

**”VP 2” - Versuch:
Eigenleitung und Hall-Effekt von
Germanium**

Therese Challand

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Theorie	4
2.1	Eigenleitung von Germanium	4
2.2	Hall-Effekt von Germanium	5
2.2.1	Dotierte Halbleiter	6
2.2.2	Das Phänomen "Halleffekt"	6
3	Apparatur	10
4	Experimentelle Durchführung	11
4.1	Erstes Experiment "Eigenleitung von Germanium"	11
4.1.1	Messung "Eigenleitung von Germanium"	11
4.2	Zweites Experiment "Halleffekt von Germanium"	11
4.2.1	Messung "Halleffekt von Germanium"	11
5	Daten und Analyse	12
5.1	Daten und Analyse "Eigenleitung von Germanium"	12
5.1.1	Abschätzung möglicher Fehlerquellen	15
5.2	Daten und Analyse "Halleffekt von Germanium"	17
5.2.1	Hallspannung $U_H(I_{Erreger})$ bei konstantem Magnetfeld B	17
5.2.2	Hallspannung $U_H(B)$ bei konstantem Erregerstrom $I_{Erreger}$	17
5.2.3	Berechnung von Hallkonstante R_H , Ladungsträger-Beweglichkeit μ und Ladungsträger-Dichte n im p - und n -dotierten Germanium	21
5.2.3.1	Aufgabe 1a): Hallkonstante R_H , Ladungsträger-Beweglichkeit μ und Ladungsträger-Dichte n , vgl. Quelle [1]	21
5.2.3.2	Aufgabe 1b): Einfluss der Restmagnetisierung des Systems	23
5.2.3.3	Aufgabe 1c): Messrichtung der Hallspannung	23
5.2.3.4	Aufgabe 2a): Bandlücke E_g , vgl. Quelle [1]	24
5.2.3.5	Aufgabe 2b): Boltzmann- statt Fermi-Verteilung im nicht-entarteten Halbleiter und Herleitung	28
5.2.3.6	Aufgabe 3a): Diskussion der Ladungsträger-Beweglichkeit $\mu(T)$, vgl. Quelle [1]	29
5.2.3.7	Aufgabe 3b): Diskussion von $\mu(T)$ für verschiedene Streumechanismen	31
5.2.3.8	Aufgabe 4a): Magnetowiderstand, vgl. Quelle [1]	33
5.2.3.9	Aufgabe 4b): Magnetowiderstand für verschiedene Systeme	33
5.3	Probleme	35
6	Zusammenfassung	35

1 Einleitung

In diesem Experimenten messen und berechnen wir zwei Dinge:

Im Versuch "**Eigenleitung von Germanium**" wird an einem undotierten Halbleiter, nämlich Germanium (Ge), die Temperaturabhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit bestimmt.

Im Versuch "**Hall-Effekt von Germanium**" sollen die elektrischen Eigenschaften eines n - und p -dotierten Halbleiters, also von n - und p -dotiertem Germanium, im äusseren Magnetfeld untersucht werden.

2 Theorie

2.1 Eigenleitung von Germanium

In diesem Versuch bestimmen wir an einem undotierten Halbleiter (kurz: HL) die Abhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit von der Temperatur. Beim intrinsischen oder schwach dotierten Halbleiter beobachtet man mit steigender Temperatur einen Anstieg der Leitfähigkeit. Dies wird verursacht durch eine wachsende Konzentration von thermisch erzeugten Elektronen und Löchern. Dies nennt man Eigenleitung. Solch ein Phänomen beobachtet man nicht bei einem metallischen Leiter oder einem stark dotierten Leiter.

Das Ohm'sche Gesetz gilt für elektrische Leitung in Metallen:

$$I = \frac{U}{R}, \quad (1)$$

mit $R = \text{const.}$, wobei I die Stromstärke und U die Spannung ist. Der Widerstand R eines Leiters der Länge l und der Querschnittsfläche A ist bestimmt durch:

$$R = \frac{\rho \cdot l}{A} = \frac{l}{A \cdot \sigma}, \quad (2)$$

mit der Leitfähigkeit σ , bzw. dem spezifischer Widerstand ρ verknüpft über:

$$\sigma = \frac{1}{\rho}. \quad (3)$$

Die Materialkonstante σ ist mit den atomistischen Größen Ladung des Elektrons e , Beweglichkeit μ und Ladungsträgerkonzentration n verknüpft über:

$$\sigma = e \cdot \mu \cdot n \quad (4)$$

Im Allgemeinen gibt man der Ladung das Symbol q . Für die Elementarladung des Elektrons verwendet man das Symbol $e = -1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$, vgl. Referenzen [2] und [3].

Die Beweglichkeit μ ist der Quotient aus mittlerer Driftgeschwindigkeit \bar{v}_D und der wirkenden Feldstärke E :

$$\mu = \frac{\bar{v}_D}{E} \quad (5)$$

Die Beweglichkeit μ ist abhängig von der Wechselwirkung der Ladungsträger mit den Störungen des idealen Gitters. Diese Störungen sind v.a. die Schwingungen der Atomrümpfe infolge thermischer Energie. Diese Schwingungen nennt man Phononen. Auch Störungen im Gitteraufbau, wie z.B. Fremdatome, Korngrenzen, Mischkristall- und Legierungsstrukturen, vermindern die Beweglichkeit. Bei Raumtemperatur ist die Beweglichkeit μ invers proportional zur Temperatur.

Metalle, Halbleiter und Isolatoren unterscheiden sich in ihrer Leitfähigkeit und zeigen eine charakteristische Temperaturabhängigkeit $\sigma(T)$ bzw. $R(T)$. Bei Metallen steigt mit steigender Temperatur der Widerstand schwach bzw. sinkt die Leitfähigkeit schwach. Bei Halbleitern sinkt der Widerstand stark mit steigender Temperatur, bzw. Leitfähigkeit steigt stark.

Den Ladungstransport in kristallinen Festkörpern beschreibt man mit dem "Bändermodell". Dieses macht Aussagen über die Anzahl der zur Verfügung stehenden frei beweglichen Ladungsträger und deren Temperaturabhängigkeit. Die Besetzung der Energieniveaus in den Bändern mit Elektronen erfolgt mit steigender Energie nach dem Prinzip der Minimierung der Gesamtenergie. Das höchste voll besetzte Band ist das **Valenzband**. Elektrische Leitfähigkeit erfordert frei bewegliche Ladungsträger,

d.h. beim Ladungstransport muss das Elektron in seiner unmittelbaren energetischen Nachbarschaft ein unbesetztes Energieniveau finden. Daher ist in vollbesetzten Energiebändern Ladungstransport nicht möglich.

Auf das Valenzband folgt ein nicht vollbesetztes Band, das **Leitungsband**. Zwischen Valenz- und Leitungsband kann sich eine verbotene Zone befinden, in der sich für die Elektronen keine Energieniveaus befinden.

Kennzeichnend für einen Halbleiter ist ein volles Valenzband und bei tiefen Temperaturen ein völlig leeres Leitungsband. Dazwischen liegt eine Energielücke, die sog. Bandlücke E_g (oder engl. 'band gap').

Demzufolge sind Halbleiter bei tiefen Temperaturen Isolatoren. Bei hoher Temperatur reicht die thermische Energie der Valenzelektronen, um die Energielücke zu überwinden. Nun gibt es gleichzeitig frei bewegliche Elektronen im Leitungsband und gleichviele frei beweglichen Löcher im Valenzband. Löcher haben positive Elementarladung und sind sog. Defektelektronen. Diese Art von Ladungstransport bei hohen Temperaturen nennt man **Eigenleitung**.

Bei Halbleitern ist im Gegensatz zu Metallen die Temperaturabhängigkeit des Widerstands $R(T)$ bzw. die Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit $\sigma(T)$ selbst abhängig von der Ladungsträgerkonzentration $n(T)$ und der Beweglichkeit $\mu(T)$. Da die Temperaturabhängigkeit von $n(T)$ durch einen thermischen Anregungsprozess verursacht wird, kann man diese Abhängigkeit in Form einer sog. Arrhenius-Beziehung schreiben:

$$n(T) = n_0 \cdot e^{-E_A/kT}, \quad (6)$$

wobei n_0 eine materialabhängige Grösse und E_A die Aktivierungsenergie ist. Bei der Eigenleitung gilt

$$E_A = \frac{1}{2} E_g. \quad (7)$$

Bei Halbleitern ist der Temperatureinfluss auf die Beweglichkeit viel geringer als der Einfluss auf die Ladungsträgerkonzentration, also wird der Temperatureinfluss auf $R(T)$ bzw. $\sigma(T)$ durch $n(T)$ dominiert. Es folgt:

$$\sigma(T) = \sigma_0 \cdot e^{-E_A/kT} \quad (8)$$

$$R(T) = R_0 \cdot e^{E_A/kT}, \quad (9)$$

was mit dem experimentellen Wert gut übereinstimmt. Daraus folgt durch Logarithmisieren:

$$\ln(R(T)) = \ln(R_0) + \frac{E_A}{kT}. \quad (10)$$

Wenn wir nun $\ln(R(T))$ nach $\frac{1}{T}$ auftragen, erhalten wir eine Gerade, aus deren Steigung wir die Aktivierungsenergie E_A berechnen können. Beim undotierten Halbleiter, d.h. bei der Eigenleitung, erhalten wir aus dem Wert für E_A näherungsweise den halben Bandabstand $\frac{1}{2} \cdot E_g$.

2.2 Hall-Effekt von Germanium

Äussere Felder, d.h. elektrische, magnetische oder Temperaturgradienten-Felder, beeinflussen das elektronische System eines Festkörpers, sodass eine Reihe verschiedener Temperaturphänomene auftreten. In diesem Experiment sollen die elektrischen Eigenschaften eines p - und n -dotierten Halbleiters im äusseren Magnetfeld untersucht werden. Daraus werden Aussagen über die Hall-Konstante, Leitfähigkeit, Ladungsträgerdichte, Beweglichkeit sowie Bandlücke und Magnetowiderstand gewonnen. Die Interpretation der Messungen erfolgt im Drude-Modell.

2.2.1 Dotierte Halbleiter

Sind im Kristallgitter Fremdatome, d.h. Störstellen, eingebaut, die aus einer Nachbargruppe im Periodensystem kommen, dann erhält man Energieniveaus, die in der verbotenen Zone nahe am Leitungsband bzw. nahe am Valenzband liegen. Solche Fremdatome sind in Abbildung 1 aufgelistet.

IV/IV	III/V	II/IV	IV/VI
SiC	GaAs	CdS	PbS
SiGe	AlAs	CsSe	PbTe
	InP	CsTe	
	GaP	ZnS	
	GaSb	ZnSe	
	InAs	ZnTe	
	GaN		
	InN		

Abbildung 1: Verschiedene Halbleiter nach Gruppen im Periodensystem geordnet

Fremdatome mit Elektronenüberschuss haben verglichen mit dem Wirtsatom Energieniveaus nahe am Leitungsband und können daher leicht Elektronen ins Leitungsband liefern. Diese bezeichnet man als Donatoren.

Fremdatome mit Elektronenmangel haben Energieniveaus nahe dem Valenzband und können leicht Elektronen aus dem Valenzband einfangen. Diese nennt man Akzeptoren.

Dieser Leitungsmechanismus wird **Störstellenleitung** genannt. Eigen- und Störstellenleitung existieren im Halbleiter immer gleichzeitig; bei Raumtemperatur dominiert aber meist die Störstellenleitung.

Bei dotierten Halbleitern ist die Aktivierungsenergie E_A die Energiedifferenz von der Störstelle in der verbotenen Zone zum entsprechenden Band, vgl. Gl. (6).

Da die Abhängigkeit der Leitfähigkeit von $n(T)$ bei Raumtemperatur dominiert, gibt die Messung von E_A die Lage der Störstellen in der Bandlücke wider.

Bei bestimmten Temperaturen tritt bei der Störstellenleitung der Fall ein, dass alle Donatoren bzw. Akzeptoren ihre Ladungsträger abgegeben bzw. aufgenommen haben. Dies entspricht der Sättigung der Störstellenleitung. Dann ist $n(T)$ nicht mehr temperaturabhängig unter der Annahme, dass noch keine Eigenleitung eintritt. Dann ist auch die Leitfähigkeit und der Widerstand vergleichbar mit denen von Metallen und wird mit einem linearen Temperaturkoeffizienten beschrieben.

2.2.2 Das Phänomen "Halleffekt"

In Abbildung 2 werden die physikalischen Größen, die beim Halleffekt eine Rolle spielen, verdeutlicht. Das Magnetfeld zeigt dabei in die Tafelenebene hinein, was durch blaue Kreuze angezeigt wird. Die Felder \vec{B} , \vec{E} und \vec{j} sehen folgendermassen aus:

$$\begin{aligned}
 \vec{B} &= (0, 0, B_z) \\
 \vec{E} &= (0, E_y, 0) \\
 \vec{j} &= (j_x, 0, 0)
 \end{aligned}
 \tag{11}$$

Fließt ein Strom mit der Stromdichte j_x durch einen Halbleiter oder Metall in Abb. 2, während gleichzeitig ein Magnetfeld B_z anliegt, bildet sich senkrecht zu beiden ein elektrisches Feld E_y . Dabei wird der Quotient daraus Hall-Konstante (Hall-Widerstand) genannt:

$$R_H = \frac{E_y}{j_x \cdot B_z}
 \tag{12}$$

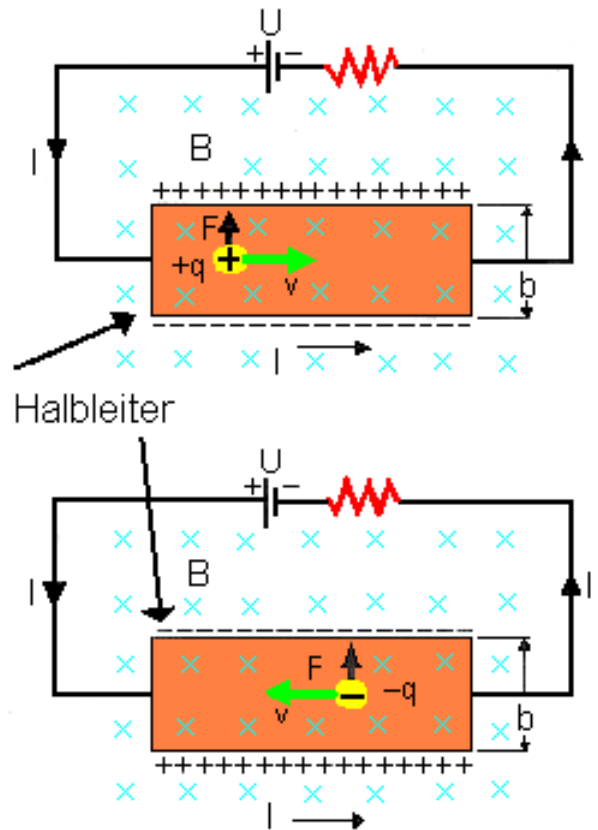


Abbildung 2: Darstellung der physikalischen Größen beim Halleffekt

Oder es kann auch die folgende Formel verwendet werden, vgl. dazu Referenz [3]:

$$U_H = \frac{I \cdot B}{n \cdot e \cdot d} = R_H \frac{I \cdot B}{d}, \quad (13)$$

wobei d die Dicke des Streifens in Abb. 2 ist, B das Magnetfeld, welches die Probe durchströmt und I der Erreger- oder Probenstrom (später mit $I_{Erreger}$ bezeichnet), der die Probe senkrecht auf die Probenseite und ebenfalls senkrecht auf das Magnetfeld durchströmt. Meist ist der Halbleiter-Streifen nur wenige Millimeter dick.

Für die Ladungsträgerdichte n gilt bei Zimmertemperatur:

$$n = \frac{I \cdot B}{e \cdot d \cdot U_H}. \quad (14)$$

Die Kraft, die das Magnetfeld auf die Ladungsträger im Streifen ausübt, nämlich die Lorentzkraft $\vec{F}_L = q \cdot \vec{v} \times \vec{B}$, hat den Betrag $q \cdot v \cdot B$. Dabei ist q die Ladung, \vec{v} die Geschwindigkeit der Ladungsträger und \vec{B} das angelegte Magnetfeld.

Diese magnetische Lorentzkraft wird ausgeglichen durch die elektrische Kraft $\vec{F}_E = q \cdot \vec{E}$ mit dem Betrag $q \cdot E$, wobei \vec{E} das elektrische Feld ist, das durch die Ladungstrennung entsteht.

Im Gleichgewicht gilt also:

$$\vec{F}_E = -\vec{F}_L \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \implies q \cdot \vec{E} &= q \cdot \vec{v} \times \vec{B} \\ \implies \vec{E} &= \vec{v} \times \vec{B} \end{aligned} \quad (16)$$

Aus Gl. (16) folgt mittels den Feldern aus Gl. (11)

$$\begin{aligned} \implies E_x &= 0 \\ E_y &= -v_x \cdot B_z \\ E_z &= 0 \end{aligned}$$

Hat nun der Halbleiter-Streifen die Länge b , beträgt die Potentialdifferenz $\Delta U = E \cdot b$, und es ergibt sich die Hallspannung U_H zu

$$U_H = E \cdot b = v \cdot B \cdot b, \quad (17)$$

vgl. dazu auch Abbildung 2, auf welcher der Hall-Effekt schematisch gezeigt wird. Sowohl auf positive Ladungsträger links als auch auf negative Ladungsträger rechts, übt das Magnetfeld eine nach oben gerichtete Kraft aus. Positive Ladungsträger bewegen sich von links nach rechts, negative von rechts nach links.

Das sog. "Drude-Modell" beschreibt den Halleffekt mikroskopisch. Stichworte dazu sind: freies Elektronengas, mittlere Driftgeschwindigkeit und Relaxationszeit-Näherung. Das Ergebnis ist, dass die Hall-Konstante nur von der Ladungsträgerdichte n und Ladung q des Teilchens, wie z.B. der negativen Elementarladung des Elektrons $e = -1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$, abhängt:

$$R_H = \frac{1}{n \cdot q} \quad (18)$$

Die Stromdichte, die sich bei einem äusseren elektrischen Feld \vec{E} einstellt, kann man auf die einzelnen Ladungsträger zurückführen:

$$\vec{j} = \mu \cdot n \cdot e \cdot \vec{E} \quad (19)$$

Es folgt mit Gl. (4):

$$\vec{j} = \sigma \cdot \vec{E}. \quad (20)$$

Damit ergibt sich durch Auflösen nach der Beweglichkeit μ :

$$\mu = \frac{\sigma}{n \cdot e} = \sigma \cdot R_H \quad (21)$$

Nun ist aber die Ladungsträgerdichte $n(T)$ von der Temperatur abhängig. Angenommen, der Halbleiter sei nicht entartet, d.h. mit einer Bandlücke $\Delta E \gg kT$, kann man die Fermiverteilung, die nötig ist für die Beschreibung der Elektronen im Metall, durch eine einfache Boltzmann-Verteilung ersetzen und man erhält:

$$n(T) \propto T^{\frac{3}{2}} \cdot e^{\frac{-\Delta E}{2kT}} \quad (22)$$

Die Messung von n als Funktion der Temperatur erlaubt so die Bestimmung der Bandlücke. Die Temperaturabhängigkeit in Gl. (3) ist solange richtig, bis im Kristall die Störstellenleitung gegenüber der Eigenleitung vernachlässigt werden kann.

Ein äusseres Magnetfeld hat auch einen Einfluss auf die Spannung U_x in x -Richtung. Die in der Probe auftretenden Kräfte kompensieren nur für Ladungsträger mit der mittleren Driftgeschwindigkeit v_D exakt. Daher kommt es wegen dieser endlichen Geschwindigkeitsverteilung zu Ablenkung der einzelnen Ladungsträger. Dies führt zu einer Änderung des spezifischen Widerstands ρ_x im Magnetfeld B_z . Entsprechend verursacht ein Mehrbandsystem eine Widerstandsänderung durch die bandabhängigen mittleren Driftgeschwindigkeiten bzw. Beweglichkeiten. Die Relaxationszeitnäherung liefert für kleine Magnetfelder die Beziehung:

$$\frac{\rho_x(B_z) - \rho_x(B_z = 0)}{\rho_x(B_z = 0)} = \alpha \cdot B_z^2. \quad (23)$$

und

$$\alpha = \frac{1}{B_z^2} \cdot \frac{\rho_x(B) - \rho_x(B_z = 0)}{\rho_x(B_z = 0)}. \quad (24)$$

Die Grösse $\frac{\rho_x(B_z) - \rho_x(B_z=0)}{\rho_x(B_z=0)}$ nennt man Magnetowiderstand.

3 Apparatur

Die Apparatur, eine Halterung für die Halbleiter-Platinen mit Stromanschlüssen versehen, ist auf Abbildung 3 gezeigt (Quelle: Referenz [4]). Die Halterung für die Halbleiter-Platinen sind in Abbildung 4 zu sehen.

Technische Daten der Apparatur

Gehäusemasse in mm : $160 \times 105 \times 25$

Max. Probertemperatur: $175\text{ }^{\circ}C$

Max. Probenstrom: $\pm 60\text{ mA}$

Versorgung: 12 V Wechselstrom auf $3,5\text{ A}$

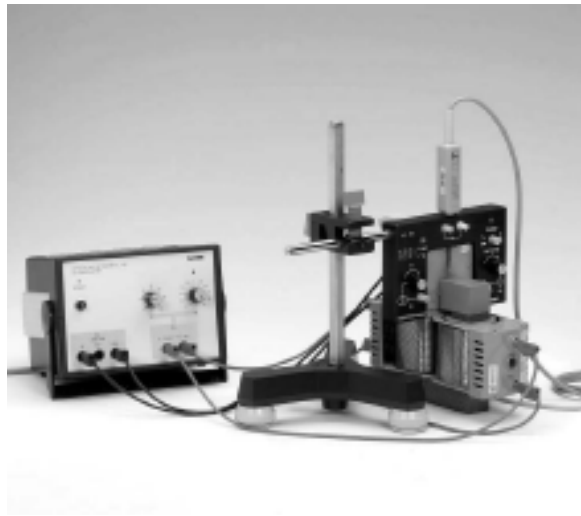


Abbildung 3: Apparatur mit zugehörigen Magnetspulen um den Eisenkern (rechts) und dem Netzteil (links)

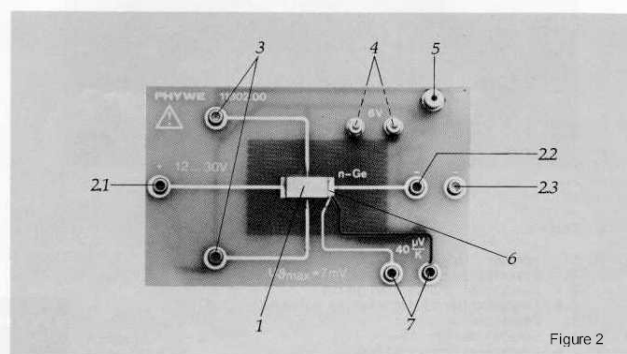


Abbildung 4: Halterung für die Halbleiter-Platinen

Dem Produkt der Firma "Phywe Systeme GmbH & Co. KG Göttingen" werden drei Platinen mit Germanium mitgeliefert; eine Platine mit undotiertem und zwei Platinen mit jeweils n - und p -dotiertem Germanium mit zusätzlichen Messanschlüssen für die Hallspannung.

4 Experimentelle Durchführung

4.1 Erstes Experiment "Eigenleitung von Germanium"

Es soll die Leitfähigkeit bzw. die Spannung der ersten Platine, welche die undotierte Ge-Probe enthält in Abhängigkeit der Proben temperatur gemessen werden. Dies soll bei konstantem Probenstrom für zwei verschiedene Probenströme durchgeführt werden. Dazu heizen wir die Probe auf $170\text{ }^{\circ}\text{C}$ Maximaltemperatur auf und messen während des raschen Abkühlens (auf Zimmertemperatur) mit einem Voltmeter die Spannung an der Probe.

4.1.1 Messung "Eigenleitung von Germanium"

Ich messe zweimal die Spannung in Abhängigkeit der Temperatur für einen konstanten Erregerstrom von 10 mA . Dieselbe Messung wird für einen Erregerstrom von 22 mA durchgeführt.

4.2 Zweites Experiment "Halleffekt von Germanium"

Es soll nun auch folgendes gemessen werden:

1. Messung der Hall - Spannung U_H in Abhängigkeit des Erregerstroms bei konstantem Magnetfeld bzw. konstantem Spulen-Strom und konstanter Temperatur.
2. Messung der Hall - Spannung U_H in Abhängigkeit des Magnetfeldes bei konstantem Erregerstrom und konstanter Temperatur.
3. Messung der Proben-Spannung als Funktion der Temperatur bei konstantem Strom.
4. Bestimmung der Abhängigkeit des Magnetfelds vom Spulen-Strom mittels eines externen Gauss-Meters.

4.2.1 Messung "Halleffekt von Germanium"

Zur Bestimmung der Abhängigkeit des Magnetfelds vom Spulen-Strom wurde die Stromstärke der Spule verändert und mit einem Gauss-Meter das Magnetfeld überprüft, vgl. Abbildung 17. Folgende Einstellungen nahm ich vor:

- *p*-Germanium bei 10 mA Erreger-/ Probenstrom und einem Spulenstrom von $1,09\text{ A}$
- *n*-Germanium bei 10 mA Erreger-/ Probenstrom und einem Spulenstrom von $1,09\text{ A}$

Das Magnetfeld wurde bei variierendem Strom bei einer konstanten Spannung von $9,77\text{ V}$ an der Spule gemessen.

Das Volumen der *n*- und der *p*-Ge-Probe in der Versuchsanordnung ist $10 \times 20 \times 1\text{ mm}^3$. Der spezifische Widerstand von *p*-Ge ist $2,75 \pm 0,25\text{ }\Omega\text{cm}$ und von *n*-Ge $2,25 \pm 0,25\text{ }\Omega\text{cm}$.

5 Daten und Analyse

5.1 Daten und Analyse "Eigenleitung von Germanium"

Man berechnet für das undotierte Germanium den Widerstand $R(T)$ aus der gemessenen Probenspannung U und dem konstanten Probenstrom I über $U = R \cdot I$.

Dann stellt man $R(T)$ nach T dar für beide Messungen, d.h. für zwei verschiedenen Werte des Probenstroms, nämlich 10 mA und 22 mA , vgl. Abbildung 5.

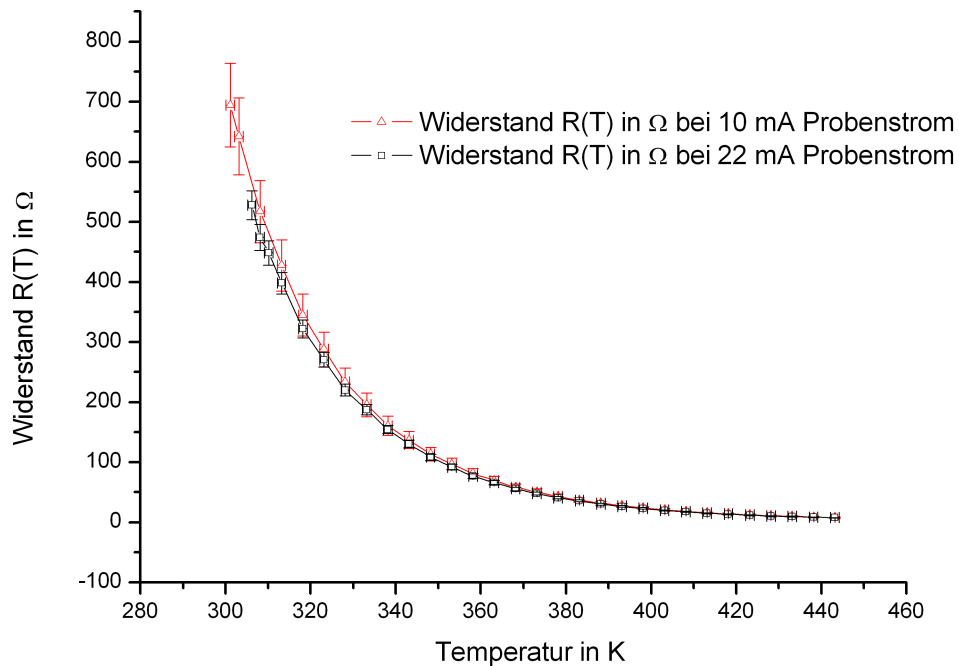


Abbildung 5: Widerstand $R(T)$ in Ω gegen Temperatur T in K aufgetragen

Fehler an diesen Graphen sind $\Delta T = 1 \text{ K}$ und

$$\frac{\Delta R}{R} = \sqrt{\left(\frac{\Delta U}{U}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I}{I}\right)^2}$$

mit $\Delta U = 0,01 \text{ V}$, U die gemessene Spannung in V , $\Delta I = 0,001 \text{ A}$ und $I = 10 \text{ mA} = 0,01$ bzw. $I = 22 \text{ mA} = 0,022 \text{ A}$, vgl. [5]. Somit ist der absolute Fehler in R gleich ΔR .

Zur Abschätzung von E_A bzw. E_g berechnet man den Logarithmus des Widerstands und die inverse Temperatur. Dies plottet man gegeneinander, d.h. man trägt $\log(R)$ gegen $1/T$ auf, vgl. Gl. (10). Dann macht man einen linearen Fit, der die Steigung der Geraden angibt, vgl. Abbildungen 7 und 6 für die beiden Messungen bei 10 mA bzw. 22 mA .

Der Fehler an die Abszissa (x-Achsen) der Graphen 7 und 6, nämlich $\left(\frac{1}{T}\right)$, ist:

$$\Delta\left(\frac{1}{T}\right) = \frac{\Delta T}{T} \cdot \frac{1}{T},$$

wobei $\Delta T = 1 \text{ K}$ und die Temperatur T in K .

Der Fehler an die Ordinata (y-Achsen) der Graphen 7 und 6, nämlich $(\ln(R))$, ist:

$$\Delta(\ln(R)) = \frac{\Delta R}{R} \cdot \ln(R),$$

da der Fehler in R sich gleich verhält wie der Fehler in $\ln(R)$.

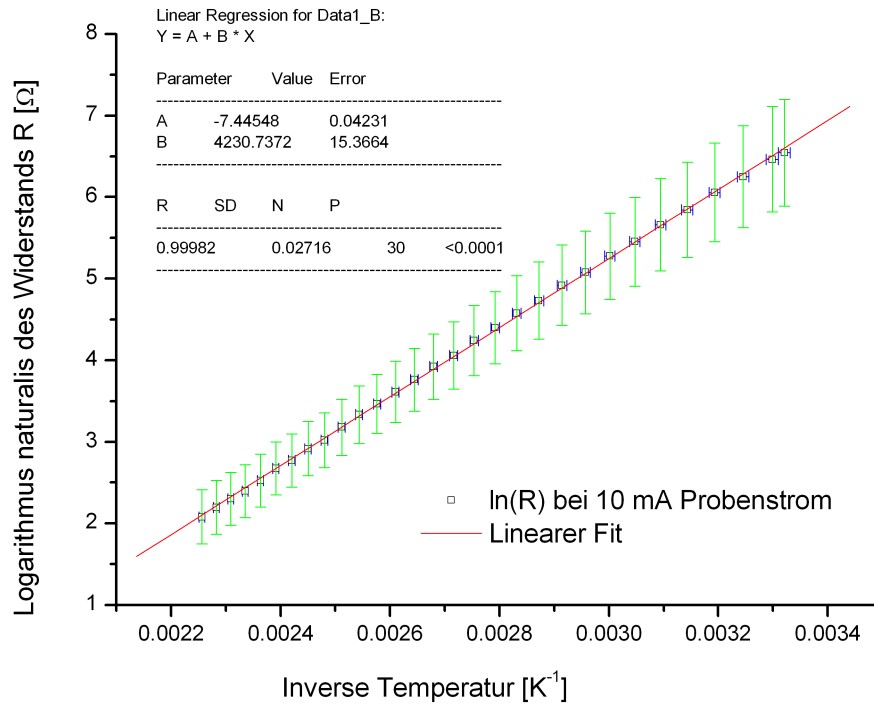


Abbildung 6: $\ln(R)$ gegen $1/T$ für einen Probenstrom von 10 mA

Der Wert der Steigung \bar{B} dieser Geraden beträgt durchschnittlich:

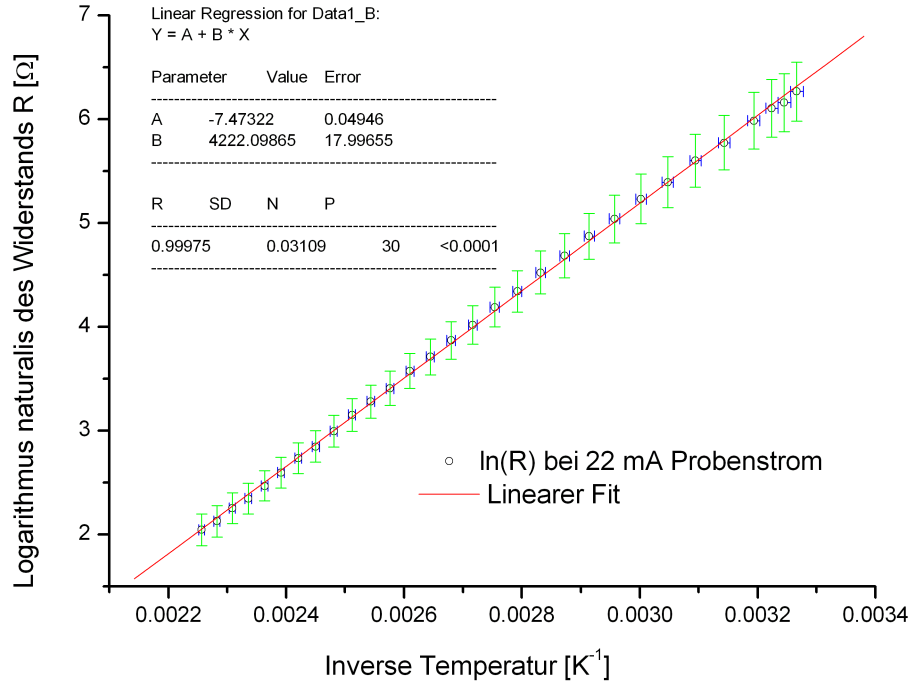
$$\begin{aligned} \bar{B} &= \frac{1}{2} \cdot (B_1 + B_2) \\ &= \frac{1}{2} \cdot (4230 \pm 15 + 4222 \pm 17) \\ &= 4226 \pm 5, 54\% = 4256 \pm 23 \end{aligned} \quad (25)$$

wobei der relative Fehler mit folgendermassen berechnet wurde, da es sich um eine Formel der Form $F = a \pm b$ handelt [5]:

$$\Delta F = \sqrt{(\Delta a)^2 + (\Delta b)^2},$$

Zu diesen Berechnungen benutzte ich ein Rechen-Programm, siehe Referenz [6].

Die Steigung der Geraden entspricht $\frac{E_A}{k_B}$. Wenn wir diese Zahl in Gl. (25) nun mit der Boltzmann-Konstante $k_B \cong 1,38 \cdot 10^{-23} [\text{J} \cdot \text{K}^{-1}]$ multiplizieren, erhalten wir die Aktivierungsenergie E_A in Joule. Daraus berechnen wir die jeweiligen Bandabstände bei verschiedenen Temperaturen zu $E_g = 2 \cdot E_A$:

Abbildung 7: $\ln(R)$ gegen $1/T$ für einen Probenstrom von 22 mA

$$\begin{aligned}
 E_g &= 2 \cdot E_A = 2 \cdot \bar{B} \cdot k_B \\
 &= 2 \cdot (4256K \pm 23K) \cdot (1,38 \cdot 10^{-23} \cdot J \cdot K^{-1}) \\
 &= 1,17 \cdot 10^{-19} J \pm 6,34 \cdot 10^{-22} J \\
 &= \frac{1}{1,602} \cdot 10^{19} (1,17 \cdot 10^{-19} \pm 6,34 \cdot 10^{-22}) eV \\
 &\cong \underline{\underline{0,73eV \pm 0,04eV}}
 \end{aligned} \tag{26}$$

Der Literaturwert für die Bandlücke beim Germanium ist eine Funktion der Temperatur $T[K]$ wie in Abbildung 8 angedeutet ist:

$$E_g(T) [eV] = 0,742 - \frac{4,8 \cdot 10^{-4} \cdot T^2}{(T + 235)}, \tag{27}$$

wobei T die Temperatur in Grad K angegeben wird, vgl. Quelle [7]. Um herauszufinden, was E_g bei Zimmertemperatur ist und um einen Eindruck des Verlaufs von E_g plote ich mit Maple die Funktion in Gl. (27), vgl. Abbildungen 9 und 10.

Somit ist E_g für $T = 292 K \approx 0,665 eV$. Dieser Wert ähnelt dem von mir berechneten Wert in Gl. (26) knapp innerhalb des Fehlerbereichs. Referenz [8] gibt $E_g = 0,67 eV$ für die Bandlücke von Ge , was meinem Wert in Gl. (26) noch mehr ähnelt, d.h. bis auf 2 % innerhalb meines Fehlerbereichs in Gl. (26).

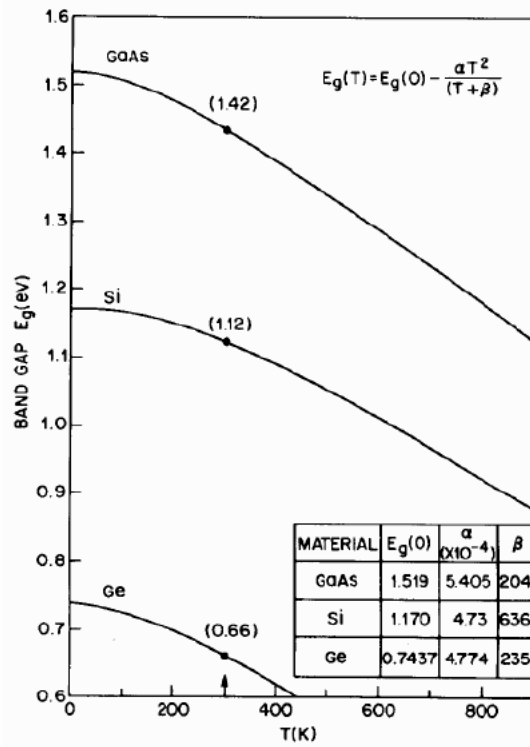
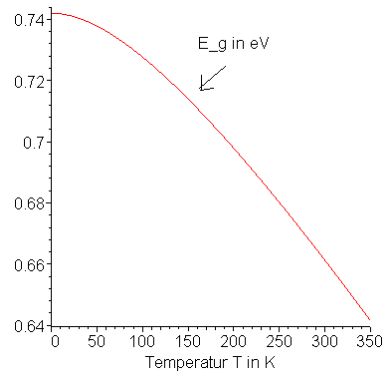
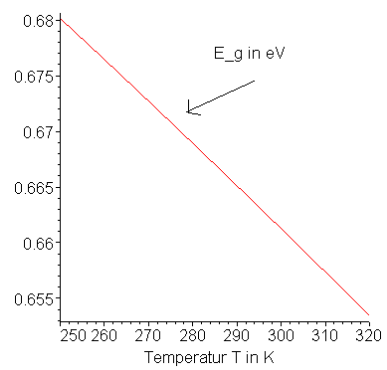


Abbildung 8: Zur Berechnung des Bandabstand beim undotierten HL, vgl. Quelle [7]

5.1.1 Abschätzung möglicher Fehlerquellen

Eine mögliche Fehlerquelle ist die Angabe der Temperatur, die in dem Raum herrschte, in welchem die Messung durchgeführt wurde. Dies führt zu einem fälschlich angenommenen Literaturwert bei exakt $T = 20^\circ \text{C}$, da die Funktion $E_g(T)$ stark mit steigender Temperatur im Bereich der Raumtemperatur wächst, vgl. Abbildung 9 und Gl. (27) von Quelle [7].

Abbildung 9: Bandgap-Energie $E_g(T)$ zwischen $T = 0 K$ und $T = 350 K$ Abbildung 10: Bandgap-Energie $E_g(T)$ zwischen $T = 250 K$ und $T = 320 K$

5.2 Daten und Analyse "Halleffekt von Germanium"

Es soll nun die Hall-Konstante R_H , die Ladungsträger-Beweglichkeit μ und die Ladungsträger-Dichte n bei Raumtemperatur, d.h. bei $T = 20^\circ C$, berechnet werden.

Zur Berechnung der Bandlücke ΔE soll $\log(n \cdot T^{-\frac{3}{2}})$ gegen $\frac{1}{T}$ aufgetragen werden. Dies nennt man Arrhenius-Graph.

Es soll die Beweglichkeit $\mu(T)$ doppellogarithmisch gegen die Temperatur aufgetragen werden.

Man trage den Magnetowiderstand gegen das Magnetfeld auf und bestimme die Konstante α aus der quadratischen Funktion Magnetowiderstand gegen das Magnetfeld.

5.2.1 Hallspannung $U_H(I_{Erreger})$ bei konstantem Magnetfeld B

Zur Ermittlung der Parameter am n - und p -dotierten Germanium messen wir zuerst die Hallspannung U_H in Abhängigkeit des Erreger-Strom $I_{Erreger}$ bei Zimmertemperatur und konstantem Magnetfeld für n - und p -Ge, s. Abbildung 11.

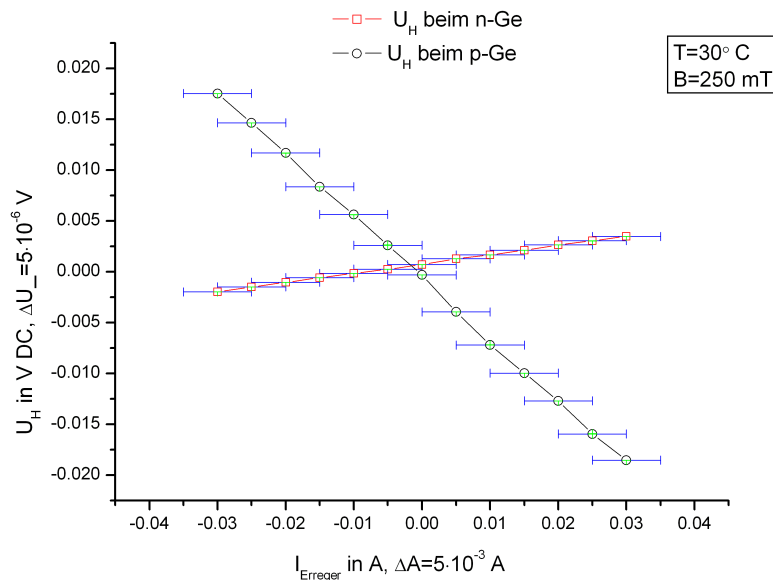
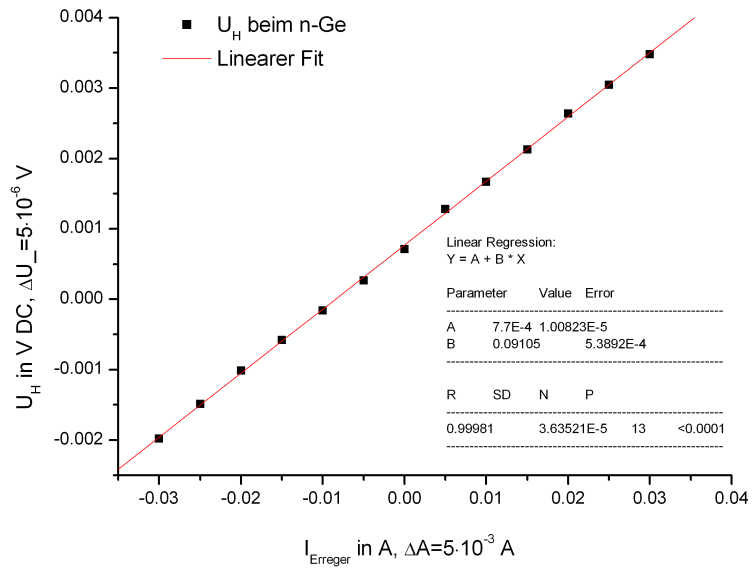
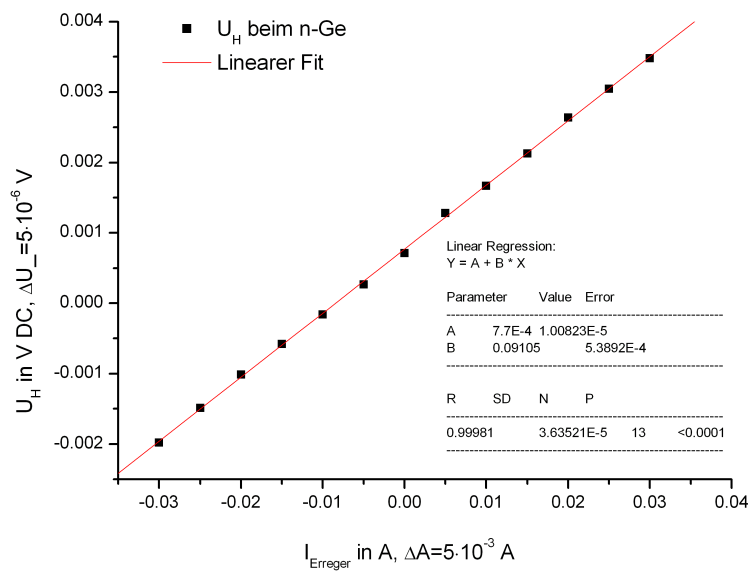


Abbildung 11: $U_H(I_{Erreger})$ beim n- und p-Ge

5.2.2 Hallspannung $U_H(B)$ bei konstantem Erregerstrom $I_{Erreger}$

Dann misst man die Hallspannung U_H in Abhängigkeit des Magnetfelds B bei Zimmertemperatur und konstantem Erreger-Strom $I_{Erreger}$ für n - und p -Ge, s. Abbildung 14.

Zur Untersuchung der Abhängigkeit des Magnetfeldes vom Spulen-Strom in den Magnetspulen, messe ich das Magnetfeld mit einem Gauss-Meter in Abhängigkeit des Spulen-Stroms, vgl. Abbildung 17.

Abbildung 12: $U_H(I_{Erreger})$ beim n-GeAbbildung 13: $U_H(I_{Erreger})$ beim p-Ge

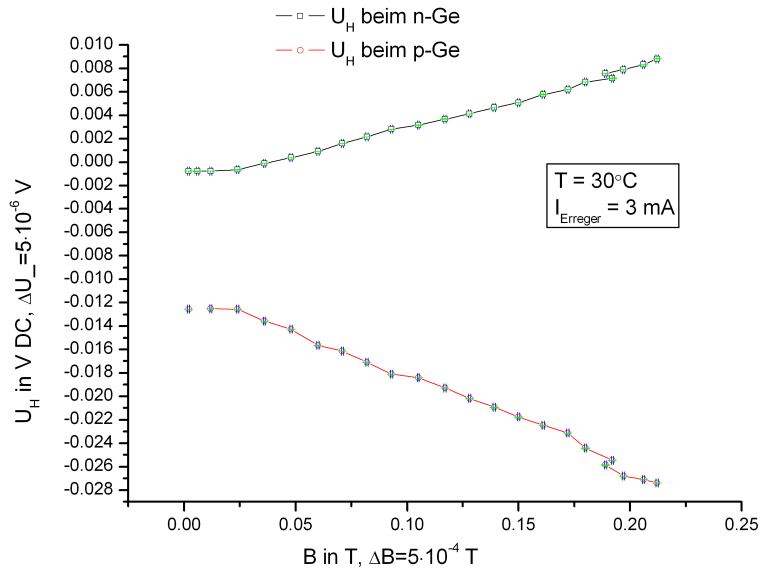


Abbildung 14: $U_H(B)$ beim n- und p-Ge

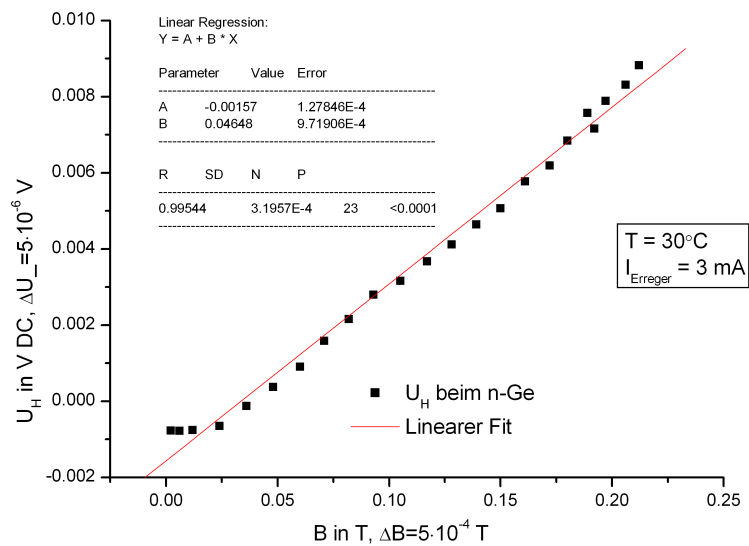


Abbildung 15: $U_H(B)$ beim n-Ge

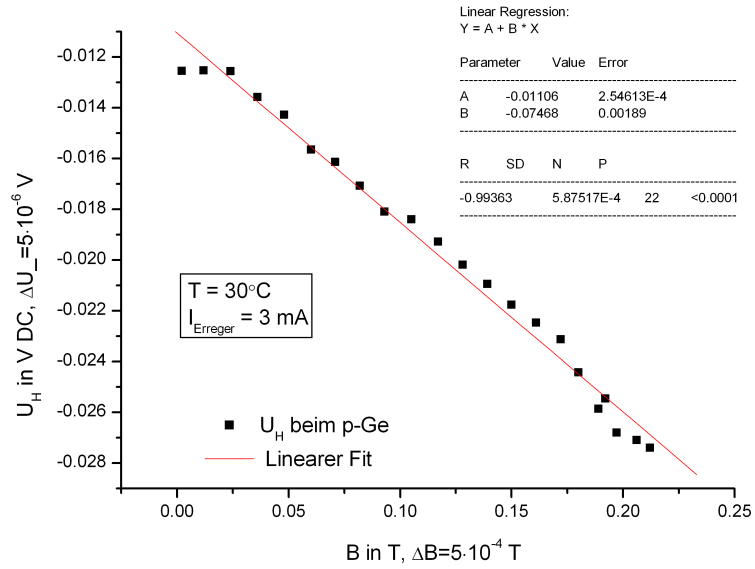


Abbildung 16: $U_H(B)$ beim p-Ge

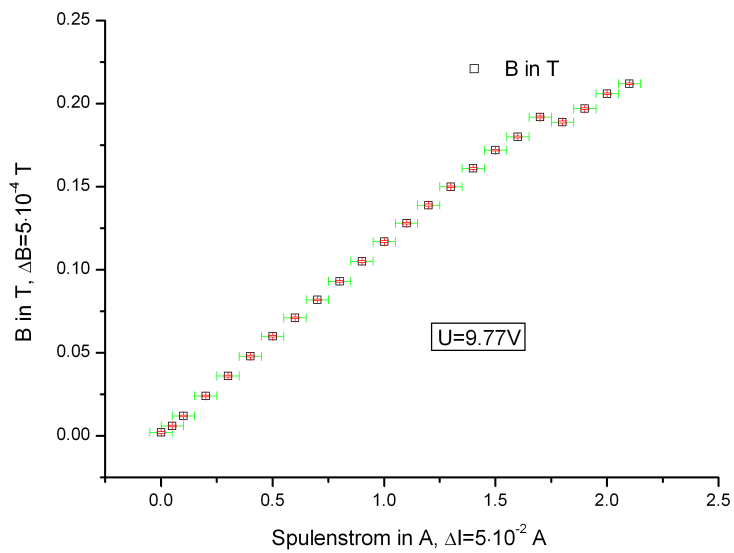


Abbildung 17: $B(I)$ mit I Spulenstrom

5.2.3 Berechnung von Hallkonstante R_H , Ladungsträger-Beweglichkeit μ und Ladungsträger-Dichte n im p - und n -dotierten Germanium

5.2.3.1 Aufgabe 1a): Hallkonstante R_H , Ladungsträger-Beweglichkeit μ und Ladungsträger-Dichte n , vgl. Quelle [1]

R_H : Die Hallkonstante, also den Hall-Widerstand $R_H \left[\frac{m^3}{C} = \frac{m^3}{A \cdot s} \right]$, können wir aus den Steigungen B_1 bzw. B_2 der linearen Fits in den Abbildungen 11,12 und 13 bzw. 14, 15 und 16 für n - und p -Ge berechnen. Aus Gl. (13) folgt:

$$U_H(I) = B_1 \cdot I_{Erreger},$$

wobei

$$B_1 = R_H \cdot \frac{B}{d}$$

die Steigung der Geraden in Abbildung 11, bzw. Abbildungen 12 und 13, ist.

Mit den Werten $B = 250 \text{ mT} = 0,25 \text{ T}$ und $d = 1 \text{ mm} = 0,001 \text{ m} = 1 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ und der unter Kenntnis der Steigung B_1 folgt:

$$\Rightarrow R_H = B_1 \cdot \frac{d}{B} \left[\frac{V \cdot m}{A \cdot \underbrace{Vsm^{-2}}_{=[T]}} = \frac{m^3}{A \cdot s} = \frac{m^3}{C} \right]$$

$$R_{H,n,B} = 0,04648 \pm 0,00097 \cdot \frac{1 \cdot 10^{-3} \text{ m}}{0,25 \text{ T}} = \underline{\underline{1,8592 \cdot 10^{-4} \pm 3,9 \cdot 10^{-6} \left[\frac{m^3}{A \cdot s} \right]}}$$

$$R_{H,p,B} = -0,07468 \mp 0,00189 \cdot \frac{1 \cdot 10^{-3} \text{ m}}{0,25 \text{ T}} = \underline{\underline{-2,9872 \cdot 10^{-4} \mp 7,6 \cdot 10^{-6} \left[\frac{m^3}{A \cdot s} \right]}}$$

Dasselbe gilt für die Steigung B_2 in Abbildung 14, d.h. Abbildungen 15 und 16 mit den Werten $I_{Erreger} = 30 \text{ mA} = 0,03 \text{ A} = 3 \cdot 10^{-2} \text{ A}$ und $d = 1 \text{ mm} = 0,001 \text{ m}$:

$$U_H(B) = B_2 \cdot B$$

mit

$$B_2 = R_H \cdot \frac{I_{Erreger}}{d}$$

$$\Rightarrow R_H = B_2 \cdot \frac{d}{I_{Erreger}}$$

$$R_{H,n,I_{Erreger}} = 0,09105 \pm 0,00054 \cdot \frac{1 \cdot 10^{-3} \text{ m}}{3 \cdot 10^{-2} \text{ A}} = \underline{\underline{3,035 \cdot 10^{-3} \pm 1,8 \cdot 10^{-5} \left[\frac{m^3}{A \cdot s} \right]}}$$

$$R_{H,p,I_{Erreger}} = -0,60874 \mp 0,00379 \cdot \frac{1 \cdot 10^{-3} \text{ m}}{3 \cdot 10^{-2} \text{ A}} = \underline{\underline{-2,029 \cdot 10^{-2} \mp 1,3 \cdot 10^{-4} \left[\frac{m^3}{A \cdot s} \right]}}$$

Wir erhalten $R_H = 1,8592 \cdot 10^{-4} \pm 3,9 \cdot 10^{-6} \left[\frac{m^3}{A \cdot s} \right]$ aus der ersten Messung in Abhängigkeit des B -Feldes für n -Ge.

Für das p -Ge erhalten wir $R_H = -2,9872 \cdot 10^{-4} \mp 7,6 \cdot 10^{-6} \left[\frac{m^3}{A \cdot s} \right]$ aus der Messung für das B -Feld.

Leider sind die Werte weder für das n -Ge noch für das p -Ge identisch für die beiden Messungen bei konstantem B bzw. $I_{Erreger}$. In den weiteren Berechnungen verwenden wir die Werte für die Messung bei konstantem B -Feld.

μ : Mit dem Wert des spezifischen Widerstands für n -Ge ($\rho_n = 2,25 \pm 0,25 \Omega cm = (2,25 \pm 0,25) \cdot 10^{-2} \Omega m$) und des spezifischen Widerstands für p -Ge ($\rho_p = 2,75 \pm 0,25 \Omega cm = (2,75 \pm 0,25) \cdot 10^{-2} \Omega m$) folgt mit Gl. (22) und Gl. (13) für die Beweglichkeit μ_n für das n -dotierte Ge:

$$\mu_n = \sigma_n \cdot R_{H,n} = \frac{1}{\rho_n} \cdot R_{H,n} = \frac{1}{(2,25 \cdot 10^{-2} \pm 0,25 \cdot 10^{-2} \cdot 10^{-2}) \Omega m} \cdot \left(1,8592 \cdot 10^{-4} \pm 3,9 \cdot 10^{-6} \frac{m^3}{A \cdot s} \right)$$

$$\underline{\underline{\mu_n = 8,26310^{-3} \pm 9,34310^{-4} (\equiv 11,3\%) \left[\frac{m^3}{\Omega m \cdot A s} = \frac{m^2}{V s} \right]}}$$

Und die Beweglichkeit μ_p für das p -dotierte Ge:

$$\mu_p = \sigma_p \cdot R_{H,p} = \frac{1}{\rho_p} \cdot R_{H,p} = \frac{1}{(2,75 \cdot 10^{-2} \pm 0,25 \cdot 10^{-2} \cdot 10^{-2}) \Omega m} \cdot \left(-2,9872 \cdot 10^{-4} \mp 7,6 \cdot 10^{-6} \frac{m^3}{A \cdot s} \right)$$

$$\underline{\underline{\mu_p = -1,08610^{-2} \mp 1,02510^{-3} (\equiv 9,4\%) \frac{m^2}{V s}}}$$

Dabei wird der Fehler jeweils zuerst nach der Gauss'schen Fehlerfortpflanzung [5] berechnet:

$$\frac{\Delta \mu}{\mu} = \sqrt{\frac{\Delta \rho^2}{\rho^2} + \frac{\Delta R_H^2}{R_H^2}},$$

was uns den Fehler in Prozent angibt. Dann wird mit dem Wert für μ multipliziert, um den relativen Fehler $\Delta \mu$ zu erhalten.

n : Die Ladungsträgerdichte n bei Zimmertemperatur gibt uns Formel (14). Wenn man diese Formel nach U_H auflöst, erhält man Gl. (13) (links), bzw.:

$$U_H = B_1 \cdot I_{Erreger} = B_2 \cdot B$$

Die Steigung dieser Geraden U_H ist $B_1 = \frac{B}{edn}$ bzw. $B_2 = \frac{I_{Erreger}}{edn}$. Wir benutzen den Wert für B_1 bei einem konstanten B -Feld von $0,25 T$.

Somit gilt für n_n bzw. n_p [m^{-3}]:

$$n_n = \frac{B}{e \cdot d \cdot B_{1,n,B}} = \frac{0,25T}{1,602 \cdot 10^{-19} C \cdot 0,001m \cdot (0,04648 \pm 0,00097)}$$

$$\underline{\underline{n_n = 3,4 \cdot 10^{22} \pm 1,6 \cdot 10^{24} m^{-3}}}$$

$$n_p = \frac{B}{e \cdot d \cdot B_{1,p,B}} = \frac{0,25T}{-1,602 \cdot 10^{-19} C \cdot 0,001m \cdot (-0,07468 \mp 0,00189)}$$

$$\underline{\underline{n_p = 2,1 \cdot 10^{22} \pm 8,3 \cdot 10^{23} m^{-3}}}$$

wobei $e = \pm 1,602 \cdot 10^{-19} C$ für das Elektron bzw. das Loch als Ladungsträger im p - bzw. n -dotierten Halbleiter, und $d = 1 mm = 0,001 m$ die Dicke des Halbleiters.

Die Tabellenwerte für n - und p -Ge für die Hallkonstante R_H , Ladungsträger-Beweglichkeit μ und Ladungsträger-Dichte n bei Zimmertemperatur sind mir leider nicht bekannt. Ich weiss aber, dass die Werte lediglich von der Temperatur bzw. dem Druck abhängen.

	n - Ge	p - Ge
Hallkonstante R_H [m^3/C]	$1,8592 \cdot 10^{-4} \pm 3,9 \cdot 10^{-6}$	$-2,9872 \cdot 10^{-4} \mp 7,6 \cdot 10^{-6}$
Ladungsträger-Beweglichkeit μ [$\frac{m^3}{A \cdot s}$]	$8,263 \cdot 10^{-3} \pm 9,343 \cdot 10^{-4}$	$-1,086 \cdot 10^{-2} \mp 1,025 \cdot 10^{-3}$
Ladungsträger-Dichte n [m^{-3}]	$3,4 \cdot 10^{22} \pm 1,6 \cdot 10^{24}$	$2,1 \cdot 10^{22} \pm 8,3 \cdot 10^{23}$

5.2.3.2 Aufgabe 1b): Einfluss der Restmagnetisierung des Systems Die Restmagnetisierung hat einen Einfluss auf die Genauigkeit der Ergebnisse: Man sieht beim Messen, dass man nur 'vorwärts' oder 'rückwärts' messen soll, denn wenn man einen Wert nochmal messen will, nachdem man bereits einen anderen Erregerstrom bzw. Magnetfeld eingestellt hat, erhält man nicht dieselben Ergebnisse bei der zweiten Messung.

5.2.3.3 Aufgabe 1c): Messrichtung der Hallspannung Es ist wichtig, dass man U_H so senkrecht wie möglich zum Erregerstrom misst, da sich die Spannung senkrecht zum Strom ausbreitet. Wenn man dies nicht tut, misst man eine zu hohe Spannung, da die Potentialdifferenz dann über eine vermeintlich grössere Distanz gemessen wird, da gilt $U \propto Q \cdot d$.

5.2.3.4 Aufgabe 2a): Bandlücke E_g , vgl. Quelle [1] Die Messung von $U_H(T)$ für n - und p -Ge zeigen die Abbildungen 18 und 19. Die dazugehörigen Fehler sind $\Delta U = 0,05mV = 5 \cdot 10^{-5}V$ und $\Delta T = 2K$.

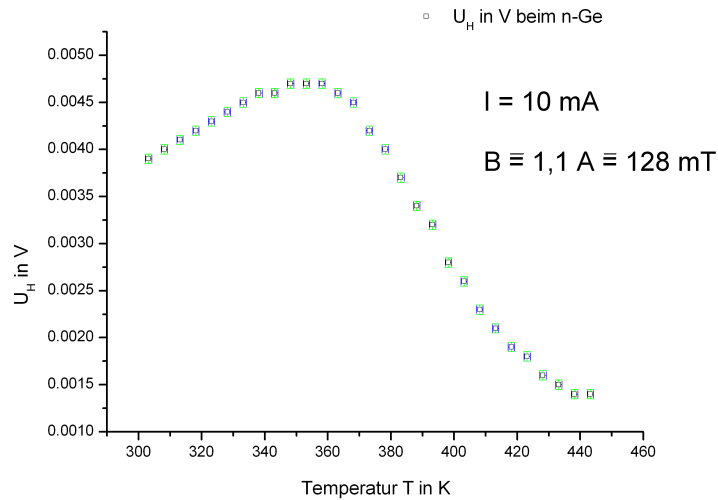


Abbildung 18: $U_H(T)$ für n -Ge

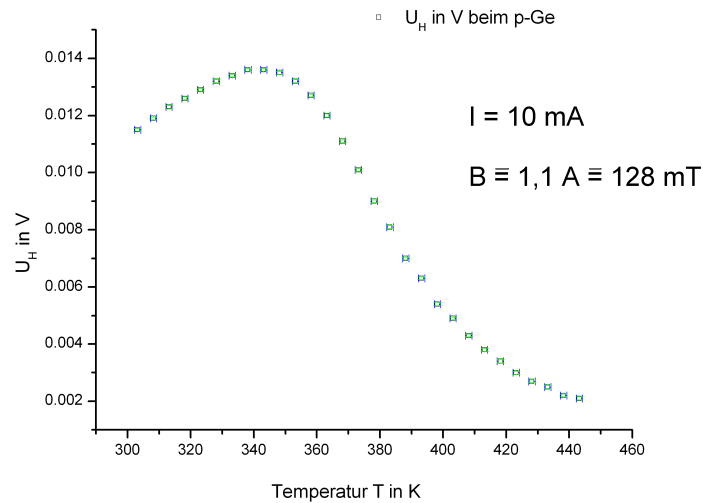
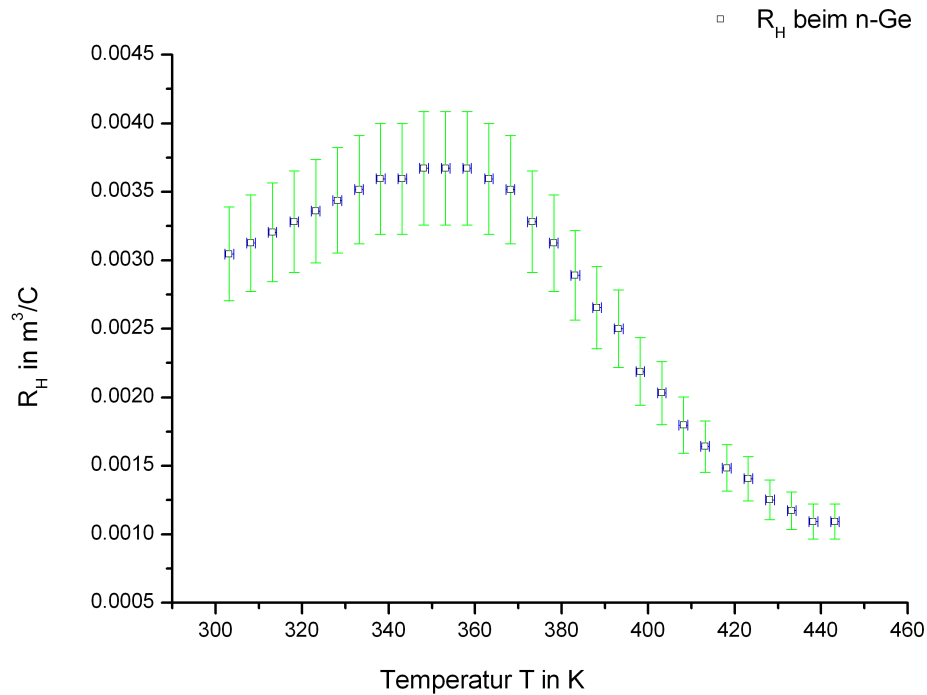


Abbildung 19: $U_H(T)$ für p -Ge

Aus Formel (13) (links) und den Werten aus den Abbildungen 18 und 19 und den Werten $I = 10mA = 0,01A$ ($\Delta I = 0,1mA = 1 \cdot 10^{-4}A$) und $B = 1,1A = 128mT = 0,128T$ ($\Delta B = 0,5mT = 1 \cdot 10^{-4}T$) folgen die Graphen $R_H(T)$ in Abbildung 20 und 21. Der Fehler in der Temperatur T sind die selben wie für die Abbildungen 18 und 19. Der Fehler in R_H berechnet sich nach Gauss'scher Fehlerfortpflanzung [5] zu:

$$\Delta R_H = \sqrt{\left(\frac{\Delta U_H}{U_H}\right)^2 + \left(\frac{\Delta B}{B}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I}{I}\right)^2}$$

Abbildung 20: $R_H(T)$ für n -Ge

Aus der Messung von $U_H(T)$ kann ich $R_H(T)$ berechnen und daraus nach Gl. (18) $n(T)$ ebenfalls.

Aus Gl. (22) folgt:

$$\ln \left[n(T) \cdot T^{-\frac{3}{2}} \right] \propto \frac{-\Delta E}{k_B \cdot T}$$

Aus der Berechnung von $n(T)$ plote ich $\ln \left[n(T) \cdot T^{-\frac{3}{2}} \right]$ gegen $\frac{1}{T}$, siehe Abbildungen 22 für das n -Ge und 23 für das p -Ge, und fitte den vorderen Bereich linear. Die Steigung dieser Geraden ist gleich $\frac{-\Delta E}{k_B}$. Die Fehler für die x-Achsen in den Abbildungen 22 und 23 berechnet sich zu

$$\Delta \left(\frac{1}{T} \right) = \frac{\Delta T}{T} \cdot \frac{1}{T}.$$

Der Fehler in n verhält sich wie $\frac{\Delta R_H}{R_H} \cdot n$ und der Fehler in $\ln(n \cdot T^{-3/2})$ wie $\Delta R_H / R_H \cdot \ln(n \cdot T^{-3/2})$.

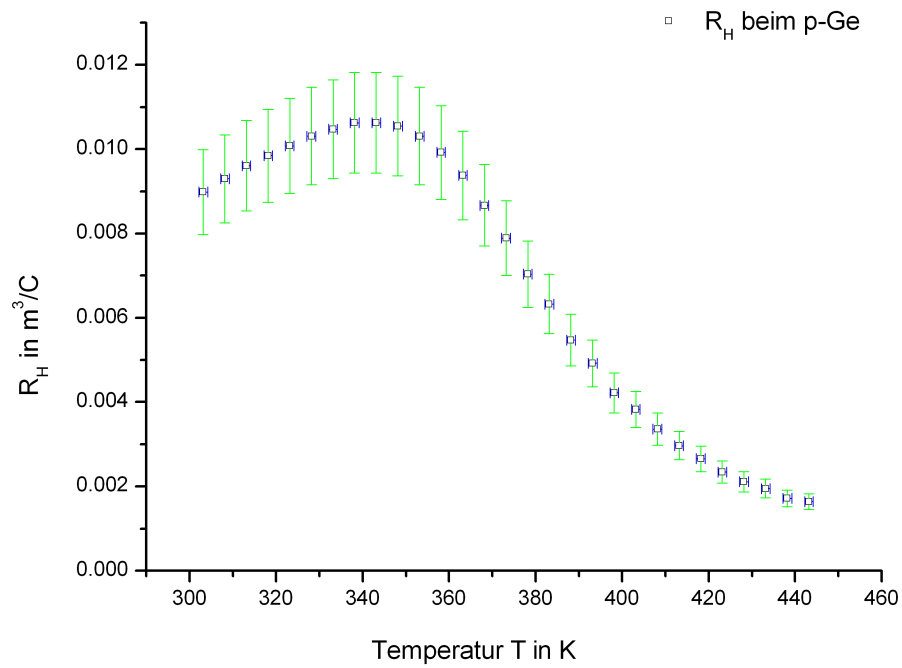
Somit erhalten wir die Bandlücke $\Delta E_{n,p}$ für das n - bzw. p -Ge aus den Steigungen B_n und B_p in den Abbildungen 22 und 23.

Für das n -Ge folgt mit der Umrechnungsformel $1\text{J}=6,241510^{18}\text{eV}$, vgl. Quelle [2]:

$$\Delta E_n = -k_B \cdot B_n = -1,38 \cdot 10^{-23} [\text{J/K}] \cdot (-2296,24) = 3,17 \cdot 10^{-20} [\text{J}]$$

$$\Delta E_n = (3,17 \cdot 10^{-20}) \cdot 6,24 \cdot 10^{18} \text{eV} = 19,78 \cdot 10^{-2} \text{eV}$$

$$\underline{\underline{\Delta E_n \approx 0,20\text{eV}}}$$

Abbildung 21: $R_H(T)$ für p -Ge

Das p -Ge:

$$\Delta E_p = -k_B \cdot B_p = -1,38 \cdot 10^{-23} [\text{J}/\text{K}] \cdot (-3193,97) = 4,41 \cdot 10^{-20} [\text{J}]$$

$$\Delta E_p = (4,41 \cdot 10^{-20}) \cdot 6,24 \cdot 10^{18} \text{eV} = 27,52 \cdot 10^{-2} \text{eV}$$

$$\underline{\underline{\Delta E_p \approx 0,28 \text{eV}}}$$

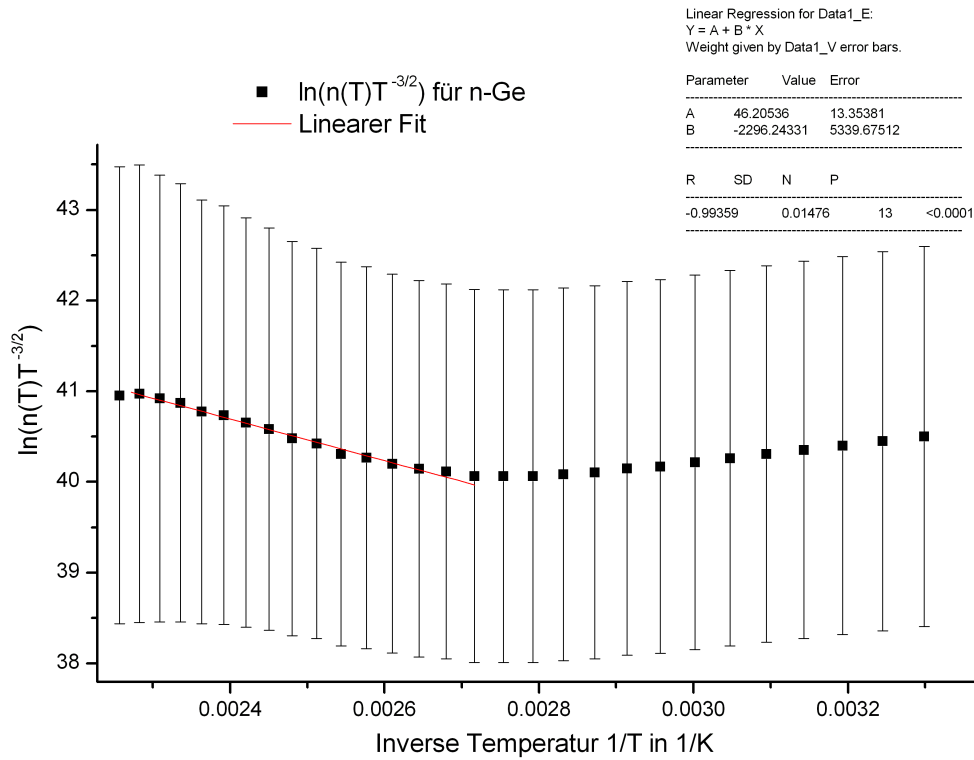


Abbildung 22: $\ln \left[n(T) \cdot T^{-\frac{3}{2}} \right]$ gegen $\frac{1}{T}$ für n-Ge

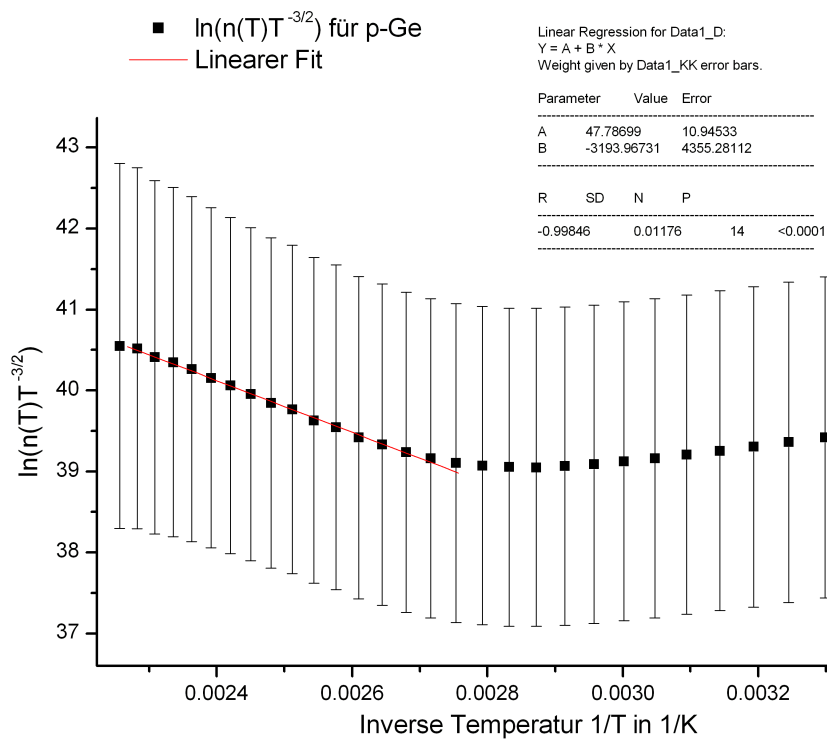


Abbildung 23: $\ln \left[n(T) \cdot T^{-\frac{3}{2}} \right]$ gegen $\frac{1}{T}$ für p-Ge

5.2.3.5 Aufgabe 2b): Boltzmann- statt Fermi-Verteilung im nicht-entarteten Halbleiter und Herleitung In einem nicht - entarteten Halbleiter kann man die Fermi - Verteilung

$$f(E) = \frac{1}{\exp(-\Delta E/k_B T) + 1}$$

durch eine Boltzmann - Verteilung

$$f(E) = 1 - \exp\left(\frac{-\Delta E}{k_B \cdot T}\right)$$

ersetzen.

Im nicht-entarteten Halbleiter gilt

$$\Delta E \gg k_B \cdot T.$$

Es gilt

$$(1 + x)^\alpha \approx 1 + \alpha \cdot x$$

für $|x| \ll 1$, vgl. Quelle [2].

Daraus folgt die obige Behauptung.

5.2.3.6 Aufgabe 3a): Diskussion der Ladungsträger-Beweglichkeit $\mu(T)$, vgl. Quelle [1] Ich trage nun Ladungsträger-Beweglichkeit $\mu(T)$ doppellogarithmisch gegen die Temperatur T auf, s. Abbildungen 24 und 25. Der Fehler in $\ln(T)$ verhält sich wie der Fehler in T selbst, d.h. wenn z.B. der Fehler $\Delta T/T \approx 11\%$ beträgt, dann ist auch $\Delta \ln(T)/\ln(T) \approx 11\%$. Der Fehler in μ beträgt nach Gl. (21) (links):

$$\frac{\Delta\mu}{\mu} = \sqrt{\left(\frac{\Delta R_H}{R_H}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\sigma}{\sigma}\right)^2}$$

mit $\Delta\sigma = 0,25 \cdot 10^{-2} \Omega m$, und der Fehler $\frac{\Delta \ln(\mu)}{\ln(\mu)}$ verhält sich wie $\frac{\Delta\mu}{\mu}$ in den Abbildungen 24 und 25.

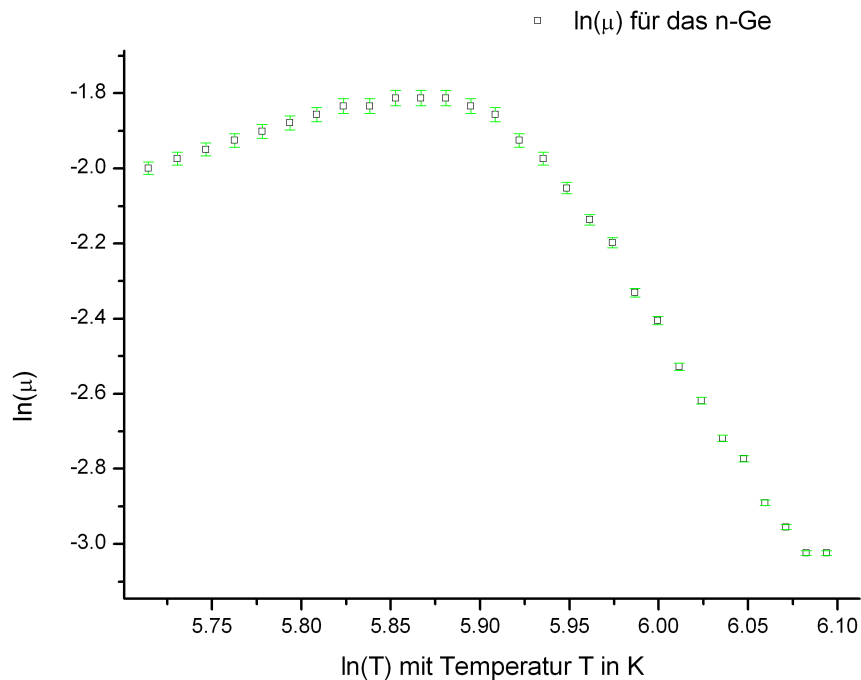
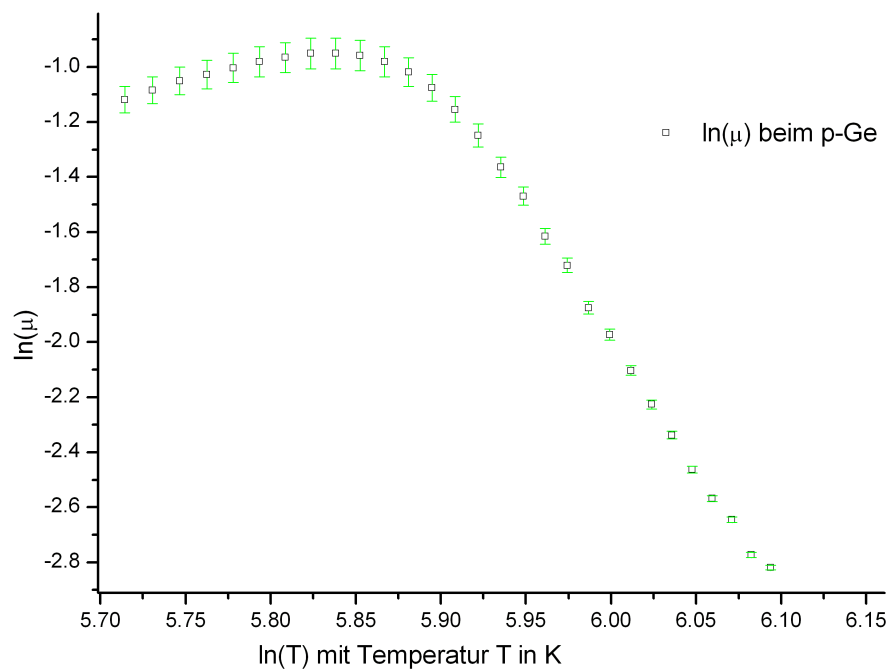


Abbildung 24: $\ln(\mu(T))$ für n-Ge

Abbildung 25: $\ln(\mu(T))$ für p-Ge

5.2.3.7 Aufgabe 3b): Diskussion von $\mu(T)$ für verschiedene Streumechanismen Für die Temperaturhängigkeit der Ladungsträgerbeweglichkeit erwarten wir einen Verlauf, der sich in Abbildung 26 in drei Abschnitte gliedert, vgl. Quelle [8]:

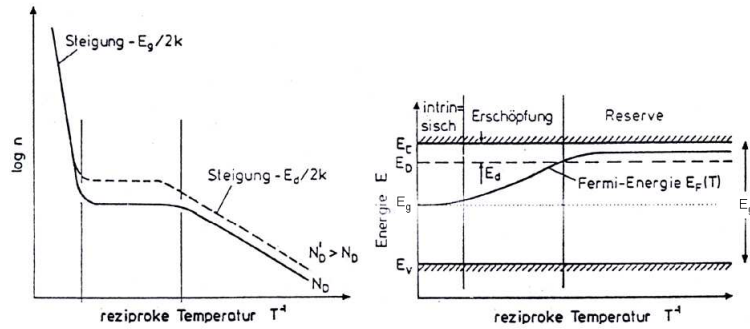


Abbildung 26: Temperaturabhängigkeit der Ladungsträgerbeweglichkeit, Quelle [8]

- *Reservebereich:* In diesem Bereich sind noch nicht alle Donatoratome ionisiert, mit steigender Temperatur nimmt die Ladungsträgerdichte zu.
- *Erschöpfungsbereich:* Hier sind bereits alle Donator ionisiert und die Ladungsträgerdichte bleibt über einen relativ grossen Bereich nahezu konstant.
- *Intrinsischer Bereich:* Bei hohen Temperaturen beginnt die Eigenhalbleitung des Halbleiters die Störstellenleitung zu überdecken und die Ladungsträgerkonzentration nimmt wieder zu.

Die Temperaturabhängigkeit der Ladungsträgerbeweglichkeit ist vornehmlich von zwei Effekten dominiert, vgl. Abbildung 27:

- Im Bereich kleiner Temperaturen nimmt die Beweglichkeit mit steigender Temperatur zu, da mit grösserer Temperatur (und damit kinetischer Energie) die Wechselwirkungszeit mit den Ionenrümpfen abnimmt und daher der Einfluss der Stösse mit den Ionenrümpfen somit abnimmt.
- Bei grösseren Temperaturen wird dieser Effekt kompensiert durch die vermehrten Stösse mit Phononen.

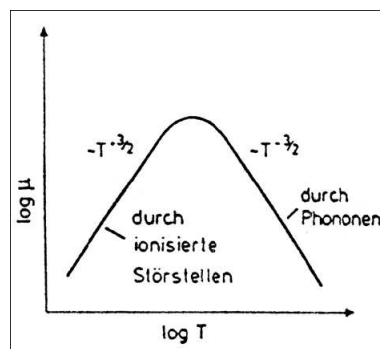


Abbildung 27: Temperaturabhängigkeit der Ladungsträgerbeweglichkeit, logarithmisch dargestellt

5.2.3.8 Aufgabe 4a): Magnetowiderstand, vgl. Quelle [1] Nun plote ich den Magnetowiderstand $\frac{\rho(B)-\rho(B=0)}{\rho(B=0)}$ gegen B^2 für das n - und p -Ge in den Abbildungen 28 und 29. Ein polynomialer Fit zweiten Grades ergibt mir einen Wert für den Parameter des quadratischen Terms $\alpha_n = 336598 \pm 44857$ und $\alpha_p = 20652 \pm 2752$.

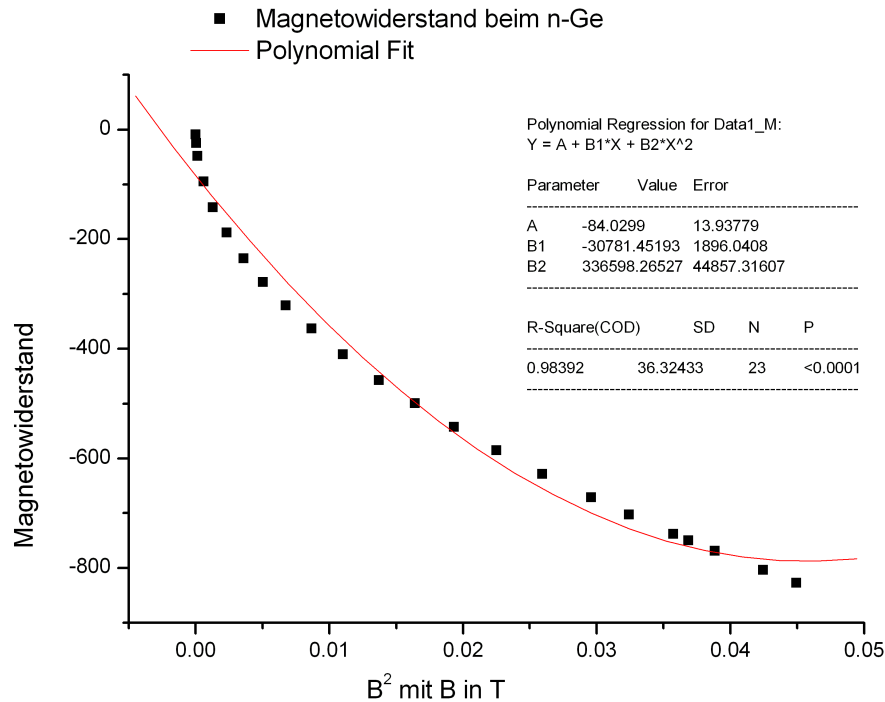


Abbildung 28: Magnetowiderstand $\frac{\rho(B)-\rho(B=0)}{\rho(B=0)}$ gegen B^2 für das n -Ge

5.2.3.9 Aufgabe 4b): Magnetowiderstand für verschiedene Systeme

- **Definition:** Magnetowiderstand, magnetische Widerstandsänderung, die Zunahme des elektrischen Widerstands eines elektrischen Leiters in einem äusseren Magnetfeld.

Ursache ist die Krümmung der Bahnen der Ladungsträger durch die sog. Lorentz-Kraft, die zu einer Verlängerung des Weges der Ladungsträger im Leiter führt. Der Magnetowiderstand ist beim herkömmlichen (anisotropen) Magnetowiderstandseffekt sehr klein, d.h. um 3 %; anders ist dies beim sog. GMR-Effekt, vgl. Quelle [9]

- **Definition:** GMR-Effekt [GMR Abkürzung für engl. 'giant magnetoresistance'], Riesenmagnetowiderstandseffekt, sehr starke magnetisch verursachte Änderung des elektrischen Widerstands in metallischen Dünnschichtsystemen, sogenannten Heterostrukturen.

Im Gegensatz zur "normalen" magnetischen Widerstandsänderung beruht der 1988 von Peter Grünberg u. a. am Forschungszentrum Jülich (sowie unabhängig davon von einer französischen Arbeitsgruppe) entdeckte Effekt auf der magnetischen Ordnung der Elektronenspins in einem äusseren magnetischen Feld. Dabei nutzt man mindestens zwei magnetische Schichten, die

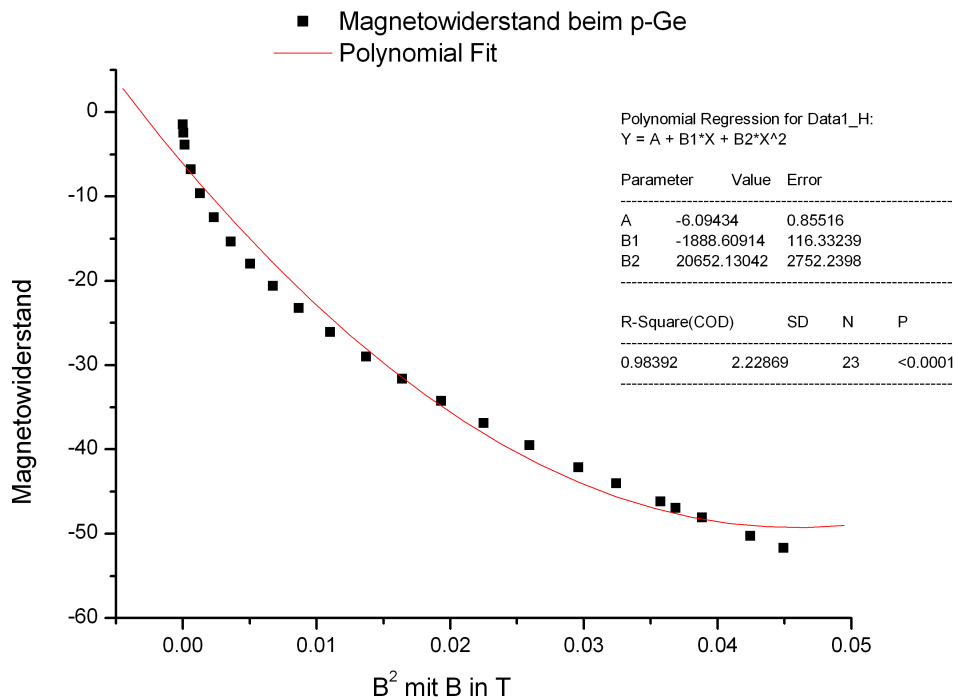


Abbildung 29: Magnetowiderstand $\frac{\rho(B) - \rho(B=0)}{\rho(B=0)}$ gegen B^2 für das p -Ge

parallel zueinander angebracht werden, und eine Zwischenschicht, die präpariert ist, wobei sich der Widerstand einer solchen Schichtung ändert. Für einen Strom, der in der Schichtebene fließt, ändert sich der Widerstand der Multilagenschichten in Abhängigkeit von der relativen Ausrichtung der Magnetisierung in den beiden Schichten. Dieser Effekt ist am grössten, wenn die beiden Schichten antiparallel magnetisiert, und am kleinsten, wenn sie parallel zueinander magnetisiert sind.

Der GMR-Effekt wird in Leseköpfen von Festplatten und für Sensoren zur Weg-, Winkel- oder Drehzahlmessung genutzt. Nichtflüchtige magnetische Datenspeicher mit wahlfreiem Zugriff (MRAM) auf der Basis des GMR-Effekts existieren als Prototypen, vgl. Quelle [9].

5.3 Probleme

Leider habe ich für den dotierten Halbleiter keine Literaturwerte im Internet gefunden.

6 Zusammenfassung

An einem undotierten Halbleiter, nämlich Germanium (Ge), haben wir die Temperaturabhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit bestimmt.

Wir haben die Eigenschaften Hall-Konstante, Ladungsträgerdichte und Ladungsträgerbeweglichkeit von dotiertem Ge bestimmt. Danach haben wir die Temperaturabhängigkeit der Ladungsträger-Dichte und -Beweglichkeit studiert, um die Steuemechanismen der Ladungsträger zu studieren. Dann wurde noch der Magnetowiderstand der dotierten Halbleiter-Proben diskutiert.

Literatur

- [1] Skript zum Versuch Versuchs-Assistent Dr. T. Glatzel.
- [2] DMK/DPK. *Formeln und Tafeln*. Orell Füssli Verlag, 10. Auflage, 2003.
- [3] Paul A. Tipler. *Physik*. Spektrum Verlag.
- [4] <http://www.phywe.de>. Firma phywe systeme gmbh & co. kg. *Göttingen*.
- [5] Assistent Dr. M. de Wilde. Fehlerrechnung. *Anfänger-Praktikum*, Skript, Physik.
- [6] Software Maple.
- [7] <http://www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond/Ge/bandstr.html>.
- [8] Ibach und Lüth. *Festkörperphysik*. Springer Verlag.
- [9] <http://lexikon.meyers.de/meyers/Magnetowiderstand>. Meyers lexikon online.