

Physikalisches Institut der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

Protokoll zu

Versuch K124 - Der Hall-Effekt in Halbleitern

Fortgeschrittenen Praktikum I

Wintersemester 1998/99

Von

Christian Funke, Torge Szczepanek

Semesterzahl: 7

Hauptfach: Physik

Assistent : C. Zamponi

Inhaltsverzeichnis

1	Theorie	3
1.1	Der Hall-Effekt	3
1.2	Weitere charakteristische Größen	4
1.3	Streuprozesse	4
1.4	Temperaturabhängigkeit der Ladungsträgerkonzentration	4
1.5	Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit	5
1.6	Meßmethode nach van der Pauw	5
1.6.1	Bestimmung des spez. Widerstandes ρ	5
1.6.2	Messung des Halleffekts	6
1.6.3	Eichung auf schichtspezifische Größen	8
2	Versuchsaufbau und Durchführung	9
2.1	Beschreibung des Versuchsaufbaus	9
2.2	Beschreibung des Versuchs	10
2.2.1	Teil 1: Bestimmung der charakteristischen Größen bei Raumtemperatur	10
2.2.2	Teil 2: Messung der Temperaturabhängigkeit der charakteristischen Größen	10
3	Auswertung und Ergebnis	11
3.1	Auswertung von Teil 1	11
3.2	Die Ergebnisse	12
3.2.1	Germanium	12
3.2.2	Gallium-Arsenid	12
3.3	Auswertung von Teil 2	13
3.3.1	Die Temperatur-Abhängigkeit von σ_s	13
3.3.2	Die Temperatur-Abhängigkeit von ϱ_s	14
3.3.3	Die Temperatur-Abhängigkeit von μ_H	15
4	Abschlußbemerkungen	16
5	Anhänge	17
5.1	Anhang A - Germanium und Gallium-Arsenid	17
5.2	Anhang B - Gallium-Arsenid (temperaturabhängig)	18

1 Theorie

1.1 Der Hall-Effekt

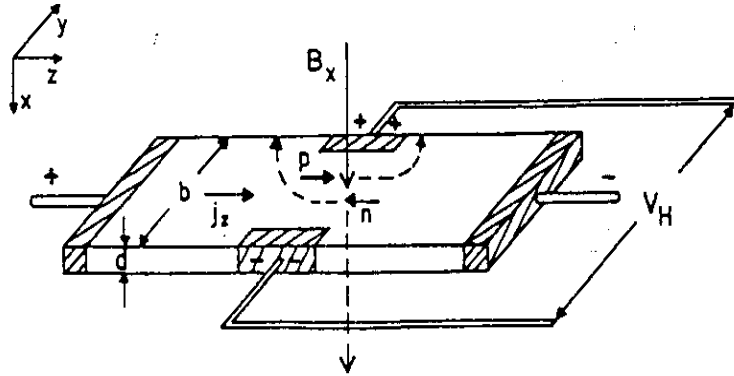


Abbildung 1: Hall-Effekt

Wenn an einem stromdurchflossenen Halbleiter ein ,senkrecht zur Stromrichtung ausgerichtetes, Magnetfeld B angelegt wird wirkt auf die Ladungsträger mit der Driftgeschwindigkeit v_z die Lorentzkraft $F = e \cdot v_z \cdot b_x$. Durch die Verschiebung der Ladungsträger und die dadurch entstehende Verarmungszone am einen Rand, sowie eine Ansammlung von Ladungsträgern am anderen Rand, baut sich in y -Richtung ein elektrisches Feld auf ,welches der Lorentzkraft entgegengerichtet ist. Der Gleichgewichts-Zustand ist dann erreicht wenn gilt:

$$e \cdot v_z \cdot b_x = -e \cdot E_y \quad (1)$$

In der Gleichgewichtslage fließt der Strom ungestört in Z -Richtung weiter und an den Kontakten läßt sich die Hallspannung $V_H = E_y \cdot b$ messen. Es gilt $j_z \sim v_z$. damit folgt aus (1): $-E_y = r_H \cdot j_z \cdot B_x$, unter der Annahme, daß $j_y = 0$. Der Wert R_H wird Hall-Konstante genannt. Es folgt nun für R_H :

$$R_H = \frac{-E_y}{j_z \cdot B_x} = \frac{v_z}{j_z} = \pm \frac{1}{e \cdot \rho_{\pm}} \quad (2)$$

mit $j_z = e v_z \rho_{\pm}$ und $\rho_{\pm} =$ Ladungsträgerdichte.

Für die Ladungsträger gilt keine einheitliche Geschwindigkeit, sondern eine thermische Geschwindigkeitsverteilung. Deswegen wird Gleichung [2] noch ein Korrekturfaktor r_{\pm} an multipliziert der vom bei der gegebenen Temperatur dominierenden Streuprozess abhängig ist. Damit ergibt sich:

$$R_H = \pm \frac{r_{\pm}}{e \rho_{\pm}} \quad (3)$$

Der Korrekturfaktor ist abhängig von der Dotierung des Halbleiters. In unserem Versuch wird die Hall-Lonstante, durch Messung von V_H , I , B und d , über folgende Gleichung bestimmt:

$$R_H = \frac{V_H \cdot d}{b_x \cdot I} \quad (4)$$

1.2 Weitere charakteristische Größen

Die Leitfähigkeit eines Halbleiters ist definiert durch das Reziproke der spez. Widerstands . Also:

$$\sigma = \frac{1}{\rho} \quad (5)$$

Für die Geschwindigkeit der Ladungsträger gilt $v_z = \mu \cdot E_z$. Man erhält die Ladungsträgerbeweglichkeit μ über folgende Beziehung:

$$\mu = \frac{R_H \cdot \sigma}{r_{\pm}} \quad (6)$$

Die Hallbeweglichkeit definiert man als

$$\mu_H = |R_H \cdot \sigma| \quad (7)$$

daraus folgt:

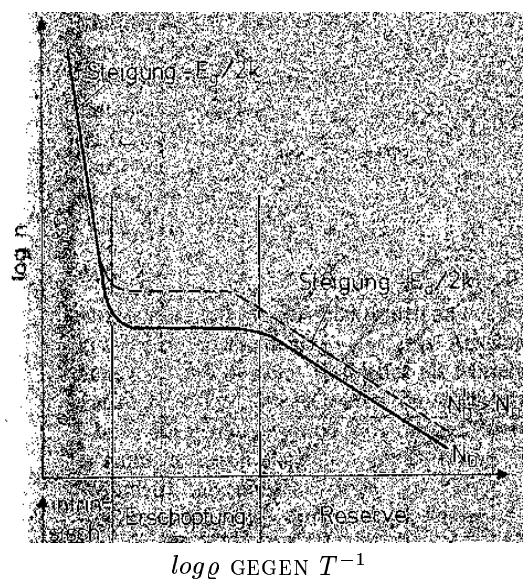
$$\mu_H = r_{\pm} \cdot \mu \quad (8)$$

1.3 Streuprozesse

Für die Eigenschaften des Ladungsträgertransports in Halbleiter ist es wichtig die Streuprozesse im Innern des Halbleiters zu kennen. Es lassen sich zwei primäre Effekte ausmachen:

1. Phononenstreuung, das heißt die Ladungsträger werden an Gitteratomen gestreut, die sich aufgrund ihrer thermischen Energie in kollektive Schwingungsmoden befinden.
2. Störstellenstreuung, das heißt die Ladungsträger streuen an (ionisierten) Fremdatomen, Gitterdefekten oder Störungen im Gitter.

1.4 Temperaturabhängigkeit der Ladungsträgerkonzentration



Die Temperaturabhängigkeit der Ladungsträgerkonzentration läßt sich für einen n-dotierten Halbleiter in 3 Bereiche einteilen:

1. Störstellenreservebereich: Bei sehr niedrigen Temperaturen besitzen die Donatoren ihre Valenzelektronen (2 da III-V Halbleiter). Mit steigender Temperatur wächst die Konzentration proportional zu $\frac{E_{gap-donator}}{2 \cdot k}$.
2. Sättigungsbereich: Alle Donatoratome sind ionisiert, aber die Temperatur ist noch zu niedrig, als das Elektronen aus dem primären Valenzband die Gap-Energie überwinden könnten. ρ bleibt konstant.
3. intrinsischer Bereich: Die Temperaturen sind hinreichend groß, das Elektronen aus dem Valenzband das Energie-Gap überspringen können. Die Konzentration steigt nun mit $\frac{E_{gap}}{2 \cdot k}$ an.

1.5 Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit

Für die Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit gilt:

$$\mu \sim T^{\frac{3}{2}} \text{ bei Störstellenstreuung}$$

$$\mu \sim T^{-\frac{3}{2}} \text{ bei Phononenstreuung}$$

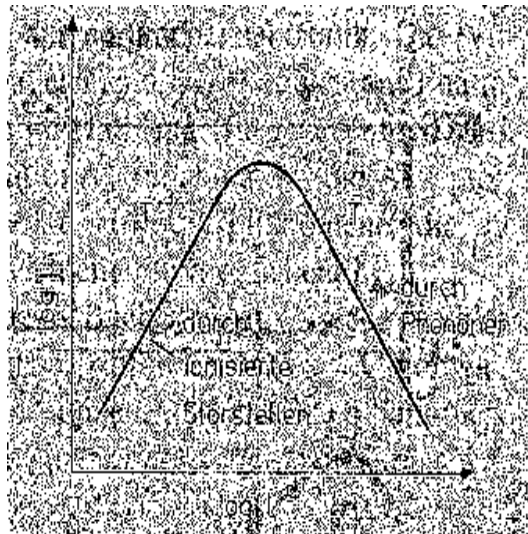


Abbildung 2: Temperaturabhängigkeit der Ladungsträgerbeweglichkeit

Somit sieht man eine Dominanz der unterschiedlichen Streuprozesse in unterschiedlichen Temperaturgebieten.

1.6 Meßmethode nach van der Pauw

1.6.1 Bestimmung des spez. Widerstandes ρ

Durch die Messung des spez. Widerstandes läßt sich wie in Gleichung [5] gezeigt die Leitfähigkeit des Halbleiters bestimmen. Für jedes Kontaktpaar werden zwei Spannungswerte gemessen (unterschiedliche

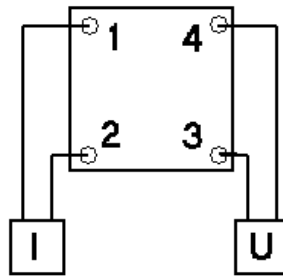


Abbildung 3: Kontaktbeschriftung zur Messung des Widerstandes

Stromrichtungen). Durch Mittelung der beiden Werte werden Kontaktspannungen und thermische Spannungen aus dem Ergebnis eliminiert. Bei der Messung selbst wird V_H gemessen, wobei der Strom I immer konstant gehalten wird.

Anmerkung: Zu den hier verwendeten Bezeichnungen V_1, V_2, \dots sind die entsprechenden Kontaktbeschriftungen der Tabelle A im Anhang zu entnehmen.

Zur Definition der Indices ist anzumerken, daß die ersten beiden Zahlen die Stromrichtung und die zweiten beiden den Spannungsabgriff angeben. Man mißt also:

$$R_{12,34} = \frac{|V_1 - V_2|}{2 \cdot I} \quad (9)$$

Daraus ergibt sich aus dem VAN DER PAUW-Theorem der Spezifische Widerstand zu:

$$\rho_1 = \frac{\pi \cdot d}{\ln 2} \left(\frac{R_{12,34} + R_{23,41}}{2} \right) \cdot f \left(\frac{R_{12,34}}{R_{23,41}} \right) \quad (10)$$

Wobei f ein vom Widerstandsverhältnis abhängiger Korrekturfaktor ist, der Asymmetrien bezüglich des Kontaktabgriffs beschreibt und für diesen Versuch in als Graph vorliegt¹. Um die Fehler möglichst gering zu halten wird der ρ noch über

$$\rho_2 = \frac{\pi \cdot d}{\ln 2} \left(\frac{R_{34,12} + R_{41,23}}{2} \right) \cdot f \left(\frac{R_{34,12}}{R_{41,23}} \right) \quad (11)$$

bestimmt.

Den entgültigen Wert liefert dann die Mittelung:

$$\rho = \frac{\rho_1 + \rho_2}{2} \quad (12)$$

1.6.2 Messung des Halleffekts

Hier werden nun die Ströme und Spannungen an den Diagonal gegenüber liegenden Kontakten gemessen. Weiterhin wurde ein Magnetfeld senkrecht zum Halbleiter angelegt.

Anmerkung: Zu den hier verwendeten Bezeichnungen V_1, V_2, \dots sind die entsprechenden Kontaktbeschriftungen der Tabelle B im Anhang zu entnehmen.

¹Diplomarbeit von A. Heldt

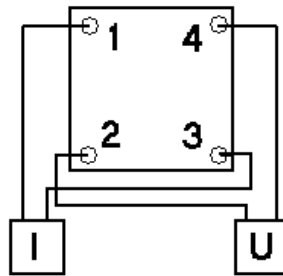


Abbildung 4: Kontaktbeschriftung zur Messung des Halleffekts

Die Hallkonstante kann auf zwei verschiedenen Arten bestimmt werden, beide werden nun hier vorgestellt.

1. Messung mit Nullfeld

Hier wird die Spannung sowohl bei eingeschaltetem, als auch bei ausgeschaltetem Magnetfeld gemessen und dies für beide Stromrichtungen. Gleiches Passiert für eingeschaltetes Magnetfeld und zwar in beiden Magnetfeldrichtungen. Um nun die Hallspannung zu erhalten wird von jeder Messung mit Magnetfeld das Äquivalent ohne Magnetfeld abgezogen und über die so errechneten Spannungen gemittelt. Dies geschieht folgendermaßen:

$$V_{H+} = \frac{(V_1 - V_9) - (V_2 - V_{10})}{2} \quad V_{H+} = \frac{(V_5 - V_9) - (V_6 - V_{10})}{2} \quad (13)$$

Somit folgt gemäß [4] für die Hallkonstanten:

$$R_{H+} = \frac{d \cdot V_{H+}}{B_+ \cdot I} \quad R_{H-} = \frac{d \cdot V_{H-}}{B_- \cdot I} \quad (14)$$

Daraus ergibt sich die gesuchte Hallkonstante:

$$R_H = \frac{R_{H+} + R_{H-}}{2} \quad (15)$$

2. Messung ohne Nullfeld

Die Hallkonstante ist auch ohne Nullfeldmessung ermittelbar, jedoch verbleibt als nicht zu eliminierende Größe die Ettinghausenspannung, deren Größenordnung jedoch unterhalb des Meßfehlers liegt². Die Hallkonstanten ermitteln sich hier folgendermaßen:

$$R_{H1} = \frac{d}{B \cdot I} \cdot \frac{(V_1 - V_2) - (V_5 - V_6)}{4} \quad R_{H2} = \frac{d}{B \cdot I} \cdot \frac{(V_3 - V_4) - (V_7 - V_8)}{4} \quad (16)$$

Und wiederum:

$$R_H = \frac{R_{H1} + R_{H2}}{2} \quad (17)$$

²ebd.

1.6.3 Eichung auf schichtspezifische Größen

Um die Bauformabhängigkeit und die damit verbundene Unsicherheit der ermittelten Größen zu eliminieren definiert man von d unabhängige schichtspezifische Größen:

$$\rho_s = \frac{\rho}{d} \quad R_{Hs} = \frac{R_H}{d} \quad (18)$$

Da die anderen Größen aus diesen beiden Größen abgeleitet werden eicht die Verwendung von [18] gleich alle anderen Werte auf den schichtspezifischen Maßstab.

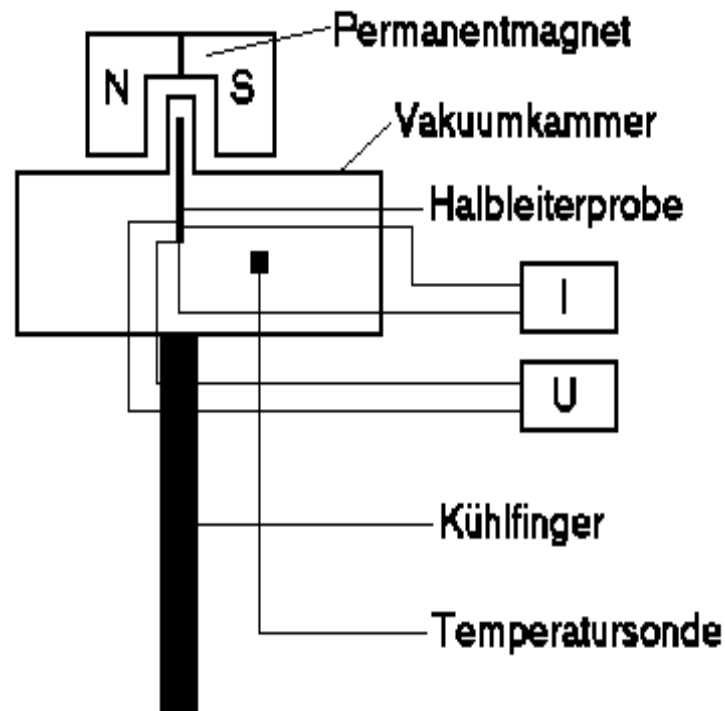


Abbildung 5: Versuchsaufbau

2 Versuchsaufbau und Durchführung

2.1 Beschreibung des Versuchsaufbaus

Die Apparatur besteht aus einer Vakuumkammer, in welche die Halbleiter-Platine eingebaut wird. Die Stromversorgung erfolgt über eine angeschlossene Konstantstromquelle. Die Messung der Spannung erfolgt über ein angeschlossenes Voltmeter und die Beschaltung der Kontakte über einen beschrifteten Schalterkasten mit Drehregler, dessen Schalterstellungen im Anhang dokumentiert sind. Weiterhin befindet sich noch ein Temperaturfühler innerhalb der Kammer, der über ein extern angeschlossenes Meßgerät die Temperaturdifferenz zwischen Kammer- und Raumtemperatur angibt. Die Anzeige geschieht in Volt, die dann Anhand einer ausliegenden Tabelle in Grad umgerechnet werden konnten. Diese Geräte sind alle fest in der Kammer eingebaut und brauchten nicht justiert zu werden. Auf die Vakuumkammer läßt sich ein Permanentmagnet aufsetzen, so daß die Magnetfeldlinien senkrecht auf dem Halbleiter stehen. An der Unterseite der Kammer befindet sich eine massive Kupferstange, die als Kühlfinger dienend, in einen ,mit flüssigem Stickstoff (N_2) gefüllten, Dewar geschoben werden kann um die Kammer zu kühlen. Dies ist so realisiert, daß sich der Dewar auf einer Hebebühne befindet, so daß der Kühlfinger auf unterschiedliche Eintauchtiefen eingestellt werden kann. Als Halbleiter standen uns zwei nicht beschriftete Proben zur Verfügung, bei denen es sich um Germanium (eine reiner IV-Halbleiter) und GaAs (ein n-dotierter III-V-Halbleiter) handelte. Die Identifizierung dieser beiden Proben ergab sich aus den am ersten Tag genommenen Meßwerten.

2.2 Beschreibung des Versuchs

Der Versuch besteht aus zwei Teilen, die an den zwei Versuchstagen durchgeführt werden.

2.2.1 Teil 1: Bestimmung der charakteristischen Größen bei Raumtemperatur

In diesem Versuchsteil wurden die beiden Proben nach der im Theorieteil vorgestellten VAN DER PAUW-Methode bei Raumtemperatur untersucht. Somit wurden aus dem gemessenen spez. Widerstand ρ_s und der gemessenen Hall-Konstanten R_{Hs} über die bereits angegebenen Formeln die Leitfähigkeit σ_s . Die Majoritätsträgerart und -konzentration ρ_{\pm} bestimmt. Über diese Ergebnisse ließen sich die beiden Proben identifizieren. Schließlich wurde noch die die Beweglichkeit μ_s und die Hallbeweglichkeit μ_h . Alle Größen sind schichtspezifisch. Alle Messungen werden 5-mal durchgeführt.

2.2.2 Teil 2: Messung der Temperaturabhängigkeit der charakteristischen Größen

Nachdem am Ende des ersten Tages die Vakuumpumpe eingeschaltet wurde war am nächsten Tag ein ausreichendes Vakuum vorhanden. Es wurde nur der GaAs-Halbleiter verwendet um meßbare Ergebnisse zu erzielen. Hier wurden jetzt analog zu Teil 1 die charakteristischen Größen bestimmt, und zwar in Abhängigkeit von der Temperatur. Die Messungen erstrecken sich über einen Bereich von 110 K bis 296 K. Zusätzlich zu Bestimmung dieser Größen wurden folgende Graphen angefertigt und ausgewertet:

1. $\ln \sigma_s$ gegen $\frac{1}{T}$
2. $\ln \rho_{-}$ gegen $\frac{1}{T}$
3. $\ln \mu_s$ gegen $\ln T$

3 Auswertung und Ergebnis

3.1 Auswertung von Teil 1

Anmerkung: Die Tabellen mit den Meßwerten und abgeleiteten Größen befinden sich in Anhang A

Am ersten Tag haben wir die beiden Proben bei Raumtemperatur vermessen, wie im Versuchsaufbau beschrieben. Für den Strom galt:

$$I = 100 \pm 0,5 \mu A \quad (19)$$

Das Magnetfeld des Permanentmagneten wurde im Versuchsraum zu

$$B = 0,137 \pm 0,001 T \quad (20)$$

angegeben. Für die Spannung nahmen wir einen Fehler von $\pm 0,0001 mV$ an. Die 8 Versuchsreihen zur Messung des spez. Widerstandes und die 10 Versuchsreihen zur Bestimmung von R_H wurden mit jeder Probe jeweils 5-mal durchgeführt. Die Raumtemperatur lag bei $298 \pm 1^\circ K$.

Anhand der Vorzeichen der Hallspannung bei, in positiver Richtung, angelegtem Magnetfeld ließ sich erkennen, das bei beiden Halbleiter die Majoritätsladungsträger Elektronen sind (n-Leitung). Aus der Größe der Hallspannung ließen sich die beiden Proben identifizieren, da dotierte Halbleiter eine wesentlich größere Ladungsträgerkonzentration aufweisen. Dadurch wurde auch die für den zweiten Versuchstag verwendete Probe festgelegt. Aus den Meßwerten, deren Fehler über das Gauß'sche Fehlerfortpflanzungsgesetz und über die Standardabweichung bestimmt wurden. Wurden anschließend die gesuchten Größen $\sigma_s, \varrho_{\pm s}, \mu_H$ bestimmt. Die Fehler wurden wiederum über das Gauß'sche FFG bestimmt, unter Verwendung des jeweils größeren Fehlers der Meßgrößen.

Die Fehler der Meßgrößen berechnen sich über:

$$\Delta \rho_{1s} = \rho_{1s} \sqrt{\left(\frac{\Delta I}{I}\right)^2 + \frac{4 \cdot (\Delta V)^4}{(|V1 - V2| + |V3 - V4|)^2} + \left(\frac{\Delta f}{f}\right)^2} \quad (21)$$

$$(22)$$

$$\Delta \rho_s = \frac{\sqrt{\Delta \rho_{1s}^2 + \Delta \rho_{2s}^2}}{2} \quad (23)$$

$$(24)$$

$$\Delta R_{H+} = R_{H+} \sqrt{\left(\frac{\Delta I}{I}\right)^2 + \frac{4 \cdot (\Delta V)^4}{(|V1 - V9| + |V2 - V10|)^2} + \left(\frac{\Delta B}{B}\right)^2} \quad (25)$$

$$(26)$$

Weiterhin

$$\Delta \rho_{2s} \text{ analog } \Delta \rho_{s1} \quad (27)$$

$$\Delta R_{H-}, \Delta R_{H1}, \Delta R_{H2} \text{ analog } R_{H+} \quad (28)$$

$$\Delta R_H \text{ analog } \Delta \rho_s \quad (29)$$

Anmerkung: Für die Bestimmung von f ergab sich ein Wert von $1,2 \pm 0,05$. Aus der Tabelle waren keine von 1 deutlich zu unterscheidenden Werte abzulesen, so daß f=1 gesetzt wurde und im weiteren als fehlerfrei angenommen wurde. Ebenso wurde der Korrekturfaktor r auf 1 gesetzt (nähere Begründung si l. Seite)

3.2 Die Ergebnisse

Die Standardabweichung sind durch ein fettgedrucktes σ zu erkennen.

3.2.1 Germanium

$$\rho_s = 9,75432 \pm 0,03452\Omega \quad \sigma(\rho) = 0,00062\Omega \quad (30)$$

$$R_{Hs} = -3,17763 \pm 0,01444\frac{m^2}{C} \quad \sigma(\mathbf{R}_H) = 0,01219\frac{m^2}{C} \quad (31)$$

$$\sigma_s = 0,1025 \pm 0,00036\frac{1}{\Omega} \quad (32)$$

$$\varrho_s = (1,964 \pm 0,0089) \cdot 10^{18}\frac{1}{m^2} \quad (33)$$

$$\mu_H = 0,3247 \pm 0,00186\frac{m^2}{V \cdot s} \quad (34)$$

3.2.2 Gallium-Arsenid

$$\rho_s = 477,57026 \pm 1,68847\Omega \quad \sigma(\rho) = 0,06837\Omega \quad (35)$$

$$R_{Hs} = -169,44457 \pm 0,7463\frac{m^2}{C} \quad \sigma(\mathbf{R}_H) = 0,59917\frac{m^2}{C} \quad (36)$$

$$\sigma_s = 0,00209 \pm 0,000007\frac{1}{\Omega} \quad (37)$$

$$\varrho_s = (3,368 \pm 0,016) \cdot 10^{16}\frac{1}{m^2} \quad (38)$$

$$\mu_H = 0,3541 \pm 0,00196\frac{m^2}{V \cdot s} \quad (39)$$

3.3 Auswertung von Teil 2

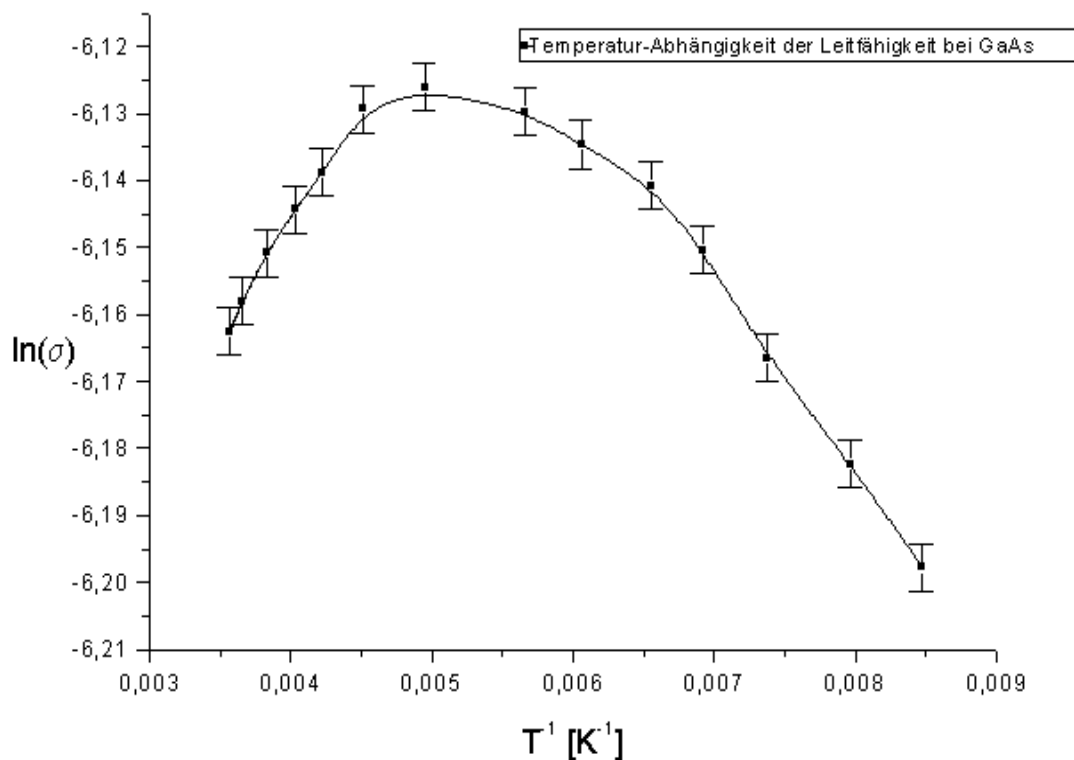
Anmerkung: Die Tabellen mit den Meßwerten und abgeleiteten Größen befinden sich in Anhang B

Bei diesem Versuch haben wir 14 Messungen im Temperatur Bereich von 118-280 Kelvin durchgeführt. Der Fehler bei den Meßtemperaturen resultiert von der großen Schwierigkeit die Temperatur in der Vakuumkammer konstant zu halten. Somit ergab sich für alle Messungen ein Fehler von ca 2,5 K, was aber angesichts der Meßintervalle sicherlich zu vertreten ist. Die Fehler der Einzelgrößen wurden analog zu [21],[27] aus Teil 1 bestimmt, der Wert des Korrekturfaktors f bei der Bestimmung von ρ wurde wiederum in sehr guter Näherung 1 gesetzt und als fehlerfrei angenommen. Natürlich kann hier keine Standardabweichung angegeben werden. Die Steigungen der linearen Graphen wurden mittels einer gewichteten lin. Regression ermittelt. Der Strom betrug für diese Meßreihe:

$$I = 10 \pm 0,5 \mu A \quad (40)$$

Da der selbe Permanentmagnet wie in Teil 1 verwendet wurde gilt für B der Wert aus Teil 1. Nun folgt die Auswertung der drei anzufertigen Graphen:

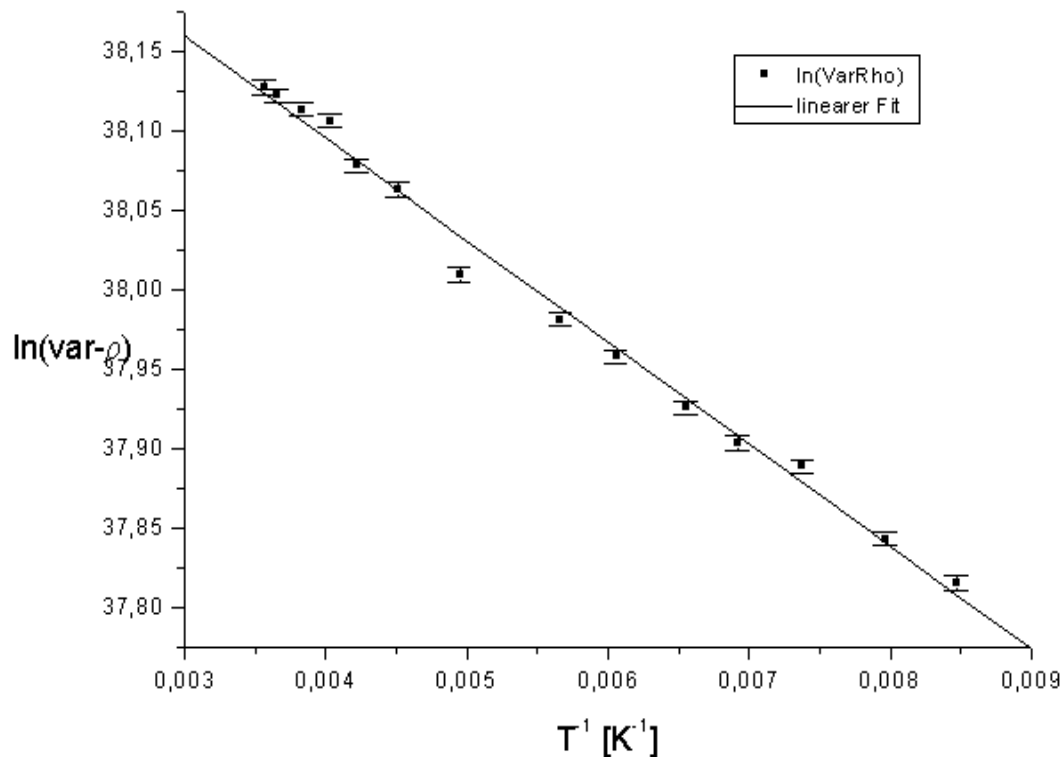
3.3.1 Die Temperatur-Abhängigkeit von σ_s



DIE TEMPERATUR-ABHÄNGIGKEIT VON σ_s

Die Leitfähigkeit der GaAs-Probe bleibt, wenn man die linearen Werte betrachtet, fast konstant. Um das Maximum deutlich sichtbar zu machen wurde hier deshalb eine logarithmische Auftragung verwendet. Dieser Graph korrespondiert sehr gut mit der in IBACH,LÜTH: FESTKÖRPERPHYSIK 4.AUFLAGE, S.354 gezeigten Abbildung der Temperatur-Abhängigkeit von σ_s , die allerdings hier nur für n-leitendes Germanium (die andere Probe die wir nicht verwendet haben) aufgetragen ist. Deshalb ist quantitative Analyse dieser Kurve leider nicht möglich, da diese Kurven in ihren Eigenheiten vom Halbleiter und dessen Eigenschaften abhängen. Es ließ sich nur bestimmen, daß das Maximum der Leitfähigkeit bei 178 K liegt.

3.3.2 Die Temperatur-Abhängigkeit von ϱ_s



DIE TEMPERATUR-ABHÄNGIGKEIT VON ϱ_s

Wie man aus dem Graphen erkennen kann nimmt die Ladungsträgerkonzentration mit steigender Temperatur zu. Anhand der sehr gut linearen Steigung kann man erkennen, das der Halbleiter entweder im intrinsischen oder im Reserve-Bereich arbeitet. Die lineare Regression der Steigung klärt dies, denn es ergibt sich $s = -64,23 \pm 1,63 \frac{\ln(m^{-2})}{K}$. Wie aus der Abbildung im Theorieteil zu entnehmen gilt für die Steigung s :

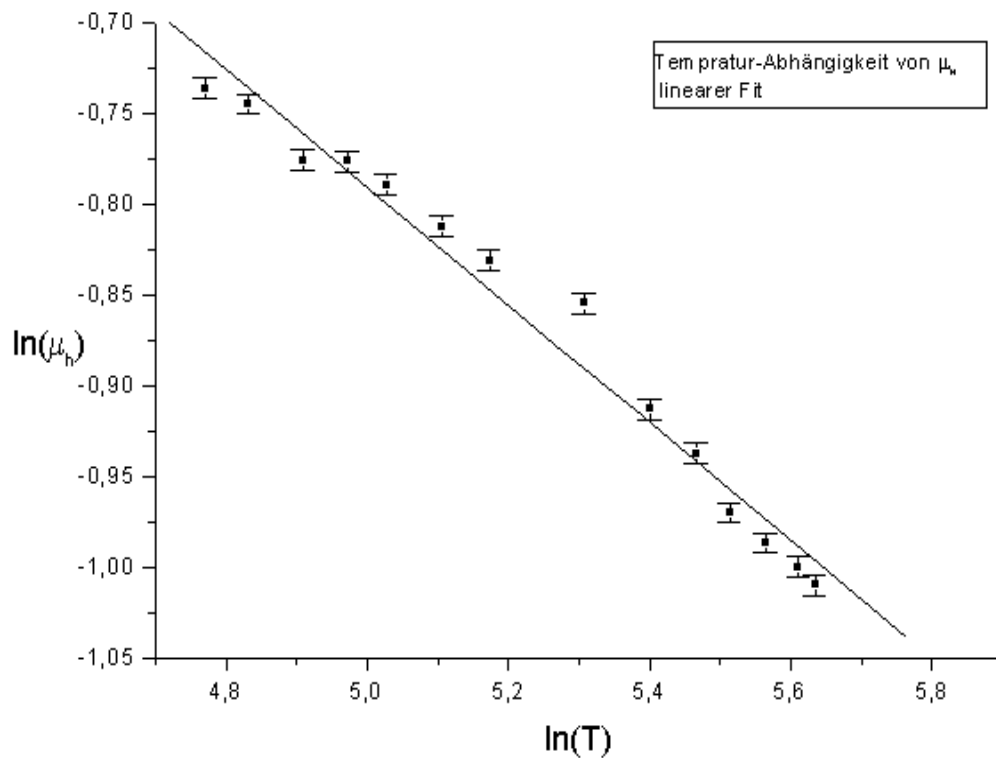
$$s = \frac{E_{gap}}{2 \cdot k} \quad (41)$$

mit k =Boltzmann-Konstante. Somit folgt für die Energie:

$$E_{gap} = 2 \cdot s \cdot k = 11,07 \text{meV} \quad (42)$$

Diese geringe Gap-Energie zeigt an, daß es sich um den Reserve-Bereich handelt. Dieses ist auch sinnvoll, da die Halbleiter ihre besonderen Eigenschaften durch die gezielte Implantation von Fremd-Ionen erhalten und diese im intrinsischen Bereich vollkommen untergehen würden. Also sollten sich Halbleiter auch bei Zimmertemperatur noch im Reserve-Bereich befinden. Noch zum Vergleich angegeben: Die Gap-Energie von Gallium beträgt 1,428eV, also weit mehr als hier gemessen.

3.3.3 Die Temperatur-Abhängigkeit von μ_H



DIE TEMPERATUR-ABHÄNGIGKEIT VON μ_H

Man sieht hier deutlich eine Abnahme der Hallbeweglichkeit mit steigender Temperatur abnimmt. Dies ist nach der Abbildung im Theorieteil ein Indikator dafür, das die Phononen-Streuung überwiegt. Wie in der Abbildung im Theorieteil illustriert müßte somit die Steigung $s \sim -\frac{3}{2}$ sein. Die gew. lineare Regression der Meßwerte ergab eine Steigung von:

$$s = -0,325 \pm 0,015 \quad (43)$$

Dieser Wert ist sicherlich sehr weit von $-1,5$ entfernt. Somit läßt sich vermuten, daß sich der Meßbereich nahe des Maximums der Hallbeweglichkeit befindet. Es läßt sich somit kein dominanter Streuprozeß ausmachen, so daß der Korrektur-Faktor r somit auf 1 gesetzt werden kann. Was unser bisheriges Vorgehen bei der Bestimmung der anderen Werte rechtfertigt.

4 Abschlußbemerkungen

Das Hauptproblem dieses Versuches ist die Stabilisierung der Temperatur der Vakuumkammer am zweiten Meßtag. Durch die recht ungenaue Hebebühne und des nicht unbedingt idealen Hilfsmittels Fön, besteht der größte Teil des Versuchs aus Warten auf die meist sehr langsame (und meist an der gewünschten Stelle zu schnelle) Änderung der Temperatur, unterbrochen von hektischen Meßintervallen. Ansonsten ist dieser Versuch sehr transparent bezüglich seiner Durchführung und Auswertung.

In den Graphen wurde auf die Darstellung von X-Fehlerbalken verzichtet, da die Betrachtungen der Graphen dieses Versuchs eher phänomenologisch, denn hochpräzise verläuft.

5 Anhänge

5.1 Anhang A - Germanium und Gallium-Arsenid

5.2 Anhang B - Gallium-Arsenid (temperaturabhängig)