

Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, Teil I
Sommersemester 2005

Versuchsprotokoll zum Versuch

Der Halleffekt in Halbleitern

Angefertigt von
Benjamin Joachimi, Benedikt Klobes

Gruppe β 10

Betreuerin: Teresa Negrini
31. März 2005

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Einleitung | 3 |
| 2 | Theorie | 3 |
| 2.1 | Freies Elektronengas | 3 |
| 2.2 | Bändermodell | 3 |
| 2.3 | Effektive Masse | 6 |
| 2.4 | Halbleiter | 6 |
| 2.4.1 | Ladungsträgerdichte in Halbleitern | 7 |
| 2.4.2 | Leitfähigkeit von Halbleitern | 9 |
| 2.5 | Streumechanismen | 10 |
| 2.6 | Der Halleffekt in Halbleitern | 11 |
| 2.7 | Die Messmethode nach van der Pauw | 13 |
| 2.8 | Messgrößen | 15 |
| 2.9 | Zusätzliche Spannungen | 16 |
| 3 | Versuchsaufbau | 18 |
| 4 | Versuchsdurchführung und Auswertung | 20 |
| 4.1 | Bestimmung des spezifischen Widerstandes | 20 |
| 4.2 | Bestimmung der Hallkonstanten mit Nullfeldmessung | 22 |
| 4.3 | Bestimmung der Hallkonstanten ohne Nullfeldmessung | 24 |
| 4.4 | Messung der Temperaturabhängigkeit | 26 |
| 4.5 | Problembehandlung | 30 |
| 4.5.1 | Van der Pauw-Faktor | 30 |
| 4.5.2 | Sprung in der Temperaturabhängigkeit der Messgrößen | 32 |
| 5 | Diskussion | 33 |
| 6 | Anhang | 34 |
| 6.1 | Messwerte Widerstandsmessungen | 34 |
| 6.2 | Messwerte Halleffektmessungen | 35 |
| 6.3 | Temperaturabhängigkeit: Messwerte Widerstandsmessung | 36 |
| 6.4 | Temperaturabhängigkeit: Messwerte Halleffektmessung | 39 |
| 6.5 | Temperaturabhängigkeit: Zwischenergebnisse Widerstandsmessung | 44 |
| 6.6 | Temperaturabhängigkeit: Zwischenergebnisse Halleffektmessung | 48 |
| 6.7 | Ergebnisse der temperaturabhängigen Messung | 53 |
| 6.8 | Thermospannungen und Temperaturen | 55 |

1 Einleitung

Mittels Widerstands- und Halleffekt-Messungen soll in diesem Versuch die Größe und das Temperaturverhalten charakteristischer Eigenschaften von Halbleitern untersucht werden. Anhand einer Germanium- und einer Galliumarsenid-Probe werden die Leitfähigkeit, die Ladungsträgerkonzentration sowie die Hallbeweglichkeit vermessen.

2 Theorie

2.1 Freies Elektronengas

Man kann etliche Eigenschaften von Metallen mit dem Modell des *freien Elektronengases* erklären. Dabei nimmt man an, dass sich die am schwächsten gebundenen Elektronen ungestört über den gesamten Festkörper ausbreiten können. Die Wechselwirkung der Elektronen mit dem Ionengitter und anderen Elektronen wird vernachlässigt, das Potential im Kristall wird durch ein Kastenpotential angenähert. Jeder Energiezustand im dreidimensionalen Kasten kann unter Einhaltung des Pauli-Prinzips von zwei Elektronen mit antiparallelem Spin besetzt werden. Die Energie des höchsten Niveaus, welches bei minimaler Gesamtenergie noch mit Elektronen besetzt ist, wobei die Zustände von unten aufgefüllt werden, heißt *Fermi-Energie* E_F .

Ausgehend von einer Boltzmann-Verteilung der Atomzustände kann man eine Verteilungsfunktion für die Wahrscheinlichkeit, dass ein Zustand der Energie E mit Elektronen besetzt ist, herleiten (siehe [2], Kap. 13), nämlich die Fermi-Dirac-Verteilung

$$f(E, T) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E - E_F}{k_B T}}} \quad (1)$$

Für $T = 0$ bzw. höhere Temperaturen ergeben sich die in Abbildung 1 skizzierten Verläufe der Verteilungsfunktion. Ist $E - E_F \gg k_B T$, so erhält man als Grenzfall wiederum die klassische Boltzmann-Verteilung

$$f_B(E, T) = e^{\frac{E_F - E}{k_B T}} \quad (2)$$

2.2 Bändermodell

In einem realen Metall sind die delokalisierten Elektronen nicht wirklich frei im Rahmen eines Kastenpotentials, sondern bewegen sich unter dem Einfluss

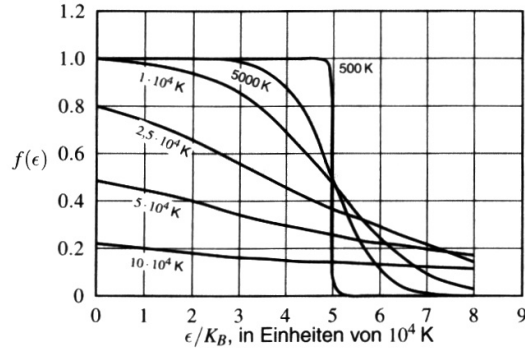


Abbildung 1: Verläufe der Fermi-Verteilung für verschiedene Temperaturen [3]

eines periodischen Gitterpotentials. Unter Vernachlässigung der Elektron-Elektron-Wechselwirkung ist somit die Schrödingergleichung

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + E_{Gitter}(\vec{r}) \right] \Psi = E \Psi \quad (3)$$

zu lösen. Auch die Lösungsfunktionen dieser Gleichung, die sogenannten Blochfunktionen, weisen die gleiche Periodizität auf wie das Potential. Darauf aufbauend kann man mittels quantenmechanischer Störungstheorie die Energie-Impuls-Relation bestimmen, wobei eine Aufspaltung der Elektronenenergie am Rande der Brillouin-Zone auftritt (siehe Abb. 2).

Die Energielücke zwischen möglichen Elektronenzuständen ist eine Folge der Gitterperiodizität und wächst mit sinkender räumlicher Periode. In einem Kristall sind also Bereiche erlaubter Energiezustände, die als quasikontinuierlich betrachtet werden können, voneinander durch Energielücken getrennt. Die erlaubten Bereiche werden *Energiebänder* genannt.

Das energetisch höchste Band, das vollständig besetzt ist, wird *Valenzband* genannt, ein nur teilweise besetztes Band hingegen *Leitungsband*. In einem voll besetzten Band können die Elektronen solange keine Energie aufnehmen, wie die Energie nicht zur Überwindung der Bandlücke E_g ausreicht, da alle möglichen Zustände bereits besetzt sind. Ist das Band hingegen nicht voll, können Elektronen, bevorzugt in den obersten Niveaus, Energie aufnehmen und z.B. bei einer angelegten Spannung in Feldrichtung driften, wodurch sich die Bezeichnung als Leitungsband erklärt.

Mit dem Bändermodell lässt sich auf einfache Weise das Verhalten von Leitern, Halbleitern und Isolatoren erklären. Bei Leitern liegt die Fermienergie

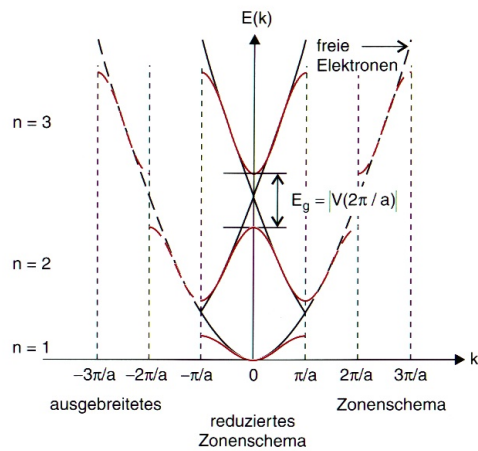


Abbildung 2: Bandstruktur im Zonenschema [2]

innerhalb des Leitungsbandes, d.h. es gibt immer Elektronen, die durch den Kristall driften können. Isolatoren besitzen eine große Energielücke zwischen Leitungs- und Valenzband, der entscheidende Punkt ist jedoch, dass die Fermienergie in dieser verbotenen Zone liegt, also keine Leitfähigkeit gegeben ist. Im Falle des Halbleiters liegt die Fermi-Energie ebenfalls in der Energielücke, die allerdings erheblich kleiner als beim Isolator ist, und durch thermische Anregung teilweise überwunden werden kann. Diese Ausführungen sind in Abbildung 3 schematisch dargestellt.

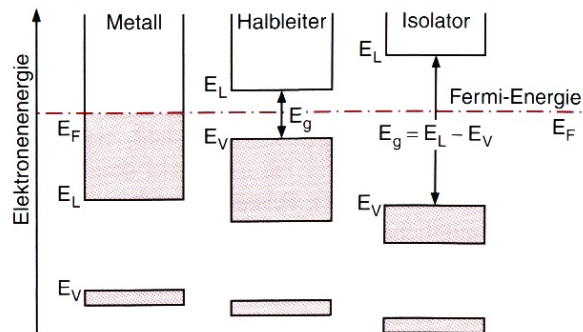


Abbildung 3: Erklärung des Verhaltens verschiedener Materialien anhand des Bändermodells [2]

2.3 Effektive Masse

Im Kristall erfahren Elektronen neben einer evtl. anliegenden Spannung zusätzlich ein ortsabhängiges Potential. Möchte man Elektronen im Leitungs- und Valenzband trotzdem wie freie Elektronen behandeln, um z.B. das Ohmsche Gesetz in seiner bekannten Form $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ formulieren zu können, führt man die *effektive Masse* m^* ein, die den Einfluss des Gitterpotentials summarisch berücksichtigt.

Quantenmechanisch kann man ein Elektron als Wellenpaket beschreiben, welches sich mit seiner Gruppengeschwindigkeit $\vec{v}_g = \frac{d\omega}{d\vec{k}}$ ausbreitet. Andererseits gilt klassisch für ein freies Elektron $\vec{F} = \hbar \frac{d\vec{k}}{dt}$. Zeitliche Differentiation der Gruppengeschwindigkeit, Berücksichtigung von $E = \hbar\omega$ sowie Einsetzen liefert

$$\frac{d\vec{v}_g}{dt} = \frac{1}{\hbar^2} \left(\frac{d^2 E}{d\vec{k}^2} \right) \cdot \vec{F} \quad (4)$$

Soll die Newtonsche Gleichung $F = m^* \frac{d\vec{v}_g}{dt}$ gelten, so folgt für die effektive Masse

$$m^* = \hbar^2 \left(\frac{d^2 E}{dk_i dk_j} \right)^{-1} \quad (5)$$

Die effektive Masse besitzt somit Tensorcharakter, sie gibt die inverse Krümmung der Dispersionsrelation $E(\vec{k})$ an.

2.4 Halbleiter

Wie in Abschnitt 2.2 schon kurz angeschnitten, werden solche Materialien als *Halbleiter* bezeichnet, deren Bandlücke teilweise durch thermische Anregung überwunden werden kann. Man unterscheidet Elementhalbleiter, die aus chemischen Elementen aus der vierten Hauptgruppe des Periodensystems bestehen, oder Verbindungshalbleiter wie GaAs oder InSb.

Man kann in einen reinen Halbleiter durch Ionenimplantation oder Diffusionsmechanismen Fremdatome einbauen, die dann entweder auf Zwischengitterplätzen sitzen oder Kristallatome von ihrem Gitterplatz verdrängen. Einen solchen Kristall nennt man dann *dotiert*.

Werden in einem Kristall aus vierwertigen Atomen fünfwertige Fremdatome eingebaut, so können vier Valenzelektronen des Fremdatoms kovalente Bindungen zu den Gitternachbarn eingehen. Das fünfte Valenzelektron bleibt nur sehr schwach gebunden und kann als quasifrei angesehen werden, da bereits eine geringe zusätzliche Energie ausreicht, dieses ins Leitungsband zu heben. Man nennt solche fünfwertigen Fremdatome deshalb *Donatoren* und

den Halbleiter *n-dotiert*.

Bringt man stattdessen dreiwertige Fremdatome in den Kristall, fehlt ein Bindungselektron, so dass ein freier positiv geladener Platz bleibt, ein *Loch*, in dem Elektronen gefangen werden können. Dementsprechend heißen diese Fremdatome *Akzeptoren* und ein solcher Kristall *p-dotiert*. Das Loch trägt in gleicher Weise zum Ladungstransport bei wie ein Elektron im Leitungsband, lediglich mit umgekehrter Ladung. Abbildung 4 zeigt die Lage der Donator- bzw. Akzeptorniveaus im Bandschema des Kristalls.

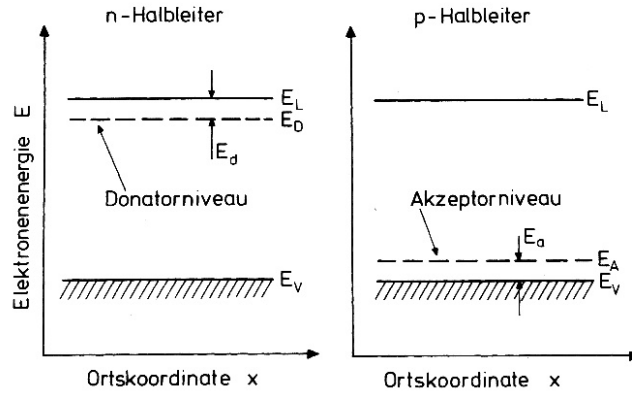


Abbildung 4: Donator- bzw. Akzeptorniveaus im Bandschema des Kristalls [2]

2.4.1 Ladungsträgerdichte in Halbleitern

Wie in jedem Festkörper gehorcht auch im Halbleiter die Besetzung der Energieniveaus der Fermi-Statistik $f(E, T)$. Bei reinen Elementhalbleitern ist die Ladungsträgerkonzentration im Leitungsband deshalb

$$n = \int_{E_L}^{\infty} D_L(E) f(E, T) dE \quad (6)$$

mit der Zustandsdichte im Leitungsband (siehe dazu [2])

$$D_L(E) = \frac{V}{4\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{E - E_L} \quad (7)$$

Für die intrinsische, d.h. ausschließlich durch Anregung aus dem Valenzband stammende Ladungsträgerdichte n von Elektronen bzw. p von Löchern, gilt

bei reinen Halbleitern, falls $E_g \gg k_B T$ (vergleiche dazu [5])

$$n = p = 2(m^* m_p^*)^{\frac{3}{4}} \left(\frac{k_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E_g}{2k_B T}} \quad (8)$$

wobei m_p^* die effektive Masse der Löcher bezeichnet. Im dotierten Halbleiter kann ein Elektron im Leitungsband entweder aus dem Valenzband angeregt worden sein oder von einem ionisierten Donator stammen. Analog kann ein Loch im Valenzband entweder zu einer 'negativ ionisierten' Akzeptorstörstelle oder zu einem Elektron im Leitungsband gehören. Allgemein kann ein Halbleiter sowohl p- als auch n-dotiert sein, allerdings ist in diesem Falle nach [5] eine Berechnung der Ladungsträgerkonzentration nur numerisch möglich, weshalb wir im folgenden die Ladungsträgerkonzentration für einen n-dotierten Halbleiter rein qualitativ diskutieren möchten. Für eine ausführlichere Darstellung empfehlen wir [5], Kapitel 12.

Abbildung 5 zeigt die logarithmierte Ladungsträgerkonzentration abgetragen

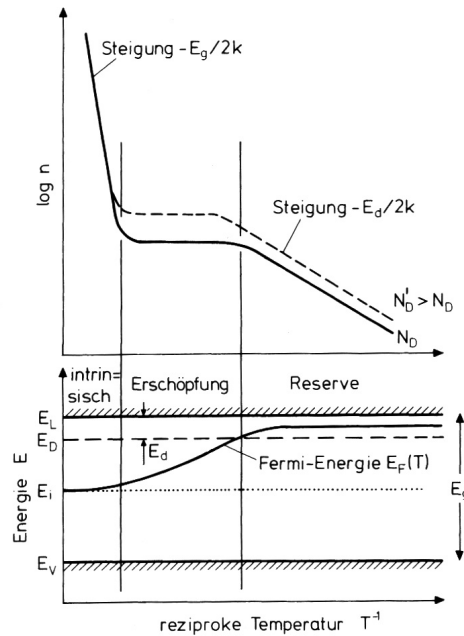


Abbildung 5: Ladungsträgerdichte in Abhängigkeit der Temperatur [5]

gegen die reziproke Temperatur sowie im unteren Teil den ebenfalls temperaturabhängigen Verlauf der Fermi-Energie im Bandschema des Halbleiters. Man erkennt deutlich drei qualitativ unterschiedliche Bereiche:

- Bei tiefen Temperaturen besitzen viele Donatoren noch ihr Valenzelektron. Man spricht von *Störstellenreserve*. Es werden ausschließlich Elektronen aus Donatorniveaus angeregt.
- Bei mittleren Temperaturen sind alle Donatoren ionisiert, man spricht von *Störstellenerschöpfung*. Die thermische Energie reicht aber noch nicht aus, um Elektronen aus dem Valenzband anzuregen, was den konstanten Verlauf der Kurve erklärt.
- Bei hohen Temperaturen können schließlich Elektronen aus dem Valenzband angeregt werden. Man nennt dies den *intrinsischen Bereich* der Ladungsträgerkonzentration.

Was tiefe, mittlere oder hohe Temperaturen quantitativ sind, hängt vom jeweiligen Halbleiter sowie den Dotierungsatomen ab. Die relevante Größe zur Charakterisierung von tiefen Temperaturen ist die Ionisierungsenergie der Donatorniveaus E_d , hohe Temperaturen werden durch die Bandlücke E_g , die gewöhnlich sehr viel größer ist als E_d , spezifiziert.

2.4.2 Leitfähigkeit von Halbleitern

Allgemein wird die Leitfähigkeit σ als Proportionalitätsfaktor des Ohmschen Gesetzes $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ unter Verwendung der Beweglichkeit μ geschrieben als

$$\sigma = e \cdot n \cdot \mu \quad (9)$$

In Halbleitern können prinzipiell sowohl Elektronen als auch Löcher zum Ladungstransport beitragen, so dass

$$\sigma = |e| \cdot (n_e \mu_e + n_p \mu_p) \quad (10)$$

wobei der Index jeweils die Ladungsträgerkonzentration bzw. Beweglichkeit von Elektronen oder Löchern kennzeichnet. Eine exakte Diskussion der Leitfähigkeit von Halbleitern bzw. Festkörpern allgemein erfordert die Lösung der sogenannten Boltzmann-Gleichung (vergleiche [5], Seite 240). Darauf werden wir im folgenden verzichten und lediglich die qualitativen Ergebnisse zusammentragen.

Maßgeblich für die Beweglichkeit und somit auch für die Leitfähigkeit von Ladungsträgern ist deren Streuung an anderen Objekten o.ä. im Festkörper, siehe dazu insbesondere Abschnitt 2.5. Den Einfluss der Streuung an akustischen Phononen kann man abschätzen auf

$$\mu_{Ph} \propto T^{-\frac{3}{2}} \quad (11)$$

Falls nur Streuung an ionisierten Störstellen vorliegt, gilt

$$\mu_{St} \propto T^{\frac{3}{2}} \quad (12)$$

Die reziproke Gesamtbeweglichkeit ergibt sich bei Vorhandensein beider Streumechanismen durch Summation der beiden reziproken Beweglichkeiten μ_{Ph} und μ_{St} . Qualitativ ergibt sich damit ein Verlauf der Beweglichkeit wie in Abbildung 6 dargestellt. Die genaue Herleitung dieser Abschätzungen kann man beispielsweise [5] entnehmen. Mit steigender Ladungsträgerdichte er-

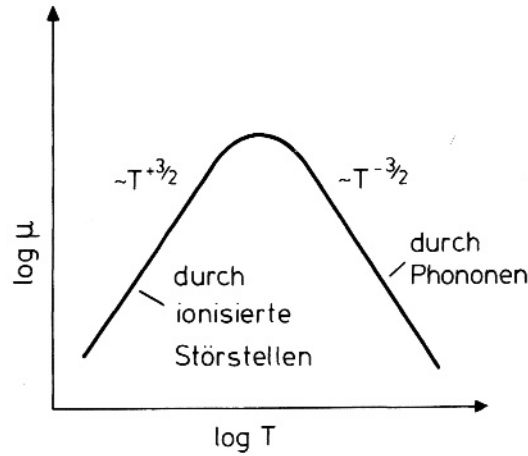


Abbildung 6: Beweglichkeit in Abhängigkeit von der Temperatur [5]

höht sich entsprechend (9) die Leitfähigkeit. Man erwartet deshalb eine analoge Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit wie in Abbildung 5. Befindet man sich aber bei Temperaturen im Bereich der Störstellenerschöpfung, wirken sich mit der Temperatur wachsende Störmechanismen, z.B. Streuung an Phononen, auf die Leitfähigkeit aus. Man erhält eine reale Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der Temperatur wie in Abbildung 7 dargestellt.

2.5 Streumechanismen

Ladungsträger werden im Kristall auf vielfältige Weise gestreut, was sich insbesondere leicht an Änderungen der elektrischen Leitfähigkeit feststellen lässt. Elektronen können durchaus mit anderen Elektronen stoßen, allerdings liegt die mittlere freie Weglänge für diesen Prozess selbst bei 1 K noch bei ca. 10 cm (siehe [3]), weshalb dieser Prozess in Anbetracht der geringen Größe

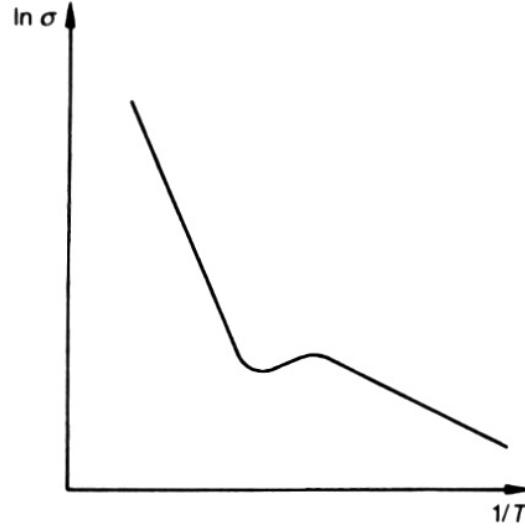


Abbildung 7: Temperaturabhängige Änderung der Leitfähigkeit eines Halbleiters [6]

der verwendeten Proben für unsere Überlegungen keine Rolle spielt.

Bedeutsamer ist die Elektron-Phonon-Wechselwirkung, d.h. die Streuung von Elektronen an Gitterschwingungen. Je höher die Temperatur ist, desto mehr Phononen sind vorhanden und desto mehr Streuung ist zu erwarten, was sich oberhalb der Debye-Temperatur in einem proportionalen Anstieg des elektrischen Widerstandes mit der Temperatur äußert. Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozess ist proportional zur Temperatur.

In dotierten Halbleitern spielt die Streuung an geladenen Störstellen, also ionisierten Donatoren oder Akzeptoren, eine bedeutsame Rolle. Der Streumechanismus basiert dabei auf der Coulomb-Wechselwirkung zwischen Ladungsträger und der geladenen Störstelle. Der Wirkungsquerschnitt hierfür ist nach Boltzmann proportional zum reziproken Quadrat der Temperatur.

2.6 Der Halleffekt in Halbleitern

Betrachtet man zunächst einen positiv dotierten Halbleiter, der senkrecht von einem Magnetfeld \vec{B} durchsetzt wird, so werden die den Strom bildenden beweglichen Ladungsträger, also in diesem Fall die Löcher, aufgrund der Lorentz-Kraft senkrecht zu Magnetfeld und Bewegungsrichtung abgelenkt. Der entstehende Ladungsüberschuss bewirkt eine rücktreibende elektrische

Kraft. Im Kräftegleichgewicht verbleibt eine Potentialdifferenz, die sogenannte Hallspannung U_H . Man beachte, dass sich die Ladungsträger in diesem Gleichgewicht wieder geradlinig wie im ungestörten Fall fortbewegen. Es gilt in dieser Situation:

$$F_L = ev_d B \stackrel{!}{=} -F_{el} = -e \cdot |\vec{E}| = e \cdot \frac{U_H}{b} \quad (13)$$

wobei v_d die Driftgeschwindigkeit der Löcher im Halbleiter und $|\vec{E}|$ der Betrag des entstehenden elektrischen Feldes ist. Das Vorzeichen von U_H ist in Anlehnung an [4] gewählt. b ist die Ausdehnung der betrachteten Probe parallel zu den wirkenden Kräften. Wenn p die Ladungsträgerdichte im p-Typ Halbleiter, A den Querschnitt der Probe und \vec{j} die Stromdichte bezeichnet, dann gilt

$$|\vec{j}| = pev_d = \frac{I}{A} \Leftrightarrow v_d = \frac{I}{Ape} = \frac{I}{bdpe} \quad (14)$$

Aus (13) und (14) folgt schließlich

$$U_H = Bbv_d = \frac{I}{dpe} \cdot B =: R_H \frac{BI}{d} \quad (15)$$

$R_H = \frac{1}{pe}$ ist die sogenannte *Hallkonstante*. Betrachtet man nun ein Material, in dem Elektronen als Majoritätsladungsträger fungieren, ergibt sich das in Abbildung 8 dargestellte Bild. Bei gleichbleibender Stromrichtung werden Elektronen und Löcher zum gleichen Rand der Probe abgelenkt. Aufgrund ihrer negativen Ladung verläuft das Feld im Falle der Elektronen in die andere Richtung, weshalb die Hallspannung ihr Vorzeichen wechselt. Ist n die Elektronendichte, so erhält man folglich für die Hallkonstante $R_H = -\frac{1}{ne}$. Das Vorzeichen der Hallkonstante macht also eine Aussage über die Art der Dotierung einer Halbleiterprobe, ihr Betrag über die Stärke der Dotierung.

Für eine genauere Betrachtung ist zu berücksichtigen, dass die Geschwindigkeiten der Ladungsträger thermisch verteilt sind, also der Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung folgen. Sie verfügen deshalb über unterschiedliche kinetische Energien, was erheblichen Einfluss auf die Driftgeschwindigkeit v_d hat. Diese wird bestimmt durch die Streumechanismen im Material, die wiederum von der Energie der gestreuten Teilchen abhängen (siehe 2.5). v_d wird auch energieabhängig, was in obiger Herleitung durch die Einführung eines Korrekturfaktors r berücksichtigt wird. Der Wert von r wird durch den jeweils vorherrschenden Streumechanismus bestimmt und kann [4] entnommen werden. Für die Hallkonstante ergibt sich jetzt:

$$R_H = \frac{r}{pe} \quad \text{bzw.} \quad R_H = -\frac{r}{ne} \quad (16)$$

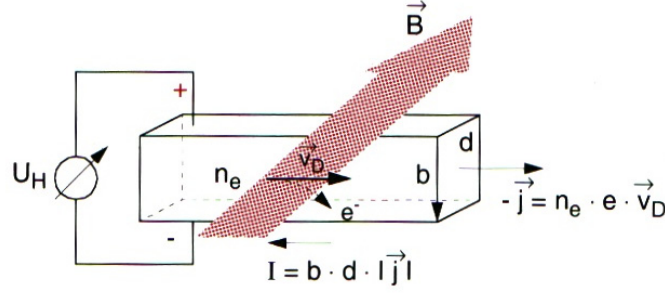


Abbildung 8: Halleffekt [1]

Es ist zu beachten, dass r für Löcher- und Elektronenleitung im allgemeinen nicht identisch ist, da sich die Streuprozesse im Valenz- und Leitungsband unterscheiden können.

Man definiert nun als charakteristische Größe eines Halbleiter die *Hallbeweglichkeit* μ_H :

$$\mu_H \stackrel{\text{def}}{=} |R_H \cdot \sigma| = r \cdot \mu \quad (17)$$

Der rechte Teil folgt mit Hilfe der Gleichungen (9) und (16).

2.7 Die Messmethode nach van der Pauw

Um die oben diskutierten charakteristischen Größen zu ermitteln, wird unter Benutzung der von van der Pauw entwickelten Methode der spezifische Widerstand sowie die Hallkonstante des Halbleiters gemessen. Hierbei wird von einer flachen, scheibenförmigen Probe ausgegangen, die über vier Kontakte A , B , C und D verfügt. Des weiteren muss für die nachfolgenden Überlegungen vorausgesetzt werden, dass der Halbleiter keine Löcher aufweist, eine konstante Dicke d hat und lateral homogen dotiert ist. Die Kontakte müssen auf dem Rand der Probe liegen und genügend klein sein. Der Querschnitt der Probe ist beliebig, in unserem Fall aber quadratisch, wobei sich die Kontakte in den Ecken befinden.

Um den spezifischen Widerstand ρ zu messen, wird durch jeweils zwei benachbarte Kontakte ein Strom geleitet, während zwischen den beiden anderen die Spannung gemessen wird, vergleiche Abbildung 9. Auf diese Weise lassen sich folgende Widerstände bestimmen:

$$R_{AB,CD} = \frac{|U_{CD}|}{I_{AB}}, \quad R_{BC,DA} = \frac{|U_{DA}|}{I_{BC}} \quad (18)$$

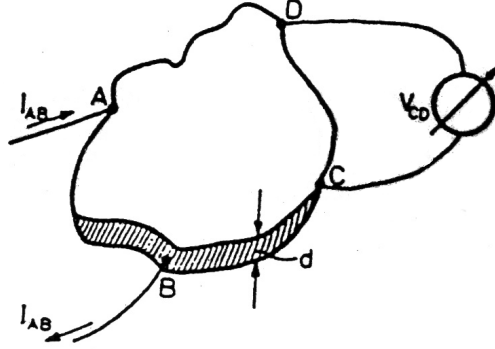


Abbildung 9: Verschaltung zur Widerstandsmessung [4]

Zur Ableitung des spezifischen Widerstandes nutzt man das in [4] angegebene und in dieser Situation gültige *van der Pauw Theorem*:

$$e^{-\pi \frac{d}{\rho} R_{AB,CD}} + e^{-\pi \frac{d}{\rho} R_{BC,DA}} = 1 \quad (19)$$

Diese Gleichung besitzt keine analytische Lösung. Mittels eines numerischen Verfahrens erhält man

$$\rho = \frac{\pi d}{2 \ln 2} (R_{AB,CD} + R_{BC,DA}) \cdot f \quad (20)$$

mit f dem sogenannten van der Pauw-Faktor, der Werte zwischen 0 und 1 annehmen kann und aus den Widerstandsverhältnissen anhand Abb. 10 abgelesen werden kann.

Abbildung 11 zeigt die Verschaltung der Kontakte zur Messung des Halleffektes. Der Strom fließt jetzt durch gegenüberliegende Kontakte, während die Spannung an den beiden verbleibenden Anschlüssen gemessen und die scheibenförmige Probe senkrecht von einem Magnetfeld \vec{B} durchsetzt wird. Bei ausgeschaltetem Magnetfeld misst man folgenden Widerstand

$$R_{AC,BD} = \frac{|U_{BD}|}{I_{AC}} \quad (21)$$

(die sogenannte Nullfeldmessung). U_{BD} verschwindet im allgemeinen nicht, weil neben dem Halleffekt weitere Effekte, die auch ohne Magnetfeld wirksam

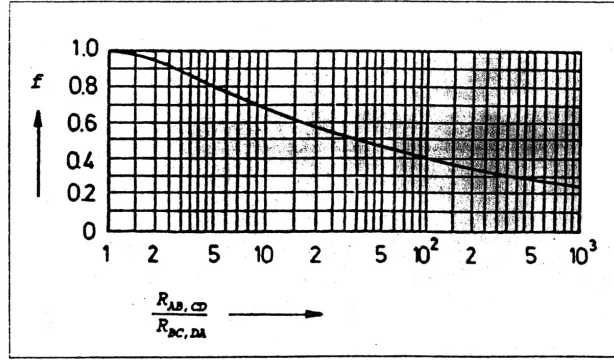


Abbildung 10: Van der Pauw-Korrekturfaktor [4]

sind, auftreten (siehe Abschnitt 2.9). Wird \vec{B} eingeschaltet, ändert sich der betrachtete Widerstand:

$$\Delta R_{AC,BD} = \frac{\Delta U_{BD}}{I_{AC}} = \frac{U_H}{I_{AC}} \stackrel{(15)}{=} R_H \frac{B}{d} \quad (22)$$

Aufgrund der bereits oben erwähnten zusätzlichen Effekte treten weitere Spannungen auf, die zu erheblichen systematischen Fehlern führen würden. Deshalb werden diese durch in 2.9 und 4.1 beschriebene Mittelwertbildungen herausgerechnet.

2.8 Messgrößen

Die von uns zu bestimmenden Größen hängen zum Teil empfindlich von der Probendicke d ab. Wichtig ist hierbei die elektrische Schichtdicke, in der Ladungstransport stattfindet. Eine scharfe Grenze ist jedoch meist nicht vorhanden, z.B. durch die Methode der Dotierung bedingt. Da die Probendicke also offenbar nur mit großer Unsicherheit angegeben werden könnte, werden die Messgrößen auf d normiert. In Anlehnung an [4] erhalten auf diese Weise korrigierte Größen einen Index s :

$$\sigma_s = \frac{1}{\rho_s} := \frac{d}{\rho} ; R_{H_s} := \frac{R_H}{d} ; n_s/p_s = \left| \frac{r}{e R_{H_s}} \right| \quad (23)$$

Die Hallbeweglichkeit μ_H ist unabhängig von d und wird nicht angepasst.

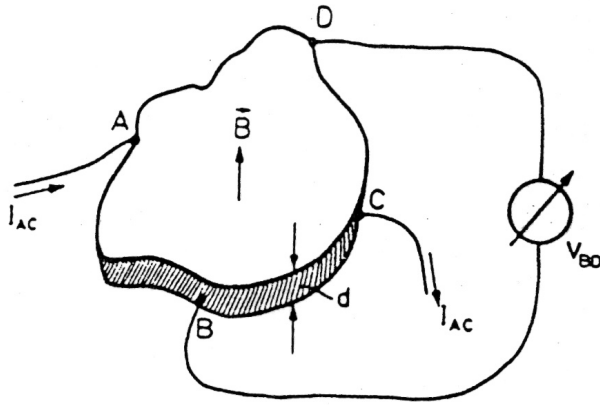


Abbildung 11: Verschaltung zur Halleffektmessung [4]

2.9 Zusätzliche Spannungen

Neben den gewünschten Potentialdifferenzen treten in unserem Versuchsaufbau zusätzliche, durch verschiedene Effekte bedingte Spannungen auf. Bereits bei ausgeschaltetem Magnetfeld misst man eine von 0 verschiedene Spannung aufgrund von Parallel- und Kontaktspannungen.

Die Natur der in [4] erwähnten Parallelspannung wird dort nicht näher erläutert, auch scheint es sich um keinen in der Literatur verwendeten, festen Begriff zu handeln. Wir vermuten, dass mit dieser Bezeichnung eine parallel zur Stromrichtung auftretende Spannung benannt ist, die durch eine Potentialdifferenz aufgrund des endlichen Widerstandes der Halbleiterprobe entsteht. Bei einem normalen, dünnen Leiter wird sich quer zum Strom keine solche Spannungsdifferenz bemerkbar machen, in einem scheibenförmigen Halbleiter allerdings könnte dadurch durchaus ein Beitrag in transversaler Richtung entstehen, z.B. aufgrund der nicht perfekten Symmetrie oder eines nicht geradlinigen Stromflusses. Dieser Ansatz kann die Unabhängigkeit der Parallelspannung vom Magnetfeld sowie ihren Vorzeichenwechsel mit Umkehrung der Stromrichtung erklären.

Kontaktspannungen treten bei Berührung von Materialien mit unterschiedlichen Austrittsarbeiten auf. Außerdem liefern der Peltier- und der dazu inverse Seebeck-Effekt einen Beitrag, indem Temperaturdifferenzen zwischen den Elektroden zu einer Thermospannung zwischen diesen führt und umgekehrt. Bei eingeschaltetem Magnetfeld treten zusammen mit dem Halleffekt drei

weitere Quellen für Spannungen auf:

- **Ettinghausen-Effekt:** Mit dem Halleffekt entsteht entlang der sich ausbildenden Potentialdifferenz transversal zur Stromrichtung ein Temperaturgefälle. Dieses sorgt im Halbleiter für eine Verschiebung von Ladungsträgern, was seinerseits wieder eine Spannung U_E hervorruft, die der Hallspannung gleichgerichtet ist. Aus diesem Grunde lässt sich U_E durch Mittelung nicht beseitigen und geht als systematischer Fehler in unsere Messung ein. Allerdings liegt nach [4] U_E im Bereich von 10^{-8} V und befindet sich damit weit unterhalb der Messgenauigkeit.
- **Righi-Leduc-Effekt:** Dieser Effekt entsteht analog zum Halleffekt, wobei hier nicht ein elektrischer Strom, sondern ein Temperaturgradient in gleicher Richtung die Ursache darstellt. Durch das Magnetfeld werden langsame und schnelle Ladungsträger unterschiedlich stark abgelenkt, so dass sich nun transversal die Temperatur unterscheidet: Dorthin, wo schnelle Ladungsträger abgelenkt werden, ist die Temperatur höher. Die transversale Temperaturdifferenz bewirkt wieder eine Verschiebung der Ladungsträger, resultierend in einer Spannung U_R .
- **Nernst-Effekt:** Wie der Righi-Leduc-Effekt erzeugt auch dieser bedingt durch einen Temperaturgradienten über der Probe eine Spannung U_N . Diese thermomagnetischen Effekte hängen von der Richtung des Magnetfeldes ab, jedoch nicht von der Stromrichtung.

Zusammen mit Parallelspannung U_P und Thermospannung U_T überlagern sich diese Effekte dem Halleffekt. Man betrachtet nun folgende Kombinationen von Magnetfeld- und Stromrichtungen:

$$U(+I, +B) = +U_H + U_E + U_P + U_T + U_R + U_N \quad (24)$$

$$U(-I, +B) = -U_H - U_E - U_P + U_T + U_R + U_N \quad (25)$$

$$U(+I, -B) = -U_H - U_E + U_P + U_T - U_R - U_N \quad (26)$$

$$U(-I, -B) = +U_H + U_E - U_P + U_T - U_R - U_N \quad (27)$$

Dann folgt, sogar ohne dass die in 2.7 behandelte Messung des Widerstandes ohne Magnetfeld (Nullfeldmessung) nötig ist:

$$U_H (+ U_E) = \frac{1}{4} (\{U(+I, +B) - U(-I, +B)\} - \{U(+I, -B) - U(-I, -B)\}) \quad (28)$$

3 Versuchsaufbau

Zentraler Bestandteil des Versuchsaufbaus, den wir Abbildung 12 schematisch dargestellt haben, ist eine Vakuumkammer, in der mittels einer Vor- und einer mit einem Ventilator gekühlten Turbopumpe ein Vakuum erzeugt wird. Ein Kompressor mit geschlossenem Helium-Kreislauf dient zur Kühlung des Kammerinneren, im Idealfall herunter bis auf eine Temperatur von rund 40 K. Ein Wasserkreislauf sorgt für die Kühlung des Kompressors.

Die beiden zu vermessenden Halbleiterproben aus Germanium und Gallium-

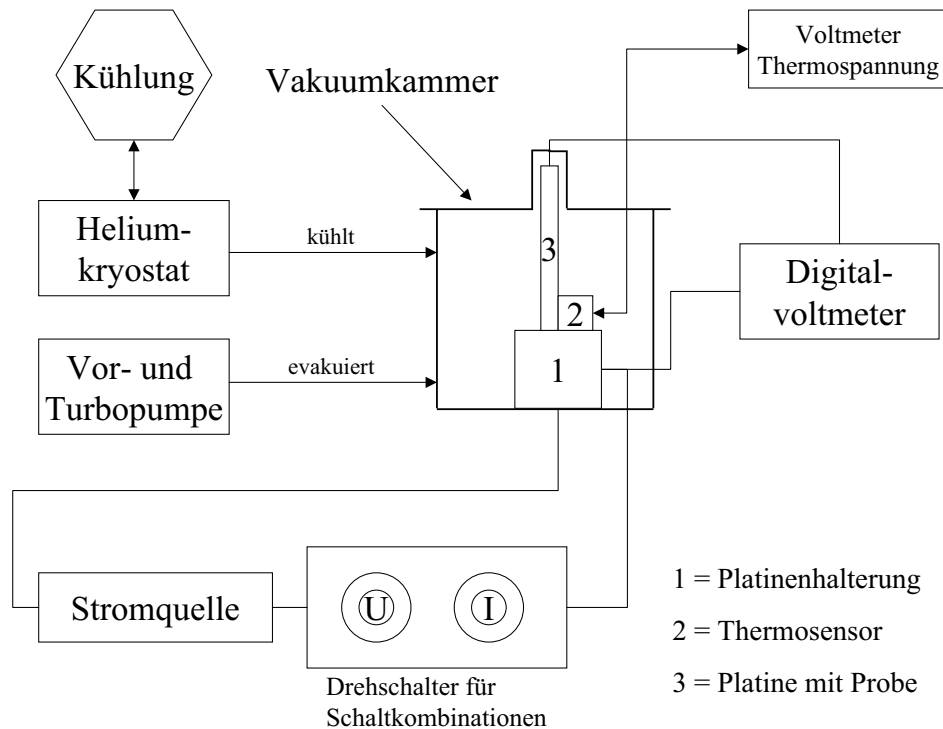


Abbildung 12: Schema des Versuchsaufbaus

marsenid sind jeweils auf einer Platine angebracht und können in der Kammer so befestigt werden, dass die Probe sich in einer passgenauen Ausbuchtung im Gefäßdeckel befindet. Die Kontakte der Platine werden durch einen Stecker mit der Elektronik verbunden, wobei die verschiedenen Schaltungskombinationen mit zwei Drehschaltern für Strom bzw. Spannung eingestellt werden können. Die den Schalterpositionen entsprechenden Schaltungen sind in [4] angegeben, vergleiche auch die Tabellen 1 und 2. Es steht ein Permanentmagnet zur Verfügung, zwischen dessen Polschuhen die Ausbuchtung des

| | Strom | | Spannung | |
|-------------|-------------------|----------|----------|----------|
| Messung Nr. | Kontakte | Schalter | Kontakte | Schalter |
| 1 | $1 \rightarrow 2$ | 1 | $3 + 4$ | 1 |
| 2 | $2 \rightarrow 1$ | 2 | $3 + 4$ | 1 |
| 3 | $2 \rightarrow 3$ | 3 | $1 + 4$ | 2 |
| 4 | $3 \rightarrow 2$ | 4 | $1 + 4$ | 2 |
| 5 | $3 \rightarrow 4$ | 5 | $1 + 2$ | 3 |
| 6 | $4 \rightarrow 3$ | 6 | $1 + 2$ | 3 |
| 7 | $4 \rightarrow 1$ | 7 | $2 + 3$ | 4 |
| 8 | $1 \rightarrow 4$ | 8 | $2 + 3$ | 4 |

Tabelle 1: Schalterpositionen für die Widerstandsmessung

| | | Strom | | Spannung | |
|-------------|------------|-------------------|----------|----------|----------|
| Messung Nr. | Magnetfeld | Kontakte | Schalter | Kontakte | Schalter |
| 1 | S | $2 \rightarrow 4$ | 9 | $1 + 3$ | 5 |
| 2 | S | $4 \rightarrow 2$ | 10 | $1 + 3$ | 5 |
| 3 | S | $1 \rightarrow 3$ | 11 | $2 + 4$ | 8 |
| 4 | S | $3 \rightarrow 1$ | 12 | $2 + 4$ | 8 |
| 5 | N | $2 \rightarrow 4$ | 9 | $1 + 3$ | 5 |
| 6 | N | $4 \rightarrow 2$ | 10 | $1 + 3$ | 5 |
| 7 | N | $1 \rightarrow 3$ | 11 | $2 + 4$ | 8 |
| 8 | N | $3 \rightarrow 1$ | 12 | $2 + 4$ | 8 |
| 9 | 0 | $2 \rightarrow 4$ | 9 | $1 + 3$ | 5 |
| 10 | 0 | $4 \rightarrow 2$ | 10 | $1 + 3$ | 5 |

Tabelle 2: Schalterstellungen für die Halleffektmessung

Gefäßdeckels genau passt, so dass die Probe gleichmäßig vom Magnetfeld durchsetzt wird. Die Pole sind mit einer grünen und einer roten Markierung versehen, wir identifizieren den grünen Polschuh gemäß der üblichen Konvention als den Südpol.

Die Stromstärke durch die Probe ist bereits optimal eingestellt und wird während des gesamten Versuches konstant gehalten. Die jeweils gemessene Spannung kann an einer digitalen Anzeige abgelesen werden. In die Platine der Germaniumprobe ist ein Thermosensor integriert. Die ebenfalls angezeigte Spannung dieses Sensors kann mit Hilfe einer im Praktikumsraum ausliegenden Tabelle in Temperatur umgerechnet werden. Die graduelle Erwärmung der Probe sowie das Halten der Temperatur bei gleichzeitig arbeitender Kühlung erfolgt über einen Heizstrom, der von uns zwischen 0 und 1 A geregelt

werden kann.

Da das Vakuum der besseren Isolation und somit zur Unterstützung der Kühlung dient, muss die Kammer erst bei der Messung der Temperaturabhängigkeiten evakuiert werden. Bei den Messungen bei Zimmertemperatur ist dies also nicht notwendig.

4 Versuchsdurchführung und Auswertung

4.1 Bestimmung des spezifischen Widerstandes

Während der gesamten Versuchsdurchführung halten wir die Stromstärke konstant auf einem Wert von $I = (100,00 \pm 0,02) \mu\text{A}$. Die Raumtemperatur, die an einem Thermometer abgelesen werden kann, beträgt 24°C . Wir beginnen unsere Messungen mit der GaAs-Probe.

Wir messen nun nach dem in Tabelle 1 angegebenen Schema Spannungen und nehmen auf diese Weise für beide Proben jeweils fünf Datenreihen auf. Wie in Tabelle 1 zu erkennen ist, wird jeweils für beide Stromrichtungen gemessen, um den Einfluss von störenden, sich additiv auf die Messwerte auswirkenden Spannungen, wie z.B. Kontaktspannungen, durch geeignete Mittelwertbildung eliminieren zu können. Auf diese Weise ergeben sich die folgenden Widerstände

$$R_{12,34} = \frac{|U_1 - U_2|}{2I} \quad , \quad R_{23,41} = \frac{|U_3 - U_4|}{2I} \quad (29)$$

$$R_{34,12} = \frac{|U_5 - U_6|}{2I} \quad , \quad R_{41,23} = \frac{|U_7 - U_8|}{2I} \quad (30)$$

wobei U_i dem Mittelwert \overline{U} der Messreihe i entspricht. Zur Ermittlung der Fehler auf die Spannungen berechnen wir zunächst die Standardabweichung σ für jede feste Schalterstellung und kombinieren diese mit einem systematischen Fehler $\sigma_{sys} = 0,001 \text{ mV}$ zu

$$\sigma_{\overline{U}} = \sqrt{\sigma_{sys}^2 + \sigma^2} \quad (31)$$

Die Messwerte sowie die abgeleiteten Daten sind im Anhang in Tabelle 8 zu finden. Der Fehler auf die Widerstände lautet

$$\sigma_R = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{\overline{U}_i}}{2I}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\overline{U}_j}}{2I}\right)^2 + \left(\sigma_I \frac{R}{I}\right)^2} \quad (32)$$

Aus den Verhältnissen der Widerstände aus (29) bzw. (30), die in den entsprechenden Tabellen schlicht als 'Verhältnis' bezeichnet werden, lässt sich mit

Abbildung 10 der van der Pauw-Faktor f ablesen. Zu den Details der Bestimmung von f verweisen wir auf 4.5.1. Wir nehmen hierbei einen konstanten Ablesefehler $\sigma_f = 0,02$ an. Mit Hilfe von f lassen sich nun mit Gleichung (20) unter Beachtung der in (23) angegebenen Konvention die spezifischen, auf die elektrische Schichtdicke normierten Widerstände ρ_S der Messreihen 1 bis 4 bzw. 5 bis 8 bestimmen, mit einem Fehler von

$$\sigma_{\rho_S} = \frac{\pi}{2 \ln 2} \sqrt{(f\sigma_{R_i})^2 + (f\sigma_{R_j})^2 + (R_i + R_j)^2 \sigma_f^2} \quad (33)$$

Die soeben berechneten Größen sind in Tabelle 3 zusammengefasst. Das fehl-

| | Widerstand | $[\Omega]$ | $\sigma_R [\Omega]$ | |
|------------|-------------|------------|---------------------|----------------------------|
| | $R_{12,34}$ | 826,4 | 0,2 | |
| | $R_{23,41}$ | 1535,0 | 0,4 | |
| | $R_{34,12}$ | 826,5 | 0,2 | |
| | $R_{41,23}$ | 1535,1 | 0,4 | |
| Verhältnis | f | σ_f | $\rho_S [\Omega]$ | $\sigma_{\rho_S} [\Omega]$ |
| 0,54 | 0,95 | 0,02 | 5084 | 107 |
| 0,54 | 0,95 | 0,02 | 5084 | 107 |

Tabelle 3: Abgeleitete Größen der Widerstandsbestimmung von GaAs

ergewichtete Mittel der beiden spezifischen Widerstände beträgt

$$\rho_S(\text{GaAs}) = (5084 \pm 76) \Omega \quad (34)$$

Die auf d normierte Leitfähigkeit σ_S ist nun mit Fehler $\frac{\sigma_{\rho_S}}{\rho_S^2}$

$$\sigma_S(\text{GaAs}) = (197 \pm 3) \cdot 10^{-6} \Omega^{-1} \quad (35)$$

Nach Austausch der GaAs- durch die Ge-Probe verfahren wir vollkommen analog und erhalten nach identischer Auswertung (siehe dazu Tabelle 9 im Anhang und Tabelle 4)

$$\rho_S(\text{Ge}) = (14,0 \pm 0,3) \Omega \quad (36)$$

und damit für die Leitfähigkeit

$$\sigma_S(\text{Ge}) = (0,071 \pm 0,001) \Omega^{-1} \quad (37)$$

Offensichtlich verfügt die verwendete Germanium-Probe bei Zimmertemperatur über eine deutlich bessere Leitfähigkeit als die Galliumarsenid-Probe.

| | | | | |
|------------|-------------|------------|---------------------|----------------------------|
| | Widerstand | $[\Omega]$ | $\sigma_R [\Omega]$ | |
| | $R_{12,34}$ | 1,04 | 0,01 | |
| | $R_{23,41}$ | 7,21 | 0,01 | |
| | $R_{34,12}$ | 1,04 | 0,01 | |
| | $R_{41,23}$ | 7,20 | 0,01 | |
| Verhältnis | f | σ_f | $\rho_S [\Omega]$ | $\sigma_{\rho_S} [\Omega]$ |
| 6,95 | 0,75 | 0,02 | 14,0 | 0,4 |
| 6,94 | 0,75 | 0,02 | 14,0 | 0,4 |

Tabelle 4: Abgeleitete Größen der Widerstandsbestimmung von Ge

4.2 Bestimmung der Hallkonstanten mit Nullfeldmessung

Zur Bestimmung der Hallkonstanten benötigen wir die in Tabelle 2 aufgeführten Messkombinationen. Die Feldstärke des verwendeten Permanentmagneten ist mit $B = (0,138 \pm 0,001)$ T angegeben. In der Tabelle 2 bezeichnet 'N' die Stellung des Magneten, in welcher der Nordpol der Probe zugewandt ist, 'S' entsprechend umgekehrt. Messungen 9 und 10 sind Nullfeldmessungen ohne Magnet.

Pro Schaltung nehmen wir wieder fünf Messwerte auf und bestimmen Mittelwert und Fehler wie in Abschnitt 4.1, siehe Tabelle 10 im Anhang für das wiederum zuerst betrachtete GaAs. Nach Gleichung (22) lässt sich die Hallkonstante bestimmen, die dazu benötigte Spannungsänderung ermitteln wir wie folgt:

$$\Delta U_I = U_1 - U_9 \quad , \quad \Delta U_{II} = U_2 - U_{10} \quad (38)$$

$$\Delta U_{III} = U_5 - U_9 \quad , \quad \Delta U_{IV} = U_6 - U_{10} \quad (39)$$

Die Fehler hierbei pflanzen sich wie üblich nach Gauß fort. Wir beschränken uns auf die Messreihen 1, 2 und 5, 6, weil nur für die Strombeschaltung zwischen den Kontakten 2 und 4 eine Nullfeldmessung vorgenommen wird. Um die zum Nullfeld gehörenden Spannungswerte nicht sofort herauszumitteln, bilden wir den fehlergewichteten Mittelwert aus den Spannungswerten, bei denen das Magnetfeld gleich ausgerichtet war:

$$U_{B^+} = \left(\frac{U_I}{\sigma_{U_I}^2} - \frac{U_{II}}{\sigma_{U_{II}}^2} \right) \cdot \left(\frac{1}{\sigma_{U_I}^2} + \frac{1}{\sigma_{U_{II}}^2} \right)^{-1} \quad (40)$$

$$U_{B^-} = \left(\frac{U_{III}}{\sigma_{U_{III}}^2} - \frac{U_{IV}}{\sigma_{U_{IV}}^2} \right) \cdot \left(\frac{1}{\sigma_{U_{III}}^2} + \frac{1}{\sigma_{U_{IV}}^2} \right)^{-1} \quad (41)$$

| Spannungsdifferenzen | [mV] | $\sigma_{\Delta U}$ [mV] | |
|----------------------|------------------------|------------------------------|---------------------------------------|
| ΔU_I | -0,70 | 0,02 | |
| ΔU_{II} | 0,70 | 0,02 | |
| ΔU_{III} | 0,59 | 0,01 | |
| ΔU_{IV} | -0,59 | 0,01 | |
| U_{B+} [mV] | $\sigma_{U_{B+}}$ [mV] | R_{HS} [m ² /C] | $\sigma_{R_{HS}}$ [m ² /C] |
| -0,70 | 0,02 | -51 | 1 |
| U_{B-} [mV] | $\sigma_{U_{B-}}$ [mV] | R_{HS} [m ² /C] | $\sigma_{R_{HS}}$ [m ² /C] |
| 0,59 | 0,01 | -43 | 1 |

Tabelle 5: Abgeleitete Größen bei der Halleffektmessung in GaAs

Die Fehler auf U_{B+} und U_{B-} ergeben sich also zu

$$\sigma_{U_{B+}} = \left(\frac{1}{\sigma_{U_I}^2} + \frac{1}{\sigma_{U_{II}}^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (42)$$

$$\sigma_{U_{B-}} = \left(\frac{1}{\sigma_{U_{III}}^2} + \frac{1}{\sigma_{U_{IV}}^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (43)$$

Mit (22) resultieren jeweils die wieder auf die elektrische Schichtdicke d normierten Hallkonstanten, wobei für die aus U_{B-} berechnete ein zusätzliches Minuszeichen zu beachten ist, in Einklang mit [4], Gleichung 4.17. Per Fehlerfortpflanzung ergibt sich der Fehler auf die Hallkonstante zu

$$\sigma_{R_{HS}} = R_{HS} \sqrt{\left(\frac{\sigma_{U_{B\pm}}}{U_{B\pm}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_B}{B} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_I}{I} \right)^2} \quad (44)$$

Tabelle 5 zeigt die soeben ermittelten Größen. Das fehlergewichtete Mittel der beiden Hallkonstanten ist dann im Falle von GaAs

$$R_{HS}(\text{GaAs}) = (-45,0 \pm 0,6) \frac{\text{m}^2}{\text{C}} \quad (45)$$

Nach Gleichung (16) können wir nun aus der Hallkonstanten die auf Schichtdicke normierte Ladungsträgerdichte n_S bestimmen, wobei wir für den Korrekturfaktor r einen Wert von 1,18 angenommen haben. Zur Begründung dieses Schrittes verweisen wir auf Abschnitt 4.4. Die Hallbeweglichkeit μ_H berechnet sich gemäß Gleichung (17). Auf diese Weise erhalten wir unter Beachtung der Gaußschen Fehlerfortpflanzung für die Galliumarsenid-Probe

$$\underline{n_S(\text{GaAs}) = (164 \pm 2) \cdot 10^{15} \frac{1}{\text{m}^2}} \quad (46)$$

$$\underline{\mu_H(\text{GaAs}) = (0,0084 \pm 0,0001) \frac{\text{m}^2}{\text{Vs}}} \quad (47)$$

| Spannungsdifferenzen | [mV] | $\sigma_{\Delta U}$ [mV] | |
|----------------------|------------------------|-------------------------------|--|
| ΔU_I | -0,027 | 0,002 | |
| ΔU_{II} | 0,030 | 0,002 | |
| ΔU_{III} | 0,036 | 0,002 | |
| ΔU_{IV} | -0,033 | 0,002 | |
| U_{B+} [mV] | $\sigma_{U_{B+}}$ [mV] | R_{H_S} [m ² /C] | $\sigma_{R_{H_S}}$ [m ² /C] |
| -0,029 | 0,001 | -2,1 | 0,1 |
| U_{B-} [mV] | $\sigma_{U_{B-}}$ [mV] | R_{H_S} [m ² /C] | $\sigma_{R_{H_S}}$ [m ² /C] |
| 0,034 | 0,001 | -2,5 | 0,1 |

Tabelle 6: Abgeleitete Größen bei der Halleffektmessung in Ge

Für Germanium handeln wir gemäß der vorherigen Ausführungen entsprechend und verweisen auf die Tabellen 11 und 6. Unsere Ergebnisse für Germanium lauten

$$R_{H_S}(\text{Ge}) = (-2,29 \pm 0,06) \frac{\text{m}^2}{\text{C}} \quad (48)$$

$$n_S(\text{Ge}) = (323 \pm 9) \cdot 10^{16} \frac{1}{\text{m}^2} \quad (49)$$

$$\mu_H(\text{Ge}) = (0,122 \pm 0,003) \frac{\text{m}^2}{\text{Vs}} \quad (50)$$

Aus den Vorzeichen der Hallkonstanten von Ge und GaAs erkennen wir, dass beide Halbleiterproben n-dotiert sind. Sowohl Ladungsträgerkonzentration als auch Hallbeweglichkeit sind im Falle des Ge um mehr als eine Größenordnung größer.

4.3 Bestimmung der Hallkonstanten ohne Nullfeldmessung

Auch bei dieser Methode behandeln wir zuerst die GaAs-Probe, gefolgt von der Ge-Probe. Durch geeignete Kombination der in Tabelle 2 angegebenen Schaltkonfigurationen kann an dieser Stelle auf eine Nullfeldmessung verzichtet werden (siehe diesbezüglich Abschnitt 2.9). Zur Verwendung von Gleichung (28) benutzen wir für die Strombeschaltungen 2-4 und 1-3 die Zuordnung gemäß Tabelle 7. Daraus berechnet sich die normierte Hallkonstante nach

$$R_{H_S} = \frac{U_H}{BI}, \quad \sigma_{R_{H_S}} = \frac{1}{4BI} \sqrt{\sum_i \sigma_{U_i}^2 + \left(R_{H_S} \frac{\sigma_B}{B}\right)^2 + \left(R_{H_S} \frac{\sigma_I}{I}\right)^2} \quad (51)$$

Die beiden sich ergebenden Werte

$$R_{H_S}(2-4) = (-47 \pm 6) \frac{\text{m}^2}{\text{C}} \quad (52)$$

$$R_{H_S}(1-3) = (-43 \pm 6) \frac{\text{m}^2}{\text{C}} \quad (53)$$

werden fehlergewichtet gemittelt zu

$$R_{H_S} = (-45 \pm 4) \frac{\text{m}^2}{\text{C}} \quad (54)$$

Eine zu Abschnitt 4.2 analoge Auswertung ergibt dann schließlich

$$\underline{n_S(\text{GaAs}) = (164 \pm 15) \cdot 10^{15} \frac{1}{\text{m}^2}} \quad (55)$$

$$\underline{\mu_H(\text{GaAs}) = (0,0084 \pm 0,0007) \frac{\text{m}^2}{\text{Vs}}} \quad (56)$$

Die mit der selben Methode gewonnenen Ergebnisse für Germanium listen wir nachfolgend auf:

$$R_{H_S}(2-4) = (-2,3 \pm 0,3) \frac{\text{m}^2}{\text{C}} \quad (57)$$

$$R_{H_S}(1-3) = (-2,3 \pm 0,3) \frac{\text{m}^2}{\text{C}} \quad (58)$$

$$R_{H_S} = (-2,3 \pm 0,2) \frac{\text{m}^2}{\text{C}} \quad (59)$$

$$\underline{n_S(\text{Ge}) = (324 \pm 30) \cdot 10^{16} \frac{1}{\text{m}^2}} \quad (60)$$

$$\underline{\mu_H(\text{Ge}) = (0,122 \pm 0,011) \frac{\text{m}^2}{\text{Vs}}} \quad (61)$$

Die mit dieser Auswertungsmethode erzielten Resultate stimmen allesamt hervorragend mit den Ergebnissen aus der Prozedur mit Nullfeldmessung

| | 2-4 | 1-3 |
|-------------|-------|-------|
| $U(+I, +B)$ | U_1 | U_3 |
| $U(-I, +B)$ | U_2 | U_4 |
| $U(+I, -B)$ | U_5 | U_7 |
| $U(-I, -B)$ | U_6 | U_8 |

Tabelle 7: Zuordnung der Spannungen

überein. Allerdings sind bei dieser Methode die Fehler ganz erheblich größer, was darauf zurückzuführen ist, dass vier fehlerbehaftete Größen summiert werden. Ein Vorteil hierbei ist die weniger Zwischenschritte erforderliche Rechnung. Eine Mittelung der Ergebnisse beider Methoden macht unserer Meinung nach keinen Sinn, da die großen Fehlergrenzen im zweiten Fall sich auch auf diesen neuen Mittelwert und dessen dann ebenfalls großen Fehler fortpflanzen würden.

4.4 Messung der Temperaturabhängigkeit

Jetzt vermessen wir die Temperaturabhängigkeit der betrachteten Größen anhand der Germanium-Probe. Dazu evakuieren wir den Kryostaten, in welchem die Probe montiert ist, und kühlen diesen für ca. drei Stunden herunter. Auf diese Weise erreichen wir eine Temperatur von ungefähr 100 K. Der für die Kühlung verwendete Kompressor ist während der gesamten nun folgenden Messung in Betrieb.

Um die Temperatur auf die gewünschten Werte einzustellen, benutzen wir das stromgesteuerte Heizgerät, welches dem Kryostaten entgegenarbeitet. Deshalb ist es auch nur sehr schwer möglich, eine konstante Temperatur zu erreichen. Um Schwankungen zu minimieren, regeln wir die Heizung während der Messung ständig nach und versuchen, die Messdauer für eine fixe Temperatur möglichst gering zu halten (wir benötigen jeweils ca. 8 Minuten).

Jeweils der maximale und minimale Wert der Thermospannung während einer Messung wird aufgenommen und mit der ausliegenden Tabelle in Grad Celsius umkalibriert (Daten für unsere Messung in Abschnitt 6.8). Diese Tabelle ist auf 20°C normiert, weshalb wir unsere Werte sofort um die Differenz zur tatsächlichen Raumtemperatur von 24°C (während aller Messungen) korrigiert haben. Wir mitteln die beiden Extremwerte und verwenden das Ergebnis als durchschnittlichen Temperaturwert für unsere jeweilige Messung. Als Fehler verwenden wir den Abstand des Mittels zu den Extremwerten, erhöht um 1°C. Diese Erhöhung begründen wir durch zusätzliche Fehlerquellen, beispielsweise beobachten wir einen Temperaturanstieg um bis zu 2°C bei Annäherung der Hände an den Durchlass der Leitungen des Thermoelements in das Probengefäß.

Ausgehend von ungefähr 100 K haben wir 12 Messpunkte in den Bereich bis 273 K gelegt, zunächst mit einer Schrittweite von 10 K, die im Laufe der Messung auf 15 K und dann 20 K erhöht wurde. Für jede eingestellte Temperatur haben wir die Mess- und Auswertungsschritte der Abschnitte 4.1, 4.2 und 4.3 exakt wiederholt, insbesondere haben wir auch in diesem Versuchsteil jeweils fünf Spannungswerte aufgenommen, um die hier größeren Spannungsschwan-

kungen statistisch berücksichtigen zu können. Die zugehörigen Messwerte für die Widerstandsmessungen sowie die Halleffektmessungen befinden sich im Anhang in den Abschnitten 6.3 und 6.4. Die jeweiligen Zwischenergebnisse sind für jede Temperatur in den Abschnitten 6.5 und 6.6 tabelliert.

Wir erhalten nun also wiederum die Leitfähigkeit und jeweils mit und ohne Nullfeldmessung die Hallbeweglichkeit und Ladungsträgerdichte. Unsere Ergebnisse sind zusammen mit der jeweiligen Temperatur in Kelvin in den Tabellen des Abschnitts 6.7 zusammengefasst.

Wir plotten jetzt die logarithmierte Ladungsträgerdichte gegen die inverse Temperatur (Abb. 13 und 14). Auf die gleiche Weise geben wir die Leitfä-

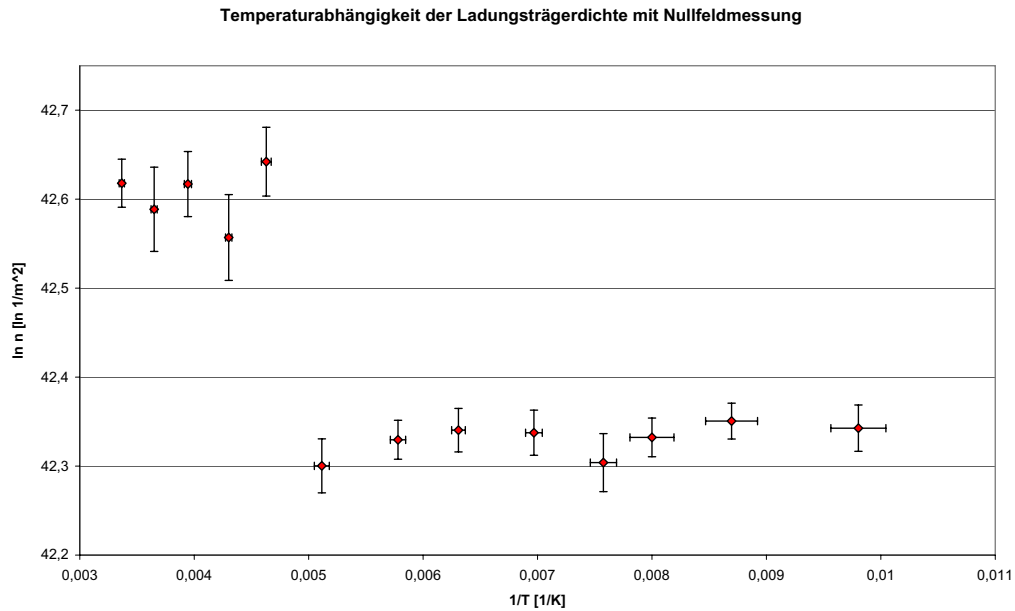


Abbildung 13: Ladungsträgerdichtediagramm mit Nullfeldmessung, n ist auf elektrische Schichtdicke normiert

higkeit in Abbildung 15 wieder. Des weiteren stellen wir die Hallbeweglichkeit als Funktion der Temperatur doppeltlogarithmisch dar (Abb. 16 und 17). Besonders augenfällig ist in allen Diagrammen ein Sprung zwischen 216 und 232,5 K. Da dieser vermutlich apparativ bedingt ist, werden wir diesen Effekt gesondert in Abschnitt 4.5.2 diskutieren und in der weiteren Interpretation der Graphen an dieser Stelle zunächst, soweit dies überhaupt möglich ist, vernachlässigen.

Abgesehen vom gerade erwähnten scharfen Übergang beobachten wir sowohl mit als auch ohne Nullfeldmessung eine mit der Temperatur konstante La-

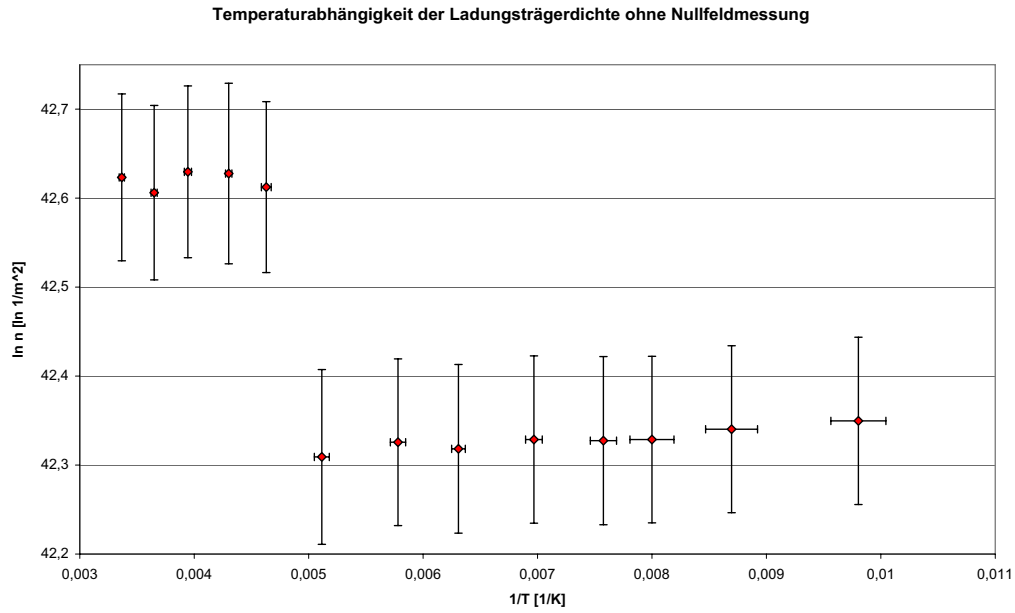


Abbildung 14: Ladungsträgerdichtediagramm ohne Nullfeldmessung, n ist auf elektrische Schichtdicke normiert

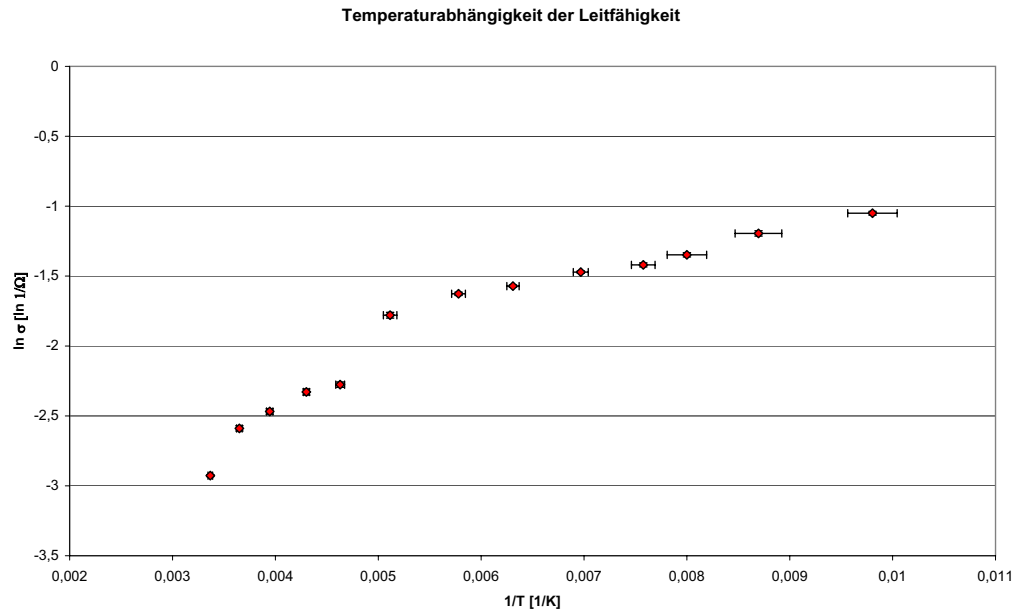


Abbildung 15: Leitfähigkeitsdiagramm, σ_S ist auf elektrische Schichtdicke normiert

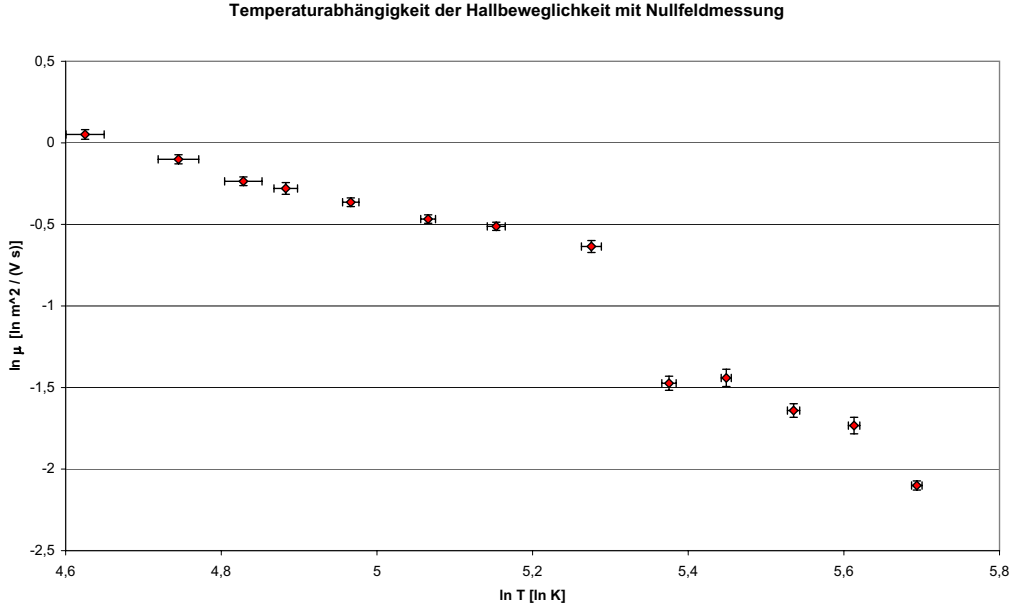


Abbildung 16: Beweglichkeit bei verschiedenen Temperaturen mit Nullfeldmessung

dungsträgerkonzentration (siehe z.B. Abb. 14). Bezugnehmend auf Abbildung 5 befinden wir uns also im Bereich der Störstellenerschöpfung.

Die Diskontinuität macht eine Interpretation der Temperaturabhängigkeit von μ_H schwierig. Zweifellos erkennt man einen Abfall der Hallbeweglichkeit mit steigender Temperatur, weshalb wir uns offenbar im Bereich der rechten Flanke der Abbildung 6 befinden. Demnach dominiert die Streuung an akustischen Phononen, womit der Korrekturfaktor $r = 1,18$ gerechtfertigt ist. In der gewählten doppeltlogarithmischen Darstellung erwarten wir einen linearen Zusammenhang mit Steigung $-\frac{3}{2}$.

Wir führen für beide durch den Sprung getrennte Datensätze jeweils einen Geradenfit durch und erhalten Steigungen $m = (-1,03 \pm 0,03) \ln\left(\frac{\text{m}^2}{\text{Vs}}\right) (\ln T)^{-1}$ bzw. $m = (-1,9 \pm 0,5) \ln\left(\frac{\text{m}^2}{\text{Vs}}\right) (\ln T)^{-1}$. Die Geraden haben wir in Abbildung 18 rot und zum Vergleich eine blaue Gerade mit der erwarteten Steigung dargestellt. Beide Werte entsprechen offensichtlich nicht unserer Erwartung. Eine weiterführende Analyse erscheint uns aufgrund des Sprunges allerdings zu spekulativ.

Die graphische Darstellung von $\ln \sigma_S$ gegen T^{-1} offenbart allgemein einen Anstieg der Leitfähigkeit mit sinkender Temperatur. Die Angabe des genauen Zusammenhanges, z.B. Linearität oder Veränderung der Steigung, ist durch

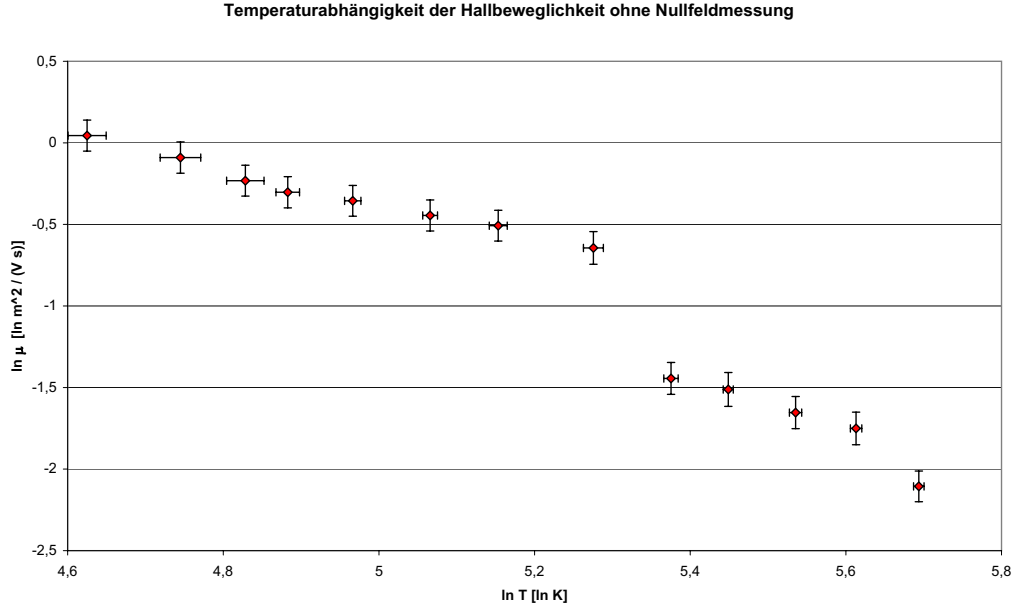


Abbildung 17: Beweglichkeit bei verschiedenen Temperaturen ohne Nullfeldmessung

die Unstetigkeit nicht möglich. Der Vergleich mit Abbildung 7 lässt vermuten, dass wir uns in dem relativ eng definierten Temperaturbereich bewegen, in dem σ_S mit sinkender Temperatur wächst.

Die etwas unsichere Interpretation der Temperaturabhängigkeit der drei Transportgrößen ist insofern konsistent, als dass im untersuchten Bereich bereits alle Donator-Niveaus ionisiert sind, während noch keine Anregung aus dem Valenzband stattfinden kann. Deshalb beobachten wir konstantes n_S , mit steigender Temperatur sinkende Leitfähigkeit σ_S und Verlauf von μ_H mit $T^{-\frac{3}{2}}$ in Einklang mit [6], Seite 177.

4.5 Problembehandlung

4.5.1 Van der Pauw-Faktor

Zur Bestimmung der spezifischen Widerstände müssen die jeweiligen van der Pauw-Faktoren f aus Abbildung 10 anhand der Widerstandsverhältnisse abgelesen werden. Die Ausführungen in [4], insbesondere die x-Achsenbeschriftung der Abbildung sowie z.B. Gleichung [4], 4.9, legen fest, wie das Widerstandsverhältnis zu bilden ist. Wie aus dem in der Graphik gezeigten Bereich ersichtlich ist, werden offenbar nur Verhältnisse größer 1 erwartet. In deut-

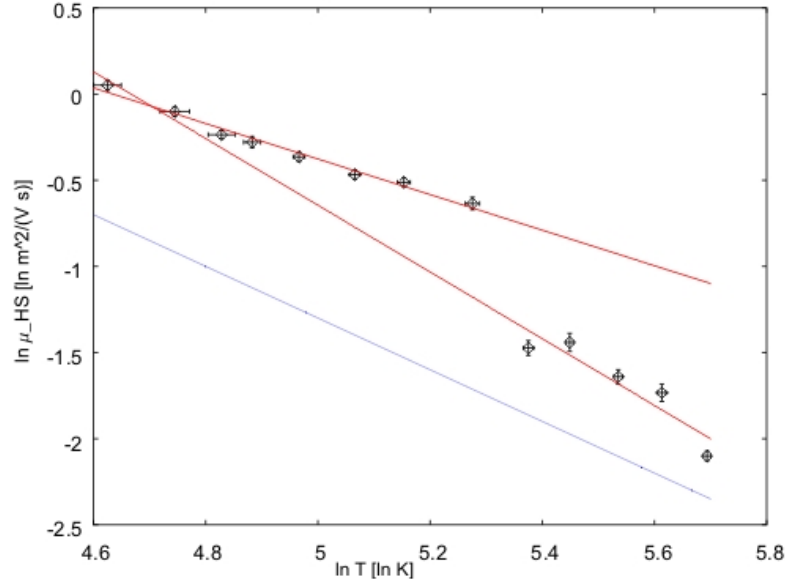


Abbildung 18: Geradenfits an die Daten der Beweglichkeit, ohne Nullfeldmessung

lichem Widerspruch dazu steht die auf der gleichen Seite in [4] gemachte Aussage, dass Widerstandsverhältnisse größer als ein Drittel durch fehlerhafte Kontakte entstehen.

Dieser Widerspruch sowie die Tatsache, dass wir bei der Messung der Temperaturabhängigkeit sowohl Verhältnisse größer als auch deutlich kleiner 1 erhalten, lässt uns an der durch die Notation der Diplomarbeit nahegelegten Vorgehensweise zweifeln. Ohne eine befriedigende Lösung des Dilemmas liefern zu können, legen wir aufgrund praktikabler Ergebnisse (was natürlich leider keine gute Begründung ist) folgende Konvention fest:

Wir invertieren das Widerstandsverhältnis in der Achsenbeschriftung von Abbildung 10 und lesen dementsprechend ab. Für Verhältnisse, die bisher größer 1 waren und nun kleiner 1 sind, können wir nun natürlich nicht mehr ablesen. Der Verlauf des van der Pauw-Faktors legt es nahe, in diesen Fällen $f \equiv 1$ zu setzen.

Des weiteren erscheint es uns mysteriös, dass in f laut [4], Seite 34, nur 'Asymmetrien der Probenform und Kontaktanordnungen', also nur geometrische Größen, die eigentlich temperaturunabhängig sind, eingehen. Unseren Beobachtungen nach ist f jedoch alles andere als unabhängig von der Temperatur.

4.5.2 Sprung in der Temperaturabhängigkeit der Messgrößen

Die Qualität unserer Ergebnisse wird erheblich durch den Sprung zwischen 216 und 232,5 K, der alle Messungen durchzieht, gemindert. Dieser äußerte sich in einer spontanen, deutlichen und dauerhaften Spannungsänderung während der Messung bei 232,5 K. Eine physikalische Ursache, die in direktem Zusammenhang mit den von uns untersuchten Größen steht, halten wir für unwahrscheinlich. Folglich gehen wir von einer apparativen Ursache für diese Diskontinuität aus.

Es ist natürlich nicht von vornherein auszuschließen, dass ein Bedienfehler unsererseits dieses Artefakt ausgelöst hat. Allerdings trat der Fehler im Verlauf einer Messung, um genauer zu sein, während der Aufnahme der dritten Messreihe bei $T = 232,5$ K, auf. Da wir keinerlei Elemente abgesehen von den Drehschaltern zur Einstellung der Schaltungskonfigurationen bedient haben, ist eine fehlerhafte Handhabung nahezu unmöglich. Außerdem war bei diesem insgesamt elften Messzyklus bereits eine gewisse Routine vorhanden. Hinsichtlich der Auswertung können wir einen Rechenfehler o.ä. diesbezüglich ausschließen, da sämtliche Kalkulationstabellen vorgefertigt waren und auf genau einer Vorlage basierten.

Eine mögliche Erklärung liegt in einer plötzlichen Veränderung der Messapparatur wie das Durchbrennen eines Bauteiles. Für diese These spricht die Einmaligkeit dieses Ereignisses und die Tatsache, dass die zuvor in der Messreihe gewonnenen Daten nicht reproduziert werden konnten. Allerdings scheinen die danach aufgenommenen Messwerte in sich konsistent zu sein, insbesondere passen die Werte für die höheren Temperaturen gut zu den anfangs bei Raumtemperatur ermittelten Größen.

Diese Gegenargumente sprechen eher dafür, dass sich 'etwas' mit der Temperatur abrupt geändert hat. Jedoch sollte dieses Ereignis dann immer auftreten, was unseres Wissens nicht der Fall ist. Ferner können wir uns nicht erklären, was genau zu einem derart scharfen Übergang führen könnte.

Letztlich müssen wir zugeben, dass wir weder eine Vorstellung haben, warum, noch wie es zu diesem Sprung kommen konnte. Dies verhindert leider eine Bereinigung der Messwerte von diesem Artefakt.

5 Diskussion

Auch wenn uns keine Literaturwerte zum Vergleich zur Verfügung stehen, sind wir mit den Resultaten unserer Messungen bei Raumtemperatur und ihren relativ engen Fehlergrenzen durchaus zufrieden. Die Daten für eine einzelne feste Temperatur, die während des zweiten Versuchsteils gewonnen wurden, erscheinen uns trotz etwas größerer Schwankungen in Spannungen und Temperatur, die wir glauben kontrollieren zu können, brauchbar. Der funktionale Zusammenhang ist prinzipiell deutlich ausgeprägt und entspricht unseren Erwartungen, aber der Sprung macht eine genaue quantitative Auswertung unmöglich und haftet ärgerlicherweise all unseren Aussagen eine erhebliche Unsicherheit an. Die völlige Unkenntnis der Ursache seines Auftretens und seines physikalischen Ursprunges verstärkt die Problematik weiter. Der Natur dieses Artefaktes könnten wir wohl nur mittels einer erneuten Messung auf die Spur kommen.

Eine weitere Unsicherheit, die nach obigen Überlegungen vergleichsweise marginal erscheint, entsteht durch die widersprüchliche Darstellung der Bestimmung des van der Pauw-Faktors in [4]. Alles in allem wäre dieser Versuch ohne diese unerwarteten Probleme sicher zufriedenstellend gewesen.

6 Anhang

6.1 Messwerte Widerstandsmessungen

| Messreihe | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | \bar{U} [mV] | σ [mV] | $\sigma_{\bar{U}}$ [mV] |
|-----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------------|---------------|-------------------------|
| 1 | -82,609 | -82,635 | -82,649 | -82,662 | -82,673 | -82,65 | 0,02 | 0,02 |
| 2 | 82,606 | 82,632 | 82,646 | 82,659 | 82,670 | 82,64 | 0,02 | 0,02 |
| 3 | -153,438 | -153,480 | -153,505 | -153,522 | -153,543 | -153,50 | 0,04 | 0,04 |
| 4 | 153,443 | 153,479 | 153,505 | 153,522 | 153,541 | 153,50 | 0,04 | 0,04 |
| 5 | -82,623 | -82,645 | -82,659 | -82,672 | -82,682 | -82,66 | 0,02 | 0,02 |
| 6 | 82,607 | 82,630 | 82,644 | 82,657 | 82,666 | 82,64 | 0,02 | 0,02 |
| 7 | -153,479 | -153,503 | -153,523 | -153,541 | -153,560 | -153,52 | 0,03 | 0,03 |
| 8 | 153,461 | 153,485 | 153,507 | 153,524 | 153,542 | 153,50 | 0,03 | 0,03 |

Tabelle 8: Widerstandsmessungen von GaAs bei Zimmertemperatur

| Messreihe | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | \bar{U} [mV] | σ [mV] | $\sigma_{\bar{U}}$ [mV] |
|-----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------------|---------------|-------------------------|
| 1 | -0,106 | -0,106 | -0,106 | -0,105 | -0,104 | -0,105 | 0,001 | 0,001 |
| 2 | 0,102 | 0,102 | 0,102 | 0,102 | 0,102 | 0,102 | 0,000 | 0,001 |
| 3 | -0,722 | -0,721 | -0,722 | -0,722 | -0,722 | -0,722 | 0,000 | 0,001 |
| 4 | 0,720 | 0,719 | 0,719 | 0,719 | 0,719 | 0,719 | 0,000 | 0,001 |
| 5 | -0,104 | -0,104 | -0,105 | -0,104 | -0,104 | -0,104 | 0,000 | 0,001 |
| 6 | 0,103 | 0,103 | 0,103 | 0,103 | 0,104 | 0,103 | 0,000 | 0,001 |
| 7 | -0,719 | -0,720 | -0,719 | -0,719 | -0,720 | -0,719 | 0,001 | 0,001 |
| 8 | 0,721 | 0,721 | 0,721 | 0,721 | 0,720 | 0,721 | 0,000 | 0,001 |

Tabelle 9: Widerstandsmessungen von Ge bei Zimmertemperatur

6.2 Messwerte Halleffektmessungen

| Messreihe | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | \overline{U} [mV] | σ [mV] | $\sigma_{\overline{U}}$ [mV] |
|-----------|----------|----------|----------|----------|----------|---------------------|---------------|------------------------------|
| 1 | 70,081 | 70,107 | 70,122 | 70,133 | 70,141 | 70,117 | 0,024 | 0,024 |
| 2 | -70,121 | -70,146 | -70,159 | -70,169 | -70,178 | -70,155 | 0,022 | 0,022 |
| 3 | -71,351 | -71,371 | -71,384 | -71,394 | -71,401 | -71,380 | 0,020 | 0,020 |
| 4 | 71,355 | 71,378 | 71,390 | 71,400 | 71,409 | 71,386 | 0,021 | 0,021 |
| 5 | 71,401 | 71,407 | 71,411 | 71,418 | 71,431 | 71,414 | 0,012 | 0,012 |
| 6 | -71,432 | -71,440 | -71,448 | -71,458 | -71,462 | -71,448 | 0,012 | 0,012 |
| 7 | -70,169 | -70,175 | -70,181 | -70,193 | -70,197 | -70,183 | 0,012 | 0,012 |
| 8 | 70,173 | 70,178 | 70,184 | 70,195 | 70,199 | 70,186 | 0,011 | 0,011 |
| 9 | 70,813 | 70,817 | 70,820 | 70,823 | 70,824 | 70,819 | 0,005 | 0,005 |
| 10 | -70,848 | -70,852 | -70,855 | -70,855 | -70,857 | -70,853 | 0,004 | 0,004 |

Tabelle 10: Halleffektmessungen von GaAs bei Zimmertemperatur

| Messreihe | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | \overline{U} [mV] | σ [mV] | $\sigma_{\overline{U}}$ [mV] |
|-----------|----------|----------|----------|----------|----------|---------------------|---------------|------------------------------|
| 1 | 0,588 | 0,589 | 0,588 | 0,589 | 0,590 | 0,589 | 0,001 | 0,001 |
| 2 | -0,586 | -0,586 | -0,587 | -0,586 | -0,587 | -0,586 | 0,001 | 0,001 |
| 3 | -0,651 | -0,651 | -0,651 | -0,651 | -0,651 | -0,651 | 0,000 | 0,001 |
| 4 | 0,650 | 0,650 | 0,651 | 0,651 | 0,650 | 0,650 | 0,001 | 0,001 |
| 5 | 0,653 | 0,651 | 0,652 | 0,651 | 0,651 | 0,652 | 0,001 | 0,001 |
| 6 | -0,650 | -0,650 | -0,650 | -0,649 | -0,650 | -0,650 | 0,000 | 0,001 |
| 7 | -0,588 | -0,588 | -0,589 | -0,588 | -0,587 | -0,588 | 0,001 | 0,001 |
| 8 | 0,588 | 0,589 | 0,589 | 0,589 | 0,588 | 0,589 | 0,001 | 0,001 |
| 9 | 0,617 | 0,616 | 0,616 | 0,615 | 0,616 | 0,616 | 0,001 | 0,001 |
| 10 | -0,617 | -0,617 | -0,617 | -0,616 | -0,617 | -0,617 | 0,000 | 0,001 |

Tabelle 11: Halleffektmessungen von Ge bei Zimmertemperatur

6.3 Temperaturabhängigkeit: Messwerte Widerstandsmessung

| Messreihe | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | \overline{U} [mV] | σ [mV] | $\sigma_{\overline{U}}$ [mV] |
|-----------|----------|----------|----------|----------|----------|---------------------|---------------|------------------------------|
| 1 | -0,035 | -0,035 | -0,033 | -0,030 | -0,028 | -0,032 | 0,003 | 0,003 |
| 2 | 0,105 | 0,104 | 0,107 | 0,110 | 0,112 | 0,108 | 0,003 | 0,004 |
| 3 | -0,016 | -0,016 | -0,016 | -0,017 | -0,017 | -0,016 | 0,001 | 0,001 |
| 4 | 0,096 | 0,096 | 0,096 | 0,096 | 0,096 | 0,096 | 0,000 | 0,001 |
| 5 | -0,089 | -0,089 | -0,090 | -0,092 | -0,093 | -0,091 | 0,002 | 0,002 |
| 6 | 0,051 | 0,050 | 0,050 | 0,049 | 0,049 | 0,050 | 0,001 | 0,001 |
| 7 | -0,106 | -0,107 | -0,109 | -0,110 | -0,110 | -0,108 | 0,002 | 0,002 |
| 8 | 0,005 | 0,005 | 0,003 | 0,002 | 0,003 | 0,004 | 0,001 | 0,002 |

Tabelle 12: Messwerte der Widerstandsmessung bei 102 K

| Messreihe | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | \overline{U} [mV] | σ [mV] | $\sigma_{\overline{U}}$ [mV] |
|-----------|----------|----------|----------|----------|----------|---------------------|---------------|------------------------------|
| 1 | -0,034 | -0,039 | -0,046 | -0,051 | -0,055 | -0,045 | 0,009 | 0,009 |
| 2 | 0,125 | 0,121 | 0,114 | 0,111 | 0,108 | 0,116 | 0,007 | 0,007 |
| 3 | -0,027 | -0,026 | -0,021 | -0,020 | -0,018 | -0,022 | 0,004 | 0,004 |
| 4 | 0,100 | 0,101 | 0,108 | 0,111 | 0,113 | 0,107 | 0,006 | 0,006 |
| 5 | -0,102 | -0,100 | -0,098 | -0,097 | -0,096 | -0,099 | 0,002 | 0,003 |
| 6 | 0,058 | 0,060 | 0,063 | 0,066 | 0,068 | 0,063 | 0,004 | 0,004 |
| 7 | -0,115 | -0,115 | -0,117 | -0,118 | -0,118 | -0,117 | 0,002 | 0,002 |
| 8 | 0,013 | 0,014 | 0,013 | 0,014 | 0,014 | 0,014 | 0,001 | 0,001 |

Tabelle 13: Messwerte der Widerstandsmessung bei 115 K

| Messreihe | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | \bar{U} [mV] | σ [mV] | $\sigma_{\bar{U}}$ [mV] |
|-----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------------|---------------|-------------------------|
| 1 | -0,080 | -0,081 | -0,082 | -0,083 | -0,083 | -0,082 | 0,001 | 0,002 |
| 2 | 0,105 | 0,106 | 0,107 | 0,107 | 0,108 | 0,107 | 0,001 | 0,002 |
| 3 | -0,019 | -0,019 | -0,020 | -0,020 | -0,021 | -0,020 | 0,001 | 0,001 |
| 4 | 0,130 | 0,131 | 0,131 | 0,131 | 0,131 | 0,131 | 0,000 | 0,001 |
| 5 | -0,102 | -0,103 | -0,104 | -0,103 | -0,104 | -0,103 | 0,001 | 0,001 |
| 6 | 0,084 | 0,085 | 0,086 | 0,086 | 0,087 | 0,086 | 0,001 | 0,002 |
| 7 | -0,129 | -0,129 | -0,129 | -0,129 | -0,128 | -0,129 | 0,000 | 0,001 |
| 8 | 0,022 | 0,023 | 0,022 | 0,023 | 0,024 | 0,023 | 0,001 | 0,001 |

Tabelle 14: Messwerte der Widerstandsmessung bei 125 K

| Messreihe | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | \bar{U} [mV] | σ [mV] | $\sigma_{\bar{U}}$ [mV] |
|-----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------------|---------------|-------------------------|
| 1 | -0,098 | -0,099 | -0,098 | -0,099 | -0,098 | -0,098 | 0,001 | 0,001 |
| 2 | 0,103 | 0,104 | 0,105 | 0,104 | 0,105 | 0,104 | 0,001 | 0,001 |
| 3 | -0,022 | -0,022 | -0,022 | -0,022 | -0,022 | -0,022 | 0,000 | 0,001 |
| 4 | 0,140 | 0,140 | 0,140 | 0,140 | 0,140 | 0,140 | 0,000 | 0,001 |
| 5 | -0,107 | -0,107 | -0,107 | -0,108 | -0,107 | -0,107 | 0,000 | 0,001 |
| 6 | 0,096 | 0,096 | 0,096 | 0,097 | 0,097 | 0,096 | 0,001 | 0,001 |
| 7 | -0,132 | -0,132 | -0,132 | -0,132 | -0,132 | -0,132 | 0,000 | 0,001 |
| 8 | 0,030 | 0,029 | 0,030 | 0,030 | 0,031 | 0,030 | 0,001 | 0,001 |

Tabelle 15: Messwerte der Widerstandsmessung bei 132 K

| Messreihe | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | \bar{U} [mV] | σ [mV] | $\sigma_{\bar{U}}$ [mV] |
|-----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------------|---------------|-------------------------|
| 1 | -0,104 | -0,103 | -0,104 | -0,106 | -0,106 | -0,105 | 0,001 | 0,002 |
| 2 | 0,110 | 0,110 | 0,111 | 0,108 | 0,109 | 0,110 | 0,001 | 0,002 |
| 3 | -0,030 | -0,031 | -0,031 | -0,031 | -0,031 | -0,031 | 0,000 | 0,001 |
| 4 | 0,140 | 0,139 | 0,140 | 0,139 | 0,139 | 0,139 | 0,001 | 0,001 |
| 5 | -0,113 | -0,113 | -0,112 | -0,112 | -0,112 | -0,112 | 0,001 | 0,001 |
| 6 | 0,101 | 0,102 | 0,102 | 0,103 | 0,102 | 0,102 | 0,001 | 0,001 |
| 7 | -0,132 | -0,131 | -0,131 | -0,130 | -0,130 | -0,131 | 0,001 | 0,001 |
| 8 | 0,038 | 0,039 | 0,039 | 0,039 | 0,040 | 0,039 | 0,001 | 0,001 |

Tabelle 16: Messwerte der Widerstandsmessung bei 143,5 K

| Messreihe | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | \bar{U} [mV] | σ [mV] | $\sigma_{\bar{U}}$ [mV] |
|-----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------------|---------------|-------------------------|
| 1 | -0,121 | -0,124 | -0,125 | -0,123 | -0,123 | -0,123 | 0,001 | 0,002 |
| 2 | 0,114 | 0,111 | 0,111 | 0,113 | 0,114 | 0,113 | 0,002 | 0,002 |
| 3 | -0,042 | -0,040 | -0,039 | -0,040 | -0,040 | -0,040 | 0,001 | 0,001 |
| 4 | 0,147 | 0,149 | 0,149 | 0,149 | 0,149 | 0,149 | 0,001 | 0,001 |
| 5 | -0,121 | -0,120 | -0,121 | -0,122 | -0,122 | -0,121 | 0,001 | 0,001 |
| 6 | 0,115 | 0,116 | 0,115 | 0,115 | 0,116 | 0,115 | 0,001 | 0,001 |
| 7 | -0,134 | -0,134 | -0,135 | -0,136 | -0,135 | -0,135 | 0,001 | 0,001 |
| 8 | 0,054 | 0,053 | 0,053 | 0,053 | 0,055 | 0,054 | 0,001 | 0,001 |

Tabelle 17: Messwerte der Widerstandsmessung bei 158,5 K

| Messreihe | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | \bar{U} [mV] | σ [mV] | $\sigma_{\bar{U}}$ [mV] |
|-----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------------|---------------|-------------------------|
| 1 | -0,120 | -0,121 | -0,123 | -0,128 | -0,132 | -0,125 | 0,005 | 0,005 |
| 2 | 0,130 | 0,128 | 0,125 | 0,121 | 0,117 | 0,124 | 0,005 | 0,005 |
| 3 | -0,062 | -0,061 | -0,057 | -0,054 | -0,052 | -0,057 | 0,004 | 0,004 |
| 4 | 0,138 | 0,138 | 0,142 | 0,145 | 0,147 | 0,142 | 0,004 | 0,004 |
| 5 | -0,133 | -0,132 | -0,130 | -0,128 | -0,126 | -0,130 | 0,003 | 0,003 |
| 6 | 0,118 | 0,119 | 0,120 | 0,122 | 0,123 | 0,120 | 0,002 | 0,002 |
| 7 | -0,131 | -0,130 | -0,131 | -0,131 | -0,131 | -0,131 | 0,000 | 0,001 |
| 8 | 0,069 | 0,068 | 0,068 | 0,068 | 0,068 | 0,068 | 0,000 | 0,001 |

Tabelle 18: Messwerte der Widerstandsmessung bei 173 K

| Messreihe | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | \bar{U} [mV] | σ [mV] | $\sigma_{\bar{U}}$ [mV] |
|-----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------------|---------------|-------------------------|
| 1 | -0,101 | -0,115 | -0,123 | -0,132 | -0,140 | -0,122 | 0,015 | 0,015 |
| 2 | 0,178 | 0,170 | 0,167 | 0,161 | 0,154 | 0,166 | 0,009 | 0,009 |
| 3 | -0,068 | -0,067 | -0,069 | -0,070 | -0,071 | -0,069 | 0,002 | 0,002 |
| 4 | 0,158 | 0,161 | 0,164 | 0,165 | 0,165 | 0,163 | 0,003 | 0,003 |
| 5 | -0,164 | -0,162 | -0,162 | -0,161 | -0,158 | -0,161 | 0,002 | 0,002 |
| 6 | 0,120 | 0,126 | 0,131 | 0,135 | 0,139 | 0,130 | 0,007 | 0,008 |
| 7 | -0,163 | -0,163 | -0,161 | -0,157 | -0,153 | -0,159 | 0,004 | 0,004 |
| 8 | 0,065 | 0,068 | 0,074 | 0,078 | 0,084 | 0,074 | 0,008 | 0,008 |

Tabelle 19: Messwerte der Widerstandsmessung bei 195,5 K

| Messreihe | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | \bar{U} [mV] | σ [mV] | $\sigma_{\bar{U}}$ [mV] |
|-----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------------|---------------|-------------------------|
| 1 | -0,076 | -0,082 | -0,086 | -0,092 | -0,093 | -0,086 | 0,007 | 0,007 |
| 2 | 0,083 | 0,078 | 0,073 | 0,068 | 0,068 | 0,074 | 0,007 | 0,007 |
| 3 | -0,434 | -0,435 | -0,434 | -0,432 | -0,431 | -0,433 | 0,002 | 0,002 |
| 4 | 0,524 | 0,524 | 0,524 | 0,522 | 0,521 | 0,523 | 0,001 | 0,002 |
| 5 | -0,095 | -0,094 | -0,093 | -0,092 | -0,091 | -0,093 | 0,002 | 0,002 |
| 6 | 0,065 | 0,067 | 0,068 | 0,069 | 0,068 | 0,067 | 0,002 | 0,002 |
| 7 | -0,505 | -0,501 | -0,496 | -0,492 | -0,491 | -0,497 | 0,006 | 0,006 |
| 8 | 0,456 | 0,459 | 0,461 | 0,460 | 0,461 | 0,459 | 0,002 | 0,002 |

Tabelle 20: Messwerte der Widerstandsmessung bei 216 K

| Messreihe | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | \bar{U} [mV] | σ [mV] | $\sigma_{\bar{U}}$ [mV] |
|-----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------------|---------------|-------------------------|
| 1 | -0,054 | -0,064 | -0,074 | -0,075 | -0,077 | -0,069 | 0,010 | 0,010 |
| 2 | 0,115 | 0,105 | 0,100 | 0,092 | 0,089 | 0,100 | 0,010 | 0,010 |
| 3 | -0,477 | -0,479 | -0,469 | -0,491 | -0,491 | -0,481 | 0,010 | 0,010 |
| 4 | 0,549 | 0,551 | 0,545 | 0,568 | 0,569 | 0,556 | 0,011 | 0,011 |
| 5 | -0,104 | -0,102 | -0,104 | -0,097 | -0,097 | -0,101 | 0,004 | 0,004 |
| 6 | 0,066 | 0,069 | 0,074 | 0,069 | 0,070 | 0,070 | 0,003 | 0,003 |
| 7 | -0,552 | -0,545 | -0,533 | -0,557 | -0,554 | -0,548 | 0,010 | 0,010 |
| 8 | 0,480 | 0,483 | 0,480 | 0,505 | 0,504 | 0,490 | 0,013 | 0,013 |

Tabelle 21: Messwerte der Widerstandsmessung bei 232,5 K

| Messreihe | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | \bar{U} [mV] | σ [mV] | $\sigma_{\bar{U}}$ [mV] |
|-----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------------|---------------|-------------------------|
| 1 | -0,057 | -0,065 | -0,071 | -0,076 | -0,079 | -0,070 | 0,009 | 0,009 |
| 2 | 0,119 | 0,113 | 0,106 | 0,102 | 0,101 | 0,108 | 0,008 | 0,008 |
| 3 | -0,582 | -0,585 | -0,585 | -0,584 | -0,585 | -0,584 | 0,001 | 0,002 |
| 4 | 0,639 | 0,643 | 0,646 | 0,648 | 0,648 | 0,645 | 0,004 | 0,004 |
| 5 | -0,105 | -0,104 | -0,103 | -0,102 | -0,103 | -0,103 | 0,001 | 0,002 |
| 6 | 0,072 | 0,073 | 0,075 | 0,076 | 0,077 | 0,075 | 0,002 | 0,002 |
| 7 | -0,646 | -0,644 | -0,641 | -0,641 | -0,639 | -0,642 | 0,003 | 0,003 |
| 8 | 0,580 | 0,587 | 0,590 | 0,592 | 0,593 | 0,588 | 0,005 | 0,005 |

Tabelle 22: Messwerte der Widerstandsmessung bei 253,5 K

| Messreihe | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | \bar{U} [mV] | σ [mV] | $\sigma_{\bar{U}}$ [mV] |
|-----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------------|---------------|-------------------------|
| 1 | -0,078 | -0,086 | -0,088 | -0,093 | -0,097 | -0,088 | 0,007 | 0,007 |
| 2 | 0,141 | 0,135 | 0,133 | 0,127 | 0,125 | 0,132 | 0,006 | 0,006 |
| 3 | -0,623 | -0,624 | -0,624 | -0,624 | -0,626 | -0,624 | 0,001 | 0,001 |
| 4 | 0,658 | 0,661 | 0,662 | 0,663 | 0,664 | 0,662 | 0,002 | 0,003 |
| 5 | -0,123 | -0,122 | -0,121 | -0,120 | -0,120 | -0,121 | 0,001 | 0,002 |
| 6 | 0,098 | 0,098 | 0,099 | 0,101 | 0,101 | 0,099 | 0,002 | 0,002 |
| 7 | -0,668 | -0,667 | -0,663 | -0,662 | -0,663 | -0,665 | 0,003 | 0,003 |
| 8 | 0,617 | 0,618 | 0,622 | 0,628 | 0,626 | 0,622 | 0,005 | 0,005 |

Tabelle 23: Messwerte der Widerstandsmessung bei 274 K

6.4 Temperaturabhängigkeit: Messwerte Halleffektmes- sung

| Messreihe | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | \bar{U} [mV] | σ [mV] | $\sigma_{\bar{U}}$ [mV] |
|-----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------------|---------------|-------------------------|
| 1 | -0,133 | -0,133 | -0,133 | -0,131 | -0,129 | -0,132 | 0,002 | 0,002 |
| 2 | -0,020 | -0,020 | -0,020 | -0,018 | -0,016 | -0,019 | 0,002 | 0,002 |
| 3 | -0,009 | -0,009 | -0,009 | -0,008 | -0,008 | -0,009 | 0,001 | 0,001 |
| 4 | 0,044 | 0,044 | 0,044 | 0,045 | 0,045 | 0,044 | 0,001 | 0,001 |
| 5 | -0,045 | -0,044 | -0,045 | -0,043 | -0,041 | -0,044 | 0,002 | 0,002 |
| 6 | -0,097 | -0,097 | -0,097 | -0,095 | -0,095 | -0,096 | 0,001 | 0,001 |
| 7 | 0,075 | 0,075 | 0,075 | 0,075 | 0,076 | 0,075 | 0,000 | 0,001 |
| 8 | -0,037 | -0,037 | -0,036 | -0,036 | -0,035 | -0,036 | 0,001 | 0,001 |
| 9 | -0,082 | -0,081 | -0,081 | -0,081 | -0,081 | -0,081 | 0,000 | 0,001 |
| 10 | -0,053 | -0,053 | -0,053 | -0,053 | -0,053 | -0,053 | 0,000 | 0,001 |

Tabelle 24: Messwerte der Halleffektmessung bei 102 K

| Messreihe | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | \bar{U} [mV] | σ [mV] | $\sigma_{\bar{U}}$ [mV] |
|-----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------------|---------------|-------------------------|
| 1 | -0,125 | -0,125 | -0,125 | -0,126 | -0,127 | -0,126 | 0,001 | 0,001 |
| 2 | -0,008 | -0,007 | -0,007 | -0,008 | -0,007 | -0,007 | 0,001 | 0,001 |
| 3 | 0,011 | 0,013 | 0,016 | 0,018 | 0,018 | 0,015 | 0,003 | 0,003 |
| 4 | 0,060 | 0,062 | 0,065 | 0,066 | 0,067 | 0,064 | 0,003 | 0,003 |
| 5 | -0,043 | -0,044 | -0,044 | -0,044 | -0,044 | -0,044 | 0,000 | 0,001 |
| 6 | -0,091 | -0,091 | -0,091 | -0,090 | -0,090 | -0,091 | 0,001 | 0,001 |
| 7 | 0,102 | 0,102 | 0,103 | 0,102 | 0,103 | 0,102 | 0,001 | 0,001 |
| 8 | -0,017 | -0,017 | -0,017 | -0,017 | -0,017 | -0,017 | 0,000 | 0,001 |
| 9 | -0,084 | -0,084 | -0,084 | -0,083 | -0,084 | -0,084 | 0,000 | 0,001 |
| 10 | -0,048 | -0,047 | -0,047 | -0,047 | -0,047 | -0,047 | 0,000 | 0,001 |

Tabelle 25: Messwerte der Halleffektmessung bei 115 K

| Messreihe | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | \bar{U} [mV] | σ [mV] | $\sigma_{\bar{U}}$ [mV] |
|-----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------------|---------------|-------------------------|
| 1 | -0,123 | -0,124 | -0,123 | -0,123 | -0,122 | -0,123 | 0,001 | 0,001 |
| 2 | 0,000 | 0,000 | 0,001 | 0,002 | 0,002 | 0,001 | 0,001 | 0,001 |
| 3 | 0,024 | 0,025 | 0,025 | 0,026 | 0,026 | 0,025 | 0,001 | 0,001 |
| 4 | 0,069 | 0,069 | 0,070 | 0,071 | 0,071 | 0,070 | 0,001 | 0,001 |
| 5 | -0,037 | -0,037 | -0,038 | -0,038 | -0,040 | -0,038 | 0,001 | 0,002 |
| 6 | -0,082 | -0,081 | -0,082 | -0,083 | -0,083 | -0,082 | 0,001 | 0,001 |
| 7 | 0,111 | 0,110 | 0,110 | 0,109 | 0,109 | 0,110 | 0,001 | 0,001 |
| 8 | -0,013 | -0,014 | -0,014 | -0,015 | -0,015 | -0,014 | 0,001 | 0,001 |
| 9 | -0,081 | -0,081 | -0,081 | -0,082 | -0,081 | -0,081 | 0,000 | 0,001 |
| 10 | -0,041 | -0,042 | -0,042 | -0,041 | -0,042 | -0,042 | 0,001 | 0,001 |

Tabelle 26: Messwerte der Halleffektmessung bei 125 K

| Messreihe | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | \overline{U} [mV] | σ [mV] | $\sigma_{\overline{U}}$ [mV] |
|-----------|----------|----------|----------|----------|----------|---------------------|---------------|------------------------------|
| 1 | -0,120 | -0,121 | -0,120 | -0,120 | -0,119 | -0,120 | 0,001 | 0,001 |
| 2 | 0,006 | 0,006 | 0,007 | 0,007 | 0,008 | 0,007 | 0,001 | 0,001 |
| 3 | 0,031 | 0,031 | 0,031 | 0,032 | 0,032 | 0,031 | 0,001 | 0,001 |
| 4 | 0,074 | 0,073 | 0,073 | 0,074 | 0,075 | 0,074 | 0,001 | 0,001 |
| 5 | -0,030 | -0,026 | -0,024 | -0,023 | -0,025 | -0,026 | 0,003 | 0,003 |
| 6 | -0,072 | -0,068 | -0,065 | -0,065 | -0,068 | -0,068 | 0,003 | 0,003 |
| 7 | 0,120 | 0,121 | 0,122 | 0,122 | 0,121 | 0,121 | 0,001 | 0,001 |
| 8 | -0,006 | -0,005 | -0,004 | -0,004 | -0,006 | -0,005 | 0,001 | 0,001 |
| 9 | -0,070 | -0,071 | -0,071 | -0,072 | -0,074 | -0,072 | 0,002 | 0,002 |
| 10 | -0,028 | -0,030 | -0,030 | -0,032 | -0,033 | -0,031 | 0,002 | 0,002 |

Tabelle 27: Messwerte der Halleffektmessung bei 132 K

| Messreihe | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | \overline{U} [mV] | σ [mV] | $\sigma_{\overline{U}}$ [mV] |
|-----------|----------|----------|----------|----------|----------|---------------------|---------------|------------------------------|
| 1 | -0,114 | -0,115 | -0,115 | -0,116 | -0,116 | -0,115 | 0,001 | 0,001 |
| 2 | 0,013 | 0,013 | 0,014 | 0,014 | 0,013 | 0,013 | 0,001 | 0,001 |
| 3 | 0,028 | 0,029 | 0,029 | 0,029 | 0,029 | 0,029 | 0,000 | 0,001 |
| 4 | 0,069 | 0,069 | 0,069 | 0,069 | 0,069 | 0,069 | 0,000 | 0,001 |
| 5 | -0,030 | -0,031 | -0,030 | -0,028 | -0,026 | -0,029 | 0,002 | 0,002 |
| 6 | -0,070 | -0,070 | -0,069 | -0,067 | -0,065 | -0,068 | 0,002 | 0,002 |
| 7 | 0,114 | 0,114 | 0,115 | 0,116 | 0,117 | 0,115 | 0,001 | 0,002 |
| 8 | -0,015 | -0,014 | -0,014 | -0,013 | -0,013 | -0,014 | 0,001 | 0,001 |
| 9 | -0,068 | -0,067 | -0,068 | -0,068 | -0,069 | -0,068 | 0,001 | 0,001 |
| 10 | -0,023 | -0,022 | -0,023 | -0,024 | -0,024 | -0,023 | 0,001 | 0,001 |

Tabelle 28: Messwerte der Halleffektmessung bei 143,5 K

| Messreihe | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | \overline{U} [mV] | σ [mV] | $\sigma_{\overline{U}}$ [mV] |
|-----------|----------|----------|----------|----------|----------|---------------------|---------------|------------------------------|
| 1 | -0,109 | -0,108 | -0,107 | -0,104 | -0,103 | -0,106 | 0,003 | 0,003 |
| 2 | 0,025 | 0,026 | 0,028 | 0,029 | 0,029 | 0,027 | 0,002 | 0,002 |
| 3 | 0,034 | 0,035 | 0,035 | 0,035 | 0,026 | 0,033 | 0,004 | 0,004 |
| 4 | 0,070 | 0,071 | 0,071 | 0,072 | 0,072 | 0,071 | 0,001 | 0,001 |
| 5 | -0,018 | -0,019 | -0,019 | -0,019 | -0,020 | -0,019 | 0,001 | 0,001 |
| 6 | -0,054 | -0,054 | -0,054 | -0,054 | -0,055 | -0,054 | 0,000 | 0,001 |
| 7 | 0,119 | 0,117 | 0,115 | 0,115 | 0,113 | 0,116 | 0,002 | 0,002 |
| 8 | -0,015 | -0,017 | -0,018 | -0,019 | -0,020 | -0,018 | 0,002 | 0,002 |
| 9 | -0,062 | -0,061 | -0,063 | -0,062 | -0,062 | -0,062 | 0,001 | 0,001 |
| 10 | -0,014 | -0,014 | -0,015 | -0,015 | -0,015 | -0,015 | 0,001 | 0,001 |

Tabelle 29: Messwerte der Halleffektmessung bei 158,5 K

| Messreihe | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | \bar{U} [mV] | σ [mV] | $\sigma_{\bar{U}}$ [mV] |
|-----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------------|---------------|-------------------------|
| 1 | -0,103 | -0,105 | -0,107 | -0,107 | -0,106 | -0,106 | 0,002 | 0,002 |
| 2 | 0,032 | 0,032 | 0,031 | 0,031 | 0,030 | 0,031 | 0,001 | 0,001 |
| 3 | 0,025 | 0,023 | 0,021 | 0,021 | 0,022 | 0,022 | 0,002 | 0,002 |
| 4 | 0,058 | 0,055 | 0,054 | 0,054 | 0,055 | 0,055 | 0,002 | 0,002 |
| 5 | -0,020 | -0,021 | -0,022 | -0,020 | -0,020 | -0,021 | 0,001 | 0,001 |
| 6 | -0,054 | -0,053 | -0,053 | -0,053 | -0,052 | -0,053 | 0,001 | 0,001 |
| 7 | 0,108 | 0,108 | 0,109 | 0,109 | 0,110 | 0,109 | 0,001 | 0,001 |
| 8 | -0,028 | -0,027 | -0,028 | -0,027 | -0,026 | -0,027 | 0,001 | 0,001 |
| 9 | -0,061 | -0,062 | -0,061 | -0,061 | -0,061 | -0,061 | 0,000 | 0,001 |
| 10 | -0,010 | -0,010 | -0,010 | -0,011 | -0,010 | -0,010 | 0,000 | 0,001 |

Tabelle 30: Messwerte der Halleffektmessung bei 173 K

| Messreihe | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | \bar{U} [mV] | σ [mV] | $\sigma_{\bar{U}}$ [mV] |
|-----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------------|---------------|-------------------------|
| 1 | -0,115 | -0,115 | -0,114 | -0,115 | -0,116 | -0,115 | 0,001 | 0,001 |
| 2 | 0,032 | 0,034 | 0,034 | 0,034 | 0,034 | 0,034 | 0,001 | 0,001 |
| 3 | 0,027 | 0,028 | 0,028 | 0,029 | 0,028 | 0,028 | 0,001 | 0,001 |
| 4 | 0,052 | 0,053 | 0,053 | 0,053 | 0,052 | 0,053 | 0,001 | 0,001 |
| 5 | -0,030 | -0,026 | -0,023 | -0,016 | -0,015 | -0,022 | 0,006 | 0,007 |
| 6 | -0,051 | -0,048 | -0,045 | -0,039 | -0,038 | -0,044 | 0,006 | 0,006 |
| 7 | 0,115 | 0,116 | 0,118 | 0,120 | 0,121 | 0,118 | 0,003 | 0,003 |
| 8 | -0,034 | -0,032 | -0,030 | -0,028 | -0,027 | -0,030 | 0,003 | 0,003 |
| 9 | -0,057 | -0,057 | -0,059 | -0,059 | -0,059 | -0,058 | 0,001 | 0,001 |
| 10 | 0,004 | 0,003 | 0,003 | 0,002 | 0,002 | 0,003 | 0,001 | 0,001 |

Tabelle 31: Messwerte der Halleffektmessung bei 195,5 K

| Messreihe | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | \bar{U} [mV] | σ [mV] | $\sigma_{\bar{U}}$ [mV] |
|-----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------------|---------------|-------------------------|
| 1 | 0,338 | 0,336 | 0,334 | 0,333 | 0,336 | 0,335 | 0,002 | 0,002 |
| 2 | -0,395 | -0,395 | -0,396 | -0,396 | -0,399 | -0,396 | 0,002 | 0,002 |
| 3 | -0,399 | -0,398 | -0,399 | -0,401 | -0,402 | -0,400 | 0,002 | 0,002 |
| 4 | 0,459 | 0,459 | 0,459 | 0,460 | 0,460 | 0,459 | 0,001 | 0,001 |
| 5 | 0,400 | 0,401 | 0,401 | 0,401 | 0,402 | 0,401 | 0,001 | 0,001 |
| 6 | -0,460 | -0,458 | -0,456 | -0,454 | -0,453 | -0,456 | 0,003 | 0,003 |
| 7 | -0,337 | -0,337 | -0,336 | -0,335 | -0,334 | -0,336 | 0,001 | 0,002 |
| 8 | 0,396 | 0,396 | 0,395 | 0,395 | 0,394 | 0,395 | 0,001 | 0,001 |
| 9 | 0,368 | 0,367 | 0,369 | 0,368 | 0,367 | 0,368 | 0,001 | 0,001 |
| 10 | -0,418 | -0,417 | -0,416 | -0,416 | -0,415 | -0,416 | 0,001 | 0,002 |

Tabelle 32: Messwerte der Halleffektmessung bei 216 K

| Messreihe | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | \overline{U} [mV] | σ [mV] | $\sigma_{\overline{U}}$ [mV] |
|-----------|----------|----------|----------|----------|----------|---------------------|---------------|------------------------------|
| 1 | 0,375 | 0,377 | 0,386 | 0,387 | 0,391 | 0,383 | 0,007 | 0,007 |
| 2 | -0,452 | -0,454 | -0,460 | -0,459 | -0,459 | -0,457 | 0,004 | 0,004 |
| 3 | -0,453 | -0,462 | -0,461 | -0,461 | -0,461 | -0,460 | 0,004 | 0,004 |
| 4 | 0,502 | 0,511 | 0,511 | 0,512 | 0,513 | 0,510 | 0,004 | 0,005 |
| 5 | 0,454 | 0,457 | 0,458 | 0,461 | 0,462 | 0,458 | 0,003 | 0,003 |
| 6 | -0,519 | -0,517 | -0,518 | -0,517 | -0,515 | -0,517 | 0,001 | 0,002 |
| 7 | -0,399 | -0,399 | -0,399 | -0,398 | -0,398 | -0,399 | 0,001 | 0,001 |
| 8 | 0,452 | 0,453 | 0,453 | 0,454 | 0,454 | 0,453 | 0,001 | 0,001 |
| 9 | 0,426 | 0,426 | 0,428 | 0,426 | 0,428 | 0,427 | 0,001 | 0,001 |
| 10 | -0,481 | -0,482 | -0,481 | -0,481 | -0,481 | -0,481 | 0,000 | 0,001 |

Tabelle 33: Messwerte der Halleffektmessung bei 232,5 K

| Messreihe | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | \overline{U} [mV] | σ [mV] | $\sigma_{\overline{U}}$ [mV] |
|-----------|----------|----------|----------|----------|----------|---------------------|---------------|------------------------------|
| 1 | 0,460 | 0,459 | 0,461 | 0,461 | 0,461 | 0,460 | 0,001 | 0,001 |
| 2 | -0,529 | -0,526 | -0,523 | -0,522 | -0,520 | -0,524 | 0,004 | 0,004 |
| 3 | -0,537 | -0,536 | -0,535 | -0,533 | -0,533 | -0,535 | 0,002 | 0,002 |
| 4 | 0,574 | 0,575 | 0,575 | 0,574 | 0,573 | 0,574 | 0,001 | 0,001 |
| 5 | 0,522 | 0,524 | 0,522 | 0,520 | 0,522 | 0,522 | 0,001 | 0,002 |
| 6 | -0,582 | -0,584 | -0,583 | -0,582 | -0,581 | -0,582 | 0,001 | 0,002 |
| 7 | -0,469 | -0,470 | -0,470 | -0,469 | -0,468 | -0,469 | 0,001 | 0,001 |
| 8 | 0,512 | 0,510 | 0,509 | 0,509 | 0,508 | 0,510 | 0,002 | 0,002 |
| 9 | 0,488 | 0,488 | 0,489 | 0,489 | 0,488 | 0,488 | 0,001 | 0,001 |
| 10 | -0,543 | -0,542 | -0,541 | -0,539 | -0,539 | -0,541 | 0,002 | 0,002 |

Tabelle 34: Messwerte der Halleffektmessung bei 253,5 K

| Messreihe | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | U [mV] | \overline{U} [mV] | σ [mV] | $\sigma_{\overline{U}}$ [mV] |
|-----------|----------|----------|----------|----------|----------|---------------------|---------------|------------------------------|
| 1 | 0,473 | 0,474 | 0,478 | 0,479 | 0,479 | 0,477 | 0,003 | 0,003 |
| 2 | -0,533 | -0,529 | -0,525 | -0,523 | -0,526 | -0,527 | 0,004 | 0,004 |
| 3 | -0,558 | -0,557 | -0,555 | -0,556 | -0,556 | -0,556 | 0,001 | 0,002 |
| 4 | 0,575 | 0,577 | 0,578 | 0,578 | 0,577 | 0,577 | 0,001 | 0,002 |
| 5 | 0,542 | 0,543 | 0,543 | 0,544 | 0,548 | 0,544 | 0,002 | 0,003 |
| 6 | -0,590 | -0,591 | -0,589 | -0,588 | -0,593 | -0,590 | 0,002 | 0,002 |
| 7 | -0,492 | -0,493 | -0,492 | -0,495 | -0,496 | -0,494 | 0,002 | 0,002 |
| 8 | 0,514 | 0,513 | 0,514 | 0,516 | 0,516 | 0,515 | 0,001 | 0,002 |
| 9 | 0,515 | 0,513 | 0,513 | 0,513 | 0,512 | 0,513 | 0,001 | 0,001 |
| 10 | -0,558 | -0,558 | -0,559 | -0,558 | -0,558 | -0,558 | 0,000 | 0,001 |

Tabelle 35: Messwerte der Halleffektmessung bei 274 K

6.5 Temperaturabhängigkeit: Zwischenergebnisse Widerstandsmessung

| | | | | |
|------------|-------------|------------|---------------------|----------------------------|
| | Widerstand | $[\Omega]$ | $\sigma_R [\Omega]$ | |
| | $R_{12,34}$ | 0,70 | 0,02 | |
| | $R_{23,41}$ | 0,56 | 0,01 | |
| | $R_{34,12}$ | 0,70 | 0,01 | |
| | $R_{41,23}$ | 0,56 | 0,01 | |
| Verhältnis | f | σ_f | $\rho_S [\Omega]$ | $\sigma_{\rho_S} [\Omega]$ |
| 1,24 | 1 | 0,02 | 2,9 | 0,1 |
| 1,25 | 1 | 0,02 | 2,9 | 0,0 |

Tabelle 36: Abgeleitete Größen aus der Widerstandsmessung bei 102 K

| | | | | |
|------------|-------------|------------|---------------------|----------------------------|
| | Widerstand | $[\Omega]$ | $\sigma_R [\Omega]$ | |
| | $R_{12,34}$ | 0,80 | 0,06 | |
| | $R_{23,41}$ | 0,65 | 0,04 | |
| | $R_{34,12}$ | 0,81 | 0,02 | |
| | $R_{41,23}$ | 0,65 | 0,01 | |
| Verhältnis | f | σ_f | $\rho_S [\Omega]$ | $\sigma_{\rho_S} [\Omega]$ |
| 1,25 | 1 | 0,02 | 3,3 | 0,2 |
| 1,24 | 1 | 0,02 | 3,3 | 0,1 |

Tabelle 37: Abgeleitete Größen aus der Widerstandsmessung bei 115 K

| | Widerstand | $[\Omega]$ | $\sigma_R [\Omega]$ | |
|------------|-------------|------------|---------------------|----------------------------|
| | $R_{12,34}$ | 0,94 | 0,01 | |
| | $R_{23,41}$ | 0,75 | 0,01 | |
| | $R_{34,12}$ | 0,94 | 0,01 | |
| | $R_{41,23}$ | 0,76 | 0,01 | |
| Verhältnis | f | σ_f | $\rho_S [\Omega]$ | $\sigma_{\rho_S} [\Omega]$ |
| 1,25 | 1 | 0,02 | 3,8 | 0,1 |
| 1,25 | 1 | 0,02 | 3,9 | 0,1 |

Tabelle 38: Abgeleitete Größen aus der Widerstandsmessung bei 125 K

| | Widerstand | $[\Omega]$ | $\sigma_R [\Omega]$ | |
|------------|-------------|------------|---------------------|----------------------------|
| | $R_{12,34}$ | 1,01 | 0,01 | |
| | $R_{23,41}$ | 0,81 | 0,01 | |
| | $R_{34,12}$ | 1,02 | 0,01 | |
| | $R_{41,23}$ | 0,81 | 0,01 | |
| Verhältnis | f | σ_f | $\rho_S [\Omega]$ | $\sigma_{\rho_S} [\Omega]$ |
| 1,25 | 1 | 0,02 | 4,1 | 0,1 |
| 1,26 | 1 | 0,02 | 4,1 | 0,1 |

Tabelle 39: Abgeleitete Größen aus der Widerstandsmessung bei 132 K

| | Widerstand | $[\Omega]$ | $\sigma_R [\Omega]$ | |
|------------|-------------|------------|---------------------|----------------------------|
| | $R_{12,34}$ | 1,07 | 0,01 | |
| | $R_{23,41}$ | 0,85 | 0,01 | |
| | $R_{34,12}$ | 1,07 | 0,01 | |
| | $R_{41,23}$ | 0,85 | 0,01 | |
| Verhältnis | f | σ_f | $\rho_S [\Omega]$ | $\sigma_{\rho_S} [\Omega]$ |
| 1,26 | 1 | 0,02 | 4,4 | 0,1 |
| 1,26 | 1 | 0,02 | 4,4 | 0,1 |

Tabelle 40: Abgeleitete Größen aus der Widerstandsmessung bei 143,5 K

| | Widerstand | $[\Omega]$ | $\sigma_R [\Omega]$ | |
|------------|-------------|------------|---------------------|----------------------------|
| | $R_{12,34}$ | 1,18 | 0,01 | |
| | $R_{23,41}$ | 0,94 | 0,01 | |
| | $R_{34,12}$ | 1,18 | 0,01 | |
| | $R_{41,23}$ | 0,94 | 0,01 | |
| Verhältnis | f | σ_f | $\rho_S [\Omega]$ | $\sigma_{\rho_S} [\Omega]$ |
| 1,25 | 1 | 0,02 | 4,8 | 0,1 |
| 1,26 | 1 | 0,02 | 4,8 | 0,1 |

Tabelle 41: Abgeleitete Größen aus der Widerstandsmessung bei 158,5 K

| | Widerstand | $[\Omega]$ | $\sigma_R [\Omega]$ | |
|------------|-------------|------------|---------------------|----------------------------|
| | $R_{12,34}$ | 1,25 | 0,04 | |
| | $R_{23,41}$ | 1,00 | 0,03 | |
| | $R_{34,12}$ | 1,25 | 0,02 | |
| | $R_{41,23}$ | 1,00 | 0,01 | |
| Verhältnis | f | σ_f | $\rho_S [\Omega]$ | $\sigma_{\rho_S} [\Omega]$ |
| 1,25 | 1 | 0,02 | 5,1 | 0,1 |
| 1,26 | 1 | 0,02 | 5,1 | 0,1 |

Tabelle 42: Abgeleitete Größen aus der Widerstandsmessung bei 173 K

| | Widerstand | $[\Omega]$ | $\sigma_R [\Omega]$ | |
|------------|-------------|------------|---------------------|----------------------------|
| | $R_{12,34}$ | 1,44 | 0,09 | |
| | $R_{23,41}$ | 1,16 | 0,02 | |
| | $R_{34,12}$ | 1,46 | 0,04 | |
| | $R_{41,23}$ | 1,17 | 0,04 | |
| Verhältnis | f | σ_f | $\rho_S [\Omega]$ | $\sigma_{\rho_S} [\Omega]$ |
| 1,24 | 1 | 0,02 | 5,9 | 0,2 |
| 1,25 | 1 | 0,02 | 5,9 | 0,1 |

Tabelle 43: Abgeleitete Größen aus der Widerstandsmessung bei 195,5 K

| | Widerstand | $[\Omega]$ | $\sigma_R [\Omega]$ | |
|------------|-------------|------------|---------------------|----------------------------|
| | $R_{12,34}$ | 0,80 | 0,05 | |
| | $R_{23,41}$ | 4,78 | 0,01 | |
| | $R_{34,12}$ | 0,80 | 0,01 | |
| | $R_{41,23}$ | 4,78 | 0,03 | |
| Verhältnis | f | σ_f | $\rho_S [\Omega]$ | $\sigma_{\rho_S} [\Omega]$ |
| 0,17 | 0,77 | 0,02 | 9,7 | 0,3 |
| 0,17 | 0,77 | 0,02 | 9,7 | 0,3 |

Tabelle 44: Abgeleitete Größen aus der Widerstandsmessung bei 216 K

| | Widerstand | $[\Omega]$ | $\sigma_R [\Omega]$ | |
|------------|-------------|------------|---------------------|----------------------------|
| | $R_{12,34}$ | 0,85 | 0,07 | |
| | $R_{23,41}$ | 5,19 | 0,07 | |
| | $R_{34,12}$ | 0,85 | 0,02 | |
| | $R_{41,23}$ | 5,19 | 0,08 | |
| Verhältnis | f | σ_f | $\rho_S [\Omega]$ | $\sigma_{\rho_S} [\Omega]$ |
| 0,16 | 0,75 | 0,02 | 10,3 | 0,3 |
| 0,16 | 0,75 | 0,02 | 10,3 | 0,3 |

Tabelle 45: Abgeleitete Größen aus der Widerstandsmessung bei 232,5 K

| | Widerstand | $[\Omega]$ | $\sigma_R [\Omega]$ | |
|------------|-------------|------------|---------------------|----------------------------|
| | $R_{12,34}$ | 0,89 | 0,06 | |
| | $R_{23,41}$ | 6,15 | 0,02 | |
| | $R_{34,12}$ | 0,89 | 0,01 | |
| | $R_{41,23}$ | 6,15 | 0,03 | |
| Verhältnis | f | σ_f | $\rho_S [\Omega]$ | $\sigma_{\rho_S} [\Omega]$ |
| 0,14 | 0,74 | 0,02 | 11,8 | 0,3 |
| 0,14 | 0,74 | 0,02 | 11,8 | 0,3 |

Tabelle 46: Abgeleitete Größen aus der Widerstandsmessung bei 253,5 K

| | | | | |
|------------|-------------|------------|---------------------|----------------------------|
| | Widerstand | $[\Omega]$ | $\sigma_R [\Omega]$ | |
| | $R_{12,34}$ | 1,10 | 0,05 | |
| | $R_{23,41}$ | 6,43 | 0,01 | |
| | $R_{34,12}$ | 1,10 | 0,01 | |
| | $R_{41,23}$ | 6,43 | 0,03 | |
| Verhältnis | f | σ_f | $\rho_S [\Omega]$ | $\sigma_{\rho_S} [\Omega]$ |
| 0,17 | 0,78 | 0,02 | 13,3 | 0,4 |
| 0,17 | 0,78 | 0,02 | 13,3 | 0,3 |

Tabelle 47: Abgeleitete Größen aus der Widerstandsmessung bei 274 K

6.6 Temperaturabhängigkeit: Zwischenergebnisse Halleffektmessung

| | | | |
|----------------------|-------------------------------|---------------------------------|---|
| Spannungsdifferenzen | $[\text{mV}]$ | $\sigma_{\Delta U} [\text{mV}]$ | |
| ΔU_I | -0,051 | 0,002 | |
| ΔU_{II} | 0,034 | 0,002 | |
| ΔU_{III} | 0,038 | 0,002 | |
| ΔU_{IV} | -0,043 | 0,002 | |
| $U_{B+} [\text{mV}]$ | $\sigma_{U_{B+}} [\text{mV}]$ | $R_{HS} [\text{m}^2/\text{C}]$ | $\sigma_{R_{HS}} [\text{m}^2/\text{C}]$ |
| -0,042 | 0,002 | -3,1 | 0,1 |
| $U_{B-} [\text{mV}]$ | $\sigma_{U_{B-}} [\text{mV}]$ | $R_{HS} [\text{m}^2/\text{C}]$ | $\sigma_{R_{HS}} [\text{m}^2/\text{C}]$ |
| 0,041 | 0,001 | -3,0 | 0,1 |

Tabelle 48: Abgeleitete Größen aus der Halleffektmessung bei 102 K

| Spannungsdifferenzen | [mV] | $\sigma_{\Delta U}$ [mV] | |
|----------------------|------------------------|------------------------------|---------------------------------------|
| ΔU_I | -0,042 | 0,002 | |
| ΔU_{II} | 0,040 | 0,002 | |
| ΔU_{III} | 0,040 | 0,002 | |
| ΔU_{IV} | -0,043 | 0,002 | |
| U_{B+} [mV] | $\sigma_{U_{B+}}$ [mV] | R_{HS} [m ² /C] | $\sigma_{R_{HS}}$ [m ² /C] |
| -0,041 | 0,001 | -2,9 | 0,1 |
| U_{B-} [mV] | $\sigma_{U_{B-}}$ [mV] | R_{HS} [m ² /C] | $\sigma_{R_{HS}}$ [m ² /C] |
| 0,042 | 0,001 | -3,0 | 0,1 |

Tabelle 49: Abgeleitete Größen aus der Halleffektmessung bei 115 K

| Spannungsdifferenzen | [mV] | $\sigma_{\Delta U}$ [mV] | |
|----------------------|------------------------|------------------------------|---------------------------------------|
| ΔU_I | -0,042 | 0,002 | |
| ΔU_{II} | 0,043 | 0,002 | |
| ΔU_{III} | 0,043 | 0,002 | |
| ΔU_{IV} | -0,041 | 0,002 | |
| U_{B+} [mV] | $\sigma_{U_{B+}}$ [mV] | R_{HS} [m ² /C] | $\sigma_{R_{HS}}$ [m ² /C] |
| -0,042 | 0,001 | -3,1 | 0,1 |
| U_{B-} [mV] | $\sigma_{U_{B-}}$ [mV] | R_{HS} [m ² /C] | $\sigma_{R_{HS}}$ [m ² /C] |
| 0,042 | 0,001 | -3,0 | 0,1 |

Tabelle 50: Abgeleitete Größen aus der Halleffektmessung bei 125 K

| Spannungsdifferenzen | [mV] | $\sigma_{\Delta U}$ [mV] | |
|----------------------|------------------------|------------------------------|---------------------------------------|
| ΔU_I | -0,048 | 0,002 | |
| ΔU_{II} | 0,037 | 0,003 | |
| ΔU_{III} | 0,046 | 0,003 | |
| ΔU_{IV} | -0,037 | 0,004 | |
| U_{B+} [mV] | $\sigma_{U_{B+}}$ [mV] | R_{HS} [m ² /C] | $\sigma_{R_{HS}}$ [m ² /C] |
| -0,044 | 0,002 | -3,2 | 0,1 |
| U_{B-} [mV] | $\sigma_{U_{B-}}$ [mV] | R_{HS} [m ² /C] | $\sigma_{R_{HS}}$ [m ² /C] |
| 0,042 | 0,003 | -3,0 | 0,2 |

Tabelle 51: Abgeleitete Größen aus der Halleffektmessung bei 132 K

| Spannungsdifferenzen | [mV] | $\sigma_{\Delta U}$ [mV] | |
|----------------------|------------------------|------------------------------|---------------------------------------|
| ΔU_I | -0,047 | 0,002 | |
| ΔU_{II} | 0,037 | 0,002 | |
| ΔU_{III} | 0,039 | 0,003 | |
| ΔU_{IV} | -0,045 | 0,003 | |
| U_{B+} [mV] | $\sigma_{U_{B+}}$ [mV] | R_{HS} [m ² /C] | $\sigma_{R_{HS}}$ [m ² /C] |
| -0,042 | 0,001 | -3,0 | 0,1 |
| U_{B-} [mV] | $\sigma_{U_{B-}}$ [mV] | R_{HS} [m ² /C] | $\sigma_{R_{HS}}$ [m ² /C] |
| 0,042 | 0,002 | -3,0 | 0,1 |

Tabelle 52: Abgeleitete Größen aus der Halleffektmessung bei 143,5 K

| Spannungsdifferenzen | [mV] | $\sigma_{\Delta U}$ [mV] | |
|----------------------|------------------------|------------------------------|---------------------------------------|
| ΔU_I | -0,044 | 0,003 | |
| ΔU_{II} | 0,042 | 0,002 | |
| ΔU_{III} | 0,043 | 0,002 | |
| ΔU_{IV} | -0,040 | 0,002 | |
| U_{B+} [mV] | $\sigma_{U_{B+}}$ [mV] | R_{HS} [m ² /C] | $\sigma_{R_{HS}}$ [m ² /C] |
| -0,043 | 0,002 | -3,1 | 0,1 |
| U_{B-} [mV] | $\sigma_{U_{B-}}$ [mV] | R_{HS} [m ² /C] | $\sigma_{R_{HS}}$ [m ² /C] |
| 0,041 | 0,001 | -3,0 | 0,1 |

Tabelle 53: Abgeleitete Größen aus der Halleffektmessung bei 158,5 K

| Spannungsdifferenzen | [mV] | $\sigma_{\Delta U}$ [mV] | |
|----------------------|------------------------|------------------------------|---------------------------------------|
| ΔU_I | -0,044 | 0,002 | |
| ΔU_{II} | 0,041 | 0,002 | |
| ΔU_{III} | 0,041 | 0,002 | |
| ΔU_{IV} | -0,043 | 0,002 | |
| U_{B+} [mV] | $\sigma_{U_{B+}}$ [mV] | R_{HS} [m ² /C] | $\sigma_{R_{HS}}$ [m ² /C] |
| -0,043 | 0,001 | -3,1 | 0,1 |
| U_{B-} [mV] | $\sigma_{U_{B-}}$ [mV] | R_{HS} [m ² /C] | $\sigma_{R_{HS}}$ [m ² /C] |
| 0,042 | 0,001 | -3,0 | 0,1 |

Tabelle 54: Abgeleitete Größen aus der Halleffektmessung bei 173 K

| Spannungsdifferenzen | [mV] | $\sigma_{\Delta U}$ [mV] | |
|----------------------|------------------------|------------------------------|---------------------------------------|
| ΔU_I | -0,057 | 0,002 | |
| ΔU_{II} | 0,031 | 0,002 | |
| ΔU_{III} | 0,036 | 0,007 | |
| ΔU_{IV} | -0,047 | 0,006 | |
| U_{B+} [mV] | $\sigma_{U_{B+}}$ [mV] | R_{HS} [m ² /C] | $\sigma_{R_{HS}}$ [m ² /C] |
| -0,043 | 0,001 | -3,1 | 0,1 |
| U_{B-} [mV] | $\sigma_{U_{B-}}$ [mV] | R_{HS} [m ² /C] | $\sigma_{R_{HS}}$ [m ² /C] |
| 0,042 | 0,004 | -3,1 | 0,3 |

Tabelle 55: Abgeleitete Größen aus der Halleffektmessung bei 195,5 K

| Spannungsdifferenzen | [mV] | $\sigma_{\Delta U}$ [mV] | |
|----------------------|------------------------|------------------------------|---------------------------------------|
| ΔU_I | -0,032 | 0,003 | |
| ΔU_{II} | 0,020 | 0,002 | |
| ΔU_{III} | 0,033 | 0,002 | |
| ΔU_{IV} | -0,040 | 0,003 | |
| U_{B+} [mV] | $\sigma_{U_{B+}}$ [mV] | R_{HS} [m ² /C] | $\sigma_{R_{HS}}$ [m ² /C] |
| -0,026 | 0,002 | -1,9 | 0,1 |
| U_{B-} [mV] | $\sigma_{U_{B-}}$ [mV] | R_{HS} [m ² /C] | $\sigma_{R_{HS}}$ [m ² /C] |
| 0,035 | 0,002 | -2,5 | 0,1 |

Tabelle 56: Abgeleitete Größen aus der Halleffektmessung bei 216 K

| Spannungsdifferenzen | [mV] | $\sigma_{\Delta U}$ [mV] | |
|----------------------|------------------------|------------------------------|---------------------------------------|
| ΔU_I | -0,044 | 0,007 | |
| ΔU_{II} | 0,024 | 0,004 | |
| ΔU_{III} | 0,032 | 0,004 | |
| ΔU_{IV} | -0,036 | 0,002 | |
| U_{B+} [mV] | $\sigma_{U_{B+}}$ [mV] | R_{HS} [m ² /C] | $\sigma_{R_{HS}}$ [m ² /C] |
| -0,029 | 0,003 | -2,1 | 0,2 |
| U_{B-} [mV] | $\sigma_{U_{B-}}$ [mV] | R_{HS} [m ² /C] | $\sigma_{R_{HS}}$ [m ² /C] |
| 0,035 | 0,002 | -2,5 | 0,1 |

Tabelle 57: Abgeleitete Größen aus der Halleffektmessung bei 232,5 K

| Spannungsdifferenzen | [mV] | $\sigma_{\Delta U}$ [mV] | |
|----------------------|------------------------|------------------------------|---------------------------------------|
| ΔU_I | -0,028 | 0,002 | |
| ΔU_{II} | 0,017 | 0,004 | |
| ΔU_{III} | 0,034 | 0,002 | |
| ΔU_{IV} | -0,042 | 0,003 | |
| U_{B+} [mV] | $\sigma_{U_{B+}}$ [mV] | R_{HS} [m ² /C] | $\sigma_{R_{HS}}$ [m ² /C] |
| -0,026 | 0,002 | -1,9 | 0,1 |
| U_{B-} [mV] | $\sigma_{U_{B-}}$ [mV] | R_{HS} [m ² /C] | $\sigma_{R_{HS}}$ [m ² /C] |
| 0,037 | 0,002 | -2,7 | 0,1 |

Tabelle 58: Abgeleitete Größen aus der Halleffektmessung bei 253,5 K

| Spannungsdifferenzen | [mV] | $\sigma_{\Delta U}$ [mV] | |
|----------------------|------------------------|------------------------------|---------------------------------------|
| ΔU_I | -0,037 | 0,003 | |
| ΔU_{II} | 0,031 | 0,004 | |
| ΔU_{III} | 0,031 | 0,003 | |
| ΔU_{IV} | -0,032 | 0,002 | |
| U_{B+} [mV] | $\sigma_{U_{B+}}$ [mV] | R_{HS} [m ² /C] | $\sigma_{R_{HS}}$ [m ² /C] |
| -0,034 | 0,003 | -2,5 | 0,2 |
| U_{B-} [mV] | $\sigma_{U_{B-}}$ [mV] | R_{HS} [m ² /C] | $\sigma_{R_{HS}}$ [m ² /C] |
| 0,032 | 0,002 | -2,3 | 0,1 |

Tabelle 59: Abgeleitete Größen aus der Halleffektmessung bei 274 K

6.7 Ergebnisse der temperaturabhängigen Messung

| Temperatur [K] | Leitfähigkeit σ [$1/\Omega$] | σ_σ [$1/\Omega$] |
|----------------|---------------------------------------|--------------------------------|
| 102,0 | 0,350 | 0,005 |
| 115,0 | 0,303 | 0,006 |
| 125,0 | 0,260 | 0,002 |
| 132,0 | 0,242 | 0,002 |
| 143,5 | 0,230 | 0,002 |
| 158,5 | 0,208 | 0,002 |
| 173,0 | 0,197 | 0,002 |
| 195,5 | 0,169 | 0,003 |
| 216,0 | 0,103 | 0,002 |
| 232,5 | 0,097 | 0,002 |
| 253,5 | 0,085 | 0,002 |
| 274,0 | 0,075 | 0,001 |
| 297,0 | 0,071 | 0,001 |

Tabelle 60: Ergebnisse der Widerstandsmessungen

| | mit Nullfeldmessung | | | |
|----------------|----------------------|----------------------------|---------------------------------|--|
| Temperatur [K] | n_S [$1/m^2$] | σ_{n_S} [$1/m^2$] | μ_{HS} [$\frac{m^2}{Vs}$] | $\sigma_{\mu_{HS}}$ [$\frac{m^2}{Vs}$] |
| 102,0 | $2,45 \cdot 10^{18}$ | $0,06 \cdot 10^{18}$ | 1,053 | 0,031 |
| 115,0 | $2,47 \cdot 10^{18}$ | $0,05 \cdot 10^{18}$ | 0,904 | 0,025 |
| 125,0 | $2,42 \cdot 10^{18}$ | $0,05 \cdot 10^{18}$ | 0,790 | 0,019 |
| 132,0 | $2,36 \cdot 10^{18}$ | $0,08 \cdot 10^{18}$ | 0,756 | 0,025 |
| 143,5 | $2,44 \cdot 10^{18}$ | $0,06 \cdot 10^{18}$ | 0,695 | 0,019 |
| 158,5 | $2,44 \cdot 10^{18}$ | $0,06 \cdot 10^{18}$ | 0,627 | 0,016 |
| 173,0 | $2,42 \cdot 10^{18}$ | $0,05 \cdot 10^{18}$ | 0,599 | 0,015 |
| 195,5 | $2,35 \cdot 10^{18}$ | $0,07 \cdot 10^{18}$ | 0,530 | 0,019 |
| 216,0 | $3,31 \cdot 10^{18}$ | $0,01 \cdot 10^{18}$ | 0,229 | 0,010 |
| 232,5 | $3,04 \cdot 10^{18}$ | $0,01 \cdot 10^{18}$ | 0,237 | 0,013 |
| 253,5 | $3,22 \cdot 10^{18}$ | $0,01 \cdot 10^{18}$ | 0,194 | 0,008 |
| 274,0 | $3,13 \cdot 10^{18}$ | $0,01 \cdot 10^{18}$ | 0,177 | 0,009 |
| 297,0 | $3,23 \cdot 10^{18}$ | $0,09 \cdot 10^{18}$ | 0,122 | 0,003 |

Tabelle 61: Ergebnisse der Messungen unter Berücksichtigung der Nullfeldmessungen

| | ohne Nullfeldmessung | | | |
|----------------|----------------------|----------------------------|---------------------------------|--|
| Temperatur [K] | n_S [$1/m^2$] | σ_{n_S} [$1/m^2$] | μ_{HS} [$\frac{m^2}{Vs}$] | $\sigma_{\mu_{HS}}$ [$\frac{m^2}{Vs}$] |
| 102,0 | $2,5 \cdot 10^{18}$ | $0,2 \cdot 10^{18}$ | 1,05 | 0,10 |
| 115,0 | $2,4 \cdot 10^{18}$ | $0,2 \cdot 10^{18}$ | 0,91 | 0,09 |
| 125,0 | $2,4 \cdot 10^{18}$ | $0,2 \cdot 10^{18}$ | 0,79 | 0,07 |
| 132,0 | $2,4 \cdot 10^{18}$ | $0,2 \cdot 10^{18}$ | 0,74 | 0,07 |
| 143,5 | $2,4 \cdot 10^{18}$ | $0,2 \cdot 10^{18}$ | 0,70 | 0,07 |
| 158,5 | $2,4 \cdot 10^{18}$ | $0,2 \cdot 10^{18}$ | 0,64 | 0,06 |
| 173,0 | $2,4 \cdot 10^{18}$ | $0,2 \cdot 10^{18}$ | 0,60 | 0,06 |
| 195,5 | $2,4 \cdot 10^{18}$ | $0,2 \cdot 10^{18}$ | 0,53 | 0,05 |
| 216,0 | $3,2 \cdot 10^{18}$ | $0,3 \cdot 10^{18}$ | 0,24 | 0,02 |
| 232,5 | $3,2 \cdot 10^{18}$ | $0,3 \cdot 10^{18}$ | 0,22 | 0,02 |
| 253,5 | $3,3 \cdot 10^{18}$ | $0,3 \cdot 10^{18}$ | 0,19 | 0,02 |
| 274,0 | $3,2 \cdot 10^{18}$ | $0,3 \cdot 10^{18}$ | 0,17 | 0,02 |
| 297,0 | $3,2 \cdot 10^{18}$ | $0,3 \cdot 10^{18}$ | 0,12 | 0,01 |

Tabelle 62: Ergebnisse der Messungen ohne Berücksichtigung der Nullfeldmessungen

6.8 Thermospannungen und Temperaturen

| Minimum | | Maximum | |
|--------------------|-----------------|--------------------|-----------------|
| Thermospannung [V] | Temperatur [°C] | Thermospannung [V] | Temperatur [°C] |
| 6,29 | -173 | 6,21 | -169 |
| 6,04 | -160 | 5,89 | -154 |
| 5,82 | -151 | 5,68 | -145 |
| 5,61 | -142 | 5,56 | -140 |
| 5,30 | -130 | 5,28 | -129 |
| 4,89 | -115 | 4,86 | -114 |
| 4,50 | -101 | 4,45 | -99 |
| 3,79 | -79 | 3,70 | -76 |
| 3,12 | -58 | 3,05 | -56 |
| 2,52 | -41 | 2,46 | -40 |
| 1,73 | -20 | 1,68 | -19 |
| 0,96 | 0 | 0,90 | 2 |

Tabelle 63: Abgelesene Thermospannungen und entsprechende Temperaturen

Literatur

- [1] W. Demtröder: Experimentalphysik 2, Springer-Verlag, 2. Auflage (2002)
- [2] W. Demtröder: Experimentalphysik 3, Springer-Verlag, 2. Auflage (2000)
- [3] C. Kittel: Einführung in die Festkörperphysik, Oldenbourg Verlag, 13. Auflage (2002)
- [4] A. Heldt, Diplomarbeit, Bonn 1993, von der Assistentin ausgegeben
- [5] H. Ibach, H. Lüth: Festkörperphysik, Springer-Verlag, 6. Auflage (2002)
- [6] M. N. Rudden, J. Wilson: Elementare Festkörperphysik und elementare Elektronik, Spektrum Akademischer Verlag, 1. Auflage (1995)