, die sich in einem nicht-monotonen Ansteigen der Oszillationsamplitude äußert. Wenn im Bereich der Maxima die effektive Modulation in x -Richtung groß ist, bewegen sich die Zentrumskoordinaten im Wesentlichen zweidimensional, wodurch das Maximum im Vergleich zu einer 1D-Modulation in x -Richtung unterdrückt wird. Liegt das Maximum jedoch im Bereich der Flachbandbedingung für die y -Richtung, so ist die Höhe des Maximums vergleichbar mit

derjenigen der reinen 1D-Modulation. Diese Anisotropie-Effekte werden für größere mittlere freie Weglängen deutlich stärker.

Minibandstruktur

Ähnlich wie bei einem eindimensionalen Übergitter bildet sich bei einer Modulation in zwei Raumrichtungen eine Minibandstruktur aus. Die Fermi-Fläche ist allerdings deutlich komplexer. In Abbildung 8.15 auf Seite 126 ist die Fermi-Schnittfläche für ein Gitter mit $a_x = 145 \text{ nm}$ und $a_y = 100 \text{ nm}$ bei einer Fermi-Energie von $5,7 \text{ meV}$ gezeigt. Es wird von einer verschwindend kleinen Modulationsamplitude $V_0 \rightarrow 0$ ausgegangen, damit sind keine Energielücken vorhanden. Je nachdem, welche Energieniveaus tatsächlich auftreten, können sich verschiedene geschlossene und offene Elektronenbahnen bilden.

Für den Fall, dass eine Asymmetrie der Fourierkomponenten des effektiven 2D-Gitters vorliegt, spielen auch die Diagonalelemente eine Rolle. Dadurch bilden sich wegen diagonal überlappender Fermi-Kreise geschlossene Trajektorien. Dabei treten Oszillationen mit neuen Frequenzen auf. Auch eine Verstärkung oder Unterdrückung der Kommensurabilitätsoszillationen lässt sich damit erklären, da durch Magnetfeldänderungen die dominanten Fourierkomponenten verändert werden können [Cho01].

Kapitel 4

Verwendete Anlagen und Methoden

4.1 Das Rasterkraftmikroskop (AFM)

Die Entwicklung des Rastertunnelmikroskops (*scanning tunneling microscope*, STM) 1982 durch Binnig und Rohrer [Bin82] eröffnete die Möglichkeit, leitende Oberflächen mit atomarer Genauigkeit abzubilden. Nur wenige Jahre später wurde von Binnig, Quate und Gerber das Rasterkraftmikroskop (*atomic force microscope*, AFM) vorgestellt [Bin86], mit dem nun auch isolierende Oberflächen abgebildet werden können. Auf dem Grundprinzip des STM und des AFM basieren eine Reihe weiterer Rastersondenmikroskope (*scanning probe microscope*, SPM), z. B. zur Abbildung magnetischer Streufelder auf Oberflächen (*magnetic force microscope*, MFM). Schon bald setzte man STM und AFM nicht nur zum Abbilden, sondern auch zum Strukturieren von Oberflächen im Nanometer- und Subnanometerbereich ein [Wie92].

Das AFM diente in der vorliegenden Arbeit zum Strukturieren flacher 2DEGs mit der Methode der lokalen anodischen Oxidation (LAO). Selbstverständlich erfolgt auch die Abbildung der GaAs-Oberflächen mit dem AFM.

4.1.1 Aufbau und Funktionsweise des AFM

Wie bei allen Rastersondenmikroskopen wird auch beim Rasterkraftmikroskop die zu untersuchende Probenoberfläche zeilenweise mit einer möglichst feinen Spitze abgetastet. Durch die Wechselwirkung der Spitze mit der

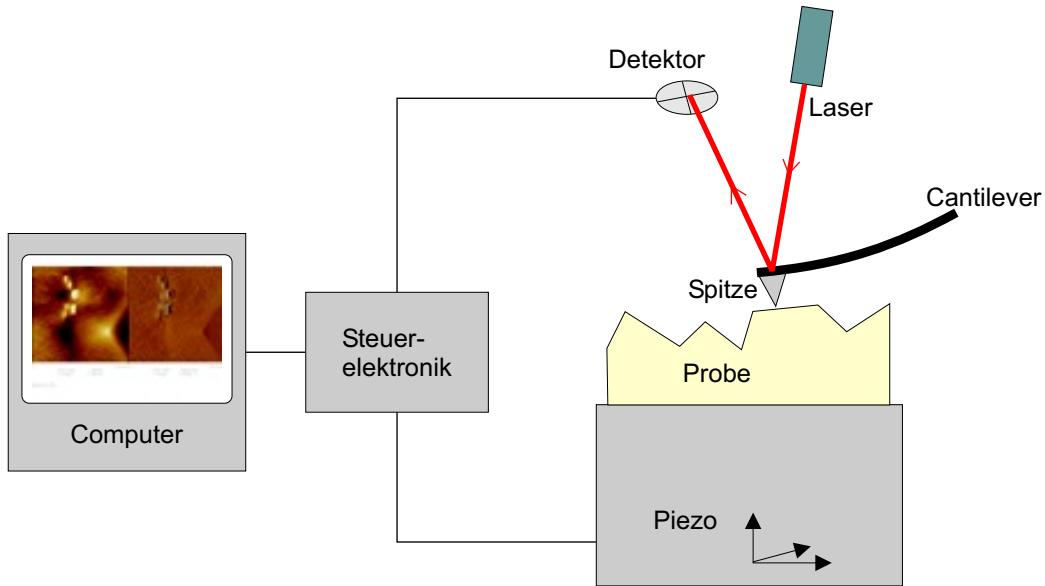


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau eines AFM. Der photoempfindliche Detektor registriert die Verbiegung des Cantilever. Die Steuerelektronik wertet diese Information aus, stellt sie bildlich dar und steuert die Auslenkung des Piezos. Der Piezo ist sowohl für das Rastern der Probe zuständig, als auch für die Regelung des Abstands zwischen AFM-Spitze und Probenoberfläche.

Probenoberfläche verbiegt sich der Federbalken (*cantilever*), an dem die Spitze befestigt ist. Das verwendete Gerät (Nanoscope III, Digital Instruments) misst diese Auslenkung mit einem Laserzeiger über einen Vierquadranten-Detektor und berechnet daraus ein Höhenbild der Probe¹. Die Spitze ist bei diesem AFM fest, sowohl das Rastern der Probe in *xy*-Richtung, als auch die *z*-Auslenkung der Probe erfolgen über einen Piezokristall. Die Steuerelektronik hält über eine Rückkopplungsschleife den Abstand zwischen der AFM-Spitze und der Probenoberfläche konstant, indem die Höhe der Probe nachgeregelt wird. Eine schematische Skizze der wesentlichen Teile eines AFM ist in Abbildung 4.1 dargestellt.

¹Das verwendete AFM zeigt die Oberflächenstruktur der Probe auf zwei verschiedene Arten an, die beide in den AFM-Aufnahmen in dieser Arbeit dargestellt werden. Das Höhenbild zeigt helle Stellen bei Erhöhungen und dunkle Stellen bei Vertiefungen in der Probenoberfläche. Zusätzlich wird das eigentliche Messsignal dargestellt, das eine Ableitung des Höhenbildes ist. Hier werden helle Stellen dargestellt, wenn sich die Spitze nach oben bewegt und dunkle Stellen, wenn sich die Spitze nach unten bewegt. Diese Bilder erzeugen einen eher dreidimensionalen Eindruck.

4.1.2 Betriebsarten

Das Rasterkraftmikroskop wurde in dieser Arbeit in zwei Betriebsarten verwendet, im Kontaktmodus (*Contact Mode*) und im Tappingmodus (*Tapping Mode*), einer Sonderform des Schwingungsmodus (*Non-contact Mode, Dynamic Mode*), die im Folgenden kurz beschrieben werden.

Kontaktmodus

In diesem Arbeitsmodus ist die Spitze wenige Ångström von der Probenoberfläche entfernt. Man spricht hier vom Kontakt zwischen Spitze und Probe. Die wirkenden interatomaren Kräfte sind abstoßend. Das AFM wurde in dieser Arbeit stets im geregelten Modus (*constant force mode*) betrieben, dabei wird die Spitzenauslenkung, also die Kraft F zwischen Spitze und Probe konstant gehalten und die Höhe der Probe nachgeregelt. Die Kraft F berechnet sich nach dem Hook'schen Gesetz $F = -kz$, wobei k die Federkonstante des Spitz-Cantilever-Systems und z die Auslenkung des Cantilevers ist. Mit dieser Methode kann auch die Abbildung relativ unebener Oberflächen erfolgen. Im Gegensatz dazu wird im ungeregelten Modus (*constant height mode*) die Höhe des Cantilevers konstant gehalten und lediglich die Auslenkung des Cantilevers detektiert. Diese Methode ist vor allem für harte und glatte Oberflächen geeignet. Obwohl im Kontaktmodus relativ weiche Cantilever zum Einsatz kommen, besteht die Gefahr, dass die Spitze und die Probenoberfläche bei größeren Unebenheiten beschädigt werden. Auch entstehen durch den adsorbierten Flüssigkeitsfilm auf der Probenoberfläche hohe Kapillarkräfte, die mit etwa 10^{-8} N stark anziehend wirken und leicht zu Beschädigungen von Spitze und Probe führen können.

Schwingungsmodus, Tappingmodus

Der Tappingmodus [MM97] ist eine Sonderform des Schwingungsmodus. Im Schwingungsmodus tritt wenig oder gar kein Kontakt zwischen Spitze und Probe auf. Die Kraft zwischen Spitze und Probe beträgt nur etwa 10^{-12} N, ist also sehr gering. Der Cantilever wird nahe seiner Resonanzfrequenz (etwa 100–400 kHz) zu Schwingungen angeregt. Die Schwingungsamplitude beträgt dabei etwa 10–100 Å. Ändert sich der mittlere Spitzen-Proben-Abstand, so ändert sich auch die Amplitude der Schwingung. Durch die Rückkopplung wird die Höhe der Probe geregelt, so dass die Schwingungsamplitude konstant bleibt.

Aus der z -Position des Scanners erhält man die Höheninformation. Die Höhenauflösung mit dieser Methode liegt unter einem Ångström. Im Tappingmodus tippt die Spitze bei jeder Schwingung auf die Probenoberfläche. Diese Methode eignet sich besonders gut für Aufnahmen unter natürlichen Bedingungen, da ein adsorbierter Wasserfilm auf der Probe keinen negativen Einfluss hat. Beschädigungen der Probenoberfläche und der Spitze treten seltener auf als im Kontaktmodus, da die wirkenden Kräfte kleiner sind. Alternativ kann im Schwingungsmodus die Anregung auch mit konstanter Amplitude erfolgen und die Frequenzverschiebung als Regelsignal benutzt werden (frequenzmodulierter Schwingungsmodus). Mit dieser Methode ist unter optimalen Bedingungen subatomare Auflösung möglich [Gie00]. In der vorliegenden Arbeit lag die laterale Auflösung bei etwa 5 nm.

4.1.3 Lokale anodische Oxidation (LAO)

Seit ihrer Erfindung wurden das Rastertunnelmikroskop und das Rasterkraftmikroskop auf verschiedene Weisen benutzt, um kleinste Strukturen zu erzeugen [Wie92]. Herausragend ist das Verschieben einzelner Atome mit der Spitze eines STM [Eig90]. Auch das AFM bietet eine Vielzahl von Möglichkeiten Oberflächen zu strukturieren. Eine einfache Methode ist das Kratzen mit der AFM-Spitze oder das Durchtrennen von Filmen auf Oberflächen mit einem nachfolgenden Ätzschritt [Jin92]. Eine weitere Möglichkeit ist, die Oberfläche lokal zu oxidieren, indem eine elektrische Spannung zwischen Spitze und Probe angelegt wird [Dag90]. Diese lokale Oxidation kann verwendet werden, um Metall- oder Halbleiteroberflächen (z. B. [Sug93, Dag90]) zu strukturieren, und funktioniert sowohl an Luft als auch im Vakuum oder in Flüssigkeiten (z. B. [Dag90, Lyd94]). Ishii *et al.* [Ish95] oxidierten als Erste direkt die GaAs-Deckschicht einer GaAs-Heterostruktur. Dabei wurde eine Erhöhung des Widerstandes des darunterliegenden 2DEG festgestellt. Versuche weiterer Gruppen zeigten, dass sich das 2DEG unter den Oxidlinien komplett verarmen lässt, sofern es nahe genug an der Oberfläche liegt [Hel98]. Als erste komplexe Systeme wurden von Held *et al.* [Hel98] ein Antidotarray und ein Quantenpunktkontakte hergestellt.

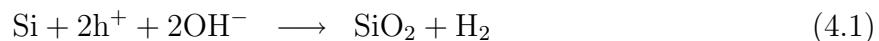
Während bisher die Methode der lokalen anodischen Oxidation hauptsächlich dazu diente, isolierende Barrieren oder Tunnelbarrieren herzustellen [Key00], wurde in der vorliegenden Arbeit diese Methode erstmals verwendet, um

2DEGs auf Wafermaterial und auf Spaltflächen großflächig gleichmäßig schwach zu modulieren.

Prinzip der anodischen Oxidation

Die anodische Oxidation ist ein Standardprozess, um Oberflächen von Metallen und Halbleitern zu oxidieren. Dieser Prozess wird auch in der Industrie eingesetzt, wenn eine Oxidation bei hohen Temperaturen nicht möglich ist [Gha94]. Da die anodische Oxidation bei Raumtemperatur stattfindet, bietet sich diese Methode für die Behandlung dotierter Halbleiter an.

Das zu oxidierende Material wird als Anode geschaltet und befindet sich mit einer Metallkathode (z. B. Platin) in einer Elektrolytlösung. Die möglichen Reaktionsgleichungen für Silizium und Galliumarsenid sehen wie folgt aus [Gha94]:



Dabei sind h^+ im Halbleiter vorhandene Löcher, die z. B. durch Photogeneration von Elektron-Loch-Paaren oder durch Dotierung zur Verfügung stehen. OH^- -Ionen aus dem Elektrolyten diffundieren im elektrischen Feld zur Anode und oxidieren diese. Für diesen Prozess sind relativ hohe Feldstärken von bis zu 10^8 V/m und genügend Löcher im Halbleiter notwendig, da sonst das Material ausschließlich an der Oberfläche oxidiert wird.

Lokale anodische Oxidation mit dem AFM

Diese Oxidationsmethode kann auf ein AFM-System übertragen werden. Dabei wirkt die AFM-Spitze als Kathode, die zu oxidierende Halbleiteroberfläche ist die Anode. Als Elektrolyt dient der Wasserfilm auf der Probenoberfläche, der sich aufgrund von Luftfeuchtigkeit bildet. Im Kontaktbereich Spitze-Probe bildet sich ein Flüssigkeitsmeniskus aus, der die beiden Elektroden verbindet (Abbildung 4.2). Der Laser des AFM beleuchtet neben dem Cantilever auch die Probe und sorgt so für genügend Elektron-Loch-Paare. Wegen des kleinen Radius der AFM-Spitze und des kleinen Abstands der Spitze zur Probenoberfläche treten die benötigten hohen Feldstärken unmittelbar unter der Spitze auf. Deswegen spricht man hier von einer lokalen anodischen Oxidation. Das erzeugte Oxid formt Erhebungen, da Sauerstoff in das Material eingebaut wird.

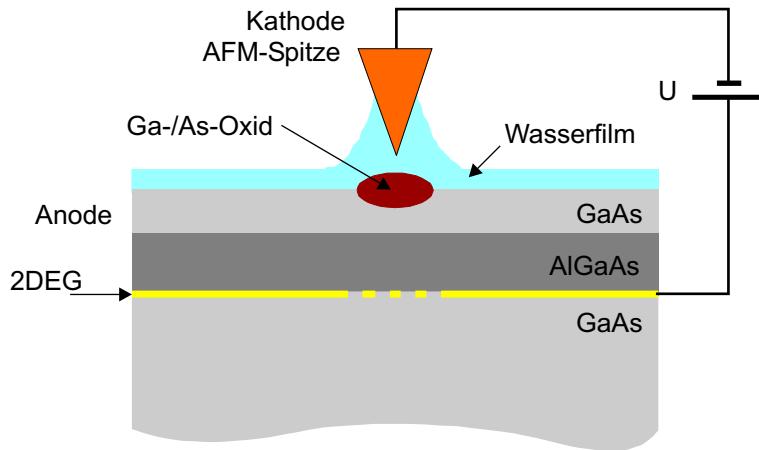


Abbildung 4.2: Prinzip der lokalen anodischen Oxidation mit dem AFM. Zwischen Spitze und Probe wird eine elektrische Spannung angelegt, wodurch die Probenoberfläche lokal unter der Spitzte oxidiert wird. Der Wasserfilm auf der Oberfläche wirkt als Elektrolyt.

Diese Erhebungen sind mit dem AFM im Anschluss an die Oxidation messbar, was eine direkte Kontrolle des Schreibvorgangs ermöglicht. Dabei ist die messbare Höhe der Oxidlinien etwa halb so groß [Hel98] bis gleich groß [Fuh02] wie die Eindringtiefe in die GaAs-Schicht.

Das Oxid an der GaAs-Oberfläche kann benutzt werden, um ein darunterliegendes 2DEG zu verarmen. Dabei ist es nicht notwendig, dass das Oxid bis an die GaAs/AlGaAs-Grenzfläche reicht. Das Oxid kann ohne Auswirkungen auf die Isolierungseigenschaften durch selektives Ätzen entfernt werden ([Hel98]). Dies bedeutet, dass nicht das Oxid, sondern die Zerstörung des Halbleitermaterials entscheidend ist. Das Oxid an der Oberfläche führt zu einer lokalen Veränderung des Bandverlaufs. Die GaAs-Oberfläche rückt näher an die Dotierung, dadurch wandern mehr Elektronen in die Oberflächenzustände ab. Diese stehen nicht mehr im 2DEG zur Verfügung, im Extremfall wird das 2DEG komplett verarmt.

Der Oxidationsprozess wurde von verschiedenen Gruppen ausgiebig untersucht [Sug94, Son94, Mat95]. Die meisten Versuche wurden auf Silizium- oder Metalloberflächen durchgeführt. Die Reaktionsgleichung 4.1 für Silizium konnte dabei bestätigt werden [Avo97]. Für Galliumarsenid wird von einem Prozess ausgegangen, der der Reaktionsgleichung 4.2 folgt. Hierfür liegt aber noch keine experimentelle Bestätigung vor.

Die lokale Oxidation von GaAs ist von zahlreichen Parametern abhängig. Prinzipiell ist die Oxidation sowohl im Kontaktmodus als auch im Tapping-modus möglich [Irm97, Fon98]. Auch kann entweder die Spannung oder der Strom zwischen Spitze und Probe konstant gehalten werden (Konstantspannungsmodus z. B. [Ish95], Konstantstrommodus z. B. [Hel97]). Höhe und Breite der Oxidlinien werden im Wesentlichen von der Höhe der Spannung bzw. der Stromstärke zwischen Spitze und Probe geregelt. Ebenso haben die Luftfeuchtigkeit, die Schreibgeschwindigkeit und der Abstand zwischen Spitze und Probe einen großen Einfluss. Eine große Rolle bei der AFM-Oxidation spielt auch die Beschaffenheit der Spitze sowie der Probenoberfläche. Eine ausführliche Beschreibung der lokalen Oxidation auf GaAs findet sich bei [Fuh02]. Die Abhängigkeit der Oxidation von den einzelnen Parametern wird genauer in Kapitel 6.2.3 beschrieben.

4.2 Die Molekularstrahlepitaxie

Für die Erzeugung hochbeweglicher zweidimensionaler Elektronensysteme ist eine sehr hohe Reinheit des Halbleitermaterials entscheidend. Dabei ist die Molekularstrahlepitaxie (MBE) zur Herstellung ideal, da hier extrem reine Ausgangsmaterialien im Ultrahochvakuum aufgedampft werden.

4.2.1 Grundprinzip der Molekularstrahlepitaxie

Beim Probenwachstum in einer MBE-Anlage werden die verwendeten Halbleitermaterialien (z. B. Gallium und Arsen) in Effusionszellen erhitzt und verdampfen dadurch im Ultrahochvakuum. Die verdampften Moleküle bzw. Atome treffen auf ein geeignetes Substrat und bauen dort epitaktisch ein Kristallgitter (z. B. Galliumarsenid in Zinkblendestruktur) auf. Dieses Kristallwachstum verläuft im Wesentlichen atomlagenweise.

Die einzelnen Molekularstrahlen können über Shutter ausgeblendet werden, so dass ein schichtweises Wachstum verschiedener Materialien (z. B. Galliumarsenid und Aluminiumgalliumarsenid) möglich ist. Auch Dotierstoffe (z. B. Silizium) können auf diese Weise gezielt eingebaut werden.

Das Wachstum wird, neben der Abfolge der verschiedenen Materialien, im Wesentlichen über zwei Parameter gesteuert: a) die Temperatur der

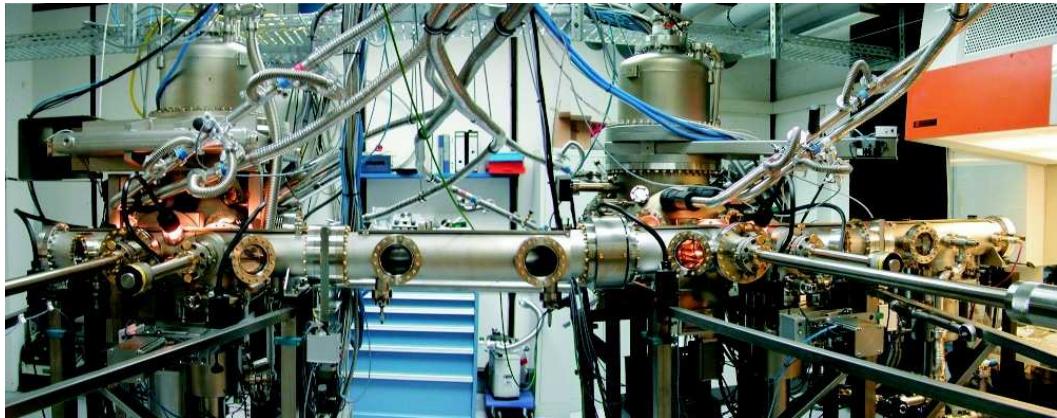


Abbildung 4.3: Gesamtansicht der MBE-Anlage. Links befindet sich die High-Mobility-Kammer, rechts die Spintronik-Kammer. Ganz rechts ist die Schleusenkammer zu sehen, die in den Transferkanal übergeht. (aus [Rei05])

Effusionszellen und b) die Probentemperatur. Über die Temperatur der Effusionszellen wird vor allem der Dampfdruck und damit der Materialfluss der Ausgangsmaterialien eingestellt. Die Probentemperatur bestimmt den Haftkoeffizienten und die Beweglichkeit der Atome auf der Substratoberfläche. Mit diesen beiden Parametern kann die Wachstumsgeschwindigkeit bestimmt werden, aber auch die Rauigkeit und die Kristallqualität werden durch sie beeinflusst. Auf das MBE-Wachstum und die Optimierung der hergestellten Heterostrukturen wird in den Kapiteln 5 und 6 genauer eingegangen.

4.2.2 Verwendete MBE-Anlage

Teilweise wurden die in dieser Arbeit verwendeten Proben am Walter-Schottky-Institut und am Weizmann Institute of Science hergestellt, der Großteil der Proben wurde in Regensburg an der MBE-Anlage am Lehrstuhl Wegscheider gewachsen.

In der MBE-Anlage in Regensburg können Halbleiterproben auf GaAs-Basis gewachsen werden, wobei das Wachstum sowohl auf ganzen 2-Zoll-Wafern, als auch auf Spaltkanten (siehe Kap. 4.2.3) möglich ist. Die Anlage besteht aus zwei Wachstumskammern, die mit einem Transferkanal verbunden sind (Abbildung 4.3). Eine Kammer ist zur Herstellung magnetischer Halbleiter geeignet

(Spintronik-Kammer), die andere Kammer dient zu Herstellung hochbeweglicher Heterostrukturen (High-Mobility-Kammer).

Das Ultrahochvakuum wird mit Kryopumpen und Sorptionspumpen erzeugt, dadurch ist ein ölfreies Vakuum möglich. Als Ausgangsmaterialien stehen neben Gallium, Arsen und Aluminium auch Indium und Mangan zur Verfügung. Zur Dotierung dienen Silizium- und Kohlenstoffquellen. Eine genaue Beschreibung der MBE-Anlage findet sich in [Rei05].

4.2.3 CEO-Wachstum

Eine Besonderheit der Halbleiter-MBE-Anlage in Regensburg ist die Möglichkeit zum Überwachsen von Spaltkanten (*cleaved edge overgrowth*, CEO), die in beiden Kammern gegeben ist. Die Proben werden dazu auf einem speziellen Halter aufrecht stehend montiert. In jeder Wachstumskammer ist eine Vorrichtung zum Spalten der Proben eingebaut, so dass das Wachstum direkt auf einer frisch präparierten, atomar glatten Oberfläche erfolgen kann.

Das CEO-Verfahren wurde 1990 von Pfeiffer *et al.* entwickelt [Pfe90]. Grundlage dafür ist, dass Halbleiter in Zinkblendestruktur, also z. B. GaAs, senkrecht zu den $\langle 110 \rangle$ -Richtungen atomar glatte Spaltflächen bilden. Diese unpolaren $\{110\}$ -Spaltflächen verwendet man als Substrat für ein (110)-Halbleiterwachstum.

In der Regel wird in einem ersten Wachsstumsschritt auf einem GaAs(001)-Substrat die gewünschte Struktur erzeugt, beispielsweise ein Quantentrog, ein Übergitter oder eine Barriere. Nach dem Wachstum wird die Probe von der Substratseite auf ca. 100 µm dünngeschliffen und in kleine (6,5 × 7 mm) Stücke gespalten. Diese Stücke werden an der Stelle, an der sie später gespalten werden sollen, mit einem 0,9 mm langen Ritz versehen und nach mehreren Reinigungsschritten stehend auf einen speziellen Probenhalter montiert. Zur Befestigung werden sie mit flüssigem Gallium von der Rückseite an eine Stufe geklebt und von der Vorderseite mit einem GaAs-Waferstück festgeklemmt. Nun kann man die Probenstückchen in die MBE-Kammer eingeschleusen und ausheizen. Das Spalten der Proben erfolgt direkt vor dem (110)-Wachstumsbeginn. Dazu wird in der Wachstumskammer ein spezieller Bügel gegen die vertikal stehenden Probenstücke geschwenkt, so dass diese in der durch den Ritz vorgegebenen Höhe spalten. Im zweiten Wachstumsschritt kann z. B. ein modulationsdotierter Quantentrog erzeugt werden. Durch die Schichtfolge des darunterliegenden

ersten Wachstumsschrittes entstehen eindimensionale Strukturen, z.B. definiert die T-Kreuzung zweier Quantentröge einen Quantendraht. Durch ein zweites Spaltkantenwachstum senkrecht zum ersten ist sogar die Bildung von Quantenpunkten möglich [Weg97].

4.3 Die Kryostatensysteme

Die Eigenschaften der hergestellten Proben wurden hauptsächlich mit Magnetotransportmessungen bei tiefen Temperaturen untersucht. Dafür standen verschiedene Kryostatensysteme zur Verfügung. Schnelle Testmessungen zur Bestimmung der Ladungsträgerdichte und Beweglichkeit erfolgten in einem einfachen Kannenkryostaten. Die Messung der oxidierten Gitter erfolgte meistens an einem der Standard-Kryostaten am Lehrstuhl Weiss, teilweise mit einem ^3He -System. Schließlich wurde für eine größere Mess-Serie an einer Spaltflächenprobe ein $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischkryostat verwendet.

Kannenkryostat

Der Kannenmessplatz stellt ein einfaches System zur schnellen Charakterisierung der Proben dar. Das supraleitende Magnetsystem ist in einem speziell konstruierten Mess-Stab integriert und wird in eine Transportkanne mit flüssigem Helium eingeführt. Der separate Probenstab ist mit zwei Probenhaltern mit je 8 Kontakten ausgestattet und lässt sich relativ schnell ein- und ausschleusen. Im Probenraum befindet sich flüssiges Helium. Durch Pumpen am Probenraum wird der Dampfdruck erniedrigt. Damit sind Temperaturen bis zu 1,2 K möglich. Mit diesem Magnetsystem kann bis maximal 6 T gemessen werden.

Standard-Kryostat

Der für die Standard-Messungen verwendete kommerzielle ^4He -Kryostat der Firma Oxford funktioniert im Prinzip ähnlich wie der einfache Kannenkryostat. Hier sind die supraleitenden Magnetspulen im Kryostaten integriert und bieten eine Flussdichte von bis zu 16 T an. Der Probenstab ist für 20-polige Chip-Carrier ausgelegt. Durch Abpumpen bzw. Heizen sind im Probenraum (*variable temperature insert VTI*) Temperaturen zwischen 1,2 K und ca. 200 K

einstellbar. Alternativ kann man einen speziellen ^3He -Probenstab verwenden. Hier wird über einen speziellen Pumpenstand zusätzlich ^3He in den Probenstab geleitet und kondensiert dort. Durch Pumpen am ^3He ist eine Probentemperatur von ca. 300 mK möglich.

Mischkryostat

Für die Messungen bei sehr niedrigen Temperaturen um etwa 20 mT wurde ein $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischungskryostatsystem der Firma Oxford verwendet. Hiermit lassen sich Temperaturen bis zu 15 mK und Magnetfelder bis zu 19 T erreichen. Eine genaue Beschreibung dieses Systems findet sich in [Mit05].

Kapitel 5

Probenherstellung

5.1 Probenstruktur

In dieser Arbeit wurde eine neue Probenstruktur entwickelt, die es ermöglicht, 2DEGs mit einer möglichst kleinen effektiven Gitterkonstante zweidimensional zu strukturieren. Das Grundprinzip des Probenaufbaus ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Die Probenstruktur basiert auf der Idee, das 2DEG auf der Spaltfläche einerseits durch ein darunter liegendes senkrechttes Übergitter zu modulieren und andererseits orthogonal dazu eine Modulation durch die lokale anodische Oxidation (LAO) der GaAs-Oberflächen herzustellen. Damit sind sehr kleine effektive Gitterkonstanten der zweidimensionalen Modulation erreichbar. Die 1D-Modulation durch ein überwachsesenes Übergitter wurde bereits in der Arbeit von R. A. Deutschmann *et al.* eingeführt und mit Erfolg verwendet [Deu01, Deu01a]. Die lokale anodische Oxidation auf GaAs diente bislang hauptsächlich zum kompletten Verarmen von 2DEGs [Fuh02].

Durch die Kombination der beiden Modulierungsvarianten ergeben sich einige Vorteile. Mit der CEO-Übergittermodulation lassen sich Gitter mit atomarer Genauigkeit und Periodizität herstellen. Die Periodenlänge kann dabei von extrem kleinen Werten (wenige Atomlagen) bis hin zu Gitterkonstanten im 100 nm Bereich eingestellt werden. Die lokale anodische Oxidation ist eine äußerst flexible Strukturierungsmöglichkeit, die auch auf der Spaltfläche verwendet werden kann. Allerdings sind damit Gitterkonstanten unter 50 nm nur schwer realisierbar.

Um die zweidimensional modulierten 2DEGs auf Spaltflächen auch mit Magnetotransportmessungen in 4-Punkt-Geometrie untersuchen zu können, ist

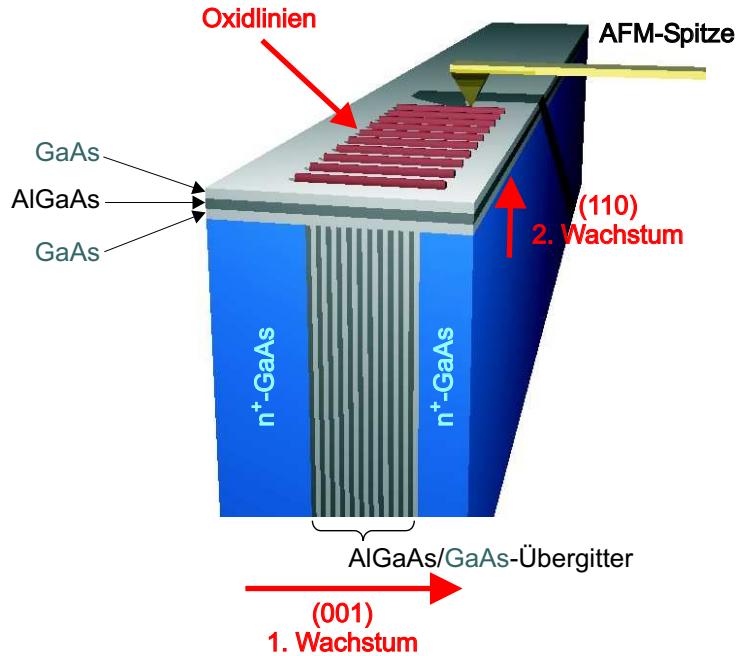


Abbildung 5.1: Schematischer Aufbau der Probenstruktur. Das Übergitter aus dem ersten MBE-Wachstumsschritt wird in einem zweiten MBE-Wachstum auf der Spaltfläche mit einer Heterostruktur überwachsen, so dass sich ein 2DEG bildet. Anschließend wird auf die Spaltfläche ein Gitter mit dem AFM oxidiert. Das 2DEG wird sowohl durch das GaAs/AlGaAs-Übergitter als auch durch das senkrecht dazu liegende oxidierte Gitter moduliert.

zusätzlich eine geeignete Kontaktierung auf der Spaltfläche notwendig. Dazu wurde die Probe auf der (001)-Fläche mit Fingerkontakte strukturiert und auf der Spaltfläche mit verschiedenen Methoden Hallbars erzeugt.

Realisierung des Probenaufbaus

Die Herstellung der Proben erfolgt in mehreren Schritten. Zuerst erzeugt man auf einem GaAs(001)-Wafer ein undotiertes GaAs/AlGaAs-Übergitter, das zwischen zwei hochdotierten GaAs-Bereichen eingeschlossen ist. Die hochdotierten Schichten dienen später zum Kontaktieren der Struktur. Dann wird der Wafer in ca. 6,5 mal 7 mm große Stücke gespalten. In die obere Kontaktsschicht werden Fingerkontakte strukturiert. Anschließend werden die Probenstücke aufrecht stehend in die MBE eingebaut, um dann auf der Spaltkante in einem zweiten Wachstumsschritt ein zweidimensionales Elektronengas zu erzeugen,

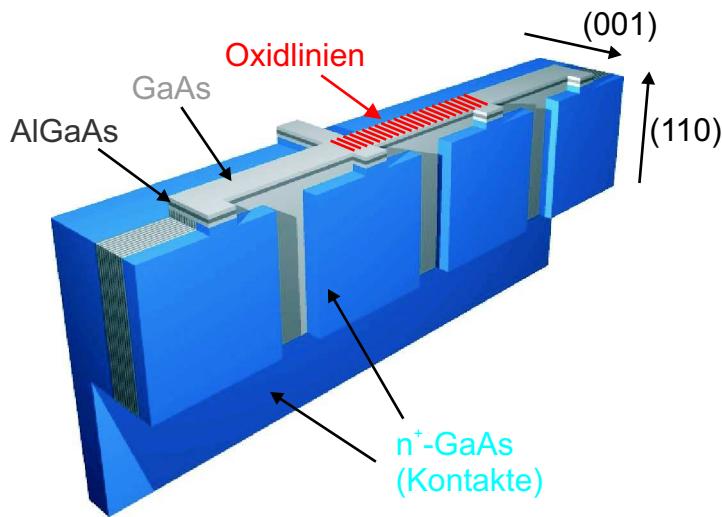


Abbildung 5.2: Schematische Darstellung der Fingerkontakte und der Hallbar auf der Spaltfläche. Auf der Spaltfläche wird eine Hallbar strukturiert mit vier Kontakten zur vorderen hochdotierten GaAs-Schicht und einem Kontakt zur hinteren hochdotierten GaAs-Schicht. In die vordere n^+ -Schicht werden sogenannte Fingerkontakte strukturiert, so dass vier voneinander isolierte Bereiche entstehen, über die die vier vorderen Hallbar-Abgriffe kontaktiert werden können. Auch die „vergrabene“ n^+ -Schicht wird durch Ätzen freigelegt, so dass der hintere Hallbar-Abgriff kontaktiert werden kann.

das durch das darunterliegende Übergitter moduliert wird. Die überwachsene Probe zerlegt man in Einzelstücke und legt die hintere Kontaktsschicht durch nasschemisches Ätzen frei.

In den nächsten Schritten wird auf der Spaltfläche eine Hallbar strukturiert, um das modulierte 2DEG in 4-Punkt-Geometrie messen zu können. Außerdem wird mit dem AFM auf der Spaltfläche das zweite Gitter geschrieben, das senkrecht zum gewachsenen Übergitter ausgerichtet ist. Die Strukturierung der Hallbar kann dabei vor oder nach dem Schreiben des Gitters erfolgen.

Die folgenden Abschnitte beschreiben zum einen die einzelnen Schritte der Probenpräparation und zum anderen die verwendeten und teilweise neu entwickelten Methoden und Verfahren.

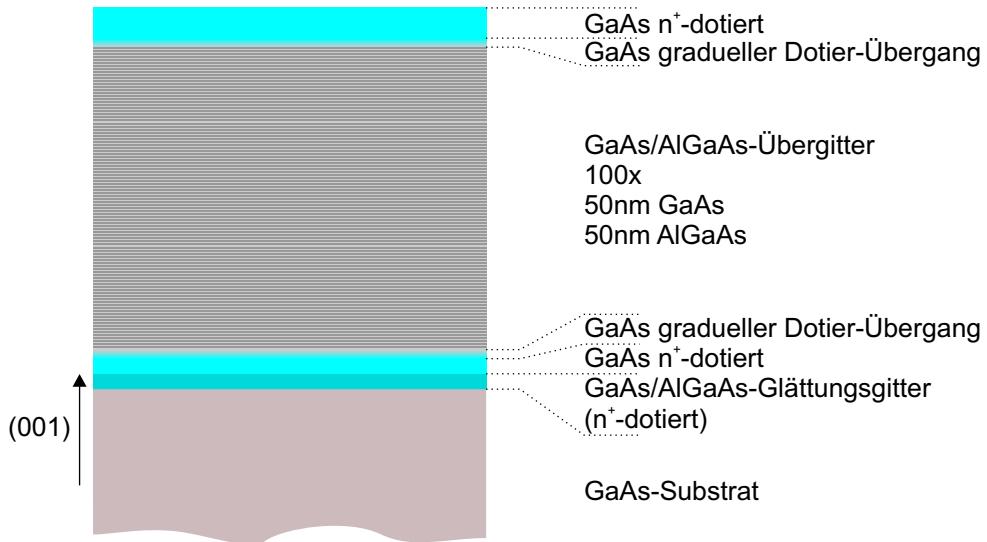


Abbildung 5.3: Schichtfolge des GaAs(001)-Übergitters und der hochdotierten Kontaktsschichten (maßstabsgetreu). Die n⁺-dotierten Schichten sind jeweils etwa 1 μm dick, das Übergitter ist 10 μm dick.

5.2 GaAs(001)-Wachstum

5.2.1 Übergitterwachstum

In einem ersten Wachstumsschritt erzeugt man mittels Molekularstrahlepitaxie ein GaAs/AlGaAs-Übergitter, mit dem später das 2DEG auf der Spaltfläche moduliert wird. Als Substrat können sowohl dotierte als auch undotierte GaAs(001)-Wafer verwendet werden. Dotierte Substrate bieten die Möglichkeit, auf die hintere hochdotierte Kontaktsschicht zu verzichten oder diese relativ dünn herzustellen. Auch das spätere Freilegen des hinteren Kontakts ist dadurch einfacher. Bei den verwendeten Proben wurden allerdings undotierte Substratwafer verwendet, da man sich die Möglichkeit offen lassen wollte, im zweiten Wachstumsschritt eine Gate-Struktur auf der Spaltfläche zu verwenden. Ein dotiertes Substrat würde das verwendete Gate und den hinteren Kontakt kurzschließen. Nach dem Einschleusen der Substratwafer in die MBE-Kammer wird zuerst das Oxid von der Waferoberseite durch Temperiern entfernt. Anschließend wächst ein etwa 500 nm dicker Übergitter auf, das vor allem zum Glätten der Oberfläche des Wafers dient. Dieses Übergitter ist bereits mit Silizium dotiert. Dann erfolgt das Wachstum der hinteren Kontaktsschicht aus

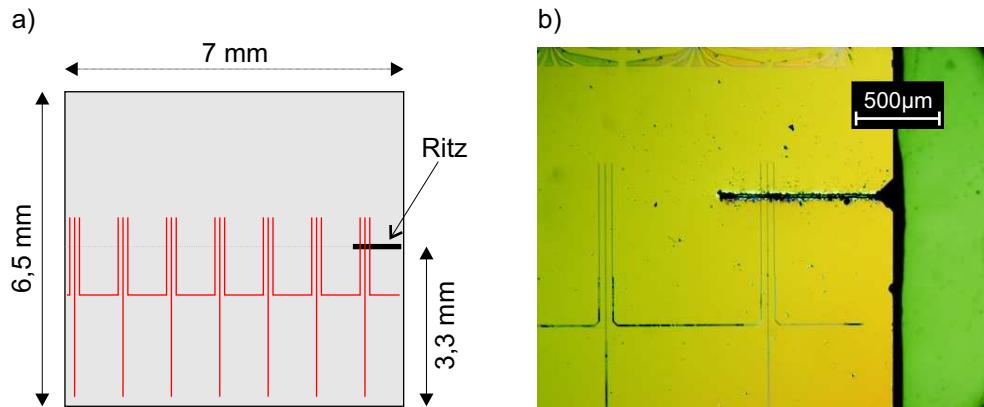


Abbildung 5.4: Skizze und Mikroskopaufnahme eines gedünnten Probenstücks mit Fingerkontakten und Anritz. Entlang der roten Linien (Bild a)) sind bereits die Gräben zwischen den Fingerkontakten geätzt. Diese Stücke werden in der MBE entlang der durch den Ritz vorgegebenen Linie gespalten. Auf der Spaltfläche erfolgt der 2. Wachstumsschritt.

500 nm hochdotiertem GaAs ($n > 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), und einem graduellen Übergang (300 nm) zum undotierten 10 µm dicken GaAs/AlGaAs-Übergitterbereich (100 mal 50 nm GaAs und 50 nm $\text{Al}_{0,33}\text{Ga}_{0,67}\text{As}$). Danach folgt wieder ein gradueller Übergang zur 1 µm dicken hochdotierten vorderen Kontaktsschicht. Diese schließt mit einer Silizium-Deltadotierung ab. Als Oxidationsschutz werden am Ende noch 5 nm hochdotiertes GaAs gewachsen. Eine maßstabsgetreue Skizze dieses Heterostrukturaufbaus ist in Abbildung 5.3 dargestellt.

5.2.2 Strukturierung der Fingerkontakte

Um diese Proben auf der Spaltkante überwachsen zu können, wurden sie auf der Substratseite auf etwa 100 µm chemisch-mechanisch dünngeschliffen. Dazu verwendet man als Ätzlösung eine Brom-Methanol-Mischung im Verhältnis 1:8.

Anschließend erfolgte in Zusammenarbeit mit M. Lermer [Ler06] die Strukturierung der Fingerkontakte (Abbildung 5.4). Diese Strukturierung sollte vor dem Spaltkantenüberwachsen erfolgen, da nach dem Spalten ein Belacken und eine Strukturierung direkt an der Spaltkante nur noch mit großem Aufwand möglich ist. Außerdem besteht die Gefahr, dass ein zusätzlicher Ätzschritt nach dem CEO-Wachstum die Spaltkante beschädigt. Nach dem Belacken, Belichten

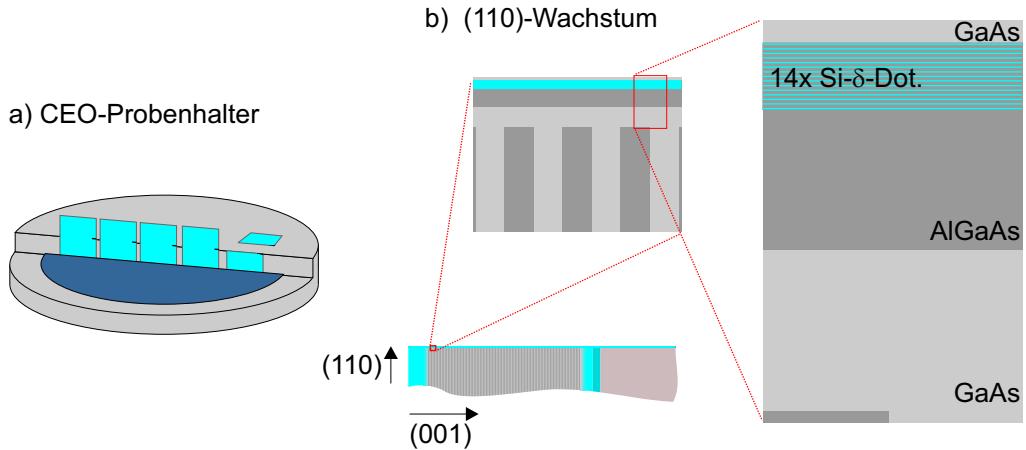


Abbildung 5.5: a) Skizze des CEO-Probenhalters mit 5 Proben bestückt. b) Schichtaufbau des 2. Wachstumsschritts auf der Spaltfläche (maßstabsgetreu).

und Entwickeln wurden die Fingerkontakte trockenchemisch mit einem SiCl_4 -Plasma geätzt. Die Ätztiefe betrug ungefähr $1,3 \mu\text{m}$, damit die vordere $1 \mu\text{m}$ dicke Kontaktsschicht sicher unterbrochen wird. Nun ist die Probe bereit für den 2. Wachstumsschritt auf der Spaltkante.

5.3 Spaltkantenwachstum

5.3.1 Probenpräparation

Für das CEO-Wachstum sollten die dünngeschliffenen Proben als $6,5 \text{ mm}$ hohe und etwa 7 mm breite Stücke vorliegen. Diese Probenstücke werden in $3,3 \text{ mm}$ Höhe mit einem 1 mm langen Ritz versehen (Abbildung 5.4). Es hat sich herausgestellt, dass die Wafer besonders gut und glatt brechen, wenn sie zum einen möglichst dünn sind ($< 100 \mu\text{m}$) und der Ritz auf der Rückseite schon als feiner Haarriss zu erkennen ist. Allerdings wird die Handhabung dieser extrem dünnen Proben erheblich erschwert, da die Gefahr des Brechens schon außerhalb der MBE steigt. Nach mehreren Reinigungsschritten in Aceton und Methanol werden die Proben in einen speziellen CEO-Halter eingebaut (Abbildung 5.5 a)) und in die MBE-Anlage eingeschleust. Dann folgt das Spalten der Proben in der MBE. Sofort nach dem Spalten wird auf der frisch freigelegten Oberfläche, die im Idealfall atomar glatt ist, mit dem 2. Wachstumsschritt begonnen.

5.3.2 CEO-Wachstum

Als zweiter Wachstumsschritt wird ein flaches zweidimensionales modulations-dotiertes Elektronengas erzeugt. Dabei entsteht zuerst ein 2–35 nm breiter GaAs-Quantentrog, wobei die Dicke des Quantentrogs die Stärke der Über-gittermodulation regelt. Nach einem Ausheizschritt zum Glätten der Grenz-flächen (siehe Kapitel 6.1.2) folgen 30,5 nm undotiertes $\text{Al}_{0,33}\text{Ga}_{0,67}\text{As}$ und die Dotierschicht, bestehend aus 14 δ -Dotierungen, die in 14,5 nm $\text{Al}_{0,33}\text{Ga}_{0,67}\text{As}$ eingebettet sind. Das Schichtsystem schließt mit einer 5 nm dicken Deckschicht aus GaAs ab (Abbildung 5.5 b)).

5.4 Gitterstrukturierung mit dem AFM

Die Gitterstrukturierung auf der Spaltfläche erfolgte mit der Methode der lo-kalen anodischen Oxidation (siehe Kap. 4.1.3) mit einem AFM. Die Proben mussten dazu senkrecht in einen speziellen AFM-Probenhalter eingebaut wer-den. Über diesen Probenhalter ließen sich die Proben auch kontaktieren, um die zur Oxidation notwendige Spannung anzulegen.

Zusätzlich zu den Gittern auf der Spaltfläche wurden auch mehrere Gitter auf GaAs-Wafern erzeugt. Abgesehen von der einfacheren Handhabung dieser Waferproben, gab es bei der Oxidation keine wesentlichen Unterschiede.

Vor jeder Oxidation wurden mehrere Teststrukturen geschrieben, um die Oxi-dationsparameter genau zu bestimmen. Dazu verwendete man denjenigen Teil der Spaltfläche, der später keinen Einfluss auf die Messungen hatte. Anschlie-ßend erfolgte die Strukturierung der Gitter, wobei es notwendig war, große Systeme mit mehr als 100 Linien aus mehreren Einzelgittern zusammenzuset-zten. Die Oxidation eines Gitters mit 100 Linien dauert dabei etwa eine Stunde. Direkt nach der Oxidation kann erzeugte Struktur mit dem AFM abgebildet werden. Gegebenenfalls wurden nach der Gitteroxidation noch isolierende Ein-schränkungen geschrieben.

Im ersten Versuch war auf der Spaltfläche bereits eine strukturierte Hallbar vorhanden (siehe Abbildung 5.6). Das hat den Vorteil, dass das Gitter op-timal zwischen die Kontakte der Hallbar platziert werden konnte. Allerdings war hier die Oberfläche der Spaltkante durch die Hallbar-Strukturierung ziem-lich verunreinigt, was eine gleichmäßige Oxidation erschwert hat. Außerdem

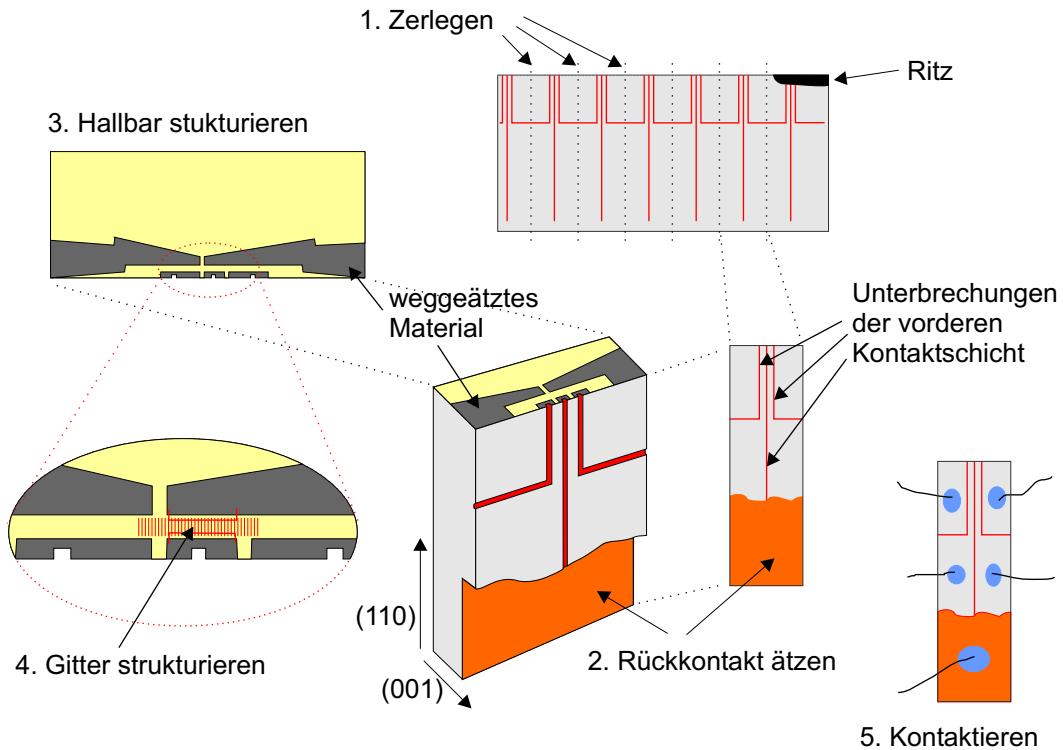


Abbildung 5.6: Schritte der Probenpräparation nach dem CEO-Wachstum. In der Mitte ist die 3D-Skizze eines Probenstücks gezeigt. 1. Zunächst werden die Proben nach dem MBE-Wachstum in Einzelstücke zerlegt, die roten Linien markieren die bereits vorhandenen Unterbrechungen der vorderen Kontaktsschicht. 2. Die hintere Kontaktsschicht (orange) wird freigelegt. 3. Auf der Spaltfläche wird eine Hallbar erzeugt (kann auch nach der Gitterstrukturierung erfolgen), dunkelgraue Bereiche werden weggeätzt, in den gelben Bereichen bleibt die (110)-Heterostruktur bestehen. 4. Mit dem AFM wird ein Gitter strukturiert. 5. Die Probe wird für Magnetotransportmessungen kontaktiert.

stellte sich heraus, dass die Beweglichkeit des 2DEG auf der Spaltfläche extrem gering war. Dies lässt sich z. B. mit den vielen Bearbeitungsschritten zur Strukturierung der Hallbar erklären. Das nächste Gitter wurde daher direkt nach dem CEO-Wachstum auf die Spaltfläche strukturiert. Die Positionierung zu den Unterbrechungen der Fingerkontakte erfolgte so, dass eine anschließende Strukturierung der Hallbar möglich gewesen wäre, was jedoch aus technischen Gründen nicht realisiert wurde. Eine weitere Spaltflächenoxidation resultierte in einem relativ kleinem Gitter mit nur 100 Linien, bei dem die Strukturierung der Hallbar anschließend komplett mit dem AFM erfolgte.

5.5 Lithographische Strukturierung auf der Spaltfläche

Die Strukturierung einer Hallbar auf der nur 100 µm breiten Spaltkante stellt eine große Herausforderung dar. Das größte Problem dabei ist, dass ein etwa 10 µm breiter Bereich direkt am Rand der CEO-Probe strukturiert werden muss, da sich hier das Übergitter befindet. Außerdem sind die gedünnten Proben sehr zerbrechlich, so dass keine größere mechanische Bearbeitung möglich ist. Daher entwickelte Markus Lermer verschiedene Methoden, die Spaltflächen zu belacken, so dass sie mit Elektronenstrahllithographie belichtet und mit SiCl₄-Plasma geätzt werden konnten [Ler06]. Für die Proben in dieser Arbeit wurde dazu verdünnter PMMA(Polymethylmethacrylat)-Lack verwendet. Die dabei erzeugten Hall-Strukturen (siehe Abb. 5.6) sind 6 µm breit, haben eine aktive Länge von 20 µm und besitzen 3 µm lange und 2 µm breite Spannungsabgriffe.

Kapitel 6

Optimierung der Probenherstellung

6.1 Optimierung des CEO-Wachstums

Eine Aufgabe in dieser Arbeit bestand darin, ein funktionsfähiges flaches zweidimensionales Elektronengas auf der Spaltfläche herzustellen. Dazu mussten viele einzelne Arbeitsschritte angepasst oder neu entwickelt werden. Beispielsweise wurde die MBE-Anlage in Regensburg erst während dieser Arbeit aufgebaut und in Betrieb genommen. So waren zahlreiche Teststrukturen notwendig, bevor ein Elektronengas auf der Spaltfläche erzeugt werden konnte. Eine geeignete Schichtfolge für ein ausreichend flaches Elektronengas auf der GaAs(110)-Spaltfläche wurde neu entwickelt, und dieses flache 2DEG musste so optimiert werden, dass es eine ausreichend hohe Beweglichkeit zeigte.

6.1.1 Flache 2DEGs auf GaAs(110)

Um das zweidimensionale Elektronengas auf der Spaltfläche durch lokale Oxidation modulieren und isolieren zu können, darf es nicht zu weit von der Oberfläche entfernt sein. Versuche anderer Forschungsgruppen mit GaAs(001)-Material zeigten, dass bei einer 2DEG-Tiefe von 35 nm bzw. 40 nm eine sichere Isolierung des Elektronengases möglich ist, jedoch nicht mehr bei einem 2DEG-Abstand von 80 nm zur Oberfläche [Hel98].

Etwa 35 nm tiefe Elektronengase auf GaAs(001)-Substrat werden seit längerem mit einer ausreichend hohen Beweglichkeit hergestellt. Für diese Arbeit musste

| d [nm] | n_s $[10^{11} \text{ cm}^{-2}]$ | μ $[10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}]$ | t_{Si} [s] |
|-------------|--------------------------------------|------------------------------------------|-----------------|
| 58,5 | 3,4 | 1,75 | 1050 |
| 50 | 3,1 | 0,86 | 1120 |
| 50 | 4,0 | 0,82 | 1120 |
| 40 | 3,5 | 0,51 | 1365 |
| 40 | 3,7 | 0,47 | 1755 |
| 32 | 4,6 | 0,13 | 1860 |

Tabelle 6.1: 2DEG-Tiefe, Ladungsträgerdichte, Beweglichkeit und Gesamtdotierdauer der GaAs(110)-Teststrukturen. Die Tabelle zeigt für verschiedene Wachstumstests auf GaAs(110) die 2DEG-Tiefe d mit den gemessenen Ladungsträgerdichten n_s und Beweglichkeiten μ . Außerdem ist die Gesamtdotierdauer angegeben. Die Proben sind jeweils mit mehreren Dotierschichten versehen, die von 1 nm GaAs getrennt sind. Der dotierte Bereich befindet sich direkt unter der Oberfläche, um einen maximalen Abstand zum 2DEG zu erreichen. Während versucht wurde, die Ladungsträgerdichte weitgehend konstant zu halten, sinkt die Beweglichkeit bei den flacheren 2DEGs deutlich.

eine Probenstruktur für flache 2DEGs auf GaAs(110)-Oberflächen entwickelt werden, da nur diese Wachstumsrichtung auf den Spaltkanten möglich ist.

Da es zu Beginn dieser Arbeit noch keine Erfahrungen mit flachen 2DEGs auf GaAs(110) gab (das flachste 2DEG befand sich etwa 240 nm unter der Oberfläche), wurden mehrere Teststrukturen gewachsen und mit Simulationen [Rot99] verglichen. Dazu wurden GaAs(110)-Wafer oder Precleave-Proben verwendet. Für Precleave-Proben wird ein ungedünnter GaAs(001)-Wafer außerhalb der Kammer in einen geeigneten Streifen gespalten. Das Wachstum erfolgt nach einem Ausheizschritt auf der (110)-Spaltfläche. Man hat dadurch den Vorteil eines sehr glatten Substrates und kann die Spaltfläche für die Transportmessungen trotzdem noch problemlos kontaktieren.

Elektronendichte

Die Elektronendichte wird neben der Dotiermenge auch durch den Abstand der Dotierung zum zweidimensionalen Elektronengas bestimmt. Je näher die Dotierschicht an der GaAs/AlGaAs-Grenzfläche liegt, um so höher wird die

Elektronendichte im 2DEG. Die Elektronendichte sollte jedoch für die Untersuchungen der modulierten Elektronengase nicht zu hoch sein, da sonst zu viele Minibänder besetzt sind. Daher wurden die flachen Elektronengase direkt unter der GaAs-Deckschicht dotiert. Da dadurch viele Elektronen in die Oberflächenzustände wandern, ist eine sehr hohe Dotierung notwendig. Es wurde in mehreren Simulationen und Teststrukturen versucht, die Dotierung und damit die Elektronendichte so einzustellen, dass nur ein Subband besetzt ist und kein paralleler Kanal in der Dotierung entsteht.

Dotierung

Dotiert wurde direkt bis an die GaAs-Deckschicht, um den Abstand der Dotierung vom 2DEG so groß wie möglich zu halten. Es zeigte sich, dass beim Wachstum auf GaAs(110) im Vergleich zu GaAs(001) eine viel höhere Silizium-Dotierung notwendig ist. Während beim (001)-Wachstum das Silizium Gallium-Plätze besetzt und theoretisch alle Silizium-Atome zur Elektronendichte beitragen, wird beim Wachstum auf {110}-Flächen Silizium auch auf Arsen-Plätzen eingebaut. Die hier entstehenden Löcher müssen durch Elektronen kompensiert werden. Die Dotiereffizienz bei GaAs(110) hängt von den Wachstumsbedingungen ab und liegt erfahrungsgemäß unter 50 %. Daher waren sehr lange Dotierzeiten notwendig, um eine ausreichende Elektronendichte zu erreichen. Bei diesen langen Dotierzeiten besteht die Gefahr einer Autokompensation, d.h. es kann immer mehr Silizium als Akzeptor eingebaut werden, so dass auch bei höherer Dotierung die Elektronendichte nicht mehr ansteigt. Um das zu verhindern, wurden mehrere (bis zu 14) Silizium-Deltadotierschichten getrennt von je 1 nm GaAs verwendet. Außerdem befindet sich bei diesen extrem flachen 2DEGs die Dotierung nahe der Probenoberfläche, was viele Elektronen in Oberflächenzuständen bindet und zusätzlich eine höhere Dotierung notwendig macht.

Beweglichkeit

Extrem wichtig für die Magnetotransportmessungen der modulierten Systeme ist eine möglichst gute Elektronenbeweglichkeit. Während bei Standard-2DEGs auf GaAs(001) Beweglichkeiten bis zu $10 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ erreicht werden, ist die Beweglichkeit bei den flachen 2DEGs auf der Spaltfläche viel geringer.

Auch hier ist das Ziel, die Dotierung möglichst weit von der GaAs/AlGaAs-Grenzfläche zu entfernen, um die Streuung im 2DEG zu minimieren. Die erzeugten Teststrukturen mit unterschiedlich tiefen 2DEGs zeigen deutlich, dass die Beweglichkeit sinkt, wenn die 2DEGs flacher werden (Tabelle 6.1). Bei den flacheren Heterostrukturen liegt die Dotierung näher am 2DEG, außerdem ist die Dotierung viel höher. Dadurch ist der Störstelleneinfluss der Dotierung auf das 2DEG größer. Als Kompromiss wurde schließlich für die modulierten 2DEGs auf der Spaltfläche eine Tiefe von 50 nm gewählt. Für diese 2DEG-Tiefe wurde bei den Teststrukturen eine Beweglichkeit auf (110)-Wafern von bis zu $0,8 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ und bei Preclive-Proben von bis zu $1 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ erreicht.

6.1.2 Annealing – Glättung der Grenzflächen

Um eine höhere Beweglichkeit des 2DEG auf der Spaltfläche zu erreichen, wurde ein spezielles Ausheizverfahren (*Annealing*) erprobt und eingeführt.

Wachstum auf GaAs(110)

Die Wachstumsparameter von GaAs auf {110}-Flächen unterscheiden sich deutlich vom Wachstum auf {001}-Flächen. Typischerweise liegt der Arsen-Überdruck etwa beim Doppelten des (001)-Wachstums. Die Substrattemperatur ist beim (110)-Wachstum mit etwa 470–500 °C sehr niedrig. Daraus folgt eine sehr geringe Beweglichkeit der Gallium- und Arsen-Adatome auf der Oberfläche, was zu einem relativ rauen Wachstum führt. In AFM-Aufnahmen der GaAs(110)-Flächen (Abbildung 6.1) sind kleine dreieckförmige Inseln von etwa 20–100 nm Größe zu erkennen, der Höhenunterschied beträgt an die 5 Monolagen. Die Spitze der dreieckförmigen Inseln zeigt auf einer (110)-Fläche immer in [001]-Richtung.

Ausheizverfahren

Da die Beweglichkeit des 2DEG auf der Spaltfläche auch von der Rauigkeit der GaAs/AlGaAs-Grenzfläche abhängt, wurde versucht diese Grenzfläche möglichst effektiv zu glätten. Dazu wurde ein Ausheizverfahren eingeführt, das bereits von Yoshita *et al.* [Yos01, Yos02] beschrieben wurde. Zusammen mit Robert Schuster wurde dieses Verfahren an der Universität Regensburg auch

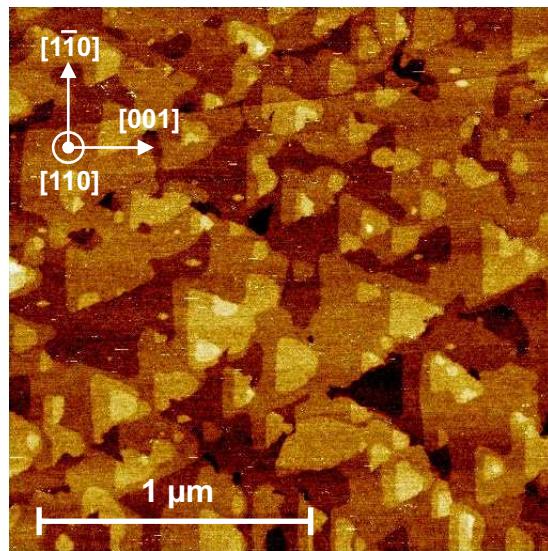


Abbildung 6.1: Dreieckförmige Inseln nach dem Wachstum von 20 nm GaAs auf einer (110) -Fläche. Zwischen den höchsten und tiefsten Stellen liegen etwa 5 Monolagen.

bei optischen Untersuchungen an Quantentrögen auf der Spaltfläche erprobt [Sch05].

Um eine $\{110\}$ -Oberfläche zu glätten, wird das Wachstum unterbrochen, d.h. der Gallium-Fluss gestoppt und die Temperatur auf 600°C erhöht, was etwa 5 Minuten dauert. Die Probe wird dann 10 Minuten bei 600°C und unter Ar-sendruck ausgeheizt. In dieser Zeit können die Atome auf der Probenoberfläche wandern, und es entstehen atomar glatte Bereiche mit einer Ausdehnung von über $1\text{ }\mu\text{m}$.

Geglättete Oberfläche

Durch den schrägen Einfall des Gallium-Flusses beim Wachstum der zu glättenden GaAs-Schicht kommt es längs der Spaltkante zu einem Dickengradienten von etwa 1% pro Millimeter. Es entstehen dabei Bereiche, in denen die aufgebrachte Atomzahl genau einer vollständigen Monolage entspricht, und Bereiche, in denen zur Bildung einer geschlossenen Monolage Atome fehlen bzw. überschüssige Atome vorhanden sind. Dies ist nach dem Ausheizen auf der geglätteten Oberfläche gut zu erkennen. Es lassen sich vier unterschiedliche Oberflächenstrukturen unterscheiden:

- Große, atomar glatte Bereiche mit einer Ausdehnung von etwa 50–100 μm
- Bereiche mit kleinen Inseln auf der geschlossenen Monolage
- Bereiche mit kleinen Löchern in der obersten Atomlage
- Kettenförmige Strukturen bei zur Hälfte gefüllter oberster Atomlage

In Abbildung 6.2 sind AFM-Aufnahmen der ausgeheizten Oberfläche mit unterschiedlich gefüllter oberster Atomlage zu sehen. Fehlen Atome, um die oberste Monolage vollständig zu füllen, so entstehen charakteristische Löcher. Zum einen sind Löcher zu erkennen, die 2 ML tief sind und die Form von Pfeilspitzen haben mit 2 langen glatten Kanten und einer kurzen, leicht gerundeten Kante. Daneben treten 1 ML tiefe Löcher auf, die die Form von flachen Hügeln haben. Hier ist bei größeren Löchern an der Grundfläche meist eine rautenförmige Insel zu finden. Oft stoßen die hügelförmigen Löcher und die pfeilspitzenförmigen Löcher Spitze an Spitze aufeinander. Anhand der Ausrichtung der hügelförmigen und pfeilspitzenförmigen Löcher kann eindeutig unterschieden werden, ob auf einer (110)- oder einer ($\bar{1}10$)-Fläche gewachsen wurde (Abbildungen 6.3 und 6.4).

Wachstum im Bereich der Kanten

Auf den ausgeheizten Oberflächen in den Abbildungen 6.3 und 6.4 ist zu erkennen, dass auf der Spaltfläche in einem 1–2 μm breiten Streifen im Bereich der Kanten zur Episeite bzw. zur Substratseite der Probe teilweise große Rauigkeiten auftreten. Dabei ist immer eine der Kanten nach dem Ausheizen sehr rau mit vielen Stufen und die gegenüberliegende Seite ist bis zur Kante hin glatt. Der Höhenunterschied an der rauen Kante beträgt etwa 12 Monolagen, an der glatten Kante liegt der Höhenunterschied bei etwa 2 Monolagen. Während an der Kante zur Substratseite der Probe die Stufen nicht stören, will man sie an der Kante zur Episeite der Probe möglichst vermeiden, da sich gerade hier die Strukturen befinden, die vermessen werden sollen und für die ein möglichst glatter 2. Wachstumsschritt benötigt wird, um Streuungen und große Potentialschwankungen zu vermeiden.

Anhand der charakteristischen Insel- und Löcherausrichtung konnte festgestellt werden, dass die Oberflächenausrichtung entscheidet, welche Kante nach dem Ausheizen rau bzw. glatt vorliegt. Beim Wachstum auf der (110)-Fläche wird die Kante an der Episeite der Probe rau, auf der ($\bar{1}10$)-Fläche ist diese Kante nach dem Ausheizen glatt. Daher ist es empfehlenswert darauf zu achten,

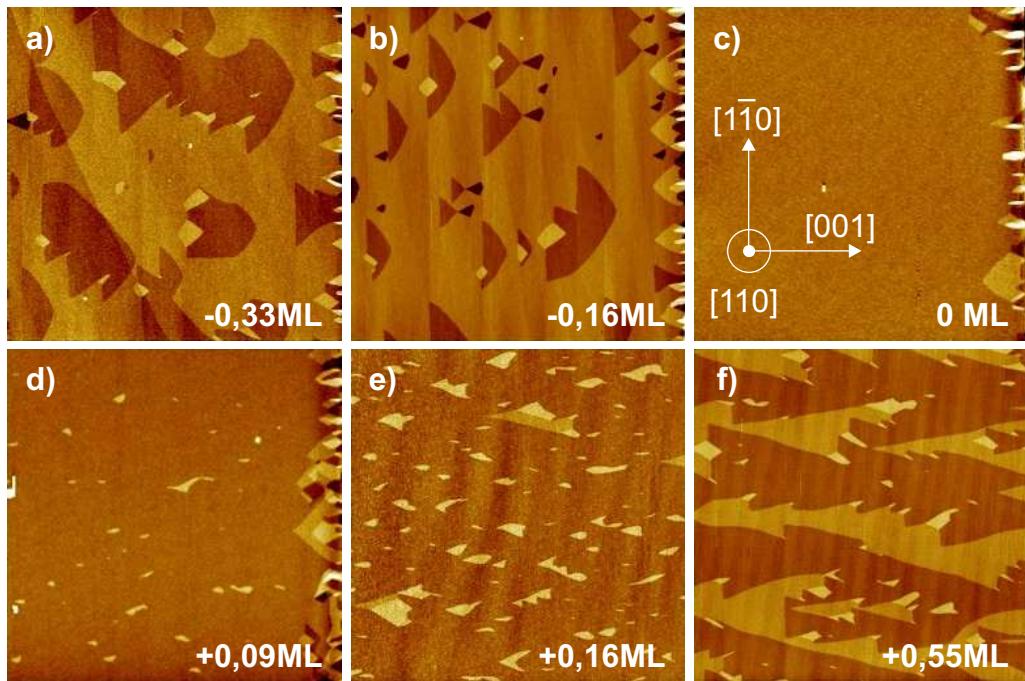


Abbildung 6.2: Inseln und Löcher auf der geglätteten Oberfläche. Es wurden 20 nm GaAs aufgewachsen. Die Scanbereiche sind jeweils $10 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$ groß. In Bild a) und b) fehlen 33 % bzw. 16 % Atome, um die Lage vollständig zu füllen. Es bilden sich 1 und 2 Monolagen tiefe Löcher mit einer charakteristischen Form. An der glatten Kante der 1 ML tiefen Löcher ist oft eine rautenförmige Insel zu finden. In Bild c) ist die oberste Atomlage vollständig gefüllt, es sind weder Inseln noch Löcher zu sehen. In Bild d) und e) sind überschüssige Atome vorhanden, die charakteristische Inseln bilden. Eine etwa halb gefüllte Atomlage ist in Bild f) gezeigt, hier bilden sich kettenartige Strukturen. In den Bildern a), b), c), und d) ist rechts die Kante der Spaltfläche mit besonders vielen Stufen und Inseln zu erkennen.

dass der 2. Wachstumsschritt auf der $(\bar{1}10)$ -Spaltkante erfolgt, wenn nach dem Ausheizen eine glatte Oberfläche bis zur Kante hin vorliegen soll.

Die Ausrichtung der Löcher- und Inselstrukturen auf der überwachsenen Spaltfläche und damit auch die Rauigkeit an den Kanten ist mit der Atomverteilung auf den $\{110\}$ -Flächen verknüpft. Hier sind die Gallium- und Arsen-Atome in Zickzack-Ketten angeordnet (siehe Abbildung 6.5). Auf der $(\bar{1}10)$ -Fläche zeigen die Arsen-Atome in $[001]$ -Richtung, auf der (110) -Fläche zeigen die Gallium-Atome in $[001]$ -Richtung. Dies verursacht die Ausrichtung der hügelförmigen

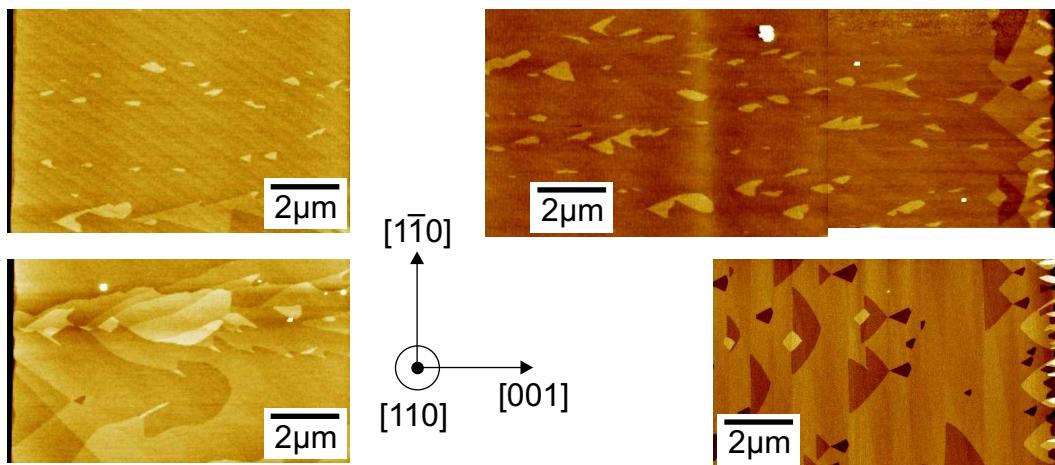


Abbildung 6.3: AFM-Aufnahmen einer geglätteten (110)-Spaltfläche. Die Kante an der Episeite (Seite des (001)-Wachstums) der Probe (rechts) ist rau, die Kante an der Substratseite der Probe (links) ist glatt.

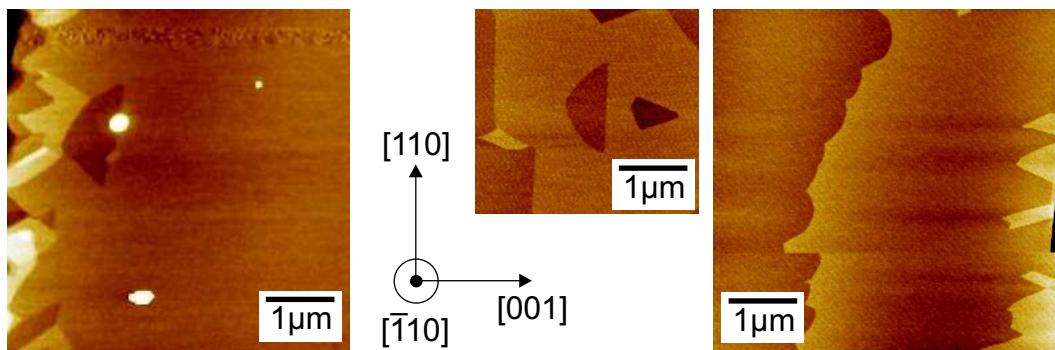


Abbildung 6.4: AFM-Aufnahmen einer geglätteten (1-10)-Spaltfläche. Die Kante an der Episeite (Seite des (001)-Wachstums) der Probe (rechts) ist glatt, die Kante an der Substratseite der Probe (links) ist rau.

Löcherstrukturen, da sich die gerade Kante dieser 1 Monolagen tiefen Löcher immer an der Gallium-Seite der Atomketten bildet.

Zur Entstehung der hügelförmigen Löcherstrukturen wurden von Ishii *et al.* ab initio-Berechnungen zu den Diffusionsbarrieren von Gallium- und Arsen-Adatomen veröffentlicht [Ish03]. Demnach ist auf den {110}-Flächen die bevorzugte Bewegungsrichtung der Gallium-Adatome in $\langle 110 \rangle$ -Richtung, die Arsen-Adatome können sich zweidimensional bewegen. Des Weiteren liegen sowohl für Gallium- als auch für Arsen-Atome stabile Gitterplätze in der Nähe der

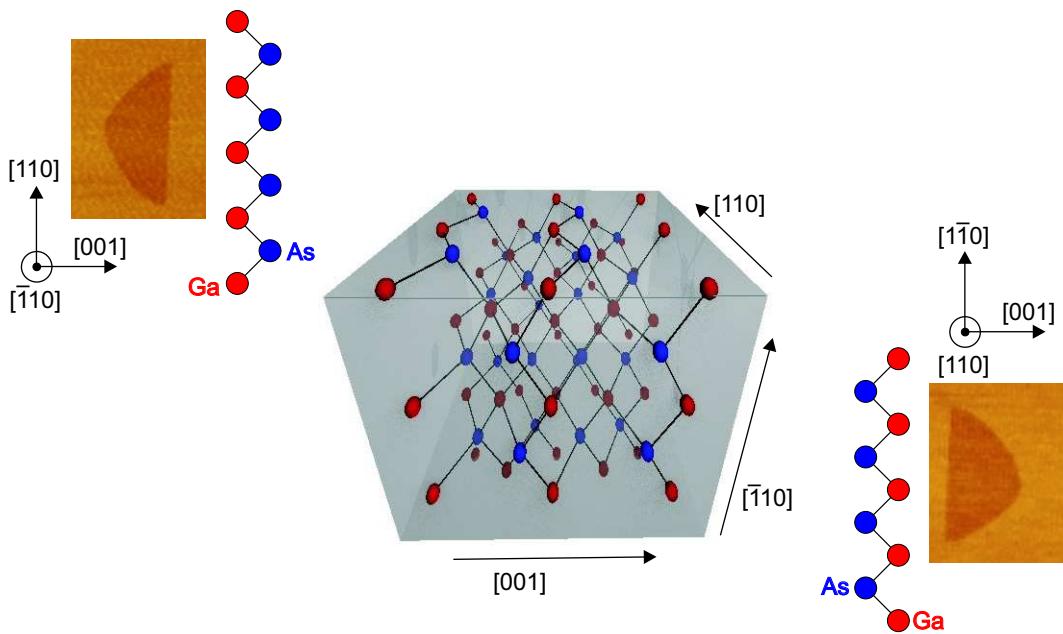


Abbildung 6.5: Auf den $\{110\}$ -Flächen bilden die Gallium- und Arsen-Atome Zickzack-Ketten. Die gerade Kante der 1 Monolagen tiefen Löcherstrukturen befindet sich immer an der Gallium-Seite der Atomketten.

Arsen-Plätze und instabile Gitterplätze in der Nähe der Gallium-Atome. Deshalb werden Atome von der Gallium-Seite der Zickzack-Ketten wieder abwandern und sich an den Arsen-Seiten der Ketten anlagern (vgl. Abb. 6.6).

Erfolge des Ausheizverfahrens

Die AFM-Aufnahmen haben gezeigt, dass es durch das Annealing-Verfahren zu einer effektiven Glättung der $\{110\}$ -Grenzflächen kommt. Dies ist vor allem bei optischen Versuchen wichtig und wird dafür auch erfolgreich angewendet [Yos01a, Aki04, Ehe09]. Speziell für den Fall der flachen 2DEGs auf GaAs(110) stellte sich die Frage, ob durch das Ausheizverfahren auch die Elektronenbeweglichkeit erhöht werden kann. Dazu wurden in mehreren Testserien Standard-2DEGs auf GaAs(110)-Precleave-Proben gewachsen. Um Auswirkungen der Oberflächenrauigkeit auszuschließen, wurde für diese Versuche ein Probenstück gespalten und die dabei entstehenden beiden Spaltflächen verwendet, die ein zueinander inverses Profil der Spaltfläche aufweisen. In der MBE wurde je eine Probe ohne Ausheizschritt und eine ansonsten identische

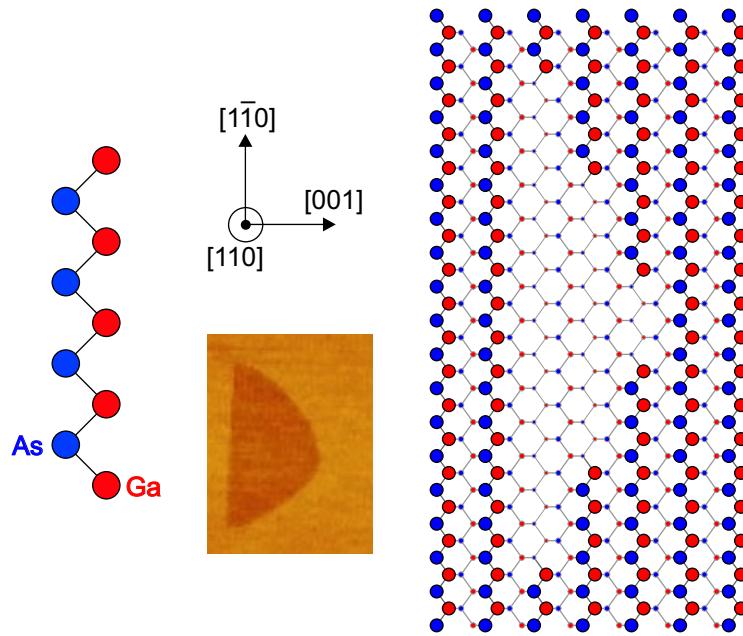


Abbildung 6.6: Schematische Darstellung der 1 Monolagen tiefen hügelförmigen Löcher im Atommodell (nach [Ish03]).

Probe mit Ausheizschritt gewachsen. Außerdem wurden entsprechende Versuche an CEO-Proben durchgeführt, allerdings waren diese Proben sehr viel aufwändiger herzustellen und zu kontaktieren als Precleave-Proben.

Bei den Precleave-Proben schwankten die Beweglichkeiten zwischen den einzelnen Testserien sehr stark, was wahrscheinlich an der Oberflächenbeschaffenheit lag. In den Magnetotransportmessungen der entsprechenden Precleave-Proben mit und ohne Ausheizschritt zeigten sich kaum Unterschiede. Die Beweglichkeit der Proben mit Annealing war identisch oder minimal geringer (bis zu 10 %) als diejenige der Proben ohne Annealing. Dabei konnten teilweise sehr hohe Beweglichkeiten bis zu $3 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ gemessen werden. Die untersuchten CEO-Proben zeigten alle sehr schlechte Transporteigenschaften, hier waren die ausgeheizten Proben durchwegs etwas besser.

Insgesamt konnte keine eindeutige Verbesserung der Beweglichkeit durch das Annealing-Verfahren festgestellt werden. Trotzdem wurde im Folgenden der zusätzliche Ausheizschritt verwendet, da auch keine größeren negativen Auswirkungen feststellbar waren.

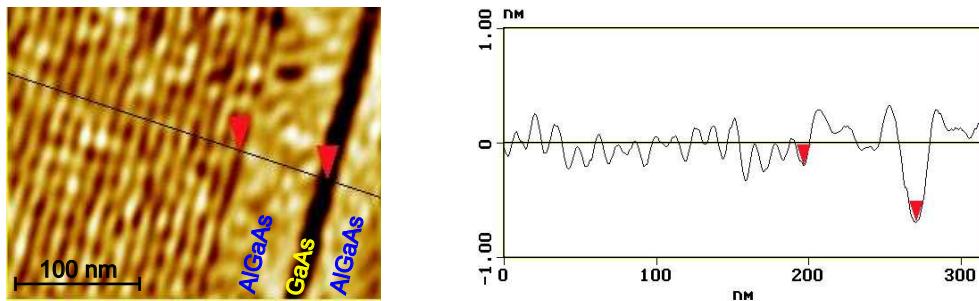


Abbildung 6.7: AFM-Aufnahme der Spaltfläche einer GaAs/AlGaAs-Heterostruktur. Wegen der unterschiedlich starken Oxidation von GaAs und AlGaAs an Luft ist auf der Spaltfläche die Schichtenfolge erkennbar. Links ist ein Spaltflächenabbild, rechts das dazugehörige Höhenprofil entlang der schwarzen Linie gezeigt. Nicht nur der GaAs-Quantentrog, auch das GaAs/AlGaAs-Übergitter mit einer Periode von etwa 13 nm ist deutlich zu erkennen.

6.2 Optimierung der AFM-Strukturierung

Die Methode der lokalen anodischen Oxidation mit dem Rasterkraftmikroskop wurde mit dieser Arbeit in Regensburg eingeführt. Dazu war es notwendig, dass am Lehrstuhl Weiss vorhandene AFM um einige Komponenten zu erweitern. Es musste zudem der große Parameterbereich, der die Oxidation beeinflusst, ausgetestet werden. Des Weiteren musste die Handhabung des AFM auf der gedünnten Spaltfläche erarbeitet werden.

6.2.1 AFM auf Spaltflächen

Beim Abbilden und Oxidieren auf den nur 100 µm breiten Galliumarsenid-Spaltflächen muss darauf geachtet werden, dass die AFM-Spitze nicht über die Kante der Spaltfläche gefahren wird, da dies in der Regel zu Beschädigungen der Spitze führt. Da aber in fast allen Fällen gerade der Bereich an der Kante der Spaltfläche abgebildet und strukturiert wird, dürfen Bewegungen der Spitze nur mit äußerster Vorsicht geschehen. Das Absetzen der Spitze muss sehr langsam und schrittweise erfolgen, da sich dabei gleichzeitig die Spitzenposition in der Ebene ändert. In einigen Fällen wurde absichtlich die Kante abgebildet, hier musste, teilweise noch während der Bildaufnahme, die Position der Spitze nachgeregelt werden, um Beschädigungen zu vermeiden. Dies ist in den Abbildungen als abrupte Verschiebung zu sehen (z. B. Abb. 6.4, rechts).

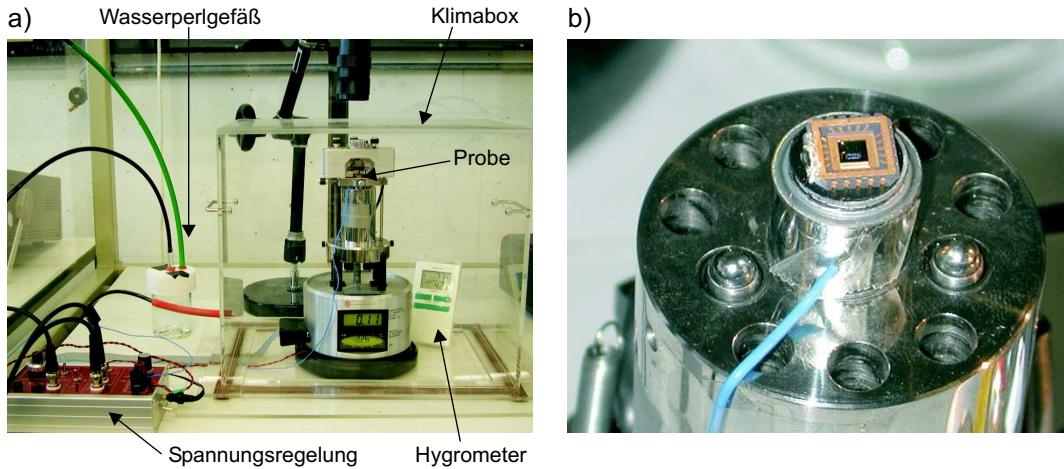


Abbildung 6.8: AFM-Aufbau mit Klimabox und Spannungsregelung. a) Das AFM und das Hygrometer sind in einer Plexiglasbox platziert. Stickstoff wird in einem Wasserperlgefäß (hinten links) angefeuchtet und in die Box geleitet. Vorne links ist das Gerät zur Spannungsregelung zu erkennen. b) Die Kontaktierung der Proben (hier in einem Chipcarrier) erfolgt zur Schwingungsentkopplung über einen Bonddraht (nicht sichtbar), der dann an dem hier sichtbaren blauen Draht angelötet wird.

Die Spaltflächenproben sind in der Regel etwa 3 mm höher als flächige Probenstücke. Da der Piezosscanner des AFM für relativ flache Proben geeicht ist, ist die xy -Kalibrierung des Scanners nicht mehr gültig. Deswegen sind die abgebildeten Strukturen tatsächlich etwas größer, als sie die Messwerte des AFM erscheinen lassen. Die Abweichung wurde experimentell ermittelt und beträgt etwa 6 %. Bei Bedarf wurde sie für die Berechnungen korrigiert. Abgesehen davon, dass Positionsänderungen auf der Spaltfläche nur sehr vorsichtig vorgenommen werden dürfen, ist das Abbilden der Spaltflächen problemlos und ermöglicht einige nützliche Anwendungen. Da AlGaAs an Luft stärker oxidiert als GaAs, ist in AFM-Aufnahmen gespaltener Heterostrukturproben die Schichtfolge deutlich zu erkennen (Abbildung 6.7). Diese Methode wurde verwendet, um Schichtdicken nachträglich zu kontrollieren.

6.2.2 AFM-Aufbau

Für die lokale Oxidation wurde ein kommerzielles AFM verwendet (Digital Instruments MultiMode, Nanoscope III). Das dazugehörige Lithographiepaket

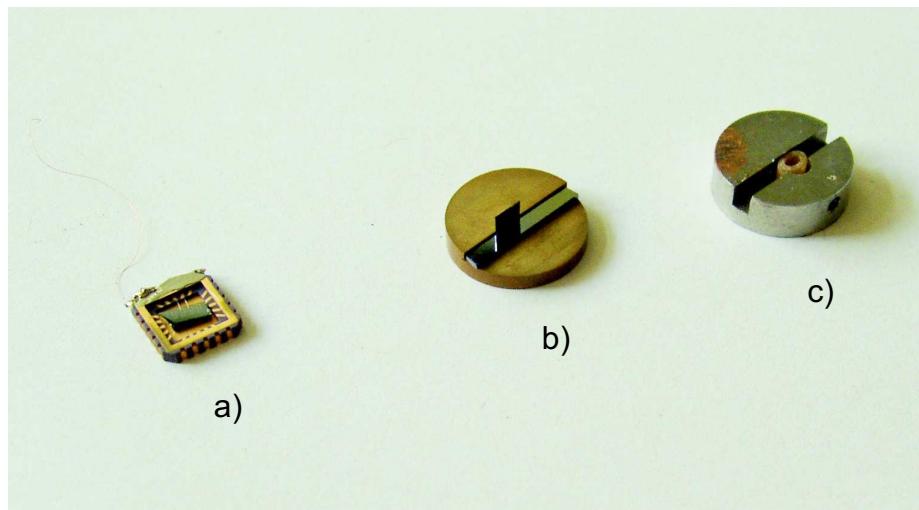


Abbildung 6.9: Verschiedene Probenhalter für die Oxidation im AFM: a) Wafer-Proben werden in einen Chip-Carrier gebondet. Der Draht zur Kontaktierung ist links oben sichtbar. b) Senkrecht stehende Proben werden an einer Stufe mit einem Waferstück festgeklemmt. c) Dieser Probenhalter ist eine Spezialanfertigung, bei dem die senkrecht stehende Probe mit einem kleinen Schlauchstück geklemmt wird.

erlaubt ein Ansteuern der Spitze über einen Programmcode. Die Spitze dieses Geräts liegt standardmäßig auf Masse, es besteht keine Möglichkeit Spannung an die Spitze anzulegen. Deshalb mussten zur Oxidation Probentisch und Probe auf positives Potential gelegt werden. Die Regelung dieser Spannung, also das Ein- und Ausschalten konnte nur über einen Trick in den Programmcode eingebaut werden. Dazu wurde eine zusätzliche Steuerung gebaut, mit deren Hilfe vom AFM gelieferte Triggersignale zum Ein- und Ausschalten einer externen Spannungs- oder Stromquelle genutzt werden können. Das AFM wurde auf einem luftgefederten Tisch betrieben, um möglichst viele störende Gebäudeschwingungen zu entkoppeln. Stärkere Schwingungen, wie Türenschlagen oder Renovierungsarbeiten im Gebäude, waren dennoch in den Abbildungen und den oxidierten Strukturen störend sichtbar.

Probenhalter

Normalerweise werden im AFM die Oberflächen flacher Probenstücke untersucht. Diese werden mit einem speziellen Klebepad auf ein kleines

Metallscheibchen (Durchmesser ca. 1 cm) geklebt. Dieses Scheibchen wird wiederum mit einem Klebepad auf dem Piezo befestigt. Alternativ können auch magnetische Scheibchen verwendet werden, die ohne zweites Klebepad auf dem Piezo haften.

Etwas mehr Aufwand erforderte die Befestigung der Spaltflächenproben. Die Proben mussten zu Testzwecken gedünnt sein, da sie sonst nicht glatt genug brechen. Kleine Teststückchen konnten zwischen zwei Waferstücke geklemmt werden, die Waferstücke wurden auf ein Metallscheibchen geklebt. Die eigentlichen Proben, die oxidiert werden sollten, sind etwa 3 mm hoch und etwa 100 µm dünn und zeigen mit dieser Spann-Methode nicht mehr ausreichend Stabilität. Deshalb wurde ein spezieller Probenhalter entworfen, in dem die Proben mit einem kleinen Schlauchabschnitt (Fahrradventil-Schlauch) gegen eine Anschlagsfläche geklemmt wurden. Dies hatte den Vorteil, dass nur wenig Kraft auf die Proben ausgeübt wurde und kein Kleber zur Befestigung notwendig war, der die Proben verunreinigen könnte. Später wurden auch kleine Metallscheibchen verwendet, die mit einer Stufe versehen waren, an der die Proben mit einem Waferstück festgeklemmt wurden (siehe Abbildung 6.9).

Zuführung der Oxidationsspannung

Das AFM bietet die Möglichkeit über spezielle leitfähige Klebepads Spannung an die Probe anzulegen. Dies funktionierte jedoch wegen schwankender Übergangswiderstände nicht zufriedenstellend. Daher wurden die Proben direkt am Probenhalter kontaktiert, um das für die LAO notwendige positive Potential bezüglich der Spitze anzulegen.

Die auf normalen Wafern strukturierten Proben wurden in einen Chipcarrier gebondet (Abbildung 6.9). Die Proben wurden im Chipcarrier auf ein weiteres Probenstück geklebt, damit sie im Chipcarrier hoch genug für die AFM Spitze lagen. Der Chipcarrier wurde über einen haardünnen Draht mit der externen Stromversorgung verbunden, ein zu dicker Draht hätte die Piezoregelung zu sehr gestört. Zusätzlich wurde der Chipcarrier mit einem leitfähigen Klebepad direkt auf den Piezo geklebt.

Die Spaltflächenproben sind zu empfindlich, um sie direkt zu bonden, daher wurden sie mit etwas Gallium an den Probenhalter geklebt. Am Probenhalter wurde wieder ein haardünnner Draht angelötet, der mit der externen Stromversorgung verbunden wurde.

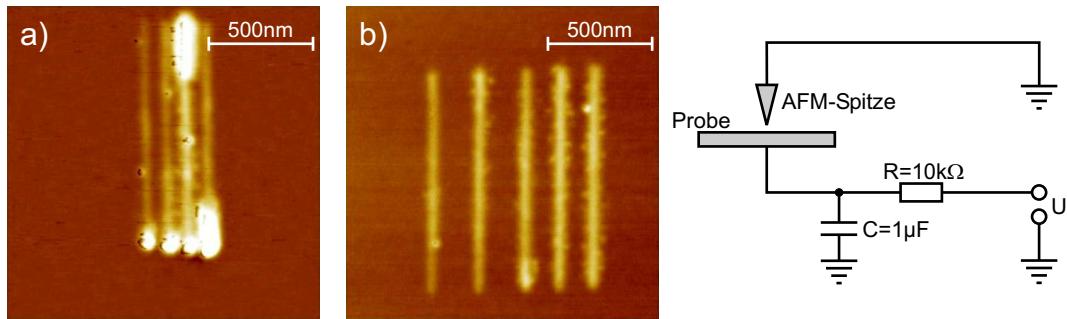


Abbildung 6.10: Oxidierte Linien a) ohne und b) mit Kondensator. Bei den Oxidlinien ohne Kondensator findet sich am Linienanfang (unten) ein deutlicher Oxidhügel. Der Kondensator bewirkt, dass die Spannung langsam hochfährt und verhindert die Oxidhügel. Oxidationsparameter: a) Spannung 16,7 V, Schreibgeschwindigkeit 0,2 $\mu\text{m}/\text{s}$, Luftfeuchtigkeit 39 %, b) Spannung 16,8 V, Schreibgeschwindigkeit 0,2 $\mu\text{m}/\text{s}$, Luftfeuchtigkeit 37 %.

Spannungs- bzw. Stromregelung

Um eine definierte Spannung zwischen Spitze und Proben anzulegen und diese zu schalten, wurde ein spezielles Gerät (EP449) entworfen und von der Elektronikwerkstatt gebaut.

Die Spannung sollte über das Lithographiepaket (*LithoScan*) geschaltet werden können. Es mussten also Signale verwendet werden, die die AFM-Steuerung zur Verfügung stellt. Die einzigen dafür geeigneten Signale, die über das Lithographieprogramm geschaltet werden konnten, waren der LINE- und der FRAME-Triggerimpuls. Diese Triggerimpulse werden beim normalen Abbilden beim Wechsel der Scanrichtung am Zeilenende und am Bildende ausgelöst. Da dies nur kurze Triggerpulse sind (*high-low-high*), wurde eine Flip-Flop-Schaltung angesteuert, die dann dauerhaft die Oxidationsspannung einschaltet (*FRAME-Trigger*) bzw. ausschaltet (*LINE-Trigger*).

Das Gerät ermöglicht auch eine manuelle Schaltung der Oxidationsspannung. Es kann sowohl eine interne Spannungsquelle (0 bis ± 30 V) verwendet oder aber eine externe Spannungs- oder Stromquelle angeschaltet werden. Außerdem können verschiedene Serienwiderstände (10Ω bis $10 \text{ M}\Omega$) vor den Spannungsausgang geschaltet werden. Da diese Widerstände Überschläge zwischen Spitzene und Probe beim Einschalten der Spannung nicht immer wirkungsvoll verhindern, ist es sinnvoll, wie in Abbildung 6.10 zu sehen, einen Kondensator

gegen Masse zu schalten, der einen weichen Spannungsanstieg erzwingt. Um eine aufwändige Isolierung zwischen Piezotisch und Probenhalter zu vermeiden, wurden beide zusammen unter Spannung gesetzt.

Regelung der Luftfeuchtigkeit

Um von der natürlichen Luftfeuchtigkeit unabhängig zu sein, wurde das AFM in ein geschlossenes Plexiglasgehäuse, die sogenannte Klimabox gestellt. Durch das Einleiten von trockenem Stickstoff konnte die Luftfeuchtigkeit auf bis zu 15 % abgesenkt werden. Um die Luftfeuchtigkeit zu erhöhen, wurde der Stickstoff durch ein Wasserperlgefäß geleitet und damit angefeuchtet. Die Luftfeuchtigkeit konnte damit, je nach Durchflussmenge, auf bis zu 82 % erhöht werden. Beim Schreiben der relativ großen Gitter war oft ein manueller Positionswechsel der AFM-Spitze oder ein manuelles Nachregeln der AFM-Parameter nötig, wofür die Klimabox geöffnet werden musste. Da danach eine längere Wartezeit notwendig war, bis sich die Luftfeuchtigkeit in der Box wieder auf den Sollwert eingestellt hatte und in dieser Zeit häufig die AFM-Parameter wegdrifteten, wurden die meisten größeren Gitter an Tagen mit geeigneter natürlicher Umgebungsluftfeuchtigkeit (etwa 45–60 %) geschrieben (siehe auch Kap. 6.2.3).

AFM-Spitzen

Zur lokalen anodischen Oxidation sind leitfähige Spitzen erforderlich. Prinzipiell eignen sich dotierte Spitzen oder Spitzen mit einer leitfähigen Beschichtung. Es wurden verschiedene Spitzen mehrerer Hersteller getestet. Für Arbeiten im Contact Mode wurden dotierte Silizium-Spitzen verwendet. Je nach Hersteller und Modell der Spitze variiert die Federkonstante zwischen 0,58 und 0,06 N/m. Der Spitzenradius beträgt etwa 5–50 nm. Im Tappingmodus wurden sowohl mit Bor dotierte Spitzen, als auch mit Platin beschichtete Spitzen verwendet¹. Diese Spitzen besitzen eine vergleichsweise hohe Federkonstante von 20–100 N/m, daraus ergibt sich eine Resonanzfrequenz von etwa 150–400 kHz. Der Spitzenradius der unbeschichteten Spitzen liegt unter 10 nm, die beschichteten Spitzen besitzen einen Radius unter 25 nm. Die tatsächliche Auflösung der Spitze kann jedoch deutlich unter dem nominellen Spitzenradius liegen, da sich an der Spitze eine sehr feine Mikrospitze befinden kann, die nur aus wenigen

¹Hauptsächlich wurden folgende Spitzen verwendet: Olympus AC160TS, AC240TS, AC240TM, http://www.atomicforce.de/Olympus_Cantilevers/olympus_cantilevers.html

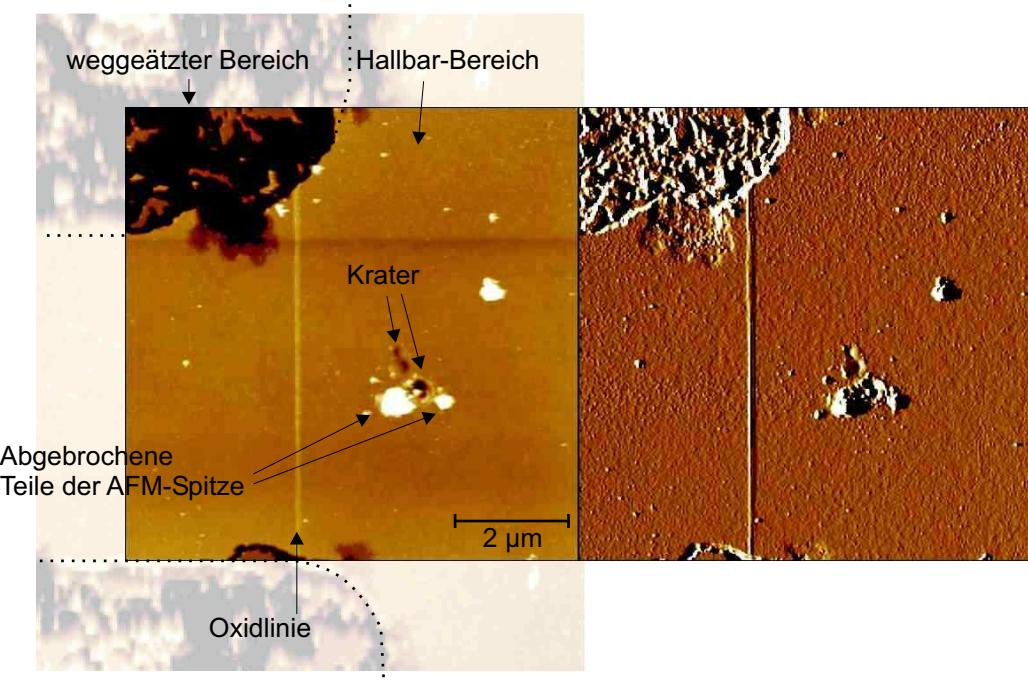


Abbildung 6.11: AFM-Aufnahme der Artefakte einer abgebrochenen Spitze. Im linken Bild ist die Höheninformation dargestellt, im rechten Bild die Ableitung davon. Rechts neben der vertikalen Oxidlinie sind bei einem Oxidationsversuch – wahrscheinlich durch einen Spannungsüberschlag – Teile der Spitze abgebrochen (erkennbar im linken Bild als helle Flecken). Dabei entstanden in der Probenoberfläche auch kleine Kräfte (dunkle Flecken).

Atomen besteht. Ein signifikanter Unterschied in den Oxidationseigenschaften zwischen dotierten und beschichteten Spitzen war nicht zu erkennen. Allerdings erwiesen sich die unbeschichteten Spitzen über lange Oxidationszeiten als haltbarer, da bei den beschichteten Spitzen während der Oxidation teilweise die Beschichtung abplatzt. Infolgedessen können die Probenoberfläche und die empfindlichen, flachen 2DEGs massiv geschädigt werden. Der Spitzen-Proben-Übergangswiderstand variiert beim gleichen Spitzentyp von einigen Megaohm bis zu einigen Gigaohm [Sch00]. In der Praxis wurden mehrere Spitzen getestet, bis ein geeignetes Exemplar gefunden war.

Im Vergleich zu anderen Gruppen, die mit der LAO-Methode strukturieren, wurden in dieser Arbeit die Spitzen extrem lange verwendet. Schon allein bei der Oxidation eines einzigen Gitters mit 50 Linien schreibt die Spitzte etwa die fünffache Strecke, nach der in der Regel eine Oxidationsspitze ausgemustert

wird. Die AFM-Spitze degeneriert bei der Oxidation sehr stark, teilweise wird Material von der Oberfläche aufgesammelt oder Teile der Spitze brechen ab. Dadurch verschlechtern sich im Allgemeinen die Oxidationseigenschaften. Es gab auch einzelne Spitzen, die nach langer Betriebszeit noch gut oxidierten.

6.2.3 Parameter der LAO

Die Höhe und Breite der Oxidlinien wird von einer Vielzahl von Parametern bestimmt. Diese Parameter beeinflussen auch, ob tatsächlich eine Oxidation zustande kommt und wie zuverlässig über eine längere Strecke oxidiert werden kann.

Den größten Einfluss auf die Oxidationseigenschaften hat die AFM-Spitze und vor allem die Vorgeschichte der Spitze. Die Spitze und damit der Parameterraum, in dem Oxidation möglich ist, ändert sich beispielsweise, wenn Material an der Spitze haften bleibt, Teile der Spitze abbrechen oder bei plötzlichen elektrischen Entladungen. Aus diesem Grund kam es häufig vor, dass sich, während ein Gitter strukturiert wurde, die Linieneigenschaften änderten. Teilweise brach der Oxidationsprozess vollständig ab.

Es kann kein Parametersatz angegeben werden, bei dem die Linien eine bestimmte Höhe und Breite haben. Alle Parameter müssen für jede Spitze neu ausgetestet werden. Auch nach Spannungsüberschlägen oder Beschädigungen der Spitze durch Unebenheiten auf der Probenoberfläche kann sich der optimale Parametersatz komplett ändern.

Luftfeuchtigkeit und Temperatur

Da für die Oxidation ein Flüssigkeitsfilm auf der Probenoberfläche notwendig ist, spielt auch die Luftfeuchtigkeit eine große Rolle. Sie bestimmt die Dicke des adsorbierten Flüssigkeitsfilms. Um von der natürlichen Luftfeuchtigkeit unabhängig zu sein, wurde die sogenannte Klimabox (Abbildung 6.8) verwendet. Die Luftfeuchtigkeit wurde mit handelsüblichen Hygrometern bestimmt. Da die verwendeten Hygrometer nicht kalibriert waren, sind die in dieser Arbeit angegebenen Luftfeuchtigkeiten nur untereinander als Vergleichswerte anzusehen. Mit der Klimabox konnte die Luftfeuchtigkeit in einem Bereich zwischen etwa 15 % und 80 % eingestellt werden. Außerdem war es möglich, die Luftfeuchtigkeit über einen längeren Zeitraum auf $\pm 2\%$ konstant zu halten. Die

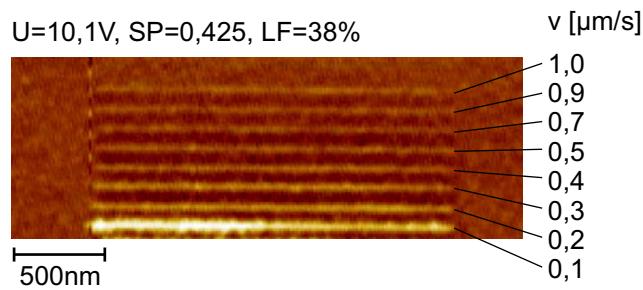


Abbildung 6.12: Variation der Schreibgeschwindigkeit. Die Schreibgeschwindigkeit wurde bei sonst gleich bleibenden Parametern von $0,1 \mu\text{m}/\text{s}$ auf $1,0 \mu\text{m}/\text{s}$ erhöht. Dabei verringert sich die Höhe und die Breite der Linien.

oxidierten Linien wurden mit höherer Luftfeuchtigkeit breiter und höher, bei kleinerer Luftfeuchtigkeit wurde es zunehmend schwieriger, eine Oxidation der Probenoberfläche zu erreichen. Bei den Oxidationsversuchen zeigte sich, dass in einem vergleichsweise großen Bereich von ca. 40 % bis ca. 60 % Luftfeuchtigkeit oxidiert werden konnte, ohne dass große Unterschiede im Oxidationsverhalten sichtbar wurden.

Teilweise bereitete die Temperatur beim Oxidieren Probleme. Zum einen war es vor allem im Sommer bei sehr hohen Umgebungstemperaturen sehr schwierig eine stabile Oxidation zu erreichen, zum anderen heizte sich der AFM-Kopf und damit auch die Probe bei längeren Betriebszeiten sehr stark auf. Auch dies führte zu einer Verschlechterung der Oxidation. Ein möglicher Grund kann sein, dass sich eine hohe Probentemperatur negativ auf den adsorbierten Flüssigkeitsfilm auf der Probenoberfläche auswirkt.

Schreibgeschwindigkeit

Eine höhere Schreibgeschwindigkeit führt zu dünneren Linien. Jedoch wurden bei höheren Schreibgeschwindigkeiten auch viel häufiger kleine Überschläge und Beschädigungen der Spitze beobachtet. Dabei können sich die Oxidationseigenschaften ändern, was zu unregelmäßigeren Linien führen kann. Eine sehr langsame Schreibgeschwindigkeit führt zu dickeren und höheren Linien. Bei größeren Gittern muss ein Kompromiss eingegangen werden, zwischen einer gleichmäßigen Oxidation und der Oxidationsdauer für das Gitter. Bei zu langen Oxidationszeiten besteht die Gefahr, dass AFM-Parameter driften und dadurch die Oxidation erschwert wird.

Oxidationsspannung bzw. -strom

Wichtigen Einfluss auf die Oxidation hat die Spannung, die zwischen Spitze und Probe anliegt, bzw. der Strom, der dabei fließt. Prinzipiell gilt, je größer die Spannung bzw. der Strom ist, um so höher und breiter werden die Oxidlinien.

Konstantspannungsmodus: Im Konstantspannungsmodus wird die angelegte Spannung zwischen Spitze und Probe konstant gehalten. Die Oxidation setzt, je nach Spitze und Probe, bei etwa 7,5 V ein. Typischerweise wurde im Bereich von etwa 10–15 V oxidiert. Maximal konnten mit der verwendeten Spannungsversorgung (EP449) 30 V angelegt werden. Der Widerstand des Systems Spitze-Probe ist sehr groß, so dass nur sehr geringe Ströme fließen.

Konstantstrommodus: Bei dieser Oxidationsmethode wurde der Strom durch das Spitze-Probe-System konstant gehalten. Dazu wurde eine externe Stromquelle benutzt (Keithley 224 programmable current source), mit der die Spannung typischerweise auf 20 V begrenzt ist. Zum Oxidieren wurden Ströme zwischen 0,3 μ A und 1,3 μ A verwendet. Der Konstantstrommodus kann sinnvoll nur verwendet werden, wenn das AFM im Kontaktmodus betrieben wird. Im Tappingmodus ändert sich durch die Schwingung der Spitze laufend der Widerstand des Systems, was zu starken Schwankungen in der Spannung und zum Übersteuern der Konstantstromquelle führte. Das größte Problem im Konstantstrommodus stellten die teilweise stark verunreinigten Oberflächen dar. Hier kam es immer wieder zu unkontrollierten Entladungen aufgrund von teilweise sehr kleinen Schmutzpartikeln oder Lackresten.

Arbeitsmodus

In der Literatur wird ausgiebig über die Vor- und Nachteile der lokalen Oxidation im Tappingmodus und im Kontaktmodus diskutiert [Fon98, Hel99], wobei im Allgemeinen der Tappingmodus mit konstanter Spannung am günstigsten erscheint. Anfangs wurde daher in dieser Arbeit der Tappingmodus mit Konstantspannung zur Oxidation verwendet. Da es hier immer wieder zu Problemen mit den richtigen Parametereinstellungen kam, wurde für längere Zeit der Kontaktmodus mit Konstantstrom verwendet. Aber auch hier traten verschiedene Probleme auf, so dass schließlich wieder auf den Tappingmodus mit konstanter Spannung gewechselt wurde.

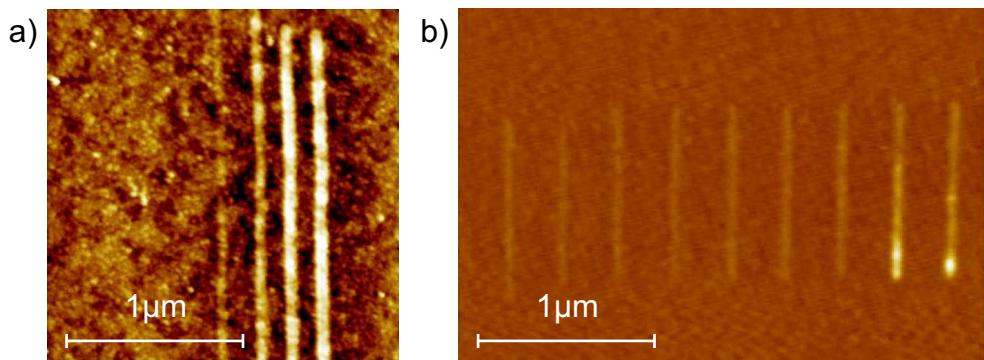


Abbildung 6.13: Variation der Oxidations-Spannung. Im Bild a) betrug die Oxidations-Spannung von rechts nach links 20 V, 18 V, 16 V, 14 V und 12 V, die Linien werden immer niedriger, wobei die mit 12 V geschriebene Linie nicht mehr sichtbar ist. Der Setpoint betrug 0,03 V, die Schreibgeschwindigkeit lag bei 0,01 $\mu\text{m}/\text{s}$. Bei der AFM-Aufnahme b) wurde auf einer anderen Probe und mit einer anderen Spitze die Oxidationsspannung von links nach rechts von 9 V auf 15,2 V erhöht (Setpoint: 0,67 V, Schreibspannung: 0,2 $\mu\text{m}/\text{s}$).

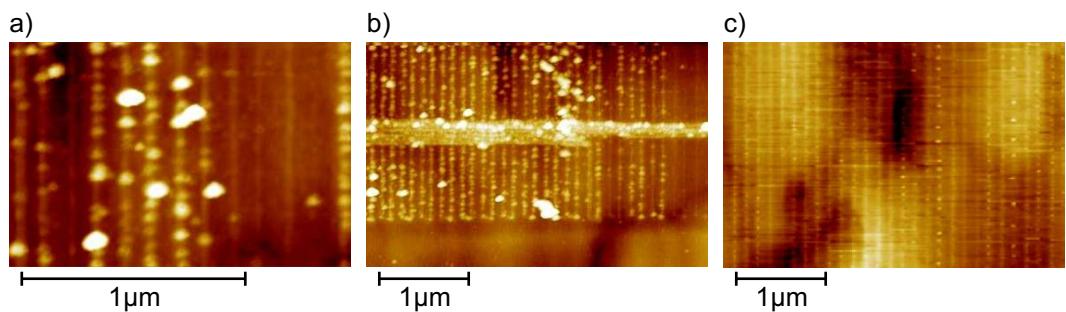


Abbildung 6.14: Oxidlinien im Kontaktmodus. In diesen AFM-Aufnahmen ist die für den Kontaktmodus typische körnige Struktur der oxidierten Linien deutlich zu erkennen. In Bild b) ist quer zu den Linien des Gitters auch eine mehrfach oxidierte isolierende Linie vorhanden.

Jede der beiden Methoden hat Vor- und Nachteile. Insgesamt sind die Unterschiede eher gering. Da beide Methoden in dieser Arbeit verwendet wurden, werden auch beide im Folgenden näher beschrieben.

Kontaktmodus

Die Oxidation im Kontaktmodus erschien zunächst sehr vielversprechend, da sie von den AFM-Einstellungen weitgehend unabhängig ist. Im Wesentlichen können die gleichen AFM-Parameter eingesetzt werden, die auch zum Abbilden der Oberfläche verwendet werden. Durch den Kontakt zwischen Spitze und Probe kommt es leicht zu einer Oxidation. Jedoch ist die Gefahr von Beschädigungen der Probe und der Spitze groß, da es leicht zu spontanen Entladungen kommt. Im Kontaktmodus wurde hauptsächlich mit konstantem Strom gearbeitet, da hier, verglichen mit konstanter Spannung, weniger spontane Entladungen und weniger Beschädigungen der Probenoberfläche auftraten.

Die Oxidlinien zeigen eine starke Körnung, was ein Zeichen dafür sein kann, dass der Strom nicht stabil ist. Teilweise konnten extrem schmale und niedrige Linien oxidiert werden. Allerdings änderten sich die Linienhöhen und -breiten häufig sehr schnell. Oftmals traten extrem körnige Linien mit vielen Überschlägen auf. Die Linien bestanden dann fast nur aus kleinen Oxidhügeln. Dennoch konnten mit dieser Methode die gleichmäßigsten Gitter erzeugt werden, wobei die Einzellinien immer mehr oder weniger körnig waren.

Insgesamt war es im Kontaktmodus etwas einfacher, die korrekten Parametereinstellungen zu finden. Allerdings war der Kontaktmodus im Vergleich zum Tappingmodus viel anfälliger auf Verunreinigungen des Probenmaterials, so dass es häufiger zu Defekten und regelrechten Explosionskratern in der Probenoberfläche kam.

Tappingmodus

Im Tappingmodus wurde nur mit konstanter Spannung oxidiert, da sich durch die Schwingungen der Spitzenspitze der Widerstand des Spitzenspitze-Probe-Systems periodisch ändert, was für eine Konstantstromquelle ungünstig ist. Bei den geeigneten Parametereinstellungen sind die Linien im Tappingmodus über kürzere Distanzen (d.h. einige $10\text{ }\mu\text{m}$) gleichmäßig hoch und meistens sehr glatt. Über längere Distanzen (z. B. beim Schreiben eines Gitters mit mehreren $100\text{ }\mu\text{m}$ Oxidlinienlänge) ändert sich häufig die Linienhöhe. Hier werden die Linien meistens immer schwächer, es kommt auch zu abrupten Änderungen, teilweise zu einem totalen Ausfall der Oxidation. Die Ursache dafür ist wahrscheinlich eine Änderung der Spitzengeometrie, wenn z. B. über Verunreinigungen

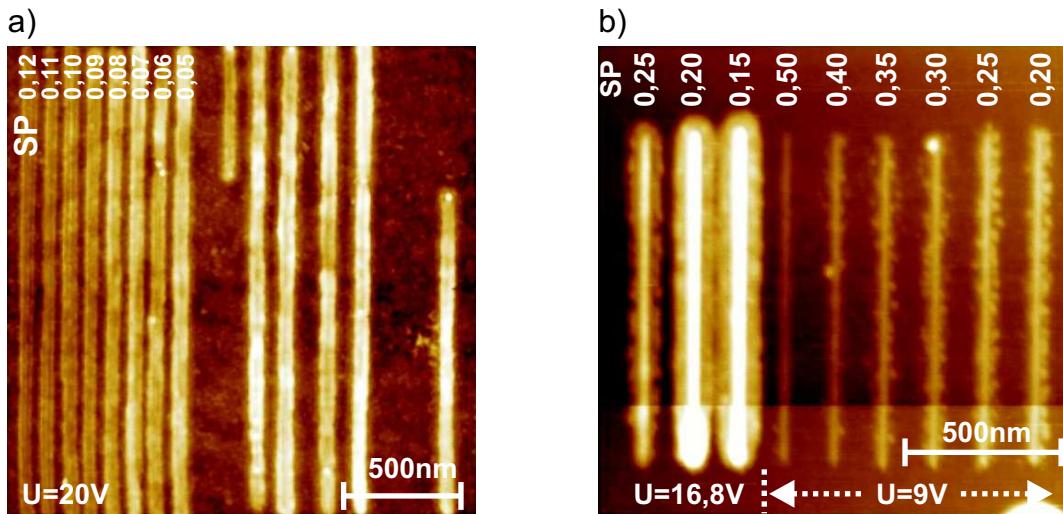


Abbildung 6.15: Variation des Setpoints. Bei einem kleineren Setpoint werden die Oxidlinien in der Regel höher. Wo genau der günstigste Setpoint liegt, hängt sehr stark von der Spitze, von der Probe und von der Oxidationsspannung ab. Die beiden gezeigten AFM Aufnahmen wurden mit unterschiedlichen Spitzen auf unterschiedlichen Proben geschrieben. Bei beiden Bildern lag die Schreibgeschwindigkeit bei $0,2 \mu\text{m}/\text{s}$, die Luftfeuchtigkeit bei Bild a) wurde zu diesem Zeitpunkt noch nicht gemessen, bei Bild b) betrug sie 37%.

oxidiert wird. Auf sehr sauberen und glatten Spaltflächen waren die Oxidlinien auch über längere Distanzen sehr gleichmäßig, was darauf hindeutet, dass vor allem Unebenheiten und Verunreinigungen die Oxidation beeinflussen. Spannungsüberschläge und größere Defekte in der Probenoberfläche konnten durch einen gegen Masse geschalteten Kondensator weitgehend vermieden werden.

Ein Problem im Tappingmodus war, die korrekten Parametereinstellungen für die Oxidation zu finden. Im Tappingmodus entscheidet neben der Oxidationsspannung auch der Setpoint und die Schwingungsfrequenz der Spitze über die Qualität der Oxidation.

Setpoint: Im Tappingmodus gibt der Setpoint im Prinzip an, wie sehr die Schwingung des Cantilevers gedämpft ist. Damit ist der Setpoint zu einem gewissen Grad ein Maß dafür, wie weit die Spitze von der Probenoberfläche im Mittel entfernt ist, bzw. wie stark und wie lange die Spitze beim Schwingen in Kontakt zur Oberfläche tritt. Die erste erfolgreiche Oxidation wurde mit

einem extrem niedrigen Setpoint erreicht. Normalerweise liegt beim Abbilden der Setpoint bei etwa 1,7 V, bei der ersten erfolgreichen Oxidation lag er bei 0,1 V, was eine sehr starke Dämpfung der Schwingung bedeutet. Später wurde bei noch kleineren Werten oxidiert (bis ca. 0,04 V). Der geeignete Setpoint war sehr stark von der Spitze abhängig, aber auch von der Vorgeschichte der Spitze. Ein kleiner Setpoint kann sehr leicht die Spitze und die Probenoberfläche zerstören. Daher musste vor jeder Oxidation der Setpoint schrittweise verringert und jeweils eine Probeoxidation vorgenommen werden, um den geeigneten Setpointbereich zu finden.

Resonanzfrequenz: Die für den Tappingmodus verwendeten Spitzen weisen nicht nur einen Resonanzpeak der Eigenschwingungen auf, sondern sie besitzen noch mehrere Nebenmaxima. Zum einen befinden sich in direkter Nähe des Hauptmaximums weitere Resonanzpeaks, zum anderen treten auch Resonanzmaxima bei beispielsweise der Hälfte der Resonanzfrequenz auf. Schließlich sind noch weitere Peaks vorhanden, die weiteren Schwingungszuständen zugeordnet sind. Bei manchen Spitzen war es nicht möglich, Oxidation im Hauptmaximum der Schwingungsresonanz zu erreichen. Jedoch zeigten die meisten Spitzen eine sehr stabile Oxidation im Bereich eines der Nebenmaxima. Eventuell ist ein anderer Schwingungsmodus, wie z. B. eine Torsionsschwingung, für die Oxidation günstiger. Dabei musste im Bereich der Nebenmaxima oftmals der Setpoint zur Oxidation nur geringfügig verstellt werden.

6.3 Versuche zur Oxidation

6.3.1 Abtrennlinien

Bei mehreren Hallbar-Proben auf GaAs(001) wurden die Zuleitungen der Hallbar mit oxidierten Linien abgetrennt (Abbildung 6.16) und die Isolationseigenschaften dieser Oxidlinien mit Strom-Spannungs-Kennlinien vermessen. Zusammenhänge zwischen Oxidationsparametern, Linienhöhen und Linienbreiten und Isolationseigenschaften wurden untersucht.

Die Linienhöhen betrugen dabei zwischen etwa 5,5 und 11 nm. Der Widerstand auf allen mit Oxidlinien abgetrennten Zuleitungen war im Vergleich zu Zuleitungen ohne Oxidlinien um mindestens den Faktor Zehn erhöht. Die größten

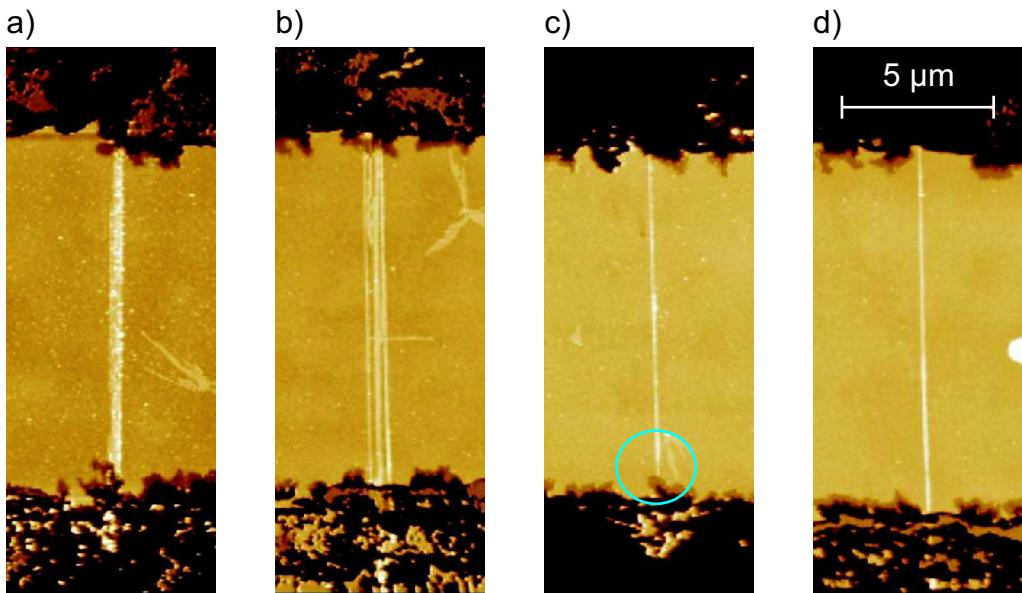


Abbildung 6.16: Mit Oxidlinien abgetrennte Zuleitungen einer Hallbar. Die Abtrennlinien a) und b) bestehen aus mehreren Einzellinien und zeigen einen vergleichsweise hohen Widerstand. Bei der oxidierten Linie in Bild c) ist die markierte Stelle deutlich schwächer oxidiert als der Rest der Linie, im Bild d) ist eine normale Oxidlinie dargestellt.

Widerstände lagen über 1 Megaohm.

Wie erwartet steigt im Allgemeinen der Widerstand mit der Linienhöhe an (Abbildung 6.17). Sehr breite Linien (etwa 500 nm) bzw. mehrere Linien dicht nebeneinander zeigen die besten Isolationseigenschaften. Treten jedoch Lücken in der oxidierten Linie auf, so wird ein vergleichsweise kleiner Widerstand beobachtet. Diese Oxidationslücken spielen für die schwache Modulation des 2DEG keine Rolle, da es hier im Wesentlichen auf die Periodizität ankommt. Wird jedoch eine gute Isolation gewünscht, so sollten auch kleine Schwachstellen in der Linie vermieden werden.

6.3.2 Verunreinigung der Oberflächen

Auf den Oberflächen konnten verschiedene Arten von Verunreinigungen festgestellt werden. Durch Partikel und Ablagerungen auf der Oberfläche wird die Oxidation erschwert, da es durch diese Höhenunterschiede auf der Oberfläche leicht zu unkontrollierten Entladungen beim Oxidieren kommt.

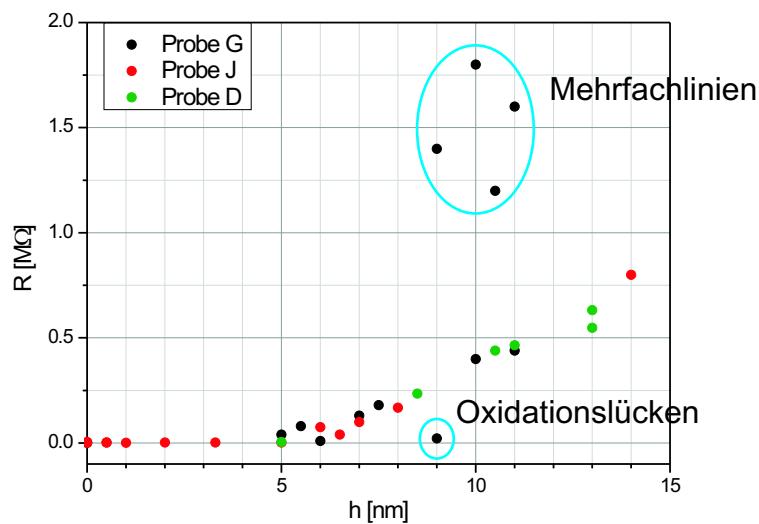


Abbildung 6.17: Widerstände verschiedener Oxidationslinien, es wurde jeweils eine Zuleitung einer Hallbar mit einer Linie abgetrennt. Das 2DEG lag bei diesen Proben 37 nm unter der Oberfläche. Ab einer Linienhöhe von etwa 5 nm ist ein erhöhter Widerstand erkennbar, der Widerstand steigt dann linear mit der Linienhöhe an. Mehrfachlinien haben im Vergleich dazu einen deutlich größeren Widerstand, treten Lücken in der oxidierten Linie auf, ist der Widerstand reduziert.

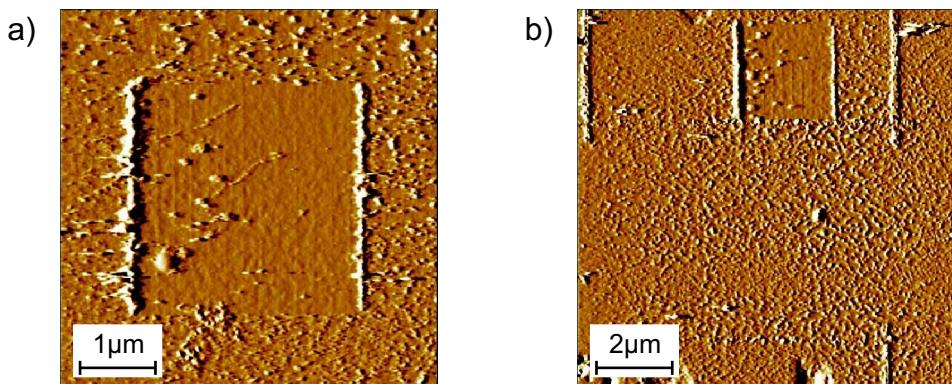


Abbildung 6.18: Lackreste auf der Oberfläche. Bei dieser Probe befand sich eine Schicht auf der Oberfläche, die durch das Scannen mit dem AFM aufgeraut wurde und sich durch mehrmaliges Scannen in kleinen Teilbereichen weitgehend entfernen ließ. Durch diese Schicht hindurch konnte oxidiert werden. In den AFM-Aufnahmen sind die Oxidlinien von a) Gitter Nr. 5 und b) Gitter Nr. 3 in den „gesäuberten“ Bereichen schwach zu erkennen.

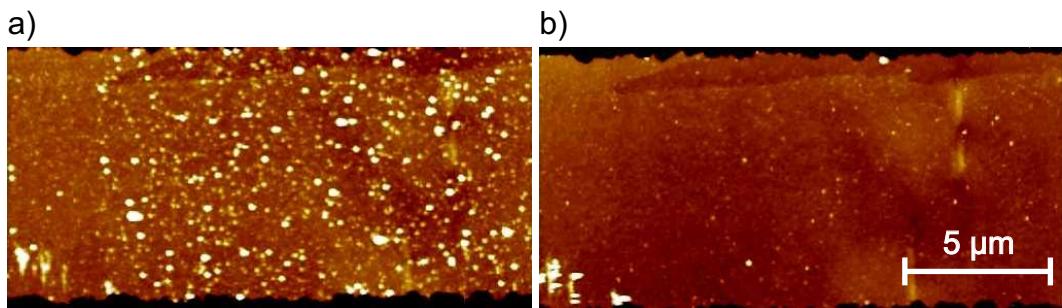


Abbildung 6.19: Verunreinigte Oberfläche. Durch mehrmaliges Scannen mit erhöhter Auflagekraft konnten die Partikel auf der in Bild a) gezeigten, stark verunreinigten Oberfläche soweit entfernt werden, dass die Oxidation möglich wurde. Bild b) zeigt die gereinigte Oberfläche.

Auf manchen strukturierten Wafern trat eine weiche Schicht auf der Oberfläche auf, die wahrscheinlich aus Lackresten der Hallbar-Strukturierung bestand (Abbildung 6.18). Vor allem beim Scannen im Kontaktmodus wurde diese Schicht aufgeraut und ließ sich verschieben. Am Rand des Scanfeldes sammelten sich dann diese Lackreste an. Dennoch konnte auf diesen Oberflächen durch diese Schicht hindurch erfolgreich oxidiert werden.

Auf anderen strukturierten Wafern befanden sich auf der Oberfläche Partikel unterschiedlicher Größe, die teilweise größere Flächen abdeckten. Dabei handelt es sich wahrscheinlich um Staub und Schmutz, der durch die Strukturierung auf die Oberfläche gelangte. Durch mehrmaliges Scannen im Kontaktmodus des AFM konnte ein großer Teil dieser Partikel entfernt werden (Abbildung 6.19). Erst danach konnte auf der Oberfläche oxidiert werden.

Beim Ätzen der Proben mit reaktivem Ionen-Plasma kommt es an den Rändern der strukturierten Mesa zu sehr hohen Ablagerungen, die ein Oxidieren mit dem AFM in diesen Randbereichen unmöglich machen.

Auf frisch gespaltenen Spaltflächen und auch auf überwachsenen Spaltflächen waren in der Regel keine Schmutzpartikel zu finden. Jedoch konnte bei Proben, die über einen längeren Zeitraum hinweg im AFM waren, eine Zunahme von Partikeln auf der Oberfläche festgestellt werden. Die Klimabox verlangsamte deutlich das Verstauben der Probe. Besonders schlecht für die Reinheit der Oberfläche erwies sich ein Aus- und Wiedereinbau der Probe im AFM, auch wenn die Probe dazwischen abgedeckt war.

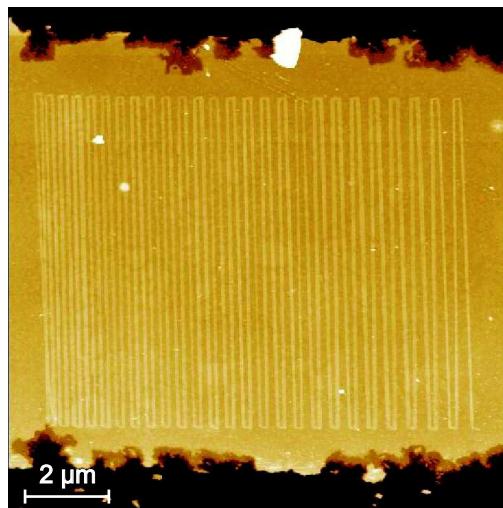


Abbildung 6.20: Gitter ohne Creepkorrektur. Da der Piezo noch längere Zeit in die Verschieberichtung driftet, wird bei einem Gitter durch das wiederholte Verschieben in eine Richtung die Gitterkonstante immer größer. In diesem Fall stieg die Gitterkonstante bei 50 Linien von 120 nm auf 250 nm an. Die Gitterlinien waren etwa 5,5 nm hoch und etwa 80 nm breit.

6.3.3 Creep-Regelung

Beim Schreiben von Strukturen mit dem AFM machte sich der sogenannte Creep des Piezoscanners deutlich negativ bemerkbar. Der Creep äußert sich dadurch, dass Verschiebungen der Probe nicht sofort vollständig durchgeführt werden, sondern die Probe noch eine längere Zeit in die Verschieberichtung weiterdriftet. Bei der Bildaufnahme wartet man daher einige Minuten, bis diese Drift weitgehend abgeschlossen ist.

Beim Oxidieren führt der Creep zunächst einmal dazu, dass die Linien kürzer als gewünscht werden. Auch die nächste geschriebene Linie wird durch diese Drift beeinflusst. Besonders deutlich wird das Problem beim Schreiben von Gittern, da durch das wiederholte Verschieben in eine Richtung die Gitterkonstante immer größer wird (Abbildung 6.20). Um die Probleme mit dem Creep zu lösen, wurden mehrere Methoden verwendet. Zunächst einmal wurde nach jeder geschriebenen Linie eine kleine Pause von wenigen Sekunden eingeführt, damit kann die stärkste Drift abgewartet werden. Das verlängert die Zeit, die zum Schreiben eines Gitters benötigt wird, erheblich. Des Weiteren wurde bei den Gittern die Verschiebung senkrecht zu den Gitterlinien zuerst

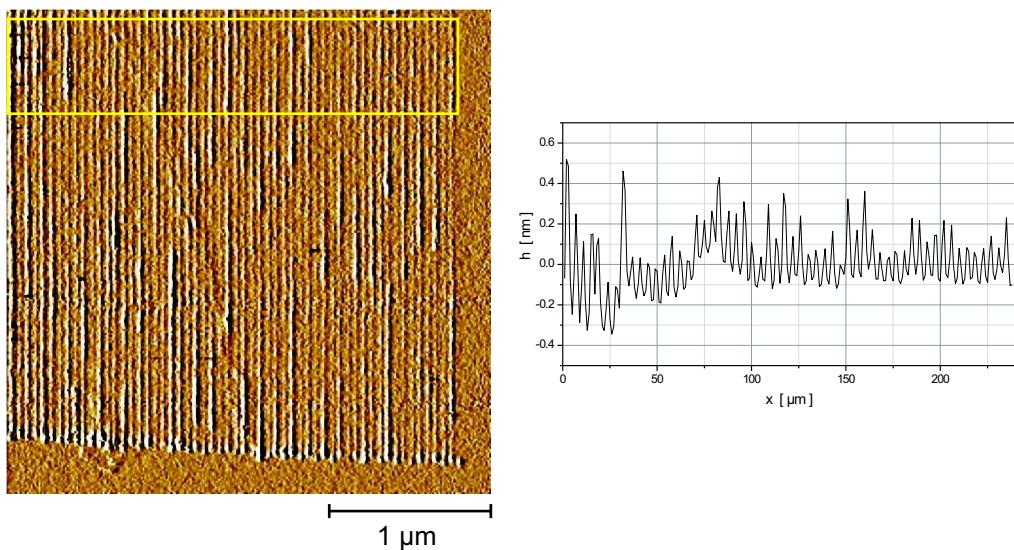


Abbildung 6.21: Testgitter mit 50 nm Periode. Rechts ist das Höhenprofil dargestellt, das über den gelb markierten Gitterbereich gemittelt wurde. Die Gitterlinien sind klar getrennt und die Periode ist sehr gleichmäßig, da der Creep korrigiert wurde. Das Gitter wurde auf einer nicht überwachsenen Spaltfläche oxidiert.

um das Doppelte des gewünschten Wertes ausgeführt und dann wieder ein Stück zurück gefahren. Aber auch das konnte nicht vollkommen verhindern, dass der Linienabstand immer größer wurde. Letztendlich wurden Testgitter geschrieben, die Gitterkonstanten ausgemessen und mit einer quadratischen Korrektur im Programm die Gitterkonstante jeder Linie angepasst. In weiteren Testgittern wurde der Erfolg kontrolliert und der Korrekturfaktor gegebenenfalls verändert, bis ein weitgehend gleichmäßiger Linienabstand erreicht war. Da dieser Korrekturfaktor von der Schreibgeschwindigkeit, von der Länge der Gitterlinien und von der Gitterkonstante abhängt, musste bei jeder Änderung dieser Parameter der Korrekturfaktor neu ermittelt werden.

Mit dieser Creep-Korrektur gelang die Oxidation von sehr gleichmäßigen Gittern. Unter anderem wurde auf einer nicht überwachsenen GaAs(110)-Spaltfläche ein Testgitter mit einer Periode von nur 50 nm erzeugt (Abbildung 6.21). Der Abstand der 100 Gitterlinien blieb dabei im Rahmen der Messgenauigkeit von 0,5 nm absolut konstant. Die Linien sind etwa 0,3 nm hoch und nur etwa 25 nm breit, so dass die einzelnen Gitterlinien klar voneinander getrennt sind.

Kapitel 7

Messungen an eindimensional modulierten Systemen

7.1 Gitter auf GaAs(001)

Um die Modulationseigenschaften der oxidierten Gitter zu testen, wurden mehrere Gitter auf GaAs(001)-Wafer-Material erzeugt. Für alle Gitter auf Wafer-Material wurde ein Hallbar-System verwendet, dessen Aufbau in Abbildung 7.1 dargestellt ist. Diese Hallbar besitzt einen kurzen und vier lange Mesa-Bereiche. In der Regel wurden die Gitter auf einen Mesa-Bereich geschrieben, der anschließend am oberen und unteren Ende Oxidlinien als isolierende Einschränkungen erhielt. Teilweise wurde versucht, die Gitter über den Mesa-Rand zu strukturieren, was jedoch für die Spitzenhaltbarkeit ungünstig war.

7.1.1 Gitter auf WSI-Material

Die ersten Gitter wurden auf GaAs(001)-Wafer-Material aus dem Walter-Schottky-Institut (WSI) strukturiert. Das 2DEG lag bei diesen Proben 37 nm unter der Oberfläche.

Gitter 1 und 2

Von Gitter 1 sind 30 Linien mit einer mittleren Periode von 113 nm sichtbar, die Linienhöhe beträgt etwa 3,5 nm. Aufgrund von Kontaktproblemen konnte an diesem Gitter keine Längsspannung gemessen werden.

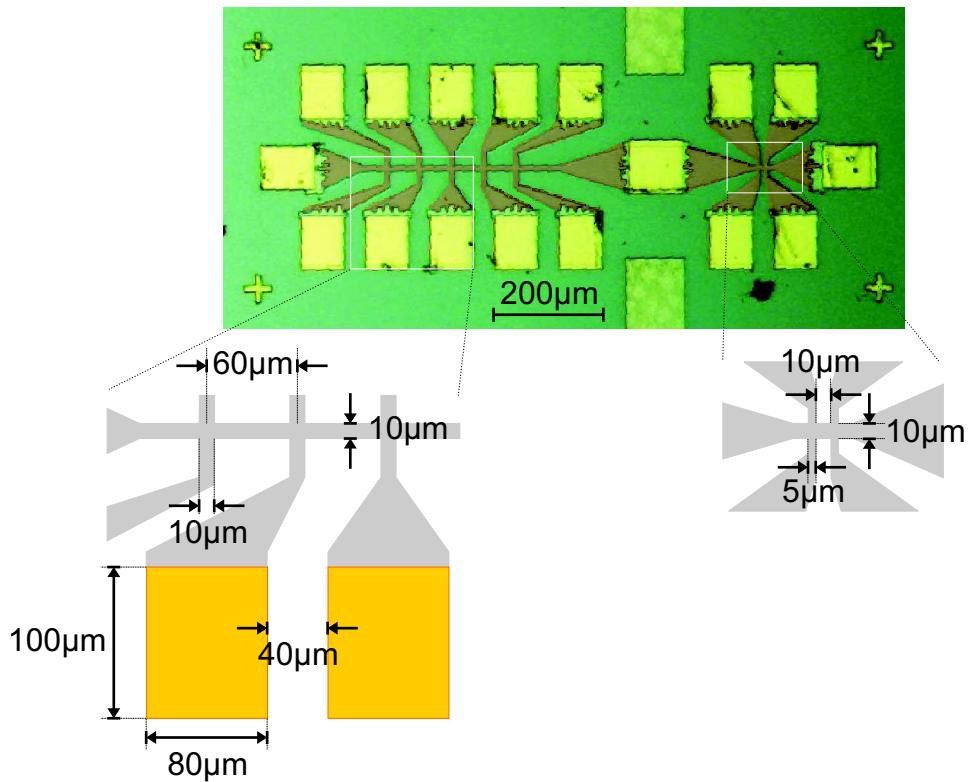


Abbildung 7.1: Verwendete Hallbar mit Bemaßung. Diese Hallbar wurde bei allen (001)- und (110)-Wafer-Proben angefertigt. Hier konnten mehrere Gitter auf einer Probe strukturiert und gemessen werden.

Gitter 2 (Abb. 6.20) besteht aus 50 Linien, der Linienabstand steigt aufgrund des starken Creeps von 120 nm auf 250 nm an, der mittlere Linienabstand beträgt 200 nm. Die Linien sind mit etwa 5,5 nm Höhe für eine Modulation des 2DEG zu stark oxidiert. Dadurch ist der Längswiderstand extrem hoch, die Beweglichkeit liegt bei etwa $330 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Es sind keine SdH-Oszillationen zu erkennen.

Gitter 3, 4 und 5

Die Probenoberfläche, auf der die Gitter 3, 4 und 5 geschrieben wurden, war mit einer Schicht aus einem weichen Material bedeckt, das sich beim Scannen mit dem AFM verschieben ließ (vgl. Kapitel 6.3.2). Die GaAs-Oberfläche konnte trotzdem durch diese Schicht hindurch oxidiert werden, allerdings war die Höhe der Oxidlinien relativ niedrig. An diesen drei Gittern wurden

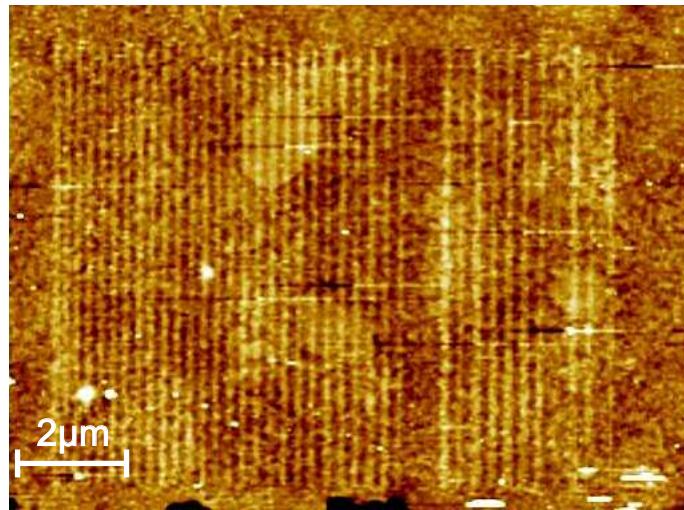


Abbildung 7.2: AFM-Aufnahme von Gitter 4. Das Gitter wurde im Kontaktmodus durch eine Lackrestschicht hindurch oxidiert. Hier ist das Gitter noch ohne die weiteren isolierenden Einschränkungen dargestellt. Das Gitter besteht aus 40 Linien mit einer Linienhöhe von etwa 1,3 nm und einer mittleren Gitterperiode von 265 nm.

Magnetotransportmessungen durchgeführt. Gitter 3 und 5 zeigten keine Kommensurabilitätsoszillationen, was an der schwachen Oxidation lag (Abbildung 6.18). Gitter 3 bestand aus nur 20 Linien mit einer mittleren Höhe von etwa 0,8 nm. Die mittlere Linienhöhe von Gitter 5 mit 40 Linien lag mit etwa 0,5 nm knapp darunter.

Nur bei Gitter 4 waren deutliche Kommensurabilitätsoszillationen und ein positiver Magnetowiderstand zu sehen. Dieses Gitter bestand aus 40 Linien, die Linienhöhe betrug etwa 1,3 nm (Abbildung 7.2). Die Ladungsträgerdichte nach dem Beleuchten der Probe lag bei $4,0 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. An den Positionen der Flachbandbedingung für 275 nm befinden sich die Minima der Kommensurabilitätsoszillationen, was gut mit der tatsächlichen mittleren Gitterperiode von 265 nm übereinstimmt (Abb. 7.3). Aus dem Magnetfeld, bei dem der positive Magnetowiderstand abknickt, kann auf eine Modulationsstärke V_0/E_F von etwa 22 % geschlossen werden. Die Beweglichkeit lag bei Gitter 4 bei etwa $65000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ und war damit im Vergleich zu Gitter 3 ($\mu=185000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$) und Gitter 5 ($\mu=315000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$) deutlich reduziert.

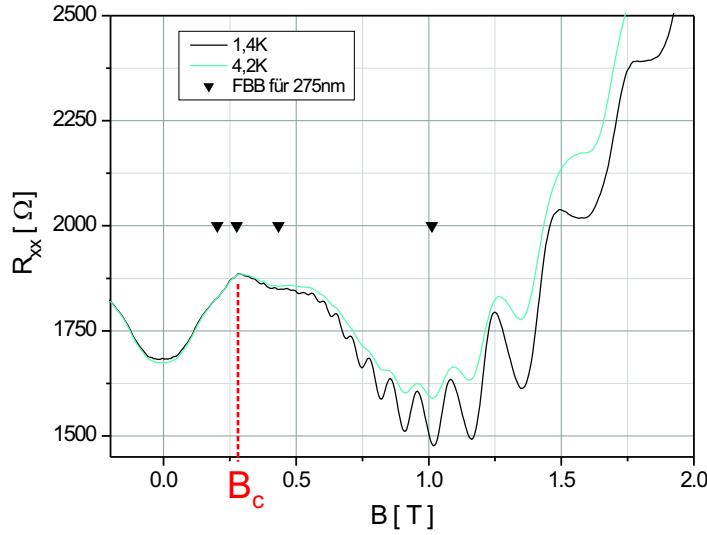


Abbildung 7.3: Längswiderstand von Gitter 4 bei 1,4 K und 4,2 K. Die Flachbandbedingungen (FBB) für eine Gitterperiode von 275 nm sind mit Dreiecken markiert. Aus dem Abknicken des positiven Magnetowiderstandes bei B_c kann eine Modulationsstärke von 22 % berechnet werden.

Die Probe mit den Gittern 3, 4 und 5 wurde auch bei 300 mK gemessen. Die Gitter 3 und 5 zeigten dabei ebenfalls keine Kommensurabilitätsoszillationen. Bei Gitter 4 traten bei den 300 mK-Messungen nach dem Beleuchten der Probe deutliche SdH-Oszillationen auf. Ein positiver Magnetowiderstand und deutliche Kommensurabilitätsoszillationen sind in den Messungen sichtbar (Abb. 7.4). Aus den Minima ergibt sich eine Gitterperiode von 260 nm bei einer Ladungsträgerdichte von etwa $4,5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Die Modulationsstärke lag unter diesen Bedingungen bei etwa 12 %. Nach dem Beleuchten zeigte das Gitter 4 eine Beweglichkeit von etwa $245000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, im Bereich von Gitter 3 lag eine leicht geringere Beweglichkeit von etwa $235000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ vor. In einem Bereich ohne Gitter wurde im Vergleich dazu eine Beweglichkeit von etwa $340000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ bestimmt.

7.1.2 Gitter auf Weizmann-Material

Die nächste Gitterserie (Gitter 6 bis 12) wurde auf einem GaAs/AlGaAs(001)-Material aus dem Weizmann-Institut geschrieben. Auch hier wurden Hallbars mit vier langen und einem kurzen Messbereich verwendet (Abb. 7.1).

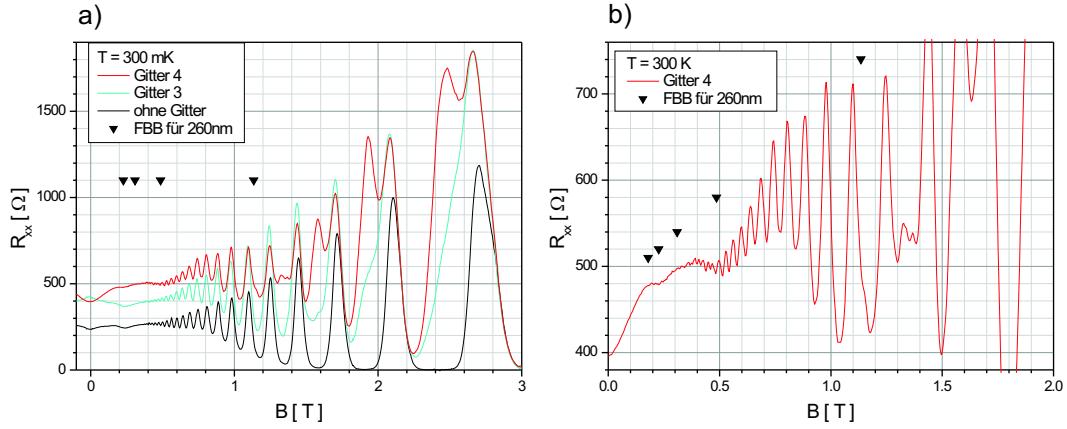


Abbildung 7.4: a) Längswiderstand von Gitter 3, Gitter 4 und einem Bereich ohne Gitter bei 300 mK nach dem Beleuchten der Probe. Nur bei Gitter 4 sind Kommensurabilitätsoszillationen und ein positiver Magnetowiderstand zu erkennen. Die erwarteten Minima (Flachbandbedingung) für eine Gitterperiode von 260 nm sind mit Dreiecken markiert. Graph b) zeigt einen Ausschnitt der Messkurve von Gitter 4.

Das 2DEG liegt hier 32 nm unter der Oberfläche. Die Oberfläche ist allerdings nicht glatt, sondern erscheint wie zerknittert mit vielen Erhöhungen und Tälern. Die Höhenunterschiede betragen dabei etwa 7 nm . Dies hat prinzipiell keinen negativen Einfluss auf die Oxidierungseigenschaften, da das AFM die Höhe auch beim Schreiben der Oxidlinien automatisch nachregelt. Auch die Transporteigenschaften des 2DEG scheinen durch die unregelmäßige Oberfläche nicht wesentlich beeinflusst zu werden, da an den Proben Beweglichkeiten von fast $1 \cdot 10^6\text{ cm}^2/\text{Vs}$ gemessen wurden. Alle Messungen an diesem Probenmaterial fanden bei $1,4\text{ K}$ statt.

Gitter 6 bis 9

Gitter 6 (Abb. 7.5 a)) besteht aus 80 Linien mit einem mittleren Linienabstand von etwa 280 nm . Da noch kein Korrekturfaktor verwendet wurde, steigt der Linienabstand von 220 nm auf 320 nm an. Die Höhe der Linien ist mit etwa 1 nm größtenteils sehr gering, nur die letzten 10 Linien sind relativ hoch (zwischen 2 und 4 nm). Das Gitter wurde über den Rand der Mesa oxidiert, daher waren keine weiteren Einschränkungen notwendig. Die Ladungsträgerdichte betrug nach Beleuchten der Probe $5,5 \cdot 10^{11}\text{ cm}^{-2}$, die Beweglichkeit $510000\text{ cm}^2/\text{Vs}$.

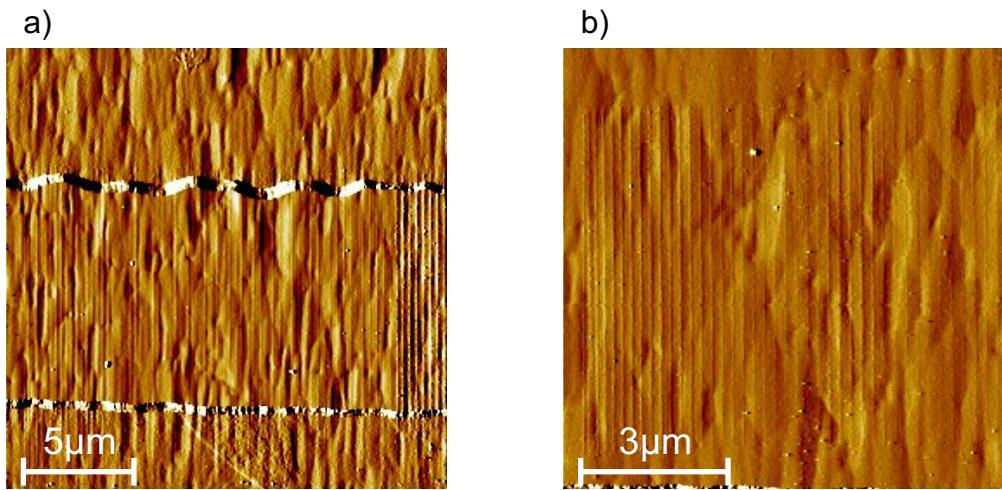


Abbildung 7.5: AFM-Aufnahmen der Gitter 6 und 7. a) Gitter 6 wurde über den Rand der Mesa (sichtbar durch die unregelmäßigen horizontalen Streifen) hinweg strukturiert, dadurch sind keine zusätzlichen Einschränkungen notwendig. Die Linienhöhe im linken Teil des Gitters liegt bei etwa 1 nm, sie ist wegen der unregelmäßigen Oberfläche der Hallbar schwer zu bestimmen. Im rechten Teil des Gitters sind einige Linien sehr stark oxidiert, die Linienhöhen liegen hier zwischen 2 und 4 nm. b) Mittlerer Ausschnitt aus Gitter 7 bevor die isolierenden Einschränkungen geschrieben wurden. Die Linien sind sehr niedrig (unter 0,5 nm).

Im Längswiderstand sind deutliche Kommensurabilitätsoszillationen und ein positiver Magnetowiderstand vorhanden. Aus den Minima kann eine Gitterperiode von 315 nm berechnet werden, wonach offenbar die stark oxidierten Linien die Transporteigenschaften dominieren. Aus dem Abknicken des positiven Magnetowiderstandes ergibt sich eine Modulationsstärke von etwa 22 %. Damit ist hier die relative Modulationsstärke V_0/E_F so groß wie bei Gitter 4. Die absolute Modulationsstärke V_0 ist bei Gitter 6 etwa 30 % größer als bei Gitter 4, da bei Gitter 6 die Ladungsträgerdichte und damit die Fermi-Energie größer ist.

Die Oxidlinien von Gitter 7 (Abb. 7.5 b)) sind extrem niedrig (< 0,5 nm) und in den Magnetotransportmessungen ist keinerlei Effekt einer Gittermodulation zu erkennen. Das Gitter hat 80 Linien und wurde mit einer Periode von 175 nm geschrieben. Die Beweglichkeit lag bei $990000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$.

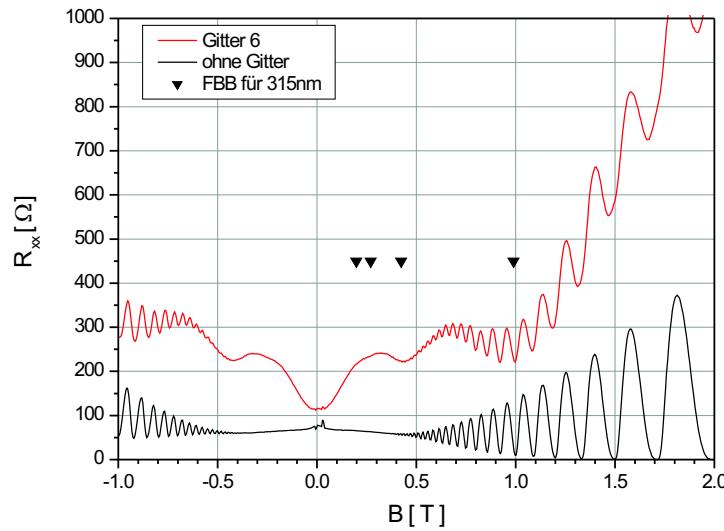


Abbildung 7.6: Magnetotransportmessungen an Gitter 6 nach Beleuchten der Probe. Die Kommensurabilitätsminima und das Abknicken des positiven Magnetowiderstandes sind deutlich zu erkennen. Die Positionen der Flachbandbedingung für 315 nm sind mit Dreiecken markiert. Zum Vergleich ist zusätzlich eine Messung ohne Gitter dargestellt.

Gitter 8 (Abb. 7.6 c)) zeigt zwar eine leicht verringerte Beweglichkeit von $820000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ und einen schwachen positiven Magnetowiderstand, der auf eine Modulationsstärke von etwa 5 % hindeutet. Kommensurabilitätsoszillationen oder Modulationen der SdH-Oszillationen sind nicht zu erkennen. Die Gitterkorrektur wurde mit dem falschen Vorzeichen ausgeführt, so dass der tatsächliche Gitterabstand von 195 nm auf 420 nm anwächst. Die Linienhöhen schwanken sehr stark zwischen nicht sichtbar und etwa 1 nm.

An Gitter 9 konnten aufgrund von Kontaktproblemen keine Transportmessungen durchgeführt werden.

Gitter 10 bis 12

Gitter 10 (Abb. 7.7a) wurde auf einem langen Hallbarbereich geschrieben. Das Gitter besteht aus 69 Linien und ist versehentlich ohne Korrekturfaktor geschrieben. Dadurch steigt der Linienabstand des Gitters von etwa 135 nm bis auf 195 nm an. Im Mittel beträgt er 155 nm. Die Linienhöhe ist mit unter 0,5 nm extrem niedrig. Auf dem kompletten Gitter bleibt die mittlere Linienhöhe

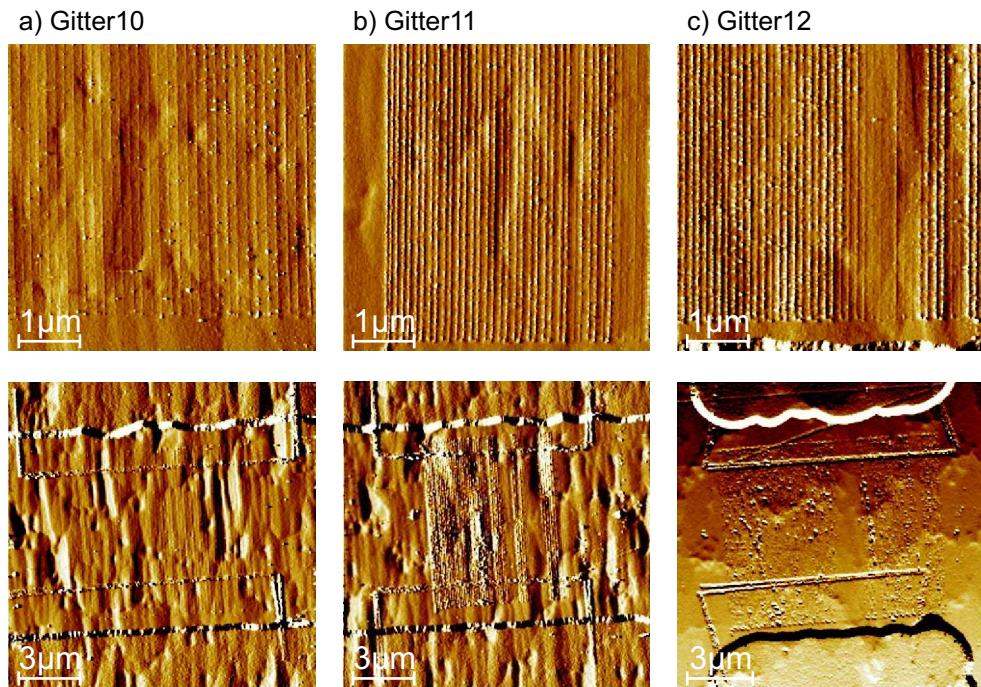


Abbildung 7.7: Gitter10, 11 und 12. In der oberen Bildreihe ist jeweils ein Ausschnitt aus dem Gitter dargestellt, in der unteren Bildreihe die vollständigen Gitter mit oxidierten Einschränkungen.

konstant, auf den einzelnen Linien sind jedoch viele Oxidpunkte zu sehen, was für die Oxidation im Kontaktmodus typisch ist.

Bei den Magnetotransportmessungen an Gitter 10 sind keinerlei Hinweise auf eine Gittermodulation zu erkennen (Abb. 7.8). Die Probe zeigt eine mittlere Ladungsträgerdichte von $3,1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ vor und von $5,5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ nach dem Beleuchten, mit einer Beweglichkeit von etwa $320000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ vor dem Beleuchten und $685000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ danach.

Auch Gitter 11 wurde auf einem langen Hallbarbereich geschrieben (Abb. 7.7b). Von den geschriebenen 100 Linien sind tatsächlich nur 61 Linien sichtbar. Der durchschnittliche Gitterabstand beträgt 116 nm, wobei der Linienabstand von 98 nm auf 137 nm ansteigt. Die Linien sind im Mittel etwa 1,0 nm hoch und bestehen aus vielen einzelnen Oxidpunkten, wobei einige einzelne Linien sehr viel niedriger sind.

Gitter 11 hat vor dem Beleuchten eine mittlere Beweglichkeit von $62000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ und eine Ladungsträgerdichte von $3,17 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Die

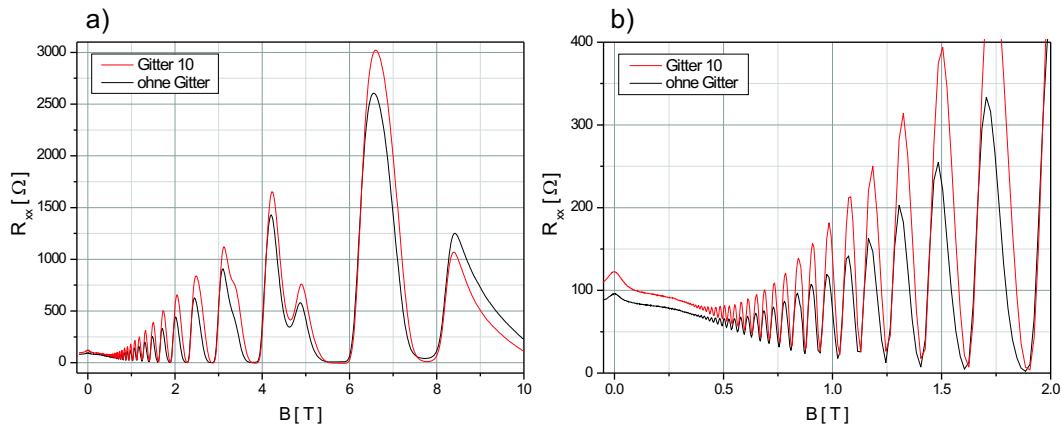


Abbildung 7.8: Längswiderstand von Gitter 10 und einem Vergleichsbereich ohne Gitter. Außer einer etwas schlechteren Beweglichkeit ist kein Einfluss der Gitterstrukturierung sichtbar.

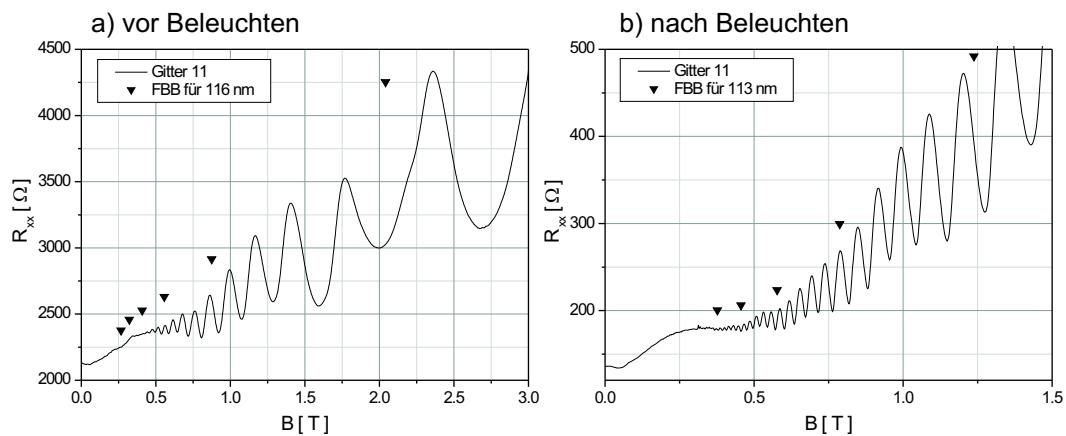


Abbildung 7.9: Längswiderstand von Gitter 11 vor und nach dem Beleuchten der Probe. Die Positionen der Flachbandbedingung für a) 116 nm und b) 113 nm sind mit Dreiecken gekennzeichnet.

Modulation durch das Gitter ist im Längswiderstand deutlich zu sehen (Abb. 7.9a). Die Kommensurabilitätsoszillationen passen sehr gut mit den theoretischen Minima für eine Modulationsperiode von 116 nm überein. Die Modulationsstärke beträgt etwa 12 %.

Auch nach dem Beleuchten sind Kommensurabilitätsoszillationen zu erkennen, aus dem Abstand der Extrema dieser Oszillationen ergibt sich eine Gitterkonstante von 113 nm (Abb. 7.9b). Die Modulationsstärke beträgt nun etwa 7,5 %,

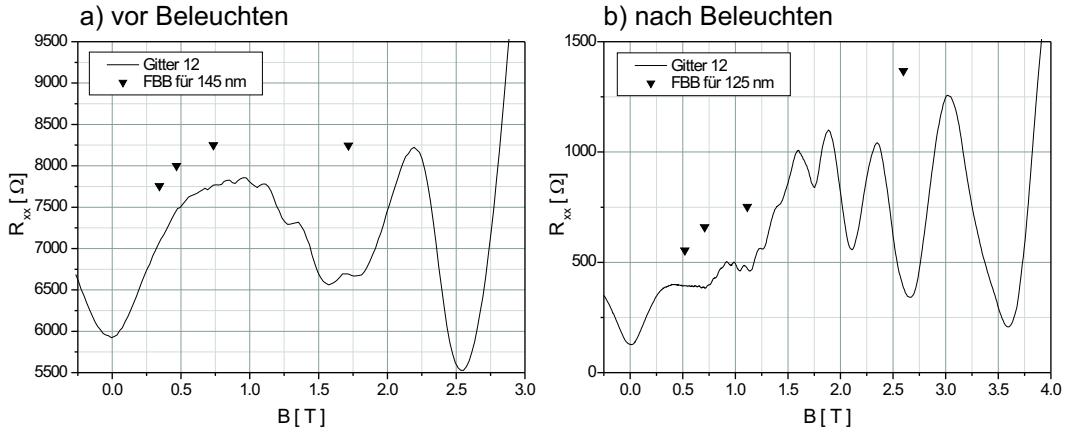


Abbildung 7.10: Längswiderstand von Gitter 12 vor und nach dem Beleuchten der Probe. Die theoretischen Positionen der Minima der Kommensurabilitätsoszillationen für a) $a=145\text{ nm}$ und b) $a=125\text{ nm}$ sind gekennzeichnet.

die Beweglichkeit steigt auf $540000\text{ cm}^2/\text{Vs}$ und die Ladungsträgerdichte auf $5,52 \cdot 10^{11}\text{ cm}^{-2}$ an.

Im kurzen Hallbarbereich wurde Gitter 12 geschrieben (Abb. 7.7c). Der Gitterabstand der 80 Linien beträgt $125 \pm 20\text{ nm}$, die Linien sind im Mittel etwa $1,5\text{ nm}$ hoch, wobei die Höhe der einzelnen Linien sehr stark schwankt.

Gitter 12 hat vor dem Beleuchten eine mittlere Beweglichkeit von $10000\text{ cm}^2/\text{Vs}$ und eine Ladungsträgerdichte von $3,20 \cdot 10^{11}\text{ cm}^{-2}$. Das deutliche Minimum lässt sich am besten mit einer Gitterperiode von 145 nm anpassen. Die Modulationsstärke beträgt hier etwa 25 %. Nach dem Beleuchten steigt die Beweglichkeit auf $270000\text{ cm}^2/\text{Vs}$ und die Ladungsträgerdichte auf $5,45 \cdot 10^{11}\text{ cm}^{-2}$ an. Hier sind Kommensurabilitätsoszillationen zu sehen, die mit einer Periode von 125 nm übereinstimmen. Die Modulationstärke beträgt etwa 12 %.

Die Beweglichkeit in einem nicht beschriebenen Bereich lag vor dem Beleuchten bei etwa $350000\text{ cm}^2/\text{Vs}$. Nach dem Beleuchten wurde eine Beweglichkeit von $715000\text{ cm}^2/\text{Vs}$ gemessen.

7.1.3 Vergleich der Gitter auf GaAs(001)

Mit diesen ersten Versuchen konnte gezeigt werden, dass die Modulation eines flachen 2DEG durch ein oxidiertes Liniengitter möglich ist. Der Erfolg

der Modulation hängt stark von der Höhe der oxidierten Linien ab. Bei Linienhöhen unter 1 nm waren, außer einer leicht verringerten Beweglichkeit, keine Effekte der Modulation nachweisbar. Bei Linienhöhen von 1–2 nm sind Kommensurabilitätsoszillationen und ein positiver Magnetowiderstand vorhanden. Dabei lagen die Modulationsstärken teilweise über 20 %. Die Beweglichkeit sinkt im Vergleich zu unmodulierten Bereichen teilweise sehr stark ab. Tendenziell konnte bei stärker oxidierten Gittern auch eine höhere Modulationsstärke beobachtet werden.

7.2 Gitter auf GaAs(110)-Wafer

Als Probenmaterial wurde eine GaAs/AlGaAs(110)-Heterostruktur mit einem flachen 2DEG in 50 nm Tiefe verwendet. Die Heterostruktur wurde speziell für diese Versuche entwickelt und in der MBE in Regensburg hergestellt. Die gleiche 2DEG-Struktur wurde auch später bei den Spaltflächen-Proben verwendet (siehe Kapitel 5.3.2 und 6.1.1). Vor der Strukturierung hatte die Heterostruktur bei 1,2 K und nach Beleuchtung eine Ladungsträgerdichte von $3,08 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ und eine Beweglichkeit von $860000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Die Proben wurden wieder mit Hallbars (siehe Abb. 7.1) strukturiert. Mit dem AFM wurden drei verschiedene Gitter mit unterschiedlichen Perioden erzeugt (Gitter A, B und C). An der Probe wurden bei 1,4 K Magnetotransportmessungen durchgeführt. Die Probe hatte in Bereichen ohne Gitterstrukturierung eine Ladungsträgerdichte von ca. $3,6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ und eine Beweglichkeit von etwa $350000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$.

Gitter A

Gitter A wurde auf einem der langen Hallbarbereiche in 4 Teilschritten geschrieben (Abbildung 7.11). In jedem der 4 Schritte wurden 100 Linien erzeugt mit einer tatsächlichen Periode von etwa 180 nm. Dabei bedeckten die Gitterlinien den gesamten Hallbarbereich zwischen den Stromabgriffen (ca. 70 μm). Während das Teilgitter 1 im Endbereich nur noch eine sehr kleine Linienhöhe aufweist, zeigt das Teilgitter 2 durchgehend relativ hohe Linien. Teilgitter 3 und vor allem Teilgitter 4 sind sehr gleichmäßig mit einer optimalen mittleren Linienhöhe von 3 nm bzw. 4 nm. Eine Abtrennlinie bei Gitter A wurde unabsichtlich mit einem Winkel von 15° geschrieben, so dass in diesem Bereich die Hallbar zusätzlich eingeengt ist.

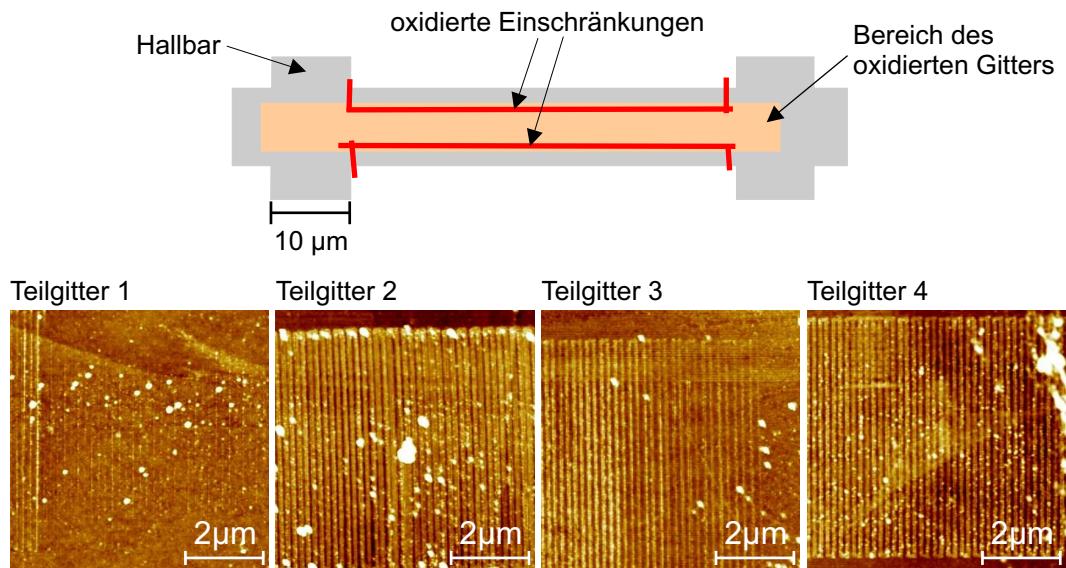


Abbildung 7.11: Gitter A. Die Skizze oben zeigt den Bereich des oxidierten Gitters und die Einschränkungen. Das Gitter wurde von links nach rechts in 4 Einzelschritten oxidiert. Die Linienhöhen der Einzelgitter unterscheiden sich sehr stark. Unten sind von links nach rechts Ausschnitte aus den Teilgittern 1 bis 4 dargestellt, bevor die Einschränkungen oxidiert wurden. Im Teilgitter 1 sinkt die Linienhöhe von etwa 2 nm auf unter 0,5 nm, das nächste Teilgitter hat durchgängig eine extrem hohe Linienhöhe von etwa 6 nm bei sehr breiten Linien. Bei Teilgitter 3 und 4 sind die Linien zwischen 2 und 4,5 nm hoch.

Bei den Magnetotransportmessungen (Abbildung 7.12) an diesem Gitter fällt vor allem die sehr geringe Beweglichkeit von etwa $5000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ auf. Dies ist hauptsächlich auf die große Linienhöhe im Teilgitter 2 zurückzuführen. Dennoch sind SdH-Oszillationen zu messen und auch ein deutliches Kommensurabilitätsminimum wird sichtbar. Daraus kann eine Gitterperiode von etwa 180 nm bestimmt werden, was gut mit den Werten der AFM-Messung übereinstimmt. Die Ladungsträgerdichte liegt bei etwa $3,2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

Gitter B

Bei Gitter B wurde ebenfalls versucht, einen langen Hallbarbereich komplett mit Gitterlinien zu beschreiben (Abbildung 7.13). Geplant war eine Periode von 100 nm, gemessen wurde im Mittel bei den 5 Teilgittern eine Periode von 113 nm. Die ersten 4 Teilgitter wurden mit je 150 Linien geschrieben, wobei

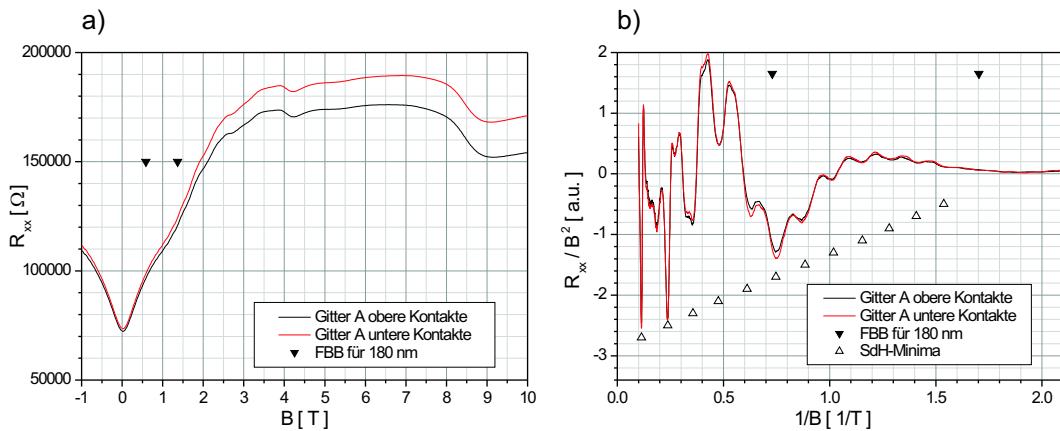


Abbildung 7.12: Längswiderstand von Gitter A. Im Graph a) sind aufgrund der schlechten Beweglichkeit keine Kommensurabilitätsoszillationen zu erkennen. Die Dreiecke markieren die Flachbandbedingung für 180 nm. b) In der $1/B$ -Auftragung ist der Untergrund abgezogen, um die sehr schwachen SdH-Oszillationen sichtbar zu machen. Das 1. Kommensurabilitätsminimum für $a=180\text{ nm}$ ist deutlich zu erkennen. Die Positionen der SdH-Minima und Kommensurabilitätsminima sind durch Dreiecke markiert.

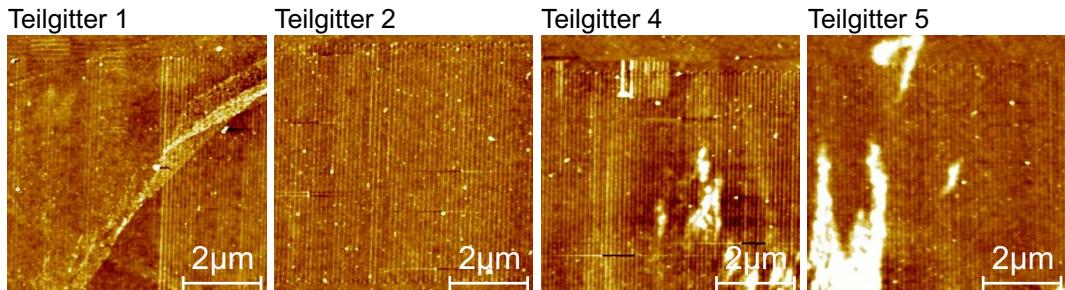


Abbildung 7.13: Gitter B. Wie bei Gitter A (Abb. 7.12) wurden auf dem kompletten Bereich der Hallbar Gitterlinien und Einschränkungen oxidiert. Die Oxidation des Gitters erfolgte in fünf Teilschritten. Teilgitter 3 besteht nur aus wenigen Linien. In Teilgitter 1 sind die Linien maximal 2,4 nm hoch, in den Teilgittern 2 und 4 sind die Linien bis zu 1,5 nm hoch und in Teilgitter 5 nur bis zu 1 nm hoch. Die Aufnahmen der Teilgitter wurden vor dem Oxidieren der Einschränkungen angefertigt. Bei den Teilgittern 1, 4 und 5 sind deutliche Verunreinigungen (weiße Flecken) zu erkennen.

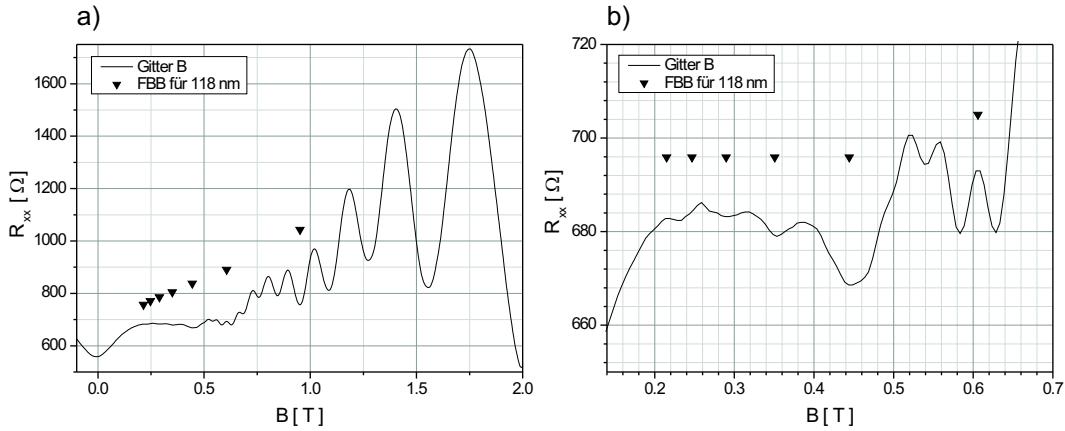


Abbildung 7.14: Längswiderstand von Gitter B. Zusätzlich eingezeichnet sind die berechneten Minimaposition der Kommensurabilitätsoszillationen für $a=118\text{ nm}$. Im Bild b) ist ein Ausschnitt vergrößert.

im Teilgitter 3 nur die ersten Linien sichtbar sind. Teilgitter 5 besteht aus 100 Linien.

In den Magnetotransportmessungen (Abbildung 7.14) sind deutliche Kommensurabilitätsoszillationen sichtbar. Daraus wurde eine Modulationsperiode von 118 nm bestimmt, was hervorragend mit dem erzeugten Gitter übereinstimmt. Aus dem deutlichen positiven Magnetowiderstand kann eine Modulationsstärke von etwa 9 % bestimmt werden. Die Beweglichkeit liegt bei etwa $270000\text{ cm}^2/\text{Vs}$, die Ladungsträgerdichte bei $3,2 \cdot 10^{11}\text{ cm}^{-2}$.

Gitter C

Das Gitter C wurde im Bereich der kurzen Hallbar erzeugt (Abbildung 7.15). Es besteht aus zwei Teilgittern mit 166 bzw. 70 Linien und weist eine gemessene mittlere Periode von 133 nm auf. Auch hier sind in den Magnetotransportmessungen deutlich die Effekte des Gitters sichtbar (Abbildung 7.16). Aus den Kommensurabilitätsoszillationen wurde eine Periode von 138 nm bestimmt. Der positive Magnetowiderstand zeigt eine Modulationsstärke von 12 % bei einer Ladungsträgerdichte von etwa $3,5 \cdot 10^{11}\text{ cm}^{-2}$. Die Beweglichkeit liegt bei etwa $200000\text{ cm}^2/\text{Vs}$.

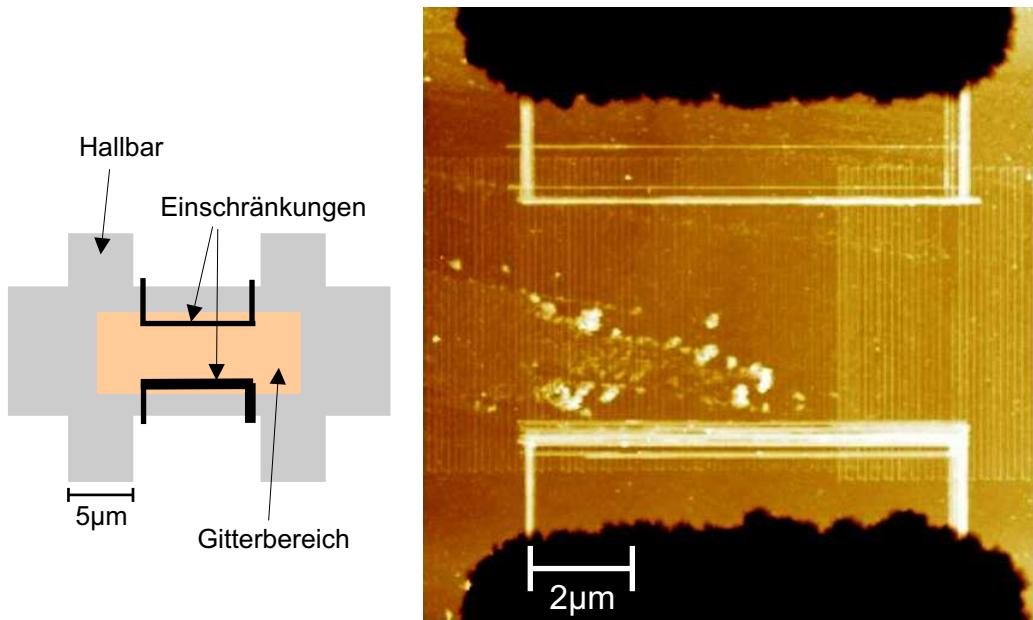


Abbildung 7.15: Gitter C mit oxidierten Einschränkungen. Die Skizze links verdeutlicht die Positionierung des Gitters und der Einschränkungen, rechts ist eine AFM-Aufnahme des Gitters zu sehen. Das Gitter wurde in 2 Teilschritten oxidiert. Die Linienhöhe des linken Gitters wurde beim Schreiben (von links nach rechts) immer geringer. Das rechte Gitter ist deutlich stärker oxidiert. Im Mittel sind die Linien etwa 2,6 nm hoch.

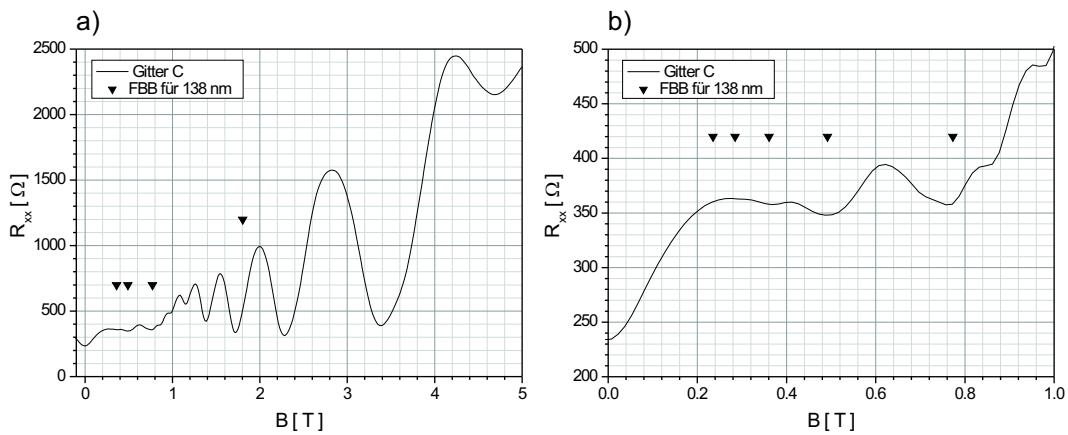


Abbildung 7.16: Längswiderstand von Gitter C. Zusätzlich eingezeichnet sind die Position der Flachbandbedingung für $a=138 \text{ nm}$. Im Bereich unter 1 T (Bild b)) sind hier deutliche Minima zu erkennen.

Vergleich der drei Gitter

Die unterschiedlichen Modulationsstärken der drei Gitter hängen direkt mit den Linienhöhen zusammen. Gitter A zeigt eine so starke Modulation, dass die SdH-Oszillationen nur noch schwach erkennbar sind. Ein deutliches Abknicken des positiven Magnetowiderstandes ist nicht erkennbar, die Modulationsstärke liegt auf jeden Fall über 50 %. Die oxidierten Gitterlinien sind im Mittel 3,6 nm hoch. In großen Bereichen liegt die Linienstärke bei etwa 6 nm. Diese Linien sind zudem relativ breit.

Bei Gitter B und C lassen sich aus dem Abknicken des positiven Magnetowiderstandes Modulationsstärken von etwa 9 % bzw. 12 % bestimmen. Dies passt sehr gut mit den geschriebenen Linienhöhen überein. Im Mittel sind bei Gitter B die Linien 1,3 nm hoch, in Teilbereichen des Gitters sind sie bis zu 2,4 nm hoch. Gitter C wurde etwas stärker oxidiert. Durchschnittlich liegt die Linienhöhe bei 2,6 nm, maximal bei 3,9 nm.

Auch bei der Beweglichkeit der 2DEGs im Bereich der Gitter ist ein deutlicher Zusammenhang zur Linienhöhe zu erkennen. Bei Gitter A ist die Beweglichkeit aufgrund der sehr hohen Oxidlinien mit etwa $5000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ extrem gering. Gitter B zeigt im Vergleich zu den unstrukturierten Bereichen ($\mu=350000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$) eine etwas verringerte Beweglichkeit von $270000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Im Bereich von Gitter C ist die Beweglichkeit mit $\mu=200000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ noch etwas geringer.

Wie zu erwarten war, reagieren die Transporteigenschaften des 50 nm tiefen 2DEG auf GaAs(110)-Material weniger empfindlich auf die Höhe der Oxidlinien, als dies bei den 32 nm bzw. 37 nm flachen 2DEGs auf GaAs(001)-Material der Fall ist.

Kapitel 8

Messungen an zweidimensional modulierten Systemen

Nachdem in Kapitel 7 gezeigt wurde, dass mithilfe der oxidierten eindimensionalen Gitter flache 2DEGs moduliert werden können, sollte nun diese Methode auch auf der Spaltfläche angewendet werden, um eine zweidimensionale Modulation zu erzeugen. Dazu wurden, wie in Kapitel 5 dargestellt, zwei senkrecht zueinander orientierte Liniengitter verwendet. Die Modulation in einer Richtung wird durch das überwachsene Übergitter hervorgerufen, die Modulation senkrecht dazu wird über das mit dem AFM oxidierte Gitter erzeugt. Mit dieser Methode wurden mehrere Gitter auf überwachsenen Spaltkanten hergestellt und in Zusammenarbeit mit M. Lermer wurden an den Spaltflächengittern I, II und III Magnetotransportmessungen durchgeführt.

Zunächst wurde auf eine Spaltfläche mit einer bereits existierenden Hallbar das Spaltflächengitter I geschrieben. Da dies diverse Nachteile hatte und zudem keine weiteren Hallbars auf der Spaltfläche zur Verfügung standen, wurde im nächsten Versuch zuerst das Spaltflächengitter II erzeugt, das dann anschließend mit einer Hallbar strukturiert werden sollte. Aufgrund der Erfahrungen aus dem ersten Versuch wurden die Magnetotransportmessungen hier letztendlich doch ohne Hallbar durchgeführt. Das Spaltflächengitter III wurde schließlich mit einer AFM-oxidierten Hallbar versehen und vermessen.

Bei allen Proben wurde ein (001)-Übergitter aus 100 Linien mit 100 nm Gitterperiode verwendet. Die genaue Schichtfolge ist in Kapitel 5.2 beschrieben. Der Aufbau des 50 nm tiefen 2DEG auf der Spaltkante ist in Kapitel 5.3 dargestellt. Dabei wurde ein 20 nm breiter Quantentrog verwendet.

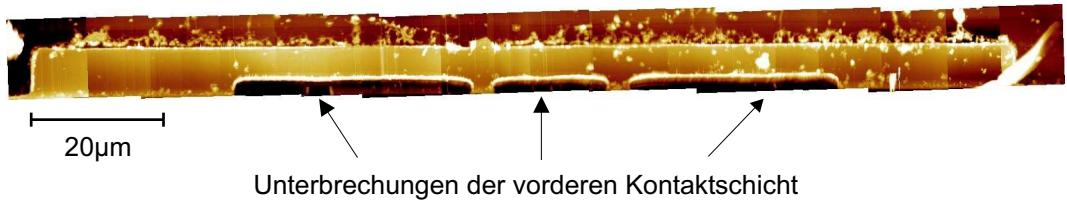


Abbildung 8.1: Übersicht über die Hallbar auf der Spaltfläche. Der Hall-Kontakt ist nicht vorhanden. Das Bild ist aus mehreren AFM-Aufnahmen zusammengesetzt. Die weißen Ränder an der Hallbar sind Ablagerungen, die sich beim RIE-Ätzen bilden und die Oxidation erschweren.

8.1 Spaltflächengitter I mit geätzter Hallbar

Als erster Versuch eine zweidimensionale Modulation auf der Spaltfläche zu erzeugen, wurde auf eine bereits strukturierte Hallbar ein Gitter oxidiert.

Herstellung

Als Substrat diente ein GaAs/AlGaAs-Übergitter mit 100 Linien und einer Periode von 100 nm, das mit einem 20 nm breiten Quantentrog überwachsen wurde. Das 2DEG befindet sich 50 nm unter der Oberfläche. Auf die Spaltfläche wurde eine Hallbar strukturiert (durchgeführt von M. Lermer [Ler06]). Diese Hallbar hatte keinen Kontakt zur rückwärtigen Kontaktsschicht (Abbildung 8.1), so dass nur Längsmessungen möglich waren.

Auf der Fläche der Hallbar hatten sich, bedingt durch das RIE-Ätzen, viele störende Ablagerungen angesammelt, vor allem an den Kanten befanden sich große Menge davon, was in den AFM-Aufnahmen der Hallbar (Abbildung 8.1) an den hellen (d.h. erhabenen) Rändern gut zu erkennen ist. Die Gitteroxidation wurde dadurch auf dieser Fläche sehr erschwert, da sich die AFM-Spitze häufig veränderte. Auch konnte nicht direkt bis an die Kante der Hallbar oxidiert werden, so dass die Fläche der Hallbar durch Oxidation weiter eingeengt werden musste. Um das Spaltflächengitter I zu oxidieren, waren vier Schreibversuche notwendig. Das resultierende Gitter hat 60 Linien und eine mittlere Gitterperiode von 115 nm. Die Linienhöhe ist sehr gleichmäßig und beträgt etwa 2 nm (Abbildung 8.2). Dies sollte, verglichen mit den Ergebnissen aus Kapitel 7.2, eine deutliche Modulation des 2DEG mit einer geschätzten Modulationsstärke von etwa 10 %, bewirken.

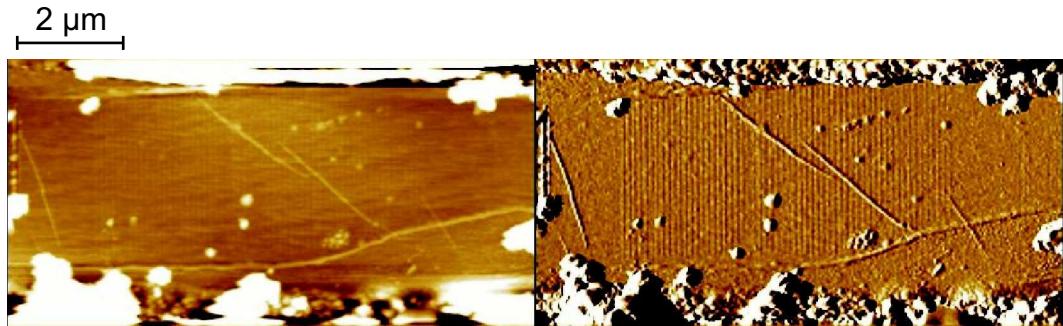


Abbildung 8.2: AFM-Aufnahme des Spaltflächengitters I auf der Hallbar. Im linken Bild ist die Höheninformation dargestellt, im rechten Bild die Ableitung davon. Die hellen Bereiche im linken Bild am oberen und unteren Ende der Hallbar sind Ablagerungen des Ätzprozesses. Sie sind bis zu 500 nm hoch. Das oxidierte Gitter ist nur im rechten Bild zu erkennen. Die oxidierten Linien sind etwa 2 nm hoch.

Magnetotransportmessungen

Bei permanenter Beleuchtung hat das 2DEG unter dem Gitter eine Ladungsträgerdichte von etwa $3,15 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, die Beweglichkeit liegt bei etwa $7500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. In den Magnetotransportmessungen sind keine Kommensurabilitätsoszillationen oder sonstige Hinweise auf eine Modulation zu erkennen, zudem sind die Messungen stark verrauscht. Ohne permanentes Belichten der Probe sind keine Shubnikov-de Haas-Oszillationen messbar. Die vergleichsweise schlechte Beweglichkeit kann auf die vielen Bearbeitungsschritte der Hallbar-Strukturierung zurückgeführt werden.

8.2 Spaltflächengitter II ohne Hallbar

Bei dieser Probe war geplant, zuerst ein Gitter auf der Spaltfläche zu oxidieren und anschließend mit der von M. Lermer entwickelten Methode (Kapitel 5.5) eine Hallbar auf der Spaltfläche zu erzeugen. Daher wurde ein relativ großes Gitter in mehreren Schritten geschrieben. Da sich beim Spaltflächengitter I jedoch herausstellte, dass die Beweglichkeit durch die Strukturierung der Hallbar auf der Spaltfläche extrem verringert werden kann, wurde auf die Hallbar verzichtet.

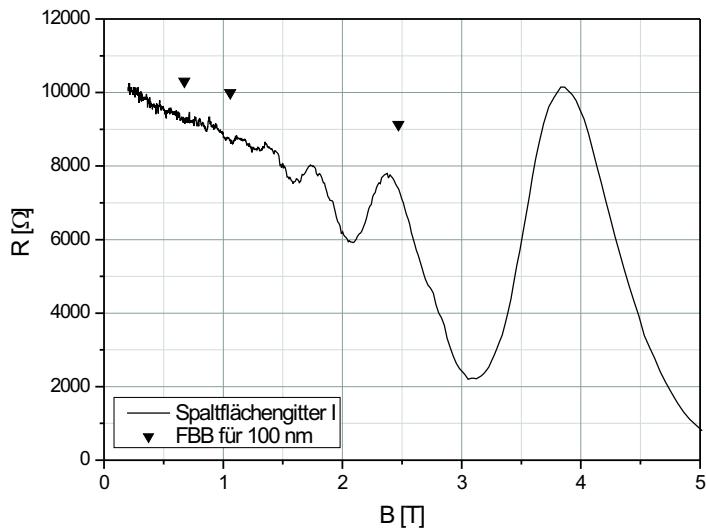


Abbildung 8.3: Längswiderstand des Spaltflächengitters I bei permanenter Beleuchtung. Die Messung ist stark verrauscht, SdH-Oszillationen sind vorhanden. Kommensurabilitätsoszillationen sind nicht sichtbar. Die Dreiecke markieren die Positionen der Flachbandbedingung für 100 nm.

Probenherstellung

Als Substrat diente bei dieser Probe wieder ein GaAs/AlGaAs-Gitter mit 100 Linien und einer Gitterperiode von 100 nm, welches auf der Spaltkante mit einem 20 nm breiten Quantentrog überwachsen wurde. Das 2DEG bildet sich 50 nm unter der Oberfläche aus. Geplant war ein Gitter mit 80 nm Periode auf der Spaltfläche zu oxidieren, tatsächlich hatte das erzeugte Gitter, das aus mehreren Teilgittern zusammengesetzt ist, eine mittlere Periode von 88 nm. Die Gitterabstände liegen dabei zwischen 73 nm und 93 nm.

Auf die Spaltfläche wurden neun Gitter mit je 100 Linien geschrieben. Davon kam bei 3 Gittern keine Oxidation zustande, zwei weitere Gitter waren mit je etwa 50 Linien nur teilweise vorhanden. Bei zwei Gittern war die Oxidation relativ schwach. Insgesamt besteht das Gitter aus etwa 500 Linien (siehe Abbildung 8.5). Das Gitter wurde, wie in Abbildung 8.4 schematisch dargestellt, so zu den Unterbrechungen der Fingerkontakte positioniert, dass eine anschließende Erzeugung einer Hallbar möglich gewesen wäre.

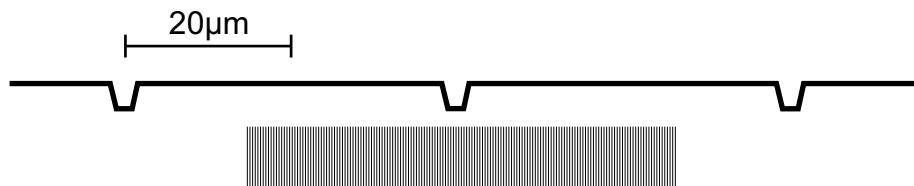


Abbildung 8.4: Position des oxidierten Gitters bezüglich der Unterbrechungen. Die Position ist für eine nachträgliche Hallbar-Strukturierung ausgelegt, die nicht erfolgte.

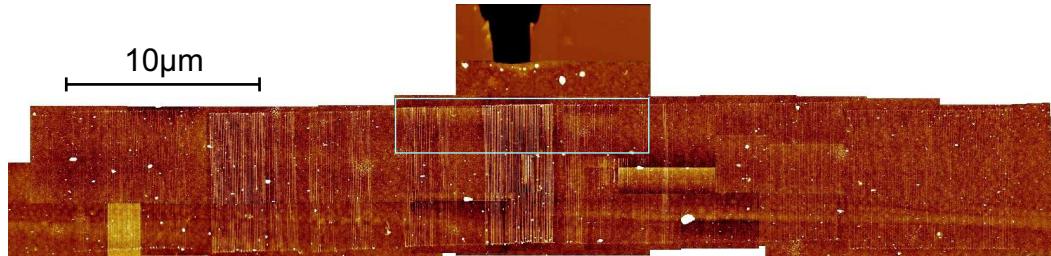


Abbildung 8.5: Oxidiertes Spaltflächengitter II ohne Hallbar. Das Gitter wurde in mehreren Schritten oxidiert und besteht insgesamt aus 500 Linien mit einer mittleren Periode von 90 nm. Oben ist eine geätzte Unterbrechung der Fingerkontakte zu erkennen. Der blau markierte Teilbereich ist in Abb. 8.6 dargestellt.

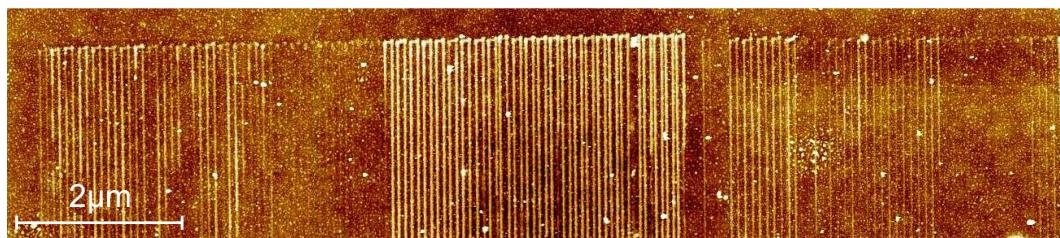


Abbildung 8.6: Ausschnitt aus dem Spaltflächengitter II. Der mittlere Bereich mit einer Periode von 77 nm und Linienhöhen von etwa 3 nm ist deutlich stärker oxidiert als die anderen Gitterbereiche.

Magnetotransportmessungen

Die Magnetotransportmessungen am Spaltflächengitter II wurden bei 1,5 K durchgeführt. Bei permanenter Belichtung mit einer Leuchtdiode wurde aus den SdH-Oszillationen eine mittlere Ladungsträgerdichte von $3,18 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ bestimmt. Die Beweglichkeit konnte nicht bestimmt werden.

Bei den Rohdaten der Längsmessungen waren keine Kommensurabilitätsoszillationen zu erkennen. Zur Auswertung wurden die Messdaten mit dem Faktor B^3 überhöht. Der Untergrund wurde mit einer Polynomfunktion 3. bis 5. Grades abgezogen, damit die Oszillationen um die Null-Linie schwingen und eine sinnvolle Fouriertransformation möglich ist. Das hochfrequente Rauschen wurde bei Bedarf leicht geglättet, um die Auswertung und die Fouriertransformation zu erleichtern.

In den skalierten Längsmessungen sind Schwankungen in der Amplitude der SdH-Oszillationen sichtbar. Bei fast allen Messungen sind die Effekte einer Modulation mit etwa 90–100 nm Gitterperiode zu erkennen. Jedoch können die Modulationen der SdH-Oszillationen nicht eindeutig einer Gitterperiode von 90 nm zugeordnet werden. Der Unterschied der Kommensurabilitätsoszillationen von 90 nm und 100 nm ist zudem so gering, dass eine eindeutige Zuordnung bzw. Trennung der Effekte nicht möglich ist. Bei vielen Messungen ist deutlich eine Periode von etwa 77 nm zu erkennen. Auffällig ist, dass diese Periode bei allen Messungen vorhanden ist, bei denen nur über den strukturierten Gitterbereich gemessen wurde, d.h. wenn der Spannungsabgriff an den inneren Kontakten erfolgte. Es ist unwahrscheinlich, dass dieser Effekt durch eine zweidimensionale Modulation des Elektronengases verursacht wird. Hier wäre eher eine Periode von etwa 67 nm zu erwarten, was der Diagonalen der Einzelperioden von 90 nm und 100 nm im Impulsraum entspricht. Auch weitere mögliche geschlossene Elektronenbahnen, die durch eine zweidimensionale Modulation verursacht werden (vgl. Abb. 8.15), liegen nicht in diesem Bereich. Diese Oszillationen, die einer Gitterperiode von 77 nm entsprechen, lassen sich bei einer genaueren Betrachtung des oxidierten Gitters erklären. In der Gesamtansicht des Gitters (Abbildung 8.5) fällt ein deutlich stärker oxidierte Gitterbereich direkt unter der geätzten Unterbrechung auf. Bei diesem Teilgitter wurde der Korrekturfaktor etwas zu groß gewählt, so dass die Gitterperiode von etwa 87 nm im Anfangsbereich auf 72 nm im Endbereich des Gitters abfällt. Zudem ist die zweite Hälfte des Gitters deutlich stärker oxidiert als die erste Hälfte

und auch als alle anderen Teilgitter. Diese 50 Linien sind etwa 3 nm hoch und haben eine mittlere Gitterperiode von 77 nm. Im Vergleich dazu liegen die Linienhöhen in allen anderen Bereichen zwischen 0,5 nm und 2 nm. Damit hat offenbar der stärker oxidierte Bereich mit einer Periode von 77 nm einen dominierenden Einfluss auf die Magnetotransport-eigenschaften.

Bei 2-Punkt-Messungen quer über die Spaltfläche, also von der vorderen zur hinteren Kontaktschicht, in einem Bereich, in dem sich kein oxidiertes Übergitter befindet, ist ein deutlicher Effekt des CEO-Übergitters zu erkennen. Allerdings befinden sich an den Positionen der Flachbandbedingung für 100 nm Maxima und nicht, wie erwartet, Minima in den Einhüllenden der SdH-Amplitude (Abbildung 8.9). Dies kann eventuell mit der Messgeometrie dieser 2-Punkt-Messung erklärt werden. Da der hintere Kontakt sich über die komplette Probenlänge erstreckt, der vordere Kontakt aber nur über eine Probenhälfte, kann der genaue Strompfad nicht eindeutig bestimmt werden, so dass hier auch eine effektive Messung parallel zu den Übergitterlinien vorliegen könnte und somit die Bandleitfähigkeit unterdrückt ist.

Messungen an einem reinen CEO-Übergitter mit einer strukturierten Hallbar auf der Spaltfläche wurden von M. Lermer durchgeführt. Die Messrichtung lag hier parallel zu den Gitterlinien. Auch hier wurde in Übereinstimmung mit der Theorie (siehe Kapitel 3.1.1) eine Unterdrückung der Bandleitfähigkeit festgestellt. An den Flachbandbedingungen traten Maxima als Modulation der SdH-Oszillationen auf.

Die Messungen zeigten darüberhinaus deutlich, dass auf die Strukturierung einer Hallbar nicht verzichtet werden kann, da auch in allen 4-Punkt-Messungen eine deutliche Überlagerung aus Hall-Widerstand und Längswiderstand zutage tritt.

8.3 Zweidimensionale Modulation mit oxidiertem Hallbar

Bei dieser Probe wurde das erste Mal erfolgreich ein zweidimensional strukturiertes 2DEG auf der Spaltfläche erzeugt und mittels einer AFM-strukturierten Hallbar vermessen. Als Grundlage wurde, wie bei allen anderen Proben auch, ein Übergitter mit 100 Linien und einem Gitterabstand von 100 nm verwendet

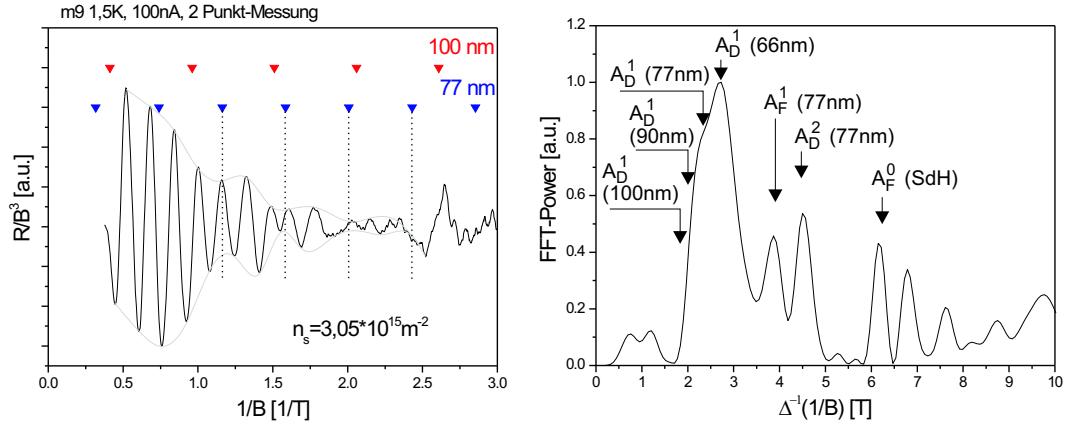


Abbildung 8.7: Skalierter Längswiderstand und zugehöriges Fourierspektrum einer 2-Punkt-Messung über die inneren Kontakte. Im Längswiderstand sind Modulationen der SdH-Oszillationen zu erkennen, die Minima entsprechen der Flachbandbedingung für 77 nm (blaue Dreiecke). Auch die Frequenzen im Fourierspektrum zeigen eine 77 nm Modulation. Zusätzlich ist ein deutliches Maximum für die Flachbandbedingung für 66 nm zu erkennen, was der Diagonalen im Impulsraum für 90 nm und 100 nm entspricht ($A_D^1(66\text{nm})$). Das ist ein Hinweis darauf, dass tatsächlich eine zweidimensionale Modulation vorliegt. Bei der Flachbandbedingung für 90 nm ($A_D^1(90\text{nm})$) und für 100 nm ($A_D^1(100\text{nm})$) sind keine Frequenzen erkennbar.

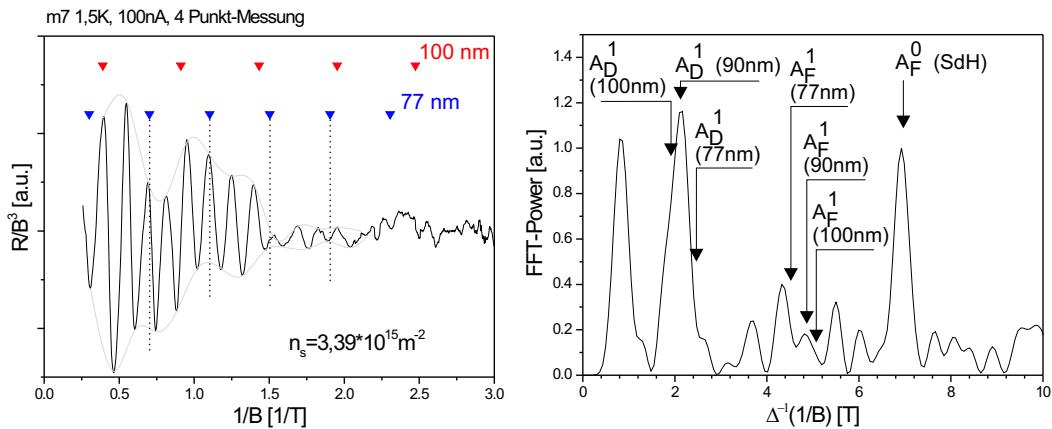


Abbildung 8.8: Skalierter Längswiderstand und zugehöriges Fourierspektrum einer 4-Punkt-Messung mit Strom über die äußeren Kontakte und Spannungsabgriff über die inneren Kontakte. Hier sind sowohl Hinweise auf eine Modulation mit etwa 100 nm als auch mit 77 nm vorhanden.

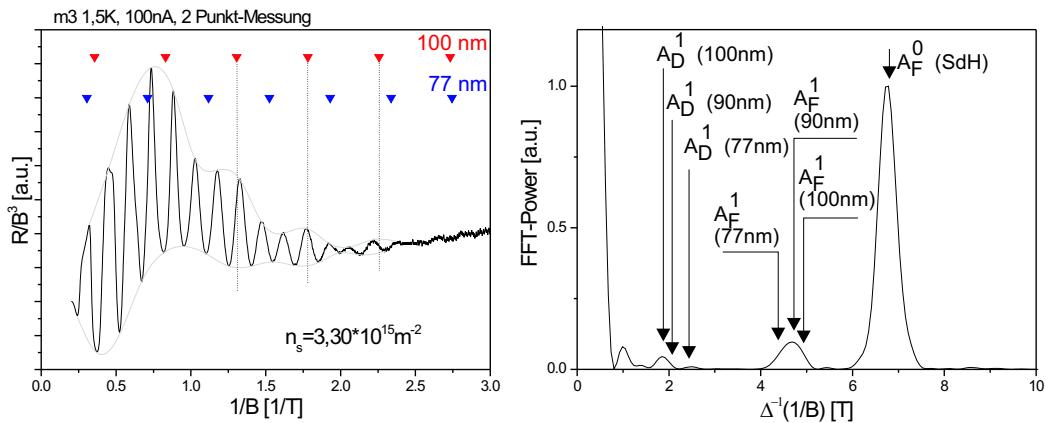


Abbildung 8.9: Skalierter Längswiderstand und zugehöriges Fourierspektrum einer 2-Punkt-Messung von der vorderen zur hinteren Kontaktsschicht in einem Bereich ohne oxidiertes Gitter. Im Längswiderstand befinden sich an den Positionen der Flachbandbedingung für 100 nm (rote Dreiecke) Maxima in der Modulation der SdH-Amplitude. Auch im Fourierspektrum dominieren Frequenzen, die einer Gittermodulation mit einer Periode von 100 nm zugeordnet werden können.

(siehe Kap. 5.2). Auf der Spaltkante wurde ein 20 nm breiter Quantentrog gewachsen, das 2DEG liegt wieder 50 nm unter der Oberfläche (siehe Kap. 5.3). Als nächster Schritt wurde mit dem AFM auf der überwachsenen Spaltkante ein Gitter mit 145 nm Periode oxidiert. Schließlich wurde ebenfalls mit der Methode der lokalen Oxidation eine Hallbar auf der Spaltfläche strukturiert. In Magnetotransportmessungen bei etwa 20–50 mK konnte eine zweidimensionale Modulation des 2DEG nachgewiesen werden.

8.3.1 Gitteroxidation

Von den geplanten 100 Linien des oxidierten Gitters wurden etwa 60 Linien durchgängig geschrieben. Danach ist die AFM-Spitze während der Oxidation zu weit in die schon existierende Unterbrechung der oberen Kontaktsschicht gefahren. Dabei ist die Spitze offensichtlich beschädigt worden, so dass keine zuverlässige Oxidation mehr zustande kam. Ab hier sind nur noch vereinzelte Linien sichtbar (Abb. 8.10). Auf den ersten 60 Linien wurde eine mittlere Gitterperiode von etwa 145 nm bestimmt, die mittlere Linienhöhe beträgt etwa 1,5 nm.

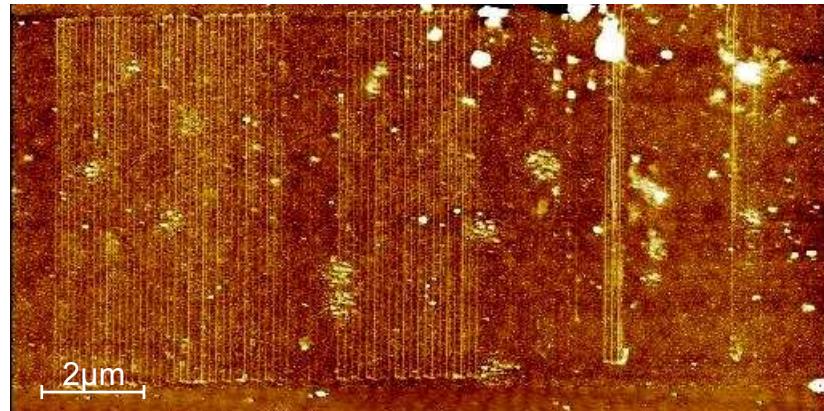


Abbildung 8.10: AFM-Aufnahme des Spaltflächengitters III. Von diesem oxidierten Gitter mit 145 nm Periode sind etwa 60 Linien durchgängig sichtbar (linker Bereich). Danach ist die Spitze von der geätzten Unterbrechung der oberen Kontaktsschicht beschädigt worden. Im oberen Bildrand ist schwarz die Unterbrechung sichtbar, die in der Nähe liegenden weißen Verunreinigungen könnten Teile der beschädigten Spitze sein, da sie vor dem Schreibvorgang nicht vorhanden waren.

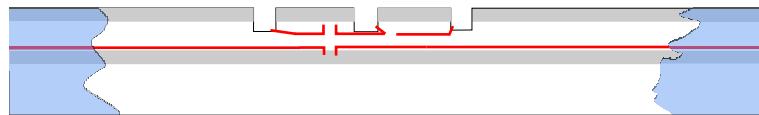


Abbildung 8.11: Schematische Darstellung der oxidierten Hallbar (nicht maßstabsgetreu). Die Oxidationslinien sind rot dargestellt, die Kontaktsschichten grau. An den Enden der Spaltfläche (blaue Bereiche) wurde nach der Oxidation versucht, die Oberfläche gezielt zu entfernen, da dort durch Verunreinigungen der Oberfläche keine ausreichende Oxidation mehr möglich war.

8.3.2 Herstellung der Hallbar

Auf die Spaltfläche wurde nach dem Schreiben des Gitters eine Hallbar oxidiert. Als größtes Problem erwies sich dabei die Trennung der beiden Kontaktsschichten. Dazu musste, wie in Abbildung 8.11 zu erkennen, eine isolierende Linie über die komplette Länge (1 mm) der Spaltfläche geschrieben werden.

Die Oxidation der Hallbar erfolgte in vielen Schritten, es wurde jeweils ein etwa 5 μm langes Liniensegment mehrfach übereinander geschrieben, um eine ausreichende Isolierung zu erlangen. Dadurch hat die entstandene Hallbar vor

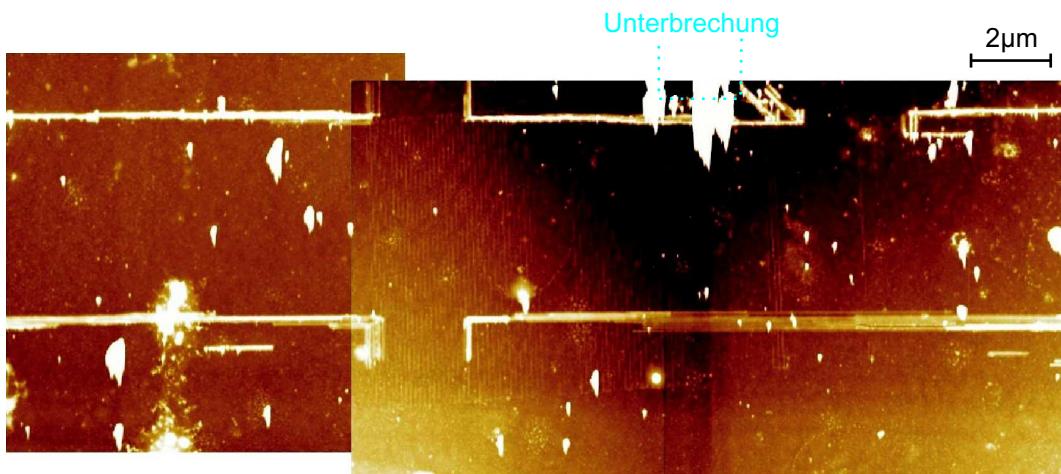


Abbildung 8.12: AFM-Aufnahmen der oxidierten Hallbar im Bereich des Gitters. Auf der Probenoberfläche befinden sich relativ viele Verunreinigungen, die die Oxidation erschweren. Am oberen Bildrand ist die Unterbrechung sichtbar, dort sind besonders viele Ablagerungen (weiße Bereiche) vorhanden.

allem im Bereich der Stromzuleitungen auch keinen glatten Rand. Die Höhe dieser oxidierten Linien beträgt etwa 9–20 nm. Da die Linien sehr breit sind, sollte dies ausreichend für eine Isolierung des 2DEG sein. Im Gitterbereich ist die Hallbar etwa 5 μm breit, die Länge zwischen den Kontakten beträgt 8,9 μm . Die oxidierten Kontakte sind 2,5–2,6 μm breit (Abb. 8.12).

Insgesamt erwies sich die Methode, die Hallbar komplett zu oxidiieren, als nicht praktikabel, da sie viel zu zeitaufwändig ist. Außerdem kann eine Isolation der Hallbar nicht vollständig garantiert werden. Gerade in Bereichen, in denen die Spaltfläche starke Verunreinigungen aufweist, kann keine durchgängige Linie oxidiert werden. Aus diesem Grund wurden nach der Oxidation die Bereiche an den Enden der Spaltfläche vorsichtig mit einem Skalpell weggekratzt. Dabei kann die Probe leicht komplett zerstört werden.

Andererseits bietet die Oxidation der Hallbar auch Vorteile. Zum einen wird die Spaltfläche vor der Gitteroxidation nicht durch Lithographieschritte verunreinigt, was die Oxidation des Gitters wesentlich erleichtert. Zum anderen kann die Größe der Hallbar sehr flexibel dem Gitter angepasst werden, so dass die Oxidation eines relativ kleinen Gitters (ca. 100 Linien) ausreicht.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass es am günstigsten ist, zuerst das Gitter auf die relativ saubere Spaltfläche zu schreiben. Um die Hallbar zu erzeugen, erscheint eine Kombination aus AFM-Strukturierung und

konventioneller Strukturierung sinnvoll. Dabei können große Teile der Spaltfläche weggeätzt werden, so dass nur noch ein kleiner Bereich mit dem AFM strukturiert werden muss. Dies konnte jedoch wegen technischer Probleme nicht mehr realisiert werden.

8.3.3 Magnetotransportmessungen

An der Probe wurden Magnetotransportmessungen bei 1,5 K und bei 20–50 mK im Mischkryostat durchgeführt. Zuerst wurde bei 1,5 K durch sukzessives Belichten bzw. permanentes Beleuchten die Ladungsträgerdichte variiert. Die unbelichtete Probe zeigt keine Shubnikov-de Haas-Oszillationen. Durch Vorbelichten kann eine Ladungsträgerdichte von bis zu etwa $2,5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ erreicht werden. Durch permanentes Belichten sind Ladungsträgerdichten bis zu $3,5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ möglich. Bei 1,5 K sind offensichtlich die Oxidlinien noch nicht ausreichend isolierend, da keine getrennte Messung der Längs- und Hall-Spannung möglich ist. Daher ist auch die Bestimmung der Beweglichkeit nicht möglich. Jedoch sind auch hier schon leichte Kommensurabilitätsoszillationen sichtbar, die einer Periode von 80 nm zuzuordnen sind (siehe Abbildung 8.13). Dies deutet schon auf eine zweidimensionale Modulation hin. Eindeutige Kommensurabilitätsoszillationen bei 100 nm oder 145 nm sind nicht erkennbar.

Messungen im mK-Bereich

Die Magnetotransportmessungen im mK-Bereich erfolgten in mehreren Serien. Dabei wurde die Ladungsträgerdichte variiert. Die Probe wurde dazu kurz belichtet (0,5–3 s) und nach einer Wartezeit von 20 Minuten vermessen. Danach erfolgte der nächste Beleuchtungsschritt. Mit dieser Methode wurde die Ladungsträgerdichte von einer Messung zur nächsten in kleinen Schritten erhöht, bis eine Sättigung der Ladungsträgerdichte erreicht wurde. Eine weitere Erhöhung der Ladungsträgerdichte konnte erzielt werden, indem die Probe mit unterschiedlichem Diodenstrom permanent belichtet wurde. Auf diese Art und Weise wurde zwei Mal die Elektronendichte auf bis zu $2,5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ erhöht, und es wurden Magnetotransportmessungen durchgeführt. Die Beweglichkeit des modulierten 2DEG stieg dabei von etwa $18000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ bei den niedrigsten Ladungsträgerdichten von $1,45 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ auf $150000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ bei $n_s = 2,5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ an.

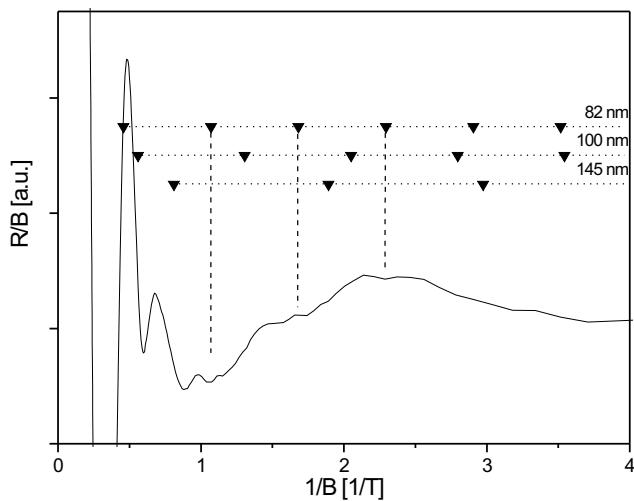


Abbildung 8.13: Skalierter Längswiderstand bei $1,5 \text{ K}$ und einer Ladungsträgerdichte von $1,65 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Die Minima der Kommensurabilitätsoszillationen können einer Flachbandbedingung für 82 nm zugeordnet werden. Das entspricht im Impulsraum der Diagonalen aus 100 nm und 145 nm . Damit deuten die Ergebnisse auf eine zweidimensionale Modulation hin.

Unterschied up-down-sweep und Korrektur

Die Magnetotransportmessungen wurden immer abwechselnd bei steigendem und bei fallendem Magnetfeld durchgeführt. Bei der Auswertung der SdH-Oszillationen ist ein deutlicher Unterschied in den Ladungsträgerdichten zwischen den Messkurven bei steigendem Magnetfeld (up-sweeps) und bei fallendem Magnetfeld (down-sweeps) zu erkennen. Eine mögliche Ursache dafür könnte eine nicht ausreichende Relaxierung des Elektronensystems sein, obwohl nach den Belichtungsschritten je 20 Minuten bis zum Start der Messung gewartet wurde. Dies kann jedoch nicht die Ladungsträgerunterschiede bei den permanent belichteten Messungen erklären. Eine einfache Erklärung für diesen Unterschied liefert ein Offset in der Magnetfeldmessung am Kryostaten, der bei sinkendem Magnetfeld etwa 40 mT beträgt [Vog07]. Bei steigendem Magnetfeld ist kein Offset vorhanden. Werden die Messkurven mit diesem Offset korrigiert, so verschwindet der Ladungsträgerunterschied bei den Messungen mit permanenter Belichtung vollständig. Die Differenz bei den Messungen mit kurzen Belichtungsschritten kann bis auf einen kleinen Wert reduziert werden (Abbildung 8.14). Dieser minimale Unterschied ist weiterhin auf ein nicht relaxiertes Elektronensystem zurückzuführen.

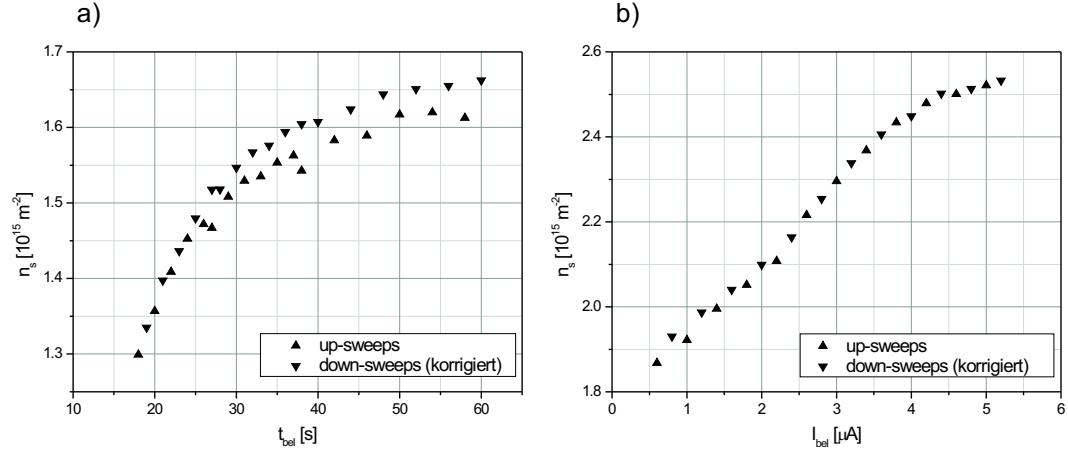


Abbildung 8.14: Beispiel für die Variation der Ladungsträgerdichte bei a) kurzzeitiger Belichtung in Abhängigkeit von der Belichtungsdauer und b) bei permanenter Belichtung in Abhängigkeit vom Leuchtdiodenstrom. Bei den down-sweeps wurde der Magnetfeldoffset bereits korrigiert.

Auswertung

Bei der Auswertung wurde zunächst für die Messungen bei sinkendem Magnetfeld der Magnetfeldoffset um 40 mT korrigiert. Die weitere Auswertung erfolgte für alle Messungen identisch. Zuerst werden die Rohdaten gegen $1/B$ aufgetragen und der Bereich von $1/B = 0,14 \text{ T}^{-1}$ bis $1/B = 4,94 \text{ T}^{-1}$ auf 3000 Punkte interpoliert. Die Messwerte werden mit $1/B^2$ skaliert, um Oszillationen im Bereich kleiner Magnetfelder gegenüber den stark dominanten SdH-Oszillationen zu verstärken. Der Datensatz wird mit einem Polynom 4. Ordnung angefittet und dieses abgezogen. Dies ist notwendig, damit die Messkurve für die folgende Fouriertransformation um Null oszilliert. In mehreren Tests wurde festgestellt, dass bei Polynomen bis etwa 8. Ordnung noch kein unerwünschter Einfluss auf die Frequenzen der Fouriertransformation stattfindet. Anschließend wird die Messkurve leicht geglättet, indem über je 15 benachbarte Punkte gemittelt wird. Die entstandene Kurve wird mit Nullen auf 8192 Punkte erweitert, was etwa einem Bereich bis $1/B = 20 \text{ T}^{-1}$ entspricht. Davon wird eine FFT mit einer Hanning-Funktion (Glockenkurve) als Fensterfunktion erzeugt und gleichzeitig eine FFT ohne Fensterfunktion. Die Hanning-Funktion hat den Vorteil, dass viele Störungen aufgrund der steilen Flanken bei kleinen $1/B$ -Werten verschwinden, jedoch werden auch die Information aus dem Bereich der SdH-

Oszillationen vollständig unterdrückt. Deshalb wurden zur Auswertung der Frequenzen prinzipiell beide FFT-Varianten verglichen. Deutlich sichtbare Frequenzen wurden gegen die jeweilige Ladungsträgerdichte aufgetragen.

Ergebnisse

Beim Vergleich der Auswertungen der up-sweeps und der korrigierten down-sweeps ergab sich kein wesentlicher Unterschied in den Ergebnissen, wohingegen die unkorrigierten down-sweeps ein deutlich unterschiedliches Spektrum zeigen. Daher kann angenommen werden, dass der Ladungsträgeroffset zwischen up- und down-sweeps tatsächlich ein Messartefakt darstellt und die Korrektur zu Recht erfolgte.

Die Frequenzen, die man aus den Fourierspektren erhält, wurden mit den berechneten Kurven für verschiedene Fermi-Flächen für $a_y = 100 \text{ nm}$, $a_x = 145 \text{ nm}$ und $a_{xy} = 82 \text{ nm}$ verglichen. $a_{xy} = 82 \text{ nm}$ ist dabei $(\frac{1}{a_x^2} + \frac{1}{a_y^2})^{-\frac{1}{2}}$, was der Diagonalen im Gitter im Impulsraum entspricht. Ebenso wurden wesentliche, zu Fermi-Flächen gehörende Frequenzen, welche aus der zweidimensionalen Modulation entstehen, als Vergleichswerte berechnet (Abbildung 8.15).

Es ist eine sehr starke Streuung der Messpunkte festzustellen. Zusätzlich sind die Fehler bei der Bestimmung der Frequenzen und der Ladungsträgerdichten relativ hoch. Dennoch ist deutlich zu erkennen, dass die Frequenzen nicht zufällig verteilt sind. Es sind deutliche Anhäufungen der gemessenen Frequenzen zu erkennen. Vor allem im Bereich kleinerer Ladungsträgerdichten, die durch wiederholtes kurzzeitiges Belichten variiert wurden, bilden die einge tragenen Punkte, die jeweils einem beobachteten Frequenzpeak entsprechen, markante Spuren. Diese können den Fermi-Flächen, die aus der Modulation des 2DEG entstehen, zugeordnet werden.

Im Bereich höherer Ladungsträgerdichten, die durch permanentes Belichten mit unterschiedlichem Leuchtdiodenstrom eingestellt wurden, erscheinen die Messpunkte zufälliger verteilt. Jedoch kann man auch hier die Frequenzen den Fermi-Flächen zuordnen.

Ein Teil der gemessenen Frequenzen liegt im Bereich der Fermi-Flächen für eindimensionale Modulation mit den Gitterkonstanten $a_y = 100 \text{ nm}$ und $a_x = 145 \text{ nm}$, was dem gewachsenen Übergitter und dem oxidierten Oberflächengitter entspricht. Zusätzlich kann eine Modulation mit

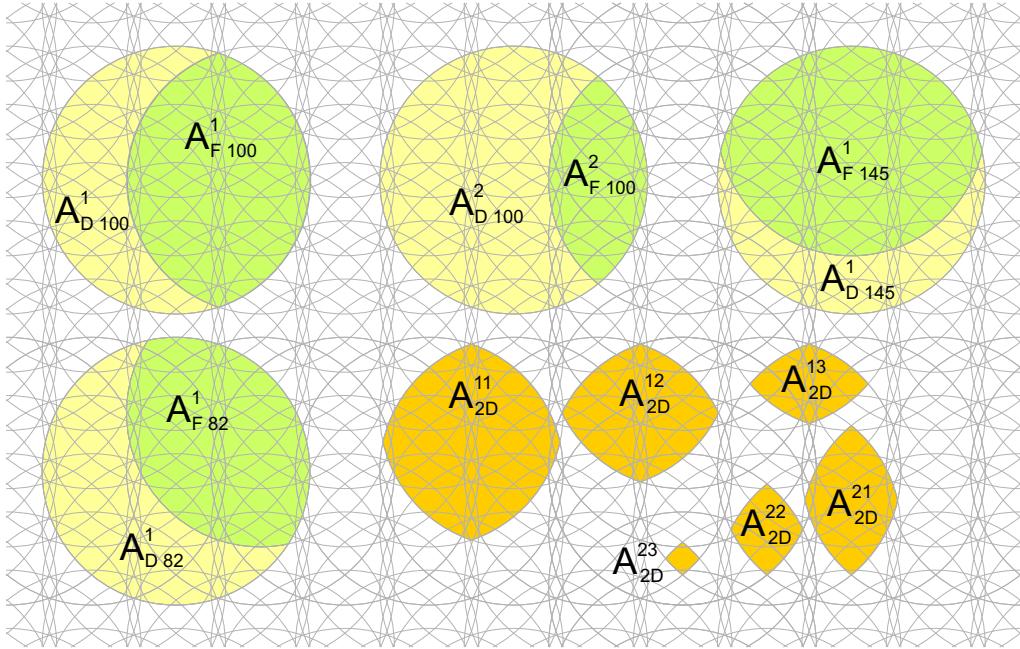


Abbildung 8.15: Graphische Konstruktion der Fermi-Schnittfläche und mögliche geschlossene Elektronentrajektorien für ein zweidimensionales Gitter mit $a_x = 145 \text{ nm}$ und $a_y = 100 \text{ nm}$ und für eine Ladungsträgerdichte von etwa $1,6 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$, was einer Fermi-Energie von $5,7 \text{ meV}$ entspricht. Mögliche Energielücken sind nicht dargestellt.

$a_{xy} = 82 \text{ nm} = (\frac{1}{a_x^2} + \frac{1}{a_y^2})^{-\frac{1}{2}}$ festgestellt werden. Dies ist ein deutlicher Hinweis, dass sich tatsächlich ein zweidimensional moduliertes Elektronengas ausgebildet hat, da dies Fermi-Flächen entspricht, die sich diagonal im Gitter ausbilden (siehe Abbildung 8.15).

Ebenso können Frequenzen beobachtet werden, die geschlossenen Trajektorien im zweidimensionalen Gitter entsprechen. Einige dieser möglichen Elektronenbahnen sind in Abbildung 8.15 eingezeichnet. Ob diese Trajektorien tatsächlich existieren und wie häufig sie durchlaufen werden, liegt unter anderem daran, wo sich Energielücken öffnen und mit welcher Wahrscheinlichkeit diese durchtunnelt werden. Genauere Modellrechnungen dazu und mögliche Fermi-Schnittflächen mit Energielücken sind bei [Ler06] beschrieben. Teilweise liegen die Verläufe verschiedener Fermi-Flächen dicht beieinander, so dass nicht entschieden werden kann, welcher Trajektorie die gemessenen Frequenzen zuzuordnen sind.

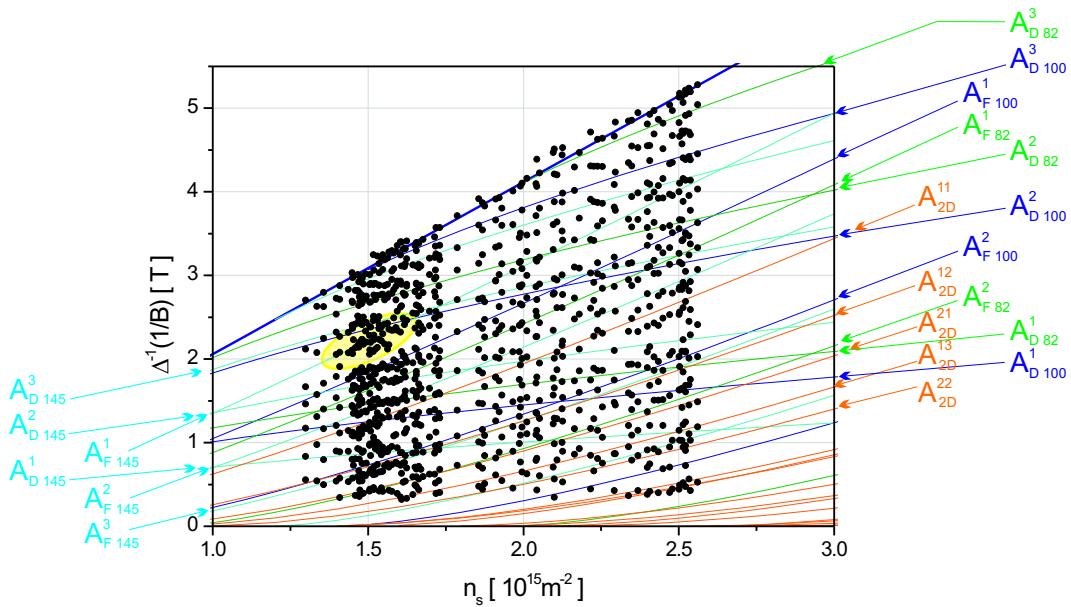


Abbildung 8.16: Hauptfrequenzen aus den Fourierspekturen aller Längsmessungen (up-sweeps und down-sweeps) bei 20 mK. Zusätzlich sind in Dunkelblau, Hellblau und Grün die theoretischen Frequenzverläufe für A_F^n und A_D^n von 145 nm, 100 nm und 82 nm eingezeichnet. In Orange sind mögliche Frequenzverläufe einer zweidimensionalen Modulation dargestellt. Deutlich sichtbar ist eine Häufung der gemessenen Frequenzpositionen entlang der berechneten Kurven, z.B. für A_{F145}^1 im Bereich der gelben Markierung.

Vergleich mit möglichen Trajektorien

Wie in Abbildung 8.15 dargestellt, entsprechen die Flächen A_F^n geschlossenen Elektronentrajektorien, die aus der Schnittfläche zweier ungestörter Fermi-Flächen A_F^0 gebildet werden. $A_D^n = A_F^0 - A_F^n$ bezeichnet die Differenzflächen. Die Schnittfläche von vier Fermi-Kreisen in k_x - und k_y -Richtung wird als A_{2D}^{nm} bezeichnet.

Für kleine Ladungsträgerdichten, etwa zwischen 1,4 und $1,7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, ist die Fläche für A_{F145}^1 deutlich zu erkennen (Abbildung 8.16, gelbe Markierung). Etwas weniger deutlich ist die Fläche A_{D145}^1 , die den normalen Kommensurabilitätsoszillationen für 145 nm entspricht. Ebenfalls deutlich ist A_{F145}^2 und A_{D145}^2 vorhanden. Auch zu A_{F145}^3 und A_{D145}^3 gehörige Frequenzen werden gemessen, diese liegen jedoch auch sehr nahe an A_{F100}^2 und A_{2D}^{12} bzw. an A_{D100}^2 . Damit kann auf jeden Fall eine Modulation des Elektronengases durch das oxidierte Gitter bestätigt werden.

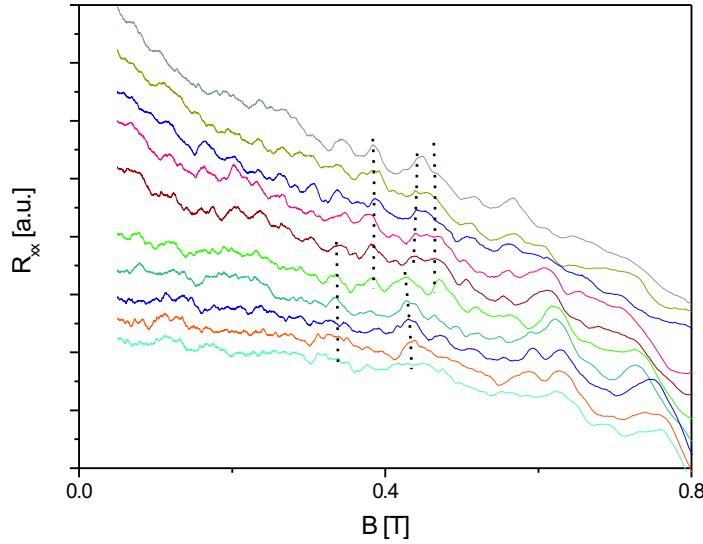


Abbildung 8.17: Messkurven des Längswiderstandes, nur up-sweeps, sukzessive vorbelichtet. Die Messkurven zeigen für kleine Magnetfelder vergleichbare Strukturen (einige Beispiele sind markiert), die nicht den SdH-Oszillationen entsprechen. Dies ist ein Hinweis darauf, dass hier ein Einfluss der Modulation messbar ist.

Ebenso vorhanden sind die Frequenzen für A_{F100}^1 und A_{D100}^1 , also liegt offenbar auch eine Modulation durch das gewachsene CEO-Übergitter vor. Die Fermi-Schnittflächen A_{F100}^2 und A_{D100}^2 können ebenfalls gemessenen Frequenzen zugeordnet werden.

Zusätzlich gemessen werden können A_{F82}^1 und A_{D82}^1 , was einer Modulation in xy -Richtung entspricht, die nur in einem zweidimensionalen Gitter auftreten kann. Von den weiteren Trajektorien, die bei einer zweidimensionalen Modulation auftreten können, ist in den gemessenen Frequenzen nur A_{2D}^{11} klar getrennt von anderen Trajektorien mit ähnlicher Fläche zu erkennen.

Insgesamt konnten vor allem bei kleinen Ladungsträgerdichten überraschend viele Frequenzen der Modulation zugeordnet werden. Bei den einzelnen Messungen streuen die Werte zwar stark, durch die Auswertung sehr vieler Messkurven wird jedoch eine Häufung der Messpunkte entlang der berechneten Kurven deutlich.

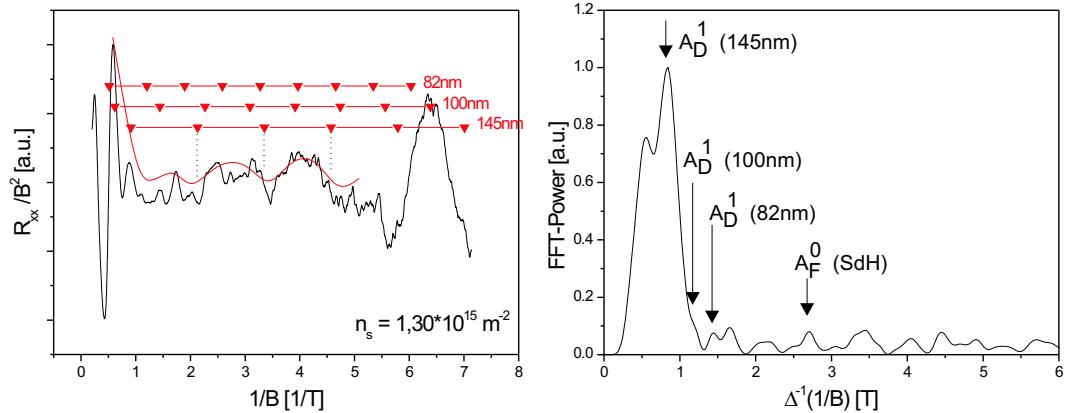


Abbildung 8.18: Skalierte Längsmessung bei $n_s = 1,30 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. In dieser Messung ist eine Dominanz der 145 nm-Modulation zu erkennen.

Auswertung einzelner Messkurven

Die sukzessive vorbelichteten Messungen zeigen für Magnetfelder vor dem Einsetzen der deutlichen SdH-Oszillationen einen ähnlichen Kurvenverlauf. Das Rauschen ist relativ gering, es sind deutliche, kleine Minima- und Maxima-Strukturen zu erkennen. Wie in Abbildung 8.17 zu erkennen ist, zeigen diese kleinen Strukturen einen ähnlichen Verlauf für alle Messkurven, was eine weitere Bestätigung dafür ist, dass ein Einfluss der Strukturierung messbar ist.

Im Gegensatz dazu sind die Messungen mit permanenter Belichtung im Bereich kleiner Magnetfelder stark verrauscht. Hier ist keine Ähnlichkeit zwischen den einzelnen Messungen mehr zu erkennen.

In den quadratisch überhöhten Messkurven lassen sich teilweise Minima bzw. Maxima an den Positionen der Flachbandbedingungen für 145 nm, 100 nm bzw. 82 nm feststellen. Eine eindeutige Entwicklung mit der Ladungsträgerdichte ist dabei jedoch nicht erkennbar.

Zusammenfassung der mK-Messungen

Die Längsmessungen zeigen, dass bei dieser Probe tatsächlich eine zweidimensionale Modulation vorliegt. Es wurden Kommensurabilitätsoszillationen gemessen, die der Diagonalen der einzelnen Modulationspotentiale im Impulsraum entsprechen [Cho01]. Zusätzlich sind in den Fourierspektren der Längsmessungen Hinweise auf Elektronentrajektorien eines zweidimensionalen

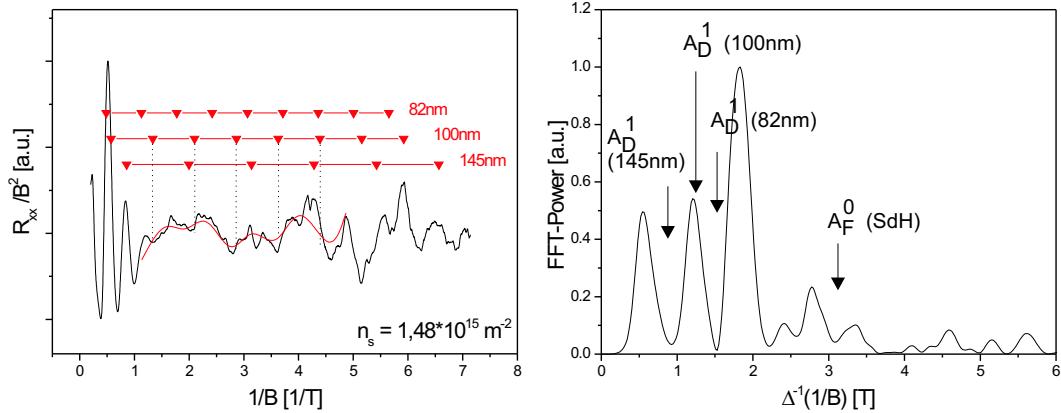


Abbildung 8.19: Skalierte Längsmessung bei $n_s = 1,48 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. In dieser Messung ist eine Dominanz der 100 nm Modulation zu erkennen.

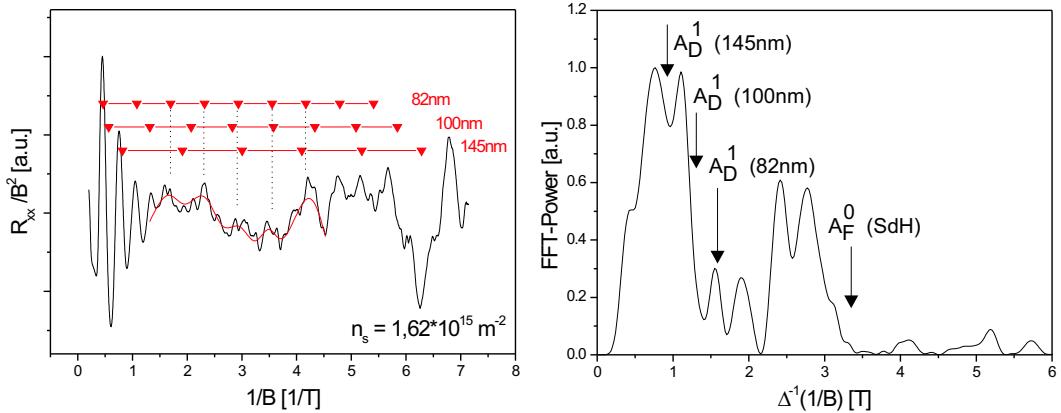


Abbildung 8.20: Skalierte Längsmessung bei $n_s = 1,62 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. In dieser Messung ist eine Dominanz der 82 nm Modulation zu erkennen, wobei sich bei den Positionen der Flachbandbedingung Maxima befinden.

Gitters erkennbar. Ein positiver Magnetowiderstand ist in den Längsmessungen des zweidimensional modulierten Elektronengases nicht vorhanden. Aufgrund der geringen Beweglichkeit ist es nicht möglich, eine deutliche Erhöhung oder Unterdrückung einzelner Kommensurabilitätsmaxima, wie bei [Ger01] und [Gei05] beschrieben, zu identifizieren. Ebenso ist die Beobachtung einer Aufspaltung der Subbänder wie beim Hofstadter-Schmetterling bei diesen Beweglichkeiten ausgeschlossen.

Kapitel 9

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde ein zweidimensional moduliertes Elektronengas auf der (110)-Spaltfläche einer GaAs/AlGaAs-Heterostruktur hergestellt und mit Magnetotransportmessungen nachgewiesen.

Die zweidimensionale Modulation wurde dabei durch Kombination zweier unterschiedlicher Methoden hergestellt. Die Modulation parallel zur Längsrichtung der Proben wurde durch ein GaAs/AlGaAs-Übergitter in einem ersten (001)-Wachstumsschritt erzeugt [Deu01a]. Senkrecht dazu wurde mit der Spitze eines Rasterkraftmikroskops ein weiteres Gitter durch lokale anodische Oxidation auf der überwachsenen (110)-Spaltfläche geschrieben. Das zweidimensionale Elektronengas auf der Spaltfläche wurde dadurch in beiden Raumrichtungen schwach moduliert. Diese Proben wurden so präpariert, dass eine echte Vierpunktmeßung auf der Spaltfläche möglich war.

Bei der Herstellung dieser Proben mussten einige Arbeitsschritte und Methoden neu entwickelt bzw. für diese Arbeit optimiert werden.

Das zweidimensionale Elektronengas auf der (110)-Spaltfläche durfte nur etwa 50 nm tief liegen, da sonst keine Verarmung des 2DEG durch die Oxidation möglich war. Dazu wurde eine neue Heterostruktur auf GaAs(110) entwickelt, da hier bisher noch keine so flachen 2DEGs existierten. Um eine ausreichend hohe Dotierung zu erzeugen und trotzdem eine akzeptable Beweglichkeit zu erreichen, wurden mehrere aufeinanderfolgende Delta-Dotierungen verwendet. Damit konnte eine Beweglichkeit von fast $1 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ erreicht werden.

Für die Gitterstrukturierung wurde ein bereits vorhandenes AFM so erweitert, dass die lokale anodische Oxidation der GaAs-Oberfläche mit der AFM-Spitze möglich wurde. Je nach Höhe der erzeugten Oxidlinien konnte das

unter der Oberfläche liegende 2DEG entweder schwach moduliert oder auch vollständig verarmt werden. Die Höhe der Oxidlinien wird dabei hauptsächlich durch die zwischen Spitze und Probe angelegte Spannung bzw. den dort fließenden Strom geregelt. Mit dieser Methode wurden 2DEGs auf (001)- und (110)-Wafermaterial mit verschiedenen oxidierten Gittern moduliert. Die Modulation wurde durch die Messung der Kommensurabilitätsoszillationen eindeutig nachgewiesen.

Des Weiteren wurde in Zusammenarbeit mit M. Lermer [Ler06] eine Methode entwickelt, auf der Spaltfläche mit Elektronenstrahllithographie ein Hallbar zu erzeugen, um dort Hall- und Längsmessungen durchzuführen. Die Hallbar wurde über sogenannte hochdotierte Fingerkontakte von der (001)-Fläche kontaktiert. Ebenso wurde im Rahmen dieser Arbeit eine oxidierte Hallbar auf der Spaltfläche erzeugt, und es wurden daran Magnetotransportmessungen durchgeführt.

Durch die Kombination dieser einzelnen Arbeitsschritte war es schließlich möglich, auf den Spaltflächen einer GaAs-Heterostruktur zweidimensional modulierte flache 2DEGs zu erzeugen und daran Magnetotransportmessungen durchzuführen. Vor allem an einer Probe mit oxidiertem Hallbar erfolgten ausführliche Messungen im mK-Bereich bei verschiedenen Ladungsträgerdichten. Dabei konnte die Minibandstruktur des zweidimensionalen Gitters teilweise aufgelöst werden. Vor allem mit Hilfe des Fourierspektrums der einzelnen Messungen konnten Oszillationen nachgewiesen werden, die Elektronentrajektorien entsprechen, die nur bei einer zweidimensionalen Modulation auftreten können. Damit konnte die erfolgreiche zweidimensionale Modulation auf der Spaltfläche eindeutig nachgewiesen werden.

Insgesamt erwiesen sich die verwendeten Methoden durchaus als geeignet, Spaltflächen zu strukturieren. Jedoch wurden dabei viele Verbesserungsmöglichkeiten deutlich.

Obwohl manche flachen Elektronengase auf der Spaltfläche in Testmessungen sehr gute Beweglichkeiten von fast $1 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ aufwiesen, waren diese Werte auch bei nominell identischen Wachstumsbedingungen nicht immer reproduzierbar. Zusätzlich wurde die Beweglichkeit der 2DEGs durch die Strukturierung oft stark reduziert. Um auch auf der Spaltfläche mehr Effekte der zweidimensionalen Modulation auflösen zu können, wäre eine deutlich höhere Beweglichkeit wünschenswert.

Es zeigte sich, dass die lokale anodische Oxidation eine geeignete Methode ist, Spaltflächen zu strukturieren. Der große Vorteile dabei ist die hohe Flexibilität in der Strukturierung, sowohl im Hinblick auf die Form und Richtung der Oxidlinien, als auch im Hinblick auf die Modulationsstärke. Auch ist diese Methode mit einem eher geringen technischen Aufwand verbunden, verglichen mit anderen Strukturierungsvarianten wie zum Beispiel der Photolithographie auf Spaltflächen. Als weniger günstig erwies sich in dieser Arbeit, dass die Oxidation bei sehr großen Strukturen, also z.B. bei Gittern mit Gesamtlinienglängen von mehreren hundert Mikrometern nicht immer konstant ist und oft Schwankungen in der Linienhöhe auftreten. Die lokale Oxidation sollte jedoch hervorragend geeignet sein, um kleinere Strukturen, beispielsweise Ketten aus Quantenpunkten oder modulierte Quantendrähte, auf der Spaltfläche herzustellen.

Bei der Erzeugung von Hallbarstrukturen auf der Spaltfläche hat sich die Methode der Kontaktierung über hochdotierte GaAs-Schichten, die in verschiedene Fingerkontakte strukturiert werden, gut bewährt. Die Strukturierung der Hallbar stellte eine größere Herausforderung dar, da bei der Belackung und beim reaktiven Ionenätzten ein negativer Einfluss auf die Beweglichkeit festgestellt wurde. Da diese Methode zudem technisch sehr aufwändig ist und meist eine stark verschmutzte Oberfläche hinterlässt, sollten in Zukunft auch andere Strukturierungsvarianten in Betracht gezogen werden, wie z.B. die Verwendung von verdampfbaren Lacken [Ler06]. Ebenso kann die Strukturierung mit dem AFM zumindest teilweise weiterhelfen. In dieser Arbeit wurde zum ersten Mal erfolgreich eine Hallbar auf der Spaltfläche oxidiert. Allerdings mussten dabei sehr große Flächen mit Oxidlinien getrennt werden, was sehr zeitaufwändig ist. Darüberhinaus besteht bei sehr langen Linien die Gefahr von Oxidationslücken. Am günstigsten erscheint daher eine Methode, bei der ein großer Teil des 2DEG auf der Spaltfläche durch Ätzen entfernt wird, so dass anschließend nur noch eine kleine 2DEG-Fläche mit dem AFM strukturiert werden muss. Damit steht für die Kontaktierung auf der Spaltfläche eine praktikable und flexible Strukturierungsmethode zur Verfügung.

Im Rahmen dieser Arbeit konnte zum ersten Mal ein zweidimensionales Elektronengas auf der Spaltfläche zweidimensional moduliert und die Modulation in Magnetotransportmessungen nachgewiesen werden. Dabei wurden Methoden und Arbeitsschritte entwickelt, die eine Vielzahl weiterer Strukturierungsvarianten und Transportexperimente auf der Spaltfläche ermöglichen.

Literaturverzeichnis

- [Aki04] H. Akiyama, M. Yoshita, L. N. Pfeiffer, K. W. West, *One-dimensional excitonic states and lasing in highly uniform quantum wires formed by cleaved-edge overgrowth with growth-interrupt annealing*, J. Phys.: Condens. Matter **16**, 3549 (2004)
- [Alb00] C. Albrecht, *Quantenmechanische Transporteffekte in kurz-periodischen lateralen Übergittern*, Dissertation, Universität Stuttgart (2000)
- [Alb01] C. Albrecht, J. H. Smet, K. von Klitzing, D. Weiss, V. Umansky, and H. Schweizer, *Evidence of Hofstadter's Fractal Energy Spectrum in the Quantized Hall Conductance*, Phys. Rev. Lett. **86**(1), 147 (2001).
- [And82] T. Ando, A. B. Fowler, F. Stern, *Electronic properties of two-dimensional systems*, Rev. Mod. Phys. **54**, 437 (1982)
- [Avo97] P. Avouris, T. Hertel, R. Martel, *Atomic force microscope tip-induced local oxidation of silicon: kinetics, mechanism, and nanofabrication*, Appl. Phys. Lett. **71**(2), 285 (1997)
- [Bee89] C. W. J. Beenakker, *Guiding-Center-Drift Resonance in a Periodically Modulated Two-Dimensional Electron Gas*, Phys. Rev. Lett. **62**(17), 2020 (1989)
- [Bet90] P. H. Beton, E. S. Alves, P. C. Main, L. Eaves, M. W. Dellow, M. Henini, O. H. Hughes, S. P. Beaumont, C. D. W. Wilkinson, *Magnetoresistance of a two-dimensional electron gas in a strong periodic potential*, Phys. Rev. B **42**(14), 9229 (1990)
- [Bet91] P. H. Beton, M. W. Dellow, P. C. Main, E. S. Alves, L. Eaves, S. P. Beaumont, C. D. W. Wilkinson, *Magnetic breakdown of a*

- two-dimensional electron gas in a periodic potential*, Phys. Rev. B **43**(12), 9980 (1991)
- [Bin82] G. Binnig, H. Rohrer, *Scanning Tunneling Microscopy*, Helv. Phys. Acta **55**, 726 (1982)
- [Bin86] G. Binnig, C. F. Quate, C. Gerberer, *Atomic Force Microscope*, Phys. Rev. Lett. **56**(9) , 930 (1986)
- [Cha88] D. J. Chadi, K. J. Chang, *Theory of the Atomic and Electronic Structure of DX Centers in GaAs and $Al_xGa_{1-x}As$ Alloys*, Phys. Rev. Lett. **61**(7), 873 (1988)
- [Cha89] D. J. Chadi, K. J. Chang, *Energetics of DX-center formation in GaAs and $Al_xGa_{1-x}As$ alloys*, Phys. Rev. B **39**(14), 10063 (1989)
- [Cho01] S. Chowdhury, E. Skuras, C. J. Emeleus, A. R. Long, J. H. Davies, G. Pennelli, C. R. Stanley, *Switching of guiding center-drift direction in asymmetric two-dimensional lateral surface superlattices*, Phys. Rev. B **63**, 153306 (2001)
- [Dag90] J. A. Dagata, J. Schneir, H. H. Harary, C. J. Evans, M. T. Postek, J. Bennet, *Modification of hydrogen-passivated silicon by scanning tunneling microscope operating in air*, Appl. Phys. Lett. **56**(20), 2001 (1990)
- [Dat97] S. Datta, *Electronic Transport in Mesoscopic Systems*, Cambridge University Press, (1997)
- [Deu01] R. A. Deutschmann, W. Wegscheider, M. Rother, M. Bichler, G. Abstreiter, *Quantum interference in artificial band structures*, Phys. Rev. Lett. **86**(9), 1857 (2001)
- [Deu01a] R. A. Deutschmann, *Two dimensional electron systems in atomically precise periodic potentials*, PH.D. Dissertation, University of Technology Munich (2001)
- [Dru00] P. Drude, *Zur Elektronentheorie der Metalle*, Ann. Phys. **1**, 566 und **3**, 369 (1900)

- [Ehe09] J. Ehehalt, *Optimierung und optische Eigenschaften von Quantenstrukturen hergestellt durch Überwachsen von Spaltflächen*, Dissertation, Universität Regensburg (2009)
- [Eig90] D. M. Eigler, E. K. Schweizer, *Positioning single atoms with a scanning tunnelling microscope*, Nature **344**, 524 (1990)
- [Fon98] P. A. Fontaine, E. Dubois, D. Stiévenard, *Characterization of scanning tunneling microscopy and atomic force microscopy-based techniques for nanolithography on hydrogen-passivated silicon*, Appl. Phys. Lett. **84**(4), 1776 (1998)
- [Fuh02] A. Fuhrer, A. Dorn, S. Lüscher, T. Heinzel, K. Ensslin, W. Wegscheider, M. Bichler, *Electronic properties of nanostructures defined in Ga[Al]As heterostructures by local oxidation*, Superlattices and Microstructures **31**(1), 19 (2002)
- [Gei04] M. C. Geisler, J. H. Smet, V. Umansky, K. von Klitzing, B. Naundorf, R. Ketzmerick, H. Schweizer, *Detection of a Landau Band-Coupling-Induced Rearrangement of the Hofstadter Butterfly*, Phys. Rev. Lett. **92**, 256801 (2004)
- [Gei05] M. C. Geisler, S. Chowdhury, J. H. Smet, L. Höppel, V. Umansky, R. R. Gerhardts, K. von Klitzing, *Experimental evidence for predicted magnetotransport anomalies in rectangular superlattices*, Phys. Rev. B **72**, 045320 (2005)
- [Ger75] R. R. Gerhardts, *Self-Consistent Transport Equations for the Electron-Impurity System in a Magnetic Field*, Z. Physik B **22**, 327 (1975)
- [Ger89] R. R. Gerhardts, D. Weiss, K. v. Klitzing, *Novel Magnetoresistance Oscillations in a Periodically Modulated Two-Dimensional Electron Gas*, Phys. Rev. Lett. **62**(10), 1173 (1989)
- [Ger90] R. R. Gerhardts, C. Zhang, *Quantum magneto-transport theory for two-dimensional electron systems with unidirectional periodic modulation*, Surf. Sci. **229**, 92 (1990)

- [Ger92] R. R. Gerhardts, *Quasiclassical calculation of magnetoresistance oscillations of a two-dimensional electron gas in an anharmonic lateral superlattice potential*, Phys. Rev. B **45**(7), 3449 (1992)
- [Ger01] R. R. Gerhardts, S. D. M. Zworschke, *Guiding-center picture of magnetoresistance oscillations in rectangular superlattices*, Phys. Rev. B **64**, 115322 (2001)
- [Gha94] S. K. Ghandhi, *Very large scale integration fabrication principles: Silicon and Gallium Arsenide*, Wiley, New York (1994)
- [Gie00] F. J. Giessibl, S. Hembacher, H. Bielefeldt, J. Mannhart, *Subatomic Features on the Silicon (111)-(7×7) Surface Observed by Atomic Force Microscopy*, Science **289**, 422 (2000)
- [Hel97] R. Held, T. Heinzel, P. Studerus, K. Ensslin, M. Holland, *Semiconductor quantum point contact fabricated by lithography with an atomic force microscope*, Appl. Phys. Lett. **71**(18), 2689 (1997)
- [Hel98] R. Held, T. Vancura, T. Heinzel, K. Ensslin, M. Holland, W. Wegscheider, *In-plane gates and nanostructures fabricated by direct oxidation of semiconductor heterostructures with an atomic force microscope*, Appl. Phys. Lett. **73**(2), 262 (1998)
- [Hel99] R. Held, S. Lüscher, T. Heinzel, K. Ensslin, W. Wegscheider, *Fabricating tunable semiconductor devices with an atomic force microscope*, Appl. Phys. Lett. **75**(8), 1134 (1999)
- [Hof76] R. D. Hofstadter, *Energy levels and wave function of Bloch electrons in rational and irrational magnetic fields*, Phys. Rev. B **14**(6), 2239 (1976)
- [Irm97] B. Irmer, M. Kehrle, H. Lorenz, J. P. Kotthaus, *Fabrication of Ti/TiO_x tunneling barriers by tapping mode atomic force microscopy induced local oxidation*, Appl. Phys. Lett. **71**(12), 1733 (1997)
- [Ish95] M. Ishii, K. Matsumoto, *Control of Current in 2DEG Channel by Oxide Wire Formed Using AFM*, Jpn. J. Appl. Phys. **34**, 1329 (1995)
- [Ish03] A. Ishii, T. Aisaka, J.-W. Oh, M. Yoshita, H. Akiyama, *Low and anisotropic barrier energy for adatom migration on a GaAs (100)*

- surface studied by first-principles calculations*, Appl. Phys. Lett. **83**(20), 4187 (2003)
- [Jin92] X. Jin, W. N. Unertl, *Submicrometer modification of polymer surfaces with a surface force microscope*, Appl. Phys. Lett. **61**(6), 657 (1992)
- [Key00] U. F. Keyser, H. W. Schumacher, U. Zeitler, R. J. Haug, K. Eberl, *Fabrication of a single-electron transistor by current-controlled local oxidation of a two-dimensional electron system*, Appl. Phys. Lett. **76**, 457 (2000)
- [Kli80] K. v. Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper, *New Method for High-Accuracy Determination of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Hall Resistance*, Phys. Rev. Lett. **45**(6), 494 (1980)
- [Lan69] D. Langbein, *The Tight-Binding and the Nearly-Free-Elektron Approach to Lattice Electrons in External Magnetic Fields*, Phys. Rev. **180**(3), 633 (1969)
- [Lan76] L. D. Landau, E. M. Lifschitz, *Course of Theoretical Physics V*, Pergamon Press, Oxford (1976)
- [Ler06] M. Lermer, *Transportuntersuchungen an strukturierten Halbleiterheterostrukturspaltkanten*, Dissertation, Universität Regensburg (2006)
- [Lyd94] J. W. Lyding, T.-C. Shen, J. S. Hubacek, J. R. Tucker, G. C. Abeln, *Nanoscale patterning and oxidation of H-passivated Si(100)-2x1 surfaces with an ultrahigh vacuum scanning tunneling microscope*, Appl. Phys. Lett. **64**(15), 2010 (1994)
- [Mat95] K. Matsumoto, S. Takahashi, M. Ishii, M. Hoshi, A. Kurokawa, S. Ichimura, A. Ando, *Application of STM Nanometer-Size Oxidation Process to Planar-Type MIM Diode*, Jpn. J. Appl. Phys. **34**, 1387 (1995)
- [Men98] R. Menne, R. R. Gerhardts, *Magnetoresistance of a two-dimensional electron gas with spatially periodic lateral modulations: Exact consequences of Boltzmann's equation*, Phys. Rev. B **57**(3), 1707 (1998)

- [Mit05] Ch. Mitzkus, *Transportuntersuchungen an dichtemodulierten zweidimensionalen Elektronensystemen*, Dissertation, Universität Regensburg (2005)
- [MM97] *MultiMode SPM Instruction Manual*, (Digital Instruments, Santa Barbara, 1997)
- [Moo90] P. M. Mooney, *Deep donor levels (DX centers) in III-V semiconductors*, J. Appl. Phys. **67**(3), R1 (1990)
- [Nem07] N. Nemec, *Quantum Transport in Carbon-based Nanostructures*, Dissertation, Universität Regensburg (2007)
- [Pfa92] D. Pfannkuche, R. R. Gerhardts, *Theory of magnetotransport in two-dimensional electron systems subjected to weak two-dimensional superlattice potentials*, Phys. Rev. B **46**(19), 12606 (1992)
- [Pfe90] L. Pfeiffer, K. W. West, H. L. Stormer, J. P. Eisenstein, K. W. Baldwin, D. Gershoni, J. Spector, *Formation of a high quality two-dimensional electron gas on cleaved GaAs*, Appl. Phys. Lett. **56**(17), 1697 (1990)
- [Rei05] M. Reinwald, *Herstellung und Charakterisierung von ferromagnetischen GaMnAs auf der GaAs (001)- und (311)A-Oberfläche*, Dissertation, Universität Regensburg (2005)
- [Rot99] M. Rother, *AQUILA-computer program for self-consistent calculation of semiconductor nanostructures*, Technische Universität München, Walter Schottky Institut (1999)
- [Sch96] T. Schlösser, K. Ensslin, J. P. Kotthaus, M. Holland, *Internal structure of a Landau band induced by a lateral superlattice: a glimpse of Hofstadter's butterfly*, Europhys. Lett. **33**(9), 683 (1996)
- [Sch85] E. F. Schubert, J. Knecht, K. Ploog, *Transient and persistent photoconductivity in n-Al_xGa_{1-x}As and selectively doped n-Al_xGa_{1-x}As/GaAs heterostructures*, J. Phys. C: Solid State Phys. **18**, L215 (1985)

- [Sch00] H. W. Schumacher, *Nanostrukturierung mit dem Rasterkraftmikroskop: Vom zweidimensionalen Elektronengas zum Einzelelektronentransistor*, Dissertation, Universität Hannover (2000)
- [Sch05] R. Schuster, *Hochortsauflöste optische Spektroskopie an niedrigdimensionalen Halbleiterstrukturen*, Dissertation, Universität Regensburg (2005)
- [Son94] H. J. Song, M. J. Rack, K. Abugharbieh, S. Y. Lee, V. Khan, D. K. Ferry, D. R. Allee, *25 nm chromium oxide lines by scanning tunneling lithography in air*, J. Vac. Sci. Technol. B **12**(6), 3720 (1994)
- [Spr97] D. Springsguth, R. Ketzmerick, T. Geisel, *Hall conductance of Bloch electrons in a magnetic field*, Phys. Rev. B **56**(4), 2036 (1997)
- [Sug93] H. Sugimura, T. Uchida, N. Kitamura, H. Masuhara, *Tip-induced anodization of titanium surfaces by scanning tunneling microscopy: A humidity effect on nanolithography*, Appl. Phys. Lett. **63**(9), 1288 (1993)
- [Sug94] H. Sugimura, T. Uchida, N. Kitamura, H. Masuhara, *Scanning tunneling microscope tip-induced anodization of titanium: Characterization of the modified surface and application to the metal resist process for nanolithography*, J. Vac. Sci. Technol. B **12**(5), 2884 (1994)
- [Tho82] D. J. Thouless, M. Kohomoto, M. P. Nightingale, M. den Nijs, *Quantized Hall Conductance in a Two-Dimensional Periodic Potential*, Phys. Rev. Lett. **49**(6), 405 (1982)
- [Tsu82] D. C. Tsui, H. L. Störmer, A. C. Gossard, *Two-Dimensional Magnetotransport in the Extreme Quantum Limit*, Phys. Rev. Lett **48**(22), 1558 (1982)
- [Vog07] Anton Vogl, mündliche Mitteilung (2007)
- [Weg97] W. Wegscheider, G. Schedelbeck, G. Abstreiter, M. Rother, M. Bichler, *Atomically Precise GaAs/AlGaAs Quantum Dots Fabricated by Twofold Cleaved Edge Overgrowth*, Phys. Rev. Lett. **79**(10), 1917 (1997)

- [Wei89] D. Weiss, K. von Klitzing, K. Ploog, G. Weimann, *Magnetoresistance Oscillations in a Two-Dimensional Electron Gas Induced by a Submicrometer Periodic Potential*, Europhys. Lett. **8**(2), 179 (1989)
- [Wei92] K. D. Weiss, *Kommensurabilitätseffekte in lateralen Übergittern*, Habilitationsschrift, Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, Stuttgart (1992)
- [Wie92] R. Wiesendanger, *Fabrication of nanometer structures using STM*, Appl. Surf. Sci. **54**, 271 (1992)
- [Win89] R. W. Winkler, J. P. Kotthaus, K. Ploog, *Landau-Band Conductivity in a Two-Dimensional Elektron System Modulated by an Artificial One-Dimensional Superlattice Potential*, Phys. Rev. Lett. **62**(10), 1177 (1989)
- [Yos01a] M. Yoshita, N. Kondo, H. Sakaki, M. Baba, H. Akiyama, *Large terrace formation and modulated electronic states in (110) GaAs quantum wells*, Phys. Rev. B **63**, 075305 (2001)
- [Yos01] M. Yoshita, H. Akiyama, L. N. Pfeiffer, K. W. West, *Formation of Flat Monolayer-Step-Free (110) GaAs Surfaces by Growth Interruption Annealing during Cleaved-Edge Epitaxial Overgrowth*, Jpn. J. Appl. Phys. **40**, L252 (2001)
- [Yos02] M. Yoshita, H. Akiyama, L. N. Pfeiffer, K. W. West, *Quantum wells with atomically smooth interfaces*, Appl. Phys. Lett. **81**(1), 49 (2002)
- [Zha90] C. Zhang, R. R. Gerhardts, *Theory of magnetotransport in two-dimensional electron systems with unidirectional periodic modulation*, Phys. Rev. B **41**(18), 12850 (1990)

Danksagung

Zunächst möchte ich mich bei Prof. Dr. Werner Wegscheider für das interessante und vielseitige Thema bedanken. Er hat diese Arbeit in jeglicher Hinsicht unterstützt und hatte immer ein offenes Ohr für alle Fragen und Probleme.

Vielen Dank auch an Prof. Dr. Dieter Weiss, der für diese Arbeit das AFM, den Reinraum und Kryostaten zur Verfügung stellte.

Markus Lermer hat mit großem Geschick kleine Hallbars auf Spaltflächen strukturiert. Vielen Dank für die gute Zusammenarbeit im Reinraum und beim Messen am Kryo.

Besonders möchte ich Werner Wegscheider, Peter Tranitz, Dieter Schuh, Christian Gerl, Matthias Reinwald und Max Bichler danken, die an der MBE alle meine Probenwünsche erfüllten.

Allen Kollegen am Lehrstuhl Wegscheider und am Lehrstuhl Weiss danke ich für das gute, freundschaftliche Arbeitsklima, die stete Hilfsbereitschaft im Labor, die Versorgung mit Teststrukturen für das AFM und für viele nützliche Diskussionen.

Für die Unterstützung bei technischen Problemen bedanke ich mich bei den Technikern des Lehrstuhls, Christof Ermer, Siegfried Heider, Fritz Koch, Peter Müller und Ulrich Zacharias und bei den Mitarbeitern der mechanischen Werkstatt und der Elektronikwerkstatt der Fakultät Physik.

Besonderer Dank gebührt auch den Sekretärinnen Renate Creuzburg und Annemarie Dinkel, die jederzeit bei allen Verwaltungsangelegenheiten hilfreich zur Seite standen.

Großen Dank schulde ich Dieter Schuh, Peter Vogl, Paul Reinwald und Tanja Hajak für das zeitaufwändige Korrekturlesen, und die wertvollen Verbesserungsvorschläge.

All meinen Tagesmüttern möchte ich ganz herzlich danken, ohne Euch hätte ich diese Arbeit nicht beenden können.

Meiner Familie danke ich für alle Unterstützung und alle Liebe.