

Versuch Nr.311

# **Hall-Effekt und Elektrizitätsleitung bei Metallen**

Niklas Düser

niklas.dueser@tu-dortmund.de

Benedikt Sander

benedikt.sander@tu-dortmund.de

Durchführung: 24.11.2020

Abgabe: 8.12.2020

TU Dortmund – Fakultät Physik

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Zielsetzung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1	Bandstruktur und elektrische Leitfähigkeit von Kristallen . . . . .	3
2.2	Berechnung der Leitfähigkeit . . . . .	4
2.3	Hall-Effekt . . . . .	6
2.4	Berechnung der mikroskopischen Leitfähigkeitsparameter $R$ und $U_H$ . . .	7
2.5	Elektrizitätsleitung mit positiven Ladungsträgern . . . . .	9
<b>3</b>	<b>Durchführung</b>	<b>10</b>
3.1	Bestimmung der Widerstände . . . . .	10
3.2	Hall-Effekt . . . . .	11
<b>4</b>	<b>Auswertung</b>	<b>12</b>
4.1	Widerstand . . . . .	12
4.2	Hall-Effekt . . . . .	13
4.3	Ladungsträger pro Volumen . . . . .	13
4.4	Ladungsträger pro Atom . . . . .	15
4.5	Mittlere Flugzeit . . . . .	16
4.6	Mittlere Driftgeschwindigkeit . . . . .	17
4.7	Beweglichkeit . . . . .	18
4.8	Totalgeschwindigkeit . . . . .	19
4.9	Mittlere freie Weglänge . . . . .	21
4.10	Elektronenleitung . . . . .	22
<b>5</b>	<b>Diskussion</b>	<b>22</b>
5.1	Widerstandsmessung . . . . .	23
5.2	Hall-Effekt . . . . .	23
<b>6</b>	<b>Tabellen</b>	<b>24</b>

# 1 Zielsetzung

In diesem Versuch sollen die mikroskopischen Parameter untersucht werden die die Bewegung von Leitungselektronen in Metallen beschreiben.

Dafür werden der elektrische Widerstand und die Hall-Spannung bei unterschiedlichen Materialien untersucht und dann ein Zusammenhang zwischen diesen Größen und Parametern wie der mittleren Driftgeschwindigkeit in Stromrichtung hergestellt.

## 2 Theoretische Grundlagen

### 2.1 Bandstruktur und elektrische Leitfähigkeit von Kristallen

In einem kristallinen Festkörper lassen sich die Energieniveaus seiner Elektronen und seine Leitfähigkeit durch ein Modell mit Energiebändern beschreiben.

Die Valenzelektronen des Materials, also die Elektronen der äußersten Schale, bilden in einem kristallinen Festkörper ein zusammenhängendes System. Nach dem Pauli-Prinzip dürfen in einem System nur Elektronen mit entgegengesetztem Spin den gleichen Zustand und damit gleiche Energie besitzen.

Die möglichen energetischen Zustände der Elektronen lassen sich dann, wie in Abb.1 sichtbar, durch quasikontinuierliche Energiebänder darstellen.

Die Lücken zwischen ihnen heißen „verbotene Zone“ und bilden die nicht möglichen Zustände ab. Sie bilden oft eine Grenze zwischen den Bändern. Es ist allerdings auch möglich, dass sich die Bänder überlappen.

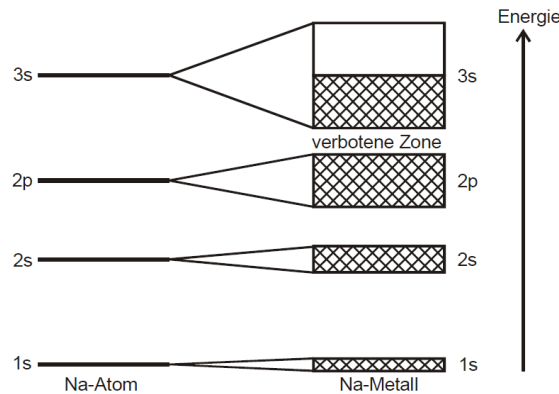
Mit diesem Modell der Energiebänder lassen sich nun sehr gut Vorgänge, die die Elektronen des Festkörpers betreffen, beschreiben.

In einem komplett mit Elektronen gefülltem Band, wie es oft bei den Bändern der inneren Schalen der Fall ist, kann, da jeder mögliche Zustand besetzt ist, kein Elektron Energie aufnehmen oder abgeben.

Durch einen dieser Prozesse würde das Elektron nämlich einen Zustand einnehmen müssen, der schon besetzt ist, was das Pauli-Prinzip untersagt. Daraus folgt dann auch dass die Elektronen dieser Bänder nicht, zum Beispiel durch äußere elektrische Felder, beschleunigt werden können und damit nicht zur elektrischen Leitfähigkeit beitragen können.

Die Elektronen die beschleunigt werden können sind die, die in dem äußersten, nicht gefülltem Band sitzen. In diesen Bändern gibt es Quantenzustände welche noch unbesetzt sind. Zum Beispiel die von Elektronen mit umgekehrtem Spin. Die Elektronen in diesen Bändern haben also die Möglichkeit beschleunigt zu werden, wodurch sich in dem kristallinen Festkörper ein makroskopischer Strom ausbilden kann.

Da dieser Strom durch Elektronen des nur teilweise besetzten Bandes hervorgerufen wird, werden sie auch Leitungselektronen und das Band das Leitfähigkeitsband genannt.



**Abbildung 1:** Eine Darstellung der Energiebänder eines Natrium-Atoms [13].

Ein Beispiel dafür wären natürlich in erster Linie Metalle, die mit ihrer hervorragenden Leitfähigkeit, die sich nach diesem Prinzip beschreiben lässt, glänzen.

Ein anderes Beispiel ist in Abb.1 in der die Bänder eines Natrium-Atoms aufgeführt sind zu sehen.

Die einzelnen sichtbaren Bänder sind dabei die einzelnen Schalen des Atoms. Die Lücken zwischen ihnen sind dabei die zuvor genannten verbotenen Zonen. Die 1s-, 2s-, 2p-, Bänder sind komplett gefüllt und tragen nichts zur elektrischen Leitfähigkeit bei.

Das 3s-Band, welches mit der 3s-Schale korrespondiert, ist allerdings nicht komplett gefüllt. In der Schale befindet sich ein ungepaartes Elektron. Es ist also noch Platz für eins mit entgegengesetztem Spin. Dadurch trägt dieses zur Leitfähigkeit bei.

Bei nichtleitenden Festkörpern, oder auch Isolatoren, ist die verbotene Zone so breit, dass die Energie, die zum überspringen von ihr nötig wäre, nicht aufgebracht werden kann. Des Weiteren besitzt die äußerste Schale kein Elektron, welches überhaupt erst beschleunigt werden könnte.

Nach der Quantenmechanik sollten ideale Metallkristalle eine unendlich hohe Leitfähigkeit besitzen, da die Elektronen als Materiewellen betrachtet werden können, welche nicht in Wechselwirkung untereinander oder mit den Atomrümpfen treten.

Die endliche reale Leitfähigkeit lässt sich also auf Abweichungen vom Ideal und damit mit Fehlern im Kristallgitter begründen.

## 2.2 Berechnung der Leitfähigkeit

Die zuvor beschriebene Bewegung der Leitungselektronen durch das Kristallgitter lässt mit der Bewegung der Teilchen eines idealen Gases vergleichen.

Die Elektronen kollidieren mit Fehlstellungen im Gitter und auch mit Ionenrümpfen, die sich aus dem Gitterverband entfernt haben. Sie werden, wenn ein elektrisches Feld anliegt, also nicht kontinuierlich beschleunigt sondern auch immer wieder in zufällige Richtungen

gestreut.

Die Zeit zwischen solchen Zusammenstößen lässt sich über die mittlere Flugzeit  $\bar{\tau}$  ausdrücken.

Während  $\bar{\tau}$  wird, bei angelegtem Feld, ein Elektron also in Richtung  $\vec{E}$  gleichmäßig beschleunigt. Diese Beschleunigung lässt bei der Ladung  $e_0$ [6] und der Ruhemasse des Elektrons  $m_0$ [8] durch  $\vec{b}$  ausdrücken.

$$\vec{b} = -\frac{e_0}{m_0} \cdot \vec{E}$$

Die Geschwindigkeitsänderung  $\Delta\vec{v}$  während  $\bar{\tau}$  in Richtung  $\vec{E}$  ergibt sich dann zu:

$$\Delta\vec{v} = -\frac{e_0}{m_0} \cdot \vec{E} \cdot \bar{\tau} \quad (1)$$

Da die Elektronen, wie zuvor bereits erwähnt, immer zufällig gestreut werden, ändert sich immer ihre Geschwindigkeitskomponenten in Richtung des elektrischen Feldes. Diese ist nach der Streuung, im Durchschnitt, immer null. Nach jedem Stoß müssen die Elektronen also immer komplett neu in Richtung des elektrischen Feldes beschleunigt werden.

Dieser Sachverhalt lässt sich dann beschreiben in dem eine mittlere Driftgeschwindigkeit eingeführt wird, welche das Mittel aus  $\Delta\vec{v}$  und 0 ist. Die Formel dafür ergibt sich dann zu:

$$\vec{v}_d = \frac{1}{2} \Delta\vec{v} \quad (2)$$

Mit dieser Gleichung lässt sich dann eine Formel für die Stromdichte  $j$  herleiten. Diese ist nämlich die Anzahl  $n$  der Ladungen, hier ausgedrückt über die Elektronenladung  $-e_0$ , die sich mit dem Betrag der Geschwindigkeit  $\overline{v_d}$  bewegen, also:

$$j = -n\overline{v_d} \cdot e_0 \quad (3)$$

Oder anders gesagt; Der Strom  $I$ , der durch die Querschnittsfläche des Drahtes  $Q$  fließt, also  $\frac{I}{Q}$ . Einsetzen von  $\overline{v_d}$  führt dann zu:

$$j = \frac{1}{2} n \frac{e_0^2}{m_0} \cdot \vec{E} \cdot \bar{\tau}$$

Unter der Annahme, dass wir uns in einem homogenen Leiter befinden, lässt sich  $j = \frac{I}{Q}$  und für das elektrische Feld  $E = \frac{U}{L}$ , wie im homogenen Feld eines Plattenkondensators, annehmen. Erneutes einsetzen führt dann zu einer dem Ohm'schen Gesetz sehr ähnlichen Gleichung:

$$I = \frac{1}{2} n \frac{e_0^2}{m_0} \cdot \bar{\tau} \frac{Q}{L} \cdot U \quad (4)$$

Wenn nun 4 mit dem Ohm'schen Gesetz  $U = R \cdot I$  verglichen wird, wird sichtbar, dass

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{2} n \frac{e_0^2}{m_0} \cdot \bar{\tau} \frac{Q}{L} = S$$

gelten muss.

Dieser Term, das Reziprok Widerstands, wird als elektrische Leitfähigkeit  $S$  bezeichnet. Wie aus 4 ersichtlich bildet sie einen Proportionalitätsfaktor zwischen Spannung und Strom.

Um allgemeinere Größen zu erhalten werden nun die geometrieabhängigen Größen  $Q$  und  $L$  weggelassen.

Dadurch wird  $S$  zur spezifischen Leitfähigkeit  $\sigma$  und  $R$  wieder zu dem dazu reziproken spezifischen Widerstand  $\rho$ .

$$\sigma = \frac{n}{2} \frac{e_0^2}{m_0} \cdot \bar{\tau} \quad (5)$$

$$\rho = \frac{2}{n} \frac{m_0}{e_0^2 \cdot \bar{\tau}} \quad (6)$$

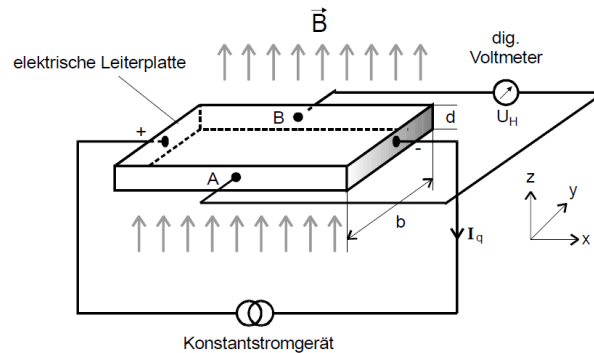
## 2.3 Hall-Effekt

Für die weitere Bestimmung von  $I$  in 4 fehlen noch die Variablen  $n$  und  $\bar{\tau}$ .

Die Anzahl der Teilchen  $n$  lässt sich einfach mit Hilfe des Hall-Effektes bestimmen.

Beim Hall-Effekt wird eine Spannung  $U_H$ , die an einer Metallplatte, in einem Magnetfeld, abfällt, gemessen. Die Platte besitzt dabei die Maße, wie in Abb 4 sichtbar, Breite  $b$  und Dicke  $d$ . Wenn sie nun senkrecht in ein homogenes Magnetfeld gehalten wird und sie an eine Spannung angeschlossen wird, fließt ein Strom  $I_q$  durch sie. Wenn dann der Elektronenstrom durch die Platte und damit durch das Magnetfeld fließt werden sie durch die Lorentzkraft  $F_L$  abgelenkt.

Dieser Aufbau ist schematisch in der unteren Abbildung 4 dargestellt. Dort ist die Platte, die senkrecht im Magnetfeld liegt, an der ein Konstantstromgerät angeschlossen ist und das Voltmeter, welches die Hall-Spannung abgreift, zu sehen.



**Abbildung 2:** Die schematische Abbildung eines Aufbaus zur Messung des Hall-Effektes [13].

Die Lorentzkraft hat bei orthogonaler Elektronenbewegung zum Magnetfeld, mit  $B$  als

Betragsstärke des Magnetfeldes und den anderen zuvor erklärten Variablen, den Betrag:

$$F_L = e_0 \cdot \overline{v_d} B$$

Diese Kraft treibt die Elektronen dann an den Rand der Platte, wodurch sich dann eine Ladungsdifferenz zwischen den beiden Seiten der Platte ausbildet. Dies ist die bereits genannte Hall-Spannung  $U_H$ . Sie ist allerdings nicht nur von  $F_L$  abhängig, da sich an den Rändern entgegenwirkend zur Lorentz-Kraft ein elektrisches Feld ausbildet. Bei konstantem Strom bildet sich dann dort ein Gleichgewichtszustand aus. Deswegen gilt mit  $U_H$  als Hall-Spannung,  $b$  als Breite der Platte und  $e_0$  als Betrag der Elementarladung, da bei der Lorentzkraft auch nur der Betrag betrachtet wurde:

$$e_0 \cdot \overline{v_d} B = e_0 \cdot \frac{U_H}{b}$$

Umformen führt dann zu:

$$U_H = b \overline{v_d} B \quad (7)$$

Mit Hilfe der Gleichung 3 lässt sich dann weiter umformen:

$$j = \frac{I_q}{Q} = \frac{I_q}{bd} = -n \cdot \overline{v_d} \cdot bd \cdot e_0 \quad (8)$$

$$\Rightarrow \overline{v_d} = -\frac{I_q}{nbd \cdot e_0} \quad (9)$$

Erneutes einsetzen:

$$\Rightarrow U_H = -\frac{I_q \cdot B}{n \cdot d \cdot e_0} \quad (10)$$

Die ist nun die Formel mit der sich  $n$  berechnen lässt.

## 2.4 Berechnung der mikroskopischen Leitfähigkeitsparameter R und $U_H$

Für weitere Rechnungen ist die mittlere freie Weglänge  $\bar{l}$  von Nöten. Diese ist die die Strecke die ein Leitungselektron im Durchschnitt zwischen zwei Zusammenstößen zurücklegt. Sie ist dabei abhängig von der mittleren Flugzeit und der Totalgeschwindigkeit.

$$\bar{l} = \bar{\tau} \cdot |v| \quad (11)$$

Die Totalgeschwindigkeit  $|v|$  ist dabei die wirkliche Geschwindigkeit und nicht wie zuvor betrachtet die relativ Geschwindigkeit. Sie wird durch die thermische Energie der Teilchen hervorgerufen. Außerdem ist sie in der Regel auch deutlich höher als die Driftgeschwindigkeit.

Wenn nun für die Elektronen wieder angewendet wird, dass sich die Atome wie die eines idealen Gases verhalten, lässt sich über das Äquipartitionstheorem ihre mittlere

Energie pro Freiheitsgrad bestimmen. Diese beträgt nämlich  $\frac{k \cdot T}{2}$  pro Freiheitsgrad mit  $T$  als Temperatur und  $k$  [10] als Boltzmann-Konstante.

Insgesamt ergibt sich das dann zu:

$$E_{\text{kin}} = \frac{3}{2} k \cdot T$$

Mit der klassischen Formel für die kinetische Energie lässt sich das ganze dann durch gleichsetzen und umformen nach der mittleren Totalgeschwindigkeit  $|\bar{v}_{\text{kl}}|$  zu

$$\bar{E}_{\text{kin}} = \frac{m_0}{2} \cdot |\bar{v}_{\text{kl}}|^2 \quad (12)$$

$$\Rightarrow |\bar{v}_{\text{kl}}| = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}} \quad (13)$$

umstellen.

Dabei ist  $m_0$  wieder die Elektronenruhemasse.

Allerdings lässt sich die Energie der Elektronen, aus dem zuvor genannten Grund des Pauli-Prinzips, die Energieverteilung der Elektronen, nicht wie bei einem idealen Gas typisch, über die Maxwell-Boltzmann-Statistik darstellen. Für diesen Fall wird dafür die Fermi-Dirac-Verteilung genutzt.

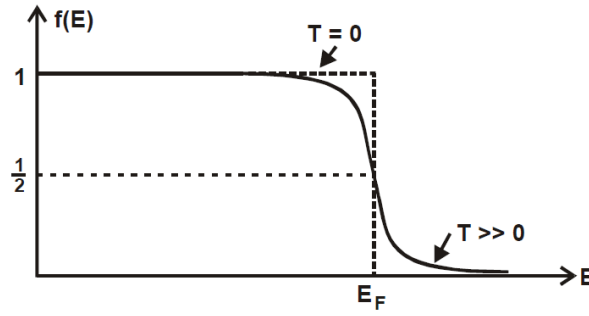
Sie beschreibt die Wahrscheinlichkeit  $f(E)$  um ein Teilchen mit der Energie  $E + (d)E$  anzutreffen.  $E_F$  ist dabei die Fermi-Energie. Dies ist die Energie welche die energiereichsten Elektronen am absoluten Nullpunkt besitzen. Sie ist dabei abhängig von der Dichte der Elektronen, dem Planck'schen Wirkungsquantum [9]  $h$  und wieder der Elektronenmasse.

$$f(E)dE = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{k \cdot T}} + 1} dE \quad (14)$$

$$E_F = \frac{h^2}{2 \cdot m_0} \sqrt{\left(\frac{3n}{8\pi}\right)^2} \quad (15)$$

Die beiden Formeln werden auch noch mal in der Grafik 3 veranschaulicht. Dort ist die Wahrscheinlichkeitsverteilung für die Elektronen dargestellt. Dabei ist die Energie  $E_F$  besonders hervorgehoben. Die gestrichelte Linie zeigt die Verteilung bei  $T = 0$  und die durchgezogene für  $T > 0$ .





**Abbildung 3:** Ein Diagramm der Fermi-Dirac-Verteilung. Die Abweichung zwischen dem gestrichelten Graphen für  $T = 0$  und dem durchgezogenen für  $T > 0$  sind übertrieben dargestellt. [13].

Die Formel 12 lässt sich nun mit der Formel 15 annähern.

Denn es gilt  $E \approx E_F$ , da hauptsächlich nur die Elektronen mit diese Energie durch das Feld beschleunigt werden können. Der Rest hat kleinere Energien und kann wegen des Pauli-Prinzips nicht beschleunigt werden.

Der zuvor gewählte Ansatz aus 13 mit der reinen thermischen Energie für die Totalgeschwindigkeit ist hier also in der Form, für die interessanten Elektronen, nicht anwendbar. Die Totalgeschwindigkeit lässt sich also zu

$$|\vec{v}| \approx \sqrt{\frac{2E_F}{m_0}}$$

approximieren.

Einsetzen dieser Gleichung in 11 führt dann zu einer Formel für die mittlere freie Weglänge:

$$\bar{l} \approx \bar{\tau} \sqrt{\frac{2E_F}{m_0}}$$

Das  $\bar{\tau}$  lässt sich über die Gleichung 4 bestimmen.

Des Weiteren lässt sich aus  $\bar{\tau}$  auch noch die Beweglichkeit  $\mu$  berechnen. Dafür wird Formel 2 in 2 eingesetzt.

$$\begin{aligned} \vec{v}_d &= -\frac{1}{2} \frac{e_0}{m_0} \cdot \bar{\tau} \cdot \vec{E} \\ \vec{v}_d &= \mu \cdot \vec{E} \end{aligned} \quad \text{mit} \quad \mu = -\frac{1}{2} \frac{e_0}{m_0} \cdot \bar{\tau}$$

## 2.5 Elektrizitätsleitung mit positiven Ladungsträgern

Obwohl Elektronen die einzigen Teilchen sind, die sich im Kristallgitter bewegen können, kann es auch zu einer Art Bewegung positiver Ladungen kommen. Dabei bewegen sich

keine Ionen, sondern Ladungslöcher, also Leerstellen an denen normalerweise Elektronen sitzen sollten.

Dies kann zum Beispiel bei zweiwertigen Metallen, also Metallen die zwei Wasserstoffatome binden könnten, vorkommen. Dort können sich nämlich die Energiebänder überlappen, so dass Elektronen aus den unteren Bändern einfach in das obere übergehen können und so dann Lücken hinterlassen.

Diese Löcher können sich frei bewegen und werden als positive Ladungen behandelt. Analog zum Elektron beeinflussen sie die Leitfähigkeit und erzeugen einen entgegengerichteten Hall-Effekt, den anomalen Hall-Effekt.

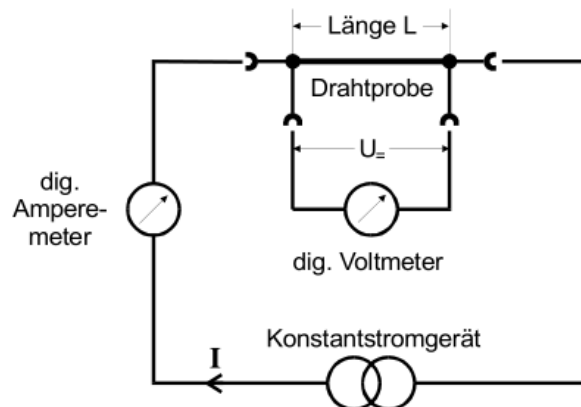
Allerdings muss für die Löcher mit anderen Massen und anderen Beweglichkeiten gerechnet werden.

### 3 Durchführung

#### 3.1 Bestimmung der Widerstände

Zuallererst wird der Widerstand von Kupfer und Zink bestimmt. Dafür werden Spulen aus den Materialien an eine Gleichstromquelle angeschlossen. An dieser Gleichstromquelle lassen sich auch die Spannung und der Strom ablesen. Anschließend wird parallel zu der Spule ein Voltmeter angeschlossen um die zum Strom korrespondierende abfallende Spannung zu messen.

Eine schematische Darstellung dieses Aufbaus ist in Abb. 4 dargestellt.



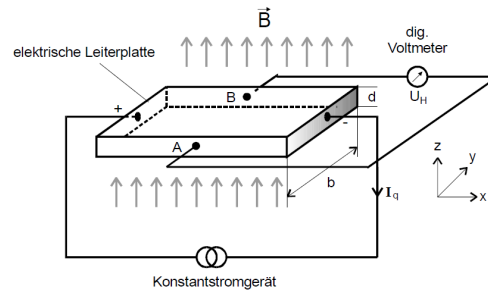
**Abbildung 4:** Der Schaltplan für die Bestimmung des Widerstands[13].

Für diesen Aufbau werden dann diverse Messungen mit unterschiedlichen Stromstärken für Kupfer und Zink gemacht.

Des Weiteren werden, mit Hilfe eines digitalen Messschiebers, die Breite und Dicke zweier Metallplatten gemessen. Diese Platte sind denen, die zur Messung des Hall-Effektes genutzt werden, von ihren Ausmaßen sehr ähnlich.

## 3.2 Hall-Effekt

Die folgende Durchführung des Versuches wird für beide Metalle identisch durchgeführt. Der Aufbau besteht aus zwei Spulen die parallel an ein Konstantstromgerät angeschlossen werden. Oben auf den Spulen sind zwei Metallblöcke, die von den Spulen magnetisiert werden und so zwischen ihnen ein annähernd homogenes Magnetfeld erzeugen. In diesen Bereich lässt sich, auf eine Schiene, das zu untersuchende, auf einer Platte aufgebrachte, Substrat einführen



**Abbildung 5:** Der Schaltplan der Platte an der die Hall-Spannung gemessen wird [13].

Die Platten mit den Substraten haben Anschlüsse, so dass sich an den Rändern des aufgetragenen Metalls die Hallspannung abgreifen lässt und so, dass sich zusätzlich ein Strom durch das Metall schicken lässt. An der einen Seite der Platte wird also ein feines Voltmeter angeschlossen, um die Hallspannung abzugreifen und an dem anderen ein Konstantstromgerät. Den Schaltplan die Platte betreffend ist in Abb.5 zu sehen.

Bevor die Hall-Spannung gemessen wird wird zuerst die Spule geeicht. Dies geschieht, in dem mit Hilfe einer Hallsonde, die zwischen den magnetisierten Metallen eingebracht wird, das Magnetfeld für die später für das Magnetfeld genutzten Stromstärken gemessen wird.

Nun wird bei konstantem Magnetfeld der Stromfluss durch die Platte variiert und dabei die Hall-Spannung abgelesen. Natürlich werden auch vom Konstantstromgerät die Stromstärken die durch die Platte und durch die Spule notiert. Da die beiden Punkte an denen die Hall-Spannung abgegriffen wird keine Äquipotentialflächen sein müssen kann eine Spannungsabfall zwischen den beiden Punkten auftreten. Dieser Spannungsabfall wird  $U_{\text{Stör}}$  genannt.

Da diese Stör-Spannung bei konstantem Strom auch konstant ist lässt sie sich durch umpolen des Magnetfeldes herausrechnen.

$$\begin{aligned} U_{\text{ges}+} &= U_{\text{Hall}} + U_{\text{Stör}} \\ U_{\text{ges}-} &= -U_{\text{Hall}} + U_{\text{Stör}} \\ U_{\text{Hall}} &= \frac{1}{2}(U_{\text{ges}+} - U_{\text{ges}-}) \end{aligned}$$

Es muss aber unbedingt darauf geachtet werden, dass die Umpolung der Spulen nicht abrupt geschehen darf, sondern die Spulen erst heruntergeregelt werden müssen. Ansonsten

können Schäden an dem Konstantstromgerät auftreten.

Als letztes wird dann noch einmal eine Messreihe mit konstantem Stromfluss und variierter Magnetfeldstärke durchgeführt, bei der auch immer umgepolt wird.

## 4 Auswertung

### 4.1 Widerstand

Das Außermessen der Proben ergibt:

Metall	Höhe	Breite	Dicke	Durchmesser	Länge
Zink	0,026 03	0,0280	0,000 430	0,000 263	1,73
Kupfer	0,044 06	0,0253	0,000 018	0,000 105 2	1,73

**Tabelle 1:** Eine Tabelle zu den Dimensionen der Metall-Proben in cm.

Die Messwerte zur Höhe, Breite und Dicke beziehen sich hier auf die Metallplatte, die Messwerte zum Durchmesser und zur Länge beschreiben das jeweilige Kabel zur Berechnung des Widerstandes. Hier gehen wir jeweils von einer Ungenauigkeit von einem Prozent des jeweiligen Messwertes aus.

Der Widerstand eines Metalls berechnet sich mittels:

$$U = R \cdot I \quad (16)$$

Die Berechnung des Widerstandes gibt eine Reihe an Widerständen 6, der Mittelwert dieser Reihen ergibt dann einen Widerstand für Zink und Kupfer:

$$\begin{aligned} R_{\text{Zink}} &= (13,68 \pm 0,23) \text{ m}\Omega \\ R_{\text{Kupfer}} &= (7,73 \pm 0,05) \text{ m}\Omega \end{aligned}$$

Der spezifische Widerstand eines Metalls berechnet sich nun mittels der Formel

$$\rho = \frac{RA}{l} \quad (17)$$

mit  $R$  dem Widerstand,  $A$  der Querschnittsfläche und  $l$  der Länge des Kabels. Somit ergibt sich mit den Werten aus 1 und den berechneten Widerständen der spezifische Widerstand:

$$\begin{aligned} \rho_{\text{Zink}} &= (1,72 \pm 0,05) \text{ n}\Omega \text{ m} \\ \rho_{\text{Kupfer}} &= (0,16 \pm 0,31) \text{ n}\Omega \text{ m} \end{aligned}$$

## 4.2 Hall-Effekt

In den folgenden Plots sind die Messergebnisse der Hallspannung, mit denen die weiteren Rechnungen ausgeführt werden, aufgetragen. Die Zahlenwerte sind hier 8,9,10,12 zu finden.

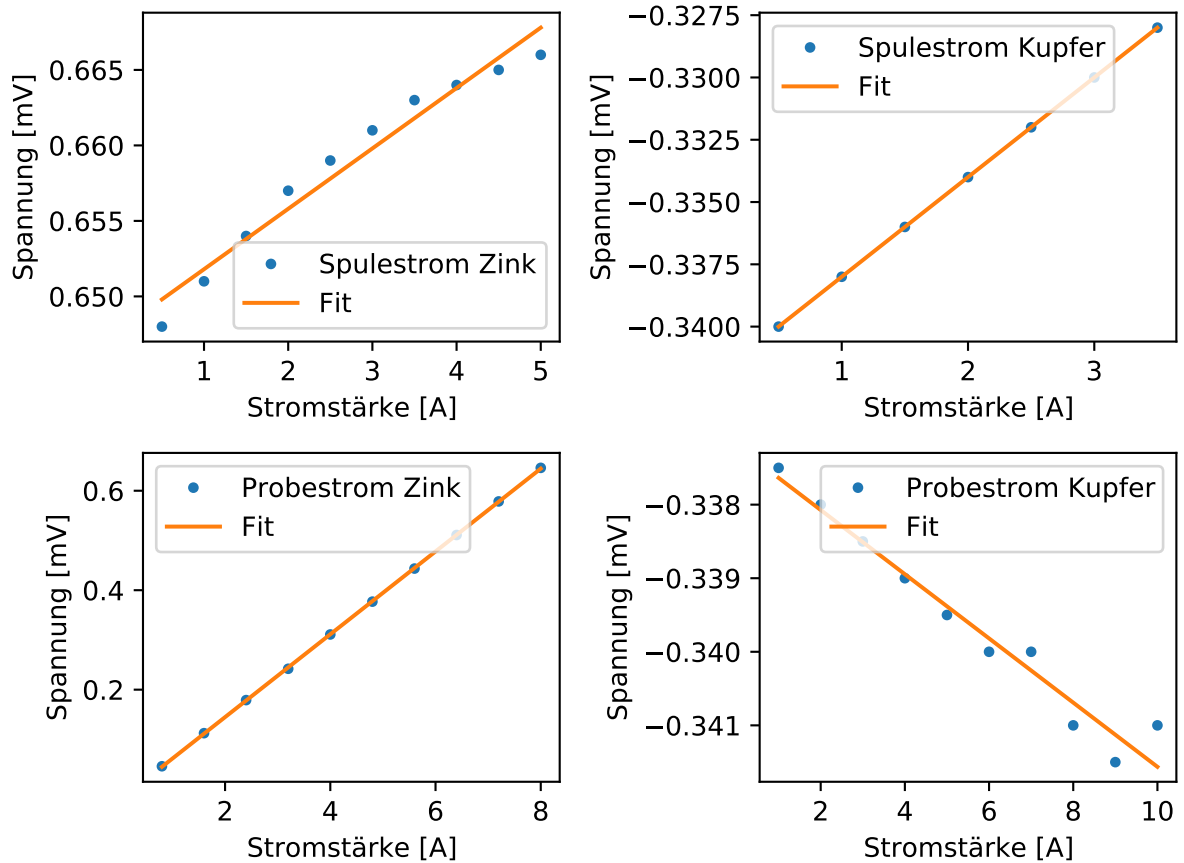
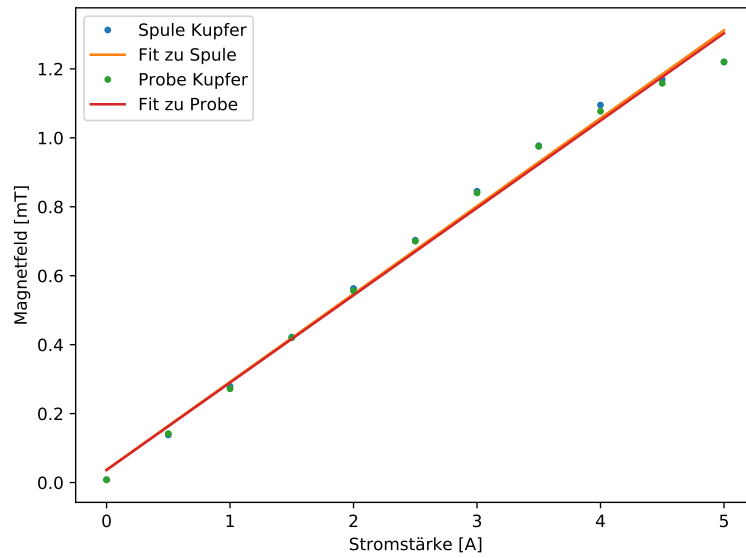


Abbildung 6: Ein Plot der Hall Spannungen gegen die Stromstärke.

## 4.3 Ladungsträger pro Volumen

Zur Berechnung der Elektronendichte wird zunächst das Magnetfeld der Spule in Abhängigkeit von der Stromstärke bestimmt.



**Abbildung 7:** Ein Plot der Magnetfeldstärke gegen die Stromstärke.

In diesem Plot sind die Magnetfelder bei steigender und abfallender Stromstärke 7 und der jeweilige lineare Fit zu den Messwerten eingezeichnet. Die Ausgleichsgerade der Form  $a \cdot x = b$  hat dann die Werte:

$$a = (254 \pm 5) \cdot 10^{-3}$$

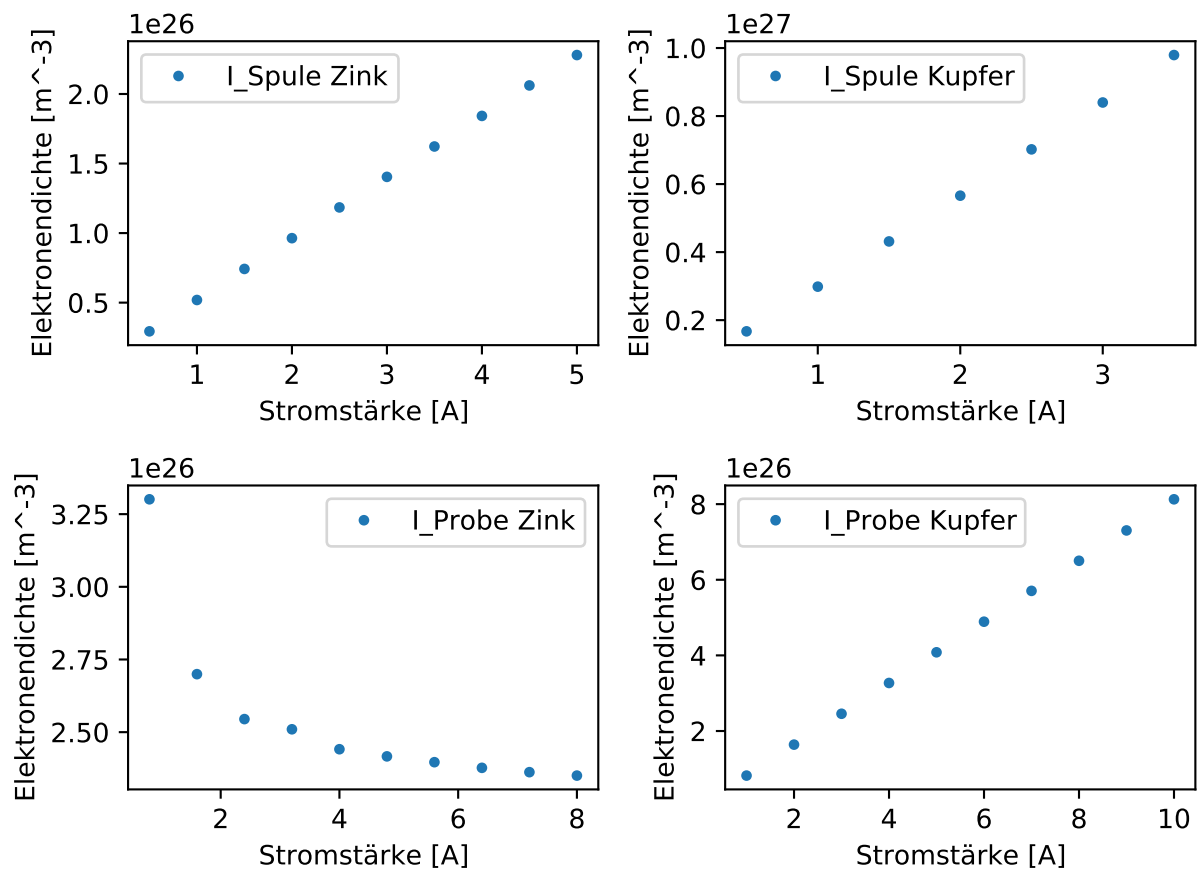
$$b = (36,750 \pm 0,016) \cdot 10^{-3}$$

In allen folgenden Rechnungen gibt diese Funktion nun einen Wert für das Magnetfeld, wenn nur ein Wert für den Spulenstrom bekannt ist.

Aus der Formel 10 lässt sich nun eine Formel für die Ladungsträger pro Volumen herleiten:

$$n = \frac{-BI}{Ud \cdot e_0}$$

hier ist  $B$  der magnetischen Feldstärke,  $I$  der Stromstärke,  $U$  der Hall-Spannung,  $d$  der Dicke der jeweiligen Proben und  $e_0$  der elementar Ladung des Elektron [6]. Mit den angegebenen Messwerten lässt sich nun die Elektronendichte pro Volumen bestimmen. Dies findet man in den nachfolgenden Plots:



**Abbildung 8:** Ein Plot der Elektronendichte gegen die Stromstärke.

Die durch die Plots veranschaulichten Werte sind auch in der Tabelle 13,14 zu finden.

#### 4.4 Ladungsträger pro Atom

Die Anzahl der Atome pro Volumen berechnet sich mittels der Formel:

$$\frac{\text{Atome}}{V} = \frac{\rho \cdot N_A}{m_{\text{mol}}}$$

Mit  $\rho$  der Dichte des Metalls,  $N_A = 6,022\,140\,76 \cdot 10^{23}/\text{mol}$  der Avogrado-Konstante [**Avogrado**] und  $m_{\text{mol}}$  der molaren Masse des Metalls. Aus dieser Formel ergibt sich direkt die Formel für  $Z$ , die Anzahl der Ladungsträger pro Atom:

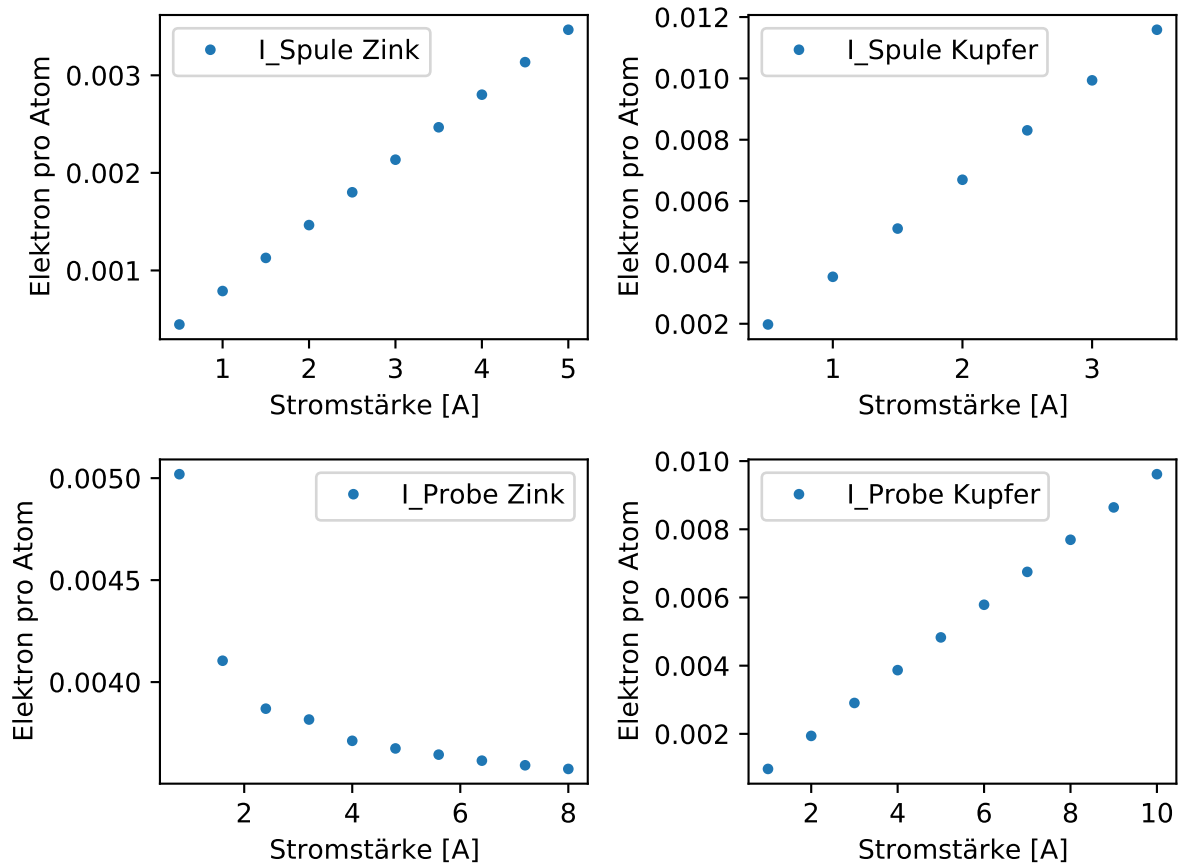
$$Z = \frac{n \cdot m_{\text{mol}}}{\rho \cdot N_A}$$

Mit den stoffspezifischen Größen

Metall	$\rho[\text{g/mol}]$	$m_{\text{mol}}[\text{g/mol}]$
Zink	7,14	65,38
Kupfer	8,92	63,55

**Tabelle 2:** Eine Tabelle mit stoffspezifischen Größen der Metalle.

lässt sich nun  $Z$  berechnen. In den folgenden Plots ist  $Z$  für die unterschiedlichen Messreihen angegeben.



**Abbildung 9:** Ein Plot der Elektronendichte gegen die Stromstärke.

Die zugehörigen Ergebnisse sind auch wieder in den Tabellen 15,16 zu finden.

#### 4.5 Mittlere Flugzeit

Die Formel 6 wird so umgestellt, dass wir folgende Formel erhalten:

$$\bar{\tau} = \frac{2}{n} \frac{m_0}{e_0^2 \cdot \rho}$$



In dieser Formel rechnen wir mit dem Reziproken spezifischen Widerstand  $\rho$  und der Elektronenmasse  $m_0 = 9,109 \cdot 10^{-31}$  kg [8]. Das einsetzen der Werte für  $n$  und  $\rho$  ergibt dann folgende Werte 17,18. Geplotet findet man sie in den nachfolgenden Abbildungen.

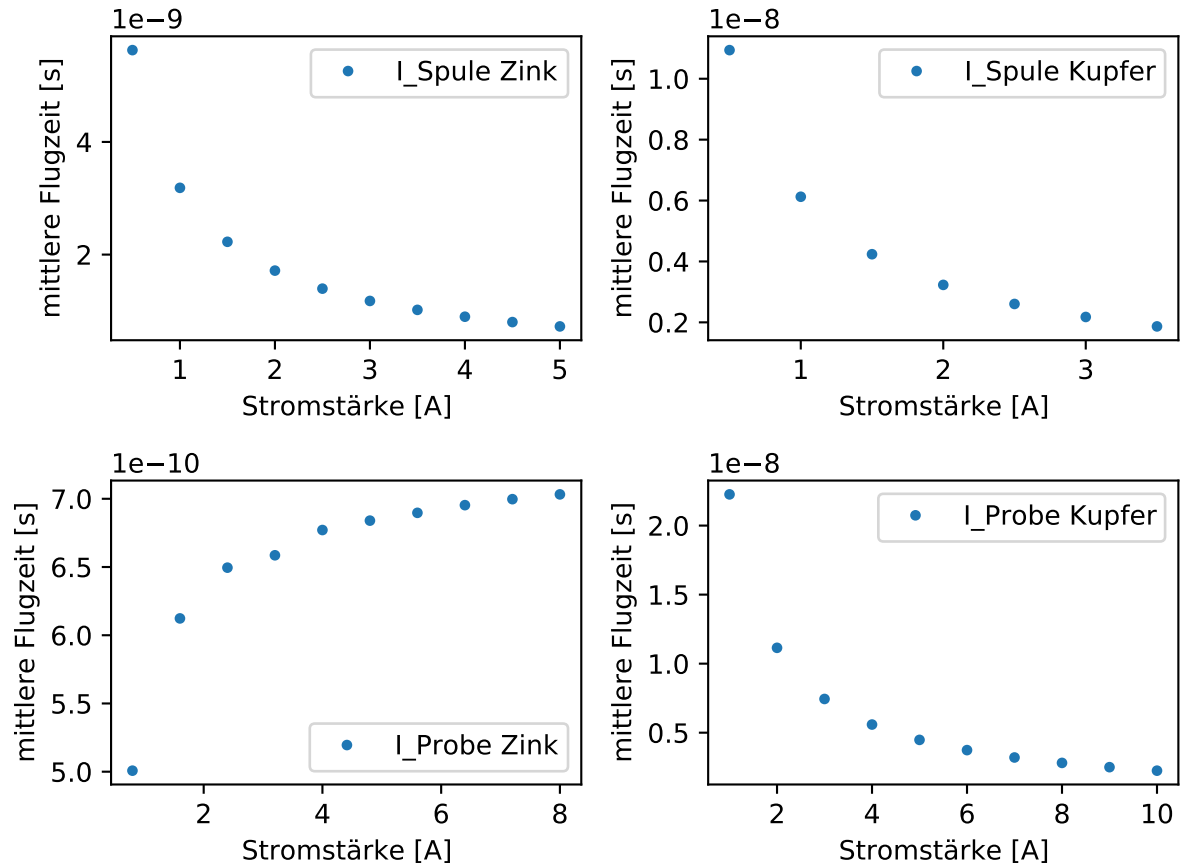


Abbildung 10: Ein Plot der mittleren Flugzeit gegen die Stromstärke.

#### 4.6 Mittlere Driftgeschwindigkeit

Die mittlere Driftgeschwindigkeit  $\overline{v_d}$  berechnet sich aus:

$$\overline{v_d} = \frac{-n \cdot e_0}{j}$$

mit der Stromdichte  $j = 1 \text{ A/mm}^2$ . Einsetzen ergibt dann 19,20:

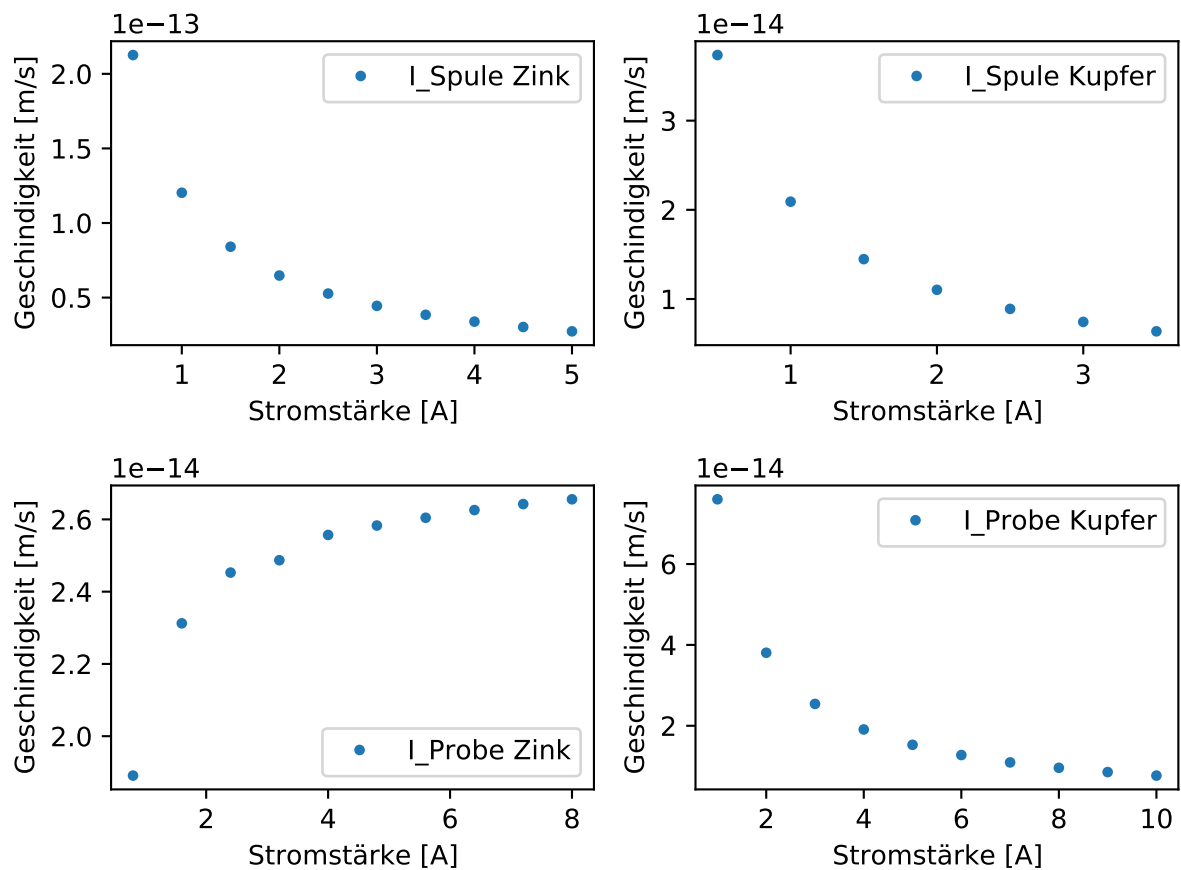


Abbildung 11: Ein Plot der Driftgeschwindigkeit gegen die Stromstärke.

## 4.7 Beweglichkeit

Die Formel

$$\mu = -\frac{1}{2} \frac{e_0}{m_0} \cdot \bar{\tau}$$

stellt eine Beziehung zwischen  $\bar{\tau}$  und  $\mu$  auf. Mit den Werten für  $\bar{\tau}$  17 berechnen sich nun folgende Werte für  $\bar{\mu}$  21,22:

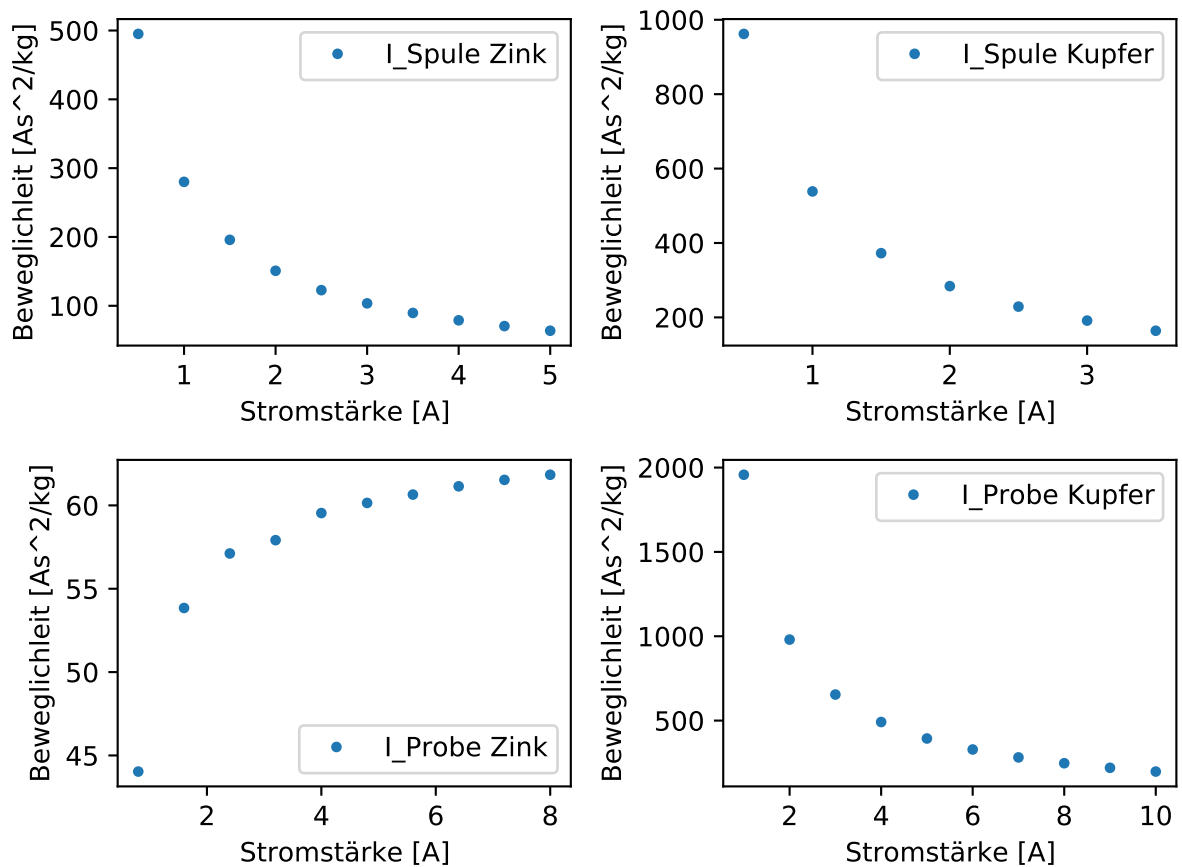


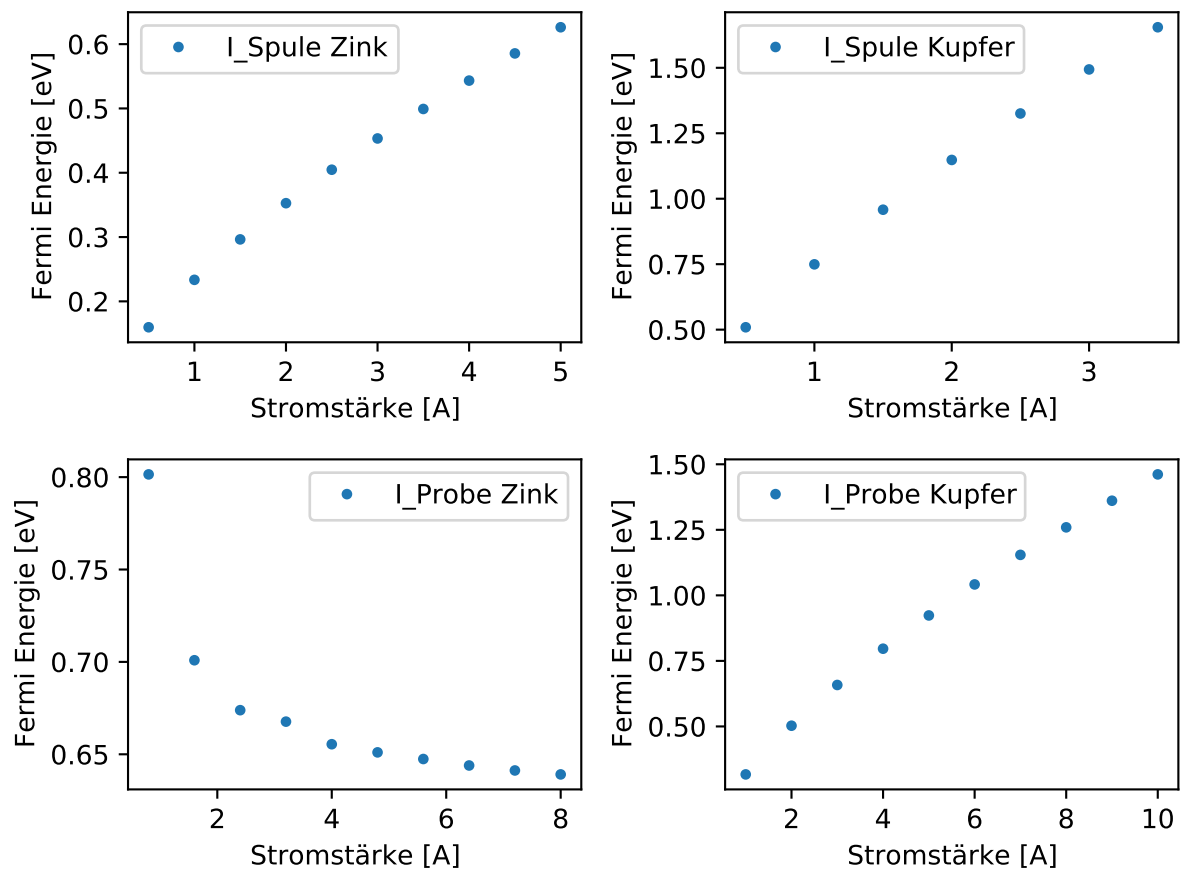
Abbildung 12: Ein Plot der Beweglichkeit gegen die Stromstärke.

#### 4.8 Totalgeschwindigkeit

Für die Totalgeschwindigkeit wird zunächst ein Wert für die Fermi-Energie berechnet werden, diese berechnet sich mittels der Formel:

$$E_F = \frac{h^2}{2 \cdot m_0} \sqrt{\left(\frac{3}{8\pi}\right)^2}$$

Hier ist h das planksche Wirkungsquantum ( $6,626 \cdot 10^{-34}$  J s) [9]. Die Fermi-Energie berechnet sich zu: 23,24



**Abbildung 13:** Ein Plot der Fermi-Energie gegen die Stromstärke.

Mittels der Fermi-Energie lässt sich nun über

$$|\bar{v}| \approx \sqrt{\frac{2E_F}{m_0}}$$

die Totalgeschwindigkeit bestimmen 25,26:

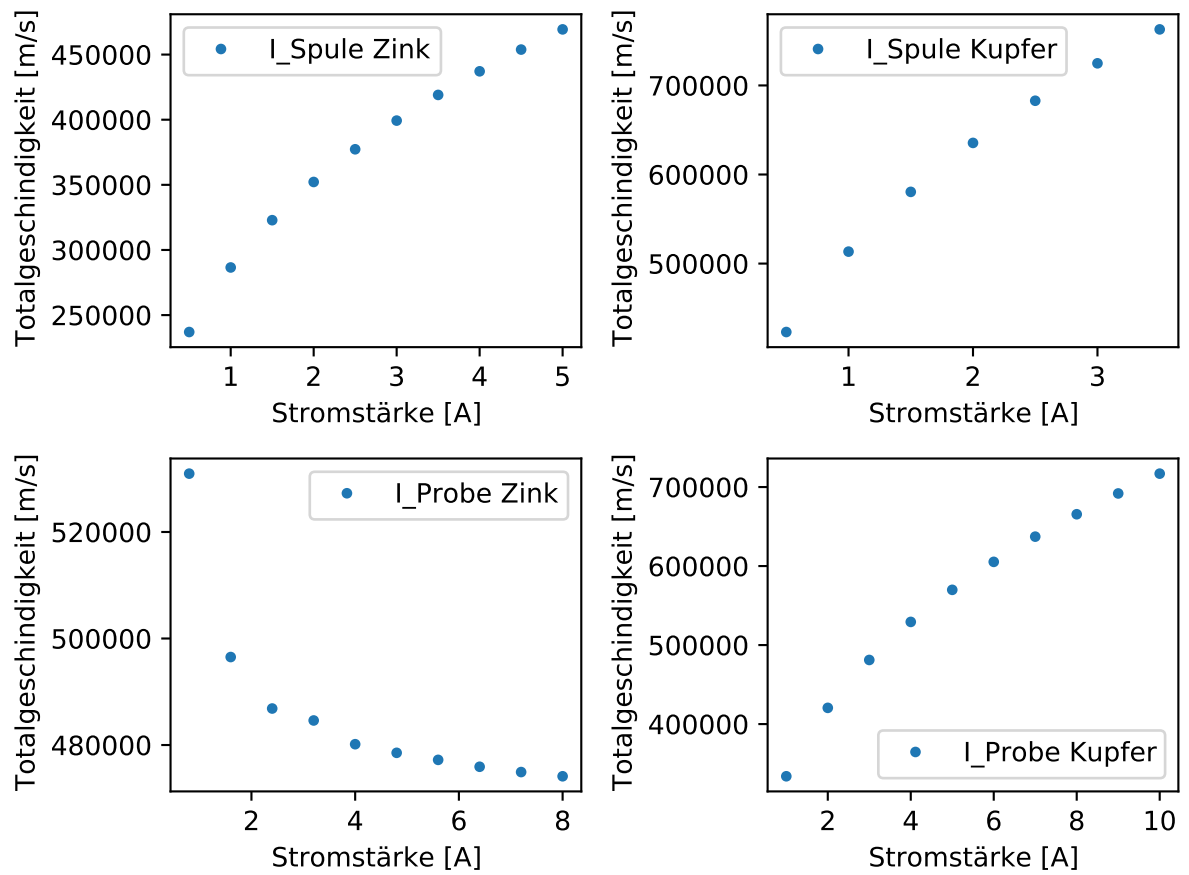
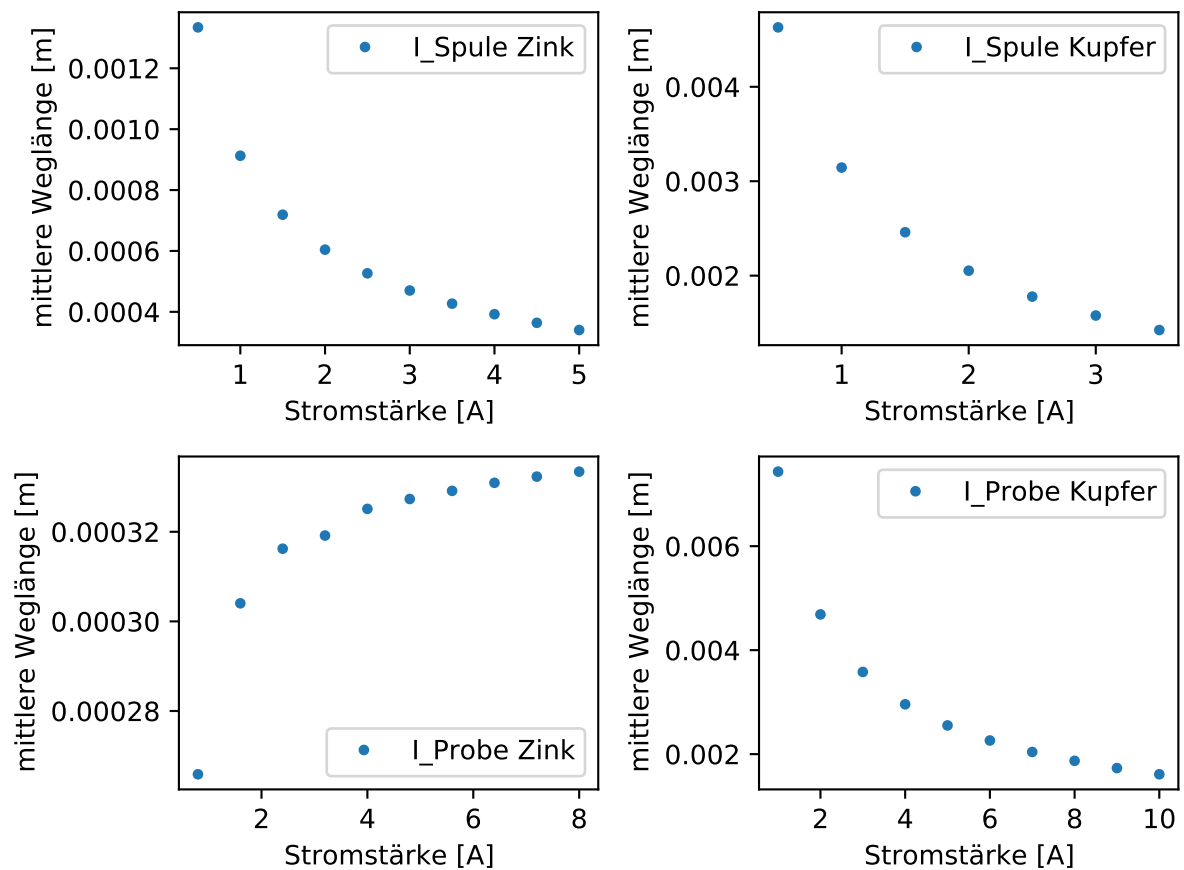


Abbildung 14: Ein Plot der Totalgeschwindigkeit gegen die Stromstärke.

#### 4.9 Mittlere freie Weglänge

Die mittlere freie Weglänge lässt sich nun mit der Totalgeschwindigkeit  $|\vec{v}|$  und mittleren Flugzeit  $\bar{\tau}$  berechnen:

$$\bar{l} \approx \bar{\tau} \cdot |\vec{v}|$$



**Abbildung 15:** Ein Plot der mittleren freien Weglänge gegen die Stromstärke.

Die Zahlenwerte zu den Plots befinden sich hier 27,28:

#### 4.10 Elektronenleitung

Da von der Tatsache ausgegangen wird, dass Kupfer ein Elektronenleiter ist und bei Kupfer und Zink unterschiedliche Vorzeichen für die Hall-Spannung gemessen wurde, ist relativ sicher, dass bei Zink die Löcherleitung überwiegt.

## 5 Diskussion

Dieser Versuch wurde nur Aufgrund von erhaltenen Messwerten ausgeführt. Die Diskussion der Durchführung entfällt deswegen größtenteils.

## 5.1 Widerstandsmessung

Bei diesem Teil des Versuches wurde aus den Abmessungen der Platten ihr Widerstand bestimmt. Die Literaturwerte für die spezifischen Widerstände [11] sind  $\rho_{\text{Kupfer}} = 0,018 \mu\Omega \text{ m}$  und  $\rho_{\text{Kupfer}} = 0,06 \mu\Omega \text{ m}$ .

Verglichen mit den berechneten Werten  $\rho_{\text{berechnet}_{\text{Kupfer}}} = (0,0388 \pm 0,0008) \text{ n}\Omega \text{ m}$  und  $\rho_{\text{berechnet}_{\text{Zink}}} = (0,429 \pm 0,011) \text{ n}\Omega \text{ m}$ . Damit erhalten wir eine Abweichung von  $\approx 46\,291,75\%$  für Kupfer und  $\approx 13\,886,01\%$  für Zink. Für Kupfer entspricht dies einer Abweichung um die Größenordnung  $\approx 10^3$  und für Zink  $\approx 10^2$ .

Wo her genau diese starke Abweichung stammt, lässt sich nicht ermitteln.

Allerdings liegt der, aus der abfallenden Spannung und dem Strom ermittelte, Widerstand für beide Werte in der selben Größenordnung neben dem Idealwert. Es war aber nicht möglich aus den erhaltenen Werten, mittels des Ohm'schen Gesetzes, andere Werte zu erhalten. Bei der Interpretation der Werte für die mittlere Flugzeit, die Beweglichkeit und die mittlere freie Weglänge muss also mit beachtet werden, dass sie sich aus diesen Werten berechnen und damit eine sehr starke Abweichung besitzen müssen.

## 5.2 Hall-Effekt

In der ersten Tabelle ist der Vergleich zwischen den Theoriewerten und den Messwerten für Kupfer abgebildet. Dabei wurden die errechneten Werte nur exemplarisch gewählt, da es hier nur darum geht aufzuzeigen wie groß die Unterschiede sind.

Bis auf die Werte für die Fermienergie und die Totalgeschwindigkeit herrscht eine immense Abweichung zu den Theoriewerten. Ein Grund für diese Abweichung könnte die Änderung vieler Messgrößen durch das warm werden der Apparaturen. Dies erklärt aber nicht diese große Abweichung. Andernfalls könnten auch noch Einheitenfehler oder ähnliches der Grund sein.

Messwert	Theoriewert Kupfer	Messwert Kupfer
Mittlere Flugzeit / $1 \cdot 10^{-14} \text{ s}$	2,7	111 960
Mittlere Weglänge / $1 \cdot 10^{-7} \text{ mm}$	430	25 520 000
Beweglichkeit / $1 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3/(\text{V s})$	0,002 374 4	393,809
Elektronenzahldichte / $10^{22}/\text{cm}^3$	8,45	48 910,300
Totalgeschwindigkeit / $1 \cdot 10^5 \text{ m/s}$	1,57	6,354
Fermienergie / eV	7,00	1,148

**Tabelle 3:** Vergleich der Theoriewerte([f]k) für Kupfer mit den Messwerten. Die Messwerte wurden dabei nur exemplarisch gewählt.

Diese Tabelle stellt das selbe dar, wie die obere für Kupfer. Ein paar Vergleichswerte, wie die mittlere Weglänge fehlen, da diese für Zink nicht gefunden werden konnten. Die Werte zeigen auch hier eine große Abweichung, auch wenn diese meistens um einen Fakto 10 genauer sind. Die Ursache dafür liegt vermutlich in besseren Messwerten.

Messwert	Theoriewert Zink	Messwert Zink
Elektronenzahldichte / $10^{22}/\text{cm}^3$	13,10	24 166,7
Totalgeschwindigkeit / $1 \cdot 10^5 \text{ m/s}$	18,174	3,772
Fermienergie / eV	9,39	0,543

**Tabelle 4:** Vergleich der Theoriewerte([f]kp) für Zink mit den Messwerten. Die Messwerte wurden dabei nur exemplarisch gewählt.

## 6 Tabellen

StromstärkeA	Spannung ZinkV	Spannung KupferV
1,0	0,0141	0,0078
2,0	0,0277	0,0155
3,0	0,0411	0,0233
4,0	0,0555	0,0309
5,0	0,0683	0,0386
6,0	0,0815	0,0463
7,0	0,0947	0,0539
8,0	0,1071	0,0615
9,0	0,1203	0,0688
10,0	0,1337	0,0765

**Tabelle 5:** Messwerte zur Berechnung der Widerstände

$R_{\text{Kupfer}}\text{m}\Omega$	$R_{\text{Zink}}\text{m}\Omega$
14,13	7,83
13,85	7,77
13,70	7,77
13,87	7,73
13,66	7,72
13,58	7,72
13,52	7,70
13,38	7,69
13,37	7,64

**Tabelle 6:** Ergebnisse der Widerstandsberechnung



Stromstärke+A	Magnetfeld+T	Stromstärke-A	Magnetfeld-T
0,5	0,142	5,0	1,220
1,0	0,272	4,5	1,169
1,5	0,420	4,0	1,095
2,0	0,556	3,5	0,977
2,5	0,700	3,0	0,845
3,0	0,840	2,5	0,703
3,5	0,975	2,0	0,563
4,0	1,077	1,5	0,422
4,5	1,158	1,0	0,279
5,0	1,220	0,5	0,138

**Tabelle 7:** Messwerte zur Berechnung der Magnetfeldstärke

Stromstärke+A	HallspannungmV	HallspannungmV
0,50	0,648	0,648
1,00	0,651	0,651
1,50	0,654	0,654
2,00	0,657	0,657
2,50	0,659	0,659
3,00	0,661	0,661
3,50	0,663	0,663
4,00	0,664	0,664
4,50	0,665	0,665
5,00	0,666	0,666

**Tabelle 8:** Messwerte der Hallspannung für Zink bei variablem Spulenstrom

Stromstärke+[A]	Hallspannung[mV]	Hallspannung[mV]
0,50	−0,340	−0,340
1,00	−0,338	−0,338
1,50	−0,336	−0,336
2,00	−0,334	−0,334
2,50	−0,332	−0,332
3,00	−0,330	−0,330
3,50	−0,328	−0,328

**Tabelle 9:** Messwerte der Hallspannung für Kupfer bei variablem Spulenstrom

Stromstärke+[A]	Hallspannung[mV]	Hallspannung[mV]
0,80	0,045	0,047
1,60	0,109	0,116
2,40	0,174	0,184
3,20	0,234	0,250
4,00	0,304	0,318
4,80	0,365	0,389
5,60	0,431	0,456
6,40	0,495	0,527
7,20	0,560	0,597
8,00	0,626	0,666

**Tabelle 10:** Messwerte der Hallspannung für Zink bei variablem Probenstrom

Stromstärke+[A]	Hallspannung[mV]	Hallspannung[mV]
1,00	−0,338	−0,337
2,00	−0,340	−0,336
3,00	−0,342	−0,335
4,00	−0,343	−0,335
5,00	−0,345	−0,334
6,00	−0,347	−0,333
7,00	−0,348	−0,332
8,00	−0,350	−0,332
9,00	−0,351	−0,332
10,00	−0,352	−0,330

**Tabelle 11:** Messwerte der Hallspannung für Kupfer bei variablem Probenstrom

Nun folgen die Rechenergebnisse für die mikroskopischen Leitfähigkeitsparameter. Um die Tabellen ordentlich zu gestalten werden jetzt erst die unterschiedlichen Stromstärken aufgelistet und dann in den folgenden Tabellen nicht mehr explizit aufgelistet.

$I_{Z,Spule}[A]$	$I_{K,Spule}[A]$	$I_{Z,Probe}[A]$	$I_{K,Probe}[A]$
0,50	0,50	0,80	1,00
1,00	1,00	1,60	2,00
1,50	1,50	2,40	3,00
2,00	2,00	3,20	4,00
2,50	2,50	4,00	5,00
3,00	3,00	4,80	6,00
3,50	3,50	5,60	7,00
4,00	/	6,40	8,00
4,50	/	7,20	9,00
5,00	/	8,00	10,00

**Tabelle 12:** Stromstärken Verläufe der unterschiedlichen Messreihen.

Elektronendichte $e_{Z,Spule}[1 \cdot 10^{24}/m^3]$	Elektronendichte $e_{K,Spule}[1 \cdot 10^{24}/m^3]$
29,361±	3,084
51,895±	3,223
74,223±	3,444
96,347±	3,731
118,449±	4,073
140,417±	4,454
162,253±	4,862
184,235±	5,299
206,150±	5,752
228,000±	6,218
	167,098±
	298,469±
	431,403±
	565,929±
	702,076±
	839,874±
	979,351±
	/ ±
	/ ±
	/ ±

**Tabelle 13:** Elektronendichte für die ersten beiden Messreihen.

Elektronendichte $e_{Z,Probe}[1 \cdot 10^{24}/m^3]$		Elektronendichte $e_{K,Probe}[1 \cdot 10^{24}/m^3]$	
330,104±	9,002	82,121±	2,605
269,951±	7,362	163,999±	5,202
254,493±	6,940	245,635±	7,791
250,988±	6,845	327,030±	10,373
244,128±	6,658	408,186±	12,947
241,667±	6,591	489,103±	15,514
239,669±	6,536	570,620±	18,100
237,726±	6,483	650,225±	20,625
236,237±	6,442	730,432±	23,169
235,058±	6,410	812,781±	25,781

**Tabelle 14:** Elektronendichte für die letzten beiden Messreihen.

Ladungsträger pro Atom $_{Z,Spule}$		Ladungsträger pro Atom $_{K,Spule}$	
0,000 45±	0,000 05	0,001 98±	0,000 21
0,000 79±	0,000 05	0,003 53±	0,000 22
0,001 13±	0,000 05	0,005 10±	0,000 24
0,001 46±	0,000 06	0,006 70±	0,000 26
0,001 80±	0,000 06	0,008 31±	0,000 29
0,002 14±	0,000 07	0,009 94±	0,000 32
0,002 47±	0,000 07	0,011 59±	0,000 35
0,002 80±	0,000 08	/ ±	/
0,003 13±	0,000 09	/ ±	/
0,003 47±	0,000 09	/ ±	/

**Tabelle 15:** Ladungsträger pro Atom für die ersten beiden Messreihen.

Ladungsträger pro Atom <sub>Z,Probe</sub>		Ladungsträger pro Atom <sub>K,Probe</sub>	
0,005 02±	0,000 14	0,000 97±	0,000 03
0,004 10±	0,000 11	0,001 94±	0,000 06
0,003 87±	0,000 11	0,002 91±	0,000 09
0,003 82±	0,000 10	0,003 87±	0,000 12
0,003 71±	0,000 10	0,004 83±	0,000 15
0,003 67±	0,000 10	0,005 79±	0,000 18
0,003 64±	0,000 10	0,006 75±	0,000 21
0,003 61±	0,000 10	0,007 69±	0,000 24
0,003 59±	0,000 10	0,008 64±	0,000 27
0,003 57±	0,000 10	0,009 62±	0,000 31

**Tabelle 16:** Ladungsträger pro Atom für die letzten beiden Messreihen.

Mittlere Flugzeit <sub>Z,Spule</sub> [ns]		Mittlere Flugzeit <sub>K,Spule</sub> [ns]	
1,407 48±	0,152 39	2,734 95±	5,477 47
0,796 31±	0,053 69	1,531 17±	3,063 83
0,556 77±	0,029 68	1,059 35±	2,119 28
0,428 92±	0,020 06	0,807 53±	1,615 37
0,348 88±	0,015 09	0,650 93±	1,302 07
0,294 30±	0,012 12	0,544 14±	1,088 42
0,254 69±	0,010 15	0,466 64±	0,933 39
0,224 31±	0,008 73	/ ±	/
0,200 46±	0,007 68	/ ±	/
0,181 25±	0,006 86	/ ±	/

**Tabelle 17:** Mittlere Flugzeit für die ersten beiden Messreihen.

Mittlere Flugzeit <sub>Z,Probe</sub> [ns]		Mittlere Flugzeit <sub>K,Probe</sub> [ns]	
0,125 19±	0,004 74	5,565 03±	11,131 52
0,153 08±	0,005 79	2,786 64±	5,574 01
0,162 38±	0,006 15	1,860 51±	3,721 50
0,164 65±	0,006 23	1,397 44±	2,795 25
0,169 28±	0,006 41	1,119 60±	2,239 50
0,171 00±	0,006 47	0,934 38±	1,869 00
0,172 42±	0,006 53	0,800 89±	1,602 00
0,173 83±	0,006 58	0,702 84±	1,405 87
0,174 93±	0,006 62	0,625 67±	1,251 49
0,175 81±	0,006 65	0,562 27±	1,124 70

**Tabelle 18:** Mittlere Flugzeit für die letzten beiden Messreihen.

Driftgeschwindigkeit <sub>Z,Spule</sub> [fm/s]		Driftgeschwindigkeit <sub>K,Spule</sub> [fm/s]	
212,602±	22,332	37,356±	3,924
120,284±	7,470	20,914±	1,299
84,101±	3,902	14,470±	0,671
64,789±	2,509	11,030±	0,427
52,699±	1,812	8,891±	0,306
44,455±	1,410	7,432±	0,236
38,472±	1,153	6,374±	0,191
33,882±	0,975	/ ±	/
30,280±	0,845	/ ±	/
27,378±	0,747	/ ±	/

**Tabelle 19:** Driftgeschwindigkeit für die ersten beiden Messreihen.

Driftgeschwindigkeit <sub>Z,Probe</sub> [fm/s]		Driftgeschwindigkeit <sub>K,Probe</sub> [fm/s]	
18,910±	0,516	76,012±	2,411
23,123±	0,631	38,062±	1,207
24,528±	0,669	25,412±	0,806
24,871±	0,678	19,088±	0,605
25,569±	0,697	15,293±	0,485
25,830±	0,704	12,763±	0,405
26,045±	0,710	10,939±	0,347
26,258±	0,716	9,600±	0,305
26,423±	0,721	8,546±	0,271
26,556±	0,724	7,680±	0,244

**Tabelle 20:** Driftgeschwindigkeit für die letzten beiden Messreihen.

Beweglichkeit <sub>Z,Spule</sub> [A s <sup>2</sup> /kg]		Beweglichkeit <sub>K,Spule</sub> [A s <sup>2</sup> /kg]	
495,066±	53,602	961,991±	103,061
280,095±	18,884	538,573±	35,317
195,837±	10,440	372,615±	18,986
150,868±	7,057	284,041±	12,519
122,716±	5,309	228,960±	9,232
103,517±	4,262	191,395±	7,287
89,586±	3,569	164,136±	6,011
78,897±	3,072	/ ±	/
70,510±	2,701	/ ±	/
63,753±	2,413	/ ±	/

**Tabelle 21:** Beweglichkeit für die ersten beiden Messreihen.

Beweglichkeit <sub>Z,Probe</sub> [A s <sup>2</sup> /kg]		Beweglichkeit <sub>K,Probe</sub> [A s <sup>2</sup> /kg]	
44,033±	1,667	1957,444±	74,522
53,845±	2,038	980,172±	37,316
57,116±	2,162	654,415±	24,914
57,914±	2,192	491,536±	18,713
59,541±	2,254	393,809±	14,993
60,147±	2,276	328,657±	12,512
60,649±	2,295	281,706±	10,725
61,144±	2,314	247,218±	9,412
61,530±	2,329	220,071±	8,378
61,838±	2,340	197,774±	7,529

**Tabelle 22:** Beweglichkeit für die letzten beiden Messreihen.

Fermi-Energie <sub>Z,Spule</sub> [eV]		Fermi-Energie <sub>K,Spule</sub> [eV]	
0,160±	0,011	0,509±	0,036
0,233±	0,010	0,749±	0,031
0,296±	0,009	0,958±	0,030
0,353±	0,009	1,148±	0,030
0,405±	0,009	1,326±	0,030
0,453±	0,010	1,494±	0,032
0,499±	0,010	1,655±	0,033
0,543±	0,010	/ ±	?
0,586±	0,011	/ ±	?
0,626±	0,011	/ ±	?

**Tabelle 23:** Fermi-Energie für die ersten beiden Messreihen.



Fermi-Energie <sub>Z,Probe</sub> [eV]		Fermi-Energie <sub>K,Probe</sub> [eV]	
0,801±	0,015	0,317±	0,007
0,701±	0,013	0,503±	0,011
0,674±	0,012	0,658±	0,014
0,668±	0,012	0,797±	0,017
0,655±	0,012	0,923±	0,020
0,651±	0,012	1,042±	0,022
0,647±	0,012	1,154±	0,024
0,644±	0,012	1,259±	0,027
0,641±	0,012	1,361±	0,029
0,639±	0,012	1,461±	0,031

**Tabelle 24:** Fermi-Energie für die letzten beiden Messreihen.

Totalgeschwindigkeit <sub>Z,Spule</sub> [km/s]		Totalgeschwindigkeit <sub>K,Spule</sub> [km/s]	
237,009±	8,299	423,154±	14,817
286,561±	5,932	513,421±	10,628
322,865±	4,994	580,500±	8,979
352,198±	4,546	635,470±	8,202
377,298±	4,325	682,814±	7,827
399,314±	4,222	724,846±	7,664
419,024±	4,186	762,935±	7,621
437,151±	4,191	/ ±	/
453,839±	4,221	/ ±	/
469,338±	4,266	/ ±	/

**Tabelle 25:** Totalgeschwindigkeit für die ersten beiden Messreihen.

Totalgeschwindigkeit <sub>Z,Probe</sub> [km/s]		Totalgeschwindigkeit <sub>K,Probe</sub> [km/s]	
530,955±	4,827	333,933±	3,531
496,520±	4,514	420,521±	4,446
486,855±	4,426	481,140±	5,087
484,610±	4,405	529,302±	5,596
480,154±	4,365	569,894±	6,026
478,535±	4,350	605,305±	6,400
477,213±	4,338	637,221±	6,737
475,920±	4,326	665,573±	7,037
474,923±	4,317	691,886±	7,315
474,132±	4,310	716,967±	7,581

**Tabelle 26:** Totalgeschwindigkeit für die letzten beiden Messreihen.

mittlere freie Weglänge <sub>Z,Spule</sub> [mm]		mittlere freie Weglänge <sub>K,Spule</sub> [mm]	
1,334±	0,100	4,629±	0,339
0,913±	0,045	3,145±	0,146
0,719±	0,029	2,460±	0,092
0,604±	0,022	2,053±	0,068
0,527±	0,018	1,778±	0,055
0,470±	0,016	1,578±	0,047
0,427±	0,014	1,424±	0,041
0,392±	0,013	/ ±	/
0,364±	0,012	/ ±	/
0,340±	0,011	/ ±	/

**Tabelle 27:** Mittlere freie Weglänge für die ersten beiden Messreihen.

mittlere freie Weglänge <sub>Z,Probe</sub> [mm]		mittlere freie Weglänge <sub>K,Probe</sub> [mm]	
0,266±	0,008	7,433±	0,222
0,304±	0,010	4,687±	0,140
0,316±	0,010	3,581±	0,107
0,319±	0,010	2,959±	0,088
0,325±	0,010	2,552±	0,076
0,327±	0,010	2,262±	0,068
0,329±	0,011	2,041±	0,061
0,331±	0,011	1,871±	0,056
0,332±	0,011	1,732±	0,052
0,333±	0,011	1,613±	0,048

**Tabelle 28:** Mittlere freie Weglänge für die letzten beiden Messreihen.

## Literatur

- [1] John D. Hunter. „Matplotlib: A 2D Graphics Environment“. Version 1.4.3. In: *Computing in Science & Engineering* 9.3 (2007), S. 90–95. URL: <http://matplotlib.org/>.
- [2] Eric Jones, Travis E. Oliphant, Pearu Peterson u. a. *SciPy: Open source scientific tools for Python*. Version 0.16.0. URL: <http://www.scipy.org/>.
- [3] Peter Kopitzki Konrad ; Herzog. *Einführung in die Festkörperphysik*. Auflage 5. Vieweg+Teubner Verlag, 2004, S. 113, 163. ISBN: 978-3-519-43083-4.
- [4] Eric O. Lebigot. *Uncertainties: a Python package for calculations with uncertainties*. Version 2.4.6.1. URL: <http://pythonhosted.org/uncertainties/>.
- [5] *Literaturwert für die Avogadro-Konstante*. 2020. URL: <https://www.chemie.de/lexikon/Avogadro-Konstante.html> (besucht am 15.11.2020).
- [6] *Literaturwert für die Elementarladung*. 2020. URL: <https://www.chemie.de/lexikon/Elementarladung.html> (besucht am 05.12.2020).
- [7] *Literaturwert für die Lichtgeschwindigkeit c*. 2020. URL: <https://www.spektrum.de/lexikon/physik/lichtgeschwindigkeit/9012> (besucht am 05.12.2020).
- [8] *Literaturwert für die Ruhemasse eines Elektrons*. 2020. URL: <https://www.chemie.de/lexikon/Elektron.html> (besucht am 05.12.2020).
- [9] *Literaturwerte für das Plancksche Wirkungsquantum*. 2020. URL: [https://www.chemie.de/lexikon/Plancksches\\_Wirkungsquantum.html](https://www.chemie.de/lexikon/Plancksches_Wirkungsquantum.html) (besucht am 05.12.2020).
- [10] *Literaturwerte für die Boltzmann-Konstante*. 2020. URL: <https://www.chemie-schule.de/KnowHow/Boltzmannkonstante> (besucht am 24.11.2020).
- [11] *Literaturwerte für die spezifischen Widerstände und die Leitfähigkeit*. 2020. URL: <https://www.elektrotechnik-fachwissen.de/tabellen/spezifische-widerstaende-leitwerte.php> (besucht am 06.12.2020).

- [12] Travis E. Oliphant. „NumPy: Python for Scientific Computing“. Version 1.9.2. In: *Computing in Science & Engineering* 9.3 (2007), S. 10–20. URL: <http://www.numpy.org/>.
- [13] *Versuchsanleitung zu Versuch V311: Hall-Effekt und Elektrizitätsleitung bei Metallen*“. Fakultät Physik, TU Dortmund. 2020.