

Fortgeschrittenenpraktikum SS 2004

Hall-Effekt und Leitfähigkeit einer Tellur-Probe

Leonard Burtscher, Johannes Pernpeintner

12. März 2004

Physikalisches Institut der Universität Würzburg
Betreuer: Dr. R. Bauchspieß

Inhaltsverzeichnis

| | |
|---|-----------|
| 1. Einleitung | 3 |
| 2. Theorie | 3 |
| 2.1. Elektronen im Halbleiter | 3 |
| 2.2. Der Hall-Effekt bei einer Ladungsträgerart | 4 |
| 2.3. Der Hall-Effekt bei zwei Ladungsträgerarten | 5 |
| 2.4. Magnetowiderstand | 6 |
| 3. Versuchsdurchführung und -auswertung | 7 |
| 3.1. Hysteresekurve | 7 |
| 3.2. Elektrischer Widerstand der Probe | 7 |
| 3.3. Hall-Effekt | 7 |
| 3.3.1. Parametrisierung des Thermoelements | 8 |
| 3.3.2. Temperaturabhängigkeit des Ohm'schen Widerstands | 9 |
| 3.3.3. Bestimmung der Hall-Konstante und Hall-Beweglichkeit | 10 |
| 3.3.4. Bestimmung der Beweglichkeiten der Ladungsträger | 11 |
| 3.3.5. Bestimmung der Akzeptorkonzentration | 12 |
| 3.3.6. Bestimmung der Energielücke | 13 |
| 3.4. Magnetowiderstand | 13 |
| A. Konstanten | 17 |
| Literatur | 18 |

1. Einleitung

Mithilfe des Hall-Effekts können je nach bekannten Größen Magnetfelder oder Materialeigenschaften gemessen werden. Diese sind Ladungsträgerdichte, Ladungsträgerart und Beweglichkeit der Ladungsträger.

Der Hall-Effekt ist mit Würzburg auf eine spezielle Art verbunden, hat doch K. von Klitzing im Jahre 1985 den Nobelpreis für die Entdeckung des Quanten-Hall-Effekts (IQHE), also der Quantisierung des Hall-Widerstands (des Quotienten aus Hall-Spannung und Probenstrom, s.u.), erhalten.

2. Theorie

2.1. Elektronen im Halbleiter

Freie Elektronen haben die Dispersionsrelation

$$E = \frac{p^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad (1)$$

Elektronen gehorchen als Spin $\frac{1}{2}$ -Teilchen der Fermi-Dirac-Statistik

$$f_{FD}(E, T) = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{kT}} + 1} \quad (2)$$

In einem Atom sind die Elektronen durch das Coulomb-Feld des Kerns gebunden, wodurch nur noch diskrete Bahnradien möglich werden (Bohr). In einem zweiatomigen Molekül spalten sie in zwei Niveaus auf. Das klassische Analogon hierzu ist die Schwingung zweier schwach gekoppelter harmonischer Oszillatoren. In Festkörpern schließlich verbreitern sich die möglichen Bahnradien (Energien) zu den sogenannten „Energiebändern“. Dazwischen gibt es energetisch verbotene Bereiche, die sogenannten „gaps“. Dasjenige Energieniveau, bis zu dem bei $T = 0$ K alle Zustände besetzt sind, heißt Fermi-Energie.

Voll besetzte Bänder leiten den Strom nicht. Füllen also die äußersten Elektronen (Valenzelektronen) ein Band (Valenzband) komplett auf, so kann kein Strom geleitet werden. Werden diese Valenzelektronen z.B. durch Stöße energetisch angeregt, so können sie aus dem Valenzband in das nächsthöhere erlaubte Band (Leitungsband) angehoben werden, wo sie zum Ladungstransport beitragen. Auch die zurückbleibenden positiven Atomrümpfe tragen zum Ladungstransport bei (Löcherleitung).

Bei Leitern liegt das Fermi-Niveau im Valenzband, das nur teilweise gefüllt ist. Elektronen können daher mit geringer Anregung innerhalb dieses Bandes freie Zustände einnehmen und zum Ladungstransport beitragen. In Isolatoren und Halbleitern befindet sich das Fermi-Niveau gerade zwischen dem Valenz- und dem Leitungsband. Das Valenzband ist also gefüllt, das Leitungsband leer. Um Strom leiten zu können, müssen Elektronen den Bereich der verbotenen Zone überwinden. In Halbleitern ist die verbotene Zone etwa 1 eV breit, in Isolatoren etwa 5 eV.

Bei niederen Temperaturen verhalten sich Halbleiter wie Isolatoren, da noch keine Elektronen thermisch angeregt werden können, bei höheren Temperaturen werden sie leitfähig.

Bislang sind wir davon ausgegangen, dass die Halbleiter sog. Elementhalbleiter sind, d.h. elementreine Einkristalle sind. Bringt man in so einen Kristall auch nur geringe Mengen an Fremdatomen ein, die unterschiedlich viele Valenzelektronen besitzen wie das Ausgangselement, so erhöht sich die Leitfähigkeit stark. So bleibt z.B. beim Einbau des fünfwertigen Phosphors in einen vierwertigen Kristall wie Silizium ein Elektron „über“, das sehr stark zu Leitfähigkeit beiträgt. Fremdatome mit mehr als vier Valenzelektronen heißen daher Donatoren (von lat. donare = geben) und bilden n-Leiter (da sie **n**egative Ladungsträger zur Verfügung stellen), Fremdatome mit weniger als vier Valenzelektronen heißen Akzeptoren (von lat. accipere = annehmen) und bilden p-Leiter. Bei ihnen sind die Löcher für die erhöhte Leitfähigkeit verantwortlich.

Die Leitfähigkeit eines reinen Halbleiters (intrinsische Leitfähigkeit) ist stark temperaturabhängig und daher meistens nicht erwünscht. Die durch den Einbau von Fremdatomen gewonnene zusätzliche Leitfähigkeit (extrinsische Leitfähigkeit) zeigt keine so starke Temperaturabhängigkeit.

2.2. Der Hall-Effekt bei einer Ladungsträgerart

Legt man an einen Leiter oder Halbleiter ein elektrisches Feld an, so dass ein Probenstrom $I_x = I_P$ fließt und bringt die gesamte Anordnung in ein zur Stromrichtung senkrecht stehendes Magnetfeld (B_z), so misst man senkrecht zu beiden Richtungen die Hall-Spannung $U_y = U_H$ (siehe dazu Abb. 1).

Das Hall-Feld resultiert aus dem Kräfte-Gleichgewicht für Elektronen aus Lorentzkraft $\vec{F}_L = q \cdot (\vec{v} \times \vec{B})$ und elektrischer Kraft $\vec{F}_e = q\vec{E}_H$ durch das Hall-Feld. Es gilt $|\vec{E}_H| = \frac{U_H}{b}$.

$$E_H = E_y = -v_x B_z \quad (3)$$

Mit der Stromdichte

$$j = \sigma E \quad (4)$$

der Beweglichkeit

$$\mu = -\frac{v_x}{E_x} = \frac{e\tau}{m^*} \quad (5)$$

und der Leitfähigkeit

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m^*} \quad (6)$$

ergibt sich

$$|R_H| := \frac{E_y}{j_x B_z} = \frac{\mu_z}{\sigma} = \frac{1}{ne} \quad (7)$$

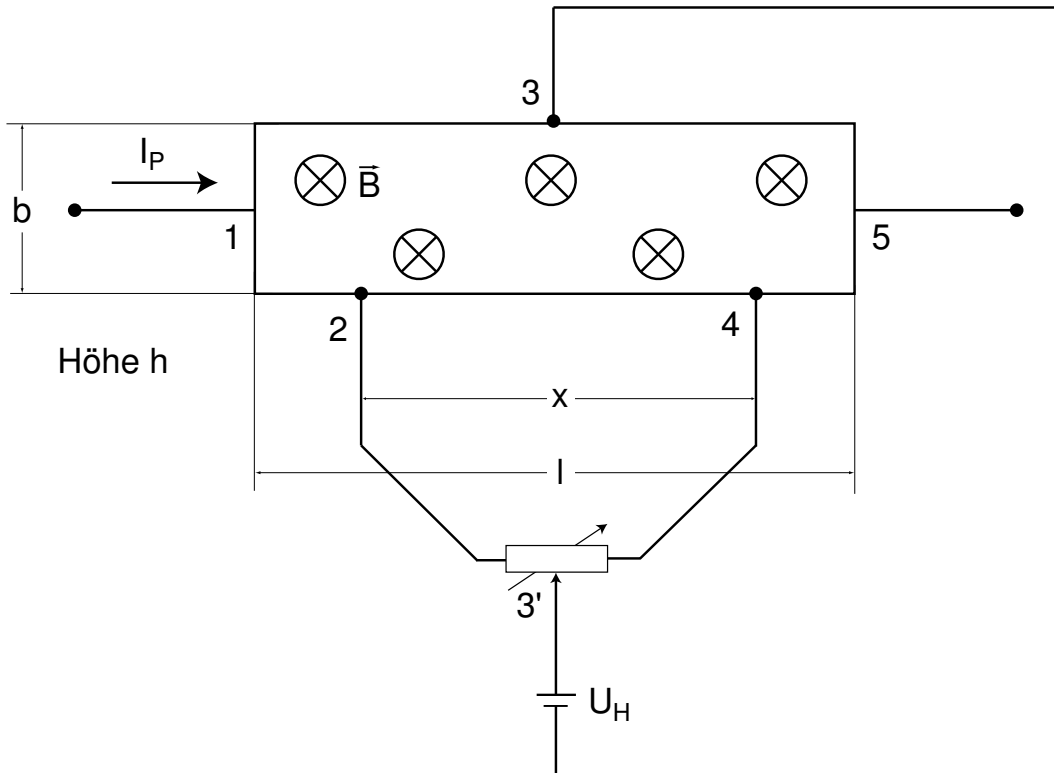


Abbildung 1: Schaltbild zum Hall-Versuch. Durch die p-dotierte Tellur-Probe fließt der Probenstrom I_P . Breite der Probe b , Länge l , Abstand zwischen den Kontakten 2 und 4: x , Höhe (nicht eingezeichnet) h . Senkrecht zur Zeichenebene steht das Magnetfeld B (durch Kreuze in Kreisen symbolisiert). Senkrecht zum Probenstrom in der Zeichenebene wird die Hall-Spannung U_H abgegriffen. Die Kontakte 2 und 4 dienen dazu, die Hallspannung an zwei genau gegenüberliegenden Punkten zu messen. Näheres dazu siehe Kapitel 3.3.3.

Darin ist m^* die sogenannte effektive Masse der Elektronen. Die quasi-freien Elektronen des Kristalls bewegen sich wie freie Elektronen der Masse m^* . Elektronen werden aufgrund des elektrischen Feldes beschleunigt und aufgrund von Stößen an Fehlstellen und Phononen wieder abgebremst. Die durchschnittliche Zeit zwischen zwei Stößen wird mit τ bezeichnet. R_H ist der sogenannte Hall-Koeffizient (manchmal auch als Hall-Konstante bezeichnet).

Die Hall-Beweglichkeit wird definiert als

$$\mu_H = \sigma R_H \quad (8)$$

2.3. Der Hall-Effekt bei zwei Ladungsträgerarten

Trägt nicht nur eine Ladungsträgersorte wesentlich zum Stromfluss bei, wie z.B. beim p-dotierten Halbleiter, zeigt der Hallkoeffizient ein grundlegend anderes Verhalten. Die Stromdichte setzt sich dann aus positiven und negativen Ladungsträgern wie folgt zusammen

$$j = j_+ + j_- = q(v_p p - v_n n) \quad (9)$$

Nach analoger Rechnung wie in 2.2 ergeben sich für Hall-Konstante und Beweglichkeit folgende Zusammenhänge

$$R_H = \frac{E_y}{j_x B_z} = \frac{E_y}{\sigma E_x B_z} = \frac{\mu_p^2 p - \mu_n^2 n}{e(\mu_p p + \mu_n n)^2} \quad (10)$$

Darin sind μ_n, μ_p die Beweglichkeiten der Elektronen und Löcher und n, p ihre Dichten.

Inversionstemperatur Da sowohl die positiven wie die negativen Ladungsträger zur Leitfähigkeit beitragen, die Konzentration letzterer aber stark temperaturabhängig ist (intrinsische Leitfähigkeit, siehe oben), sind je nach Temperatur unterschiedliche Ladungsträger in der Überzahl. Daraus ergibt sich eine ausgezeichnete Temperatur, die sogenannte Inversionstemperatur T_I , bei der der Hallkoeffizient das Vorzeichen wechselt. Aus ihm lassen sich die Beweglichkeiten der Ladungsträger bestimmen.

Nach kurzer Rechnung (Herleitung siehe [5]) ergibt sich für das Verhältnis der Ladungsträgerbeweglichkeiten

$$\beta := \frac{\mu_n}{\mu_p} = \frac{R_e(T = T_I)}{R_e(T = T_I) - R_0} \quad (11)$$

$R_e(T = T_I)$ ist der Widerstand bei extrinsischer Leitung (niedriger Temperatur), extrapoliert auf die Inversionstemperatur. R_0 ist der bei der Inversionstemperatur gemessene elektrische Widerstand der Probe.

2.4. Magnetowiderstand

In gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern beobachtet man eine Abhängigkeit des Ohm'schen Widerstands der Probe vom Magnetfeld (siehe [6], Gl. (57), S. 35). Der Widerstand steigt mit dem Magnetfeld an.

Das Kräftegleichgewicht $F_L = F_e$ gilt nur für die mittlere Geschwindigkeit (Driftgeschwindigkeit) der Elektronen. Die Elektronen bewegen sich aber alle langsamer oder schneller und werden daher von ihrem geradlinigen Weg von Kontakt 1 zu Kontakt 5 (siehe Abb. 1) abgelenkt und legen einen größeren Weg zurück. Wegen $R \propto l$ steigt somit der Widerstand:

$$\frac{R(B) - R(B = 0)}{R(B)} \propto B^\alpha \quad (12)$$

Mit $\alpha_{Lit} = 2$ (aus [6], Gl. (57), S. 35). Im Experiment soll der Exponent von B bestimmt werden.

3. Versuchsdurchführung und -auswertung

Die Auswertung wurde mit dem Computer-Algebraprogramm *Mathematica* durchgeführt. Waren Messwerte an theoretische Modelle anzupassen wurde die Funktion `NonlinearFit` verwendet, die einen *least-squares-fit* an eine vorgebbare Modellfunktion erstellt und die Parameter berechnet. Die Fehler wurden, wenn nicht anders angegeben, der *Mathematica*-Ausgabe (*Asymptotic SE*) entnommen.

3.1. Hysteresekurve

Zunächst bestimmen wir die Hysteresekurve des Magneten. Dazu wird der Spulenstrom von +15.0 A bis -15.0 A kontinuierlich durchfahren und anschließend nochmals auf +15.0 A erhöht. Das Magnetfeld wird mit der Hall-Sonde gemessen. Die Hysteresekurve ist sehr schmal (siehe Abb. 2), der Magnet besteht also aus einem magnetisch weichen Material. Daher nehmen wir für diesen Magneten an, dass die Magnetisierung wegunabhängig ist.

An die Messwerte passen wir das theoretische Ising-Modell des Ferromagneten aus Gleichung (9.21), Seite 100 in [3] an. Der Fit dient für die anderen Messungen als Eichkurve.

$$B(I) = a \tanh(c + bI) \quad (13)$$

Darin sind a , b und c Fitparameter.

Die Messwerte befinden sich im Anhang in Datei 1.

3.2. Elektrischer Widerstand der Probe

Zur Bestimmung des elektrischen Widerstands zwischen den Kontakten 2 und 4 (siehe Abb. 1) wird ein Strom zwischen den Kontakten 1 und 5 angelegt und der Spannungsabfall zwischen 2 und 4 gemessen.

Die Messwerte zeigen, dass der erwartete Zusammenhang

$$R = \frac{U}{I} = \text{const.} \quad (14)$$

sehr gut erfüllt ist. Den Widerstand bestimmen wir zu $R = (6.448 \pm 0.059) \Omega$.

Die Messwerte befinden sich im Anhang in Datei 2.

3.3. Hall-Effekt

In diesem Versuchssteil bestimmen wir den Hallkoeffizienten R_H für verschiedene Temperaturen der Probe. Die Temperatur messen wir mit einem Kupfer-Konstantan-Thermoelement, dessen Thermospannungen wir mit Hilfe einer Wertetabelle parametrisieren.

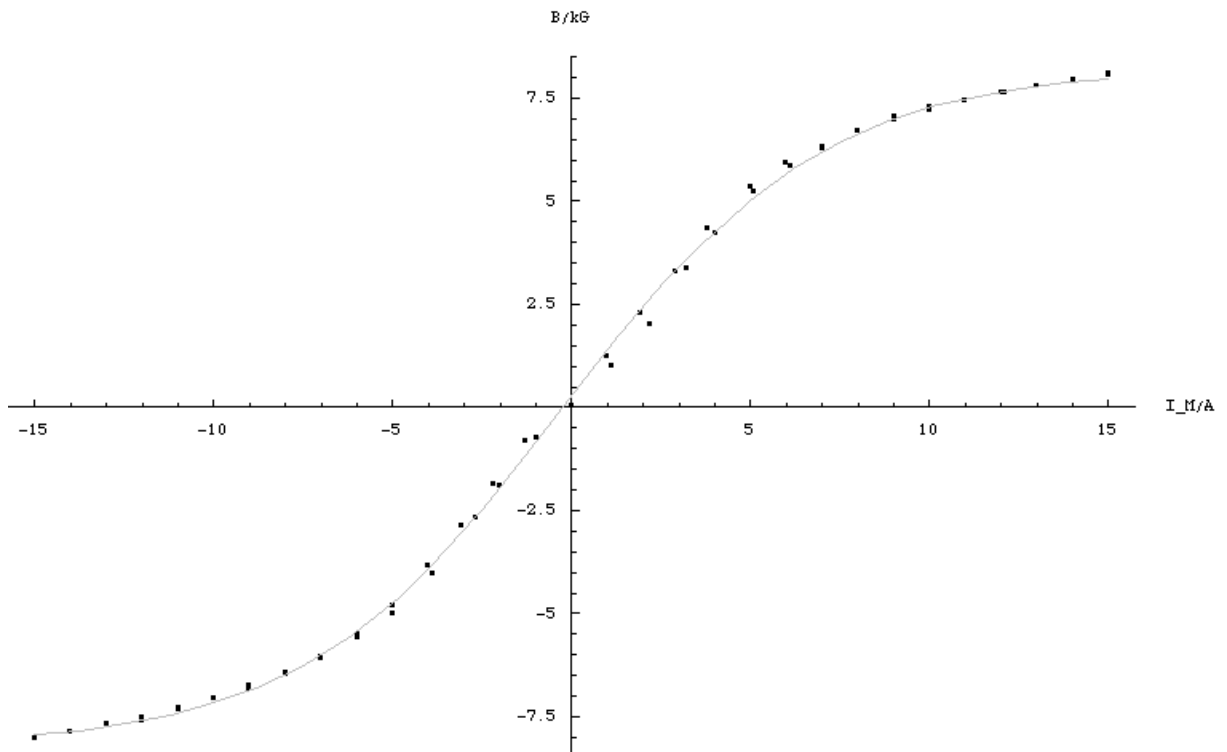


Abbildung 2: Magnetische Induktion über Spulenstrom. Eingezeichnet sind die Messwerte (Punkte) und die theoretische Kurve (vgl. Gl. 13). Die Fitkurve wurde zu $B/T = 8.227 \tanh(0.0305 + 0.1369I/A)$ bestimmt.

3.3.1. Parametrisierung des Thermoelements

Für die Parametrisierung des Thermoelements entnehmen wir die Temperatur/Thermospannungswerte aus der Tabelle im Anhang zur Versuchsbeschreibung in [1]. Aus den 17 ersten Werten (im Experiment durchfahrener Temperaturbereich) berechnen wir eine Funktion, die wir zur Umrechnung der Thermospannungen in Temperaturen verwenden.

Die aus diesen Daten berechnete Funktion lautet

$$\frac{T}{\text{K}} = 299.95 - 19.11 \frac{U}{\text{V}} - 5.23 \frac{U^2}{\text{V}^2} + 1.20 \frac{U^3}{\text{V}^3} - 0.11 \frac{U^4}{\text{V}^4} \quad (15)$$

Am Ende des nächsten Versuchs kühlen wir den Tellur-Kristall mit flüssigem Stickstoff, der eine Siedetemperatur von $T_{N_2, \text{Lit}} = 77.36 \text{ K}$ (aus [7]) hat. Die aus der Eichfunktion bestimmte Temperatur der gemessenen Thermospannung ist allerdings 93.28 K . Die Differenz von etwa 16 K kommt vermutlich von der falschen Bestimmung der Nullstellung der Thermospannung. Da im Praktikum leider kein gewöhnliches Thermometer vorhanden war, ließ sich die Anfangstemperatur der Probe nicht genau ermitteln. Sie betrug allerdings sicher weniger als 300 K – und dies ist als Referenzpunkt in der Tabelle im Anhang zur Versuchsbeschreibung in [1] angegeben. Dieser Fehler wird in den folgenden Auswertungen der bei weitem Dominierende sein. Leider

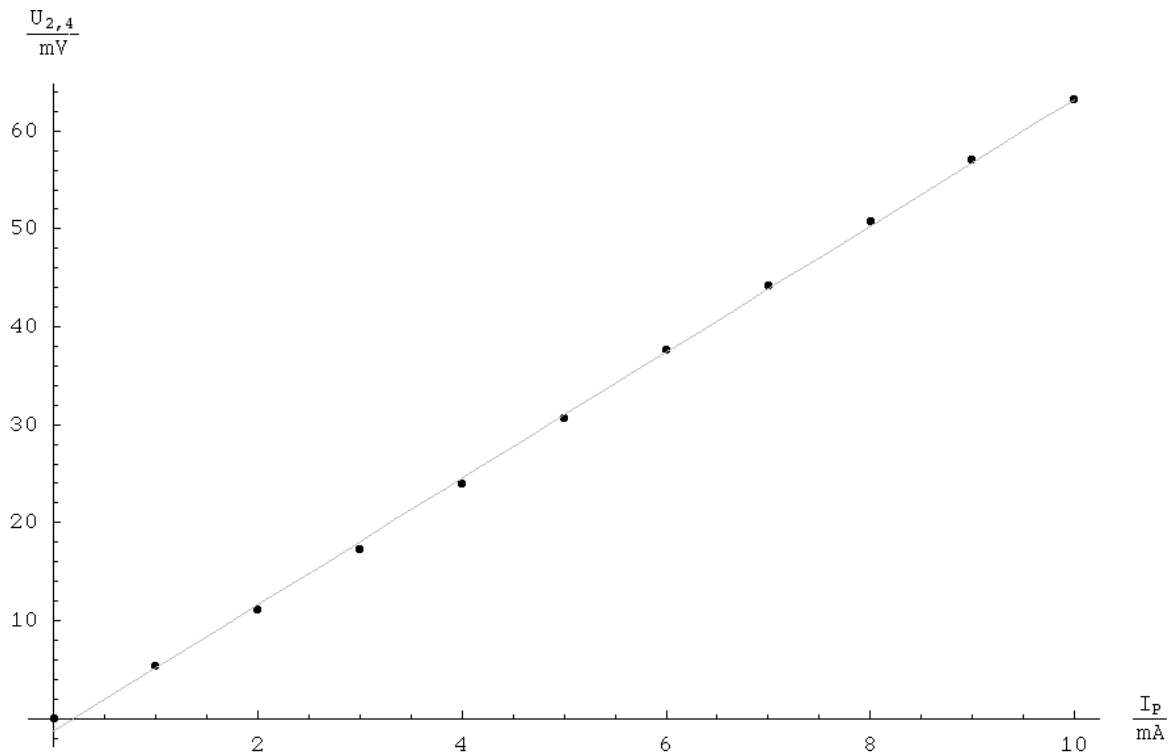


Abbildung 3: Spannungsabfall zwischen den Kontakten 2 und 4 $U_{2,4}$ gegen Probenstrom I_P . Die Fitfunktion lautet: $\frac{U(I)}{\text{mV}} = -1.23455 + 6.44818 \frac{I}{\text{mA}}$. Den Widerstand bestimmen wir zu $R = (6.448 \pm 0.059) \Omega$.

können wir ihn nicht quantitativ fassen, daher erscheint eine detaillierte Fehlerrechnung nicht sinnvoll.

3.3.2. Temperaturabhängigkeit des Ohm'schen Widerstands

In diesem Versuchsteil bestimmen wir den Ohm'schen Widerstand der Tellur-Probe zwischen den Kontakten 2 und 4 (siehe Abb. 1) bei verschiedenen Temperaturen. Um Thermospannungen aufgrund von Temperaturgradienten in der Probe zu eliminieren, messen wir den Spannungsabfall bei Stromfluss in beiden Richtungen. Zur Auswertung wird der Mittelwert verwendet.

Die sich daraus ergebenden Leitfähigkeiten werden im folgenden Versuchsteil zusammen mit der Hall-Spannung U_H für die Berechnung der Hall-Beweglichkeit μ_H benötigt. Da wir die Hall-Spannung aber teilweise bei geringfügig anderen Temperaturen wie den elektrischen Widerstand messen, versuchen wir aus den Messwerten eine Funktion zur Berechnung des Widerstands aus der Temperatur zu bestimmen. Dies ist leider in Ermangelung eines theoretischen Modells auch mit Polynomen bis sechster Ordnung nicht zu unserer Zufriedenheit gelungen (siehe dazu Abb. 5).

Die Ergebnisse befinden sich in Tabelle 1, die Messwerte im Anhang in Datei 3a.

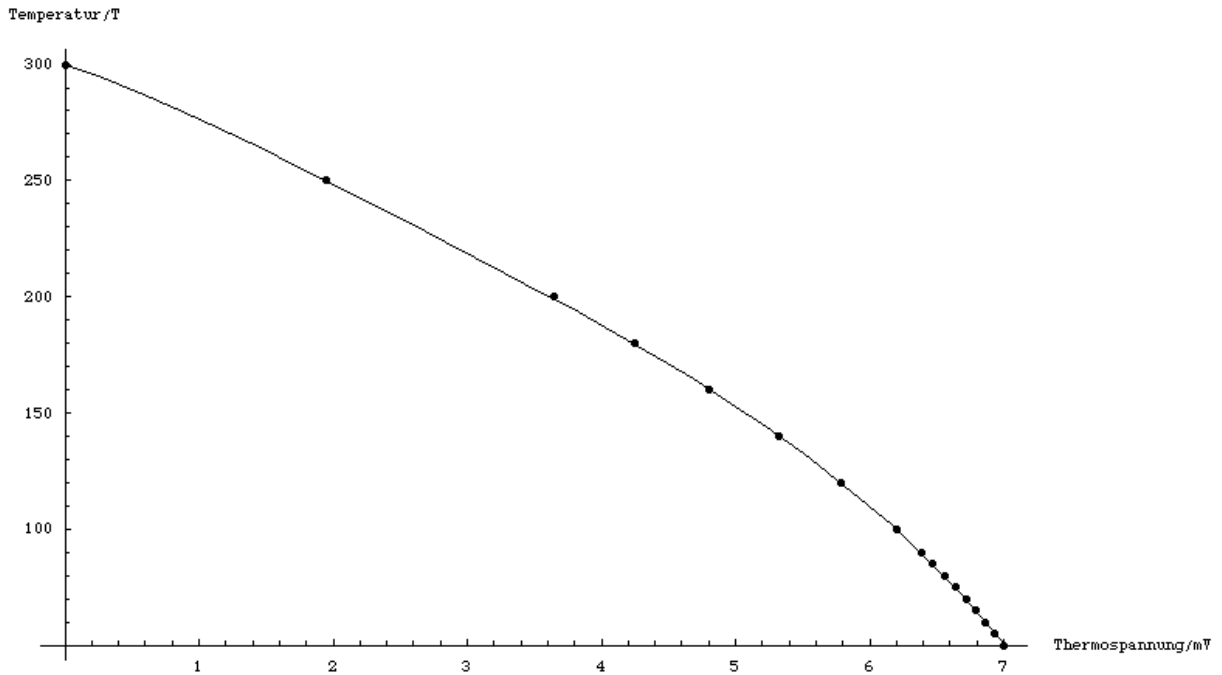


Abbildung 4: Eichkurve für das Thermoelement. Aufgetragen sind die Werte aus der Tabelle im Anhang zur Versuchsbeschreibung in [1] und die daraus berechnete Eichfunktion (15).

3.3.3. Bestimmung der Hall-Konstante und Hall-Beweglichkeit

Zur Bestimmung der Hall-Konstante wird ein konstantes Magnetfeld mit Spulenstrom 10 A angelegt. Der Probenstrom wird konstant auf 8 mA eingestellt. Nun werden zu jedem der Messpunkte vier Messwerte für die Hall-Spannung aufgenommen, indem sowohl Spulenstrom als auch Probenstrom in ihren Richtungen permutiert werden, um Thermospannungen aufgrund von Temperaturgradienten in der Probe zu eliminieren.

Abb. 1 zeigt das Schaltbild des Versuchs. Die Hall-Spannung U_H liegt zwischen den Kontakten 3 und 3' an. Da es sehr schwierig ist, einen Kontakt genau gegenüber von Kontakt 3, also auf der Höhe von 3', anzubringen, werden auf der dem Kontakt 3 gegenüberliegenden Seite zwei Kontakte seitlich versetzt angebracht. Der Kontakt 3' wird mit einem Potentiometer bei $B = 0$ auf dasselbe Potential wie Kontakt 3 gebracht, das Magnetfeld eingeschaltet und die Hall-Spannung gemessen.

Wir verwenden sehr viel Zeit für die genaue Stabilisierung der Temperatur für einen Messwert-Zyklus. Daher werden nur 9 Messwerte aufgenommen.

Die Hall-Konstante wird aus Gleichung (7), die Hall-Beweglichkeit aus Gleichung (8) bestimmt. Dabei wird in Gleichung (8) für die Leitfähigkeit σ folgender Zusammenhang verwendet:

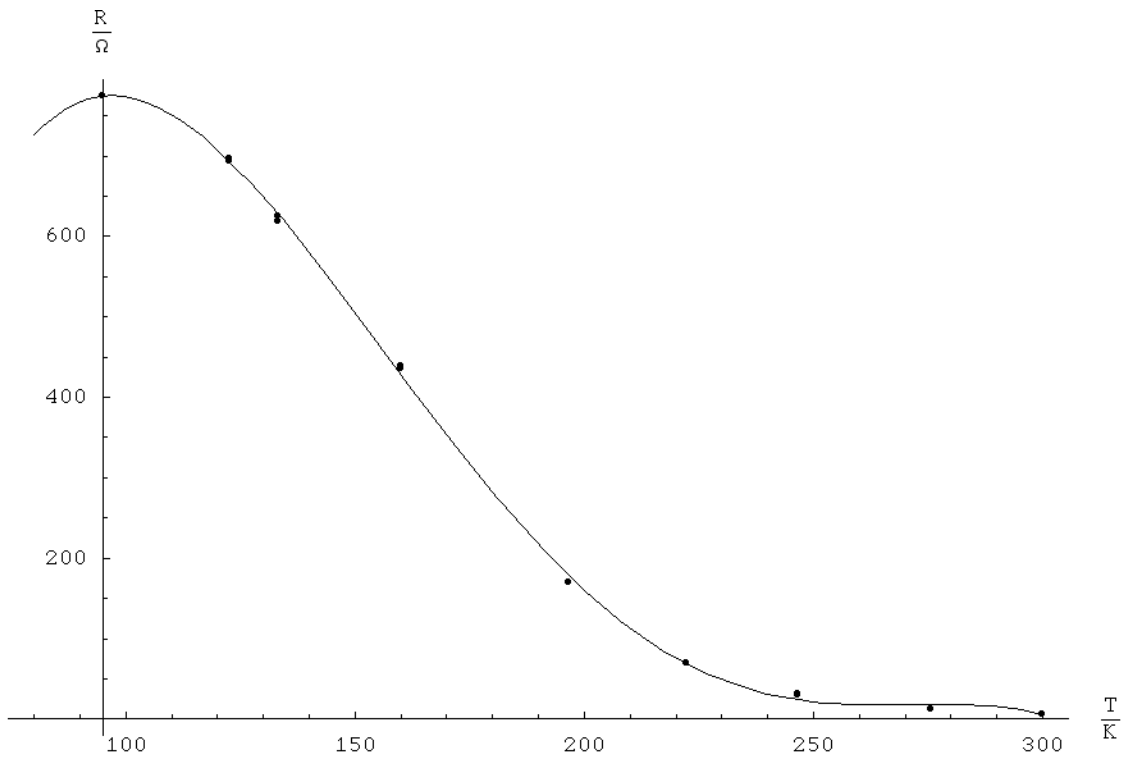


Abbildung 5: Widerstand R zwischen den Kontakten 2 und 4 (siehe Abb. 1) in Abhängigkeit der Proben­temperatur T . Eingezeichnet sind je zwei Messwerte pro Temperatur (zwei Stromrichtungen, siehe Text) und der Versuch einer Parametrisierung (Polynom vierter Ordnung). Für Temperaturen < 95 K weicht die Kurve stark vom physikalisch sinnvollen Wert ab und wird daher verworfen.

$$\sigma = \frac{x}{hbR} \quad (16)$$

mit x , h , b : Probenabmessungen, siehe Abb. 1, R : elektrischer Widerstand der Probe aus $R = U_{2,4}/I_P$.

Die Ergebnisse befinden sich in Tabelle 1, die Messwerte im Anhang in Datei 3b.

Die Inversionstemperatur bestimmen wir aus Abb. 6 zu $T_I = 197.7$ K.

3.3.4. Bestimmung der Beweglichkeiten der Ladungsträger

Zur Auswertung wird Gleichung (11) benötigt:

$$\beta := \frac{\mu_n}{\mu_p} = \frac{\rho_e(T = T_I)}{\rho_e(T = T_I) - \rho_0}$$

Es gilt $R \propto \rho$.

3. Versuchsdurchführung und -auswertung

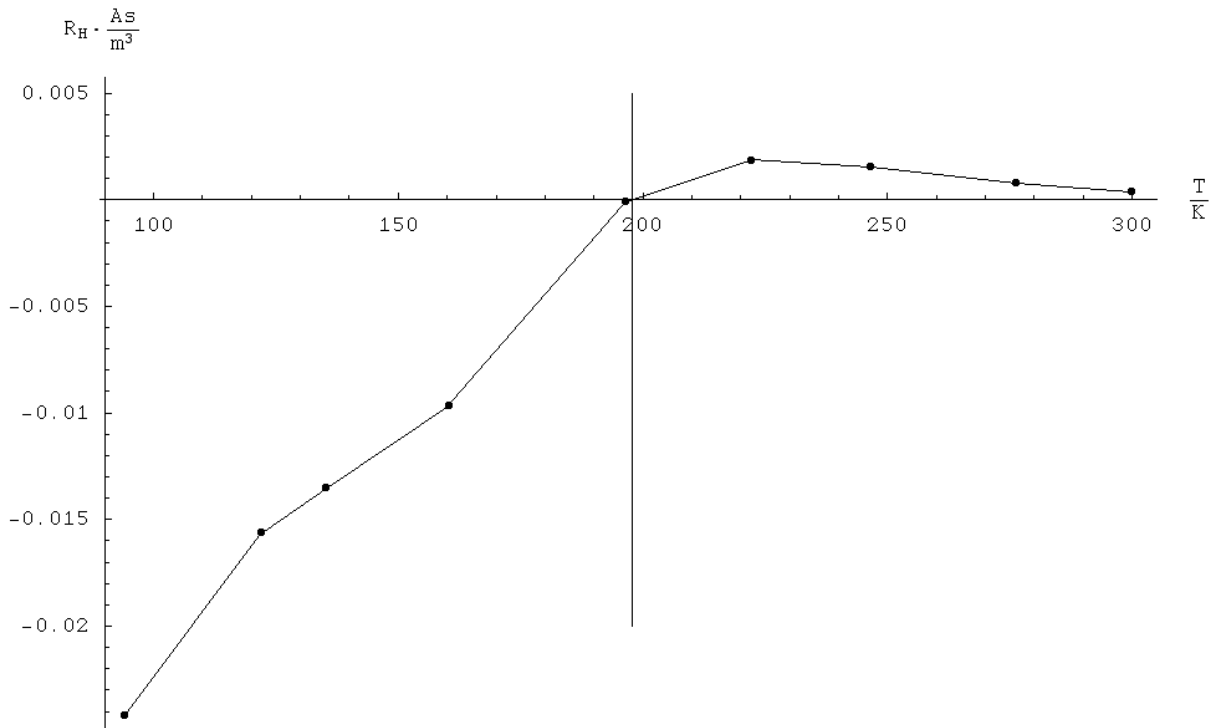


Abbildung 6: Auftragung der Hall-Konstante R_H gegen Temperatur T . Die Inversionstemperatur wurde zu $T_I = 197.7$ K bestimmt.

Aus der doppellogarithmischen Auftragung (Abb. 7) ergibt sich mit einem linearen Fit (*Mathematica*-Funktion *Regress*): $\rho_e(T = T_I) = 0.6056 \Omega\text{m}$, $\rho_0 = 0.1727 \Omega\text{m}$.

Daraus berechnet sich als Zwischenergebnis $\beta = \frac{\mu_n}{\mu_p} = 1.39893$.

Da bei tiefen Temperaturen fast nur die extrinsischen Ladungsträger zur Leitfähigkeit beitragen, extrapolieren wir in der doppellogarithmischen Darstellung von μ_H gegen T die Beweglichkeit bei niederen Temperaturen zur Inversionstemperatur. Aus der doppellogarithmischen Auftragung (Abb. 8) ergibt sich: $\mu_p = 16.6 \cdot 10^{-3} \frac{\text{m}^2}{\text{Vs}}$.

Zusammen mit β ergibt sich mit einem linearen Fit (*Mathematica*-Funktion *Regress*) daraus für die Beweglichkeit der negativen Ladungsträger $\mu_n = \mu_p \cdot \beta = 23.2 \cdot 10^{-3} \frac{\text{m}^2}{\text{Vs}}$.

3.3.5. Bestimmung der Akzeptorkonzentration

Zur Bestimmung der Akzeptorkonzentration verwenden wir eine Überlegung ähnlich wie in 3.3.4. Bei tiefen Temperaturen tragen hauptsächlich die Akzeptor-Störstellen zur Leitfähigkeit bei. Daher verwenden wir Gleichung (7):

$$R_H = \frac{1}{ne}$$

| T/K | $R_{2,4}/\Omega$ | $R_H/\frac{\text{m}^3}{\text{As}}$ | $\mu_H/\frac{\text{m}^2}{\text{Vs}}$ |
|--------------|------------------|------------------------------------|--------------------------------------|
| 94 | 775 | -0.02422 | -0.0294 |
| 112 | 695 | -0.01562 | -0.0211 |
| 135 | 622 | -0.01350 | -0.0204 |
| 160 | 438 | -0.00966 | -0.0208 |
| 196 | 170 | -0.00009 | -0.0005 |
| 222 | 70 | 0.00186 | 0.0251 |
| 247 | 31 | 0.00154 | 0.0466 |
| 276 | 13 | 0.00078 | 0.0552 |
| 300 | 7 | 0.00039 | 0.0553 |

Tabelle 1: Ergebnisse für den elektrischen Widerstand $R_{2,4}$, den Hallkoeffizient R_H und die Hall-Beweglichkeit μ_H in Abhängigkeit der Temperatur T .

und setzen $n = N_A$. Mit dem Wert für R_H bei der niedrigsten gemessenen Temperatur $R_H(94\text{K}) = -0.0242\frac{\text{m}^3}{\text{As}}$ ergibt sich für die Akzeptorkonzentration $N_A = 2.58 \cdot 10^{20}\frac{1}{\text{m}^3}$.

3.3.6. Bestimmung der Energielücke

Nach [5], S. 92, gilt für den spezifischen Widerstand bei hohen Temperaturen, bei denen die intrinsische Leitfähigkeit dominiert

$$\rho \propto e^{\frac{E_{gap}}{2k_B T}} \quad (17)$$

mit k_B : Boltzmannkonstante, E_{gap} : Energielücke zwischen Valenz- und Leitungsband, T : Temperatur.

Bei halblogarithmischer Auftragung von ρ über $\frac{1}{T}$ und einem Fit einer Geraden an die zu den vier höchsten Temperaturen gehörenden Werte ergibt sich aus der Steigung der Geraden $E_{gap} = 0.343 \text{ eV}$. Siehe dazu Abb. 9.

3.4. Magnetowiderstand

Wir bestimmen den Magnetowiderstand bei Raum-Temperatur $T_1 \approx 300\text{K}$ und bei der niedrigsten mit flüssigem Stickstoff erreichten Temperatur $T_2 \approx 93 \text{ K}$. Dazu messen wir den Spannungsabfall zwischen den Kontakten 2 und 4 (siehe Abb. 1) und variieren das angelegte Magnetfeld B . Der Probenstrom (zwischen den Kontakten 1 und 5) war $I_P = 10.0 \text{ mA} = \text{const}$.

Die Ergebnisse für α befinden sich in Tabelle 2. Der Wert für α bei $T = 92 \text{ K}$ stimmt innerhalb der Fehlergrenzen gut mit dem Literaturwert $\alpha_{Lit} = 2$ überein. Die große Abweichung vom Literaturwert von 25 % für α bei $T = 300 \text{ K}$ können wir uns auch unter Beachtung aller darin enthaltenen Fehler (Eichung des B-Feldes, Ableseungenauigkeiten bei der Strom- und Spannungsmessung) nicht erklären.

Die Messwerte befinden sich im Anhang in den Dateien 4a ($T = 300\text{K}$) und 4b ($T = 93\text{K}$).

3. Versuchsdurchführung und -auswertung

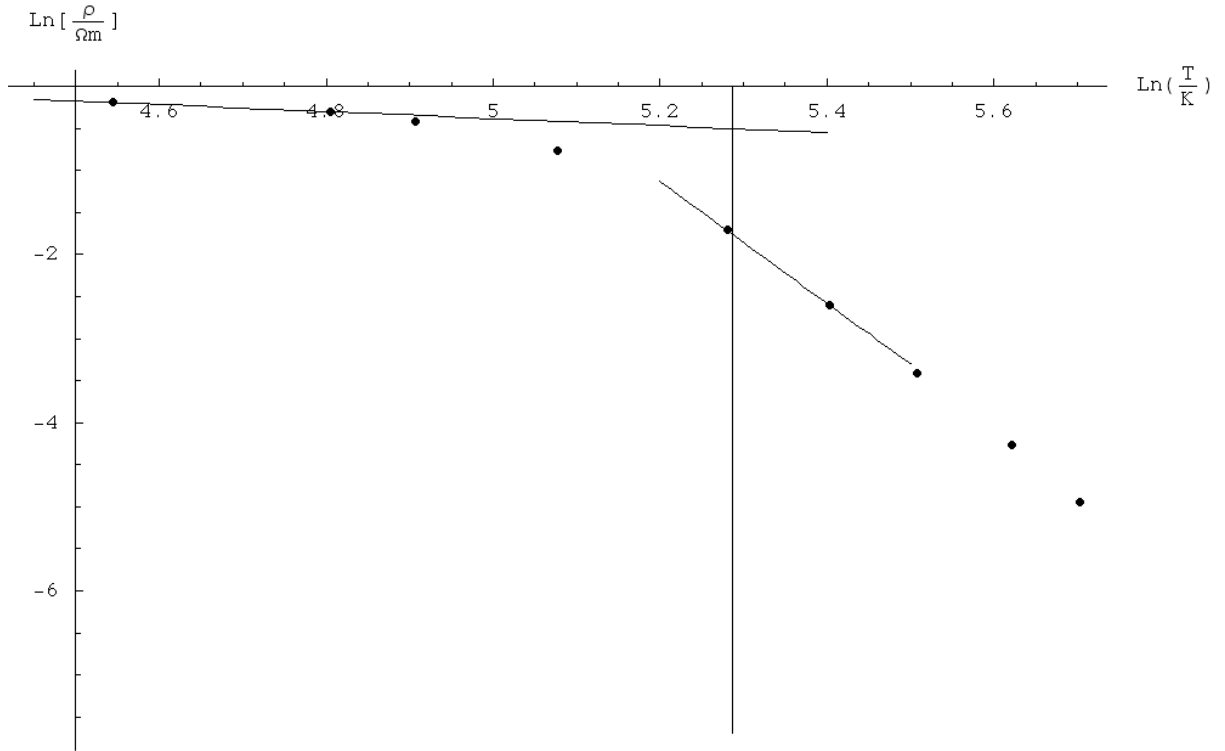


Abbildung 7: Doppellogarithmische Auftragung des spezifischen Widerstands ρ gegen Temperatur T . Eingezeichnet sind die Inversionstemperatur $T_I = 197.7$ K (siehe oben), und die Ausgleichsgeraden zur Bestimmung von $\rho_e(T_I)$ und $\rho_0(T_I)$. Für ρ_e : $\ln(\frac{\rho}{\Omega_m}) = 1.69322 - 0.415155 \frac{T}{K}$, für ρ_0 : $\ln(\frac{\rho}{\Omega_m}) = 36.4774 - 7.23198 \frac{T}{K}$.

| T/K | α |
|-------|-------------------|
| 300 | 1.639 ± 0.040 |
| 92 | 1.960 ± 0.076 |

Tabelle 2: Ergebnisse für den Exponenten α der Beziehung (12) für den Magnetowiderstand

3. Versuchsdurchführung und -auswertung

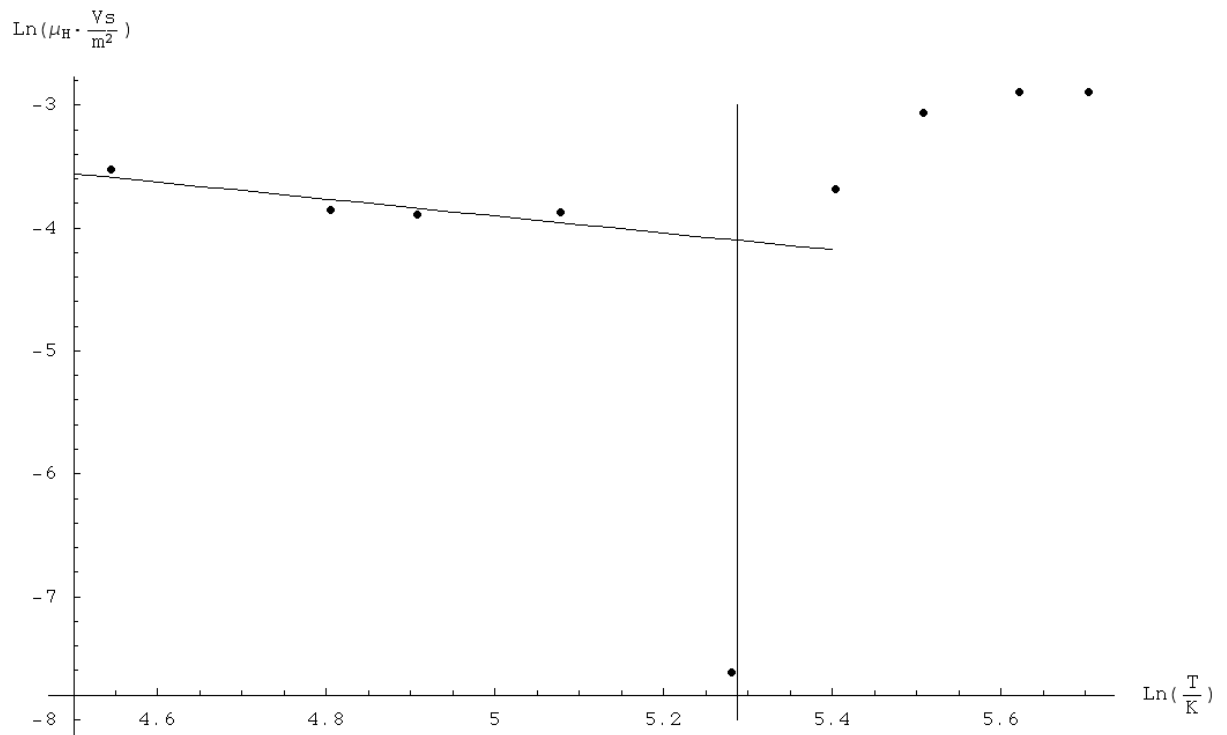


Abbildung 8: Doppellogarithmische Auftragung der Hall-Beweglichkeit μ_H gegen Temperatur T . Eingezeichnet sind die Inversionstemperatur $T_I = 197.7 \text{ K}$ (siehe oben), und die Ausgleichsgerade zur Bestimmung von μ_p .

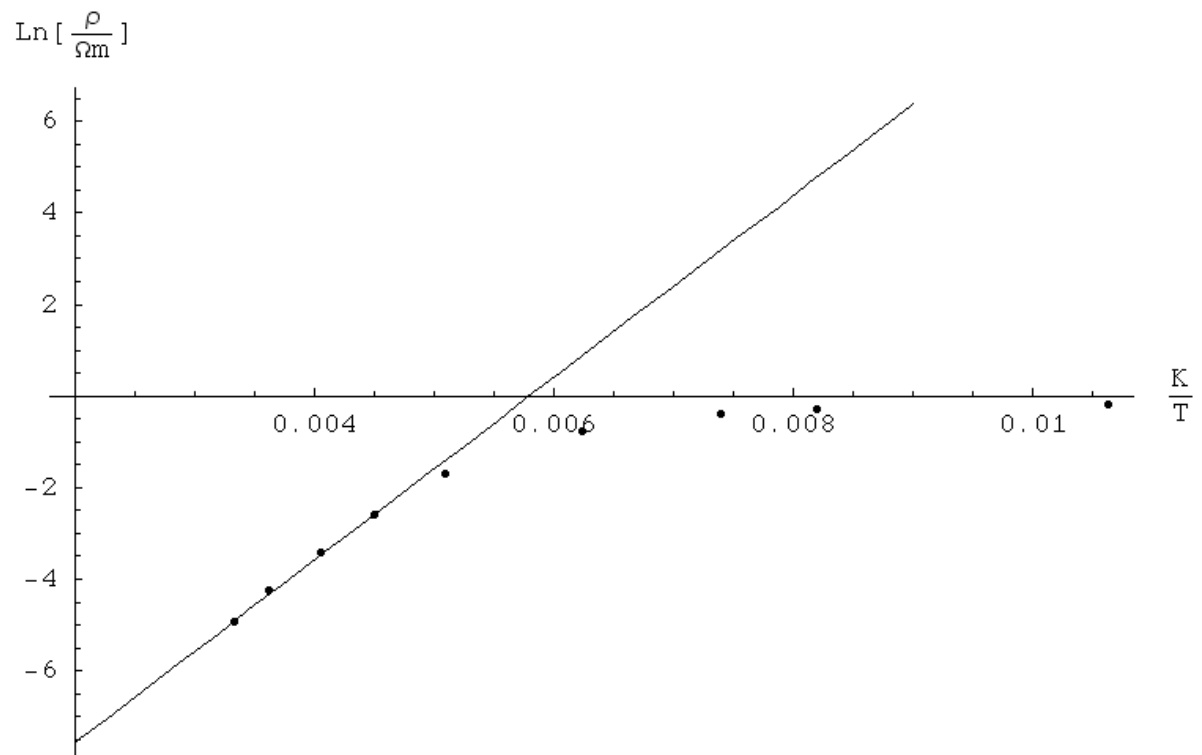


Abbildung 9: Halblogarithmische Auftragung des spezifischen Widerstands über dem Kehrwert der Temperatur. Aus der Steigung der ersten vier Werte ergibt sich die Bandlücke aus Gleichung (17). Es sind die Werte zu den höchsten Temperaturen.

A. Konstanten

$$e = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ As}$$

$$k_B = 1.3807 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}}$$

Literatur

- [1] E. Batke. Anleitung zum Fortgeschrittenenpraktikum. *Physikalisches Institut der Universität Würzburg*, 2004.
- [2] A. Hammer; H. Hammer; K. Hammer. *Physikalische Formeln und Tabellen*. J. Lindauer Verlag (Schaefer), München, 1994.
- [3] W. Kinzel. Skriptum zur Vorlesung Theoretische Physik III, Statistische Physik und Thermodynamik. *Institut für theoretische Physik und Astronomie der Universität Würzburg*, WS 1993/94.
- [4] Ch. Kittel. *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg Verlag, München, Wien, 2002.
- [5] A. C. Melissinos. *Experiments in Modern Physics*. Academic Press, New York, 1973.
- [6] J. Singh. *Semiconductor Devices*. John Wiley & Sons, Inc.
- [7] Werner Thum. Chemie-master.de – Website für den Chemieunterricht. <http://www.chemie-master.de>, 18. März 2004.