

Diplomarbeit in Physik  
angefertigt im  
Helmholtz - Institut für Strahlen- und Kernphysik

Aufbau eines  
Hochtemperatur-Halleffekt-Messplatzes  
zur  
Untersuchung von Ionenleitern

vorgelegt der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der  
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

von  
Thomas Geruschke

Bonn, November 2005



für Oma und Opa



Anfertigung mit der Genehmigung  
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

**Referent:** Priv. Doz. Dr. Reiner Vianden

**Koreferent:** Prof. Dr. Karl Maier

Hiermit versichere ich, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

Bonn, den 14. November 2005



# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b> . . . . .	1
<b>1. Eigenschaften von Kalziumfluorid</b> . . . . .	3
1.1 Warum Kalziumfluorid? . . . . .	3
1.2 Struktur von Kalziumfluorid . . . . .	4
1.3 Defekte in Kalziumfluorid . . . . .	6
<b>2. Die Messmethode</b> . . . . .	9
2.1 Der Halleffekt: ein einfaches Modell . . . . .	9
2.2 Statistisches Modell, der Hall-Streufaktor . . . . .	12
2.3 Die van der Pauw-Messmethode . . . . .	14
2.3.1 Widerstandsmessungen . . . . .	14
2.3.2 Halleffektmessung . . . . .	17
<b>3. Die Messapparatur</b> . . . . .	21
3.1 Das Konzept . . . . .	21
3.2 Der Probenhalter . . . . .	24
3.3 Der Reflektor . . . . .	27
3.4 Der Hallmagnet . . . . .	30
<b>4. Experimentelle Ergebnisse</b> . . . . .	31
4.1 Testmessungen an Silizium . . . . .	31
4.2 Messungen an Kalziumfluorid . . . . .	35
<b>5. Zusammenfassung und Ausblick</b> . . . . .	37
<b>Literaturverzeichnis</b> . . . . .	39





# Einleitung

Nach dem Moor'schen Gesetz verdoppelt sich die Leistung von Computerchips etwa alle 18 Monate. Grund dafür ist, dass die aufgebrachten Strukturen immer weiter miniaturisiert werden. Möglich machen dies mikrolithographische Verfahren, mit denen die Siliziumwafer bearbeitet werden. Um die kleinen Strukturen zu übertragen, werden in den Belichtungsmaschinen (den so genannten *Wafersteppern*) immer kleinere Lichtwellenlängen eingesetzt. Die heutige Massenfertigung von Computerprozessoren wird mit Eximer-Lasern, die mit Wellenlängen von 248 nm und 193 nm arbeiten, durchgeführt. Für die nächste Generation ist der Einsatz eines Fluor-Lasers vorgesehen, der Licht mit einer Wellenlänge von 157 nm erzeugt. Für diesen Entwicklungsschritt bedarf es neuer optischer Komponenten, da die bisher verwendeten Quarzoptiken diesen Anforderungen nicht mehr genügen. So werden die komplizierten Belichtungsobjektive der Waferstepper in Zukunft aus Kalziumfluorid bestehen.

Der Einsatz immer kleinerer Wellenlängen, und somit immer größerer Energiedichten in den Belichtungsanlagen, bringt aber auch Nachteile mit sich. Unter Dauerbelastung entstehen durch die hochenergetische Laserstrahlung Schäden in den Kalziumfluorid-Einkristallen. Diese führen zu Veränderungen der optischen Eigenschaften (z.B. Änderung des Brechungsindex). Da die Anforderungen an die Präzision der Objektive enorm sind, können selbst kleine Änderungen ihrer Eigenschaften schwerwiegende Folgen haben.

Eine Möglichkeit Defekte in Festkörpern zu studieren ist mit Hilfe des Halleffekts. Zur Untersuchung von Halbleitern ist diese Methode ein Standardverfahren. Auf dem Gebiet der Ionenleiter gibt es hingegen kaum Untersuchungen. Die Messmethode stößt hier an Grenzen, da die Beweglichkeiten in Ionenleitern einige Größenordnungen kleiner sind als in Halbleitern. So sind typische Hallspannungen im Mikrovolt-Bereich zu erwarten. Diese geringen Spannungen zu messen, und von auftretenden Störspannungen zu trennen, ist eine technische Herausforderung. Dass aber der Halleffekt in Ionenleitern messbar ist, wurde bereits in Natriumchlorid von P. Read und E. Katz gezeigt [Read 60].

Weitere Messungen an den Ionenleitern  $AgI$  [Liou 89] und  $RbAg_4I_5$  [Stuh 01] bestätigen die Machbarkeit der Untersuchung mit dieser Messmethode. In Ionenleitern mit Fluoritstruktur (wie z.B.  $CaF_2$  oder  $PbF_2$ ) hingegen sind bisher so gut wie keine Untersuchungen erfolgt.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, die Machbarkeit einer Halleffektmessung in Kalziumfluorid zu überprüfen. Da die Messungen bei hohen Temperaturen durchgeführt werden müssen, ist es als erstes notwendig, eine Apparatur aufzubauen, die dies ermöglicht. Die Nutzung der Apparatur wird sich dabei nicht nur auf die Untersuchung von Ionenleitern beschränken. Hochtemperatur-Halleffektmessungen an Halbleitern (z.B.  $GaN$ ) sind ebenso von Interesse.

In Anbetracht der Komplexität und Schwierigkeit, die diese Aufgabenstellung mit sich bringt, ist es verständlich, dass sie nicht im Rahmen einer Diplomarbeit gelöst werden kann. Vielmehr steht diese Arbeit am Anfang eines langen Weges, an dessen Ende hoffentlich einige Geheimnisse von Ionenleitern, insbesondere Kalziumfluorid, gelüftet werden können.

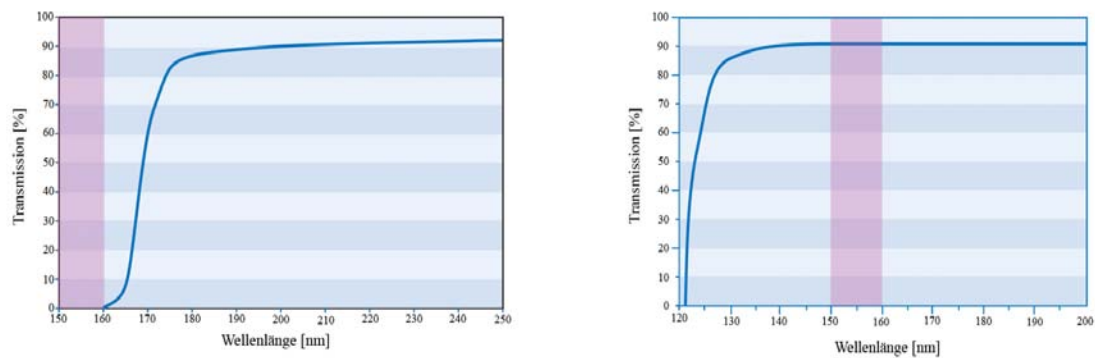
# Kapitel 1

## Eigenschaften von Kalziumfluorid

In diesem Kapitel werden die Struktur und einige Eigenschaften von Kalziumfluorid beschrieben. Es werden weiterhin einige Defektypen erläutert, wie sie in Ionenkristallen vorkommen können. Zur Bandstruktur von Kalziumfluorid gibt es zwar theoretische Betrachtungen [Catt 90], jedoch fehlen bisher für die Mechanismen der Ionenleitung und die Beweglichkeit der Ladungsträger in Ionenleitern zufriedenstellende Erklärungen.

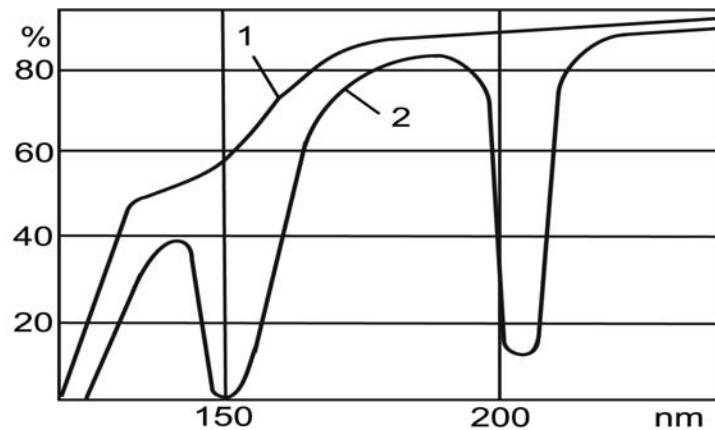
### 1.1 Warum Kalziumfluorid?

In der Lithographie werden Kalziumfluorid-Einzelkristalle auf Grund ihrer guten Transmissionseigenschaften im UV-Bereich verwendet. Abbildung 1.1 stellt die Transmissionsspektren von Quarz und Kalziumfluorid dar und verdeutlicht das große Interesse an Kalziumfluorid.



**Abbildung 1.1:** Transmissionsspektrum von Quarz (li) und Kalziumfluorid (re) — Der für die 157nm Lithographie relevante Bereich ist hervorgehoben.

Die Kristalle lassen sich heutzutage in guter Qualität züchten. Dabei erreicht man Durchmesser von bis zu 350 mm bei einer Dicke von über 100 mm. Ein Problem beim Herstellungsprozess ist aber die Einlagerung von Sauerstoff. Dieser sorgt dafür, dass die Absorption gerade im UV-Bereich rapide ansteigt.



**Abbildung 1.2:** Transmissionsspektrum von (1) reinem Kalziumfluorid und (2) Kalziumfluorid mit Beimischung von Sauerstoff [Mogi 76]

Abbildung 1.2 zeigt, welche drastischen Auswirkungen Verunreinigungen auf die Eigenschaften von Kalziumfluorid haben können. Durch die Bestrahlung mit hochenergetischen Photonen in der Anwendung werden zusätzliche Defekte im Kristallgitter erzeugt. Die Art der Defekte und deren Eigenschaften sind bislang noch ungeklärt. Deshalb ist es wichtig, genaue Kenntnisse über diese Verunreinigungen und Defekte zu erlangen.

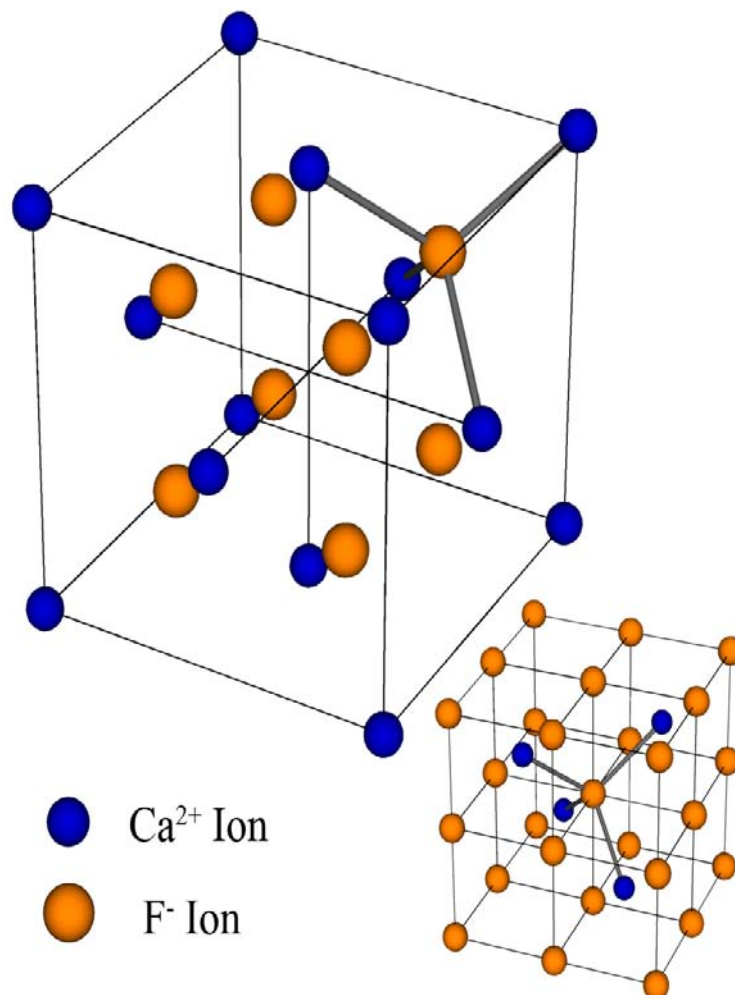
## 1.2 Struktur von Kalziumfluorid

Die elektrischen und optischen Eigenschaften eines Festkörpers werden bestimmt durch:

- die chemische Zusammensetzung des reinen, perfekten Kristalls — Sie bestimmt die intrinsischen Eigenschaften wie Breite der Bandlücke und die Massen der Ladungsträger.

- Gitterdefekte wie Leerstellen, Zwischengitterplätze und vieles mehr — Sie ermöglichen Energiezustände innerhalb der Bandlücke des Festkörpers.
- chemische Verunreinigungen — Sie ermöglichen ebenfalls Energiezustände innerhalb der Bandlücke.

Kalziumfluorid ist ein Ionenkristall. Die Kalziumfluoridstruktur (oder auch Fluoritstruktur) kann beschrieben werden als eine kubische, flächenzentrierte Anordnung von Kalziumionen, in der alle Tetraederlücken mit Fluoridionen besetzt sind. Jedes Kalziumion ist dann von 8 Fluoridionen und jedes Fluoridion von 4 Kalziumionen umgeben. Bezüglich der Radienverhältnisse entspricht die Fluoritstruktur der Caesiumchloridstruktur. Die Graphik in Abbildung 1.3 veranschaulicht diese Struktur.



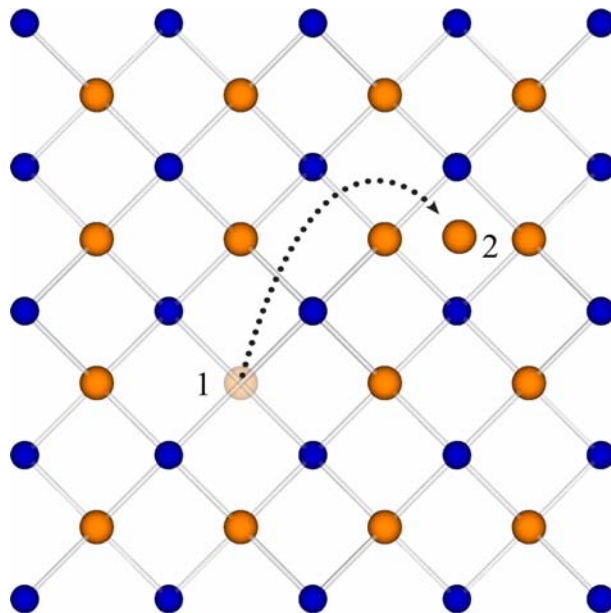
**Abbildung 1.3:** Gitterstruktur von Kalziumfluorid, Darstellung im Kationengitter (groß) und Anionengitter (klein)

Die Bandlücke von Kalziumfluorid beträgt in etwa 12.1 eV. Dies bedeutet, dass bei Raumtemperatur und selbst bei höheren Temperaturen praktisch keine freien Elektronen im Kristall vorhanden sind. Der Ladungstransport findet durch Ionen bzw. Ionenfehlstellen statt. Kalziumfluorid ist ein reiner Ionenleiter.

### 1.3 Defekte in Kalziumfluorid

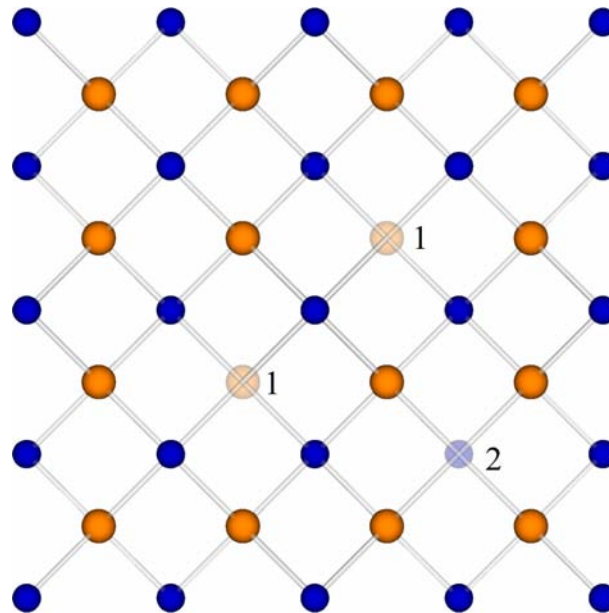
In realen Kristallen kommen Kristallfehler (Defekte) vor, welche die strenge Periodizität des Kristallgitters stören. Sie können von sehr komplexer Struktur sein. Die häufigsten Defekte sind dabei:

- **Frenkel-Defekt:** Ein Atom wandert von einem regulären Gitterplatz und lagert sich im Zwischengitter an (Abbildung 1.4). Die entstandene Fehlstelle und das Zwischengitteratom nennt man *Frenkel-paar*. Da die Bindungsenergie im Zwischengitter geringer ist als im regulären Kristallgitter bedarf die Erzeugung eines Frenkel-paares Energie. Dass bei höheren Temperaturen trotzdem Frenkel-paare gebildet werden, liegt an der Zunahme der Entropie.



**Abbildung 1.4:** Frenkel-Defekt — Ein Fluor-Ion verlässt seinen regulären Gitterplatz (1) und lagert sich im Zwischengitter (2) an. Die Bildung eines Frenkel-Paares im Kationenuntergitter ist analog.

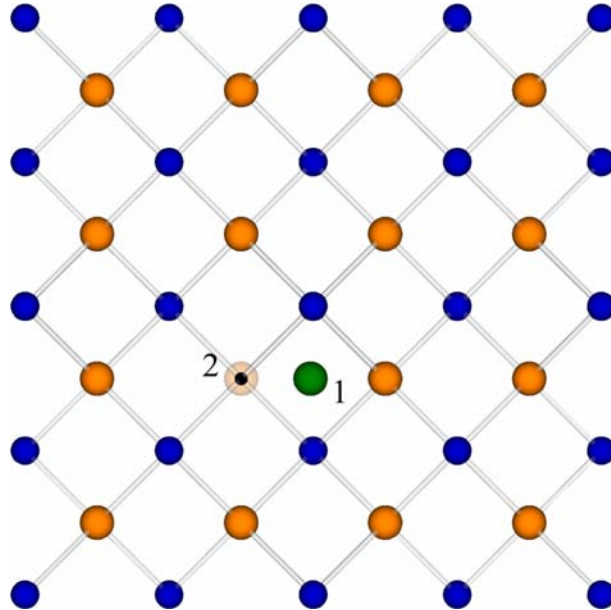
- **Schottky-Defekt:** Ein Atom des Kristallgitters fehlt. Dies können Atome aus dem Anionen- und dem Kationenuntergitter sein. Durch Bestrahlung kann zum Beispiel ein Atom aus dem Gitter gelöst werden und dann zur Oberfläche des Kristalls wandern (Abbildung 1.5). Die Zahl der freien Plätze an der Oberfläche oder an Grenzflächen ist im Vergleich zu der Zahl der Plätze im gesamten Gitter klein. Da die Ladung erhalten bleiben muss, treten Schottky-Defekte im Anionen- und Kationengitter zusammen auf.



**Abbildung 1.5:** Schottky-Defekt — Fluorionen (1) und Kalziumionen (2) fehlen im regulären Gitter. Die Gesamtladung des Defektes ist Null.

Der vorherrschende Defekttyp in Kalziumfluorid ist der Frenkeldefekt im Anionengitter. Frenkelpaare im Kationengitter sind zwar auch denkbar, allerdings ist deren Bildungsenergie mit ca. 8.5 eV deutlich höher als die der Anionenpaare mit etwa 2.6 eV [HUIS 98].

Eine Defektart, die sich besonders auf die optischen Eigenschaften eines Festkörpers auswirkt, sind die Farbzentren (Abbildung 1.6). Dies sind Elektronen, welche auf Anionengitterplätzen gebunden sind. In Kalziumfluorid ist es möglich, dass ein Fluorion sein Valenzelektron abgibt und als neutrales Atom ins Zwischengitter wandert. Das Valenzelektron bleibt auf dem regulären Gitterplatz und es entsteht ein Farbzentrum.



**Abbildung 1.6:** F-Zentrum-Defekt — Ein Fluorion gibt sein Valenzelektron ab und geht als neutrales Atom (1) ins Zwischengitter. Das Elektron (2) bleibt auf dem regulären Gitterplatz.

Bei den bisherigen Betrachtungen wurde außer Acht gelassen, dass es im realen Kristall auch Beimischungen von fremden Elementen gibt. Diese können mitunter die elektrischen und optischen Eigenschaften massiv beeinflussen. Die Fremdatome können sich auf reguläre Gitterplätze oder aber ins Zwischengitter setzen. So können eine Vielzahl weiterer Defekte entstehen. Auf diese wird aber an dieser Stelle nicht näher eingegangen, da dies den Rahmen der vorliegenden Arbeit sprengen würde. Eine detaillierte Abhandlung über Defekte in Kalziumfluorid findet sich in der Dissertation von M. Huisinga [Huis 98].



## Kapitel 2

# Die Messmethode: Halleffekt- und Widerstandsmessungen

Der Halleffekt wurde zuerst in metallischen Leitern von E.H. Hall im Jahr 1879 entdeckt. Heute bildet er eine der wichtigsten Messmethoden zur Charakterisierung von Halbleitermaterialien. In einem extrinsischen Halbleiter lässt sich so unmittelbar die Ladungsträgerart und -konzentration ermitteln. Zusätzlich lässt sich mit einer Messung des spezifischen Widerstandes auch die Ladungsträgerbeweglichkeit bestimmen. In dieser Diplomarbeit soll nun diese Messmethode auf Kalziumfluorid, einen Ionenkristall, angewandt werden.

## 2.1 Der Halleffekt: ein einfaches Modell

Durch eine flache Probe (Abbildung 2.1) der Dicke  $d$  fließt ein Strom  $I$  in x-Richtung. Legt man in z-Richtung ein magnetisches Feld  $B_z$  an, so werden die Ladungsträger durch die Lorentzkraft senkrecht zur Bewegungsrichtung abgelenkt.

$$\vec{F}_L = q(\vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.1)$$

$$F_y = q \cdot v_x \cdot B_z \quad (2.2)$$

wobei  $\vec{v}$  die Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger ist.

Die Ladungsträger sammeln sich an einem Rand der Probe, wohingegen der gegenüberliegende Rand an Ladungsträgern verarmt. Auf diese Weise entsteht ein elektrisches Feld  $E_y$  in y-Richtung.

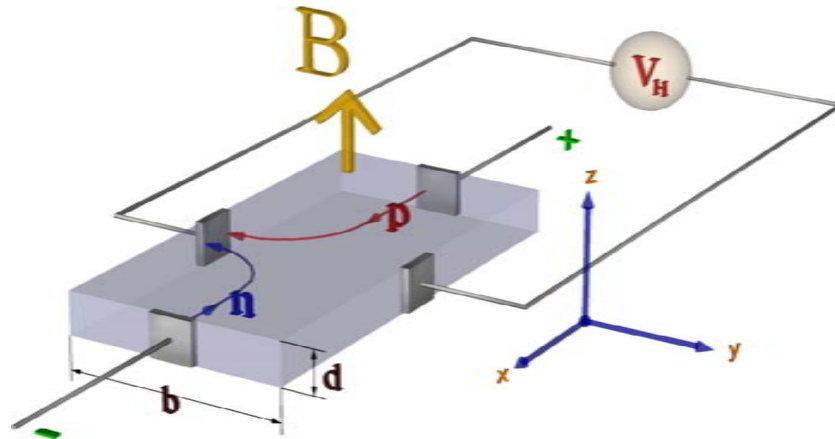


Abbildung 2.1: Anordnung zur Halleffektmessung

Durch dieses Feld erfahren die Ladungsträger eine Kraft, die der Lorentzkraft entgegengesetzt ist. Das Feld stellt sich nun so ein, dass sich die elektrostatische Kraft und die Lorentzkraft kompensieren. Der Strom fließt jetzt wieder ungestört durch die Probe.

$$q \cdot E_y = q \cdot v_x \cdot B_z \quad (2.3)$$

Die durch das Feld entstandene Spannung kann mit Hilfe eines hochohmigen Messgerätes nachgewiesen werden. Da die Stromdichte  $j_x$  proportional zur Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger  $v_x$  ist erhält man:

$$E_y = R_H \cdot j_x \cdot B_z \quad (2.4)$$

Die Proportionalitätskonstante  $R_H$  bezeichnet man als *Hallkonstante*.

Verwendet man praktisch messbare Größen, nimmt Gleichung (2.4) folgende Form an:

$$R_H = \frac{V_H \cdot d}{I \cdot B_z} \quad (2.5)$$

Es ist also möglich die Hallkonstante direkt aus der Messung zu ermitteln. Um Rückschlüsse auf die Ladungsträger ziehen zu können muss man einige Fallunterscheidungen machen.

- Reine Elektronenleitung (z.B. Metalle oder n-dotierte-Halbleiter)

Tragen nur Elektronen zur Leitung bei, kann man aus der Hallkonstante direkt auf deren Konzentration  $n$  schließen. Da in diesem Fall  $j_x = -nqv_x$  ist erhält man:

$$R_H = -\frac{1}{n \cdot q} \quad (2.6)$$

- Reine Löcherleitung (z.B. p-dotierte-Halbleiter)

Analog zur Elektronenleitung ergibt sich für die Hallkonstante:

$$R_H = \frac{1}{p \cdot q} \quad (2.7)$$

- Gemischte Leitung (z.B. intrinsischer Halbleiter)

Tragen sowohl Löcher als auch Elektronen zum Ladungstransport bei, lautet die den Gleichungen (2.6) und (2.7) analoge Beziehung:

$$R_H = \frac{[(p - b^2n) + (\mu B)^2(p - n)]}{[(p - bn)^2 + (\mu B)^2(p - n)^2]} \frac{1}{q} \quad (2.8)$$

$$\text{mit } b \equiv \mu_n / \mu_p$$

Dabei sind  $\mu_n$  und  $\mu_p$  die Beweglichkeiten der Ladungsträger. Für ein hinreichend kleines Magnetfeld  $B$  ergibt sich dann:

$$R_H = \frac{(p - b^2n)}{(p - bn)^2} \frac{1}{q} \quad (2.9)$$

Für den Fall das  $n \gg p$  bzw.  $p \gg n$  ergeben sich wieder die Gleichungen (2.6) und (2.7).

Es zeigt sich somit, dass für den Fall  $n = p$  (intrinsischer Halbleiter) die Hallkonstante nicht zwingend gleich Null sein muss. Zusätzlich zur Konzentration der Ladungsträger fließt auch noch ihre Beweglichkeit mit ein.

Da Kalziumfluorid ein Ionenkristall ist, sollte er theoretisch keine freien Ladungsträger besitzen. Diese sind dennoch vorhanden, da es im realen Kristall immer Defekte (Leerstellen, Zwischengitterionen etc.) gibt. Über die Halleffektmessung kann das Vorzeichen der Ladungsträger bestimmt werden. Somit sollte man in der Lage sein, Schlüsse auf die Defekte im Kristall zu ziehen.

## 2.2 Statistisches Modell, der Hall-Streufaktor

In den bisherigen Betrachtungen wurde vorausgesetzt, dass sich alle Ladungsträger mit derselben Driftgeschwindigkeit  $v_x$  bewegen. Dies ist allerdings in der Praxis nicht der Fall. Vielmehr sind die Geschwindigkeiten, und somit die Energien, thermisch verteilt. Da die Streumechanismen im Festkörper aber von der Energie Teilchen abhängig sind (zur Erinnerung: Wirkungsquerschnitt für Coulombstreuung:  $\sigma_{ii} \propto u^{-4}$  mit  $u$  als mittlere kinetische Energie der Elektronen), muss man dies auch in den Gleichungen berücksichtigen.

Die Wahrscheinlichkeit einer Streuung nimmt mit der Energie ab. Daher besitzen schnelle Ladungsträger eine höhere Beweglichkeit. Berücksichtigt wird dies nun indem man den Streufaktor  $r_H$  in die Gleichungen (2.6), (2.7) und (2.9) einfügt.

$$R_H = \frac{r_H}{p \cdot q} \text{ bzw. } R_H = -\frac{r_H}{n \cdot q} \quad \text{und} \quad R_H = \frac{(p - b^2 n) r_H}{(p - bn)^2 q} \quad (2.10)$$

Der Wert des Streufaktors  $r_H$  hängt von den verschiedenen Mechanismen der Ladungsträgerstreuung im Festkörper ab.

Eine strenge Herleitung dieses Streufaktors geht von der *Boltzmann-Gleichung im Relaxationszeitansatz* aus [BLOO 92]. Mit ihr ist es möglich, die Änderung der Zustandsbesetzung im thermischen Gleichgewicht durch Einwirken äußerer Kräfte

zu berechnen. Geht man im ungestörten Fall von der Fermi-Dirac-Verteilungsfunktion  $f_0$  aus, so hat man die Verteilungsfunktion  $f$  unter dem Einfluss äußerer elektrischer und magnetischer Felder zu bestimmen.

Im Relaxationsansatz geht man nun davon aus, dass die zeitliche Rate, mit der die gestörte Verteilung  $f$  nach Abschalten der äußeren Felder wieder in die ungestörte Verteilung  $f_0$  übergeht umso größer ist, je stärker  $f$  von  $f_0$  abweicht. Die Zeitkonstante, mit der die Nichtgleichgewichtsverteilung durch Stöße der Ladungsträger in das Gleichgewicht relaxiert, ist die Relaxationszeit  $\tau$ .

Für kubische Gittersymmetrie und hinreichend kleines Magnetfeld ergibt sich dann der Streufaktor  $r_H$  zu:

$$r_H = \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle^2} \quad (2.11)$$

Die Relaxationszeit wird hier über die Maxwell-Boltzmann-Verteilung gemittelt. Im nichtentarteten Halbleiter gilt (für  $m=1$  und  $m=2$ ):

$$\langle \tau^m \rangle = \frac{\int \tau^m E^{3/2} \exp(-E/kT) dE}{\int E^{3/2} \exp(-E/kT) dE} \quad (2.12)$$

Für viele Streuprozesse im Festkörper kann man annähernd  $\tau(E) \propto E^{-s}$  annehmen, wobei  $s$  ganzzahlig oder halbzahlig ist. Die Resultate für einige Fälle sind in Tabelle 2.1 zusammengestellt.

Die Berücksichtigung der Streuprozesse sind dann besonders wichtig wenn, man die Ladungsträgerkonzentration und die Beweglichkeiten genau bestimmen will. Auf das Vorzeichen der Hallkonstante haben sie keinen Einfluss. Somit ist es also möglich, ohne genaue Kenntnis der Streuprozesse eine Aussage über die Art der Ladungsträger zu erhalten.

Streumachanismus	s	$r_H$
geladene Störstellen	$-\frac{3}{2}$	$315\pi/512 = 1,93$
neutrale Störstellen	0	1
akustische Phononen	$+\frac{1}{2}$	$3\pi/8 = 1,18$
optische Phononen		
tiefe Temp.	0	1
hohe Temp.	$+\frac{1}{2}$	$45\pi/128 = 1,10$
piezoelektrische Streuung	$-\frac{1}{2}$	$45\pi/128 = 1,10$

**Tabelle 2.1:** Werte des Hallstrefaktors

## 2.3 Die van der Pauw-Messmethode

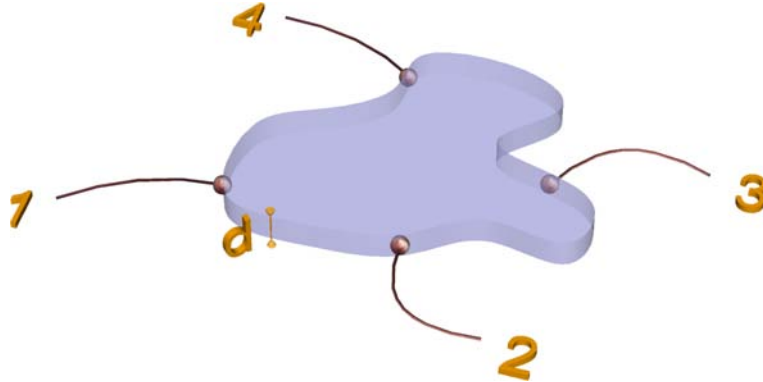
### 2.3.1 Widerstandsmessungen

Die van der Pauw-Methode wird heutzutage für die meisten Widerstands- bzw. Halleffektmessungen verwendet. Sie erlaubt es einfache Probenformen zu verwenden. Nach dem van der Pauw-Theorem sollte die Probe nur folgende Kriterien erfüllen:

- planparallele Form
- einfach zusammenhängend (d.h. keine Löcher)
- homogene Dicke
- homogene Dotierung

Die Kontakte zur Zuführung des Stroms bzw. zum Abgreifen der Spannung müssen hinreichend klein sein und sich am Rand der Probe befinden.

In Abbildung 2.2 ist eine mögliche Anordnung für die Messung des spezifischen Widerstands einer Probe zu sehen.



**Abbildung 2.2:** Probenform für Widerstandsmessung nach van der Pauw

Das van der Pauw-Theorem wird mit den Widerständen der Form  $R_{12,34}$  aufgestellt, die so definiert sind:

$$R_{12,34} = \frac{V_{12}}{I_{34}} \quad (2.13)$$

$V_{12}$  ist die Spannung die zwischen den Kontakten 1 und 2 gemessen wird, wenn ein Strom  $I_{34}$  zwischen 3 und 4 fließt. Nun ergibt sich als Zusammenhang zwischen spezifischem Widerstand  $\sigma$  und den gemessenen Widerständen:

$$\exp\left(-\pi \frac{d}{\rho} R_{12,34}\right) + \exp\left(-\pi \frac{d}{\rho} R_{23,41}\right) = 1 \quad (2.14)$$

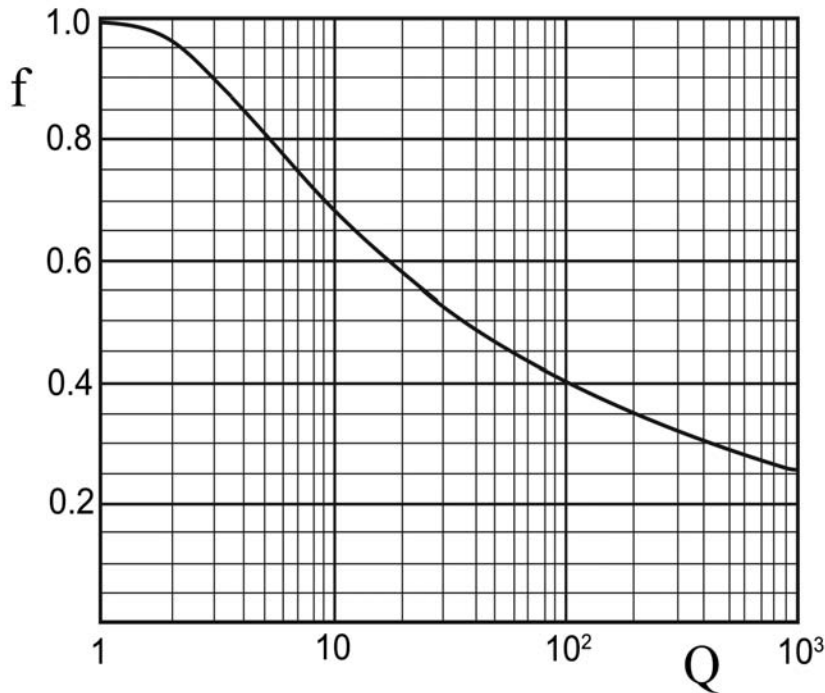
Hierbei handelt es sich um das bereits erwähnte *van der Pauw-Theorem*.

Es ist allerdings nur durch ein numerisches Verfahren zu lösen. Das Ergebnis lässt sich aber leicht in der Form

$$\sigma = \frac{\pi d}{\ln 2} \frac{R_{12,34} + R_{23,41}}{2} \cdot f\left(\frac{R_{12,34}}{R_{23,41}}\right) \quad (2.15)$$

angeben.

Hier wurde der van der Pauw-Faktor  $f$  eingeführt. Er hängt nur vom Verhältnis der gemessenen Widerstände ab und beinhaltet so die Geometrie der Probe. Der Graph der Funktion wird in Abbildung 1.3 dargestellt.



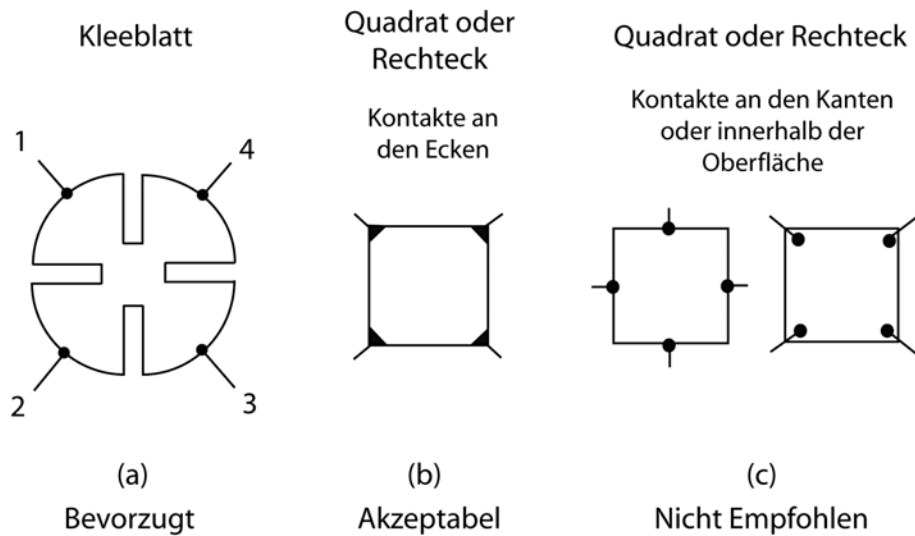
**Abbildung 2.3:** Verlauf des van der Pauw-Faktors  $f$  in Abhängigkeit von  $Q = \frac{R_{12,34}}{R_{23,41}}$   
[BLOO 92]

Für symmetrische Proben (z.B. quadratische Probenform mit Kontakten an den Ecken) hat  $f$  den Wert 1, da die Widerstände  $R_{12,34}$  und  $R_{23,41}$  gleich groß sind. In der Praxis ermittelt man aber auch für symmetrische Proben verschiedene Widerstandswerte. Ursache hierfür ist, dass die Kontakte nicht exakt gleich hergestellt werden können. Eine weitere Möglichkeit ist eine inhomogene Dotierung der Probe. Ist das Verhältnis der Widerstände größer als 1:3, so sind die Kontakte zu erneuern. Führt dies zu keiner Verbesserung, ist die Probe für die weitere Hallmessung ungeeignet. Durch den Faktor  $f$  kann man also Schlüsse auf die Güte seiner Probe ziehen.



### 2.3.2 Halleffektmessung

Eine weit verbreitete Probenform für Halleffektmessungen ist die Kleeblatt-Form (Abbildung 1.4 a). Sie entspricht nicht nur den Anforderungen des van der Pauw-Theorems, sondern ermöglicht gleichzeitig eine komfortable Kontaktierung. Ein kleiner Nachteil ist allerdings der große Zeitaufwand bei der Herstellung der Probe.



**Abbildung 2.4:** Mögliche Probenformen für van der Pauw Widerstandsmessungen

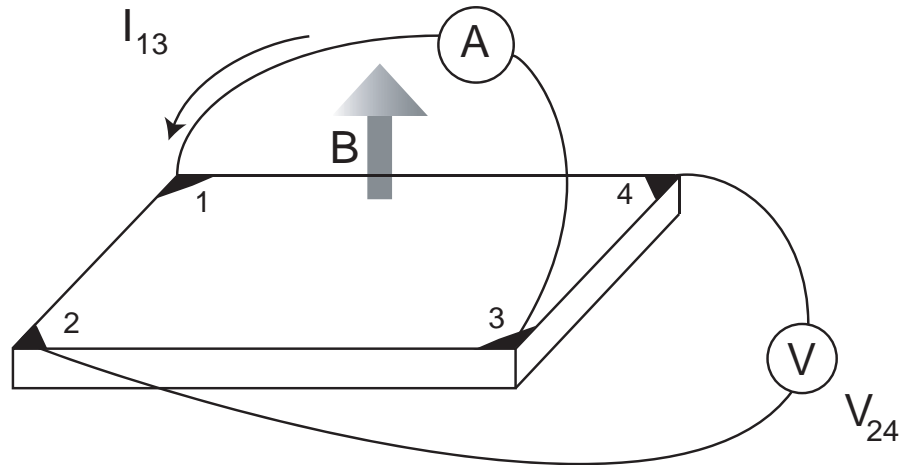
Generell sind auch andere Probenformen möglich, allerdings sind die Messfehler für die Kleeblatt-Form deutlich geringer.

In Abbildung 2.5 ist die Anordnung für die Halleffekt-Messung dargestellt. Nach Gleichung (2.5) erhalten wir so für die Hallkonstante  $R_H$ :

$$R_H = \frac{V_{24} \cdot d}{I_{13} \cdot B_z} \quad (2.16)$$

Es ist noch zu beachten, dass man bei der Spannung  $V_{24}$  nicht nur die Hallspannung misst. Vielmehr setzt sie sich aus verschiedenen Komponenten zusammen.

Zum einen ergibt sich eine Offset-Spannung  $V_O$  dadurch, dass die Kontakte selten auf der selben Äquipotentialfläche liegen. Zudem treten zusätzlich thermische, thermo- und galvanomagnetische Störspannungen auf.

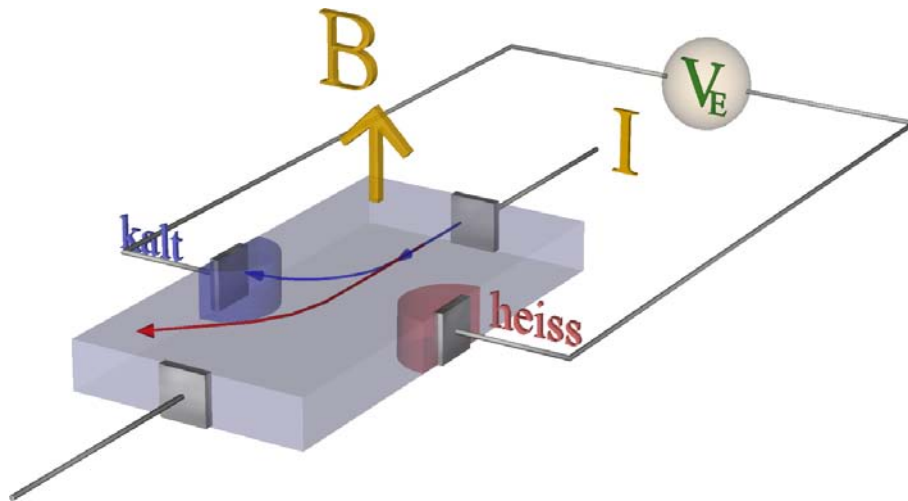


**Abbildung 2.5:** Halleffektmessung an einer Probe, die den Kriterien des van der Pauw-Theorems entspricht

Da sich, bis auf die *Ettingshausenspannung*  $V_E$ , alle Spannungen durch eine geschickte Mittelung (Tabelle 2.2) über die Messungen eliminieren lassen, sollen sie hier nur namentlich genannt werden:

- *Nernstspannung*  $V_N$
- *Righi-Leduc-Spannung*  $V_R$
- *Seebeckspannung*  $V_S$
- *Ettingshausenspannung*  $V_E$

Auf welchen Effekten diese Spannungen beruhen und wie sie zustande kommen kann in der einschlägigen Literatur nachgelesen werden. [SEEG 73] Die Ettingshausenspannung  $V_E$  kommt durch den gleichnamigen thermomagnetischen Effekt zustande. Er berücksichtigt, dass langsame Ladungsträger im Magnetfeld stärker abgelenkt werden als schnelle. So sammeln sich die kälteren Ladungsträger auf der einen Seite, wohingegen die andere Seite die Temperatur der Probe beibehält (Abbildung 2.6). So kommt es zu einem Temperaturgradienten, der eine thermoelektrische Spannung zwischen den Kontakten hervorruft. Diese addiert sich zur Hallspannung und bleibt als systematischer Fehler in den Messergebnissen.



**Abbildung 2.6:** Zustandekommen des Etingshausen-Effekt — Man beachte, dass das rot eingezeichnete Gebiet die Temperatur der Probe besitzt und nicht die der heißen Ladungsträger.

Bei normalen Halbleitern kann der Etingshausen-Effekt vermieden werden, indem man eine Wechselspannung anstelle einer Gleichspannung verwendet. Da die Abkühlung der Probe träger ist als das Umpolen der Stromrichtung, kann es zu keiner Ausbildung eines Gradienten zwischen den Kontakten kommen. Bei Ionenleitern kann diese Methode zu Schwierigkeiten führen, da die Beweglichkeiten der Ladungsträger sehr gering sind. Die bisherigen Untersuchungen des ionischen Halleffektes [CATT 90, STUH 01, READ 60] nutzen aber diese Methode.

Messung	Strom I	Magnetfeld B	$V_H$	$V_O$	$V_S$	$V_E$	$V_N$	$V_R$
1	+	+	+	+	+	+	+	+
2	+	-	-	+	+	-	-	-
3	-	+	+	-	+	-	+	+
4	-	-	-	-	+	+	-	-
	$\frac{1}{4}[V_1 - V_2 - (V_3 - V_4)]$		$V_H$	0	0	$V_E$	0	0

**Tabelle 2.2:** Auftretende thermische, thermo- und galvanomagnetische Störspannungen in Abhängigkeit von der Polarität von Strom und Magnetfeld



## Kapitel 3

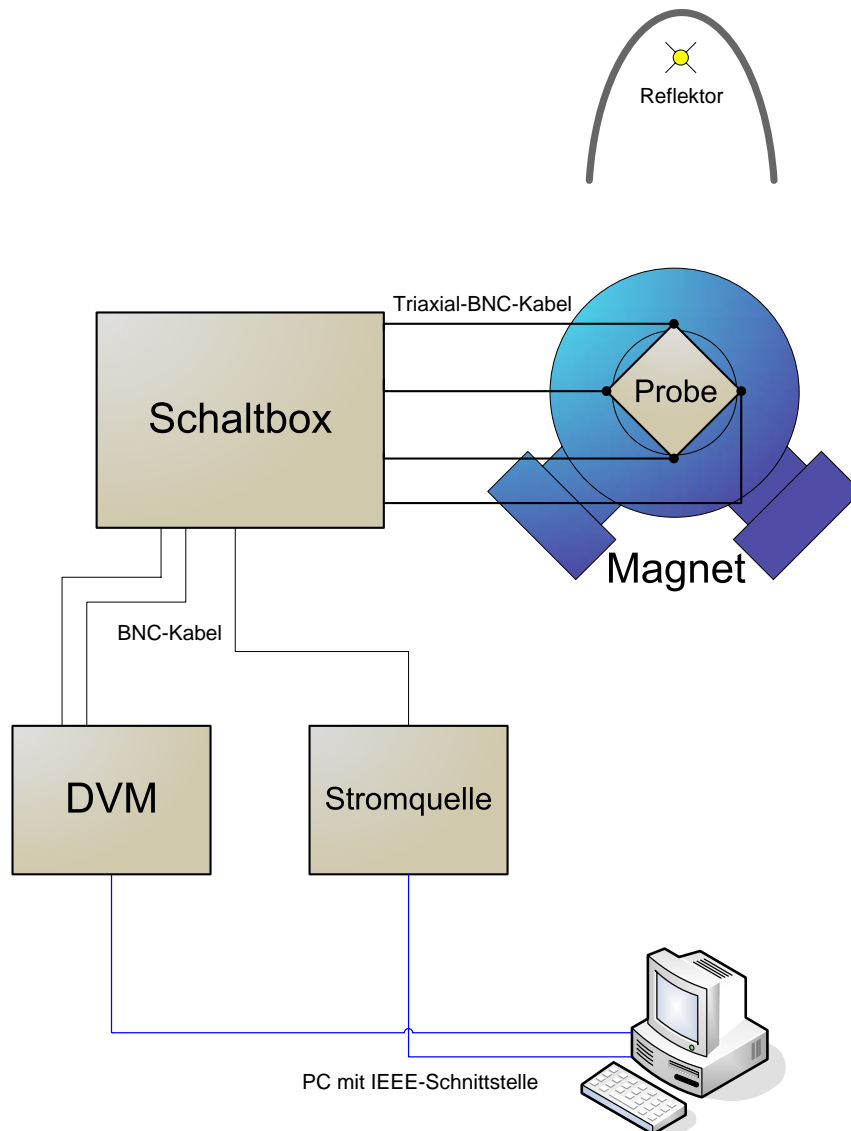
# Die Messapparatur

Für die Halleffektmessungen wurde ein bereits vorhandener Messplatz modifiziert. Dieser Messplatz wurde von Guido Rohrlack aufgebaut und in seiner Diplom- und Doktorarbeit genau beschrieben [ROHR 92, ROHR 96]. In diesem Kapitel wird daher nur auf die Neuerungen, die an der Apparatur durchgeführt wurden, eingegangen. Die bereits vorhanden Komponenten werden nur kurz umrissen.

### 3.1 Das Konzept

Abbildung 2.1 zeigt den schematischen Aufbau der Messapparatur. Die Schaltbox ermöglicht ein komfortables Umschalten zwischen den einzelnen Konfigurationen. Als Stromquelle dient eine *KEITHLEY* Konstantstromquelle, die Spannung wird mit einem Digitalvoltmeter (*KEITHLEY* DM 196) gemessen.

Das C-Programm *HALBLAUT* nimmt dann die Auswertung vor und berechnet Flächenwiderstand  $\sigma$ , van der Pauw-Faktor  $f$ , Hallkonstante  $R_H$  und Flächenladungsträgerkonzentration  $n$ . Hierbei ist aber zu beachten, dass die Ladungsträgerkonzentration nur dann bestimmt werden kann, wenn es nur eine Sorte von Ladungsträgern gibt. Sind zwei Arten von Ladungsträgern vorhanden gilt (2.9). Hier hängt es nun davon ab wie das Verhältnis der Beweglichkeiten ist. In Halbleitern ist im Allgemeinen die Beweglichkeit der Elektronen viel größer als die der Löcher. Somit kann man wieder (2.6) anwenden und die Konzentration der Elektronen bestimmen. Die Beweglichkeiten der Ladungsträger in Ionenleitern sind hingegen meist nicht bekannt. Dies gilt insbesondere für Kalziumfluorid.



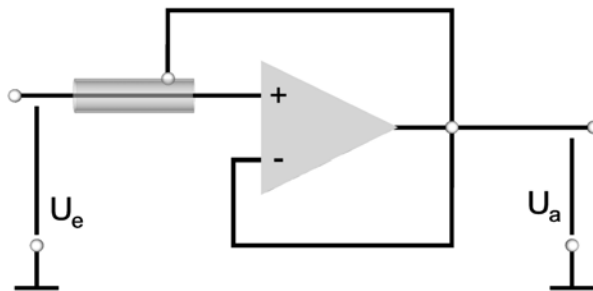
**Abbildung 3.1:** Schematische Darstellung des Halleffektmessplatzes

Für die Widerstands- bzw. Halleffektmessungen ist es notwendig, acht verschiedene Konfigurationen zu messen. Dies dient dazu, die auftretenden Störspannungen zu eliminieren. In Abschnitt 2.3.2 wurde der Zusammenhang erläutert. Da einige störende Effekte auch bei den Widerstandsmessungen auftreten, ist es hier ebenfalls notwendig, mehrere Messschritte zu vollführen. Sie sind in Tabelle 3.1 aufgelistet.

Widerstandsmessung			Halleffektmessung			
Schalter-Stellung	Kontaktbeschaltung Strom Spannung		Schalter-Stellung	Magnetfeld- richtung	Kontaktbeschaltung Strom Spannung	
D	1 → 2	3 → 4	B	+B	4 → 2	1 → 3
D	2 → 1	3 → 4	B	+B	2 → 4	1 → 3
F	2 → 3	4 → 1	A	+B	1 → 3	4 → 2
F	3 → 2	4 → 1	A	+B	3 → 1	4 → 2
E	3 → 4	1 → 2	B	-B	4 → 2	1 → 3
E	4 → 3	1 → 2	B	-B	2 → 4	1 → 3
C	4 → 1	2 → 3	A	-B	1 → 3	4 → 2
C	1 → 4	2 → 3	A	-B	3 → 1	4 → 2

**Tabelle 3.1:** Konfiguration der Beschaltung für Widerstands- und Halleffektmessungen

Der Eingangswiderstand des Digitalvoltmeters beträgt  $1G\Omega$ . Für Messungen an Proben mit einem Widerstand von bis zu einigen  $100M\Omega$  ist dies aber zu wenig, da die Spannung im Prinzip stromlos gemessen werden muss. Das Problem wird gelöst, indem man Operationsverstärker als Impedanzwandler nutzt. Eine weiteres Hindernis ist die hohe Leitungskapazität zwischen Innenleiter und Masse. Da die Kapazitäten bei jedem Umschalten umgeladen werden, ergeben sich sehr lange Messzeiten. Hier hilft die Guard-Technik weiter. Dabei wird das Abschirmpotential mit dem Messpotential mitgeführt. Deshalb werden die Kontakte des Probenhalters über Triaxial-BNC-Kabel mit der Schaltbox verbunden. Abbildung 3.2 zeigt, dass die innere Abschirmung nicht auf Masse liegt sondern an den Ausgang des Operationsverstärkers angeschlossen ist. Die Leitungskapazität wird so virtuell verkleinert. Die äußere Masse des Triaxialkabels ist nicht mit eingezeichnet. Ebenfalls wird bei Verwendung dieser Technik das Leitungsrauschen unterdrückt.



**Abbildung 3.2:** Guardschaltung zur Unterdrückung von Abschirmungskapazität und Leitungsrauschen

## 3.2 Der Probenhalter

Da die Messungen bei Temperaturen bis zu 800 K durchgeführt werden sollen, ist es notwendig, einen neuen Probenhalter zu konstruieren. Die Anforderungen an diese Apparatur sind unterschiedlicher Natur:

- Einkopplung von Störsignalen durch den Heizstrom vermindern
- nur temperaturbeständige Materialien dürfen verwendet werden
- möglichst wenig ferromagnetische Materialien wie Eisen, Stahl oder Nickel benutzen
- lokales Heizen der Probe muss möglich sein (gute Isolation)
- der Probenhalter muss flach sein.

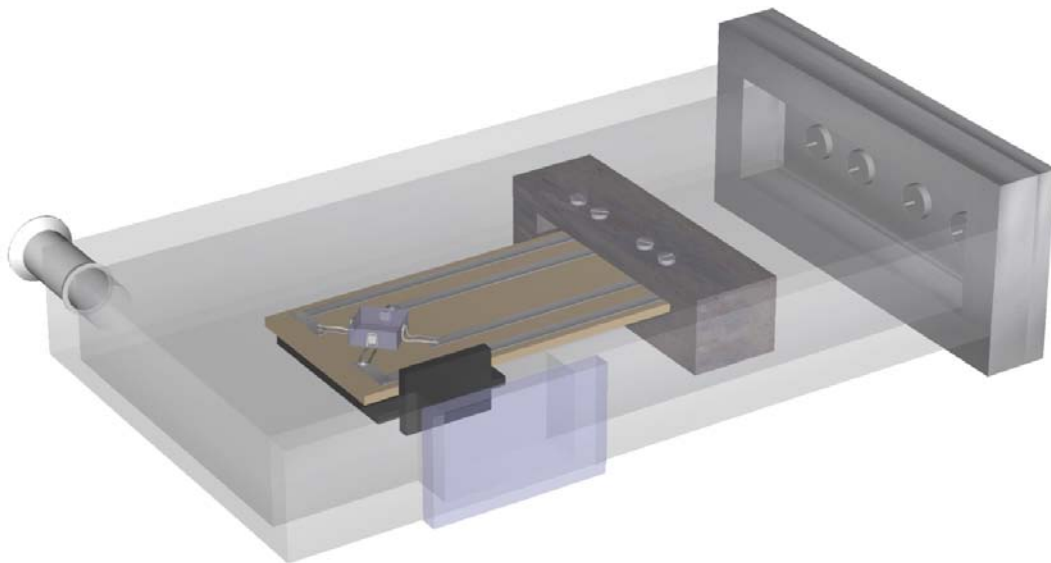
In Abbildung 3.3 sieht man den ersten Entwurf eines möglichen Probenhalters. Das Gehäuse besteht aus Aluminium und kann über den Flansch evakuiert werden. Die Probe liegt auf einem Keramikplättchen und wird von außen mittels eines Halogenreflektors (siehe Abschnitt 3.3) beheizt. Somit ist eine gute Isolation gewährleistet.

Das Keramikplättchen besteht aus *MACOR*. Dieses Material ist besonders gut geeignet. Es zeichnet sich durch folgende Eigenschaften aus:

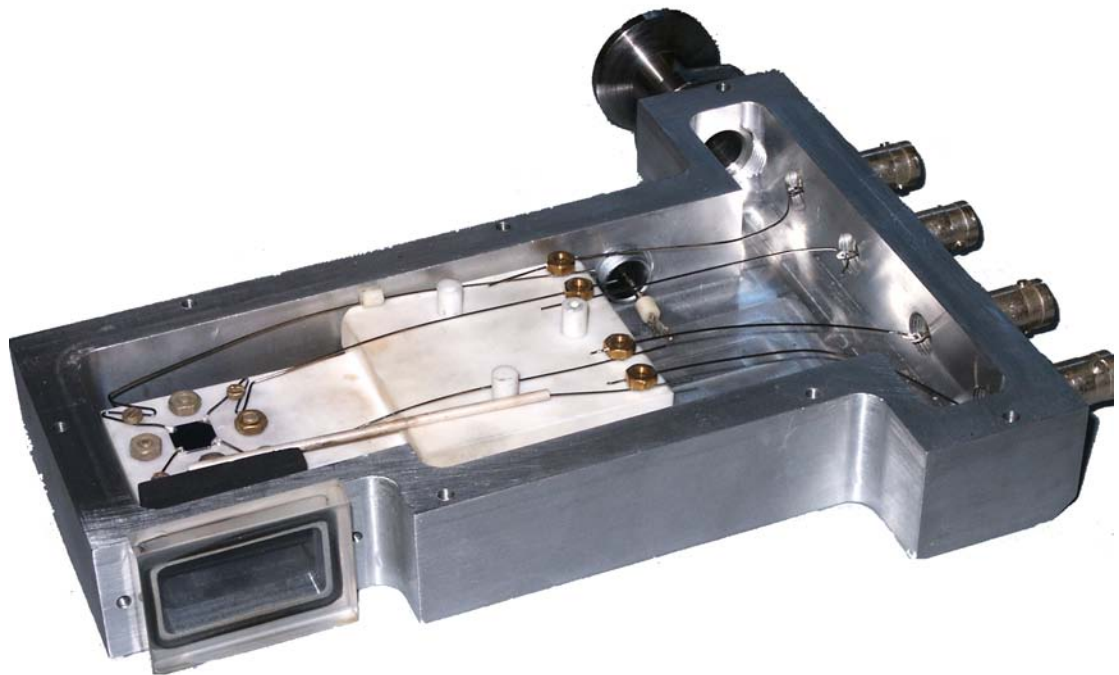
- Betriebstemperatur bis 1100 K (kurzzeitig bis 1300 K)
- geringe Wärmeleitfähigkeit
- sehr guter elektrischer Isolator
- gast nicht aus.

Die Kontakte werden über BNC-Vakuum-Buchsen nach außen geführt. Zur Bestimmung der Temperatur befindet sich ein Thermoelement in der Nähe der Probe. Abbildung 3.4 zeigt nun die nach unseren Vorgaben konstruierte Vakuumkammer. Es konnten sämtliche Voraussetzungen erfüllt werden.



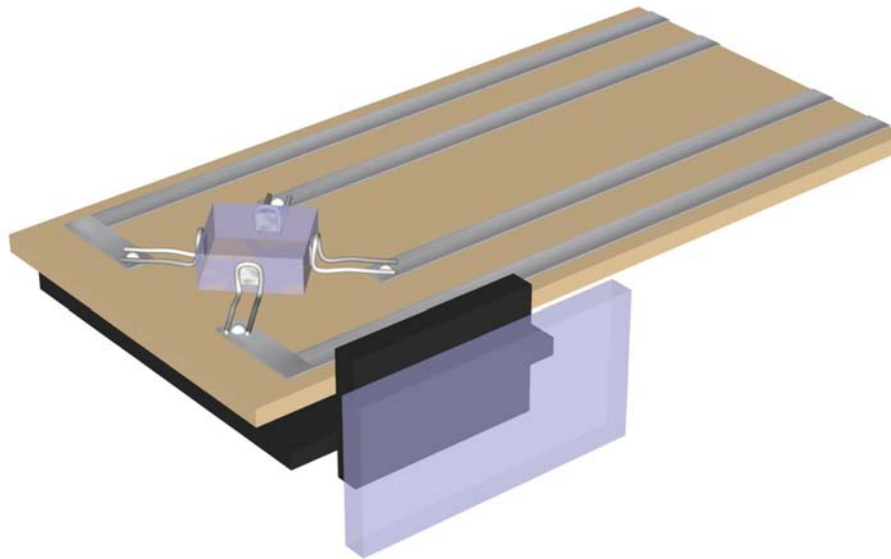


**Abbildung 3.3:** Entwurf einer Vakuumkammer mit Probenhalter für Halleffektmessungen



**Abbildung 3.4:** Foto der hergestellten Vakuumkammer für Halleffektmessungen

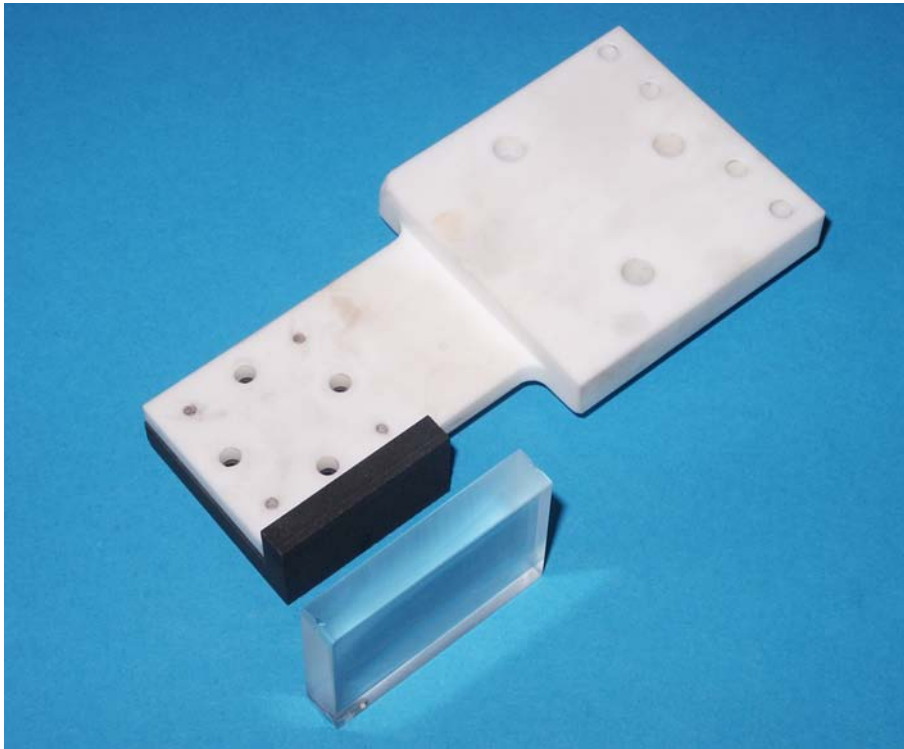
Abbildung 3.5 zeigt eine detailliertere Ansicht des Probenhalters. Hier ist auch der Absorber aus Graphit zu erkennen. Er sorgt dafür, dass die Wärme gleichmäßig an die Probe weitergeleitet wird. Die Kontakte zur Probe werden mit VA-Stahldraht hergestellt. Dies ist sicher nicht die beste Wahl, da sie ferromagnetisch sind.



**Abbildung 3.5:** Entwurf des Probenhalter mit Absorber

Zusätzlich müssen die Kontakte die Probe auch fixieren. Hierzu ist eine gewisse Elastizität von Nöten. Somit fiel Kupfer als Kontaktmaterial aus. Für die ersten Messungen stand allerdings kein anderes Material mehr zur Verfügung. Nichtferritischer Stahl oder Platin sollten besser geeignet sein.

Als schwierig erwies es sich aber, die Kontakte zur Probe herzustellen. Reiner Platzmangel macht dies zu einer nicht trivialen Aufgabe. So müssen insgesamt 6 Leitungen nach außen geführt werden ohne das sie sich berühren. Das Biegen des Drahtes ist ebenfalls etwas trickreich. Hier liegt aber der Vorteil vom VA-Stahl. Er ist sehr preiswert und in großen Mengen vorhanden. Übung macht den Meister!



**Abbildung 3.6:** Foto des Probenhalters aus *MACOR* — Ebenfalls zu sehen sind der Graphitabsorber und das verwendete Quarzfenster.

### 3.3 Der Reflektor

Die Probe wird mit Hilfe eines Ellipsoidalreflektors und einer handelsüblichen 400 Watt Halogenlampe beheizt. Es wurde diese Methode der Beheizung gewählt, um die Einkopplung von Störfeldern durch die Heizpatrone zu unterbinden. In Abbildung 3.7 sieht man, warum gerade diese Form des Reflektors hier von Nutzen ist. Platziert man im primären Brennpunkt die Heizwendel der Halogenlampe, dann wird das Licht im sekundären Brennpunkt fokussiert. Hier sollte sich dann also die Probe bzw. der Absorber befinden. Der Reflektor wurde bei der Firma *Melles Griot* bestellt und es handelt sich dabei um das Modell 02 REM 006. Besonders wichtig ist, dass das Reflektionsvermögen im Infrarot-Bereich hoch ist. Die Temperatur an der Wendel beträgt 3000 K bis 3300 K. Das Maximum der Strahlung liegt dann nach dem Planck-Gesetz bei etwa 1000 nm.

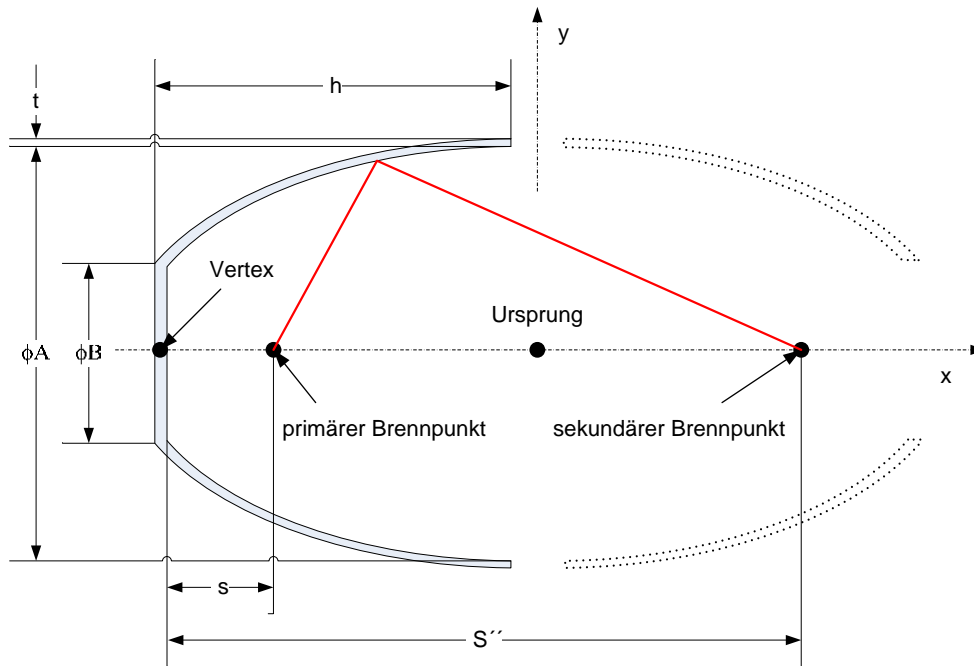
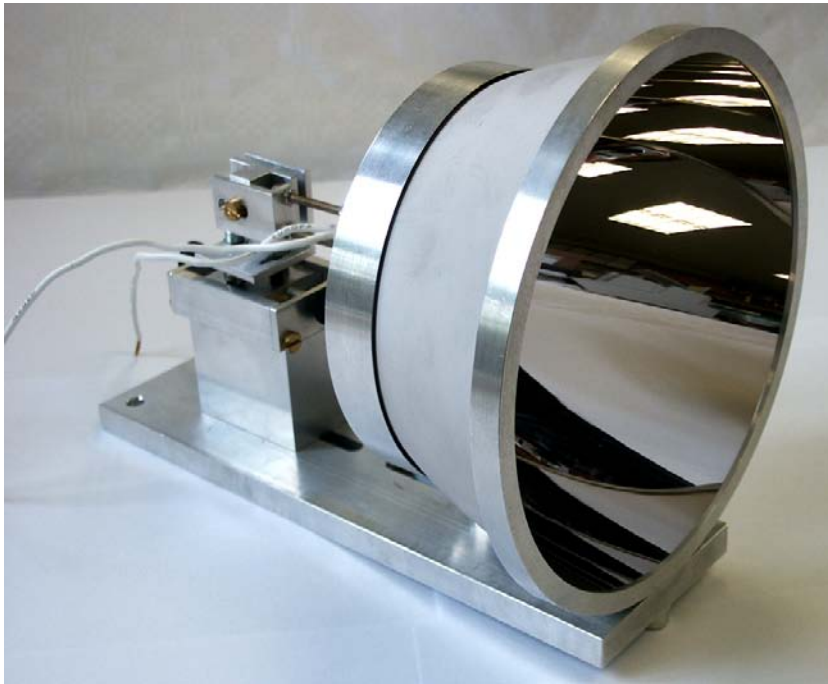


Abbildung 3.7: Geometrie eines Ellipsoidalreflektors

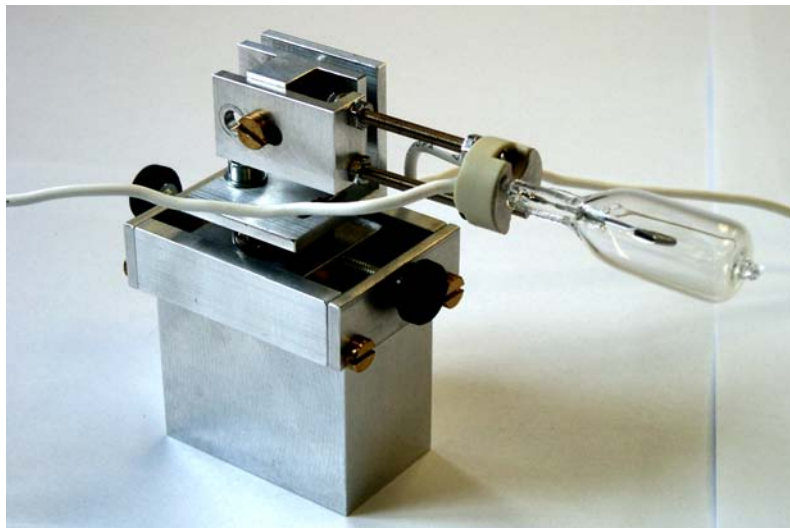
Ein Nachteil ist, dass man die Probe vor direktem Lichteinfall schützen muss, da sonst Ladungen induziert werden. Das ist noch nicht der Fall. Für die Messungen an Kalziumfluorid sollte dies aber zweitrangig sein, da die Bandlücke groß genug ist. Für die Testmessungen an Silizium erwies es sich aber als Hindernis. So musste während jeder einzelnen Messung die Heizung ausgeschaltet werden. Eine Nachbesserung ist aber geplant.

Abbildung 3.8 und 3.9 zeigen Aufnahmen des Reflektors und der Halterung für die Halogenlampe. Der Spiegel wird einfach über zwei Aluminiumringe gehalten. Die Fassung der Halogenlampe befindet sich auf einem Sockel und kann in Richtung der optischen Achse des Spiegels verschoben werden. Die anderen Raumrichtungen können durch Kippen ein wenig variiert werden. Es ist aber ohne weiteres möglich die Wendel in den Brennpunkt zu bringen.

Da der Reflektor natürlich nicht 100% des Lichts reflektiert muss er gekühlt werden. Hierfür reicht ein einfacher Ventilator vollkommen aus. Bei maximaler Leistung von 400 Watt übersteigt dann die Temperatur nicht 400 K und ist somit in den Vorgaben des Herstellers. Die Intensität des Lichts und somit die Temperatur an der Probe kann mit Hilfe eines Regeltrafos variiert werden. Mit dieser Technik ist es nun möglich einen Temperaturbereich von Raumtemperatur bis etwa 900 Kelvin abzudecken.



**Abbildung 3.8:** Foto des Ellipsoidalreflektors mit Aluminiumhalterung — Die Beschichtung des Spiegels besteht aus Rhodium und hat eine Reflektivität von mindestens 90% im UV-, Vis- und IR-Bereich.



**Abbildung 3.9:** Foto der verwendeten 400 W Halogenlampe mit Fassung

### 3.4 Der Hallmagnet

Das Magnetfeld wird mit einem Elektromagneten (Typ B-E10 der Firma BRUKER) und einer geeigneten Stromquelle erzeugt. Hiermit lassen sich Magnetfelder von etwa 0.7 Tesla aufbauen, was für die Halleffektmessungen ausreichend ist. Besonders wichtig für die Halleffektmessung ist die Homogenität des Magnetfeldes. Da die Apparatur mehrfach umgebaut wurde, muss die Homogenität neu überprüft werden.

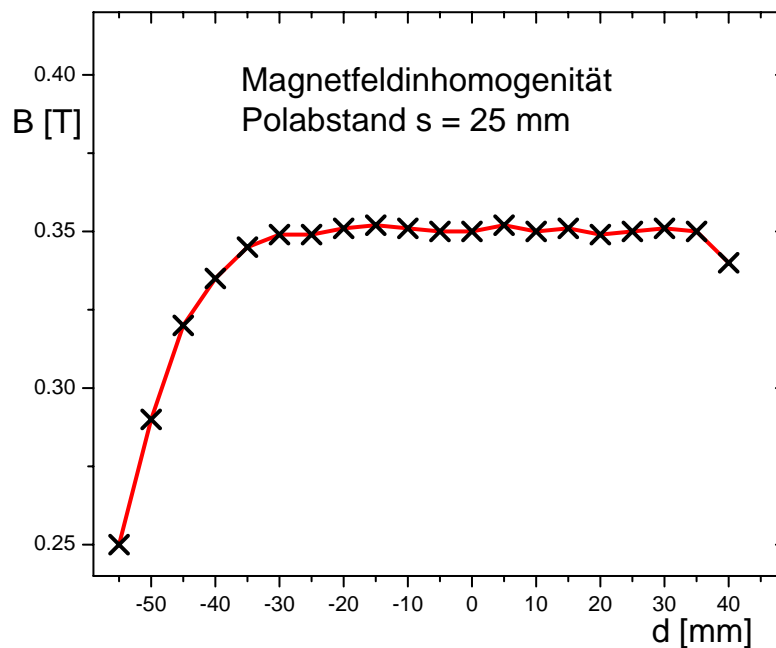


Abbildung 3.10: Abhängigkeit des Magnetfeldes  $B$  vom Abstand  $d$  zur Polschuhmitte.

Abbildung 3.10 zeigt die räumliche Homogenität des Magnetfeldes. Auf Grund des Polschuhdurchmessers von nahezu 10 cm ist die Homogenität des Feldes am Probenort völlig ausreichend. Die Probe sollte natürlich in der Mitte der Polschuhe platziert sein. Zur Bestimmung des Magnetfeldes wurde eine Hallsonde (*BELL GAUSSMETER*) verwendet.

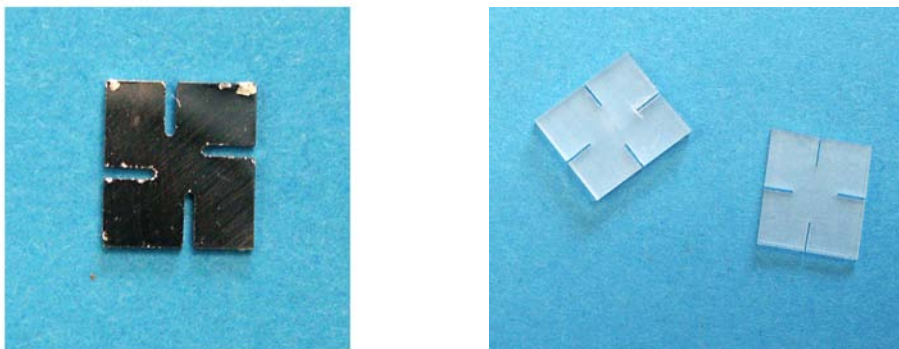
## Kapitel 4

# Experimentelle Ergebnisse

In diesem Kapitel sind die Resultate der ersten Messungen mit der neuen Anlage zusammengestellt. Die Messungen an Silizium dienen zur Überprüfung der Funktionsfähigkeit der Apparatur. Mit Kalziumfluorid konnten bisher nur Widerstandsmessungen durchgeführt werden.

### 4.1 Testmessungen an Silizium

Um sicher zu gehen, dass die Apparatur auch zuverlässig arbeitet, wurden einige Messungen mit Silizium durchgeführt. Für eine möglichst genaue Messung wurde die Kleeblattform für die Probe verwendet.



**Abbildung 4.1:** Aufnahmen der für die ersten Messungen verwendeten Proben (Kleeblattform) Silizium (li) und Kalziumfluorid (re)

Hierzu wurde aus einem Siliziumwafer mit einer Diamantdrahtsäge eine  $1\text{cm} \times 1\text{cm}$  Probe ausgesägt. Die seitlichen Einschnitte wurden dann mit einer Präzisionskreissäge der Marke *ACCUTOM* durchgeführt.

Wie man in Abbildung 4.1 sieht, sind die Einschnitte nicht genau in der Mitte der Probe. Dies ist aber von zweitrangiger Natur solange sie nur symmetrisch angebracht sind. Um einen besseren Kontakt herzustellen, wurde Leitsilber zwischen der Siliziumprobe und den Kontaktdrähten aufgetragen.

In einem Temperaturbereich von etwa 300K bis 550K wurde nun die spezifische Leitfähigkeit und die Hallkonstante bestimmt. Bei dem Silizium handelt es sich um einen mit Phosphor dotierten Halbleiter. Es liegt also Elektronenleitung vor. Man erwartet für die spezifische Leitfähigkeit den in Abbildung 4.2 dargestellten Verlauf. Die Leitfähigkeit nimmt mit steigender Temperatur zunächst ab. Dies liegt daran, dass die Wahrscheinlichkeit für die Streuung an Phononen zunimmt. Bei höheren Temperaturen gelangt man in den intrinsischen Bereich und es werden zusätzliche Ladungsträger erzeugt. Dies überwiegt bei weitem den Effekt der Phononenstreuung und die Leitfähigkeit steigt wieder an.

Abbildung 4.3 gibt die gemessenen Werte für den spezifischen Leitwert von Silizium wieder. Der theoretisch erwartete Verlauf konnte hier bestätigt werden. Es ist noch anzumerken, dass mit der Hallanlage und dem dazu gehörigen Programm *HALLAUTO* nur Flächenwiderstände bzw. Flächenkonzentrationen bestimmt werden können. Dies muss berücksichtigt werden, wenn man quantitative Aussagen treffen und diese mit anderen Daten vergleichen will.

Abbildung 4.4 zeigt den theoretischen Verlauf der Hallkonstanten für n- bzw. p-Typ Halbleiter. Bei niedrigen Temperaturen liegt Störstellenerzeugung vor, das heißt, dass sich die Ladungsträgerkonzentration und somit die Hallkonstante nicht ändert. Bei höherer Temperatur werden Elektronen-Loch-Paare erzeugt und die Konzentration der freien Ladungsträger steigt wieder an. Der Halbleiter wird intrinsisch.

Dieses Verhalten konnte auch bei dem hier verwendeten Silizium nachgewiesen werden. Abbildung 4.5 zeigt den mit der neuen Apparatur gemessenen Verlauf der Hallkonstanten. Hierbei ist zu beachten, dass die Siliziumprobe einer direkten Bestrahlung durch die Halogenlampe ausgesetzt ist. Durch den Lichteinfall wird eine photoelektrische Spannung erzeugt, welche die Messwerte verfälscht. Es ist also notwendig, während des Messvorganges die Heizung abzuschalten. Dadurch kommt es zu Temperaturschwankungen während der einzelnen Messungen. Besonders bei höheren Temperaturen führt dies zu größeren Fehlern. Durch eine geeignete Abschirmung können diese Fehler aber vermieden werden.



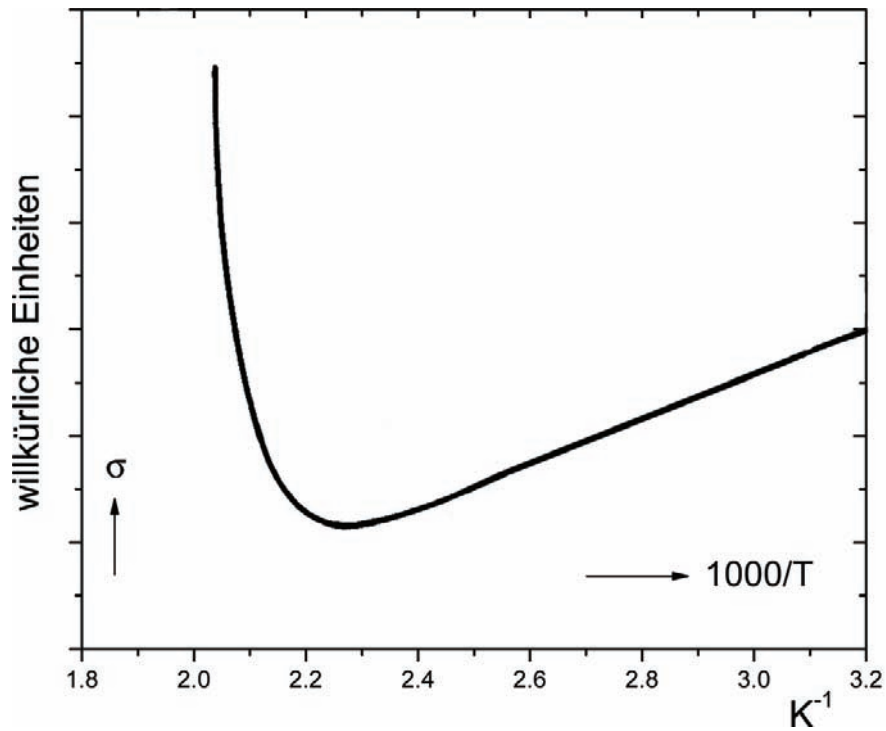


Abbildung 4.2: Leitwert eines n-Typ Halbleiter in Abhängigkeit von der reziproken Temperatur

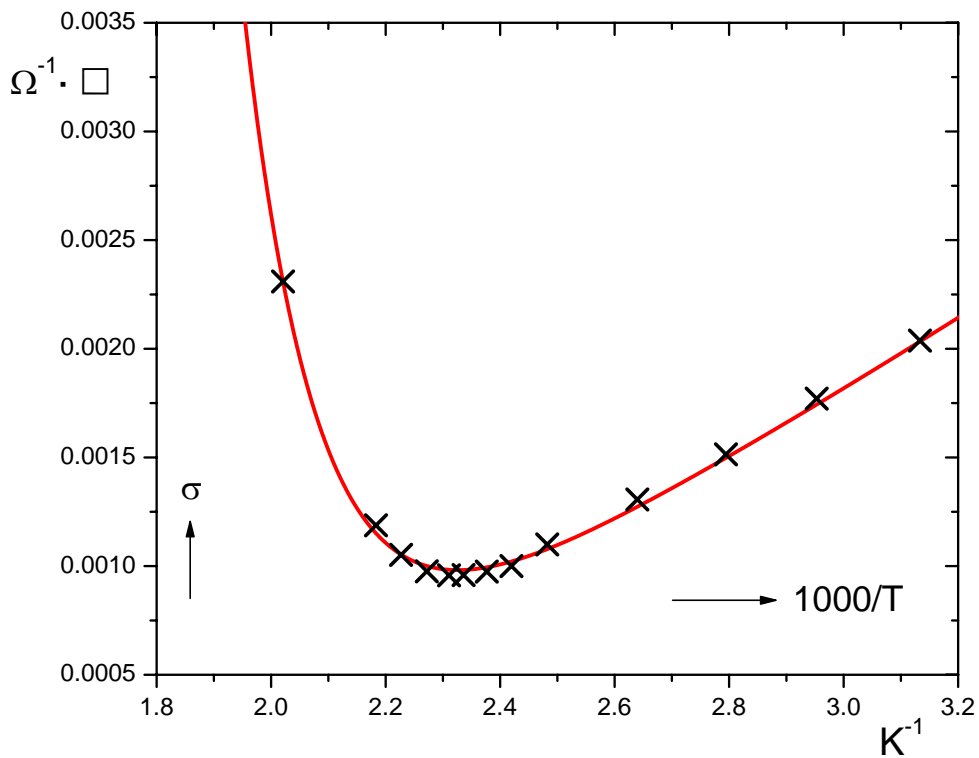


Abbildung 4.3: Flächenleitfähigkeit von p-dotiertem Silizium gemessen mit der neuen Apparatur

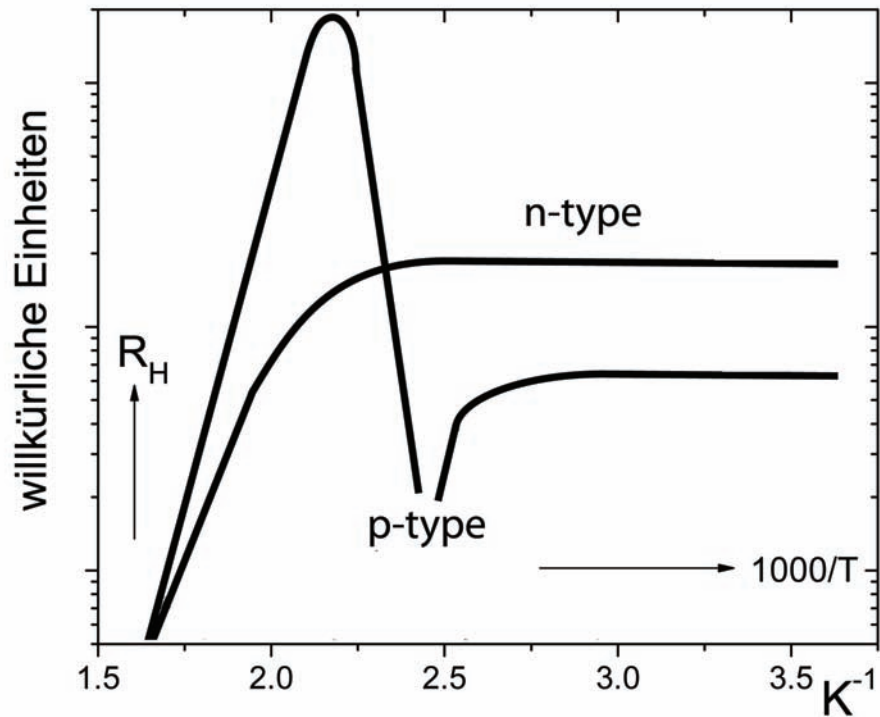


Abbildung 4.4: Theoretischer Verlauf der Hallkonstanten für dotierte Halbleiter in Abhängigkeit von der reziproken Temperatur

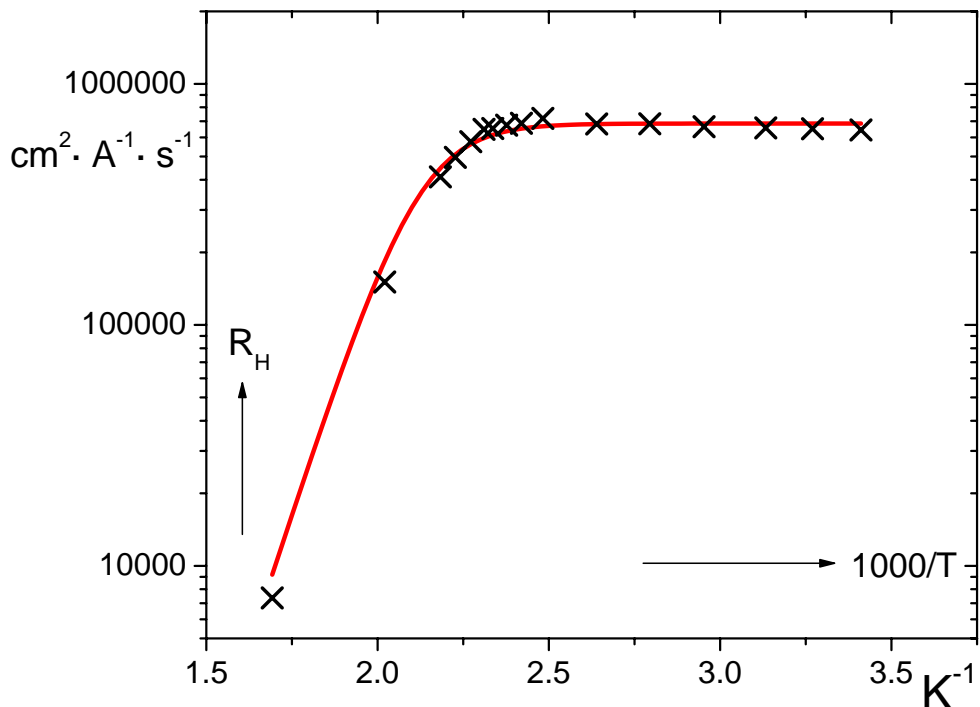


Abbildung 4.5: Verlauf der Hallkonstanten von p-dotiertem Silizium gemessen mit der neuen Apparatur

Um sicher zu gehen, dass die Apparatur auch quantitativ richtig arbeitet, wurden Messungen an verschiedenen Proben mit der alten und der neuen Apparatur durchgeführt. Um die Werte miteinander vergleichen zu können, wurden in beiden Apparaturen dieselben Proben verwendet. Die Daten beschränken sich dabei auf Messungen bei Raumtemperatur, da die alte Messapparatur über keinen Heizmechanismus verfügt. Tabelle 4.1 zeigt die gemessenen Werte. Im Rahmen der Messgenauigkeit stimmen diese überein.

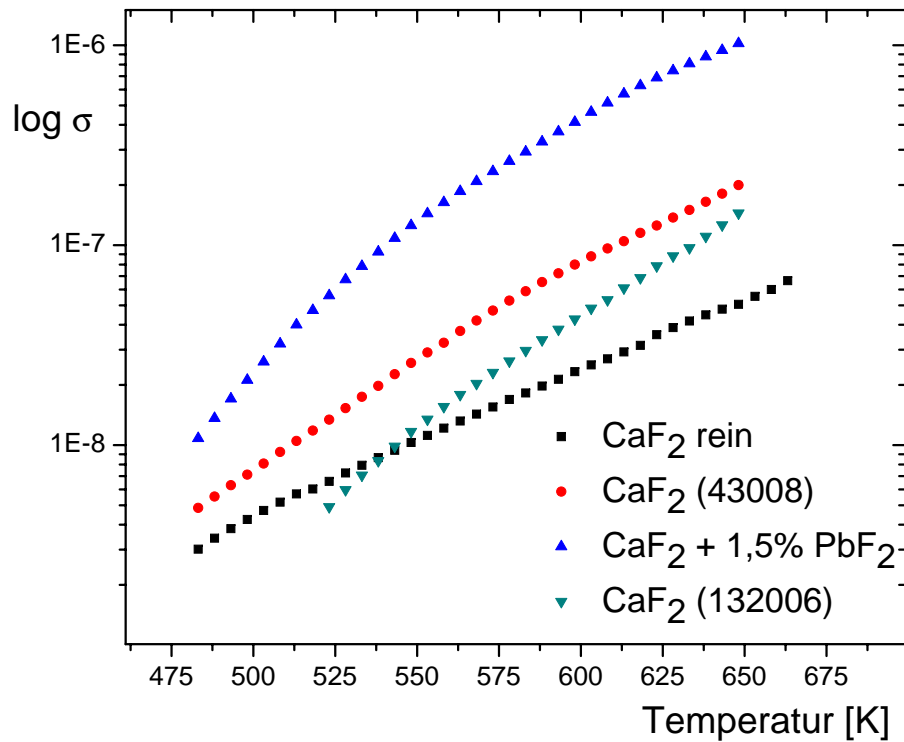
Probe	$ R_H $ alt [ $\frac{cm^2}{As}$ ]	$ R_H $ neu [ $\frac{cm^2}{As}$ ]	Abweichung
GaN	$6.601 \cdot 10^5$	$6.722 \cdot 10^5$	1.8%
Si	$6.024 \cdot 10^5$	$5.958 \cdot 10^5$	1%
GaAs	$2.604 \cdot 10^5$	$2.453 \cdot 10^5$	6%

**Tabelle 4.1:** Vergleichsmessungen zum Vergleich von alter und neuer Apparatur

## 4.2 Messungen an Kalziumfluorid

Die Untersuchungen am Ionenleiter Kalziumfluorid beschränken sich bisher auf Messungen der Leitfähigkeit in Abhängigkeit von der Temperatur. Diese Messungen wurden allerdings nur mit einer Hilfskonstruktion durchgeführt und konnten aus Zeitgründen noch nicht an der neuen Apparatur nachvollzogen werden. Auf den genauen Aufbau der benutzen Konstruktion soll hier nicht weiter eingegangen werden. Jedoch konnten nur Temperaturen von 650 Kelvin an der Probe erzeugt werden.

In Abbildung 4.6 sind die Messergebnisse der Untersuchungen an vier verschiedenen Kalziumfluoridproben dargestellt. Diese Proben wurden von der Firma *Schott AG* zur Verfügung gestellt. Die Unterschiede in den einzelnen Leitfähigkeiten hängen mit den vorherrschenden Transportmechanismen zusammen. Da deren Aktivierungsenergien unterschiedlich sind, haben die Graphen unterschiedliche Steigungen. Es handelt sich hier also um den extrinsischen Bereich, in welchem die elektrischen Eigenschaften von den Fremdelementen bestimmt werden.



**Abbildung 4.6:** Gemessener Leitwert von verschiedenen Kalziumfluoridproben — Die genauen Zusammensetzungen der Proben (43008) und (132006) sind unbekannt. Es handelt sich dabei um  $CaF_2$  mit unterschiedlichem Reinheitsgrad.

Die Untersuchung des ionischen Halleffektes in Kalziumfluorid konnte in der vorliegenden Arbeit nicht durchgeführt werden. Hierfür ist es notwendig bessere Kontakte an den Proben anzubringen (z.B. durch Aufdampfen von Gold) und die Genauigkeit der Messungen weiter zu erhöhen.

## Kapitel 5

# Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Apparatur für Halleffektmessungen bei hohen Temperaturen aufgebaut. Durch den Einsatz eines Halogenreflektors konnte die Einkopplung störender Felder vermindert werden. Der Betrieb im Vakuum ermöglicht Temperaturen bis zu 900 Kelvin am Probenort. Dies ist eine wichtige Voraussetzung für Halleffektmessungen an Ionenleitern wie Kalziumfluorid.

Erste Testmessungen mit Silizium bestätigen die Funktionsfähigkeit der Apparatur. So konnte die Temperaturabhängigkeit des spezifischen Leitwertes und die der Hallkonstanten gemessen werden. Die Ergebnisse dieser Messungen stimmen mit den theoretischen Vorhersagen überein. Die Genauigkeit der Apparatur muss jedoch noch an geeigneten Proben geprüft werden. Mit Kalziumfluorid konnten bisher nur Messungen zur Leitwertbestimmung durchgeführt werden. Bis etwa 650 Kelvin befindet man sich hier noch im extrinsischen Bereich. Die Ausweitung dieser Messungen auf Temperaturen bis 900 Kelvin ist bereits in Arbeit.

Für weiterführende Messungen ist es notwendig einige Änderungen an der Apparatur vorzunehmen. Als erstes muss die Probe vor Lichteinfall geschützt werden. Neben der Isolierung muss auch die Messgenauigkeit der Apparatur verbessert werden. Der Übergang zu einem elektrischen Wechselfeld würde sich hier als erster Schritt anbieten.

Da es bisher keine vergleichbaren Messungen mit Kalziumfluorid gibt, sollte der ionische Halleffekt zuerst an Natriumchlorid untersucht werden. (Die Beweglichkeiten und somit die auftretenden Hallspannungen sind in Natriumchlorid ebenfalls höher.)

Sollte es jedoch nicht möglich sein den ionischen Halleffekt nachzuweisen, bleibt immer noch die Möglichkeit, die hier aufgebaute Apparatur für Messungen an Halbleitern zu nutzen.



# Literaturverzeichnis

- [BLOO 92] P. Blood, J.W. Orton; *The Electrical Characterization of Semiconductors: Majority Carriers and Electron States*, Academic Press, London, 1992
- [CATT 90] M. Catti, R. Dovesi, A. Pavese, V.R. Saunders; *Elastic constants and electronic structure of fluorite (CaF<sub>2</sub>: an ab initio Hartree-Fock study*, J. Phys.: Condens. Matter 3 (1991) 4151-4164
- [HUIS 98] M. Huisinga; *Ultraviolet photoelectron spectroscopy and electron stimulated desorption from CaF<sub>2</sub>*, Dissertation, Freie Universität Berlin, 1998
- [LIOU 89] V.Y. Liou, R.A. Hudson, S.K. Wonnell, L.M. Slifkin; *Ionic Hall effect on crystals: Independent versus cooperative hopping in AgBr and  $\alpha$  - AgI*, Phys. Rev. B 41 (1990) 10481-10485
- [MOGI 76] B. M. Mogilevsky, V. N. Romanov, V. F. Tumpurova and A. F. Chudnovsky; *Effect of lattice oxygen on thermal and electrical properties of fluorite*, Journal of Engineering Physics Vol. 30 (1976) No. 3 483-487
- [READ 60] P.L. Read; *The measurement of the ionic Hall effect in sodium chloride*, Dissertation, Universität Michigan, 1960
- [ROHR 92] G. Rohrlack; *Ein Halleffektmessplatz zur Charakterisierung von Halbleitern*, Diplomarbeit, Universität Bonn, 1992

[ROHR 96] G. Rohrlack; *Halleffektmessungen an Halbleitern dotiert mit Radioisotopen*, Dissertation, Universität Bonn, 1996

[SEEG 73] K.Seeger; *Semiconductor Physics*, Springer Verlag, Wien, 1973

[STUH 01] C.H.J. Stuhmann, H. Kreiterling, K. Funke; *Ionic Hall effect measured in rubidium silver iodide*, Phys. Chem. Chem. Phys. 3 (2001) 2557-2558



# Abbildungsverzeichnis

1.1	Transmissionsspektrum von Quarz und Kalziumfluorid . . . . .	3
1.2	Transmissionsspektrum von $CaF_2$ mit $CaO$ . . . . .	4
1.3	Gitterstruktur von Kalziumfluorid . . . . .	5
1.4	Frenkel-Defekt . . . . .	6
1.5	Schottky-Defekt . . . . .	7
1.6	F-Zentrum-Defekt . . . . .	8
2.1	Anordnung zur Halleffektmessung . . . . .	10
2.2	Probenform für Widerstandsmessung nach van der Pauw . . . . .	15
2.3	Verlauf des van der Pauw-Faktors $f$ . . . . .	16
2.4	Probenformen für van der Pauw Widerstandsmessungen . . . . .	17
2.5	Beschaltung für Halleffektmessung . . . . .	18
2.6	Ettingshausen-Effekt . . . . .	19
3.1	Schematische Darstellung des Halleffektmessplatzes . . . . .	22
3.2	Guardschaltung . . . . .	23
3.3	Entwurf Vakuumkammer mit Probenhalter . . . . .	25
3.4	Foto Vakuumkammer . . . . .	25
3.5	Entwurf des Probenhalter . . . . .	26
3.6	Foto Probenhalter . . . . .	27
3.7	Geometrie eines Ellipsoidreflektors . . . . .	28

3.8	Foto Ellipsoidalreflektor . . . . .	29
3.9	Foto Halogenlampe . . . . .	29
3.10	Abhängigkeit Magnetfeld vom Abstand zur Polschuhmitte . . . . .	30
4.1	Verwendete Proben . . . . .	31
4.2	Leitwert eines n-Typ Halbleiter . . . . .	33
4.3	Flächenleitfähigkeit von Silizium . . . . .	33
4.4	Theoretischer Verlauf der Hallkonstanten . . . . .	34
4.5	Hallkonstanten von Silizium . . . . .	34
4.6	Leitwert von Kalziumfluorid . . . . .	36

# Danksagung

An dieser Stelle bedanke ich mich bei allen, die zur Entstehung dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Priv. Doz. Reiner Vianden für seine Unterstützung bei der Durchführung dieser Diplomarbeit und das mir entgegengebrachte Vertrauen.

Herrn Prof. Dr. Karl Maier für die Übernahme des Koreferats.

Ganz besonders bedanke ich mich bei Herrn Peter Blaum (*Schott AG*) für die Idee dieser Diplomarbeit und die umfangreiche Versorgung mit Kalziumfluorid.

Meiner Arbeitsgruppe danke ich für ein tolles Arbeitsklima und ihrer ständigen Hilfsbereitschaft. Ronan Nédélec danke ich besonders für die Hilfe bei jeglichen Computerproblemen. Jakob Penner möchte ich für die ausreichende Versorgung mit Fachliteratur danken. Riccardo Valentini, Nicole Santen und Makhsud Rasulbaev danke ich für jegliche Unterstützung die mir zu Teil wurde.

Bei Herrn Dr. Konrad Peithmann und der Institutswerkstatt möchte ich mich für die Realisierung der Apparatur bedanken.