

# Quanten-Hall-Effekt

Daniel Friedrich & Ulrich Müller

Mithilfe einer AlGaAs/GaAs Heterostruktur wurde der Quanten-Hall-Effekt nachgewiesen. Die von Klitzing wurde zu  $25.1\text{ k}\Omega$  bestimmt und Hall-Plateaus bis zur Quantenzahl 14 beobachtet. Mit verschiedenen Methoden wurde die Ladungsträgerkonzentration im 2DEG untersucht die sich als weitgehendst temperaturunabhängig herausstellte. Bei niedrigen Temperaturen wurde die Zeeman-Aufspaltung beobachtet und quantitativ untersucht, um den Landé-Faktor zu bestimmen.

Betreuer: Christoph Brüne

Versuchsdurchführung am 12. Oktober 2013

Protokollabgabe am 19. Oktober 2013

## 1 Einleitung

Über hundert Jahre nach Entdeckung des Hall-Effekts gelang es Klaus von Klitzing im Jahr 1980 die bei einem Hall-Experiment aufgetretenen Plateaus im Hall-Widerstand mit Hilfe der Plankkonstante und die Elementarladung zu deuten. Die Deutung durch die Plankkonstante machte deutlich dass es sich bei dem Effekt um einen makroskopischen Quanteneffekt handelt. Die Bildung von Plateaus im Hall-Widerstand bei wachsendem Magnetfeld wird seit dem 'Quanten-Hall-Effekt' (QHE) genannt. Die Entdeckung von Klaus von Klitzing eröffnete der Wissenschaft ein reiches Feld an interessanten Forschungsthemen unter anderem in der Feldkörperphysik und der Metrologie. Während heutzutage der QHE bereits zur Normung des elektrischen Widerstands verwendet wird, könnte er in Zukunft dazu verwendet werden das Kilogramm und des Ampere neu zu definieren [?].

## 2 Theorie

Bewegen sich freie Elektronen in einem Magnetfeld, so wirkt auf sie die Lorentzkraft, die sie senkrecht zu ihrer Bewegungsrichtung ablenkt. Sind die Elektronen hingegen auf das Volumen eines Leiters limitiert, so baut sich, im stationären Fall bei kleinen B-Feldern, ein elektrisches Feld senkrecht zum Magnetfeld und der Bewegung der Elektronen auf, das die Lorentzkraft kompensiert. Die Spannung zwischen den Flanken des Leiters wird Hall-Spannung genannt. Der Hall-Widerstand ist

nicht als klassischer Widerstand zu verstehen, sondern berechnet sich aus dem Verhältnis der Hall-Spannung und der verwendeten Stromstärke zu

$$R_{\text{Hall}} = \frac{U_y}{I} = \frac{B}{n_s e}. \quad (2.1)$$

Mit der Flächenladungsträgerdichte  $n_s$  im Material. Der Hall-Widerstand ist damit proportional zum angelegten Magnetfeld.

Verwendet man ein Material mit hohen Beweglichkeiten der Elektronen, kühlt die Probe auf tiefe Temperaturen und erhöht die Magnetfeldstärke, so findet man bei charakteristischen Werten des Hall-Widerstands Plateaus die von den Materialeigenschaften, der Magnetfeldstärke und der verwendeten Temperatur unabhängig zu sein scheinen. Diese Plateaus treten in regelmäßigen Abständen auf und können durch den Zusammenhang

$$R_{\text{Hall}} = \frac{1}{i} \frac{h}{e^2} \quad (2.2)$$

beschrieben werden. mit den ganzen Zahlen  $i = 1, 2, \dots$  Das höchste messbare Plateau befindet sich demnach bei

$$R_K = \frac{h}{e^2} = 25\,812.807\,\Omega \quad (2.3)$$

und wird als Klitzing-Konstante für die Definition des Ohm verwendet.

Vergleicht man den Hall-Widerstand des klassischen Hall-Effekt 2.1 mit dem des Quanten-Hall-Effekts 2.2, so scheinen die beim Ladungstransport beteiligten Elektronen pro Volumen immer in Paketen zu  $eB/\hbar$  zur Leistung beizutragen. Dieser Ausdruck wird als Entartungsgrad diskreter Landauniveaus bezeichnet die sich aus der vollen quantenmechanischen Beschreibung er-

geben. Dazu wird der Hamiltonoperator für Elektronen im äußeren Magnetfeld aufgestellt:

$$H = \frac{1}{2m} \left( \mathbf{p} - \frac{e\mathbf{A}}{i\hbar} \right)^2. \quad (2.4)$$

Lässt man nur Bewegungen der Elektronen in der x-y-Ebene zu und eicht das Vektorpotential auf  $\mathbf{A} = (0, Bx, 0)$ , so kann man mit dem Ansatz  $\Phi(x, y) = C \cdot e^{ik_x x} u(y)$  die Schrödingergleichung auf eine Differentialgleichung des harmonischen Oszillators bringen. Die Energieeigenwerte beschreiben die Landauniveaus und besitzen die Form

$$E_n = \hbar\omega_c \left( n + \frac{1}{2} \right) \quad (2.5)$$

mit der Zyklotronfrequenz  $\omega_c$ . Diese Niveaus besitzen den Entartungsgrad

$$N_{LL} = \frac{eB}{h} \quad (2.6)$$

pro Volumen. ICH HAB MICH EIN BISSCHEN UM DIE ERKLÄRUNG GEDRÜCKT; WARUM ES DANN ÜBERHAUPT ZU EINER HALL SPANNUNG KOMMT: WENN MAN DEN QM-ANSATZ OHNE SPANNUNG MACHT, KOMMT HALT AUCH KEINE HALL-SPANNUNG RAUS??

Gleichzeitig zu den Plateaus im Hallwiderstand, tritt ein anderer bemerkenswerter Effekt auf, der als Shubnikow-de-Haas-Effekt bezeichnet wird. Dabei verliert der Festkörper seinen Widerstand in Längsrichtung, so dass der angelegte Strom ohne Verluste im Festkörper transportiert wird. Liegt die Fermienergie zwischen zwei Landauniveaus, so gibt es für die Elektronen keine Zustände innerhalb der thermischen Energie in die gestreut werden kann. Die Leitung wird damit dissipationslos. Das Randkanalmodell beschreibt anschaulich, wie am Rand der Probe die Probenoberfläche die Energieniveaus der Landaulevel anhebt und so einen eindimensionalen leitenden Randkanal formt, indem ebenfalls dissipationslose Leitung möglich ist. Das Verhalten der Probe wird also im wesentlichen von der Magnetfeldstärke beeinflusst, die den Entartungsgrad der Landauniveaus erhöht und damit sowohl die Lage der Fermienergie als auch den Füllfaktor, d.h. die Anzahl der besetzten Landauniveaus, festlegt. Der Füllfaktor ist als

$$\nu = \frac{N_s}{N_{LL}} \quad (2.7)$$

definiert, wobei  $N_s$  der Teilchendichte und  $N_{LL}$  dem Entartungsgrad der Landauniveaus entspricht. Bei

einem ganzzahligen Füllfaktor befindet man sich im Bereich eines Plateaus des Quanten-Hall-Effektes und man misst den beschriebenen Shubnikow-de-Haas-Effekt.

Idealer Weise sind diese Energieniveaus delta-förmig, in der Realität aber oft durch Streuung mit Phononen und Störstellen, sowie die Zeeman-Aufspaltung verbreitert. Damit sind die Bedingungen zu verstehen, bei denen der Quanten-Hall-Effekt auftritt. Bei starken Magnetfeldern treten wenige stark besetzte Landaulevel auf. Zudem verringern hohe Beweglichkeiten der Elektronen die Stoßverbreiterung. Als letztes werden hinreichend tiefe Temperaturen benötigt, damit nur Landauniveaus unterhalb der Fermienergie besetzt sind.

### 3 Experimenteller Aufbau

- Kryostat
- Kohlethermometer
- Hallbar - Probe
- Aufbau
- Magnetfeld

### 4 Versuchsdurchführung

Um die Hall-Plateaus und die Shubnikov-de-Haas Oszillation zu beobachten, messen wird die Spannungen  $U_{A,B}$ ,  $U_{Shunt}$ ,  $U_{xx}$  und  $U_{Hall}$  bei steigendem Magnetfeld von  $0 \rightarrow 9\text{ T}$  und bei fallendem Magnetfeld von  $9 \rightarrow 0\text{ T}$ . Da wir nur zwei Lock-ins verwenden nehmen wir die Hallspannung  $U_{Hall}$  und die Längsspannung  $U_{xx}$  in getrennten Messungen auf. An der Probe wird die Hallspannung an den Kontakten 4 und 6, sowie die Längsspannung an den Kontakten 6 und 7 abgegriffen. Durch Regelung des Druckes des Heliums im Kryostaten können wir die Temperatur regeln und somit die obigen Messungen bei verschiedenen Temperaturen aufnehmen. Um eine Abhängigkeit der Temperatur erkennen zu können messen wir bei den Temperaturen  $T = 4.2\text{ K}$ ,  $3.0\text{ K}$ ,  $2.1\text{ K}$  und  $1.5\text{ K}$ .

Durch Bestimmung der Hall-Plateaus können wir die Klitzing-Konstante sowie die Füllfaktoren bestimmen. Des weiteren können wir die Ladungsträgerdichte, die relative Spinaufspaltung, Elektronenbeweglichkeit und

Leitfähigkeit der Probe bestimmen. Aus der Amplitude der Shubnikov-de-Haas Oszillation lässt sich die Zyklotronmasse.

## 5 Auswertung

- Temperaturen im Experiment → Auswertung werden zur Beschreibung die Temperaturwerte wie in Anleitung (4.2 K, 3.0 K, ...) verwendet.
- Hystereseeffekte → bereinigte Daten für den Hallwiderstand
- Fehleranalyse/-abschätzung der Spannungsmessungen!!

Hall-Widerstand  $R_H = U_H/I_H = U_H/(U_{Shunt}/R_{Shunt})$  aus den gemessenen Daten für die Hallspannung  $U_{Hall}$  und denen der Probenspannung  $U_{Shunt}$

### Fehler

- Fehler  $U_H$ : Rauschen  $10^{-4}$
- Fehler  $I_H$ : Rauschen  $10^{-4}$
- Fehler Shuntwiderstand: 5 %
- Ablesefehler Hallwiderstand 0.08 %
- Fehler Temperatur

schwer einstellbar, nicht konstant, ändert sich während der Messung, Anfangs- und Endtemperatur gemessen und mittlere Abweichung bestimmt

- für 4.2 K exakt
- für 3.0 K  $\pm 0.5$  K um 3.03 K
- für 2.1 K  $\pm 0.3$  K um 2.1 K
- für 1.5 K  $\pm 0.2$  K um 1.53 K

### 5.1 Hall-Plateaus, Klitzing-Konstante und Füllfaktoren

Für die Auswertung der Hall-Plateaus wurde für jede gemessenen Temperatur ein eigenes Diagramm erstellt. In Abbildung 1 ist die Auswertung für die Messung bei  $T = 1.5$  K gezeigt. Die Diagramme für die Temperaturen  $T = 4.2$  K, 3.0 K und 2.1 K sind im Anhang 7 in Abbildung 8, 9 und 10 gezeigt.

In der blauen Kurve aus Abbildung 1 wurde der Verlauf des Hall-Widerstandes  $R_H$  aus den hysteresebereinigten Daten über dem Magnetfeld  $B$  aufgetragen. Zur Auswertung der Hall-Plateaus definieren wir

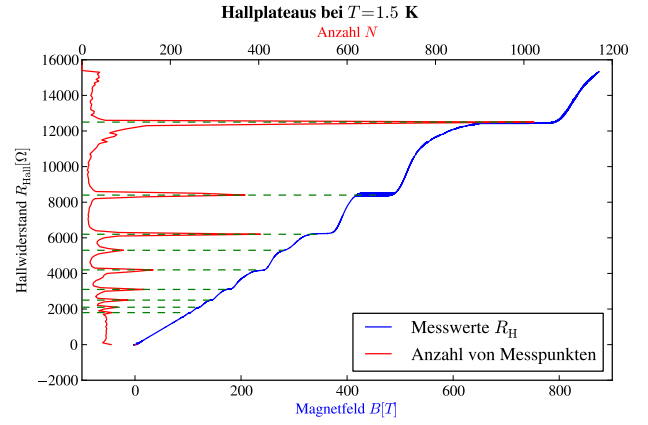


Abb. 1: Hallplateaus bei  $T = 1.5$  K.

uns einen kleinen Bereich von  $\pm 50 \Omega$  in dem wir die Anzahl an Messpunkten zählen und über den gesamten Bereich mit einer Schrittweite von  $10 \Omega$  auswerten. Hieraus ergibt sich die rote Kurve in Abbildung 1, die ebenfalls über das Magnetfeld aufgetragen wird. Durch dieses Zählverfahren ergeben sich an den Stellen der Plateaus klar erkennbare Peaks, an dessen Maximum der Wert des Hall-Plateaus ausgelesen werden kann. Mit dieser Methode und der verwendeten Schrittweite erhalten wir in der Kurve eine Ablesegenauigkeit von  $10 \Omega$ .

Die für jedes sichtbare Niveau ausgelesenen Widerstandswerte haben wir aus dem Verhältnis zur Klitzing-Konstante in Abhängigkeit ihres Füllfaktors für jede Temperatur in Tabelle 1 aufgetragen.

$\nu \backslash T$	4.2 K	3.0 K	2.1 K	1.5 K
2	12 430 $\Omega$	12 420 $\Omega$	12 420 $\Omega$	12 430 $\Omega$
3	–	8970 $\Omega$	8690 $\Omega$	8390 $\Omega$
4	6220 $\Omega$	6200 $\Omega$	6210 $\Omega$	6220 $\Omega$
5	–	–	5330 $\Omega$	5280 $\Omega$
6	4150 $\Omega$	4130 $\Omega$	4140 $\Omega$	4140 $\Omega$
8	3120 $\Omega$	3100 $\Omega$	3100 $\Omega$	3100 $\Omega$
10	2490 $\Omega$	2480 $\Omega$	2490 $\Omega$	2480 $\Omega$
12	2070 $\Omega$	2080 $\Omega$	2060 $\Omega$	2060 $\Omega$
14	1760 $\Omega$	1780 $\Omega$	1780 $\Omega$	1780 $\Omega$
$R_K \nu$	24 860(54) $\Omega$	24 840(49) $\Omega$	24 840(49) $\Omega$	24 840(49) $\Omega$

Tab. 1: Werte von  $R_\nu$  in  $[\Omega]$  für die erkennbaren Hall-Plateaus bei verschiedenen Temperaturwerten.

Die erhaltenen Werte für die ganzen Zahlen  $\nu$  ergeben multipliziert mit den Messwerten  $R_\nu$  jeweils den selben Wert, der Klitzing-Konstante genannt wird.

Aus der Ablesegenauigkeit der Auswertmethode von  $10 \Omega$  lässt sich der Fehler der in Tabelle 1 gemittel-

ten Klitzing-Konstanten für verschieden Temperaturen berechnen. Die Messfehler aus denen die Widerstandswerte berechnet wurden ist im Vergleich zu der Ablesegenauigkeit vernachlässigbar ( $< 0.1\%$ ). Für die Berechnung wurden die Widerstandswerte mit den entsprechenden Füllfaktoren gewichtet und aus der Genauigkeit und Fehlerfortpflanzung die gemittelten Widerstandswerte mit Fehler bestimmt.

In der letzten Zeile von Tabelle 1 wurden für jede Temperatur die Werte der verschiedenen Plateaus (multipliziert mit dem Füllfaktor) gemittelt und zeigen die Klitzing-Konstanten bei verschiedenen Temperaturen. Beim Vergleich der Werte untereinander lässt sich feststellen, dass die Werte bis auf den Wert bei der Temperatur von 4.2 K exakt übereinstimmen. Der Wert für 4.2 K besitzt eine Abweichung von  $20 \Omega$  was allerdings mit den vorhandenen Fehlern vereinbar ist.

Aus den obigen Werten können wir folglich die Klitzing-Konstante bestimmen zu

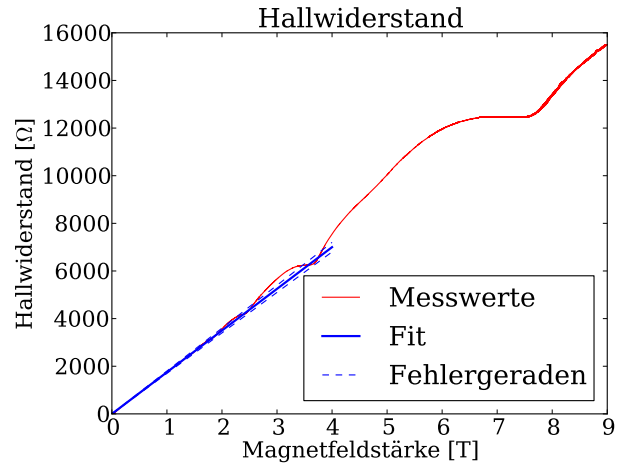
$$R_K = (25\,114 \pm 50) \Omega. \quad (5.1)$$

Der Vergleich mit dem Literaturwert von  $R_H = 25\,812.807 \Omega$  zeigt sich eine große Abweichung, die auch im Rahmen der Fehler nicht mehr vereinbar ist. Die Abweichung ist somit auf einen systematischen Fehler in der Messung zurückzuführen. **Idee für Abweichung??**

## 5.2 Bestimmung der Oberflächenladungsdichte

### Durch die Steigung des Hall-Widerstandes

Die Oberflächenladungsdichte des 2DEGs wird auf drei verschiedene Arten bestimmt und die Ergebnisse untereinander verglichen. Dabei achten wir auf Unterschiede bei unterschiedlichen Temperaturen. Zuerst legen wir nach Augenmaß eine Gerade durch den unteren Teil der Hallmessung, in der der Hallwiderstand näherungsweise Linear ist. Der statistische Fehler wird mit Hilfe zwei Hilfsgeraden in Abbildung 2 nach Augenmaß abgeschätzt. Dabei schließen die Hilfsgeraden die Messpunkte ein, die beim Messen von niedrigen zu hohen Magnetfeldern und umgekehrt entstanden sind. Als Steigung erhalten wir bei 4.2 K die Hall-konstante



**Abb. 2:** Hall-Widerstand als Funktion des Magnetfeldes. An die Kurve wird nach Augenmaß eine Ursprungsgerade angelegt

$A_H = (1775 \pm 100) \Omega/\text{T}$  und aus dieser die Oberflächenladungsdichte

$$N_s = \frac{1}{A_{He}} = (3.52 \pm 0.20) \times 10^{11} \frac{1}{\text{cm}^2}. \quad (5.2)$$

Die Ergebnisse der anderen Temperaturen sind in Tabelle 3 aufgeführt. Verglichen mit den Fehlern der Geradensteigung unterscheiden sich die einzelnen Steigungen bei unterschiedlichen Temperaturen nur wenig. Dies ist intuitiv klar, da die Ladungsträgerdichte beim untersuchten 2DEG des GaAs/AlGaAs-System nicht von der Temperatur abhängen sollte.

### Mit Hilfe der Hall-Plateaus

Die Ladungsträgerdichte können wir ebenso über die Lage der Hall-Plateaus und die ermittelten Füllfaktoren aus Tabelle 1, Aufgabenteil 5.1 bestimmen. Nach Batke [2] ist die Ladungsträgerdichte  $N_s$  gegeben durch

$$N_s = \nu \frac{eB}{h}. \quad (5.3)$$

Der hier auftretende Fehler ist relativ groß, da zu einem Wert von  $R_H$  durch die Plateaus der gesamte Plateaubereich gehört. Für die Auswertung haben wir den Wert der Hall-Widerstände verwendet, der in Aufgabenteil 5.1 ermittelt wurde. Dieser sollte die Stelle des Plateaus (minimale Steigung) am Genauesten wiedergeben. Der Fehler in der Widerstandsbestimmung der Hall-Plateaus beträgt  $10 \Omega$ , wodurch sich der Fehler in

der Bestimmung der  $B$ -Felder durch die Breite der Plateaus abschätzen lässt.

Die mit Hilfe der Hall-Plateaus ermittelten Ladungsträgerdichten sind in Tabelle 2 für die gemessenen Temperaturen aufgetragen. Der Fehler der gemittelten

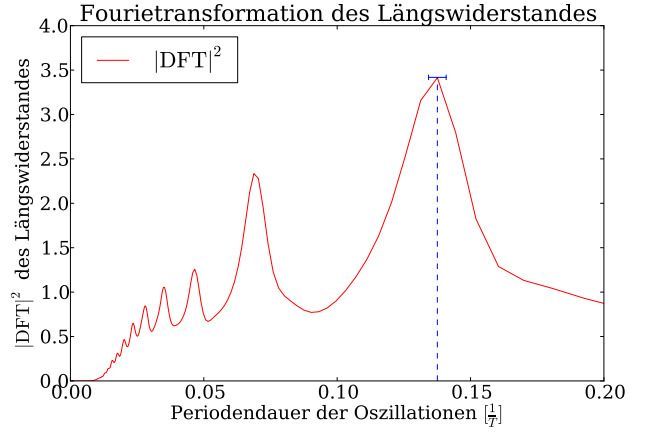
$T[\text{K}]$	$\nu$	$B[\text{T}]$	$N_s[10^{15} \text{ m}^{-2}]$	$\overline{N_s}$
4.2	2	6.627(80)	3.20(26)	3.378(70)
	4	3.421(20)	3.306(66)	
	6	2.340(10)	3.390(34)	
	8	1.785(10)	3.440(34)	
	10	1.421(10)	3.431(34)	
	12	1.182(10)	3.433(34)	
	14	1.008(10)	3.443(34)	
3.0	2	7.503(80)	3.62(29)	3.387(81)
	3	4.579(40)	3.06(12)	
	4	3.381(20)	3.275(65)	
	6	2.230(10)	3.353(34)	
	8	1.759(10)	3.409(34)	
	10	1.418(10)	3.435(34)	
	12	1.197(10)	3.457(34)	
2.1	2	6.44(10)	3.11(31)	3.330(76)
	3	4.959(40)	3.42(14)	
	4	3.355(10)	3.245(32)	
	5	2.844(10)	3.205(34)	
	6	2.277(10)	3.304(34)	
	8	1.731(10)	3.353(34)	
	10	1.409(10)	3.399(34)	
1.5	2	6.51(12)	3.14(38)	3.410(84)
	3	4.821(40)	3.45(14)	
	4	3.384(10)	3.268(33)	
	5	2.792(10)	3.176(34)	
	6	2.776(10)	4.027(34)	
	8	1.731(10)	3.353(34)	
	10	1.396(10)	3.383(34)	
	12	1.179(10)	3.439(34)	
	14	1.021(10)	3.447(34)	

**Tab. 2:** Bestimmung der Ladungsträgerdichte mit Hilfe der Hall-Plateaus.

Ladungsträgerdichten wurden aus Gauß'scher Fehlerfortpflanzung bestimmt.

### Durch die Frequenz der Shubnikov-de Haas Oszillation

Wird die Probe einem steigendem Magnetfeld ausgesetzt, so ändert sich gemäß (2.6) und (2.7) der



**Abb. 3:** Diskrete Fouriertransformation des Längswiderstandes aufgetragen über die Periodendauer in  $\frac{1}{B}$ . Neben der Hauptfrequenz sind auch höhere Frequenzen zu erkennen.

Füllfaktor und mit ihm der Längswiderstand periodisch. Dabei lässt sich schreiben

$$\frac{1}{B} = \frac{e}{N_{LL}h} = \frac{e}{N_S h} \nu. \quad (5.4)$$

Die Periodizität von  $\frac{1}{B}$  bestimmen wir aus der Periodizität des gemessenen Längswiderstandes. Dabei wird zunächst aus den gemessenen Daten die Funktion Längswiderstand in Abhängigkeit der inversen Magnetfeldstärke gewonnen. Anschließend werden diese Daten linear interpoliert und ein neuer Datensatz mit äquidistanten  $\frac{1}{B}$ -Schritten erzeugt. Diese Daten lassen sich nun ableiten und diskret fourie-transformieren. Als Periodendauer in  $\frac{1}{B}$  können wir

$$T_{\frac{1}{B}} = (1375 \pm 31) \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{T}} \quad (5.5)$$

aus der Graphen 3 ablesen. Die Genauigkeit wird durch die Auflösung der diskreten Fouriertransformation beschränkt und als halben Abstand zur nächsten Datenpunkt im Graphen angenommen.

Die Periodendauer  $T_{\frac{1}{B}}$  entspricht dabei nach (5.5) der Periodizität der ganzen geraden Zahlen mit dem Faktor  $\frac{e}{N_S h}$  multipliziert. Dies liegt daran, dass vor allem bei kleinen Magnetfeldern die Spinaufspaltung zwischen den zwei Niveaus einer Landau-Quantenzahl nicht groß genug ist und beim Durchfahren des Magnetfeldes jeweils zwei Niveaus simultan gefüllt werden werden.

Durch die Periodendauer  $T_{\frac{1}{B}}$  wird somit der Wert für

die Ladungsträgerdichte festgelegt.

$$N_S = \frac{2e}{T_{\frac{1}{B}} h} = (3.517 \pm 0.079) \times 10^{11} \frac{1}{\text{cm}^2} \quad (5.6)$$

Auch diese Methode wurde auf alle Messdaten der unterschiedlichen Temperaturen angewandt. Da die Fouriertransformation auf diskreten Werten geschieht, kann die Periodizität nur diskrete Werte annehmen. Bei den unterschiedlichen Temperaturen wurde jeweils exakt der selbe Wert abgelesen.

Um die Ergebnisse aller drei Methoden zusammen zu fassen, tragen wir die ermittelten Werte für  $N_S$  in Tabelle 3 ein und bilden die, mit den inversen Fehlern gewichteten, Mittelwerte  $\overline{N_S}(T)$  die wir für die weiteren Rechnungen verwenden.

$T[1/\text{K}]$	$N_{S1}$	$N_{S1}$	$N_{S1}$	$\overline{N_S}$
4.2	3.52(20)	3.378(70)	3.517(79)	3.455(93)
3.0	3.61(20)	3.387(81)	3.517(79)	3.48(10)
2.1	3.58(20)	3.330(76)	3.517(79)	3.447(97)
1.5	2.58(20)	3.341(84)	3.517(79)	3.29(10)
				3.419(98)

**Tab. 3:** Werte für die Ladungsträgerkonzentration  $N_S$  in  $10^{11} 1/\text{cm}^2$  mit  $N_{S1}$  für die Werte aus der Hall-Steigung,  $N_{S2}$  aus den Hall-Plateaus und  $N_{S3}$  aus der Shubnikov-de Haas Oszillation. Die letzte Spalte mit  $\overline{N_S}$  entspricht den mit den inversen Fehlern gewichteten  $N_S$ -Werten der verschiedenen Methoden.

### 5.3 Leitfähigkeit, Hall-Faktor und Elektronenbeweglichkeit

Aus den gemessenen Werten für die Spannungen bei ausgeschaltetem Magnetfeld  $B = 0 \text{ T}$  können wir die Leitfähigkeit des 2DEG  $\sigma_{2D}$ , den Hall-Faktor  $A_H$  und die Elektronenbeweglichkeit  $\mu$  bestimmen. Die Werte sind nach Batke [2] definiert als

$$\sigma_{2D} = N_s e^2 \frac{\tau}{m^*} = \frac{L}{R_{xx} W} \quad (5.7)$$

$$A_H = -\frac{1}{N_s e} \quad (5.8)$$

$$\mu = A_H \sigma_{2D}. \quad (5.9)$$

Aus der Länge  $L = 600 \mu\text{m}$  und der Breite  $W = 200 \mu\text{m}$  der Probe erhalten wir aus der Geometrie der Hallbar das Verhältnis

$$\frac{L}{W} = 3. \quad (5.10)$$

Aus den erhaltenen Werte für den Längswiderstand  $R_{xx}$  bei den vier gemessenen Temperaturen werden folglich die Leitfähigkeit, der Hall-Faktor und die Elektronenbeweglichkeit nach (5.9) berechnet und in Tabelle 4 aufgetragen. Für den Fehler der Längswiderstände können die Fehler in den gemessenen Spannungen vernachlässigt werden, da der Fehler im Shuntwiderstand deutlich darüber liegt. Somit besitzen unsere Werte von  $R_{xx}$  eine Abweichung von 5%. Die Fehler für die berechneten Werte ergeben sich aus Gauß'scher Fehlerfortpflanzung.

$T[\text{K}]$	$R_{xx}[\Omega]$	$\sigma_{2D}[\frac{1}{\Omega}]$	$A_H[\frac{\text{m}^2}{\text{C}}]$	$\mu[\frac{\text{m}^2}{\text{Vs}}]$
4.2	521(26)	0.00575(29)	1799(60)	10.35(52)
3.0	505(25)	0.00593(30)	1783(61)	10.59(53)
2.1	247(12)	0.01212(61)	1809(63)	21.9(1.1)
1.5	244(12)	0.01227(61)	1981(75)	24.3(1.2)

**Tab. 4:** Ergebnisse für die Leitfähigkeit  $\sigma_{2D}$ , die Hall-Konstante  $A_H$  und die Elektronenbeweglichkeit  $\mu$ .

### 5.4 Zyklotronmasse

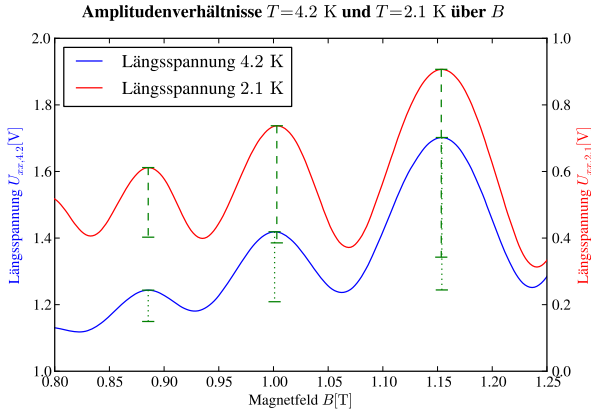
In diesem Abschnitt wollen wir die Zyklotronmasse bestimmen. Hierzu nutzen wir aus, dass die Amplituden der Oszillationen in der Längsspannung temperaturabhängig sind. Betrachten wir den Grenzfall  $E_F \gg \hbar\omega_c$ , also dass viele Landau-Niveaus besetzt und die Magnetfelder klein. So kann die Zyklotronmasse  $m_c$  für geringe Abhängigkeit der Streuzeit  $\tau$  und  $T_1 = 2T_2$  nach Ando [1] aus dem Verhältnis

$$\frac{m_c}{m_e} = \frac{\hbar e B}{m_e} \frac{1}{\pi^2 k_B T_1} \text{arcosh} \frac{A(B, T_2, \tau)}{A(B, T_1, \tau)} \quad (5.11)$$

bestimmt werden, wobei  $A(B, T, \tau)$  die Amplitude der Oszillation der Längsspannung entspricht.

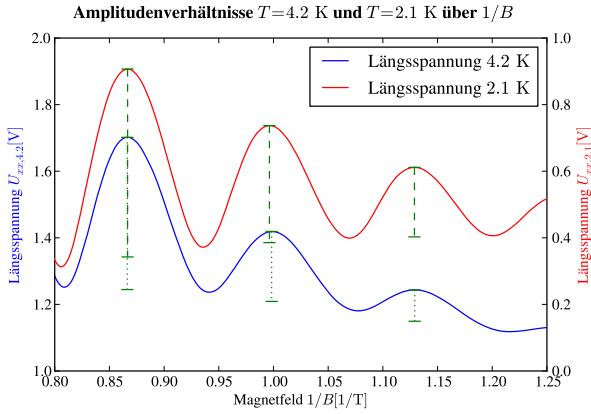
Aufgrund der Bedingung  $T_1 = 2T_2$  verwenden wir aus unseren Messungen die Temperaturpaare (4.2 K, 2.1 K) und (3.0 K, 1.5 K). Die Werte der Längsspannungen wurden über  $B$  bzw.  $1/B$  aufgetragen und in Abbildung 4 für die Auftragung über  $B$  abgebildet. Für die Auswertung lesen wir aus Abbildung 4 das Amplitudenverhältnis an drei verschiedenen Stellen ab und tragen die Werte in Tabelle 5 auf. Da wir aus der Auftragung über  $1/B$  die selben Werte für die Amplituden erhalten, geben wir die Werte nicht extra an. Die Auftragung der





**Abb. 4:** Auftragung der Längsspannung über dem Magnetfeld bei  $T = 4.2\text{ K}$  und  $2.1\text{ K}$ , zur Ermittlung des Amplitudenverhältnisses und der Zyklotronmasse.

Längsspannung über  $1/B$  und die ausgewerteten Stellen sind in Abbildung 5 gezeigt.



**Abb. 5:** Auftragung der Längsspannung über  $1/B$  bei  $T = 4.2\text{ K}$  und  $2.1\text{ K}$ , zur Ermittlung des Amplitudenverhältnisses und der Zyklotronmasse.

Aus Tabelle 5 werden je die drei Massenverhältnisse der Temperaturpaare gemittelt, wodurch sich die Werte

$$4.2\text{ K und } 2.1\text{ K} : \frac{m_c}{m_e} = 0.03402 \pm 0.0058 \quad (5.12)$$

$$3.0\text{ K und } 1.5\text{ K} : \frac{m_c}{m_e} = 0.0278 \pm 0.011 \quad (5.13)$$

Die Fehler der Amplituden und des  $B$ -Felds der in Tabelle 5 aufgetragenen Werte sind durch einen Ablesefehler von  $\pm 0.001$ , können jedoch zur Berechnung des Massenverhältnisses vernachlässigt werden, da der Fehler in der Temperaturbestimmung deutlich darüber liegt. Die Temperaturschwankungen sind zu Beginn der Auswertung 5 genannt. Die Auswirkung von Temperaturschwankungen auf die gemessenen Spannungen sind

$T[\text{K}]$	$\frac{A(B,T_2)}{A(B,T_1)}$	$B[\text{T}]$	$\frac{m_c}{m_e}$
4.2/2.1	0.295	0.885	0.0412
	0.498	1.002	0.0358
	0.758	1.153	0.0250
3.0/1.5	0.570	0.794	0.0418
	0.761	0.886	0.0310
	0.972	1.003	0.0108

**Tab. 5:** Berechnung des Zyklotronmassenverhältnisses.

allerdings nicht bekannt. Somit bestimmen wir den Fehler der gemittelten Werte in (5.12) und (5.13) für die Temperaturpaare aus Standardabweichung der Werte in Tabelle 5 bestimmt.

Für GaAs ist die Zyklotronmasse gleich der effektiven Masse. Somit können wir unseren Wert mit dem Literaturwert für die effektive Masse von GaAs nach Universität des Saarlandes [3] vergleichen.

$$\frac{m^*}{m_e} = 0.067 \quad (5.14)$$

Aus dem Vergleich mit dem Literaturwert erkennen wir, dass unsere Werte in der richtigen Größenordnung liegen, allerdings mit der effektiven Masse von GaAs nicht vereinbar sind. Die verwendete Formel (5.11) nach Ando [1] ist jedoch nur gültig für die Bedingung  $T_1 = 2T_2$ . Diese Bedingung konnte im Experiment nicht realisiert werden, da durch den vorhandenen Versuchsaufbau keine konstante Temperatur eingestellt werden konnte.

## 5.5 Fermi-Energie /-Wellenvektor und -Geschwindigkeit

Für Elektronen, die sich im Festkörper aufhalten, können die Korrekturen der Dispersionsrelation durch eine effektive Masse der Elektronen berücksichtigt werden. Für den Fall von GaAs beträgt der Literaturwert für die effektive Masse nach [3]  $m^* = 0.067$ . Mit dieser Korrektur kann die Dispersion der Elektronen in einem gewissen Rahmen weiterhin als parabolisch angesehen werden:

$$E_F = \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m^*}. \quad (5.15)$$

Auf der anderen Seite ergibt sich Ladungsträgerdichte als Integral über die Zustandsdichte bis zur Fermienergie. Die Zustandsdichte besitzt im 2DEG den konstan-

ten Wert  $D(E) = \frac{\hbar^2 \pi}{m^*}$  [2]. Damit ergeben sich für die Fermi-Energie, den Fermi-Wellenvektor und die Fermi-Geschwindigkeit:

$$E_F = N_S \cdot \frac{\hbar^2 \pi}{m^*} \quad (5.16)$$

$$k_F = \sqrt{2\pi N_S} \quad (5.17)$$

$$v_F = \frac{\hbar \sqrt{2\pi}}{m^*} \sqrt{N_S} \quad (5.18)$$

Für nicht verschwindende Magnetfelder ist zu bemerken, dass je nach Eichung der Wellenvektor  $\mathbf{k}$  keine sinnvolle Quantenzahl mehr darstellt und die Energie-dispersion durch die Landau-Quantenzahlen beschrieben wird. Für  $B=0$  sind die Werte für Fermi-Energie /-Wellenvektor und -Geschwindigkeit in Tabelle 6 aufgelistet.

$T[\frac{1}{K}]$	$E_F[\text{eV}]$	$k_F[\frac{1}{\text{nm}}]$	$v_F[\frac{\text{km}}{\text{s}}]$
4.2	12.35(33)	0.1473(40)	254.6(69)
3.0	12.43(36)	0.1478(42)	255.5(73)
2.1	12.32(34)	0.1472(42)	254.3(72)
1.5	11.71(36)	0.1437(44)	248.3(77)

**Tab. 6:** Fermi-Energie /-Wellenvektor und -Geschwindigkeit für verschiedene Temperaturen

## 5.6 Bestimmung der Spinaufspaltung

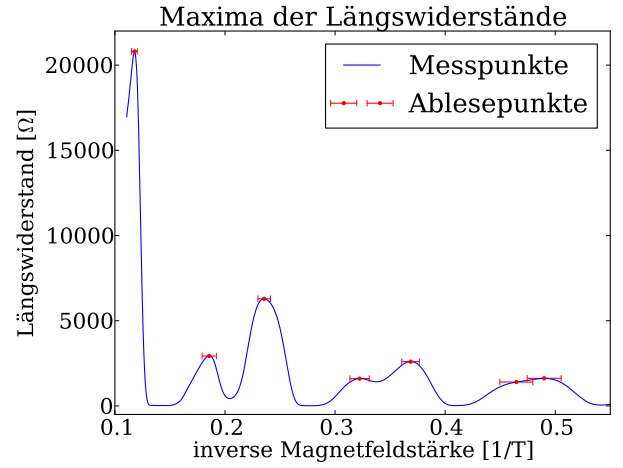
Wie in Aufgabe 2 gesehen fällt der Längswiderstand periodisch mit dem inversen Magnetfeld auf Null ab. Den maximalen Widerstand misst man hingegen, wenn die Fermi-Energie (d.h. das chemische Potential) genau innerhalb der Landau-Niveaus liegt. Dies ist der Fall wenn

$$E_F = \hbar \omega_c \left( n + \frac{1}{2} \pm \frac{M}{2} \right). \quad (5.19)$$

In diesem Abschnitt soll die relative Spinaufspaltung  $M$  und daraus der Landé-Faktor  $g$  des Elektronen und GaAs bestimmt werden, der mit der Magnetisierung folgenden Zusammenhang besitzt.

$$M = \frac{g \mu_B B}{\hbar \omega_c} \quad (5.20)$$

In einem ersten Schritt werden nun aus den Graphen des Längswiderstandes die inversen Feldstärken  $\frac{1}{B_{n\pm}}$  der Maxima für verschiedene  $n$ -Quantenzahlen



**Abb. 6:** Abgelesene Werte der maximalen Längsspannung. Die Fehler wurden anhand der Breite der Peaks abgeschätzt.

und Spinaufspaltungen abgelesen, wobei  $\pm$  das Maximum mit größerer bzw. kleinerer Magnetfeldstärke beschreibt.

In Abbildung 6 wurden die Magnetfeldstärken abgelesen, die gemessen wurden, während sich die Fermi-Energie innerhalb der spinaufgespaltenen Landau-Niveaus befindet, angefangen von  $n = 1$  ganz links bis  $n = 4$  rechts. Diese inversen Magnetfeldstärken werden nun über die Landau-Quantenzahl  $n$  jeweils für  $n+$  und  $n-$  aufgetragen, um sie bis zu  $\frac{1}{B} = 0$  zu extrapolieren. Am Schnittpunkt mit der x-Achse verschwinden beide Seiten der Identität

$$\frac{1}{B_{n\pm}} = \frac{\hbar e}{m_c} \frac{1}{E_F} \left( n + \frac{1}{2} \pm \frac{M}{2} \right). \quad (5.21)$$

Damit ergibt sich die relative Spinaufspaltung  $M$  als die Differenz der Schnittpunkte mit der x-Achse

$$M = |n_+(B \rightarrow \infty) - n_-(B \rightarrow \infty)| \quad (5.22)$$

Wir lesen die Schnittpunkte in Graphik 7 ab und erhalten für die Differenz

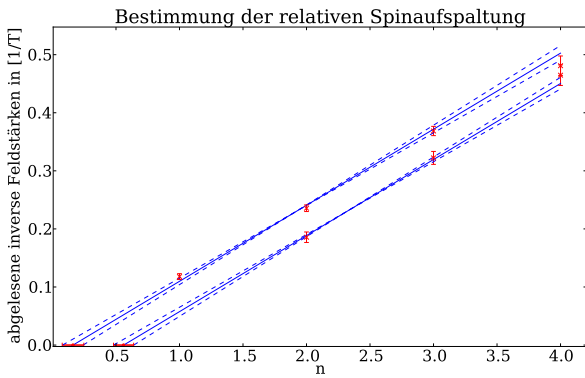
$$M = |0.160(80) - 0.560(80)| = 0.40(11). \quad (5.23)$$

Daraus ergibt sich nach ?? und (5.20) der Landé-Faktor zu

$$g = \frac{M \hbar e}{\mu_B m_c} = -0.80 \pm 29. \quad (5.24)$$

Diese Wert ist fast doppelt so hoch, wie der in der Literatur [2] angegebene Wert von  $g = -0.44$  im Einteilchenbild. Damit wird deutlich, dass Mehrteilcheneffekte





**Abb. 7:** Bestimmung der Schnittpunkte mit x-Achse. Die in Abbildung 6 ausgelesenen Messpunkte werden linear bis zum Punkt  $B \rightarrow \infty$  extrapoliert und der Schnittpunkt mit der x-Achse abgelesen. Die Fehler werden jeweils mithilfe zweier Hilfsgeraden abgeschätzt.

beim Quanten-Hall-Effekt nicht zu vernachlässigen sind und das magnetische Moment der Elektronen im Kollektiv stärker ist als die Summe der Einzelmagnetisierungen. Die Bestimmung der Ladungsträgerdichte aus diesem Plot ist mathematisch ähnlich, wenn auch ungenauer, zur Bestimmung mittels Schubnikow-de-Haas-Oszillationen. Wir erhalten mit zwei Landau-Niveaus pro Landau Quantenzahl

$$N_S = \frac{2e}{h} \frac{\Delta n}{\Delta \frac{1}{B}} = (3.69 \pm 0.83) \times 10^{11} \frac{1}{\text{cm}^2} \quad (5.25)$$

## 6 Zusammenfassung

Mit dem F-Praktikumsversuch zum Quanten-Hall-Effekt konnten wir die Quantisierung der elektronischen Zustände und deren Einfluss auf die makroskopischen Eigenschaften der Probe nachweisen. Es konnten ganzzahlige Hall-Plateaus bis zur Quantenzahl 14 bei 1.5 K beobachtet werden. Die bestimmte Klitzing-Konstante weichte mit  $25.1 \text{ k}\Omega$  etwa 3 % vom Literaturwert ab. Wir verwendeten unterschiedliche Methoden, um die Ladungsträgerkonzentration unserer Probe zu bestimmen. Dabei lieferte die Auswertung der Hall-Plateaus die genauesten Ergebnisse. Ohne Magnetfeld wurden Längswiderstand, Leitfähigkeit und Beweglichkeit der Elektronen untersucht, wobei wir eine deutliche Leitfähigkeitszunahme unterhalb von 3 K messen konnten. Aus der Oszillationen der Längsspannung bei niedrigen Magnetfeldstärken wurde die Zyklotronmasse der Elektronen in GaAs bestimmt. Die Analyse war

nicht sehr genau und die bestimmte Masse mit  $0.032 m_e$  nur etwa halb so groß wie der Literaturwert. Aus der Ladungsträgerdichte wurde die Fermi-Geschwindigkeit bestimmt und macht mit etwa  $250 \frac{\text{km}}{\text{s}}$  den fermionischen Charakter der Elektronen deutlich. Zuletzt wurden bei tiefen Temperaturen die Zeeman-Aufspaltung beobachtet und daraus der Landé-Faktor zu bestimmen. Dieser lag mit  $-0.80$  deutlich über dem Wert des Elektrons im Einteilchenbild, was den Mehrteilchen-Charakter des Experiments deutlich macht.

## Literatur

- [1] ANDO, T.: Theory of quantum transport in a two-dimensional electron system under magnetic fields. IV. Oscillatory conductivity. In: *J. Phys. Soc. Japan* 37 (1974), Nr. 1233
- [2] BATKE, ??: *Anleitung - Quanten-Hall-Effekt*. Physikalisches Institut der Universität Würzburg. Juli 2010. – URL [http://www.physik.uni-wuerzburg.de/fileadmin/11999999/Aufgabenstellung\\_QHE.pdf](http://www.physik.uni-wuerzburg.de/fileadmin/11999999/Aufgabenstellung_QHE.pdf). – Physikalisches Fortgeschrittenen Praktikum
- [3] UNIVERSITÄT DES SAARLANDES: *Materialkonstanten*. September 2013. – URL [http://www.uni-saarland.de/fileadmin/user\\_upload/Professoren/fr74\\_ProfMoeller/Vorlesung/V\\_Erster\\_Studienabschnitt\\_Bachelor/V\\_B\\_Aktuelle\\_Semester/V\\_B\\_WS09\\_10/fermidirac.htm](http://www.uni-saarland.de/fileadmin/user_upload/Professoren/fr74_ProfMoeller/Vorlesung/V_Erster_Studienabschnitt_Bachelor/V_B_Aktuelle_Semester/V_B_WS09_10/fermidirac.htm)

## 7 Anhang

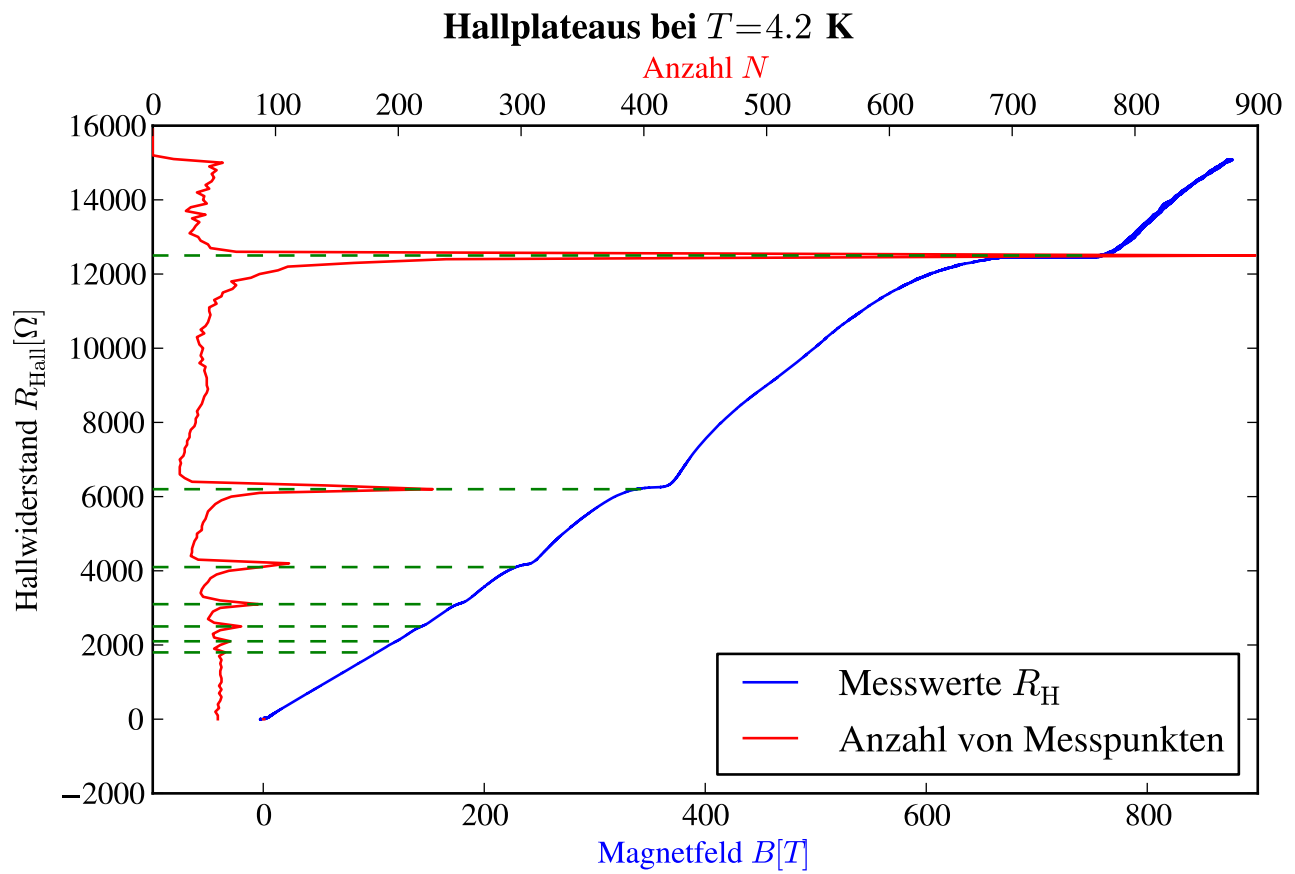
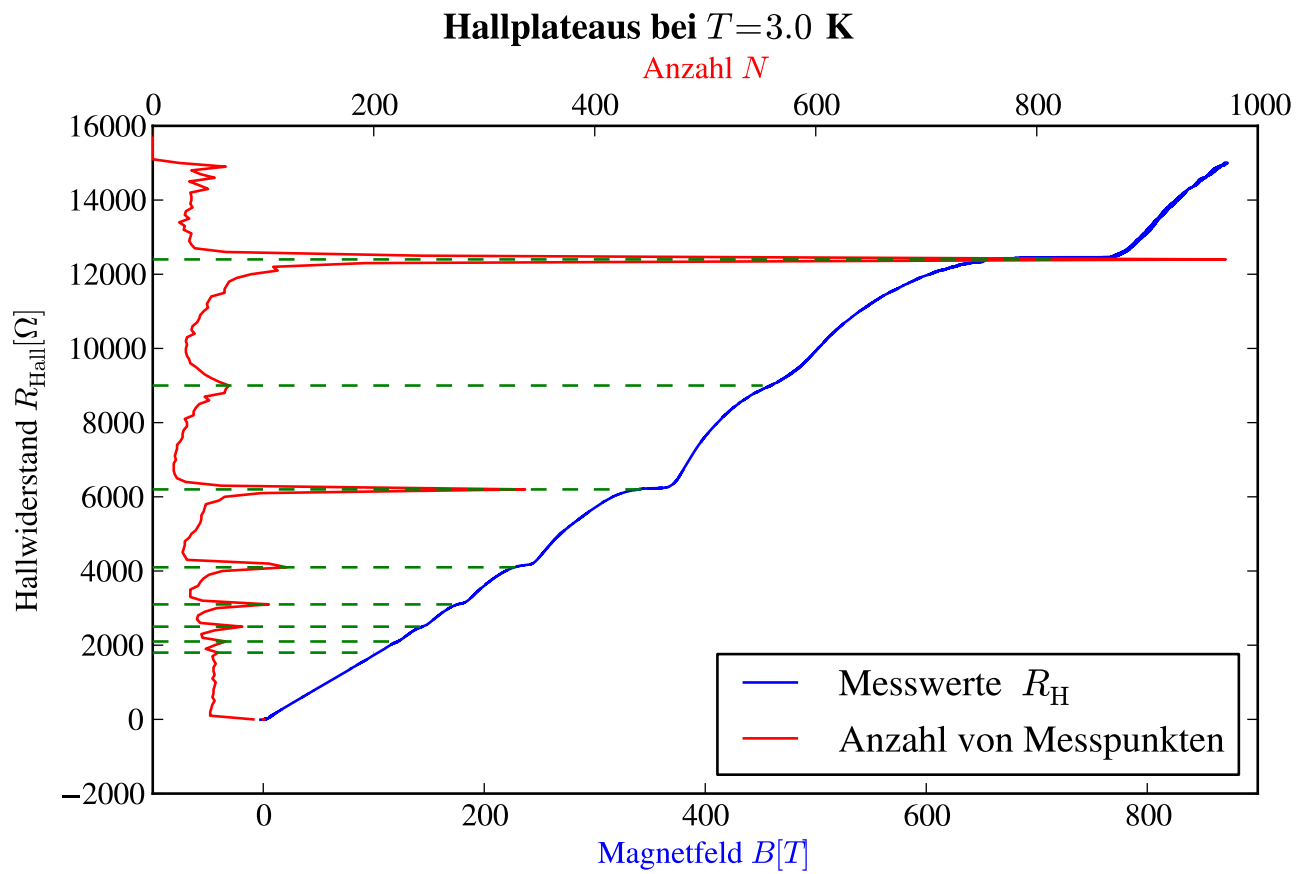
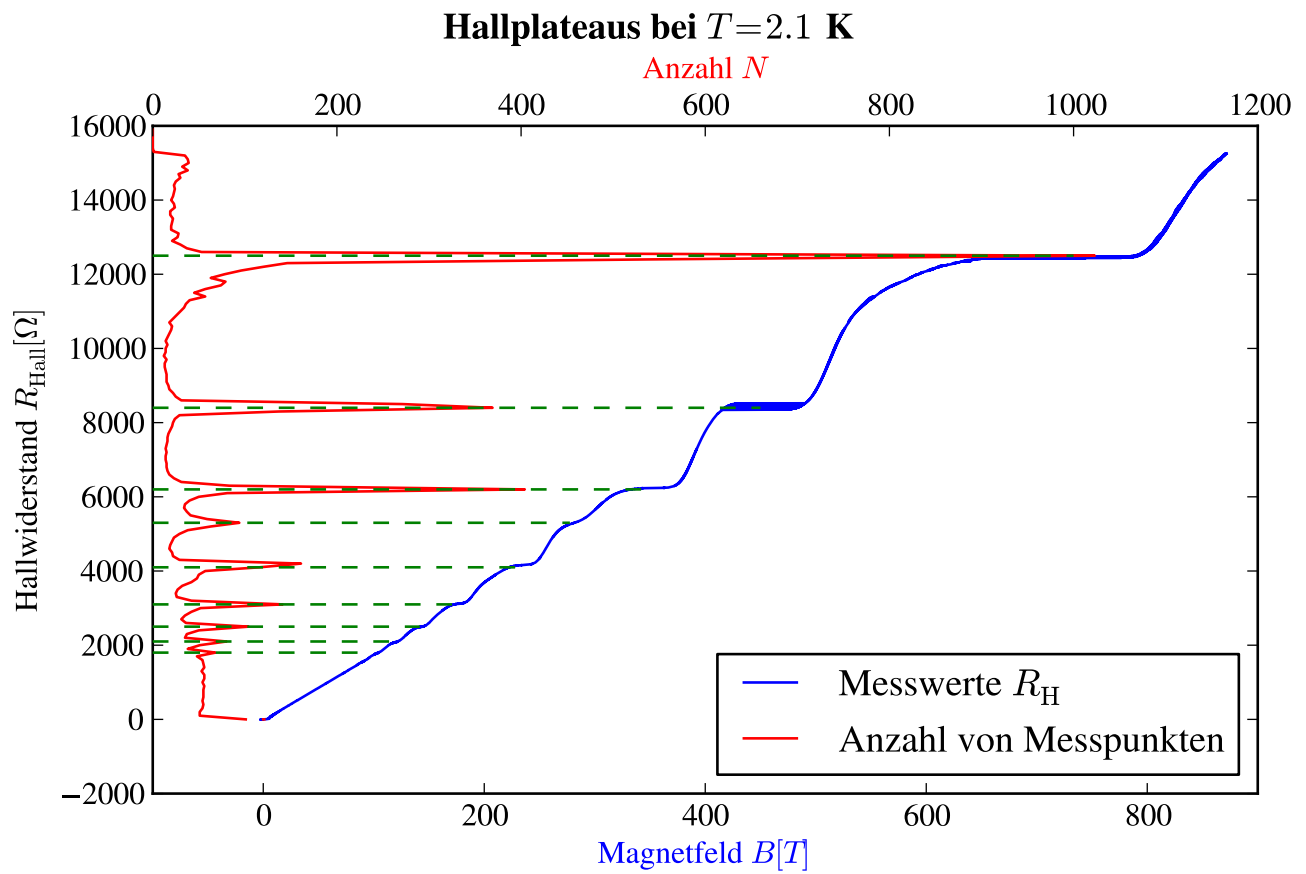


Abb. 8: Hallplateaus bei  $T = 4.2$  K.



**Abb. 9:** Hallplateaus bei  $T = 3.0$  K.



**Abb. 10:** Hallplateaus bei  $T = 2.1$  K.