

# Mikrowellen-Photoleitfähigkeit an höchstbeweglichen zweidimensionalen Elektronensystemen

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften

(Dr. rer. nat.)

der naturwissenschaftlichen Fakultät II - Physik  
der Universität Regensburg

vorgelegt von

Anton Vogl

aus Regensburg



2011

Promotionsgesuch eingereicht am 19.01.2011

Promotionskolloquium am 10.6.2011

Die Arbeit wurde angeleitet von Prof. Dr. D. Weiss

Prüfungsausschuß:

Vorsitzender: Prof. Dr. K. Richter

1. Gutachter: Prof. Dr. D. Weiss

2. Gutachter: Prof. Dr. Ch. Back

weitere Prüfer: Prof. Dr. D. Bougeard

# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>1 Grundlagen</b>	<b>4</b>
1.1 Zweidimensionale Elektronengase . . . . .	4
1.1.1 GaAs / AlGaAs-Heterostrukturen . . . . .	5
1.1.2 Elektronen im 2DEG . . . . .	6
1.1.3 Magnetotransport . . . . .	10
1.2 Modulierte zweidimensionale Elektronengase . . . . .	13
1.2.1 Eindimensionale elektrostatische Modulation . . . . .	14
1.2.1.1 Positiver Magnetowiderstand . . . . .	19
1.2.2 Der persistente Photoeffekt zur Erzeugung einer schwachen Modulation . . . . .	20
1.3 Mikrowellen-Photoleitfähigkeit an zweidimensionalen Elektronengasen . . . . .	21
1.3.1 Hochbewegliche 2DEGs unter Mikrowellenbestrahlung . .	22
1.3.2 Mikrowelleninduzierte Magnetowiderstandssoszillationen (MIROs) . . . . .	23
1.3.2.1 „Displacement“-Modell . . . . .	24
1.3.2.2 „Inelastic“-Modell . . . . .	25
1.3.3 Fraktionelle mikrowelleninduzierte Magnetowiderstandssoszillationen (FMIRO) . . . . .	29

1.3.4	Mikrowelleninduzierte Photoleitfähigkeit unter eindimen- sionaler periodischer Modulation . . . . .	30
<b>2</b>	<b>Entwicklung einer breitbandigen Hochfrequenzantenne</b>	<b>34</b>
2.1	Anforderungen an die Antenne . . . . .	34
2.2	Planare Wanderwellen-Antenne und deren Optimierung . . . . .	35
2.3	Integration in den bestehenden interferometrischen Messaufbau	42
<b>3</b>	<b>Proben und Messtechnik</b>	<b>44</b>
3.1	Proben . . . . .	44
3.2	Messaufbau . . . . .	45
3.2.1	Tiefemperatursystem . . . . .	46
3.2.2	Optischer Aufbau . . . . .	46
3.2.3	Hochfrequenzaufbau . . . . .	47
3.2.3.1	Bestimmung der eingebrachten Hochfrequenz- leistung . . . . .	49
3.2.4	Mess-Elektronik . . . . .	50
<b>4</b>	<b>Experimente und Auswertung</b>	<b>53</b>
4.1	Durchführung eines Messzyklus . . . . .	53
4.1.1	Vorbereitungen am optischen Aufbau . . . . .	53
4.1.2	Belichtung und Bestimmung der Probenparameter . . . . .	54
4.2	Kommensurabilitätsoszillationen bei kleinen Magnetfeldern . . . . .	56
4.3	Mikrowelleninduzierte Widerstandsoszillationen (MIROs) . . . . .	58
4.4	KOs unter einer hochfrequenten Bestrahlung . . . . .	63
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>76</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>80</b>

# Einleitung

Untersuchungen zur Verbesserung von Feldeffekt-Transistoren, der noch heute grundlegenden Bauelemente höchstintegrierter Schaltungen, führten 1980 am Hochfeld-Magnetlabor in Grenoble zur Entdeckung des Quanten-Hall-Effekts. Bis heute bildet dieser Effekt eine der Grundlagen intensiver Forschungen in der Halbleiterphysik. Von besonderem Interesse sind dabei Elektronensysteme, bei denen die Elektronenbewegung in einer Richtung stark eingeschränkt wird und sich dadurch quantisierte Zustände bilden. Die Elektronen können sich nur noch in zwei Richtungen frei bewegen und man spricht von einem „zweidimensionalen Elektronengas“, kurz 2DEG. Selbst 30 Jahre später ist das Verhalten derartig eingeschränkter Elektronen noch nicht vollständig entschlüsselt. Immer wieder werden in diesem Zusammenhang weitere, neue Effekte entdeckt, die wiederum neue Fragen im Verständnis des komplexen Elektronensystems aufwerfen.

Experimente, bei denen ein zweidimensionales Elektronensystem bei niedriger Temperatur einem hochfrequenten elektromagnetischen Wechselfeld ausgesetzt werden, zählen jüngst dazu. Hier treten im Magnetowiderstand zusätzliche Oszillationsstrukturen, sogenannte mikrowelleninduzierte Widerstandsozillationen (MIROs), auf. Bei geeigneten Versuchsbedingungen können diese sogar Null-Ohm-Zustände (ZRS) im Längswiderstand hervorrufen.

Besonders interessant erscheinen in diesem Zusammenhang Magnetowiderstandsphänomene wie Kommensurabilitätsoszillationen, die ebenfalls bei niedrigen Temperaturen an vergleichbaren Strukturen auftreten. Diese Oszillationen werden durch eine eindimensionale Modulierung des zweidimensionalen Elektronengases hervorgerufen und treten in vergleichbaren Magnetfeldberei-

chen wie die MIROs auf. Zudem kann die Periodizität dieser Oszillationen mit vergleichbaren Formalismen beschrieben werden.

Somit ist die Fragestellung dieser Arbeit bereits vorgegeben. Welche Auswirkungen hat die gleichzeitige Erzeugung beider Effekte auf das Magnetowiderstandsverhalten des zugrundeliegenden zweidimensionalen Elektronensystems? Dazu wird ein eindimensional modulierte 2DEG einem hochfrequenten elektromagnetischen Wechselfeld ausgesetzt. Als Grundlage dient eine Hallstruktur einer GaAs/AlGaAs-Heterostruktur von höchster Beweglichkeit. Die Modulation des Elektronensystems erfolgt über die in-situ-interferometrische Belichtung, welche bei kryogenen Temperaturen eine dauerhafte Modulation des Leitungsbandes bewirkt. Zur Hochfrequenzbestrahlung dient ein im Rahmen dieser Arbeit entwickeltes und in den Versuchsaufbau integriertes breitbandiges Antennensystem. Die Untersuchungen zeigten eine deutliche Superposition beider Effekte.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt:

Im ersten Kapitel werden die für die Arbeit relevanten Grundlagen vorgestellt. Neben einer Einführung in zweidimensionale Elektronengase werden die wichtigsten Erkenntnisse einer eindimensionalen Modulation des Elektronensystems sowie die damit im Magnetotransport einhergehenden Kommensurabilitätsoszillationen aufgezeigt. Der Einfluss eines hochfrequenten elektromagnetischen Wechselfeldes auf niedrigdimensionale Elektronensysteme wird besprochen, insbesondere in Kombination mit einer Modulation des Elektronengases. Das zweite Kapitel befasst sich mit der zur Durchführung dieser Arbeit notwendigen Entwicklung einer breitbandigen Hochfrequenzantenne, um ein modulierte zweidimensionales Elektronengas einem Hochfrequenzfeld auszusetzen. Dabei ist auch die Integration der Antenne in einen bestehenden Tieftemperatur-Versuchsaufbau von Bedeutung.

In Kapitel 3 werden die verwendeten Proben beschrieben. Die zur Anwendung kommende Messtechnik einschließlich des Messaufbaus sind ebenfalls Teil dieses Abschnitts.

Die Beschreibung der Experimente sowie deren Auswertung erfolgt in Kapi-

tel 4. Dabei wird zunächst die interferometrische Belichtung und die damit erzielbaren Kommensurabilitätseffekte als Grundlage für die weiteren Untersuchungen genauer betrachtet. Das neu aufgebaute Hochfrequenz-Messsystem kommt vorerst an unmodulierten Elektronengasen zum Einsatz, um die Tauglichkeit des Messaufbaus unter Beweis zu stellen sowie einen Vergleich zu bestehenden Experimenten über mikrowelleninduzierte Widerstandssoszillationen zu ziehen. Im Abschnitt 4.4 werden schließlich erstmals modulierte zweidimensionale Elektronengase unter Hochfrequenzeinfluss untersucht und die Ergebnisse vorgestellt.

Die wichtigsten Resultate werden schließlich in Kapitel 5 zusammengefasst.

# Kapitel 1

## Grundlagen

Seit der Entdeckung des Quanten-Hall-Effektes im Si-MOS-Transistor im Jahre 1980 [1] sind Transportphänomene und Quanteneffekte in niedrigdimensionalen Elektronensystemen Gegenstand intensiver Forschung. Dazu zählen auch Magnetotransportexperimente an zweidimensionalen Elektronengasen. Untersuchungen, bei denen das Elektronensystem einer hochfrequenten elektromagnetischen Strahlung ausgesetzt wurde, zeigten dabei interessante Ergebnisse [2]. Gegenstand dieser Arbeit ist die Untersuchung der Photoleitfähigkeit eines eindimensional modulierten Elektronengases unter Mikrowellenbestrahlung. Wichtige, damit zusammenhängende Grundlagen sollen in diesem Kapitel aufgezeigt werden.

### 1.1 Zweidimensionale Elektronengase

Wird die Bewegung von Elektronen in einer Raumrichtung stark eingeschränkt, so spricht man von einem zweidimensionalen Elektronengas (2DEG). Im folgenden soll die Ebene der freien Bewegung als  $x$ - $y$ -Ebene bezeichnet werden, welche mit der Probengeometrie  $L_x$  und  $L_y$  korrespondiert. Die Richtung der Einschränkung ist die  $z$ -Richtung, entsprechend der Probengeometrie  $L_z$ . Wegen der Einschränkung in einer Bewegungsrichtung sind die Energien der Elektronen in  $z$ -Richtung quantisiert. Das zweidimensionale Elektronengas bietet so die Möglichkeit, Quanteneffekte im Experiment messbar zu machen.

### 1.1.1 GaAs / AlGaAs-Heterostrukturen

Eine mögliche Realisierung von 2DEGs erlauben Halbleiter-Heterostrukturen aus GaAs und AlGaAs. Wegen der nahezu identischen Gitterkonstanten der beiden Materialien können atomar glatte Übergänge gewachsen werden. In dieser Arbeit wurde eine GaAs/AlGaAs-Heterostruktur verwendet, die mit moderner Molekularstrahlepitaxie hergestellt wurde<sup>1</sup>. Ein typischer Aufbau eines solchen Schichtsystems ist in Abb. 1.1 zusammen mit einem schematischen Bandverlauf gezeigt.

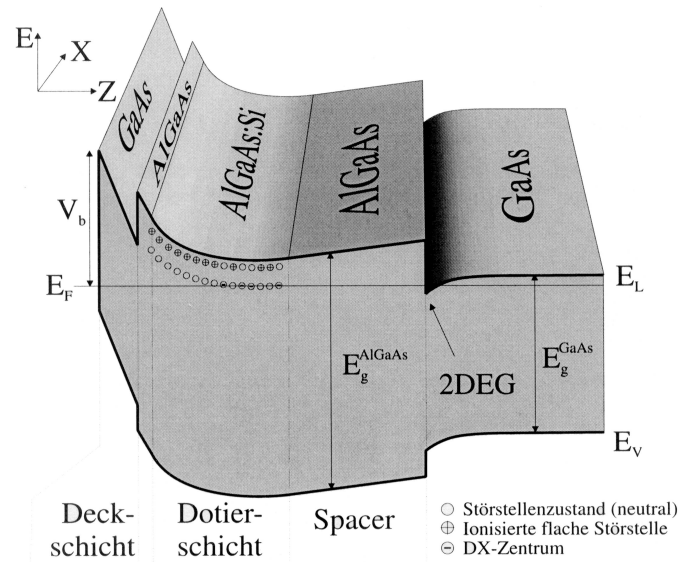


Abbildung 1.1: Schichtaufbau und Bandstruktur einer typischen GaAs/AlGaAs-Heterostruktur. Das 2DEG bildet sich aufgrund der Verbiegung des Leitungsbandes am Übergang von GaAs zur AlGaAs-Schicht. Die Dotierung zur Erhöhung der Elektronendichte erfolgt erst nach einer undotierten Spacerschicht, um die Störstellen räumlich von den freien Elektronen zu trennen, was zu hoher Ladungsträgerbeweglichkeit führt. Die tiefen Störstellen (DX-Zentren) spielen eine entscheidende Rolle beim persistenten Fotoeffekt. Aus [4].

Das zweidimensionale Elektronengas bildet sich an der Grenzfläche zwischen der undotierten GaAs-Schicht und der undotierten AlGaAs-Schicht aus. Ursa-

<sup>1</sup>Eine ausführliche Behandlung der Physik und des Wachstums von 2DEGs in Halbleiter-Heterostrukturen ist z.B. in [3] zu finden.

che dafür ist einerseits die Bandverbiegung aufgrund unterschiedlicher Bandlücken in GaAs ( $E_{G(\text{GaAs})} = 1,42 \text{ eV}$ ) und AlGaAs ( $E_{G(\text{AlGaAs})} = 1,80 \text{ eV}$ ) sowie andererseits die mit Silizium n-dotierte AlGaAs-Schicht auf der undotierten AlGaAs-Schicht. Aufgrund der wesentlich höheren Bandlücke im AlGaAs fließen die Elektronen der Dotierschicht in das GaAs, während die Donatorrümpfe ortsfest in der Dotierschicht zurückbleiben. Das durch diese Ladungstrennung hervorgerufene elektrische Feld sperrt die Elektronen an der AlGaAs/GaAs-Grenzfläche in einen annähernd dreiecksförmigen Potentialtopf ein. Je nach Wahl der Schichtdicken und Stärke der Dotierung kann sowohl die AlGaAs-Schicht vollständig von beweglichen Ladungsträgern freigeräumt werden, so dass zur Leitfähigkeit ausschließlich Elektronen im 2DEG beitragen, als auch eine hohe Elektronenbeweglichkeit im 2DEG bei tiefen Temperaturen erreicht werden [5].

### 1.1.2 Elektronen im 2DEG

An der Grenzfläche der Heterostruktur sind die Elektronen in einen Potentialtopf in  $z$ -Richtung eingesperrt. Dies führt zu einer Quantisierung der Energie der Elektronen in  $z$ -Richtung. Diese Subbandenergie  $E_i$  wird durch die Energien der in  $x$ - und  $y$ -Richtung freien Elektronen, die je einer Energieparabel folgen, zum gesamten Energiespektrum der gebundenen Elektronen ergänzt:

$$E = E_i + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*}. \quad (1.1)$$

Da die Wellenfunktionen der gebundenen Zustände überwiegend in der GaAs-Schicht lokalisiert sind, wird die effektive Elektronenmasse  $m^*$  von GaAs angenommen:  $m^* = 0,067 \cdot m_0$ .

Die Zustandsdichte in jedem Subband ist konstant, demnach besteht die Gesamtzustandsdichte aus einer Serie von Stufenfunktionen (vgl. Abb. 1.2).

$$D_i(E) = \frac{g_s m^*}{2\pi \hbar^2}, \quad D(E) = \sum D_i(E). \quad (1.2)$$

Für spinentartete Systeme ist  $g_s = 2$ . Erst bei hohen Magnetfeldern wird die Entartung mit  $g_s = 1$  aufgehoben. Bei der verwendeten Heterostruktur ist stets

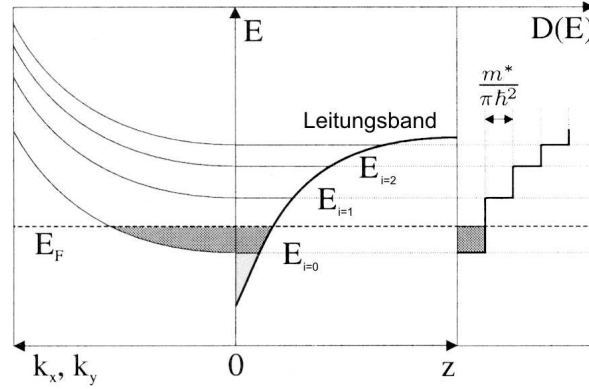


Abbildung 1.2: Subbandstruktur bei  $B=0$ . Die Energiedispersion der freien Elektronen in der  $x$ - $y$ -Richtung ist links dargestellt, im mittleren Abschnitt sind die Subbandenergien  $E_i$  im Potentialtopf dargestellt, die bei  $T = 0$  bis zur Fermienergie  $E_F$  besetzt sind. Rechts der treppenförmige Verlauf der gesamten Zustandsdichte  $D(E)$  mit konstanten Abständen  $m^*/\pi\hbar^2$ . Nach [6].

nur das unterste Subband besetzt, weshalb man von einem zweidimensionalen Elektronengas sprechen kann. Bei den verwendeten tiefen Temperaturen gilt  $k_B T \ll E_F$  und damit ist eine thermische Anregung in höhere Subbänder nicht möglich. Aufgrund der damit resultierenden konstanten Zustandsdichte besteht ein direkter Zusammenhang zwischen der Fermienergie  $E_F$  und der Ladungsträgerdichte  $n_s$ :

$$n_s = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} E_F. \quad (1.3)$$

Damit sind der Fermi-Wellenvektor  $k_F$ , die Fermi-Wellenlänge  $\lambda_F$  und die Fermi-Geschwindigkeit  $v_F$  zugänglich. Mit  $E_F = \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m^*}$  ergibt sich

$$k_F = \sqrt{2\pi n_s}, \quad (1.4)$$

$$\lambda_F = \frac{2\pi}{k_F} = \sqrt{\frac{2\pi}{n_s}}, \quad (1.5)$$

$$v_F = \frac{\hbar k_F}{m^*} = \frac{\hbar \sqrt{2\pi n_s}}{m^*}. \quad (1.6)$$

Bei den untersuchten Proben liegt die Fermi-Wellenlänge  $\lambda_F$  bei etwa 50nm.

Wird nun zusätzlich ein homogenes Magnetfeld senkrecht zur Ebene des 2DEGs angelegt, so bewegen sich die Elektronen klassisch auf Kreisbahnen mit dem Zyklotronradius

$$R_c = \frac{m^*v}{eB}. \quad (1.7)$$

Quantenmechanisch erhält man aus der Schrödingergleichung eines freien Elektrons im Magnetfeld die diskreten Eigenenergien:

$$E_n = (n + 1/2)\hbar\omega_c \quad \text{mit} \quad n = 0, 1, 2, \dots. \quad (1.8)$$

Dabei wurde der Spin vernachlässigt und der Energienullpunkt auf die Subbandenergie  $E_0$  gelegt. Der Term  $\omega_c = eB/m^*$  entspricht der klassischen Zyklotronresonanzfrequenz.

Die zugehörige Wellenfunktion

$$|nx_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{L_y}} e^{ik_y y} \phi_n(x - x_0) \quad (1.9)$$

setzt sich aus einer ebenen Welle in y-Richtung mit Wellenvektor  $k_y$  und einer harmonischen Oszillatorfunktion  $\phi_n(x - x_0)$  zusammen, welche um die Zentrumsordinate  $x_0 = -l_m^2 k_y$  auf der x-Achse verschoben ist. Dabei ist die magnetische Länge  $l_m = \sqrt{\hbar/e \cdot B}$  mit der Ausdehnung der Wellenfunktion im Magnetfeld verknüpft. Die räumliche Ausdehnung der Wellenfunktion ist in x-Richtung abhängig vom Energieindex n und ist vergleichbar mit dem klassischen Zyklotronradius  $R_c$ :

$$R_n = l_m \sqrt{2n + 1} \approx R_c = \frac{v}{\omega_c}. \quad (1.10)$$

Infolge des angelegten Magnetfeldes wird die kontinuierliche Energiedispersion durch diskrete Energieniveaus (Landau-Niveaus mit Index  $n$ ) ersetzt und die Elektronen zeigen keine Dispersion bzgl.  $k_x$  und  $k_y$  mehr. Im k-Raum ziehen sich die vorher auf einem rechteckigen Punktraster befindlichen Zustände

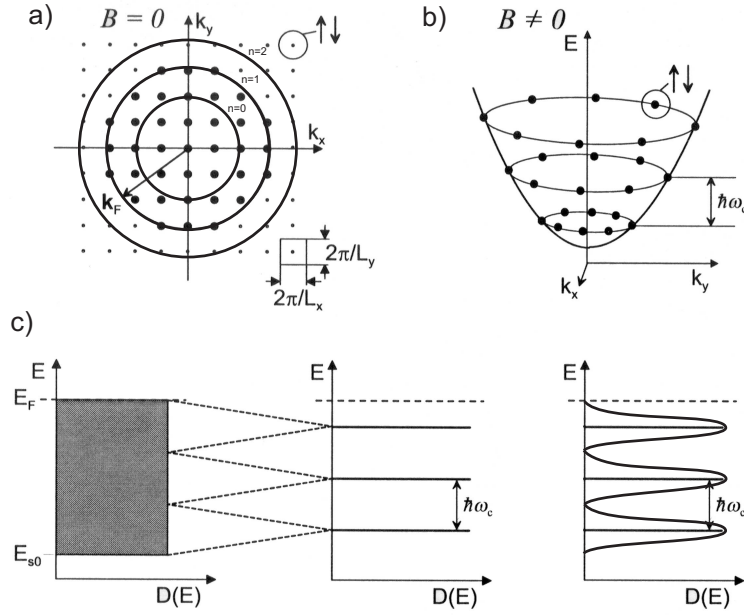


Abbildung 1.3: Zustandsverteilung im  $k$ -Raum für ein 2DEG bei tiefen Temperaturen ohne Spinaufspaltung. a) Für  $B = 0$  liegen die besetzten Zustände innerhalb eines Kreises mit Radius  $k_F$  auf einem Punktraster mit Abstand  $2\pi/L_x$  und  $2\pi/L_y$ . b) Bei  $B \neq 0$  kondensieren die Zustände auf konzentrischen Kreisen konstanter Energie, den sog. Landau-Niveaus, und die Elektronen zeigen keine Dispersion bzgl.  $k_x$  und  $k_y$  mehr. c) Die konstante Zustandsdichte bei  $B = 0$  kann für  $B \neq 0$  als eine Serie von Deltafunktionen beschrieben werden, die in der Realität durch Streuprozesse verbreitert werden. Nach [7].

auf Kreisbahnen mit Radius  $\sqrt{2n+1}/l_m$  zusammen, siehe Abb. 1.3. Die ursprüngliche Anzahl an Zuständen zwischen diesen Kreisen entspricht dann dem Entartungsgrad der Landauniveaus  $n_L$  und es ergibt sich pro Flächeneinheit:

$$n_L = g_s \frac{eB}{h}. \quad (1.11)$$

Durch Streuprozesse an Störstellen werden die Landauniveaus in der Realität verbreitert, weshalb man die Zustandsdichte im Magnetfeld als Serie von  $\delta$ -Peaks beschreiben kann:

$$D(E) = n_L \sum_{n=0}^{\infty} \delta(E - E_n). \quad (1.12)$$

Bei hohen Magnetfeldern werden durch die Zeeman-Aufspaltung  $g\mu_B B$  die einzelnen Landauniveaus zusätzlich in jeweils zwei spinpolarisierte Niveaus getrennt.

### 1.1.3 Magnetotransport

Eine sehr gebräuchliche Methode zur Untersuchung von 2DEGs sind Magnetotransportexperimente an sogenannten Hall-Geometrien (Abb. 1.4). Wird der Probe ein konstanter Strom  $I$  aufgeprägt, können die Längsspannung  $U_x$  und die Querspannung (Hallspannung)  $U_H$  direkt gemessen werden. Die spezifischen Widerstandskomponenten  $\rho_{xx}$  und  $\rho_{xy}$  sind daraus berechenbar, wenn das Verhältnis  $L_y/L_x$  der Probengeometrie bekannt ist:

$$\rho_{xx} = \frac{U_x}{I} \frac{L_y}{L_x} \quad \text{und} \quad \rho_{xy} = \frac{U_H}{I}. \quad (1.13)$$

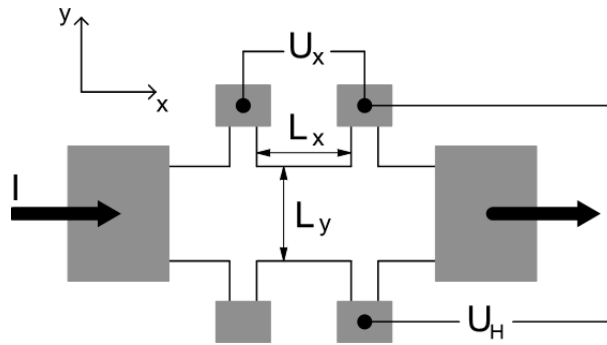


Abbildung 1.4: *Hall-Geometrie zur Messung des Hall- und des Längswiderstandes. Die grauen Bereiche stellen ohmsche Kontakte zum 2DEG dar. Der Probe wird ein konstanter Strom  $I$  längs zur Geometrie aufgeprägt. Auf einem definierten Teilstück der Länge  $L_x$  und Breite  $L_y$  wird die Spannung parallel zu  $I$  ( $U_x$ ) sowie an gegenüberliegenden Kontakten ( $U_H$ ) senkrecht zum Strom abgegriffen. Daraus lassen sich die spezifischen Widerstände  $\rho_{xx} = \frac{U_x}{I} \frac{L_y}{L_x}$  sowie  $\rho_{xy} = \frac{U_H}{I}$  berechnen.*

Das elektrische Feld  $\vec{E}$  ist über den Leitfähigkeitstensor  $\sigma$  mit der Stromdichte  $\vec{j}$  verknüpft:

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}. \quad (1.14)$$

Durch Inversion des Leitfähigkeitstensors erhält man den Widerstandstensor  $\boldsymbol{\rho} = \boldsymbol{\sigma}^{-1}$ . Allgemein gilt die Relation

$$\begin{pmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} \\ \rho_{yx} & \rho_{yy} \end{pmatrix} = \frac{1}{\sigma_{xx}\sigma_{yy} - \sigma_{yx}\sigma_{xy}} \begin{pmatrix} \sigma_{yy} & -\sigma_{xy} \\ -\sigma_{yx} & \sigma_{xx} \end{pmatrix}. \quad (1.15)$$

In einem isotropen elektrischen System gilt zudem die Onsager-Relation [8]  $\sigma_{xx} = \sigma_{yy}$  und  $\sigma_{xy} = -\sigma_{yx}$ , was schließlich zu folgendem Zusammenhang führt:

$$\rho_{xx} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} \quad \text{und} \quad \rho_{xy} = \frac{-\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}. \quad (1.16)$$

Die grundlegenden Transporttheorien sind z.B. in [4] gut zusammengefasst. Hier sollen nur die wichtigsten Erkenntnisse kurz angesprochen werden.

Nach der Drude-Theorie, in der alle Wechselwirkungen außer elastischen Stößen vernachlässigt werden, erreichen Teilchen eine mittlere Driftgeschwindigkeit  $\vec{v}$  innerhalb einer Streuzeit  $\tau_{tr}$  nach dem letzten Stoß. Diese Driftgeschwindigkeit ist über  $\vec{j} = en_s\vec{v}$  mit der Stromdichte  $\vec{j}$  verknüpft. Daraus ergeben sich mit der Gleichung 1.15 die Komponenten des Widerstandstensors:

$$\rho_{xx} = \frac{m^*}{n_s e^2 \tau_{tr}} \quad \text{und} \quad \rho_{xy} = \frac{B}{en_s}. \quad (1.17)$$

Die Transportstreuzeit  $\tau_{tr}$  gibt die mittlere Zeit zwischen zwei Streuprozessen an. Damit kann nun die Elektronenbeweglichkeit  $\mu$ , die definiert ist als Proportionalitätskonstante zwischen Driftgeschwindigkeit  $\vec{v}$  und elektrischem Feld  $\vec{E}$ , bestimmt werden:

$$\mu \equiv \frac{|\vec{v}|}{|\vec{E}|} = \frac{e\tau_{tr}}{m^*}. \quad (1.18)$$

Das Produkt aus mittlerer Geschwindigkeit und Streuzeit wird als mittlere freie Weglänge  $l_e$  eingeführt:

$$l_e = v\tau_{tr}. \quad (1.19)$$

Diese Theorie ist nur eingeschränkt bei kleinen Magnetfeldern gültig, jedoch hilfreich zur Charakterisierung des Probenmaterials.

Im Hinblick auf die noch folgende Theorie ist das Bild der Elektronentrajektorien von Bedeutung. Unter Vernachlässigung der Streuung bewegen sich die Elektronen im senkrechten Magnetfeld auf einer Kreisbahn, der sog. Zyklotronbahn. Der Radius dieser Bahn ist gegeben durch

$$R_c = \frac{\hbar k_F}{eB}. \quad (1.20)$$

Wird nun zusätzlich ein elektrisches Feld senkrecht zum Magnetfeld in  $x$ -Richtung angelegt, so führen die Elektronen eine zusätzliche Driftbewegung in  $y$ -Richtung durch. Diese sogenannte  $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift ist verantwortlich für die Ausbildung der Hallspannung.

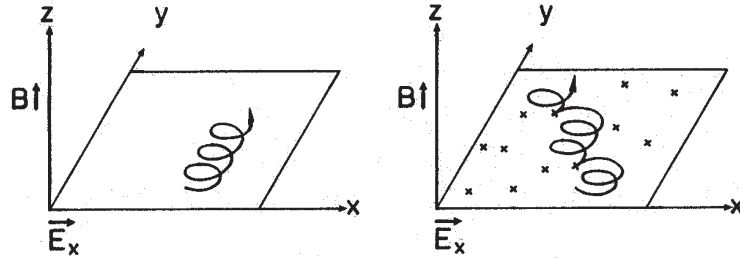


Abbildung 1.5: Driftbewegung eines Elektrons in einem 2DEG bei senkrechtem Magnetfeld und angelegtem elektrischen Feld  $E$  in  $x$ -Richtung. Es bildet sich eine Hallspannung in  $y$ -Richtung aus. Im rechten System sind zusätzlich Streuzentren (Kreuze) mit berücksichtigt. Aus [6].

Mit steigendem Magnetfeld wächst die mit dem Umlauf der Zyklotronbahn verknüpfte Frequenz  $\omega_C$ . Kann das Elektron einen Zyklotronumlauf ohne Streuung vollenden, also  $\omega_c \tau_{tr} > 1$ , so treten quantenmechanische Effekte wie die Landau-Quantisierung auf. Shubnikov-de-Haas (SdH) Oszillationen im Längswiderstand und quantisierte Hallplateaus im Hallwiderstand sind die Folge davon. Im starken Magnetfeld bewegen sich die Elektronen erst aufgrund von Streuprozessen gegen die Richtung des angelegten Feldes, weshalb man hier von *Streuleitfähigkeit* spricht.

## 1.2 Modulierte zweidimensionale Elektronengase

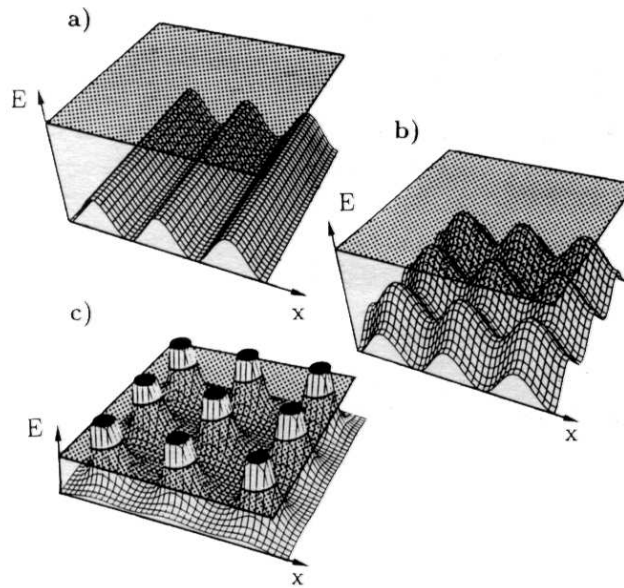


Abbildung 1.6: Verschiedene, in der  $x$ - $y$ -Ebene modulierte zweidimensionale Elektronengase. Die Modulation erfolgt in a) mit einem schwachen eindimensionalen, b) schwachen zweidimensionalen und c) Antidotpotential. Die punktierte Fläche gibt die Lage der Fermi-Energie an. Aus [6].

Wird ein periodisches Potential einem zweidimensionalen Elektronengas aufgebracht, so spricht man von einem modulierten 2DEG. Unterschieden wird dabei, ob es sich um ein räumlich periodisches elektrostatisches Feld oder ein lateral fluktuierendes Magnetfeld handelt. Das periodische Potential kann sich dabei in eine oder zwei Raumrichtungen erstrecken, man spricht dann von eindimensionaler bzw. zweidimensionaler Modulation. Das Verhältnis der Modulationsamplitude  $V_0$  zur Fermi-Energie  $E_F$  gibt dabei an, ob es sich um eine schwache ( $V_0 \ll E_F$ ) oder starke ( $V_0 \geq E_F$ ) Modulation handelt, was wiederum unterschiedliche Effekte nach sich zieht. Effekte, die aufgrund der Wechselwirkung der Periodizität  $a$  und der magnetischen Länge  $l_m$  und dem damit verbundenen Zyklotronradius  $R_c$  (vgl. Formel 1.10) auftreten, werden *Kommensurabilitätseffekte* genannt.

Im Folgenden soll nur der für diese Arbeit interessante Fall der eindimensionalen elektrostatischen schwachen Modulation betrachtet werden.

### 1.2.1 Eindimensionale elektrostatische Modulation

Die Auswirkung einer schwachen eindimensionalen elektrostatischen Modulation mit der Periodizität  $a$  auf den Magnetotransport zeigt die Abbildung 1.7. Die in der schematischen Probengeometrie eingezeichneten Widerstandsabgriffe werden im Folgenden stets verwendet:  $\rho_{xx}$  bezeichnet die Komponente des spezifischen Widerstands in Modulationsrichtung, der Längswiderstand senkrecht zur Modulation wird mit der Komponente  $\rho_{yy}$  des Widerstandstensors bezeichnet.

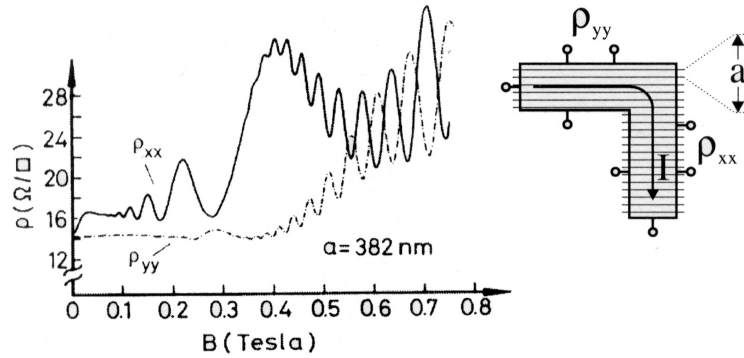


Abbildung 1.7: Links: Kommensurabilitätseffekte in einem Feldbereich von etwa 0,1 T bis 0,7 T bei einer schwachen eindimensionalen elektrostatischen Modulation. Ab einem Magnetfeld von etwa 0,4 T sind zusätzlich SdH-Oszillationen sichtbar (aus [6]). Rechts: schematische Probengeometrie mit Stromrichtung, Längswiderstandsabgriffen und einer Modulation mit Periodizität  $a$ .

Die experimentellen Ergebnisse lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Kommensurabilitätsoszillationen treten im Bereich kleiner Magnetfelder sowohl in  $\rho_{xx}$  als auch in  $\rho_{yy}$  auf und werden erst bei stärkeren Magnetfeldern von den SdH-Oszillationen überlagert. Sie sind  $1/B$  periodisch mit

$$\Delta \frac{1}{B} = \frac{ea}{2\hbar\sqrt{2\pi n_s}}. \quad (1.21)$$

- Die Oszillationen in  $\rho_{xx}$  sind stärker ausgeprägt als die in  $\rho_{yy}$  und zudem gegenphasig. Für die Minima in  $\rho_{xx}$  lässt sich folgender Zusammenhang ermitteln:

$$2R_c = \left(\lambda - \frac{1}{4}\right)a \quad \text{mit} \quad \lambda = 1, 2, 3, \dots \quad (1.22)$$

- In  $\rho_{xx}$  tritt bei sehr kleinen Magnetfeldern um  $B=0$  ein positiver Magnetowiderstand auf.

### Quantenmechanische Betrachtung

Für die Kommensurabilitätsoszillationen in  $\rho_{xx}$  wurde von Gerhardt *et al.* [9] und Winkler *et al.* [10] eine quantenmechanische Theorie vorgestellt, die auf einer durch die Modulation modifizierten Struktur der Landauniveaus beruht. In enger Anlehnung an die Arbeit von Weiss [6] sollen hier die wichtigsten Schritte aufgeführt werden.

Ausgangspunkt ist ein kosinusförmiges Modulationspotential in x-Richtung:

$$V(x) = V_0 \cos(Kx) \quad \text{mit} \quad K = \frac{2\pi}{a}. \quad (1.23)$$

Der Einfluss eines schwachen Modulationspotentials auf die Landauenergien kann störungstheoretisch behandelt werden und man erhält das modifizierte Landauspektrum (vgl. Gl. 1.8):

$$E_n(x_0) = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_c + \langle nx_0 | V(x) | nx_0 \rangle \quad (1.24)$$

mit der bekannten Landauwellenfunktion  $|nx_0\rangle$  aus Gl. 1.9. Die Entartung der Landauniveaus wird bezüglich der Zentrumsordinate  $x_0 = -l_m^2 k_y$  aufgehoben und es bilden sich Landaubänder mit der Bandbreite  $U_n$ :

$$\begin{aligned} \langle nx_0 | V(x) | nx_0 \rangle &= U_n \cos(Kx_0) \\ &= V_0 e^{-\frac{1}{4}K^2 l_m^2} L_n \left( \frac{1}{2} K^2 l_m^2 \right) \cos(Kx_0). \end{aligned} \quad (1.25)$$

Dabei ist  $L_n$  ein Laguerrepolynom  $n$ -ten Grades und  $l_m = \sqrt{\hbar/e \cdot B}$  die bekannte magnetische Länge.

Diese Modulationsverbreiterung hängt damit vom Landauindex  $n$ , dem Magnetfeld  $B$  über  $l_m$  und von der Periode  $a$  über  $K$  ab. Die modulationsbedingte Verbreiterung der Landauniveaus wird an den Nullstellen des Laguerrepolynoms aufgehoben. Für die Nullstellen ergibt sich näherungsweise die Beziehung:

$$2l_m\sqrt{2n+1} = \left(\lambda - \frac{1}{4}\right)a \quad \text{mit} \quad \lambda = 1, 2, 3, \dots \quad (1.26)$$

Für große Quantenzahlen  $n$  geht die Landauenergie  $E_n$  in die klassische Zyklotronenergie  $E_C$  über:

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c \approx \frac{1}{2}m^*\omega_c^2 R_c^2 = E_c \quad \text{mit} \quad R_c = l_m\sqrt{2n+1}. \quad (1.27)$$

In den Fällen, für die der klassische Zyklotrondurchmesser  $2R_c = (\lambda - 1/4)a$  wird, ist die Beziehung 1.26 erfüllt und man spricht von der *Flachbandbedingung*, welche mit dem experimentellen Ergebnis 1.22 für die Minima in  $\rho_{xx}$  übereinstimmt.

Der Kosinus-Term in Gl. 1.25 führt zu einer Dispersion der Landaubänder in  $k_y$ , was zu einer Gruppengeschwindigkeit in  $y$ -Richtung führt. Die Eigenzustände  $|x_0n\rangle$  tragen also den Strom nur in  $y$ -Richtung, nicht in  $x$ -Richtung. Dies führt zu einem zusätzlichen Leitfähigkeitsbeitrag  $\sigma_{yy}$ . Da dieser Beitrag nur durch die Bandverbreiterung der Landauniveaus auftritt, bezeichnet man ihn als *Bandleitfähigkeit*.

Über die Tensorbeziehung aus Gl. 1.15 ergibt sich

$$\rho_{xx} = \frac{\sigma_{yy}}{\sigma_{xx}\sigma_{yy} - \sigma_{xy}\sigma_{yx}}, \quad (1.28)$$

für welche im vorliegenden Magnetfeldbereich  $\sigma_{xy}\sigma_{yx} \approx \sigma_{xy}^2 \gg \sigma_{xx}\sigma_{yy}$  gilt. Damit vereinfacht sich Gl. 1.28 in guter Näherung zu  $\rho_{xx} \approx \sigma_{yy}/\sigma_{xy}^2$ . In Analogie gilt  $\rho_{yy} \approx \sigma_{xx}/\sigma_{xy}^2$ . Die Bandleitfähigkeit wirkt sich also nur auf  $\rho_{xx}$  aus und verschwindet für die Fälle, an denen die Verbreiterung des Landauniveaus

durch die Flachbandbedingung aufgehoben wird.

Die Widerstandsoszillationen in  $\rho_{yy}$  können mit der Bandleitfähigkeit nicht erklärt werden. Um diese zu verstehen, muss man den Zusammenhang zwischen der Leitfähigkeit  $\sigma$  und der Streurrate  $\tau_{tr}$  betrachten, welche selbst wiederum von der Zustandsdichte an der Fermienergie abhängt. In der Arbeit von Zhang und Gerhardts [11] wird auf den Zusammenhang zwischen der Streurrate und der Streuverbreiterung der Landauniveaus  $\Gamma_0$  durch die Modulationsperiode  $a$  eingegangen und man erhält eine zustandsdichteabhängige Streuzeit. Das Ergebnis für die Leitfähigkeit  $\sigma_{\mu\mu}$  ( $\mu = x$  oder  $y$ ) wird dann angegeben zu

$$\sigma_{\mu\mu}(E) = \frac{\hbar e^2}{l_m^2} \int_0^a dx_0 \frac{1}{a} \sum_{n,n'} |\langle x_0 n | v_\mu | x_0 n' \rangle|^2 A_{nx_0}(E) A_{n'x_0}(E). \quad (1.29)$$

Das Produkt der Spektralfunktion  $A_{nx_0}$  verhält sich wie das Quadrat der Zustandsdichte, womit sich das proportionale Verhältnis  $\sigma_{\mu\mu} \propto D^2(E)$  für die Leitfähigkeit ergibt. Diese *Streuleitfähigkeit* ist also mit der energetischen Breite des Landaubandes verknüpft. Für ein flaches Band (Flachbandbedingung) ergibt sich eine maximale Zustandsdichte und somit eine maximale Leitfähigkeit in  $\sigma_{\mu\mu}$ .

Für  $\sigma_{xx}$  führt dies zu einem Widerstandsmaximum von  $\rho_{yy}$  an den Flachbandpositionen, was mit den experimentellen Ergebnissen übereinstimmt. Man erhält zudem das beobachtete gegenphasige Verhalten von  $\rho_{xx}$  zu  $\rho_{yy}$ .

Auch für  $\sigma_{yy}$  findet der Effekt der Streuleitfähigkeit statt, wird jedoch von der Bandleitfähigkeit überlagert und ist damit nicht sichtbar.

### Semiklassische Betrachtung

Die Perioden  $a$  liegen bei den Versuchen in der Größenordnung von 100 nm bis 1  $\mu\text{m}$  und sind damit groß gegenüber der Fermiwellenlänge  $\lambda_F = 2\pi/k_F \sim 50$  nm. Somit sollte die semiklassische Natur des Elektrons im Vordergrund stehen. Eine semiklassische Theorie wurde von Beenakker [12] entwickelt. Dieser nennt das klassische Analogon zur Bandleitfähigkeit „guiding center drift

resonance“. Eine gute Beschreibung dieser Theorie findet man in der Arbeit von Weiss [6] und sie soll im Folgenden kurz dargestellt werden.

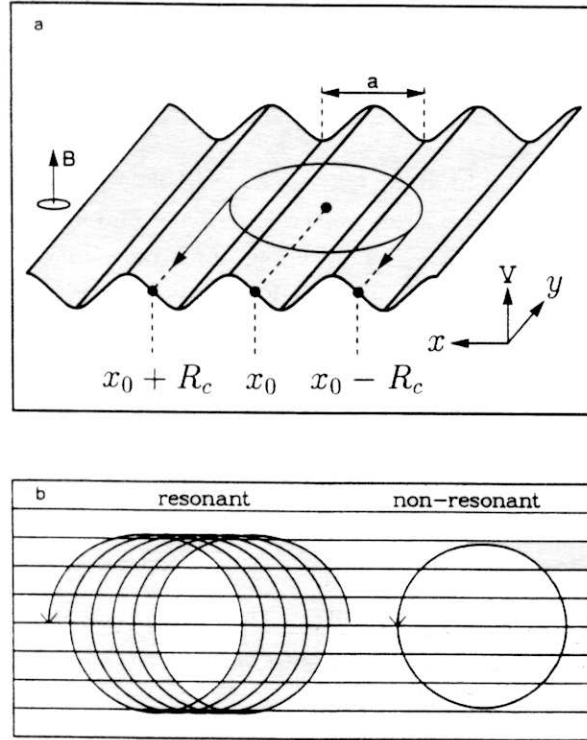


Abbildung 1.8: Geschlossene Zyklotronbahnen im eindimensionalen Potential. Be-  
findet sich das Elektron nahe an den Umkehrpunkten  $x_0 \pm R_c$ , so driftet es in Rich-  
tung der Pfeile (a). Die Richtung und Stärke dieses  $E \times B$ -Drifts ist vom Wert des  
elektrischen Feldes an den Umkehrpunkten abhängig. Ist die Drift an beiden Um-  
kehrpunkten gleich ( $2R_c = 6,25a$ ), so liegt der „resonante“ Fall vor (b) und die  
Zyklotronbahn driftet in  $y$ -Richtung. Im „nicht resonanten“ Fall für  $2R_c = 5,75a$   
erfolgt keine Drift. Dies entspricht der Flachbandbedingung  $2R_c = (\lambda - 1/4)a$ . Aus  
[10].

Das periodische Potential  $V(x)$  erzeugt ein in  $x$ -Richtung alternierendes elek-  
trisches Feld  $-eE \equiv -\frac{dV}{dx}$ . Liegt nun noch ein Magnetfeld an, das senkrecht  
zur  $x$ - $y$ -Ebene steht, so entsteht eine  $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift der Elektronenorbits (Zy-  
klotronbahnen) entlang der  $y$ -Richtung. Abhängig vom Radius  $R_c$  und der  
Zentrumsordinate  $x_0$  driften die Zyklotronbahnen in positive oder negative  
 $y$ -Richtung. Es ergibt sich eine mittlere Driftgeschwindigkeit  $v_d$  pro Umlauf,

die der Gruppengeschwindigkeit im quantenmechanischen Bild äquivalent ist. Diese Driftgeschwindigkeit wird Null wenn  $2R_c = (\lambda - 1/4)a$  ist. In diesem Fall erfolgt keine Drift in  $y$ -Richtung. Dies entspricht der bereits bekannten Flachbandbedingung [1.22]. Beenakker nennt dies „nicht-resonant“. Im „resonanten“ Fall führt die Driftbewegung zu einer erhöhten Diffusion in  $y$ -Richtung, was zu einer veränderten Leitfähigkeit  $\sigma_{yy}$  führt. Dies hat wiederum eine Widerstandsänderung in  $\rho_{xx} = \sigma_{yy}/\sigma_{xy}^2$  zur Folge.

Diese semiklassische Theorie beschreibt die Oszillationen in  $\rho_{xx}$ , aber nicht die in  $\rho_{yy}$ . Dafür ist die quantenmechanische Theorie mit einer zustandsdichteabhängigen Streurate notwendig.

### 1.2.1.1 Positiver Magnetowiderstand

In modulierten 2DEGs tritt neben den Kommensurabilitätsoszillationen ein weiterer charakteristischer Effekt bei sehr kleinen Magnetfeldern um  $B = 0$  auf. Der Widerstand  $\rho_{xx}$  steigt mit dem Magnetfeld zunächst stark an, bis er bei einem Wert  $B_C$  ein Maximum erreicht um anschließend wieder abzunehmen. Dieser Effekt ist in  $\rho_{yy}$  nicht feststellbar. Das Modell des klassischen magnetischen Durchbruchs [13, 14] beschreibt diesen Vorgang sehr gut. Hier wird von offenen Elektronentrajektorien parallel zu den Modulationslinien und senkrecht zum Stromfluss bei sehr kleinen Magnetfeldern ausgegangen, welche den Widerstand  $\rho_{xx}$  erhöhen. Ursache ist, dass die Kraft  $-eE = V_0 K \sin(Kx)$ , resultierend aus dem periodischen Potential, bei sehr kleinen Magnetfeldern noch größer ist als die Lorentzkraft  $-ev_F B$ . Sobald beide Kräfte gleich groß werden, verschwinden die offenen Trajektorien und der positive Magnetowiderstand in  $\rho_{xx}$  sättigt. Für das kritische Magnetfeld  $B_C$  im Gleichgewicht ergibt sich der Zusammenhang

$$B_C = \frac{2\pi V_0}{eav_F}, \quad (1.30)$$

welcher genutzt werden kann, um die Modulationsamplitude abzuschätzen.

### 1.2.2 Der persistente Photoeffekt zur Erzeugung einer schwachen Modulation

Für die Erzeugung eines periodischen elektrostatischen Potentials auf einem 2DEG gibt es verschiedene Methoden. Alle mit einem Materialabtrag bzw. einer Materialaufbringung verbundenen Verfahren haben den Nachteil, dass sie entweder die Qualität der zugrundeliegenden Heterostruktur verschlechtern oder mit einer zusätzlichen magnetischen Modulation des 2DEGs einhergehen. Bereits in der Arbeit von Weiss [6] wird die schonende Methode der in-situ-interferometrischen Belichtung aufgezeigt. Man erreicht damit eine schwache Modulation von etwa  $V_0/E_F < 6\%$ . Dieser Methode liegt der persistente Photoeffekt zugrunde.

Bei tiefen Temperaturen unter 150 K beobachtet man an dotierten AlGaAs und GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen, dass die durch Photoionisation erzeugten Elektronen räumlich von den Donatoren getrennt werden und aufgrund einer Potentialbarriere nicht mehr rekombinieren können. Dadurch wird zum einen die Ladungsträgerdichte erhöht, zum anderen werden ortsfeste positiv geladene Störstellen erzeugt.

Bei einer Dotierung mit Si-Atomen können zwei verschiedene Störstellentypen vorliegen. Flache Störstellen geben durch thermische Anregung Elektronen ins Leitungsband ab. Liegen zusätzlich auch tiefe Störstellen, sog. DX-Zentren vor, so nehmen diese je nach Ladungszustand einen symmetrischen oder energetisch günstigeren asymmetrischen Gitterplatz im Kristall ein. Dieses Vorgehen wird als persistenter Photoeffekt bezeichnet. Eine ausführliche Erklärung dazu findet man z.B. in [4] und den darin angegebenen Veröffentlichungen.

Da die ionisierten Störstellen ortsfest sind, verändert ihre positive Ladung die Potentiallandschaft des 2DEGs. Zur Erzeugung eines linear periodischen Potentials bietet sich die Belichtung mit einem Linienmuster an. Dazu werden zwei kohärente Laserstrahlen auf der Probe zur Interferenz gebracht. Über die Belichtungszeit kann die „Stärke“ der Modulation gesteuert werden. Man nennt diese Methode in-situ-interferometrische Belichtung.

## 1.3 Mikrowellen-Photoleitfähigkeit an zweidimensionalen Elektronengasen

Die Photoleitfähigkeit von zweidimensionalen Elektronengasen wurde in der Vergangenheit bereits mehrfach unter verschiedenen Gesichtspunkten untersucht. Als Anregung dienten dabei verschiedenste Quellen elektromagnetischer Wellen, wie zum Beispiel Ferninfrarotstrahlung oder Mikrowellenstrahlung. Untersucht wurden unter anderem die Elektronen-Spin-Resonanz (ESR), die Inter-Subband-Resonanz (ISR) oder auch die Zyklotron-Resonanz (CR). Letztere ist von besonderer Bedeutung für die vorliegende Arbeit. Bei der CR erzeugt die eingestrahlte elektromagnetische Welle zu einer induzierten Spannung, welche zu einer Widerstandsänderung der Probe führt. Unter Verwendung von Mikrowellenstrahlung liegt die Zyklotronresonanz bei kleinen Magnetfeldern unterhalb von einem Tesla.

Zur Erklärung der CR kommen im Wesentlichen zwei Mechanismen zum Tragen [15]. Von Bedeutung sind dabei zum einen die Kristalltemperatur  $T_{lat}$ , also auch die des Reservoirs  $T_0$ , meist das Heliumbad. Mit der Einstrahlung von Photonen geeigneter Energie  $\hbar\omega$  können Elektronen innerhalb der Energieniveaus an der Fermikante angehoben werden, was zu einer Änderung der Elektronen-Verteilungsfunktion führt. Dies entspricht einer Änderung der Elektronentemperatur um  $\Delta T_{el}$ . Die angeregten Elektronen relaxieren nun in einem schnellen Mechanismus mit  $\tau_{el}$  zur Gleichgewichtstemperatur  $T_{lat}$  zurück, was zu einer Erwärmung des Kristalls um  $\Delta T_{lat}$  führt. Der Kristall selbst gibt dann in einem zweiten, langsameren Mechanismus mit der Relaxationszeit  $\tau_0$  die zusätzliche Wärme an das Reservoir ab.

Die Leitfähigkeitsänderung  $\Delta\sigma$  ist verknüpft mit einer Temperaturänderung  $\Delta T_{el}$  des Elektronensystems, welche nur im Fall der resonanten Absorption auftritt. In allen anderen Fällen wird nur die Kristalltemperatur erhöht und führt zu einem „nichtresonanten“ Untergrund [15].

Für ein endliches, räumlich begrenztes 2DEG konnte gezeigt werden, dass keine Ein-Teilchen-Zyklotronresonanz erfolgt, sondern eine kollektive Anregung über plasmonische Schwingungen der Elektronen stattfindet [15].

### 1.3.1 Hochbewegliche 2DEGs unter Mikrowellenbestrahlung

An hochbeweglichen 2DEGs unter Mikrowellenbestrahlung zeigten sich bei experimentellen Untersuchungen von Zudov *et al.* [16] (Abb. 1.9) und Ye *et al.* [17] über die Zyklotronresonanz hinaus bis dahin unbekannte mikrowelleninduzierte Magnetowiderstandsoszillationen (MIROs). In höchstbeweglichen 2DEGs traten zudem sogenannte „Null-Ohm-Zustände“ (ZRS) auf [2] (Abb. 1.10). Dies führte in den letzten Jahren zu einer regen Entwicklung von theoretischen Modellen zur Erklärung der mikrowelleninduzierten Photoleitfähigkeit.

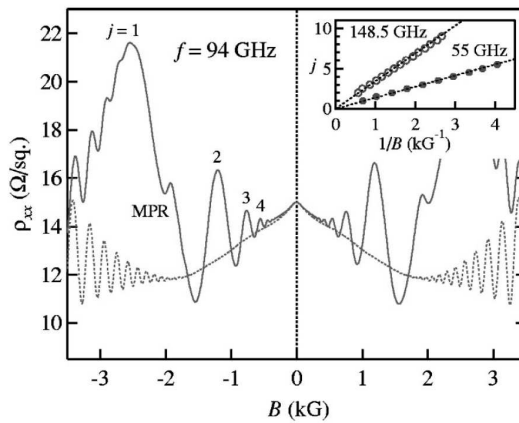


Abbildung 1.9: Magnetowiderstand ohne (gestrichelt) und mit Mikrowellenbestrahlung (durchgezogen) bei  $T = 0,4 \text{ K}$  und  $f = 94 \text{ GHz}$ . Im Insert wird der Maximaindex  $j$  gegen  $1/B$  für  $f = 55 \text{ GHz}$  sowie  $f = 148,5 \text{ GHz}$  aufgetragen, woraus sich eine effektive Elektronenmasse von  $m^* \approx 0,068 m_0$  ergibt. Aus [16].

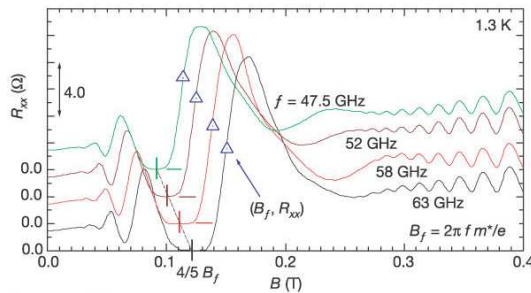


Abbildung 1.10: Entwicklung der mikrowelleninduzierten ZRS bei den Frequenzen  $f$ . Über den gesamten aufgezeigten Frequenzbereich erscheinen ZRS bei  $4/5 B_f$ . Bei  $B_f$  zeigt  $R_{xx}$  weder ein Maximum noch ein Minimum. Aus [2].

### 1.3.2 Mikrowelleninduzierte Magnetowiderstandssoszillationen (MIROs)

Die beobachteten Magnetowiderstandssoszillationen zeigen alle eine Periodizität, welche mit dem Verhältnis  $\epsilon_{ac} = \omega/\omega_c$  beschrieben werden kann, hier ist  $\omega = 2\pi f$  die Frequenz der eingestrahlten Mikrowellen und  $\omega_c = B \frac{e}{m^*}$  die magnetfeldabhängige Zyklotronfrequenz. Die Maxima (+) bzw. Minima (−) der Oszillationen treten bei Verhältnissen von  $\epsilon_{ac}^{\pm} = n \mp \phi_{ac}$  auf, wobei  $\phi_{ac} \leq 1/4$  und  $n \in \mathbb{Z}^+$  ist.

Das aktuelle Verständnis dieser Phänomene basiert auf zwei verschiedenen mikroskopischen Mechanismen, die nebeneinander koexistent sind.

Ursprünglich wurden die mikrowelleninduzierten Magnetowiderstandssoszillationen auf eine durch Mikrowellen verursachte Störstellenstreuung zurückgeführt und als „displacement“-Modell bezeichnet [18, 19, 20, 21, 22]. Das zweite Modell basiert auf einem inelastischen Prozess, der zu einer oszillierenden Verteilungsfunktion der Elektronen führt („inelastic“-Modell) [23, 24, 25, 26, 27].

Für beide Modelle kann eine Modifikation des Widerstandes geschrieben werden zu [28]:

$$\delta\rho = -4\pi\rho_0\tau_{tr}^{-1}\mathcal{P}_\omega\epsilon_{ac}\tilde{\tau}\delta^2\sin(2\pi\epsilon_{ac}). \quad (1.31)$$

Hierbei ist  $\rho_0 \propto 1/\tau_{tr}$  der Drude-Widerstand, welcher indirekt proportional zur Transportstreuzeit  $\tau_{tr}$  ist,  $\mathcal{P}_\omega$  ist ein dimensionsloser Parameter, proportional zur Mikrowellenleistung und  $\delta = \exp(-\pi\epsilon_{ac}/\omega\tau_q)$  ist der Dingle-Faktor mit der Quantenstreuzeit  $\tau_q$ .

Je nach Modell wird  $\tilde{\tau}$  gesondert betrachtet. Im „displacement“-Modell hat der langreichweitige Störstellenanteil  $\tau_q^{im}$  der Quantenstreuzeit  $\tau_q$  Einfluss auf den Widerstand:  $\tilde{\tau} = 3\tau_q^{im}$ . Für das „inelastic“-Modell ergibt sich  $\tilde{\tau} = \tau_{in} \simeq \varepsilon_F T^{-2}$ , mit der Fermi-Energie  $\varepsilon_F$ .

Für Temperaturen um  $1\text{ K}$  wird das „inelastic“-Modell favorisiert, da für diesen Bereich  $\tau_{in} \gg \tau_q^{im}$  ist. Des Weiteren wurde in einigen Experimenten [2, 29, 30] eine Temperaturabhängigkeit der MIROs zu  $T^{-2}$  beobachtet, die mit diesem Modell plausibel erklärt werden kann.

## 1.3.2.1 „Displacement“-Modell

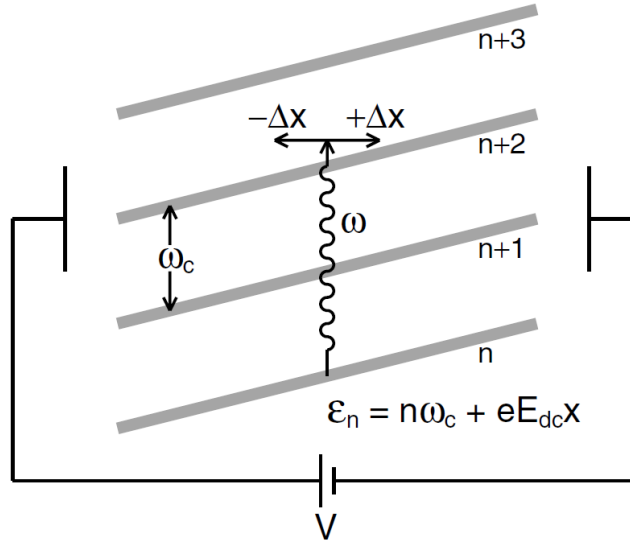


Abbildung 1.11: Die schematische Darstellung zeigt die im angelegten Feld verkippten Landauniveaus  $n$  bis  $n + 3$ . Durch die Hochfrequenzbestrahlung absorbieren Elektronen Photonen der Energie  $\omega$  und werden dadurch energetisch angehoben. An Störstellen können diese Elektronen um  $\pm\Delta x$  in das nähergelegene Landauband streuen. Je nachdem, welche Streurichtung überwiegt, wird der Stromfluss dadurch angehoben oder verringert. Aus [19].

Bei dem bereits früh etablierten „Displacement“-Modell werden die durch Mikrowellen hervorgerufenen Magnetowiderstandsozillationen auf eine Änderung des Stromflusses, bedingt durch Störstellenstreuung, zurückgeführt.

Das vereinfachte Modell betrachtet dazu die verbreiterten Landauniveaus bei hohen Füllfaktoren. In einem angelegten elektrischen Gleichspannungsfeld, welches typischerweise durch den Messstrom hervorgerufen wird, verkippen die Landauniveaus (siehe Abb. 1.11). Der Abstand zwischen den einzelnen Landauniveaus  $n$  zu  $n + 1$  wird durch die Stärke des angelegten externen Magnetfeldes über die Zyklotronresonanzfrequenz bestimmt zu  $\omega_c = B \frac{e}{m^*}$ .

Wird nun das 2DEG mit einem Hochfrequenzfeld bestrahlt, so kann ein Elektron durch ein Photon der Energie  $\omega = 2\pi f$  energetisch angeregt werden. Ohne

Störstellen können die Elektronen nur in freie Landaubänder angehoben werden. Da die Leitfähigkeit unabhängig von der Verteilung der Elektronen in den Landauniveaus (Kohn's Theorem [31]) ist, liefern die durch Photonen angeregten Elektronen keinen zusätzlichen Beitrag zum Stromfluss.

Sind zusätzlich Störstellen vorhanden, so können die durch Photonen angeregten Elektronen an diesen streuen und dadurch in freie Landaubänder gelangen. Wie in Abbildung 1.11 schematisch dargestellt, kann die Streuung sowohl in Stromrichtung als auch entgegen der Stromrichtung um  $\Delta x$  erfolgen. Je nach Verhältnis von  $\omega$  zu  $\omega_c$  wird dabei die Richtung zum näheren freien Landauband bevorzugt.

Die von A.C. Durst *et al.* [19] dazu durchgeführten theoretischen Berechnungen ergeben eine Änderung der Leitfähigkeit, welche proportional zu  $\omega/\omega_c$  ist:

$$\Delta\sigma_{xx} \propto -\sin(2\pi\omega/\omega_c). \quad (1.32)$$

Die Leitfähigkeit  $\sigma_{xy}$ , welche deutlich größer ist als  $\sigma_{xx}$ , wird von der Hochfrequenzbestrahlung nicht beeinflusst. Die Widerstandskomponente  $\rho_{xx} \approx \rho_{xy}^2 \sigma_{xx}$  weist damit dieselbe Periode und Phase der experimentell beobachteten Oszillationen auf.

Dieses Modell zeigt keine Temperaturabhängigkeit, dafür ist aber die relative Orientierung des Mikrowellenfeldes zum angelegten Gleichspannungsfeld von großer Bedeutung.

Das hier stark vereinfacht dargestellte Bild des „displacement“-Modells wird in der Arbeit von A.C. Durst *et al.* [19] ausführlicher behandelt. Eine systematische theoretische Aufarbeitung dieses Modells findet man in der Veröffentlichung von M.G. Vavilov *et al.* [22].

### 1.3.2.2 „Inelastic“-Modell

Da mit dem vorangehend beschriebenen Modell die Temperaturabhängigkeit der MIROs und vor allem das Auftreten der „Null-Ohm-Zustände“ nicht befriedigend erklärt werden konnte, wurde von I.A. Dmitriev *et al.* [24] ein tiefgreifenderes Modell aufgestellt und in weiteren Arbeiten erörtert [25, 26].

Das „inelastic“-Modell beinhaltet die Verteilungsfunktion der Elektronen, welche durch die Einstrahlung von Hochfrequenz verändert wird. Auch die oszillierende Zustandsdichte  $\nu(\epsilon)$  (oder auch  $D(E)$ ) von durch Streuprozessen verbreiterten Landaubändern führt zu einer oszillierenden Veränderung der Verteilungsfunktion. Dies erzeugt schließlich einen Beitrag zur Leitfähigkeit, welcher mit sich veränderndem  $\omega/\omega_c$  oszilliert.

Im Folgenden sollen die wichtigsten Aspekte des komplexen Formalismus herausgestellt werden.

Wird an ein 2DEG, welches einem hochfrequenten Feld ( $E_\omega \cos \omega t$ ) ausgesetzt ist, eine Gleichspannung angelegt, so erzeugt diese ein elektrisches Feld ( $E_{dc}$ ), welches einen longitudinalen Stromfluss in Abhängigkeit von der Photoleitfähigkeit  $\sigma_{ph}$  bewirkt. Im Experiment direkt zugänglich ist der damit verknüpfte longitudinale Widerstand  $\rho_{ph} \simeq \rho_{xy}^2 \sigma_{ph}$  mit dem Hallwiderstand  $\rho_{xy}$ , welcher von der hochfrequenten Bestrahlung nur sehr schwach beeinflusst wird.

Die Photoleitfähigkeit kann beschrieben werden als

$$\sigma_{ph} = \int d\epsilon \sigma_{dc}(\epsilon) [-\partial_\epsilon f(\epsilon)], \quad (1.33)$$

wobei  $f(\epsilon)$  die Verteilungsfunktion der Elektronen darstellt. Die Leitfähigkeit  $\sigma_{dc}(\epsilon) = \sigma_{dc}^D \nu^2(\epsilon) / \nu_0^2$  ist mit der Drudeleitfähigkeit  $\sigma_{dc}^D = e^2 \nu_0 v_F^2 / 2\omega_c^2 \tau_{tr,0}$  über die Zustandsdichte  $\nu_0 = m/2\pi$  (mit  $\hbar = 1$ ) verknüpft.  $v_F$  ist die Fermigeschwindigkeit und  $\tau_{tr,0}$  die Transportstreuzeit bei  $B = 0$ .

Werden die Landauniveaus durch schwache Störstellen verbreitert, so können diese bei kleinen Magnetfeldern überlappen und führen so zu einer oszillierenden Zustandsdichte der Form

$$\nu(\epsilon) = \nu_0 \left[ 1 - 2\delta \cos \frac{2\pi\epsilon}{\omega_c} \right] \quad \text{mit} \quad \delta = e^{\left(\frac{-\pi}{\omega_c \tau_q}\right)} \ll 1. \quad (1.34)$$

Die Quantenstreuzeit  $\tau_q$  ist für  $B = 0$  in hochbeweglichen 2DEGs deutlich kleiner als die Transportstreuzeit  $\tau_{tr,0}$  ( $\tau_q \ll \tau_{tr,0}$ ).

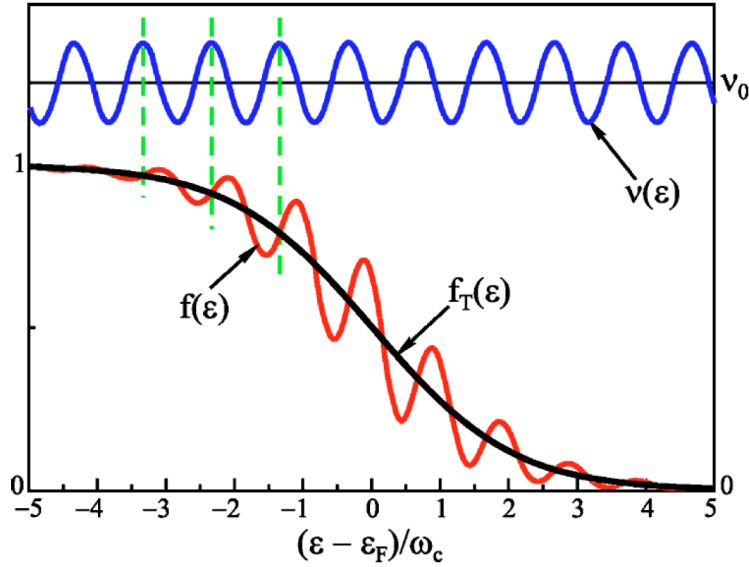


Abbildung 1.12: Schematische Darstellung der oszillierenden Zustandsdichte  $\nu(\epsilon)$  und der durch Hochfrequenzbestrahlung oszillierenden Verteilungsfunktion  $f(\epsilon)$  der Elektronen für  $\sin(2\pi\omega/\omega_c) > 0$ . Aus [25].

Durch Mikrowelleneinstrahlung wird nun die Verteilungsfunktion  $f(\epsilon)$  der Elektronen um einen zusätzlichen Beitrag  $f_{osc}(\epsilon)$  modifiziert, welcher mit  $\epsilon \pm \hbar\omega$  oszilliert:

$$f(\epsilon) = f_T(\epsilon) + f_{osc}(\epsilon) + O(\delta^2). \quad (1.35)$$

$f_T(\epsilon)$  ist dabei annähernd die Fermiverteilung bei einer Temperatur  $T$  des Elektronengases. Für den oszillierenden Beitrag  $f_{osc}(\epsilon)$  sind die dimensionslosen Parameter für die Stärke des Hochfrequenzfeldes  $\mathcal{P}_\omega$  und des angelegten Gleichspannungsfeldes  $\mathcal{Q}_{dc}$  notwendig:

$$\mathcal{P}_\omega = \frac{\tau_{in}}{\tau_{tr,0}} \left( \frac{eE_\omega v_F}{\omega} \right)^2 \frac{\omega_c^2 + \omega^2}{(\omega^2 - \omega_c^2)^2} \quad (1.36)$$

$$\mathcal{Q}_{dc} = \frac{2\tau_{in}}{\tau_{tr,0}} \left( \frac{eE_{dc} v_F}{\omega_c} \right)^2 \left( \frac{\pi}{\omega_c} \right)^2. \quad (1.37)$$

Damit ergibt sich nach [25] für den zusätzlichen oszillierenden Beitrag:

$$f_{osc}(\epsilon) = \delta \frac{\omega_c}{2\pi} \frac{\partial f_T}{\partial \epsilon} \sin \frac{2\pi\epsilon}{\omega_c} \frac{\mathcal{P}_\omega \frac{2\pi\omega}{\omega_c} \sin \frac{2\pi\omega}{\omega_c} + 4\mathcal{Q}_{dc}}{1 + \mathcal{P}_\omega \sin^2 \frac{2\pi\omega}{\omega_c} + \mathcal{Q}_{dc}}. \quad (1.38)$$

Diese Modifikation der Verteilungsfunktion  $f(\epsilon)$  bewirkt nach Gl.1.33 eine Änderung der Photoleitfähigkeit  $\sigma_{ph}$ .

Für sehr starke Hochfrequenzfelder  $\mathcal{P}_\omega$  wird die Photoleitfähigkeit negativ (vgl. Abb. 1.13) und führt zur Bildung von widerstandslosen Domänen [32]. Dieses Ergebnis kann zu einer möglichen Erklärung der „Null-Ohm-Zustände“ (ZRS) beitragen.

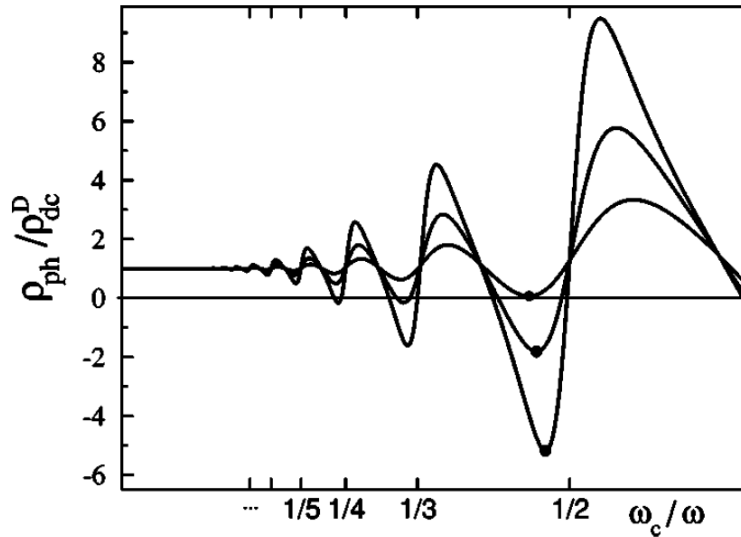


Abbildung 1.13: Photowiderstand, normalisiert auf den Drudewert ohne Bestrahlung, für überlappende Landauniveaus aufgetragen gegen das Verhältnis  $\omega_c/\omega$  für festes  $\omega\tau_q = 2\pi$ . Die Kurven korrespondieren zu verschiedenen Stärken der Mikrowellenleistung  $\mathcal{P}_\omega^{(0)} = 0, 24; 0, 8; 2, 4$ . Aus [25].

Die Temperaturabhängigkeit kann über die inelastische Streuzeit  $\tau_{in}$  nachgewiesen werden. Sowohl der dimensionslose Parameter für die Stärke des Hochfrequenzfeldes  $\mathcal{P}_\omega$  als auch der des angelegten Gleichspannungsfeldes  $\mathcal{Q}_{dc}$  sind direkt proportional zur inelastischen Streuzeit  $\tau_{in}$ . Für nicht zu große Temperaturen kommt der dominierende Mechanismus der inelastischen Streuung  $\tau_{in}$

von einer Elektron-Elektron-Streuung und kann sowohl für den Fall von überlappenden, als auch für den Fall separierter Landauniveaus hergeleitet werden [25]. Die Ergebnisse zeigen in beiden Fällen eine zur Temperatur inverse Proportionalität und für die Photoleitfähigkeit ergibt sich

$$\sigma_{ph} \propto \tau_{in} \propto T^{-2}. \quad (1.39)$$

Mit diesem Modell kann sowohl der Einfluss der Temperatur, als auch der Einfluss der Hochfrequenzleistung auf die Photoleitfähigkeit erklärt werden. Zudem ist die Photoleitfähigkeit  $\sigma_{ph}$  unabhängig von der Orientierung des linear polarisierten Hochfrequenzfeldes, was ebenfalls in Experimenten beobachtet werden konnte.

### 1.3.3 Fraktionelle mikrowelleninduzierte Magnetowiderstandssoszillationen (FMIRO)

Mit einer Erhöhung der Hochfrequenzleistung konnten in Experimenten zusätzliche Maxima bei fraktionellen Verhältnissen von  $\omega/\omega_c = n/m$  ( $n, m \in \mathbb{Z}$ ) beobachtet werden [33, 34, 35, 36].

Die theoretische Erklärung der fraktionellen mikrowelleninduzierten Widerstandssoszillationen (FMIRO) für  $m \geq 2$  geht von Mehrphotonen-Absorptionsprozessen aus, welche auf zwei Arten stattfinden können.

Bei der ersten Art werden mehrere Photonen simultan absorbiert. Dies geschieht über virtuelle Zwischenzustände (vgl. [37, 27]), welche auch als mikrowelleninduzierte Seitenbänder bezeichnet werden [38]. Wie in Abbildung 1.14 schematisch dargestellt, können über die Zwischenzustände (gestrichelt) nacheinander zwei Einzelphotonen-Prozesse (gewellte Linie,  $\omega$ ) stattfinden. Dies entspricht dann einem Zweiphotonen-Übergang (gewellte Linie,  $2\omega$ ). Einzelphotonen-Übergänge (gerade Linien) innerhalb der Landauniveaus (dicke Linien) beziehungsweise zwischen den Landauniveaus sind aufgrund der Photonenenergie nicht möglich [27]. Eine genauere Betrachtung erfolgt in den Arbeiten von Dmitriev *et al.* [27, 32, 38].

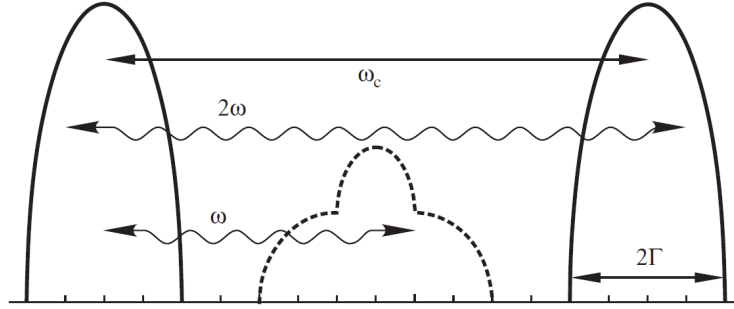


Abbildung 1.14: Veranschaulichung möglicher Beträge zum FMIRO für  $\omega/\omega_c = 1/2 + \Gamma/2$  und  $\omega_c/\Gamma = 7$ . Einzelphotonen-Übergänge (gerade Linien) innerhalb und zwischen den Landau-niveaus (dicke Linien) können nicht stattfinden, während Zweiphotonen-Prozesse (gewellt) möglich sind. Die mikrowelleninduzierten Seitenbänder (gestrichelte Linie) ermöglichen Einzelphotonen-Prozesse. Aus [27].

Die zweite Art ist eine stufenweise Absorption von einzelnen Photonen [39]. Der Beitrag dieses Prozesses zum spezifischen Widerstand kommt von einer unvollständigen Relaxation der Elektronen zwischen den Absorptionsprozessen.

In Experimenten konnten fraktionelle Werte bis zu  $m = 8$  nachgewiesen werden [40].

### 1.3.4 Mikrowelleninduzierte Photoleitfähigkeit unter eindimensionaler periodischer Modulation

Die durch die Mikrowellenbestrahlung hervorgerufenen Magnetowiderstandssoszillationen liegen in einem Magnetfeldbereich, in dem auch Kommensurabilitätsoszillationen beobachtet werden können.

Damit ergibt sich die interessante Fragestellung, welchen Einfluss eine eindimensionale periodische Modulation auf die Mikrowellen-Photoleitfähigkeit bewirkt. Dies wurde von J. Dietel *et al.* [41] aufgegriffen und theoretisch erörtert. Dazu berechnet Dietel zunächst die Leitfähigkeit eines zweidimensionalen Elektronengases unter Einfluss einer eindimensionalen Modulation der Periodizität  $a$  mit dem Potential  $V(x) = V_0 \cos(Kx)$ ,  $K = 2\pi/a$  ohne Hochfrequenzbestrahlung. Anschließend betrachtet Dietel den Einfluss der Hochfrequenzstrahlung

auf das modulierte 2DEG sowohl im Hinblick auf das „displacement“-Modell als auch auf das „inelastic“-Modell. Dabei stellt er heraus, dass das „inelastic“-Modell einen deutlich größeren Einfluss auf die Leitfähigkeit mit sich bringt.

Dietel führte die Berechnungen für den Fall eines Stromflusses parallel als auch senkrecht zur Modulationsrichtung durch. Dabei fokussiert er die Berechnungen auf das Regime hoher Landauniveaus, das heißt:  $\lambda_F \ll l_B \ll R_C$ ; ebenso soll die Modulationsperiode  $a$  der Bedingung  $\lambda_F \ll a \ll R_C$  genügen. Die Mikrowellenstrahlung wird über das elektrische Potential  $\phi(\vec{r}, t)$  beschrieben:

$$\phi(\vec{r}, t) = -\frac{e}{2}\vec{r} \left( \vec{E}_{HF}^* e^{i\omega t} + \vec{E}_{HF} e^{-i\omega t} \right). \quad (1.40)$$

Die Stärke und Polarisation der Mikrowellenstrahlung ist in  $\vec{E}_{HF}$  enthalten.

Unter Verwendung der elastischen Ein-Teilchen Streuzeit  $\tau_s^*$  und der Transportstreuzeit  $\tau_{tr}^*$  im Magnetfeld sowie der Zustandsdichte der durch die Modulation verbreiterten Landaubänder  $\nu^*(\epsilon_n)$  ergibt sich für die Leitfähigkeit ohne Hochfrequenzbestrahlung entlang der Modulation:

$$\sigma_{xx} = \int d\epsilon_n \left( -\frac{\partial f(\epsilon_n)}{\partial \epsilon_n} \right) \sigma_{xx}(\epsilon_n) \quad (1.41)$$

mit

$$\sigma_{xx}(\epsilon_n) = e^2 \left( \frac{R_C^2}{2\tau_{tr}^*(\epsilon_n)} \right) \nu^*(\epsilon_n), \quad (1.42)$$

sowie senkrecht zur Modulation:

$$\sigma_{yy} = \int d\epsilon_n \left( -\frac{\partial f^0(\epsilon_n)}{\partial \epsilon_n} \right) \sigma_{yy}(\epsilon_n) \quad (1.43)$$

mit

$$\sigma_{yy}(\epsilon_n) = e^2 \left( [v_y(\epsilon_n)]^2 \tau_s^*(\epsilon_n) \right) \nu^*(\epsilon_n). \quad (1.44)$$

Wird nun zusätzlich die Probe mit einem linear polarisierten Hochfrequenzfeld bestrahlt, so ergeben sich unter Berücksichtigung des „inelastic“-Modells folgende Ergebnisse:

$$\sigma_{xx}^{photo} = 4 \left( \frac{\tau_{in}}{\tau_{tr}^*} \right) \left( \frac{eE_{HF}R_c}{4\Delta\omega} \right)^2 [e^2 D_{xx} \nu^*] B_1(\Delta\omega/2U_N) \quad (1.45)$$

für die Photoleitfähigkeit entlang der Modulation und

$$\sigma_{yy}^{photo} = 4 \left( \frac{\tau_{in}}{\tau_{tr}^*} \right) \left( \frac{eE_{HF}R_c}{4\Delta\omega} \right)^2 [e^2 D_{yy} \nu^*] B_2(\Delta\omega/2U_N) \quad (1.46)$$

für die Photoleitfähigkeit senkrecht zur Modulation. Die Integralfunktionen  $B_1$  und  $B_2$  führen zu einer Modulation der Bandbreite  $U_n$  der Landaubänder durch eine Änderung der Zustandsdichte mit  $\Delta\omega = \omega_c - \omega$ . Die resultierenden Diffusionskonstanten entsprechen denen ohne Hochfrequenzbestrahlung:

$$D_{xx} = R_c^2/2\tau_{tr}^* \quad \text{und} \quad D_{yy} = v_y^2 \tau_s^*. \quad (1.47)$$

Die durch das periodische Potential  $V(x)$  hervorgerufenen Kommensurabilitätsoszillationen üben zwei Effekte auf den Photostrom aus. Zum Einen führen sie zu einer Modulation der Amplitude des Photostroms, welche ähnlich der Modulation der Leitfähigkeit ohne Hochfrequenzbestrahlung ist. Der zusätzliche Vorfaktor  $\tau_{in}/\tau_{tr}^*$  führt jedoch noch zu einer Änderung des Photostroms. Zum Anderen sind die Terme 1.45 und 1.46 für den Photostrom über die Integralfunktionen  $B_1$  und  $B_2$  mit dem Wert von  $\Delta\omega$  und der modulierten Bandbreite  $U_n$  der Landaubänder verknüpft.

Betrachtet man die Photoleitfähigkeit, so überlagern die  $1/B$ -periodischen Weiss-Oszillationen die mikrowelleninduzierten Oszillationen, welche ebenfalls  $1/B$ -periodisch sind. Beide Oszillationen können vergleichbare Amplituden aufweisen. Die Periodizitäten dieser Oszillationen sind:

$$\frac{e a}{m v_F} \quad \text{für die Weiss-Oszillationen} \quad (1.48)$$

$$\frac{e}{m \omega} \quad \text{für mikrowelleninduzierte Oszillationen.} \quad (1.49)$$

Ebenfalls wird in [41] gezeigt, dass die Photoleitfähigkeit nicht von der Orientierung eines linear polarisierten Hochfrequenzfeldes beeinflusst wird. Im Gegensatz dazu kann ein zirkular polarisiertes Hochfrequenzfeld je nach Drehrichtung zu einem Verschwinden oder zu einer Verdopplung der Photoleitfähigkeit im Vergleich zu einem linear polarisierten Hochfrequenzfeld führen.

Eine weitere theoretische Überlegung zu dieser Fragestellung wurde von Iñarra *et al.* [42] vorgestellt. Dabei wird jedoch nur der Fall einer Modulation parallel zum Stromfluss mit einem linear polarisiertem Hochfrequenzfeld in Stromrichtung betrachtet. Das Ergebnis zeigt eine additive Modulation der Weiss-Oszillationen durch die Mikrowellenbestrahlung. Die jeweiligen Oszillationsamplituden addieren sich dabei zur Gesamtamplitude auf. Die möglichen Einflüsse einer unterschiedlichen Polarisationsrichtung des Hochfrequenzfeldes werden nicht gesondert behandelt. Genauere Ausführungen des zugrundeliegenden Formalismus sind bis dato nicht veröffentlicht.

# Kapitel 2

## Entwicklung einer breitbandigen Hochfrequenzantenne

Zur Erzeugung eines hochfrequenten elektromagnetischen Wechselfeldes benötigt man im Versuchsaufbau eine dafür geeignete Abstrahlmöglichkeit. Die Entwicklung und Integration einer Hochfrequenzantenne in den bereits bestehenden interferometrischen Messaufbau (siehe [4]) stellt einen wichtigen Bestandteil dieser Arbeit dar und soll im Folgenden beschrieben werden.

### 2.1 Anforderungen an die Antenne

Um eine Probe interferometrisch zu belichten und anschließend einem hochfrequenten Wechselfeld auszusetzen, muss in den bestehenden optischen Probenstab ein Hochfrequenzstrahler integriert werden. Der bereits bestehende interferometrische Aufbau und die dadurch beengten Verhältnisse im Probenraum geben die Rahmenbedingungen für eine Antennenentwicklung vor. So sitzt die Probe „kopfunter“ im Probenstab, muss also von unten her bestrahlt werden. Eine Lösung mit einem offen endenden Hohlleiter, der über den Probenstab von oben zugeführt wird, scheidet somit aus. Der Strahlengang des optischen Aufbaus darf nicht beeinträchtigt werden; zudem trägt die mechanische Konstruktion der Optik zu erheblichen Störreflexionen der Mikrowellen bei. Es bilden sich stehende elektromagnetische Wellen und im ungünstigsten

Fall befindet sich die Probe in einem Wellenknoten. Um die unerwünschten Störreflexionen an benachbarten Teilen gering zu halten, ist eine möglichst gerichtete Abstrahlung des hochfrequenten Wechselfeldes sinnvoll. Ebenso kann mit einer Bündelung der Abstrahlung in Richtung der Probe eine optimale Leistungsausnutzung erzielt werden, so dass ein recht geringer Anteil der abgestrahlten Hochfrequenz lediglich eine Erwärmung der Probenkammer verursacht.

Wegen der Raumnot sitzt die Antenne nahe an der Probe. Diese sollte von einer möglichst ebenen Wellenfront bestrahlt werden. Eine gute Linearität des Phasengangs nahe am Strahler ist dafür Voraussetzung.

Die Anforderung an die Bandbreite des Strahlers wird durch die zur Verfügung stehende Hochfrequenzquelle vorgegeben. Diese deckt den Frequenzbereich von 10 MHz bis 40 GHz ab. Wünschenswert ist eine mindestens vergleichbare Bandbreite, wobei die Zuleitungen und Verbindungen des gesamten Messaufbaus bis zu einer Frequenz von 65 GHz ausgelegt wurden.

## 2.2 Planare Wanderwellen-Antenne und deren Optimierung

Die bereits vorangehend genannten Anforderungen an den Strahler führen zu Antennen, welche auf dem Grundprinzip des Wellenleiters beruhen [43, 44, 45]. Dazu gehören Hohlleiter, aber auch planare Strukturen wie zum Beispiel Schlitzleitungen. Wie bereits aufgeführt, sind Hohlleiter im bestehenden Messaufbau nicht integrierbar. Schlitzleitungsantennen ähneln zweidimensionalen Exponentialhörnern, welche die gerichtete Abstrahlung einer linear polarisierten, elektromagnetischen Welle bewirken. Eine Schlitzleitung (slotline, SL) entsteht, wenn eine leitende Ebene durch einen schmalen Schlitz homogener Weite in zwei Halbebenen getrennt wird. Ist der Schlitz mit seinem charakteristischen Wellenwiderstand abgeschlossen, so bildet sich eine transversale elektromagnetische Wanderwelle im Spalt. Aus der Schlitzleitung wird eine Wanderwellenantenne, wenn sich die Schlitzbreite allmählich aufweitet (tapered slotline, TSL) und so einen kontinuierlichen Übergang von der Schlitzimpedanz  $Z_{SL}$  in die

Freiraumimpedanz  $Z_0 = \frac{E_0}{H_0} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \approx 377 \Omega$  herstellt. Je nach Ausführung der Kontur des Übergangs (linear, gestuft, Exponentialkurve) unterscheidet man verschiedene Bauformen dieser Planarantenne. Alle Formen zeichnen sich durch sehr große Breitbandigkeit (mehrere Oktavenbreiten) bei nahezu konstantem Antennengewinn aus.

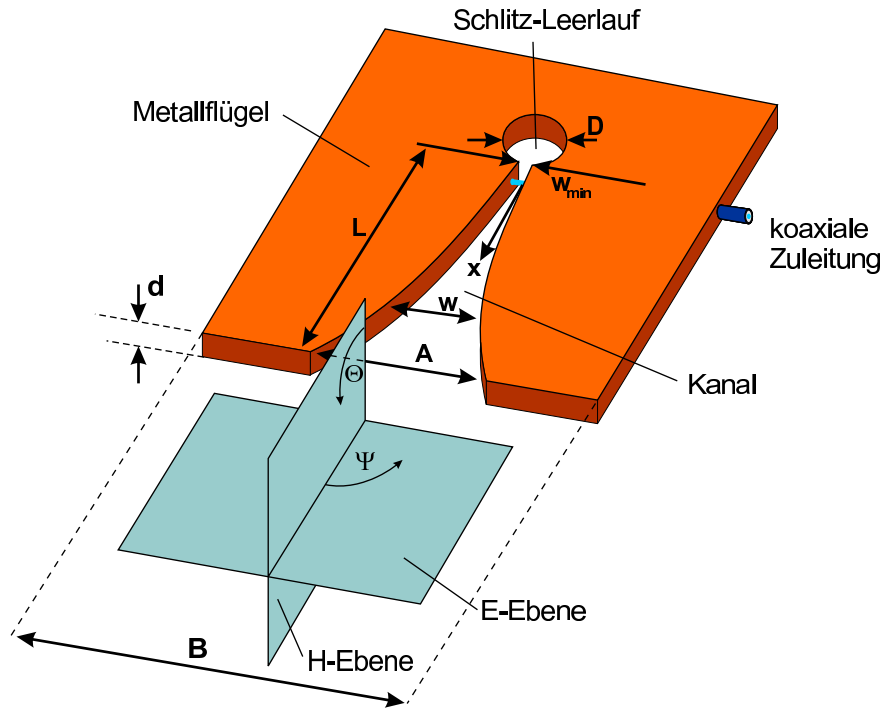


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung einer planaren Vivaldi-Antenne. Bereits im direkten Anschluss an die Austrittsöffnung stehen E- und H-Ebene senkrecht zueinander. Nach [46].

In der Familie der Schlitzleitungsantennen zeigt die sogenannte „Vivaldi-Antenne“ die kleinsten Nebenmaxima. Die Metallkontur im Kanal wird durch eine Exponentialkurve beschrieben [46], die Koeffizienten sind der Abbildung 2.1 zu entnehmen:

$$w(x) = \frac{w_{min}}{2} \cdot e^{\frac{x}{L} \ln\left(\frac{A}{w_{min}}\right)}. \quad (2.1)$$

Bei entsprechend angepasster Aperturimpedanz strahlt die Wanderwellen-antenne eine quasi-ebene Welle in den Freiraum. Die Apertur  $A$  wird durch die

maximale Breite der Aufweitung bestimmt. Bereits unmittelbar an der Austrittsöffnung darf die Fernfeldnäherung angenommen werden, es treten kaum Nahfeldkomponenten auf. Elektrisches und magnetisches Feld stehen schon im Kanal senkrecht zueinander, wobei die Ebene des elektrischen Feldes in der Antennenebene liegt. Die Bandbreite der Antenne ist theoretisch nur durch eine untere Grenzfrequenz eingeschränkt, welche durch die Breite  $A$  der Austrittsöffnung bestimmt wird. Sie muss größer sein als die halbe Freiraumwellenlänge:  $A > \lambda_0/2$ . Eine obere Grenzfrequenz ergibt sich nur aus den Grenzwerten der koaxialen Zuleitung und der Verbindungselemente. Das zugehörige Richtdiagramm (siehe Abb. 2.5) ist nahezu frequenzunabhängig, die Richtwirkung nimmt mit der aktiven Länge  $L$  der Antenne zu.

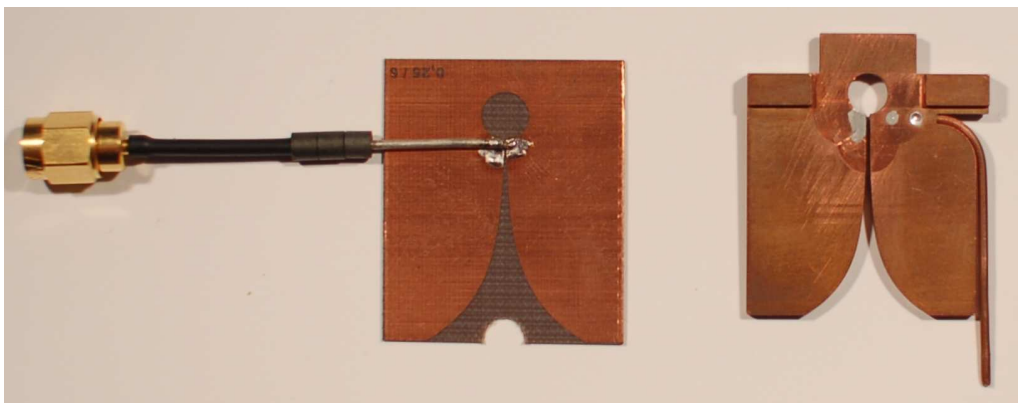


Abbildung 2.2: Koaxiale Speisung der Vivaldi-Antenne. Links für einen Teststrahler auf Platinenmaterial, rechts für die freitragende Vivaldi-Antenne aus Vollmaterial, die in Zusammenhang mit dieser Arbeit entwickelt wurde.

Die Speisung des Strahlers erfolgt im Idealfall symmetrisch über die Schlitzleitung. Im bestehenden interferometrischen Versuchsaufbau ist jedoch eine Zuleitung nur über koaxiale Leitungen möglich. Im angestrebten Frequenzbereich von  $10\text{ GHz}$  bis  $60\text{ GHz}$  werden Semi-Rigid-Kabel verwendet. Bei dieser Spezialform eines Koaxialkabels besteht der Außenleiter aus einem biegbaren Metallrohr. Semi-Rigid-Kabel haben gegenüber vergleichbaren flexiblen Kabeln den Vorteil einer geringeren Dämpfung sowie einer höheren Grenzfrequenz. Um eine asymmetrische Speisung des Schlitzleiters zu ermöglichen, muss die symmetrische Schlitzleitung entsprechend angepasst werden [47]. So kann diese

mit einem kreisförmigen Freiraum abgeschlossen werden. Dieser wirkt für die Hochfrequenz als sogenannter Leerlauf und zusammen mit der koaxialen Einspeisung ergibt sich eine Anpassung des Wellenwiderstands. Der Durchmesser  $D$  des Freiraums hängt von der Metallstärke  $d$ , der Kanalbreite  $w_{min}$  als auch vom Frequenzbereich ab. Die Einspeisung erfolgt unmittelbar am Übergang des Leerlauf-Freiraumes zum Kanal direkt über das Semi-Rigid-Kabel, wobei ein Metallflügel mit dem Außenleiter, der andere mit dem Innenleiter verbunden wird (vgl. Abb. 2.2).

Die mechanische Form der Einspeisung, der Schlitzabstand  $w_{min}$  der Leitung, der Durchmesser  $D$  des Freiraumes sowie die Metallstärke  $d$  bestimmen die Anpassung der Antenne an den asymmetrischen Koaxialleiter, dessen Wellenwiderstand  $50\ \Omega$  beträgt. Bei schlechter Anpassung wird ein Teil der Leistung am Speisepunkt in die Leitung zurückreflektiert und führt dort zu Stehwellen.

Die maximalen Abmessungen der Antenne sind durch das Platzangebot im Probenkopf vorgegeben. Die untere Grenzfrequenz ist demnach durch die maximale Austrittsöffnung von 15 mm festgelegt und berechnet sich entsprechend zu 10 GHz. Um die maximale Einbaulänge nutzen zu können, sollte die Probe nahe an der Austrittsöffnung des Strahlers sitzen, jedoch behindert dann das Dielektrikum zwischen den Metallflügeln der Antenne den optischen Weg der Laserstrahlen.

Versuche zeigten, dass ein Entfernen des Dielektrikums zwischen den Schlitzleitern nur wenig die grundlegenden Eigenschaften der Antenne beeinflusst, wenn die Dicke des Leiterbelages entsprechend vergrößert wird.

Um die mechanische Stabilität der Antenne zu gewährleisten, bot es sich an, die Antenne vollständig aus einer dickeren Messingplatte herzustellen und Luft als Dielektrikum zwischen den Schlitzleitern zu verwenden. Zudem eröffnet sich damit eine günstigere Art der Einspeisung, wie sie in Abbildung 2.2 rechts gezeigt ist. Die koaxiale Zuleitung erfolgt seitlich über eine Bohrung in die Antenne. Der Außenleiter steht nun direkt in Kontakt mit dem durchbohrten Metallflügel, der Innenleiter wird im Luftspalt zwischen den Schlitzleitern zum zweiten Metallflügel geführt und dort kontaktiert. Dies führt zu einer deutlich besseren Anpassung der koaxialen Zuleitung, da sie geradlinig und ohne mechanische „Sprünge“ erfolgt, an denen zusätzliche Reflexionen auftreten könnten.

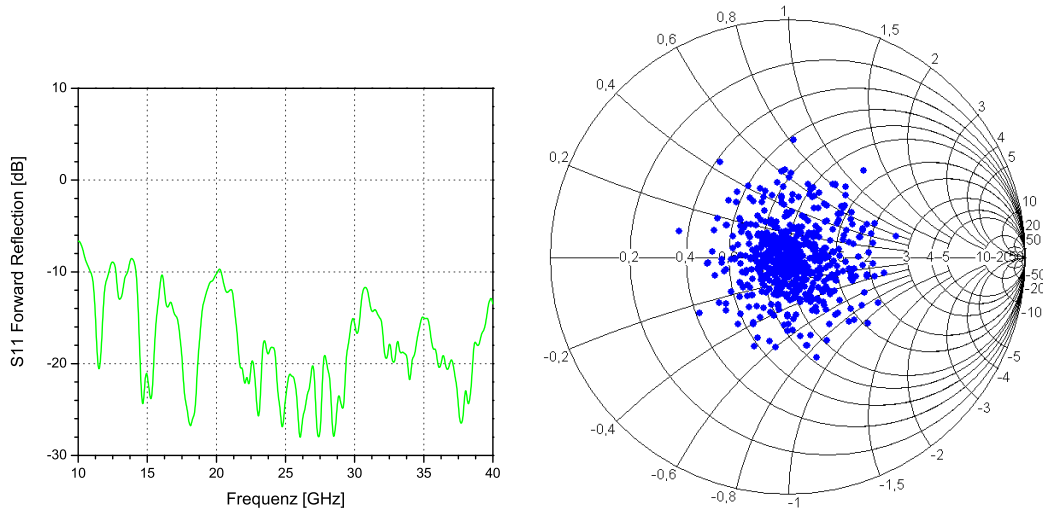


Abbildung 2.3: Die im linken Diagramm aufgetragene Rückflussdämpfung zeigt, welcher Anteil der eingespeisten Leistung von der Antenne reflektiert wird ( $S_{11}$  Forward Reflection in dB). Je niedriger der Wert, desto besser. Für eine Breitbandantenne ist das erzielte Ergebnis gut. Das Smith-Diagramm auf der rechten Seite zeigt die Impedanz der Antenne für den Frequenzbereich von 10 GHz bis 40 GHz. Bei idealer Anpassung liegt die Impedanz der Antenne im Zentrum des Diagramms (50- $\Omega$ -Punkt) ohne induktive oder kapazitive Anteile. Die gemessenen Impedanzwerte der optimierten Vivaldi-Antenne konzentrieren sich gut um die ideale Anpassung. Die Messungen wurden an der bereits im Probenkopf montierten Antenne unter Einsatzbedingungen durchgeführt.

Die Optimierung der Einspeisung hinsichtlich Anpassung erfolgt sukzessive über Variation des Abstandes zum Schlitzleerlauf, des Durchmessers des Schlitzleerlaufes sowie des Spaltabstandes. Zudem zeigte sich, dass die Ausformung der Lötstelle für den Innenleiter der Koaxialleitung einen deutlichen Einfluss auf die Anpassung hat. Die verschiedenen Entwicklungsstufen der Antenne wurden jeweils von der mechanischen Werkstatt der Universität Regensburg im Erodierverfahren hergestellt.

Für die optimierten Abmessungen der Antenne ergeben sich folgende Werte: Antennendicke  $d = 1,80 \text{ mm}$ , Antennenbreite  $B = 30,0 \text{ mm}$ , aktive Anten-

nenlänge  $L = 25,0 \text{ mm}$ , Aperturöffnung  $A = 15,0 \text{ mm}$ , Schlitzleitungsabstand  $w_{\min} = 0,55 \text{ mm}$ , Freiraumdurchmesser  $D = 4,90 \text{ mm}$ .

Abschließende Messungen über die Anpassung des Strahlers wurden am Fraunhofer Institut für Hochfrequenztechnik in Erlangen durchgeführt. Es zeigte sich eine über den gewünschten Frequenzbereich nahezu gleichbleibend gute Anpassung (vgl. Abb 2.3).

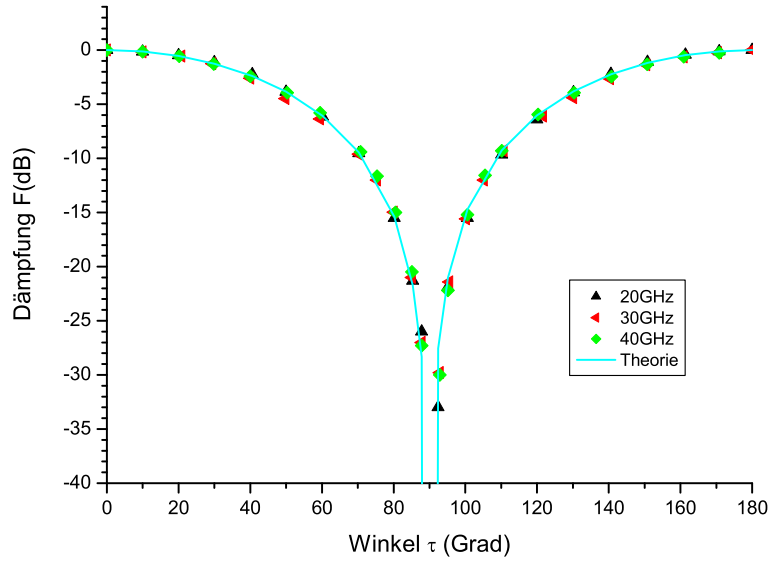


Abbildung 2.4: Polarisationsmessung der optimierten Vivaldi-Antenne für verschiedene Frequenzen und Vergleich mit der theoretischen Winkelabhängigkeit (Linie).

Die Antenne sollte theoretisch eine lineare Polarisation aufweisen. Zur Ermittlung der tatsächlichen Polarisation wird die Abnahme der abgestrahlten Leistung bei Drehung der Antenne gegenüber einem baugleichen Empfänger ermittelt. Der Zusammenhang zwischen dem Drehwinkel und der relativen Leistungsabnahme wird in der Literatur [48] wie folgt angegeben:

$$F = \cos^2(\Delta\tau) = \frac{P_{\Delta\tau}}{P_{0^\circ}}, \quad F(\text{dB}) = 10 \cdot \log(\cos^2(\Delta\tau)), \quad (2.2)$$

$\Delta\tau$  ist der Differenzwinkel zwischen E-Vektor und Antennenebene.

Die Polarisationsmessungen mit zwei gleichen Antennen am Antennenmessplatz zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit der Theorie, wie in Abbil-

dung 2.4 zu sehen ist.

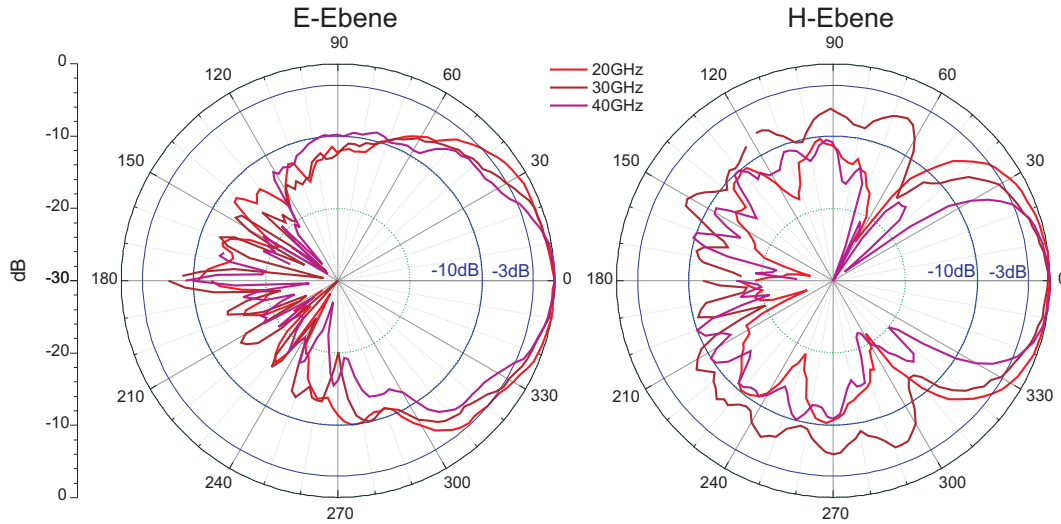


Abbildung 2.5: Richtdiagramme der  $E$ - und  $H$ -Ebene einer optimierten Vivaldi-Antenne für drei Frequenzen. Als Öffnungswinkel oder mittlere Halbwertsbreite wird der Bereich definiert, in dem die Messwerte zwischen 0 dB und  $-3$  dB liegen. Die Asymmetrie in der  $E$ -Ebene rührt von der Antennenzuleitung her, die unvermeidbar auf einer Seite der Antenne in der  $E$ -Ebene liegt. Anzumerken ist, dass für diese Messung kein reflexionsfreier Raum zur Verfügung stand.

Das Richtdiagramm einer Antenne erlaubt die Abschätzung des Antennengewinns und Aussagen über Symmetrie und Ausformung der Nebenkeulen. Da die Aufnahme des Richtdiagramms mit einem unabgeschirmten Messaufbau im Labor erfolgte, ist das Ergebnis nur qualitativ auswertbar. Jede Reflexion an Streuobjekten im Raum wirkt sich auf das Richtdiagramm aus. Deutlich erkennbar ist die Antennenzuleitung in der  $E$ -Ebene, die eine leichte Asymmetrie verursacht. Bei den Messungen wurden Testantennen ohne Metallhalterung auf der Rückseite der Antennen untersucht. Eine gültige Aussage über das Vor-Rück-Verhältnis der Strahlungskeule ist daher nicht möglich.

Aus den Richtdiagrammen der Abb 2.5 kann die mittlere Halbwertsbreite in der  $E$ -Ebene  $\Theta_E^\circ$  zu  $60^\circ$  und in der  $H$ -Ebene  $\Theta_H^\circ$  zu  $60^\circ$  grob abgeschätzt werden. Danach ergibt sich als mittlerer Antennengewinn (directivity)  $D \approx \frac{40000}{\Theta_E^\circ \cdot \Theta_H^\circ} \approx 11$  [48], was einem Antennengewinn gegenüber dem isotropen Raumstrahler von

$D_i \approx 10 \text{ dB}$  entspricht.

## 2.3 Integration in den bestehenden interferometrischen Messaufbau

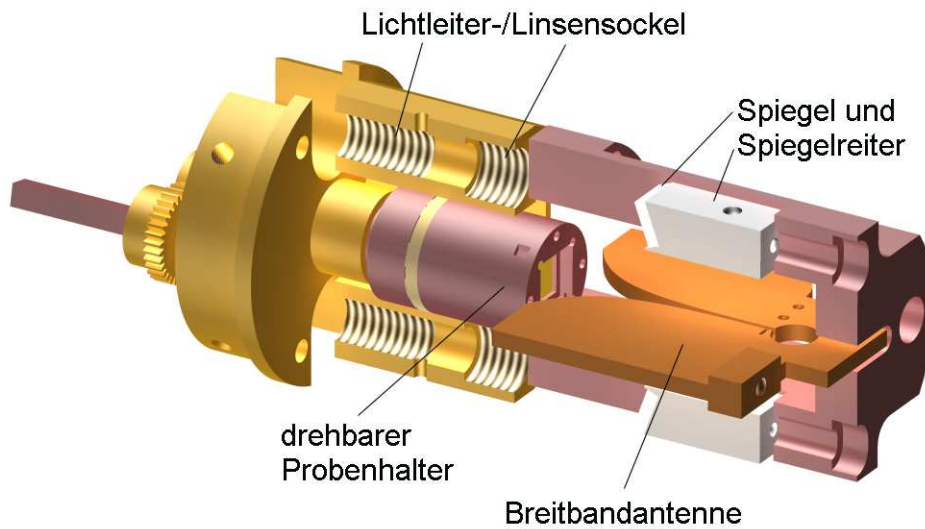


Abbildung 2.6: *Schnittbild des fertigen Probenkopfes mit Breitbandantenne, Spiegelreiter mit Spiegel, drehbarem Probenhalter (Kunststoff) und Lichtleiter-/Linsensockel.*

Um einen Einblick in das Verhalten des Messaufbaus bei Mikrowelleneinstrahlung zu bekommen, wurden Vorversuche mit einem einfachen Dipolstrahler durchgeführt. Hierbei zeigte sich rasch, dass Teile des interferometrischen Aufbaus aufgrund der hohlleiterartigen Formgebung zu starken Hohlraumresonanzen führen. Zur Abhilfe musste der bestehende Spiegelhalter aus Messing vollständig aus Kunststoff neu aufgebaut werden. In diesem Zusammenhang wurde auch ein in-Plane-Rotator für die Probe mit neuem Chipcarrier-Halter

aus Kunststoff angefertigt (vgl. Abb. 2.6).

Die Zuleitung der Mikrowellen erfolgt ausschließlich mit Semi-Rigid-Kabeln. Da der Probenstab für das geschlossene  $He^3/He^4$  Mischsystem heliumdicht ausgeführt sein muss, wird am Probenstab eine spezielle Vakuumdurchführung verwendet.

Semi-Rigid-Koaxialleiter sind in der Regel aus Kupfer aufgebaut. Um einen möglichst geringen Temperatureintrag in das Mischsystem zu erhalten, wurde ein Teil der Zuleitung aus einem vollständig aus Edelstahl gefertigten Semi-Rigid-Kabel ausgeführt. Nachteilig ist der deutlich höhere Dämpfungsfaktor, der zudem mit steigender Frequenz stark zunimmt. So wurde nur der untere Teil der Zuleitung, beginnend kurz oberhalb der 1K-Vorkühlstufe bis in die Mischkammer, damit ausgeführt.

Die Dielektrizitätskonstante für flüssiges Helium mit  $\epsilon_r(He) = 1.057$  ist fast identisch mit der von Luft ( $\epsilon_r = 1,001$ ). Daher kann man von einer annähernd gleichen Ausbreitungsgeschwindigkeit der hochfrequenten elektromagnetischen Welle in der mit flüssigen Helium gefüllten Mischkammer ausgehen.

# Kapitel 3

## Proben und Messtechnik

Die Untersuchung des Mikrowelleneinflusses auf zweidimensionale Elektronengase erfordert eine hohe Probenqualität. So treten manche Effekte erst bei GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen mit sehr hoher Elektronenbeweglichkeit auf [2]. Auch werden hohe Anforderungen an den Messaufbau sowie die verwendete Messtechnik gestellt. Untersuchungen im Millikelvinbereich erfordern einen enormen technischen Aufwand und begrenzen das Volumen des Messaufbaus. Die Messströme müssen möglichst klein gehalten werden. Dies erfordert den Einsatz von Lock-In-Verstärkern. Im Folgenden wird näher auf das verwendete Probenmaterial, die verwendete Messtechnik und den Aufbau eingegangen.

### 3.1 Proben

Bereits in vorangehenden Arbeiten konnte gezeigt werden, dass zur in-situ interferometrischen Belichtung gewisse Anforderungen an das Probenmaterial notwendig sind (z.B. [4]). Die GaAs/AlGaAs-Heterostruktur benötigt eine über eine gewisse Schichtdicke ausgedehnten Dotierung. Sehr gute Ergebnisse konnten dabei mit einer Probe aus der MBE-Anlage von Wegscheider erzielt werden. Das auch in vorliegender Arbeit verwendete Probenmaterial (Wafernummer D040326A) hat einen Al-Anteil von 0,36, eine 2DEG-Tiefe von 109 nm sowie eine Beweglichkeit nach Beleuchtung von etwa  $10 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  bei einer Ladungsträgerdichte von  $1,84 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ , gemessen bei 4,2 K vom Hersteller

vor der Prozessierung. Durch die Herstellung einer L-förmigen Hallgeometrie werden die Probenparameter merklich verschlechtert, so dass die Beweglichkeit bis auf etwa  $7 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  sinkt.

Die Probenpräparation wurde aus der Arbeit von Mitzkus [4] übernommen.

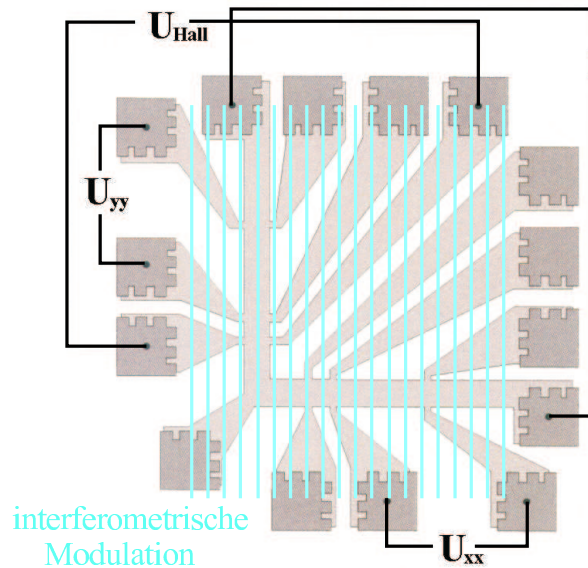


Abbildung 3.1: Typische L-förmige Probenstruktur mit Messkontakten. Die in der Regel abgegriffenen Längsspannungen  $U_{xx}$  und  $U_{yy}$ , die Hallspannung  $U_{\text{Hall}}$  sowie der Anschluss des Messstroms  $I$  sind schematisch mit eingezeichnet. Die Lage des interferometrischen Linienmusters zur Modulation ist blau dargestellt.

## 3.2 Messaufbau

Der Messaufbau ist aufgegliedert in vier Teilbereiche. Zur Erzeugung tiefer Temperaturen dient ein Mischkryostat, in dessen Probenraum über einen optischen Aufbau die kohärenten Laserstrahlen eingeleitet werden. Ein Spiegelsystem erzeugt das Interferenzmuster auf der Probe. Die Mikrowellen werden mit einem Signalgenerator erzeugt, mit einem Breitbandverstärker im Pegel angehoben und über Semi-Rigid-Koaxialleiter in den Probenraum geführt. Dort sendet eine Breitbandantenne das Hochfrequenzfeld aus. Gemessen werden sowohl Längs- als auch Querspannungen an der Hallgeometrie.

### 3.2.1 Tieftemperatursystem

Zur Erzeugung tiefer Temperaturen dient ein Mischkryostat der Firma Oxford. Dieser ist ausgestattet mit einem regelbaren supraleitenden 19 Tesla Magneten. Über ein kontinuierliches Kühlsystem mit einer Mischung aus  $^4\text{He}$  und  $^3\text{He}$  können Temperaturen bis zu 15 mK erreicht werden. Die Steuerung des Kühlsystems erfolgt über ein Computerprogramm.

Mithilfe eines Probenstabes werden die Proben in den Kryostaten über ein „top loading“-System eingebaut. Der Aufbau des Probenstabes beeinflusst durch zusätzlichen Wärmeeintrag die minimal erreichbare Basistemperatur. Zur in-situ-interferometrischen Belichtung dient ein spezieller Probenstab, dessen Aufbau noch im Detail besprochen wird. Mit diesem Probenstab kann eine Basistemperatur von etwa 60 mK erreicht werden.

### 3.2.2 Optischer Aufbau

Für die in-situ-interferometrische Belichtung sind zwei kohärente Laserstrahlen notwendig, die auf der Probe zur Interferenz gebracht werden (vgl. Kap. 1.2.2). Dazu wird ein Laserstrahl über einen Strahlteiler in zwei kohärente Strahlen aufgeteilt. Ein von wenigen Sekunden bis zu 1/2000 Sekunden einstellbarer Kurzzeitshutter dient zur Einstellung der Belichtungszeit. Die Laserstrahlen werden anschließend in Lichtleiter eingekoppelt und über Vakuumdurchführungen in den Probenstab geleitet. Am Probenstabkopf werden die Laserstrahlen wieder ausgekoppelt, mit Linsen aufgeweitet und über zwei Spiegel auf die Probe gelenkt. Die Winkel  $\Theta$  der Spiegel (vgl. Abb. 3.2) sind über verschiedene Reiter von  $15^\circ$  bis  $25^\circ$  in  $2,5^\circ$ -Schritten einstellbar. Auf der Probe entsteht ein Interferenzmuster, dessen Linienabstand sich aus der gewählten Wellenlänge  $\lambda$  des Lasers und dem Spiegelwinkel  $\Theta$  ergibt zu:

$$a = \frac{\lambda}{2\sin(2\Theta)}. \quad (3.1)$$

Der Aufbau wurde bereits in der Arbeit von Mitzkus [4] erstellt und in großen Teilen weiterverwendet. Aufgrund der Hochfrequenzantenne mussten jedoch zwei der ursprünglichen vier Lichtleiter mit den zugehörigen Spiegeln entfernt

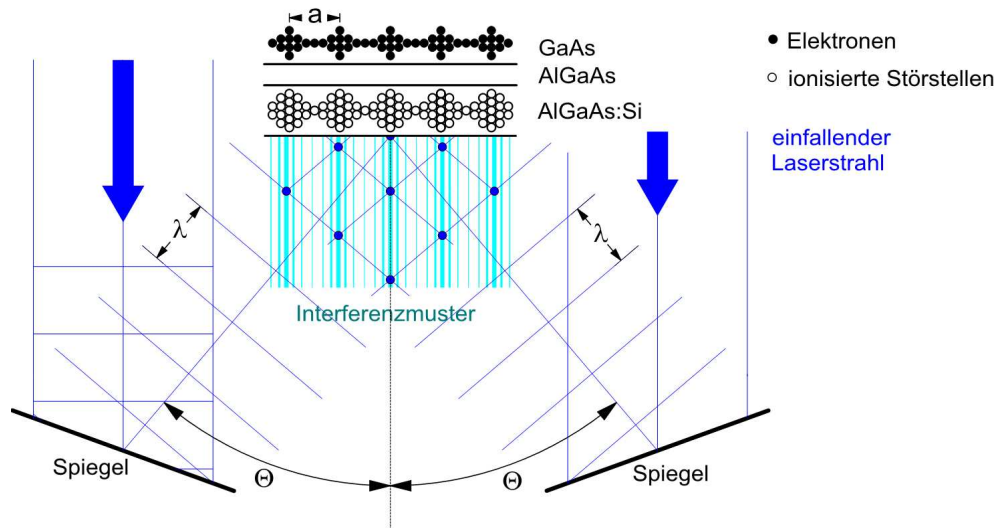


Abbildung 3.2: Interferometrischer Aufbau zur Erzeugung eines periodischen Beleuchtungsmusters. Zwei kohärente, aufgeweitete Laserstrahlen werden über Spiegel auf der Probe zur Interferenz gebracht. Mithilfe des persistenten Photoeffekts können so elektrostatische Modulationen mit der Periode  $a = \lambda/2\sin\Theta$  erzeugt werden.

werden. Mit dem zweiten Paar Lichtleiter war eine zweidimensionale Modulation möglich<sup>1</sup>. Um weiterhin diese Möglichkeit behalten zu können, wurde der neue Probenhalter drehbar ausgeführt. Damit kann die Probe gegenüber dem optischen Aufbau und der Hochfrequenzantenne gedreht werden. Es können damit die Winkel  $0^\circ$  und  $90^\circ$  zum Interferenzmuster über einen festen Anschlag eingestellt werden, Zwischenwerte sind frei wählbar.

### 3.2.3 Hochfrequenzaufbau

Die experimentelle Kernaufgabe dieser Arbeit war es, die Möglichkeit zu schaffen, Proben einer hochfrequenten elektromagnetischen Strahlung auszusetzen. Wie in Kap. 2 bereits beschrieben, wurde dazu eine spezielle Breitbandantenne entwickelt, die im Probenstab zum Einsatz kommt. Damit ist es möglich, neben der optischen Interferometrie, die Probe in einem Frequenzbereich von 10 GHz bis über 60 GHz zu bestrahlen.

<sup>1</sup>Dazu wird die Probe nacheinander zweimal belichtet. Bei der zweiten Belichtung wird das Interferenzmuster um  $90^\circ$  gedreht zur Erstbelichtung erzeugt.

Als Hochfrequenzquelle dient ein Signalgenerator der Firma Anritsu vom Typ MG3694B. Der Signalgenerator deckt den Frequenzbereich von 10 MHz bis 40 GHz bei einer maximalen Leistung von +8 dBm ( $\approx 6,3 \text{ mW}$ ) ab. Um die Verluste der Zuleitung zur Antenne in der Mischkammer auszugleichen, wird dem Signalgenerator noch ein Breitbandverstärker (Centellax UA1L65VM) nachgeschaltet. Dieser verstärkt das Eingangssignal im spezifizierten Frequenzbereich von 10 GHz bis 40 GHz um bis zu 27 dB bei einer maximalen Ausgangsleistung von 21 dBm ( $\approx 126 \text{ mW}$ ). Darüber hinaus kann der Verstärker bis 65 GHz genutzt werden, jedoch mit abnehmender, nicht mehr spezifizierter Verstärkungsleistung.

Als Hochfrequenzleitung dient sogenannte Semi-Rigid-Leitung (deren koaxialer Aufbau besteht aus einem Festmantel und einem festen Innenleiter im Teflon-Dielektrikum). Um den Wärmeeintrag in die Mischkammer klein zu halten, wird ein Teil der Zuleitung mit einer vollständig aus Edelstahl gefertigten Semi-Rigid-Leitung ausgeführt, deren Nachteil liegt in der extrem hohen Dämpfung (bei 20 GHz bereits über 7 dB/m). Alle Zuleitungen und Hochfrequenzverbindungen sind bis zu einer Frequenz von 65 GHz geeignet.

Die Steuerung des Signalgenerators erfolgt entweder manuell oder mit einem in Labview selbstgeschriebenen Steuer- und Messprogramm, mit dem die Hochfrequenzleistung sowie die Frequenz automatisch eingestellt werden. Da der Signalgenerator bei einer Frequenzänderung eine relativ lange Einschwingzeit von einigen Sekunden aufweist, ist ein Frequenzsweep nicht sinnvoll realisierbar. So wurden die Messungen jeweils für diskrete Frequenzschritte durchgeführt. Mit dem angeführten Steuer- und Messprogramm wird auch das Magnetfeld im Kryostaten geregelt.

Besonderes Augenmerk wurde darauf gelegt, dass der Antennenaufbau beim Probenwechsel nicht demontiert werden muss. Der Vorteil davon ist, dass die Hochfrequenzverbindung als stabile Schraubverbindung ausgeführt werden konnte. Bei den extremen Temperaturunterschieden zeigt das Semi-Rigid-Dielektrikum Teflon starke Änderungen in der Längenausdehnung. Die dabei

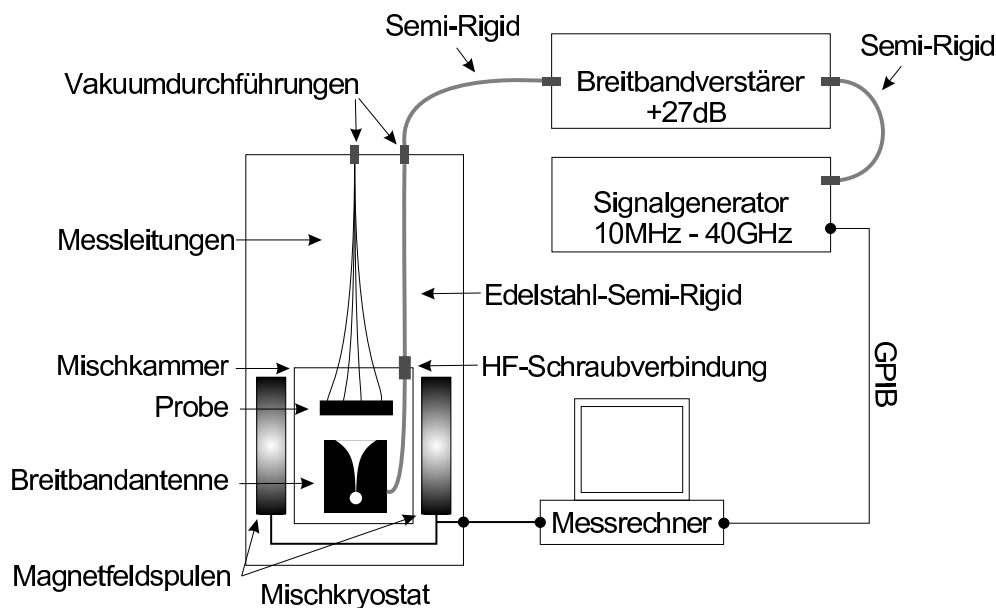


Abbildung 3.3: Blockschaltbild des Hochfrequenz-Messaufbaus. Die vom Signalgenerator erzeugten Mikrowellen werden verstärkt und über Semi-Rigid-Leitungen in die Mischkammer geführt. Dort sendet eine Breitbandantenne das elektromagnetische Hochfrequenzfeld in Richtung zur Probe aus.

auftretenden Kräfte können nur mit Schraubverbindungen aufgefangen werden.

Da es in dem beengten Probenraum leicht zu Hohlraumresonanzen kommen kann, wird weitgehend auf einen metallischen Aufbau verzichtet. So sind der Spiegel- und Antennenhalter aus speziellem Tieftemperatur-Kunststoff angefertigt. Es sollte darauf geachtet werden, dass die Probe in einem Chipcarrier ohne metallischen Boden eingeklebt wird und die Kontaktdrähte möglichst flach und direkt zu den Chipcarrierkontakten führen.

### 3.2.3.1 Bestimmung der eingebrachten Hochfrequenzleistung

Eine bedeutende Messgröße für die späteren Untersuchungen stellt die Hochfrequenzleistung dar, mit der die Probe bestrahlt wird. Eine direkte Leistungsmessung, zum Beispiel über ein Bolometer, ist aufgrund des knappen Raumangebots nicht möglich. Eine Detektion mittels Halbleiterelementen (z.B. HF-

Diode) ist bei den niedrigen Temperaturen nicht mehr durchführbar.

Die Leistungsmessung erfolgt daher indirekt über die mit der eingebrachten Leistung einhergehenden Erwärmung der gesamten Probenkammer. Dazu wird die für eine gewünschte Badtemperatur notwendige elektrische Heizleistung mit und ohne Hochfrequenzeinstrahlung ermittelt. Die Differenz dieser beiden Heizleistungen stellt die insgesamt in der Probenkammer abgegebene Hochfrequenzleistung dar. Diese beinhaltet auch die thermischen Verluste in der Zuleitung sowie die nicht direkt in Probenrichtung abgegebenen Hochfrequenzanteile. Die Hochfrequenzleistung, mit der die Probe direkt bestrahlt wird, kann daher nur abgeschätzt werden.

### 3.2.4 Mess-Elektronik

Die Änderung des spezifischen Widerstands des 2DEGs bei einem sich ändernden Magnetfeld und entsprechender Beeinflussung durch Modulation und/oder Mikrowellenbestrahlung stellt die zu untersuchende Größe dar. Dafür wird der Widerstand des 2DEGs mittels entsprechenden Kontaktierungen ermittelt. Gemessen wird die Spannung zwischen zwei entsprechenden Kontakten bei einem konstanten Strom, der der Probe aufgeprägt wird. Um zusätzliche Heizeffekte des Messstromes im Elektronengas möglichst gering zu halten, wird der Messstrom mithilfe eines Vorwiderstands auf 100 nA begrenzt. Dies bedeutet eine zu messende Spannung im  $\mu\text{V}$ -Bereich. Für den nutzbaren Temperaturbereich des Versuchsaufbaus von etwa 60 mK bis 800 mK stellt dies einen guten Kompromiss dar in Bezug auf ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis und Abweichung der Elektronengastemperatur von der Badtemperatur, welche direkt gemessen werden kann.

Die Erfassung der kleinen Spannungen erfolgt mit sogenannter Lock-In-Technik. Dazu wird eine niederfrequente Wechselspannungsquelle über einen sehr großen Vorwiderstand als Konstantstromquelle für den aufzuprägenden Strom genutzt. Die gemessene Spannung wird über ein schmalbandiges Filter, welches auf die Frequenz der Quelle abgestimmt ist, von Störsignalen und Rauschen weitestgehend bereinigt und anschließend verstärkt und ausgegeben.

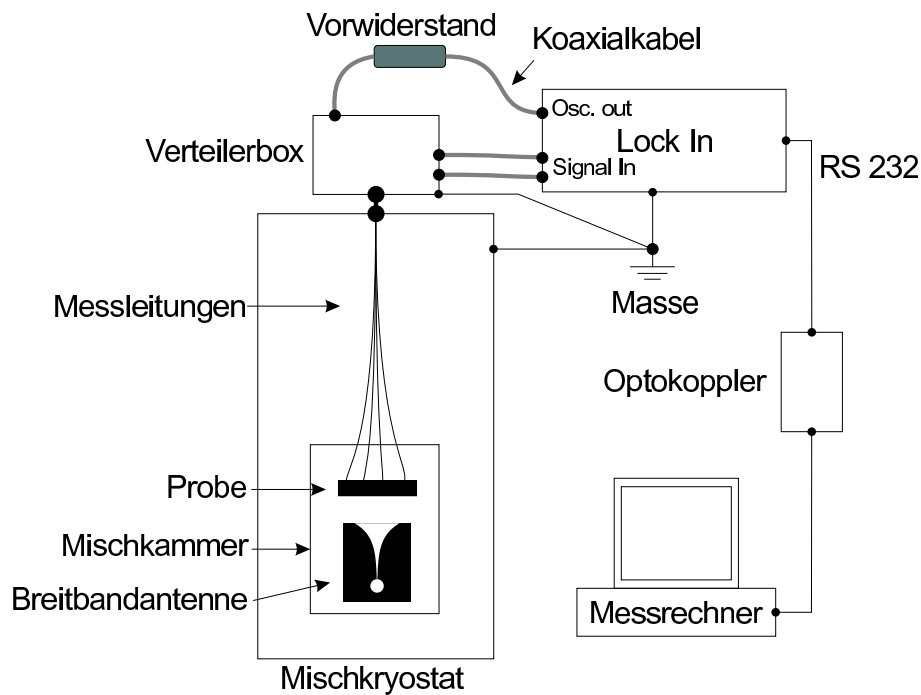


Abbildung 3.4: Der schematische Messaufbau zur Bestimmung der Hall- und Längswiderstände mittels Lock-In-Verstärker. Die sternförmige Verteilung der Masse dient zur Reduzierung von externen Störsignalen, zudem sind alle Geräte über Trenntrafos von der Netzerde getrennt oder über Optokoppler galvanisch entkoppelt.

Die praktische Umsetzung erfolgt mit kommerziellen Lock-In-Verstärkern von Signal Recovery, Typ 7265. Diese liefern über einen einstellbaren Oszillatorausgang die niederfrequente Wechselspannung und messen frequenzselektiv das Spannungssignal. Die Aufzeichnung erfolgt mit einem am Lehrstuhl vorhandenen Messprogramm, über welches zusätzlich der supraleitende Magnet gesteuert werden kann.

Um äußere Störsignale abzuschirmen ist ein entsprechend konzipierter Messaufbau notwendig. Alle Signale werden über geschirmte Koaxialkabel geführt. Über  $\pi$ -Filter am Probenstab findet eine Abschirmung von hochfrequenten Einstrahlungen statt, welche zu einer zusätzlichen, undefinierten Erhöhung der Elektronentemperatur und Verfälschung der Messung führen können. Von besonderer Bedeutung ist die sternförmige Verteilung der Erdungsleitungen, um

Masseschleifen zu vermeiden. Die Verbindungen zum Messrechner sind über Optokoppler galvanisch getrennt. Der gesamte Kryostat ist erdfrei aufgebaut und wird nur an einer Stelle mit Masse verbunden.

Alle Messungen im Rahmen dieser Arbeit wurden mit einer Lock-In-Oszillatorspannung von  $1,0\text{ V}$  bei einer Frequenz von  $19\text{ Hz}$  durchgeführt. Der Vorwiderstand wurde mit  $10\text{ M}\Omega$  so gewählt, dass ein konstanter Probenstrom von  $100\text{ nA}$  erreicht wird. Die Integrationszeit an den Lock-In-Verstärkern betrug jeweils  $500\text{ ms}$  bei einer Messpunktaufnahme pro Sekunde.

# Kapitel 4

## Experimente und Auswertung

### 4.1 Durchführung eines Messzyklus

Die Durchführung eines Experiments beinhaltet mehrere Schritte. Dazu zählen der Einbau der Probe in den Probenstab sowie die Wahl des geeigneten Spiegelwinkels zur interferometrischen Belichtung. Die Justage des optischen Aufbaus und das Abkühlen des Versuchsaufbaus sind Routinearbeiten. Bereits die interferometrische Belichtung der Probe beeinflusst deren Eigenschaften und hat Auswirkungen auf die Qualität der Messergebnisse. Die Messvorgänge sind größtenteils computerunterstützt.

#### 4.1.1 Vorbereitungen am optischen Aufbau

Um ein sauberes, gleichmäßig ausgeleuchtetes Interferenzmuster auf der Probe zu erhalten, müssen die polarisierten Laserstrahlen mit gleicher Intensität und möglichst großer räumlicher Ausdehnung auf der Probe auftreffen.

Die Polarisation ist im Normalfall bereits fest eingestellt und muss nicht korrigiert werden, eine Überprüfung ist jedoch sinnvoll. Die beiden Laserstrahlen werden dazu bei entferntem Spiegelhalter über einen Polarisator verglichen. Für eine Nachjustage können die polarisationserhaltenden Lichtleiter am Probensockel gedreht werden. Danach muss jedoch die Austrittsfläche wieder in den Brennpunkt der Kollimationslinsen gebracht werden.

Eine gleiche Intensität der einzelnen Strahlen ist von großer Wichtigkeit für ein gutes Ergebnis der interferometrischen Belichtung. Entscheidend dafür ist die Einkopplung der Laserstrahlen in die Lichtleiter auf der optischen Bank. Der Laserstrahl muss dazu genau auf den nur  $5\text{ }\mu\text{m}$  breiten Faserkern fokussiert werden. Die Einkoppler können dazu mittels Mikrometerschrauben sowohl senkrecht als auch parallel zum einfallenden Strahl verschoben werden.

Noch mit entferntem Spiegelhalter kann eine erste Grobjustage mit Hilfe eines optischen Leistungsmessgerätes durchgeführt werden. Die Feinjustage erfolgt dann mit montierter Probe und eingebauten Spiegeln, welche penibel gereinigt sein müssen. Die Position der Spiegel kann noch dahingehend angepasst werden, dass der aufgeweitete Laserstrahl die Probe optimal flächig ausleuchtet. Als Detektor dient der Widerstand der Probe selbst, so dass die Intensität auf der entscheidenden Interferenzfläche gemessen werden kann. Die Ermittlung des Probenwiderstands erfolgt über Vierpunktmessung an den Kontakten der Hallbar. Im Idealfall werden beide Einkoppler so optimiert, dass jeder einzelne Strahl denselben Minimalwiderstand der Probe bewirkt. In der Praxis muss jedoch oft der bessere Strahl dem schlechteren durch Dejustage angepasst werden. Die Justage wird mit dem bereits zur Einkühlung auf den Kryostaten aufgebauten Probenstab bei Raumtemperatur nochmals kontrolliert.

#### 4.1.2 Belichtung und Bestimmung der Probenparameter

Die Belichtung der Probe erfolgte in dieser Arbeit nach dem Abkühlen bei etwa 100 mK und ausgeschaltetem Magnetfeld.

Als Kurzzeitshutter hat sich eine handelsübliche Spiegelreflexkamera bewährt, die mit geöffnetem Filmdeckel und freier Objektivöffnung in den noch nicht aufgeteilten Laserstrahl gehalten wird. So entstehen keine Erschütterungen während des Belichtens. Als Belichtungszeiten können diskrete Werte von 1/1000, 1/1500 oder 1/2000 einer Sekunde angewählt werden. Die Verschlusszeiten sind gut reproduzierbar [4].

Eine Aufnahme der zeitlichen Widerstandsänderung der Probe bei der Belichtung gibt bereits erste Auskünfte über die Qualität der Belichtung. Erfolgt die

Widerstandsänderung sprunghaft zu kleineren Werten, so liegt nahezu immer eine gute interferometrische Belichtung vor. Bei einem Anstieg des Widerstands liegt meist eine schlechte oder gar keine Belichtung mit einem Linienmuster vor. Bei misslungener Belichtung konnte eine interferometrische Nachbelichtung nie erfolgreich durchgeführt werden. In diesem Fall muss die Probe wieder ausgebaut und bis auf Raumtemperatur aufgewärmt werden.

Am erfolgversprechendsten waren für die in-situ-interferometrische Belichtung Shutterzeiten von 1/1500 Sekunde. Die damit erzielten periodischen Modulationen führten jeweils zu sehr ausgeprägten Kommensurabilitätsoszillationen (Kap. 4.2).

Zur Bestimmung der Probenparameter wird nach der Belichtung eine erste Übersichtsmessung durchgeführt. Die Ladungsträgerdichte kann aus der  $1/B$ -Periodizität der SdH-Oszillationen bestimmt werden zu

$$n_s = \frac{2e}{h} \frac{1}{\Delta(\frac{1}{B})}. \quad (4.1)$$

Bei höheren Magnetfeldern entstehen spinaufgespaltete SdH-Oszillationen, womit der Faktor 2 im Zähler entfällt.

Die Beweglichkeit der Elektronen im 2DEG kann mithilfe der Ladungsträgerdichte und dem Längswiderstand der Probe bei  $B = 0$  berechnet werden zu

$$\mu = \frac{1}{\rho_{xx}(B=0) \cdot en_s}. \quad (4.2)$$

Die Auswertung erfolgt mittels eines Analyseprogramms, welches bereits im verwendeten Messprogramm integriert ist.

Zusätzlich zeigt sich bei einem Feldsweep von negativem zu positivem B-Feld, ob und wie stark inhomogen die Belichtung ausgefallen ist. Dazu vergleicht man die longitudinalen Widerstände gegenüberliegender Spannungsabgriffe, die theoretisch zu  $B = 0$  symmetrisch sein sollten. Je stärker die beiden Magnetowiderstandskurven voneinander abweichen, desto inhomogener ist die Verteilung der Ladungsträger im 2DEG. Dies kann unter anderem dazu führen, dass

trotz guter periodischer Potentialmodulation keine Kommensurabilitätsoszillationen nachweisbar sind.

## 4.2 Kommensurabilitätsoszillationen bei kleinen Magnetfeldern

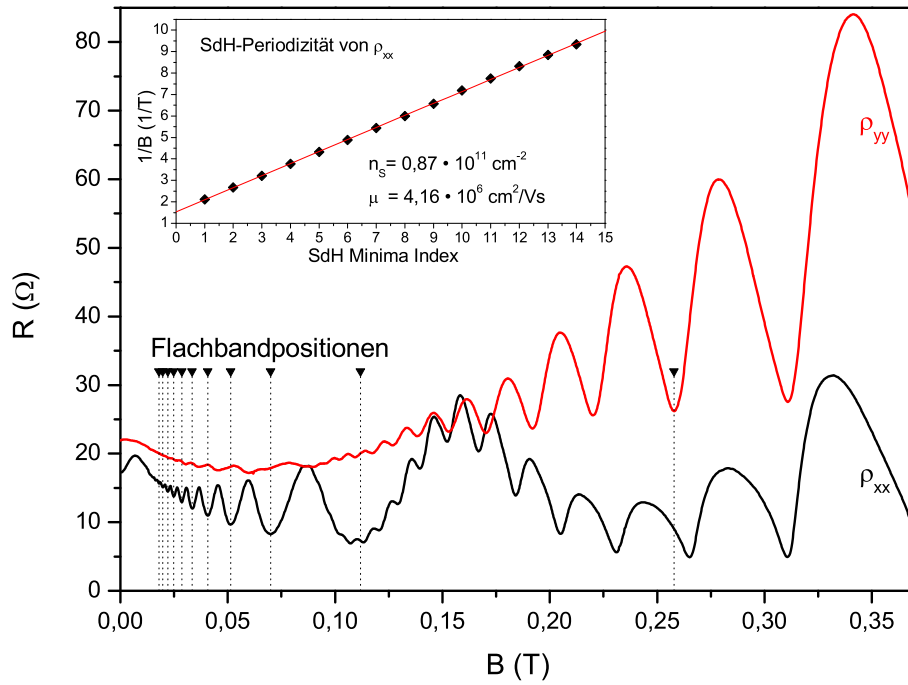


Abbildung 4.1: Kommensurabilitätsoszillationen bei einer Temperatur von 400 mK und einer Modulationsperiode von 503 nm. Im Insert sind die SdH-Minima gegen einen Nummerierungsindex aufgetragen. Aus der Steigung der Ausgleichsgeraden kann die Ladungsträgerdichte  $n_s$  bestimmt werden.

Abbildung 4.1 zeigt typische Magnetowiderstandskurven mit Kommensurabilitätsoszillationen bei kleinen Magnetfeldern. Bei größeren Feldern ab 0,10 Tesla treten zusätzlich Shubnikov-de-Haas Oszillationen auf, welche schließlich die Kommensurabilitätsoszillationen überlagern. Die beiden Widerstandskurven zeigen das Verhalten einer Modulation senkrecht ( $\rho_{xx}$ ) und parallel ( $\rho_{yy}$ )

zur Stromflussrichtung an derselben Probe bei identischer Belichtung. Deutlich zu erkennen sind die stärkeren Oszillationen in  $\rho_{xx}$  mit den Minima bei den Flachbandpositionen gegenüber den schwächeren, gegenphasigen Oszillationen in  $\rho_{yy}$ . Zusätzlich tritt ein positiver Magnetowiderstand bei sehr kleinen Magnetfeldern in  $\rho_{xx}$  auf, welcher in  $\rho_{yy}$  fehlt. Anhand der abweichenden Minimapositionen der SdH-Oszillationen zwischen  $\rho_{xx}$  und  $\rho_{yy}$  kann man die inhomogene Ladungsträgerverteilung innerhalb der Probenstruktur erkennen, deren Ursache in der ungleichen Intensitätsverteilung beim Belichten liegt. Daher stimmen auch die Flachbandpositionen der Kommensurabilitätsoszillationen nicht exakt mit den Maxima der Oszillationen in  $\rho_{yy}$  überein.

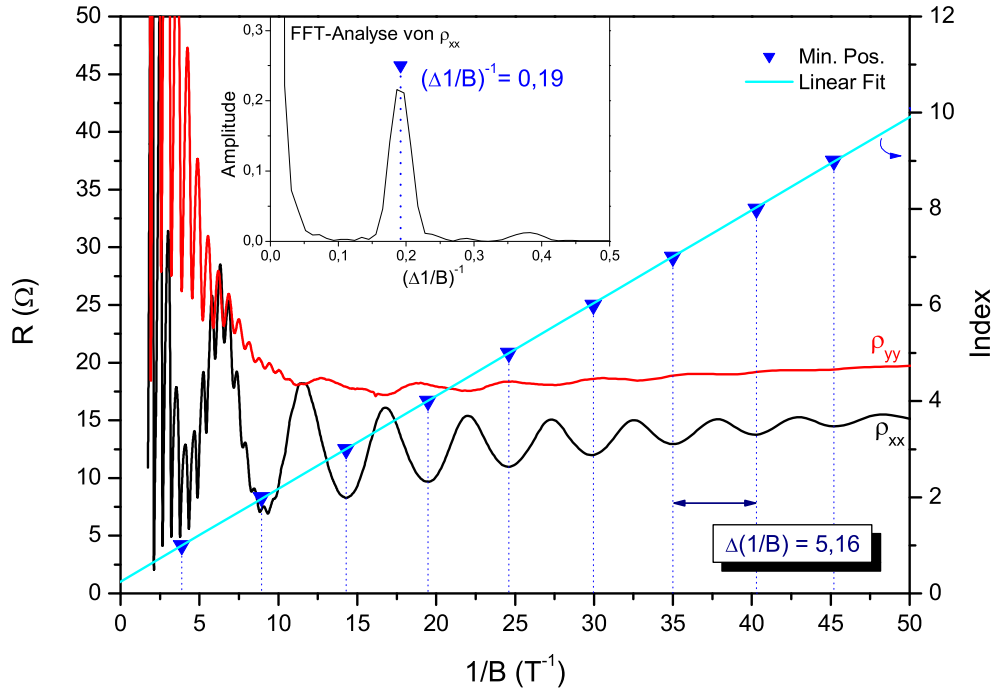


Abbildung 4.2:  $1/B$ -Periodizität der Oszillationen von  $\rho_{xx}$  und  $\rho_{yy}$  mit Markierung der Minimapositionen von  $\rho_{xx}$ , deren Werte aufgetragen gegen einen Nummerierungsindex auf einer Geraden liegen. Die Periodizität beträgt im Mittel  $\Delta(1/B) = 5,16 \text{ (1/T)}$ . Im Insert die FFT-Analyse der  $1/B$ -Auftragung. Bei einer „Frequenz“ von  $(\Delta 1/B)^{-1} = 0,19 \text{ (T)}$  liegt das ausgeprägte Maximum, welches mit der  $1/B$ -Periodizität exakt übereinstimmt.

Zur Bestimmung der Periodizität der Kommensurabilitätsoszillationen dient

die  $1/B$ -Auftragung von  $\rho_{xx}$  (Abbildung 4.2). Aus dem mittleren Abstand der Minimapositionen ergibt sich eine Oszillationsfrequenz von  $(\Delta 1/B)^{-1} = 0,19(T)$ . Überträgt man die Messergebnisse mittels Fast-Fourier-Transformation (FFT) in den „Frequenzraum“ - als „Frequenz“ wird hier der Kehrwert des inversen Magnetfeldes  $(\Delta 1/B)^{-1}$  bezeichnet - so wird die Oszillationsfrequenz mit einem deutlichen Maximum bestätigt. Daraus errechnet sich eine Modulationsperiode von  $a = 503 \text{ nm}$ . Der gewählte Spiegelwinkel von  $15^\circ$  sollte eine Modulationsperiode von  $a = 488 \text{ nm}$  ergeben. Die Differenz resultiert aus einer Winkelabweichung von nur  $1^\circ$ . Ursachen dafür sind mechanische Fertigungstoleranzen des optischen Aufbaus.

Die erzielten Ergebnisse zeigen eine gute Funktionsfähigkeit des optischen Aufbaus auch nach der Integration der Hochfrequenzantenne.

Die Modulationsstärke  $V_0/E_F$  kann nur abgeschätzt werden. Der positive Magnetowiderstandseffekt liefert eine passende Theorie dazu (vgl. Kap. 1.2.1.1). Aus dem Magnetfeld  $B_C = 6,75 \text{ mT}$ , bei dem der positive Magnetowiderstand in  $\rho_{xx}$  sein Maximum erreicht, kann auf eine Modulationsstärke von 2,2% bis 5,5% geschlossen werden.

### 4.3 Mikrowelleninduzierte Widerstandsoszillationen (MIROs)

In den vergangenen Jahren wurden an hochbeweglichen, zweidimensionalen Elektronensystemen vermehrt Magnetowiderstandsoszillationen nachgewiesen, wenn diese einem hochfrequenten elektromagnetischen Feld ausgesetzt wurden [16, 17]. Für höchstbewegliche Systeme mit einer Beweglichkeit von über  $8 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/Vs$  konnten zudem „Null-Ohm-Zustände“ (ZRS) nachgewiesen werden [2, 29, 49]. Mit dem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Hochfrequenzaufbau am Mischkryostaten konnten vergleichbare Untersuchungen im Temperaturbereich von 100 mK bis 800 mK durchgeführt werden. Die zur Verwendung stehenden Halbleiter-Heterostrukturen wiesen unter Vollbelichtung eine Beweglichkeit von maximal  $6,6 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/Vs$  auf, womit ein Nachweis der „Null-

Ohm-Zustände“ nicht möglich war.

Wie sich rasch zeigte, traten bei den verwendeten Proben mikrowelleninduzierte Magnetowiderstandssoszillationen (MIROs) erst ab einer Beweglichkeit von etwa  $4,0 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/Vs$  auf. Um diese Werte zu erhalten, wurden die Halbleiterstrukturen mit nur einem Zweig des optischen Aufbaus flächig gleichförmig belichtet. Über die Belichtungszeit konnten verschiedene Ladungsträgerdichten und damit unterschiedliche Beweglichkeiten eingestellt werden. Die nur kurzzeitige Belichtung führt zu einer zeitlichen Drift der Ladungsträgerdichte über Tage hinweg, welche einen Vergleich von zeitlich versetzten Messungen erschwerte.

Im Folgenden werden die wichtigsten Ergebnisse zu mikrowelleninduzierten Magnetowiderstandssoszillationen kurz dargestellt. Diese dienen als Grundlage für die Untersuchungen an modulierten Systemen.

Abbildung 4.3 zeigt typische mikrowelleninduzierte Widerstandssoszillationen. Die Oszillationen im Längswiderstand  $\rho_{xx}$  treten bei kleinen Magnetfeldern bis etwa 0,2 T auf und werden ab etwa 0,15 T von den SdH-Oszillationen überlagert. Gemessen wurde eine vollbelichtete Probe mit einer Beweglichkeit von etwa  $6 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/Vs$ . Die Frequenz der Mikrowellenstrahlung beträgt  $\omega = 2,5 \cdot 10^{11} \text{ 1/s}$ , dies entspricht einem Zyklotronresonanzmagnetfeld von  $B_c = 96 \text{ mT}$ . Eine Variation der Temperatur von 100 mK bis etwa 800 mK bewirkt neben der Abnahme der Oszillationsamplitude der SdHs keine signifikanten Änderungen der MIROs. Dagegen zeigt eine Variation der Hochfrequenzleistung eine generelle Änderung des Längswiderstandes.

Mit steigender Leistung nimmt der Widerstand zu. Wie in Abbildung 4.3 gezeigt, bewirkt eine Anhebung der Leistung von  $300 \mu\text{W}$  auf  $500 \mu\text{W}$  eine Widerstandszunahme von etwa  $0,3 \Omega$ . Die Amplitude der MIROs nimmt dabei leicht ab. Dieser Effekt konnte jedoch nicht bei allen durchgeführten Messungen nachvollzogen werden.

Die Positionen von Maxima bzw. Minima der mikrowelleninduzierten Wider-

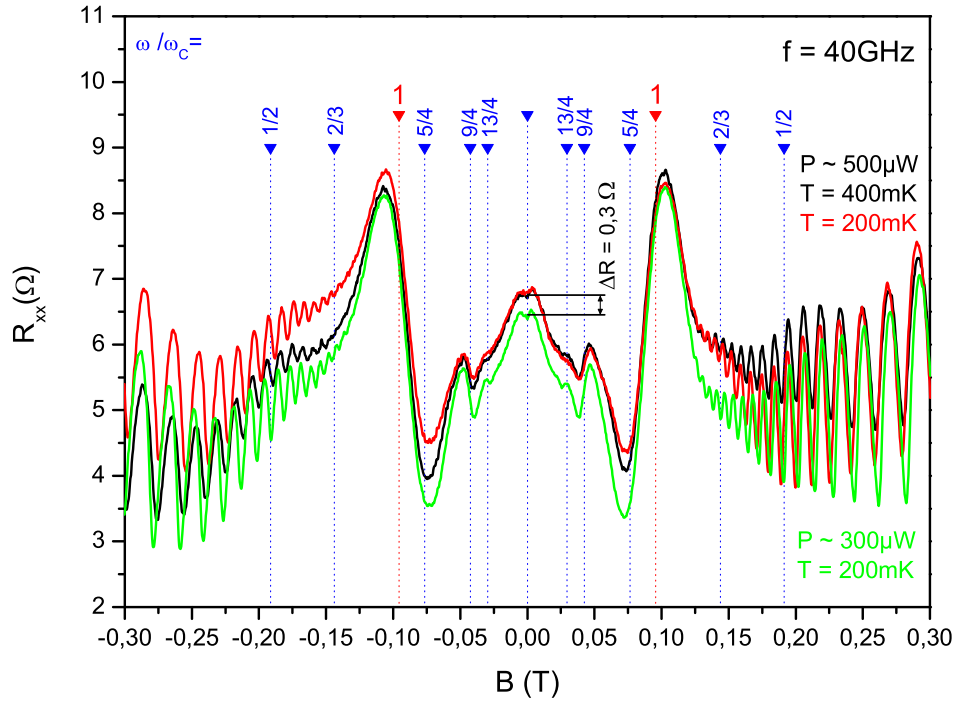


Abbildung 4.3: Widerstandssoszillationen einer hochbeweglichen Halbleiter-Heterostruktur unter Hochfrequenzeinfluss (MIRO). Markiert sind signifikante Verhältnisse zwischen der Frequenz der Mikrowellenstrahlung ( $\omega$ ) und der Zyklotronfrequenz ( $\omega_c$ ). Die Messungen wurden bei 200 bzw. 400 mK durchgeführt. Dabei zeigen sich keine markanten Änderungen im mikrowelleninduzierten Oszillationsverhalten. Die Amplituden der SdHs nehmen, wie erwartet, mit zunehmender Temperatur ab. Eine verringerte Hochfrequenzleistung bewirkt eine generelle Widerstandsabnahme von etwa  $0,3 \Omega$  sowie eine Abschwächung der Oszillationen für  $\omega < \omega_c$ .

standssoszillationen werden durch typische Brüche für das Verhältnis zwischen Mikrowellenfrequenz ( $\omega = 2\pi f$ ) und Zyklotronfrequenz ( $\omega_c = B \frac{e}{m^*}$ ) beschrieben (z.B. [2]). Für den Bereich  $\omega > \omega_c$  liegen die Minima der MIROs nahe bei den Werten  $5/4$ ,  $9/4$  sowie  $13/4$ , welche in Abbildung 4.3 jeweils markiert sind.

In dem Wertebereich für  $\omega < \omega_c$  sind Maxima zu erkennen, die ausschließlich von der Hochfrequenzbestrahlung verursacht werden. Deutlich ist das Maximum für  $\omega/\omega_c = 1/2$  zu erkennen, ein weiteres Maximum liegt bei  $\omega/\omega_c = 2/3$ .

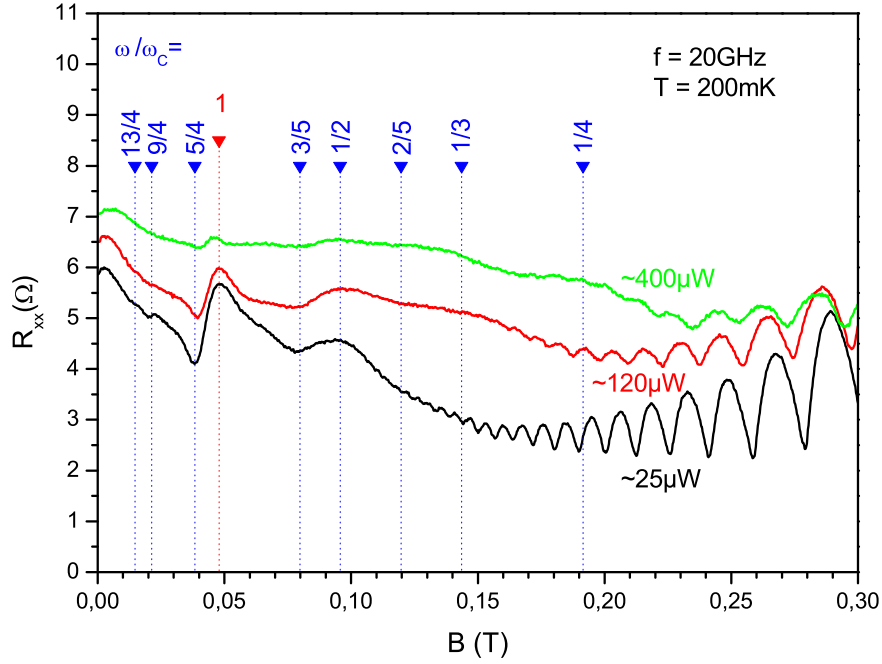


Abbildung 4.4:  $R_{xx}$  aufgetragen gegen das Magnetfeld bei fester Hochfrequenz von 20GHz für verschiedenen Leistungen. Die Badtemperatur wurde konstant auf 200mK geregelt. Wegen der Abnahme der SdH-Amplituden bei steigender Hochfrequenzleistung kann auf Heizeffekte im Elektronengas geschlossen werden, was sich auch im Widerstandsanstieg bei  $B = 0$  widerspiegelt. Neben den Minima bei  $\omega/\omega_c = n + 1/4$  treten zusätzliche Minima bei  $3/5$  und  $2/5$  auf. Für den Bereich für  $\omega < \omega_c$  erscheinen bei höherer Leistung zusätzliche Maxima bis zu  $\omega/\omega_c = 1/4$ .

In Abbildung 4.4 ist der Zusammenhang zwischen der Hochfrequenzleistung und dem Auftreten von Maxima bzw. Minima für fraktionelle Verhältnisse von  $\omega/\omega_c = n/m$  ( $n, m = 1, 2, 3, \dots$ ) dargestellt. Bei einer festen Frequenz von 20 GHz und konstanter Badtemperatur von 200 mK tritt für eine Leistung von etwa  $25 \mu\text{W}$  ein deutliches Maximum bei  $\omega/\omega_c = 1/2$  auf. Zusätzlich liegt bei einem Verhältnis von  $\omega/\omega_c = 3/5$  ein deutliches Minimum vor. Erhöht man die Leistung der eingestrahlten Mikrowellen, so treten zusätzliche Maxima für  $\omega/\omega_c = 1/3$  bzw.  $1/4$  auf. Zugleich nimmt die Amplitude der bestehenden Maxima ab. Ein ähnlicher Zusammenhang wurde bereits von Dorozhkin *et al.* [33] beobachtet.

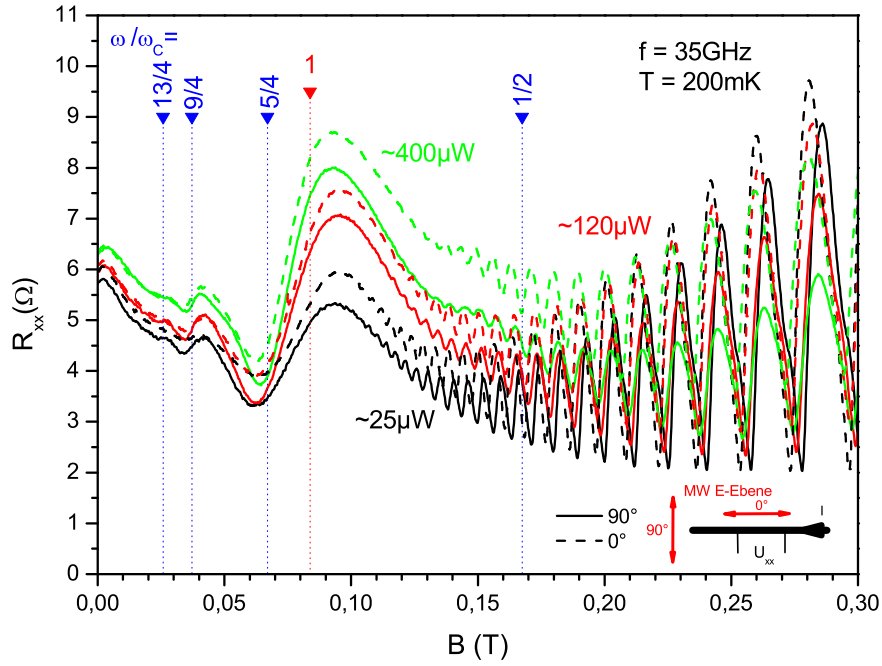


Abbildung 4.5: MIROs für eine feste Frequenz von 35 GHz und konstante Badtemperatur von 200 mK bei verschiedenen Mikrowellenleistungen. Eine Drehung der Polarisationssebene der eingestrahlten Hochfrequenz um 90 Grad bewirkt keine Änderung der MIROs. Anhand der sich ändernden SdH-Amplituden ist zu erkennen, dass eine unterschiedlich starke Hochfrequenzeinkopplung in das Probenmaterial stattfindet. Dies bewirkt eine Änderung der Temperatur des Elektronengases, womit auch der Unterschied in den Amplituden der MIROs erklärt werden kann.

Die Abnahme der SdH-Amplituden bei zunehmender Hochfrequenzleistung deutet auf eine zusätzliche Aufheizung des Elektronengases durch die eingestrahlte Hochfrequenz hin. Somit liegt die tatsächliche Elektronentemperatur über der der eingestellten Badtemperatur des Mischkryostaten.

Bei einer Erhöhung der Mikrowellenfrequenz treten immer weniger Maxima für  $\omega < \omega_c$  auf. Abbildung 4.5 zeigt mikrowelleninduzierte Widerstandssoszillationen für 35 GHz bei 200 mK Badtemperatur. Hier ist nur mehr ein Maximum für  $\omega/\omega_c = 1/2$  bei einer Leistung von etwa  $400 \mu\text{W}$  erkennbar. Wird die Leistung auf etwa  $120 \mu\text{W}$  bzw.  $25 \mu\text{W}$  verringert, so ist bei  $\omega/\omega_c = 1/2$  kein Maximum mehr nachweisbar.

Um den Einfluss der Polarisationsrichtung des Hochfrequenzfeldes zu ermitteln, wurde die Probe gegenüber dem linear polarisierten Mikrowellenfeld um 90 Grad gedreht. Wie aus Abbildung 4.5 ersichtlich, treten keine signifikanten Änderungen an den MIROs auf. Anhand der mit der Polarisationsdrehung verbundenen Amplitudenabnahme der SdHs kann man auf eine Erhöhung der Elektronentemperatur bei gleichbleibender, von der Antenne emittierter Hochfrequenzleistung schließen. Dies ist zurückzuführen auf eine stärkere Einkopplung der Hochfrequenz in das Probenmaterial. Die Amplitudenänderung der MIROs kann somit ebenfalls durch eine stärkere Aufheizung des Elektronengases erklärt werden.

Ein weiterer, bereits in mehreren Veröffentlichungen [2, 34] aufgezeigter Effekt wird beim Vergleich der Zyklotronresonanzposition  $\omega/\omega_c = 1$  in den Abbildungen 4.4 und 4.5 deutlich. Mit steigender Frequenz verschiebt sich das Maximum der Oszillationsamplitude von  $\omega/\omega_c = 1$  weg, zu stärkeren Magnetfeldern hin. Bei sehr hohen Frequenzen im Bereich von 100 GHz hat sich schließlich das Maximum so weit verschoben, dass die Zyklotronresonanzposition  $\omega/\omega_c = 1$  zwischen dem Oszillationsminimum nahe  $\omega/\omega_c = 5/4$  und dem Maximum der Oszillation liegt, wie es zum Beispiel in der Arbeit von Mani *et al.* [2] gezeigt wird.

## 4.4 Kommensurabilitätsoszillationen unter einer hochfrequenten Bestrahlung

Eine interessante Fragestellung eröffnet sich mit der Kombination beider voran besprochener Effekte. Sie treten im gleichen Magnetfeldbereich auf und zeigen eine ähnliche Periodizität. Beide Phänomene zeitgleich an einer Probe hervorzurufen wurde mit dem im Rahmen dieser Arbeit geschaffenen Messaufbau ermöglicht.

Wie sich bereits zeigte, mussten die verwendeten Proben unter Mikrowellenbe-

strahlung eine Beweglichkeit von mindestens  $4,0 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  aufweisen, um mikrowelleninduzierte Widerstandsoszillationen zu zeigen. Da diese Beweglichkeiten bei einer interferometrischen Belichtung meist nicht erreicht werden, ist ein „Vor-“ bzw. „Nachbelichten“ der Probe notwendig. Dazu wird die Probe wahlweise vor oder nach der interferometrischen Belichtung mit einem einzelnen Laserstrahl kurz belichtet. Je länger diese Belichtungszeit gewählt wird, desto schwächer wirkt sich die Modulation der in-situ-interferometrischen Belichtung aus. Ein guter Kompromiss konnte mit einer einzelnen Belichtung von 1/2000 Sekunde und einer in-situ-interferometrischen Belichtung von 1/1500 Sekunde gefunden werden.

Generell zeigt sich, dass eine „Vorbelichtung“ zwar eine ausgeprägte Modulationsbelichtung erlaubt, welche Oszillationen sowohl in  $\rho_{xx}$  als auch in  $\rho_{yy}$  hervorbringt, meist aber keine ausreichende Beweglichkeit mehr erzielt werden kann. Eine „Nachbelichtung“ reduziert merklich die Qualität der interferometrischen Belichtung, jedoch können damit zuverlässig Beweglichkeiten knapp über  $4,0 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  erzielt werden. Die Oszillationen in  $\rho_{xx}$  sind dabei abgeschwächt, Oszillationen in  $\rho_{yy}$  können damit nicht mehr nachgewiesen werden.

In Abbildung 4.6 sind Magnetowiderstandsoszillationen im Längswiderstand  $\rho_{xx}$  sowohl mit als auch ohne Modulation und Hochfrequenzbestrahlung dargestellt. Die schwarze Kurve zeigt die bekannten Kommensurabilitätsoszillationen für eine Modulation mit Periodizität von etwa 580 nm bei 100 mK ohne Hochfrequenzeinfluss. Die zugehörigen Flachbandpositionen sind eingezeichnet, deren Oszillationsfrequenz  $(\Delta 1/B)^{-1} = 0,247 \text{ (T)}$  beträgt.

Zusätzlich sind in Abbildung 4.6 MIROs an einer unmodulierten Probe eingezeichnet („ohne Modulation“). Die Darstellung erfolgt für drei verschiedene Frequenzen bei annähernd gleichbleibender Abstrahlleistung der Antenne. Aus der durchgehenden Widerstandserhöhung bei 20 GHz im Vergleich zu 30 bzw. 40 GHz ist ersichtlich, dass eine stärkere Einkopplung der Hochfrequenz bei niederen Frequenzen in das Probenmaterial stattfindet. Das Elektronengas wird bei 20 GHz stärker aufgeheizt als bei den höheren Frequenzen. Die Amplitu-

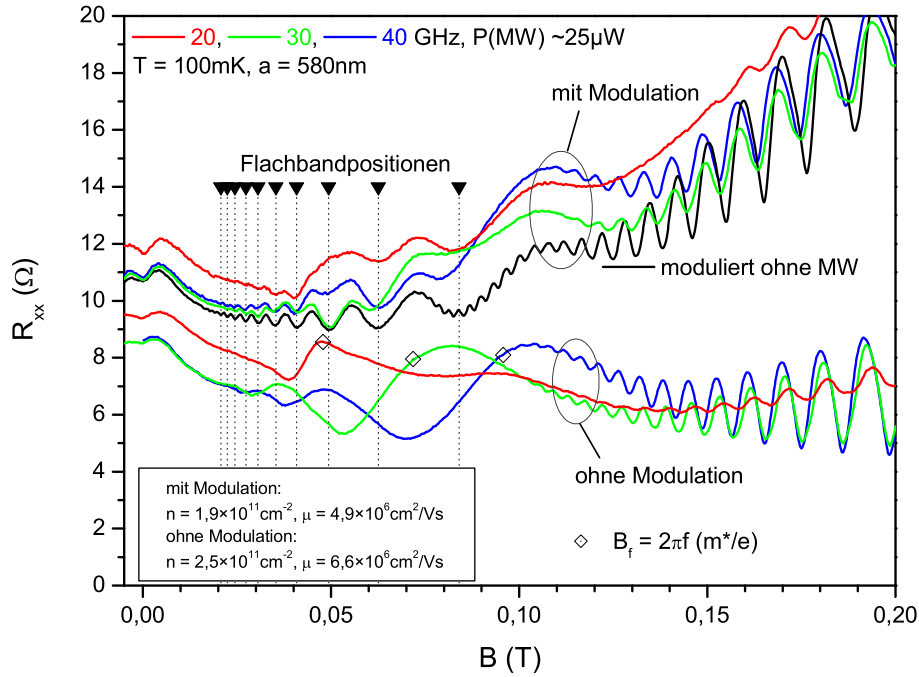


Abbildung 4.6: *Kommensurabilitätsoszillationen im Längswiderstand  $\rho_{xx}$  unter Hochfrequenzbestrahlung. Die Messung erfolgte bei 100 mK und einer Modulationsperiode von 580 nm senkrecht zur Stromrichtung  $I_{xx}$ . Die schwarze Linie zeigt das Ergebnis der Modulation ohne Hochfrequenzbestrahlung. Die farbigen Linien zeigen die Ergebnisse für eine Bestrahlung mit 20, 30 bzw. 40 GHz bei einer Leistung von etwa  $25 \mu W$ , jeweils mit und ohne Modulation.*

denabnahme der SdH-Oszillationen bei 20 GHz bestärkt diese Deutung.

Wird das modulierte 2DEG mit einem hochfrequenten elektromagnetischen Wechselfeld bestrahlt, so zeigt sich eine Superposition der Kommensurabilitätsoszillationen und der mikrowelleninduzierten Widerstandsoszillationen. Der erhöhte Widerstand bei 20 GHz ist auf die Aufheizung des Elektronengases durch HF-Einstrahlung zurückzuführen, welche bereits so stark ist, dass selbst die deutlich weniger temperaturabhängigen Kommensurabilitätsoszillationen bei kleinen Magnetfeldern verschwinden.

Die leichte Verschiebung der SdH-Minima ist auf die Remanenz des Magnetsystems zurückzuführen, welche je nach Sweepgeschwindigkeit und -dauer einen unterschiedlichen Offset aufweist und damit zu leichten Verschiebungen des

tatsächlich anliegenden Magnetfeldes führt.

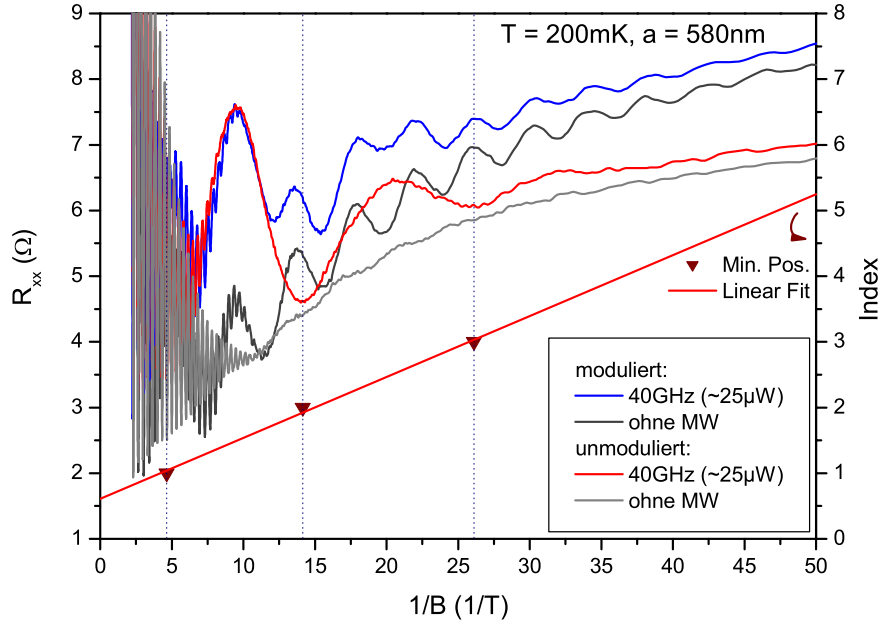


Abbildung 4.7:  $\rho_{xx}$  aufgetragen gegen  $1/B$ . Die Periodizität der Oszillationen kann so deutlich dargestellt werden. Zur besseren Übersicht sind die Flachbandpositionen der Kommensurabilitätsoszillationen nicht eingezeichnet. Aus den Minimapositionen der MIROs einer unmodulierten Probe lässt sich die Oszillationsfrequenz bestimmen zu  $(\Delta 1/B)^{-1} = 0,083 \text{ (T)}$ . Die Ladungsträgerdichten und Beweglichkeiten entsprechen denen aus Abb. 4.6.

In Abbildung 4.7 ist der Längswiderstand  $\rho_{xx}$  gegen das inverse Magnetfeld aufgetragen, um die Periodizität der Oszillationen zu verdeutlichen. Dargestellt sind jeweils die Ergebnisse für ein moduliertes und ein unmoduliertes 2DEG mit und ohne Mikrowellenbestrahlung. Die Messungen wurden bei einer Badtemperatur von 200 mK und einer Modulationsperiode von etwa 580 nm bei einer Frequenz von 40 GHz mit einer Abstrahlleistung von etwa  $25 \mu\text{W}$  durchgeführt.

Die Minimapositionen der MIROs (rote Kurve) liegen aufgetragen gegen einen Index relativ gut auf einer Geraden und die Oszillationsfrequenz lässt sich zu etwa  $(\Delta 1/B)^{-1} = 0,083 \text{ (T)}$  bestimmen. Zur besseren Übersicht wurde die Periodizitätsbestimmung der Kommensurabilitätsoszillationen nicht eingezeichnet.

net. Diese beträgt  $(\Delta 1/B)^{-1} = 0,247 (T)$ .

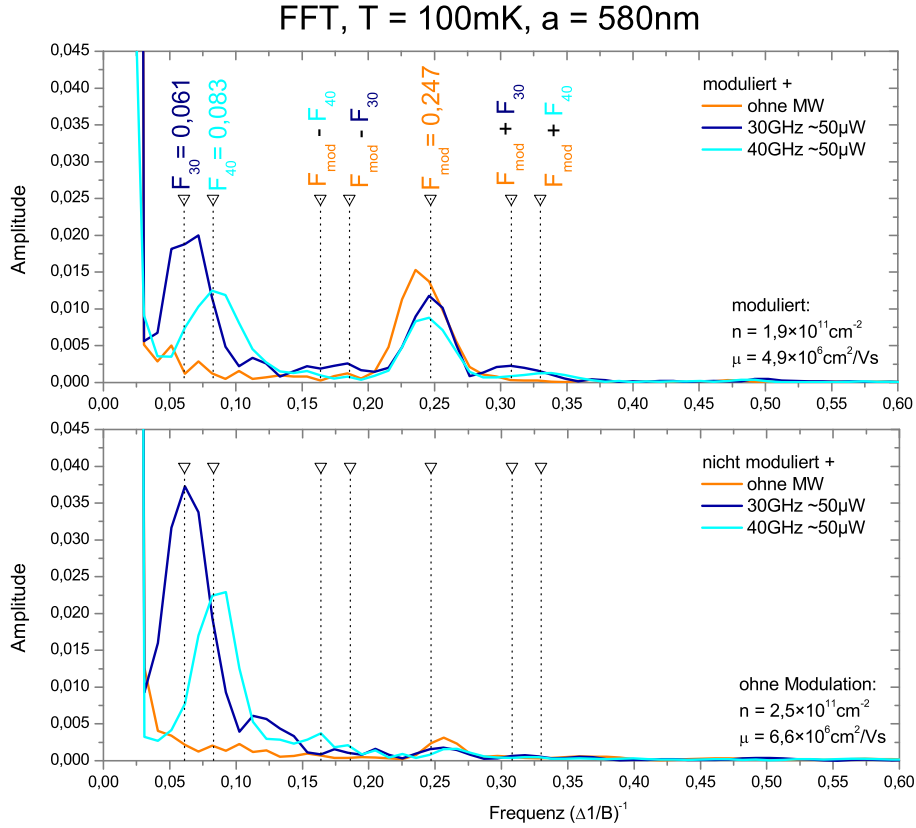


Abbildung 4.8: Fast-Fourier-Transformation der  $1/B$ -Oszillationen von Kommen-surabilitätsoszillationen mit und ohne Hochfrequenzbestrahlung sowie einer unmo-dulierten Probe im Mikrowellenfeld von 30 bzw. 40 GHz. Neben den „Frequenzen“ der MIROs und der Kommensurabilitätsoszillation treten schwache Maxima für die additive Mischung beider Oszillationsfrequenzen auf. Für die subtraktive Mischung verschwinden die Maxima im Rauschen. Die kleinen Maxima bei etwa 0,26 (T) an der unmodulierten Probe entstehen durch den Belichtungsprozess.

Eine FFT-Analyse der Messergebnisse ist in Abbildung 4.8 dargestellt. Im oberen Diagramm sind die Auswertungen für das modulierte 2DEG zusammengefasst. Der durchgezogene orange Graph zeigt die reine Kommensurabili-tätsoszillation ohne Hochfrequenzbestrahlung, die blauen Graphen zeigen die Amplitudenverteilung für Mikrowellenbestrahlung mit 30 GHz bzw. 40 GHz. Im unteren Diagramm sind die Amplituden für ein 2DEG ohne Modulation

aufgezeigt. Um die Probenparameter möglichst nur gering gegenüber dem modulierten Fall zu ändern, wurde eine interferometrisch belichtete Probe nochmals flächig mit einem einzelnen Laserstrahl mit kurzer Belichtungszeit nachbelichtet. Wie die Maxima bei etwa  $0,26(T)$  zeigen, konnte die Modulation damit nicht vollständig ausgelöscht werden.

Deutlich treten die beiden Maxima für die Oszillationsfrequenzen einer Hochfrequenzbestrahlung mit 30 GHz sowie mit 40 GHz hervor. Die zugehörigen „Frequenzen“ können zu  $F_{30} = 0,061(T)$  für 30 GHz und  $F_{40} = 0,083(T)$  für 40 GHz bestimmt werden.

Die Ergebnisse am modulierten 2DEG zeigen eine klare Superposition der Kommensurabilitätsoszillationen und der MIROs. Dies wird auch in den theoretischen Überlegungen von Dietel *et al.* [41] und Iñarrea *et al.* [42] vorhergesagt.

Darüber hinaus treten jedoch im Experiment auch die Mischprodukte  $F = F_{mod} \pm F_{30/40}$  beider Oszillationen zutage (vgl. Abb. 4.8). Das additive Mischprodukt ist als schwaches Maximum deutlich erkennbar, für die subtraktive Mischung verschwindet das Maximum im Rauschen. Alle durchgeführten Messungen zeigen dieses Verhalten. Die Amplituden der Mischprodukte sind dabei von unterschiedlicher Ausprägung. Dieses Ergebnis wird in den Simulationen von Iñarrea *et al.* [42] nicht beschrieben. Weitere theoretische Betrachtungen dazu sind bisher nicht bekannt geworden.

Dreht man die Polarisationssebene des Mikrowellenfeldes um 90 Grad bezüglich der Modulationsorientierung, so zeigt sich kaum eine Änderung im Längswiderstand  $\rho_{xx}$ , welcher senkrecht zur Modulation abgegriffen wird. Dieses Ergebnis bestätigt die theoretischen Berechnungen von Dietel *et al.* [41]. In Abbildung 4.9 sind die Ergebnisse einer Messung bei 40 GHz mit einer Leistung von etwa  $400 \mu\text{W}$  dargestellt. Erkennbar ist eine konstante Widerstandszunahme unter Mikrowellenbestrahlung.

Wie bereits angemerkt, war eine Untersuchung der Kommensurabilitätsoszillationen im Längswiderstand  $\rho_{yy}$  (Modulation parallel zur Stromrichtung) schwierig. Diese Untersuchung konnte nur an Proben durchgeführt werden,

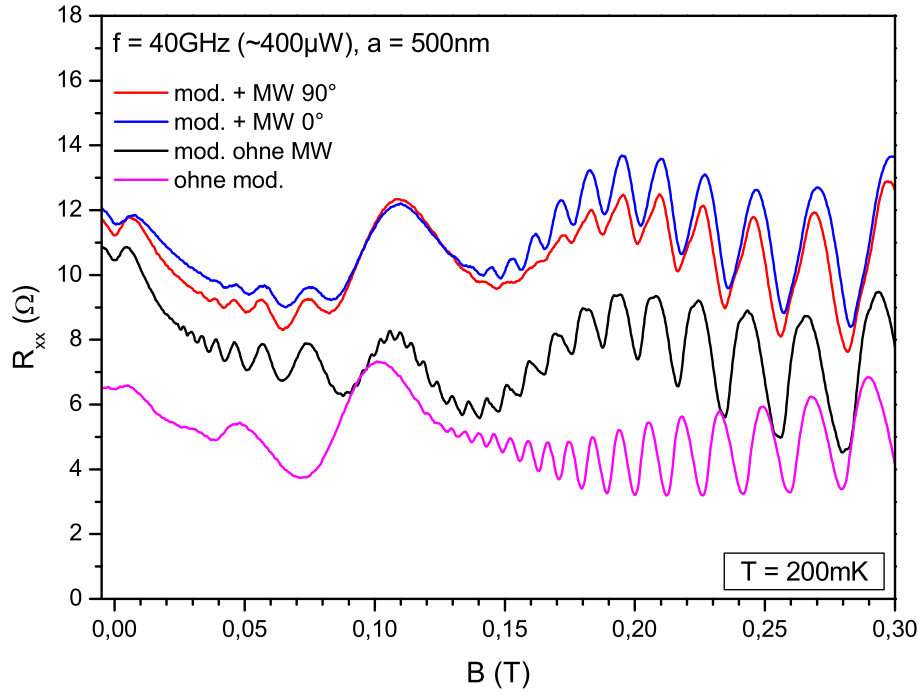


Abbildung 4.9: *Kommensurabilitätsoszillationen für  $\rho_{xx}$  unter Hochfrequenzbestrahlung. Die Polarisationssebene des hochfrequenten  $E$ -Feldes steht parallel ( $0^\circ$ , blau) bzw. senkrecht ( $90^\circ$ , rot) zur interferometrischen Linienmodulation, welche senkrecht zum Strompfad orientiert ist (vgl. Abb. 3.1). Die schwarze Kurve zeigt die Weiss-Oszillationen ohne Hochfrequenzeinfluss.*

bei denen eine zusätzliche flächige Belichtung die Beweglichkeit über  $4,0 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  an hob. Dabei sollte die interferometrische Modulation nicht so stark abgeschwächt werden, dass die Oszillationen in  $\rho_{yy}$  unter der Nachweisgrenze verschwinden. Nur wenige Belichtungsabfolgen führten zu diesem erwünschten Ergebnis. Um eine bessere Reproduzierbarkeit zu erreichen, müssten die Belichtungszeiten des Shutters in feineren Schritten wählbar sein.

Nach den allgemein bekannten Grundlagen zu den Kommensurabilitätsoszillationen (vgl. Kap. 1.2.1) erwartet man bei einer Modulation parallel zur Stromrichtung nur schwache Oszillationen im Längswiderstand ( $\rho_{yy}$ ). Diese sind zudem gegenphasig zu den stärkeren Oszillationen bei senkrechter Modulation. Man erhält an den Flachbandbedingungen deshalb Maxima im Längswider-

stand  $\rho_{yy}$ .

In der Arbeit von Mitzkus [4] wurde jedoch beobachtet, dass es bei einer Verringerung der Temperatur zu einem Wechsel der Phasenlage um  $180^\circ$  kommt. Dann liegen die Minima wieder an den bekannten Flachbandpositionen. Die „Umklapptemperatur“, bei der dieser Phasenwechsel stattfindet, wird abhängig von der Modulationsstärke angegeben. Zudem wurde ein Sinken der „Umklapptemperatur“ mit steigender Beweglichkeit der Proben beobachtet.

Als Ursache wird ein durch die Elektron-Elektron-Wechselwirkung verursachter Effekt angenommen [50, 51]. Wegen der Wechselwirkung beginnen sich bei sinkender Temperatur die Komponenten des Widerstandstensors  $\rho_{xx}$  und  $\rho_{yy}$  gegenseitig zu beeinflussen. Dies führt schließlich dazu, dass die Oszillationen von  $\rho_{xx}$  immer mehr auf  $\rho_{yy}$  aufgeprägt werden. Die gegenphasigen Oszillationen in  $\rho_{yy}$ , bedingt durch die Streuleitfähigkeit, werden zunächst ausgelöscht und schließlich treten die Minima an den Flachbandpositionen der Bandleitfähigkeits-Oszillationen von  $\rho_{xx}$  auch in  $\rho_{yy}$  auf. Zudem geht die Änderung der Phasenlage mit der Ausbildung eines negativen Magnetowiderstands einher. Die Ursachen sind ebenfalls der Elektron-Elektron-Wechselwirkung zuzuschreiben [52].

Bei den hier durchgeführten Oszillationsmessungen des Längswiderstandes  $\rho_{yy}$  lag die „Umklapptemperatur“ jeweils über einer Badtemperatur von 500 mK.

Die schwarzen Kurven in Abbildung 4.10 zeigen die Oszillationen von  $\rho_{xx}$  und  $\rho_{yy}$  für den modulierten Fall ohne Hochfrequenzeinfluss. Die Minima liegen in beiden Fällen an den Flachbandpositionen. Zu berücksichtigen ist, dass durch eine inhomogene Belichtung die Elektronendichte  $n_*$  in den beiden Ästen der Hallgeometrie leicht unterschiedlich ausfällt. Dies führt zu einer minimalen Verschiebung der Flachbandpositionen.

Wird die Probe einem hochfrequenten elektromagnetischen Wechselfeld ausgesetzt, erwartet man eine Superposition der Kommensurabilitätsoszillationen (schwarz) und der MIROs der unmodulierten Probe (magenta), was auch die gestrichelte blaue Kurve für  $\rho_{xx}$  bestätigt. Die Oszillationen in  $\rho_{yy}$  zeigen diese Superposition nicht so ausgeprägt. Darüber hinaus treten Maxima an den

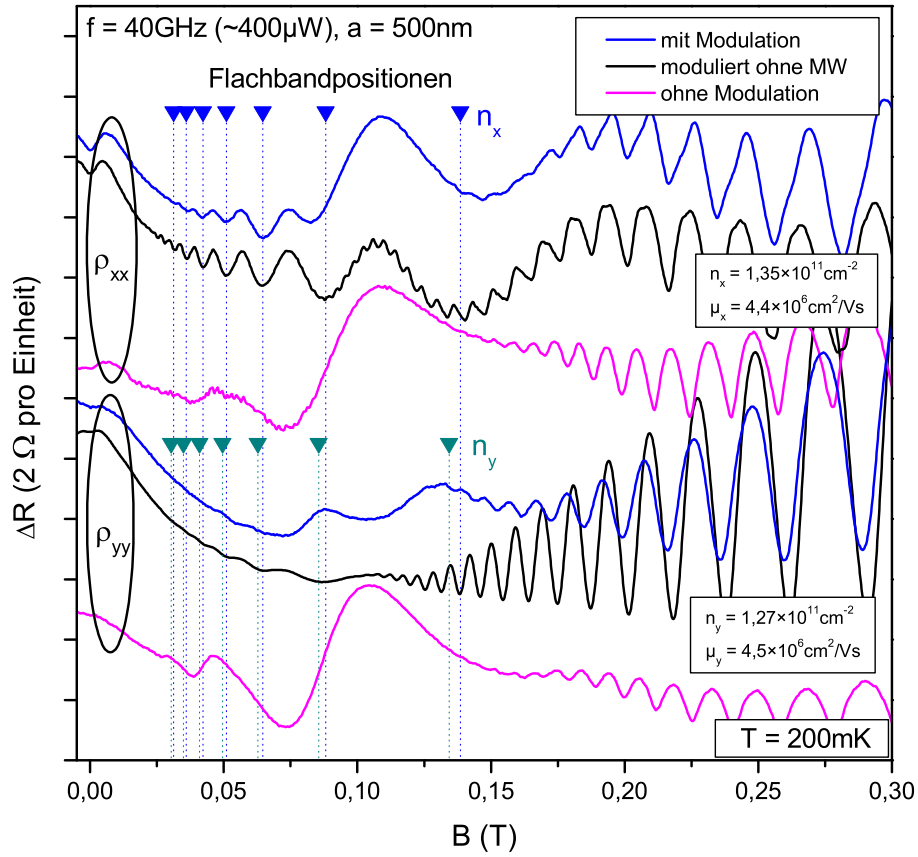


Abbildung 4.10: Längswiderstand  $\rho_{xx}$  und  $\rho_{yy}$  unter verschiedenen Bedingungen. Die schwarzen Kurven zeigen den modulierten Fall ohne Hochfrequenzeinfluss. Es liegen leicht verschiedene Elektronendichten je Abgriff vor, was zur Verschiebung der Flachbandbedingungen führt. Die blauen Kurven zeigen den modulierten Fall unter Hochfrequenzeinfluss. Der unmodulierte Fall mit Hochfrequenzbestrahlung ist in der Farbe magenta dargestellt. Zur besseren Übersicht sind die zusammengehörigen Kurven jeweils vertikal verschoben aufgetragen.

Flachbandpositionen auf. Dieses Verhalten konnte für verschiedene Frequenzen gleichermaßen beobachtet werden. Abbildung 4.11 zeigt den Fall für 20, 30 und 40 GHz. Einzig die Amplitude der Maxima nimmt mit höherer Frequenz zu.

Dieses Ergebnis ähnelt dem Temperaturverhalten von  $\rho_{yy}$  aus [4] sehr stark. Die Annahme, dass es sich im vorliegenden Fall um einen Temperatureffekt durch Aufheizung des Elektronengases handelt, liegt nahe. Auch die Ampli-

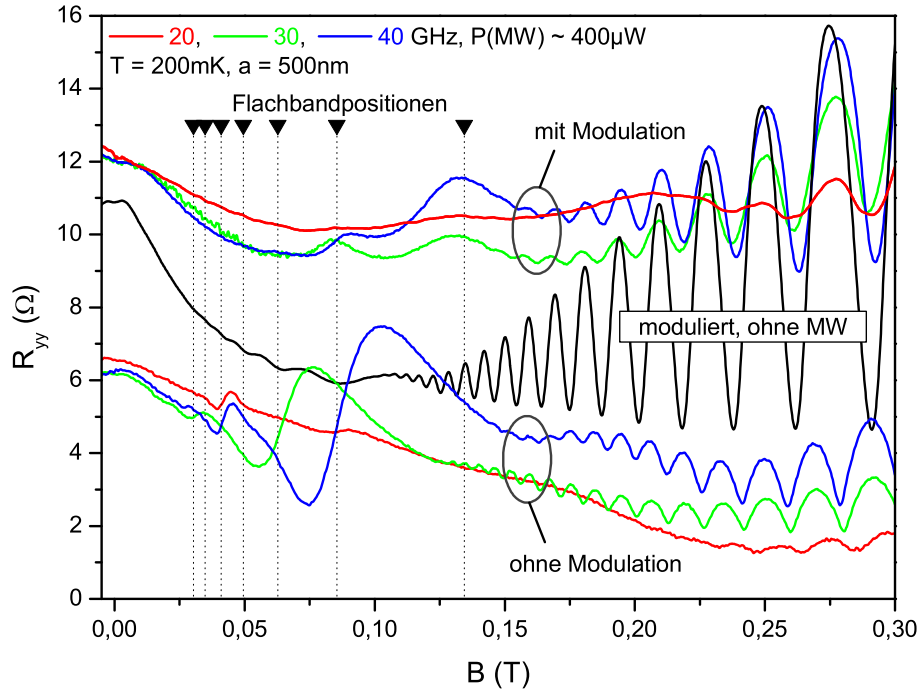


Abbildung 4.11: Längswiderstand  $\rho_{yy}$  unter einer Hochfrequenzbestrahlung von 20, 30 und 40 GHz mit und ohne Modulation. Im modulierten Fall treten mit HF-Bestrahlung frequenzunabhängig Maxima an den Flachbandpositionen auf. Probenparameter mit Modulation:  $n = 1,27 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  und  $\mu = 4,5 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ .

tudenabnahme der SdH-Oszillationen spricht für einen deutlichen Anstieg der Elektronentemperatur, welche bei niedrigerer Frequenz am höchsten ist. Nicht beobachtet werden kann der im Temperaturverhalten von  $\rho_{yy}$  zusätzlich zu erwartende Effekt des negativen Magnetowiderstands.

Abbildung 4.12 zeigt die Ergebnisse von Messungen am Längswiderstand  $\rho_{yy}$  mit und ohne Mikrowellenbestrahlung bei verschiedenen Temperaturen. Zur besseren Übersicht sind die Kurven mit einem vertikalen Offset versehen. Der Widerstandswert bei  $B = 0$  ist für alle Kurven in etwa gleich groß.

Im modulierten Fall ohne Hochfrequenzeinfluss („ohne MW“) zeigt sich ein „Umklappen“ der Oszillationen in  $\rho_{yy}$  bei etwa 500 mK. Zur Verdeutlichung sind die Flachbandpositionen sowie die Kommensurabilitätsoszillationen in  $\rho_{xx}$  mit eingetragen (schwarz). Für eine Temperatur von 200 mK sind die Oszil-

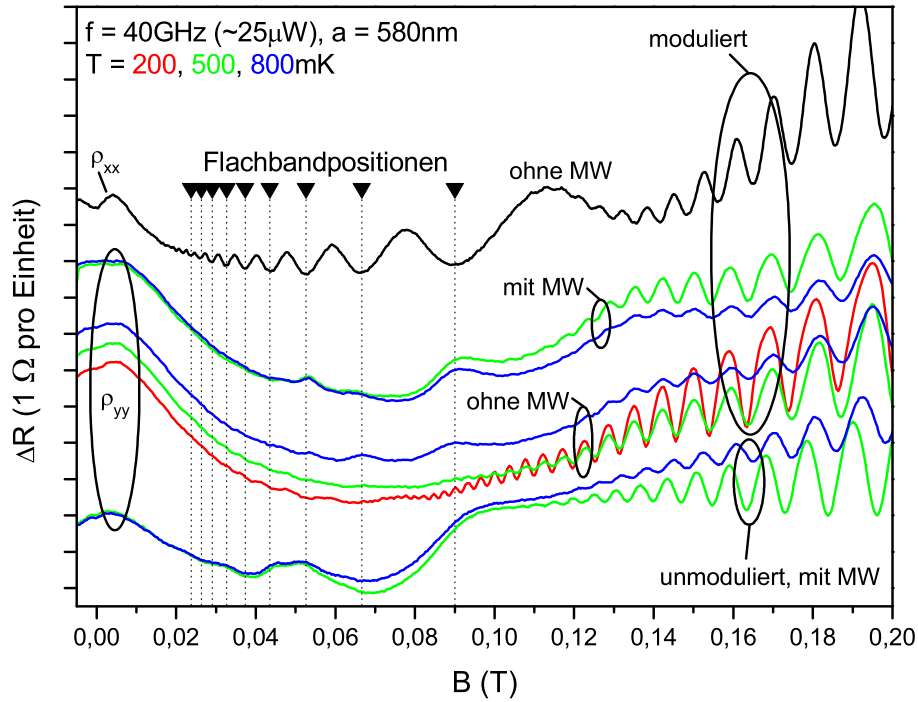


Abbildung 4.12: *Kommensurabilitätsoszillationen für verschiedene Temperaturen mit und ohne Hochfrequenzeinfluss. Im modulierten Fall ohne Mikrowellen (ohne MW) liegen die Minima von  $\rho_{yy}$  bei 200 mK an den Flachbandpositionen von  $\rho_{xx}$  (schwarz). Für 500 mK verschwinden die Oszillationen in  $\rho_{yy}$  und treten bei 800 mK gegenphasig wieder auf. Mit Mikrowellen (mit MW) treten auch bei 500 mK Maxima an den Flachbandpositionen auf, was auf eine höhere Elektronentemperatur hindeutet. Zusätzlich wird  $\rho_{yy}$  von den MIROs (unmoduliert, mit MW) schwach überlagert. Die Kurven wurden mit einem Offset versehen, alle Kurven liegen bei  $B = 0$  auf ähnlichem Widerstandsniveau. Mit Mikrowellenbestrahlung liegen keine Messwerte für 200 mK vor. Probenparameter, moduliert:  $n = 1,9 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  und  $\mu = 4,9 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ , unmoduliert:  $n = 2,5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  und  $\mu = 6,6 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ .*

lationen in  $\rho_{yy}$  gleichphasig mit denen in  $\rho_{xx}$ . Bei etwa 500 mK verschwinden die Oszillationen von  $\rho_{yy}$  nahezu komplett („Umklapptemperatur“). Die zu  $\rho_{xx}$  gegenphasigen Oszillationen, verursacht durch die Streuleitfähigkeit, treten erst bei höheren Temperaturen zutage und sind bei 800 mK bereits gut erkennbar. Wird nun das 2DEG mit einem Hochfrequenzfeld bestrahlt, so treten für  $\rho_{yy}$  deutlich an den Flachbandpositionen Maxima auf. Zudem kann man eine schwache Überlagerung mit den mikrowelleninduzierten Widerstandsoszil-

lationen erkennen. An den Maximapositionen der MIROs („unmoduliert, mit MW“) wird auch der Längswiderstand  $\rho_{yy}$  („moduliert, mit MW“) angehoben. Vergleicht man die Kurven für 500 mK und 800 mK, so zeigen die Ergebnisse des modulierten und bestrahlten 2DEGs eine sehr gute Übereinstimmung. Dies legt die Vermutung nahe, dass bei einer eingestrahnten Frequenz von 40 GHz mit einer Leistung von etwa  $25 \mu\text{W}$  das Elektronengas auf eine Temperatur von etwa 800 mK aufgeheizt wird.

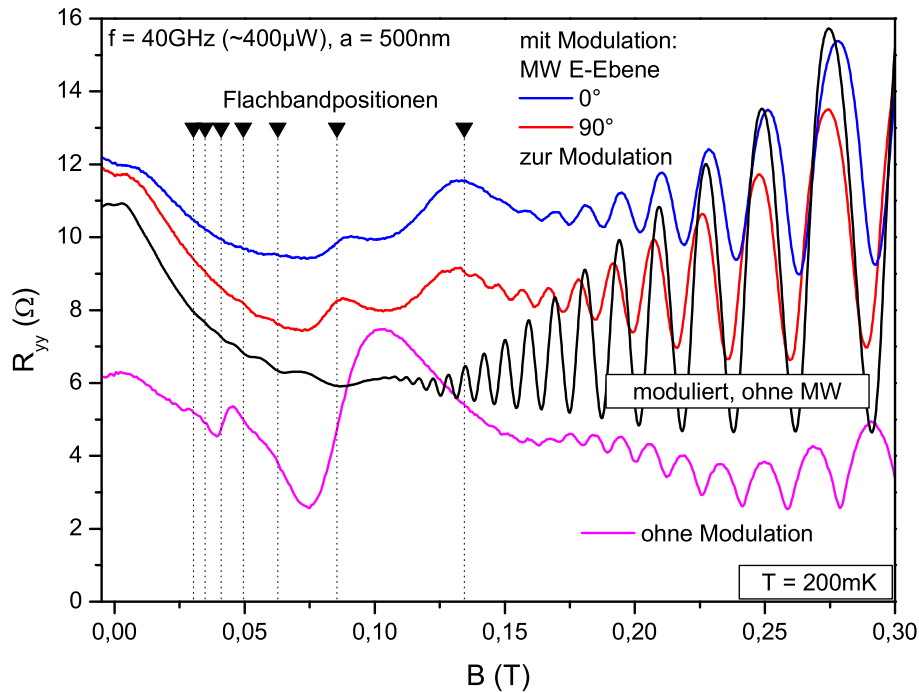


Abbildung 4.13: *Polarisationsabhängige Messung am Längswiderstand  $\rho_{yy}$ . Eine Drehung der Polarisation der Mikrowellen gegenüber der Modulation vom parallelen Fall ( $0^\circ$ , blau) zum orthogonalen Fall ( $90^\circ$ , rot) führt lediglich zu einer schwächeren Einkopplung der Hochfrequenz in das Probenmaterial. Probenparameter mit Modulation:  $n = 1,27 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  und  $\mu = 4,5 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ .*

Die Polarisationsrichtung der hochfrequenten elektromagnetischen Welle bewirkt bei einer Drehung um  $90^\circ$  bezüglich der Modulationsrichtung keine signifikanten Änderungen. In Abbildung 4.13 sind die Messergebnisse für eine Polarisation der E-Ebene der Mikrowellen bezüglich der Modulation dargestellt.

Die blaue Kurve zeigt den Fall auf, dass die Polarisierung parallel zur Modulation und zur Stromrichtung steht. Der höhere Gesamtwiderstand stammt wieder von einer stärkeren Einkopplung der Hochfrequenz in das Probenmaterial. Für die rote Kurve steht das E-Feld der Mikrowellen senkrecht zur Modulation und zur Stromrichtung. In beiden Fällen sind Überlagerungen der MIROs (magenta) mit den Kommensurabilitätsoszillationen nur sehr schwach beobachtbar. Dieses Verhalten zeigte sich bei allen auswertbaren Messungen.

# Kapitel 5

## Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde das Verhalten eines Elektronengases betrachtet, welches sich nur noch in 2 Raumrichtungen frei bewegen kann (zweidimensionales Elektronengas, 2DEG), dem Einfluss eines schwachen eindimensionalen Potentials unterworfen ist und zudem von einem hochfrequenten elektromagnetischen Wechselfeld (Mikrowellenfeld) bestrahlt wird. Untersucht wurde das Magnetotransportverhalten bei tiefsten Temperaturen. Dazu wird der elektrische Widerstand an strukturierten Proben in Abhängigkeit eines Magnetfeldes gemessen. Das schwache eindimensionale Potential wird mit Hilfe eines Interferenzmusters zweier kohärenter Laserstrahlen auf der Probenoberfläche und dem persistenten Photoeffekt erzeugt. Zudem kann die Probe über eine Breitbandantenne kontinuierlich mit Hochfrequenz bestrahlt werden.

Bereits der Magnetowiderstand eines zweidimensionalen Elektronengases ohne Modulation oder Hochfrequenzbestrahlung zeigt interessante Eigenschaften wie Shubnikov-de-Haas-Oszillationen (SdHs), den Quanten-Hall-Effekt (QHE) oder den fraktionellen Quanten-Hall-Effekt (FQHE). Wird das 2DEG mit einem periodischen Potential eindimensional moduliert, so treten im Magnetowiderstand parallel zur Stromrichtung zusätzliche Effekte, sogenannte Komensurabilitätsoszillationen, auf. Dabei muss man unterscheiden, ob die Modulation parallel oder senkrecht zur Stromrichtung erfolgt. Die Oszillationen können auf zwei verschiedene Arten erklärt werden. In einem semiklassischen

Bild ist der Zusammenhang zwischen Zyklotronradius und Modulationsperiode von Bedeutung, die Veränderung der Zustandsdichte durch die Modulation erklärt in einem quantenmechanischen Bild den Effekt.

Für eine Modulation senkrecht zum Strompfad sind die Widerstandsoszillationen stark ausgeprägt und zeigen an den sogenannten Flachbandbedingungen Minima. Bei paralleler Modulation sind die Oszillationen deutlich schwächer und zudem gegenphasig zum senkrechten Fall. Eine Bestrahlung des zweidimensionalen Elektronengases mit hochfrequentem elektromagnetischen Wechselfeld führt im Längswiderstand zu mikrowelleninduzierten Magnetowiderstandsoszillationen (MIROs). Zur Erklärung dieses Verhaltens haben sich zwei Modelle etabliert. Das „displacement“-Modell nutzt die Anwesenheit von Störstellen, um eine Streuung der durch Photonen angeregten Elektronen zu ermöglichen. Je nach Verhältnis der Hochfrequenz zur magnetfeldabhängigen Zyklotronfrequenz streuen die Elektronen in Richtung oder entgegen des angelegten elektrischen Feldes, wodurch der Längswiderstand ab- oder zunehmen kann.

Das „inelastic“-Modell betrachtet die Verteilungsfunktion der Elektronen, welche durch die Mikrowellen beeinflusst wird. Zusammen mit der oszillierenden Zustandsdichte von streuverbreiterten Landaubändern ergibt sich ein mit dem Magnetfeld oszillierender Beitrag zur Leitfähigkeit.

Beide voran genannten Magnetowiderstandsoszillationen treten im vergleichbaren Magnetfeldbereich auf. Mit der Kombination beider Effekte wurde vollständiges Neuland betreten, da hier auf Grund mangelnder experimenteller Möglichkeiten noch keine Untersuchungen stattgefunden haben.

Aufbauend auf einen bereits bestehenden „in-situ-interferometrischen“ Probenstab [4] wurde ein geeigneter Versuchsaufbau entworfen. Die Möglichkeit, mit zwei kohärenten Laserstrahlen eine ein- oder zweidimensionale periodische Modulation des Elektronengases zu erzeugen, wurde dabei beibehalten. Zur Bestrahlung des 2DEGs mit Mikrowellen unterschiedlicher Frequenzen wurde eine breitbandige Hochfrequenzantenne entwickelt, die in den bereits bestehenden Versuchsaufbau integrierbar ist. Die Antenne emittiert eine linear polarisierte elektromagnetische Welle und ist so konzipiert, dass die zu untersuchende Probe sich im Fernfeld der Antennenstrahlung befindet. Die Probe kann zudem im

Strahlungsfeld der Antenne gedreht werden, um das Magnetowiderstandsverhalten sowohl bei paralleler als auch senkrechter Polarisierung der Mikrowellen zur Stromflussrichtung zu untersuchen.

Damit wurde eine experimentelle Möglichkeit geschaffen, ein 2DEG mit einem periodischen Potential ein- oder zweidimensional zu modulieren und es zudem einem hochfrequenten elektromagnetischen Wechselfeld auszusetzen.

Mit Hilfe des neuen Aufbaus konnten an hochbeweglichen GaAs/AlGaAs Heterostrukturen mikrowelleninduzierte Magnetowiderstandsoszillationen nachgewiesen und untersucht werden. Für eine möglichst hohe Beweglichkeit wurde dazu die Probe mit nur einer Faser des optischen Aufbaus flächig belichtet.

Eine Drehung der Polarisierung der hochfrequenten Welle von parallel zu senkrecht zur Stromrichtung im 2DEG bewirkte zwar unterschiedlich starke Einkopplung der Mikrowellen in das Probenmaterial, zeigte aber, wie theoretisch vorhergesagt [41], keine Änderung des Effekts.

Zur Erzeugung von Kommensurabilitätsoszillationen mit Hilfe der Belichtung waren kurze Belichtungszeiten nötig, um ein Ausschmieren des Interferenzmusters zu minimieren. Damit erhält man jedoch nur eine gegenüber flächiger Belichtung verminderte Beweglichkeit. Dies führte dazu, dass nur in einem schmalen Belichtungszeitfenster eine ausreichend scharfe Modulation erzeugt werden konnte, aber auch die Beweglichkeit des Elektronengases hoch genug wurde, um MIROs nachweisen zu können.

An einem derart modifiziertem System konnte schließlich das Verhalten eines periodisch modulierten 2DEGs unter Hochfrequenzeinfluss untersucht werden. Es zeigte sich eine Koexistenz der Kommensurabilitätsoszillationen und mikrowelleninduzierten Magnetowiderstandsoszillationen, wobei das Auftreten von schwachen Mischprodukten aus den jeweiligen Oszillationsfrequenzen auf eine zusätzliche Kopplung beider zugrunde liegender Effekte hindeutet.

Im Rahmen dieser Arbeit konnte zum ersten Mal ein periodisch moduliertes hochbewegliches 2DEG unter Hochfrequenzbestrahlung untersucht werden. Der dafür entwickelte Versuchsaufbau eröffnet eine Vielzahl an Experimenten unter Hochfrequenzbestrahlung bei tiefsten Temperaturen.



# Literaturverzeichnis

- [1] K. v. Klitzing und M. Pepper G. Dorda, *New Method for High-Accuracy Determination of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Hall Resistance*, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 494 (1980).
- [2] Ramesh G. Mani, Jürgen H. Smet, Klaus von Klitzing, Venkatesh Narayanamurti, William B. Johnson, und Vladimir Umansky, *Zero-resistance states induced by electromagnetic-wave excitation in GaAs/AlGaAs heterostructures*, *Nature (London)* **420**, 646 (2002).
- [3] J. H. Davis, *The physics of low dimensional semiconductors: an introduction*. Cambridge University Press, Cambridge, 2. ed., (1999).
- [4] C. Mitzkus, *Transportuntersuchungen an dichtemodulierten zweidimensionalen Elektronensystemen*. Dissertation, Universität Regensburg, (2005).
- [5] L. Pfeiffer, K.W. West, H.L. Stormer, und K.W. Baldwin, *Electron mobilities exceeding  $10^7 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  in modulation-doped GaAs*, *Appl. Phys. Lett.* **55**, 1888 (1989).
- [6] D. Weiss, *Kommensurabilitätseffekte in lateralen Übergittern*. Habilitationsschrift, Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, (1992).
- [7] W. Breuer, *Magnetotransport-Messungen an lateral modulierten zweidimensionalen Elektronengasen*. Dissertation, Universität Regensburg, (2003).

- 
- [8] L. Onsager, *Reciprocal Relations in irreversible processes*, *Phys. Rev.* **37**, 405 (1931).
- [9] R. R. Gerhardts, D. Weiss, und K. v. Klitzing, *Novel magnetoresistance oscillations in a periodically modulated two-dimensional electron gas*, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1173 (1989).
- [10] R. W. Winkler, J. P. Kotthaus, und K. Ploog, *Landau band conductivity in a two-dimensional electron system modulated by an artificial one-dimensional superlattice potential*, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1177 (1989).
- [11] C. Zhang und R. R. Gerhardts, *Theory of magnetotransport in two-dimensional electron systems with unidirectional periodic modulation*, *Phys. Rev. B* **41**, 12850 (1990).
- [12] C.W.J. Beenakker, *Guiding-center-drift resonance in a periodically modulated two-dimensional electron gas*, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2020 (1989).
- [13] P.H. Beton, E.S. Alves, P.C. Main, L. Eaves, M.W. Dellow, M. Henini, O.H. Hughes, S.P. Beaumont, und C.D.W. Wilkinson, *Magnetoresistance of a two-dimensional electron gas in a strong periodic potential*, *Phys. Rev. B* **42**, 9229 (1990).
- [14] P.H. Beton, M.W. Dellow, P.C. Main, E.S. Alves, L. Eaves, S.P. Beaumont, und C.D.W. Wilkinson, *Magnetic breakdown of a two-dimensional electron gas in a periodic potential*, *Phys. Rev. B* **43**, 9980 (1991).
- [15] Elisabeth Vasiliadou, *Magnetotransport, Mikrowellen-Photoleitung und Ferninfrarot-Spektroskopie an Antidot- und Quantendot-Systemen*. Dissertation, Universität Hamburg, (1995).
- [16] M. A. Zudov, R. R. Du, J. A. Simmons, und J. L. Reno, *Shubnikov-de Haas-like oscillations in millimeterwave photoconductivity in a high-mobility two-dimensional electron gas*, *Phys. Rev. B* **64**, 201311 (2001).

- 
- [17] P.D. Ye, L.W. Engel, D.C. Tsui, J.A. Simmons, J.R. Wendt, G.A. Vawter, und J.L. Reno, *Giant microwave photoresistance of two-dimensional electron gas*, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 2193 (2001).
- [18] V.I. Ryzhij *Sov. Phys. Solid State* **11**, 2078 (1970).
- [19] A.C. Durst, S. Sachdev, N. Read, und S.M. Girvin, *Radiation-Induced Magnetoresistance Oscillations in a 2D Electron Gas*, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 086803 (2003).
- [20] X.L. Lei und S.Y. Liu, *Radiation-Induced Magnetoresistance Oscillation in a Two-Dimensional Electron Gas in Faraday Geometry*, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 226805 (2003).
- [21] J. Shi und X.C. Xie, *Radiation-Induced „Zero-Resistance State“ and the Photon-Assisted Transport*, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 086801 (2003).
- [22] M.G. Vavilov und I.L. Aleiner, *Magnetotransport in a two-dimensional electron gas at large filling factors*, *Phys. Rev. B* **69**, 035303 (2004).
- [23] S.I. Dorozhkin, *Giant magnetoresistance oscillations caused by cyclotron resonance harmonics*, *JETP Lett.* **77**, 577 (2003).
- [24] I.A. Dmitriev, A.D. Mirlin, und D.G. Polyakov, *Cyclotron-Resonance Harmonics in the ac Response of a 2D Electron Gas with Smooth Disorder*, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 226802 (2003).
- [25] I.A. Dmitriev, M.G. Vavilov, I.L. Aleiner, A.D. Mirlin, und D.G. Polyakov, *Theory of microwave-induced oscillations in the magnetoconductivity of a two-dimensional electron gas*, *Phys. Rev. B* **71**, 115316 (2005).
- [26] I.A. Dmitriev, A.D. Mirlin, und D.G. Polyakov, *Microwave photoconductivity of a two-dimensional electron gas: Mechanisms and their interplay at high radiation power*, *Phys. Rev. B* **75**, 245320 (2007).
- [27] I.A. Dmitriev, A.D. Mirlin, und D.G. Polyakov, *Theory of Fractional Microwave-Induced Resistance Oscillations*, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 206805 (2007).

- 
- [28] A.T. Hatke, M.A. Zudov, L.N. Pfeiffer, und K.W. West, *Temperature Dependence of Microwave Photoresistance in 2D Electron Systems*, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 066804 (2009).
- [29] M.A. Zudov, R.R. Du, L.N. Pfeiffer, und K.W. West, *Evidence for a New Dissipationless Effect in 2D Electronic Transport*, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 046807 (2003).
- [30] S.A. Studenikin, A.S. Sachrajda, J.A. Gupta, Z.R. Wasilewski, O.M. Fedorych, M. Byszewski, D.K. Maude, M. Potemski, M. Hilke, K.W. West, und L.N. Pfeiffer, *Frequency quenching of microwave-induced resistance oscillations in a high-mobility two-dimensional electron gas*, *Phys. Rev. B* **76**, 165321 (2007).
- [31] W. Kohn, *Cyclotron Resonance and de Haas-van Alphen Oscillations of an Interacting Electron Gas*, *Phys. Rev.* **123**, 1242 (1961).
- [32] I.A. Dmitriev, F. Evers, I.V. Gornyi, A.D. Mirlin, D.G. Polyakov, und P. Wölfle, *Magnetotransport of electrons in quantum Hall systems*, *Phys. Stat. Sol. (b)* **245** No. 2, 239 (2008).
- [33] S.I. Dorozhkin, J.H. Smet, K. von Klitzing, L.N. Pfeiffer, und K.W. West, *Microwave induced magnetoresistance oscillations at the subharmonics of the cyclotron resonance*, *JETP Lett.* **86**, 543 (2007).
- [34] S.I. Dorozhkin, J.H. Smet and V. Umansky, und K. von Klitzing, *Microwave photoresponse in the two-dimensional electron system caused by intra-Landau-level transitions*, *Phys. Rev. B* **71**, 201306 (2005).
- [35] M.A. Zudov, R.R. Du, L.N. Pfeiffer, und K.W. West, *Multiphoton processes in microwave photoresistance of two-dimensional electron systems*, *Phys. Rev. B* **73**, 041303 (2006).
- [36] R.G. Mani, J.H. Smet, K. von Klitzing, V. Narayanamurti, W.B. Johnson, und V. Umansky, *Demonstration of a 1/4-Cycle Phase Shift in the Radiation-Induced Oscillatory Magnetoresistance in GaAs/AlGaAs Devices*, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 146801 (2004).

- 
- [37] X.L. Lei und S.Y. Liu, *Multiple and virtual photon processes in radiation-induced magnetoresistance oscillations in two-dimensional electron systems*, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 212109 (2006).
- [38] I.A. Dmitriev, A.D. Mirlin, und D.G. Polyakov, *Fractional microwave-induced resistance oscillations*, *Physika E* **40**, 1332 (2007).
- [39] I.V. Pechenezhskii, S.I. Dorozhkin, und I.A. Dmitriev, *Fractional Features in Radiation-Induced Oscillations of the Magnetoresistance of Two-Dimensional Electron Systems*, *JETP Letters* **85**, 86 (2007).
- [40] S. Wiedmann, G.M. Gusev, O.E. Raichev, A.K. Bakarov, und J.C. Portal, *High-order fractional microwave-induced resistance oscillations in two-dimensional systems*, *Phys. Rev. B* **80**, 035317 (2009).
- [41] J. Dietel, L.I. Glazman, F.W.J. Hekking, und F. von Oppen, *Microwave photoconductivity of two-dimensional electron systems with unidirectional periodic modulation*, *Phys. Rev. B* **71**, 045329 (2005).
- [42] J. Iñarrea und G. Platero, *Weiss Oscillations Modulated by Microwave Radiation*, *IEEE Trans. Magn.* **44**, 4509 (2008).
- [43] Constantine A. Balanis, *Antenna Theory, Analysis and Design*. Wiley, New York, 2. ed., (1997).
- [44] Robert E. Collin, *Antennas and Radiowave Propagation*. McGraw-Hill, New York, (1985).
- [45] J.R. James und P.S. Hall, *Handbook of Microstrip Antennas*. Peter Peregrinus Ltd., London, (1989).
- [46] Yan C. Venot, *Entwicklung und Integration eines Nahbereichsradarsensorsystems bei 76,5 GHz*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH), (2003).
- [47] Rainee N. Simons, *Coplanar Waveguide Circuits, Components, and Systems*. Wiley, New York, (2001).

- 
- [48] John D. Kraus und Ronald J. Marhefka, *Antennas: For All Applications*. McGraw-Hill, New York, 3. ed., (2002).
  - [49] R.L. Willett, L.N. Pfeiffer, und K.W. West, *Evidence for Current-Flow Anomalies in the Irradiated 2D Electron System at Small Magnetic Fields*, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 026804 (2004).
  - [50] I.V. Gornyi und A.D. Mirlin, *Interaction-Induced Magnetoresistance: From the Diffusive to the Ballistic Regime*, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 076801 (2003).
  - [51] I.V. Gornyi und A.D. Mirlin, *Interaction-induced magnetoresistance in a two-dimensional electron gas*, *Phys. Rev. B* **69**, 45313 (2004).
  - [52] M.A. Paalanen, D.C. Tsui, und J.C.M. Hwang, *Parabolic Magnetoresistance from the Interaction Effect in a Two-Dimensional Electron Gas*, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 2226 (1983).



# Danksagung

Bei der Durchführung der Arbeit ist mir vielfältige Unterstützung zuteil geworden, für die ich mich an dieser Stelle bedanken möchte. Mein besonderer Dank gilt:

- Prof. Dr. Dieter Weiss, der mir das interessante Thema mit seinen vielen Facetten anvertraute und sich stets die Zeit für meine Fragen und Probleme nahm.
- Den Lehrstuhl-Technikern Michael Weigl, Martin Furthmeier, Thomas Haller sowie Uli Gürster und Cornelia Linz, ohne die der technische Aufbau sowie die reibungslose Arbeit nicht möglich gewesen wäre.
- Allen Mitarbeitern der mechanischen und elektronischen Werkstatt der Physik-Fakultät für die schnelle und kompetente Hilfe zu jeder Zeit.
- Allen Mitarbeitern des Lehrstuhls Weiss für das stets freundschaftliche Arbeitsklima.
- Claudia Rahm und Elke Haushalter, die mir jederzeit bei allen Verwaltungsangelegenheiten und sonstigen Sorgen hilfreich zur Seite standen.
- Den Korrekturlesern Jonathan Eroms, Peter Vogl, Dominik Scholz und Stefanie Vogl, die sich mit meinen Fehlern rumschlagen durften.
- Meinen Eltern, die mir überhaupt das Studium und die Promotion ermöglichten, insbesondere meinem Vater, der immer Zeit hatte für ausführliche Diskussionen über Hochfrequenztechnik.
- Meiner Steffi für alle Unterstützung, Liebe und Geduld mit mir.