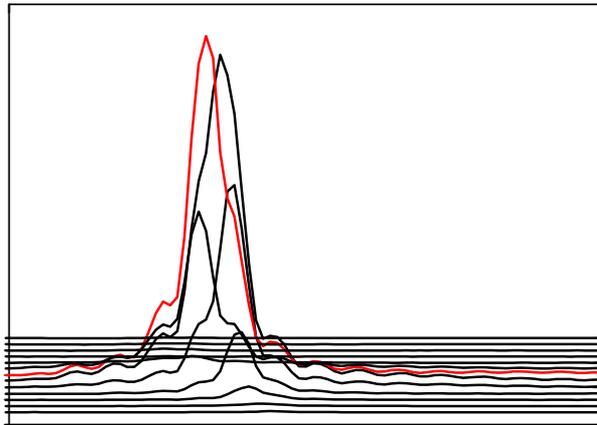


THz-Spektroskopie an zweidimensionalen Elektronengasen in Corbino-Geometrien



Von der Fakultät für Physik
der Universität Duisburg-Essen
zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften genehmigte

Dissertation

von

Christian Notthoff

aus

Mülheim a.d. Ruhr

Referent: Prof. Dr. A. Lorke

Korreferent: Prof. Dr. G. Nachtwei

Tag der mündlichen Prüfung: 11. September 2009

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird die THz-induzierte Photo-Antwort eines zweidimensionalen Elektronengases (2DEG) im Quanten-Hall-Regime untersucht. Dazu wird eine zweifach zusammenhängende Probengeometrie verwendet, die topologisch äquivalent zu einer ringförmigen Geometrie ist (Corbino-Geometrie). Diese Geometrie wird im Folgenden als Mäander-Corbino-Geometrie bezeichnet. Unter Quanten-Hall-Bedingungen wird der elektronische Transport, wie auch in einer Hall-bar-Probe, stark von den Randkanälen beeinflusst. Aufgrund der Ausbildung der Randkanäle entlang des Randes und einem semiisolierenden Volumenbereichs zwischen den Randkanälen ist es möglich, die inneren und äußeren Randkanäle getrennt von einander zu kontaktieren und die Photo-Antwort des semiisolierenden Volumenbereichs zu messen. Für Füllfaktoren $\nu < 2$ wird in spektral aufgelösten Messungen eine Lorentz-förmige Resonanz bei der Zyklotronfrequenz beobachtet. Weiterhin zeigt die Analyse der Stromabhängigkeit der Photo-Antwort, dass sich das beobachtete Photosignal im Rahmen eines in der Literatur etablierten bolometrischen Modells beschreiben lässt.

Die Situation ändert sich für Füllfaktoren oberhalb des ganzzahligen Füllfaktors ($\nu = 2$). Hier zeigen spektral aufgelöste Messungen eine asymmetrische Verbreiterung der Resonanz. Bei niedrigen Temperaturen ($T = 300 \text{ mK}$) lassen sich zwei unabhängige Beiträge im Photosignal identifizieren. Ein Beitrag lässt sich dabei eindeutig auf das Heizen des Elektronengases durch die Zyklotronabsorption zurückführen (bolometrischer Beitrag), und der zweite Beitrag wird durch einen nicht-bolometrischen Mechanismus hervorgerufen. Die beobachtete Abhängigkeit der Amplitude der Photo-Antwort vom aufgeprägten Strom bei Füllfaktoren $\nu > 2$ weist ebenfalls auf das Auftreten eines nicht-bolometrischen Beitrages zur Photo-Antwort hin.

Außerdem werden Untersuchungen an einer so genannten Quasi-Corbino-Probe vorgestellt, die es erlaubt, zwei Randkanäle an einem Probenrand separat zu kontaktieren. Diese Quasi-Corbino-Probe ermöglicht es, die Photo-Antwort eines einzelnen inkompressiblen Streifens zwischen zwei Randkanälen (ohne den Einfluss des Volumens) zu untersuchen. Hier zeigen die Messungen, dass die Photo-Antwort aus der Erzeugung eines Photostroms innerhalb des inkompressiblen Randstreifens resultiert. Dementsprechend lässt sich der nicht-bolometrische Beitrag zur Photo-Antwort der Mäander-Corbino-Proben ebenfalls auf die Generation eines Photostroms innerhalb der inkompressiblen Streifen am Rand zurückführen. Darüber hinaus zeigt eine genauere Analyse der spektral aufgelösten Messungen an Mäander-Corbino-Proben einen dritten Beitrag zur Photo-Antwort. Dieser dritte Beitrag lässt sich dabei als eine neuartige Magnetoplasmon-Anregung am Probenrand interpretieren.

Zum Abschluss dieser Arbeit wird die Anwendungsmöglichkeit der Mäander-Corbino-Proben als frequenzselektive, durchstimmbare und hochsensible THz-Detektoren vorgestellt.

Abstract

In this thesis, the THz-photoresponse between two separately connected edge-channels of a two-dimensional electron gas in the quantum Hall regime is investigated. We use a not-simply-connected sample geometry which is topologically equivalent to a ring shape (Corbino-geometry), in the following called meander-Corbino-geometry. Under quantizing magnetic fields, electronic transport is strongly influenced by the edge channels, as in Hall-bar samples, however with two disjoint boundaries. This allows us to electrically connect the edge-states of each boundary separately and measure the photoresponse across the insulating bulk between the edges.

At filling factors $\nu < 2$, spectrally resolved photoresponse measurements show a Lorentzian resonance, centered at the cyclotron-frequency. Furthermore, we find that the source-drain-current dependence of the photoresponse amplitude at filling factors $\nu < 2$ is in a good agreement with a bolometric model, which is well established in literature.

The situation changes above the integer filling factor. Spectrally resolved photoresponse measurements show an asymmetric broadening of the resonance. At low temperatures ($T = 300 \text{ mK}$), two independent contributions to the photoresponse signal can be resolved. One contribution clearly results from bolometric heating inside the bulk and the other one is caused by a non-bolometric mechanism. The source-drain-current dependence of the photoresponse amplitude at filling factors $\nu > 2$ also indicates the occurrence of a non-bolometric contribution to the photoresponse.

Additionally, we investigate the photoresponse of a so-called quasi-Corbino-sample, which allows us to separately contact to edge channels at the same boundary. This quasi-Corbino-sample enables us to study the photoresponse of a single incompressible strip between the edge channels, without any bulk effects. The experimental results show that the photoresponse of such a quasi-Corbino-sample is caused by a photocurrent, generated inside the incompressible strip. These measurements suggest that the non-bolometric contribution mentioned above is also caused by a photocurrent generated inside the incompressible strips at the sample edges.

Furthermore, a closer examination of the spectrally resolved photoresponse measurements on meander-Corbino-samples reveal a third contribution to the photoresponse which can be interpreted as a new kind of a magnetoplasmon excitation on the sample edge.

Finally, we demonstrate the use of the meander-Corbino-samples as frequency-selective, tunable and highly sensitive THz-detectors.

Die Suche nach Wahrheit ist viel
köstlicher als deren gesichertes
Wissen.

Lessing (1729-1781)

Inhaltsverzeichnis

I	Einleitung	3
II	Grundlagen	5
1	Zweidimensionale Elektronengase	5
1.1	Realisierung von zweidimensionalen Elektronengasen in $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ -Heterostrukturen	5
1.2	Subbandenergie und Zustandsdichte in $GaAs/$ $Al_xGa_{1-x}As$ -Heterostrukturen	8
2	Transport	10
2.1	Klassischer Magnetotransport im 2DEG	10
2.2	Quantenmechanische Beschreibung des Transports	13
2.2.1	Elektronische Zustandsdichte im Magnetfeld	14
2.2.2	Entstehung von Randkanälen	17
2.2.3	Lokalisierte und ausgedehnte Zustände	18
2.2.4	Ausbildung von kompressiblen und inkompressiblen Streifen . .	19
3	THz-Anregungen im 2DEG	23
3.1	Klassische Beschreibung der Zyklotronresonanz in einem 2DEG	23
3.1.1	Dimensionsresonanz und Magnetoplasmon	25
3.2	Beschreibung der Nicht-Parabolizität des $GaAs$ -Leitungsbandes in der Effektive-Masse-Näherung	27
3.3	Photoleitfähigkeit im Quanten-Hall-Effekt	30
III	Probenpräparation und Messaufbau	33
4	Präparation der Proben	33
5	Prinzip der Fourier-Transformations-Spektroskopie	38
5.1	Experimenteller Aufbau mit dem FT-Spektrometer IFS-113v	43
5.1.1	Messaufbau und Probengeometrie der Photoleitungsmessungen .	45
IV	Ergebnisse und Diskussion	48
6	Charakterisierung des Probenmaterials	48
6.1	Transportmessungen	48

6.2	Transmissionsmessungen mittels Bolometer	54
7	Photoleitungsmessungen	60
7.1	Spektral aufgelöste Photoleitungsmessungen	61
7.2	Magnetfeld-/Füllfaktorabhängigkeit der Photosignalamplitude im Vergleich zum bolometrischen Modell	70
7.3	Strom-/Spannungsabhängigkeit der Photosignalamplitude bei Füllfaktoren $\nu > 2$	74
7.4	Photoleitungsmessungen zwischen separat kontaktierten Randkanälen	80
7.5	Modellbild zur Beschreibung der Photoleitungsmessungen einer Mäander-Corbino-Probe	88
7.5.1	Photodioden-Modell zur Beschreibung des Photosignals einer Mäander-Corbino-Probe	92
7.6	Ursprung der hybriden Resonanz in den Photoleitungsspektren	98
8	Anwendung als THz-Detektor	110
8.1	Sensitivität der Proben	114
V	Zusammenfassung	117
	Anhang	121
A	Verwendete $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$-Heterostrukturen	121
B	Einstellungen des FT-Spektrometers IFS113v	123
C	Transmissionscharakteristik der in dieser Arbeit verwendeten Strahlteiler	124
D	Ergänzende spektral aufgelöste Messungen	125
E	Ergänzende Messungen zur Probencharakterisierung	127
F	Ergänzende Messungen zum Abschnitt 7.4	129
G	Ergänzende Messungen zum Abschnitt 7.6	130
	Literatur	133
	Glossar	139

Kapitel I

Einleitung

Das Interesse am THz-Spektralbereich des elektromagnetischen Spektrums ist in den letzten Jahren in einer Vielzahl von Forschungsgebieten massiv angestiegen, zum Beispiel in der bildgebenden Diagnostik, der Sicherheits-Technik, bei Forschungen zur Dynamik von Molekülen in einer Solvathülle und der Radio-Astronomie. Die THz-Spektroskopie ist ebenfalls ein wichtiges Instrument in der Festkörperphysik, da eine Vielzahl von Prozessen gerade mit einer Energieskala, die dem THz-Bereich entspricht ($3 \text{ THz} \hat{=} 100 \text{ cm}^{-1} \hat{=} 12.4 \text{ meV}$), verknüpft sind. Hier sind z.B. die Phononenanregung, die Energielücke bei Supraleitern, die Energie-Quantisierung in Nanostrukturen (z.B. Quantenpunkte) und der 1980 von Klaus von Klitzing [Klitzing80] entdeckte und in der vorliegenden Arbeit untersuchte Integrale Quanten-Hall-Effekt in 2DEGs zu nennen. Nach der Entdeckung des Integralen Quanten-Hall-Effekts folgte ein großes und bis heute anhaltendes Interesse an den grundlegenden Eigenschaften zweidimensionaler Elektronengase. In der Literatur finden sich unzählige Untersuchungen zu den Transport- und Absorptions-Eigenschaften von zweidimensionalen Elektronengasen im Magnetfeld.

Neben den rein elektronischen Transporteigenschaften und den rein optischen Eigenschaften ist auch der Einfluss einer optischen Anregung zweidimensionalen Elektronengases durch THz-Strahlung auf den Transport (kurz Photoleitfähigkeit) im Quanten-Hall-Regime von Interesse für die Grundlagenforschung. Dieses Interesse resultiert im Wesentlichen aus zwei Punkten. Einerseits liefert die Untersuchung der Photoleitfähigkeit einen zum Teil komplementären Zugang zu den Transporteigenschaften eines 2DEGs sowie einen Einblick in die Ladungsträgerdynamik bei hohen Frequenzen. Photoleitfähigkeitsmessungen sind dabei besonders gut zur Untersuchung der Einflüsse des Probenrandes geeignet, die meist einer „klassischen“ Absorptionsmessung unzugänglich sind. Andererseits zeigen Photoleitfähigkeitsmessungen an 2DEGs im Quanten-Hall-Regime eine extrem hohe Empfindlichkeit gegenüber THz-Strahlung, wodurch sich eine Anwendung als THz-Detektor anbietet [Hirakawa01, Kawano01, Stellmach05, Vasil'ev92].

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der THz-induzierten Leitwertänderung von Elektronengasen unter Quanten-Hall-Bedingungen, wobei die Proben in einer zur Corbino-Geometrie topologisch äquivalenten Geometrie strukturiert sind. Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte mäanderartige strukturierten Proben in Corbino-Geometrie erweisen sich in Verbindung mit einer Vierpunkt-Messtechnik als äußerst empfindliche THz-Detektoren, wobei die Empfindlichkeit um drei Größenordnungen höher ist als in kommerziell erhältlichen „Bolometern“.

Damit ermöglicht die hier verwendete Probenstruktur und Messtechnik die Untersuchung der THz-induzierten Leitwertänderung im Bereich kleinster aufgeprägter Ströme bis herab zu 1 nA. Dabei gelingt es, neben dem bekannten bolometrischen Mechanismus, bei dem die photoinduzierte Leitfähigkeitsänderung aus dem Heizen des 2DEG durch die Zyklotronabsorption resultiert, einen weiteren nicht-bolometrischen Mechanismus zu identifizieren. Weiterhin werden die ersten Photoleitfähigkeitsmessungen an separat kontaktierten Randkanälen vorgestellt. Die verwendete Quasi-Corbino-Geometrie ermöglicht es, die photoinduzierte Leitwertänderung über einen einzelnen inkompressiblen Randstreifen hinweg zu untersuchen. Dabei legen die Resultate dieser Messungen ein Modell zur Beschreibung der Photo-Antwort einer Mäander-Corbino-Probe nahe, in dem der nicht-bolometrischen Beitrag zum Photosignal durch einen in den Randkanälen generierten Photostrom ähnlich dem in einer Photodiode beschrieben wird.

Die Arbeit ist folgendermaßen gegliedert:

- Das Kapitel II beinhaltet eine theoretische Übersicht über den Transport in zweidimensionalen Elektronengasen in hohen Magnetfeldern und die THz-Anregung eines 2DEGs.
- Im Kapitel III werden die Probenpräparation, die Messgeometrie und der Messaufbau beschrieben. Des Weiteren beinhaltet das Kapitel noch eine kurze Darstellung des Funktionsprinzips eines Fourier-Spektrometers.
- Im Kapitel IV werden die experimentellen Messergebnisse vorgestellt und diskutiert.
- Im Kapitel V werden die wichtigsten Ergebnisse noch einmal zusammengefasst und ein Ausblick auf mögliche folgende Arbeiten gegeben.

Kapitel II

Grundlagen

1 Zweidimensionale Elektronengase

Der Quanten-Hall-Effekt wird ausschließlich in zweidimensionalen Systemen beobachtet, wobei man unter einem zweidimensionalen System im Allgemeinen ein System versteht, in dem sich die Ladungsträger in zwei Raumrichtungen frei bewegen können, während sie in der dritten Raumrichtung durch ein einschließendes Potential auf der Längenskala der de-Broglie-Wellenlänge $\lambda = h/p$, wobei h das Plancksche Wirkungsquantum und p der Impuls der Teilchen ist, lokalisiert sind. Wenn es sich bei den Ladungsträgern um Elektronen handelt, wird ein solches System als zweidimensionales Elektronengas (2DEG) bezeichnet, unabhängig von seiner Realisierung. In der vorliegenden Arbeit wird das 2DEG in einer Halbleiterheterostruktur an der Grenzfläche zwischen einer *GaAs*- und *Al_xGa_{1-x}As*-Schicht realisiert, die im Folgenden näher beschrieben wird. Der Vollständigkeit halber sind noch drei weitere Systeme zu erwähnen, die zur Untersuchung von 2DEGs verwendet werden, auf die hier jedoch nicht näher eingegangen wird:

- Beim sog. MOSFET, einem Metall-Oxid-Halbleiter-Feldeffekt-Transistor (engl. Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor), wird an eine Steuerelektrode (engl. Gate) eine Spannung angelegt, wodurch eine Inversionsschicht an der Grenzfläche zwischen Halbleiter und Isolator erzeugt wird, die das 2DEG darstellt. Der Quanten-Hall-Effekt wurde im Übrigen bei Transportuntersuchungen an solchen *Si*-MOSFETs von K. von Klitzing 1980 entdeckt [Klitzing80].
- An der Oberfläche von flüssigem Helium kann sich ebenfalls ein 2DEG ausbilden (siehe z.B. [Elliott97, Grimes78]).
- In jüngster Zeit ist es gelungen, monolagiges Graphit, sog. Graphen, herzustellen und zu untersuchen. Graphen stellt dabei einen sog. Zero-Gap-Halbleiter dar, der nur aus einer einzigen Kohlenstofflage besteht. Wird eine solche Graphenlage mit einer Steuerelektrode versehen, kann auch hier durch Anlegen einer Spannung ein 2DEG erzeugt und seine Eigenschaften untersucht werden (siehe z.B. [Novoselov05, Novoselov07, Zhang05]).

1.1 Realisierung von zweidimensionalen Elektronengasen in *GaAs/Al_xGa_{1-x}As*-Heterostrukturen

Durch chemische Verbindungen verschiedener Elemente der III. und V. Hauptgruppe können Verbindungshalbleiter hergestellt werden, deren Bandlücke sich (durch geeignete

te Materialwahl und ein geeignetes Mischungsverhältnis) in weiten Bereichen variieren lässt. Die Abbildung 1.1 zeigt für eine Auswahl von Halbleitern die Größe der Bandlücke und die jeweilige Gitterkonstante. Die Linien zwischen den Halbleitern geben die Bandlücke und die Gitterkonstante in Abhängigkeit des Mischungsverhältnisses wieder. Dabei werden Halbleiter bzw. Halbleitergemische mit direkter Bandlücke durch durchgezogene Linien und solche mit indirekter Bandlücke durch gestrichelte Linien verbunden.

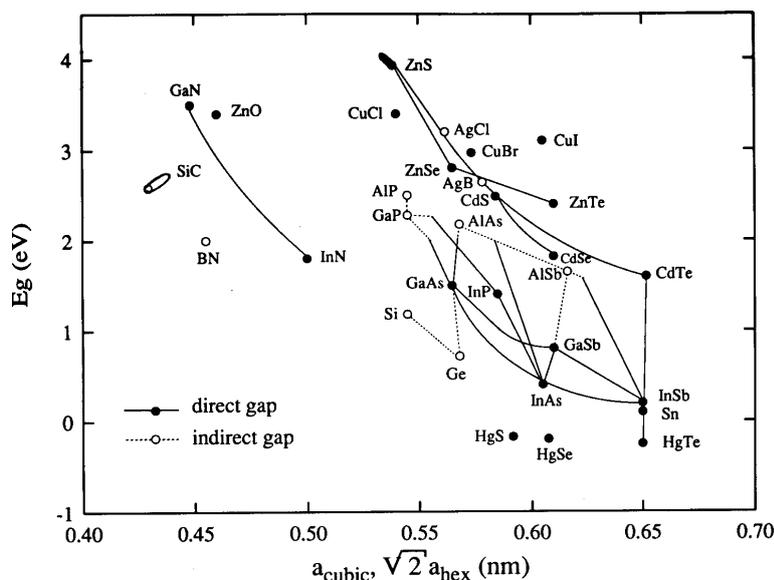


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung der Bandlücke in Abhängigkeit der Gitterkonstante für einige Halbleiter.

Durch heteroepitaktisches Aufwachsen von zwei oder mehr unterschiedlichen Halbleitern können Strukturen hergestellt werden, in denen sich Bereiche mit kleiner Bandlücke und Bereiche mit großer Bandlücke befinden. Die lokale Modulation der Bandlücke bewirkt einen räumlichen Einschluss der Elektronen und Löcher auf die Bereiche mit der kleineren Bandlücke. Mit Hilfe moderner Molekularstrahlepitaxie-Verfahren (MBE¹) ist es heutzutage möglich, nahezu beliebige Einschlusspotentiale durch eine geschickte Kombination verschiedener Materialien herzustellen. Dabei gewinnen in der technologischen Anwendung sowie der Grundlagenforschung zunehmend Bauelemente aus den Materialien $GaAs$ und $Al_xGa_{1-x}As$ (oft abgekürzt als $GaAs/AlGaAs$ -Heterostrukturen), in denen ein zweidimensionales Elektronengas (2DEG) realisiert ist, an Bedeutung. Da im Gegensatz zu Bauelementen auf Siliziumbasis in $GaAs/AlGaAs$ Materialsystemen sehr hohe Ladungsträgerbeweglichkeiten ($\mu > 10^7 \frac{cm^2}{Vs}$) [Pfeiffer89] erreicht werden und damit extrem kurze Schaltzeiten möglich sind, kommen insbesondere im Bereich der Hochfrequenztechnik und der Optoelektronik zunehmend auf $GaAs/AlGaAs$ -Heterostrukturen basierende Bauelemente zum Einsatz.

¹engl. molecular beam epitaxy

Die hohe Beweglichkeit resultiert dabei im Wesentlichen daraus, dass *GaAs* und *GaAlAs* eine nahezu identische Gitterkonstante besitzen (siehe Abb. 1.1), wodurch atomar scharfe Grenzflächen hergestellt werden können, an denen sich das 2DEG ausbildet, ohne dass große Verspannungen oder Gitterdefekte an der Grenzfläche auftreten, die den Transport stören könnten.

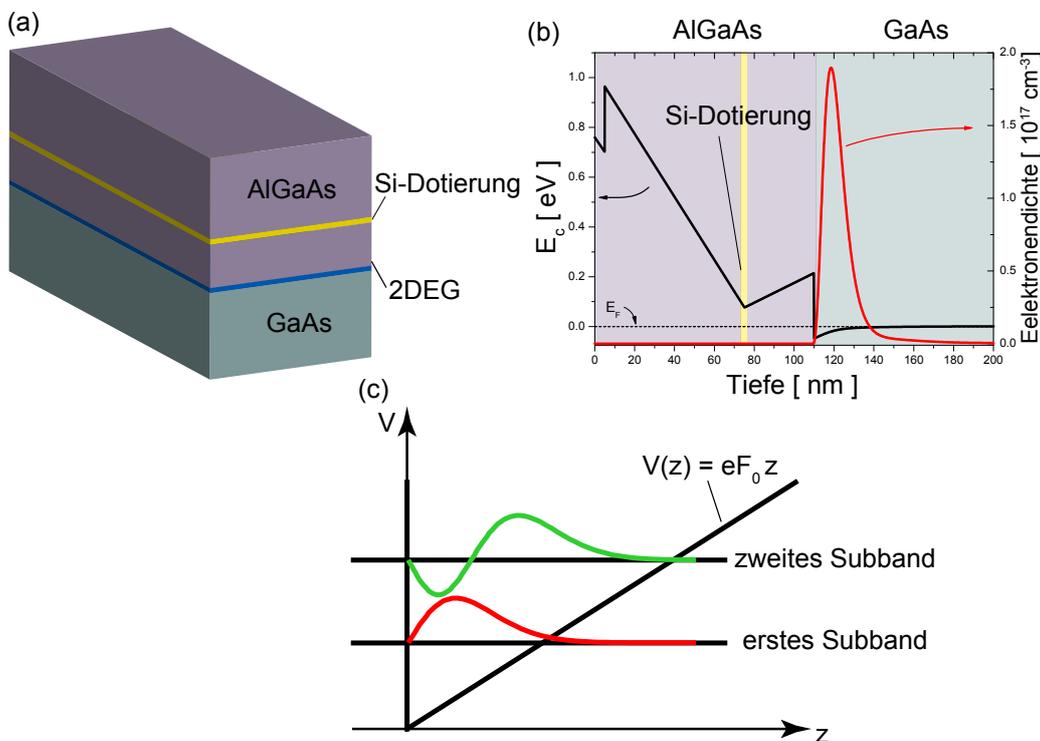


Abbildung 1.2: (a) Skizze der *GaAs/AlGaAs*-Heterostruktur. (b) Leitungsbandkante und Ladungsträgerdichte für die Heterostruktur 11500 berechnet mit dem Programm „1D Poisson“ [Snider]. (c) Darstellung der Airy-Funktionen im ersten und zweiten Subband eines dreieckigen Potentialtopfes (siehe Text).

Die Abbildung 1.2(a) zeigt vereinfacht am Beispiel der in dieser Arbeit verwendeten Probe 11500-1 den Aufbau der *GaAs/AlGaAs*-Heterostruktur, die genaue Schichtfolge der verwendeten Proben findet sich im Anhang A. Zunächst wird auf ein hier nicht dargestelltes semiisolierendes *GaAs*-Substrat eine *GaAs*-Pufferschicht aufgewachsen, um eine möglichst defektfreie und glatte Oberfläche zu erhalten. Auf diese Pufferschicht wird eine 650 nm dicke Schicht undotiertes *GaAs* aufgewachsen und anschließend eine 35 nm dünne Schicht $Al_{0,34}Ga_{0,66}As$. An dieser Grenzfläche bildet sich das 2DEG. Auf die $Al_{0,34}Ga_{0,66}As$ -Schicht folgt eine Silizium δ -Dotierung², die als „Elektronenlieferant“ dient, und darüber wieder eine 70 nm dicke Schicht $Al_{0,34}Ga_{0,66}As$. Zum Abschluss wird nochmals eine 5 nm dicke Silizium-dotierte *GaAs* Schicht als Schutz vor Oxidation aufgebracht.

²Mit δ -Dotierung wird eine hochdotierte Schicht bezeichnet, die nur wenige Monolagen dick ist.

In dieser Heterostruktur entsteht eine stufenförmige Diskontinuität der Leitungsbandkante an der Grenzfläche zwischen *GaAs* und *AlGaAs*. Aufgrund der geringeren Bandlücke des *GaAs* gegenüber dem *AlGaAs* sammeln sich die durch thermische Anregung in der Dotierschicht generierten (quasi) frei beweglichen Elektronen an dieser Potentialstufe und bilden damit eine Raumladungszone aus. Die Ausbildung der Raumladung führt dann zu einer räumlichen Verbiegung der *GaAs*-Bandkante bis unterhalb der Fermi-Energie E_F . Damit entsteht ein näherungsweise dreieckförmiges Einschlusspotential an der *GaAs/AlGaAs*-Grenzschicht, wodurch die Elektronen in Wachstumsrichtung nur noch quantisierte Zustände (sog. Subbänder) besetzen, sich jedoch entlang der Grenzschicht quasi frei bewegen können. Für eine quantitative Beschreibung des Leitungsbandkantenverlaufs und der Ladungsträgerverteilung in Wachstumsrichtung ist es aufgrund der Quantisierungseffekte an der Grenzschicht nötig, die Poisson- und die Schrödinger-Gleichung simultan zu lösen. Der für die hier beschriebene Schichtfolge resultierende Verlauf der Leitungsbandkante (schwarze Linie) sowie der Ladungsträgerdichteverlauf (rote Linie) in Wachstumsrichtung ist in der Abbildung 1.2(b) dargestellt, wobei die Oberfläche der Probe in der Abbildung einer Tiefe von 0 nm entspricht.

1.2 Subbandenergie und Zustandsdichte in *GaAs/Al_xGa_{1-x}As*-Heterostrukturen

Wie bereits erwähnt bildet das Leitungsband an der *GaAs/AlGaAs*-Grenzfläche ein Einschlusspotential nur in Wachstumsrichtung (im Folgenden als z -Richtung bezeichnet), während sich die Elektronen parallel zur Grenzfläche (d.h. in der x - und y -Richtung) quasi frei bewegen können. Die Energie sowie die Bewegung der Elektronen ist dementsprechend durch die Schrödinger-Gleichung der Form

$$\left(-\frac{\hbar^2 \Delta}{2m^*} + V(z)\right) \Psi(x, y, z) = E_{3d} \Psi(x, y, z) \quad (1.1)$$

gegeben, wobei m^* die effektive Masse der Elektronen im Leitungsband und $V(z)$ das Einschlusspotential in Wachstumsrichtung darstellt. Da das Potential $V(z)$ nur von der z -Koordinate abhängt, ist die Gleichung (1.1) separabel bezüglich der z -Richtung, und mit dem Separationsansatz $\Psi(x, y, z) = \Psi_{x,y}(x, y) \Psi_z(z)$ erhalten wir für die z -Komponente

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V(z)\right) \Psi_z = E_i \Psi_z, \quad (1.2)$$

während die xy -Komponente der zweidimensionalen Schrödinger-Gleichung eines freien Elektrons entspricht.

Weiterhin lässt sich das Einschlusspotential in z -Richtung durch einen dreieckförmigen Potentialtopf annähern [Ando82b, Davies98, Matsuyama00], der für $z < 0$ durch eine unendlich hohe Potentialbarriere begrenzt und für $z > 0$ durch $V(z) = eF_0 z$ beschrie-

ben wird (vgl. Abb. 1.2(c)). Dabei ist die Steigung F_0 der Potentialbarriere durch

$$F_0 = \frac{\pi^2}{12} \left(n_{depl} + \frac{11}{32} n_e \right) \frac{e}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \quad (1.3)$$

gegeben, wobei n_e die zweidimensionale Ladungsträgerdichte, n_{depl} die Hintergrundladung, ε_r die relative Dielektrizitätskonstante und ε_0 die Dielektrizitätskonstante des Vakuums angibt. Die Lösungen der eindimensionalen Schrödinger-Gleichung für einen solchen dreieckförmigen Potentialtopf sind in der Literatur bekannt (siehe z.B. [Davies98]). Für die Wellenfunktion erhält man die Airy-Funktionen und für die Energieeigenwerte

$$E_i = \left(\frac{\hbar^2}{2 m^*} \right)^{1/3} \left(\frac{3\pi e F_0}{2} \left(i + \frac{3}{4} \right) \right)^{2/3} . \quad (1.4)$$

Die Gesamtenergie eines Elektrons an der Grenzfläche ist entsprechend gegeben durch

$$E_{3d}(i, k_x, k_y) = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2) + E_i \quad , \quad (1.5)$$

wobei der erste Term die kinetischen Energie in der Ebene der Grenzfläche und der zweite die in z -Richtung quantisierte Energie E_i des i -ten Subbandes darstellt. Dabei ist die effektive Masse m^* in einer solchen $GaAs/AlGaAs$ -Heterostruktur weitestgehend durch die effektive Masse von $GaAs$ ($m_{GaAs}^* \approx 0.067 m_e$) bestimmt, da die Wellenfunktionen der Elektronen im Wesentlichen in der $GaAs$ -Schicht lokalisiert sind (vgl. Abb. 1.2(c)). Weiterhin folgt aus der Gleichung (1.5) unter Berücksichtigung der Spinartung für die zweidimensionale Zustandsdichte eines Subbandes (siehe z.B. [Davies98])

$$D_{2D}(E) = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} . \quad (1.6)$$

D.h. die Zustandsdichte zeigt eine treppenförmige Energieabhängigkeit, wenn mehrere Subbänder besetzt werden, wobei die Zustandsdichte bis zur Besetzung des jeweils nächst höheren Subbandes eine Konstante ist. Im Folgenden wird jedoch nur noch das tiefste Subband betrachtet, da bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen aufgrund der tiefen Temperatur ($T \leq 4.2 K$) und des Designs der verwendeten Heterostrukturen nur dieses Subband besetzt ist. Aufgrund der konstanten Zustandsdichte im 2DEG lässt sich mit Kenntnis der Ladungsträgerdichte n_e und der Gleichung (1.6) die Fermi-Energie bezogen auf die Spitze des Dreieckpotentials bestimmen. Man erhält

$$E_F = \frac{n_e}{D_{2D}(E)} = \frac{\pi \hbar^2}{m^*} n_e . \quad (1.7)$$

Die Zustandsdichten für ein-, zwei- und dreidimensionale Systeme sind zur Veranschaulichung in Abbildung 1.3 schematisch dargestellt.

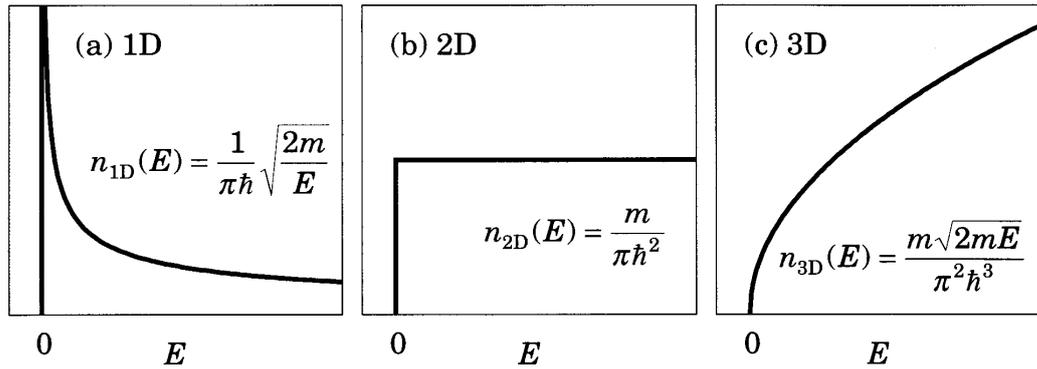


Abbildung 1.3: Schematische Darstellung der Zustandsdichte in Abhängigkeit von der Energie, (a) für ein eindimensionales System, (b) für ein zweidimensionales System und (c) für ein dreidimensionales System (Abb. aus [Davies98]).

2 Transport

Im ersten Teil des Abschnitts wird der klassische Magnetotransport in einem 2DEG im Rahmen des Drude-Modells [Davies98] betrachtet, welcher für hinreichend kleine Magnetfelder zu beobachten ist. Obwohl das Drude-Modell nicht auf zweidimensionale Elektronengase beschränkt ist, wird hier nur auf die Bewegung in der xy -Ebene eingegangen. Mithilfe des Drude-Modells lassen sich die Dichte sowie die Beweglichkeit der Ladungsträger aus Transportmessungen experimentell bestimmen. Des Weiteren lässt sich die Magnetfeldabhängigkeit der Leitfähigkeit durch das Drude-Modell beschrieben (siehe Abschnitt 6.1).

Im zweiten Teil wird der quantenmechanische Magnetotransport betrachtet, der auf die Quantisierung der Elektronenbewegung in hohen Magnetfeldern zurückzuführen ist. Aus der quantisierten Elektronenbewegung resultieren (im hinreichend hohen Magnetfeld) die makroskopisch beobachtbaren Phänomene des Quanten-Hall-Effekts.

2.1 Klassischer Magnetotransport im 2DEG

Im Drude-Modell wird die Bewegung der Ladungsträger durch die klassische Bewegungsgleichung

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} + \frac{\mathbf{p}}{\tau} = \mathbf{F} \quad (2.1)$$

beschrieben, dabei beschreibt der Term \mathbf{p}/τ die Streuung der Elektronen an Störzentren (Gitterdefekten, Phononen, usw.) mit der phänomenologischen Streuzeit τ , und \mathbf{F} stellt die äußere Kraft auf die Ladungsträger dar. Im Folgenden soll der Ladungstransport aufgrund eines elektrischen Feldes in x -Richtung $\mathbf{E} = (E, 0, 0)$ und in einem senkrecht

zur Ebene des 2DEGs orientierten Magnetfelds $\underline{B} = (0, 0, B)$ betrachtet werden. In einem homogenen Magnetfeld bewegen sich die Elektronen aufgrund der Lorentz-Kraft $\underline{F} = -e(\underline{E} + \underline{v} \times \underline{B})$ auf Kreisbahnen, denen durch das E -Feld eine Driftbewegung in x -Richtung überlagert wird. Aufgrund der Streuprozesse stellt sich eine konstante Driftgeschwindigkeit ($d\underline{p}/dt = 0$) ein. Damit folgt für die Komponenten der Gleichung (2.1)

$$\frac{m^*}{\tau} \begin{pmatrix} v_x \\ v_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -e(E_x + v_y B) \\ -e(E_y - v_x B) \end{pmatrix}, \quad (2.2)$$

und durch Umsortieren der Terme erhält man

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = -\frac{m^*}{e\tau} \begin{pmatrix} 1 & \omega_c \tau \\ -\omega_c \tau & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_x \\ v_y \end{pmatrix}, \quad (2.3)$$

mit der Zyklotronfrequenz $\omega_c = eB/m^*$. Durch den Vergleich mit dem ohmschen Gesetz

$$\underline{E} = \underline{\rho} \underline{j} = \underline{\rho}(-n_e e \underline{v}) \quad (2.4)$$

erhält man aus Gleichung (2.3) den spezifischen Widerstandstensor

$$\underline{\rho} = \frac{m^*}{n_e e^2 \tau} \begin{pmatrix} 1 & \omega_c \tau \\ -\omega_c \tau & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.5)$$

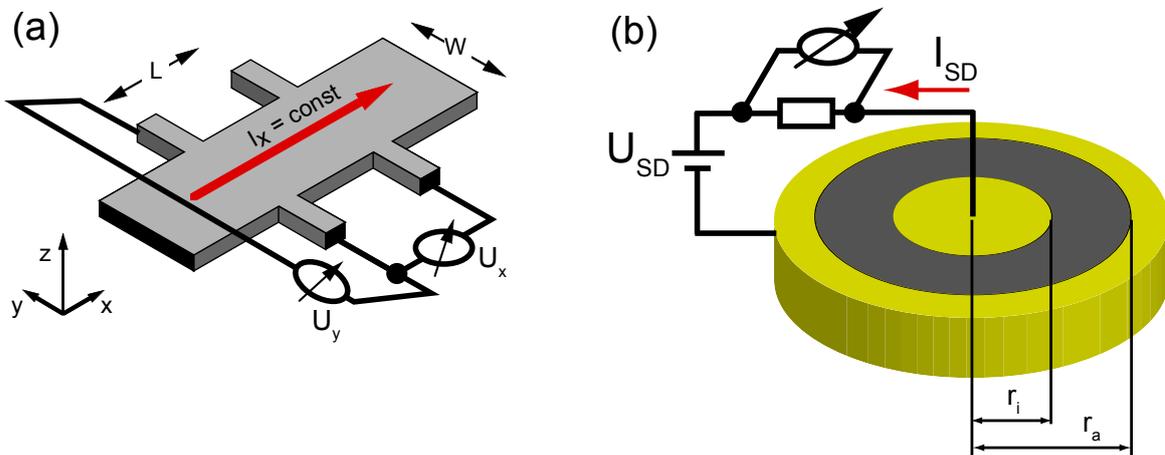


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Messgeometrie (a) einer Hall-bar und (b) einer Corbino-Scheibe zur Bestimmung des spezifischen Widerstands (ρ_{xx} und ρ_{xy}) bzw. der spezifischen Leitfähigkeit (σ_{xx}).

Zur experimentellen Bestimmung der Komponenten des spezifischen Widerstandstensors wird häufig die sogenannte Hall-bar³-Geometrie verwendet, wie sie in Abbildung

³Nach E. Hall und „bar“ (englisch für „der Balken“) benannte Messgeometrie.

2.1 (a) zu sehen ist. Dabei handelt es sich um einen zumeist durch nasschemisches Ätzen definierten, langen Leiterstreifen der Breite W , an dessen Enden jeweils ohmsche Kontakte das 2DEG kontaktieren. Im Abstand L befinden sich seitlich ebenfalls ohmsche Kontakte, die als Potentialabgriffe dienen. Durch Aufprägen eines konstanten Stroms I_{SD} ⁴ entlang der Hall-bar und das stromlose Messen der Spannungen U_x (Längsspannung) und U_y (Quer- oder Hall-Spannung) können die Komponenten des Widerstandstensors eindeutig bestimmt werden. Es gilt

$$\rho_{xx} = \frac{E_x}{j_x} = \frac{U_x}{I_{SD}} \frac{W}{L} \quad , \quad (2.6)$$

$$\rho_{xy} = \frac{E_y}{j_x} = \frac{U_y}{I_{SD}} \quad , \quad (2.7)$$

wobei $E_x = U_x/L$ und $E_y = U_y/W$ die Komponenten des elektrischen Feldes sind und $j_x = I_{SD}/W$ sowie $j_y = 0$ die Stromdichte in der Hall-bar beschreiben.

Aus der Steigung von $\rho_{xy}(B)$ lässt sich leicht nach Gleichung (2.5) die Ladungsträgerdichte n_e bestimmen. Darüber hinaus lässt sich aus dem Nullfeldwiderstand $\rho_{xx}(B = 0)$ die Ladungsträgerbeweglichkeit $\mu = e\tau/m^*$ bestimmen, welche ein Maß für die Qualität des 2DEGs ist. Die Abbildung 2.2 zeigt eine typische Messung an einer Hall-bar-Probe. Entsprechend der Gleichung (2.5) beobachtet man für kleine Magnetfelder ($B < 0.5 T$) ein nahezu konstantes ρ_{xx} und einen linearen Anstieg von ρ_{xy} . Für höhere Felder zeigen sich deutliche Abweichungen vom klassischen Drude-Modell, die auf quantenmechanische Effekte zurückzuführen sind. Diese werden im nächsten Abschnitt diskutiert.

Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Proben sind topologisch der seltener verwendeten Corbino-Scheibe verwandt, wie sie in Abbildung 2.1 (b) dargestellt ist. Bei Messungen an Proben in Corbino-Geometrie wird anstelle von ρ_{xx} die Leitfähigkeit σ_{xx} gemessen. Durch Inversion der Gleichung (2.4) erhält man

$$\underline{j} = \underline{\sigma} \underline{E} \quad , \quad (2.8)$$

mit dem Leitfähigkeitstensor $\underline{\sigma} = \underline{\rho}^{-1}$. Im Gegensatz zur Hall-bar-Geometrie kann bei der Corbino-Scheibe durch Anlegen einer konstanten Spannung U_{SD} zwischen Außen- und Innen-Kontakt und Messen des resultierenden Stromes I_{SD} nur die radiale Leitfähigkeit σ_{rr} eindeutig bestimmt werden, wobei aufgrund der radialen Symmetrie ein Übergang zu Polarkoordinaten sinnvoll erscheint. Weiterhin gilt aufgrund der radialen Symmetrie $E_\phi = 0$, und man erhält für die radiale Leitfähigkeit

$$\sigma_{rr} = \frac{j_r}{E_r} = \frac{I_{SD}}{U_{SD}} \frac{\ln(r_a/r_i)}{2\pi} \quad , \quad (2.9)$$

wobei r_a und r_i der äußere und innere Radius der Probe ist. Bei einer lokalen Betrachtung sind σ_{rr} mit σ_{xx} , E_ϕ mit E_y und E_r mit E_x äquivalent. Durch Tensorinversion der Gleichung (2.5) erhält man für die spezifische Leitfähigkeit im Drude-Modell

$$\sigma_{rr} = \sigma_{xx} = \frac{n_e e^2 \tau}{m^*} \frac{1}{1 + \omega_c^2 \tau^2} = \frac{\sigma_0}{1 + \omega_c^2 \tau^2} \quad , \quad (2.10)$$

⁴SD steht für Quelle-Senke (engl.: source-drain).

mit der spezifischen Leitfähigkeit ohne Magnetfeld $\sigma_0 = n_e e^2 \tau / m^*$.

Obwohl die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Corbino-Proben eine komplexere Struktur besitzen als eine „klassische“ Corbino-Scheibe, kann die experimentell beobachtete Leitfähigkeit zumindest qualitativ durch die Gleichung (2.10) beschrieben werden (siehe Abschnitt 6.1).

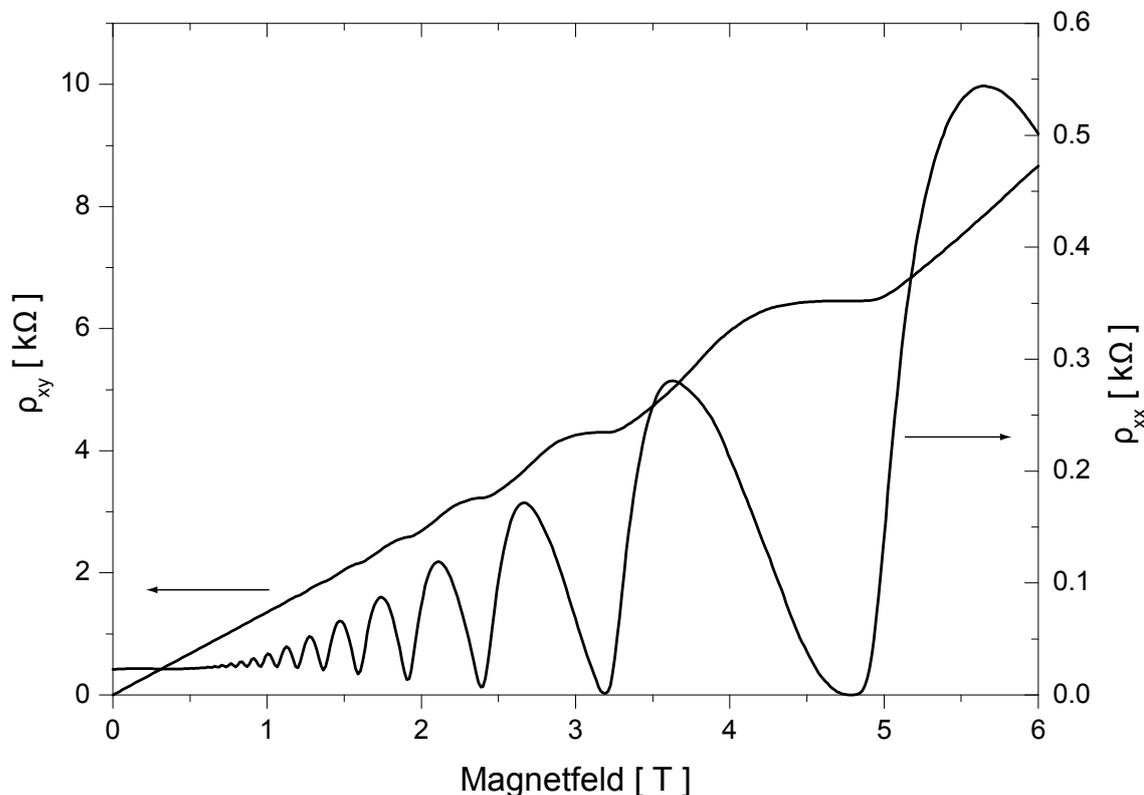


Abbildung 2.2: Dargestellt sind der spezifische Längswiderstand $\rho_{xx}(B)$ und der spezifische Querwiderstand $\rho_{xy}(B)$ einer Probe in Hall-bar-Geometrie in Abhängigkeit eines externen Magnetfelds bei $T = 4.2 \text{ K}$. (Die Probe wurde von T. Müller präpariert und wird zur Zeit im Physikalischen Praktikum für Fortgeschrittene an der Universität Duisburg-Essen für den Versuch „Quanten-Hall-Effekt“ verwendet.)

2.2 Quantenmechanische Beschreibung des Transports

Bei hinreichend hohem Magnetfeld und tiefen Temperaturen ergeben sich deutliche Abweichungen der gemessenen Komponenten des Widerstandstensors vom klassischen Verlauf des Drude-Modells. In der Abbildung 2.2 erkennt man eine mit dem Magnetfeld zunehmende Oszillation des Längswiderstands ρ_{xx} ab einem Feld von ca. 0.5 T und die Ausbildung von Plateaus im Querwiderstand ρ_{xy} ab einem Magnetfeld von ca. 1.5 T . Das Phänomen des oszillierenden Längswiderstands wird nach seinen Entdeckern Shubnikov-de-Haas-Effekt (SdH-Effekt) genannt [Shubnikov30]. Die Entdeckung

der Plateaus im Querwiderstand und die Feststellung, dass diese material- und geometrieunabhängig exakt bei ganzzahligen Bruchteilen von h/e^2 (auch als von-Klitzing-Konstante R_K bezeichnet) liegen, geht auf Klaus von Klitzing zurück [Klitzing80] und wird Integraler Quanten-Hall-Effekt (QH-Effekt) genannt. Die Quantisierung des Querwiderstands bei bestimmten Magnetfeldern sowie die $1/B$ -Periodizität der SdH-Oszillationen und der QH-Plateaus können durch die im nächsten Abschnitt beschriebene Landau-Quantisierung der elektronischen Zustandsdichte im Magnetfeld erklärt werden. Wohingegen das Verschwinden des Längswiderstands und die Ausprägung der Plateaus einer weiteren Diskussion bedürfen, die in den Abschnitten 2.2.2 und 2.2.3 folgt.

2.2.1 Elektronische Zustandsdichte im Magnetfeld

Die Bewegung der Elektronen in einem senkrecht zur Ebene des 2DEGs orientierten Magnetfeld $\underline{B} = (0, 0, B_z)$ wird unter Vernachlässigung des Spins durch die Schrödinger-Gleichung

$$\left[\frac{1}{2m^*} (\underline{p} + e\underline{A})^2 + V(z) \right] \Psi(x, y, z) = E_{3d} \Psi(x, y, z) \quad (2.11)$$

beschrieben, wobei für das Vektorpotential $\underline{A} = (-B_z y, 0, 0)$ die Landau-Eichung gewählt wird. Das Magnetfeld hat keinen Einfluss auf die Bewegung der Elektronen in z -Richtung; daher ist Gleichung (2.11) weiterhin separabel bezüglich der z -Richtung, wie es im Abschnitt 1.2 bereits gezeigt wurde. Damit erhalten wir die zweidimensionale Schrödinger-Gleichung

$$\frac{1}{2m^*} \{ (p_x - eB_z y)^2 + p_y^2 \} \Psi(x, y) = E \Psi(x, y) \quad , \quad (2.12)$$

wobei $E = E_{3d} - E_0^z$ die Energie der Elektronen bezogen auf die Subbandenergie E_0^z des Grundzustands in z -Richtung ist. Da die Gleichung nicht explizit von x abhängt, bietet sich der Ansatz

$$\Psi(x, y) = \varphi(y) e^{ik_x x} \quad (2.13)$$

an, der (wie sich später herausstellt) eine hochgradige Entartung in x -Richtung beschreibt. Einsetzen in Gleichung (2.12) liefert mit $p_x = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x}$ bzw. $p_y = -i\hbar \frac{\partial}{\partial y}$

$$\frac{1}{2m^*} \left\{ (\hbar k_x - eB_z y)^2 - \hbar^2 \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right\} \varphi(y) = E_N \varphi(y) \quad . \quad (2.14)$$

Durch Einführen einer Zentrumsordinate

$$Y := \frac{\hbar k_x}{eB} \quad (2.15)$$

und der Zyklotronfrequenz $\omega_c = eB/m$ lässt sich die Gleichung (2.14) auf die Form eines eindimensionalen harmonischen Oszillators bringen:

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{m\omega_c^2}{2} (y - Y)^2 \right\} \varphi(y) = E_N \varphi(y) \quad , \quad (2.16)$$

mit den Energieeigenwerten

$$E_N = \hbar\omega_c \left(N + \frac{1}{2} \right), \quad N \in \mathbb{N}^0 \quad . \quad (2.17)$$

Das heißt, die im Nullfeld konstante Zustandsdichte D_0 des 2DEGs kondensiert unter dem Einfluss eines Magnetfelds in energetisch äquidistante δ -förmige Energieniveaus, wobei alle Zustände der Energie E_N das N -te Niveau formen. Diese Energieniveaus werden Landau-Niveaus genannt.

Aufgrund der endlichen Ausdehnung L_x der Probe können die Elektronen jedoch nur Zustände mit einem minimalen Impulsunterschied von $\Delta k_x = 2\pi/L_x$ besetzen, wodurch die Entartung in x -Richtung eingeschränkt wird. Aufgrund der Gleichung (2.15) ist mit einem minimalen Δk_x aber auch ein minimaler Abstand $\Delta Y = \frac{\hbar}{eB} \frac{1}{L_x}$ in y -Richtung verknüpft. Damit ist die Zahl der Zustände pro Landau-Niveau, unter Berücksichtigung der Spinartung, beschränkt auf

$$N_{LL} = 2 \frac{L_y}{\Delta Y} = 2 L_x L_y \frac{eB}{\hbar}, \quad (2.18)$$

und damit ist der Entartungsgrad eines Landau-Niveaus gegeben durch

$$n_{LL} = 2 \frac{N_{LL}}{L_x L_y} = 2 \frac{eB}{\hbar} \quad . \quad (2.19)$$

Wird bei sehr tiefen Temperaturen ($T \ll 2 K$) und hohen Magnetfeldern die Spinartung durch die Zeeman-Aufspaltung aufgehoben, entfällt in Gleichung (2.19) der Faktor 2, und die Energieeigenwerte (Gl. (2.17)) gehen über in

$$E_{N,\pm} = \hbar\omega_c \left(N + \frac{1}{2} \right) \pm \frac{1}{2} g^* \mu_b B \quad , \quad (2.20)$$

dabei ist μ_b das Bohrsche Magneton und g^* der effektive Landé-Faktor. Wie in Abbildung 2.3 illustriert (zur Übersichtlichkeit ohne Spinaufspaltung), kann die Zustandsdichte des 2DEGs im Magnetfeld durch

$$D(E) = n_{LL} \sum_N \delta(E - E_N) \quad (2.21)$$

beschrieben werden, jedoch werden die δ -förmigen Landau-Niveaus in realen Proben durch Streuprozesse näherungsweise Gauß-förmig verbreitert (gestrichelte rote Linie in 2.3 (b,c)).

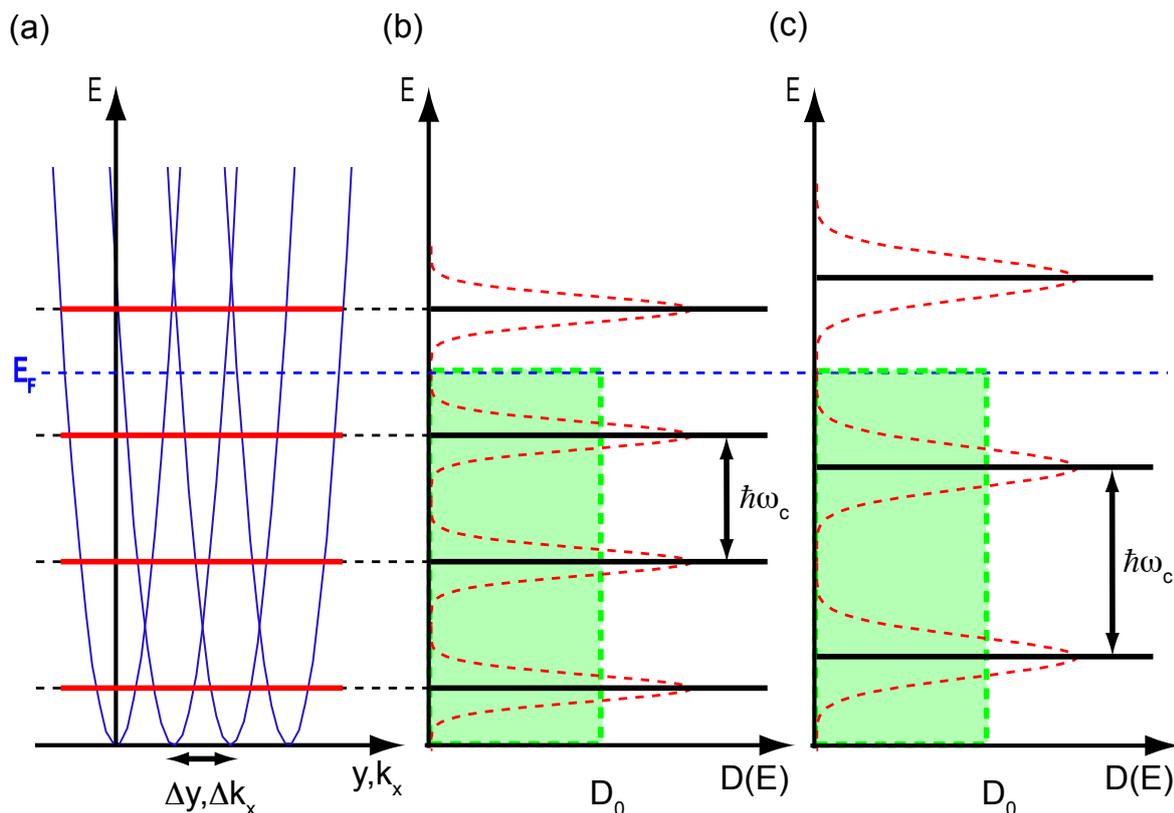


Abbildung 2.3: Illustration der Entstehung einer diskreten Zustandsdichte eines 2DEGs im Magnetfeld. Die Einteilchen-Energieniveaus einer Energie (a) überlagern sich zu einem Landau-Band (b,c), wobei die Energielücke durch $\hbar\omega_c$ gegeben ist. Der grün unterlegte Bereich symbolisiert dabei die konstante Zustandsdichte D_0 bei $B = 0$ T, die schwarzen Linien die idealisierte δ -förmige Zustandsdichte; und die rot gestrichelten Linien zeigen die in der Realität verbreiterte Zustandsdichte der Landau-Niveaus.

Der Quotient aus Ladungsträgerdichte n_e und Entartungsgrad n_{LL} wird als Füllfaktor

$$\nu = \frac{n_e}{n_{LL}} = \frac{n_e \hbar}{eB} \quad (2.22)$$

bezeichnet und gibt die Zahl der besetzten Landau-Niveaus an, wobei die beiden Spinorientierungen als einzelne Niveaus betrachtet werden. D.h. mit steigendem (sinkendem) Magnetfeld werden $1/B$ -periodisch die obersten Landau-Niveaus entleert (besetzt), wodurch es zu einer oszillierenden Zustandsdichte kommt. Dieses erklärt z.B. die oszillierenden Eigenschaften des SdH- und QH-Effekts. Ferner wird durch Gleichung (2.22) die Ladungsträgerdichte mit dem Füllfaktor verknüpft, und Einsetzen in Gleichung (2.5) liefert für den spezifischen Querwiderstand

$$\rho_{xy} = \frac{B}{n_e e} = \frac{\hbar}{e^2 \nu} \quad (2.23)$$

Damit erhält man bei ganzzahligen Füllfaktoren ν diskrete Magnetfelder $B_\nu = \frac{n_e \hbar}{e \nu}$ und die erwarteten quantisierten Querwiderstandswerte. Jedoch werden sowohl das Verschwinden des Längswiderstands als auch das Auftreten von Plateaus im Querwiderstand nicht erklärt. Vielmehr beschreibt Gleichung (2.23) weiterhin die klassische Hall-Gerade.

2.2.2 Entstehung von Randkanälen

Zur Erklärung des verschwindenden Längswiderstands müssen nochmals die Landau-Niveaus unter Berücksichtigung der endlichen Probenabmessungen betrachtet werden (siehe z.B. [Büttiker88, Halperin82]).

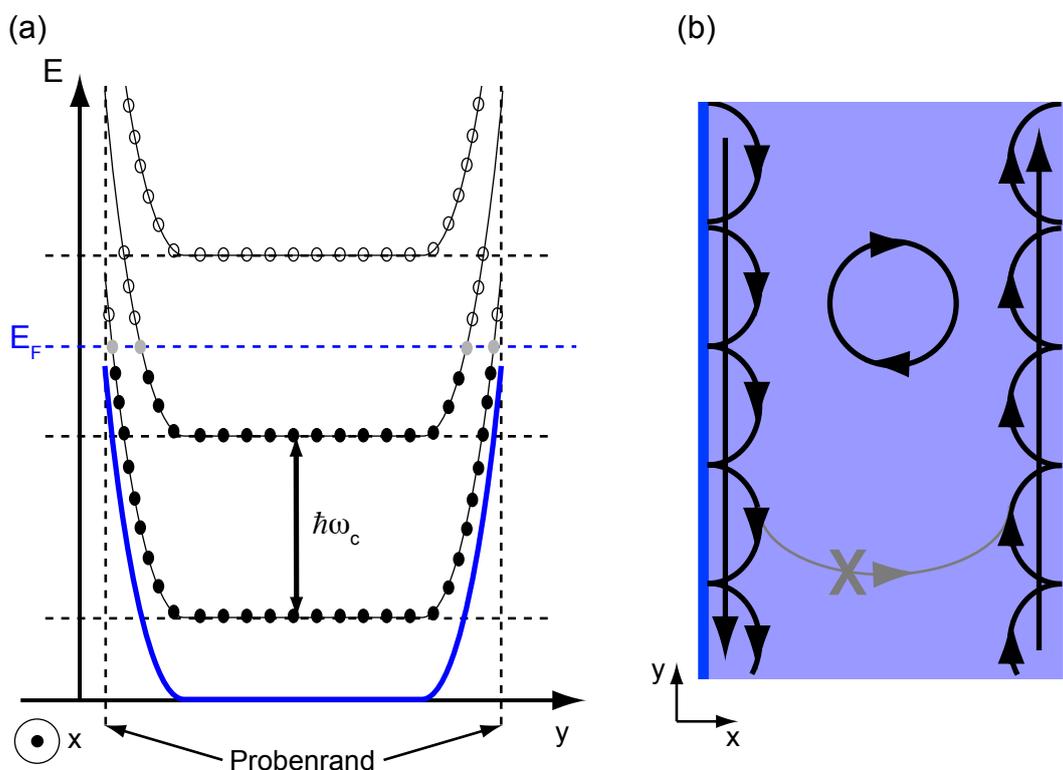


Abbildung 2.4: Illustration der Ausbildung von Randkanälen, (a) im Bild der Landau-Niveaus und (b) im semiklassischen Bild der sog. „skipping orbits“. Genauere Erläuterungen finden sich im Text.

Wie in der Abbildung 2.4 (a) schematisch skizziert, werden die Landau-Niveaus durch das Randpotential energetisch nach oben „gebogen“, wodurch die Landau-Niveaus entlang des Randes die Fermi-Energie schneiden. Dieses lässt sich in der sog. adiabatischen Näherung zeigen, indem der Schrödinger-Gleichung (2.11) noch ein Term zur Beschreibung des Randes hinzugefügt wird. Entlang dieser Schnittlinien existieren teilweise unbesetzte Zustände (graue Punkte), die einen Stromtransport ermöglichen. Jedes Landau-Niveau bildet entsprechend einen stromtragenden, quasi-eindimensionalen

Randkanal. Außerhalb dieser Randkanäle sind die Landau-Niveaus entweder vollständig besetzt (schwarze Punkte) oder vollständig entvölkert (offene Kreise) und können damit nicht zum Stromtransport beitragen, wodurch das Gebiet zwischen den Randkanälen isolierend ist. Daher ist eine Streuung zwischen den Randkanälen des linken und rechten Randes unterdrückt, sofern sich die Fermi-Energie zwischen zwei Landau-Niveaus befindet. Ferner ist eine Rückstreuung innerhalb der Randkanäle durch das Magnetfeld ebenfalls unterdrückt [Büttiker88]. Der Transport entlang eines Randkanals entspricht somit einem idealen ballistischen Transport in einem eindimensionalen Quantendraht, was das experimentell beobachtete Verschwinden des Längswiderstands erklärt. Durchquert ein Landau-Niveau die Fermi-Energie, ergeben sich auch im Innern der Probe Zustände an der Fermi-Kante, die eine Streuung zwischen den Rändern ermöglichen. Die Streupfade zwischen den Randkanälen gehen mit einem endlichen Widerstand entlang des Randes einher, was dem experimentell beobachteten Anstieg des Widerstands zwischen den ganzzahligen Füllfaktoren entspricht.

Die Entstehung der Randkanäle kann auch in einem einfachen semiklassischen Bild motiviert werden, wie es in der Abbildung 2.4 (b) skizziert ist. Hier wird davon ausgegangen, dass sich die Elektronen im Innern der Probe, bedingt durch das Magnetfeld, auf geschlossenen Kreisbahnen bewegen und am Rand reflektiert werden („skipping orbits“). Die Bewegung der am Rand reflektierten Elektronen führt dann zu einem Stromtransport entlang des Probenrands in nur eine Richtung, welche durch die Orientierung des Magnetfelds vorgegeben ist. Dementsprechend erfolgt die Elektronenbewegung entlang der gegenüberliegenden Randkanäle in entgegengesetzter Richtung. Auch in diesem Bild sind damit eine Rückstreuung innerhalb der Randkanäle und die Streuung zwischen den Randkanälen unterdrückt.

2.2.3 Lokalisierte und ausgedehnte Zustände

Bei der Erklärung des verschwindenden Längswiderstands im ganzzahligen Füllfaktor wurde stillschweigend vorausgesetzt, dass sich die Fermi-Energie (bei einem ganzzahligen Füllfaktor) in der Mitte zwischen den Landau-Niveaus befindet. Dieses ist jedoch bei einer Quantisierung der Zustände in δ -förmige Landau-Niveaus nicht zu erwarten, da zwischen den Niveaus keine Zustände existieren, um die Fermi-Kante dort festzuhalten. Vielmehr würde man erwarten, dass die Fermi-Kante mit abnehmendem Füllfaktor dem obersten gefüllten Landau-Niveau folgt und dann, beim Erreichen eines ganzzahligen Füllfaktors, sprunghaft auf das nächste tiefer liegende Energie-Niveau wechselt, wodurch sich auch wieder eine klassische Hall-Gerade für den Querwiderstand ergeben würde und nur bei einem exakt ganzzahligen Füllfaktor ein verschwindender Längswiderstand zu erwarten wäre. Daher geht man davon aus [Halperin82], dass die Landau-Niveaus in einer realen Probe durch ein fluktuierendes Hintergrundpotential verbreitert sind. Aufgrund des Hintergrundpotentials sowie durch Streuzentren bilden die Landau-Niveaus eine Potentiallandschaft aus, wodurch nun die Zustandsdichte eine

kontinuierliche Funktion der Energie mit ausgeprägten Maxima im Bereich der Landau-Niveaus ist und zwischen den Landau-Niveaus gegen Null geht, wie es in der Abbildung 2.3 als rot gestrichelte Linie angedeutet ist. An den Extrema der Potentiallandschaft werden die Elektronen im Magnetfeld nun lokalisiert und können dem entsprechend nicht zum Transport beitragen. Nur die Zustände um die Zentren der Landau-Niveaus herum haben ausgedehnte Wellenfunktionen über die ganze Probe hinweg und können damit stromtragende Pfade bilden. Liegt nun die Fermi-Energie innerhalb dieser sog. ausgedehnten Zustände, was bei einem halbzahligen Füllfaktor der Fall ist, entsteht ein dissipativer Strom, der zu einem endlichen Längswiderstand und einer stetigen Änderung des Querwiderstands als Funktion des Magnetfeldes führt. Beim Erreichen des ganzzahligen Füllfaktor kann nun durch die lokalisierten Zustände die Fermi-Energie in der Lücke zwischen den Landau-Niveaus gehalten werden, ohne dass eine Änderung im Transport resultiert, was dem Plateaubereich des Querwiderstands und dem Bereich eines verschwindenden Längswiderstands entspricht.

2.2.4 Ausbildung von kompressiblen und inkompressiblen Streifen

Mit den bisherigen Betrachtungen im Einteilchen-Bild lassen sich die meisten experimentellen Beobachtungen gut erklären, jedoch werden hier die Elektron-Elektron-Wechselwirkungen und insbesondere die Coulomb-Abschirmung völlig vernachlässigt. Messungen des Potentialverlaufes mit einem Tieftemperatur-Rasterkraftmikroskop liefern z.B. Potentialprofile, die nicht mit dem Einteilchenbild zu erklären sind (für einen kurzen Überblick siehe z.B. [vonKlitzing05]). Der Einfluss der Coulomb-Abschirmung auf die Struktur der Randkanäle im Magnetfeld wurde erstmals von Chklovskii, Shklovskii und Glazman im Rahmen eines elektrostatischen Modells diskutiert [Chklovskii92, Chklovskii93]. Im Rahmen einer einfachen Thomas-Fermi-Näherung wird die Ausdehnung der Wellenfunktionen auf der Längenskala, auf der sich das effektive Potential ändert, vernachlässigt. Im Rahmen dieser Näherung kann das elektrochemische Potential als Summe aus der elektrostatischen Energie und einem chemischen Potential beschrieben werden, wobei das chemische Potential mit der zum Rand hin abnehmenden lokalen Ladungsträgerdichte $n_e(x)$ verknüpft ist. Im Magnetfeld resultiert aus der diskreten Zustandsdichte $D(E)$ ein stufenartiger Anstieg des chemischen Potentials mit zunehmender Ladungsträgerdichte. Damit ist es energetisch vorteilhafter, für das Elektronensystem ein Dichteprofil mit abwechselnden Bereichen konstanter und ansteigender Elektronendichte zu realisieren (Abb. 2.5 (b,c) unten). Entlang des Randes bildet sich also eine Streifenstruktur aus, wobei Streifen mit konstanter Ladungsträgerdichte als inkompressibel und die mit variierender Ladungsträgerdichte als kompressibel bezeichnet werden. In den kompressiblen Streifen existieren sowohl besetzte als auch unbesetzte Zustände an der Fermi-Kante, die ein elektrisches Feld ohne Energieaufwand durch Umbesetzung abschirmen können. Entsprechend verläuft das elektrochemische Potential in diesen Streifen flach, und die Ladungsträgerdichte steigt mit zunehmen-

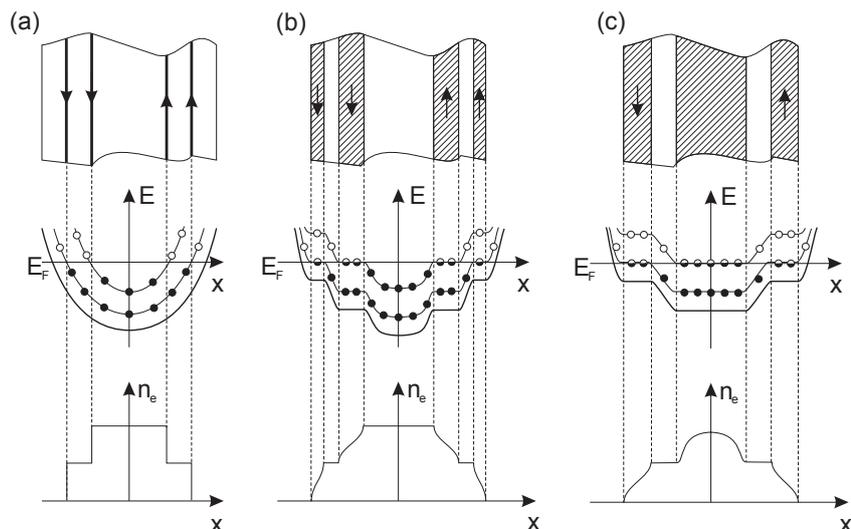


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung der Randkanalstruktur einer Probe (eines schmalen 2DEG-Streifens) sowie der ortsabhängigen elektrostatischen potenziellen Energie und der räumlichen Verteilung der Ladungsträgerdichte n_e (von oben nach unten) nach [Chklovskii93]. (a) Einteilchenbild: Besetzte Zustände sind als schwarze Kreise dargestellt, unbesetzte als ungefüllte Kreise. (b) Sog. I-Konfiguration des 2DEGs. Kompressible Bereiche sind schraffiert und inkompressible Bänder weiß dargestellt. Halbgefüllte Kreise symbolisieren Zustände an der Fermi-Energie. (c) Sog. C-Konfiguration, charakterisiert durch den kompressiblen 2DEG-Innenbereich. Genauere Erläuterungen finden sich im Text. Mit freundlicher Genehmigung von Alida Würtz [Würtz06].

dem Abstand vom Probenrand monoton an. In den inkompressiblen Streifen liegen die besetzten Zustände unterhalb der Fermi-Kante, die unbesetzten oberhalb, so dass ein elektrisches Feld nicht durch Elektronenumbesetzung abgeschirmt werden kann. Die Ladungsträgerdichte $n_e(x)$ ist in diesen inkompressiblen Streifen konstant, und es liegt ein lokaler ganzzahliger Füllfaktor vor, während das elektrochemische Potential Änderungen in der Größenordnung der Zyklotron-Energie $\hbar\omega_c$ aufweist. Die Abbildung 2.5 (b) zeigt die sog. I-Konfiguration (engl. **I**ncompressible), in der die kompressiblen Streifen der Ränder durch einen inkompressiblen inneren Bereich voneinander isoliert sind. Das Auftreten des QH-Plateaus im Querwiderstand lässt sich mit dieser I-Konfiguration assoziieren und entspricht einem ganzzahligen Füllfaktor. Wird nun das Magnetfeld sukzessive erhöht bzw. der Füllfaktor im Innern der Probe kleiner, wächst die Breite der Streifen an. Beim Erreichen eines halbzahligen Füllfaktors ist der innere inkompressible Bereich verschwunden und die innersten kompressiblen Streifen vereinigen sich zu einem zusammenhängenden Innengebiet (Abb. 2.5 (c)). Diese Konfiguration wird als C-Konfiguration (engl. **C**ompressible) bezeichnet und geht mit dem Anstieg des Quer-

widerstands sowie mit einem endlichen Längswiderstand einher.

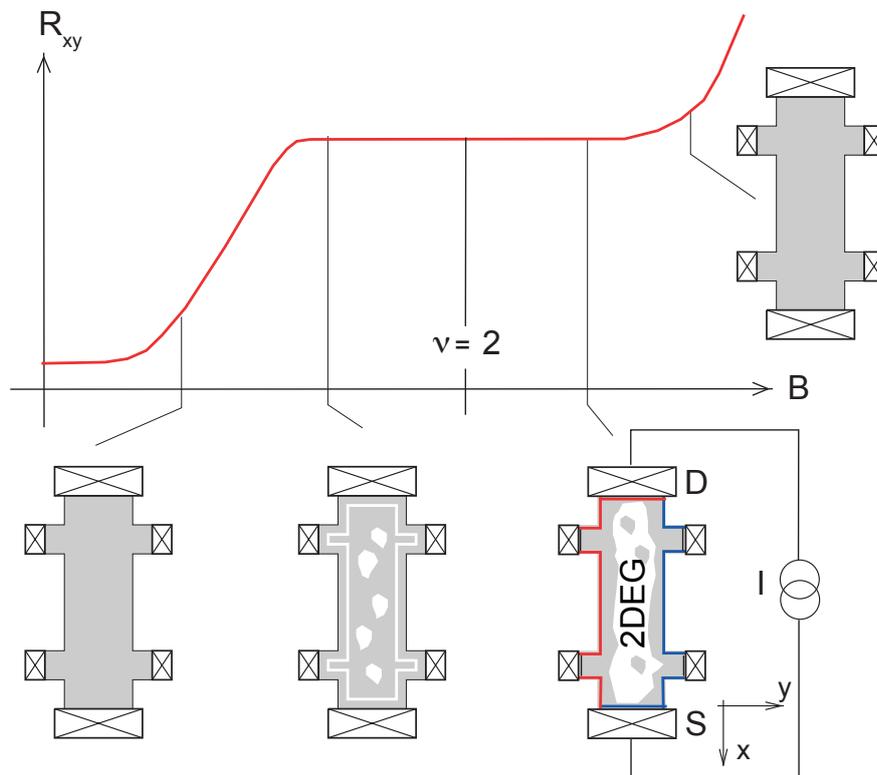


Abbildung 2.6: Schematische Entwicklung der kompressiblen (grau) und der innersten inkompressiblen (weiß) Bereiche eines realen und damit inhomogenen 2DEG über ein Quanten-Hall-Plateau hinweg. Um den ganzzahligen Füllfaktor wird das Plateau durch Unordnung/Inhomogenitäten und zu niedrigeren Magnetfeldern durch inkompressible Streifen am Rand stabilisiert. Die blaue und die rote Linie symbolisieren den Randkanalverlauf im Einteilchenbild. Adaptiert aus [vonKlitzing05]

Experimentell ist die THz-induzierte Leitwertänderung nur in der Nähe des ganzzahligen Füllfaktors zugänglich (siehe Abschnitt 7), daher ist im Wesentlichen nur die I-Konfiguration im Rahmen dieser Arbeit von Interesse. Die Abbildung 2.6 zeigt schematisch die Evolution der kompressiblen und inkompressiblen Streifen im Bereich des QH-Plateaus für den Füllfaktor $\nu = 2$, wobei hier die Potentiallandschaft einer realen Probe berücksichtigt wird. Bei ganzzahligem Füllfaktor existiert im Innern der Probe ein zusammenhängendes inkompressibles Gebiet, welches durch inselartige kompressible Bereiche (hervorgerufen durch die Potentiallandschaft) unterbrochen wird, und entlang des Randes bildet sich ein schmaler kompressibler Streifen aus. Mit zunehmendem Magnetfeld wächst der kompressible Randstreifen immer weiter in das Innengebiet, bis dieses beim Verlassen des QH-Plateaus verschwindet und die Probe

in ein dissipatives Regime übergeht. Bei einer Reduktion des Magnetfelds, ausgehend vom ganzzahligen Füllfaktor, ändert sich die Situation. Hier wachsen die kompressiblen Inseln mit abnehmendem Feld zu einem zusammenhängenden kompressiblen Innengebiet zusammen, das Innengebiet bleibt jedoch zunächst durch einen inkompressiblen Randstreifen vom stromtragenden kompressiblen Randstreifen isoliert. Erst bei einer weiteren Reduktion des Magnetfelds wird der inkompressible Randstreifen so schmal, dass er ohne großen Aufwand durchtunnelt werden kann und das dissipative Regime einsetzt. Selbstkonsistente Rechnungen in einer nicht-lokalen Hartree-Näherung zeigen, dass die inkompressiblen Randstreifen verschwinden, wenn deren Breite kleiner als die magnetische Länge $l_B = \sqrt{\hbar/(eB)}$ wird [vonKlitzing05].

Über die qualitative Betrachtung hinaus gelang es Chklovskii et al. auch quantitativ, die Breiten und Abstände der Streifen analytisch abzuschätzen [Chklovskii92]. Betrachtet wird ein Modell, bei dem ein zunächst unendlich ausgedehntes 2DEG durch elektrostatische Verarmung mittels einer halb-unendlichen Gateelektrode begrenzt wird. Damit entsteht durch Anlegen einer Gatespannung U_g ein unendlich langes Randpotential entlang der Kante der Gateelektrode, welches durch die Verarmungslänge

$$l_{CSG} = \frac{2U_g \varepsilon_r \varepsilon_0}{\pi n_e^0 e} \quad (2.24)$$

charakterisiert ist, die sich aus der Lösung der Poisson-Gleichung ergibt. Ferner lässt sich das Ladungsträgerdichteprofil ohne Magnetfeld durch

$$n_e(x) = n_e^0 \sqrt{\frac{x - l_{CSG}}{x + l_{CSG}}}, \quad \text{für } x > l_{CSG} \quad (2.25)$$

beschreiben, wobei ε_0 die Dielektrizitätskonstante des Vakuums, ε_r die relative Dielektrizitätskonstante ($\varepsilon_r = 12.8$ in *GaAs* [Kukushkin03, Leavitt86, Vasiliadou93]) und n_e^0 die Ladungsträgerdichte weit entfernt vom Rand angibt. Wie eingangs bereits erwähnt, resultiert aus der diskreten Zustandsdichte des 2DEGs im Magnetfeld eine starke Abhängigkeit der Abschirmeigenschaften vom Füllfaktor, welche zur Ausbildung der kompressiblen und inkompressiblen Streifen entlang des Randes führen. Dabei sind die inkompressiblen Streifen durch einen lokalen ganzzahligen Füllfaktor k charakterisiert. Die Position des k -ten inkompressiblen Streifens x_k lässt sich durch Einsetzen von $n_e(x_k) = k/n_{LL}$ in Gleichung (2.25) und Auflösen nach x_k bestimmen:

$$x_k = l \frac{\nu_0^2 + k^2}{\nu_0^2 - k^2}, \quad (2.26)$$

mit dem Füllfaktor $\nu_0 = n_e^0/n_{LL}$ im Innern des 2DEGs. Des Weiteren geben Chklovskii et al. die Breite der inkompressiblen Streifen mit

$$a_k = 4 \sqrt{\frac{a_B l_{CSG}}{2\pi}} \frac{\nu \sqrt{k}}{\nu^2 - k^2} \quad (2.27)$$

und die Breite der kompressiblen Streifen mit

$$b_k = \frac{1}{2} a_k \sqrt{\frac{2\pi l_{CSG}}{a_B}} \frac{\nu \sqrt{k}}{\nu^2 - k^2} = 2 l_{CSG} \frac{\nu^2 k}{(\nu^2 - k^2)^2} \quad (2.28)$$

an. Hierbei ist a_B der effektive Bohr-Radius.

Die Begrenzung des 2DEGs in dem Modell durch ein halb-unendliches Gate lässt sich auf Proben mit geätzten Rändern übertragen, da an den Ätzkanten Oberflächenzustände mit einer Energie etwa in der Mitte der Bandlücke existieren. Diese führen zu einer Verbiegung der Bandkante und damit zu einer Ladungsträgerverarmung. Entsprechend ist für geätzte Proben U_g in der Gleichung (2.24) durch $E_g/(2e)$ zu ersetzen.

3 THz-Anregungen im 2DEG

Die wohl prominenteste THz-Anregung im 2DEG ist die Zyklotronresonanz. Unter Zyklotronresonanz versteht man im Allgemeinen die Absorption von elektromagnetischer Strahlung durch die resonante Anregung der Elektronenbewegung in einem 2DEG unter dem Einfluss eines Magnetfelds. Wobei im Weiteren von einem normal zur Oberfläche orientierten Magnetfeld ausgegangen wird, welches die Zyklotron-Kreisbewegung der Elektronen definiert (vgl. auch Abschnitt 2). Die Zyklotronresonanz lässt sich, wie im Folgenden gezeigt wird, in einem einfachen klassischen Bild resonanter Anregung der Zyklotron-Kreisbewegung der Elektronen im 2DEG durch das elektrische Feld der Strahlung erklären. Weiterhin wird im Abschnitt 3.2 der Einfluss der Nicht-Parabolizität des *GaAs*-Leitungsbandes auf die Zyklotronresonanz beschrieben und zum Abschluss dieses Abschnittes ein bolometrisches Modell zur Beschreibung der THz-induzierten Leitfähigkeitsänderung im Quanten-Hall-Effekt vorgestellt.

3.1 Klassische Beschreibung der Zyklotronresonanz in einem 2DEG

Zur Beschreibung der resonanten Anregung des Elektronengases wird erneut die in Abschnitt 2.1 eingeführte Bewegungsgleichung (2.1) herangezogen, jedoch wird nun das statische Feld \underline{E} durch das elektrische Wechselfeld der einfallenden Strahlung ersetzt. Unter der Annahme senkrechten Einfalls auf das 2DEG (Faraday-Konfiguration) liegt die \underline{E} -Feld-Schwingung in der Ebene des 2DEG, und das Problem lässt sich wieder effektiv auf ein zweidimensionales Problem reduzieren. Gleichung (2.1) lautet nun

$$m^* \frac{d\underline{v}}{dt} + m^* \frac{\underline{v}}{\tau} = -e(\underline{E}_0 e^{i(kz+\omega t)} + \underline{v} \times \underline{B}) \quad , \quad (3.1)$$

wobei ω die Kreisfrequenz und \underline{E}_0 die Amplitude der einfallenden Welle beschreibt. Als Lösungsansatz für die Geschwindigkeit \underline{v} wird eine harmonische Schwingung der Form

$$\underline{v} = \underline{v}_0 e^{i\omega t} \quad (3.2)$$

verwendet. Durch Einsetzen in Gleichung (3.1) und nach einer längeren Rechnung (siehe z.B. [Davies98, Stellmach07a]) erhält man für die dynamische Leitfähigkeit

$$\underline{\underline{\sigma}}(\omega) = \frac{n_e e^2 \tau}{m^*} \frac{1}{(i\omega\tau + 1)^2 + \omega_c^2 \tau^2} \begin{pmatrix} i\omega\tau + 1 & -\omega_c\tau \\ \omega_c\tau & i\omega\tau + 1 \end{pmatrix}. \quad (3.3)$$

Unter der Annahme einer zirkular polarisierten Welle, gegeben durch

$$\underline{E}_{\pm} = E_0 \begin{pmatrix} 1 \\ \mp i \end{pmatrix} e^{i(kz + \omega t)}, \quad (3.4)$$

geht (3.3) über in

$$\underline{\underline{\sigma}}(\omega) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \sigma_+ + \sigma_- & i(\sigma_+ - \sigma_-) \\ -i(\sigma_+ - \sigma_-) & \sigma_+ + \sigma_- \end{pmatrix}, \quad (3.5)$$

mit $\sigma_{\pm} = \frac{\sigma_0}{1 + i(\omega_{\pm} \pm \omega_c)\tau}$. Durch Einsetzen von (3.4) und (3.5) in die Maxwell-Gleichungen und unter Berücksichtigung der Stetigkeitsbedingungen an der Grenzfläche zwischen Vakuum und 2DEG⁵ lässt sich die Transmissionsamplitude, normiert auf die Amplitude der einfallenden Welle E_0 , berechnen [Akcöltekin09, Chiu76, Wieck87], und man erhält

$$t_{\pm} = \frac{2}{1 + n + \frac{\sigma_{\pm}}{\varepsilon_0 c}}, \quad (3.6)$$

mit dem Brechungsindex $n = \sqrt{\varepsilon_r}$ der Probe. Da das Spektrometer jedoch unpolarisiertes Licht emittiert, ergibt sich für die Transmission

$$\begin{aligned} T &= \frac{1}{2} (|t_+|^2 + |t_-|^2) \\ &= \frac{2}{(1+n)^2} \left(\frac{1 + (\omega + \omega_c)^2 \tau^2}{\left(1 + \frac{\sigma_0}{(1+n)\varepsilon_0 c}\right)^2 + (\omega + \omega_c)^2 \tau^2} + \frac{1 + (\omega - \omega_c)^2 \tau^2}{\left(1 + \frac{\sigma_0}{(1+n)\varepsilon_0 c}\right)^2 + (\omega - \omega_c)^2 \tau^2} \right). \end{aligned} \quad (3.7)$$

Bei Transmissionsmessungen mit einem Fourier-Spektrometer wird die Transmission auf eine Referenz $T(0)$ normiert, wobei für $T(0)$ üblicherweise die Transmission für verschwindende Ladungsträgerdichte⁶ ($n_e = 0$) verwendet wird. Damit ergibt sich die Absorption der THz-Strahlung durch das 2DEG zu

$$\begin{aligned} A &= 1 - \frac{T}{T(0)} \\ &= \frac{\left(1 + \frac{\sigma_0}{(1+n)\varepsilon_0 c}\right)^2 - 1}{2} \left(\frac{1}{\left(1 + \frac{\sigma_0}{(1+n)\varepsilon_0 c}\right)^2 + (\omega + \omega_c)^2 \tau^2} + \frac{1}{\left(1 + \frac{\sigma_0}{(1+n)\varepsilon_0 c}\right)^2 + (\omega - \omega_c)^2 \tau^2} \right). \end{aligned} \quad (3.8)$$

Formt man (3.8) auf die Normalform der Lorentz-Funktionen um, erhält man

$$A = \frac{a}{1 + 4(\omega + \omega_c)^2/w^2} + \frac{a}{1 + 4(\omega - \omega_c)^2/w^2}, \quad (3.9)$$

⁵Da das 2DEG mit typischen 60 nm - 400 nm nur einen Bruchteil der Wellenlänge der eingestrahnten THz-Wellen unter der Oberfläche liegt, kann in guter Näherung das Elektronengas als direkt an der Oberfläche gelegen angesehen werden.

⁶Experimentell kann dies durch Verarmen des 2DEGs mit Hilfe eines Gates erreicht werden.

mit den Abkürzungen:

$$a = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{\sigma_0}{(1+n)\varepsilon_0 c}\right)^2} \right) \quad \text{und} \quad (3.10)$$

$$w = \frac{2}{\tau} \left(1 + \frac{\sigma_0}{(1+n)\varepsilon_0 c} \right) .$$

Das heißt, dass die Absorption durch die Summe von zwei exakten Lorentz-Kurven mit derselben Amplitude a und Halbwertsbreite w beschrieben wird. Die Resonanz der ersten Lorentz-Kurve liegt jedoch bei negativen Frequenzen und kann als inaktive Mode interpretiert werden, welche für realistische Probenparameter ($\omega_c \tau \gg 1$) zu vernachlässigen ist. Wie zu erwarten ist, ergibt sich für die experimentell bestimmte Absorption ein Lorentz-Profil, wobei die Resonanz bei ω_c liegt (siehe Kap. 6). Mit Hilfe der Gleichungen (3.10) lässt sich aus den Transmissionsmessungen sowohl die Ladungsträgerdichte n_e als auch die Beweglichkeit μ bestimmen. Entsprechend aufgelöst lauten die Gleichungen (3.10) dann

$$n_e = \frac{m^*(1+n)\varepsilon_0 c}{e^2} \frac{w a}{\sqrt{1-2a} + 1} , \quad (3.11)$$

$$\mu = \frac{e}{m^*} \tau = \frac{2e}{m^*} \frac{1}{w \sqrt{1-2a}} .$$

3.1.1 Dimensionsresonanz und Magnetoplasmon

Streng genommen handelt es sich bei der Zyklotronabsorption um eine kollektive Vielteilchen-Anregung, bei der das gesamte Elektronensystem im durch die endliche Geometrie der Probe gegebenen Einschlusspotential ω_0 schwingt. Diese Schwingung wird als Dimensionsresonanz bezeichnet. Für die Resonanzfrequenz erhält man (siehe z.B. Hansen et al. [Hansen87] und Vasiliadou et al. [Vasiliadou93])

$$\omega_{res}^2 = \omega_c^2 + \omega_0^2 . \quad (3.12)$$

Da jedoch die Breite der hier verwendeten 2DEG-Kanäle mit typisch $w = 100 \mu\text{m}$ vergleichsweise groß ist und damit $\omega_0 \rightarrow 0$, gilt in guter Näherung $\omega_{res} = \omega_c$.

Neben der Dimensionsresonanz wird in 2DEGs auch die sogenannte Magnetoplasmonresonanz beobachtet [Hansen87, Holland04]. Bei dieser handelt es sich ebenfalls um eine kollektive Schwingungsmode der Elektronen im 2DEG, jedoch in der Ebene des 2DEG. Da THz-Strahlung bei senkrechter Inzidenz jedoch keinen Impuls an das Elektronengas übertragen kann, ist eine periodische Struktur nötig, die als Gitterkoppler wirkt. Der senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der THz-Strahlung übertragene Impuls ist dann gegeben durch $k = n \cdot 2\pi/a$, wobei a die Periode des Gitterkopplers ist. Als Gitterkoppler kann sowohl eine periodische Dichtemodulation, eine periodische Anordnung von leitfähigen Streifen auf der Probenoberfläche, als auch die Symmetriebrechung am

Rand des 2DEGs wirken. Wird das Magnetoplasmon aufgrund der Symmetriebrechung am Rand des 2DEGs angeregt, ist der übertragene Impuls jedoch durch die inverse geometrische Ausdehnung des 2DEGs gegeben [Kukushkin03, Leavitt86, Vasiliadou93].

Die Dispersion der Magnetoplasmonresonanz setzt sich aus der Zyklotonresonanz ω_c und der Plasmonresonanz ω_P zusammen und hat formal die gleiche Form wie die Dimensionsresonanz:

$$\omega_{MP}^2 = \omega_c^2 + \omega_P^2 \quad . \quad (3.13)$$

Dabei kann nach Stern [Stern67] ω_P^2 für eine unendlich ausgedehnte Probe durch

$$\omega_P^2 = \frac{n_e e^2}{2m^* \varepsilon_{eff} \varepsilon_0} \cdot k + O(k^2) \quad (3.14)$$

beschrieben werden, mit der effektiven Dielektrizitätskonstante ε_{eff} und der effektiven Plasmonmasse m^* . Im *GaAs* entspricht die Plasmonmasse der Bandkantenmasse, da die Bänder isotrop und nahezu parabolisch sind. Stern nimmt bei der Herleitung von Gleichung (3.14) die effektive Dielektrizitätskonstante als dispersionslos an. Da jedoch das 2DEG sehr dicht unter der Probenoberfläche liegt, ist es sinnvoll, die Dielektrizitätskonstante durch

$$\varepsilon_{eff}(k, \omega) = \frac{1}{2} \varepsilon_{GaAs} (1 + \coth(kh)) \quad (3.15)$$

zu nähern (siehe z.B. [Chaplik85, Heitmann86, Volkov85]), wobei h den Abstand des 2DEGs zur Probenoberfläche und ε_{GaAs} die Dielektrizitätskonstante von *GaAs*-Volumenmaterial.

Wird das Magnetoplasmon aufgrund der Symmetriebrechung am Rand des 2DEGs angeregt, hängt der übertragene Impuls k jedoch deutlich von dem Ladungsträgerdichte-Profil des Randes ab. Nach Leavitt und Little [Leavitt86] ergibt sich für ein kreisförmiges 2DEG-Scheibchen unter der Annahme eines semi-elliptischen Randprofils $k = \frac{3}{4}\pi/r \approx 2.36/r$, wobei r der Radius der Scheibe ist. Dagegen zeigen die Ergebnisse von Kukushkin et al. [Kukushkin03] eine gute Übereinstimmung mit einem um einen Faktor zwei kleineren Impuls $k = \frac{3}{8}\pi/r \approx 1.18/r$. Für ein Stufenprofil am Rand der Scheibe erhält man hingegen aus der Theorie einen Impulsübertrag $k \approx 2.1/d$ (siehe [Kukushkin03]), wobei d der Durchmesser der Scheibe ist.

Im Gegensatz zur kreisförmigen Geometrie lässt sich die Magnetoplasmonresonanz in schmalen 2DEG-Streifen ($d \approx 50 \mu m - 100 \mu m$) gut durch $k = \pi/d$ beschreiben [Vasiliadou93], dabei ist d die Breite der Streifen.

3.2 Beschreibung der Nicht-Parabolizität des *GaAs*-Leitungsbandes in der Effektive-Masse-Näherung

Die Zyklotronresonanzabsorption eines 2DEGs lässt sich in einem einfachen quantenmechanischen Einteilchenbild als THz-angeregte Übergänge einer Elektronen zwischen zwei Landau-Bändern interpretieren. Da es sich dabei um Intrabandübergänge handelt, folgt aus der Drehimpulserhaltung für erlaubte Übergänge die Auswahlregel $\Delta N = 1$ [Winkler03]. Entsprechend sind die in Abbildung 3.1 skizzierten Übergänge (rote Pfeile) $N = 0 \rightarrow 1$ und $N = 1 \rightarrow 2$ erlaubt, nicht jedoch der Übergang $N = 0 \rightarrow 2$ (schwarzer Pfeil). Des Weiteren ist aufgrund des Pauli-Verbots nur ein Übergang von einem besetzten Zustand in einen unbesetzten erlaubt. Dem entsprechend hängt die Übergangswahrscheinlichkeit (in der Abbildung 3.1 durch die Stärke der Pfeile angedeutet) für einen vorgegebenen Übergang ($N \rightarrow N+1$) stark von der Lage der Fermi-Energie (grüne Linie) ab, die die Besetzung der einzelnen Landau-Niveaus bestimmt. Betrachten wir z.B. den Übergang $N = 0 \rightarrow 1$, so liegt die Übergangswahrscheinlichkeit nahe eins unterhalb des Füllfaktors $\nu = 2$, da hier das Niveau $N = 0$ vollständig besetzt und das Niveau $N = 1$ unbesetzt ist. Oberhalb des Füllfaktors wird das Niveau $N = 1$ zunehmend bevölkert, wodurch die Übergangswahrscheinlichkeit schnell abnimmt, bis sie schließlich bei $\nu = 4$ vollständig zu Null wird. Wird das 2DEG mit einer ausreichenden THz-Leistung beleuchtet, kann es zu einer endlichen Nicht-Gleichgewichts-Besetzung eines angeregten Niveaus kommen, aus dem die Elektronen dann in das nächst höhere Niveau angeregt werden können. Dieser Prozess (gestrichelter Pfeil) ist jedoch bei den typischen THz-Leistungen ($P_{THz} \ll 10 \mu W cm^{-2}$) der spektral aufgelösten Experimente zur Zyklotronabsorption und zur Photoleitfähigkeit zu vernachlässigen. Somit erhält man analog zur klassischen Betrachtung eine einzelne Resonanz-Absorption. Dabei ist die Resonanzenergie, unabhängig von den beteiligten Landau-Niveaus, gegeben durch

$$\Delta E_{cr} = \hbar\omega_c \left((N+1) + \frac{1}{2} \right) - \hbar\omega_c \left(N + \frac{1}{2} \right) = \hbar\omega_c \quad . \quad (3.16)$$

Transmissionsmessungen von Keyes et al. [Keyes56] an *InSb*-Proben zeigen jedoch bei hohen Magnetfeldern eine Abweichung der Resonanzenergie von Gleichung (3.16) und führen diese auf den Einfluss der Nicht-Parabolizität des Leitungsbandes auf die Zyklotronabsorption zurück. Die Auswirkung der Nicht-Parabolizität auf die Zyklotronabsorption kann durch die Annahme einer magnetfeldabhängigen effektiven Masse beschrieben werden (Palik et al. [Palik61]), die im Folgenden als Zyklotronmasse m_{cr} bezeichnet wird.

Abbildung 3.2 zeigt die Bandstruktur von *GaAs*, aufgetragen für die erste Brillouin-Zone sowie die parabolische (grüne Linie) und die im Folgenden beschriebene nichtparabolische (rote Linie) Näherung des Leitungsbandes am Γ -Punkt.

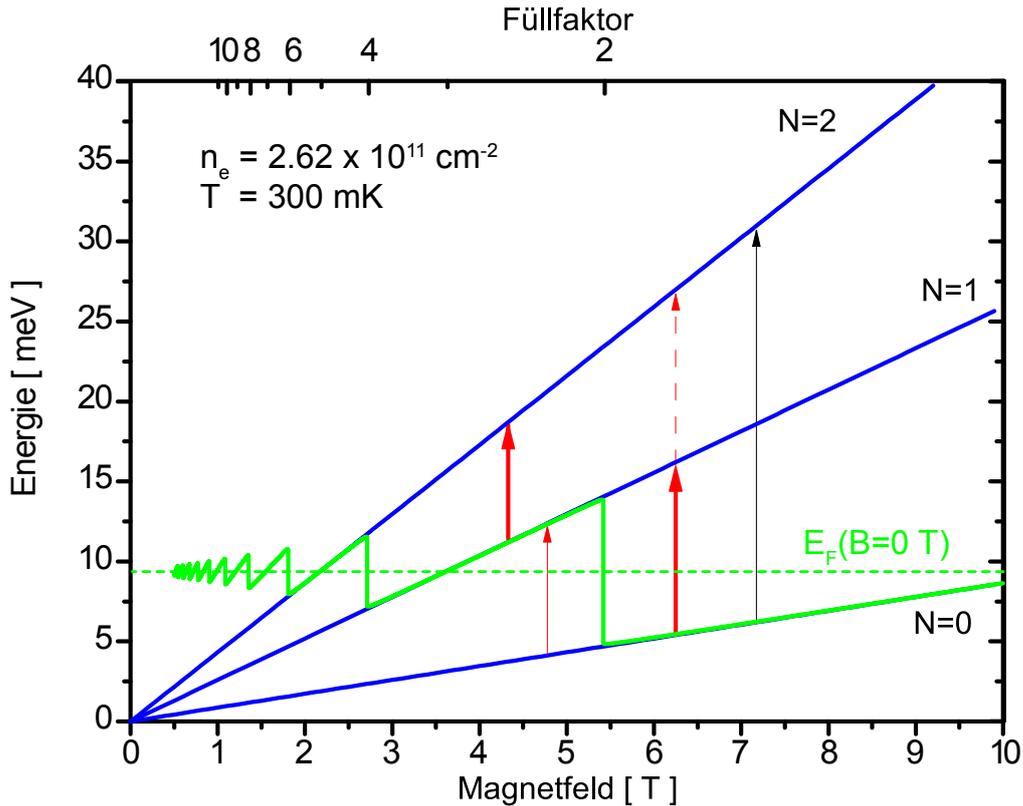


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der optisch erlaubten Zyklotronübergänge (rote Pfeile) zwischen den Landau-Niveaus (blaue Linien, nach Gl. (2.17)) im Einteilchenbild sowie die im Magnetfeld oszillierende Fermi-Energie (grüne Linie), welche die Besetzungswahrscheinlichkeit der Landau-Niveaus wiedergibt.

Das Leitungsband kann in der Nähe des Γ -Punktes durch den analytischen Ausdruck

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} = \mathcal{E}(k) (1 + \gamma \mathcal{E}(k)) \quad (3.17)$$

genähert werden (siehe z.B. [Jacoboni83, Pfeffer96, Troger01, Zawadzki94]), dabei ist γ ein Maß für die Nicht-Parabolizität des Bandes, und $\mathcal{E}(k)$ beschreibt die auf das Minimum des Leitungsbandes bezogene Energie der Elektronen. Dieser Ausdruck lässt sich durch geschickte Näherungen aus der $k \cdot p$ -Störungstheorie unter Berücksichtigung von zwei Bändern herleiten. Die $k \cdot p$ -Störungstheorie liefert in einfachster Näherung unter Vernachlässigung der Spin-Bahn-Wechselwirkung $\gamma = 1/E_g$, wobei $E_g = 1.52 \text{ eV}$ die Bandlücke bei $T = 4.2 \text{ K}$ am Γ -Punkt ist [Vurgaftman01].

Auflösen der Gleichung (3.17) nach $\mathcal{E}(k)$ liefert

$$\mathcal{E}(k) = \frac{1 - 1 + \sqrt{1 + 4\gamma \left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \right)}}{2\gamma}, \quad (3.18)$$

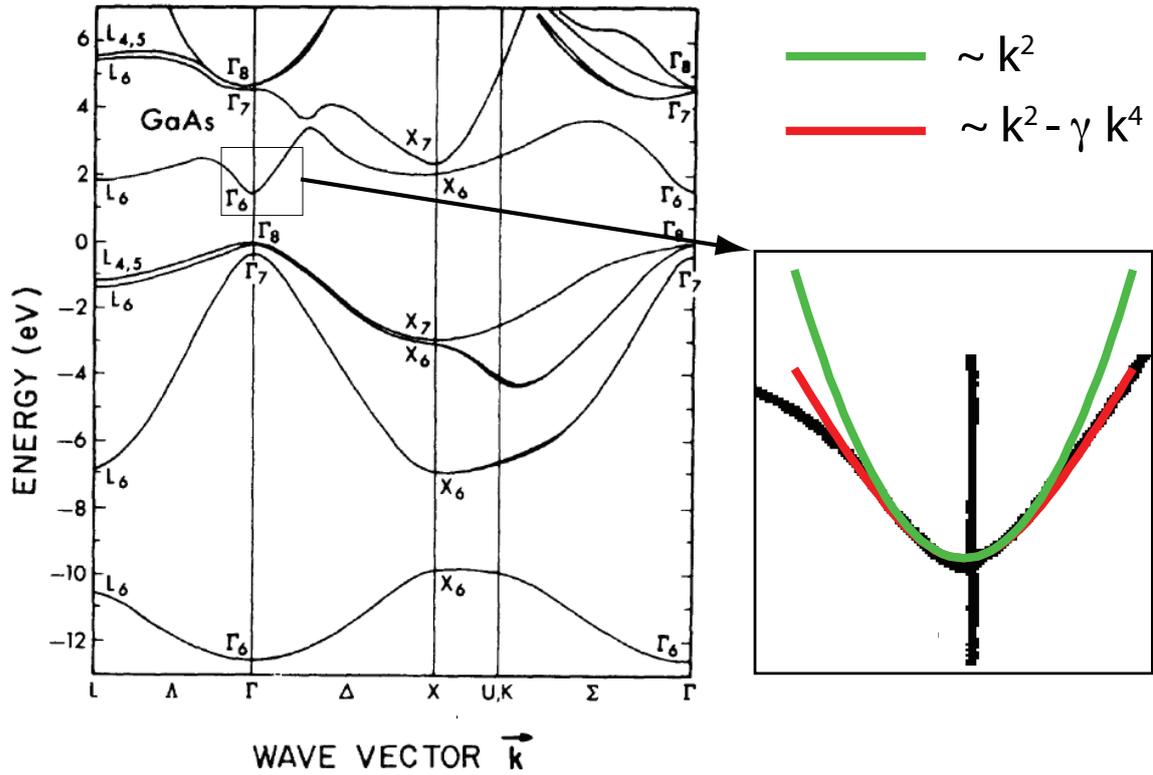


Abbildung 3.2: *GaAs*-Bandstruktur aus [Chelikowsky76], in grün ist die parabolische und in rot die nicht-parabolische Näherung am Γ -Punkt eingezeichnet.

und mit der Näherung $\sqrt{1+x} \approx 1 + x/2 - x^2/8$ erhält man

$$\mathcal{E}(k) \approx \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} - \gamma \left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \right)^2. \quad (3.19)$$

Alternativ kann die Nicht-Parabolizität der *GaAs*-Leitungsbandkante formal auch durch eine Reihenentwicklung der kinetischen Energie bis zur Ordnung k^4 um den Γ -Punkt beschrieben werden [Hopkins87]. Diese entspricht zwar gerade der Gleichung (3.19), jedoch ist bei dieser Methode der Parameter γ völlig unbestimmt.

Für ein 2DEG kann die Bewegung der Elektronen in eine z -Komponente und eine Komponente in der Ebene des 2DEGs zerlegt werden (siehe auch Abschnitt 1.2 und 2.2). Es gilt

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} = \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m^*} + \langle T_z \rangle_i, \quad (3.20)$$

wobei $\frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m^*}$ die kinetische Energie der freien Bewegung in der x,y -Ebene und $\langle T_z \rangle_i$ die kinetische Energie des i -ten Subbandes in z -Richtung beschreibt. Bei den in dieser Arbeit verwendeten Proben ist jedoch nur das unterste Subband $i = 0$ relevant. Für die kinetische Energie in z -Richtung gilt dann [Ando82a] $\langle T_z \rangle_0 = E_0/3$, wobei E_0

näherungsweise die Quantisierungsenergie der Elektronen in einem Dreieckpotential ist (siehe Abschnitt 1.2). Im Magnetfeld quantisiert auch die Bewegung in der x, y -Ebene nach Gleichung (2.17), und Gleichung (3.20) geht für das N -te Landau-Niveau über in

$$\mathcal{E}_{N,0}(k) = \left(N + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_c + \langle T_z \rangle_0 - \gamma \left(\left(N + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_c + \langle T_z \rangle_0 \right)^2. \quad (3.21)$$

Wie weiter oben beschrieben, kann die Zyklotronresonanz in einem einfachen quantenmechanischen Einteilchen-Bild als Übergang zwischen zwei Landau-Niveaus mit $\Delta N = 1$ aufgefasst werden. Damit ergibt sich unter Beruckichtigung der Nicht-Parabolizität des Leitungsbandes in *GaAs* aus Gleichung (3.21) die Resonanzenergie zu

$$\Delta E_{cr,N} = \mathcal{E}_{N+1,0}(k) - \mathcal{E}_{N,0}(k) = \hbar\omega_c - 2\gamma \left((N+1) \hbar\omega_c + \langle T_z \rangle_0 \right) \hbar\omega_c. \quad (3.22)$$

Entsprechend kann die Zyklotronmasse durch

$$\frac{1}{m_{cr,N}} := \frac{\Delta E_{cr,N}}{\hbar e B} \quad (3.23)$$

definiert werden. Eine genauere theoretische sowie experimentelle Betrachtung [Hopkins87, Palik61] liefert noch eine Korrektur $\gamma = K_2/E_g$ für den Parameter der Nicht-Parabolizität des Leitungsbandes, wobei der Parameter K_2 für *GaAs* im Bereich von 0.83 bis 1.5 liegt (siehe [Hopkins87] und Referenzen). Damit resultiert für die Magnetfeldabhängigkeit der Zyklotronmasse

$$\frac{1}{m_{cr,N}} = \frac{1}{m^*} \left(1 - \frac{2K_2}{E_g} \{ (N+1) \hbar\omega_c + \langle T_z \rangle_0 \} \right). \quad (3.24)$$

Unter Beruckichtigung der Nicht-Parabolizität sind die Zyklotronmasse und die Resonanzenergie, im Gegensatz zur einfachen Effektive-Masse-Näherung, deutlich vom Magnetfeld und von den beteiligten Landau-Niveaus abhängig, wie die Gleichung (3.24) zeigt.

3.3 Photoleitfähigkeit im Quanten-Hall-Effekt

Bei den ersten Experimenten, in denen eine THz-induzierte Leitfähigkeitsänderung an 2DEGs beobachtet wurde, kamen sehr intensive THz-Laser als Quellen zum Einsatz [Horstman84, Maan82, Stein84, Suchalkin99]. In den Messungen konnte ein Beitrag identifiziert werden, der eine starke Magnetfeldabhängigkeit aufweist und aufgrund der beobachteten Korrelation mit der Zyklotronabsorption als zyklotronresonantes Signal bezeichnet wurde, sowie ein nahezu feldunabhangiger Beitrag, der auf das direkte Aufheizen des Probensubstrats zurückgeführt werden kann und als bolometrisches Signal bezeichnet wurde. Dabei bringt der Begriff „bolometrisch“ lediglich zum Ausdruck, dass absorbierte Strahlung zu einer Erwärmung des betrachteten Systems führt und

diese dann indirekt (z.B. über eine Widerstandsänderung) dem Nachweis der Strahlung dient. Wie das auf Neppel et al. [Neppel79] zurückgehende Modell, welches im Folgenden vorgestellt wird, zeigt, lässt sich auch der zyklotronresonante Beitrag auf einen Heizeffekt der THz-Strahlung zurückführen, wobei hier jedoch das 2DEG direkt durch die THz-Strahlung geheizt wird, ohne das Probensubstrat wesentlich zu erwärmen. Da mit der Zeit jedoch immer weniger Experimente mit so hohen Intensitäten durchgeführt wurden, dass der Beitrag von direktem Heizen des Substrates zu beobachten wäre, wird in der aktuelleren Literatur und der vorliegenden Arbeit auch der zyklotronresonante Beitrag zur Photoleitfähigkeit im Quanten-Hall-Effekt als bolometrisches Signal bezeichnet.

Die Absorption von elektromagnetischer Strahlung in einem Halbleiter führt im Allgemeinen zu einer Leitfähigkeitsänderung, die formal durch

$$\Delta\sigma = \left(\frac{\partial\sigma}{\partial n_e}\right)\Delta n_e + \left(\frac{\partial\sigma}{\partial\mu}\right)\Delta\mu \quad (3.25)$$

beschrieben werden kann (siehe z.B. [Jager98, Neppel79]). Dabei beschreibt der erste Term eine Leitfähigkeitsänderung, hervorgerufen durch eine Änderung der Ladungsträgerdichte n_e , und der zweite Term eine Änderung der Beweglichkeit μ bei konstanter Ladungsträgerdichte. Eine Änderung der Ladungsträgerdichte wird z.B. durch Photoionisation von Störstellen in der Bandlücke oder durch Anregung von Elektron-Loch-Paaren über die Bandlücke hervorgerufen. Die Photoionisation von Störstellen wird in einigen Experimenten [Drummond82] bei tiefen Temperaturen genutzt, um die Ladungsträgerdichte zu variieren, da die Änderung der Ladungsträgerdichte bis zur Erwärmung der Probe nahezu irreversibel ist (sog. persistiver Photoeffekt). Die Elektron-Loch-Paarerzeugung bis hin zu plasmaartigen Zuständen findet ihre Anwendung bei extrem schnellen optischen Schaltern [Jonuscheit09]⁷. In beiden Fällen ist typischerweise eine Anregungsenergie in der Größenordnung der Bandlücke erforderlich. In der hier vorliegenden Arbeit wird das 2DEG jedoch nur mit THz-Strahlung beleuchtet, deren Photonenenergie deutlich unterhalb der Bandlücke und dem Abstand der Störstellenniveaus zur Leitungsbandkante liegt. Daher wird der erste Term im Folgenden vernachlässigt.

Die photoinduzierte Änderung der Beweglichkeit wird im Wesentlichen durch eine Temperaturänderung des Elektronengases ΔT_e hervorgerufen. Die Temperaturänderung des Elektronengases wiederum wird ausschließlich durch Absorptionsprozesse im 2DEG bewirkt; ein direktes Heizen des Kristallgitters durch die THz-Strahlung kann aufgrund der geringen THz-Intensität und einer guten thermischen Ankopplung der Probe an das He-Bad ausgeschlossen werden. Weiterhin wird von Neppel et al. [Neppel79]

⁷Solche *GaAs* basierten optischen Schalter werden z.B. zur Erzeugung ultrakurzer THz-Pulse verwendet.

gezeigt, dass ein Heizen des Gitters aufgrund der erhöhten Elektronentemperatur zu vernachlässigen ist ($\Delta T_e \gg \Delta T_L$). Somit kann die photoinduzierte Leitfähigkeitsänderung durch

$$\Delta\sigma = \left(\frac{\partial\sigma}{\partial T_e}\right)\Delta T_e \quad (3.26)$$

beschrieben werden. Die Änderung der Temperatur des Elektronengases T_e gegenüber der Gittertemperatur T_L ist in einem stationären Zustand gegeben durch

$$\Delta T_e = P\tau_{el}/C_{el} \quad , \quad (3.27)$$

wobei P die absorbierte optische Leistung pro Fläche, τ_{el} die Relaxationszeit der photoangeregten Elektronen und C_{el} die spezifische Wärme des 2DEGs ist.

Wie man leicht einsieht, führt eine Änderung der Badtemperatur bzw. der Gittertemperatur ΔT_L ohne Beleuchtung zu einer entsprechenden Temperaturänderung des Elektronengases ($\Delta T_e = \Delta T_L$), was die Annahme $\frac{\partial\sigma}{\partial T_L} = \frac{\partial\sigma}{\partial T_e}$ rechtfertigt (siehe z.B. [Neppl79]), und wir können für Gleichung (3.26)

$$\Delta\sigma = \left(\frac{\partial\sigma}{\partial T_L}\right)P\frac{\tau_{el}}{C_{el}} \quad (3.28)$$

schreiben.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird zur Anregung des 2DEGs THz-Strahlung ausschließlich mit Energien unterhalb der Reststrahlenbande verwendet, daher ist die absorbierte optische Leistung P in Gleichung (3.28) im Wesentlichen durch die Zyklotronabsorption gegeben. Damit wird deutlich, dass der experimentell beobachtete zyklotronresonante Beitrag zur photoinduzierten Leitwertänderung $\Delta S \propto \Delta\sigma$ (im Folgenden kurz als Photoleitwertänderung bezeichnet) durch das hier vorgestellte bolometrische Modell beschrieben werden kann. Entsprechend wird im Folgenden ein Signal, dem ein durch Gleichung (3.28) beschriebener Prozess zugrunde liegt, als bolometrisches Signal bezeichnet.

Kapitel III

Probenpräparation und Messaufbau

4 Präparation der Proben

In diesem Abschnitt sollen die Herstellung von ohmschen Kontakten zum 2DEG, die Definition der geometrischen Form des 2DEGs (im Folgenden als Mesa bezeichnet) und das Aufbringen einer Gate-Elektrode beschrieben werden, bevor in den folgenden Abschnitten das Funktionsprinzip eines Fourier-Spektrometers, der Messaufbau und die verwendete Probengeometrie näher beschrieben werden.

Da kleinste Schmutzpartikel auf der Probenoberfläche bei der Präparation einer Gate-Elektrode zu unerwünschten Leckströmen und Inhomogenitäten der Ladungsträgerdichte des 2DEG unter dem Gate oder im schlimmsten Fall zu einem Kurzschluss zwischen Gate-Elektrode und einem ohmschen Kontakt führen können, wurde die Probenpräparation in einem Reinraum der Klasse 5⁸ durchgeführt. Dadurch kann eine Verunreinigung der Probenoberfläche durch Schmutzpartikel weitestgehend vermieden werden.

Herstellung der ohmschen Kontakte

Die Kontaktierung des 2DEGs erfolgt durch Aufbringen von *AuGe* an definierten Stellen der Probe und anschließendem Einlegieren, wodurch ein ohmscher Kontakt vom 2DEG zur Probenoberfläche erzeugt wird. Dabei dient das Germanium zur Dotierung des *GaAs* und damit zur Herstellung des Kontaktes.

Dazu wird wie folgt vorgegangen:

Probenreinigung: Die Probe wird ca. 5 Minuten in Aceton gekocht, mit Methanol und Isopropanol ab gespült und mit Stickstoff trockengeblasen. Durch die Reihenfolge Aceton, Methanol, Isopropanol (d.h. vom polaren zum weniger polaren Lösungsmittel) wird eine Schlierenbildung beim Trocknen verhindert.

Belacken: Mittels einer Lackschleuder wird Photolack (Allresist AR-P 3840) auf die Probe aufgebracht. Um eine möglichst gut definierte Lackschicht zu erhalten, wird die Lackschleuder zunächst für 1s auf 800 U/min beschleunigt und dann für 30s auf 6000U/min hochgefahren. Damit erhält man eine Lackdicke von ca. 920 nm in der Mitte der Probe (siehe [Wibbelhoff02]). Um ein ungewolltes Belichten der Probe zu verhindern, ist der Reinraum mit Gelblicht beleuchtet, da der Lack UV-empfindlich ist.

⁸d.h maximal 10.000 Partikel größer als 0.1 μm sind in 28l Luft enthalten (siehe VDI Richtlinie 2083 oder US Federal Standard 209b)

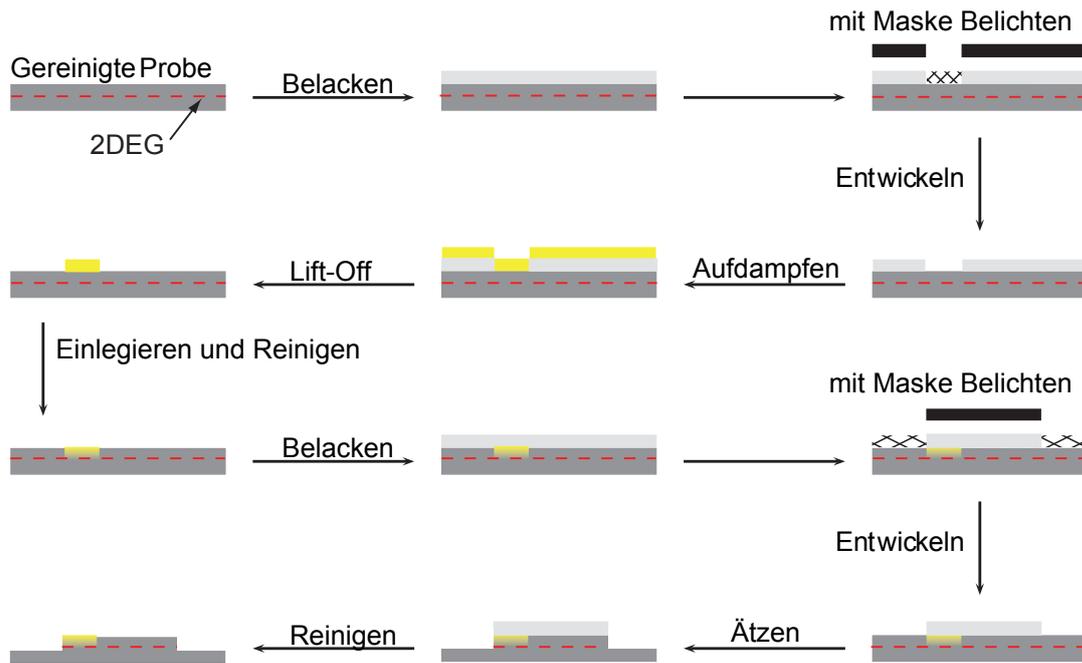


Abbildung 4.1: Skizze der Prozessschritte zur Herstellung der ohmschen Kontakte und der Definition der Mesa durch nasschemisches Ätzen.

Aushärten: Der Lack wird ca. 20 Minuten bei 90°C in einem Ofen gehärtet. Nach dem Aushärten muss sich die Probe ausreichend lange abkühlen, bevor sie weiter präpariert werden kann.

Belichten: Zur Herstellung von Strukturen größer als $1\mu\text{m}$ eignet sich die Kontaktbelichtung. Bei der Kontaktbelichtung wird eine Glasmaske in direkten Kontakt mit der Probe gebracht und die Struktur auf der Maske durch Belichtung auf den Photolack übertragen. Die in dieser Arbeit verwendete Glasmaske wurde elektronenstrahlolithographisch am Elektronenmikroskop LEO 1530 (Steuereinheit Raith Elphy Plus) hergestellt. In der Abbildung 4.2 ist das Layout der Maske zur Herstellung einer mäanderförmig strukturierten Corbino-Probe (im Folgenden kurz Mäander-Corbino-Probe genannt) gezeigt.

Die Kontaktbelichtung geschieht am sogenannten Maskaligner, in dem die Probe in direkten Kontakt mit der Maske gebracht und dann mit einer Hg-Dampflampe ($\lambda_{\text{max}} = 395\text{ nm}$) für 13s belichtet wird.

Entwickeln: Zum Entwickeln des Lacks wird die Probe für ca. 12s in den Entwickler Allresist AR 300-35 eingetaucht und dann in destilliertem Wasser abgespült. Dadurch werden nur die belichteten Stellen der Probe vom Lack befreit.

Aufdampfen: Nach dem Entwickeln wird die Probe auf einen Halter geklebt und

in die Aufdampfanlage eingebaut; als Kleber dient Photolack. Wenn die Aufdampfanlage ein Vakuum von weniger als $1 \cdot 10^{-6}$ mbar erreicht hat, kann mit dem Aufdampfen begonnen werden. Zunächst werden 10 nm Ni als Kontaktvermittler aufgedampft. Dann wird eine Schicht $AuGe$ aufgedampft, wobei die Schichtdicke in etwa dem Abstand von Oberfläche zur 2DEG-Schicht entspricht (typisch $\simeq 60 \text{ nm} - 200 \text{ nm}$). Zur Kontrolle der Schichtdicke während des Aufdampfprozesses dient ein Schwingquarz. Das $AuGe$ liegt im Verhältnis 88 : 12 von Au zu Ge vor.

Lift-Off: Nach dem Aufdampfen wird die Probe in heißes Aceton gegeben ($60^{\circ}\text{C} - 70^{\circ}\text{C}$). Das Aceton löst den Lack und somit auch das darüberliegende Metall von der Probe, so dass nur die gewünschte Kontaktstruktur an den vorher belichteten Stellen zurückbleibt. Metallreste, die am Rand der Kontaktstrukturen stehen bleiben, können durch Ultraschall-Behandlung entfernt werden.

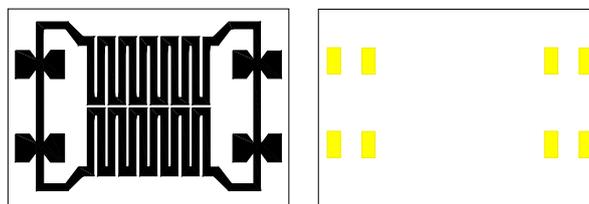


Abbildung 4.2: Dargestellt ist das Layout der Glasmaske zur Herstellung der Mesa-Struktur und der ohmschen Kontakte.

Nach dem Lift-Off werden die Proben in einen Einlegierofen gegeben, wo sie unter einer Schutzgasatmosphäre (ArH_2) folgendermaßen erhitzt werden, um das $AuGe$ in das $GaAs$ einzudiffundieren:

- 5 min bei 200°C
- 2 min bei 400°C
- ca. 1 min 450°C

Mittels eines Spitzenmessplatzes wird der Widerstand zwischen den beiden ohmschen Kontakten gemessen, um deren Qualität zu kontrollieren. Typische Werte für die in dieser Arbeit verwendeten Proben sind ca. $0.5 \text{ k}\Omega - 2 \text{ k}\Omega$. Sollte der gemessene Wert deutlich darüber liegen, so kann man versuchen, das Einlegieren im Ofen nochmals zu wiederholen.

Um die elektrischen Eigenschaften des ohmschen Kontaktes zu verbessern und um das Kontaktieren der ohmschen Kontakte zu erleichtern, wird ca. 100 nm Gold auf die $AuGe$ -Kontaktflächen aufgedampft. Dazu werden die Prozessschritte Belackern bis Lift-Off erneut durchgeführt, jedoch wird beim Aufdampfen nun 10 nm NiCr und ca. 100 nm Au anstelle von Ni und $AuGe$ aufgebracht.

Mesadefinition durch nasschemisches Ätzen

Als Mesa wird allgemein die durch das folgend beschriebene nasschemische Ätzverfahren definierte laterale Strukturierung des 2DEGs einer Probe bezeichnet.

Dazu wird zunächst, wie oben beschrieben, die gewünschte Struktur (siehe Abb. 4.2 links) mit dem Maskaligner in eine auf die Probe aufgebraute Photolackschicht übertragen. Da es sich bei dem verwendeten Photolack (Allresist AR-P 3840) um einen Positivlack handelt, ist die Maske so hergestellt, dass der schwarz dargestellte Bereich in der Abbildung 4.2 nicht beleuchtet wird und damit nach dem Entwickeln vom Photolack überdeckt bleibt. Die nach dem Entwickeln freiliegende Oberfläche (weißer Bereich in der Abb. 4.2) wird dann durch eine *GaAs*-Ätze mindestens bis zu der Tiefe, in der das 2DEG liegt, weggeätzt. Die verwendete *GaAs*-Ätze setzt sich wie folgt zusammen: $H_2O : H_2SO_4 : H_2O_2$ (100 : 3 : 1). Sie liefert eine mittels AFM⁹-Messungen verifizierte Ätzrate von ca. 1 nm/s bei 25°C (siehe auch [Würtz06]). Nach Erreichen der gewünschten Ätztiefe (typisch nach 120 s) wird die Probe ausgiebig in einem Wasserbad gespült, bevor die Lackreste in heißem Aceton entfernt werden. Im Anschluss folgt dann wieder die Reinigungsprozedur mit Methanol, Isopropanol und Trocknen mit N_2 -Druckluft. Die Reihenfolge der Präparation der ohmschen Kontakte und der Mesa kann vertauscht werden und zeigt experimentell keinen Einfluss.

Aufbringen einer Gate-Elektrode

Einige Proben wurden zusätzlich noch mit einer Gate-Elektrode zur Kontrolle der Ladungsträgerdichte versehen, dieses stellte sich als ungewöhnlich große Herausforderung dar. Aufgrund der hohen Impedanz der Proben im Quanten-Hall-Regime sind die Anforderungen an das Gate bzw. die Leckströme über das Gate wesentlich höher als bei der „klassischen“ Hall-bar-Geometrie. Zusätzlich stellte sich heraus, dass das Probenmaterial 11500 nicht gatebar ist. Eine mögliche Erklärung ist eine unbeabsichtigte Verunreinigung der Schichten oberhalb des 2DEGs während des Wachstums. Trotzdem erweist sich das Probenmaterial als gut geeignet zur Messung der photoinduzierten Leitfähigkeitsänderung ohne Gate-Elektrode.

Zur Herstellung der Gate-Elektroden auf der Probenoberfläche werden die Prozessschritte Belacken bis Lift-Off nochmals durchgeführt, wobei beim Belichten der Bereich der Maske mit den Gate-Strukturen verwendet wird und beim Aufdampfen nur eine 10 nm dicke Schicht *NiCr* aufgebracht wird. Die Verwendung einer dünnen Schicht *NiCr* ist für die THz-Spektroskopie gut geeignet, da bei ausreichender elektrischer Leitfähigkeit das Gate auch im THz-Bereich ausreichend transparent bleibt.

⁹Raster-Kraft-Mikroskop (engl. atomic-force-microscope).

Ankeilen der Proben und Kontaktierung

Bis auf die mit einem Gate versehenen Strukturen wurden alle Proben in einem Winkel von $\angle 2^\circ$ angekeilt, um das Auftreten von Fabry-Pérot-Interferenzen zu minimieren. Dazu wird die Probe mit der Vorderseite auf einen angeschrägten Schleifteller geklebt und dann vorsichtig von Hand auf feinem Schleifpapier die Rückseiten schräggeschliffen. Nach dem Schleifvorgang wird die Probe mit dem Schleifteller in Aceton gegeben, wodurch sich der Kleber (Crystalbond) rückstandsfrei auflöst.

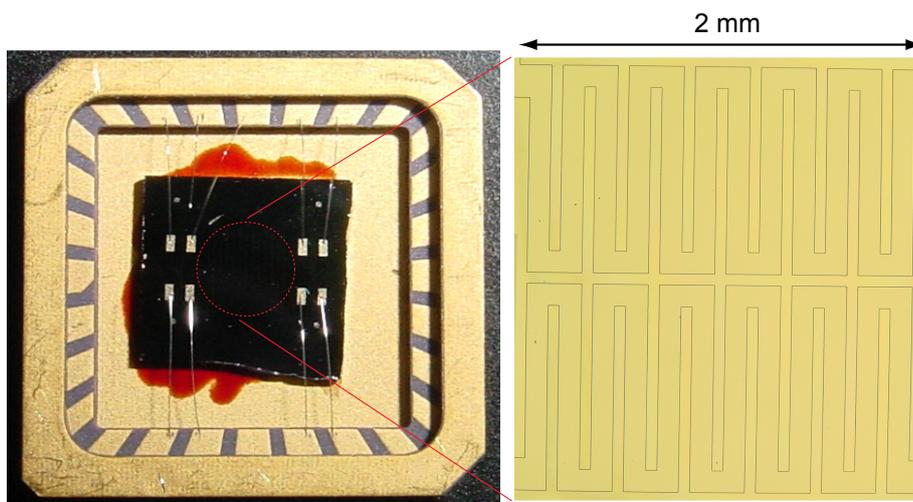


Abbildung 4.3: links: Fertige Probe auf dem Träger. Der rote Kreis zeigt schematisch den beleuchteten Bereich. rechts: Mikroskopaufnahme des beleuchteten Gebietes der Probe.

Zuletzt wird die Probe mit tieftemperaturresistentem Leitsilber, Photolack oder Fixogum¹⁰ auf einen geeigneten Träger (sog. Chipcarrier) aufgeklebt, der aus Keramik besteht und mit Goldkontakten versehen ist. Der Chipcarrier wird mit Hilfe eines Diamant-Bohrers vorher mittig mit einem Loch versehen (Durchmesser ca. 3 mm), um eine rückseitige Beleuchtung sowie Transmissionsmessungen zu ermöglichen. Mit Hilfe eines Wedgebonders werden die ohmschen Kontakte bzw. das Gate über einen feinen $Al_{99}Si_1$ -Draht mit den Kontakten des Trägers verbunden. Eine fertige Probe ist in der Abbildung 4.3 gezeigt, links ist die Probe auf dem Chipcarrier zu sehen und rechts ist eine Mikroskop-Aufnahme des beleuchteten Bereiches der Probe gezeigt¹¹.

¹⁰Gumierklebstoff aus dem Modellbau, der sich rückstandsfrei wieder entfernen lässt, bei tiefen Temperaturen verglast und sich damit sehr gut als Tieftemperatur-Kleber eignet.

¹¹Die Mikroskop-Aufnahme wurde vor der Präparation der Gate-Elektrode aufgenommen.

5 Prinzip der Fourier-Transformations-Spektroskopie

Unter der Fourier-Transformations-Spektroskopie versteht man allgemein die Aufnahme eines Interferenzsignals und anschließende Fourier-Transformation des Interferogramms, wodurch das Interferogramm in eine spektrale Verteilung der zu untersuchenden Strahlung überführt wird.

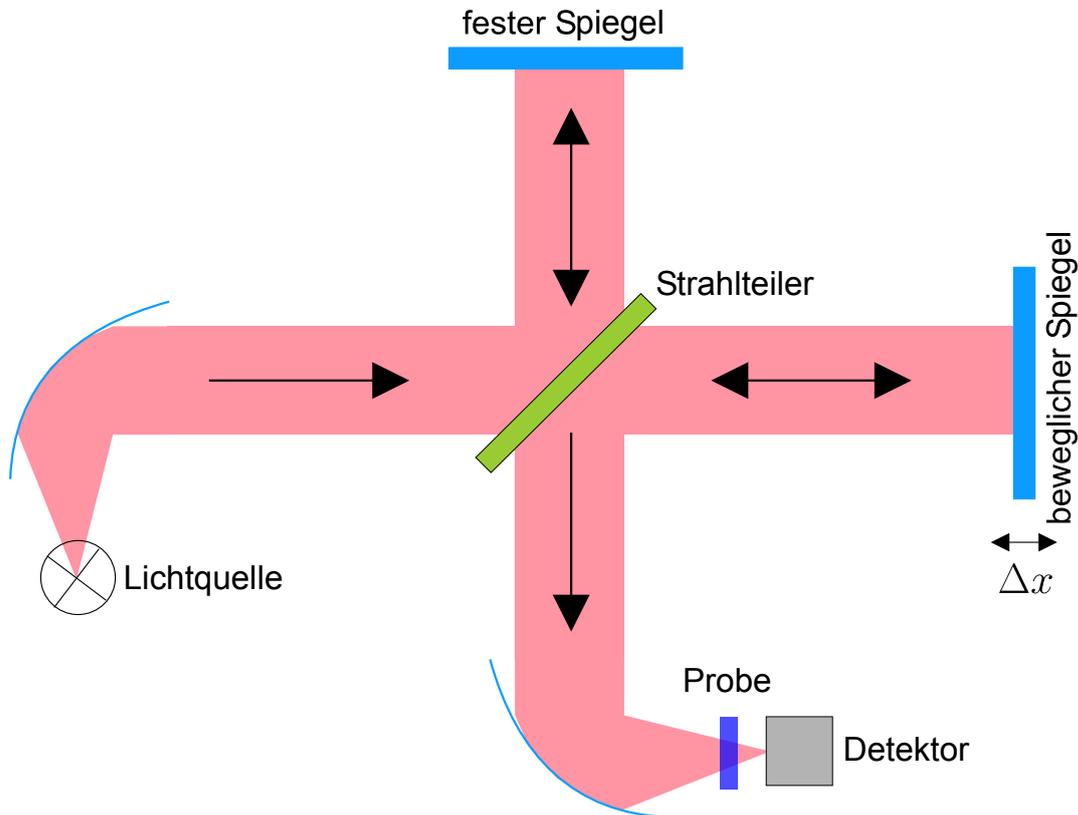


Abbildung 5.1: Skizze eines Michelson-Interferometers, adaptiert aus der Diplomarbeit von S. Lüttjohan [Lüttjohann03].

In diesem Abschnitt soll am Beispiel eines in der Abbildung 5.1 schematisch dargestellten Michelson-Interferometers das Funktionsprinzip der Fourier-Transformations-Spektroskopie erläutert werden. Die von der Lichtquelle emittierte Strahlung wird über einen Parabolspiegel kollimiert und auf einen Strahlteiler gelenkt. Das Licht wird am Strahlteiler in zwei Teilstrahlen aufgeteilt, in dem idealerweise 50 % am Strahlteiler transmittiert und 50 % reflektiert werden. Die Teilstrahlen treffen nun auf den festen bzw. auf den beweglichen Spiegel und werden in sich selbst reflektiert. Durch den Strahlteiler werden die Teilstrahlen wieder überlagert und die interferierenden Teilstrahlen über einen zweiten Parabolspiegel auf einen Detektor fokussiert.

Betrachten wir zunächst eine monochromatische Lichtquelle der Wellenlänge λ und nehmen an, dass bei einer Spiegelposition $\Delta x = 0$ der optische Weg beider Teilstrahlen

gleich ist ($\delta = 0$). Dann gilt für den elektrischen Feldvektor des Lichtes am Ort des Detektors (siehe z.B. [Demtröder99a])

$$\underline{E} = \frac{E_0}{2} (\cos(\omega t - 2\pi\bar{\nu}\delta) + \cos(\omega t)) = \underline{E}_0 \cos(\omega t - \pi\bar{\nu}\delta) \cos(\pi\bar{\nu}\delta), \quad (5.1)$$

dabei beschreibt E_0 die Amplitude, ω die Kreisfrequenz und $\bar{\nu} = 1/\lambda$ die Wellenzahl (gemessen in reziproken Zentimetern) des Lichtes. Der Detektor registriert jedoch die Intensität des Lichtes, was dem Quadrat des elektrischen Feldvektors entspricht. Für die Intensität erhält man entsprechend

$$I(\delta) = I_0 \cos^2(\pi\bar{\nu}\delta) = \frac{1}{2} I_0 (1 + \cos(2\pi\bar{\nu}\delta)) \quad (5.2)$$

in Abhängigkeit des Gangunterschiedes δ der Teilstrahlen bzw. der Spiegelposition ($\delta = 2\Delta x$). Da alle relevanten Informationen bereits im oszillierenden Anteil $\frac{1}{2} I_0 \cos(2\pi\bar{\nu}\delta)$ enthalten sind, wird normalerweise nur dieser von Fourier-Transformations-Spektrometern (FT-Spektrometern) aufgezeichnet und als Interferogramm $I(\delta)$ bezeichnet. Wird anstelle einer monochromatischen Lichtquelle eine beliebige Lichtquelle mit der spektralen Intensitätsverteilung $I(\bar{\nu})$ verwendet, geht Gleichung (5.2) in die integrale Form

$$I(\delta) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} I(\bar{\nu}) \cos(2\pi\bar{\nu}\delta) d\bar{\nu} \quad (5.3)$$

über. Die Gleichung (5.3) entspricht aber bis auf den Faktor $1/2$ gerade der \cos -Fourier-Transformierten der spektralen Intensitätsverteilung $I(\bar{\nu})$. Wie man sofort sieht, ergibt sich die spektrale Intensitätsverteilung $I(\bar{\nu})$ entsprechend durch die inverse \cos -Fourier-Transformation des Interferogramms zu

$$I(\bar{\nu}) = \int_{-\infty}^{\infty} 2 I(\delta) \cos(2\pi\bar{\nu}\delta) d\delta. \quad (5.4)$$

Damit lässt sich die spektrale Charakteristik der Quelle $I(\bar{\nu})$ aus der Abhängigkeit der Intensität am Detektor von der Siegelposition (bzw. dem Wegunterschied δ) bestimmen. In der Praxis wird die gemessene Intensität jedoch zusätzlich durch die Charakteristik der optischen Komponenten des Spektrometers, des Detektors und der elektronischen Komponenten zur Auswertung des Signals beeinflusst. Diese lassen sich zu einem gerätespezifischen Parameter $K(\bar{\nu})$ zusammenfassen, und man erhält mit $B(\bar{\nu}) = \frac{1}{2} K(\bar{\nu}) I(\bar{\nu})$ für das Interferogramm

$$I(\delta) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} I(\bar{\nu}) K(\bar{\nu}) \cos(2\pi\bar{\nu}\delta) d\bar{\nu} = \int_{-\infty}^{\infty} B(\bar{\nu}) \cos(2\pi\bar{\nu}\delta) d\bar{\nu} \quad (5.5)$$

bzw. für die Fourier-Transformierte

$$B(\bar{\nu}) = \int_{-\infty}^{\infty} I(\delta) \cos(2\pi\bar{\nu}\delta) d\delta = 2 \int_0^{\infty} I(\delta) \cos(2\pi\bar{\nu}\delta) d\delta. \quad (5.6)$$

Wird eine Probe mit der Transmissionscharakteristik $T(\bar{\nu})$ in den Strahlengang eingebracht, erhält man analog zu den optischen Komponenten des Spektrometers

$$\tilde{B}(\bar{\nu}) = T(\bar{\nu})B(\bar{\nu}) = 2 \int_0^{\infty} \tilde{I}(\delta) \cos(2\pi\bar{\nu}\delta) d\delta. \quad (5.7)$$

Dementsprechend kann man durch Aufnahme eines Referenzinterferogramms $B(\bar{\nu})$ und eines Probeninterferogramms $\tilde{B}(\bar{\nu})$ den gerätespezifischen Parameter $K(\bar{\nu})$ sowie die spektrale Intensitätsverteilung $I(\bar{\nu})$ der Lichtquelle durch Division der Gleichungen (5.7) und (5.6) eliminieren. Das sog. Divisionsspektrum $\tilde{B}(\bar{\nu})/B(\bar{\nu})$ enthält dann nur noch die Information über die Transmissionscharakteristik der Probe.

Anstelle eines breitbandigen Detektors (z.B. eines Bolometers) kann auch die Probe selbst als Detektor eingesetzt werden, wie es bei den im Abschnitt 7.1 vorgestellten Photoleitungsspektren der Fall ist. Dabei wird die durch die resonante Absorption der THz-Strahlung im 2DEG hervorgerufene Leitfähigkeitsänderung $\Delta\sigma$ ausgenutzt, um ein Interferogramm aufzunehmen (siehe Abschnitt 3.3). Da typische Photoleitungsspektren eine sehr schmalbandige Resonanz aufweisen und kaum ein Einfluss der optischen Komponenten des Spektrometers zu erkennen ist, wird auf ein Divisionsspektrum verzichtet und direkt das absolute Photoleitungsspektrum ausgewertet.

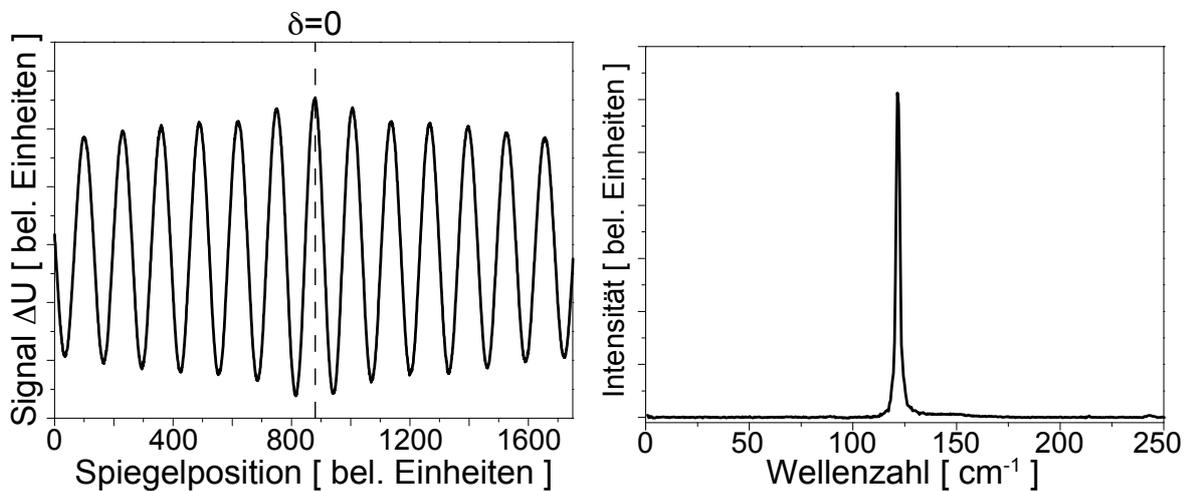


Abbildung 5.2: Symmetrischer Ausschnitt um $\delta = 0$ eines Photoleitungs-Interferogramms (links) und das aus der Fourier-Transformation resultierende Photoleitungsspektrum (rechts).

Abbildung 5.2 zeigt einen Ausschnitt eines entsprechenden Interferogramms (links) sowie das aus der Fourier-Transformation resultierende Photoleitungsspektrum (rechts). Wie man sieht, zeigt das Spektrum eine deutliche Resonanz.

Endliche Auflösung und Apodisation

In den bisherigen Betrachtungen wurde von einem idealen, unendlich großen Interferogramm ausgegangen, welches symmetrisch bezüglich $\delta = 0$ ist. In der Praxis ist der Spiegelweg und damit der Gangunterschied δ_{max} natürlich endlich. Dieser Umstand lässt sich durch Einfügen einer Spaltfunktion

$$D(\delta) = \begin{cases} 1 & \text{für } |\delta| < \delta_{max} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (5.8)$$

in die Gleichung (5.6) berücksichtigen, und man erhält für das Spektrum folgenden Ausdruck

$$B(\bar{\nu}) = 2 \int_0^{\infty} I(\delta) D(\delta) \cos(2\pi\bar{\nu}\delta) d\delta . \quad (5.9)$$

Dies entspricht einer Faltung der Fourier-Transformierten des unendlichen Interferogramms mit der Fourier-Transformierten der Spaltfunktion $D(\delta)$. Die Fourier-Transformierte der Spaltfunktion ist durch die sinc-Funktion (siehe z.B. [Bronstein99])

$$f(\bar{\nu}) = \frac{2\delta_{max} \sin(2\pi\bar{\nu}\delta_{max})}{2\pi\bar{\nu}\delta_{max}} = 2\delta_{max} \operatorname{sinc}(2\pi\bar{\nu}\delta_{max}) \quad (5.10)$$

gegeben, und damit entspricht das aus der Fourier-Transformation des endlichen Interferogramms resultierende Spektrum dem Produkt des idealen Spektrums mit der sinc-Funktion ($B(\bar{\nu}) \cdot f(\bar{\nu})$). Das bedeutet jedoch, dass zwei eng beieinander liegende Resonanzen nur dann aufgelöst werden können, wenn der Abstand der Maxima $\Delta\bar{\nu} = \bar{\nu}_1 - \bar{\nu}_0$ größer ist als der Abstand zwischen dem Hauptmaximum und dem ersten Nebenminimum der sinc-Funktion. Das Auflösungsvermögen eines FT-Spektrometers ist entsprechend gegeben durch

$$\Delta\bar{\nu} = \frac{1}{2\delta_{max}} . \quad (5.11)$$

Unter der Apodisation versteht man die Multiplikation des Interferogramms mit einer geeigneten Funktion $A(\delta)$ (der sog. Apodisationsfunktion), um die durch die Spaltfunktion auftretenden Nebenmaxima im Spektrum zu unterdrücken, wobei eine geringfügige Verschlechterung des Auflösungsvermögens in Kauf zu nehmen ist. Bei den Photoleitungsspektren hat sich eine Dreieckfunktion der Form

$$A(\delta) = \begin{cases} 1 - \frac{\delta}{\delta_{max}} & \text{für } \delta < \delta_{max} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (5.12)$$

als sinnvoll erwiesen, deren Fourier-Transformierte

$$f(\bar{\nu}) = \delta_{max} \operatorname{sinc}^2(\pi\bar{\nu}\delta_{max}) \quad (5.13)$$

ist. Die Apodisation mit einer Dreieckfunktion reduziert in den Photoleitungsspektren nicht nur die Nebenmaxima aufgrund des endlichen Spiegelwegs, sondern führt weiterhin zu einer deutlichen Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses. Dabei resultiert die Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses aus der starken Dämpfung des Interferogramms bei großen Spiegelwegen, wo die Amplitude des eigentlichen Interferenz-Signals klein gegen die Rauschamplitude ist und damit im Wesentlichen nur das Rauschen gedämpft wird.

Phasenkorrektur nach Mertz

Neben dem endlichen Spiegelweg treten weitere Abweichungen von einem idealen Interferogramm auf. So ist es in der Praxis z.B. unmöglich, reproduzierbar eine Spiegelposition zu finden, bei der der Gangunterschied δ zwischen den beiden Teilstrahlen tatsächlich Null ist. Weiterhin kann es durch die elektronischen Komponenten (z.B. Vorverstärker) des FT-Spektrometers sowie durch dispersive Elemente im Strahlengang (z.B. Filter, Strahlteiler, Vakuumfenster und Restgase wie Wasserdampf in der Vakuumkammer des Spektrometers) zu einer wellenzahlabhängigen Phasenverschiebung $\varphi(\bar{\nu})$ und damit zu einem asymmetrischen Interferogramm kommen.

Die Phasenverschiebung $\varphi(\bar{\nu})$ lässt sich aus dem Real- und Imaginärteil (\Re und \Im) der komplexen Fourier-Transformation

$$C(\bar{\nu}) = 2 \int_{-\delta_{min}}^{\delta_{min}} I(\delta) \exp(2\pi i \bar{\nu} \delta) d\delta \quad (5.14)$$

eines doppelseitigen Interferogramms (symmetrischen Interferogramms um den Nullpunkt im Bereich $-\delta_{min} \leq \delta \leq \delta_{min}$) bestimmen:

$$\varphi(\bar{\nu}) = \arctan \frac{\Re\{C(\bar{\nu})\}}{\Im\{C(\bar{\nu})\}} . \quad (5.15)$$

Das phasenkorrigierte Spektrum ergibt sich damit zu

$$B_{korrr.}(\bar{\nu}) = \Re\{C(\bar{\nu})e^{-i \varphi(\bar{\nu})}\} \hat{=} B(\bar{\nu}) \cdot \cos(\varphi(\bar{\nu})) . \quad (5.16)$$

In der Praxis wird das Interferogramm nur in einem kleinen Bereich für negative Gangunterschiede ($-\delta_{min} \leq \delta \leq 0$) und in einem großen Bereich $0 \leq \delta \leq \delta_{max}$ für positive Gangunterschiede aufgenommen. Das Spektrum $B(\bar{\nu})$ wird dann aus dem einseitigen Interferogramm (also für $0 \leq \delta \leq \delta_{max}$) nach Gleichung (5.6) bestimmt und besitzt entsprechend eine Auflösung von $\Delta\bar{\nu} = 1/2\delta_{max}$. Im Allgemeinen zeigt das Phasenspektrum einen sehr kontinuierlichen Verlauf, daher ist es ausreichend, das doppelseitige Interferogramm in einem kleinen Bereich ($|\delta| \leq \delta_{min}$), also mit geringer Auflösung, aufzunehmen und anschließend das Phasenspektrum $\varphi(\bar{\nu})$ linear zu interpolieren, um es an die Auflösung des Spektrums $B(\bar{\nu})$ anzupassen. Durch Multiplikation des Spektrums $B(\bar{\nu})$ mit $\cos(\varphi(\bar{\nu}))$ erhält man entsprechend der Gleichung (5.16) schließlich das

phasenkorrigierte Spektrum $B_{\text{korrr.}}(\bar{\nu})$. Diese Vorgehensweise wird auch als Phasenkorrektur nach Mertz bezeichnet und hat den Vorteil, dass an Stelle von $2N$ Datenpunkten, die für die Aufnahme eines doppelseitigen Interferogramms ($-\delta_{\text{max}} \leq \delta \leq \delta_{\text{max}}$) nötig sind, nur etwa N Datenpunkte benötigt werden. Dies führt zu einer erheblichen Reduktion der Messzeit und der benötigten Rechenleistung sowohl bei der Datenerfassung als auch bei der Fourier-Transformation. In der Auswertung der Spektren hat sich gezeigt, dass gerade bei verrauschten Interferogrammen die Bestimmung des Symmetriepunktes ($\delta = 0$) schwierig ist. Die besten Ergebnisse erhält man dabei, wenn der Symmetriepunkt mit dem menschlichen Auge „von Hand“ für die einzelnen Interferogramme bestimmt wird.

Eine ausführliche Diskussion der Phasenkorrektur nach Mertz sowie der Wirkung einer Apodisationsfunktion findet sich z.B. in [Ben-David02].

5.1 Experimenteller Aufbau mit dem FT-Spektrometer IFS-113v

Die Abbildung 5.3 zeigt den grundlegenden Messaufbau sowohl für die Transmissionsmessungen als auch für die Photoleitungsmessungen. Als FT-Spektrometer steht ein hochauflösendes IFS-113v-Spektrometer der Firma Bruker mit einer maximalen Auflösung von $\Delta\bar{\nu} = 0.03 \text{ cm}^{-1}$ zur Verfügung. Die hohe Auflösung des IFS-113v wird neben einem großen Spiegelweg durch die Verwendung eines Genzel-Interferometers anstelle eines Michelson-Interferometers erreicht. Bei diesem wird der eine Teilstrahl auf die Vorder- und der andere auf die Rückseite des beidseitig metallisierten beweglichen Spiegels gelenkt, so dass bei einer Spiegelbewegung Δx der Gangunterschied bei einem Genzel-Interferometer durch $\delta = 4\Delta x$ gegeben ist, was dem doppelten Gangunterschied eines Michelson-Interferometers ($\delta = 2\Delta x$) entspricht.

Der Strahlengang von der THz-Quelle bis zum Detektor ist in der Abbildung 5.3 mit roten Linien schematisch skizziert. Als THz-Quelle dient hier eine Hg-Dampfampe (Q), deren Strahlung über einen planaren Umlenkspiegel und einen parabolischen Spiegel auf eine Aperturblende (A) fokussiert wird. Über zwei weitere Spiegel wird die THz-Strahlung auf den Strahlteiler (S) fokussiert, wobei sich im Strahlengang noch ein sog. Black-Poly-Filter¹² (F_1) befindet, um den hochfrequenten Teil des Spektrums der Hg-Lampe herauszufiltern. Als Strahlteiler werden die sog. 50 μm -Mylar-, 23 μm -Mylar- und 6 μm -Mylar-Strahlteiler eingesetzt. Die entsprechenden Transmissionscharakteristiken der Strahlteiler finden sich im Anhang C. Am Strahlteiler wird die THz-Strahlung in zwei Teilstrahlen aufgespalten und über zwei gegenüberliegende Parabolspiegel auf den beweglichen Spiegel (M) gelenkt. Dort werden die Teilstrahlen in sich selbst reflektiert und am Strahlteiler zur Interferenz gebracht. Der jetzt interferierende THz-Strahl

¹²„Black-Poly“ steht für schwarzes Polyethylen. Hierbei handelt es sich zumeist einfach um eine etwas dickere schwarze HD-PE-Folie.

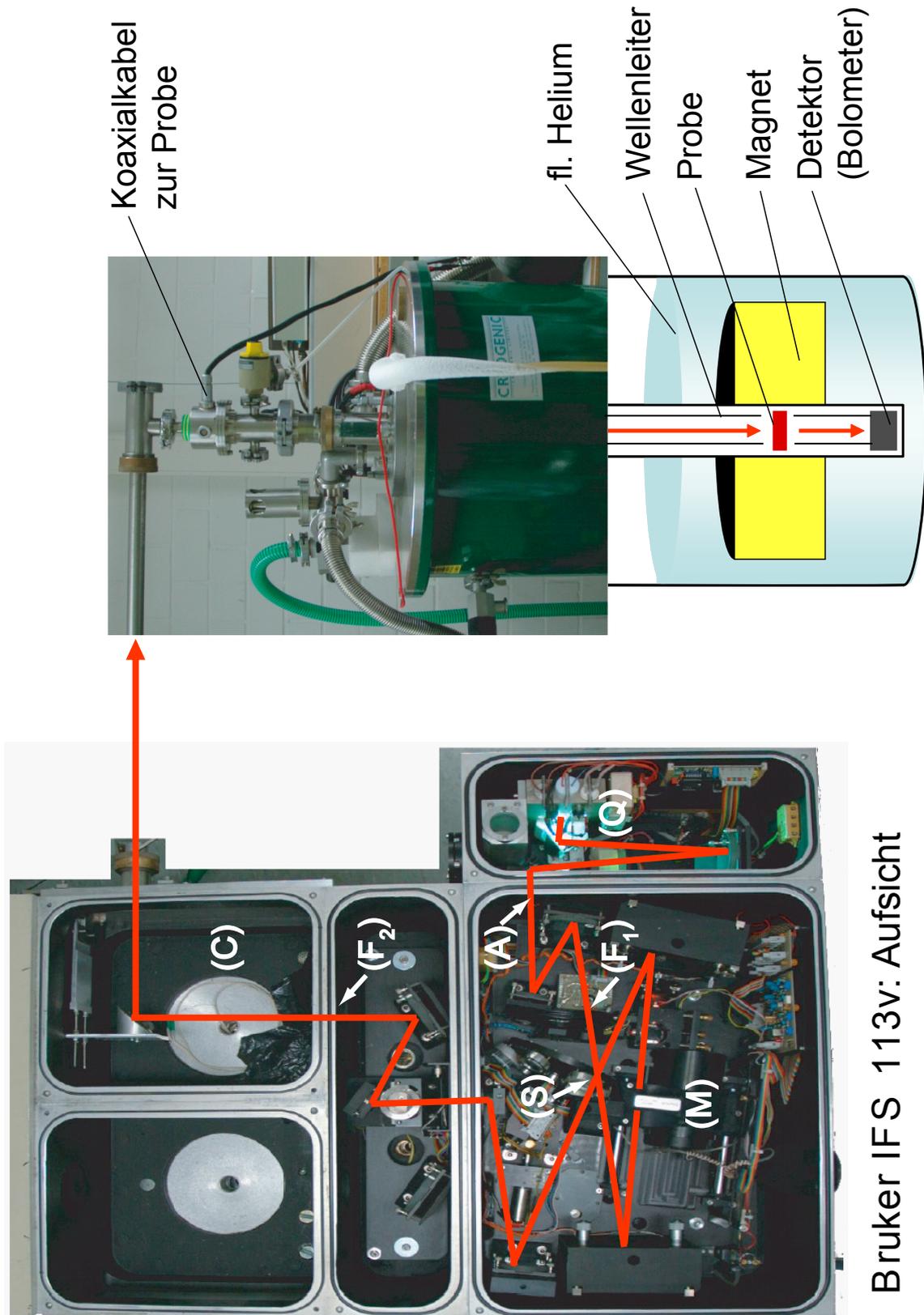


Abbildung 5.3: Übersicht über den experimentellen Aufbau. Gezeigt sind die Aufsicht auf das FT-Spektrometer IFS113v (die einzelnen Komponenten sind im Text beschrieben) und eine Seitenansicht des He^4 -Kryostaten.

wird über eine Reihe weiterer Spiegel zu einem innenpolierten Edelstahlrohr geführt, wobei der Strahl einen weiteren Black-Poly-Filter (F_2) passiert. Das Edelstahlrohr fungiert als Wellenleiter und führt die THz-Strahlung über einen nicht eingezeichneten Umlenkspiegel in den Probenstab, wo sich ein zweiter Wellenleiter anschließt und die THz-Strahlung bis zur Probe führt. Die durch die Probe transmittierte THz-Strahlung wird schließlich durch einen weiteren Wellenleiter zu einem Bolometer¹³ geführt, welches als Detektor dient. Der Probenstab befindet sich in einem He^4 -Badkryostaten (der Firma Cryogenics), in dem ein supraleitender Magnet ein Feld von bis zu 12 T am Probenort erzeugt. Dabei ist das Magnetfeld senkrecht zur Probenoberfläche und damit senkrecht zum 2DEG orientiert.

Während der Messungen ist das Spektrometer bis zum Probenstab auf einen Druck von etwa 20 mbar evakuiert, und im Probenstab befindet sich unter reduziertem Druck gasförmiges Helium, welches dem thermischen Kontakt zum He^4 -Bad dient. Dabei wird am Probenstab ein HD-PE¹⁴-Fenster als heliumdichtes Vakuumfenster verwendet. Der Probenstab ist mit 12 Koaxialkabeln versehen, die die Kontakte der Probe einzeln abgeschirmt nach außen führen, und mit zwei weiteren Koaxialkabeln, die zum Auslesen des Bolometers dienen. Optional kann an der mit (C) gekennzeichneten Position ein Chopper zur Modulation der THz-Strahlung in den Strahlengang gesetzt werden, der bei Verwendung eines Lock-In-Verstärkers zur Messung des Photosignals benötigt wird. Neben den Messungen bei $T = 4.2 K$ im He^4 -Badkryostaten werden auch Photoleitungsmessungen bei $T \approx 300 mK$ vorgestellt, die während eines Gastaufenthaltes in der Arbeitsgruppe von Herrn Prof. Dr. D. Heitmann an der Universität Hamburg durchgeführt wurden. Für die Messungen bei $T \approx 300 mK$ stand ein He^3 -System der Firma Oxford Instruments als Probenstab zur Verfügung, welcher sich in einem supraleitenden Magneten (der Firma Oxford Instruments) befindet. Als FT-Spektrometer stand ebenfalls ein nahezu baugleiches IFS-113v zur Verfügung; lediglich der Strahlengang vom Spektrometer zur Probe ist in unwesentlichen Details modifiziert.

5.1.1 Messaufbau und Probengeometrie der Photoleitungsmessungen

Sowohl für die Charakterisierung der Proben (Abschnitt 6) mittels Gleichstrom-Transportmessungen als auch für die Photoleitungsmessungen (Abschnitt 7) wird eine (für Messungen in Corbino-Geometrie ungewöhnliche) Vierpunktmessanordnung verwendet, die in der Abbildung 5.4 schematisch dargestellt ist. Dabei wird ein in guter Näherung konstanter Messstrom I_{SD} vom Kontakt 1 zum Kontakt 2 aufgeprägt, indem mittels einer programmierbaren Konstantspannungsquelle (Modell 7651 der Firma Yokogawa) eine Spannung U_{SD} an einen in Reihe mit der Probe geschalteten großen

¹³Das hier verwendete *Si*-Komposit-Bolometer der Firma IR-Labs Inc. wurde freundlicherweise vom Lehrstuhl Kotthaus (LMU München) zur Verfügung gestellt. Eine ausführliche Beschreibung der Funktionsweise eines *Si*-Komposit-Bolometers findet sich z.B. in [Richards94].

¹⁴Hochdichtes Polyethylen

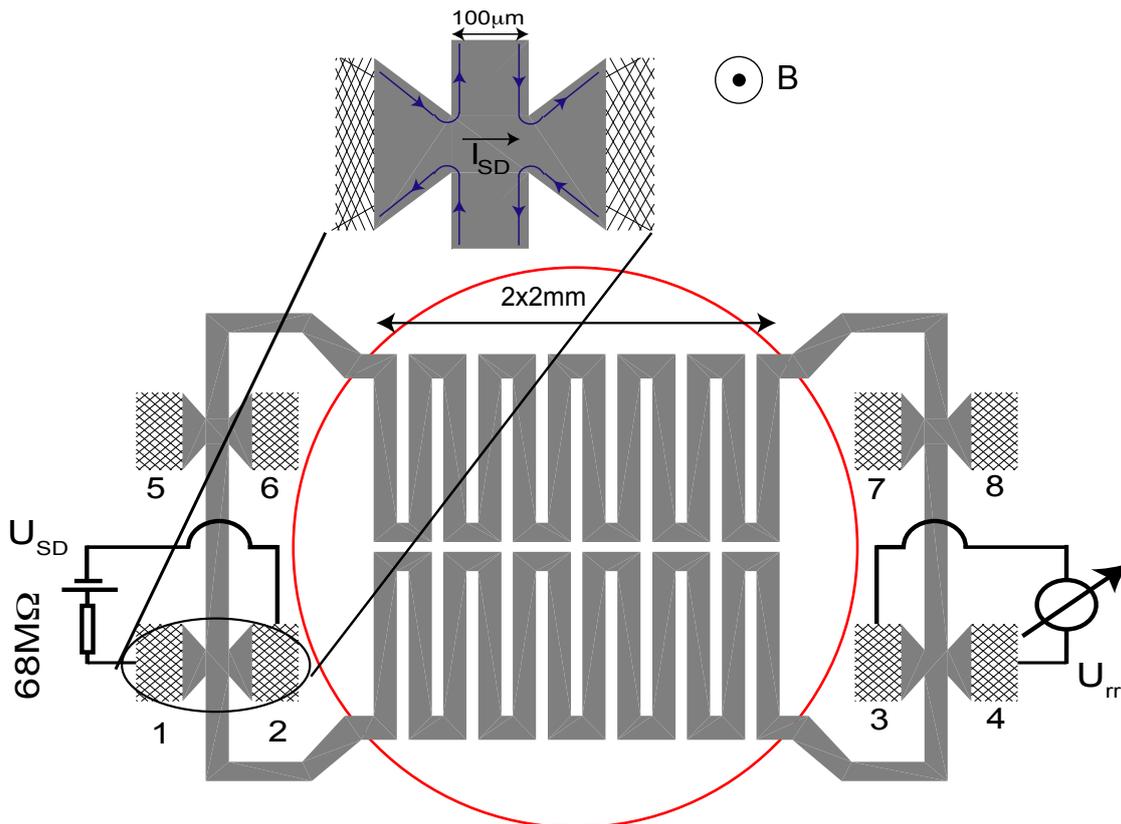


Abbildung 5.4: Schema der Mäander-Corbino-Proben sowie der elektrischen Verkabelung. Der rote Kreis deutet den beleuchteten Bereich an. Das Einsatzbild (oben) skizziert den Verlauf der Randkanäle, die sich unter Quanten-Hall-Bedingungen ausbilden (siehe Abschnitt 2.2).

Widerstand ($R = 68 \text{ M}\Omega$) angelegt wird. Der aufgeprägte Strom ist dann gegeben durch

$$I_{SD} = \frac{U_{SD}}{R + R_{Probe}} \approx \frac{U_{SD}}{R} . \quad (5.17)$$

Da der Probenwiderstand R_{Probe} in der Umgebung ganzzahliger Füllfaktoren sehr groß werden kann, wird bei den meisten Messungen zusätzlich der aufgeprägte Strom I_{SD} mittels eines Stromverstärkers (DLPCA-200 der Firma Femto) und einem Digitalmultimeter (Ke195 DMM der Firma Keithley) aufgezeichnet. Die Messgröße ist dann der nichtlokale Spannungsabfall U_{rr} an den Kontakten 3 und 4. Aufgrund des großen Umfangs (32.46 mm) der Mäander-Corbino-Probe und der geringen Breite des 2DEG-Streifens von $b = 100 \text{ }\mu\text{m}$ ist klassisch zunächst keine Potentialdifferenz zwischen den Kontakten zu erwarten. Wie in der Abbildung 5.4 skizziert, bilden sich im Quanten-Hall-Regime jedoch Randkanäle entlang der Probenränder aus (vgl. Abschnitt 2.2), die jeweils eine geschlossene Equipotentiallinie am inneren und äußeren Rand bilden und die Kontakte des inneren (äußeren) Rands widerstandslos verbinden. Damit ist der Spannungsabfall U_{rr} proportional zum Inversen des Leitwerts S_0 des 2DEG zwischen

den Randkanälen. Wie im Abschnitt 6.1 noch ausführlich gezeigt wird, ist damit die Vierpunktmessung im Quanten-Hall-Regime äquivalent zu einer Zweipunkt-Messung an einer „klassischen“ Corbino-Scheibe. Zur Impedanzanpassung und Vorverstärkung des Spannungsabfalls U_{rr} wird ein erdfreier Differenzspannungsverstärker mit variabler Verstärkung (DLPVA-100-F-D der Firma Femto oder SR560 der Firma Stanford Research Systems, Inc.) verwendet. Bei einer Gleichstrom-Messung zur Charakterisierung der Proben wird der vorverstärkte Spannungsabfall U_{rr} mit einem Digitalmultimeter (Ke2001 DMM der Firma Keithley) bei variablen aufgeprägten Strömen I_{SD} und Magnetfeldern B aufgezeichnet.

Für eine spektral aufgelöste Messung der photoinduzierten Leitwertänderung ΔS des 2DEGs wird die Probe in dem in Abbildung 5.4 rot umrandeten Bereich rückseitig beleuchtet, die resultierende Spannungsänderung ΔU mit dem Differenzspannungsverstärker an den Kontakten 3 und 4 als Interferogramm aufgezeichnet und durch die Auswerteelektronik des FT-Spektrometers verarbeitet. Durch die rückseitige Beleuchtung der Probe wirkt das Substrat unterhalb des 2DEG als zusätzlicher Filter für die THz-Strahlung der Hg-Lampe, wodurch störende kurzwellige Strahlung¹⁵ (zusätzlich zu den Black-Poly-Filtern im FT-Spektrometer) weiter reduziert wird.

Ist nur die Amplitude der photoinduzierten Spannungsänderung ΔU von Interesse, bietet sich die Verwendung eines Lock-In-Verstärkers (Modell 7265 DSP der Firma EG&G) zusammen mit einem Chopper zur Modulation der THz-Strahlung im Strahlengang an, während der bewegliche Spiegel im FT-Spektrometer fixiert wird. Bei der Messung mittels Lock-In-Technik wird ein etwas besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnisses verglichen mit den spektral aufgelösten Messungen erreicht, wobei gleichzeitig die Messzeit deutlich reduziert wird.

Zur automatisierten Messung wurde ein C++ Programm erstellt, welches die Messgeräte (Ke2001, Ke195, Lock-In, usw.) ausliest und den Magneten sowie das Spektrometer ansteuert. Damit ist es möglich, Messreihen mit bis zu drei Tagen Messzeit durchzuführen, wobei die maximale Messzeit einzig durch den He-Verbrauch des Kryostaten bestimmt wird. Die Messanordnung sowie die Probengeometrie sind typisch für die meisten in der vorliegenden Arbeit vorgestellten Messungen, abweichende Geometrien und Messanordnungen werden an den entsprechenden Stellen kenntlich gemacht.

¹⁵Eine Beleuchtung der Probe mit Wellenlängen unterhalb der Reststrahlenbande des *GaAs* führt zur Anregung zusätzlicher Ladungsträger aus Störstellen in der *GaAs/AlGaAs*-Heterostruktur. Dieser Effekt wird als persistiver Photoeffekt bezeichnet [Drummond82] und wirkt sich störend auf die Messungen aus.

Kapitel IV

Ergebnisse und Diskussion

6 Charakterisierung des Probenmaterials

In diesem Abschnitt wird zunächst anhand von Transportmessungen gezeigt, dass die im Rahmen der vorliegenden Arbeit verwendete Mäander-Corbino-Geometrie mit einer „echten“ Corbino-Probe vergleichbar und in der direkten Umgebung eines ganzzahligen Füllfaktors im Randkanal-Bild sogar topologisch äquivalent ist.

Im zweiten Teil des Abschnitts werden Absorptionsmessungen an dem Probenmaterial 11500 vorgestellt, die in Transmission mit Hilfe eines Bolometers aufgenommen wurden. Diese dienen der Charakterisierung der Proben und werden als Vergleichsmaß für die Photoleitungsmessungen im Abschnitt 7 herangezogen. Eigentlich wäre es sinnvoll gewesen, zu jeder Photoleitungsmessung parallel auch die Transmission als Referenz aufzuzeichnen, jedoch ist es während der gesamten Arbeit nicht gelungen, ein Bolometer in einen zuverlässig arbeitenden Zustand zu versetzen (weder ein altes Bolometer aus der Arbeitsgruppe von Herrn Prof. Dr. Kotthaus (LMU München), noch ein neu angeschafftes Bolometer der Firma IRLabs Inc.). Bei den meisten Versuchen, das Bolometer zu betreiben, kam es zu einem Einsickern von Helium in den Vakuum-Bereich des Bolometers, was das Signal nach einigen Minuten bis maximal nach ein paar Stunden nahezu vollständig auslöscht. Da für das Einkühlen mit Bolometer eine Vorkühlung mit flüssigem Stickstoff nötig ist, nimmt dies sehr viel Zeit in Anspruch, weshalb im späteren Verlauf der Arbeit zunehmend auf das Bolometer verzichtet wurde.

6.1 Transportmessungen

Die Frage nach der Vergleichbarkeit einer Mäander-Corbino-Probe mit einer „echten“ Corbino-Probe lässt sich im Wesentlichen darauf reduzieren, in wie weit die Beziehung $I_{SD}(U = konst.) \propto \sigma_{xx}$ trotz der „Mäander“-Corbino-Geometrie gilt. Dazu wird im Folgenden der gemessene Strom I_{SD} einer Mäander-Corbino-Probe mit der Leitfähigkeit σ_{xx} einer Hall-bar-Probe verglichen. Abbildung 6.1 zeigt die Magnetfeldabhängigkeit des gemessenen Stromes $I_{SD}(B)$ einer Mäander-Corbino-Probe aus dem Probenmaterial 11500 bei $T = 4.2 K$ (schwarze Kurve). Dabei liegt eine Spannung von $U_{SD} = 10 mV$ zwischen Kontakt 1 und Erde an (siehe Abb. 5.4), und der Strom vom Kontakt 2 zur Erde wird mittels eines DLPCA-200 Stromverstärkes der Firma Femto gemessen. Weiterhin ist die spezifische Leitfähigkeit $\sigma_{xx}(B)$ (blaue gestrichelte Kurve) einer Hall-bar-Probe¹⁶ dargestellt. Wobei in der Hall-Messung ein konstanter Strom

¹⁶Die Hall-bar-Probe wurde im Rahmen der Diplomarbeit von A. Ganczarczyk [Ganczarczyk07] aus dem Probenmaterial 11500 hergestellt.

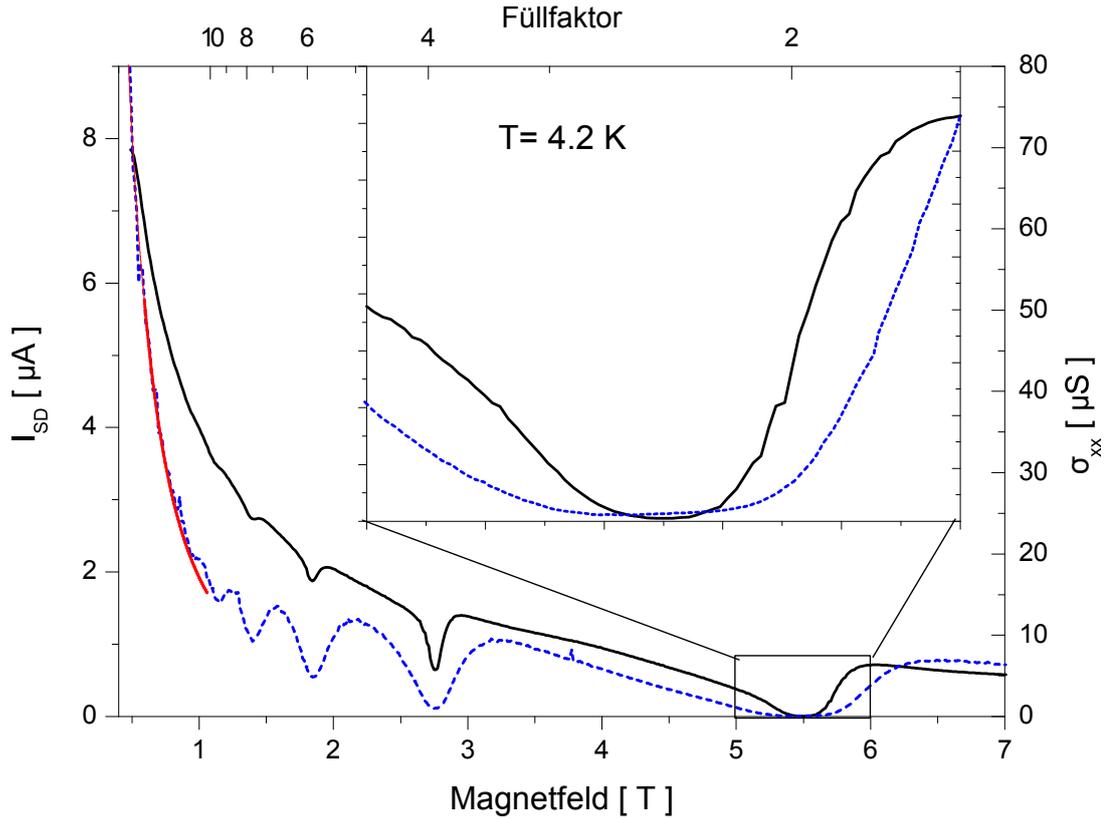


Abbildung 6.1: Vergleich der SdH-Oszillationen der Probe 11500-1 im gemessenen Strom $I_{SD}(B)$ für eine konstante angelegte Spannung von $U_{SD} = 10 mV$ (schwarze Kurve) mit der spezifischen Leitfähigkeit $\sigma_{xx}(B)$, bestimmt aus einer Hall-Messung an einer Probe desselben Materials bei einem konstanten aufgeprägten Strom von $1 \mu A$ (blaue gestrichelte Linie). Die rote Kurve zeigt eine angepasste Lorentz-Kurve nach Gleichung (2.10).

von $I_{SD} = 1 \mu A$ aufgeprägt und aus den gemessenen Quer- und Längsspannungen die spezifische Leitfähigkeit σ_{xx} berechnet wird (siehe auch Abschnitt 2.1). Beide Kurven zeigen deutlich ausgeprägte Shubnikov-de-Haas-Minima, wobei die Position der Minima exakt übereinstimmt und ganzzahligen Füllfaktoren entspricht (siehe auch Abschnitt 2.2). Trotz drastisch abweichender Probengeometrie sind die Kurvenverläufe qualitativ vergleichbar. Das Einsatzbild in Abbildung 6.1 zeigt nochmals den Magnetfeldbereich um den Füllfaktor $\nu = 2$. Hier zeigt sich deutlich, dass die Form der Kurven nahezu identisch ist. Das Shubnikov-de-Haas-Minimum der Hall-bar-Messung ist lediglich breiter bzw. ausgeprägter als das der Mäander-Corbino-Probe. Aufgrund der geringen Breite $b = 100 \mu m$ und dem verhältnismäßig großen Umfang von ca. $32 mm$ der Mäander-Corbino-Probe ist das aber auch nicht unerwartet. Eine wesentliche Größe zur Charakterisierung des 2DEG ist die Ladungsträgerbeweglichkeit μ ; aufgrund der besser definierten Geometrie der Hall-bar-Probe erscheint es sinnvoll, die Beweglichkeit aus der Hall-bar-Messung zu bestimmen. Dabei lässt sich die Beweglichkeit des

Probenmaterials 11500 aus der Nullfeldleitfähigkeit $\sigma_0 = 1/94.6378 \text{ Ohm}^{-1}$ und der Ladungsträgerdichte von $n_e = 2.61 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ zu $\mu = 252600 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ bestimmen, und die Anpassung der Gleichung (2.10) (rote Kurve in Abb. 6.1) an die experimentell bestimmte Magnetfeldabhängigkeit der Leitfähigkeit σ_{xx} liefert in guter Übereinstimmung dazu eine Beweglichkeit von $\mu = 249700 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ (siehe Abschnitt 2.1).

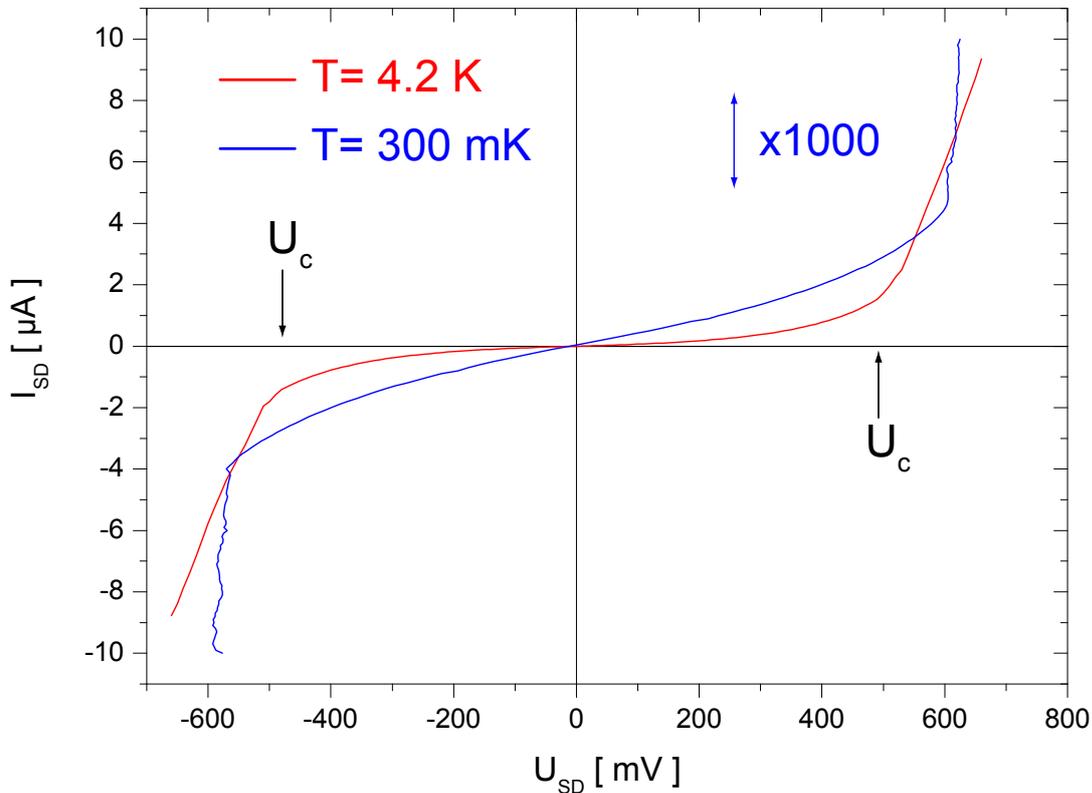


Abbildung 6.2: Strom-Spannungs-Kennlinie der Probe 11500-1 im Füllfaktor $\nu = 2$ für Temperaturen von $T = 4.2 \text{ K}$ (rote Kurve) und $T = 300 \text{ mK}$ (blaue Kurve). Mit U_c ist die Durchbruchspannung des Quanten-Hall-Effekts bei $T = 4.2 \text{ K}$ markiert.

Abbildung 6.2 zeigt die Strom-Spannungs-Kennlinie der Probe 11500-1 für den Füllfaktor $\nu = 2$ bei $T = 4.2 \text{ K}$ (rote Kurve) sowie bei $T = 300 \text{ mK}$ ¹⁷ (blaue Kurve). Die Kennlinien ähneln, wie schon aus den vorhergehenden Betrachtungen zu erwarten ist, qualitativ der Kennlinie einer Corbino-Scheibe (siehe z.B. [Kalugin03, Liu98, Sağol02]). Man erkennt deutlich den Zusammenbruch des Quanten-Hall-Effekts bei $U_c \approx 500 \text{ mV}$ für $T = 4.2 \text{ K}$ und bei $U_c \approx 600 \text{ mV}$ für $T = 300 \text{ mK}$. Jedoch zeigen die Kennlinien eine graduelle Abnahme des Widerstandes der Probe bereits bei Spannungen

¹⁷Die Messungen bei $T = 1.6 \text{ K} - 300 \text{ mK}$ wurden in einem He^3 -Kryostaten aus der Arbeitsgruppe von Herrn Prof. Dr. D. Heitmann an der Universität Hamburg durchgeführt, aufgenommen wurde hier eine $U(I)$ -Kennlinie im Gegensatz zur 4.2K -Messung, wo eine $I(U)$ -Kennlinie aufgenommen wurde.

deutlich unterhalb des vollständigen Zusammenbruchs bei U_c . Die Kennlinien deuteten darauf hin, dass mit zunehmender Spannung einzelne klassische Strompfade entstehen, die den Gesamtwiderstand reduzieren, diese jedoch noch nicht zum Zusammenbruch des Quanten-Hall-Effekts führen. Dies wird bei „echten“ Corbino-Proben normalerweise nicht so ausgeprägt beobachtet.

Wie die Abbildungen 6.1 und 6.2 deutlich zeigen, ist somit die Annahme gerechtfertigt, dass die Mäander-Corbino-Geometrie im Quanten-Hall-Regime topologisch äquivalent mit der Corbino-Geometrie ist und die Beziehung $I_{SD}(U = konst.) \propto \sigma_{xx}$ auch für die Mäander-Corbino-Proben hinreichend erfüllt ist.

Die bisher beschriebene und für Corbino-Proben gängige Messtechnik, bei der eine konstante Spannung U_{SD} aufgeprägt und in einer Zweipunkt-Messung der Strom I_{SD} gemessen wird, kommt bei den folgenden Messungen der photoinduzierten Leitfähigkeitsänderung nicht zur Anwendung. Stattdessen wird eine Vierpunktmessung durchgeführt, bei der ein konstanter Strom I_{SD} zwischen den Kontakten 1 und 2 aufgeprägt und der nicht-lokale Spannungsabfall U_{rr} zwischen den Kontakten 3 und 4 gemessen wird (siehe Abb. 5.4). Die Vierpunktmessung des Widerstands erweist sich als hochempfindliche Methode zur Bestimmung der Photo-Antwort der Probe. Physikalisch relevant ist jedoch σ_{xx} bzw. dessen photoinduzierte Änderung; wie jedoch im Folgenden gezeigt wird, gilt in guter Näherung $\frac{1}{U_{rr}} \propto I_{SD}(U = konst.) \propto \sigma_{xx}$. Die Vor- und Nachteile der Vierpunktmessung im Zusammenhang mit der photoinduzierten Leitfähigkeitsänderung werden im Abschnitt 7 vorgestellt.

Abbildung 6.3 zeigt die Magnetfeldabhängigkeit des Spannungsabfalls einer Mäander-Corbino-Probe bei einer Temperatur von $T = 4.2 K$ und einem aufgeprägten Strom von $I_{SD} = 45 nA$. Man erkennt bis hinunter zu einem Tesla deutliche Spannungmaxima bei diskreten Magnetfeldern, die sich als ganzzahlige Füllfaktoren identifizieren lassen, während der Spannungsabfall im Bereich zwischen den ganzzahligen Füllfaktoren, wie es auch klassisch zu erwarten ist, nahezu verschwindet. Dem entsprechend kann man mit Hilfe der Gleichung (2.22) aus dem Abstand der Maxima zueinander ebenfalls die Ladungsträgerdichte bestimmen und erhält für die gezeigte Probe 11500-1

$$n_e = 2.62 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2} \quad . \quad (6.1)$$

Die Abweichung zu der aus Abbildung 6.1 bestimmten Ladungsträgerdichte liegt im Rahmen der normalen Variation der Ladungsträgerdichte zwischen verschiedenen Abkühlvorgängen.

Wie der in Abbildung 6.4 dargestellte Vergleich zwischen dem Verlauf des nicht-lokalen Spannungsabfalls U_{rr} bei konstantem Strom und dem bei konstanter Spannung gemessenen Verlauf des Stromes zeigt, entspricht der Vierpunkt-Spannungsabfall U_{rr} gerade dem inversen Stromverlauf der Zweipunkt-Messung. Definiert man einen Vierpunkt-

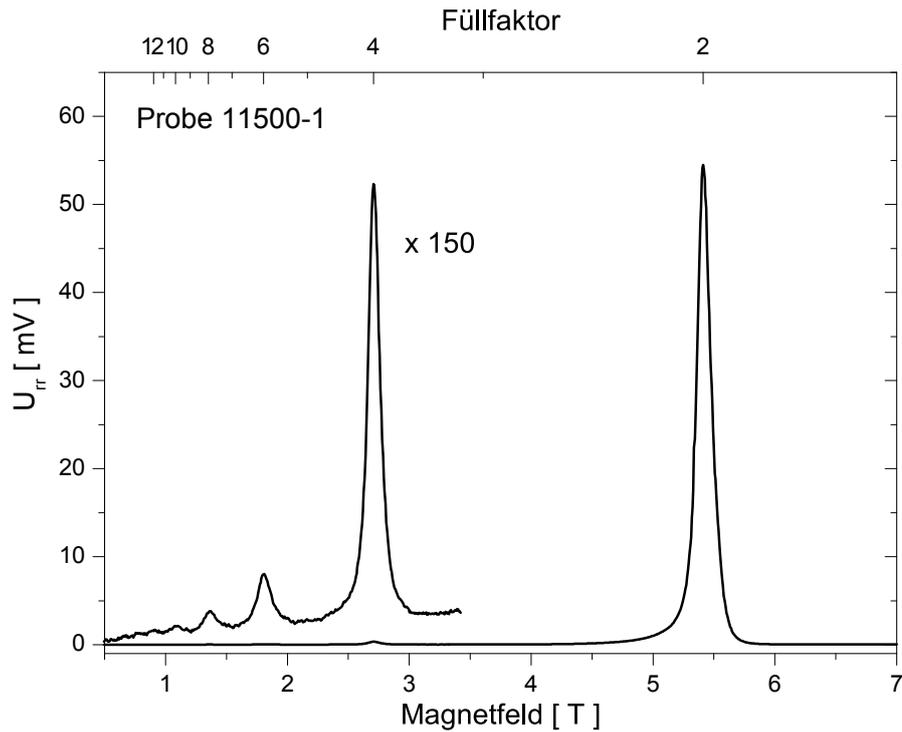


Abbildung 6.3: Nichtlokaler Spannungsabfall $U_{rr}(B)$ der Probe 11500-1 in Abhängigkeit des Magnetfeldes für einen konstanten aufgeprägten Strom von $I_{SD} = 45 \text{ nA}$ bei $T = 4.2 \text{ K}$.

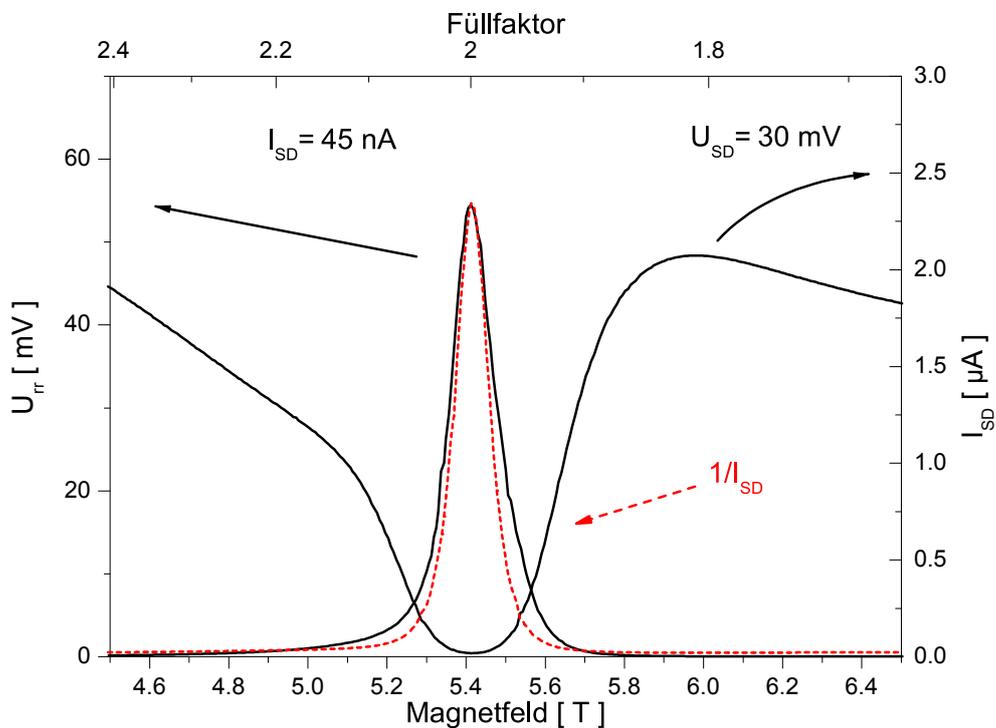


Abbildung 6.4: Vergleich des Vierpunkt-Spannungsabfalls $U_{rr}(B)$ bei einem konstanten aufgeprägten Strom von $I_{SD} = 45 \text{ nA}$ mit dem gemessenen Strom $I_{SD}(B)$ bei einer konstanten Spannung $U_{SD} = 30 \text{ mV}$ sowie das Inverse des gemessenen Stroms (rote gestrichelte Linie) für $T = 4.2 \text{ K}$.

Widerstand

$$R_0 := \frac{U_{rr}}{I_{SD}} \quad , \quad (6.2)$$

so entspricht dieser gerade dem inversen Leitwert $1/S_0$. Da der Leitwert aufgrund der mäanderartigen Geometrie nicht auf eine spezifische Leitfähigkeit zurückzuführen ist, wird im Folgenden nur auf den Vierpunkt-Widerstand bzw. den Zweipunkt-Leitwert Bezug genommen.

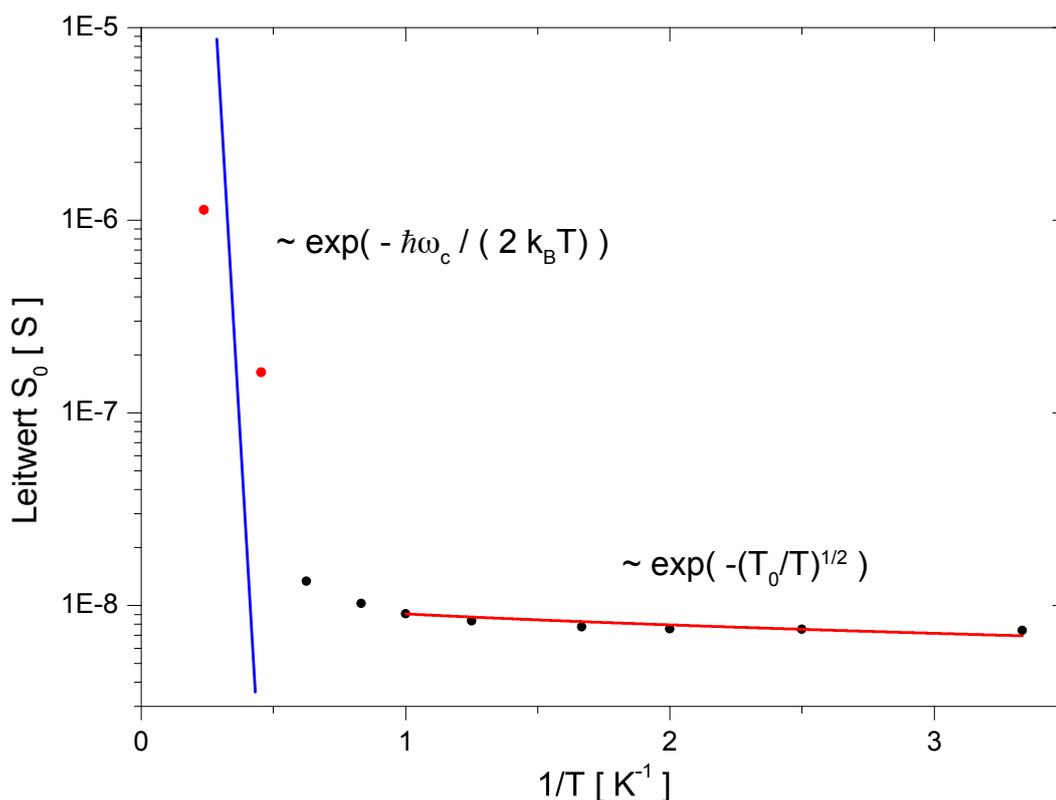


Abbildung 6.5: Temperaturabhängigkeit des Leitwerts $S_0(T) = 1/R_0$ aufgenommen bei einem Füllfaktor $\nu \approx 2$.

Wie die Abbildung 6.2 bereits erkennen lässt, ist der Widerstand bzw. der Leitwert der Probe stark temperaturabhängig, daher soll im Folgenden noch kurz auf die Temperaturabhängigkeit des Leitwerts eingegangen werden.

Abbildung 6.5 zeigt die aus dem Vierpunkt-Widerstand bestimmte Leitfähigkeit $S_0 = 1/R_0$ im ganzzahligen Füllfaktor $\nu = 2$ aufgetragen gegen die inverse Temperatur, wobei die zwei rot dargestellten Messpunkte bei einem aufgeprägten Strom von $I_{SD} = 45 \text{ nA}$ im He^4 -Kryostaten und die schwarz dargestellten bei einem Strom von $I_{SD} = 4 \text{ nA}$ im He^3 -Kryostaten gemessen werden. Die Leitfähigkeit fällt mit sinkender Temperatur von $S_0 \approx 1 \mu\text{S}$ bei 4.2 K um eine Größenordnung auf 7 nS bei 300 mK . Dabei fällt die Leitfähigkeit bis etwa 2 K sehr schnell ab und zeigt bei weiterer Reduktion der Temperatur eine deutlich flachere Steigung. Dieses Verhalten weist auf einen Übergang

von einem thermisch aktivierten Transport zu einem sog. „variable range hopping“-Transport bei $T \approx 2 K$ hin. Nach Ando [Ando82b] kann der thermisch aktivierte Transport im Temperaturbereich von $2 K - 4 K$ bis $50 K$ durch

$$\sigma_{xx}(T) \sim e^{-\frac{E_a}{k_B T}} \quad (6.3)$$

beschrieben werden, dabei entspricht im ganzzahligen Füllfaktor $E_a \approx \hbar\omega_c/2$ der Aktivierungsenergie. Unterhalb von $T \approx 1 K$ erwartet man aufgrund der zunehmenden Lokalisierung der Elektronen an den Potenzialfluktuationen des 2DEGs einen Metall-Isolator-Übergang. In diesem Regime kann die Leitfähigkeit durch das „variable range hopping“-Modell beschrieben werden [Buss05, Ebert83, Svoboda97]. In diesem Modell geht man davon aus, dass die lokalisierten Elektronen von einem Potentialminimum bzw. Potentialmaximum zum nächsten tunneln und sich damit „hüpfend“ durch das 2DEG bewegen. Dieses Modell sagt eine Temperaturabhängigkeit der Form

$$\sigma_{xx}(T) \sim e^{-\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/2}} \quad (6.4)$$

voraus, dabei ist T_0 proportional zur inversen Lokalisierungslänge. Messungen von Buss et al. [Buss05] an *GaAs/AlGaAs*-Corbino-Proben¹⁸ zeigen, dass die Leitfähigkeit im Temperaturbereich zwischen $4 K$ und $1 K$ durch ein Summe der Gleichungen (6.3) und (6.4) beschrieben werden kann, wobei unterhalb von ca. $1 K - 2 K$ der „variable range hopping“-Transport dominanter wird.

6.2 Transmissionsmessungen mittels Bolometer

Zur Charakterisierung der Zyklotronabsorption des Materials 11500 in Abhängigkeit des Magnetfeldes wird die in Mäander-Corbino-Geometrie strukturierte Probe 11500-2 verwendet, welche mit einem Gate zur Kontrolle der Ladungsträgerdichte versehen ist¹⁹. Die spektral aufgelöste Transmission wird mit Hilfe eines Fourier-Transformations-Spektrometers (FT-Spektrometers) aufgenommen, wobei ein *Si*-Komposit-Bolometer als Detektor dient. Bei Transmissionsmessungen mit einem FT-Spektrometer wird die Transmission üblicherweise auf eine Referenz-Transmissionsmessung T_0 normiert, wobei für T_0 die Transmission für verschwindende Ladungsträgerdichte verwendet wird (vgl. Abschnitt 3.1). Die Verarmung des 2DEG wird dabei durch Anlegen einer negativen Gatespannung von $U_g = -1 V$ gegenüber einem der ohmschen Kontakte der Probe erreicht. Damit enthält das normierte Transmissionsspektrum $T(B, n_e)/T(B, 0)$ im Idealfall nur noch die Absorption des 2DEG bei einem gegebenen Magnetfeld B .

¹⁸Die von Buss et al. verwendeten Proben ähneln bezüglich der Ladungsträgerdichte und Beweglichkeit den im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Proben.

¹⁹Die Probe 11500-2 zeigt zwar einen Leckstrom, der Photoleitungsmessungen, wie sie in den folgenden Abschnitten vorgestellt werden, unmöglich macht; der Leckstrom ist jedoch klein genug, um eine Verarmung des 2DEGs zu erreichen. Damit ist die Probe für Transmissionsmessungen gut geeignet.

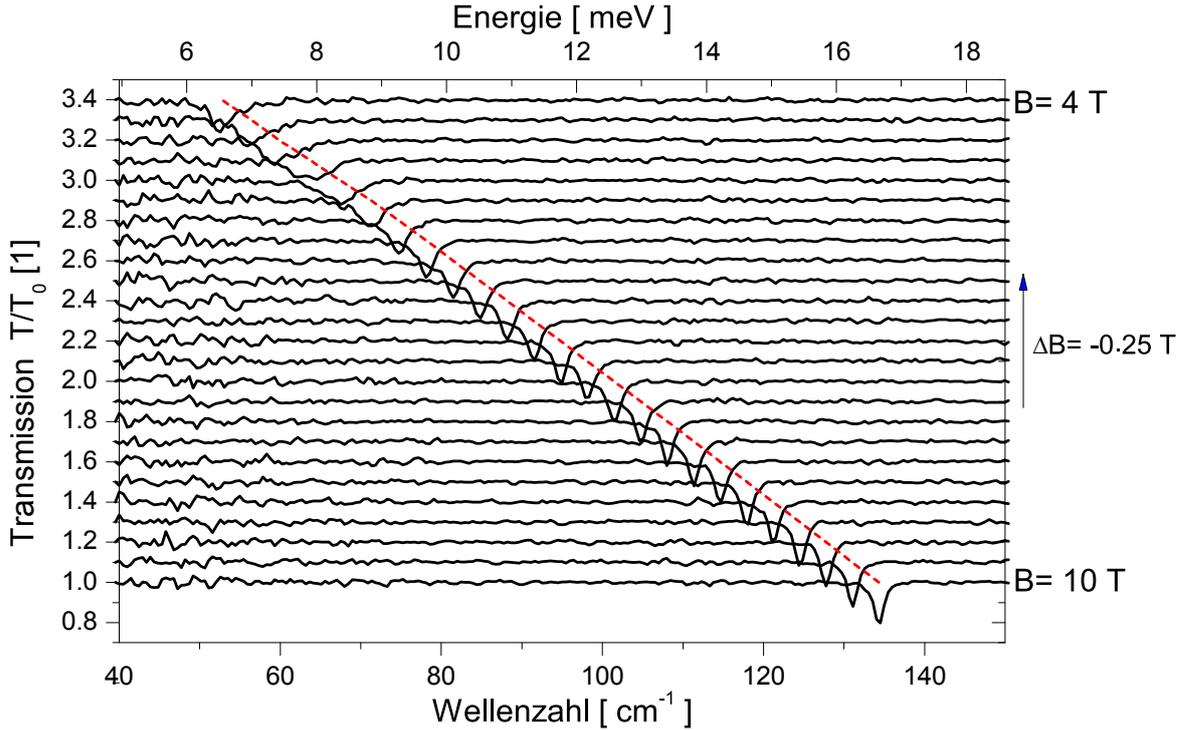


Abbildung 6.6: Transmissionsspektren der Probe 11500-2 in einem Magnetfeldbereich von $B = 4 \text{ T}$ – 10 T bei $T = 4.2 \text{ K}$. Die rot gestrichelte Linie kennzeichnet den Verlauf der Zyklotronresonanzposition in Abhängigkeit des Magnetfeldes.

Abbildung 6.6 zeigt eine Übersicht der Transmissionsspektren²⁰ der Probe 11500-2 in einem Magnetfeldbereich von $B = 4 \text{ T}$ bis $B = 10 \text{ T}$ für eine Temperatur von $T = 4.2 \text{ K}$. Dabei werden bei einem festen Magnetfeld B jeweils 100 Einzelinterferogramme bei $U_g = 0 \text{ V}$ und 100 bei $U_g = -1 \text{ V}$ als Referenz gemittelt. Die Auflösung beträgt dabei $\Delta\bar{\nu} = 0.5 \text{ cm}^{-1}$, und als Strahlteiler wird ein 6æ-Mylar der Firma Bruker verwendet (die Transmissionscharakteristik des Strahlteilers ist im Anhang Abb. C.1 gezeigt).

Man erkennt (trotz des nicht optimal arbeitenden Bolometers) bis hinunter zu ca. 55 cm^{-1} deutlich die Zyklotronabsorption des 2DEGs. Die rot gestrichelte Linie deutet dabei die lineare magnetische Dispersion der Zyklotronresonanz nach Gleichung (3.16) an. Eine weitere Messung bei noch kleineren Magnetfeldern und damit einhergehend kleineren Wellenzahlen ist hier nicht sinnvoll, da bei kleinen Wellenzahlen das elektrische Rauschen des gesamten experimentellen Aufbaus schnell zunimmt (im Wesentlichen das $1/f$ -Rauschen). Darüber hinaus nimmt die Transmission des Strahl-

²⁰Die Transmission wird bei den Fourier-Transformations-Spektren aus historischen Gründen meist gegen die Wellenzahl $\bar{\nu} = 1/\lambda = \nu/c$ gemessen und in reziproken Zentimetern aufgetragen; zusätzlich gibt die obere Achse die entsprechende Energie in meV an.

teilers unterhalb von $\bar{\nu} \approx 75 \text{ cm}^{-1}$ etwa linear mit der Wellenzahl ab und beträgt bei $\bar{\nu} = 50 \text{ cm}^{-1}$ nur noch ca. 50% des Wertes bei $\bar{\nu} = 75 \text{ cm}^{-1}$. Wie bereits im Abschnitt 3.1 in einem klassischen Bild hergeleitet, wird für die Zyklotronresonanz ein Lorentz-förmiges Absorptionsprofil erwartet. Das Transmissionsspektrum lässt sich entsprechend durch

$$\frac{T(B, n_e)}{T(B, 0)} = 1 - \frac{a}{1 + 4(\bar{\nu} - \bar{\nu}_c)^2/w^2} \quad (6.5)$$

beschreiben, wobei die Amplitude a sowie die Halbwertsbreite w durch die Beweglichkeit μ und die Ladungsträgerdichte n_e der Probe bestimmt sind (siehe Gleichung (3.10)) und $\bar{\nu}_c$ die Wellenzahl der Zyklotronresonanz angibt.

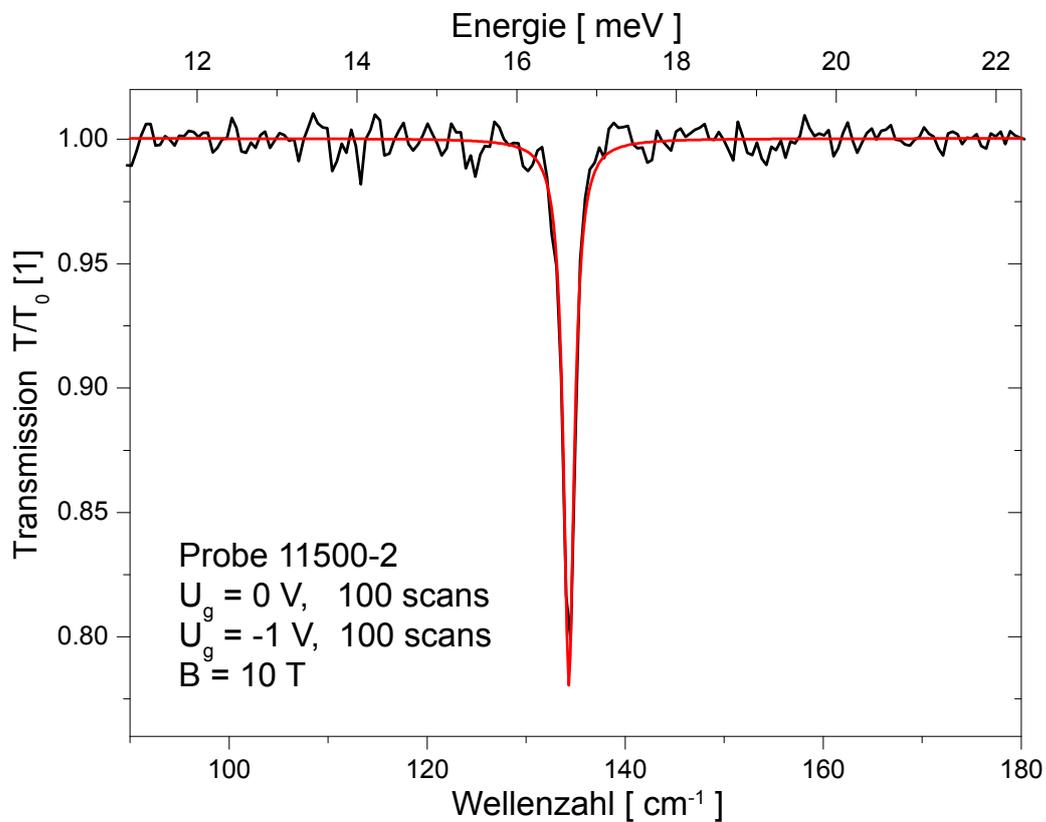


Abbildung 6.7: Transmissionsspektrum der Probe 11500-2 bei $B = 10 \text{ T}$. Die rote Linie zeigt eine angepasste Lorentz-Kurve nach Gleichung (6.5).

Wie die Abbildung 6.7 zeigt, lässt sich das Transmissionsspektrum bei $B = 10 \text{ T}$ erwartungsgemäß gut durch eine Lorentz-Kurve nach Gleichung (6.5) approximieren, wobei die folgenden Parameter

$$a = 0.22 \quad (6.6)$$

$$w = 1.33 \text{ cm}^{-1} \quad (6.7)$$

$$\bar{\nu}_c = 134.32 \text{ cm}^{-1} \quad (6.8)$$

zur besten Approximation führen. Aus den Gleichungen (3.11)

$$n_e = \frac{m_{cr}(1 + \sqrt{\varepsilon_r})\varepsilon_0 c}{e^2} \frac{w a}{\sqrt{1 - 2a + 1}} ,$$

$$\mu = \frac{2e}{m_{cr} w \sqrt{1 - 2a}} .$$

erhält man mit der Dielektrizitätskonstante $\varepsilon_r = 12.8$ für *GaAs* [Kukushkin03, Leavitt86, Vasiliadou93] und der aus (6.8) bestimmten Zyklotronmasse $m_{cr} = 0.0695 m_e$ eine Ladungsträgerdichte von $n_e \approx 0.9 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ und eine Beweglichkeit von $\mu \approx 270000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Die Beweglichkeit ist etwas größer als die im vorherigen Abschnitt aus den Transportmessungen bestimmte. Dies ist jedoch aufgrund der Tatsache, dass die unterschiedlichen Streumechanismen verschiedenen Einfluss auf die hoch- und niederfrequente Leitfähigkeit haben, nicht anders zu erwarten. Die Ladungsträgerdichte weicht jedoch stark von der aus Transportmessungen bestimmten Dichte von $n_e = 2.62 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ab, die im selben Abkühlvorgang wie auch die Transmissionsmessungen aufgenommen sind. Berücksichtigt man jedoch, dass bei etwa 61% der beleuchteten Fläche das 2DEG weggeätzt ist, und korrigiert den Wert entsprechend, so ergibt sich in guter Übereinstimmung mit den Transportmessungen eine Ladungsträgerdichte von $n_e \approx 2.42 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

Die aus der Resonanzposition bestimmte Zyklotronmasse von $m_{cr} = 0.0695 m_e$ erscheint zunächst zu groß verglichen mit der Bandkantenmasse von *GaAs* ($m_{GaAs} = 0.0665 m_e$ [Hansen88, Vurgaftman01]). Dies lässt sich jedoch, wie im Folgenden gezeigt wird, durch die Nicht-Parabolizität des *GaAs*-Leitungsbandes erklären (vgl. Abschnitt 3.2).

Abbildung 6.8 zeigt die aus den in Abbildung 6.6 dargestellten Transmissionspektren bestimmte Zyklotronmasse in Abhängigkeit des Magnetfeldes. Oberhalb eines Magnetfeldes von ca. 5.75 T wird ein scheinbar linearer Anstieg der Zyklotronmasse mit zunehmendem Magnetfeld beobachtet. Dieser kann durch die Gleichung (3.24)

$$m_{cr} = m^* \left(1 - \frac{2K_2}{E_g} \{ (N+1)\hbar\omega_c + \langle T_z \rangle_0 \} \right)^{-1} \quad (6.9)$$

$$\approx m^* \left(1 + \frac{2K_2}{E_g} \{ (N+1)\hbar\omega_c + \langle T_z \rangle_0 \} \right)$$

angepasst werden. Mit der Bandlücke $E_g = 1.52 \text{ eV}$ für *GaAs* [Vurgaftman01] erhält man durch Anpassen der Gleichung (6.9) an die experimentellen Daten:

$$m^* = 0.06655 m_e , \quad K_2 = 1.18 , \quad \langle T_z \rangle_0 = 9.98 \text{ meV} .$$

Ein analoges Resultat liefert die Auswertung der Transmissionspektren der Probe 11500-1 ohne Gate (siehe Abb. D.1 im Anhang). Die so bestimmte effektive Bandkantenmasse m^* und der Parameter K_2 stimmen gut mit den experimentell sowie theoretisch erwarteten Werten für *GaAs/AlGaAs*-Heterostrukturen überein (siehe z.B.

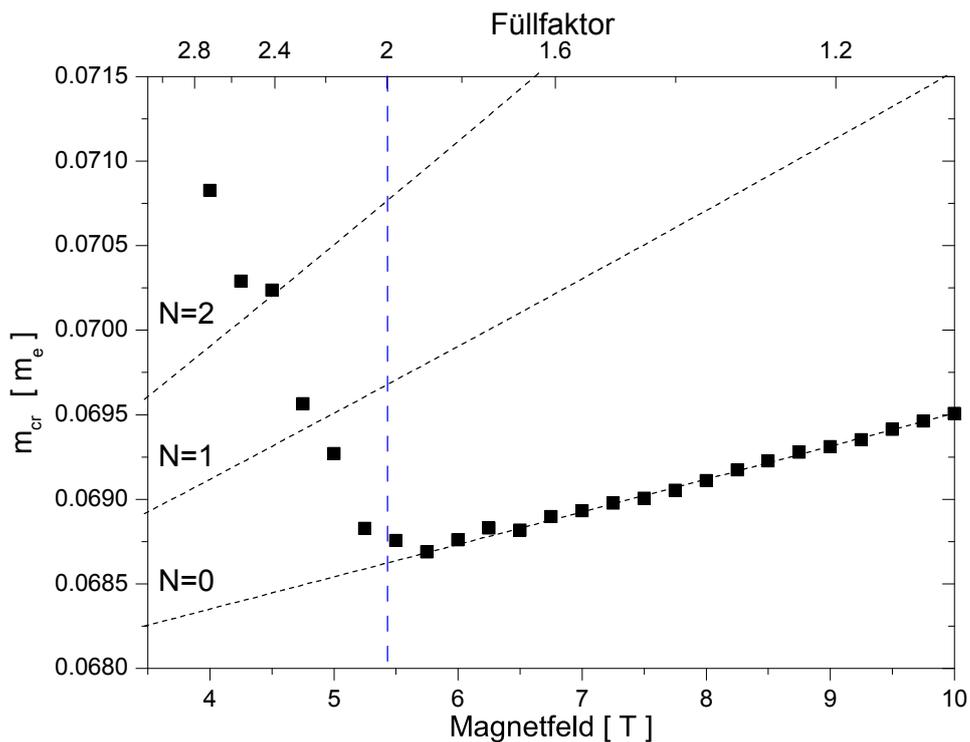


Abbildung 6.8: Zyklotronmasse bestimmt aus der Position der Zyklotronabsorption der Probe 11500-2. Die gestrichelte Linie gibt die effektive Masse entsprechend der Gleichung (6.9) für $N = 0, 1, 2$ unter Verwendung der für $N = 0$ angepassten Parameter $m^* = 0.06655 m_e$, $K_2 = -1.18$ und $\langle T_z \rangle_0 = 9.98 \text{ meV}$ wieder.

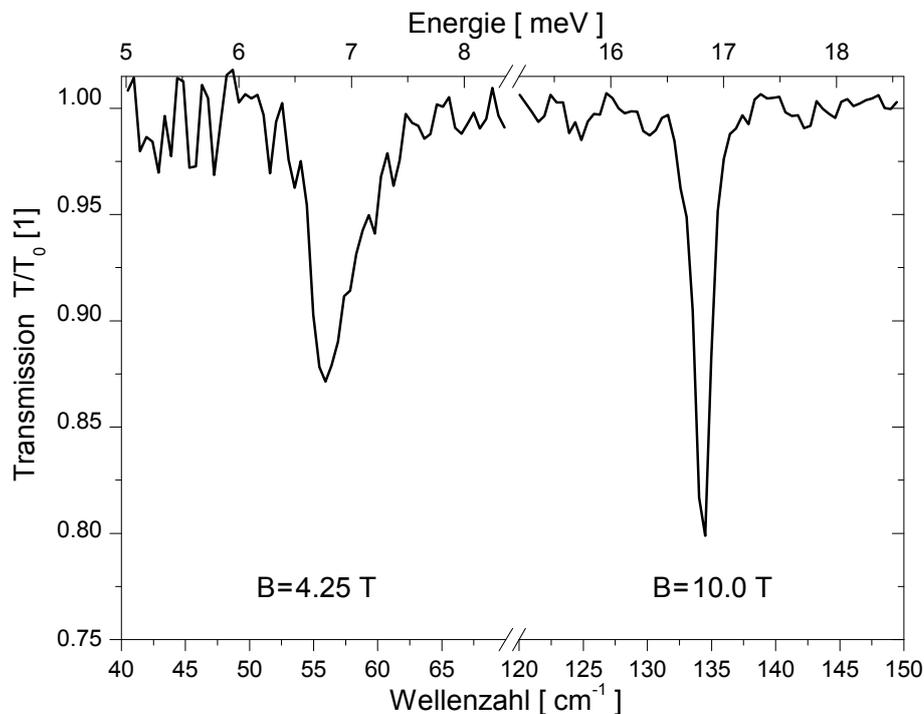


Abbildung 6.9: Vergleich der Transmissionsmessungen der Probe 11500-2 bei $B = 4.25 \text{ T}$ und $B = 10 \text{ T}$.

[Batke93, Drexler91, Hopkins87, Lorke89, Pfeffer96, Thiele87, Zawadzki94]). Aus der Gleichung (1.4) lässt sich die Energie des untersten Subbandes in Wachstumsrichtung zu $\langle T_z \rangle_0 = 15 \text{ meV}$ abschätzen, was gut mit dem Wert der Regression übereinstimmt, wobei jedoch anstelle der Gleichung (1.3) die Steigung des Dreieckpotentials F_0 durch den einfacheren Ausdruck

$$F_0 = \frac{e n_e}{\varepsilon_r \varepsilon_0} \quad (6.10)$$

genähert wird [Davies98]. Die experimentell beobachtete Zyklotronmasse für Magnetfelder oberhalb des Füllfaktors $\nu = 2$ lässt sich also gut durch den Einfluss der Nicht-Parabolizität des *GaAs*-Leitungsbandes beschreiben. Unterhalb von $B \approx 4.75 \text{ T}$ wird ein deutlicher Anstieg der Zyklotronmasse beobachtet, der nicht mit der Gleichung (6.9) beschrieben werden kann. Die genaue Ursache für den starken Anstieg der Zyklotronmasse ist unklar, jedoch zeigen die Spektren unterhalb von $B \approx 4.75 \text{ T}$ eine zunehmende asymmetrische Verbreiterung, wie der direkte Vergleich der Transmissiionsspektren bei $B = 4.25 \text{ T}$ (links) und $B = 10 \text{ T}$ (rechts) in Abbildung 6.9 zeigt. Diese Verbreiterung ist ein Hinweis darauf, dass hier nicht nur eine Anregung zwischen den Landau-Niveaus $N = 1 \rightarrow N = 2$ beobachtet wird, sondern mehrere Anregungen beteiligt sind.

Die in den folgenden Abschnitten diskutierten Messungen beschränken sich auf die direkte Umgebung des Füllfaktors $\nu = 2$. Hier ist die Zyklotronmasse nahezu konstant und kann hinreichend gut durch die Nicht-Parabolizität des *GaAs*-Leitungsbandes nach Gleichung (6.9) beschrieben werden, daher kann der Einfluss der Anormalität unterhalb von $B \approx 4.75 \text{ T}$ hier unberücksichtigt bleiben.

7 Photoleitungsmessungen

Die Mäander-Corbino-Geometrie (siehe Abb. 5.4) der in dieser Arbeit verwendeten Proben kombiniert die nicht einfach zusammenhängende Topologie der klassischen Corbino-Scheibe mit dem Auftreten von Randkanälen im Quanten-Hall-Regime. Aufgrund der Natur des Quanten-Hall-Effekts liegen alle Kontakte eines Randes auf demselben Potential, während gleichzeitig der äußere Rand vom inneren Rand der Probe durch ein füllfaktorabhängiges System von kompressiblen und inkompressiblen Gebieten getrennt ist. Wie bereits im Abschnitt 6.1 gezeigt, sind die Transporteigenschaften der Mäander-Corbino-Proben im Quanten-Hall-Regime vergleichbar mit denen einer Corbino-Scheibe. Obwohl sich bei der Corbino-Geometrie das Messen des radialen Stromflusses I_{SD} (bei konstanter Spannung U_{SD}) aufgrund der direkten Proportionalität zur Leitfähigkeit anbietet (wie auch in den meisten Arbeiten realisiert, siehe z.B. [Kalugin03, Liu98, Sağol02, Stellmach05, Stellmach07b]), wird hier ein konstanter Strom I_{SD} zwischen Außen- und Innenrand (Kontakte 1 und 2 in Abb. 5.4) vorgegeben und der nicht-lokale Spannungsabfall U_{rr} zwischen den Kontakten 3 und 4 gemessen. Die Messung einer Spannung bzw. Spannungsänderung bei konstantem Strom birgt zwar einen erheblichen Mehraufwand in der Auswertung, ist jedoch aus messtechnischer Sicht wesentlich leichter zu handhaben, da Spannungen im allgemeinen rauschärmer zu verstärken und zu detektieren sind als die extrem kleinen Ströme ($\ll 10 \text{ nA}$) bzw. Stromänderungen ($< 1 \text{ pA}$) bei der „klassischen“ Corbino-Messung im Bereich des Leitwertminimums (vgl. Abb. 6.1 und 6.2). Die durch eine photoinduzierte Leitwertänderung ΔS hervorgerufene Spannungsänderung ΔU (im Folgenden kurz als Photosignal bezeichnet) ist unabhängig vom genauen Prozess, der zur Leitwertänderung führt, in dieser Messanordnung gegeben durch

$$\Delta U = \left(\frac{1}{S_0 + \Delta S} - \frac{1}{S_0} \right) I_{SD} \approx -\frac{\Delta S}{S_0^2} I_{SD} = -\Delta S \frac{U_{rr}^2}{I_{SD}} \quad , \quad (7.1)$$

dabei ist $S_0 = I_{SD}/U_{rr}$ der Leitwert der Probe ohne Beleuchtung und $S_0 + \Delta S$ jener mit Beleuchtung. Anhand von Gleichung (7.1) wird sofort ersichtlich, welcher weitere Vorteil sich neben dem messtechnischen ergibt. Im Quanten-Hall-Regime wird der Leitwert einer Mäander-Corbino-Probe verschwindend klein ($S_0 \rightarrow 0$), da aber das Photosignal proportional zu $1/S_0^2$ ist, wird damit das zu detektierende Signal in der direkten Umgebung des ganzzahligen Füllfaktors sehr groß. Dagegen ist das Photosignal einer Hall-bar-Probe gegeben durch $\Delta U = \Delta R_{xx} I_{SD}$ und geht im Quanten-Hall-Regime aufgrund von $R_{xx} \rightarrow 0$ gegen Null.

Die hohe Empfindlichkeit der Mäander-Corbino-Proben sowie das gute Signal-zu-Rausch-Verhältnis des gesamten experimentellen Aufbaus ermöglicht den Einsatz der breitbandig emittierenden Hg-Lampe des FT-Spektrometers als THz-Quelle sowie die spektral aufgelöste Auswertung des Photosignals, obwohl nur eine sehr geringe Intensität an der Probenoberfläche erreicht wird ($P < 1 \text{ nW cm}^{-2}$, siehe Abschnitt 8.1).

7.1 Spektral aufgelöste Photoleitungsmessungen

In diesem Abschnitt werden spektral aufgelöste Messungen des Photosignals ΔU der Mäander-Corbino-Probe 11500-1 bei einer Temperatur von $T = 4.2 K$ sowie $T \approx 300 mK$ in Abhängigkeit des Füllfaktors/Magnetfeldes vorgestellt. Diese Messungen zeigen, dass sich das Photosignal in komplexer Weise aus einem sogenannten bolometrischen Signal des Probeninnern und einem nicht-bolometrischen Anteil der Randkanäle zusammensetzt.

Zur Messung des spektral aufgelösten Photosignals wird (einfach gesagt) die Probe selbst als Detektor verwendet. Dazu wird bei einem konstanten aufgeprägten Strom I_{SD} die photoinduzierte Spannungsänderung ΔU in Abhängigkeit der Spiegelposition des FT-Spektrometers als Interferogramm detektiert und durch Fourier-Transformation in eine spektrale Abhängigkeit überführt. Dabei werden die Interferogramme mit einer Dreieck-Apodisation gewichtet, um eine Glättung der Spektren zu erreichen (siehe Abschnitt 5). Ein hochohmiger Vorverstärker (DLPVA-100-F-D $R \geq 1 T\Omega$, SR560 $R \approx 100 M\Omega$) dient zur Verstärkung des Signals und zur Impedanzanpassung an das Spektrometer. Als THz-Quelle wird die breitbandig emittierende Hg-Lampe des FT-Spektrometers verwendet. Für die Messungen bei einer Temperatur von $T = 4.2 K$ wird ein Multilagenstrahlteiler (6æ-Mylar der Firma Bruker) und bei $T \approx 300 mK$ ein $23 \mu m$ -Mylar-Strahlteiler verwendet (vgl. Abschnitt 5). Im Gegensatz zu den Transmissionsmessungen steht hier jedoch kein Referenzspektrum zur Normierung zur Verfügung.

Die Abbildung 7.1(a) zeigt eine der ersten im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Photoleitungsspektren der Probe 11500-1 für verschiedene Magnetfelder um den Füllfaktor $\nu = 2$. Die Abbildung 7.1(b) zeigt die (aus der Anpassung einer Lorentz-Kurve an die Spektren bestimmte) integrale Amplitude des Photosignals im Vergleich zum Quadrat des gemessenen Spannungsabfalls U_{rr} . Die Amplitude folgt (wie nach Gleichung (7.1) erwartet) im Wesentlichen dem Quadrat der Spannung U_{rr} und zeigt ein deutliches Maximum beim ganzzahligen Füllfaktor. Für eine genauere Diskussion der Abweichung der integralen Amplitude des Photosignals ΔU vom Quadrat der Spannung U_{rr} , die durch eine Strom/Spannungs- und Füllfaktorabhängigkeit der photoinduzierten Leitwertänderung ΔS hervorgerufen wird, ist eine Messung mittels Lock-In-Technik besser geeignet, da die Lock-In-Technik eine genauere Bestimmung der integralen Amplitude des Photosignals ermöglicht. Eine detailliertere Betrachtung der Strom/Spannungs- und Füllfaktorabhängigkeit der integralen Amplitude des Photosignals bzw. der photoinduzierten Leitwertänderung ΔS (welche ja die eigentliche physikalisch relevante Größe darstellt) gemessen mittels Lock-In-Technik wird im Abschnitt 7.2 vorgestellt. Abbildung 7.2 zeigt zwei Photoleitungsspektren der Probe 11500-1 bei einer Temperatur von $T = 4.2 K$ und einem Füllfaktor $\nu = 1.97$ einmal für einen aufgeprägten Strom von $I_{SD} = 74 nA$ (blaue Linie) und einmal für $I_{SD} = 296 nA$ (schwarze Linie) im direkten Vergleich mit der aus einer Transmissionsmessung bestimmten Zyklotron-

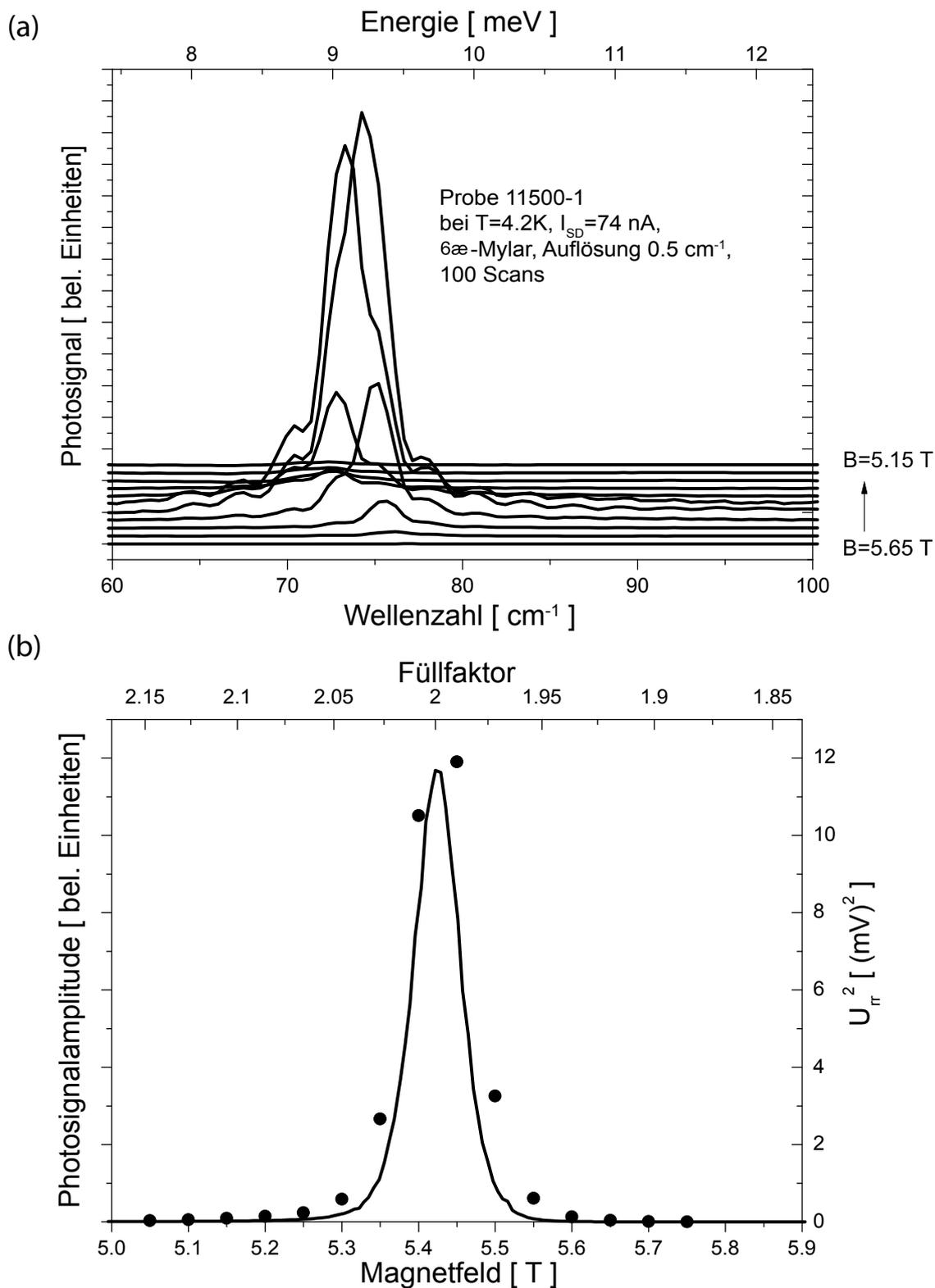


Abbildung 7.1: (a) Photoleitungsspektren der Probe 11500-1 in einem Magnetfeldbereich von $B = 5.15\text{ T} - 5.65\text{ T}$ in Schritten von $\Delta B = 0.05\text{ T}$ bei einem aufgeprägten Strom von $I_{SD} = 74\text{ nA}$ und einer Temperatur von $T = 4.2\text{ K}$. (b) Vergleich der integralen Amplitude der Photoleitungsspektren (Punkte) mit dem Quadrat des Spannungsabfalls U_{rr}^2 der Probe (Linie).

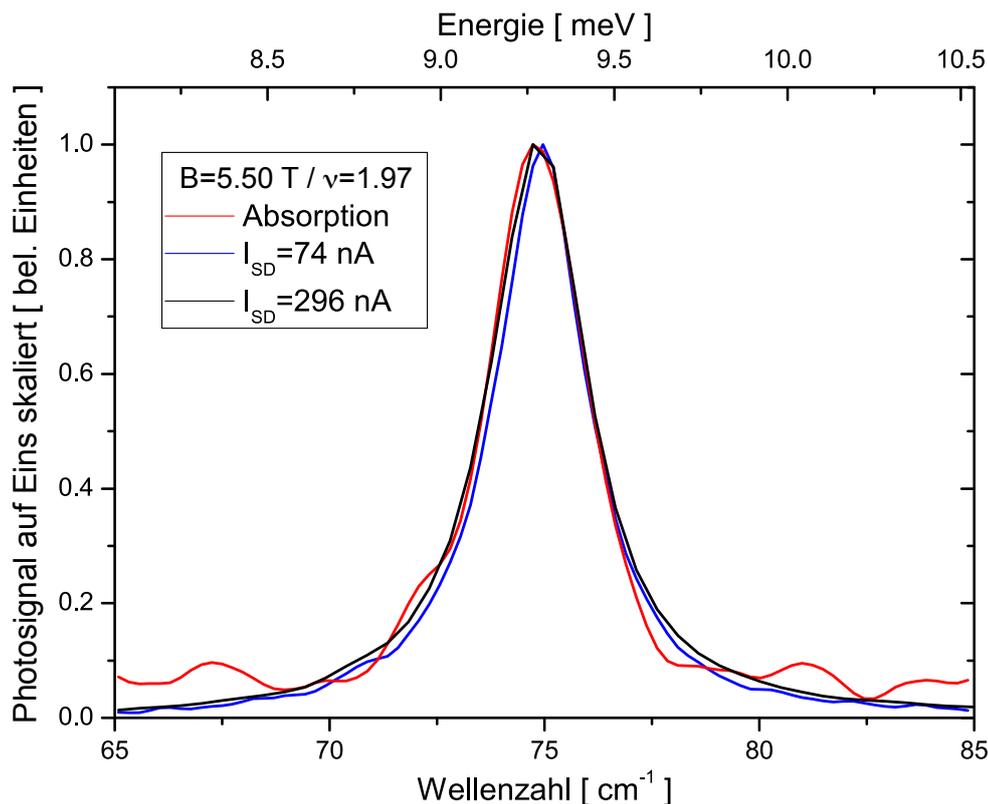


Abbildung 7.2: Vergleich des Photosignals bei einem aufgeprägten Strom von $I_{SD} = 74 \text{ nA}$ (blaue Linie) und einem Strom von $I_{SD} = 296 \text{ nA}$ (schwarze Linie) mit der Absorption (rote Linie) der Probe 11500-1 bei einem Füllfaktor von $\nu = 1.97$.

absorption (rote Linie) derselben Probe. Dabei sind die Spektren bezüglich des Resonanzmaximums auf Eins normiert, und die Auflösung ist auf $\Delta\bar{\nu} = 0.5 \text{ cm}^{-1}$ begrenzt. Das Photoleitungsspektrum bei einem aufgeprägten Strom von $I_{SD} = 74 \text{ nA}$ zeigt eine periodische Modulation, welche der eigentlichen Resonanz überlagert ist. Diese Modulation lässt sich auf das Auftreten von Fabry-Pérot-Interferenzen zurückführen, da der *GaAs*-Wafer, in dem sich das 2DEG befindet, wie eine planparallele Platte wirkt. Daher wurde die Probe rückseitig um 2° angekeilt. Wie die Messung bei $I_{SD} = 296 \text{ nA}$ (schwarze Linie), die nach dem Ankeilen aufgenommen wurde, zeigt, ließen sich so die Fabry-Pérot-Interferenzen vollständig unterdrücken. Die Oszillationen des Absorptionsspektrums resultieren dagegen nicht aus Fabry-Pérot-Interferenzen, sondern sind auf ein deutlich größeres Rauschen gegenüber den Photoleitungsmessungen zurückzuführen. Alle drei Spektren lassen sich sehr gut durch eine Lorentz-Kurve mit der Resonanzposition bei $\bar{\nu}_c = (74.86 \pm 0.05) \text{ cm}^{-1}$ und einer Halbwertsbreite von $w \approx 2.66 \text{ cm}^{-1}$ approximieren. Die gute Übereinstimmung der Photoleitungsspektren mit der Zyklotronabsorption weist darauf hin, dass der zur Leitfähigkeitsänderung ΔS und damit zum Photosignal ΔU führende Prozess direkt mit der Zyklotronabsorption der THz-

Strahlung im 2DEG korreliert ist. Ferner ist die Beobachtung einer Lorentz-förmigen Resonanz allgemein ein Zeichen dafür, dass die Resonanzbreite w durch sog. homogene Verbreiterungsmechanismen bestimmt wird (siehe z.B. [Demtröder07, Kneubühl95]). Wie in Abschnitt 3.1 diskutiert, führt ein homogener Verbreiterungsmechanismus, z.B. die natürliche Linienverbreiterung, aufgrund einer endlichen Lebensdauer τ der photoangeregten Elektronen zu einer Lorentz-förmigen Resonanz. Dabei heißt homogen, dass alle an der Resonanz beteiligten Elektronen völlig gleichberechtigt und damit nicht unterscheidbar sind. Dem gegenüber steht die inhomogene Resonanzverbreiterung, die durch ein Gauß-förmiges Resonanzprofil charakterisiert ist, wobei inhomogen hier eine Unterscheidbarkeit der Elektronen durch zusätzliche physikalische Bedingungen bedeutet. Eine solche Verbreiterung würde man z.B. erwarten, wenn die Resonanz einer Anregung von lokalisierten Elektronen entspricht, die an unterschiedlich tiefen Potentialfluktuationen lokalisiert und damit unterscheidbar sind. Entsprechend kann man davon ausgehen, dass der photoinduzierten Leitwertänderung ΔS ein kollektiver Anregungsprozess des 2DEG durch die THz-Strahlung zugrunde liegt, wie es auch bei der Zyklotronabsorption der Fall ist (vgl. Abschnitt 3.1.1).

Ein in der Literatur gängiges Modell zur Beschreibung des Photosignals sowohl in Hall-bar-Proben als auch in Corbino-Proben ist das im Abschnitt 3.3 beschriebene Modell des bolometrischen Heizens des 2DEGs durch die THz-Strahlung, welches aufgrund einer photoinduzierten Temperaturerhöhung des Elektronengases ΔT_e zu einer Widerstands- bzw. Leitwertänderung (ΔR_{xx} bzw. ΔS) führt (siehe z.B. [Hirakawa01, Jager98, Kawano01, Nepp179, Suchalkin99, Stellmach07a, Zehnder03]). Die gute Übereinstimmung der Zyklotronabsorption mit den Photoleitungspektren in der Profilform, Breite und Position der Resonanz legt nahe, dass das Heizen des Elektronengases (bei den hier verwendeten geringen Anregungsleistungen) nahezu vollständig über die Zyklotronabsorption erfolgt und kein Beitrag durch direktes Aufheizen des Kristallgitters zu identifizieren ist. Ein durch Heizen des 2DEGs hervorgerufenen Signal wird der Literatur folgend im Folgenden kurz als „bolometrisches Signal“ bezeichnet (siehe auch Abschnitt 3.3).

Die Situation ändert sich bei Füllfaktoren $\nu > 2$, wie es exemplarisch in der Abbildung 7.3 für den Füllfaktor $\nu = 2.065$ dargestellt ist. Während das Photoleitungspektrum bei einem aufgeprägten Strom von $I_{SD} = 296 \text{ nA}$ (schwarze Linie) sich kaum in seiner Form und Resonanzposition von der Zyklotronabsorption (rote Linie) unterscheidet, zeigt das Photoleitungspektrum bei einem aufgeprägten Strom von $I_{SD} = 74 \text{ nA}$ (blaue Linie) eine deutliche Verschiebung der Resonanzposition und erscheint asymmetrisch verbreitert, wie es auch von Suchalkin et al. [Suchalkin99] an Corbino-Scheiben beobachtet wird. Eine genauere Interpretation des Resonanzprofils ist durch das Auftreten von Fabry-Pérot-Interferenzen für die Spektren bei $I_{SD} = 74 \text{ nA}$ schwierig, dennoch lässt sich durch Anpassen einer Lorentz-Kurve die Resonanzposition genau und reproduzierbar bestimmen. Aus der Resonanzposition der Photoleitungspektren

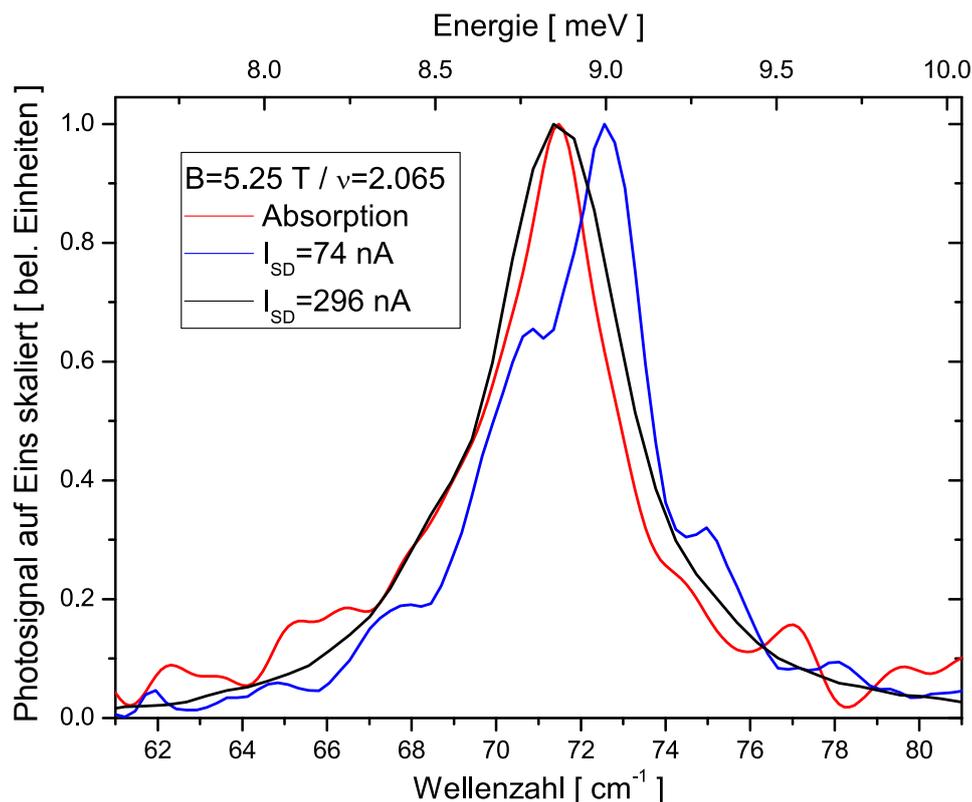


Abbildung 7.3: Vergleich des Photosignals bei einem aufgeprägten Strom von $I_{SD} = 74 \text{ nA}$ (blaue Linie) und einem Strom von $I_{SD} = 296 \text{ nA}$ (schwarze Linie) mit der Absorption (rote Linie) der Probe 11500-1 bei einem Füllfaktor von $\nu = 2.065$.

kann nach der im Abschnitt 3.2 gegebenen Definition (3.23) die Zyklotronmasse m_{cr} bestimmt und mit der aus der Transmission bestimmten Zyklotronmasse verglichen werden.

Abbildung 7.4 zeigt die so bestimmten Zyklotronmassen in Abhängigkeit des Magnetfeldes für den gesamten Magnetfeldbereich um den Füllfaktor $\nu = 2$, in dem ein Photosignal mit dem FT-Spektrometer detektiert werden kann. Man erkennt sehr deutlich eine Abweichung der Zyklotronmasse der Photoleitungsspektren für einen aufgeprägten Strom von $I_{SD} = 74 \text{ nA}$ (blaue Punkte) von der nach dem bolometrischen Modell erwarteten Zyklotronmasse der Transmission (rote Dreiecke) für Füllfaktoren $\nu > 2$, die mit zunehmendem Füllfaktor größer wird. Die aus den Photoleitungsspektren bei $I_{SD} = 296 \text{ nA}$ bestimmte Zyklotronmasse (schwarze Punkte) zeigt hingegen auch oberhalb von $\nu = 2$ kaum eine Verschiebung bezogen auf die Zyklotronmasse der Transmission. Unterhalb des ganzzahligen Füllfaktors fallen alle drei Massen im Rahmen der Messgenauigkeit, entsprechend der Erwartung des bolometrischen Modells, zusammen.

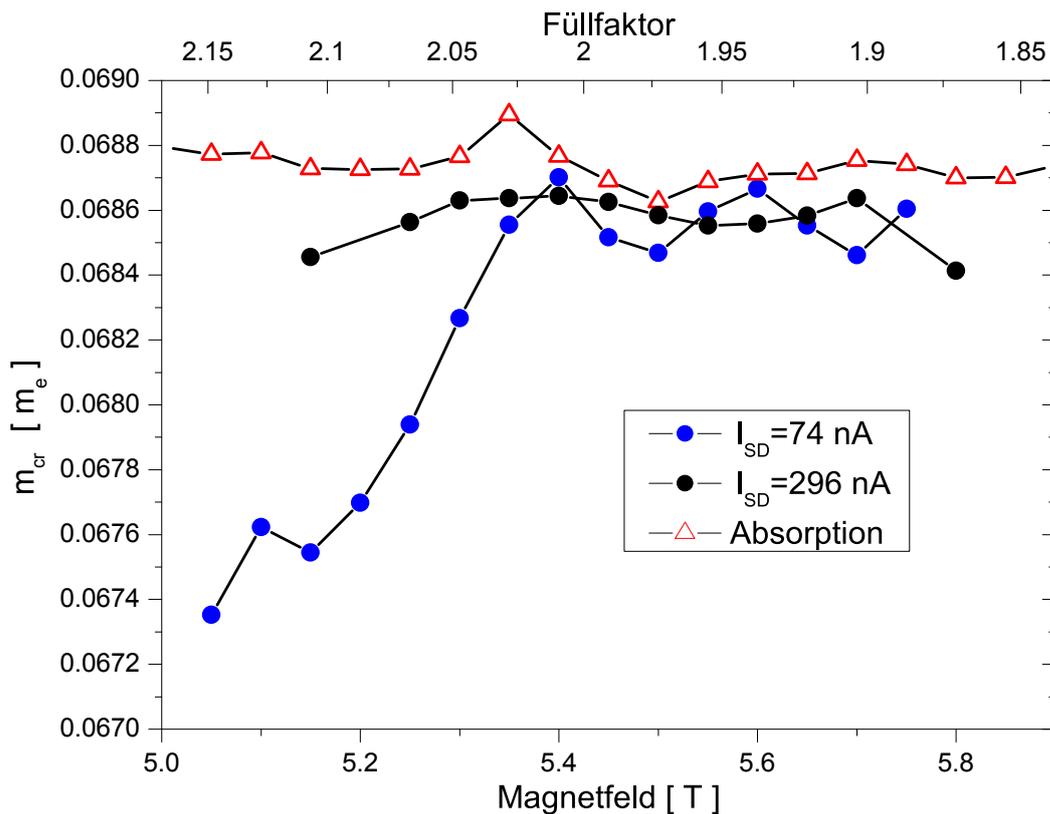


Abbildung 7.4: Vergleich der Zyklotronmasse bestimmt aus den Absorptionsspektren (rote Dreiecke) mit der Zyklotronmasse bestimmt aus den Photoleitungsspektren (blaue und schwarze Punkte) der Probe 11500-1.

Die Photoleitungsspektren bei einer Temperatur von $T = 300 \text{ mK}$ und einem aufprägten Strom von $I_{SD} = 4 \text{ nA}$ zeigen in einem Magnetfeldbereich von $B = 4.931 \text{ T}$ bis $B = 5.753 \text{ T}$ (was einem Füllfaktorbereich von $\nu = 1.87$ bis $\nu = 2.18$ entspricht) ebenfalls ein deutliches Photosignal und erlauben (vermutlich aufgrund der deutlicheren Ausprägung des Quanten-Hall-Effekts bei tieferen Temperaturen) eine genauere Untersuchung des Resonanzprofils sowie der Resonanzposition. Außerdem wurden diese Messungen nach dem Anschleifen der Probe durchgeführt, so dass Artefakte durch Fabry-Pérot-Interferenzen auszuschließen sind. Wie exemplarisch für die Füllfaktoren $\nu = 1.91$ und 1.99 in der Abbildung 7.5 (mittlere und rechte schwarze Kurve) gezeigt, lassen sich die Photosignale im Füllfaktorbereich von $\nu = 1.99$ bis 1.87 nahezu exakt durch eine einzelne Lorentz-Linie (rote Kurven in Abb. 7.5) approximieren. Aus der Resonanzposition erhält man in diesem Bereich eine vom Füllfaktor unabhängige Zyklotronmasse von $m_{cr} = (0.0683 \pm 10^{-4}) m_e$, die etwas kleiner als die aus der Transmission bei $T = 4.2 \text{ K}$ bestimmten Masse von $m_{cr} = (0.0690 \pm 4 \times 10^{-4}) m_e$ ist. Eine leichte Temperaturabhängigkeit der Zyklotronmasse ist nicht weiter überraschend; dementsprechend kann aufgrund des Lorentz-förmigen Resonanzprofils sowie der relativ guten Übereinstimmung der Resonanzposition auch bei einer Temperatur

von $T = 300 \text{ mK}$ das Photosignal bei Füllfaktoren $\nu < 2$ auf das Modell des bolometrischen Heizens des 2DEG zurückgeführt werden.

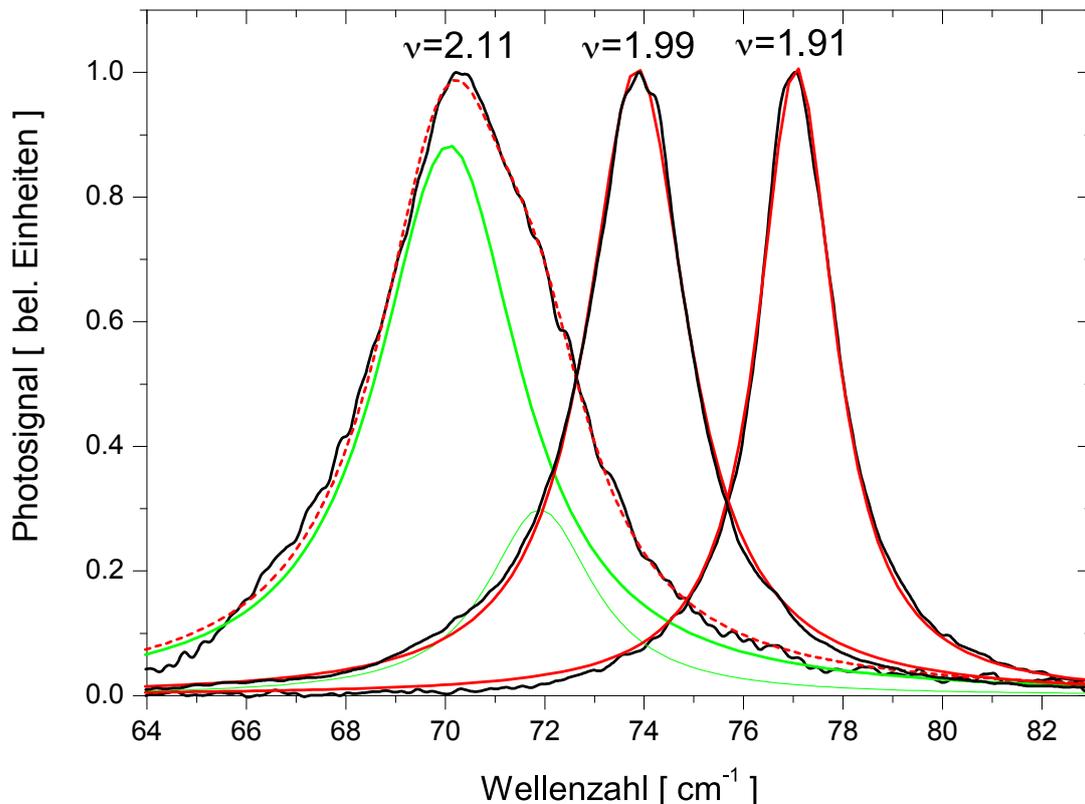


Abbildung 7.5: Auf Eins normierte Photoleitungsspektren der Probe 11500-1 (schwarze Linien) bei $T = 300 \text{ mK}$ und einem aufgeprägten Strom von $I_{SD} = 4 \text{ nA}$. Die grünen und roten Linien zeigen Lorentz-Profile, die an die Spektren angepasst sind, eine nähere Erklärung findet sich im Text.

Wie auch die Photoleitungsmessungen bei $T = 4.2 \text{ K}$ zeigen die Photoleitungsspektren bei 300 mK oberhalb des ganzzahligen Füllfaktors ein vom bolometrischen Modell abweichendes Verhalten, auf das im Folgenden genauer eingegangen werden soll.

Die Photoleitungsspektren im Füllfaktorbereich von $\nu = 2.18$ bis 2.11 zeigen nicht nur eine asymmetrische Verbreiterung, sondern lassen sich, wie es in der Abbildung 7.5 (linke schwarze Linie) für den Füllfaktor $\nu = 2.11$ gezeigt ist, sehr gut durch die Summe (rot gestrichelte Linie) von zwei Lorentz-Profilen (grüne Linien) approximieren. Damit lässt sich die asymmetrisch verbreiterte Resonanz durch die Annahme von zwei nicht aufgelösten unabhängigen Resonanzen interpretieren. Die niederenergetischere Resonanz kann als bolometrisches Signal identifiziert werden, da die Auswertung der Resonanzposition eine (über den gesamten betrachteten Füllfaktorbereich) nahezu konstante Zyklotronmasse von $m_{cr} = (0.0682 \pm 10^{-4}) m_e$ ergibt, welche identisch mit der unterhalb des ganzzahligen Füllfaktors bestimmten Zyklotronmasse ist. Aus der Position der höherenergetischen Resonanz ergibt sich eine Masse von $m_{cr} = (0.0665 \pm 2 \times 10^{-4}) m_e$,

die überraschenderweise exakt der im Abschnitt 6.2 bestimmten Bandkantenmasse m^* entspricht. Wie in den Abschnitten 7.4 und 7.5.1 noch gezeigt wird, lässt sich diese Resonanz auf einen nicht-bolometrischen Mechanismus an den Rändern der Probe zurückführen. Sie wird deshalb im Folgenden kurz als „nicht-bolometrische Resonanz“ bezeichnet.

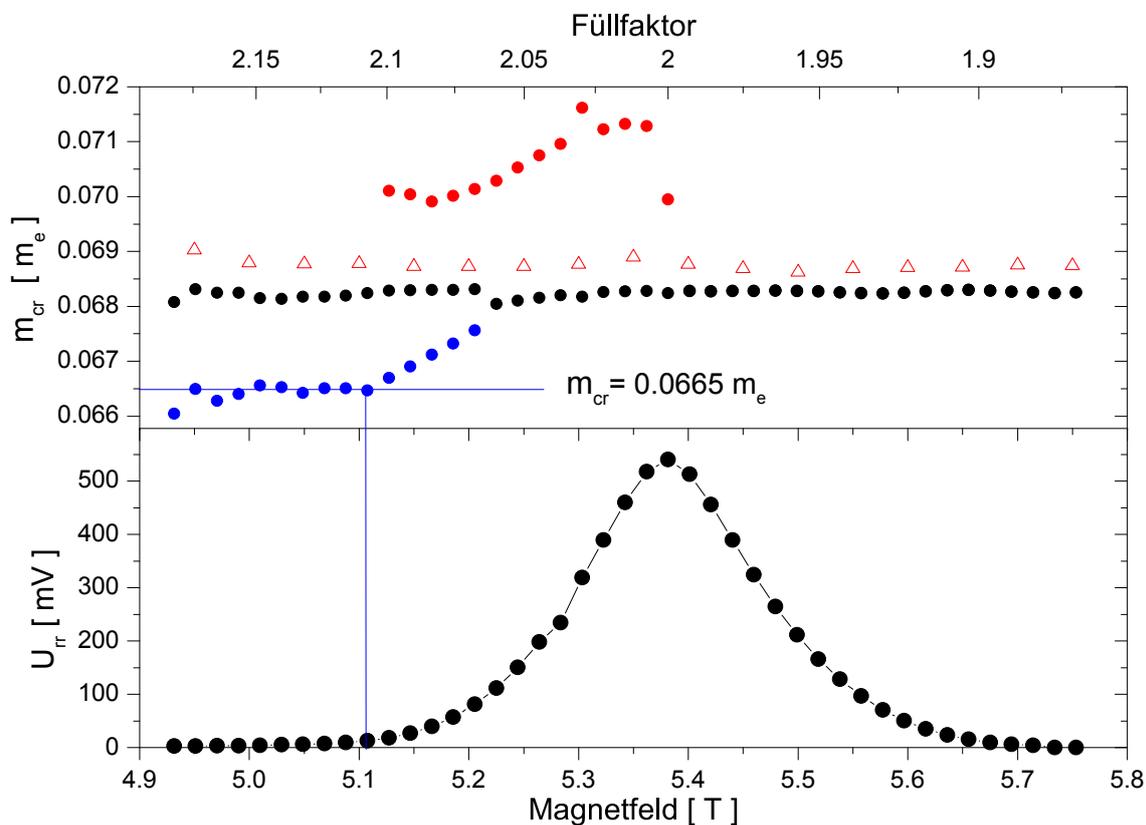


Abbildung 7.6: Zyklotronmassen bestimmt aus den Resonanzpositionen der Photoleitungsspektren der Probe 11500-1 bei $T = 300 \text{ mK}$ und einem Biastrom von $I_{SD} = 4 \text{ nA}$ (oben) sowie der nicht-lokale Spannungsabfall U_{rr} (unten) in Abhängigkeit des Magnetfeldes bzw. Füllfaktors. Genauere Erläuterung findet sich im Text.

Abbildung 7.6 (oben) zeigt noch einmal zusammengefasst die aus dem bolometrischen Signal bestimmte Zyklotronmasse (schwarze Punkte), die Zyklotronmasse der nicht-bolometrischen Resonanz (blaue Punkte), die aus den Transmissionsmessungen bestimmte Zyklotronmasse (rote Dreiecke) sowie den gemessenen Spannungsabfall U_{rr} ohne Beleuchtung (unten) über den gesamten Füllfaktorbereich um $\nu = 2$ herum, in dem ein Photosignal detektiert werden kann. Im Füllfaktorbereich von $\nu = 2.10$ bis $\nu = 2$ ist jedoch die Einführung eines dritten Lorentz-Profiles nötig, um die Photoleitungsspektren konsistent mit dem restlichen Füllfaktorbereich zu approximieren, welches der Vollständigkeit halber ebenfalls als Zyklotronmasse dargestellt ist (rote

Punkte). Die Interpretation dieser dritten Lorentz-Kurve ist nicht geklärt, möglicherweise handelt es sich jedoch um ein Artefakt aufgrund der Apodisation der Interferogramme oder um das Auftreten einer Fabry-Pérot-Interferenz, die durch eine der optischen Komponenten des FT-Spektrometers hervorgerufen werden könnte (siehe auch Abb. D.2). Weiterhin erweist sich die Auswertung der Spektren bezüglich der nicht-bolometrischen Resonanz im Füllfaktorbereich von $\nu = 2.10$ bis 2.06 als äußerst schwierig. In diesem Bereich wachsen sowohl das bolometrische Signal als auch der Widerstand der Probe und damit das Rauschen sehr schnell an, wodurch die bolometrische Resonanz zwar reproduzierbar bestimmt werden kann, nicht jedoch die deutlich kleinere nicht-bolometrische Resonanz.

Interessant ist hier, dass bis zu einer Spannung von $U_{rr} \approx 13 \text{ mV}$ (angedeutet durch die senkrechte Linie in Abb. 7.6), die gerade in der Größenordnung der Zyklotronenergie $\hbar\omega_c/e \approx 9 \text{ mV}$ liegt, eine gegenüber der Zyklotronmasse reduzierte, konstante effektive Masse beobachtet wird. Das Auftreten einer reduzierten effektiven Masse sowie das Fehlen der höherenergetischen Resonanz in den Transmissionsmessungen (vgl. Abschnitt 6.2) weisen darauf hin, dass die höherenergetische Resonanz mit den Randbereichen der Probe korreliert ist.

Weiterhin bemerkenswert ist die große Ähnlichkeit der hier vorgestellten Daten zu den Messungen von Vasil'ev et al. [Vasil'ev92] und Hirakawa et al. [Hirakawa01] an Hall-bar-Proben, die ebenfalls bei kleinen angelegten Strömen eine Verschiebung der Resonanzposition zu höheren Energien oberhalb des ganzzahligen Füllfaktors $\nu = 2$ beobachten, während die Resonanzposition bei hohen Strömen sowie unterhalb von $\nu = 2$ mit der in Transmission bestimmten Zyklotronresonanzposition übereinstimmt. Hirakawa et al. führen die Verschiebung der Resonanzposition bei kleinen Strömen auf den Einfluss der Randkanäle zurück. Wie die weitere Diskussion noch zeigen wird (vgl. Abschnitte 7.4 und 7.5.1), hat das hier beobachtete nicht-bolometrische Signal seinen Ursprung ebenfalls in den inkompressiblen Randstreifen, die bei Füllfaktoren $\nu > 2$ entlang des Randes entstehen (siehe auch Abschnitt 2.2.4).

7.2 Magnetfeld-/Füllfaktorabhängigkeit der Photosignalamplitude im Vergleich zum bolometrischen Modell

In diesem Abschnitt werden Messungen des Photosignals in Abhängigkeit vom Magnetfeld/Füllfaktor vorgestellt und mit den sich aus dem im Abschnitt 3.3 vorgestellten bolometrischen Modell ergebenden Erwartungen verglichen. Dabei wird das Photosignal mittels eines Lock-In-Verstärker (Modell 7265 DSP der Firma EG & G) gemessen, da aufgrund der Lock-In-Technik das Signal-zu-Rausch-Verhältnis etwas erhöht und die Messzeit gegenüber der spektral aufgelösten Messung mittels FT-Spektrometer deutlich verkürzt wird, wodurch in einer vertretbaren Messzeit ein großer Magnetfeld- und Strombereich in kleinen Schritten durchgeföhren werden kann. Als THz-Quelle dient auch hier die Hg-Lampe des FT-Spektrometers²¹, welche durch einen im Spektrometer positionierten Chopper mit 20 Hz moduliert wird (vgl. Abschnitt 5). Wie auch bei den spektral aufgelösten Messungen mit dem FT-Spektrometer wird ein hochohmiger Vorverstärker (DLPVA-100-F-D $R \geq 1 T\Omega$ oder SR560 $R \geq 100 M\Omega$) zur Impedanzanpassung verwendet.

Abbildung 7.7 zeigt drei typische Verläufe des Photosignals (Punkte) in Abhängigkeit des Magnetfeldes für aufgeprägte Ströme von (a) 430 nA, (b) 143 nA und (c) 21 nA sowie das entsprechende Quadrat des Spannungsabfalls U_{rr} (Linien). Man erkennt (wie auch bei den spektral aufgelösten Messungen im vorherigen Abschnitt) über einen großen Magnetfeldbereich um den Füllfaktor $\nu = 2$ herum ein deutliches Photosignal. Wie bereits erwähnt, ist das Photosignal ΔU aufgrund der Vierpunktmessanordnung entsprechend der Gleichung (7.1) gegeben durch

$$\Delta U \approx -\Delta S \frac{U_{rr}^2}{I_{SD}} \quad , \quad (7.2)$$

wobei die Amplitude des Photosignals sowohl von der Magnetfeldabhängigkeit der photoinduzierten Leitwertänderung ΔS als auch von der Spannung U_{rr} zwischen dem äußeren und inneren Rand der Probe (welche ein Maß für den Leitwert S_0 ohne Beleuchtung ist) beeinflusst wird. Für kleine Ströme ist lediglich in den Flanken des Photosignals ΔU eine leichte Abweichung vom Verlauf des Quadrats der Spannung U_{rr} zu erkennen (Abb. 7.7 (c)). Mit zunehmendem Strom wird die Abweichung des Photosignals vom Verlauf des Spannungsabfalls der Probe immer deutlicher (Abb. 7.7 (a,b)). Die Abweichung des Photosignals zeigt, dass auch die Photoleitwertänderung ΔS eine Funktion des Magnetfeldes ist. Bei einem Strom von $I_{SD} = 430 \text{ nA}$ deutet sich eine Doppel-Peak-Struktur an. Eine Vielzahl von Messungen (siehe z.B. [Hirakawa01, Kalugin02, Kawano01, Stellmach07b, Zehnder03]) hat gezeigt, dass die Doppel-Peak-Struktur mit dem Minimum beim ganzzahligen Füllfaktor gerade charakteristisch für den bolometrischen Heizprozess als Ursache des Photosignals ist. Die Magnetfeldabhängigkeit der

²¹Während der Messungen mit dem Lock-In-Verstärker wird der Scan-Betrieb des FT-Spektrometers abgeschaltet und dient lediglich als THz-Quelle.

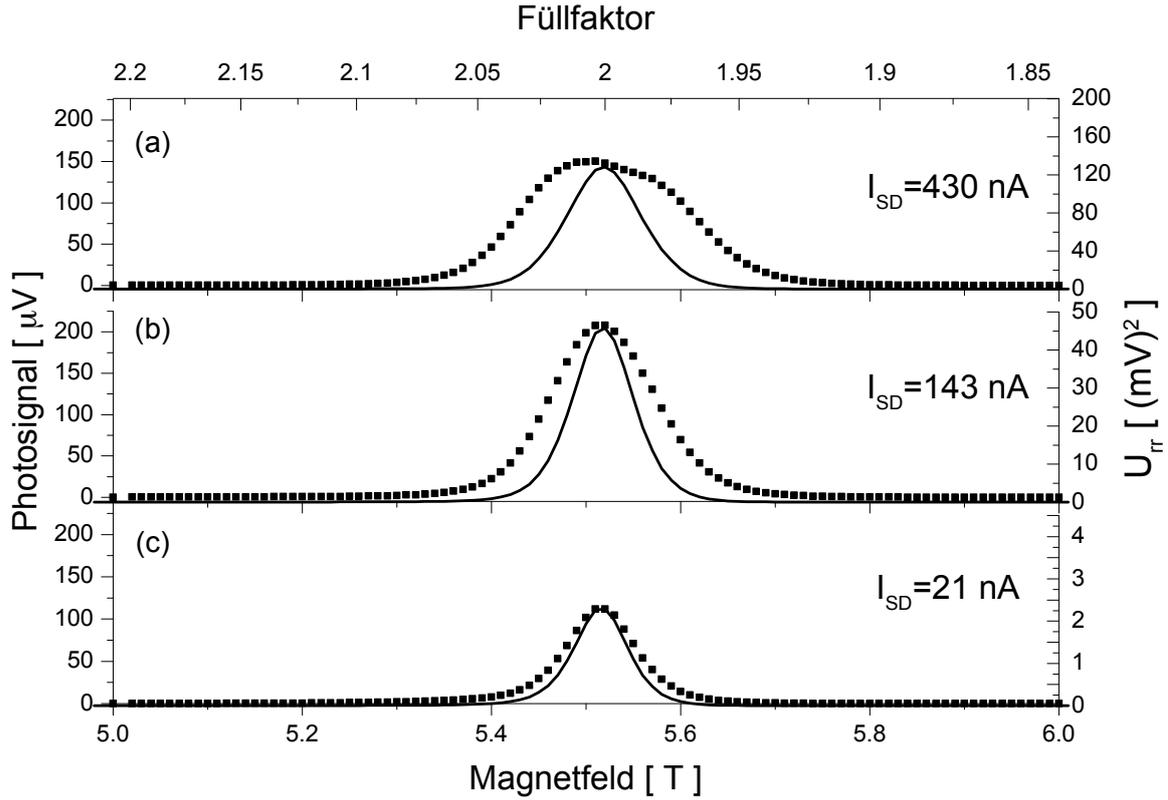


Abbildung 7.7: Vergleich des Spannungsabfalls U_{rr}^2 (Linie) mit dem Photosignal ΔU (Punkte) der Probe 11500-1 in Abhängigkeit des Magnetfeldes bei $T = 4.2 \text{ K}$ für einen aufgeprägten Strom von (a) 430 nA , (b) 143 nA und (c) 21 nA .

Photoleitwertänderung ΔS lässt sich durch das in Abschnitt 3.3 vorgestellte bolometrische Modell erklären, in dem die Photoleitwertänderung durch

$$\Delta S = \left(\frac{\partial S_0}{\partial T_L} \right) \Delta T_e \quad (7.3)$$

beschrieben wird. Dabei ist die photoinduzierte Temperaturerhöhung ΔT_e gegeben durch

$$\Delta T_e = P\tau_{el}/C_{el} \quad (7.4)$$

mit der dissipierten optischen Leistung P , der Relaxationszeit τ_{el} und der spezifischen Wärmekapazität C_{el} des Elektronengases. Der Quotient $\frac{\tau_{el}}{C_{el}}$ kann in der direkten Umgebung des ganzzahligen Füllfaktors näherungsweise als konstant angesehen werden und fällt außerhalb des Hall-Plateaus schnell ab (siehe Ref. [Kawano01] Abb. 11). Unter dieser Voraussetzung und der Annahme einer konstanten dissipierten optischen Leistung P ist nach Gleichung (7.3) zu erwarten, dass die Magnetfeldabhängigkeit der Photoleitwertänderung in der direkten Umgebung des Füllfaktors $\nu = 2$ durch den Verlauf von $\partial S_0/\partial T_L$ gegeben ist. Abbildung 7.8 zeigt den Vergleich der (nach Gleichung (7.2) bestimmten) Photoleitwertänderung ΔS (Punkte) der Probe 11500-1 bei

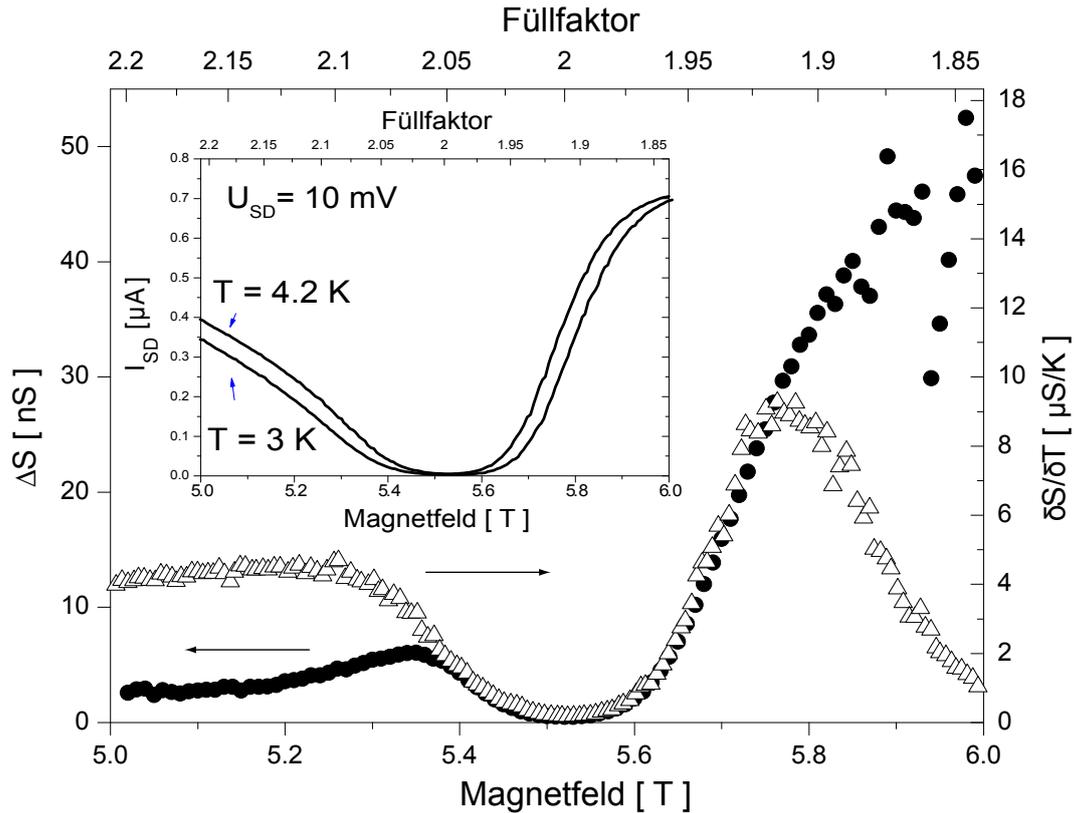


Abbildung 7.8: Vergleich der Photoleitwertänderung ΔS (Punkte) der Probe 11500-1 bei einem angelegten Strom von $I_{SD} = 430$ nA mit der Leitwertänderung $\partial S/\partial T_L$ (offene Dreiecke), bestimmt aus der im Einsatzbild gezeigten Messung des Stromes in Abhängigkeit des Magnetfeldes derselben Probe bei einer Spannung von $U_{SD} = 10$ mV für $T = 4.2$ K und $T = 3$ K.

einem angelegten Strom von $I_{SD} = 430$ nA mit der Leitwertänderung $\partial S_0/\partial T_L = \frac{I_{SD}(B,T=4.2K) - I_{SD}(B,T=3K)}{1.2 \text{ K} \cdot 10 \text{ mV}}$ (offene Dreiecke), bestimmt aus der Differenz der im Einsatzbild gezeigten Messung des Stromes in Abhängigkeit des Magnetfeldes für zwei unterschiedliche Badtemperaturen $T = 4.2$ K und $T = 3$ K. Wie man deutlich sieht, ist die Magnetfeldabhängigkeit der beiden Kurven im Füllfaktorbereich $\nu = 2.075 - 1.925$ nahezu identisch. Somit lässt sich aus der Skalierung der Achsen eine photoinduzierte Temperaturänderung von $\Delta T_e \approx 3$ mK abschätzen. Die Temperaturänderung liegt in derselben Größenordnung wie die von Kawano et al. an vergleichbaren Hall-bar-Proben sowie mit ähnlichen Beleuchtungsintensitäten beobachtete [Kawano01]. Die bei größeren bzw. kleineren Füllfaktoren beobachtete Abweichung der Photoleitwertänderung ΔS von der Leitwertänderung $\partial S_0/\partial T_L$ lässt sich teilweise auf die Magnetfeldabhängigkeit von C_{el} sowie τ_{el} zurückführen [Hirakawa01, Kawano01, Stellmach07b]; dennoch erscheint der Unterschied zwischen $\partial S_0/\partial T_L$ und ΔS für Füllfaktoren $\nu > 2.075$ und $\nu < 1.925$ sehr groß. Abbildung 7.9 zeigt das Photosignal $\Delta U \sim \Delta R_{xx} I_{SD}$ einer Probe mit Hall-bar-Topologie (offene Punkte) im direkten Vergleich mit der Photoleitwertän-

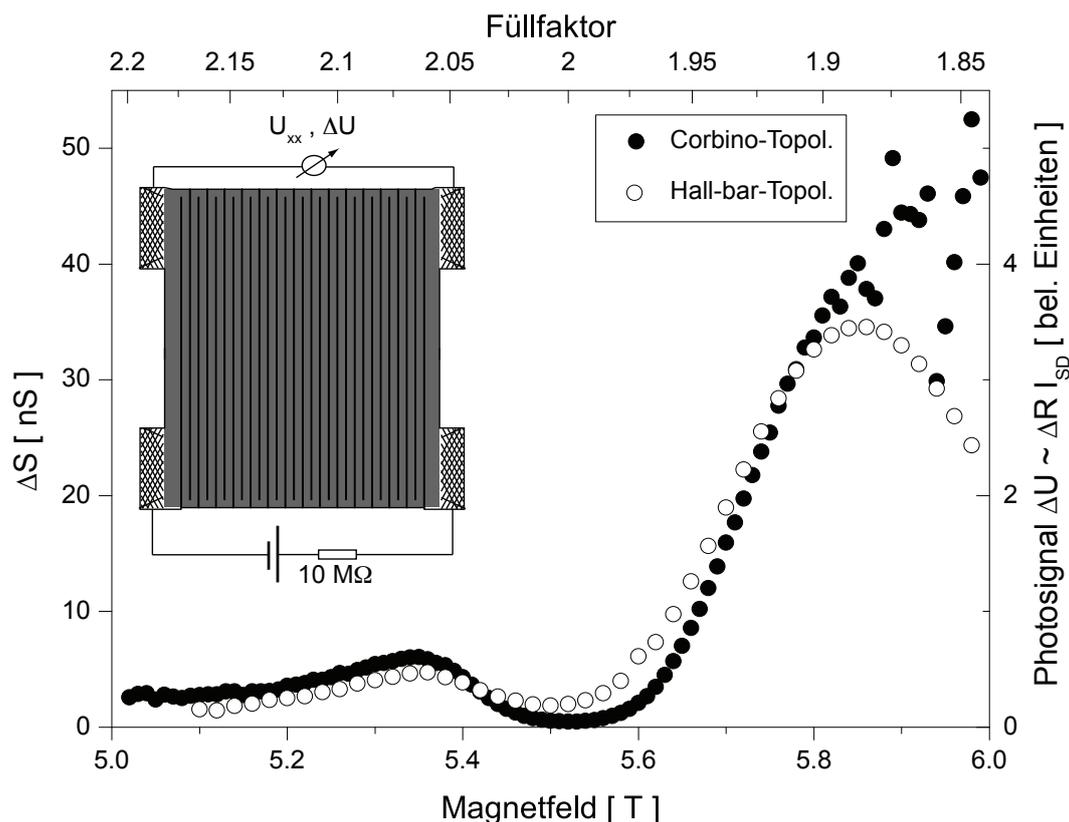


Abbildung 7.9: Amplitude des Photosignals ΔU der Mäander-Hall-bar-Probe 11500-h bei einem aufgeprägten Strom von $I_{SD} = 2.8 \mu A$ (offene Punkte) im Vergleich zur Photoleitwertänderung ΔS der Mäander-Corbino-Probe 11500-1 bei $I_{SD} = 430 nA$ (gefüllte Punkte).

derung ΔS einer Probe mit Corbino-Topologie (gefüllte Punkte). Das Einsatzbild zeigt die Probengeometrie der Hall-bar-Probe. Die gute Übereinstimmung zwischen Corbino- und Hall-bar-Topologie im gesamten gezeigten Magnetfeldbereich lässt die Vermutung zu, dass die Abweichung zwischen ΔS und $\partial S_0/\partial T_L$, welche bei der Mäander-Corbino-Probe beobachtet wird, durch den Einfluss der Messgeometrie auf den Leitwert $S_0(T_L)$ zurückzuführen ist, während die Photoleitwertänderung ΔS einem geringeren Einfluss der Geometrie unterliegt. Diese Vermutung wird durch die Messungen von Hirakawa et al. [Hirakawa01] und Kawano et al. [Kawano01] an Hall-bar-Proben unterstützt, da diese eine deutlich bessere Übereinstimmung zwischen der photoinduzierten Widerstandsänderung ΔR_{xx} und der durch die Badtemperatur bedingten Widerstandsänderung $\partial R_{xx}/\partial T_L$ beobachteten.

Aufgrund der guten Übereinstimmung von ΔS und $\partial S_0/\partial T_L$ in der direkten Umgebung des ganzzahligen Füllfaktors und der im vorhergehenden Abschnitt diskutierten spektral aufgelösten Messungen kann das Photosignal der Mäander-Corbino-Probe im Bereich hohen Stroms sowohl oberhalb als auch unterhalb des Füllfaktors $\nu = 2$ gut durch das bolometrische Modell des photoinduzierten Heizens des Elektronengases be-

geschrieben werden (siehe Abschnitt 3.3).

7.3 Strom-/Spannungsabhängigkeit der Photosignalamplitude bei Füllfaktoren $\nu > 2$

Wie die im Folgenden vorgestellten Messungen zeigen, treten jedoch bei Füllfaktoren $\nu > 2$ deutliche Abweichungen vom bolometrischen Modell auf, wenn der aufgeprägte Strom und damit auch der Spannungsabfall U_{rr} sehr klein werden.

Abbildung 7.10 zeigt die Photoleitwertänderung ΔS für einen aufgeprägten Strom von $I_{SD} = 4 \text{ nA}$ (gefüllte blaue Punkte) sowie für $I_{SD} = 2 \text{ nA}$ (offene blaue Punkte) im Vergleich zur Leitwertänderung $\partial S_0/\partial T_L$ (offene Dreiecke) in Abhängigkeit des Magnetfeldes/Füllfaktors bei 300 mK . Unterhalb des ganzzahligen Füllfaktors lässt sich, analog zu den Messungen bei $T = 4.2 \text{ K}$ und $I_{SD} = 430 \text{ nA}$, eine Achsenskalierung wählen, in der die Photoleitwertänderung ΔS und die Leitwertänderung $\partial S_0/\partial T_L$ nahezu identisch sind. Dies zeigt zusammen mit den spektral aufgelösten Messungen im Abschnitt 7.1, dass auch bei einer Temperatur von $T = 300 \text{ mK}$ das Photosignal für Füllfaktoren $\nu < 2$ aus dem Heizen des Elektronengases durch die Zyklotronabsorption der THz-Strahlung und der damit einhergehenden Leitwertänderung resultiert. Ferner zeigt die Photoleitwertänderung ΔS keine Abhängigkeit vom aufgeprägten Strom. Dagegen ist die Photoleitwertänderung oberhalb des Füllfaktors $\nu = 2$ deutlich größer als die Leitwertänderung $\partial S_0/\partial T_L$ und zeigt zudem noch eine Abhängigkeit vom aufgeprägten Strom. Bei genauerer Betrachtung (Abb. 7.11 (oben)) fällt auf, dass unterhalb eines Füllfaktors von ca. 2.115 der Leitwert mit zunehmendem Strom ebenfalls leicht zunimmt, während sich das Verhalten oberhalb gerade umkehrt und die Photoleitwertänderung mit abnehmendem Strom maximal wird. Ein Vergleich der in Abbildung 7.11 (oben) dargestellten Photoleitwertänderungen ΔS bei verschiedenen aufgeprägten Strömen mit den entsprechenden Spannungsabfällen U_{rr} (Abb. 7.11 (unten)) zeigt, dass die Stromabhängigkeit der Photoleitwertänderung sich in dem Füllfaktorbereich umkehrt, in dem der Spannungsabfall gerade in der Größenordnung der Zyklotronenergielücke $\hbar\omega_c/e$ liegt.

Wie die spektral aufgelösten Messungen zeigen (Abb. 7.5-7.6), setzt sich das Photosignal oberhalb des Füllfaktors $\nu = 2$ aus zwei unabhängigen Resonanzen zusammen. Dabei lässt sich die niederenergetische Resonanz mit der Zyklotronabsorption identifizieren (bolometrisches Signal), die unterhalb eines Füllfaktors von $\nu \approx 2.1$ deutlich das Photosignal dominiert, während das Photosignal mit wachsendem Füllfaktor oberhalb von $\nu \approx 2.1$ zunehmend durch ein nicht-bolometrisches Signal, dessen Resonanz bei einer höheren Energie beobachtet wird, dominiert wird. Der Übergang zwischen dem bolometrisch dominierten und dem vom nicht-bolometrischen Signal dominierten Bereich korreliert ebenfalls mit einem Spannungsabfall U_{rr} in der Größenordnung der Zyklotronenergielücke $\hbar\omega_c/e$ (senkrechte blaue Linie in Abb. 7.6).

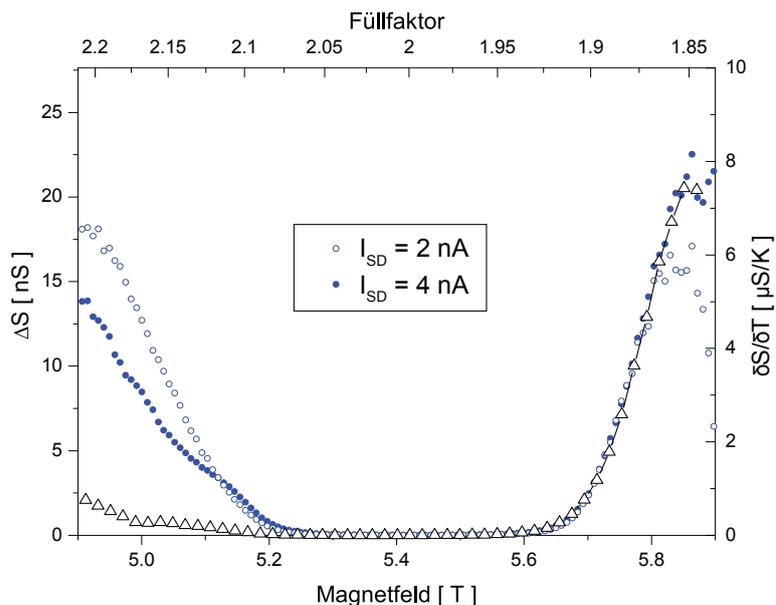


Abbildung 7.10: Photoleitwertänderung ΔS der Mäander-Corbino-Probe 11500-1, aufgenommen bei $T = 300 \text{ mK}$ in Abhängigkeit des Magnetfeldes für zwei verschiedene aufgeprägte Ströme (blaue Kreise) im Vergleich zur Leitwertänderung $\partial S_0/\partial T_L = (S_0(500 \text{ mK}) - S_0(300 \text{ mK}))/0.2 \text{ K}$ (offene Dreiecke).

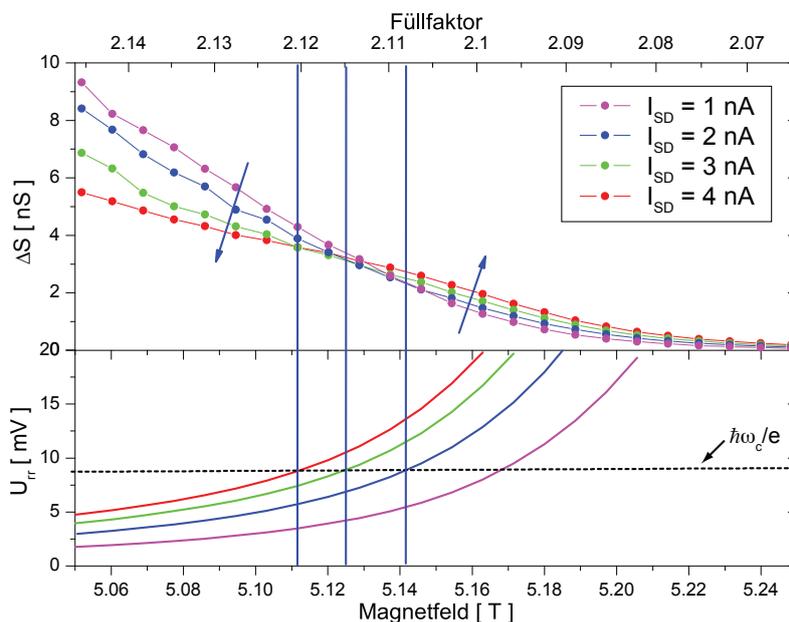


Abbildung 7.11: Photoleitwertänderung ΔS der Mäander-Corbino-Probe 11500-1, aufgenommen bei $T = 300 \text{ mK}$ in Abhängigkeit des Magnetfeldes für verschiedene aufgeprägte Ströme (oben) im Vergleich zu den entsprechenden Spannungsabfällen U_{rr} (unten). Die horizontalen Linien kennzeichnen den Magnetfeld-/Füllfaktorbereich, in dem die Spannungen U_{rr} der Zyklotronenergie $\hbar\omega_c/e$ (gestrichelte Linie) entsprechen.

Daher liegt es nahe, die in der Abbildung 7.11 (oben) dargestellte Umkehr der Abhängigkeit der Photoleitwertänderung ΔS vom aufgeprägten Strom als einen Übergang zwischen einem bolometrisch dominierten und einem vom nicht-bolometrischen Signal dominierten Bereich zu interpretieren, wobei das nicht-bolometrische Signal bei einem Spannungsabfall $U_{rr} < \hbar\omega_c/e$ dominant wird und das bolometrische Signal bei größeren Spannungen überwiegt.

Für eine genauere Untersuchung der Abhängigkeit des Photosignals vom aufgeprägten Strom erweist es sich als sinnvoll, die Messungen bei $T = 4.2 \text{ K}$ durchzuführen, da aufgrund des abnehmenden Widerstands der Probe mit zunehmender Temperatur ein Spannungsabfall $U_{rr} \approx \hbar\omega_c/e$ erst bei deutlich größeren Strömen erreicht wird. Daher ist es bei einer Temperatur von $T = 4.2 \text{ K}$ möglich, mit einer ausreichenden Genauigkeit den aufgeprägten Strom zu variieren und entsprechend das Photosignal in Abhängigkeit vom Strom bzw. von Spannung bei einem festen Füllfaktor zu untersuchen.

Abbildung 7.12 (a-f) zeigt exemplarisch das Photosignal ΔU (oben) und den Spannungsabfall U_{rr} (unten) gegen den aufgeprägten Strom I_{SD} für die Füllfaktoren $\nu = 2.10, 2.09, 2.08, 2.07, 2.05$ und 1.95 . Auf die Darstellung des Photosignals beim ganzzahligen Füllfaktor $\nu = 2.00$ wird zu Gunsten der Übersichtlichkeit an dieser Stelle verzichtet, da bereits bei aufgeprägten Strömen von $I_{SD} < 100 \text{ nA}$ der Zusammenbruch des Quanten-Hall-Effekts einen deutlichen Einfluss auf die Messung hat.

Unterhalb des ganzzahligen Füllfaktors wird ein linearer Anstieg des Photosignals mit dem Strom beobachtet (Abb. 7.12 (f) oben). Dieses entspricht nach Gleichung (7.2) einer vom aufgeprägten Strom unabhängigen Photoleitwertänderung ΔS , da hier auch der Spannungsabfall eine lineare (bzw. ohmsche) Stromabhängigkeit zeigt (Abb. 7.12 (f) unten). Diese Beobachtung ist sowohl mit den Ergebnissen der Messungen bei $T = 300 \text{ mK}$ konsistent als auch mit denen an Proben in Hall-bar-Geometrie [Hirakawa01, Kawano01]. Zusammen mit den vorhergehenden Betrachtungen ist die Interpretation gerechtfertigt, dass unterhalb des ganzzahligen Füllfaktors das Photosignal der Mäander-Corbino-Probe nicht nur im Bereich hohen Stroms, sondern im gesamten hier untersuchten Strombereich auf ein bolometrisches Heizen des Elektronengases durch die Zyklotronabsorption der THz-Strahlung zurückzuführen ist.

Oberhalb des Füllfaktors $\nu = 2$ (Abb. 7.12 (a-e)) zeigt das Photosignal ΔU drei Bereiche mit unterschiedlicher Stromabhängigkeit. Man erkennt deutlich zwei Bereiche, die mit I und III gekennzeichnete sind, welche eine (in erster Näherung) lineare Abhängigkeit vom aufgeprägten Strom aufweisen. Dabei ist die Steigung im Bereich I jedoch um ein Vielfaches größer als die im Bereich III. Weiterhin wird ein plateauartiger Übergangsbereich II beobachtet. Auffallend ist hier, dass der Übergang zwischen den Bereichen I und II unabhängig vom Füllfaktor bei ca. $27 \text{ nA} - 30 \text{ nA}$ beobachtet wird und der entsprechende Spannungsabfall mit abnehmendem Füllfaktor schnell anwächst. Ausgehend von den spektral aufgelösten Messungen (siehe Abb. 7.3 und 7.4)

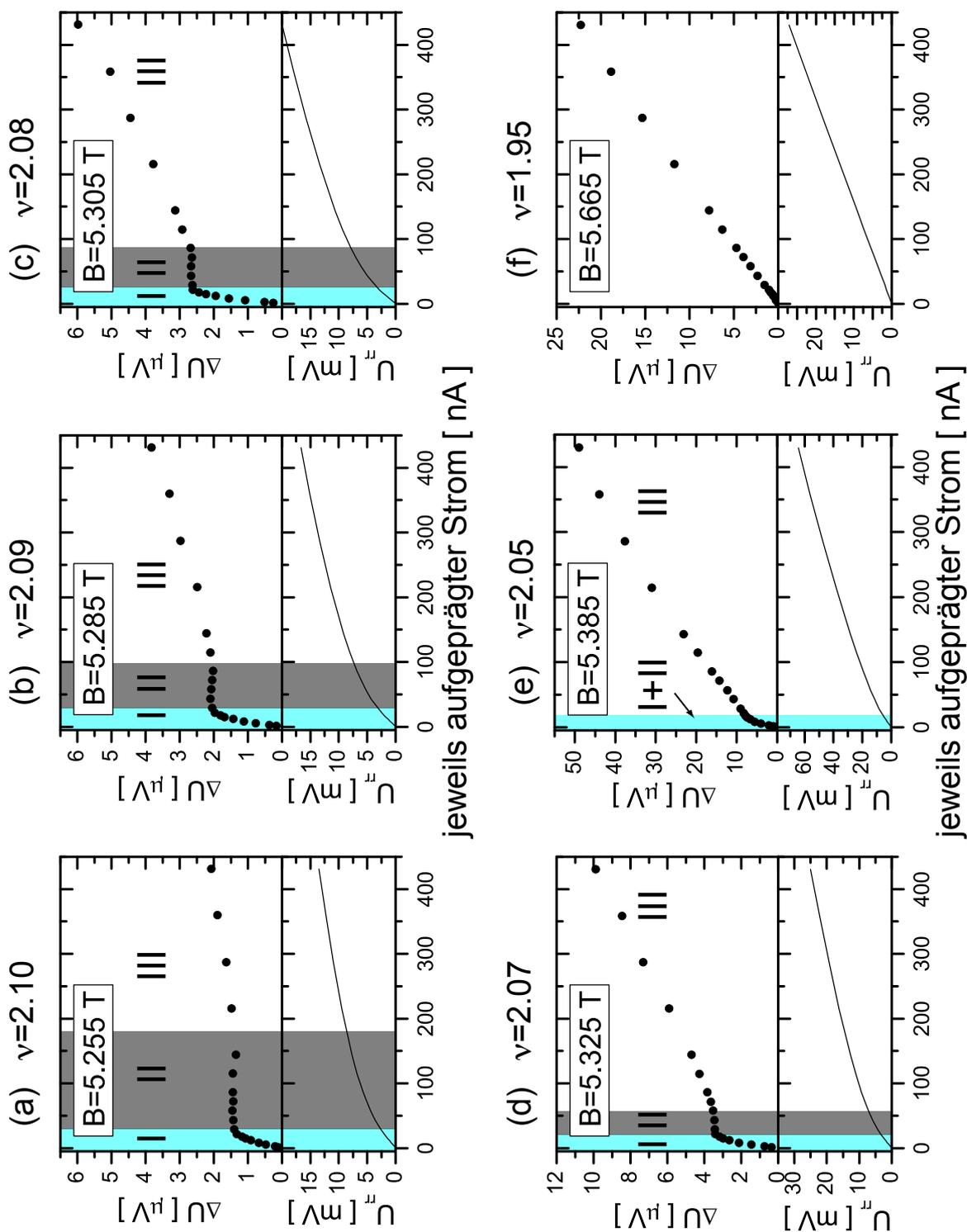


Abbildung 7.12: Abhängigkeit des Photosignals ΔU (oben) sowie des Spannungsabfalls U_{rr} (unten) der Probe 11500-1 bei einer Temperatur von $T = 4.2 \text{ K}$ für verschiedene Füllfaktoren.

sowie der im vorhergehenden Abschnitt diskutierten guten Übereinstimmung der Photoleitwertänderung ΔS bei hohen Strömen mit dem bolometrischen Modell lässt sich das Photosignal ΔU im Bereich III einem bolometrischen Signal zuordnen, hervorgerufen durch die Zyklotronabsorption. Aufgrund des näherungsweise linearen Verlaufs der Kurven im Bereich III liegt die Vermutung nahe, dass im Bereich I das bolometrische Signal vernachlässigbar klein ist und damit das Photosignal ΔU durch ein nicht-bolometrisches Signal dominiert wird. Entsprechend ist der Bereich II dann als Übergangsbereich zu interpretieren, in dem das bolometrische Signal mit zunehmendem aufgeprägten Strom in etwa im gleichen Maß anwächst, wie das nicht-bolometrische Signal abnimmt.

Weiterhin zeigt Abbildung 7.13 die Magnetfeld-/Füllfaktorabhängigkeit der Schwellspannung U_S (Punkte), bei der der Übergang zwischen den Bereichen II und III beobachtet wird. Der Vergleich der Schwellspannung U_S mit einer durch die Zyklotronenergielücke definierten charakteristischen Spannung $\hbar\omega_c/e$ (Linie) ergibt eine gute Übereinstimmung, wie es auch schon die im Abschnitt 7.1 diskutierten spektral aufgelösten Messungen und die in Abbildung 7.11 gezeigten Messungen vermuten lassen.

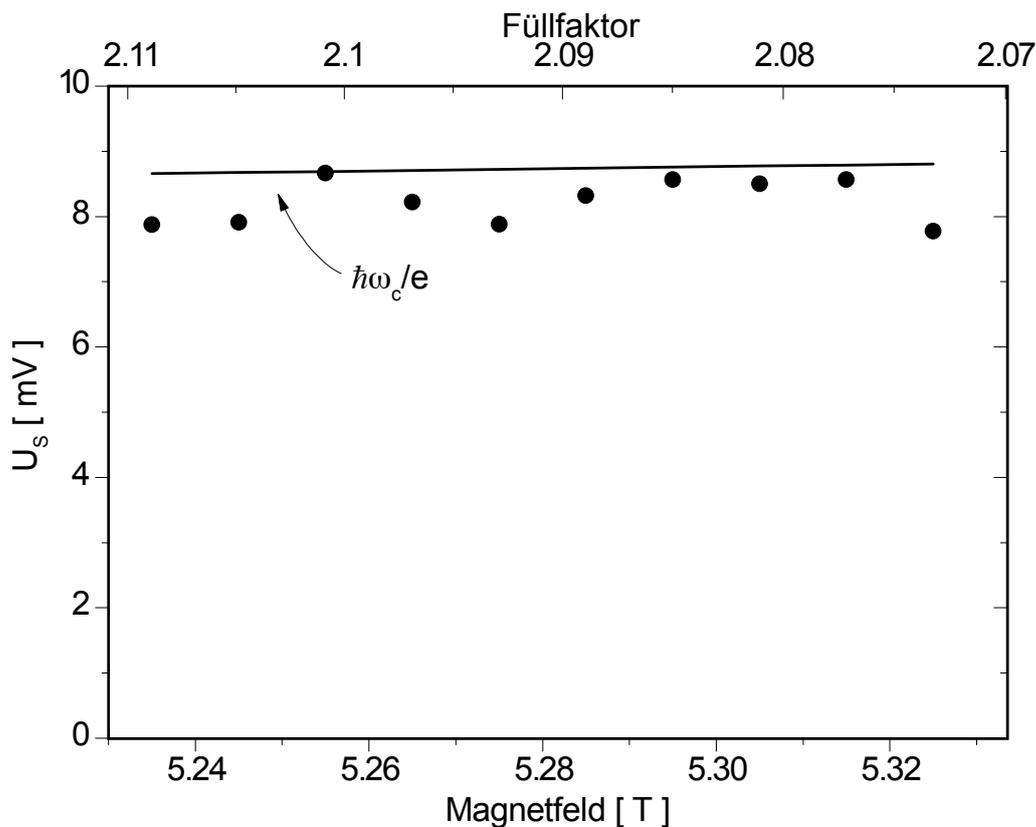


Abbildung 7.13: Schwellspannung U_S (Punkte), bei der der Übergang zwischen den Bereichen II und III in der Abbildung 7.12 beobachtet wird, sowie die durch die Zyklotronenergielücke definierte charakteristische Spannung $\hbar\omega_c/e$ (Linie).

Die Tatsache, dass ausschließlich oberhalb des ganzzahligen Füllfaktors ein nicht-bolometrisches Signal beobachtet wird, während das bolometrische Signal über den gesamten Füllfaktorbereich auftritt, deutet darauf hin, dass das nicht-bolometrische Signal im Zusammenhang mit der Entstehung von inkompressiblen Streifen am Rand der Probe steht (siehe Abschnitt 2.2.4), während das bolometrische Signal dem Volumen zuzuordnen ist. Eine analoge Asymmetrie bezüglich des Füllfaktors wird z.B. auch für die Emission von THz-Strahlung durch Inter-Landau-Niveau-Übergänge im Quanten-Hall-Effekt von Ikushima et al. [Ikushima07] an Proben in Hall-bar-Geometrie beobachtet und von den Autoren ebenfalls auf den Einfluss der Randkanäle zurückgeführt. Dies untermauert die Vermutung, dass das nicht-bolometrische Signal einer Anregung innerhalb der Randkanäle der Probe entspricht, da die THz-Emission im Quanten-Hall-Effekt ja gerade den inversen Prozess zur THz-Anregung darstellt. Wie in den folgenden Abschnitten noch deutlich wird, ist die Beobachtung einer Schwellspannung $U_S \approx \hbar\omega_c/e$ ebenfalls ein Hinweis auf eine Korrelation zwischen dem nicht-bolometrischen Signal und der Entstehung von inkompressiblen Streifen am Rand der Probe.

Um diese Vermutung zu stützen, wird im folgenden Abschnitt die Photo-Antwort eines einzelnen inkompressiblen Streifen ausführlich untersucht. Eine sehr ausführliche Beschreibung der Transporteigenschaften über einen einzelnen inkompressiblen Streifen hinweg (allerdings „im Dunkeln“) findet sich in der Arbeit von A. Würtz [Würtz06]. Zusätzlich zu der Schwellspannung $U_S \approx \hbar\omega_c/e$ existiert offensichtlich noch eine weitere Schwellspannung, unterhalb derer eine näherungsweise lineare Stromabhängigkeit beobachtet wird (Bereich I in Abb. 7.12). Auffallend ist hier, dass der Übergang zwischen den Bereichen I und II unabhängig vom Füllfaktor bei ca. $27 \text{ nA} - 30 \text{ nA}$ beobachtet wird und der entsprechende Spannungsabfall mit abnehmendem Füllfaktor schnell anwächst. Die Füllfaktorabhängigkeit der zweiten Schwellspannung, bei der der Übergang zwischen den Bereichen I und II beobachtet wird, sowie die Strom- /Spannungsabhängigkeit des Photosignals im Bereich I lassen sich ebenfalls durch die Entstehung von inkompressiblen Streifen erklären und werden im Abschnitt 7.5.1 noch eingehender im Rahmen eines Photodioden-Modells diskutiert.

7.4 Photoleitungsmessungen zwischen separat kontaktierten Randkanälen

Um den Einfluss der inkompressiblen Randstreifen zu untersuchen, bietet sich die in Abbildung 7.14 (a) dargestellte Quasi-Corbino-Struktur an, da es in dieser Geometrie möglich ist, den Transport über einen einzelnen inkompressiblen Streifen hinweg zu untersuchen [Würtz02]. Durch ein externes Magnetfeld senkrecht zur Ebene des 2DEGs

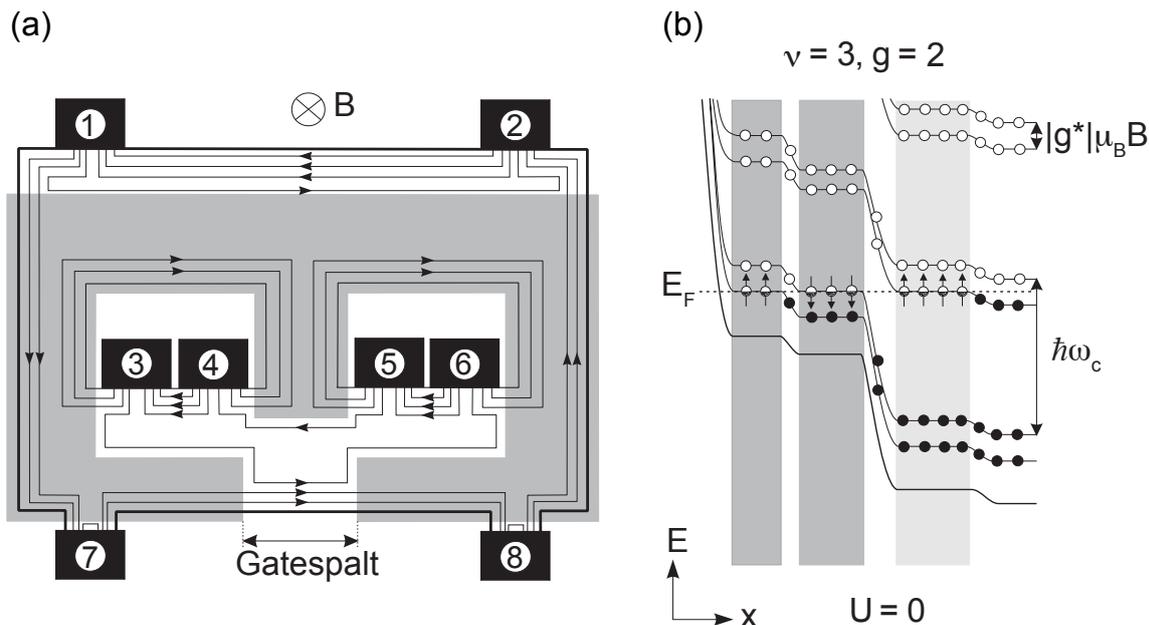


Abbildung 7.14: Schematischer Aufbau der Probe C31112B-2 (a), wobei die Mesa durch dicke Linien angedeutet ist, die grau schattierte Fläche den vom Gate überdeckten Bereich darstellt und die dünnen Linien den Verlauf der Randkanäle für die Füllfaktor-Kombination ($\nu = 3, g = 2$) skizzieren. (b) Schematische Darstellung des Randpotentials. Mit freundlicher Genehmigung von Alida Würtz .

entstehen Randkanäle entlang der Ätzkante der Probe, wobei deren Anzahl bei homogener Ladungsträgerdichte in der gesamten Probe, dem Füllfaktor ν entspricht und durch die Stärke des Magnetfeldes gegeben ist. Wie bereits erwähnt, sind die Randkanäle des inneren und äußeren Randes im ganzzahligen Füllfaktor durch einen ausgedehnten, semiisolierenden inneren Bereich getrennt (vgl. Abb. 7.14 (a)). Somit sind die Kontakte 1, 2, 7 und 8 nur mit den äußeren Randkanäle verbunden, während die Kontakte 3 bis 6 ausschließlich die inneren Randkanäle kontaktieren. Durch eine lokale Veränderung der Ladungsträgerdichte unter dem Gate (graue Fläche in der Abb. 7.14(a)) kann der Verlauf der Randkanäle so manipuliert werden, dass beispielsweise ein Randkanal aus

der Gateregion verdrängt wird. Dazu wird eine Gatespannung gewählt, die unter dem Gate einen Füllfaktor $g = \nu - 1$ realisiert, wodurch ein Randkanal des inneren Randes am Gate reflektiert wird und im Bereich des Gatespaltes mit den Randkanälen des äußeren Randes kommunizieren kann. Der Verlauf der Randkanäle ist für die Füllfaktorkombination ($\nu = 3$, $g = 2$) in der Abbildung 7.14(a) schematisch skizziert. Somit lässt sich der Interrandkanaltransport über einen einzelnen inkompressiblen Streifen hinweg durch eine Widerstandsmessung zwischen den inneren und äußeren Kontakten untersuchen.

Zur Bestimmung der Ladungsträgerdichte bzw. zur Identifikation der Füllfaktoren der Probe C31112B-2²² im nicht vom Gate überdeckten Bereich wird eine Messung des Magneto-Widerstands ($R_{3-6,4-5}$) durchgeführt, in dem ein konstanter Strom zwischen den Kontakten 3 und 6 aufgeprägt und der Spannungsabfall zwischen den Kontakten 4 und 5 gemessen wird. Dabei wird eine Gatespannung von $U_g = -0.5 \text{ V}$ angelegt, um das 2DEG unter dem Gate vollständig zu verarmen. Die Abbildung 7.15 (a) zeigt die SdH-Oszillationen der Magnetowiderstandsmessung bei einer Temperatur von $T = 285 \text{ mK}$; aus deren Periodizität sich eine Ladungsträgerdichte von $n_e = 4.31 \text{ cm}^{-2}$ ergibt. Daraus ergibt sich ein Magnetfeld von $B = 5.94 \text{ T}$ für den Füllfaktor $\nu = 3$. Um die Füllfaktorkombination $\nu = 3$, $g = 2$ genau einstellen zu können, wird die benötigte Gatespannung für den Füllfaktor $g = 2$ unter dem Gate durch eine MCV-Messung²³ bei dem Füllfaktor $\nu = 3$ im nicht vom Gate überdeckten Bereich bestimmt. Die Abbildung 7.15 (b) zeigt den Real- und Imaginärteil der Kapazität einer MCV-Messung, man erkennt andeutungsweise ein Minimum des Imaginärteils bei $U_g \approx -260 \text{ mV}$ und ein deutlich ausgeprägtes Minimum bei $U_g = -140 \text{ mV}$. Das erste Minimum entspricht dem Füllfaktor $g = 1$ und das zweite dem gesuchten Füllfaktor $g = 2$.

Abbildung 7.14(b) zeigt schematisch die Potentialstruktur des Randes im Bereich des Gatespaltes; die dunkelgrau unterlegten Randkanäle sind mit den Kontakten des äußeren Randes verbunden und der hellgrau unterlegte Randkanal mit den inneren.

Wird nun eine kleine positive Spannung an einen äußeren Kontakt und einer der inneren Kontakte auf Erde gelegt, resultiert eine Verschiebung des Quasi-Fermi-Niveaus des äußeren Randes E_F^a gegenüber dem Quasi-Fermi-Niveau des inneren Randkanals E_F^i nach unten. Dabei wird mit steigender Spannung der Potentialverlauf im inkompressiblen Streifen, der die Randkanäle des äußeren Randes von dem Randkanal des inneren Randes trennt, zunehmend flacher. Bei Erreichen einer Schwellspannung von $U_s = \hbar\omega_c/e$ wird der Potentialverlauf flach, was einem Verschwinden des inkompressiblen Streifens gleichkommt. Ist also eine der Zyklotron-Energielücke entsprechende Schwellspannung überwunden, so kann praktisch ungehindert ein Strom zwischen den Randkanälen fließen.

²²Die hier verwendete Probe wurde von Alida Würtz im Rahmen ihrer Dissertation aus dem Probenmaterial C31112B präpariert, jedoch nicht untersucht.

²³Magneto-Kapazitäts-Spannungs-Messung

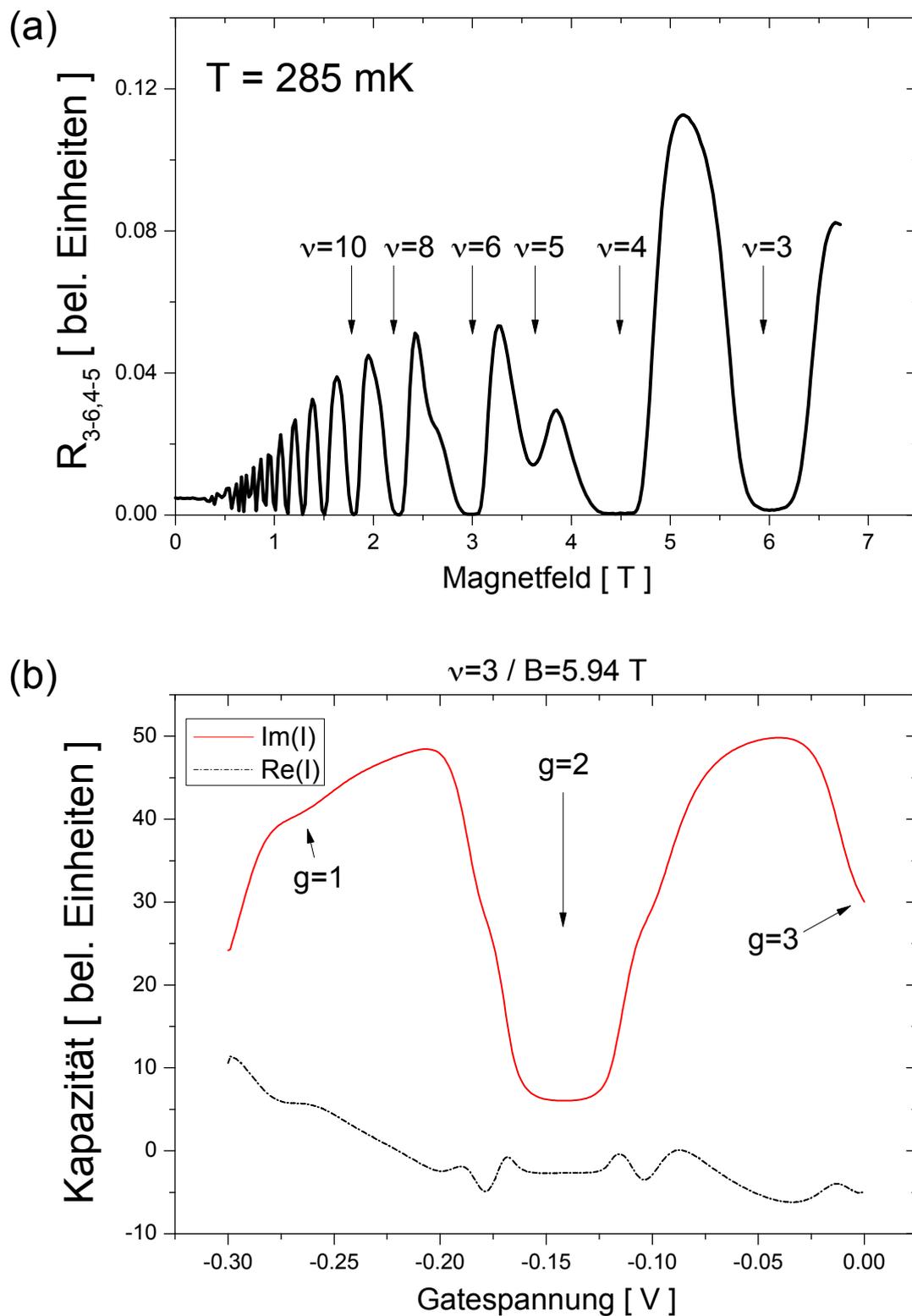


Abbildung 7.15: (a) SdH-Oszillationen des Vierpunktwidestands $R_{3-6,4-5}$ für eine Gatespannung $U_g = 0.5 \text{ V}$ zur Bestimmung der Ladungsträgerdichte im nicht vom Gate überdeckten Bereich. (b) Real- und Imaginärteil der Kapazität einer MCV-Messung für einen Füllfaktor $\nu = 3$ im nicht vom Gate überdeckten Bereich zur Bestimmung der Gatespannung für den Füllfaktor $g = 2$ unter dem Gate.

Bei einer negativen Spannung in der Größenordnung der Zyklotron-Energielücke wird das Quasi-Fermi-Niveau des äußeren Randes nach oben verschoben, wodurch auch unbesetzte Zustände aus dem nächst höheren Landau-Niveau des inneren Randkanals zum Transport beitragen können. Dem entsprechend ist für hinreichend große negative Spannungen ebenfalls ein deutlich reduzierter Widerstand zu erwarten. Im Spannungsbereich $|U| < \hbar\omega_c/e$ stehen keine Zustände zur Verfügung, die einen resonanten Transport ermöglichen, woraus ein sehr großer Widerstand resultiert. Eine ausführliche Diskussion des Interrandkanaltransports für beliebige Füllfaktorkombinationen (ν , g), jedoch ohne Beleuchtung, findet sich in der Dissertation von Alida Würtz [Würtz06].

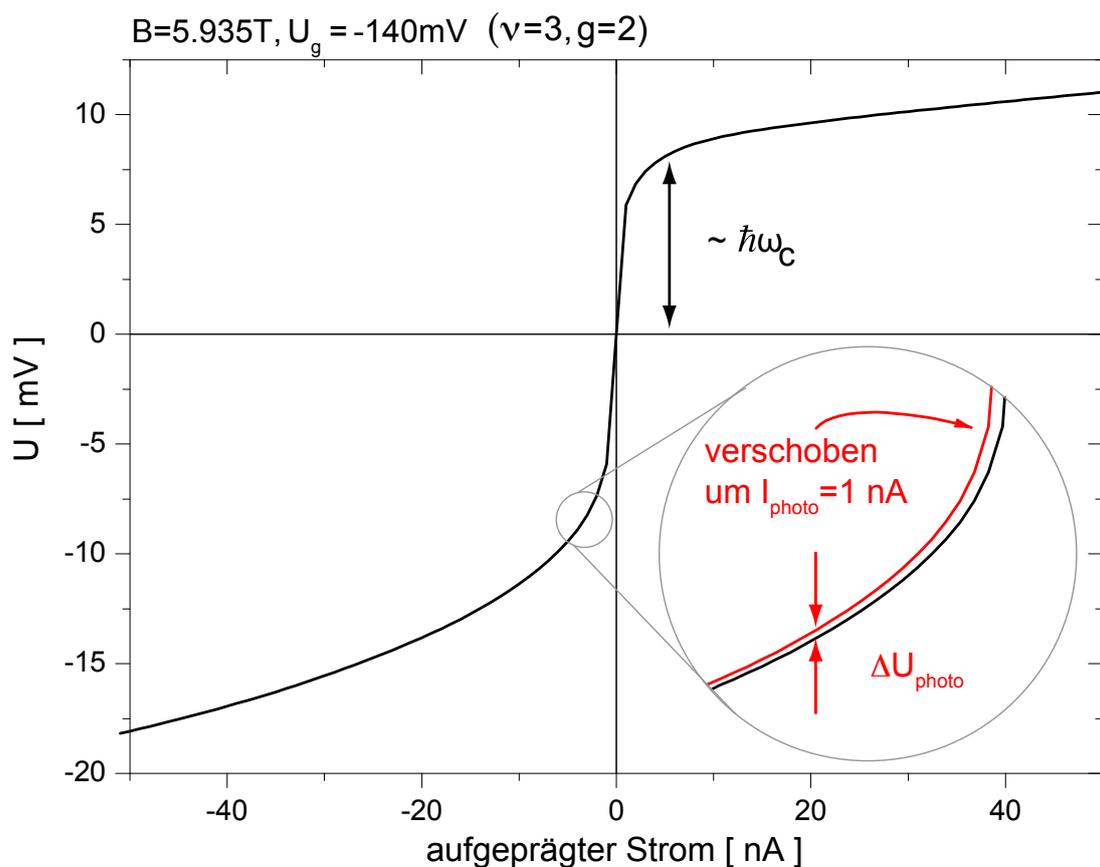


Abbildung 7.16: $U(I)$ -Kennlinie der Probe C31112B-2 für die Füllfaktorkombination ($\nu = 3$, $g = 2$) bei $T = 285\text{ mK}$ (schwarze Kurve). Zur Veranschaulichung eines photostrom-induzierten Photospannungssignals ist im Einsatzbild die $U(I)$ -Kennlinie nochmals um $\Delta I = 1\text{ nA}$ zu negativen Strömen verschoben aufgetragen (rote Kurve).

Abbildung 7.16 zeigt eine entsprechende $U(I)$ -Kennlinie (schwarze Linie) der Probe C31112B-2 für die Füllfaktorkombination ($\nu = 3$, $g = 2$ / $B = 5.935\text{ T}$, $U_g = -140\text{ mV}$) bei einer Temperatur von $T = 285\text{ mK}$; dabei wird der Strom mit einer Konstantstromquelle der Firma Keithley (Ke2400) zwischen den Kontakten 7 und 6 aufgetragt und der Spannungsabfall an denselben Kontakten als Zweipunkt-Messung

aufgezeichnet. Wie erwartet, erkennt man deutlich bei positiven Strömen eine Schwellspannung von $U_s = 9.148 \text{ mV}$, die in etwa der Zyklotron-Energielücke von $\hbar\omega_c/e = 10.256 \text{ mV}$ entspricht²⁴. Bei negativen Strömen ist die Stufenstruktur nicht so deutlich ausgeprägt, man erkennt jedoch auch hier das erwartete Verhalten.

Weiterhin erhält man einen Widerstand von ca. $6 \text{ M}\Omega$ im Bereich kleiner Spannungen ($|U| < \hbar\omega_c/e$).

Die Kennlinie sowie der Potentialverlauf der Landau-Niveaus im Gatespalt entsprechen etwa denen einer Rückwärtsdiode, bei der auf beiden Seiten des pn-Übergangs die Dotierung so gewählt ist, dass die Fermi-Energie im p-Bereich nahe an der Valenzbandkante und im n-Bereich nahe der Leitungsbandkante liegt. Wird eine solche Diode in Sperrichtung betrieben, so fließt, bedingt durch den Zener-Durchbruch, ein vergleichsweise großer Strom, was dem negativen Ast der Kennlinie der Quasi-Corbino-Probe entspricht. Hingegen sperrt die Diode in Durchlassrichtung bei kleinen Spannungen/Strömen, was dem positiven Bereich der Kennlinie der Quasi-Corbino-Probe entspricht. Dieses lässt vermuten, dass sich die Quasi-Corbino-Probe unter Beleuchtung ebenfalls wie eine Diode verhält und ein Photostrom erzeugt wird. Zur Illustration ist in der Abbildung 7.17 nochmals der Verlauf des Randpotentials im Bereich des innersten inkompressiblen Randstreifens aus der Abbildung 7.14 (b) vergrößert dargestellt und dem schematischen Leitungs-/Valenzband-Verlauf einer Photodiode gegenübergestellt.

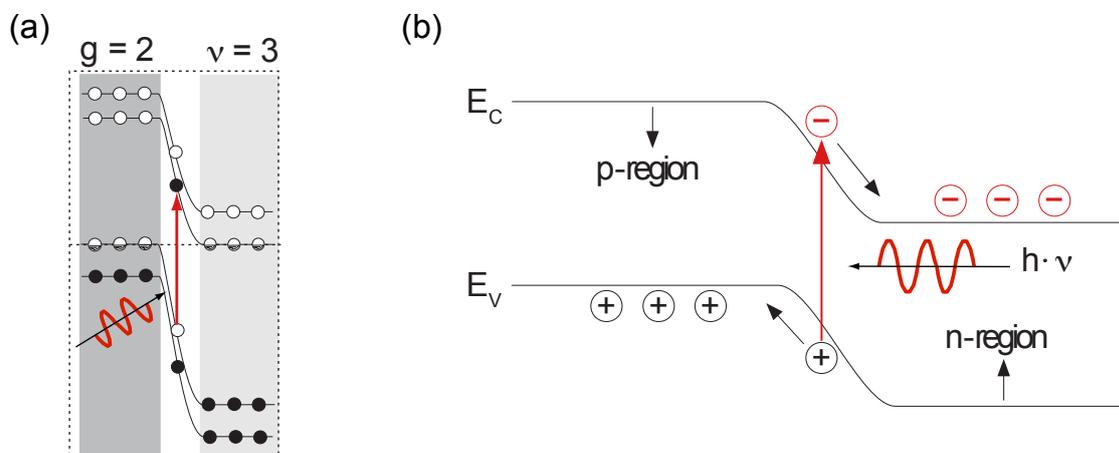


Abbildung 7.17: (a) Vergrößerter Ausschnitt des Randpotentials aus Abbildung 7.14 (b) zur Illustration der Erzeugung eines Photostroms im inkompressiblen Randstreifen. (b) Schematische Darstellung des Leitungs- und Valenzband-Verlaufs einer Photodiode (adaptiert aus [Demtröder99b] S.468).

In Analogie zu einer Photodiode wird durch Beleuchtung die $U(I)$ -Kennlinie der Probe

²⁴Zur Berechnung der Zyklotron-Energielücke wurde die aus Abbildung 7.19 bestimmte effektive Masse von $m^* = 0.0670 m_e$ angenommen.

entlang der Stromachse um den Betrag des erzeugten Photostroms I_{Photo} zu negativen Werten hin verschoben, während die Form der Kennlinie erhalten bleibt. Wie in der Abbildung 7.16 (für einen zur Verdeutlichung sehr groß gewählten Photostrom von $I_{Photo} = 1 \text{ nA}$) skizziert, entspricht dann die Photospannung gerade der Differenz zwischen der Kennlinie im unbeleuchteten und der im beleuchteten Zustand.

$$\Delta U_{Photo} := U(I - I_{Photo}) - U(I) \quad (7.5)$$

Zur Detektion eines solchen Photosignals in Abhängigkeit des aufgeprägten Stroms I

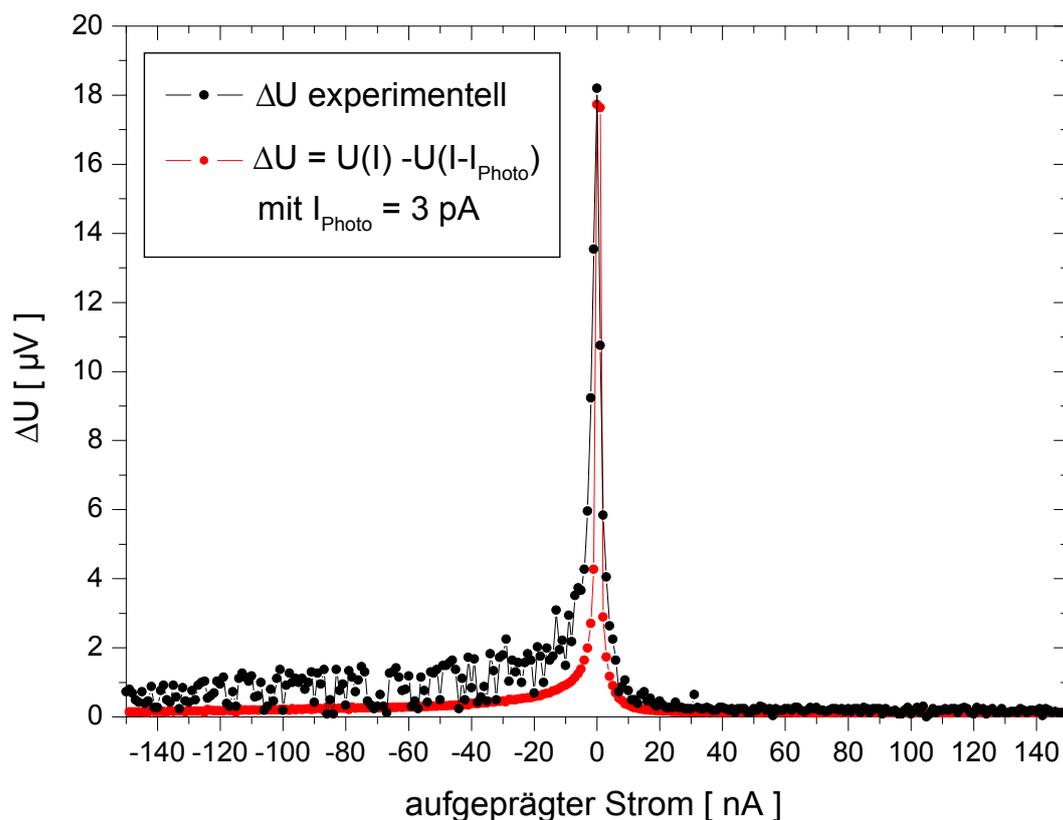


Abbildung 7.18: Photospannung ΔU (schwarze Punkte) gemessen in Lock-In-Technik und Vierpunktgeometrie bei einer Füllfaktorkombination ($\nu = 3$, $g = 2$) und einer Temperatur von 300 mK . Die roten Punkte stellen die Photospannung, berechnet aus der in Abbildung 7.16 gezeigten $U(I)$ -Kennlinie ohne Beleuchtung nach Gleichung (7.5), dar.

wird, wie auch bei der Mäander-Corbino-Probe, ein IFS-113 FT-Spektrometer mit einem Chopper im Strahlengang als THz-Quelle eingesetzt und die Photospannung über einen hochohmigen Vorverstärker und einen Lock-In-Verstärker (SR560 und SR830 der Firma Stanford Research Systems, Inc.) in Vierpunktgeometrie zwischen den Kontakten 8 und 5 gemessen. Das so gemessene Photosignal ist in der Abbildung 7.18 (schwarze Punkte) gezeigt. Die Messung zeigt eine maximale Photospannung von $18 \mu\text{V}$ für einen

verschwindenden Strom. Aus der Photospannung bei $I = 0$ A und dem Widerstand des inkompressiblen Streifens von $6\text{ M}\Omega$ lässt sich (analog zu einer kurzgeschlossenen Photodiode) ein Photostrom von

$$\Delta U_{Photo} = R_{Diode} I_{Photo} \Leftrightarrow I_{Photo} = \frac{\Delta U_{Photo}}{R_{Diode}} = 3\text{ pA} \quad (7.6)$$

berechnen. Verwendet man diesen Photostrom in der Gleichung (7.5), so kann man aus der in Abbildung 7.16 dargestellten Kennlinie das zu erwartende Photosignal errechnen. Dieses ist, zum Vergleich mit dem experimentell bestimmten Photosignal, ebenfalls in der Abbildung 7.18 (rote Punkte) dargestellt. Sowohl die Amplitude als auch die Stromabhängigkeit des Photosignals werden durch die nach Gleichung (7.5) errechneten Werte gut reproduziert. Diese gute Übereinstimmung festigt die eingangs aufgestellte Vermutung, dass der Interrandkanaltransport der Quasi-Corbino-Probe auch unter Beleuchtung durch die Kennlinie einer Photodiode beschrieben werden kann und das experimentell beobachtete Photosignal entsprechend durch einen im inkompressiblen Streifen generierten Photostrom hervorgerufen wird. Völlig analoge Resultate ergeben sich aus der Messung des Photosignals bei der Füllfaktorkombination ($\nu = 4$, $g = 2$), die im Anhang F dargestellt ist.

Ferner fällt eine Asymmetrie zwischen dem Photosignal bei positiven und negativen Strömen auf. Mit zunehmend positivem Strom verschwindet das Photosignal völlig, während im negativen Strombereich weiterhin ein kleines Photosignal beobachtet wird. Diese Asymmetrie kann im Rahmen des Photodioden-Modells darauf zurückgeführt werden, dass im Fall eines positiven Stroms ein zunehmend flacher Potentialverlauf entsteht und damit einhergehend der Photostrom sowie der Widerstand des inkompressiblen Streifens gegen Null geht, wohingegen bei negativen Strömen die Potentialstufe des inkompressiblen Streifens erhalten bleibt und auch beim Überschreiten der Zyklotron-Energielücke ein kleiner, aber endlicher Widerstand sowie ein Photostrom erhalten bleiben.

Des Weiteren ist es trotz eines sehr schlechten Signal-zu-Rausch-Verhältnisses gelungen, mit Hilfe des FT-Spektrometers durch Mittelung von 800 Einzelmessungen die Photospannung für die Füllfaktorkombination ($\nu = 3$, $g = 2$) spektral aufgelöst zu detektieren. Dazu wird die Photospannung am Kontakt 2 (gegen Erde) über einen Vorverstärker (SR560) und das Spektrometer gemessen, während der Kontakt 6 geerdet ist und er damit den Gegenpol zum Gate darstellt. Das resultierende Photoleitungsspektrum (blaue Linie) und eine an die Messdaten angepasste Lorentz-Kurve (rot gestrichelt) sind in der Abbildung 7.19 gezeigt. Im Rahmen der Messgenauigkeit erscheint das Signal Lorentz-artig, wobei das Maximum bei $\bar{\nu}_c = 83.696\text{ cm}^{-1}$ liegt und eine Halbwertsbreite von $w = 3.53\text{ cm}^{-1}$ aufweist. Aus der Resonanzposition ergibt sich somit eine Zyklotronmasse von $m_{cr} = 0.0670\text{ }m_e$, was überraschenderweise etwa der effektiven Bandkantenmasse von *GaAs* ($m^* = 0.0665\text{ }m_e$ [Hansen88, Vurgaftman01]) entspricht.

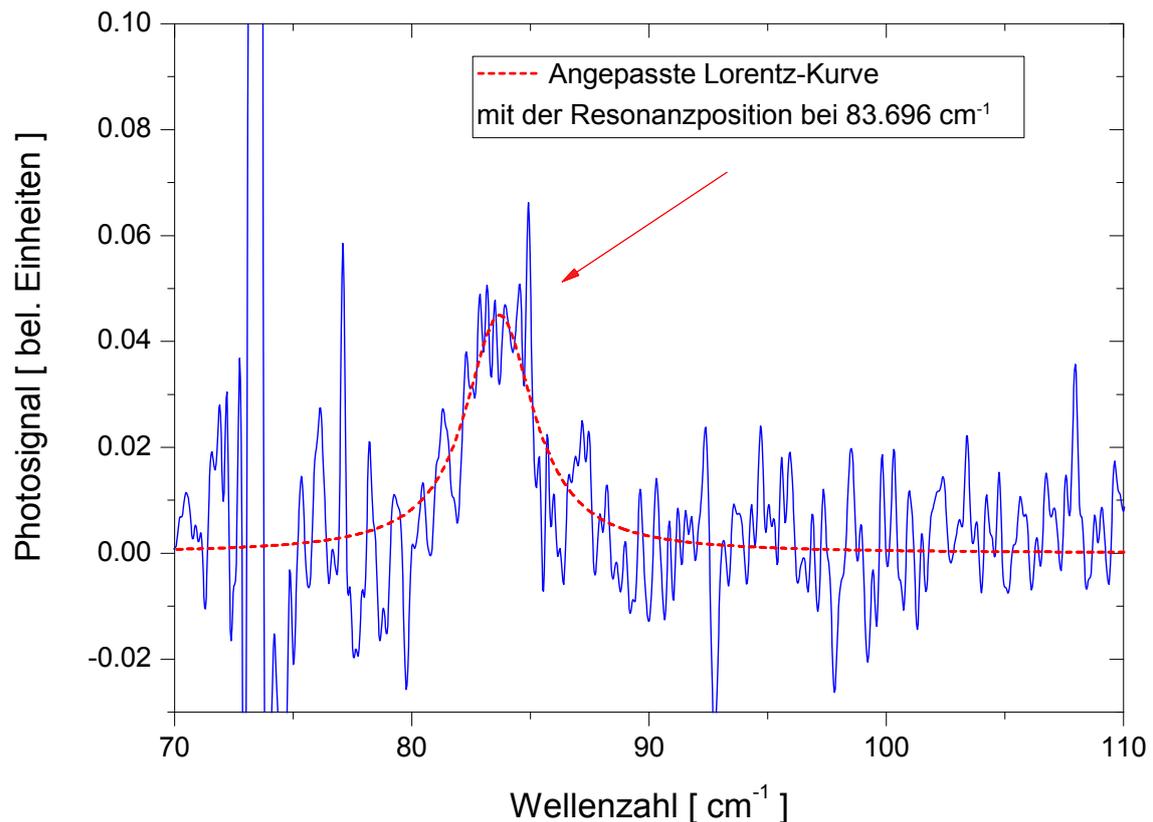


Abbildung 7.19: Spektral aufgelöste Messung der Photospannung ($I = 0 \text{ A}$) für die Füllfaktorkombination ($\nu = 3, g = 2 / B = 6.008 \text{ T}, U_g = -141 \text{ mV}$) gemessen zwischen den Kontakten 2 und 6. Die rot gestrichelte Linie zeigt eine an die Messdaten angepasste Lorentz-Kurve.

Wie bereits im Abschnitt 3.2 theoretisch behandelt und durch die im Abschnitt 6.2 vorgestellten Transmissionsmessungen am Probenmaterial 11500 experimentell gezeigt, würde man aufgrund der Nicht-Parabolizität des *GaAs*-Leitungsbandes eine gegenüber der effektiven Bandkantenmasse erhöhte Zyklotronmasse erwarten. Eine reduzierte effektive Masse lässt sich zumindest qualitativ damit erklären, dass die Elektronen in den inkompressiblen Randstreifen ein zusätzliches Einschlusspotential aufgrund der Verarmungszone erfahren und damit der Einfluss der Nicht-Parabolizität des Leitungsbandes kompensiert wird (siehe z.B. [Hirakawa01]).

Interessanterweise stimmt die hier beobachtete effektive Masse sehr gut mit der effektiven Masse der nicht-bolometrischen Resonanz überein, die bei der in Mäander-Corbino-Geometrie strukturierten Probe 11500-1 beobachtet wird (vgl. Abschnitt 7.1). Die Beobachtung einer reduzierten, nahezu identischen effektiven Masse sowohl bei der in diesem Abschnitt diskutierten Quasi-Corbino-Geometrie als auch bei der in den vorherigen Abschnitten betrachteten Mäander-Corbino-Geometrie weist darauf hin, dass das Photosignal in beiden Topologien aus einem Photostrom der inkompressiblen Randstreifen resultiert.

Mit Kenntnis des Photostroms und der optischen Leistung bei der Energie der Zyklotronfrequenz lässt sich ferner die effektive Beleuchtungsfläche F der Photodiode abschätzen. Für den Photostrom gilt

$$I_{Photo} = e\dot{n}_e F, \quad (7.7)$$

wobei \dot{n}_e die Zahl der photogenerierten Elektronen pro Sekunde (normiert auf die aktive Fläche) angibt. Die Abhängigkeit der Elektronenzahl von der optischen Leistung P_{THz} bei der Energie E_{THz} wird durch

$$\dot{n}_e = \frac{\eta P_{THz}}{E_{THz}} \quad (7.8)$$

beschrieben, dabei gibt η die Quantenausbeute an. Die optische Leistung lässt sich aus einer Vergleichsmessung mit einer kalibrierten Golay-Zelle (siehe Abschnitt 8.1) abschätzen, und man erhält $P_{THz} \approx 0.1 - 1 \text{ nWcm}^{-2}$. Damit ergibt sich, unter der Annahme einer Quantenausbeute von $\eta = 1$, eine effektive Beleuchtungsfläche von $F \approx 0.3 \times 10^{-4} \text{ cm}^2 - 3 \times 10^{-4} \text{ cm}^2$. Die so bestimmte Fläche entspricht etwa dem Produkt der Wellenlänge der THz-Strahlung und der Gatespaltbreite ($F = 30 \times 10^{-4} \text{ cm} \cdot 1/84 \text{ cm} \approx 0.36 \times 10^{-4} \text{ cm}^2$). Trotz der Tatsache, dass sowohl P_{THz} als auch η nur etwa auf den Faktor 10 bekannt sind, ist die abgeschätzte effektive Beleuchtungsfläche konsistent mit dem Modell einer Photodiode zur Beschreibung des Photosignals.

7.5 Modellbild zur Beschreibung der Photoleitungsmessungen einer Mäander-Corbino-Probe

In diesem Abschnitt sollen nun die vorhergehenden Resultate kurz rekapituliert und aus diesen ein Modellbild entwickelt werden, welches die einzelnen Beobachtungen der im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Photoleitungsmessungen geschlossen beschreibt.

Wie in den Abschnitten 7.1 und 7.2 gezeigt wurde, lässt sich im gesamten untersuchten Füllfaktorbereich von ca. 2.22 bis 1.85 ein als bolometrisches Signal bezeichneter Beitrag zum Photosignal identifizieren, dessen spektrales Profil sowie dessen Position mit der Zyklotronabsorption im 2DEG-Volumen übereinstimmt. Weiterhin lässt sich dieses bolometrische Signal unterhalb des ganzzahligen Füllfaktors ($\nu < 2$) in völliger Analogie zu dem in Hall-bar-Proben beobachteten Photosignal gut durch das im Abschnitt 3.3 vorgestellte bolometrische Modell beschreiben.

Neben dem bolometrischen Signal wird noch ein zweiter nicht-bolometrischer Beitrag zum Photosignal beobachtet (siehe z.B. Abb. 7.5 und 7.6), wobei dieser nur bei Füllfaktoren $\nu > 2$ beobachtet wird und deutlich von den Erwartungen des bolometrischen Modells abweicht, wie es z.B. die Abbildung 7.11 zeigt. Da das Transmissionsignal proportional zur beleuchteten Fläche ist und die Randkanäle eine verschwindend kleine Fläche gegenüber dem Volumen darstellen, sind die Transmissionsmessungen im

Wesentlichen durch die Absorption des Volumenbereiches dominiert. Daher kann das Fehlen des nicht-bolometrischen Beitrags in den Transmissionsmessungen (vgl. Abschnitt 6.2 und 7.1) als Hinweis gewertet werden, dass das nicht-bolometrische Signal seinen Ursprung in den Randbereichen der Probe hat.

Wie die im vorangegangenen Abschnitt vorgestellten Messungen an separat kontaktierten Randzuständen eines Probenrandes zeigen, kann unter geeigneten Bedingungen ein Photostrom innerhalb der inkompressiblen Randstreifen generiert und als Photospannung experimentell nachgewiesen werden, dessen Amplitude durchaus mit dem Photosignal der Mäander-Corbino-Proben vergleichbar ist. Dabei lassen sich sowohl die Transporteigenschaften ohne Beleuchtung als auch das beobachtete Photosignal mit den Eigenschaften einer Rückwärtsdiode vergleichen. Weiterhin zeigt die spektral aufgelöste Messung der Photospannung (Abb. 7.19), dass die Resonanzposition gegenüber der Zyklotronresonanz im Volumen zu höheren Energien verschoben ist, was auf den Einfluss des Randpotentials zurückzuführen ist. Interessanterweise stimmt dabei die aus der Resonanzposition bestimmte effektive Masse nahezu perfekt mit der im Abschnitt 7.1 ermittelten effektiven Masse der nicht-bolometrischen Resonanz einer Mäander-Corbino-Probe überein. Damit drängt sich die Vermutung auf, dass das nicht-bolometrische Signal der Mäander-Corbino-Proben ebenfalls durch einen in den inkompressiblen Randstreifen generierten Photostrom hervorgerufen wird.

Zusammenfassend stellt sich das Photosignal einer Mäander-Corbino-Probe also als Überlagerung eines bolometrischen und eines nicht-bolometrischen Beitrags dar, wobei das nicht-bolometrische Signal seinen Ursprung in einem Photoeffekt des Randes hat und das bolometrische Signal der Zyklotronabsorption des Volumens zuzuordnen ist. Damit stellt sich nun die Frage, unter welchen Bedingungen der Beitrag des Randes und wann der des Volumens dominant wird.

Diese Frage lässt sich mit Hilfe der in Abbildung 7.20 (a) dargestellten Potentialmessungen von Ahlswede [Ahlswede02] an einer sog. Pseudo-Corbino-Probe²⁵ klären. Wie die Abbildung 7.20 (a) zeigt, bilden sich in Analogie zur im Abschnitt 2.2.4 beschriebenen Hall-bar-Geometrie kompressible und inkompressible Streifen entlang des Randes aus, deren Struktur sich in Abhängigkeit des Füllfaktors deutlich ändert. Zur Veranschaulichung zeigt die Abbildung 7.20 (b,c) schematisch den Verlauf der ersten beiden Landau-Niveaus nach Chklovskii et al. [Chklovskii93] (oben), die räumliche Verteilung der kompressiblen und inkompressiblen Bereiche (Mitte) und den Verlauf des chemischen Potentials (unten) für $\nu < 2$ (b) und $\nu > 2$ (c).

Unterhalb von $\nu = 2$ zeigen die Potentialprofile, dass bei einem von außen aufgeprägten Strom die Spannung im Wesentlichen im Innern der Probe abfällt. Dieses entspricht der in Abbildung 7.20 (b) skizzierten Situation, in der der Widerstand des inneren Gebiets

²⁵Da die Pseudo-Corbino-Geometrie der in dieser Arbeit verwendeten Mäander-Corbino-Geometrie sehr ähnlich ist, können die Resultate der Pseudo-Corbino-Geometrie direkt auf die Mäander-Corbino-Geometrie übertragen werden.

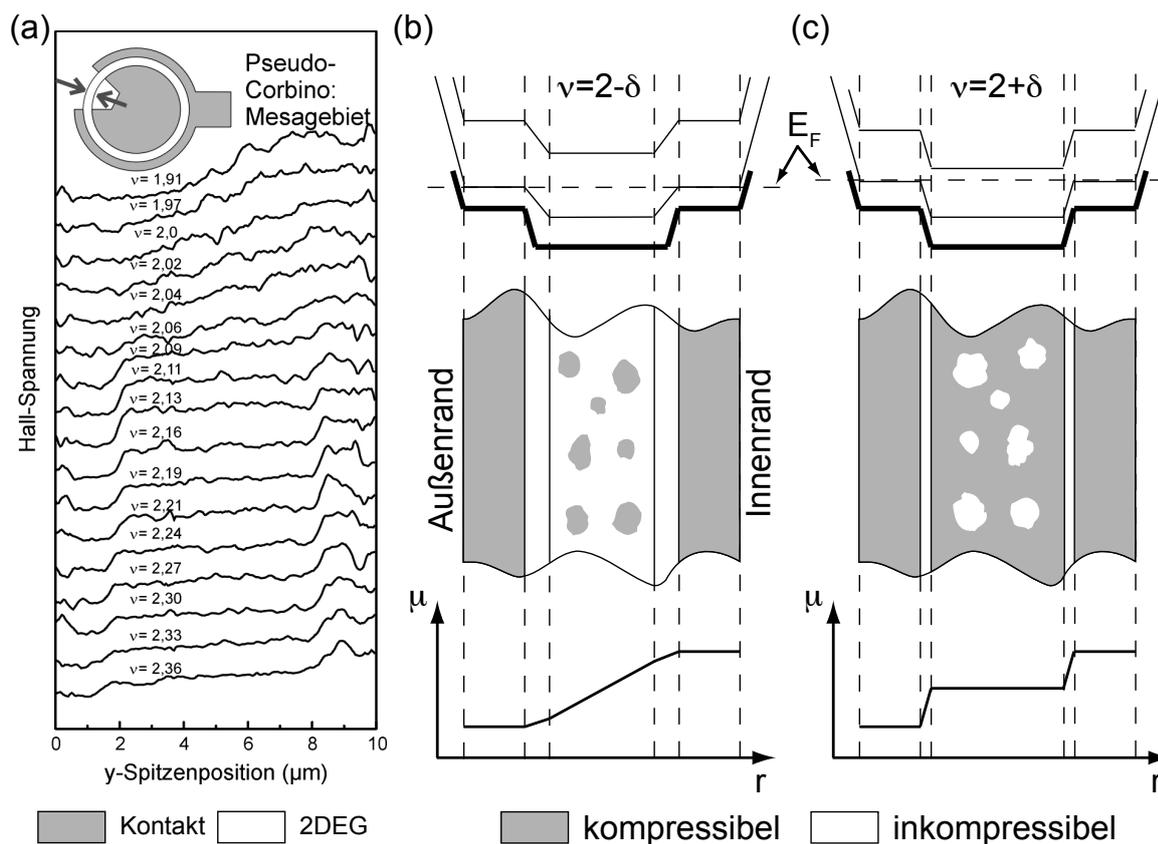


Abbildung 7.20: Potentialverlauf einer Corbino-Probe für verschiedene Füllfaktoren aus der Dissertation von Ahlswede [Ahlswede02] (a), eine schematische Darstellung der Landau-Niveaus ohne äußere Spannung (b,c oben), die räumliche Verteilung der kompressiblen und inkompressiblen Bereiche (b,c Mitte) und eine schematische Darstellung des chemischen Potentials bei einer kleinen angelegten Spannung zwischen dem äußeren und inneren Rand (b,c unten).

den Gesamtwiderstand der Probe und damit auch die Photoleitungs-messungen dominiert. Weiterhin zeigen die Potentialmessungen (Abb. 7.20 (a) oben), dass der Rand bis weit in den Volumenbereich hinein einen kompressiblen Charakter aufweist und keine wohldefinierten inkompressiblen Randstreifen erkennbar sind. Damit bestätigt sich die Annahme, dass für Füllfaktoren $\nu < 2$ der aus dem Volumen stammende bolometrische Anteil zum Photosignal nicht nur dominant ist, sondern den einzigen Beitrag darstellt. Oberhalb des ganzzahligen Füllfaktors zeigen die Potentialmessungen eine kompliziertere Struktur von kompressiblen und inkompressiblen Streifen (siehe Abb. 7.20(a,c)). Die am Rand lokalisierten Potentialsprünge entsprechen dabei schmalen inkompressiblen Streifen, die einen hohen Widerstand für den radialen Strom I_{SD} vom äußeren zum inneren Rand darstellen, während der Bereich zwischen den Potentialsprüngen ein quasi-metallisches kompressibles Gebiet mit vergleichsweise kleinem Widerstand darstellt. Entsprechend ist der radiale Stromtransport vom äußeren zum inneren Rand

durch eine Serienschaltung der Widerstände der inkompressiblen Randstreifen (R_a und R_i) und des kompressiblen inneren Gebietes (R_{bulk})²⁶ zu beschreiben. Der einer Messung zugängliche Gesamtspannungsabfall U_{rr} über der Probe ergibt sich damit aus der Summe der einzelnen Spannungen $U_{rr} = U_a + U_i + U_{bulk}$. Analog liefert dieses Bild die Erklärung für die experimentelle Beobachtung, dass sich oberhalb des ganzzahligen Füllfaktors das Photosignal aus einem bolometrischen Beitrag des Volumens und einem nicht-bolometrischen Beitrag der inkompressiblen Randstreifen zusammensetzt. Weiterhin lässt sich zusammen mit den im Abschnitt 7.4 vorgestellten Messungen ein Ersatzschaltbild entwickeln, welches eine qualitative Beschreibung der beobachteten Strom-/Spannungsabhängigkeit des Photosignals erlaubt.

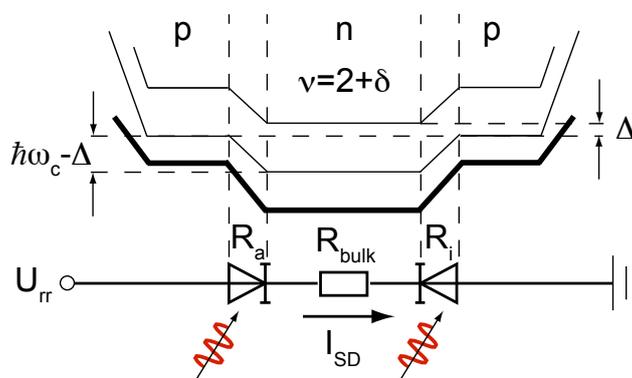


Abbildung 7.21: Schematische Darstellung des radialen Potentialverlaufs (a) und des Ersatzschaltbildes (b) einer Probe in Mäander-Corbino-Geometrie bei einem Füllfaktor $\nu = 2 + \delta$, $0 < \delta \ll 1$.

Abbildung 7.21 skizziert ein entsprechendes Ersatzschaltbild einer Probe in Mäander-Corbino-Geometrie für Füllfaktoren $\nu > 2$. In diesem Ersatzschaltbild wird der Transport über den äußeren inkompressiblen Streifen hinweg durch die Kennlinie einer Rückwärtsdiode beschrieben, die in Vorwärtsrichtung bei kleinen Spannungen ($U_a < (\hbar\omega_c - \Delta)/e$)²⁷ sperrt und bei größeren Spannungen leitend wird. Der innere inkompressible Streifen entspricht dann einer umgekehrt gepolten Diode, die bei Spannungen U_i kleiner Δ/e ebenfalls sperrt und bei größeren Spannungen in Rückwärtsrichtung durchbricht. Die beiden Randdioden sind dabei über den quasi-metallischen Volumenbereich verbunden. Die Asymmetrie zwischen dem inneren und äußeren Rand wird jedoch nur von der Beschaltung bzw. der Polung der Strom-/Spannungsquelle vorgegeben. D.h., wird die Polung vertauscht, werden ebenfalls die charakteristischen Energielücken bzw. Durchbruchspannungen ($(\hbar\omega_c - \Delta)/e$ und Δ/e) vertauschen. Zur Übersichtlichkeit wird

²⁶Das innere Gebiet wird auch als Volumen (engl.: bulk) bezeichnet.

²⁷Die Größe Δ beschreibt den energetischen Abstand der Fermi-Energie zum ersten unbesetzten Landau-Niveau (siehe Abbildung 7.21).

im Folgenden nur die in Abbildung 7.21 skizzierte Situation betrachtet.

Liegt der gemessene Spannungsabfall U_{rr} nun unterhalb einer Schwellspannung von $\hbar\omega_c/e$, kann man davon ausgehen, dass der äußere inkompressible Streifen sperrt und damit der Transport durch die Eigenschaften des Streifens bestimmt ist, währenddessen bei höheren Spannungen $U_{rr} > \hbar\omega_c/e$ die inkompressiblen Randstreifen „durchbrechen“ und damit der kompressible Volumenbereich die Transporteigenschaften sowie die Eigenschaften des Photosignals ΔU dominiert. Die in den Abschnitten 7.1 und 7.3 beobachtete Schwellspannung $U_S \approx \hbar\omega_c/e$ lässt sich dementsprechend als Durchbruchspannung des äußeren inkompressiblen Randstreifens interpretieren. Dabei ist unterhalb der Schwellspannung $\hbar\omega_c/e$ das Photosignal ΔU der Mäander-Corbino-Proben (Abb.7.12 Bereich I und II) als eine Überlagerung eines Photostromsignals der inkompressiblen Randstreifen mit dem bolometrischen Signal des Volumenbereichs zu interpretieren, und oberhalb der Schwellspannung wird das bolometrische Signal des kompressiblen Volumenbereichs dominant. Diese Interpretation wird weiterhin durch die nicht-linearen $U(I)$ -Kennlinien, wie sie in der Abbildung 7.12 gezeigt sind, unterstützt.

Weiterhin wird durch dieses Modellbild nahegelegt, dass die in Abbildung 7.12 beobachtete Sättigung des Photosignals (Übergang vom Bereich I zum Bereich II), die unabhängig vom Füllfaktor ab einem aufgeprägten Strom von ca. $I_{SD} \approx 30 \text{ nA}$ auftritt, mit dem Durchbruch des inneren Randstreifens bei einem Spannungsabfall $U_i = \Delta/e$ korreliert ist. Diese Interpretation wird am Ende des folgenden Unterabschnitts nochmals aufgegriffen.

7.5.1 Photodioden-Modell zur Beschreibung des Photosignals einer Mäander-Corbino-Probe

Wie zuvor diskutiert, lässt sich das Photosignal der Mäander-Corbino-Proben im Bereich I und II (siehe Abb.7.12) als eine Überlagerung eines Photostromsignals der inkompressiblen Randstreifen mit dem bolometrischen Signal des Volumens interpretieren, wobei die inkompressiblen Randstreifen in der Mäander-Corbino-Topologie durch einen kompressiblen Volumenbereich verbunden sind, wie in der Abbildung 7.21 schematisch skizziert ist. Zur weiteren Festigung dieser Interpretation soll im Folgenden ein Modell vorgestellt und mit den experimentellen Daten verglichen werden, in dem sowohl der Beitrag des Photostromsignals der inkompressiblen Randstreifen als auch das bolometrische Signal des Volumens berücksichtigt wird. Dafür ist es jedoch nötig, die Stromabhängigkeit des bolometrischen Beitrags zumindest näherungsweise analytisch zu beschreiben. Betrachten wir hierzu nochmals die Abbildung 7.12 im Abschnitt 7.3. Der vom bolometrischen Signal dominierte Bereich III in den Abbildungen 7.12 (a-d) zeigt (trotz der nicht linearen $U(I)$ -Kennlinie) eine lineare Abhängigkeit des Photosignals ΔU vom aufgeprägten Strom I_{SD} . Wie von Ahlswede diskutiert [Ahlswede02] (siehe auch Abb. 7.20 (a)), erscheint es als sinnvoll, den kompressiblen Volumenbereich als

ohmschen Widerstand R_{bulk} bzw. ohmschen Leitwert $S_{bulk} = 1/R_{bulk}$ zu betrachten und die Nicht-Linearität der $U(I)$ -Kennlinie auf den Einfluss der Randkanäle und deren diodenartiges Verhalten zurückzuführen. Weiterhin weisen die spektral aufgelösten Messungen darauf hin, dass das bolometrische und das nicht-bolometrische Signal unabhängig voneinander betrachtet werden können. Aufgrund der in der Abbildung 7.21 skizzierten Reihenschaltung der Leitwerte der Randkanäle S_a, S_i ($S_a = 1/R_a$, $S_i = 1/R_i$) mit dem Leitwert des kompressiblen Volumengebietes S_{bulk} ($S_{bulk} = 1/R_{bulk}$) ist jedoch Gleichung (7.1) zu modifizieren. Für die Gesamtleitfähigkeit S_0 erhält man entsprechend

$$\frac{1}{S_0} = \frac{1}{S_a} + \frac{1}{S_i} + \frac{1}{S_{bulk}} . \quad (7.9)$$

Nimmt man weiterhin an, dass das bolometrische Signal $\Delta S_{bolo.}$ ausschließlich im kompressiblen Volumengebiet entsteht und das nicht-bolometrische Signal nur in den Randstreifen, so lässt sich formal die Spannungsänderung ΔU durch ein totales Differential nähern und man erhält anstelle von Gleichung (7.1)

$$\begin{aligned} dU &= \frac{\partial U}{\partial S_i} \Delta S_i + \frac{\partial U}{\partial S_a} \Delta S_a + \frac{\partial U}{\partial S_{bulk}} \Delta S_{bulk} \\ &= -I_{SD} \left(\frac{dS_i}{S_i^2} + \frac{dS_a}{S_a^2} + \frac{dS_{bulk}}{S_{bulk}^2} \right) . \end{aligned} \quad (7.10)$$

Da jedoch oberhalb der Durchbruchspannung ($U_{rr} > \hbar\omega_c/e$) die Leitwerte S_i und S_a der Randbereiche sehr groß werden, lassen sich diese Terme vernachlässigen und man erhält

$$\Delta U \approx dU = -\frac{\Delta S_{bolo.}}{S_{bulk}^2} I_{SD} . \quad (7.11)$$

Damit entspricht nun die Beobachtung eines linearen Anstiegs des Photosignals ΔU in den Abbildungen 7.12 (a-d) unter den vorher genannten Annahmen einer vom aufgeprägten Strom I_{SD} bzw. vom Spannungsabfall U_{rr} unabhängigen Photoleitwertänderung ΔS , wie es auch für Füllfaktoren $\nu < 2$ beobachtet wird.

Weiterhin soll in dem hier betrachteten Modell angenommen werden, dass sich die Probe bei hinreichend kleinen Spannungen durch zwei ideale symmetrische Dioden, die gegenpolig durch das kompressible Volumengebiet verbunden sind, beschreiben lässt (vgl. Abb. 7.21). Entsprechend setzt sich der Gesamtspannungsabfall U_{rr} über die Probe durch die Summe der einzelnen Spannungen $U_{rr} = U_a + U_i + U_{bulk}$ zusammen, wobei sich die einzelnen Spannungsabfälle der Dioden durch die Forderung

$$I_{SD} = I_{saett.} \left(e^{\frac{eU_a}{k_b T}} - 1 \right) = -I_{saett.} \left(e^{-\frac{eU_i}{k_b T}} - 1 \right) \quad (7.12)$$

ergeben und der Spannungsabfall über das kompressible Innengebiet durch

$$U_{bulk} = R_{bulk} I_{SD} \quad (7.13)$$

definiert wird.

Es erweist sich als sinnvoll, zunächst ein Konstantspannungsexperiment zu betrachten und im Rahmen des Diodenmodells eine Stromänderung ΔI_{Photo} zwischen dem beleuchteten und dem unbeleuchteten Zustand zu bestimmen. Die Stromänderung lässt sich jedoch formal als Leitwertänderung

$$\Delta S_{Photo} = \frac{\Delta I_{Photo}}{U_{rr}} \quad (7.14)$$

interpretieren und kann dann entsprechend der Gleichung (7.1) für ein Konstantstromexperiment in eine Spannungsänderung

$$\Delta U_{Photo} = -\frac{\Delta I_{Photo}}{S_0} \quad (7.15)$$

überführt werden.

Mit der Abkürzung $U_k := U_a + U_i$ lässt sich Gleichung (7.12) weiter umformen, und man erhält

$$I_{SD}^{unbel.} = I_{saett.} \frac{\exp(\frac{eU_k}{k_b T}) - 1}{\exp(\frac{eU_k}{k_b T}) + 1} \quad (7.16)$$

für den unbeleuchteten Zustand. Unter der Annahme, dass im beleuchteten Fall beide Dioden einen jeweils entgegengesetzt gerichteten konstanten Photostrom I_{Photo} erzeugen, geht die Gleichung (7.12) über zu

$$I_{SD}^{bel.} = I_{saett.} \left(\exp(\frac{eU_a}{k_b T}) - 1 \right) - I_{Photo} = -I_{saett.} \left(\exp(-\frac{eU_i}{k_b T}) - 1 \right) + I_{Photo} , \quad (7.17)$$

und man erhält nach einigen Rechenschritten

$$I_{SD}^{bel.} = \frac{I_{saett.} (\exp(\frac{eU_k}{k_b T}) - 1) + I_{Photo} (\exp(\frac{eU_k}{k_b T}) - 1)}{\exp(\frac{eU_k}{k_b T}) + 1} \quad (7.18)$$

für den beleuchteten Zustand. Damit ist dann die Stromänderung zwischen beleuchtetem und unbeleuchtetem Zustand gegeben durch

$$\Delta I_{Photo} = I_{Photo} \frac{(\exp(\frac{e(U_{rr} - R_{bulk} I_{SD})}{k_b T}) - 1)}{(\exp(\frac{e(U_{rr} - R_{bulk} I_{SD})}{k_b T}) + 1)} , \quad (7.19)$$

wobei U_k entsprechend der Gleichung (7.13) durch $U_k = U_{rr} - R_{bulk} I_{SD}$ ersetzt wurde. Unter Berücksichtigung eines bolometrischen Anteils $-\Delta S_{bolo.} R_{bulk}^2 I_{SD}$ liefert die Gleichung (7.19) eingesetzt in Gleichung (7.15) schließlich

$$\Delta U = -\frac{I_{Photo}}{S_0} \frac{(\exp(\frac{e(U_{rr} - R_{bulk} I_{SD})}{k_b T}) - 1)}{(\exp(\frac{e(U_{rr} - R_{bulk} I_{SD})}{k_b T}) + 1)} - \Delta S_{bolo.} R_{bulk}^2 I_{SD} . \quad (7.20)$$

Abbildung 7.22 zeigt nochmals das Photosignal der Probe 11500-1 (rote Punkte) (vgl. Abb. 7.12) und das nach Gleichung (7.20) aus dem Photodiodenmodell resultierende

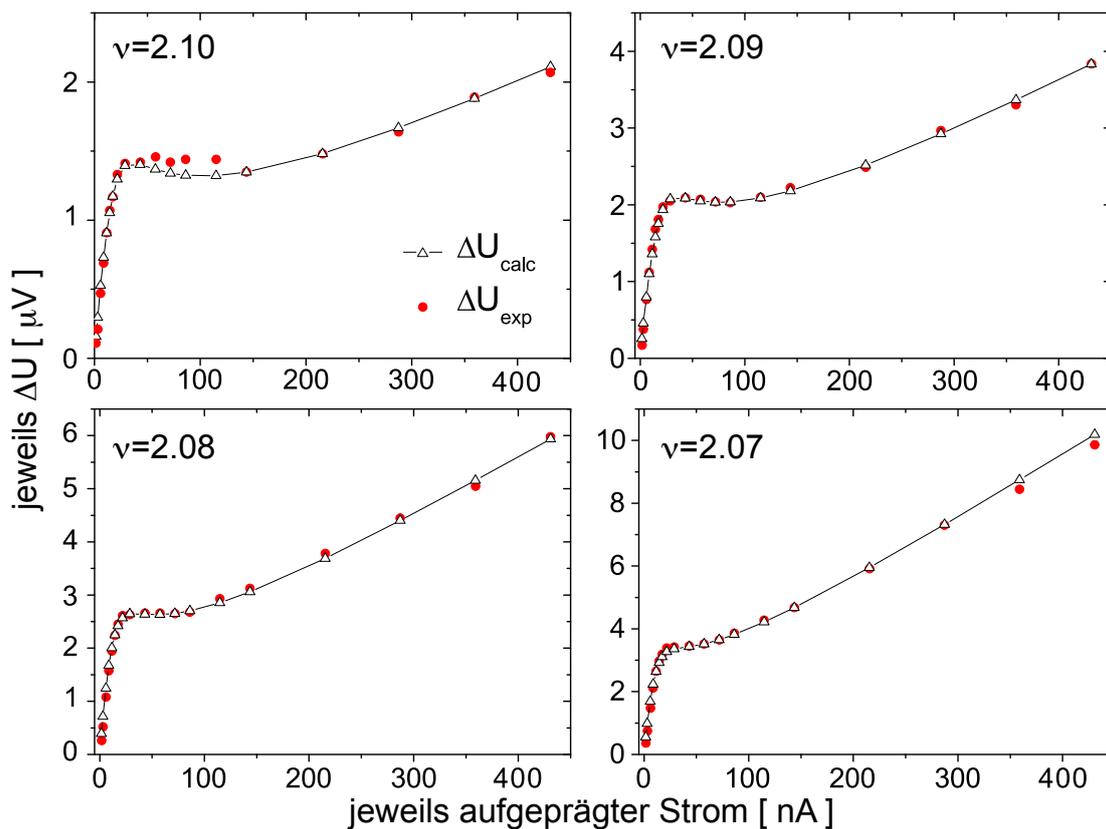


Abbildung 7.22: Experimentell bestimmtes Photosignal ΔU_{exp} bei einer Temperatur von 4.2 K (rote Punkte), sowie das nach Gleichung (7.20) bestimmte und an die experimentellen Daten angepasste Photosignal ΔU_{calc} . (offene Dreiecke) für verschiedene Füllfaktoren. Die verwendeten Parameter finden sich in der Tabelle 7.1.

Signal ΔU (offene Dreiecke), wobei $\Delta S_{bolo.}$, R_{bulk} und I_{Photo} als freie Parameter dienen, um die Gleichung (7.20) an die experimentellen Daten anzupassen. Die entsprechenden Parameter sind in der Tabelle 7.1 zusammengefasst. Trotz der stark vereinfachenden Annahmen des Photodioden-Modells werden die experimentellen Daten sehr gut durch das Modell reproduziert, was die Interpretation des Photosignals als Kombination aus einem Photostromsignal des Randes und einem bolometrischen Signal des kompressiblen Volumens weiter stärkt.

Analog zu der Abschätzung der effektiven Beleuchtungsfläche im vorherigen Abschnitt lässt sich aus dem Photostromparameter des Photodioden-Modells (Tab. 7.1) auch hier eine Fläche abschätzen und damit eine effektive Länge der aktiven Randstreifen bestimmen. Mit einer Zyklotronresonanz-Energie von $E_{THz} \approx 73 \text{ cm}^{-1}$ bzw. einer Wellenlänge von $\lambda = 1/73 \text{ cm}$ erhält man eine effektive Länge der Photodiode von ca. 1 mm. Dieses Ergebnis entspricht zunächst nicht der naiven Erwartung, dass die aktive Länge durch den gesamten Umfang $U \approx 32 \text{ mm}$ der Mäander-Struktur gegeben ist, sondern etwa der Länge einer einzelnen Mäander-Windung. Eine mögliche Erklärung dafür könnte

ν	$B [T]$	R_{bulk}	I_{Photo}	$\Delta S_{bolo.}$
2.10	5.255	138 $k\Omega$	15 pA	$2 \times 10^{-10} \Omega^{-1}$
2.09	5.285	160 $k\Omega$	17.8 pA	$2.85 \times 10^{-10} \Omega^{-1}$
2.08	5.305	195 $k\Omega$	18.5 pA	$3.1 \times 10^{-10} \Omega^{-1}$
2.07	5.335	230 $k\Omega$	18.5 pA	$4 \times 10^{-10} \Omega^{-1}$

Tabelle 7.1: Zusammenfassung der in Abbildung 7.22 verwendeten Parameter zur Anpassung der Gleichung (7.20) an die experimentellen Daten.

ein „Zerfallen“ der Mäanderstreifen in mehrere parallel geschaltete Photodioden sein, deren effektive Länge dann gerade 1 mm beträgt.

Wie bereits weiter oben kurz angesprochen wurde, wird in der Abbildung 7.12 unabhängig vom Füllfaktor eine Sättigung des Photosignals bei einem aufgeprägten Strom von $I_{SD} \approx 30 \text{ nA}$ beobachtet. Während der Strom anscheinend füllfaktorunabhängig ist, zeigen die Sättigungsamplitude und die entsprechende Schwellspannung U_{rr}^S mit kleiner werdendem Füllfaktor eine rasche Zunahme. Mit der Annahme, dass bis zum Erreichen dieser Schwellspannung der Spannungsabfall an den beiden inkompressiblen Randstreifen symmetrisch ist ($U_i = U_a$), lässt sich aus der experimentell zugänglichen Schwellspannung $U_{rr}^S = U_a^S + U_i^S + U_{bulk}$, der Gleichung (7.13) und den in Tabelle 7.1 gegebenen Volumenwiderständen R_{bulk} der entsprechende Spannungsabfall U_i^S am inneren inkompressiblen Randstreifen bestimmen.

Die Abbildung 7.23 zeigt die entsprechend bestimmte Schwellspannung $U_i^S = 1/2(U_{rr}^S - R_{bulk}I_{SD})$ in Abhängigkeit des Magnetfeldes/Füllfaktors. Wie in der Abbildung 7.21 oben schematisch dargestellt, ist die Schwellspannung U_i^S durch die Energielücke $\Delta = E_1 - E_F$ zwischen dem Quasi-Fermi-Niveau E_F des Randes und dem ersten unbesetzten Landau-Niveau E_1 im Innern der Probe gegeben. Die Magnetfeldabhängigkeit der Quasi-Fermi-Energie lässt sich im Füllfaktorbereich $2.5 < \nu < 1.5$ phänomenologisch durch

$$E_F \approx \frac{\hbar\omega_c}{1 + e^{\frac{B-B_{\nu=2}}{B_0}}} + \frac{\hbar\omega_c}{2} \quad (7.21)$$

beschreiben (siehe Abb. 3.1); dabei ist B_0 ein Maß für die Verbreiterung der Landau-Niveaus, und $B_{\nu=2}$ gibt das Magnetfeld an, bei dem der ganzzahlige Füllfaktor erreicht wird und damit die Fermi-Energie exakt zwischen dem ersten und zweiten Landau-Niveau liegt. Für das erste unbesetzte Landau-Niveau $N = 1$ gilt

$$E_1 = \hbar\omega_c(1 + 1/2) \quad . \quad (7.22)$$

Damit erhält man für die Energielücke näherungsweise

$$\Delta = E_1 - E_F \approx \hbar\omega_c - \frac{\hbar\omega_c}{1 + e^{\frac{B-B_{\nu=2}}{B_0}}} \quad . \quad (7.23)$$

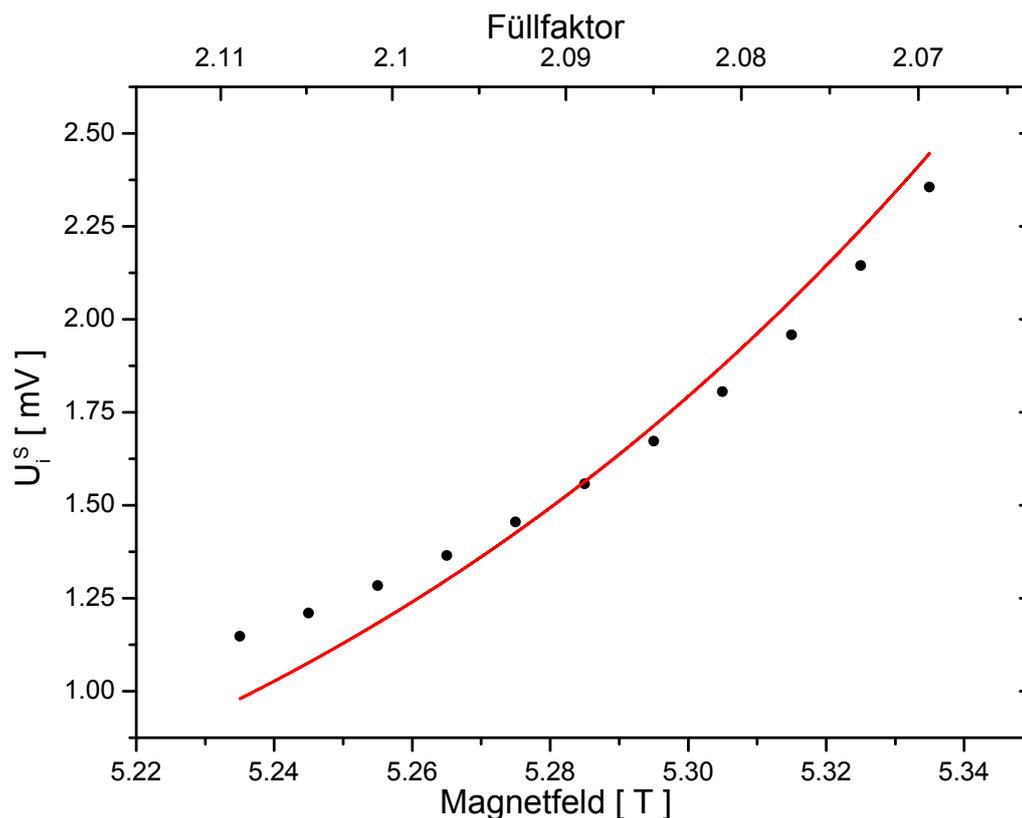


Abbildung 7.23: Schwellschwelle $U_i^S = 1/2(U_{rr}^S - R_{bulk}I_{SD})$ (Punkte) in Abhängigkeit des Magnetfeldes, bestimmt aus den Abbildungen 7.12. Die rote Linie zeigt die an die Daten angepasste Schwellschwelle $U_i = \Delta/e$ nach Gleichung (7.23).

In Gleichung (7.23) steht lediglich B_0 als freier Parameter zur Verfügung. Die Abbildung 7.23 zeigt die experimentell bestimmte Schwellschwelle U_i^S (Punkte) in Abhängigkeit des Magnetfeldes sowie die nach Gleichung (7.23) zu erwartende Spannung Δ/e (rote Linie), welche die experimentellen Daten gut reproduziert. Die gute Übereinstimmung der experimentell bestimmten Schwellschwelle mit der nach Gleichung (7.23) abgeschätzten Energielücke Δ unterstützt die Vermutung, dass das Sättigungsverhalten (Übergang vom Bereich I in den Bereich II, siehe Abb. 7.12) mit dem Durchbruch des inneren Randstreifens korreliert ist, während der Übergang vom nicht-bolometrischen zum bolometrischen Bereich (Übergang vom Bereich II in den Bereich III) bei der größeren Schwellschwelle $U_S \approx \hbar\omega_c/e$ beobachtet wird und mit dem Durchbruch des äußeren Randstreifens einhergeht (siehe auch Abb. 7.13). Damit lassen sich nun die drei in der Abbildung 7.12 gezeigten Bereiche des Photosignals in Abhängigkeit vom aufgeprägten Strom sowie die Füllfaktorabhängigkeit des Signals in einem geschlossenen Bild erklären.

Wie im Abschnitt 7.2 gezeigt, resultiert das Photosignal unterhalb des ganzzahligen Füllfaktors aus einer strom-/spannungsunabhängigen Leitfähigkeitsänderung, die

durch das THz-induzierte Heizen des 2DEGs verursacht wird. Oberhalb des ganzzahligen Füllfaktors hingegen setzt sich das Photosignal aus einem bolometrischen Anteil des kompressiblen Volumenbereiches der Probe und einem nicht-bolometrischen Signal, hervorgerufen durch einen in den inkompressiblen Randstreifen erzeugten Photostrom, zusammen. Im Bereich I wird das Signal durch den Photostrom dominiert und lässt sich sehr gut durch das hier vorgestellte einfache Photodioden-Modell (siehe Abb. 7.21) beschreiben. Der Bereich II stellt dann einen Übergangsbereich dar, bei dem der innere inkompressible Randstreifen oberhalb der Schwellspannung $U_i^S = \Delta/e$ durchbricht, wodurch der nicht-bolometrische Signalanteil abnimmt. Der bolometrische Signalbeitrag steigt jedoch näherungsweise linear mit dem aufgeprägten Strom an, wodurch bis zum Erreichen einer zweiten Schwellspannung die Abnahme des nicht-bolometrischen Signals kompensiert wird und den Anschein eines Plateaus erweckt. Die zweite Schwellspannung entspricht dabei dem Durchbruch des äußeren Randstreifens bei einer Spannung von $U_{rr} \approx \hbar\omega_c/e$ (siehe Abb. 7.13), oberhalb derer nur noch die Stromabhängigkeit des bolometrischen Signals beobachtet wird, was dem Bereich III entspricht.

7.6 Ursprung der hybriden Resonanz in den Photoleitungsspektren

Neben der Zyklotronresonanz zeigen die Photoleitungsspektren der Mäander-Corbino-Proben bei höheren Energien eine schulterartige Struktur, dessen Herkunft im Folgenden näher diskutiert werden soll. Dabei wird sich zeigen, dass sich die Schulter sowohl als eine sog. kombinierte Resonanz aus Spin-Flip- und Zyklotron-Anregung als auch als Magnetoplasmon-Anregung interpretieren lässt.

Abbildung 7.24 zeigt die Photoleitungsspektren der Probe C31222B-1 im Bereich der Schulter für verschiedene Magnetfelder von $B = 9.48 T$ bis $B = 9.74 T$ in $\Delta B = 0.02 T$ Schritten. Die Spektren sind so normiert, dass die Amplitude der Zyklotronresonanz bei Eins liegt. Man erkennt deutlich, dass die Amplitude der Schulter der Amplitude der Zyklotronresonanz folgt²⁸. Ebenso ähnelt die Dispersion der Schulter, angedeutet durch eine blaue Linie, der linearen Dispersion der Zyklotronresonanz. Interessanterweise zeigt die Darstellung der Spektren in Abbildung 7.24 auf den ersten Blick eine verblüffende Ähnlichkeit mit den von C.-M. Hu et al. [Hu03] gemessenen Photoleitungsspektren eines *InAs*-2DEGs in Hall-Bar-Geometrie. C.-M. Hu zeigt für die *InAs*-Proben, dass es sich bei der Schulter um eine sog. kombinierte Resonanz aus Spin-Flip- und Zyklotron-Anregung (CBR)²⁹ handelt. Die Dispersionsrelation der CBR ist nach [Das90, Hu03] gegeben durch

$$\omega_{CBR} = \sqrt{(\omega_c + \omega_z)^2 + (2\Delta_R/\hbar)^2}. \quad (7.24)$$

²⁸Die Spektren sind entlang der vertikalen Achse versetzt dargestellt.

²⁹kombinierte Resonanz (engl. combined resonance)

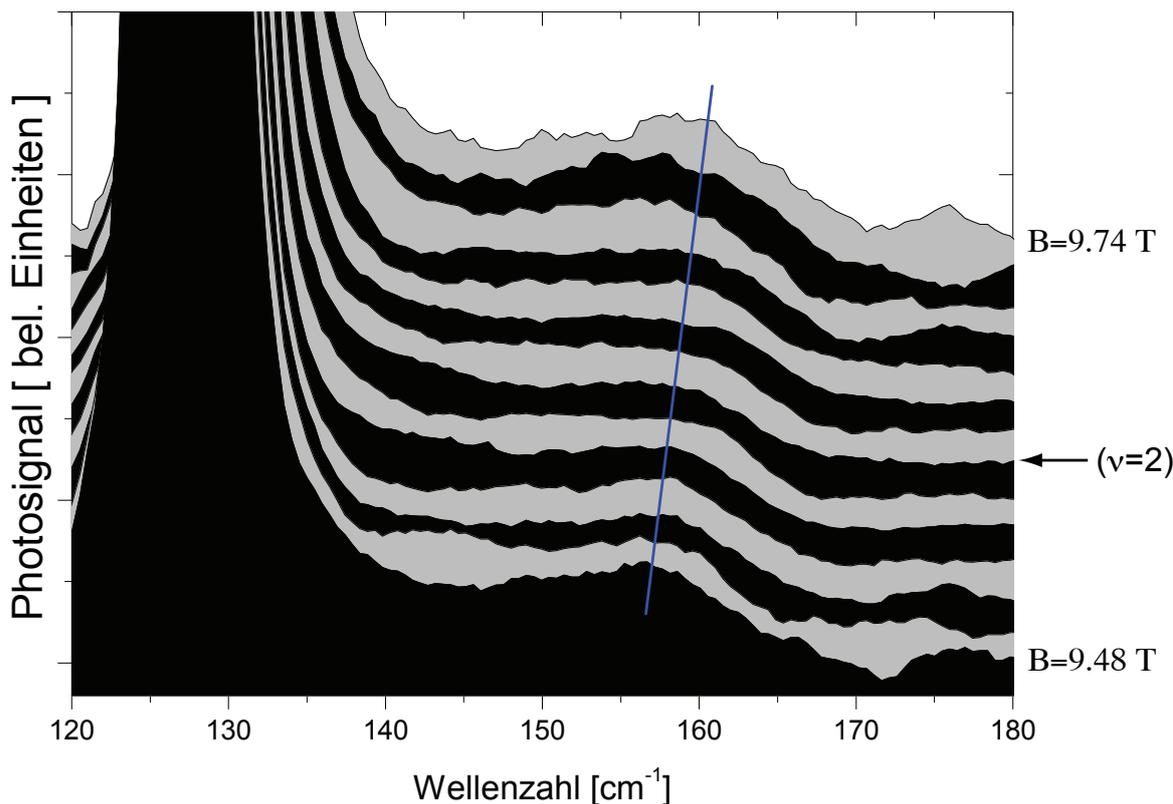


Abbildung 7.24: Photoleitungsspektren der Probe C31222B-1 für Magnetfelder von $B = 9.48 \text{ T}$ bis $B = 9.74 \text{ T}$ in Schritten von $\Delta B = 0.02 \text{ T}$, bei einer Temperatur von $T = 4.2 \text{ K}$ und einem aufgeprägten Strom von $I_{SD} = 14 \text{ nA}$. Die Spektren sind bezogen auf die Zyklotronresonanz normiert. Die blaue Linie deutet die Dispersion der Schulter an.

Dabei beschreibt $\omega_z = -\omega_c \cdot g^* m^* / 2m_e$ die Elektron-Spin-Resonanz-Frequenz, welche durch den effektiven Landé-Faktor g^* und die effektive Masse m^* bestimmt wird, und $\Delta_R = \alpha k_F$ die Nullfeld-Aufspaltung, gegeben durch den Spin-Bahn-Kopplungsparameter α und den Fermi-Wellenvektor $k_F = \sqrt{2\pi n_e}$.

Zur quantitativen Bestimmung der Dispersion der Schulter im Magnetfeld wird mittels einer nichtlinearen Ausgleichsrechnung sowohl die Position der Zyklotronresonanz als auch die Flanke der Schulter bestimmt. Dabei wird die Zyklotronresonanz durch eine Lorentz-Kurve approximiert. Für die Approximation der Schulter erweist sich phänomenologisch folgende Funktion als geeignet:

$$I_{\text{Schulter}} = \frac{A_s \cdot \text{Heaviside}(\bar{\nu} - \bar{\nu}_c)}{1 + \exp((\bar{\nu} - \bar{\nu}_s)/w_s)} . \quad (7.25)$$

Dabei beschreibt $\bar{\nu}_c$ die Position der Zyklotronresonanz, A_s die Höhe, $\bar{\nu}_s$ die Position des Wendepunkts der Schulter und w_s die Steigung der Flanke.

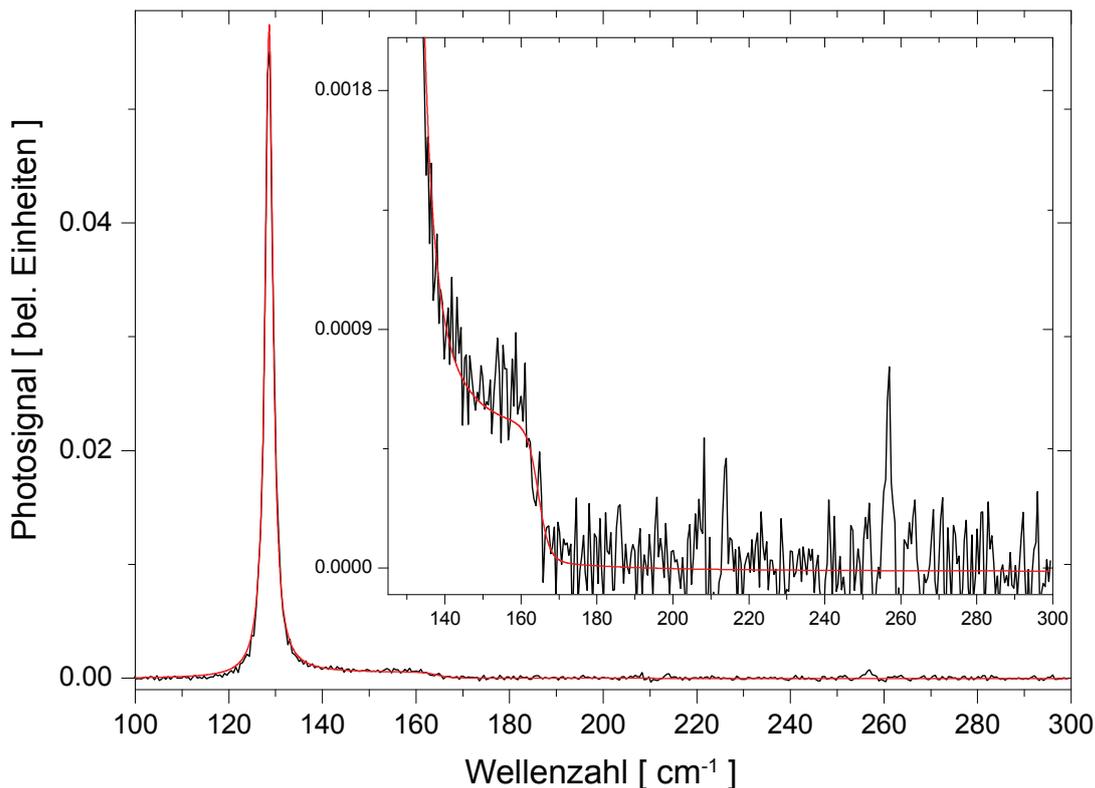


Abbildung 7.25: Photoleitungsspektrum der Probe C31222B-1 bei $B = 9.60 T$ (schwarze Kurve) und die approximierende Funktion (7.26) (rot). Das Einsetzbild zeigt nochmals vergrößert den Bereich der Schulter.

Die Abbildung 7.25 zeigt exemplarisch das Photoleitungsspektrum für $B = 9.60 T$ (schwarze Kurve). Die in der Ausgleichsrechnung zur Approximation verwendete Funktion

$$I = \frac{A_c}{1 + \frac{4(\bar{\nu} - \bar{\nu}_c)^2}{w_c^2}} + \frac{A_s \cdot \text{Heaviside}(\bar{\nu} - \bar{\nu}_c)}{1 + \exp((\bar{\nu} - \bar{\nu}_s)/w_s)} \quad (7.26)$$

ist als rote Kurve dargestellt.

Abbildung 7.26 zeigt die resultierende magnetische Dispersion der Zyklotronresonanz (rote Punkte) und die Dispersion der Schulter³⁰ (blaue Rechtecke). Aus der Dispersion der Zyklotronresonanz (rote Linie) erhält man eine effektive Masse von $m^* = 0.0697 m_e$, welche aufgrund der Nicht-Parabolizität im Vergleich zur Masse an der *GaAs*-Leitungsbandkante leicht erhöht ist (vgl. Abschnitt 6.2). Wie die beiden blauen Linien zeigen, lässt sich die Position der Schulter gut durch die Gleichung (7.24) anpassen, dabei ist jedoch die Wahl der Parameter g und Δ_R nicht eindeutig.

³⁰Die Resonanzposition der Schulter wird aus der durch Ausgleichsrechnung bestimmten Position der Flanke durch Subtraktion eines konstanten Offsets von 10 cm^{-1} genähert. Eine automatisierte Auswertung mit einer Gauß- oder Lorentz-Funktion anstelle von Gleichung (7.25) gelingt nicht, und eine Auswertung „per Hand“ ist nicht objektiv genug.

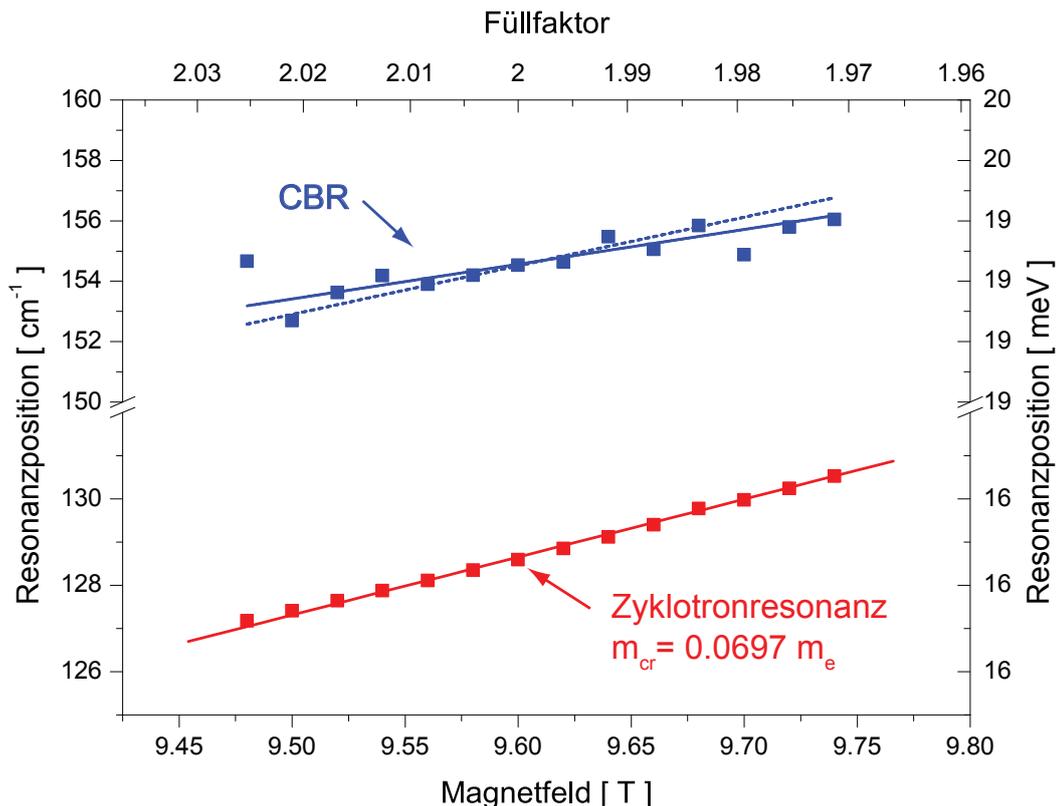


Abbildung 7.26: Dispersion der Zyklotronresonanzfrequenz (rote Punkte) und der Flanke der Schulter (blaue Punkte), bestimmt aus den Photoleitungsspektren in Abbildung 7.24. Die rote Linie zeigt die Steigung der Zyklotronresonanz. Die blauen Linien stellen angepasste Kurven nach Gl. (7.24) dar. Für die durchgezogene blaue Linie wurden g und Δ_R als freie Parameter verwendet, während für die gestrichelte Linie der Parameter $\Delta_R \approx 0.14 \text{ cm}^{-1}$ festgehalten wurde.

Die durchgezogene blaue Linie zeigt die Anpassung der Gleichung (7.24) unter Verwendung von g und Δ_R als freie Parameter mit den Werten:

$$g = 2.46 , \quad (7.27)$$

$$\Delta_R = 50 \text{ cm}^{-1} . \quad (7.28)$$

Mit der Ladungsträgerdichte von $n = 4.6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ergibt sich entsprechend ein Spin-Bahn-Kopplungsparameter von

$$\alpha = 3.7 \times 10^{-11} \text{ eVm} . \quad (7.29)$$

Die resultierenden Parameter stehen jedoch im Widerspruch zu den für *GaAs* aus der Literatur bekannten Werten:

Für den Landé-Faktor wird $g^* = -0.44$ [Stein83, Weisbuch77] erwartet und für den Spin-Bahn-Kopplungsparameter $\alpha_{\text{GaAs}} \approx 10^{-13} \text{ eVm}$ [Pikus95].

Wie bereits angesprochen, ist die Wahl der Parameter jedoch nicht eindeutig. Die Daten lassen sich nämlich auch bei Vorgabe von einem der Parameter entsprechend der Literatur durch die Dispersion der CBR anpassen. Wird eine Nullfeld-Aufspaltung von $\Delta_R = 0.14 \text{ cm}^{-1}$ vorgegeben, die dem Literaturwert des Spin-Bahn-Kopplungsparameters von *GaAs* [Pikus95] ($\alpha_{GaAs} \approx 10^{-13} \text{ eVm}$) entspricht, lässt sich Gleichung (7.24) ebenfalls an die experimentellen Daten anpassen (gestrichelte blaue Linie in Abb. 7.26), und man erhält einen g -Faktor von

$$g^* \approx -6 . \quad (7.30)$$

Ein Landé-Faktor von $|g^*| \approx 6$ erscheint unwahrscheinlich hoch, jedoch wird z.B. von Huang et al. [Huang02] in Transportmessungen ebenfalls ein erhöhter g -Faktor in *GaAs/AlGaAs*-Heterostrukturen von $|g^*| = 4.05$ beobachtet, der auf den Einfluss einer Vielteilchen-Austauschwechselwirkung zurückgeführt wird. Daher soll im Folgenden eine Messung vorgestellt werden, mit der es möglich ist zu prüfen, ob ein erhöhter g -Faktor vorliegt.

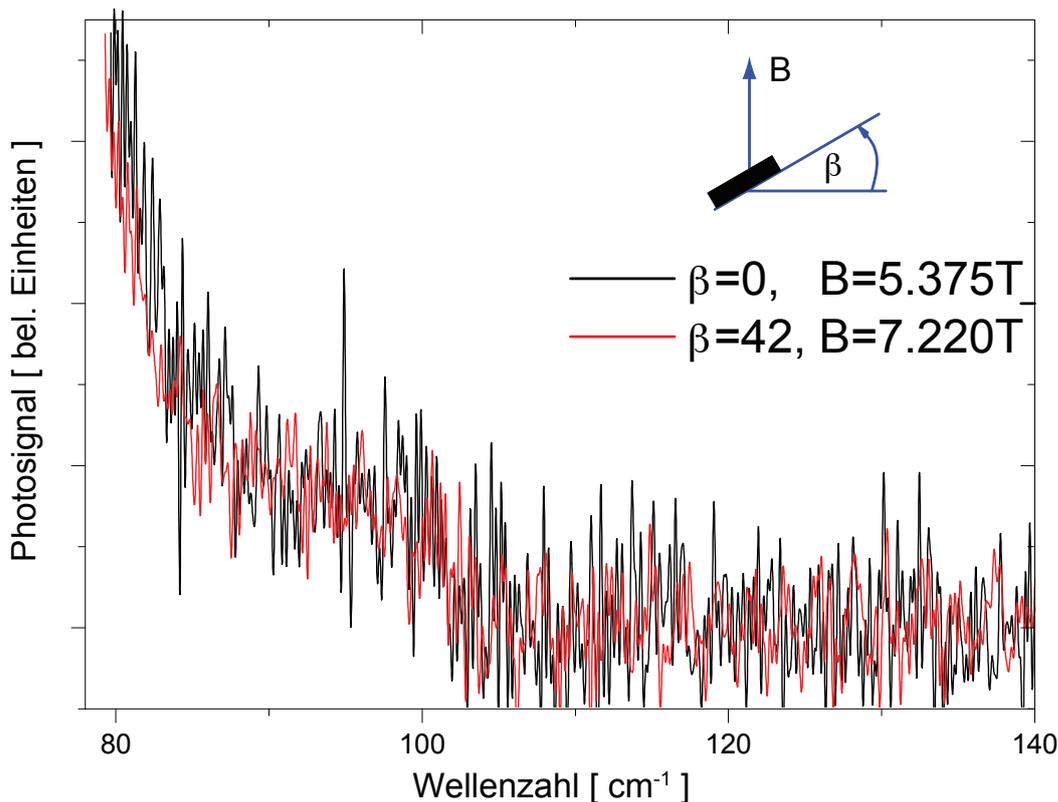


Abbildung 7.27: Photoleitungsspektrum der Probe 11500-1 bei $B = 5.375 \text{ T}$ und $\beta = 0^\circ$ (schwarze Kurve) sowie bei $B = 7.220 \text{ T}$ und $\beta = 42^\circ$ (rote Kurve).

Die Zyklotronresonanzfrequenz ist in guter Näherung nur durch die senkrechte Komponente des Magnetfeldes $B_\perp = B \cdot \cos \beta$ bezüglich zur Ebene des 2DEGs gegeben,

während die Elektron-Spin-Resonanz-Frequenz durch das gesamte Magnetfeld B definiert wird. Daher bietet es sich an, die Probe um einen Winkel β gekippt (zum äußeren Magnetfeld) in den Probenstab (siehe Messaufbau) einzubauen, um einen solch ungewöhnlich hohen Landé-Faktor zu bestätigen oder auszuschließen. Damit ein möglichst großer Effekt erreicht wird, sollte die Probe unter einem möglichst großen Winkel eingebaut werden, jedoch muss die Probe weiterhin ausreichend beleuchtet werden. Daher wird ein Winkel von ca. 45° gewählt. Ferner ist es sinnvoll, die Magnetfelder so zu wählen, dass die senkrechte Feldkomponente B_\perp in beiden Fällen gleich groß ist und somit die Zyklotronresonanzen aufeinander liegen. Dies hat den Vorteil, dass sich die Spektren direkt miteinander vergleichen lassen. Jedoch ist es nicht möglich, diese Vergleichsmessung an der Probe C31222B-1 durchzuführen, da hierfür ein Magnetfeld von $B = 13.6 T$ nötig wäre und der zur Verfügung stehende Magnet nur ein maximales Feld von $B = 12 T$ erzeugen kann. Bei der Probe 11500-1 reicht jedoch bereits ein Magnetfeld B zwischen $7 T$ und $8.5 T$ aus, um den Füllfaktor $\nu \approx 2$ zu erreichen. Damit ist die Probe 11500-1 gut für die Vergleichsmessung geeignet. Aus Gleichung (7.24) erhält man mit $g^* = -6$, $\Delta_R = 0.14 \text{ cm}^{-1}$ und $B = 5.375 T$ ($\beta = 0^\circ$) für die CBR-Position $\bar{\nu}_{CBR} \approx 87 \text{ cm}^{-1}$. Für $\beta = 42^\circ$ ($B = 7.220 T$) ergibt sich die CBR-Position zu $\bar{\nu}_{CBR} \approx 92 \text{ cm}^{-1}$. Diese Differenz sollte deutlich in den Photoleitungsspektren zu erkennen sein. Abbildung 7.27 zeigt die entsprechenden Photoleitungsspektren der Probe 11500-1, einmal für $\beta = 0^\circ$ und $B = 5.375 T$ (schwarz) sowie für $\beta = 42^\circ$ und $B = 7.220 T$ (rot). Man kann keinen signifikanten Unterschied in den Spektren erkennen, somit lässt sich ein stark erhöhter g-Faktor mit ziemlicher Sicherheit ausschließen.

Die in Abbildung 7.26 gezeigte Dispersion der Schulter lässt sich jedoch auch mit einem vorgegebenen g-Faktor von $g^* = -0.44$ [Stein83, Weisbuch77] und Δ_R als einziger freier Parameter anpassen (nicht dargestellt), und man erhält

$$\begin{aligned}\Delta_R &= 41 \text{ cm}^{-1}, \\ \alpha &= 3 \times 10^{-11} \text{ eVm} \quad .\end{aligned}\tag{7.31}$$

Neben der Magnetfeldabhängigkeit der Dispersion der Schulter bietet die Probe C31222B-2 zusätzlich die Möglichkeit, die Ladungsträgerdichteabhängigkeit zu untersuchen. Dazu wird sowohl das Magnetfeld als auch die Ladungsträgerdichte so variiert, dass immer der Füllfaktor $\nu = 2$ beibehalten wird, wodurch die Signalamplitude über den gesamten betrachteten Magnetfeldbereich maximiert wird.

Abbildung 7.28 zeigt eine Auswahl von Photoleitungsspektren der Probe C31222B-2 im Bereich von $B = 6.75 T$ ($n_e = 3.26 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$) bis $B = 10.75 T$ ($n_e = 5.20 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$). Die Photoleitungsspektren sind jeweils bezüglich der Zyklotronresonanz auf Eins normiert, um sie direkt miteinander vergleichen zu können. Es hat zunächst den Anschein, als würde die Amplitude der Schulter mit zunehmendem Magnetfeld bzw. zunehmender Ladungsträgerdichte zunehmen. Eine genauere Betrachtung

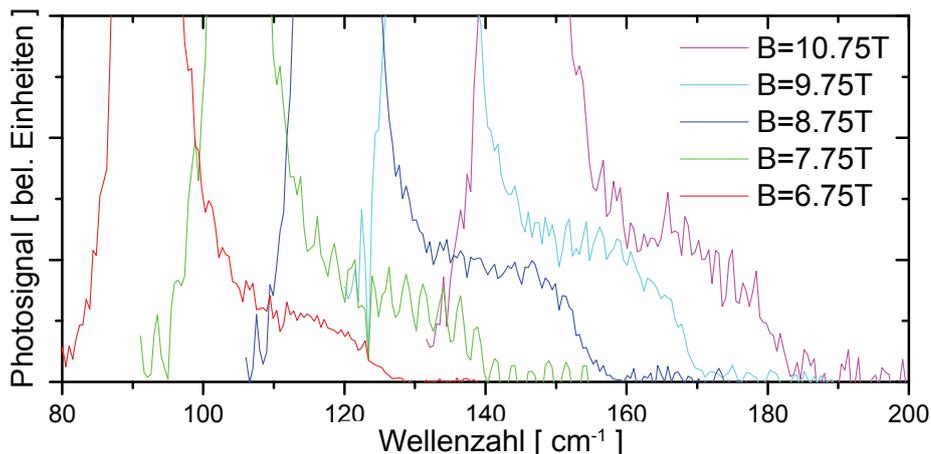


Abbildung 7.28: Photoleitungsspektren der Probe C31222B-2 bei verschiedenen Magnetfeldern, wobei jeweils der Füllfaktor $\nu = 2$ durch Anpassen der Ladungsträgerdichte eingestellt ist.

tung der Spektren (durch Anpassungsrechnungen) zeigt jedoch, dass die Breite der Zyklotronresonanz mit zunehmendem Feld ansteigt und damit lediglich eine Änderung der Amplitude der Schulter vortäuscht.

Damit ist die Amplitude der Schulter unabhängig sowohl vom Füllfaktor als auch von der Ladungsträgerdichte und folgt einzig der Amplitude der Zyklotronresonanz (vgl. Abb. G.2 im Anhang). Weiterhin erweist sich die Amplitude der Schulter bezogen auf die Zyklotronresonanz als unabhängig vom aufgeprägten Strom I_{SD} (vgl. Abb. G.3 im Anhang)³¹.

Zur quantitativen Bestimmung der Schulterposition sowie der Zyklotronresonanzposition wird auch hier durch eine nichtlineare Ausgleichsrechnung die Gleichung (7.26) an die Photoleitungsspektren angepasst.

Abbildung 7.29 zeigt die Dispersion der Zyklotronresonanz (rote Rechtecke), und die der Schulter (blaue Rechtecke) aufgetragen gegen das Magnetfeld (untere Achse) bzw. die Ladungsträgerdichte (obere Achse). Dabei gilt aufgrund der Forderung, dass $\nu = 2$ bei den einzelnen Photoleitungsspektren durch die Gatespannung eingestellt ist, der Zusammenhang $n = 2 e B/h$ zwischen der Ladungsträgerdichte und dem Magnetfeld. Die rote Linie stellt die lineare Dispersion der Zyklotronresonanz dar, und die blaue Linie entspricht der Anpassung der Gleichung (7.24) an die Dispersion der Schulter. Aus der Anpassung der Dispersionsrelation der CBR (Gl. (7.24)) an die in Abbildung 7.29 gezeigten Daten liefert, konsistent mit der rein magnetischen Dispersion (Abb. 7.26),

³¹Eine Auswertung der Schulter bei einem festen Magnetfeld und ausschließlicher Variation der Ladungsträgerdichte ist aufgrund des schlechteren Signal-zu-Rausch-Verhältnisses der Probe C31222B-2 verglichen mit der Probe C31222B-1 und dem Auftreten von Fabry-Pérot-Interferenzen nicht gelungen.

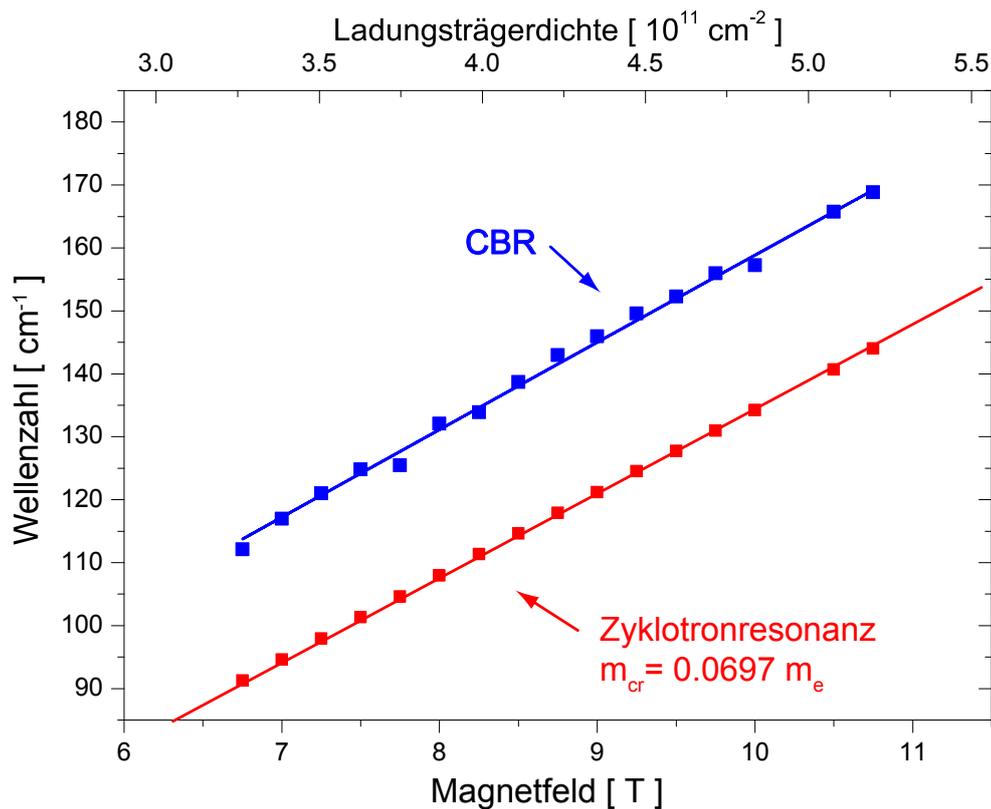


Abbildung 7.29: Position der Zyklotronresonanz (rote Punkte) und der Schulter in Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte n_e , wobei das Magnetfeld jeweils so an die Ladungsträgerdichte angepasst ist, dass $\nu = 2$ gilt. Die rote Linie zeigt die lineare Dispersion der Zyklotronresonanz, und die blaue Linie stellt die an die Daten angepasste Gleichung (7.24) dar.

einen Spin-Bahn-Kopplungsparameter von $\alpha = 2.9 \times 10^{-11} \text{ eVm}$, wobei zur Anpassung ein g-Faktor von -0.44 vorgegeben wird.

Dementsprechend lassen sich die Daten gut durch die Annahme einer kombinierten Resonanz aus Spin-Flip- und Zyklotron-Anregung beschreiben. Da ein deutlich überhöhter Landé-Faktor jedoch ausgeschlossen werden kann, resultiert aus den im Vorherigen diskutierten Anpassungen der Gleichung (7.24) an die experimentellen Daten ein Spin-Bahn-Kopplungsparameter in der Größenordnung von $\alpha = 3 \times 10^{-11} \text{ eVm}$. Dieser ist jedoch eine Größenordnung größer als der für *GaAs* theoretisch berechnete Wert von $\alpha_{\text{GaAs}} \approx 10^{-13} \text{ eVm}$ [Pikus95] und sogar noch größer als der von C.-M. Hu [Hu03] für *InAs* angegebene Wert von $\alpha_{\text{InAs}} \approx 2 \times 10^{-11} \text{ eVm}$, welcher gut mit dem aus Transportmessungen bestimmten Wert für *InAs*-Heterostrukturen übereinstimmt [Grundler00, Hu03, Matsuyama00].

Trotz der großen Ähnlichkeit mit den Messungen von C.-M. Hu et al. [Hu03] und der guten Übereinstimmung der Dispersionsrelation der CBR mit den experimentellen Daten ist, aufgrund der Diskrepanz zwischen dem erwarteten Spin-Bahn-Kopplungsparameter

von *GaAs* und dem hier bestimmten α , die Interpretation der Schulter als CBR fraglich.

Wie die folgende Diskussion deutlich macht, lässt sich die Schulter jedoch auch als Magnetoplasmon interpretieren (vgl. Abschnitt 3.1.1).

Abbildung 7.30 zeigt nochmals die aus den in Abbildung 7.24 gezeigten Photoleitungsspektren resultierende magnetische Dispersion der Zyklotronresonanz (rote Punkte) und die Dispersion der Schulter (blaue Rechtecke). Dabei zeigt nun die blaue Linie die an die experimentellen Daten angepasste Dispersionsrelation eines Magnetoplasmons nach Gleichung (3.13). Die Magnetoplasmonresonanz-Dispersion zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten, wobei als einziger freier Parameter die Plasmonfrequenz eingeht.

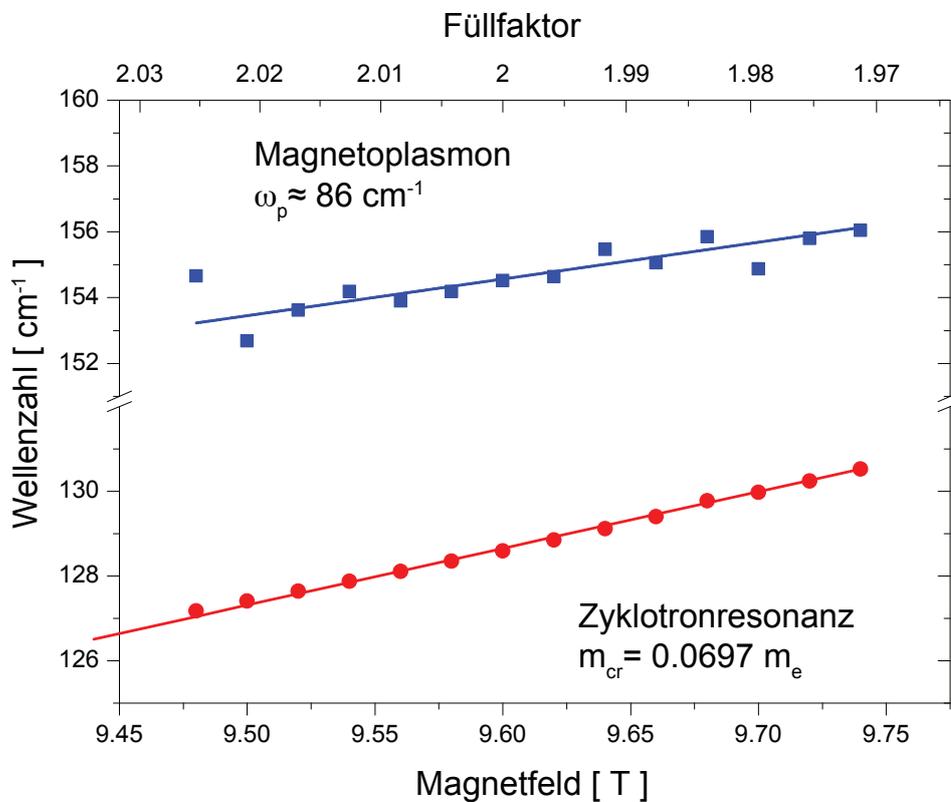


Abbildung 7.30: Dispersion der Zyklotronresonanz (rote Punkte) und der Schulter (blaue Rechtecke) im Magnetfeld, bestimmt aus den Spektren in Abbildung 7.24. Die Linien stellen entsprechend die an die Messpunkte angepassten Dispersionsrelationen dar (siehe Gl. (3.12) und (3.13)).

Wie bereits im Abschnitt 3.1.1 beschrieben, ist die Plasmonfrequenz durch

$$\omega_P^2 = \frac{n_e e^2}{m^* \varepsilon_0 \varepsilon_{GaAs} (1 + \coth(2.36 h/l_P))} \cdot \frac{2.36}{l_P} \quad (7.32)$$

gegeben, wobei für den Impulsübertrag nach Leavitt und Little [Leavitt86] $k = 2.36/l_P$

in Gleichung (3.14) substituiert wurde. Aus der in Abbildung 7.30 bestimmten Plasmonfrequenz $\omega_P \approx 86 \text{ cm}^{-1}$ lässt sich mit Hilfe der Gleichung (7.32) und den Parametern der Probe C31222B-1 ($n_e = 4.6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, $h = 60 \text{ nm}$ und $\varepsilon_{\text{GaAs}} = 12.8$ [Kukushkin03, Leavitt86, Vasiliadou93]) nun die charakteristische Länge l_P berechnen. Die so bestimmte charakteristische Länge $l_P = 73 \text{ nm}$ lässt sich jedoch nicht mit der geometrischen Breite der Probe ($w = 100 \text{ }\mu\text{m}$) korrelieren.

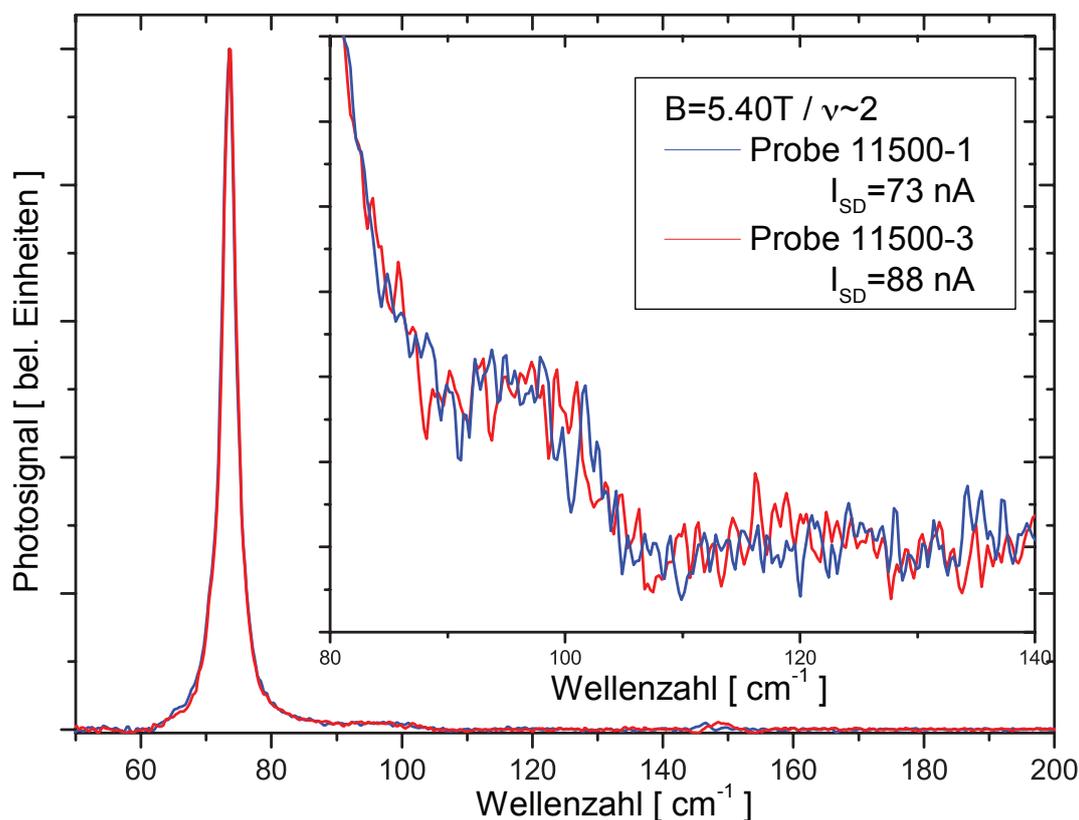


Abbildung 7.31: Vergleich des Photoleitungsspektrums der Probe 11500-1 ($w = 100 \text{ }\mu\text{m}$) mit dem der Probe 11500-3 ($w = 50 \text{ }\mu\text{m}$).

Weiterhin zeigt der in Abbildung 7.31 dargestellte Vergleich zwischen einer Probe mit einer Breite der Mäander-Windungen von $w = 100 \text{ }\mu\text{m}$ (blau) und einer Probe mit $w = 50 \text{ }\mu\text{m}$ (rot) keinen erkennbaren Unterschied. Dementsprechend lässt sich eine Korrelation der Plasmonfrequenz mit einer geometrischen Länge der Probenstruktur mit großer Wahrscheinlichkeit ausschließen.

Diese Beobachtung widerspricht zunächst der üblichen Interpretation einer Magneto-plasmon-Anregung in 2DEGs, bei der die Plasmonfrequenz durch die geometrische Einschränkung des 2DEGs definiert wird [Hansen87, Heitmann86, Kukushkin03, Vasiliadou93]. Überraschenderweise entspricht die charakteristische Länge $l_P = 73 \text{ nm}$ jedoch gerade der Verarmungslänge $l_{\text{CSG}} = 74 \text{ nm}$ nach Chklovskii et al. [Chklovskii92] (Gl. (2.24)). Die Übereinstimmung der beiden charakteristischen Längen lässt jedoch die Vermutung

zu, dass es sich bei der beobachteten Schulter um eine in Halbleiterheterostrukturen bisher unbekannte Magnetoplasmon-Anregung handelt, bei der das Ladungsträgerdichteprofil am Rand der Probe den Impulsübertrag und damit die Plasmonfrequenz definiert und nicht die geometrische Breite der Mäander-Windungen. Diese Vermutung lässt sich durch die Auswertung der Ladungsträgerdichteabhängigkeit der Schulter weiter prüfen. Analog zu der obigen Diskussion lassen sich die in Abbildung 7.28 exemplarisch dargestellten Messungen zur Ladungsträgerdichteabhängigkeit der Schulter auch im Sinne einer Magnetoplasmon-Anregung auswerten.

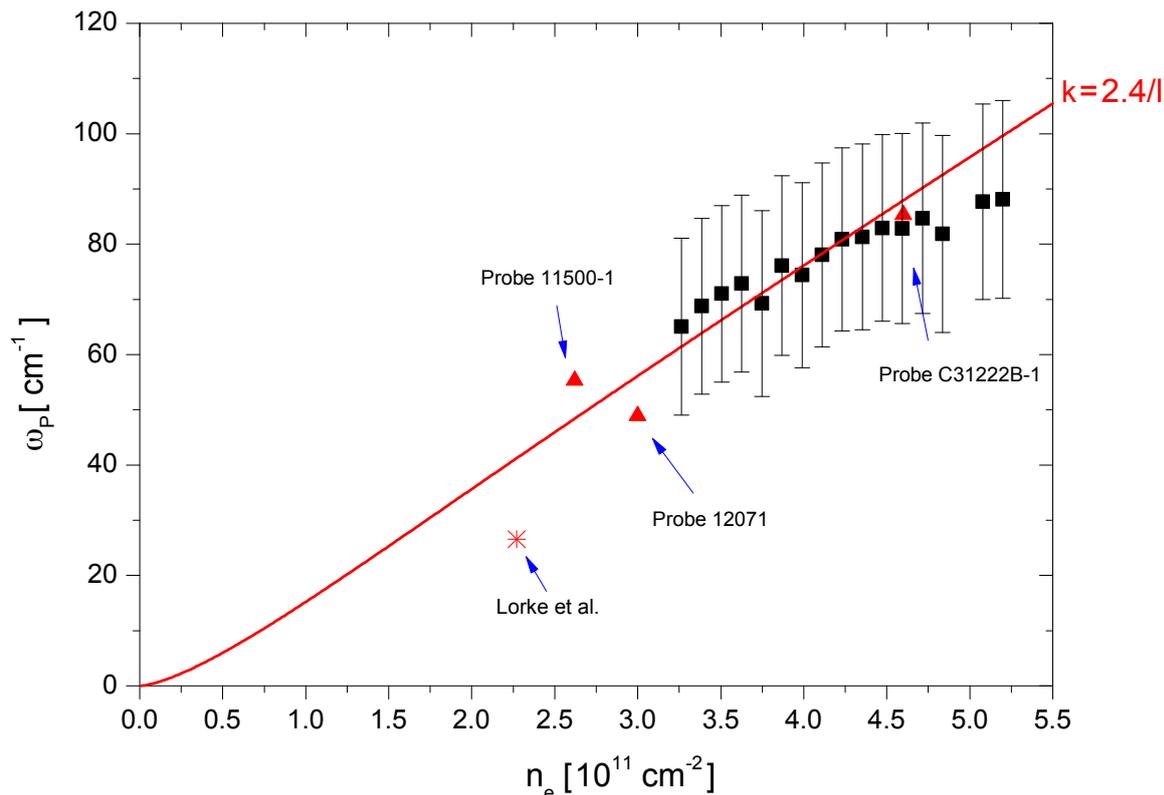


Abbildung 7.32: Plasmonfrequenz $\omega_P(n_e)$ der Probe C31222B-2 in Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte n_e bestimmt aus den in Abbildung 7.28 dargestellten Photoleitungsspektren (schwarze Punkte). Die rote Linie zeigt die nach Gleichung (7.32) bestimmte Abhängigkeit der Plasmonresonanzfrequenz ω_P von der Ladungsträgerdichte n_e , wobei die Verarmungslängen nach Chklovskii et al. [Chklovskii92] als charakteristische Länge l_P verwendet wird. Der rote Stern zeigt die von Lorke et al. [Lorke96] in einem Photospannungs-Experiment bestimmte Plasmonfrequenz. Weiterhin sind die Plasmonfrequenzen der Proben C31222B-1, 11500-1 und 12071 eingezeichnet (rote Dreiecke).

Die entsprechende experimentell bestimmte Ladungsträgerdichteabhängigkeit der Plasmonfrequenz ist in der Abbildung 7.32 dargestellt (schwarze Punkte), die Fehlerbalken entsprechen einer Verschiebung der Magnetoplasmonfrequenz um $\pm 10 \text{ cm}^{-1}$ und

stellen eine obere Schranke der Messgenauigkeit dar. Neben den Werten der Probe C31222B-2 sind als rote Dreiecke noch die Plasmonfrequenzen der Proben C31222B-1, 11500-1 und 12071 eingezeichnet, die zugehörigen Spektren sind im Anhang (Abb. G.1) zu finden.

Die nahezu lineare Ladungsträgerdichteabhängigkeit der Plasmonfrequenzen ist ebenfalls nicht mit einer geometrisch definierten charakteristischen Länge l_P in Gleichung (7.32) vereinbar. Verwendet man jedoch für die Länge l_P in Gleichung (7.32) die Verarmungslänge l_{CSG} nach Chklovskii et al. [Chklovskii92] (Gl. (2.24)), so erhält man ohne einen freien Parameter zur Anpassung die rote Kurve in Abbildung 7.32, welche die Ladungsträgerdichteabhängigkeit der experimentellen Daten gut reproduziert. Weiterhin zeigt die von Lorke et al. [Lorke96] in einem Photospannungs-Experiment an einer asymmetrisch beleuchteten, streifenförmig strukturierten Probe bestimmte Plasmonfrequenz (roter Stern in Abb. 7.32) ebenfalls eine gute Übereinstimmung mit den hier vorgestellten Ergebnissen.

Die gute Übereinstimmung der magnetischen Dispersion der Schulter mit der Magnetoplasmonresonanz-Dispersion sowie die Korrelation der charakteristischen Länge mit der Verarmungslänge nach Chklovskii et al. festigt die Vermutung, dass es sich bei der Schulter um eine in *GaAs/AlGaAs*-Heterostrukturen bisher noch nicht beobachtete Magnetoplasmonresonanz handelt, deren Resonanzfrequenz durch die Form des Ladungsträgerdichteprofiles am Rand und nicht durch die Breite des 2DEGs definiert wird.

Diese Vermutung wird durch die Arbeit von P.L. Elliott et al. [Elliott97] weiter unterstützt, in der die Magnetoplasmonresonanz von ${}^4\text{He}^+$ -Ionen an einer *He*-Flüssigkeitsoberfläche experimentell sowie theoretisch untersucht wird. Die Magnetoplasmonresonanz-Dispersion wird von P.L. Elliott et al. ähnlich zur Gleichung (3.13) angegeben und ist damit konsistent zu den zuvor zitierten Arbeiten. Jedoch wird hier der Impuls k nicht mit den geometrischen Abmessungen des 2DEGs verknüpft, sondern mit der Verarmungslänge des 2DEGs. Der genaue Anregungsprozess sowie der Einfluss der kompressiblen und inkompressiblen Streifen sind bisher noch ungeklärt.

Zusammenfassend erscheint eine Interpretation der Schulter durch eine Magnetoplasmon-Anregung realistischer als durch eine CBR. Während ein ähnliches Skalierungsverhalten der Plasmonresonanz mit der Verarmungslänge zumindest bei ${}^4\text{He}^+$ -Ionen an der Flüssigkeitsoberfläche beobachtet wurde, wird in der bekannten Literatur kein so extrem erhöhter Spin-Bahn-Kopplungsparameter beobachtet, wie er für die Interpretation im Rahmen einer CBR nötig ist. Genauere Messungen der Ladungsträgerdichteabhängigkeit könnten hier eventuell das Bild weiter vervollständigen, jedoch stellte sich gerade die Herstellung einer Mäander-Corbino-Probe mit Gate als äußerst schwierig heraus. Auf diese Problematik wird nochmals im Abschnitt 8 eingegangen.

8 Anwendung als THz-Detektor

Neben dem Interesse an den grundlegenden Prozessen, die zur THz-induzierten Leitfähigkeitsänderung im Quanten-Hall-Effekt führen, ist auch die Anwendungsmöglichkeit des Quanten-Hall-Effekts als THz-Detektor von großer Bedeutung.

Wie von den Gruppen um Komiyama gezeigt, übertreffen Detektoren auf der Basis des Quanten-Hall-Effekts mit Empfindlichkeiten von rund 10^8 V/W alle gängigen THz-Detektoren [Kawano99, Kawano05, Sakuma06, Stellmach05], und Arbeiten aus der Gruppe von Nachtwei zeigen, dass mit Corbino-Proben auch Reaktionszeiten bis hinunter zu 10 ns möglich sind [Stellmach05, Stellmach07b]. Ein Komposite-Halbleiter-Bolometer erreicht z.B. eine Empfindlichkeit von typischerweise 10^5 V/W bis maximal 10^7 V/W bei einer Reaktionszeit in der Größenordnung von 1 ms [Richards94]. Diese hohe Empfindlichkeit wird jedoch nur bei sehr niedrigen Temperaturen ($T \ll 5$ K) erreicht, und die Reaktionszeit nimmt mit steigender Empfindlichkeit ebenfalls rasch zu.

Wie im folgenden Abschnitt 8.1 noch näher diskutiert, weisen die Photoleitungsmessungen an Proben in Mäander-Corbino-Geometrie darauf hin, dass bei einer Optimierung der Probengeometrie die Empfindlichkeit von Proben in Hall-bar-Geometrie noch übertroffen werden können. Daher wird im Folgenden näher auf die Anwendungsmöglichkeit der Mäander-Corbino-Proben als THz-Detektoren und die damit verbundenen Schwierigkeiten eingegangen.

Im Gegensatz zu einem breitbandig detektierenden Bolometer sind Detektoren auf Basis des Quanten-Hall-Effekts schmalbandige, spektral selektive Detektoren, deren Resonanzfrequenz der Zyklotronfrequenz entspricht, die durch das Magnetfeld definiert wird. Des Weiteren zeigen die Mäander-Corbino-Proben das größte Photosignal beim Füllfaktor $\nu = 2$. Um nun einen möglichst großen spektralen Bereich detektieren zu können, ist es notwendig, bei einer gegebenen Resonanzfrequenz bzw. einem gegebenen Magnetfeld den Füllfaktor unabhängig vom Magnetfeld einstellen zu können. Dieses wird durch das Aufbringen eines Gates erreicht, mit dessen Hilfe die Ladungsträgerdichte angepasst werden kann, so dass sich bei einem nahezu beliebigen vorgegebenen Magnetfeld der Füllfaktor $\nu = 2$ einstellt. Eine entsprechende Messung mit der Probe C31222B-2 als Detektor ist in der Abbildung 8.1 gezeigt, wobei ein 50 μ m-Mylar-Strahlteiler, mit sehr deutlichen Minima in seiner Transmissionscharakteristik (grüne Linie), der Modulation der THz-Strahlung dient. Die schwarzen Linien stellen Photoleitungsspektren für verschiedene Magnetfelder von $B = 5.0$ T bis 10.5 T in 0.25 T-Schritten dar, wobei jedoch bei allen Spektren ein konstanter Füllfaktor $\nu = 2$ durch Anpassen der Gatespannung U_g realisiert ist. Aufgrund des Zusammenhangs $\hbar\omega_c = eB/m^*$ zwischen Magnetfeld und Zyklotronresonanzfrequenz entspricht die Variation des Magnetfeldes B gleichzeitig einem Durchstimmen der Resonanzposition von $\bar{\nu} = 71$ cm^{-1} bis $\bar{\nu} = 141$ cm^{-1} . Wie deutlich zu erkennen ist, folgt die Amplitude der einzelnen Resonanzen im Wesentlichen der Transmissionscharakteristik des 50 μ m-

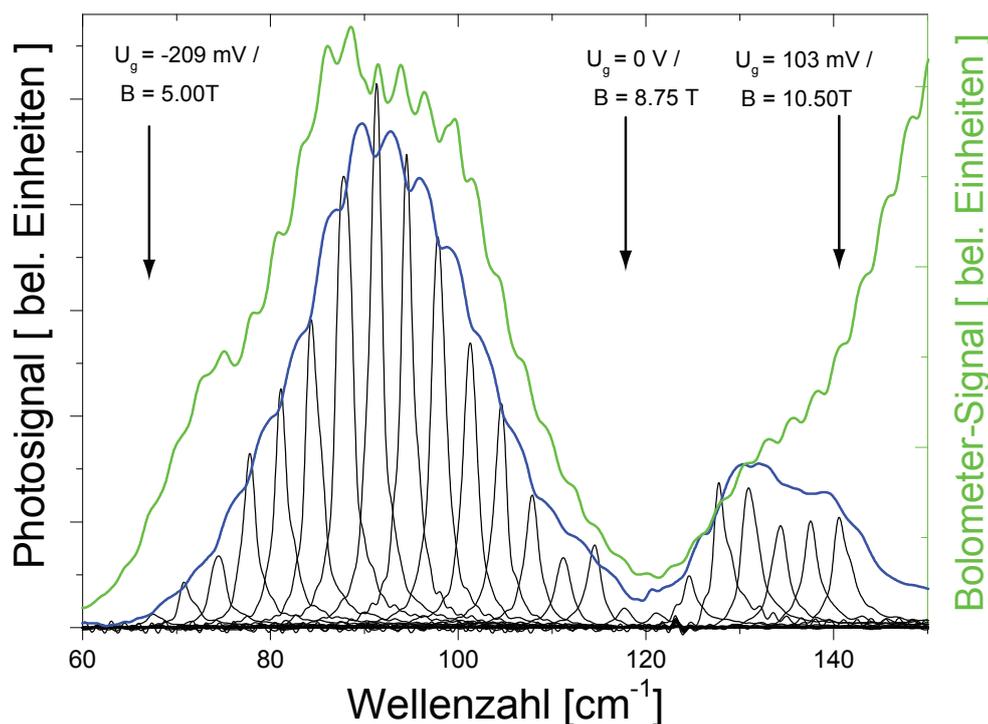


Abbildung 8.1: Vergleich der Transmission durch die Probe C31222B-2 (grün) mit den Photoleitungsspektren bei einem aufgeprägten Strom von $I_{SD} = 15 \text{ nA}$ für verschiedene Magnetfelder (schwarz), wobei jeweils der Füllfaktor $\nu = 2$ durch Variation der Gatespannung U_g erhalten bleibt. Die blaue Linie zeigt die Summe aller dargestellten Photoleitungsspektren. Die gezeigten Spektren sind mit einem $50 \text{ }\mu\text{m}$ -Myar-Strahlteiler aufgenommen, und zur Detektion der Transmission wird ein Bolometer unterhalb der Probe positioniert. Das Transmissionsspektrum sowie die Summe der Photoleitungsspektren sind stark geglättet.

Myar-Strahlteilers (grüne Linie) und damit der spektralen Intensitätsverteilung der THz-Strahlung am Ort der Probe. Noch deutlicher wird dies bei der Betrachtung der Summe aller Photoleitungsspektren (blaue Linie). Lediglich oberhalb von $\bar{\nu} = 124 \text{ cm}^{-1}$ und unterhalb von $\bar{\nu} = 74 \text{ cm}^{-1}$ erscheint die Signalamplitude als zu gering. Diese Abweichungen lassen sich darauf zurückführen, dass hohe negative und auch relativ kleine positive Gatespannungen zu Leckströmen führen, die das Photoleitungssignal zusammenbrechen lassen. Wird anstelle des FT-Spektrometers das Photosignal in Lock-In-Technik bei verschiedenen Magnetfeldern und festem Füllfaktor gemessen, ist aufgrund der schmalbandigen Resonanz zu erwarten, dass das Photosignal die blaue Linie in Abbildung 8.1 reproduziert. Damit zeigt die Messung in Abbildung 8.1, dass sich die Mäander-Corbino-Proben bei geeigneter Wahl der Ladungsträgerdichte prinzipiell als durchstimmbare, schmalbandige THz-Detektoren eignen und die Möglichkeit bieten,

spektral aufgelöste Messungen ohne ein externes Spektrometer durchzuführen.

Es zeigte sich jedoch, dass die Herstellung einer gut funktionierenden Probe mit Gate problematisch ist.

Im Gegensatz zu einer Probe in Hall-bar-Geometrie sind Proben in Mäander-Corbino-Geometrie aufgrund ihrer hohen Impedanz im Quanten-Hall-Regime wesentlich anfälliger für die Entstehung von Leckströmen zwischen dem Gate und dem 2DEG. Des Weiteren zeigt die Probe C31222B-2 einen deutlich geringeren Widerstand im ganzzahligen Füllfaktor gegenüber einer nicht mit einem Gate versehenen Probe desselben Materials und damit einhergehend eine um etwa 50% schlechtere THz-Empfindlichkeit. Dies wird, wie die Abbildung 8.2 nahe legt, durch eine aufgrund der Gateelektrode verstärkte Inhomogenität der Ladungsträgerdichteverteilung hervorgerufen, wodurch ausgedehnte Bereiche mit unterschiedlichen lokalen Füllfaktoren entstehen. Ist nur ein einziger noch so schmaler Bereich mit nicht ganzzahligem Füllfaktor radial so weit ausgedehnt, dass er den inneren mit dem äußeren Rand verbindet, dominiert dieser den Gesamtwiderstand. Abbildung 8.2 zeigt das Photosignal ΔU (blaue Punkte) aufgenommen in Lock-In-Technik sowie den Spannungsabfall U_{rr} (schwarze Linie) einmal in Abhängigkeit der Gatespannung bei einem festen Magnetfeld $B = 7.4 T$ (oben) und einmal in Abhängigkeit des Magnetfeldes bei konstanter Gatespannung $U_g = -82 mV$ (unten). Der Vergleich der Messungen in Abbildung 8.2 zeigt, dass sowohl durch Variation des Magnetfeldes bei konstanter Gatespannung als auch durch Variation der Gatespannung bei konstantem Magnetfeld der Füllfaktor variiert werden kann und die Messkurven bezogen auf den Füllfaktor nahezu äquivalent sind. Damit bestätigt sich zwar die eingangs aufgestellte Annahme, dass mithilfe einer Gateelektrode der Füllfaktor unabhängig vom Magnetfeld eingestellt werden kann. Man erkennt jedoch sowohl im Photosignal als auch im Spannungsabfall ein deutlich abweichendes Verhalten gegenüber den Messungen an Proben ohne Gate (siehe z.B. Abb. 7.7). Die schulterartige Struktur im Füllfaktorbereich zwischen $\nu = 2.15$ und 2.05 deutet darauf hin, dass in der Probe mindestens zwei ausgedehnte Bereiche unterschiedlicher Ladungsträgerdichte existieren, die zu einer Störung der Transport-/Photoleitungsmessungen führen und damit eine Erklärung für die starke Abweichung der Messkurven zu den vorangegangenen Messungen an Proben ohne Gate liefert.

Eine Alternative zu einem auf der Probenvorderseite aufgebracht Gate stellt ein rückseitig aufgebracht Gate dar. Dazu wurde eine Probe aus dem Material 12071 zunächst auf $200 \mu m$ gedünnt und dann mit einem Rückseitengate versehen. Diese Probe zeigt ohne angelegte Gatespannung weder im Widerstandsverhalten noch in der THz-Empfindlichkeit Hinweise auf eine erhöhte Inhomogenität der Ladungsträgerdichteverteilung. Aufgrund des großen Abstands der Gateelektrode zum 2DEG sind jedoch sehr hohe Spannungen zur Variation der Ladungsträgerdichte notwendig. Die hohen Gatespannungen wiederum führen mit einer charakteristischen Zeitskala von Minuten zu einer Verschiebung von Störstellenladungen im Volumen des Probenmate-

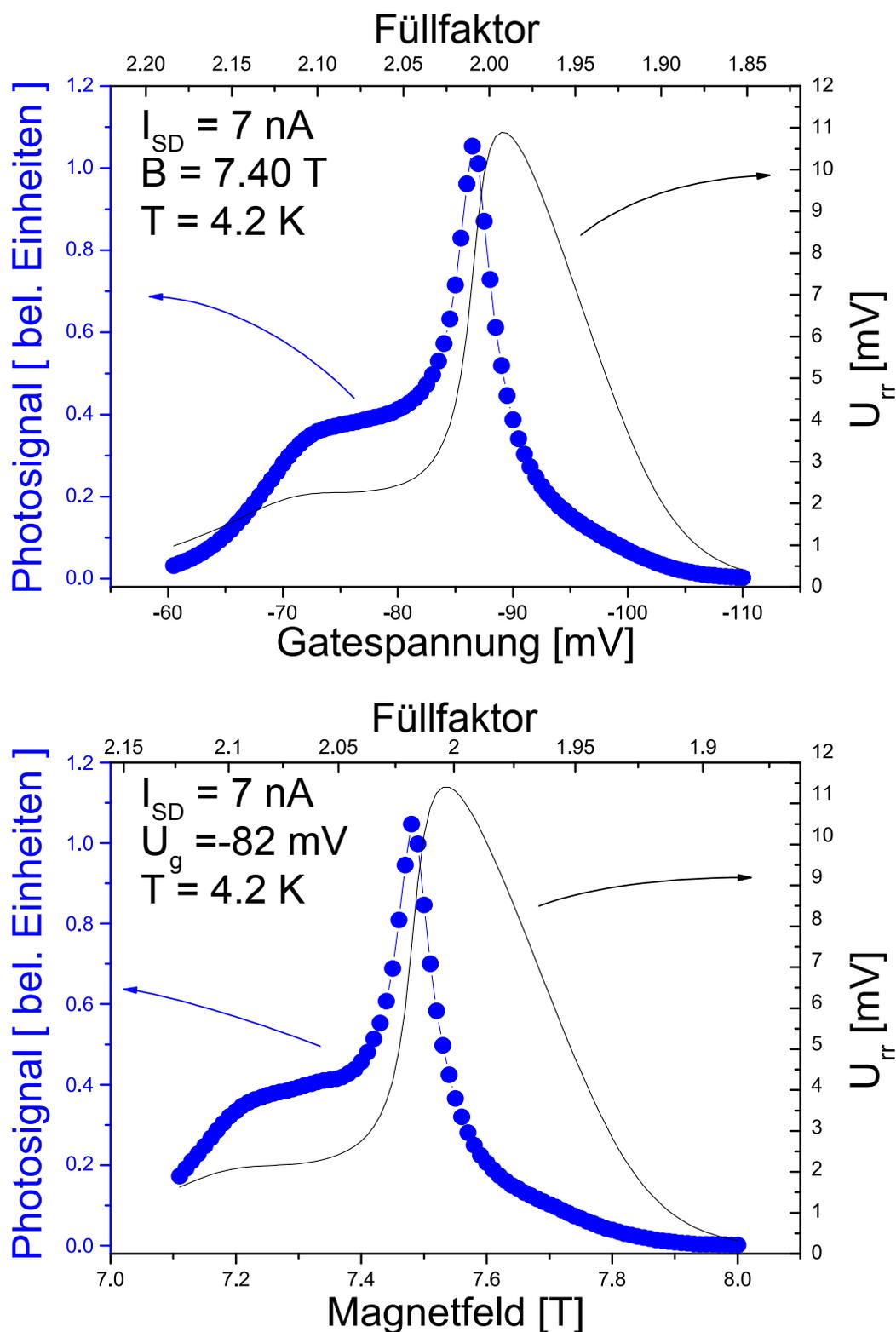


Abbildung 8.2: Vergleich zwischen der Gatespannungsabhängigkeit des Photoleitungssignals ΔU (blaue Punkte) bei einem festen Magnetfeld von $B = 7.40 \text{ T}$ (oben) und der Magnetfeldabhängigkeit des Signals bei einer festen Gatespannung $U_g = -82 \text{ mV}$ (unten). Weiterhin ist der entsprechende Spannungsabfall U_{rr} als schwarze Linie dargestellt.

rials, wodurch die Ladungsträgerdichte des 2DEGs bei einer konstanten Gatespannung nicht-reproduzierbar mit der Zeit variiert. Ein möglicher Ausweg ist die Verwendung von während des Wachstums implantierten Rückseitengates mit einem optimierten Abstand zum 2DEG.

Trotz der hohen Ansprüche an die Qualität der Proben sowie an die Präparation erscheint mir die Mäander-Corbino-Geometrie durchaus geeignet für die Anwendung als hochempfindlicher THz-Detektor. Ein Vorteil gegenüber der Hall-bar-Geometrie ist der extrem kleine Dunkelstrom ($I_{SD} \sim 15 \text{ nA}$), sowie die Möglichkeit, eine höhere Empfindlichkeit durch weitere Optimierung der Probengeometrie zu erreichen.

8.1 Sensitivität der Proben

Wie im vorhergehenden Abschnitt diskutiert, eignen sich die Mäander-Corbino-Proben prinzipiell als THz-Detektoren. Dabei zeichnen sich die Proben durch eine hohe Frequenzselektivität und Durchstimbarkeit aus. Eine weitere Größe, die für die Anwendung als THz-Detektor von Interesse ist, ist die Empfindlichkeit bzw. Sensitivität der Mäander-Corbino-Proben. Daher soll im Folgenden die Sensitivität der Proben mit Hilfe einer THz-Quelle, dessen optische Leistung bekannt ist, abgeschätzt werden.

Interessanterweise erwies sich ein einfacher LötKolben als sehr gute und reproduzierbare THz-Quelle; daher wurde die optische Leistung des LötKolben bei $120 \text{ }^\circ\text{C}$ mit Hilfe einer kalibrierten Golay-Zelle³² zu $P \approx 8 \text{ } \mu\text{W}$ bestimmt und dieser dann als Referenz verwendet, um die Sensitivität der Proben abzuschätzen. Die Abbildung 8.3 (links) zeigt den einfachen Aufbau zur Bestimmung der Sensitivität, bei dem die THz-Quelle direkt über dem Probenstab positioniert und durch einen Chopper mit 20 Hz moduliert wird. Das Photosignal wird (wie auch bei den vorangegangenen Messungen) durch einen Vorverstärker impedanzangepasst und von einem Lock-In-Verstärker detektiert. Für die Probe C31222B-1 erhält man $\Delta U \approx 9 \text{ mV}$ bei einem Biasstrom von $I_{SD} \approx 90 \text{ nA}$ und einem Magnetfeld von $B = 9.58 \text{ T}$, was dem Füllfaktor $\nu = 2$ entspricht. Daraus ergibt sich eine Sensitivität der Probe von

$$S = \frac{\Delta U}{P} \approx 1 \text{ kV/W} \quad . \quad (8.1)$$

Aufgrund der Tatsache, dass die Golay-Zelle ein breitbandiger Detektor ist und die Mäander-Corbino-Proben einen sehr schmalbandigen Detektor darstellen, ist es sinnvoll, die Sensitivität der Proben auf die spektrale Leistung der THz-Quelle bei der Resonanzposition zu beziehen. Zur Abschätzung der spektralen Leistung kann die Intensitätsverteilung eines schwarzen Körpers, wie sie in der Abbildung 8.3 (rechts) dargestellt ist, herangezogen werden. Auch wenn das Eintrittsfenster des Probenstabs und

³²Die verwendete Golay-Zelle wurde freundlicherweise vom Zentrum für Halbleiter- und Optoelektronik der Universität Duisburg-Essen zur Verfügung gestellt.

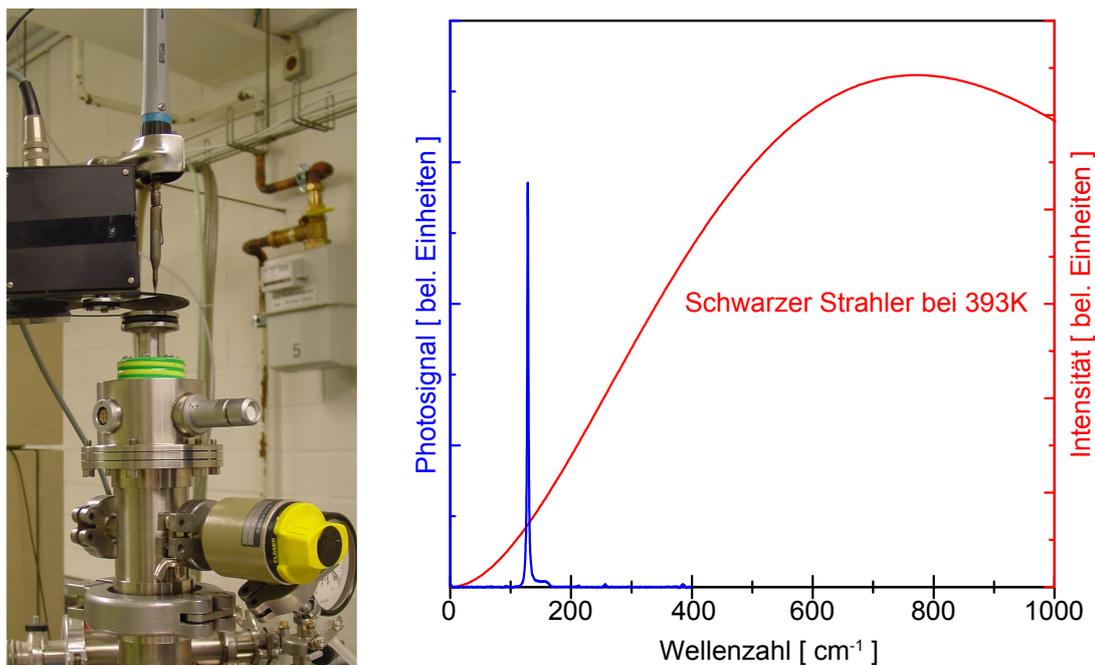


Abbildung 8.3: links: Aufbau zur Abschätzung der Sensitivität der Proben. rechts: Vergleich der spektralen Intensitätsverteilung eines schwarzen Körpers bei $T = 393 \text{ K}$ mit dem Photoleitungsspektrum der Probe C31222B-1, aufgenommen mit dem FT-Spektrometer. Als THz-Quelle dient die Hg-Lampe des Spektrometers.

der Goly-Zelle vergleichbar sind, muss noch der Intensitätsverlust durch die Strahlführung im Probenstab berücksichtigt werden, der etwa einen Faktor 100 beträgt. Damit ergibt sich bei der Resonanzposition $\nu_c = 128.36 \text{ cm}^{-1}$ eine spektrale optische Leistung $P_{\text{spek.}}$ am Ort der Probe von etwa 15 pW , was einer spektralen Leistungsdichte von rund 0.5 nW cm^{-2} entspricht. Damit ergibt sich eine spektrale Sensitivität von

$$S_{\text{spek.}} = \Delta U / (P_{\text{spekt.}}) \approx 6 \times 10^8 \text{ V/W} \quad , \quad (8.2)$$

was einem Vielfachen der Sensitivität von kommerziell erhältlichen Bolometern ($S \approx 10^5 \text{ V/W}$) entspricht. Die Tabelle 8.1 gibt eine Übersicht über die Sensitivitäten der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Probenmaterialien sowie deren Ladungsträgerdichte und die entsprechenden Beweglichkeiten. Es fällt dabei auf, dass die Sensitivität mit steigender Ladungsträgerbeweglichkeit deutlich zunimmt, jedoch keinen Zusammenhang mit der Ladungsträgerdichte erkennen lässt.

Die deutliche Zunahme der Sensitivität mit steigender Beweglichkeit lässt sich auf zwei Größen zurückführen: den Leitwert S_0 und die Lebenszeit τ der photoangeregten Ladungsträger. Ein mit steigender Beweglichkeit kleiner werdender Leitwert im Quanten-Hall-Regime führt auf Grund der Vierpunkt-Messgeometrie zu einer quadratischen Zunahme des Photosignals $\Delta U \sim 1/S_0^2$ (siehe Gl. (7.1)). Weiterhin wird entsprechend dem

Probenmaterial	Ladungsträgerdichte ($\times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$)	Beweglichkeit ($\times 10^6 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$)	Sensitivität ($\times 10^3 \frac{\text{V}}{\text{W}}$)	spekt. Sensitivität ($\times 10^8 \frac{\text{V}}{\text{W}}$)
11500	2.6	0.288	~ 0.137	~ 0.749
C31222B	4.5	0.5	~ 1.125	~ 6.137
C31112B	4.0	0.8	~ 1.375	~ 7.503
12071	2.8	1.013	~ 2.751	~ 15.010

Tabelle 8.1: THz-Sensitivität der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Probenmaterialien bei einer Temperatur von $T = 4.2 \text{ K}$, einem Füllfaktor $\nu = 2$ und einem optimalen Biasstrom.

bolometrischen Modell (siehe Abschnitt 3.3) nach den Gleichungen (7.3) und (7.4) eine lineare Zunahme des Photosignals mit der Lebenszeit τ der photoangeregten Ladungsträger erwartet, wie es auch bei Proben in Hall-bar-Geometrie zu erwarten ist, wobei die Lebenszeit τ linear mit der Beweglichkeit skaliert [Kawano01, Stellmach07b].

Dementsprechend kann man davon ausgehen, dass die Sensitivität der Mäander-Corbino-Geometrie noch weiter gesteigert werden kann, wenn es gelingt, den Leitwert durch Optimierung der Geometrie weiter zu reduzieren. Im Gegensatz zur Mäander-Corbino-Geometrie ergibt sich in der Vierpunktmessung bei einer Hall-bar-Probe kein direkter Einfluss der Leitfähigkeit auf das Photosignal ($\Delta U_{\text{Hall-bar}} = \Delta R I_{SD} \leftrightarrow \Delta U_{\text{Corbino}} = \Delta S / S_0^2 I_{SD}$). Es erscheint damit möglich, dass Proben in Mäander-Corbino-Geometrie die Sensitivität der Hall-bar-Proben übertreffen können, da die Sensitivität der Probe aus dem Material 12071 bereits ohne eine gezielte Optimierung eine vergleichbare Sensitivität mit Hall-bar-Proben liefert [Kawano99, Kawano05, Sakuma06].

Kapitel V

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Untersuchung der THz-induzierten Photo-Antwort eines 2DEGs im Quanten-Hall-Regime, wobei die Proben in einer Mäander-Corbino-Geometrie strukturiert sind. Zur Untersuchung der Photoleitfähigkeit wurden die Proben selbst als THz-Detektoren verwendet. Dabei wurde die photoinduzierte Änderung des Leitwerts in einer Vierpunktmessanordnung bei einem konstanten aufgeprägten Strom I_{SD} sowohl in Lock-In-Technik als auch spektral aufgelöst mit einem FT-Spektrometer aufgezeichnet. Als Referenz zu den spektral aufgelösten Photoleitfähigkeitsmessungen wurde zusätzlich die Zyklotronabsorption in Transmission untersucht. Weiterhin ist es erstmalig gelungen, die Photo-Antwort eines einzelnen inkompressiblen Randstreifens zwischen zwei separat kontaktierten Randkanälen ohne den Einfluss des Volumens zu untersuchen. Dazu wurde der Vierpunkt-Widerstand einer von A. Würtz im Rahmen ihrer Dissertation präparierten Quasi-Corbino-Probe, die die separate Kontaktierung von zwei benachbarten Randkanälen erlaubt, sowohl in Lock-In-Technik als auch spektral aufgelöst gemessen.

Da bei der Verwendung der Corbino-Topologie die Leitfähigkeit σ_{rr} bzw. deren photoinduzierte Änderung $\Delta\sigma$ die physikalisch aussagekräftigen Größen sind, bei der in dieser Arbeit verwendeten Vierpunktmessung jedoch der zum spezifischen Widerstand ρ_{rr} proportionale Spannungsabfall U_{rr} gemessen wird, wurde im Abschnitt 6.1 zunächst gezeigt, dass im Quanten-Hall-Regime der gemessene Spannungsabfall in guter Näherung proportional zum Inversen der Leitfähigkeit ist ($U_{rr}(I = konst.) \propto 1/I(U = konst.) \propto 1/\sigma_{rr}$). Weiterhin wurde in diesem Abschnitt der Frage nachgegangen, in wie weit die Messungen an einer Mäander-Corbino-Probe mit denen an einer „echten“ Corbino-Probe vergleichbar sind. Dabei ließ sich zeigen, dass die Messungen an einer Mäander-Corbino-Probe im Wesentlichen mit denen einer „echten“ Corbino-Probe zu vergleichen und in der direkten Umgebung des ganzzahligen Füllfaktors im Rahmen des Landau-Büttiker-Bildes sogar äquivalent sind.

Wie der Vergleich der spektral aufgelösten Photoleitfähigkeitsmessungen mit den Ergebnissen der Transmissionsmessungen zeigt, wird das beobachtete Photosignal bei Füllfaktoren $\nu < 2$ eindeutig durch die Zyklotronabsorption innerhalb des 2DEG hervorgerufen. Weiterhin zeigt die Analyse der Stromabhängigkeit der photoinduzierten Leitwertänderung ΔS , dass sich das Photosignal im Rahmen eines bolometrischen Modells beschreiben lässt, wobei davon ausgegangen wird, dass die bolometrische Antwort des Elektronengases einzig aus dem direkten Heizen des 2DEG über die Zyklotronabsorption resultiert.

Oberhalb des ganzzahligen Füllfaktors hingegen zeigen die Messungen zwei Beiträge zum Photosignal, wobei der niederenergetische Beitrag ebenfalls mit der bolometri-

schen Antwort des Elektronengases auf die Zyklotronabsorption identifiziert werden konnte und der höherenergetische (nicht-bolometrische) Beitrag einem in den inkompressiblen Randstreifen generierten Photostrom zugeordnet werden konnte. Dabei wird das nicht-bolometrische Signal nur bis zum Erreichen einer durch die Zyklotronenergielücke definierten Schwellspannung $U_s = \hbar\omega_c/e$ beobachtet.

Mit der Interpretation, dass das nicht-bolometrische Photosignal aus der Generation eines Photostroms innerhalb der inkompressiblen Randstreifen resultiert und dem bolometrischen Signal des Volumens überlagert wird, lassen sich die Photoleitungsmessungen in einem geschlossenen Bild erklären.

Die Identifikation des nicht-bolometrischen Beitrags zum Photosignal der Mäander-Corbino-Proben basiert dabei im Wesentlichen auf den Resultaten der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Photoleitungsmessungen zwischen separat kontaktierten Randkanälen im Quanten-Hall-Regime. Diese Photoleitungsmessungen haben gezeigt, dass sich der Transport über einen einzelnen inkompressiblen Randstreifen hinweg nicht nur im „Dunkeln“ mit dem einer Rückwärtsdiode³³ vergleichen lässt (wie von A. Würtz gezeigt), sondern auch unter THz-Beleuchtung. Die Stromabhängigkeit des Photosignals weist dabei eindeutig auf einen Photostrom als Ursache des Signals hin, der innerhalb eines inkompressiblen Randstreifens generiert wird. Die Messungen zeigen ebenfalls, dass das Photosignal oberhalb einer Schwellspannung von $U_s = \hbar\omega_c/e$ zusammenbricht. Weiterhin erhält man aus der spektral aufgelösten Messung der Photospannung eine gegenüber der erwarteten Zyklotronmasse reduzierte effektive Masse. Dabei entspricht die effektive Masse nahezu exakt der effektiven Masse des nicht-bolometrischen Signals der Mäander-Corbino-Proben.

Ferner zeigt eine sehr genaue Analyse der Photoleitungsspektren eine schulterartige Struktur auf der höherenergetischen Flanke der eigentlichen Resonanz. Auf den ersten Blick zeigen die Messungen eine verblüffende Ähnlichkeit mit einer von C.-M. Hu et al. an *InAs*-Heterostrukturen beobachteten kombinierten Resonanz aus Spin-Flip- und Zyklotron-Anregung (sog. CBR³⁴). Die Auswertung der magnetischen Dispersion sowie der Ladungsträgerdichteabhängigkeit der Schulter zeigen jedoch, dass eine kombinierte Resonanz als Ursache der schulterartigen Struktur äußerst unwahrscheinlich ist. Vielmehr weisen die magnetische Dispersion und die Ladungsträgerdichteabhängigkeit darauf hin, dass es sich bei der Schulter um die Anregung eines Magnetoplasmons handelt, wobei jedoch die Plasmonfrequenz nicht durch die geometrischen Abmessungen des 2DEG definiert wird (wie in der Literatur bekannt), sondern durch das Ladungsträgerdichteprofil am Rand bzw. dessen charakteristische Verarmungslänge. Für eine endgültige Aufklärung der Quelle der schulterartigen Struktur bedarf es jedoch noch weiterer experimenteller sowie theoretischer Arbeiten.

³³engl.: backward diode

³⁴kombinierte Resonanz (engl. combined resonance)

Neben den bisher betrachteten grundlegenden physikalischen Fragen der THz-Photoleitfähigkeit im Quanten-Hall-Regime legt die hohe Empfindlichkeit der Mäander-Corbino-Proben gegenüber der THz-Strahlung die Anwendung als Detektor nahe. Dabei zeigen die Proben mit $S_{\text{spekt.}} \approx 10^8 \text{ V/W}$ eine um ein Vielfaches höhere Empfindlichkeit als kommerzielle Bolometer ($\approx 10^5 \text{ V/W}$). Darüber hinaus zeigen die vorgestellten Ergebnisse, dass die photoinduzierte Leitwertänderung sehr frequenzselektiv und durchstimmbare ist. Damit bieten die Mäander-Corbino-Proben die Möglichkeit, ohne Verwendung eines zusätzlichen Spektrometers spektral aufgelöste THz-Messungen durchzuführen. Die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Untersuchungen an Mäander-Corbino-Proben lassen hoffen, dass sich durch weitere Optimierung der Probengeometrie die Empfindlichkeit noch weiter steigern lässt. Hierzu ist jedoch eine weitergehende systematische Untersuchung der Einflüsse der Probengeometrie und der Ladungsträgerbeweglichkeit auf die Empfindlichkeit der Photoleitungsmessungen nötig.

Anhang

A Verwendete $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ -Heterostrukturen

Heterostruktur 11500 $n_e = 2.87 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ $\mu = 0.288 \times 10^6 \text{ cm}^2/Vs$		
Material	Temperatur T [°C]	Schichthöhe [nm]
$GaAs$	700	50
$GaAs/AlAs$	700	100
$GaAs$	700	650
$Al_{0.34}Ga_{0.66}As$	700	35
$\delta - Si$	570	0
$Al_{0.34}Ga_{0.66}As$	570	5
$Al_{0.34}Ga_{0.66}As$	700	65
$GaAs : Si$	700	5
Heterostruktur 12071 $n_e = 3.03 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ $\mu = 1.01 \times 10^6 \text{ cm}^2/Vs$		
Material	Temperatur T [°C]	Schichthöhe [nm]
$GaAs$	715	50
$GaAs/AlAs$	715	100
$GaAs$	715	650
$Al_{0.35}Ga_{0.65}As$	715	20
$Al_{0.35}Ga_{0.65}As : Si$	715	55
$GaAs : Si$	700	5

Heterostruktur C31112B		
$n_e = 4.0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$		
$\mu = 0.8 \times 10^6 \text{ cm}^2/Vs$		
Material	Temperatur T [°C]	Schichthöhe [nm]
<i>GaAs/Al_{0.31}Ga_{0.69}As</i>	630	1200
<i>GaAs</i>	630	1000
<i>Al_{0.31}Ga_{0.69}As</i>	630	20
$\delta - Si$	530	0
<i>Al_{0.31}Ga_{0.69}As</i>	530	5
<i>AlAs/GaAs</i>	530	40
<i>GaAs</i>	530	5
Heterostruktur C31222B		
$n_e = 4.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$		
$\mu = 0.5 \times 10^6 \text{ cm}^2/Vs$		
Material	Temperatur T [°C]	Schichthöhe [nm]
<i>GaAs/Al_{0.31}Ga_{0.69}As</i>	630	1200
<i>GaAs</i>	630	1000
<i>Al_{0.31}Ga_{0.69}As</i>	630	15
$\delta - Si$	530	0
<i>Al_{0.31}Ga_{0.69}As</i>	530	5
<i>GaAs/AlAs</i>	530	36
<i>GaAs</i>	530	4

B Einstellungen des FT-Spektrometers IFS113v

Parameter	Einstellung	
	für $T = 300 \text{ mK}$	für $T = 4.2 \text{ K}$
Optik-Parameter:		
Blende:	10 mm	
Strahlteiler:	23 μm -Mylar	6 μm -Mylar
Optische-Filter:	Black-Poly	
Lichtquelle:	Hg-Lampe	
Aufnahme-Parameter:		
Modus:	„singel side fast return“	
Verstärkung:	2	
Hochpass-Filter:	offen	
Tiefpass-Filter:	4	
Scanner-Geschw.:	variabel (typisch 1.6 kHz)	
Zahl der Scans:	207	10 – 500 (typisch 10)
Auflösung:	0.2 cm^{-1} – 1 cm^{-1}	
FT-Parameter:		
Apodisation:	Boxcar / Dreieck-Apod.	
Phasenkorr.:	Mertz / Peaksuche von Hand	
Zerofilling:	2 – 4	

C Transmissionscharakteristik der in dieser Arbeit verwendeten Strahlteiler

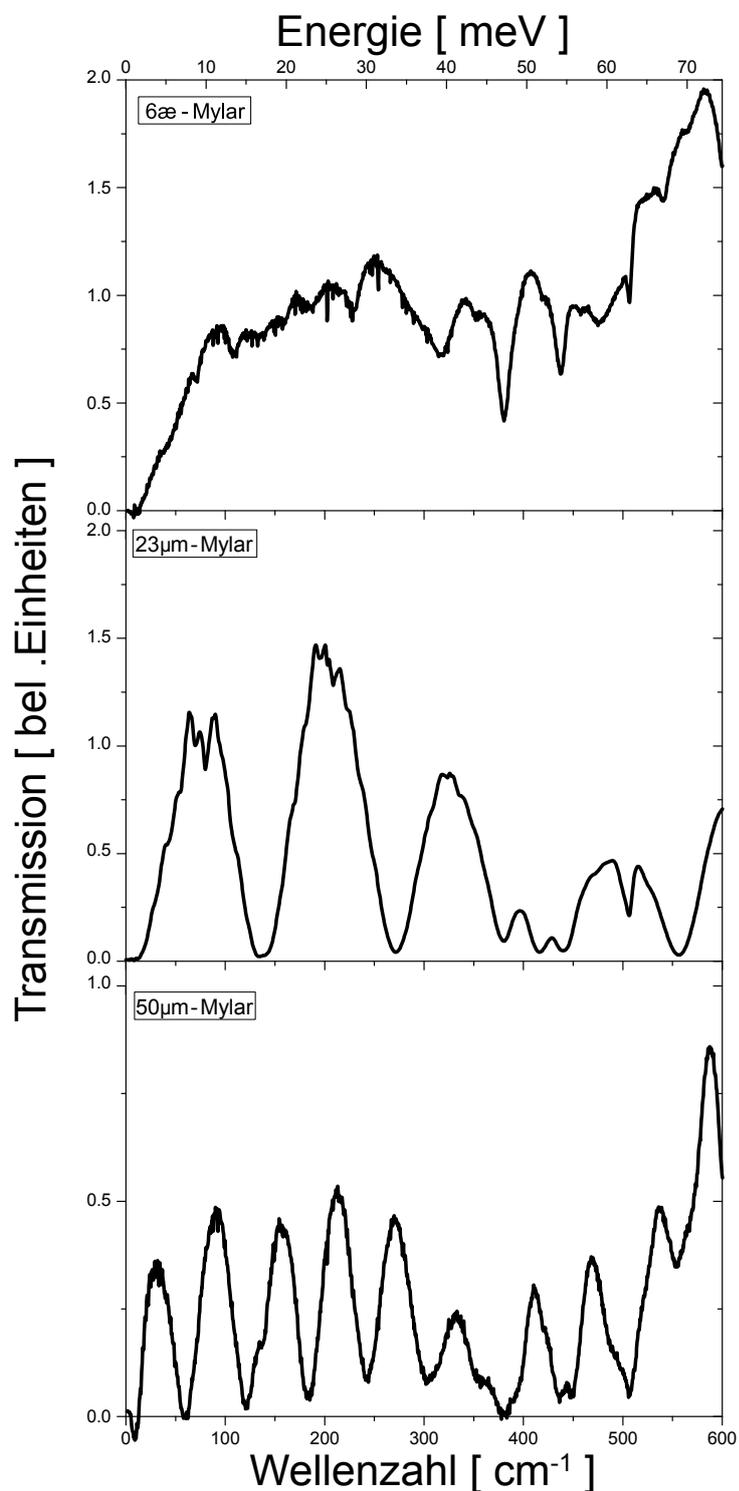


Abbildung C.1: Transmissionscharakteristik der Strahlteiler 6æ-Mylar, 23 µm-Mylar und 50 µm-Mylar, aufgenommen mit dem sog. DTGS-Detektor und der Hg-Lampe des FT-Spektrometers als THz-Quelle.

D Ergänzende spektral aufgelöste Messungen

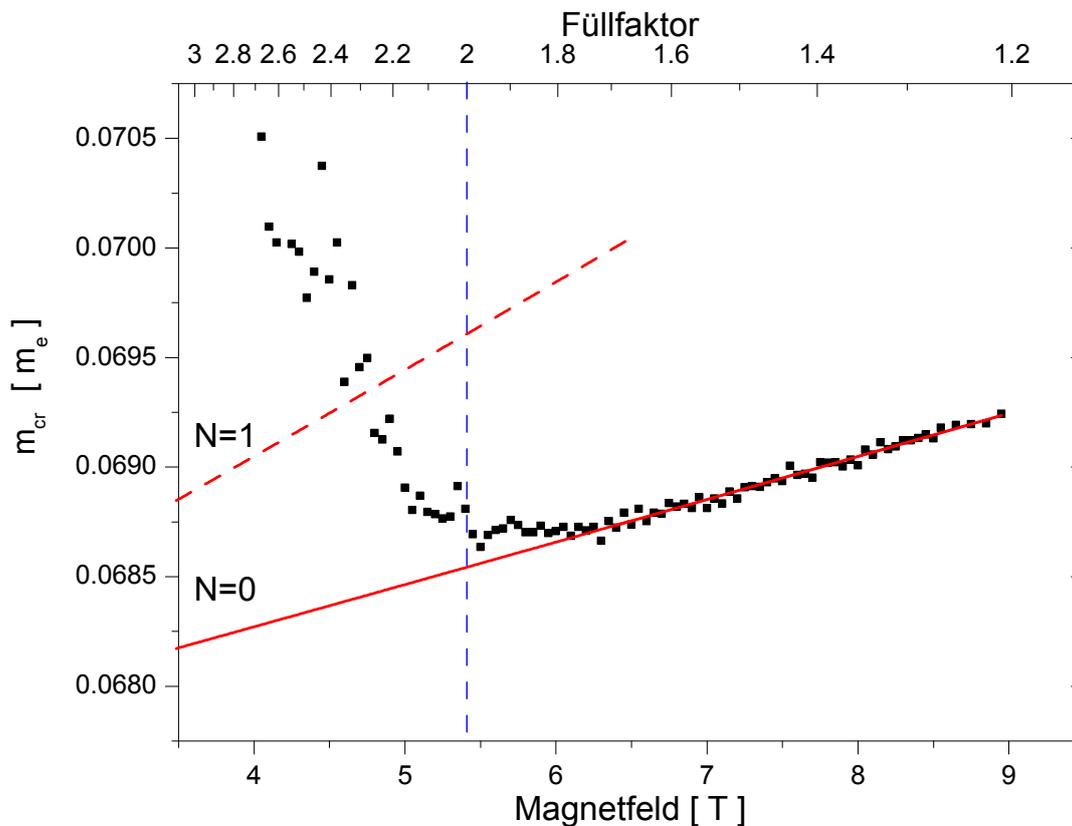


Abbildung D.1: Effektive Masse bestimmt aus der Position der Zyklotronabsorption der Probe 11500-1. Die gestrichelte rote Linie gibt die effektive Masse entsprechend der Gleichung (3.24) für $N = 1$ unter Verwendung der für $N = 0$ angepassten Parameter $m^* = 0.0664 m_e$, $K_2 = -1.19367$ und $\langle T_z \rangle_0 = 10.47 meV$ (durchgezogene rote Linie) wieder.

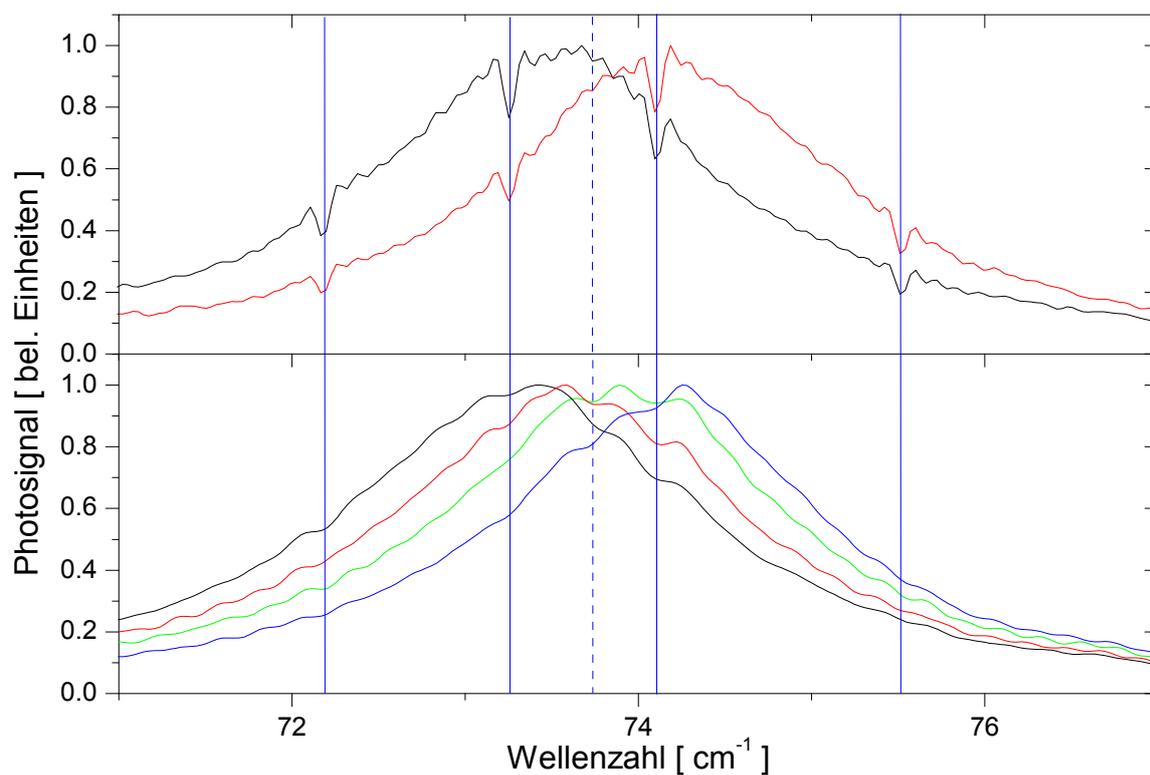


Abbildung D.2: Probe 11500-1 bei $T = 4.2 K$ (oben) und $T = 300 mK$ (unten). Trotz der unterschiedlichen Messapparaturen zeigen alle Spektren dieselben Einbrüche (mit vertikalen Linien gekennzeichnet). Dies weist darauf hin, dass es sich dabei um ein Artefakt handelt. Mögliche Ursachen sind: eine Fabry-Pérot-Interferenz durch eine der optischen Komponenten des FT-Spektrometers oder ein hochfrequentes Rauschen, welches durch die Fourier-Transformation zu den beobachteten Artefakten führt.

E Ergänzende Messungen zur Probencharakterisierung

Aus der Abbildung 2.2 erhält man für das Probenmaterial C31222B eine Nullfeldleitfähigkeit von $\sigma_0 = 1/23.25049 \text{ Ohm}^{-1}$ und Ladungsträgerdichte von $n_e = 4.6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Damit lässt sich die Beweglichkeit μ bestimmen, und man erhält:

$$\mu = 580000 \text{ cm}^2/\text{Vs} . \quad (\text{E.1})$$

Analog erhält man aus der Anpassung der Gleichung (2.10) an die errechnete Leitfähigkeit $\sigma_{xx}(B)$ der Hall-bar-Probe (siehe Abb. 2.2 und E.1):

$$\mu = 590500 \text{ cm}^2/\text{Vs} . \quad (\text{E.2})$$

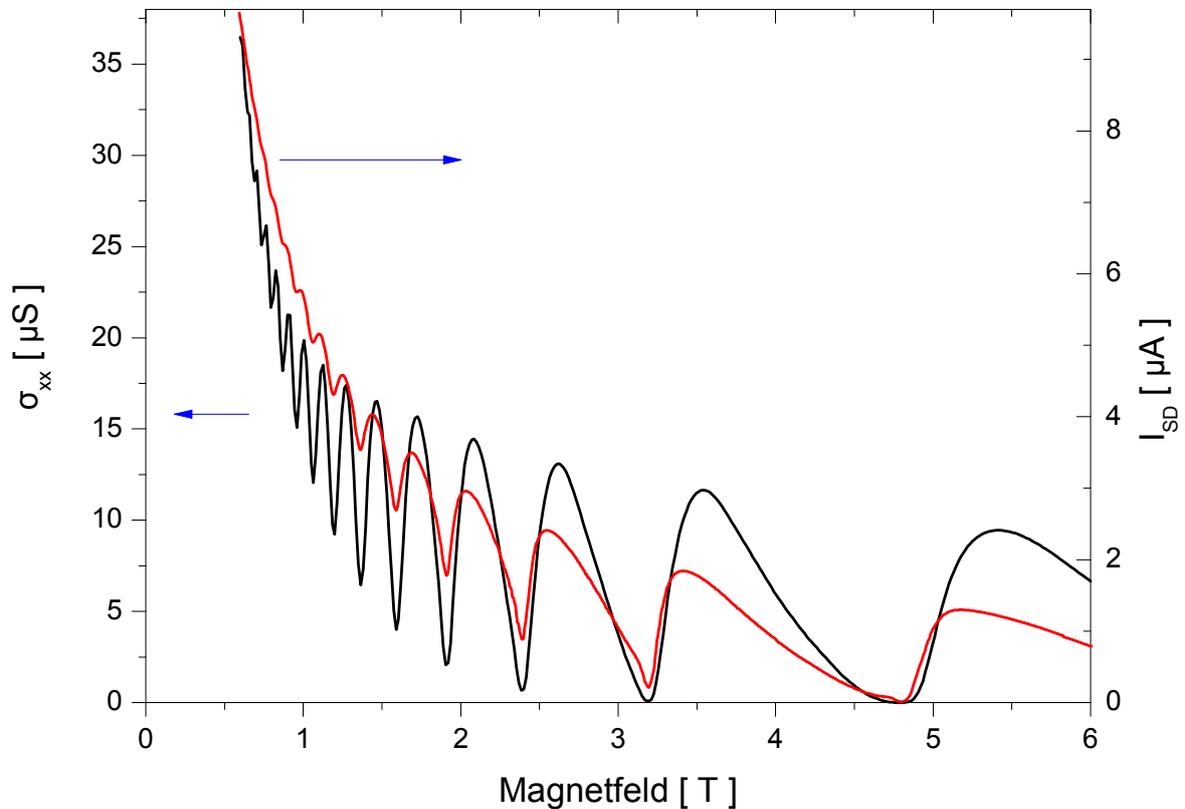


Abbildung E.1: Vergleich der SdH-Oszillationen der Probe C31222B-1 im gemessenen Strom $I_{SD}(B)$ für eine konstante angelegte Spannung von $U_{SD} = 10 \text{ mV}$ (rote Kurve) mit der spezifischen Leitfähigkeit $\sigma_{xx}(B)$ bestimmt aus der in Abb. 2.2 gezeigten Hall-Messung an einer Probe desselben Materials bei einem konstanten aufgeprägten Strom von $1 \text{ }\mu\text{A}$ (schwarze Linie).

Abbildung E.1 zeigt die Magnetfeldabhängigkeit des gemessenen Stroms $I_{SD}(B)$ einer Mäander-Corbino-Probe aus dem Probenmaterial C31222B bei $T = 4.2 \text{ K}$ (rote Kurve). Dabei liegt eine Spannung von $U_{SD} = 10 \text{ mV}$ zwischen den Kontakt 1 und 2 an

(siehe Abb. 5.4), und der Strom wird mittels eines DLPCA-200 Stromverstärkeres der Firma Femto gemessen. Weiterhin ist die spezifische Leitfähigkeit $\sigma_{xx}(B)$ (schwarze Kurve) einer Hall-bar-Probe desselben Probenmaterials dargestellt. Wobei in der Hall-Messung ein konstanter Strom von $I_{SD} = 1 \mu A$ aufgeprägt und aus den gemessenen Quer- und Längsspannungen die spezifische Leitfähigkeit σ_{xx} berechnet wird (siehe auch Abschnitt 2.1). Beide Kurven zeigen deutlich ausgeprägte Shubnikov-de-Haas-Minima, wobei die Position der Minima exakt übereinstimmt und ganzzahligen Füllfaktoren entspricht (siehe auch Abschnitt 2.2). Dies bestätigt die Diskussion im Abschnitt 6.1.

F Ergänzende Messungen zum Abschnitt 7.4

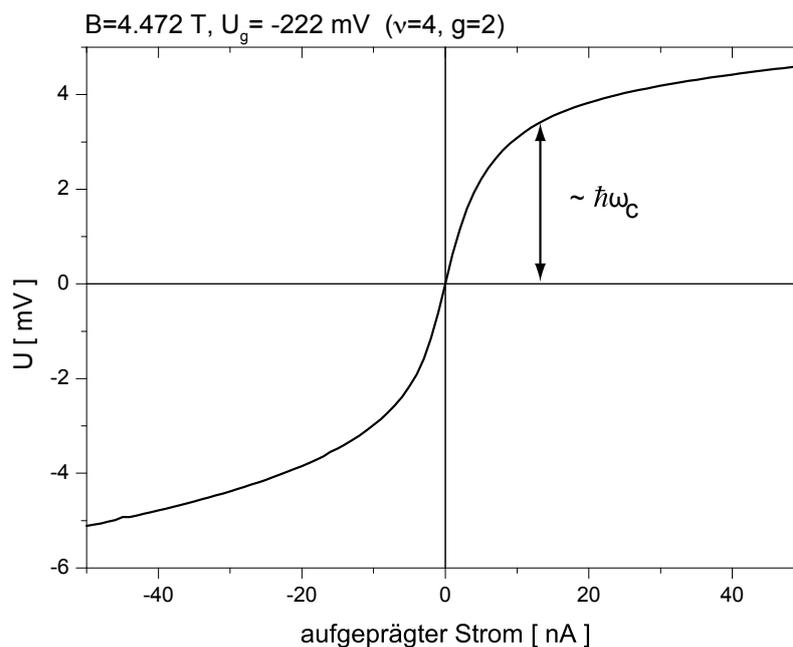


Abbildung F.1: $U(I)$ -Kennlinie der Probe C31112B-2 für die Füllfaktorkombination ($\nu = 4, g = 2$) bei $T = 285 \text{ mK}$. Aus der Steigung der Kennlinie bei $I = 0 \text{ A}$ erhält man einen Widerstand von ca. $0.6 \text{ M}\Omega$.

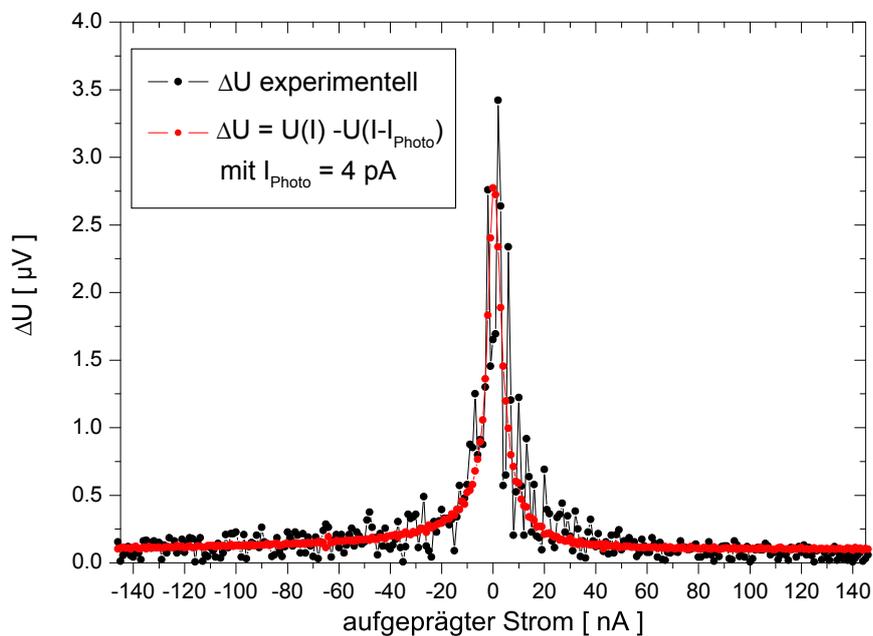


Abbildung F.2: Photospannung ΔU (schwarze Punkte) gemessen in Lock-In-Technik und Vierpunktgeometrie bei einer Füllfaktorkombination ($\nu = 4, g = 2$) und einer Temperatur von 300 mK . Die roten Punkte stellen die (aus der in Abbildung F.1 gezeigten $U(I)$ -Kennlinie ohne Beleuchtung) nach Gleichung (7.5) berechneten Photospannung dar, wobei ein Photostrom von ca. 4 pA angenommen wird.

G Ergänzende Messungen zum Abschnitt 7.6

Abbildung G.1 zeigt (stark vergrößert) die Grundlinie des Photoleitungsspektrums der Probe 11500-1 bei einer Temperatur von $T = 2.2 \text{ K}$ und einem Magnetfeld von $B = 5.41 \text{ T}$ (oben) und der Probe 12071 bei $T = 4.2 \text{ K}$ und $B = 5.65 \text{ T}$ (unten). Die Zyklotronresonanz wird experimentell für die Probe 11500-1 bei $\bar{\nu}_c = 73.52 \text{ cm}^{-1}$ beobachtet, und für die Probe 12071 liegt die Resonanz bei $\bar{\nu}_c = 76.67 \text{ cm}^{-1}$. Die Position der Schulter wird zu $\bar{\nu} = 92 \text{ cm}^{-1}$ sowie $\bar{\nu} = 91 \text{ cm}^{-1}$ bestimmt und daraus entsprechend eine Plasmonfrequenz von $\bar{\nu}_P = 55 \text{ cm}^{-1}$ sowie $\bar{\nu}_P = 49 \text{ cm}^{-1}$ bestimmt.

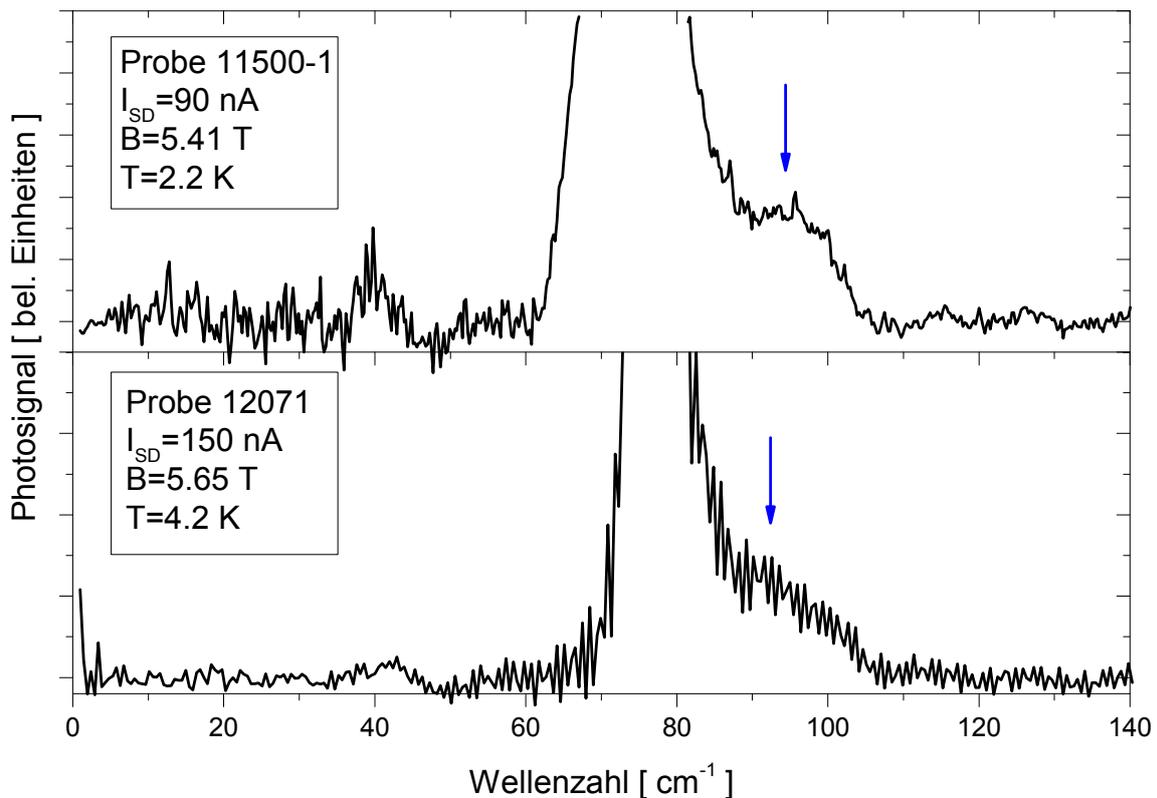


Abbildung G.1: Photoleitungsspektren der Probe 11500-1 (oben) und der Probe 12071 (unten) im Bereich der Schulter. Die Position der Schulter ist durch Pfeile angedeutet.

Abbildung G.2 zeigt den Vergleich der durch Anpassung der Gleichung (7.26) an die experimentell gemessenen Photoleitungsspektren bestimmte Amplitude der Zyklotronresonanz mit der Amplitude der Schulter in Abhängigkeit des Magnetfeldes. Abbildung G.3 zeigt den Vergleich der durch Anpassung der Gleichung (7.26) an die experimentell gemessenen Photoleitungsspektren bestimmte Amplitude der Zyklotronresonanz mit der Amplitude der Schulter in Abhängigkeit des aufgeprägten Stroms I_{SD} .

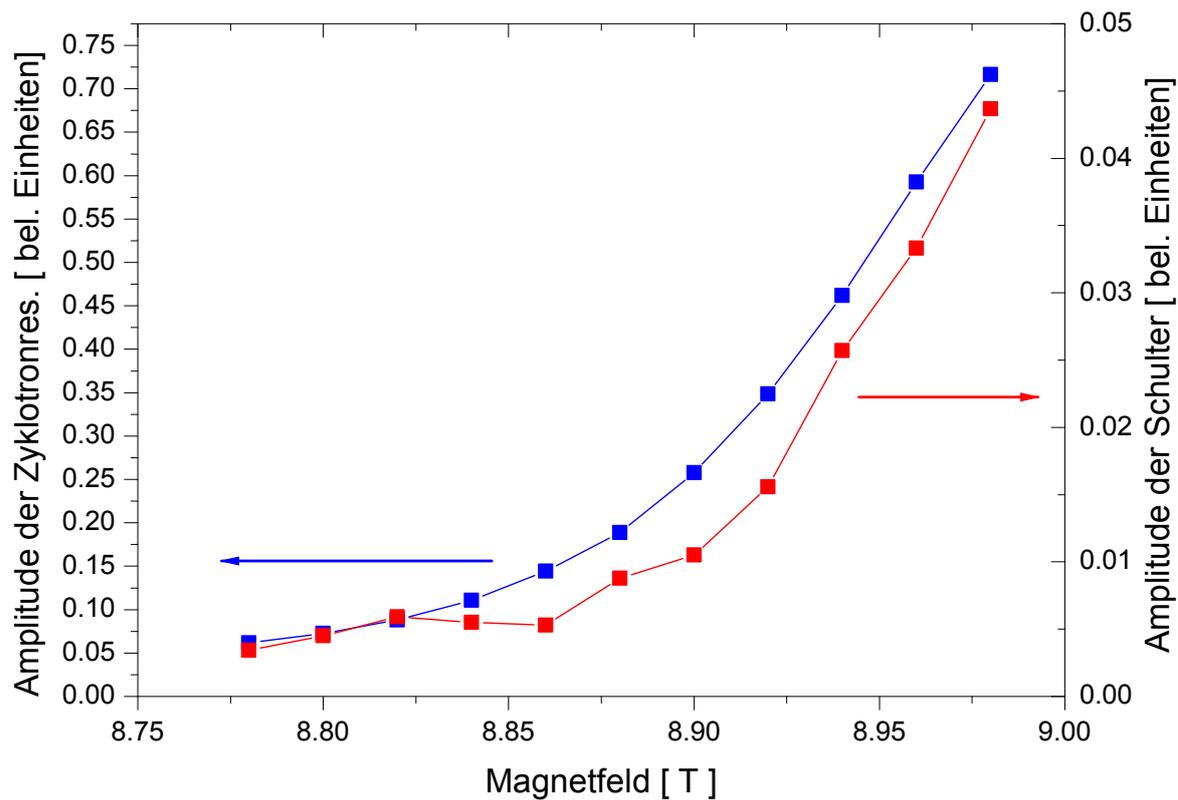


Abbildung G.2: Auswertung der Amplitude der Zyklotronresonanz (blaue Rechtecke) im Vergleich zur Amplitude der Schulter (rote Rechtecke), bestimmt aus den Photoleitungsmessungen der Probe C31112B-1 bei verschiedenen Magnetfeldern, aufgenommen bei einem aufgeprägten Strom von $I_{SD} = 60 \text{ nA}$ und einer Temperatur von $T = 4.2 \text{ K}$.

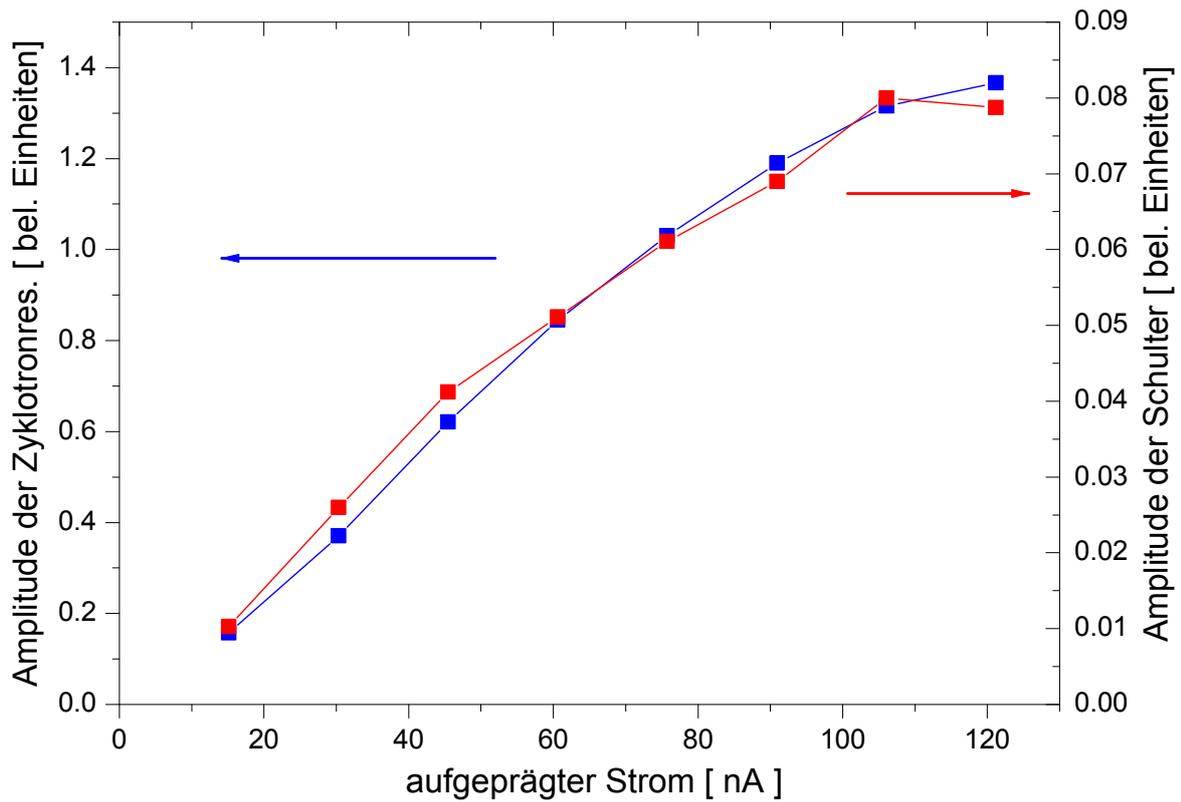


Abbildung G.3: Auswertung der Amplitude der Zyklotronresonanz (blaue Rechtecke) im Vergleich zur Amplitude der Schulter (rote Rechtecke), bestimmt aus den Photoleitungsmessungen der Probe C31112B-1 bei verschiedenen aufgeprägten Strömen I_{SD} aufgenommen bei einem Magnetfeld von $B = 9.02 T$ bzw. Füllfaktor von $\nu = 2$ und einer Temperatur von $T = 4.2 K$.

Literatur

- [Ahlswe02] E. Ahlswe, *Potential- und Stromverteilung beim Quanten-Hall-Effekt bestimmt mittels Rasterkraftmikroskopie*, Dissertation, Max-Planck-Institut für Festkörperforschung (2002).
- [Akcöltekin09] S. Akcöltekin, M. E. Kharrazi, B. Köhler *et al.*, *Nanotechnology* **20**, 155601 (2009).
- [Ando82a] T. Ando, *Journal of the Physical Society of Japan* **51**, 3893 (1982).
- [Ando82b] T. Ando, A. B. Fowler und F. Stern, *Rev. Mod. Phys.* **54**, 437 (1982).
- [Batke93] E. Batke, K. Bollweg, U. Merkt *et al.*, *Phys. Rev. B* **48**, 8761 (1993).
- [Ben-David02] A. Ben-David und A. Ifarraguerri, *Applied Optics* **41**, 1181 (2002).
- [Bronstein99] Bronstein, Semendjajew, Musiol *et al.*, *Taschenbuch der Mathematik*, Verlag Harri Deutsch, 4. Auflage (1999).
- [Buss05] A. Buss, F. Hohls, F. Schulze-Wischeler *et al.*, *Phys. Rev. B* **71**, 195319 (2005).
- [Büttiker88] M. Büttiker, *Phys. Rev. B* **38**, 9375 (1988).
- [Chaplik85] A. V. Chaplik, *Surface Science Reports* **5**, 289 (1985).
- [Chelikowsky76] J. R. Chelikowsky und M. L. Cohen, *Phys. Rev. B* **14**, 556 (1976).
- [Chiu76] K. Chiu, T. Lee und J. Quinn, *Surface Science* **58**, 182 (1976).
- [Chklovskii92] D. B. Chklovskii, B. I. Shklovskii und L. I. Glazman, *Phys. Rev. B* **46**, 4026 (1992).
- [Chklovskii93] D. B. Chklovskii, K. A. Matveev und B. I. Shklovskii, *Phys. Rev. B* **47**, 12605 (1993).
- [Das90] B. Das, S. Datta und R. Reifenberger, *Phys. Rev. B* **41**, 8278 (1990).
- [Davies98] J. Davies, *The physics of low-dimensional semiconductors*, Cambridge University Press (1998).
- [Demtröder99a] W. Demtröder, *Experimentalphysik 2*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2. Auflage (1999).
- [Demtröder99b] W. Demtröder, *Experimentalphysik 3*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2. Auflage (1999).

- [Demtröder07] W. Demtröder, *Laserspektroskopie*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 5. Auflage (2007).
- [Drexler91] H. Drexler, P. Graf, M. Besson *et al.*, *Phys. Rev. B* **44**, 3105 (1991).
- [Drummond82] T. J. Drummond, W. Kopp, R. Fischer *et al.*, *Journal of Applied Physics* **53**, 1238 (1982).
- [Ebert83] G. Ebert, K. von Klitzing, C. Probst *et al.*, *Solid State Communications* **45**, 625 (1983).
- [Elliott97] P. L. Elliott, S. S. Nazin, C. I. Pakes *et al.*, *Phys. Rev. B* **56**, 3447 (1997).
- [Ganczarczyk07] A. Ganczarczyk, *Ballistischer Transport in Halbleiterheterostrukturen unter dem Einfluss von asymmetrischen Potenzialen.*, Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen (2007).
- [Grimes78] C. Grimes, *Surface Science* **73**, 379 (1978).
- [Grundler00] D. Grundler, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 6074 (2000).
- [Halperin82] B. I. Halperin, *Phys. Rev. B* **25**, 2185 (1982).
- [Hansen87] W. Hansen, M. Horst, J. P. Kotthaus *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2586 (1987).
- [Hansen88] E. Hansen und O. Hansen, *Solid State Communications* **66**, 1181 (1988).
- [Heitmann86] D. Heitmann, *Surface Science* **170**, 332 (1986).
- [Hirakawa01] K. Hirakawa, K. Yamanaka, Y. Kawaguchi *et al.*, *Phys. Rev. B* **63**, 085320 (2001).
- [Holland04] S. Holland, C. Heyn, D. Heitmann *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 186804 (2004).
- [Hopkins87] M. A. Hopkins, R. J. Nicholas, M. A. Brummell *et al.*, *Phys. Rev. B* **36**, 4789 (1987).
- [Horstman84] R. E. Horstman, E. J. v. d. Broek, J. Wolter *et al.*, *Solid State Communications* **50**, 753 (1984).
- [Hu03] C. M. Hu, C. Zehnder, C. Heyn *et al.*, *Phys. Rev. B* **67**, 201302 (2003).
- [Huang02] T.-Y. Huang, Y.-M. Cheng, C. T. Liang *et al.*, *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures* **12**, 424 (2002).
- [Ikushima07] K. Ikushima, H. Sakuma, S. Komiyama *et al.*, *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)* **76**, 165323 (2007).

- [Jacoboni83] C. Jacoboni und L. Reggiani, *Rev. Mod. Phys.* **55**, 645 (1983).
- [Jager98] B. Jager, *Lokale Ferninfrarot-Spektroskopie nanostrukturierter 2-dimensionalen Elektronengase*, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München (1998).
- [Jonuscheit09] J. Jonuscheit, M. Herman und R. Beigang, *Physik Journal* **8**, 31 (2009).
- [Kalugin02] N. G. Kalugin, Y. B. Vasilyevb, S. D. Suchalkinb *et al.*, *Physica B* **314**, 166 (2002).
- [Kalugin03] N. G. Kalugin, B. E. Sağol, A. Buß *et al.*, *Phys. Rev. B* **68**, 125313 (2003).
- [Kawano99] Y. Kawano, Y. Hisanaga und S. Komiyama, *Phys. Rev. B* **59**, 12537 (1999).
- [Kawano01] Y. Kawano, Y. Hisanaga, H. Takenouchi *et al.*, *Journal of Applied Physics* **89**, 4037 (2001).
- [Kawano05] Y. Kawano und T. Okamoto, *Microelectronics Journal* **36**, 592 (2005).
- [Keyes56] R. J. Keyes, S. Zwerdling, S. Foner *et al.*, *Phys. Rev.* **104**, 1804 (1956).
- [Klitzing80] K. v. Klitzing, G. Dorda und M. Pepper, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 494 (1980).
- [Kneubühl95] F. Kneubühl und M. Sigrist, *Laser*, B.G. Teubner Stuttgart, 4. Auflage (1995).
- [Kukushkin03] I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 156801 (2003).
- [Leavitt86] R. P. Leavitt und J. W. Little, *Phys. Rev. B* **34**, 2450 (1986).
- [Liu98] Z. H. Liu, G. Nachtwei, J. Groß *et al.*, *Phys. Rev. B* **58**, 4028 (1998).
- [Lorke89] A. Lorke, A. D. Wieck, U. Merkt *et al.*, *Superlattices and Microstructures* **5**, 279 (1989).
- [Lorke96] A. Lorke, J. P. Kotthaus, J. H. English *et al.*, *Phys. Rev. B* **53**, 1054 (1996).
- [Lüttjohann03] S. Lüttjohann, *Optische Spektroskopie an Halbleiter-Quantenstrukturen*, Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen (2003).
- [Maan82] J. C. Maan, T. Englert, D. C. Tsui *et al.*, *Applied Physics Letters* **40**, 609 (1982).
- [Matsuyama00] T. Matsuyama, R. Kürsten, C. Meißner *et al.*, *Phys. Rev. B* **61**, 15588 (2000).

- [Neppl79] F. Neppl, J. P. Kotthaus und J. F. Koch, *Phys. Rev. B* **19**, 5240 (1979).
- [Novoselov05] K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov *et al.*, *Nature* **438**, 197 (2005).
- [Novoselov07] K. S. Novoselov, Z. Jiang, Y. Zhang *et al.*, *Science* **315**, 1379 (2007).
- [Palik61] E. D. Palik, G. S. Picus, S. Teitler *et al.*, *Phys. Rev.* **122**, 475 (1961).
- [Pfeffer96] P. Pfeffer und W. Zawadzki, *Phys. Rev. B* **53**, 12813 (1996).
- [Pfeiffer89] L. Pfeiffer, K. W. West, H. L. Stormer *et al.*, *Applied Physics Letters* **55**, 1888 (1989).
- [Pikus95] F. G. Pikus und G. E. Pikus, *Phys. Rev. B* **51**, 16928 (1995).
- [Richards94] P. L. Richards, *Journal of Applied Physics* **76**, 1 (1994).
- [Sağol02] B. E. Sağol, G. Nachtwei, K. von Klitzing *et al.*, *Phys. Rev. B* **66**, 075305 (2002).
- [Sakuma06] H. Sakuma, K. Ikushima, S. Komiyama *et al.*, *Infrared Physics & Technology* **48**, 235 (2006).
- [Shubnikov30] L. W. Shubnikov und W. J. de Haas, *Proc. Netherlands Roy. Acad. Sci.* **33**, 130 und 163, (nicht überprüft) (1930).
- [Snider] G. Snider, *1D Poisson*, <http://www.nd.edu/~gsnider/> (2008.10.07).
- [Stein83] D. Stein, K. v. Klitzing und G. Weimann, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 130 (1983).
- [Stein84] D. Stein, G. Ebert, G. Weimann *et al.*, *Surface Science* **142**, 406 (1984).
- [Stellmach05] C. Stellmach, A. Hirsch, G. Nachtwei *et al.*, *Applied Physics Letters* **87**, 133504 (2005).
- [Stellmach07a] C. Stellmach, *Terahertz-Photoleitung von Quanten-Hall-Systemen*, Dissertation, Technische Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig (2007).
- [Stellmach07b] C. Stellmach, G. Vasile, A. Hirsch *et al.*, *Phys. Rev. B* **76** (2007).
- [Stern67] F. Stern, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 546 (1967).
- [Suchalkin99] S. Suchalkin, Y. Vasil'ev, S. Ivanov *et al.*, *Semiconductors* **33**, 889 (1999).
- [Svoboda97] P. Svoboda, G. Nachtwei, C. Breitlow *et al.*, *Semiconductor Science and Technology* **12**, 264 (1997).

- [Thiele87] F. Thiele, U. Merkt, J. P. Kotthaus *et al.*, *Solid State Communications* **62**, 841 (1987).
- [Troger01] C. Troger, *Modellierung von Quantisierungseffekten in Feldeffekttransistoren*, Dissertation, TU Wien (2001).
- [Vasil'ev92] Y. Vasil'ev, S. Suchalkin, Y. L. Ivanov *et al.*, *JETP Letters* **56**, 391 (1992).
- [Vasiliadou93] E. Vasiliadou, G. Müller, D. Heitmann *et al.*, *Phys. Rev. B* **48**, 17145 (1993).
- [Volkov85] V. A. Volkov und S. A. Mikhaïlov, *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters* **42**, 556 (1985).
- [vonKlitzing05] K. von Klitzing, R. Gerhardts und J. Weis, *Physik Journal* **4**, 37 (2005).
- [Vurgaftman01] I. Vurgaftman, J. R. Meyer und L. R. Ram-Mohan, *J. Appl. Phys.* **89**, 5815 (2001).
- [Weisbuch77] C. Weisbuch und C. Hermann, *Phys. Rev. B* **15**, 816 (1977).
- [Wibbelhoff02] O. Wibbelhoff, *Transportspektroskopie von InAs-Quantenpunkten*, Diplomarbeit, Gerhard-Mercator-Universität Duisburg (2002).
- [Wieck87] A. D. Wieck, Dissertation, Universität Hamburg (1987).
- [Winkler03] R. Winkler, *Spin-Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems*, 151 (2003).
- [Würtz02] A. Würtz, R. Wildfeuer, A. Lorke *et al.*, *Phys. Rev. B* **65**, 075303 (2002).
- [Würtz06] A. S. Würtz, *Untersuchungen zur Interrandkanal- und Hyperfeinwechselwirkung im Quanten-Hall-Effekt*, Dissertation, Universität Duisburg-Essen (2006).
- [Zawadzki94] W. Zawadzki, C. Chaubet, D. Dur *et al.*, *Semiconductor Science and Technology* **9**, 320 (1994).
- [Zehnder03] C. Zehnder, A. Wirthmann, C. Heyn *et al.*, *EPL (Europhysics Letters)* **63**, 576 (2003).
- [Zhang05] Y. Zhang, Y.-W. Tan, H. L. Stormer *et al.*, *Nature* **438**, 201 (2005).

Glossar

I_{SD} aufgeprägter Strom, SD steht für Quelle-Senke (engl.: source-drain)

U_{SD} angelegte Spannung zwischen Quelle und Senke, SD steht für Quelle-Senke (engl.: source-drain)

U_g Steuerspannung, angelegt zwischen Gateelektrode und dem 2DEG

U_{rr} in Vierpunktgeometrie gemessener, nicht-lokaler Spannungsabfall zwischen den äußeren und inneren Kontakten einer Mäander-Corbino-Probe

S_0 Leitwert der Probe ohne Beleuchtung

ρ_{xx} spezifischer Längswiderstand

ρ_{xy} spezifischer Querwiderstand

σ_{xx} spezifische Leitfähigkeit in Längsrichtung

σ_{rr} spezifische Leitfähigkeit in radialer Richtung

$\sigma_0 = n_e e^2 \tau / m^*$ spezifische Leitfähigkeit ohne Magnetfeld

ΔS photoinduzierte Leitwertänderung

ΔU in Vierpunktgeometrie gemessene Spannungsänderung, die aus einer photoinduzierten Leitwertänderung ΔS resultiert

I_{Photo} THz-induzierter Photostrom

ΔI_{Photo} effektiver Photostrom einer Mäander-Corbino-Probe

ΔT_e Temperaturänderung des Elektronengases

ΔT_L Temperaturänderung des Kristallgitters

E_F Fermi-Energie

E_g Energielücke in der Bandstruktur von Halbleitern

E_N Energie des N'ten Landau-Niveaus

$\Delta E_{cr,N}$ Energiedifferenz zwischen dem N'ten und dem (N+1)'ten Landau-Niveau

$\langle T_z \rangle_0$ kinetische Energie der Elektronen im untersten Subband des 2DEGs (in z -Richtung)

ν Füllfaktor: $\nu = \frac{n_e}{n_{LL}} = \frac{n_e \hbar}{eB}$

g bei der Quasi-Corbino-Probe bezeichnet g den Füllfaktor unter dem Gate

a_B effektiver Bohr-Radius

α Spin-Bahn-Kopplungsparameter

ε_0 Dielektrizitätskonstante des Vakuums

ε_r relative Dielektrizitätskonstante

g^* effektiver Landé-Faktor

h Plancksches Wirkungsquantum ($\hbar = h/(2\pi)$)

k_b Boltzmann-Konstante

$k_F = \sqrt{2\pi n_e}$ Fermi-Wellenvektor

l_P charakteristische Länge der Plasmonresonanzanregung

l_{CSG} charakteristische Verarmungslänge nach Chklovskii et al.

m^* effektive Masse

m_{cr} Zyklotronmasse: $\frac{1}{m_{cr}} := \frac{\Delta E_{cr}}{\hbar e B}$

μ_b Bohrsches Magneton

$\mu = e\tau/m^*$ Ladungsträgerbeweglichkeit

n_e Ladungsträgerdichte

τ Streuzeit im Drude-Modell

τ_{el} Relaxationszeit der photoangeregten Elektronen

$\omega_c = eB/m^*$ Zyklotronfrequenz

ω_P Plasmonfrequenz

ω_{MP} Magnetoplasmonfrequenz

ω_{CBR} Resonanzfrequenz der kombinierte Resonanz

$\Delta_R = \alpha k_F$ Nullfeld-Aufspaltung

δ -Dotierung Mit δ -Dotierung wird eine hochdotierte Schicht bezeichnet, die nur wenige Monolagen dick ist

2DEG zweidimensionales Elektronengas

AFM Raster-Kraft-Mikroskop (engl. atomic-force-microscope)

Black-Poly-Filter „Black-Poly“ steht für schwarzes Polyethylen. Hierbei handelt es sich zumeist einfach um eine etwas dickere schwarze HD-PE-Folie

bolometrisches Signal Damit wird ein Signal bezeichnet, das durch eine Leitfähigkeitsänderung erklärt werden kann, die durch das Heizen des 2DEG aufgrund der Zyklotronabsorption der THz-Strahlung entsteht

CBR kombinierte Resonanz (engl. combined resonance)

FT-Spektrometer Fourier-Transformations-Spektrometer (IFS 113 der Firma Bruker)

Gate engl. für Steuerelektrode

Hall-bar Nach E. Hall und „bar“ (englisch für „der Balken“) benannte Messgeometrie

HD-PE Hochdichtes Polyethylen

MBE engl. molecular beam epitaxy

MCV-Messung Magneto-Kapazitäts-Spannungs-Messung

QH- Quanten-Hall-

SdH Shubnikov-de-Haas

THz Tera Herz ($1 \cdot 10^{12} \text{ Hz}$)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Personen bedanken, die es mir ermöglicht haben, das Physikstudium zu absolvieren und die hier vorliegende Arbeit anzufertigen.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Axel Lorke, der mir die Möglichkeit zur Durchführung dieser Forschungsarbeit gegeben hat, stets für Diskussionen offen war und nach besten Möglichkeiten mir helfend zur Seite stand.

Herrn Dr. Dirk Reuter möchte ich für das Probenmaterial danken, ohne das diese Arbeit ebenfalls nicht möglich gewesen wäre.

Ein großer Dank gebührt Matthias Offer für die viele und zeitaufwendige Hilfe bei den Lötarbeiten am Probenstab und diversen anderen Kleinteilen.

Dr. P. Geller möchte ich an dieser Stelle für die zahllosen und sehr hilfreichen Diskussionen danken.

Bei allen Mitgliedern unsere Arbeitsgruppe möchte ich mich für das gute Arbeitsklima bedanken.

Weiterhin möchte ich allen Mitarbeitern der Feinmechanikwerkstatt für die Anfertigung zahlloser Bauteile danken.

Ferner möchte ich mich noch bei allen Mitarbeitern der Arbeitsgruppe um Herrn Prof. Dr. D. Heitmann (Angewandte Physik der Universität Hamburg) und Herrn Dr. Heitmann persönlich für die schöne Zeit in Hamburg bedanken. Ein besondere Dank gilt hier Herrn Kevin Rachor, der mich bei den Messungen mit dem He^3 -System über die Maßen unterstützt hat.

Weiterhin möchte ich Herrn Prof. Dr. G. Nachtwei für die anregenden Diskussionen während meines Besuches in Braunschweig danken.

Bei Chris Schmalenbach und Dr. Hans Clemens möchte ich mich für die große Mühe beim Korrekturlesen der Arbeit bedanken.

Ein besondere Dank gilt meinen Eltern für die große Unterstützung.

Hiermit versichere ich, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst, Zitate kenntlich gemacht und keine anderen als die hier angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Duisburg, 14. September 2009