

# Hall-Effekt und Elektrizitätsleitung bei Metallen

## 1. Problemstellung

Metallatome, die in einem Festkörper angeordnet sind, neigen dazu, ein oder mehrere Elektronen aus ihrer äußeren Schale abzuspalten. Diese können sich im Gitter der übriggebliebenen Metallionen nahezu frei bewegen. Sie bewirken die ungewöhnlich hohe elektrische Leitfähigkeit der Metalle. Bis zu einem gewissen Grade kann man diese sogenannten **Leitungselektronen** wie die Atome eines Gases behandeln, das den Gesetzen eines Idealen Gases gehorcht.

Aufgabe des vorliegenden Experimentes ist es nun, einige mikroskopische Parameter, die die Bewegung der Leitungselektronen beschreiben, wie zum Beispiel ihre mittlere Driftgeschwindigkeit in Stromrichtung, zu bestimmen. Hierzu ist es notwendig, zunächst einen mathematischen Zusammenhang zwischen den gesuchten Parametern und leicht messbaren physikalischen Größen herzustellen. Das soll in den drei folgenden Kapiteln geschehen. Als geeignete Messgrößen haben sich der elektrische Widerstand und die sogenannte Hall-Spannung erwiesen.

## 2. Bandstruktur und elektrische Leitfähigkeit von Kristallen

In einem kristallinen Festkörper sind die Atome so eng benachbart, dass ihre Valenzelektronen - also Elektronen in der äußersten Schale - ein gemeinsames System bilden. Alle Elektronen unterliegen darin dem **Pauli-Prinzip**, welches besagt, dass keine zwei Elektronen dieses Systems im gleichen Quantenzustand vorkommen können. Das hat zur Konsequenz, dass alle<sup>1</sup> Elektronen (geringfügig) unterschiedliche Energien besitzen müssen, da diese von den Quantenzahlen abhängt. Die vorher scharf definierten Energieniveaus in der Elektronenhülle eines isolierten Atoms spalten daher in sogenannte (quasikontinuierliche) **Energiebänder** auf, sobald die Atome ein Kristallgitter bilden. Die Energiebänder, die aus den einzelnen Energieniveaus hervorgehen, können so breit werden, dass sie sich gegenseitig überlappen. Genau so häufig tritt aber auch der Fall auf, dass zwischen den Energiebändern eine Lücke endlicher Breite klafft, welche man als **verbotene Zone** bezeichnet. Hierin befinden sich Energiewerte, die die Elektronen eines Festkörpers **nicht** annehmen können. Das soll am Beispiel eines Alkali-Metalls veranschaulicht werden. Die 1s-, 2s-, 2p- und 3s-Schalen<sup>2</sup> des Na-Atoms spalten gemäß Abb.1 im Na-Metall in die entsprechenden Bänder auf.

Die Energiebänder können aufgrund des Pauli-Verbotes nur eine endliche Zahl von Elektronen aufnehmen. Das 1s-, 2s- und das 2p-Band sind beim Na komplett gefüllt, da die entsprechenden Schalen beim Na-Atom jeweils eine gerade Zahl von Elektronen

---

<sup>1</sup> Es können nur jeweils zwei Elektronen die gleiche Energie besitzen, nämlich solche, die einen entgegengesetzten Spin tragen.

<sup>2</sup> Zur Bezeichnungssymbolik für Schalen siehe z.B. V605, Kap.4

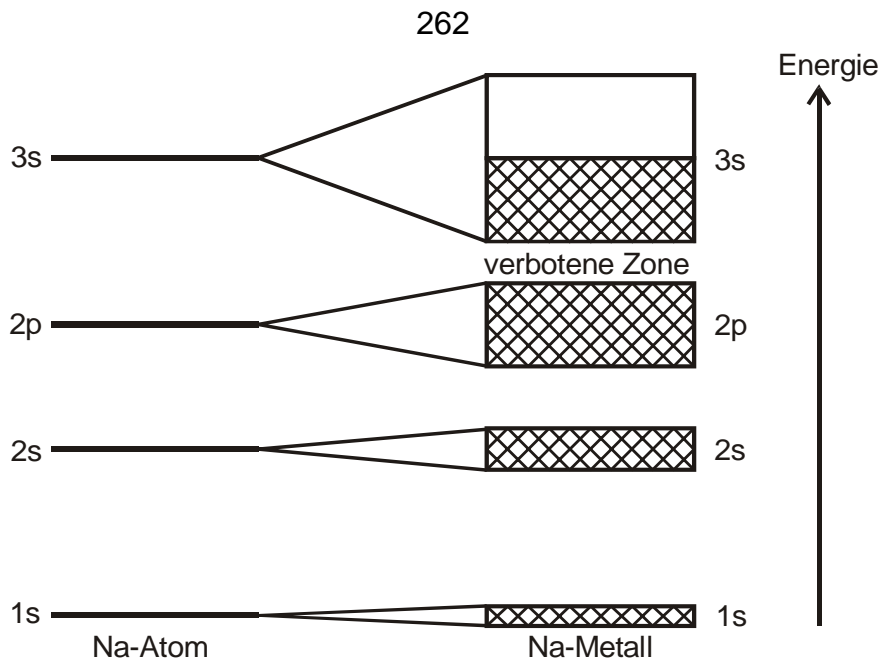


Abb.1: Aufspaltung der Energieniveaus eines Atoms in Energiebänder bei der Zusammenlagerung von Atomen zu einem Kristall. Die Schraffur zeigt den Füllungsgrad der Bänder an.

enthalten. Die Elektronen, die sich darin befinden, können daher weder Energie aufnehmen noch abgeben. Sie können insbesondere nicht durch ein von außen angelegtes elektrisches Feld beschleunigt werden, da sie ja dann Energie aufnehmen würden. Das hat zur Konsequenz, dass die Elektronen besetzter Bänder nicht zur elektrischen Leitfähigkeit eines Metalles beitragen können. Ganz anders sieht es im 3s-Band des Na aus: Bekanntlich enthält das 3s-Niveau genau ein (ungepaartes) Elektron. Es ist also im 3s-Band noch Platz für die Elektronen mit entgegengesetztem Spin. Die Elektronen des 3s-Bandes im Na können daher beim Anlegen eines elektrischen Feldes Energie aufnehmen und sich in Richtung des Feldes bewegen. Auf diese Weise entsteht ein makroskopischer elektrischer Strom. Die hohe elektrische Leitfähigkeit der Metalle wird also durch die Elektronen ihres höchsten nur teilweise besetzten Bandes hervorgerufen, welches man aus diesen Grunde auch als **Leitfähigkeitsband** bezeichnet. Seine Elektronen heißen **Leitungselektronen**.

Bei nichtleitenden Festkörpern (Isolatoren) ist das oberste Band leer, da keine ungepaarten Elektronen vorhanden sind, und die verbotene Zone so breit, dass die Elektronen des darunterliegenden Bandes nicht in der Lage sind, diese zu überspringen.

Die Quantentheorie kann nun zeigen, dass die Leitungselektronen praktisch nicht in Wechselwirkung mit den regelmäßig angeordneten Ionenrümpfen eines **idealen** Kristallgitters treten, da sich die Materiewellen in einer streng periodischen Struktur ungehindert ausbreiten. Ebenso wenig treten die Leitungselektronen untereinander in Wechselwirkung. Ein idealer Metallkristall müsste daher eine unendlich hohe elektrische Leitfähigkeit besitzen. Die endliche Leitfähigkeit realer Proben - das sei an dieser Stelle bereits erwähnt - entsteht durch Kristallbaufehler im weitesten Sinne.

### 3. Berechnung der elektrischen Leitfähigkeit eines Metalles

Es wurde bereits zuvor erwähnt, dass die Leitungselektronen in einem Gitterverband wie die Teilchen eines Idealen Gases eine ungeordnete Bewegung ausführen. Dabei

erleiden sie in einem realen Kristall beständig Zusammenstöße mit Fehlstellen im Gitter (z.B. Fremdatome) oder mit Strukturdefekten (Versetzungen, Korngrenzen) und schließlich auch mit solchen Ionenrümpfen, die sich infolge der Wärmebewegung aus ihrer Gleichgewichtslage entfernt haben. Man kann nun über die Zeitintervalle zwischen zwei Zusammenstößen eines Elektrons mitteln und erhält dann die sogenannte mittlere **Flugzeit**  $\bar{\tau}$ .

Liegt nun an einer makroskopischen Probe ein äußeres elektrisches Feld  $\vec{E}$  an, so führt ein Elektron während der Zeit  $\bar{\tau}$  eine gleichmäßig beschleunigte Bewegung in Richtung von  $\vec{E}$  aus. Die Beschleunigung  $\vec{b}$  beträgt, wenn  $-e_0$  die Ladung des Elektrons und  $m_0$  seine Ruhemasse sind:

$$\vec{b} = -\frac{e_0}{m_0} \vec{E} \quad 3.$$

Daraus ergibt sich eine Geschwindigkeitsänderung  $\Delta \vec{v}$  in Richtung von  $\vec{E}$  während der Flugzeit  $\bar{\tau}$  zu

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

Bei jedem Stoß wird nun das Elektron in eine zufällige Richtung gestreut. Es hat somit zu Beginn der Flugzeit im Mittel die Geschwindigkeit null in Richtung von  $\vec{E}$ . Das Elektron muss also anschaulich ausgedrückt nach jedem Zusammenstoß von neuem starten. Man kann daher eine mittlere Driftgeschwindigkeit  $\vec{v}_d$  in Feldrichtung für das Elektron einführen, welche sich wegen der gleichmäßig beschleunigten Bewegung zu

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

ergibt.

Nach diesen Vorüberlegungen ist man nun in der Lage, den elektrischen Widerstand eines homogenen Leiters zu berechnen. Enthält der Leiter  $n$  Elektronen pro Volumeneinheit und bewegen sich diese mit der Driftgeschwindigkeit  $\vec{v}_d$  in Richtung eines von außen angelegten Feldes, dann beträgt die Stromdichte  $j$  (Dimension: Strom/Querschnittsfläche)

$$(3) \quad j = -n \vec{v}_d e_0.$$

Hierin lässt sich  $\vec{v}_d$  durch (1) und (2) ausdrücken. Man erhält

$$(4) \quad j = \frac{1}{2} \frac{e_0^2}{m_0} n \bar{\tau} E.$$

Da ein homogener Leiter (Länge  $L$  und Querschnitt  $Q$ ) angenommen wird, kann man in (4)  $j$  durch  $I/Q$  und  $E$  durch  $U/L$  ersetzen. Es folgt aus (4)

---

<sup>3</sup> Diese Gleichung stellt für die **Elektronen in einem Kristallgitter** nur eine Näherung dar. Den Einfluss des Kristallgitters berücksichtigt man pauschal durch Einführung einer sogenannten **effektiven Masse**  $m^*$  anstelle von  $m_0$ . Näheres hierzu findet man z.B. in C. Kittel, Einführung in die Festkörperphysik. Der Unterschied zwischen  $m_0$  und  $m^*$  kann bei der in diesem Experiment erreichten Messgenauigkeit vernachlässigt werden.

$$(5) \quad I = \frac{1}{2} \frac{e_0^2}{m_0} n \bar{\tau} \frac{Q}{L} U \quad .$$

Gleichung (5) hat die Gestalt des bekannten Ohmschen Gesetzes. Der Proportionalitätsfaktor zwischen Strom und Spannung ist die sogenannte elektrische Leitfähigkeit  $S$ . Sie ist nach (5) gegeben durch

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

Die reziproke Leitfähigkeit bezeichnet man als elektrischen Widerstand  $R$  des Leiters. Für ihn gilt

$$(6) \quad R = 2 \frac{m_0}{e_0^2} \frac{1}{n \bar{\tau}} \frac{L}{Q} \quad .$$

Aus  $S$  und  $R$  kann man die geometrieunabhängige spezifische Leitfähigkeit  $\sigma$  und den spezifischen Widerstand  $\rho$  berechnen. Man bekommt für beide Größen:

$$\sigma = \frac{1}{2} \frac{e_0^2}{m_0} n \bar{\tau} \quad \text{und} \quad \rho = 2 \frac{m_0}{e_0^2} \frac{1}{n \bar{\tau}} \quad .$$

Der Widerstand  $R$  eines Drahtes ist eine Größe, die sich leicht und präzise messen lässt. Über die Gleichung (6) hat man damit einen Zusammenhang zwischen makroskopisch messbaren Werten und mikroskopischen Größen, welche den elektrischen Ladungstransport in Leitern beschreiben, bekommen. Allerdings tauchen in Gleichung (6) noch zwei von einander unabhängige mikroskopische Größen - nämlich  $n$  und  $\bar{\tau}$  - auf, sodass es notwendig ist, einen weiteren Zusammenhang ähnlich der Gleichung (6) herzuleiten. Das soll im folgenden Kapitel geschehen.

#### 4. Der Hall-Effekt<sup>4</sup>

Zur Beobachtung des Hall-Effektes kann man die in Abb.2 dargestellte Versuchsanordnung verwenden: Durch eine homogene Leiterplatte der Dicke  $d$  und der Breite  $b$  wird zunächst ein konstanter Strom  $I_q$  geschickt. Wenn man jetzt noch senkrecht zur Probefläche ein homogenes Magnetfeld mit der Flussdichte  $\vec{B}$  einschaltet, dann kann man an den Punkten A und B eine Spannung  $U_H$  abgreifen, die als Hall-Spannung bezeichnet wird.  $U_H$  entsteht durch die Lorentz-Kraft  $\vec{F}_L$ , die auf die Elektronen, welche sich mit der Geschwindigkeit  $\vec{v}_d$  in negativer X-Richtung durch die Leiterplatte bewegen, wirkt. Sie hat den Betrag

$$F_L = e_0 \bar{v} B$$

und weist wegen der negativen Ladung der Elektronen in die negative Y-Richtung. Die Elektronen bekommen also eine Geschwindigkeitskomponente, die in diese Richtung zeigt. Das führt zum Aufbau eines zusätzlichen elektrischen Feldes  $\vec{E}_y$ , welches der Elektronenbewegung in Y-Richtung entgegenwirkt.  $\vec{E}_y$  wird nun gerade so groß, dass

<sup>4</sup> benannt nach dem amerikanischen Physiker E. H. Hall (1855 -1938), der den Effekt 1879 entdeckte

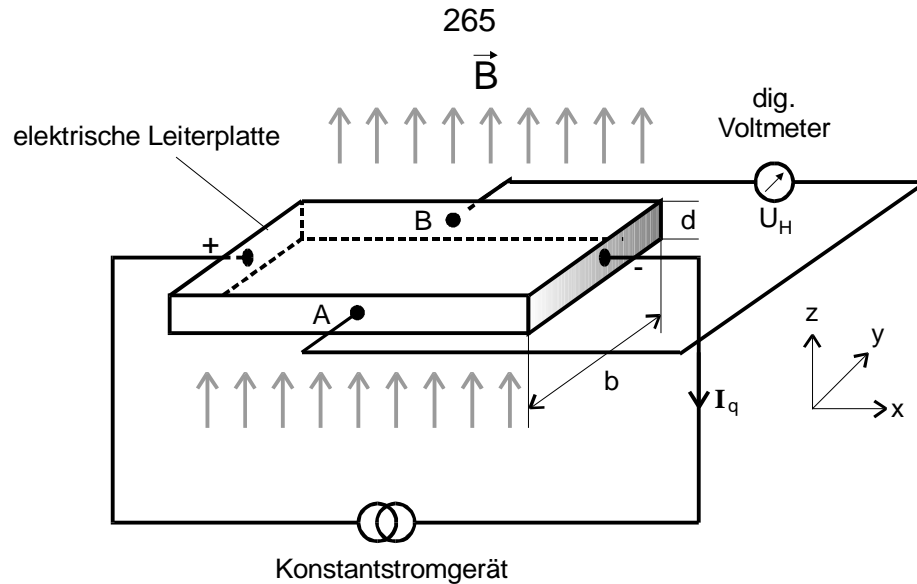


Abb.2: Prinzipielle Versuchsanordnung zur Beobachtung des Hall-Effektes

die Lorentz-Kraft kompensiert wird. Es gilt also

$$(7) \quad e_0 E_y = e_0 \bar{v}_d B \quad .$$

Mit Hilfe von  $E_y$  aus (7) kann man nun die Hall-Spannung  $U_H$  berechnen. Es ist nach Abb.2

$$U_H = E_y \cdot b = \bar{v}_d B \cdot b \quad .$$

$\bar{v}_d$  lässt sich hierin mit Hilfe von (3) durch den Querstrom  $I_q$  ausdrücken. Es gilt

$$j = \frac{I_q}{b \cdot d} = -n e_0 \bar{v}_d \quad ,$$

woraus folgt

$$(8) \quad U_H = -\frac{1}{n e_0} \frac{B \cdot I_q}{d} \quad .$$

Man erkennt an (8), dass man durch eine Messung der Hall-Spannung in der Lage ist, die Ladungsträgerdichte „n“ (und auch das Vorzeichen der Ladung) in einem Leiter zu bestimmen, da die Größen  $B$ ,  $I_q$  und  $d$  leicht zu messen sind.

## 5. Berechnung weiterer mikroskopischer Leitfähigkeitsparameter aus $R$ und $U_H$

Man kann jetzt aus Messungen des Widerstandes und der Hall-Spannung an einer Probe die mikroskopischen Leitfähigkeitsparameter  $\bar{\tau}$  und  $n$  ermitteln. Weiterhin lässt sich aus (3) die mittlere Driftgeschwindigkeit  $\bar{v}_d$  errechnen, wenn man für  $j$  die leicht messbaren Größen  $I$  und  $Q$  einsetzt.

Von Interesse ist ein weiterer Leitfähigkeitsparameter, nämlich die sogenannte **mittlere freie Weglänge**  $\bar{\ell}$ . Das ist die Entfernung, die ein Leitungselektron im Mittel zwischen zwei Zusammenstößen mit Stoßpartnern im Kristall zurücklegt. Sie lässt sich aus der mittleren Flugzeit  $\bar{\tau}$  gemäß der Beziehung

$$(9) \quad \bar{\ell} = \bar{\tau} \cdot |v|$$

berechnen. Hierin bedeutet  $|v|$  die Totalgeschwindigkeit der Elektronen, die grundsätzlich von ihrer Driftgeschwindigkeit  $\bar{v}_d$  verschieden ist. Während  $\bar{v}_d$  durch das Anlegen eines äußeren elektrischen Feldes an die Probe entsteht, kommt  $|v|$  durch die Wärmebewegung der Kristallbausteine zustande.

Im klassischen Bild (Leitungselektronen als „Atome“ eines Idealen Gases) ist  $|v|$  durch die Temperatur  $T$  des Festkörpers festgelegt. Nach dem Äquipartitionstheorem sollte auf jeden Bewegungsfreiheitsgrad im Mittel die Energie  $1/2 kT$  und damit auf ein Leitungselektron der Wert

$$\bar{E}_{\text{kin}} = \frac{3}{2} kT$$

( $k$  = Boltzmannsche Konstante)

entfallen, woraus sich eine mittlere Totalgeschwindigkeit  $|\bar{v}_{\text{kl}}|$  wegen

$$\bar{E}_{\text{kin}} = \frac{m_0}{2} |\bar{v}_{\text{kl}}|^2$$

zu

$$(10) \quad |\bar{v}_{\text{kl}}| = \sqrt{\frac{3 kT}{m_0}}$$

ergäbe. An dieser Stelle muss jedoch beachtet werden, dass die Leitungselektronen dem Pauli-Verbot unterliegen; woraus folgt, dass ihre Energieverteilung eine völlig andere Gestalt hat als die klassische Maxwell-Boltzmann-Statistik. Man kann zeigen, dass die Wahrscheinlichkeit  $f(E)$ , ein Elektron mit der Energie bis  $E + dE$  anzutreffen, durch die sogenannte **Fermi-Dirac-Verteilung** gegeben ist, welche durch

$$f(E) dE = \frac{1}{e^{\frac{E - E_F}{kT}} + 1} dE$$

dargestellt wird. Hierin bedeutet  $E_F$  die sogenannte **Fermi-Energie**<sup>5</sup>; sie ist gleich dem Wert, den die energiereichsten Elektronen wegen des Pauli-Verbotes am absoluten Nullpunkt besitzen. Das wird in Abb.3 veranschaulicht.

Die gestrichelte Kurve stellt die Verhältnisse bei  $T = 0$  und die durchgezogene Kurve für  $T > 0$  dar.  $E_F$  hängt im wesentlichen von der Dichte der Elektronen im Festkörper ab. Man kann zeigen, dass

$$(11) \quad E_F = \frac{h^2}{2 m_0} \left[ \frac{3}{8 \pi} n \right]^{2/3}$$

( $h$  = Plancksches Wirkungsquantum)

gilt. Für eine Abschätzung der Totalgeschwindigkeit  $|\bar{v}|$  der Leitungselektronen ist der durch (11) gegebene Energiewert heranzuziehen, denn nur die (wenigen) Elektronen mit  $E \approx E_F$  sind für die elektrische Leitfähigkeit verantwortlich, da diese nach Anlegen eines äußeren elektrischen Feldes Energie aufnehmen können. Der Hauptanteil der

<sup>5</sup> benannt nach dem italienischen Physiker Enrico Fermi (1901 – 1954)

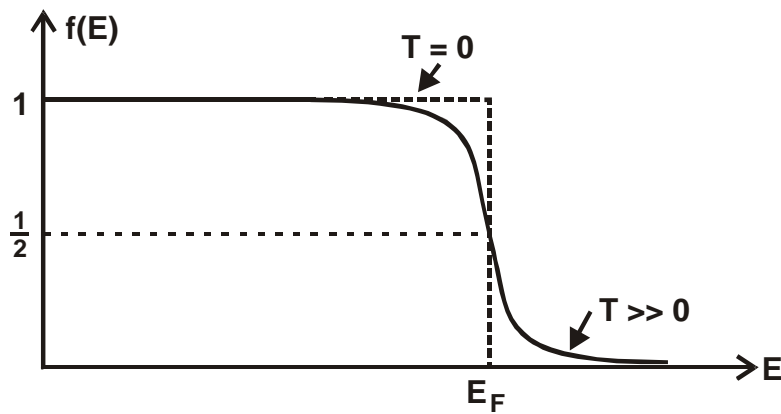


Abb.3: Fermi-Dirac-Verteilung für die Elektronen eines Festkörpers; gestrichelte Kurve:  $T = 0$ , durchgezogene Kurve:  $T > 0$ ; die Abweichung der durchgezogenen von der gestrichelten Kurve ist in Abb.3 übertrieben stark dargestellt.

Elektronen eines Festkörpers - also die Elektronen mit  $E < E_F$  - ist dazu wegen des Pauli-Verbotes nicht in der Lage. Anstelle der Formel (10) ist, demnach für  $|\vec{v}|$  der Wert

$$(12) \quad |\vec{v}| \approx \sqrt{\frac{2E_F}{m_0}}$$

mit  $E_F$  aus (11) anzusetzen. Somit ergibt sich für die gesuchte mittlere freie Weglänge aus (9) und (12) der Ausdruck

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

Schließlich lässt sich aus  $\bar{\tau}$  eine weitere mikroskopische Größe berechnen, die in der Physik der Elektrizitätsleitung in Metallen und Halbleitern eine wichtige Rolle spielt. Das ist die sogenannte **Beweglichkeit**  $\mu$  der Ladungsträger. Sie ist als Proportionalitätsfaktor zwischen Driftgeschwindigkeit und äußerer Feldstärke definiert:

$$\vec{v}_d = \mu \vec{E}.$$

Der Zusammenhang zwischen  $\mu$  und  $\bar{\tau}$  lässt sich aus den Beziehungen in Kapitel 3 ableiten.

## 6. Elektrizitätsleitung in Metallen mit positiven Ladungsträgern

Gelegentlich kommt es - insbesondere bei zweiwertigen - Metallen vor, dass sich die Energiebänder überlappen. Die Elektronen können dann spontan vom unteren in das obere Band übergehen. Sie hinterlassen dann im unteren Band Leerstellen, die man als **Löcher** bezeichnet. Diese sind ortsveränderlich. Sie bewegen sich unter dem Einfluss eines äußeren elektrischen Feldes und verhalten sich dabei wie eine positive Ladung. Sie tragen also zur elektrischen Leitfähigkeit einer Probe bei und erzeugen auch einen Hall-Effekt, den sogenannten **anomalen Hall-Effekt**. Die Hall-Spannung besitzt jetzt ein umgekehrtes Vorzeichen, sodass man aus ihrer Messung auf die Art der Ladungsträger schließen kann, die die Elektrizitätsleitung in einer Probe bewirken, falls nur eine Ladungsträgerart vorliegt. Das ist häufig der Fall; denn bei löcherleitenden Metallen spielen die Elektronen im Leitfähigkeitsband manchmal nur eine untergeordnete Rolle.

Schwierig wird es, wenn Löcher- und Elektronenleitung in vergleichbarer Stärke auftreten, wie es beispielsweise beim Titan der Fall ist. Hier wird man  $R$  und  $U_H$  in Abhängigkeit von der Temperatur untersuchen müssen, um die Leitfähigkeitsparameter bestimmen zu können. Erschwerend kommt hinzu, dass die Löcher eine andere „effektive Masse“ und eine andere Beweglichkeit als die Elektronen besitzen.

## 7. Aufgabe

- a) Man messe den elektrischen Widerstand und die geometrischen Abmessungen<sup>6)</sup> verschiedener metallischer Proben.
- b) Man untersuche den Hall-Effekt verschiedener metallischer Folien und bestimme ihre Dicke<sup>6)</sup>.
- c) Man errechne aus den Messergebnissen von a) und b) die mikroskopischen Leitfähigkeitsparameter:  
 Ladungsträger pro Volumen  $n$ ,  
 Zahl der Ladungsträger pro Atom  $z$ ,  
 mittlere Flugzeit  $\bar{\tau}$ ,  
 mittlere Driftgeschwindigkeit  $\bar{v}_d$  für  $j = 1 \text{ A/mm}^2$ ,  
 Beweglichkeit  $\mu$ ,  
 Totalgeschwindigkeit  $v$  und  
 die mittlere freie Weglänge  $\bar{\ell}$   
 für die verschiedenen Metall-Proben bei Zimmertemperatur.
- d) Man gebe an, ob bei den Proben Löcher- oder Elektronenleitung überwiegt. Man kann dabei von der Tatsache ausgehen, dass Cu ein Elektronenleiter ist.
- e) Man messe die Flussdichte  $B$  des verwendeten Elektromagneten in Abhängigkeit vom Feldstrom sowohl bei wachsendem als auch bei fallendem Strom mit einem Teslameter und stelle das Ergebnis in einem Diagramm dar.

## 8. Beschreibung der Messapparatur

**zu 7a:** Durch die zumeist drahtförmigen Proben schickt man einen konstanten Strom. Gleichzeitig misst man gemäß Abb.4 den Spannungsabfall an speziellen Potentialklemmen mit einem hochauflösenden Digitalvoltmeter.

Den Drahtdurchmesser bestimmt man mit einer Mikrometerschraube. (Zur Verringerung systematischer Fehler ist es zweckmäßig, den Spannungsabfall bei beiden Stromrichtungen zu messen.)

**zu 7b:** Zur Messung der Hall-Spannung wird eine Apparatur nach Abb.2 benutzt. Das Magnetfeld erzeugt man mit einem Elektromagneten, der durch ein Konstantstromgerät gespeist wird. Der Magnet muss zuvor mit einem Teslameter geeicht werden. Das ist ein Gerät, das den Hall-Effekt an einer Halbleiterprobe zur Feldmessung verwendet.

Ein Problem bei der Hall-Effekt-Messung an Metallen stellen die geringen Spannungen dar, die man an den Punkten A und B der Probe abgreifen kann. Es ist notwendig, hier und auch an anderen Verbindungsstellen sehr sorgfältig zu kontaktieren. Die Abgreif-

---

<sup>6)</sup> sofern diese auf der Probe nicht angegeben sind



klemmen sind an dieser Stelle vergoldet. Außerdem werden die Proben unter Argon aufbewahrt, um eine Oxidation der Kontaktstellen zu vermeiden.

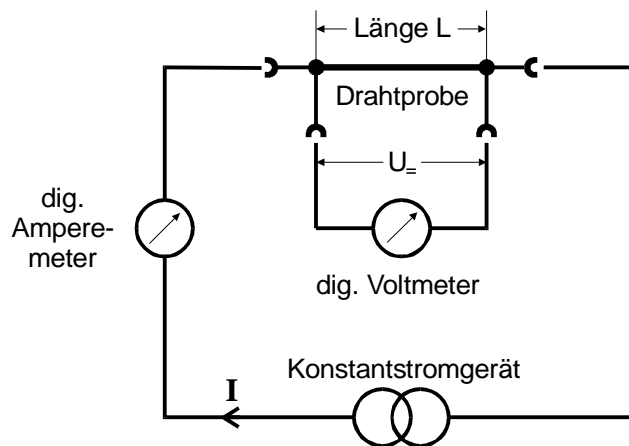


Abb.4 Versuchsanordnung zur Messung des Drahtwiderstandes R

Ein weiteres Problem entsteht bei der Hall-Spannungsmessung aus der Tatsache, dass es nicht gelingt, die beiden Kontaktierungspunkte A und B (siehe Abb.2) auf einer Äquipotentialfläche anzuordnen. Daher erzeugt der durch die Probe fließende Strom  $I_q$  einen Spannungsabfall  $U_{\text{Stör}}$  zwischen den Punkten A und B, der eine Hall-Spannung vortäuscht.  $U_{\text{Stör}}$  lässt sich eliminieren, wenn man zwei Spannungsmessungen an den Punkten A, B ausführt, wobei man das Magnetfeld umpolt. Da die Hall-Spannung vom Vorzeichen der Flussdichte B abhängt, ergibt sich bei den beiden Messungen

$$U_{\text{ges}+} = U_H + U_{\text{Stör}}$$

und

$$U_{\text{ges}-} = -U_H + U_{\text{Stör}} ,$$

woraus folgt:

$$U_H = \frac{1}{2} (U_{\text{ges}+} - U_{\text{ges}-}) .$$

Da  $U_{\text{ges}+}$  und  $U_{\text{ges}-}$  nur wenig von einander verschieden sind, benötigt man bei dieser Methode ein Voltmeter mit hoher Auflösung.

**Achtung! Der das Magnetfeld erzeugende Strom  $I_M$  darf bei dem hier verwendeten Magneten niemals abrupt abgeschaltet werden!** Wegen des dann auftretenden hohen Induktionsspannungsstoßes würden sämtliche Transistoren des Konstantstromgerätes sofort zerstört werden. **Das Feld ist vor der Umpolung jedesmal mit dem Stromreglerknopf auf nahezu null herunterzuregeln!**

## 8. Literatur

- L. Bergmann, C. Schäfer; Lehrbuch der Experimentalphysik, Bd. II und Bd. IV, 1. Teil
- C. Kittel, Einführung in die Festkörperphysik, R. Oldenbourg
- A. Beiser, Atome, Moleküle, Festkörper, vieweg