

Der Einfluß von Versetzungen  
auf Thermokraft und Wärmeleitfähigkeit  
von einkristallinem n-Germanium

Von der Fakultät für Mathematik und Naturwissenschaften  
der Technischen Universität Hannover  
zur Erlangung der Würde eines

DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN  
– Dr. rer. nat. –

genehmigte Dissertation

von

Dipl. - Phys. Herward Kopp  
geboren am 13. 12. 1937 in Dortmund

1968

Referent: Prof. Dr. W. A. von Meyeren

Korreferent: Prof. Dr. A. Hinzpeter

Tag der mündlichen Prüfung: 5. 7. 1968

# Inhaltsübersicht

	Seite
1. Einleitung .....	1
2. Theoretische Grundlagen .....	1
2.1. Thermoelektrizität .....	1
2.1.1. Anschauliche Erklärung für das Entstehen einer Thermospannung bei Halbleitern .....	2
2.1.2. Abschätzung des Einflusses der Gitterunvoll- kommenheiten auf die Thermokraft .....	5
2.1.2.1. Relaxationszeit der Elektronen .....	8
2.1.2.2. Relaxationszeit der Phononen .....	12
2.2. Wärmeleitfähigkeit .....	17
3. Experimentelle Durchführung .....	21
3.1. Vorbereitung der Proben .....	21
3.2. Die Meßapparatur .....	22
3.3. Der Kryostat .....	25
3.4. Durchführung der Messungen .....	27
3.4.1. Messung der Thermospannung der Proben .....	27
3.4.2. Messung der Wärmeleitfähigkeit .....	29

	Seite
5. Gemessene Werte und ihre Genauigkeit .....	31
5.1. Meßwerte .....	31
5.1.1. Thermokraft .....	31
5.1.2. Wärmeleitfähigkeit .....	32
5.2. Fehlerbetrachtung .....	33
5.2.1. Thermokraft .....	33
5.2.2. Wärmeleitfähigkeit .....	35
6. Ergebnis der Messungen .....	37
6.1. Thermokraft .....	37
6.2. Wärmeleitfähigkeit .....	41
7. Zusammenfassung .....	44
Anhang .....	46
Literaturverzeichnis .....	70
Tabelle der verwendeten Germanium-Proben und Bildanhang .....	72

## Bezeichnungen

$\alpha$	mittlerer Streuwinkel
$a$	Gitterkonstante
$c_{ph}$	spezifische Wärme der Phononen , bezogen auf die Volumeneinheit
$c_e$	spezifische Wärme der Elektronen, bezogen auf die Masseneinheit
$\sigma$	Thomsonkoeffizient
$\sigma_{a,b}$	Thomsonkoeffizient für den Stoff a, b
$\varepsilon$	gestreute Phononenenergie
$e$	Ladung des Elektrons
$E$	Energie
$E_{ph}$	Phononenenergie
$E_e$	Elektronenenergie, Index: v, n vor, nach dem Stoß
$E_i$	innere Energie des Phononengases
$\mathcal{E}$	elektrische Feldstärke
$\mathcal{Y}$	Thermokraft
$\mathcal{Y}_{ab}$	Thermokraft zwischen den Stoffen a und b
$\mathcal{Y}_e$	elektronischer Anteil der Thermokraft
$\mathcal{Y}_{ph}$	Phonondrag-Anteil der Thermokraft
$f$	Halbleiterquerschnitt
$h$	Planck'sches Wirkungsquantum
$\hbar$	$= \frac{h}{2\pi}$
$\mathbf{f}$	Vektor des reziproken Gitters
$J$	elektrische Stromstärke
$\vec{J}$	elektrischer Stromstärkevektor
$\kappa$	Wärmeleitfähigkeit
$k$	Boltzmannkonstante
$\mathbf{p}_{ph}$	Wellenzahlvektor eines Phonons
$\mathbf{p}_{ph,u}$	Wellenzahlvektor eines Phonons, das einen Umklappprozess erleidet
$\mathbf{p}_e$	Wellenzahlvektor eines Elektrons, Index: v, n vor, nach dem Stoß
$k_e, k_{ph}$	absolute Beträge von $\mathbf{p}_e, \mathbf{p}_{ph}$
$\lambda_{ph}$	Wellenlänge eines Phonons

$l$	Länge der Proben
$l_{ph}$	mittlere freie Weglänge der Phononen
$\mu$	Beweglichkeit der Elektronen
$\mu_G$	Beweglichkeit der Elektronen bei reiner Gitterstreuung
$m_e$	Ruhemasse des Elektrons
$m_e^*$	effektive Masse des Elektrons
$\nu_g$	Grenzfrequenz
$\nu_{ph}$	Frequenz eines Phonons
$n_e$	Elektronendichte, Zahl der Elektronen pro Volumeneinheit
$n_{St}$	Störstellendichte, Zahl der Störstellen pro Volumeneinheit
	Die Indices bedeuten:
	$i$ bezogen auf ionisierte Störstellen
	$n$ bezogen auf neutrale Störstellen
	$V$ bezogen auf die Atome der Versetzungen
	$\nu_u$ bezogen auf die Atome des Spannungsbereiches der Versetzungen
$N$	Zahl der freien Elektronen pro Atom
$N_V$	Versetzungsdichte, Zahl der Versetzungslinien, die durch die Flächeneinheit senkrecht hindurchtritt
$\omega_{ph}$	$= 2 \pi \nu_{ph}$
$\Pi_{ab}$	Peltierkoeffizient
$D_e, D_{ph}$	Bewegungsgröße eines Elektrons, eines Phonons
$\dot{Q}_J$	Joule'sche Wärme, Wärme, die pro Zeiteinheit frei wird
$\dot{Q}_p$	Peltierwärme, Wärme, die pro Zeiteinheit an der Kontaktstelle der Stoffe a und b auftritt
$\dot{Q}_{ph}$	Wärmemenge, die pro Zeiteinheit durch die Fläche $f$ geleitet wird
$\dot{Q}_{Th}$	Thomsonwärme, Wärme, die pro Zeiteinheit auftritt
$\dot{Q}_{Th}^*$	Thomsonwärme, Wärme, die pro Zeit- und Volumeneinheit auftritt
$\rho$	spezifischer elektrischer Widerstand
$R$	elektrischer Widerstand
$s$	Weg

$\theta$	Debye-Temperatur
$\tau_e, \tau_{ph}$	s. unten
T	absolute Temperatur
$T_{1,2,3,4}$	absolute Temperatur an den Probenenden
$\Delta T$	Temperaturdifferenz zwischen den Probenenden
U	Thermospannung
$U_{ab}$	Thermospannung zwischen den Stoffen a und b
$\vec{u}_{d,e}$	Driftgeschwindigkeit der Elektronen
$\vec{u}_{d,ph}$	Driftgeschwindigkeit der Phononen
$u_{d,e}, u_{d,ph}$	absolute Beträge von $\vec{u}_{d,e}, \vec{u}_{d,ph}$
$\bar{u}_{ph}$	mittlere thermische Geschwindigkeit der Phononen
x	Ortskoordinate

$\tau_e$	Relaxationszeit der Elektronen
$\tau_{ph}$	Relaxationszeit der Phononen
W	Wärmewiderstand

Die Indices bedeuten  
 Streuung durch:

- e Elektronen
- i ionisierte Störstellen
- n neutrale Störstellen
- ph Phononen
- V Atome der Versetzungen
- Vu Atome des Spannungsbereiches der Versetzungen
- U Umklapprozesse





## 1. Einleitung

Der Einfluß der Versetzungsdichte auf die elektrischen Eigenschaften der Halbleiter wird erst seit einigen Jahren erforscht. Für Silizium liegt wegen seiner technischen Bedeutung umfangreiches Tatsachenmaterial über den Einfluß der Versetzungsdichte auf die Bewegung von Phononen und Ladungsträgern vor. Bei Germanium hingegen ist bisher lediglich der Einfluß der Versetzungsdichte auf die Lebensdauer von Minoritätsträgern bekannt (vgl. [ 1]).

Im folgenden wird der Einfluß der Versetzungsdichte auf Majoritätsträger durch Messung von Thermokraft und Wärmeleitfähigkeit an n-Germanium experimentell untersucht. Die zur Zeit bekannten Theorien bieten kaum eine Möglichkeit, diesen Einfluß rechnerisch abzuschätzen.

## 2. Theoretische Grundlagen

### 2.1. Thermoelektrizität

Verbindet man nach Abb. 1 zwei leitende oder halbleitende Stoffe a und b miteinander, und herrscht zwischen den Kontaktstellen 1 und 2 eine Temperaturdifferenz, so tritt zwi-

schen den Punkten 1 und 2 eine elektrische Spannung  $U_{ab}$  auf, die Thermospannung. Der Effekt heißt Seebeck-Effekt.

$$\varphi_{ab} = \frac{d U_{ab}}{dT} \quad (1)$$

ist der Seebeck-Koeffizient, die differentielle Thermospannung oder die Thermokraft. Bilden die Stoffe einen geschlossenen Stromkreis, so fließt ein elektrischer Strom, der Thermostrom. Definitionsgemäß ist  $\varphi_{ab}$  positiv, wenn an der kälteren Kontaktstelle der Thermostrom von b nach a fließt.

#### 2.1.1. Anschauliche Erklärung für das Entstehen einer Thermospannung bei Halbleitern

Das Zustandekommen einer Thermospannung bei Halbleitern beruht auf vier verschiedenen Ursachen.

1.) Befindet sich in einem Halbleiter ein Temperaturgradient, so besitzen die Ladungsträger aufgrund der Boltzmannverteilung, bei Entartung aufgrund der Fermiverteilung, in den Gebieten hoher Temperatur eine größere mittlere thermische Geschwindigkeit als in Gebieten tieferer Temperatur. Es diffundieren daher La-

Ladungsträger solange in Gebiete tieferer Temperatur, bis durch die entstehende elektrische Gegenspannung ein Gleichgewichtszustand erreicht ist. Die Diffusion der Ladungsträger unter dem Einfluß eines Temperaturgradienten heißt Thermodiffusion.

Im ebenen Energiebändermodell bedeutet dies (vgl. Abb. 2):

Ladungsträger in Gebieten hoher Temperatur befinden sich auf höheren Niveaus als Ladungsträger in Gebieten tiefer Temperatur. Das Bestreben, Zustände minimaler Energie zu besetzen, führt zur Thermodiffusion der Ladungsträger und damit zum Auftreten einer elektrischen Spannung zwischen den Gebieten hoher und tiefer Temperatur.

2.) Die Dichte der Ladungsträger ist temperaturabhängig (vgl. Abb. 3). Ein Temperaturgradient ruft einen Dichtegradienten hervor, wodurch Ladungsträger in Gebiete tieferer Temperatur diffundieren, bis durch die entstehende elektrische Gegenspannung ein Gleichgewichtszustand erreicht ist.

3.) Die Breite der verbotenen Zone ist temperaturabhängig. Es diffundieren Ladungsträger von hohen Energieniveaus in energetisch tiefer liegende. Die erzeugte elektrische Gegenspannung liefert einen Beitrag zur Thermospannung. Bei Germanium ist dieser Effekt den übrigen entgegengerichtet (vgl. Abb. 4).

4.) Der aus der Wärmeleitungstheorie bekannte Phononenstrom zwischen Gebieten hoher und tiefer Temperatur reißt Elektronen mit. Dieser "phonon-drag"-Effekt führt bei tiefen Temperaturen zu einem erheblichen Anstieg der Thermokraft. Abb. 5 zeigt dies für eine n-leitende Germanium-Probe nach Meßwerten von Geballe und Hull [ 2 ].

Diese vier Teileffekte wirken auf die Ladungsträger unabhängig von ihrer Ladung. Elektronen des Leitungsbandes und Defektelektronen des Valenzbandes diffundieren in der gleichen Richtung. Bei Eigenhalbleitern oder Kompensationshalbleitern ist die Thermospannung ausschließlich durch die verschieden großen Beweglichkeiten der Elektronen und Löcher bedingt. Gäbe es einen Eigen- oder Kompensationshalbleiter mit gleichen Beweglichkeiten der Ladungsträger, so würde keine Thermospannung entstehen, es würden lediglich Ladungsträgerpaare diffundieren. Aber auch bei einem Störstellenhalbleiter kann die Thermokraft Null werden, obwohl ein Temperaturgradient vorhanden ist, z.B. bei p-Germanium für eine bestimmte Temperatur im Übergangsgebiet zur Eigenleitung. Von den thermisch erzeugten Trägerpaaren bewirken die Elektronen wegen ihrer größeren Beweglichkeit gegenüber den Löchern, daß pro Zeiteinheit durch den Halbleiterquerschnitt gleichgroße positive und negative Ladungsmengen transportiert werden. Es entsteht keine Thermospannung. Es wird le-

diglich Wärmemenge transportiert.

### 2.1.2. Abschätzung des Einflusses der Gitterunvollkommenheiten auf die Thermokraft

Wählt man zur Messung der Thermokraft eines Halbleiters a als zweiten Stoff ein Metall b, so ist die Thermokraft des Metalls sehr klein verglichen mit der des Halbleiters und deshalb vernachlässigbar. Daher wird der Index ab im folgenden fortgelassen. Es werden nur Elektronen als Stromträger vorausgesetzt. Eine sinngemäße Übertragung der folgenden Überlegungen auf p-Typ-Halbleiter ist möglich. Die später zu diskutierenden Messungen zeigen, daß diese Einschränkung auch für eigenleitendes Germanium mit gleichen Dichten der Elektronen und Defektelektronen zulässig ist.

Für die Thermokraft  $\mathcal{S}$  wird der von den Teileffekten 1.) bis 3.) herrührende elektronische Anteil durch  $\mathcal{S}_e$  gekennzeichnet, der durch den Phonondrag bestimmte Anteil mit  $\mathcal{S}_{ph}$ . Dann ist die Thermokraft des Halbleiters

$$\mathcal{S} = \mathcal{S}_e + \mathcal{S}_{ph} . \quad (2)$$

Für  $\varphi_e$  gilt (vgl. Anhang I, Seite 46)

$$\varphi_e \approx \frac{3}{2} \frac{k}{e} \ln T . \quad (3)$$

Abb. 5 zeigt  $\varphi_e$  in Abhängigkeit von der Temperatur nach Gleichung (3), nach genaueren Berechnungen von Herring [3] und gemessene Werte von  $\varphi$  nach Geballe und Hull [2]. Der vom berechneten  $\varphi$ -Verlauf abweichende steile Anstieg der Thermospannung unterhalb 200°K kann nur durch den Phonondrag langwelliger Phononen erklärt werden.

Es gilt (vgl. Anhang II, Seite 50)

$$\varphi_{ph} = \frac{1}{3} \frac{\bar{u}_{ph}^2 m_e^*}{e \cdot T} \cdot \frac{\tau_{ph}}{\tau_e} . \quad (4)$$

$\varphi_{ph}$  wird umso größer, je größer die Relaxationszeit  $\tau_{ph}$  der Phononen im Verhältnis zu der Relaxationszeit  $\tau_e$  der Elektronen ist, je niedriger die Temperatur T ist, je größer die effektive Masse  $m_e^*$  der Elektronen ist und je größer die Geschwindigkeit der Phononen  $\bar{u}_{ph}$  bei gegebenen Relaxationszeiten ist.

Setzt man für die Schallgeschwindigkeit  $\bar{u}_{ph} \approx 5 \cdot 10^5 \text{ cm sec}^{-1}$ , für  $m_e^*$  die Masse des freien Elektrons,  $m_e \approx 10^{-27} \text{ g}$ , und für  $e \approx 10^{-19}$  As in (4) ein, so erhält man als erste grobe Näherung

$$\varphi_{ph} \approx - \frac{10^{-12}}{T} \frac{\tau_{ph}}{\tau_e} \left[ \frac{mV}{^\circ K} \right] . \quad (5)$$

Da die gemessenen Thermokräfte durch den Phonondrageffekt unter  $200^{\circ}\text{K}$  bis zu  $10\text{mV}^{\circ}\text{K}^{-1}$  und mehr betragen (vgl. Abb. 5), erkennt man, daß  $\tau_{\text{ph}}$  erheblich größer als  $\tau_{\text{e}}$  sein muß. Weiter ist zu berücksichtigen, daß  $\tau_{\text{e}}$ ,  $\tau_{\text{ph}}$ ,  $m_{\text{e}}^*$  und  $\bar{u}_{\text{ph}}$  temperaturabhängig sind. Auf die Temperaturabhängigkeit von  $m_{\text{e}}^*$  und  $\bar{u}_{\text{ph}}$  sei hier nicht eingegangen.

Die Gleichungen (3) für  $\varphi_{\text{e}}$  und (4) für  $\varphi_{\text{ph}}$  gelten für den ungestörten, idealen Kristall. Für den Realkristall müssen in diesen Beziehungen die Einflüsse von atomaren Fehlern und Gitterversetzungen (vgl. Anhang III, Seite 55) in Betracht gezogen werden. Dies gelingt auf einfache Art nur für  $\varphi_{\text{ph}}$  durch Berücksichtigung des Einflusses der Gitterfehler auf  $\tau_{\text{e}}$  und  $\tau_{\text{ph}}$ . Im folgenden wird daher nur der Einfluß der Gitterfehler auf  $\varphi_{\text{ph}}$  abgeschätzt. Nach Abb. 5 ist unterhalb  $50^{\circ}\text{K}$   $\varphi_{\text{e}}$  gegen  $\varphi_{\text{ph}}$  bei einer groben Abschätzung vernachlässigbar. Die folgende Abschätzung gilt daher unter  $50^{\circ}\text{K}$  auch für  $\varphi$ .

Die folgenden, den Temperaturverlauf von  $\tau_{\text{e}}$ ,  $\tau_{\text{ph}}$  und damit auch von  $\varphi_{\text{ph}}$  modifizierenden Gitterprozesse werden berücksichtigt: Die Wechselwirkung zwischen Elektronen und Phononen mit ionisierten und neutralen Störstellen, mit Versetzungen und mit Atomen des mechanischen Spannungsfeldes in der Umgebung einer Versetzungslinie. Der Einfluß unterschiedlicher Probengröße

und Oberflächenbeschaffenheit wird nicht untersucht. Es werden Proben gleicher Abmessungen und gleicher mechanischer und chemischer Vorbehandlung vorausgesetzt.

Für jede der genannten Wechselwirkungen läßt sich eine Relaxationszeit angeben. Die resultierenden Relaxationszeiten  $\tau_e$  und  $\tau_{ph}$  der Elektronen bzw. der Phononen sind dann in guter Näherung bestimmt durch (vgl. [4])

$$\frac{1}{\tau_e} = \frac{1}{\tau_{e,ph}} + \frac{1}{\tau_{e,i}} + \frac{1}{\tau_{e,n}} + \frac{1}{\tau_{e,V}} + \frac{1}{\tau_{e,Vu}} \quad (6)$$

und

$$\frac{1}{\tau_{ph}} = \frac{1}{\tau_{ph,e}} + \frac{1}{\tau_{ph,i,n}} + \frac{1}{\tau_{ph,V}} + \frac{1}{\tau_{ph,Vu}} \quad , \quad (7)$$

wobei jeweils auf den rechten Seiten der Gleichungen die Indices an den  $\tau$ -Werten den speziellen Wechselwirkungsprozess kennzeichnen (vgl. auch die Tabelle der Bezeichnungen am Anfang der Arbeit).

#### 2.1.2.1. Relaxationszeit der Elektronen

Nach Bardeen und Shockley [5] gilt bei reiner Gitterstreuung der Elektronen, d.h. ausschließlich bei Wechselwirkung mit



Phononen für die Gitterbeweglichkeit der Elektronen

$$\mu_G \sim T^{-\frac{3}{2}} \quad (8)$$

oder nach der bekannten Beziehung

$$\mu_G = \frac{e \cdot \tau_{e,ph}}{m_e^*} \quad (9)$$

für  $m_e^* = \text{const}$

$$\tau_{e,ph} \sim T^{-\frac{3}{2}} \quad (10)$$

Die Streuung von Elektronen an ionisierten Störstellen läßt sich durch einen der bekannten Rutherford-Streuung völlig analogen Streuprozess beschreiben. Nach Conwell und Weißkopf [6] ergibt sich für die Relaxationszeit der an ionisierten Störstellen gestreuten Elektronen

$$\tau_{e,i} \sim \frac{T^{\frac{3}{2}}}{n_{St,i}} \quad (11)$$

Dabei ist  $n_{St,i}$  temperaturabhängig.

Für die Streuung von Elektronen an Defektelektronen gilt ebenfalls die Rutherford-Streuung [7]. Wegen der geringen Dichte der Minoritätsträger wird dieser Einfluß vernachlässigt.

Bei Streuung von Elektronen an neutralen Störstellen gilt nach Erginsoy [8] für die Elektronenrelaxationszeit, wenn man die effektive Masse der Elektronen als konstant ansieht,

$$\tau_{e,n} \sim \frac{1}{n_{St,n}} \quad , \quad (12)$$

d.h.  $\tau_{e,n}$  ist temperaturunabhängig.

Für die Streuung von Elektronen an Versetzungen liegt bislang eine allgemein gültige theoretische Vorstellung nicht vor. Die von Dexter und Seitz [9] angegebene Theorie für eine Versetzungsdichte  $N_V$  von etwa  $10^{11} \text{ cm}^{-2}$  scheidet aus, da im folgenden nur Versetzungen von höchstens  $3 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-2}$  vorkommen. Zwischen den versetzten Atomen und neutralen Fremdatomen auf Zwischen-gitterplätzen besteht bezüglich der Streuung von Elektronen anschaulich kein Unterschied. Es liegt deshalb nahe, die längs einer Versetzungslinie liegenden Atome wie neutrale Störstellen zu behandeln. Die Relaxationszeit  $\tau_{e,V}$  der an Versetzungen gestreuten Elektronen sei deshalb entsprechend Gleichung (12) durch

$$\tau_{e,V} \sim \frac{1}{n_{St,V}} \quad (13)$$

beschrieben;  $n_{St,V}$  ist gleich der Versetzungsdichte multipliziert mit der Zahl der Atome längs einer Versetzungslinie, dividiert durch die Länge der Versetzungslinie, die durch die

Probenabmessungen gegeben ist. Danach ist die Streuung der Elektronen an den Versetzungen unabhängig von der Temperatur.

Für die Elektronenrelaxationszeit  $\tau_{e,vu}$  bei Streuung an Atomen im Spannungsbereich der Versetzungslinien ist ebenfalls keine Gesetzmäßigkeit bekannt. Da es sich hier um Gitteraufweitungen und -verengungen handelt, wird die Beziehung (12) von Erginsoy für die Streuung an neutralen Störstellen als gültig angenommen, da eine Veränderung der Gitterkonstanten in diesem Gebiet rein anschaulich einer Zwischengitterplatzbesetzung entspricht.

Es gilt dann

$$\tau_{e,vu} \sim \frac{1}{n_{St,i}} \quad (14)$$

Die Dichte der Störstellen ist in diesem Fall unbekannt.

Damit ergibt sich für  $\tau_e$ :

Je tiefer die Temperatur ist, umso größer werden nach (10)

$\tau_{e,ph}$  und nach (11) auch  $\tau_{e,i}$ , da  $n_{St,i}$  mit abnehmendem T kleiner wird. In (6) kann daher der Einfluß von  $\tau_{e,ph}$  und  $\tau_{e,i}$  vernachlässigt werden.  $\tau_e$  ist dann nach (6), (12), (13) und (14) in erster Näherung temperaturunabhängig.

### 2.1.2.2. Relaxationszeit der Phononen

Durch die Wechselwirkung zwischen Elektronen und Phononen ändert sich nicht nur die Relaxationszeit der Elektronen (vgl. (10)), sondern auch die Relaxationszeit der Phononen.

Für die Relaxationszeit  $\tau_{ph,e}$  bei Streuung von Phononen an Elektronen gilt nach Klemens [10] unabhängig von der Phononenwellenlänge

$$\tau_{ph,e} \sim N^{\frac{3}{2}} \cdot T^4. \quad (15)$$

Dabei ist N die Zahl der freien Elektronen pro Atom. Bei Germanium ist besonders bei tiefen Temperaturen N so klein, daß (15) trotz der  $T^4$ -Abhängigkeit vernachlässigt werden kann.

Für die Streuung von Phononen an neutralen und ionisierten Störstellen gilt nach Klemens [11]

$$\tau_{ph,in} \sim \frac{1}{n_{St,i,n} |\phi_{ph}|^4}. \quad (16)$$

Dabei ist  $n_{St,i,n}$  die Summe der ionisierten und neutralen Störstellen bezogen auf das Halbleitervolumen.

Diese quantenmechanisch abgeleitete Beziehung läßt sich auch

klassisch verstehen. Die Streuung der langwelligen Phononen an neutralen und geladenen Störstellen und Elektronen entspricht der Rayleigh-Streuung des sichtbaren Lichtes, denn die Hindernisse, an denen diese Phononen gestreut werden, sind klein gegen ihre Wellenlänge. Die Ladung der Störstellen hat auf Phononen keinen Einfluß. Daher gilt für die gestreute Energie  $\mathcal{E}$  der langwelligen Phononen (vgl. z.B. [12])

$$\mathcal{E} \sim n_{St,i,n} |\phi_{ph}|^4 . \quad (17)$$

Die mittlere Relaxationszeit der Phononen ist aber umso größer, je weniger Phononenenergie durch Streuung verlorengeht, wodurch sich (16) ergibt.

Setzt man für die Phononenenergie (vgl. Anhang IV, Seite 58)

$$E_{ph} = k \cdot T , \quad (18)$$

so gilt nach Abb. 6 für eine spezielle akustische Gitterschwingung

$$|\phi_{ph}| \sim k \cdot T . \quad (19)$$

Damit ergibt sich nach (16)

$$\tau_{ph,i,n} \sim \frac{1}{n_{St,i,n} \cdot T^4} . \quad (20)$$

Für die Streuung von Phononen an versetzten Atomen sei, da es sich um Streuung an Störatomen handelt, ebenfalls Rayleigh-Streuung angenommen:

Für die Atome der Versetzungslinien gilt dann

$$\tau_{ph,v} \sim \frac{1}{n_{St,v} \cdot T^4} \quad (21)$$

Wenn die Versetzungsdichte bekannt ist, kann  $n_{St,v}$  aus den Probedimensionen größenordnungsmäßig bestimmt werden (vgl. oben). Das Verfahren ist aber ungenau, da die Versetzungslinien krummlinig verlaufen können.

Für die Streuung der Phononen in dem mechanischen Spannungsfeld in der Umgebung einer Versetzungslinie gilt entsprechend

$$\tau_{ph,vu} \sim \frac{1}{n_{St,vu} \cdot T^4} \quad (22)$$

Damit ergibt sich für  $\tau_{ph}$ :

In (20), (21) und (22) liegt die gleiche Temperaturabhängigkeit vor. Die Relaxationszeit der Phononen wird mit fallender Temperatur größer, die Wechselwirkung der Phononen mit ionisierten und neutralen Störstellen, Versetzungen und Atomen des Spannungsbereiches der Versetzungen also kleiner.

Nimmt man  $\tau_e$  bei tiefen Temperaturen als temperaturunabhängig an (vgl. oben), so ist ein Einfluß der Versetzungsdichte auf die Thermokraft  $\varphi_{ph}$  zu erwarten, wenn in (7) die Summanden  $\frac{1}{\tau_{ph,V}}$  und  $\frac{1}{\tau_{ph,Vu}}$  groß gegen  $\frac{1}{\tau_{ph,i,n}}$  sind, oder wenn nach (21), (22) und (20) gilt:

$$n_{St,i,n} < n_{St,V} + n_{St,Vu} \quad . \quad (23)$$

Da die Größe des mechanischen Spannungsfeldes einer Versetzungslinie für Germanium unbekannt ist, sei  $n_{St,Vu}$  zunächst vernachlässigt.

Es muß dann gelten

$$n_{St,i,n} < n_{St,V} \quad . \quad (23a)$$

Bei reinstem Germanium ist  $n_{St,i,n}$  etwa  $10^{12}$  Fremdatome pro  $\text{cm}^3$ . Germanium hat eine Gitterkonstante von  $5,7 \text{ \AA}$ . Daher sind längs einer geradlinigen Versetzungslinie von 1 cm Länge etwa  $2 \cdot 10^7$  Atome vorhanden. Damit  $n_{St,V}$  größer als  $n_{St,i,n}$  wird, müßte eine Versetzungsdichte  $N_V > 5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-2}$  vorhanden sein.

Zur Berücksichtigung von  $n_{St,Vu}$  in (23) sei angenommen, daß in der Umgebung eines Atoms einer Versetzungslinie wegen der großen Gitterkonstanten des Germaniumkristalls nur vier benach-

barte Atome merklich aus ihrer normalen Gitterlage verschoben sind und deshalb als Störstellen wirken (vgl. Abb. 22).

In der Umgebung einer Versetzungslinie von 1 cm Länge sind dann etwa  $8 \cdot 10^7$  versetzte Atome vorhanden. Damit (23) erfüllt wird, ist dann nur eine Versetzungsdichte  $N_V \geq 10^4 \text{ cm}^{-2}$  erforderlich.

Bei Temperaturen oberhalb  $50^\circ\text{K}$  wird die Thermokraft nach Messungen von Frederikse [14] (vgl. Abb. 7) nahezu unabhängig von der Dotierung, d.h. von der Störstellendichte  $n_{\text{St},i,n}$ , da Gitterstreuung überwiegt. Da sich versetzte Atome ähnlich wie Störstellenatome verhalten (vgl. oben), ist eine Abhängigkeit der Thermokraft von der Versetzungsdichte lediglich unter  $50^\circ\text{K}$  zu erwarten.

Diese Folgerungen sind mit größerer Sicherheit nur unter gleichzeitiger Berücksichtigung der Proportionalitätsfaktoren in den obigen Beziehungen für die Relaxationszeiten möglich. Da hier nur eine grobe Abschätzung gegeben werden soll, kann auf die umfangreiche Darstellung dieser Ausdrücke verzichtet werden.



## 2.2. Wärmeleitfähigkeit

Allgemein wird Wärmeleitung in Festkörpern durch Elektronen, akustische und optische Gitterschwingungen, Löcher und Elektron-Loch-Paare bewirkt. In dem betrachteten Temperaturbereich von  $20^{\circ}\text{K}$  bis  $300^{\circ}\text{K}$  tritt Wärmeleitung durch optische Gitterschwingungen nicht auf, da diese Schwingungen nicht angeregt sind. Bei nicht entarteten Halbleitern ist die Dichte der elektrischen Ladungsträger so gering, daß die Wärmeleitfähigkeit überwiegend durch Phononen bewirkt wird.

Aus den Gebieten hoher Temperatur strömen Phononen in Gebiete niederer Temperatur, da ein Energiegefälle und ein Dichtegradient vorhanden sind. Sie nehmen Wärmeenergie in Form von kinetischer Energie mit. Im idealen Kristall würde dieser Phononenstrom ungehindert erfolgen, d.h. die Wärmeleitfähigkeit wäre unendlich groß. Im Realkristall unterliegt der Phononenstrom jedoch verschiedenen Streuprozessen, so daß sich eine endliche Wärmeleitfähigkeit ergibt. Für die pro Zeiteinheit durch den Halbleiterquerschnitt  $f$  hindurchtretende Wärmemenge gilt

$$\dot{Q}_{ph} = -\alpha_e \cdot f \cdot \text{grad } T \quad . \quad (24)$$

Unter dem Wärmewiderstand  $W$  versteht man den Kehrwert der Wärmeleitfähigkeit

$$W = \frac{1}{\alpha_e} \quad . \quad (25)$$

In folgenden wird der Einfluß der Streuung des Phononenstromes durch Fremdatome, Elektronen, Versetzungen und Umklappprozesse auf den Wärmewiderstand abgeschätzt. Jeder Streuprozess liefert einen Beitrag zum Wärmewiderstand. Der resultierende Wärmewiderstand  $W$  und die Leitfähigkeit sind dann durch

$$W = \frac{1}{\alpha e} = W_{in} + W_e + W_U + W_V + W_{VU} \quad (26)$$

gegeben.

Für die Wechselwirkung der Phononen mit atomaren Störstellen, die geladen oder ungeladen sein können, wird Rayleigh-Streuung angenommen. Es gilt (vgl. z.B. [15]) allgemein

$$W \sim \frac{1}{\tau_{ph}} \quad (27)$$

oder nach (20)

$$W_{in} \sim n_{St/in} \cdot T^4 \quad (27a)$$

Bei Streuung der Phononen an Leitungselektronen gilt nach Klemens [10] für den Wärmewiderstand

$$W_e \sim N^{\frac{4}{3}} \cdot T^{-4} \quad (28)$$

wobei  $N$  die Zahl der freien Elektronen pro Atom ist. Wie bei den Überlegungen zur Thermokraft (vgl. oben) kann (28) vernachlässigt werden, da  $N$  bei Germanium besonders bei tiefen Temperaturen hinreichend klein ist..

Bei Umklappprozessen unterhalb der Debye-Temperatur  $\Theta$

( $\Theta = \frac{h \cdot \nu_D}{k} = 362^\circ\text{K}$  für Germanium) gilt nach Klemens [17]

$$W_U \sim T^2 \cdot e^{-\frac{\Theta}{\alpha T}}, \quad (29)$$

wobei  $\alpha \approx 2$ , ein mittlerer Streuwinkel ist.

Bei tiefen Temperaturen können Umklappprozesse jedoch vernachlässigt werden, wie aus der  $e^{-\frac{\text{const.}}{T}}$ -Abhängigkeit hervorgeht.

Für die Streuung der Phononen an versetzten Atomen wird wie bei der Thermokraft (vgl. 2.1.2.2.) Rayleigh-Streuung angenommen.

Nach (27), (21) und (22) gilt dann

$$W_V \sim n_{St,V} \cdot T^4 \quad (30)$$

und

$$W_{WV} \sim n_{St,WV} \cdot T^4. \quad (30a)$$

Damit ergibt sich aus (26)

$$\frac{1}{\alpha \epsilon} = W = W_{i,n} + W_V + W_{Vn} \quad (26a)$$

Für den Einfluß von Versetzungen auf die Wärmeleitfähigkeit gelten daher die gleichen Überlegungen wie für die Thermokraft (vgl. 2.1.2.2.). Ein Einfluß der Versetzungsdichte auf die Wärmeleitfähigkeit ist für

$$n_{St,i,n} < n_{St,V} + n_{St,Vn}$$

oder (vgl. 2.1.2.2.) bei eigenleitendem Germanium für

$$N_V \geq 10^4 \text{ cm}^{-2}$$

zu erwarten. Dabei müßte der Einfluß der Versetzungen auf die Wärmeleitfähigkeit größer sein als auf die Thermokraft, da an der Wärmeleitung alle Phononen teilnehmen, während für die Thermokraft nur langwellige Phononen maßgeblich sind. Die Rayleigh-Streuung wird nach (17) umso stärker, je kleiner die Wellenlänge der Phononen ist.

### 3. Experimentelle Durchführung

#### 3.1. Vorbereitung der Proben

Die Thermokraft hängt stark von der Probengröße ab. Eine große Probe liefert besonders bei tiefen Temperaturen eine erheblich größere Thermokraft als eine kleine (vgl. Abb. 8). Dies rührt daher, daß die mittlere freie Weglänge der für den Phonondrager effekt wichtigen langwelligen Phononen größer ist als die Probendimensionen. Durch die Streuung der langwelligen Phononen an den Probengrenzen wird die Wechselwirkung mit Elektronen und damit die Thermokraft kleiner. Um eine große Thermokraft zu erhalten, sind daher möglichst große Proben zu verwenden.

Die Herstellung hoher Versetzungsdichten stößt bei Proben von mehreren mm Dicke auf Schwierigkeiten (vgl. Anhang V, Seite 59). Die verwendeten Germanium-Einkristalle sind Sonderanfertigungen des Unterharzer Berg- und Hüttenwerkes, Goslar (vgl. Anhang V). Der elektrische spezifische Widerstand  $\rho$  der n-leitenden Kristalle liegt bei etwa 3  $\Omega$  cm, 20  $\Omega$  cm und 60  $\Omega$  cm. Die Versetzungsdichte  $N_V$  liegt zwischen 0 cm<sup>-2</sup> und 34 000 cm<sup>-2</sup>. Es wurden 9 verschiedene Einkristalle untersucht.

Aus den vorliegenden zylindrischen Einkristallen wurden mit

Hilfe einer Diamantsäge mit Wasserkühlung Proben von etwa 5 x 6 x 16 mm Größe herausgesägt. Mit einer Läppmaschine wurden dann die Abmessungen 4 x 5 x 15 mm für alle Proben hergestellt. Die (1 1 1)-Richtung zeigt in Richtung der Längsachse der Proben.

Die Versetzungsdichte wurde durch Auszählen von Ätzgruben bestimmt (vgl. Anhang VI, Seite 63). Haarrisie, die durch unsachgemäße Behandlung der Proben entstehen können, treten bei dem Ätzvorgang deutlich hervor (vgl. Anhang VI, Seite 63). In Tabelle 1 sind die verwendeten Proben aufgeführt.

### 3.2. Die Meßapparatur

Zur Messung von Thermokraft und Wärmeleitfähigkeit werden die Proben an den Enden geheizt bzw. gekühlt. Thermospannung und Temperaturdifferenz werden zwischen den Enden der Proben gemessen. Die zugeführte Heizleistung und die absolute Temperatur der Proben werden jeweils an einem Probenende bestimmt. Thermospannungsmessungen an den Proben mit Hilfe von Sonden brachten unterhalb 77°K keinen Erfolg (vgl. Anhang VII, Seite 64).

Die Meßanordnung besteht (vgl. Abb. 9) aus zwei Kupferblöcken

$K_3$  und  $K_4$  von  $3 \times 10 \times 30$  mm, zwischen denen die Proben eingelötet werden. Der Klotz  $K_3$  wird mit Teflon-Buchsen auf den beiden Neusilberstangen  $St_1$  und  $St_2$  geführt und durch die beiden Federn gegen die Probe gedrückt. Die Teflonbuchsen haben 0,5 mm Spiel, damit sich die Lage von  $K_3$  bei nicht genau planparallelen Stirnflächen der Probe anpassen kann. Die Klötze  $K_3$  und  $K_4$  tragen zum Einlöten der Proben nach Abb. 10 Heizwicklungen  $H_3$  und  $H_4$  aus stahlummanteltem,  $Al_2O_3$ -isoliertem Chrom-Nickel-Draht [A].  $K_4$  (Abb. 9) ist mit dem Gehäuseboden hart verlötet. Das Gehäuse besteht aus Messing. Nach dem Einsetzen einer Probe wird es mit einem Deckel, der weich eingelötet wird, vakuumdicht verschlossen. Zum Öffnen des Gehäuses wird der Deckel mit einem Bunsenbrenner erwärmt, bis er sich leicht abheben läßt. Das Gehäuse hängt an einem Neusilberrohr R ( $10 \times 0,1$  mm) von 50 cm Länge. In diesem Rohr verlaufen die elektrischen Leitungen und die Thermolemente. Der elektrische Übergangswiderstand zwischen der Probe und den Kupferklötzen  $K_3$  und  $K_4$  kann bei  $T = 20^\circ K$  bis zu  $10^8 \Omega$  betragen (vgl. [19]). Der Isolationswiderstand zwischen  $K_3$  und  $K_4$  muß daher mindestens  $10^{10} \Omega$  betragen, damit die Thermokraft nicht verfälscht wird. Dies wird gewährleistet durch die Teflon-Führungsbuchsen von  $K_3$  (vgl. Abb. 9) und die Teflon-Isolierung der Heizung  $H_3$  (vgl. Abb. 9), die bei Messungen zur Erwärmung von  $K_3$  dient. Die  $Al_2O_3$ -Isolierung von  $H_3$  (vgl. Abb. 9) besitzt einen Isolationswiderstand von nur etwa  $10^9 \Omega$ .  $H_3$  muß

daher bei den Messungen von Thermokraft und Wärmeleitfähigkeit abgeschaltet werden.

Die Temperaturmessung geschieht nach Abb. 11. Das Chromel/Alumel-Thermoelement  $Th_4$  gibt die Temperatur  $T_4$  des Klotzes  $K_4$  (vgl. Abb. 9) an.  $Th_4$  wurde auf Homogenität des Thermoelementmaterials geprüft. Bei Homogenität zeigt sich beim Durchziehen des Thermoelement-Drahtes durch flüssigen Wasserstoff an den Enden des Drahtes keine Thermospannung. Zur Messung der Temperaturdifferenz  $\Delta T$  zwischen den Enden der Probe dient das Gold-Eisen/Chromel-Thermoelement  $\Delta Th$  [B] (vgl. Abb. 11).  $\Delta Th$  besitzt bei  $T = 20^\circ K$  eine Thermokraft von etwa  $15 \mu V \text{ } ^\circ K^{-1}$ . Der Kontakt 1 von  $\Delta Th$  (vgl. Abb. 11) befindet sich in einer Rille von  $K_4$  und wird zusammen mit der Probe eingelötet. Kontakt 2 befindet sich über eine Teflonbuchse mit 0,1 mm Wandstärke in einer Bohrung von  $K_3$ . Die Länge des Golddrahtes beträgt etwa 6 cm bei einem Durchmesser von 0,1 mm. Wärmeleitung zwischen dem warmen und dem kalten Ende der Probe über diesen Draht kann daher vernachlässigt werden. Alle elektrischen Leitungen sind abgeschirmt. Sie sind bei Zimmertemperatur mit Hilfe von PVC-Stopfbuchsen nach außen geführt. Die Meßzelle (Abb. 9) hat eine Masse von etwa 70 g. Daher ist für die Abkühlung auf  $20^\circ K$  nur wenig flüssiger Wasserstoff erforderlich. Mit einem Liter flüssigen Wasserstoffs kann eine Probe zweimal in dem Temperaturbereich  $20^\circ K$  bis  $77^\circ K$



durchgemessen werden. Dabei verdampft der Wasserstoff im wesentlichen durch die Heizung  $H_3$  des Klotzes  $K_3$  (vgl. Abb. 9).

### 3.3. Der Kryostat

Für Messungen in dem Temperaturbereich  $20^{\circ}\text{K}$  bis  $300^{\circ}\text{K}$  ist eine große Zahl von Kryostaten beschrieben worden, die verschiedene Kühlflüssigkeiten benutzen und bei denen die Probe durch Wärmestrahlung oder -leitung abgekühlt wird (vgl. z.B. [20]). Eine elektrische Heizung oder eine Vakuumpumpe sorgt dafür, daß Temperaturen oberhalb oder unterhalb des Siedepunktes der umgebenden Kühlflüssigkeit angenommen werden.

Der hier verwendete "Kryostat" besteht lediglich aus einem gewöhnlichen Kugeldewargefäß mit 3 Liter Fassungsvermögen und einem 15 cm langen Hals. Die Kühlflüssigkeit, flüssiger Wasserstoff oder flüssiger Stickstoff, befindet sich in dem kugelförmigen Teil. Der aufsteigende Flüssigkeitsdampf kühlt die Meßzelle ab. Mit der Heizung  $H_4$  (vgl. Abb. 9) kann jede gewünschte Temperatur bis etwa  $300^{\circ}\text{K}$  eingestellt werden. Voraussetzung dafür ist, daß das Dewargefäß oben mit einem porösen Stopfen verschlossen ist. Der aufsteigende Dampf strömt dann

laminar in dem Hals des Gefäßes nach oben. Nach dieser Methode läßt sich eine Temperaturkonstanz von  $0,1^{\circ}\text{K}$  erreichen. Als poröser Verschuß wird ein Zellstoffstopfen verwendet. Da in dem Dampfstrom nach oben ein Temperaturgefälle von einigen Grad Kelvin vorhanden ist, bringt man die Meßzelle für Temperaturen weit oberhalb der Siedetemperatur der Kühlflüssigkeit in den oberen Teil des Gefäßhalses, für Temperaturen in der Nähe des Siedepunktes in die Nähe der Kühlflüssigkeit. Die Meßzelle ist über das Neusilberrohr R an einem Tisch befestigt (vgl. Abb. 12). Der "Kryostat" läßt sich mit Hilfe eines in der Höhe verstellbaren Tisches anheben, bis sich die Meßzelle an der gewünschten Stelle in dem Dewargefäßhals befindet. Läßt man den porösen Stopfen fort, so ist in dem Gefäßhals die Dampfströmung örtlich nicht mehr stationär und Temperaturschwankungen des Meßzellengehäuses sind die Folge. Abb. 13 zeigt eine Schreibernaufnahme von  $\Delta T$ , U und  $T_4$  mit und ohne Stopfen. Auf die örtliche Konstanz der Temperatur des Dampfes hat die Füllung des Dewargefäßes keinen Einfluß. Das Dewargefäß wird mit etwa zwei Litern Kühlflüssigkeit gefüllt. Die Messungen können solange fortgeführt werden, bis das gesamte Kühlmittel verdampft ist. Ein Ventilator mit einer Förderleistung von  $1500 \text{ m}^3 \text{ h}^{-1}$  sorgt bei einem Volumen des Experimentierraumes von  $100 \text{ m}^3$  für Entlüftung, die erforderlich ist, um bei nicht explosionsgeschützter Ausführung der Meßanordnung Explosionsgefahr zu vermeiden.

### 3.4. Durchführung der Messungen

#### 3.4.1. Messung der Thermospannung der Proben

Die Thermospannung der Proben wurde zwischen den Klötzen  $K_3$  und  $K_4$  (vgl. Abb. 9) wahlweise mit einem Elektrometerverstärker [C] von  $10^{14} \Omega$  Eingangswiderstand oder mit einem selbstgebauten Millivoltmeter mit  $10^{11} \Omega$  Eingangswiderstand gemessen. Das selbstgebaute Meßgerät, welches nach einem Schaltungsvorschlag von Micic und Gilly [21] im Eingang in Sperrichtung gepolte Silizium-Kapazitätsdioden enthält, besitzt eine größere Nullpunktsstabilität als ein Elektrometerverstärker, da lediglich Wechselspannungen verstärkt werden. Zur Messung der Thermospannungen der Thermo-elemente  $Th_4$  und  $\Delta Th$  (vgl. Abb. 11) dienten Gleichspannungsmikrovoltmeter [D]. An die Schreiberanschlüsse der drei Meßgeräte wurde ein Mehrlinienschreiber [E] angeschlossen. Die drei gleichzeitig geschriebenen Kurven der Thermospannung  $U$ , der Temperatur  $T_4$  und der Temperaturdifferenz  $\Delta T$  konnten dann leicht ausgewertet werden. Die Heizleistung von  $H_3$  (vgl. Abb. 9) wurde mit Hilfe von zwei Drehspulmeßgeräten durch Strom- und Spannungsmessung festgestellt. Vor Beginn eines jeden Versuchs wurden die drei Gleichspannungsmessgeräte mit den angeschlossenen Schreibern mit Hilfe eines Eichspannungsgebers, der Spannungen von  $10 \mu V - 1 V$  mit  $0,5 \%$  Genauigkeit liefern kann, überprüft.

Die Meßzelle wurde mit einer zweistufigen Vakuumpumpe auf  $10^{-3}$  Torr evakuiert und dann mit Helium von geringem Atmosphärenüberdruck gefüllt. Es zeigte sich, daß das Schutzgas auf die Größe der Thermokraft keinen Einfluß hat.

Die Temperaturdifferenz zwischen dem warmen und dem kalten Ende der Proben betrug zwischen  $77^{\circ}\text{K}$  und  $300^{\circ}\text{K}$  2 bis  $5^{\circ}\text{K}$ , während zwischen  $20^{\circ}\text{K}$  und  $77^{\circ}\text{K}$  0,5 bis  $2^{\circ}\text{K}$  für  $\Delta T$  eingestellt wurden.

Die Wärmeableitung von der Probe durch das Gas ist wegen der geringen Temperaturdifferenz gegen die Umgebung vernachlässigbar. Die Abkühlungsgeschwindigkeit wurde durch Vergrößern der Eintauchtiefe der Meßzelle in den Dampfstrom des Kryostaten und durch Regulierung der Heizströme von  $\text{H}_3$  und  $\text{H}_4$  (vgl. Abb. 9 und 10) so klein gewählt, daß alle Punkte der selbsttätig aufgezeichneten Meßkurven quasistationäre Gleichgewichtszustände darstellen. Abb. 14 zeigt Meßkurven der Größen  $T_4$ ,  $U$  und  $\Delta T$ , bei denen durch Regulierung der Heizleistung von  $\text{H}_4$  die Abkühlungsgeschwindigkeit von  $0^{\circ}\text{K Min}^{-1}$  auf etwa  $16^{\circ}\text{K Min}^{-1}$  gesteigert wurde. Die Thermokraft  $\mathcal{E}$  ist in beiden Fällen gleich  $1,5 \text{ mV }^{\circ}\text{K}^{-1}$ . Es wurde mit einer Abkühlungsgeschwindigkeit von etwa  $5^{\circ}\text{K Min}^{-1}$  gearbeitet, während die Schreibergeschwindigkeit  $80 \text{ mm/Min}$  betrug. Für den Temperaturbereich  $77^{\circ}\text{K}$  bis  $300^{\circ}\text{K}$  diente als Kryostat ein Dewargefäß nach 3.3. mit flüssigem Stickstoff, für den Bereich  $20^{\circ}\text{K}$  bis  $80^{\circ}\text{K}$  ein gleichartiges

mit flüssigem Wasserstoff. Nachdem  $20^{\circ}\text{K}$  erreicht waren, wurde die Probe mit einer Geschwindigkeit von etwa  $5^{\circ}\text{K Min}^{-1}$  wieder erwärmt.

Die Wiederkehrgenauigkeit von  $\infty$  zwischen Abkühlung und Erwärmung betrug etwa  $\pm 1\%$ . Würde eine schlechtere Reproduzierbarkeit beobachtet, so war ein schlechter Wärmekontakt zwischen der Probe und den Kupfer-Klötzen  $K_3$  und  $K_4$  vorhanden.

#### 3.4.2. Messung der Wärmeleitfähigkeit

Die Wärmeleitfähigkeit wurde bei drei verschiedenen Heizleistungen von  $H_3^!$  (vgl. Abb. 9) in Abhängigkeit von der Temperatur gemessen. Während die Thermokraft (vgl. 3.4.1.) kontinuierlich in dem Bereich  $20^{\circ}\text{K}$  bis  $300^{\circ}\text{K}$  bestimmt wurde, wurden für die Wärmeleitfähigkeit in dem gleichen Temperaturbereich einzelne Meßpunkte gewählt. Die Messung der Wärmeleitfähigkeit bei  $20^{\circ}\text{K}$  und  $77^{\circ}\text{K}$  ist sehr einfach, wenn man die Meßzelle in die Kühlflüssigkeit eintaucht. Die Temperatur  $T_4$  des Klotzes  $K_4$  (vgl. Abb. 9) ist dann unabhängig von der Heizleistung von  $H_3^!$ . Es wurden nacheinander die Heizleistungen 1, 2 und 3 Watt für  $H_3^!$  eingestellt und die zugehörige Temperaturdifferenz  $\Delta T$  nach Erreichen des thermischen Gleichgewichts bestimmt. Dieses

wurde nach etwa 30 Sekunden erreicht.  $\Delta T$  war dabei stets  $< 2^{\circ}\text{K}$ . Um den Temperaturbereich von  $20^{\circ}\text{K}$  bis  $300^{\circ}\text{K}$  zu erfassen, wurde die Meßzelle in den Dampfstrom des Kryostaten gebracht (vgl. 3.3.). Dann wurden nacheinander Heizleistungen von 1, 2 und 3 Watt für  $H_3$  gewählt. Für jede der drei Heizleistungen wurden mit Hilfe der Heizung  $H_4$  (vgl. Abb. 9) Meßpunkte im Abstand von etwa  $5^{\circ}\text{K}$  zwischen  $20^{\circ}\text{K}$  und  $300^{\circ}\text{K}$  erhalten.

Der Kupferstreifen  $F'$  (vgl. Abb. 9) erleichtert das Einstellen von Probertemperaturen, die nur wenige  $^{\circ}\text{K}$  oberhalb des Siedepunktes der Kühlflüssigkeit liegen. Dazu wird nur ein Teil von  $F'$  in die Kühlflüssigkeit eingetaucht und die gewünschte Temperatur  $T_4$  durch Regulierung der Heizung  $H_4$  eingestellt.

Die Messungen der Wärmeleitfähigkeit wurden in einem Vakuum von etwa  $10^{-3}$  Torr vorgenommen, da die Wärmeableitung durch Schutzgas von  $H_3$  und  $K_3$  nicht vernachlässigbar ist. Dies wurde durch Evakuieren mit nachfolgendem Einleiten von Helium festgestellt.

## 5. Gemessene Werte und ihre Genauigkeit

### 5.1. Meßwerte

Die in Tabelle 1 aufgeführten Proben wurden einmal, einige von ihnen mehrmals durchgemessen, besonders dann, wenn z.B. bei den anfangs rhodinierten Proben (vgl. Anhang VIII, Seite 68) infolge schlechten Wärmekontakts Streuung der Meßwerte auftrat.

#### 5.1.1. Thermokraft

Die Thermokraft wurde in guter Näherung durch Division der gemessenen Thermospannung  $U$  durch die vorhandene Temperaturdifferenz  $\Delta T$  nach

$$\varphi = \frac{U}{\Delta T} \quad (31)$$

erhalten.

Mit Hilfe von Sondermessungen konnte bei 200°K nachgewiesen werden, daß das Temperaturgefälle in den Proben bei kleiner Temperaturdifferenz zwischen den Probenenden linear angenommen werden darf (vgl. Anhang VII, Seite 64).

Die mittlere Proben temperatur, auf die sich  $\varphi$  bezieht, ist

dann

$$T = T_4 + \frac{\Delta T}{2} \quad (32)$$

### 5.1.2. Wärmeleitfähigkeit

Die Wärmeleitfähigkeit wurde nach

$$\kappa = \frac{\dot{Q}_{ph} \cdot l}{f \cdot \Delta T} \quad (33)$$

aus den gemessenen Werten berechnet; hierbei ist  $l$  die Probenlänge.

Die Versetzungsdichte  $N_V$  liegt zwischen 0 und  $34\,000\text{ cm}^{-2}$  (vgl. Tab. 1). In den Abbildungen 15, 16, 19 und 20 sind Thermokraft und Wärmeleitfähigkeit als Funktionen der einfach logarithmisch aufgetragenen Proben temperatur  $T$  für hochohmiges und niederohmiges n-Germanium mit verschiedenen Versetzungsdichten graphisch dargestellt. Die Kurven für  $N_V \approx 10\,000\text{ cm}^{-2}$  sind gestrichelt gezeichnet, da wegen der geringen Zahl der vorhandenen Proben mit dieser Versetzungsdichte (vgl. Tab. 1) nur wenige Meßpunkte erhalten worden sind.



## 5.2. Fehlerbetrachtung

### 5.2.1. Thermokraft

Die Genauigkeit der Thermokraftmessungen ist gegeben durch die Fehler der Temperaturmessung, der Messung der Thermospannung der Probe, durch die Reproduzierbarkeit dieser Meßwerte bei wiederholtem Einsetzen und bei Abkühlung und Erwärmung der gleichen Probe und durch die Fehler, die bei der näherungsweise Berechnung nach (31) und (32) entstehen.

Zur Überprüfung der von den Herstellerfirmen den Thermoelementen mitgelieferten Umrechnungstabellen von gemessenen Thermospannungen auf Temperaturen wurden flüssiger Wasserstoff, flüssiger Stickstoff, flüssiger Sauerstoff und Eiswasser benutzt. Flüssiger Sauerstoff wurde durch Einleiten von gasförmigem Sauerstoff mit geringem Überdruck in ein einseitig geschlossenes, in flüssigen Stickstoff eingetauchtes Rohr erzeugt. Die Abweichung der Tabellenwerte der Thermospannung betrug bei Benutzung eines der Mikrovoltmeter etwa 0,5 %.

Die zur Anzeige der Thermospannung der Thermoelemente benutzten Mikrovoltmeter [D], die lediglich als Vorverstärker für den benutzten Mehrlinienkompensationsschreiber verwendet wurden, haben eine Genauigkeit von  $\pm 1$  %. Der Mehrlinienkompensationsschreiber hat eine Genauigkeit von  $\pm 0,5$  %. Diese Angaben beziehen sich auf Vollausschlag. Damit ist die Genauigkeit der

einzelnen Temperaturmessung ungefähr  $\pm 2\%$  bezogen auf Vollausschlag der Anzeigeräte. Die Ableseungenauigkeit kann wegen der Registrierung mit Hilfe des Schreibers bei einer Gesamtschreibbreite von 250 mm vernachlässigt werden.

Die Genauigkeit des Elektrometerverstäarkers [C] zur Messung der Thermospannung der Probe ist mit  $\pm 1\%$  angegeben. Etwa die Hälfte der Thermokraftmessungen wurde mit dem selbstgebauten Millivoltmeter (vgl. 3.4.1.) vorgenommen. Ein Vergleich der beiden Geräte über mehrere Tage mit Hilfe des Eichspannungsgebers ergab keine Differenzen bezüglich der Anzeige. Daher wurde die Genauigkeit dieses Gerätes bei Benutzung als Verstärker auch zu  $\pm 1\%$  angenommen.

Die Reproduzierbarkeit bei wiederholtem Einlöten der gleichen Probe beträgt  $\pm 1\%$ . Zur Feststellung dieses Fehlers wurden fast alle Proben (Tab. 1) an den Stirnflächen abgeschliffen und erneut vergoldet.

Die Reproduzierbarkeit des Wertes der Thermospannung bei Abkühlung und Erwärmung beträgt  $\pm 1\%$  (vgl. 3.4.1.).

Der Fehler von  $\varphi$  bei der Mittelwertbildung nach (31) und (32) ist Null, wenn  $\varphi$  unabhängig von der Temperatur konstant ist. Das ist in dem Temperaturbereich von  $100^{\circ}\text{K}$  bis  $300^{\circ}\text{K}$  (vgl. Abb. 15) angenähert der Fall. Ebenso ist dieser Fehler Null, wenn  $\varphi(T)$  linear von der Temperatur abhängt. Er ist umso

größer, je stärker die Krümmung der  $\varphi(T)$ -Kurve ist. Die nach (31) und (32) ermittelte Abhängigkeit  $\varphi(T)$  ist daher umso genauer, je kleiner  $\Delta T$  gewählt wird. Bei einer Temperaturdifferenz von  $\Delta T < 2^{\circ}\text{K}$  ist aber der Fehler bei der Auswertung nach (31) und (32) vernachlässigbar, wie man leicht aus Abb. 15 entnehmen kann.

Der Fehler der Einzelmessung von  $\varphi$  ist daher etwa  $\pm 5,5\%$ . Die Temperatur  $T$  ist nach (32) auf etwa  $\pm 2\%$  genau bekannt, weil  $\Delta T < 2^{\circ}\text{K}$  ist und daher der Fehler von  $\Delta T$  von  $\pm 2\%$  in (32) vernachlässigt werden kann. Da die von den Herstellerfirmen angegebenen Genauigkeiten der Meßgeräte für Vollauschlag gelten, ist der Meßfehler z.B. bei der Hälfte des Vollauschlags doppelt so groß. Daher wurden die Meßbereiche jeweils so umgeschaltet, daß ein größtmöglicher Ausschlag entstand. Die tatsächliche Genauigkeit ist aber größer, da die elektrischen Meßgeräte vor jedem Abkühlungsversuch mit Hilfe des Eichspannungsgebers überprüft wurden (vgl. 3.4.1.).

### 5.2.2. Wärmeleitfähigkeit

Die Genauigkeit von  $\alpha_e$  ist bestimmt durch die Fehler der Messungen der Heizleistung  $\dot{Q}_{\text{ph}}$ , der Probenlänge  $l$  und des Pro-

benquerschnitts  $f$ , sowie der Temperaturdifferenz  $\Delta T$  und durch den Fehler, der durch Ermittlung von  $\rho_e$  nach (33) entsteht. (33) gilt streng für ein lineares Temperaturgefälle in der Probe und für einen unendlich ausgedehnten Probenquerschnitt. Ein lineares Temperaturgefälle kann angenommen werden (vgl. Anhang VII, Seite 64). Wärmeverluste der Probe (und ebenso von  $K_3$  und  $H_3'$ ) durch Strahlung nach dem Stefan-Boltzmann'schen Gesetz können aber wegen der geringen Temperaturdifferenz gegenüber der Umgebung vernachlässigt werden. Da im Vakuum gemessen worden ist, ist auch die Wärmeableitung an die Umgebung durch Leitung und Konvektion vernachlässigbar. Daher kann die Probe als ein Teil eines unendlich ausgedehnten Halbleiters angesehen werden, so daß (33) angewendet werden darf. Da auch die Wärmeleitung durch das Neusilbergestänge und über die Teflonbuchsen in  $K_3$  vernachlässigt werden kann, ist die gemessene Heizleistung von  $H_3'$  gleich  $\dot{Q}_{ph}$ .

$\dot{Q}_{ph}$  ist durch eine Strom- und eine Spannungsmessung mit Hilfe von zwei Drehspulgeräten auf  $\pm 3\%$  genau gegeben. Der Querschnitt der Probe kann durch zwei Längenmessungen auf  $\pm 0,6\%$  genau bestimmt werden. Durch den Ätzzvorgang (vgl. 3.1.) und durch das Einlöten der Proben sind die Probenlängen jedoch nur auf etwa  $\pm 4\%$  genau anzugeben. Bei einer Genauigkeit für  $\Delta T$  von  $\pm 2\%$  ist  $\rho_e$  damit auf etwa  $\pm 9\%$  genau ermittelt. Die

Temperatur T ist dabei mit einem Fehler von etwa  $\pm 2\%$  behaftet.

Die Genauigkeit der Angabe der Versetzungsdichte ist dadurch stark eingeschränkt, daß sich auf gegenüberliegenden Seiten der Proben unterschiedliche Versetzungsdichten ergeben. Diese Differenzen betragen bis zu 20 %. Sie sind durch krummlinigen Verlauf der Versetzungslinien bedingt.

## 6. Ergebnis der Messungen

### 6.1. Thermokraft

Der elektrische spezifische Widerstand hat in dem Bereich  $\varrho = 20 \dots 60 \Omega \text{ cm}$  ( $26^\circ\text{C}$ ) keinen Einfluß auf die Thermokraft. Daher sind in Abb. 15 alle Proben dieses Bereiches einer einzigen Kurve a zugeordnet. Dieser Befund zeigt, daß bei hochohmigem Germanium unterschiedliche Dichten der Elektronen und Defektelektronen keine Rolle spielen. Aus diesem Grunde sind die früheren und die folgenden qualitativen Überlegungen nur für eine Trägerart, nämlich Elektronen durchgeführt worden.

Die theoretischen Überlegungen unter 2.1.2. werden bestätigt. In eigenleitendem Germanium bewirkt eine Versetzungsdichte

$N_V \approx 3 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-2}$  bei  $20^\circ\text{K}$  einen Abfall der Thermokraft auf 70 % des Wertes, der bei  $N_V \leq 3 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-2}$  erhalten wird (vgl. Abb. 15, Kurve c). Mit steigender Temperatur wird der Einfluß der Versetzungen geringer. Oberhalb  $60^\circ\text{K}$  ist kein Einfluß festzustellen.

Eigenleitendes Germanium mit  $N_V \approx 10^4 \text{ cm}^{-2}$  hat bei  $20^\circ\text{K}$  eine Thermokraft, die etwa 80 % derjenigen von gering versetztem n-Germanium entspricht (Kurve b in Abb. 15). Der Zusammenhang zwischen Versetzungsdichte  $N_V$  und Thermokraft  $\mathcal{S}$  ist in dem Bereich  $N_V = 0 \dots 3 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-2}$  nicht linear. Bei linearem Zusammenhang würde die Thermokraft bei  $20^\circ\text{K}$  für  $N_V = 10^4 \text{ cm}^{-2}$  nicht auf 80 %, sondern nur auf etwa 90 % des Wertes bei  $N_V \leq 3 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-2}$  absinken. Bei niederohmigem n-Germanium (vgl. Abb. 16) mit einem elektrischen spezifischen Widerstand von etwa  $3 \ \Omega\text{cm}$  ( $26^\circ\text{C}$ ) zeigt sich im Rahmen der Meßgenauigkeit (vgl. 5.2.) kein Einfluß der Versetzungen auf die Thermokraft. Die Streuung der Phononen und Elektronen an Fremdatomen ist wesentlich größer als an Versetzungen.

In Abb. 17 ist die Thermokraft von eigenleitendem n-Germanium mit einer Versetzungsdichte  $N_V \approx 3 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-2}$  (Kurve c aus Abb. 15) und n-Germanium mit  $\rho \approx 3 \ \Omega\text{cm}$  ( $26^\circ\text{C}$ ) (vgl. Abb. 16) aufgetragen. Man sieht, daß sich die Kurven nur wenig unterscheiden. Unter Voraussetzung geradliniger Ver-

setzungslinien sind längs einer Versetzungslinie von 1 cm Länge bei einer Gitterkonstanten von  $5,7 \text{ \AA}$  etwa  $2 \cdot 10^7$  Atome vorhanden. Bei einer Versetzungsdichte  $N_V \approx 3 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-2}$  sind dann pro  $\text{cm}^3$  etwa  $6 \cdot 10^{11}$  versetzte Atome vorhanden. Eigenleitendes Germanium enthält  $\approx 10^{12}$  Fremdatome pro  $\text{cm}^3$ . Die Differenz der Dotierungen der beiden Proben ist etwa  $5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  (vgl. [22]). Setzt man gleiche Streumechanismen an Fremdatomen und versetzten Atomen voraus, so sind bei Vernachlässigung der Fremdatome des eigenleitenden Germaniums pro  $\text{cm}^3$  in der Umgebung eines versetzten Atoms etwa  $10^3$  Atome an der Streuung der Elektronen und Phononen beteiligt. Das mechanische Spannungsfeld in der Umgebung einer Versetzungslinie hat dann die Form eines Zylinders mit einem Radius von etwa  $100 \text{ \AA}$ . Bei Metallen wird allgemein ein Radius von  $2 \cdot 10^3 \text{ \AA}$  angenommen. Dieser Unterschied in der radialen Ausdehnung des Spannungsfeldes einer Versetzungslinie ist wohl bedingt durch die verschieden großen Gitterkonstanten von Germanium und den Metallen. Die Gitterkonstante des Germaniums ist etwa doppelt so groß wie die des Eisens beispielsweise. Das von den versetzten Germanium-Atomen ausgehende mechanische Spannungsfeld der Versetzungslinien reicht daher bei Germanium nicht so weit wie bei Metallen. Allgemein läßt sich auch hier wie bei Metallen folgern, daß die versetzten Atome längs einer Versetzungslinie für die Streuung von Elektronen und Phononen nicht so wichtig

sind wie die Atome in dem angrenzenden mechanischen Spannungsfeld.

Bei der obigen groben Abschätzung der Größe des mechanischen Spannungsfeldes wurde die bevorzugte Anlagerung von Fremdatomen und Elektronen an versetzte Atome nicht berücksichtigt. (Die bevorzugte Anlagerung von Fremdatomen dient z.B. bei Silizium als "Dekoration" zur Sichtbarmachung des Verlaufs der Versetzungslinien (vgl. [23]).)

In Abb. 18 ist die Differenz  $\Delta\varphi$  der Kurven a und c aus Abb. 15 in Abhängigkeit von der Temperatur für den Bereich 20°K bis 50°K aufgetragen. Es gilt

$$\Delta\varphi \sim T^{-3,6} \quad (34)$$

Bei Rayleigh-Streuung der Phononen wäre

$$\Delta\varphi \sim T^{-4} \quad (35)$$

da  $\tau_{\text{ph},V} \sim T^{-4}$  und  $\tau_{\text{ph},Vu} \sim T^{-4}$  sind (vgl. 2.1.2.2.). Die Differenz der Exponenten in (34) und (35) ist möglicherweise durch Meßfehler bedingt. Für die Streuung der für den Phonondragedeffekt wichtigen langwelligen Phononen ist damit experimentell Rayleigh-Streuung wahrscheinlich gemacht, wie sie



in 2.1.2.2. angenommen wurde. Es darf in diesem Temperaturbereich in befriedigender Näherung mit einem mittleren  $k_{ph}$ -Wert, also einer mittleren Phononenwellenlänge, gerechnet werden. Die Streuung der Elektronen an Versetzungen ist vernachlässigbar. Dies wurde durch Hall-Messungen festgestellt (vgl. [24]). Nach Berechnungen von Klemens [13] gilt für Streuung von Phononen in dem mechanischen Spannungsfeld der Versetzungslinien

$$\tau_{ph,vu} \sim \frac{1}{N_V \cdot T} \quad (36)$$

Diese Beziehung wird also experimentell nicht bestätigt.

## 6.2. Wärmeleitfähigkeit

Der elektrische spezifische Widerstand hat in dem Bereich  $\rho = 20 \dots 60 \Omega \text{cm}$  ( $26^\circ\text{C}$ ) keinen Einfluß auf die Wärmeleitfähigkeit. In Abb. 19 sind daher Proben dieses Widerstandsreiches einer einzigen Kurve zugeordnet.

In Abb. 19 ist  $\kappa_e$  für eigenleitendes Germanium mit Versetzungsdichten  $N_V \leq 3 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-2}$ ,  $N_V \approx 10^4 \text{ cm}^{-2}$  und  $N_V \approx 3 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-2}$  dargestellt. Für  $N_V \leq 3 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-2}$  ergeben sich etwa gleiche Meßwerte, wie sie Glasbrenner und Slack [18] gefunden haben

(Ausgezogene Kurve I). Für  $N_V \approx 3 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-2}$  sinkt die Wärmeleitfähigkeit bei  $20^\circ\text{K}$  auf etwa 60 % des Wertes, der bei  $N_V \leq 3 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-2}$  erhalten wird.

Die theoretischen Überlegungen unter 2.2. werden bestätigt. Der Einfluß der Versetzungen auf die Wärmeleitfähigkeit ist größer als auf die Thermokraft.

Bei niederohmigem n-Germanium (vgl. Abb. 20) mit einem spezifischen Widerstand von  $\rho \approx 3 \ \Omega \text{ cm}$  ( $26^\circ\text{C}$ ) zeigt sich im Rahmen der Meßgenauigkeit (vgl. 5.2.2.) kein Einfluß von  $N_V$  auf die Wärmeleitfähigkeit.

Während die Versetzungsdichte auf die Thermokraft oberhalb  $60^\circ\text{K}$  (vgl. Abb. 15) keinen Einfluß hat, ist bis etwa  $120^\circ\text{K}$  ein deutlicher Einfluß auf die Wärmeleitfähigkeit feststellbar (vgl. Abb. 19). Dies rührt daher, daß an der Wärmeleitung alle Phononen teilnehmen, also nicht nur langwellige wie beim Phonondragerffekt der Thermokraft. Die Wechselwirkung der Gesamtheit der Phononen mit Versetzungen ist stärker, da Phononen höherer Frequenz stärker gestreut werden (vgl. (17)). Je höher die Temperatur ist, umso mehr Phononen mit hoher Frequenz sind angeregt.

Aus ähnlichen Gründen nimmt die Wärmeleitfähigkeit oberhalb  $120^\circ\text{K}$  mit der Temperatur ab. Die Phononen hoher Frequenz werden hier an Fremdatomen und Elektronen gestreut. Der Einfluß der

Versetzungen ist vernachlässigbar. Diese Streuung ist wiederum umso stärker, je höher die Phononenfrequenz, je höher also die Temperatur ist.

Die Thermokraft hingegen ist oberhalb 100°K konstant, da sie in diesem Temperaturbereich von Phononen unabhängig, der Phonon-  
drageffekt vernachlässigbar ist (vgl. 2.1.2.).

In Abb. 21 ist die Differenz  $\Delta \alpha_e$  der Kurven I und III aus Abb. 19 in Abhängigkeit von der Temperatur aufgetragen. Es gilt angenähert

$$\Delta \alpha_e = \ln T^{-3.6} + \text{const.} \quad (37)$$

Daß für  $\Delta \alpha_e$  nicht dieselbe  $T^{-4}$ -Abhängigkeit gefunden wird, wie sie angenähert bei  $\Delta \alpha_\infty$  vorliegt (vgl. (34)), ist verständlich. Bei (34) darf in dem Temperaturbereich 20°K bis 50°K mit einer mittleren Phononenwellenlänge gerechnet werden. Diese Vereinfachung ist für den Mechanismus der Wärmeleitung nicht zulässig.

Bross, Seeger und Haberkorn [16] haben mit Hilfe der nicht-linearen Elastizitätstheorie die Abhängigkeit des Wärmewiderstandes von der Versetzungsdichte berechnet:

$$W_V = 1,14 \cdot 10^{-8} \cdot N_V \cdot T^{-2}. \quad (38)$$

Danach wäre bei  $N_V = 3 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-2}$  gegenüber  $N_V = 3 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-2}$  ein Abfall der Wärmeleitfähigkeit bei  $20^\circ\text{K}$  um 0,0001 % zu erwarten. Dies wird experimentell nicht bestätigt (vgl. oben).

## 7. Zusammenfassung

Der Einfluß von Gitterversetzungen auf Thermokraft und Wärmeleitfähigkeit von eigenleitendem Germanium macht sich unterhalb  $60^\circ\text{K}$  deutlich bemerkbar (vgl. Abb. 15 und 19).

Bei niederohmigem n-Germanium wird er durch den Einfluß der Fremdatome, die ähnlich wie versetzte Atome als Störstellen wirken, verdeckt.

Oberhalb  $120^\circ\text{K}$  ist auch bei hochohmigem n-Germanium kein Einfluß der Versetzungsdichte festzustellen.

Der quantitative Zusammenhang zwischen Versetzungsdichte und Thermokraft sowie zwischen Versetzungsdichte und Wärmeleitfähigkeit kann bei den gegebenen Versetzungsdichten im Rahmen der Meßgenauigkeit nicht genau geklärt werden.

Bei der Rayleigh-Streuung der langwelligen Phononen, die den Phonondragerffekt bewirken, darf mit einer mittleren Wellenlänge gerechnet werden. Diese Vereinfachung ist bei der Streuung der

Phononen, die die Wärmeleitung bewirken, nicht zulässig. Hier ist die Gesamtheit der Phononen maßgeblich.

Für technische Anwendungen ergibt sich aus den gemessenen Abhängigkeiten:

In dem Temperaturbereich oberhalb  $120^{\circ}\text{K}$  ist die Verwendung von teurem, versetzungsarmem Einkristallmaterial nicht erforderlich. Es kann z.B. billiges LMC-Material (Levelling-Mono-Crystal-Material) verwendet werden.

Bei allen Messungen lag der Temperaturgradient in der (1 1 1)-Richtung der Einkristalle. Der Einfluß der Versetzungen auf Thermokraft und Wärmeleitfähigkeit in Abhängigkeit von der Kristallorientierung ist noch unbekannt.

Bei weiteren Untersuchungen könnte durch röntgenographische Untersuchungen die Verteilung der Versetzungen im Innern des Kristalls ermittelt werden (vgl. [25]). Es ist zu vermuten (vgl. z.B. [16]), daß sich Anhäufungen von Versetzungen (wie z.B. an Korngrenzen) bezüglich Streuung von Elektronen und Phononen anders verhalten als gleichmäßig über den Halbleiterquerschnitt verteilte Versetzungen.

Anhang I. Herleitung der Gleichung (3) für  $\varphi_e$

Zu den thermoelektrischen Effekten gehören neben dem Seebeck-Effekt (vgl. 2.1.) der Peltier-Effekt und der Thomsoneffekt.

Der Peltier-Effekt stellt die Umkehrung des Seebeck-Effektes dar. Fließt durch die Kontaktstelle zweier verschiedener, leitender oder halbleitender Stoffe ein elektrischer Strom  $J$ , so ist die pro Zeiteinheit an der Kontaktstelle erzeugte Wärmemenge, die Peltierwärme,

$$\dot{Q}_p = \overline{\Pi}_{ab} \cdot J \quad (a')$$

$\overline{\Pi}_{ab}$  heißt Peltierkoeffizient.

Je nach Stromrichtung ist  $\dot{Q}_p$  positiv oder negativ, d.h. es tritt Erwärmung oder Abkühlung ein.

Der Thomson-Effekt bezieht sich auf einen einzigen leitenden oder halbleitenden Stoff der Länge  $l$ . Fließt ein elektrischer Strom  $J$ , und ist ein Temperaturgefälle in Richtung von  $J$  oder entgegengesetzt vorhanden, so entsteht durch die Wechselwirkung der Elektronen mit den Phononen zusätzlich zur Joule'schen Wärmeleistung  $\dot{Q}_J = RJ^2$  die Thomsonwärmeleistung

$$\dot{Q}_{Th} = \sigma \cdot l \cdot \vec{J} \cdot \text{grad } T \quad (b')$$

$\sigma$  ist der Thomsonkoeffizient.

Strömen Phononen und Elektronen in gleicher Richtung, so ist  $\dot{Q}_{Th}$  negativ, die gesamte freiwerdende Wärmemenge ist kleiner als  $\dot{Q}_J$ . Strömen die Phononen den Elektronen entgegen, so ist  $\dot{Q}_{Th}$  positiv, und zusätzlich zur Joule'schen Wärme  $\dot{Q}_J$  wird die Wärmemenge  $\dot{Q}_{Th}$  frei.

Mit Hilfe der Thermodynamik irreversibler Prozesse und des Onsager-Theorems lassen sich zwischen Thermokraft, Peltier- und Thomsonkoeffizient die Beziehungen

$$\mathcal{P}_{ab} = - \frac{\overline{I}_{ab}}{I} \quad (c')$$

und

$$\frac{d \mathcal{P}_{ab}}{dT} = \frac{\sigma_a - \sigma_b}{T} \quad (d')$$

herleiten (vgl. z.B. [27]).

(c') und (d') heißen Thomson'sche Gleichungen. Sie lassen sich näherungsweise auch aus dem ersten und dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik herleiten, wenn man einen reversiblen Kreisprozeß mit Seebeck-, Peltier- und Thomson-Effekt durchführt (vgl. z.B. [28]).

$\mathcal{P}_e$  läßt sich leicht berechnen, wenn man die Thomson-

Beziehung (d')

$$\frac{d\mathcal{P}_e}{dT} = \frac{\sigma}{T} \quad (e')$$

zwischen Thermokraft und Thomsonkoeffizient benutzt. Die Indices a,b werden fortgelassen (vgl. 2.1.2.).

Sie ergibt

$$\mathcal{P}_e = \int_0^T \frac{\sigma}{T} dT . \quad (f')$$

Werden Elektronen in einem Temperaturgefälle mit der Driftgeschwindigkeit  $\vec{u}_{d,e}$  bewegt, so wird die Thomsonwärme aufgenommen oder abgegeben (vgl. oben).

Diese Wärme, die die Elektronen je nach Stromrichtung von den Phononen aufnehmen oder an diese abgeben, ist aber auch durch das Produkt aus Gesamtelektronenmasse, spezifischer Wärme der Elektronen und der Temperaturdifferenz der Gesamtelektronenmasse vor und nach der Wärmeübertragung gegeben.

Da die spezifische Wärme temperaturabhängig ist, muß die Temperaturdifferenz hinreichend klein sein. Die aufgenommene oder abgegebene Wärmemenge ist dann pro Zeiteinheit bezogen auf die Halbleitervolumeneinheit

$$\dot{Q}_{Th}^* = n_e \cdot m_e \cdot c_e \cdot \vec{u}_{de} \cdot \text{grad } T . \quad (g')$$



Setzt man in (b') für  $\vec{J}$  den bekannten Ausdruck

$$\vec{J} = n_e \cdot e \cdot \vec{u}_{d,e} \cdot f \quad (h')$$

ein und bezieht (b') auf das Halbleitervolumen, so findet man durch Vergleich mit (g')

$$d = \frac{m_e}{e} c_e \quad (k')$$

Bei einem nicht entarteten Halbleiter gehorchen die Elektronen der Boltzmannstatistik. Daher ist die spezifische Wärme  $c_e$  der Elektronen auf die Masseneinheit bezogen

$$c_e = \frac{3}{2} \cdot \frac{k}{m_e} \quad (l')$$

Damit ergibt Gleichung (f')

$$\chi_e = \int_0^T \frac{3}{2} \cdot \frac{k}{e} \cdot \frac{dT}{T} \quad (m')$$

Bei dieser Herleitung wurden die Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärme der Elektronen und die Entartung der Elektronen bei sehr tiefen Temperaturen nicht berücksichtigt.

Daher divergiert dieses Integral für  $T \rightarrow 0$ . Da mit  $T \rightarrow 0$   $c_e \rightarrow 0$  geht, wählt man als untere Integrationsgrenze  $T = 1^\circ\text{K}$ . Dann er-

gibt sich (3)

$$\varphi_e \approx \frac{3}{2} \cdot \frac{k}{e} \cdot \ln T \quad (3)$$

Anhang II. Herleitung der Gleichung (4) für  $\varphi_{ph}$

Es sind bestimmte Phononengruppen, die den Phonondrag-Effekt bewirken. Abb. 6 zeigt die Abhängigkeit der Phononenenergie  $E_{ph} = \hbar \cdot \omega_{ph}$  von der Bewegungsgröße  $p_{ph} = \hbar \cdot k_{ph}$ . Es ist ein Halbleiter mit gleichen Gitterbausteinen angenommen. Daher gehen akustischer und optischer Zweig der Gitterschwingungen ineinander über (vgl. [29]). Ferner ist in Abb. 6 die Abhängigkeit der Elektronenenergie von der Bewegungsgröße  $E_e = \frac{p_e^2}{2 \cdot m_e^*}$  eingetragen. Die verbotenen Energiewerte für Vielfache von  $k_e = \frac{p_e}{\hbar} = k_{ph} = \frac{p_{ph}}{\hbar} = \pm \frac{\pi}{a}$  sind nicht berücksichtigt.

Hat ein Elektron die gleiche Energie wie ein Phonon, so ist die Bewegungsgröße des Phonons erheblich größer als die des Elektrons (vgl. Abb. 6), da die Masse, die man dem Phonon zuordnen kann, wesentlich kleiner ist als die des Elektrons. Wie man quantenmechanisch zeigen kann (vgl. z.B. [30]), gelten bei der

Wechselwirkung zwischen Phononen und Elektronen der Energiesatz und der Satz von der Erhaltung der Bewegungsgröße, wenn man Peierl'sche Umklappprozesse ausschließt.\*)

Für den Fall, daß ein Elektron ein Phonon absorbiert oder ausstößt, gilt

$$E_{en} = E_{ev} \pm E_{ph} \quad (a'')$$

und

$$\mathcal{P}_{en} = \mathcal{P}_{ev} \pm \mathcal{P}_{ph} \quad (b'')$$

Die Indices  $v$  und  $n$  bedeuten vor und nach der Absorption bzw. Emission.\*\*)

Wegen der Gültigkeit der Erhaltungssätze (a'') und (b'') ist die Wechselwirkung nur langwelliger Phononen, d.h. von Phononen mit kleiner Bewegungsgröße und daher auch mit kleiner Energie, mit den Elektronen für den Phonondrag-Effekt von Bedeutung. Nimmt man versuchsweise an, ein Phonon hoher Energie, z.B. ein Phonon (Punkt F in Abb. 6) würde seine Energie auf ein Elektron übertragen, so wäre (a'') erfüllt (Punkt G). Die Bewegungsgröße des

\*) Die Wellenzahlvektoren dürfen durch Stöße nicht so stark anwachsen, daß Brillouin'sche Zonengrenzen erreicht werden, es dürfen keine Braggreflexionen der Elektronen- und Phononenwellen auftreten.

\*\*) Läßt man Umklappprozesse zu, so gilt statt (b'')

$$\mathcal{P}_{en} = \mathcal{P}_{ev} \pm \mathcal{P}_{ph} - 2\pi f \quad (c'')$$

$f$  ist ein Vektor des reziproken Gitters. Umklappprozesse, für die also der Satz von der Erhaltung der Bewegungsgröße nicht gilt, werden hier nicht berücksichtigt, da sie erst bei höheren Temperaturen in Erscheinung treten.

Elektrons wäre dabei aber nur geringfügig erhöht worden. (b'') wäre nicht erfüllt. Daher wird die Wechselwirkung von Phononen hoher Energie mit Elektronen beim Phonondrag-Effekt vernachlässigt. Energie und Betrag der Bewegungsgröße der Elektronen werden durch die Wechselwirkung mit den langwelligen Phononen nur geringfügig geändert. Die Bewegungsgröße der Elektronen erfährt durch Phononenstöße im wesentlichen eine Richtungsänderung.

Zur Bestimmung von  $\varphi_{ph}$  werden zu dem oben Gesagten nach Herring [31] bei niedrigen Temperaturen noch folgende Vereinfachungen vorgenommen:

Die Geschwindigkeitsverteilungen der Phononen und Elektronen werden nicht berücksichtigt. Vielmehr wird eine mittlere Energie sowohl der Phononen als auch der Elektronen zugrunde gelegt, damit auch ein mittlerer  $k_{ph}$ -Wert. Weiter werden auch die Temperaturabhängigkeit der Trägerdichte, die Bänderstruktur des Germaniums, die Oberflächenrekombination der Ladungsträger, die Streuung von Elektronen und Phononen an Störstellen und Proben Grenzen, Störbandleitung und Entartung der Ladungsträger nicht berücksichtigt. Die Ladungsträgerkonzentration sei klein. Die mittlere Geschwindigkeit der langwelligen Phononen sei  $\bar{u}_{ph}$ . Dann ist die mittlere freie Weglänge zwischen zwei Stößen

$$l_{ph} = \bar{u}_{ph} \cdot \bar{\tau}_{ph} . \quad (d'')$$

Die Driftgeschwindigkeit der Phononen sei  $u_{d,ph}$  und die innere Energie der Phononen pro Halbleitervolumeneinheit  $E_i$ . Dann ist die durch den Halbleiterquerschnitt  $f$  pro Zeiteinheit transportierte Wärmeenergie

$$\dot{Q}_{ph} = E_i \cdot u_{d,ph} \cdot f \quad (e'')$$

Andererseits ist nach der Theorie der Wärmeleitung auch angenähert

$$\dot{Q}_{ph} = \kappa \cdot f \cdot |\text{grad } T| \quad (f'')$$

wobei sinngemäß für die Wärmeleitfähigkeit der Phononen gilt (vgl. z.B. [15]):

$$\kappa = \frac{1}{3} \cdot c_{ph} \cdot l_{ph} \cdot \bar{u}_{ph} \quad (g'')$$

Da das langwellige Phononengas wegen seiner geringen Dichte nicht entartet ist, gilt

$$E_i = c_{ph} \cdot T \quad (h'')$$

Nach (e''), (f''), (g'') und (h'') ist dann

$$u_{d,ph} = \frac{1}{3} \frac{l_{ph} \bar{u}_{ph}}{T} |\text{grad } T| \quad (k'')$$

Wenn nach Voraussetzung die Wechselwirkung zwischen Elektronen und langwelligen Phononen überwiegt, so nehmen die Elektronen nach hinreichend langer Zeit die Driftgeschwindigkeit der langwelligen Phononen an. Es gilt dann

$$\vec{u}_{de} = \vec{u}_{d,ph} \quad (1'')$$

Der entstehende Ladungstransport hat ein elektrisches Gegenfeld zur Folge. Dieses bewirkt, daß nach Erreichen eines Gleichgewichtszustandes durch den Querschnitt des Halbleiters senkrecht zum Temperaturgradienten in allen Richtungen gleich viele Ladungen im zeitlichen Mittel hindurch treten.

Für das elektrische Gegenfeld gilt

$$\mu |\mathcal{E}| = u_{de} \quad (1''')$$

Dabei ist  $\mu$  die Elektronenbeweglichkeit.

Es ist nach (1)  $\mathcal{D} = \frac{dU}{dT}$ . Weiter ist  $|\mathcal{E}| = \frac{dU}{ds}$ , wenn  $\vec{ds}$  in Richtung von  $\mathcal{E}$  liegt. Ebenso ist  $|\text{grad } T| = \frac{dT}{dx}$ , wenn  $\vec{dx}$  in Richtung von  $\text{grad } T$  liegt. Da die Ladungsträger in einem isotropen Kristall in Richtung des Temperaturgradienten oder entgegengesetzt (vgl. 2.1.1.) diffundieren, hat  $\mathcal{E}$  die gleiche Richtung oder die entgegengesetzte wie  $\text{grad } T$ . Daher ist  $dx = ds$ .

Es gilt

$$\mathcal{D} = \frac{|\mathcal{E}|}{|\text{grad } T|} \quad (1''')$$

Für die Beweglichkeit der Elektronen gilt bekanntlich

$$\mu = \frac{e \cdot \tau_e}{m_e^*} \quad . \quad (o'')$$

Aus den Beziehungen (d'') bis (o'') ergibt sich dann (4)

$$\chi_{ph} = \frac{1}{3} \cdot \frac{\bar{u}_{ph}^2 \cdot m_e^*}{e \cdot T} \cdot \frac{\tau_{ph}}{\tau_e} \quad . \quad (4)$$

### Anhang III. Fehlordnungen, Kantenversetzungen und Schrauben- versetzungen

Je höher die Dotierung ist, umso stärker ist das periodische Gitterpotential gestört, umso stärker ist dann sowohl die Streuung der Elektronen wie die der Phononen an den Fremdatomen. Ähnlich wie Fremdatome wirken die Unvollkommenheiten des Gitteraufbaues.

Man unterscheidet:

#### a.) Gitterleerstellen und Zwischengitterplatzbesetzungen

Bei den Gitterleerstellen fehlen Gitterbausteine in dem sonst

regelmäßigen Kristallgitter. Zwischengitterplatzbesetzungen liegen vor, wenn Gitterbausteine oder Fremdatome nicht dem regelmäßigen Kristallaufbau entsprechend eingebaut sind, sondern irgendwo im Kristall einen Platz eingenommen haben. Diese Punktdefekte können beliebig über das Kristallvolumen verteilt sein.

### b.) Gitterversetzungen

Bei den Versetzungen handelt es sich um Baufehler, die durch plastische Verformung während des Kristallwachstums oder am fertigen Kristall auftreten. Man unterscheidet Stufen- oder Kantenversetzungen und Schraubenversetzungen.

Bei einer Stufenversetzung ist ein Teil des Kristalls um eine Gitterkonstante verschoben (vgl. Abb. 22). In dem sonst regelmäßig aufgebauten Kristall ist eine Gitterhalbene zu viel vorhanden. Dabei gibt der Burgers-Vektor die Richtung der Verschiebung bei der plastischen Verformung an. Er steht bei der Kantenversetzung senkrecht auf der Versetzungslinie, sein Betrag ist von der Größenordnung einer Gitterkonstanten (vgl. z.B. [32]). Die Versetzungslinie (vgl. Abb. 22) kennzeichnet die Stellen größter atomarer Unordnung.

Eine Schraubenversetzung ist in Abb. 23 dargestellt. Es sind zwei Teilstücke des Kristalls gegeneinander verschoben. Die



Richtung der Verschiebung, gekennzeichnet durch den Burgersvektor, zeigt in Richtung der Versetzungslinie. Die Burgersvektoren der Kanten- und der Schraubenversetzungen stehen senkrecht aufeinander. Die Versetzungslinie (vgl. Abb. 23) kennzeichnet auch hier die Stellen größter Fehlordnung. Die ursprünglich im idealen Kristall vorhandenen Netzebenen erscheinen aufgeschnitten und so aufgebogen, daß eine wendeltreppenartige Anordnung entsteht. Daher nennt man diese Art einer Versetzung Schraubenversetzung. In den realen Kristallen kommen beliebige Kombinationen der beiden Arten von Versetzungen vor. Die Versetzungslinien sind dann krummlinig. Abb. 24 zeigt den Übergang einer Kantenversetzung in eine Schraubenversetzung.

Unter der Versetzungsdichte versteht man die Zahl der Versetzungslinien, die durch die Flächeneinheit senkrecht hindurch tritt. Als Fläche dient gewöhnlich die Oberfläche des Kristalls.

Auf einer Versetzungslinie befinden sich Atome (in Abb. 22 z.B. bei K), deren Bindungskräfte durch ihre Nachbarn nicht voll abgesättigt sind. Diese versetzten Atome besitzen daher in Bezug auf ihre Nachbarn eine höhere potentielle Energie, denn wenn alle Atome regelmäßig angeordnet sind, hat die Gesamtenergie des Systems aus allen Atomen ein Minimum. (Dies ist bekanntlich der Grund für das regelmäßige Wachstum der Kristalle.) An den ver-

setzten Atomen lagern sich aus diesem Grunde besonders gern Fremdatome an. Entlang einer Versetzungslinie sind dann Gitterbausteine, neutrale und ionisierte Fremdatome vorhanden. In der Umgebung einer Versetzungslinie ist ein mechanisches Spannungsfeld vorhanden. Die Gitterkonstante hat hier andere Werte als im ungestörten Kristall. Elektronen und Phononen werden daher auch an den Atomen in der Umgebung einer Versetzungslinie gestreut.

#### Anhang IV. Herleitung der Gleichung (18) für die Phononenenergie

---

Bei einer Temperatur  $T \gg 0^\circ\text{K}$  führt das Gitter elastische Eigenschwingungen aus. Hier interessieren nur die akustischen Eigenschwingungen, bei denen benachbarte Gitterpunkte gleichphasig schwingen. Diese Gitterschwingungen lassen sich durch Überlagerung von Wellen auffassen mit Wellenzahlen  $k_{\text{ph}} = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{ph}}}$ . Diese Gitterwellen sind gequantelt; es gilt  $-\frac{\pi}{a} < k_{\text{ph}} < \frac{\pi}{a}$ . Eine Gitterschwingung mit einem bestimmten  $k_{\text{ph}}$  heißt Phonon. Die Energie eines Phonons ist  $\hbar \cdot \omega_{\text{ph}} = h \cdot \nu_{\text{ph}}$ . Die Phononen unterliegen, da sie keinen Spin haben, der Bosestatistik. Somit ist im thermischen Gleichgewicht die Energie aller Phononen mit der Kreisfrequenz  $\omega_{\text{ph}}$

$$E_{\text{ph}} = \frac{1}{e \frac{\hbar \omega_{\text{ph}}}{kT} - 1} \hbar \omega_{\text{ph}} \quad ,$$

für  $k \cdot T \gg \hbar\omega_{ph}$  folgt dann

$$E_{ph} = k \cdot T \quad (18)$$

#### Anhang V. Herstellung von Proben mit verschiedenen

##### Versetzungsdichten

Es wurden verschiedene Methoden zur Erzeugung hoher Versetzungsdichten ausprobiert. Zunächst wurde die von Hahn und Taube [33] angegebene Methode angewandt. Die Proben wurden in einer Graphitform (vgl. Abb. 25) auf etwa  $900^{\circ}\text{C}$  erhitzt und durch einen Formiergasstrom aus 80 % Stickstoff und 20 % Wasserstoff abgekühlt. Die Graphitform wurde durch direkten Stromdurchgang erhitzt. Die Erhitzungsdauer betrug einige Minuten. Eine erhöhte Versetzungsdichte zeigte sich nur in der Nähe der Probenoberfläche. Die von Hahn und Taube für Proben von nur 1 mm Dicke angewandte Methode war daher nicht brauchbar. Außerdem waren die zuvor n-leitenden Proben p-leitend geworden. Dies hätte aber nicht gestört, da der ursprüngliche Leitungstyp durch Tempern oberhalb  $600^{\circ}\text{C}$  wieder zurückgewonnen werden kann. Allerdings wird dadurch die Versetzungsdichte wieder herabgesetzt (vgl. [33]). Die zweite von Hahn und Taube [33] angegebene Methode wurde ebenfalls unter-

sucht. Die Proben wurden anfangs in einem Ofen, später durch Induktionsheizung auf etwa  $900^{\circ}\text{C}$  erhitzt und dann durch einen Formiergasstrom unter gleichzeitiger Entfernung des Ofens abgekühlt. Die Proben lagen dabei auf einem Graphitklotz, der vorher etwa eine Stunde lang im Vakuum bei  $1000^{\circ}\text{C}$  ausgeheizt worden war, damit aus dem Klotz keine Verunreinigungen in die Germanium-Probe eindiffundieren konnten. Leider erhöhte sich bei dieser Methode die Versetzungsdichte nur geringfügig, wie dies Hahn und Taube auch festgestellt haben. N-leitende Proben wurden p-leitend, was jedoch durch Tempern bei  $600^{\circ}\text{C}$  wieder rückgängig gemacht werden konnte. Zum Tempern wurde ein Ofen benutzt, dessen Temperatur bei  $900^{\circ}\text{C}$  auf  $\pm 0,5^{\circ}\text{C}$  konstant gehalten werden konnte. Die Temperzeit betrug mehrere Tage. Bei dotierten Proben kommt noch eine weitere Schwierigkeit hinzu. Bei der Erhitzung im Ofen diffundiert das Dotierungsmaterial aus der Probe heraus. Es entstehen hochohmige Proben. Dieser Effekt kann durch Einschmelzen in ein Quarzrohr vermindert werden. Für das Entstehen von Versetzungen ist aber der Kontakt Formiergas-Probe erforderlich. Das Quarzrohr verhindert jedoch die Ausbildung eines Temperaturgradienten von hinreichender Größe.

Schließlich wurden Germaniumproben im Ölbad auf  $400^{\circ}\text{C}$  erhitzt und dann in einem Ölbad von Zimmertemperatur abgeschreckt. Dabei entstanden polykristalline Proben. Die Korngrenzen der ein-

zelenen Kristallite wurden durch Ätzen mit CP 6 [34] sichtbar gemacht (vgl. Abb. 26). Die einzelnen Kristallite zeigten keine erhöhte Versetzungsdichte.

Daher wurden zunächst eigenleitende Germanium-Einkristalle mit einer Versetzungsdichte  $N_V$  von etwa  $30\,000\text{ cm}^{-2}$  beschafft. Gegenüber Proben der Versetzungsdichte  $N_V = 0\text{ cm}^{-2}$  zeigte sich bei gleicher elektrischer Leitfähigkeit ein deutlicher Effekt: Die Thermokraft war bei der Versetzungsdichte  $N_V \approx 30\,000\text{ cm}^{-2}$  etwa 30 % kleiner als bei  $N_V = 0\text{ cm}^{-2}$ . Da die Einkristalle mit  $N_V = 0\text{ cm}^{-2}$  und  $N_V \approx 30\,000\text{ cm}^{-2}$  zu verschiedenen Zeiten, möglicherweise in verschiedenen Tiegeln und aus Grundmaterialien verschiedener Herkunft hergestellt worden waren, wurde vermutet, daß der Effekt auf Ladungsträgerkompensation beruhe. Hätte die stark versetzte Probe gegenüber der nicht versetzten eine geringe zusätzliche Akzeptordotierung gehabt, so hätten die Akzeptoren bei tiefen Temperaturen vielleicht den Abfall der Thermospannung verursacht. Die Leitfähigkeit der beiden Proben war bei Zimmertemperatur bei einer Meßgenauigkeit von 5 % gleich. Da es aber experimentell schwierig ist, Akzeptordotierungen von etwa  $10^{10} - 10^{12}\text{ cm}^{-3}$  nachzuweisen, wurden diese Proben nicht weiter untersucht.

Um verschiedene Dotierungen der Proben gleicher Leitfähigkeit

auszuschließen, stellte das Unterharzer Berg- und Hüttenwerk, Goslar, aus einem einzigen Tiegelinhalt nach der Czochralski-Methode nacheinander hochversetzte, weniger stark versetzte und gering versetzte Kristalle gleicher Dotierung her. Dabei wurde am Tiegel während des Ziehens dreier zusammengehöriger Einkristalle von außen nichts geändert. Die hohen Versetzungsdichten wurden durch einen Durchmesser des Kristalls von ca. 40 mm verwirklicht, die kleineren Versetzungsdichten durch kurzzeitiges Ziehen eines "Dünnhalses". Die drei Kristalle hingen dann über die "Dünnhälsa" zusammen. Die Leitfähigkeit zwischen Ziehbeginn und -ende änderte sich dabei um wenige %. Es wurden n-leitende Kristalle mit spezifischen Widerständen von etwa 60  $\Omega$  cm, 20  $\Omega$  cm und 3  $\Omega$  cm hergestellt (vgl. Tab. 1, Proben A ... K). Bei dem großen Durchmesser von etwa 40 mm ist die Versetzungsdichte über den Kristallquerschnitt nicht konstant. Es war daher auch möglich, aus Gebieten hoher und kleinerer Versetzungsdichte Proben herauszuschneiden. Dotierungsunterschiede waren dann zwischen diesen Proben sicherlich vernachlässigbar. Die Proben B1 und B3 (vgl. Tab. 1) wurden auf diese Weise gewonnen. Leider traten bei der Herstellung von p-leitenden Kristallen nach Mitteilung des Unterharzer Berg- und Hüttenwerkes Schwierigkeiten auf, die noch nicht geklärt sind. Daher mußten die Untersuchungen auf n-leitende Proben beschränkt bleiben.

## Anhang VI. Bestimmung der Versetzungsdichte

Die Atome einer Versetzungslinie sind nicht so stark gebunden wie ihre Nachbarn im geordneten Kristallverband. Säuren, die den Kristallbaustoff aufzulösen vermögen, greifen daher an den Durchstoßpunkten der Versetzungslinien durch die Kristalloberfläche besonders stark an. Es bilden sich Ätzgruben. Jede Ätzgrube kennzeichnet eindeutig eine Versetzungslinie. Dies wurde von Dash und Tyler [23] nachgewiesen. Die geläpften Proben wurden in Tetrachlorkohlenstoff entfettet. Dann folgte eine 5 Minuten dauernde Ätzung mit CP 6 [34] im Wasserbad bei  $35^{\circ}\text{C}$ , um den Kristallschutt zu entfernen, und anschließend eine 10 Minuten dauernde Ätzung in einer kochenden Lösung von  $\text{K}_3\text{Fe}(\text{CN})_6$  in KOH [35]. Zum Abspülen der Proben wurde ausschließlich destilliertes Wasser benutzt. Da die Einkristalle in  $(1\ 1\ 1)$ -Richtung nach der Czochralski-Methode gezogen wurden, treten Ätzgruben überwiegend in  $(1\ 1\ 1)$ -Flächen auf. Abb. 27 zeigt Ätzgruben einer Germanium-Probe, die nach dieser Methode geätzt wurde. Die Versetzungsdichte wurde durch Auszählen unter einem Mikroskop mit Hilfe eines Meßrasters bei 40-facher Vergrößerung bestimmt. Es wurden alle Ätzgruben an beiden Seiten der Proben ausgezählt.

Anhang VII. Sondenapparatur für den Temperaturbereich 77 bis 300°K

Zur Messung von Thermokraft und Wärmeleitfähigkeit erscheint die Anordnung nach Abb. 28 von Emel'yanenko und Kesamanly [36] besonders geeignet. An den Enden der Probe wird durch Heizung und Kühlung eine Temperaturdifferenz erzeugt. Der Temperaturverlauf im Innern der Probe hat dann angenähert den in Abb. 29 angedeuteten parabelförmigen Verlauf (vgl. z.B. [37]). Es ist daher zweckmäßig, die Thermospannung in der Mitte der Probe etwa bei a und b abzugreifen. Da zur Bestimmung der Thermokraft auch die Temperaturdifferenz zwischen den Punkten a und b gemessen wird, ist bei bekanntem Abstand a, b und bei bekannter Heizleistung an einem Ende der Probe zugleich die Wärmeleitfähigkeit nach (24) bestimmt, wenn Wärmeverluste vermieden werden. Die Messung von Thermospannung und Temperaturdifferenz zwischen den Punkten a und b geschieht mit Hilfe von Sonden. Da die Sonden Wärme ableiten, wird nach Abb. 30 an den Sonden eine elektrische Heizung angebracht, deren Stärke so einreguliert wird, daß die Thermoelemente  $Th_1$  und  $Th_2$  zwischen den Punkten c und d die Temperaturdifferenz Null anzeigen. Emel'yanenko und Kesamanly benutzten diese Anordnung zur Messung der Thermokraft in dem Temperaturbereich 300 bis 450°K.

Für Messungen bei tieferen Temperaturen wurde diese Anordnung etwas geändert. Die Proben werden zwischen zwei Kupfer-Klötzen



$K_1$  und  $K_2$  eingespannt (vgl. Abb. 31).  $K_1$  wird mit Teflonbuchsen auf zwei Neusilberführungen durch Federn gegen  $K_2$  gedrückt. Die Wärmeleitung über die Teflonbuchsen und die Neusilberführungen ist vernachlässigbar. Die beiden Sonden bestanden zunächst aus Kupfer. Durch den langen Federweg wird für beide Sonden eine gleichgroße Andruckkraft erreicht. Der Sondenkopf kann mit Hilfe zweier Feintriebe von außen über die gesamte Probenoberfläche verschoben werden. Ein dritter Feintrieb mit Kardan-Gelenk hebt die Sonden während der Bewegung von der Probe ab, damit die Spitzen der Sonden nicht beschädigt werden. Elektrische Zuleitungen und Thermoelemente sind bei Zimmertemperatur mit einfachen PVC-Stopfbuchsen nach außen geführt. Die Sondenapparatur befindet sich in einem Neusilber-Zylinder von kreisförmigem Querschnitt.  $K_2$  ist über eine Kupferschraube  $K_s$  mit diesem Zylinder verbunden, um den Wärmekontakt mit Zylinder und Umgebung zu verbessern. Diese Schraube, die von außen zugänglich ist, wird mit Wood'schem Metall von außen abgedichtet. Zur Messung wurde der Zylinder auf  $10^{-3}$  Torr evakuiert oder mit Helium von geringem Überdruck gefüllt. Zur Messung der Thermospannungen der Thermoelemente dienten zwei Mikrovoltmeter, die auf jeweils zwei Thermoelemente umgeschaltet werden konnten. Zur Messung der Thermospannung der Probe diente ein Elektrometerverstärker.

Diese Apparatur lieferte zwischen  $300^{\circ}\text{K}$  und  $200^{\circ}\text{K}$  für geschliffene Proben (Schmirgelpapier, Körnung 400) Meßwerte mit einer

Reproduzierbarkeit von etwa 1 %, während die Meßgenauigkeit, die im wesentlichen durch die Temperaturmessung gegeben war, etwa 5 % betrug. Bei geätzten Proben wurden keine reproduzierbaren Ergebnisse erzielt. Bei tieferen Temperaturen machte sich der Übergangswiderstand zwischen Sonden und Probe stark bemerkbar. Obwohl der Elektrometerverstärker zur Messung der Thermokraft einen Innenwiderstand von  $\geq 10^{14} \Omega$  hat, betrug bei 77°K die Unterschiede der Thermokraft bei Abheben und erneutem Aufsetzen der Sonden auf geschliffene Proben (vgl. oben) bis zu 100 %. Daher wurden die Kupfer-Sonden durch Wolfram-Sonden ersetzt. Die Spitzen der Wolfram-Sonden wurden durch elektrolytisches Ätzen in gesättigter KOH-Lösung hergestellt. Zur Befestigung der Wolfram-Stifte am Sondenkopf (vgl. Abb. 31) wurden die Wolfram-Stifte nach Abb. 32 mit Nickeldraht elektrisch verschweißt und in das Messingrohr R' weich eingelötet. Der Andruck der Sonden wurde durch Verstärken der Feder F (Abb. 31) auf ungefähr den zehnfachen Wert erhöht. Durch den erhöhten Andruck sollte stärkere Zerstörung des Kristalls in der Umgebung der Spitzen erreicht werden. Durch die erhöhte Trägerrekombination in diesem Gebiet würde der Metall-Halbleiterkontakt dann keinen hohen Sperrwiderstand besitzen. Tatsächlich lieferte die Apparatur nun bei 77°K eine Reproduzierbarkeit von etwa 10 % bei geschliffenen, hochohmigen n-Germanium-Proben. Mit dieser Meßgenauigkeit konnte bei 77°K keine Abhängigkeit der Thermokraft oder der Wär-

meleitfähigkeit von der Versetzungsdichte festgestellt werden. Versuche mit flüssigem Wasserstoff bei  $20,4^{\circ}\text{K}$  ergaben Schwankungen der Thermokraft bei Abheben und erneutem Aufsetzen der Sonden von 200 % und mehr. Daher wurde die Sondenapparatur nur bei Messungen oberhalb  $77^{\circ}\text{K}$  eingesetzt. Von einer Formierung der Sondenkontakte wurde abgesehen, da durch das Eindiffundieren des Kontaktmaterials in die Probe in der Umgebung der Spitzenkontakte erhöhte Leitfähigkeit auftritt, wodurch die Thermokraft in der Probe sicherlich verfälscht wird.

Nach Devyatkowa und Smirnov [38] besteht nur dann ein guter Wärmekontakt, wenn gleichzeitig ein guter elektrischer Kontakt vorhanden ist, der die Thermospannung zu messen gestattet. Dies wurde experimentell bestätigt. Daher konnte die Sondenapparatur auch zur Messung von  $\Delta\epsilon$  nur oberhalb  $77^{\circ}\text{K}$  eingesetzt werden.

Bei  $200^{\circ}\text{K}$  wurde die Sondenapparatur dazu benutzt, festzustellen, welchen Einfluß der in Abb. 29 dargestellte Temperaturverlauf im Innern der Probe auf die Thermokraft hat. In der gleichen Apparatur (Abb. 31) wurde die Thermokraft an den Proben  $F_1$  und  $K_1$  (vgl. Tab. 1) gleichzeitig zwischen den Klötzen  $K_1$  und  $K_2$  und den beiden Sonden gemessen. Der Unterschied betrug 3 %. Da die Thermokraft bei  $200^{\circ}\text{K}$  nahezu temperaturunabhängig ist (vgl. Abb. 5), ist der Unterschied der Temperaturdifferenz zwischen Sonden und Klötzen ohne Einfluß auf die gemessene Thermokraft. Der Abstand

der Sonden beträgt 2 mm. Bei einer Temperaturdifferenz von  $5^{\circ}\text{K}$  zwischen  $K_1$  und  $K_2$  beträgt die Temperaturdifferenz zwischen den Sonden etwa  $0,7^{\circ}\text{K}$ . Der Unterschied der Thermokraft ist daher auf die weniger genaue Temperaturmessung an den Sonden zurückzuführen. Es kann ein lineares Temperaturgefälle in der Probe angenommen werden, wie dies auch in der bisher vorliegenden Literatur allgemein vorausgesetzt wird (vgl. z.B. [39]).

Anhang VIII Herstellung von Flächenkontakten zwischen der Probe  
und den Kupferklötzen  $K_3$  und  $K_4$  (vgl. Abb. 9)

Bei dem Kontakt zwischen zwei ebenen Körpern liegt Berührung nur in wenigen Punkten vor (vgl. z.B. [40]). Daher wurden die Proben an die Kupfer-Klötze  $K_3$  und  $K_4$  angelötet. Dies ist sehr einfach, da die Klötze selbst eine Heizungswicklung besitzen. Durch das Anlöten der Proben ergab sich eine Reproduzierbarkeit der gemessenen Thermospannungen zwischen  $20^{\circ}\text{K}$  und  $77^{\circ}\text{K}$  von etwa 2 %. Um die Proben einlöten zu können, wurden sie an den Stirnflächen zunächst rhodiniert [F] und anschließend verzinkt. Zum Rhodinieren wurden die geätzten Proben an den Stirnflächen mit Schmirgelpapier aufgeraut. Die Längsflächen der Proben wurden mit siedendem Paraffin abgedeckt. Als Anode diente ein Platin-

Blech, dessen Oberfläche groß gegen die zu rhodinierende Fläche war. Das Rhodinieren erfolgte 5 Minuten lang bei einer Stromdichte von  $2,5 \text{ mA cm}^{-2}$ . Zum Anlöten der Probe wurde anfangs reines Zinn, Weichlot oder Wood'sches Metall verwendet. Es zeigte sich, daß das Lot mit dem Rhodium und dem Germanium eine Legierung bildete, die einen anderen thermischen Ausdehnungskoeffizienten als Germanium hat. Beim Herausnehmen der Probe aus der Apparatur nach Messungen unterhalb  $77^\circ\text{K}$  bröckelte das legierte Material von der Probe ab. Abb. 33 zeigt, wie die Probe entsprechend dem beim Löten vorhandenen Temperaturgradienten kreisrund ausgehöhlt ist. Deshalb wurden die Proben an den Stirnflächen vergoldet [F] und mit reinem Indium zwischen  $K_3$  und  $K_4$  verlötet. Wood'sches Metall oder Lötzinn ist bei vergoldeten Flächen nicht brauchbar, da sich das Gold in dem flüssigem Lot auflöst. Das Vergolden wurde analog dem Rhodinieren durchgeführt. Bei der gleichen Stromdichte wurde aber die Dauer des Stromes auf 30 Sekunden reduziert.

Literaturverzeichnis

- [ 1 ] Halbleiterprobleme, W. Schottky, IV, 1957, 69 - 118  
Festkörperprobleme, F. Sauter, II, 1962, 162 - 187  
E. Spenke, Elektronische Halbleiter, 2. Auflage, 1965, 89 - 93
- [ 2 ] T.H. Geballe und G.W. Hull, Phys. Rev., 94, 1954, 1134 - 1140
- [ 3 ] C. Herring, Phys. Rev., 96, 1954, 1166
- [ 4 ] Gmelins Hdb. anorg. Chemie, Ergbd. 45, Germanium, 1958, 186 - 187
- [ 5 ] Gmelins Hdb. anorg. Chemie, Ergbd. 45, Germanium, 1958, 185
- [ 6 ] E.M. Conwell und V.F. Weisskopf, Phys. Rev., 77, 1950, 388 - 390
- [ 7 ] Gmelins Hdb. anorg. Chemie, Ergbd. 45, Germanium, 1958, 186
- [ 8 ] C. Erginsoy, Phys. Rev., 2, 79, 1950, 1013
- [ 9 ] D.L. Dexter und F. Seitz, Phys. Rev., 2, 86, 1952, 964 - 965
- [10] P.G. Klemens, Austr. J. Phys., 7, 1954, 57
- [11] Handbuch der Physik, S. Flügge, XIV, 210, Gleichung (6.5)
- [12] R.W. Pohl, Einführung in die Optik, 7. und 8. Auflage, 1948, 177
- [13] Handbuch der Physik, S. Flügge, XIV, 210, Gleichung (6.8)
- [14] H.P.R. Frederikse, Phys. Rev., 92, 1953, 248 - 252
- [15] P. Debye, Vorträge über die kinetische Theorie der Materie und der Elektrizität, 1914, 19 - 60
- [16] H. Bross, A. Seeger und R. Haberkorn, phys. stat.sol., 3, 1963, 1126
- [17] Handbuch der Physik, S. Flügge, XIV, 221
- [18] C.J. Glassbrenner und G.A. Slack, Phys.Rev., 134, 1964, A 1058-1069
- [19] Philips' Technische Rundschau, 20, 1957/58, 230
- [20] G.K. White und S.B. Woods, Can. J. Phys., 33, 1955, 58 - 73
- [21] L. Micie und A. Gilly, Elektronik, 9, 1963, 263 - 265
- [22] Landolt-Börnstein, Zahlenwerte u. Funktionen, IV 2c, 1965, 763
- [23] W.C. Dash und W.W. Tyler, J. appl. Phys., 28, 1957, 1221
- [24] B. Schwierzi, Diplomarbeit 1968, T.U. Hannover, Inst.B. f. Exp.-Physik
- [25] Festkörperprobleme, F. Sauter, II, 1962, 172
- [26] Gmelins Hdb. anorg. Chemie, Ergbd. 45, Germanium, 1958

- [27] S.R. de Groot, Thermodynamik irreversibler Prozesse, B.-J.-Hochschultaschenbücher Bd. 18/18a, Mannheim 1960, 130
- [28] H. Fröhlich, Elektronentheorie der Metalle, 1936, 206 - 208
- [29] E. Spenke, Elektronische Halbleiter, 2. Auflage, 1965, 358 - 364
- [30] E. Spenke, Elektronische Halbleiter, 2. Auflage, 1965, 548 - 560
- [31] G. Herring, Halbleiter und Phosphore, M.Schön,H.Welker, 1958, 192
- [32] W.T. Read, Jr., Dislocations in Crystals, 1953, 30 - 38
- [33] D.Hahn und D. Taube, Z. angew. Phys., XV, 1963, 130 - 139
- [34] CP 6 : 40 cm<sup>3</sup> HNO<sub>3</sub>, 24 cm<sup>3</sup> HF, 24 cm<sup>3</sup> Eisessig
- [35] E. Billig, Proc. Roy. Soc., A, 235, 1956, 43
- [36] O.V. Emel'yanenko und F.P. Kesamanly, Soviet Phys.-Solid State 5, 1961, 1356 - 1358
- [37] R.W. Pohl, Mechanik, Akustik und Wärmelehre, 13. Aufl., 1955, 295-298
- [38] E.D. Devyatkovala und I.A. Smirnov, Sov. Phys.-Sol. St., 8, 1963, 1227
- [39] A.F. Chudnovskii, Sov. Phys.-Sol. St., 2, 1961, 2610 - 2616
- [40] R. Holm, Elektrische Kontakte, 1958, 8

Verzeichnis der Herstellerfirmen der benutzten Geräte

- [ A ] Philips-Industrie-Elektronik, Hamburg
- [ B ] Au + 0,03 % Fe/Chromel, Heraeus GmbH, Hanau
- [ C ] Vielfach-Elektrometer 330, Dorsch-Elektronik, München
- [ D ] DC-Null-Voltmeter 419 A, Hewlett-Packard-Company, New York
- [ E ] 4-Kanal Kompensationsschreiber L 66/40, Linseis KG, Selb/Bay.
- [ F ] Heraeus GmbH, Hanau

Tabelle 1

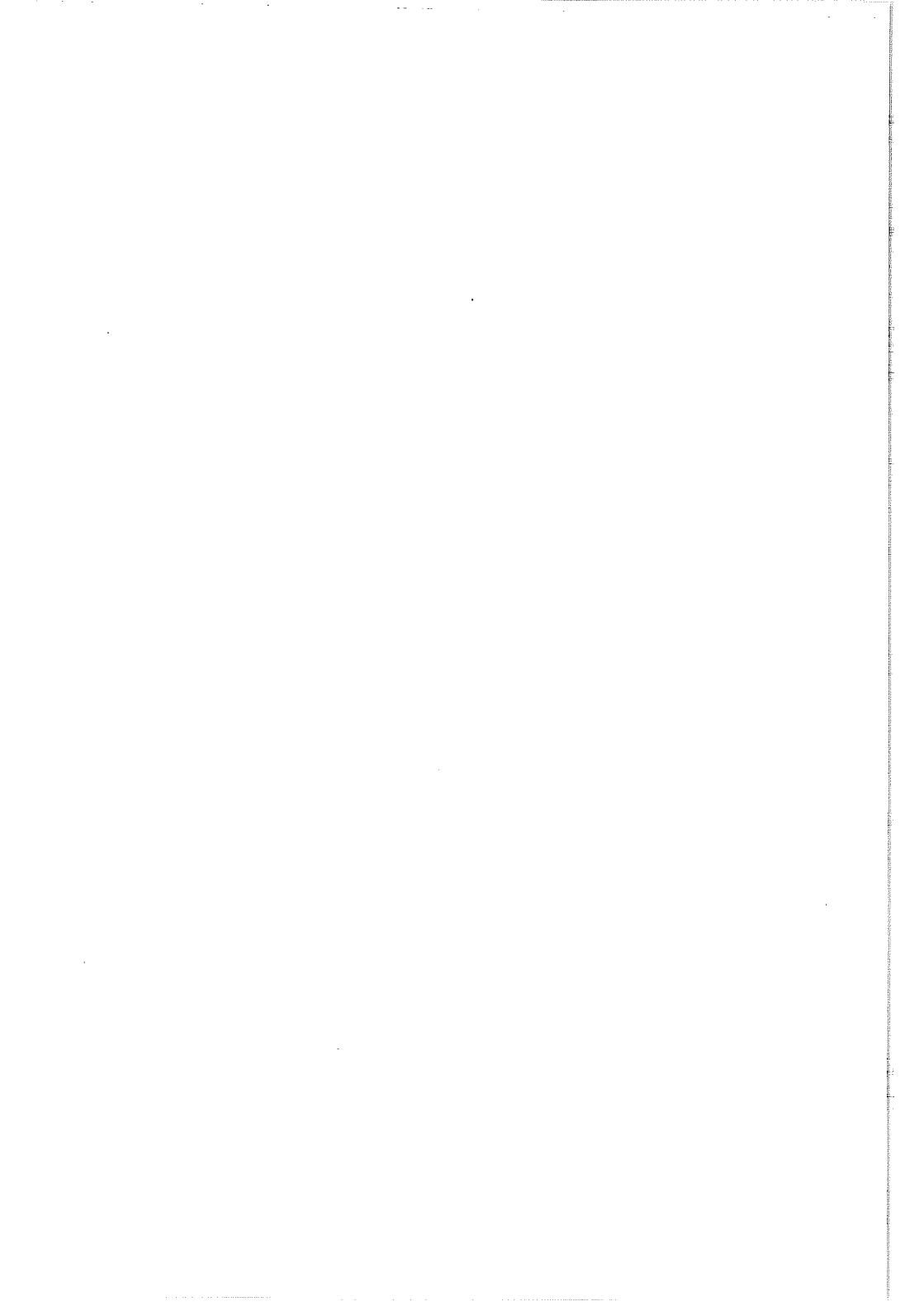
Probe	Spezifischer Widerstand $\rho$ [ $\Omega$ cm] bei 26°C	Versetzungsdichte $N_V$ [ $\text{cm}^{-2}$ ]	Kennzeichnung der Meßpunkte
G1	57	900	} x x x Abb. 15, 19
G2	54	200	
G3	56	100	
A1	59	2 800	
A2	58	2 600	
A3	59	2 000	
F1	22	0	
F2	23	100	
F3	22	300	
E1	22	2 800	
E2	22	3 100	
E3	21	11 000	} . . . Abb. 15, 19
B1	59	10 300	
B2	57	30 000	} . . . Abb. 15, 19
B3	56	34 000	
D1	19	32 000	
D2	18	29 000	
D3	19	28 000	
G1	2,7	12 000	} A A A Abb. 16, 20
G2	2,7	13 000	
G3	2,8	9 000	
H1	2,8	2 200	
H2	2,8	2 600	
H3	2,9	1 900	
K1	2,9	0	
K2	2,8	0	
K3	2,8	0	



## Lebenslauf

Am 13. Dezember 1937 wurde ich, Herward Kopp, in Dortmund als Sohn des Biologen Dr. phil. Julius Kopp und seiner Ehefrau Luise, geb. Hilburg, geboren.

Nach der Grundschulausbildung besuchte ich drei Jahre lang die staatliche Oberschule für Jungen in Rinteln und sechs Jahre lang das städtische mathematisch-naturwissenschaftliche Gymnasium für Jungen in Bad Salzungen. Nach bestandener Reifeprüfung begann ich im April 1958 das Studium der Physik an der Technischen Hochschule Hannover. Im Oktober 1960 bestand ich die Diplomphysiker-Vorprüfung und im Februar 1965 die Diplomphysiker-Hauptprüfung. Meine Diplomarbeit fertigte ich bei Herrn Professor Dr. W.A.von Meyeren im Institut B für Experimentalphysik der Technischen Hochschule Hannover an. In diesem Institut arbeite ich seit dem 1. April 1965 als wissenschaftlicher Assistent (Verwalter).



B I L D T E I L

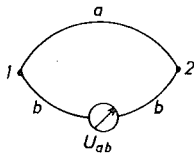


Abb. 1

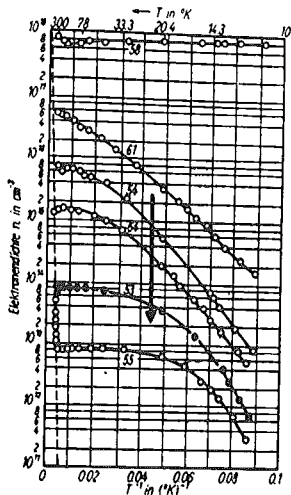


Abb. 3 Temperaturabhängigkeit der Elektronendichte in Arsen-dotierten Germanium-Proben. Die Dotierung nimmt in Richtung des Pfeils ab. Probe 55 ist eigenleitend. Probe 61 ist niederohmig. (nach [26] Seite 168)

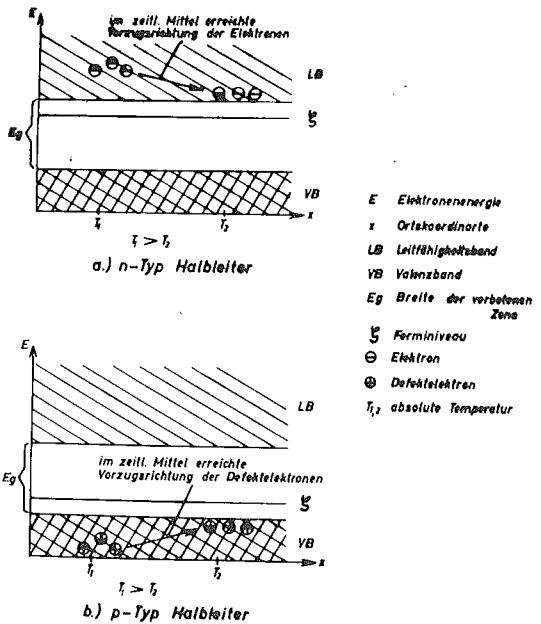


Abb. 2 Ebenes Energiebändermodell eines Halbleiters (nach [26] Seite 126)

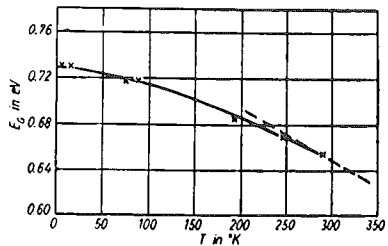


Abb. 4 Temperaturabhängigkeit der Breite Eg der verbotenen Zone (nach [26] Seite 128)

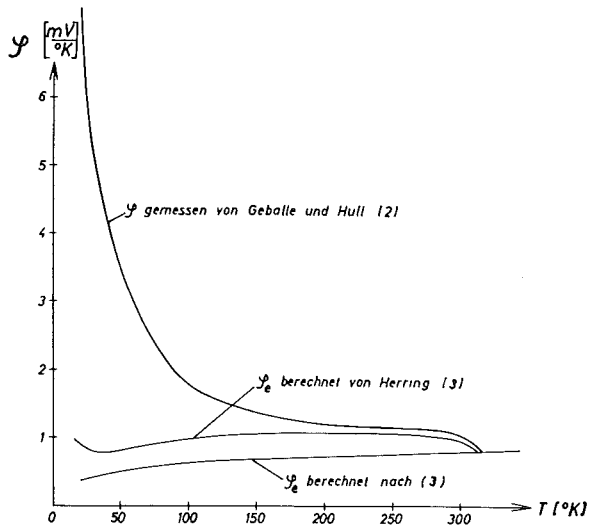


Abb. 5 Gemessene Werte von  $\varphi$  (n-Germanium) im Vergleich zu berechneten Werten von  $\varphi_e$

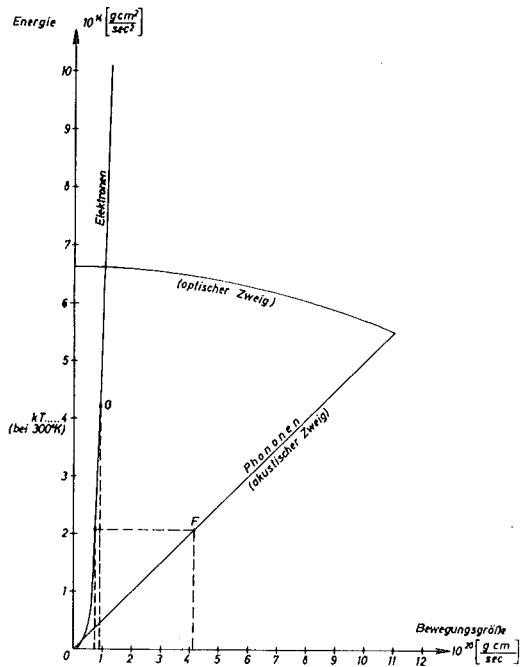


Abb. 6 Zusammenhang zwischen Energie und Bewegungsgröße für Elektronen und Phononen bei Gültigkeit eines ebenen Energiebändermodells (nach [30])

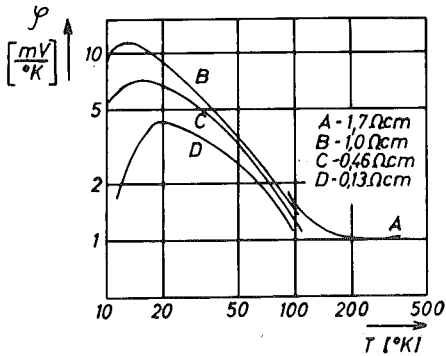


Abb. 7 Thermokraft von n-Germanium als Funktion der Temperatur

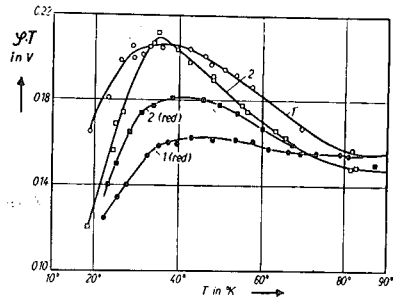


Abb. 8 Einfluß der Probendicke auf die mit  $T$  multiplizierte Thermokraft in einer n-Germanium- (1) und einer p-Germanium- (2) Probe. Bei Probe (1) wurde der Querschnitt von 2,4  $mm^2$  auf 0,4  $mm^2$  (1 red), bei Probe (2) von 2  $mm^2$  auf 1,1  $mm^2$  (2 red) verringert (nach [26] Seite 252)

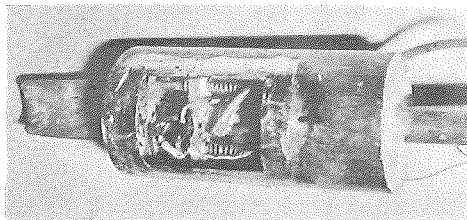
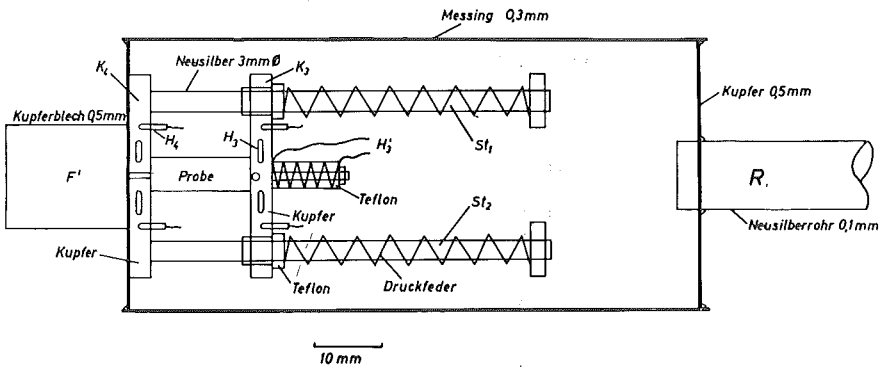


Abb. 9 Einfache Meßzelle zur Bestimmung von Thermokraft und Wärmeleitfähigkeit zwischen 20 $^\circ K$  und 300 $^\circ K$

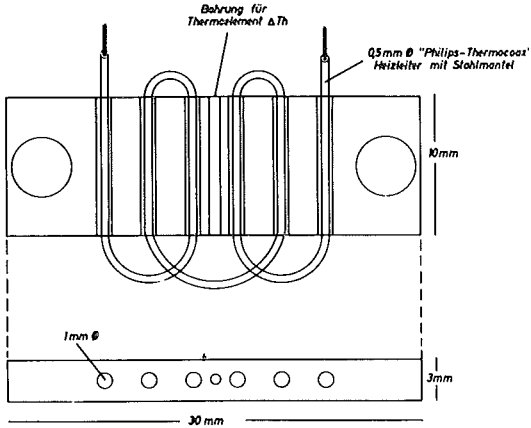


Abb. 10 Heizwicklungen von  $K_3$  und  $K_4$

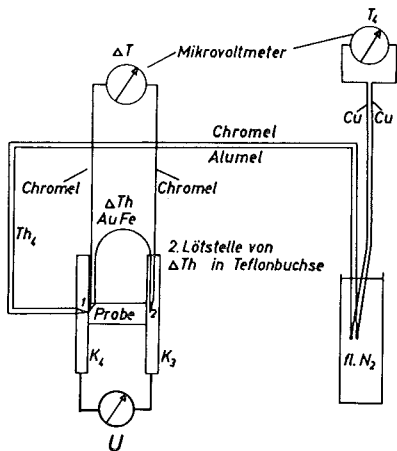


Abb. 11 Temperaturmessung, Thermoelement  $\Delta Th$ : Au + 0,03 % Fe/Chromel

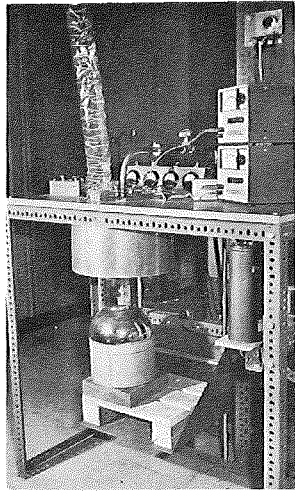


Abb. 12 Experimentelle Anordnung, links Kugeldewargefäß als Kryostat, darüber Abzugshaube für verdampfenden Wasserstoff mit Plastikschlauch, der ins Freie führt.

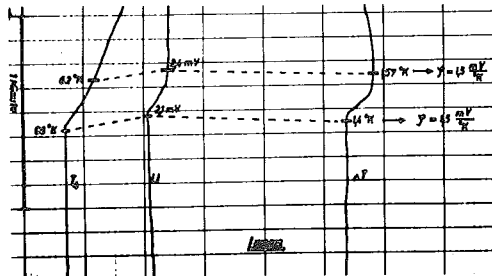


Abb. 14 Schreiberaufnahme

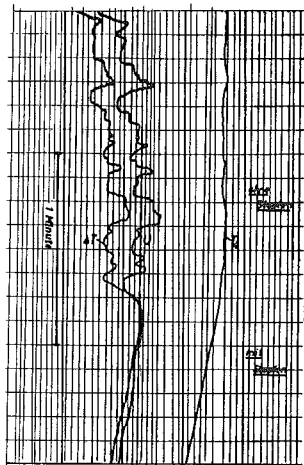


Abb. 13 Schreiberaufnahme

Bewegungsrichtung des Registrierpapiers

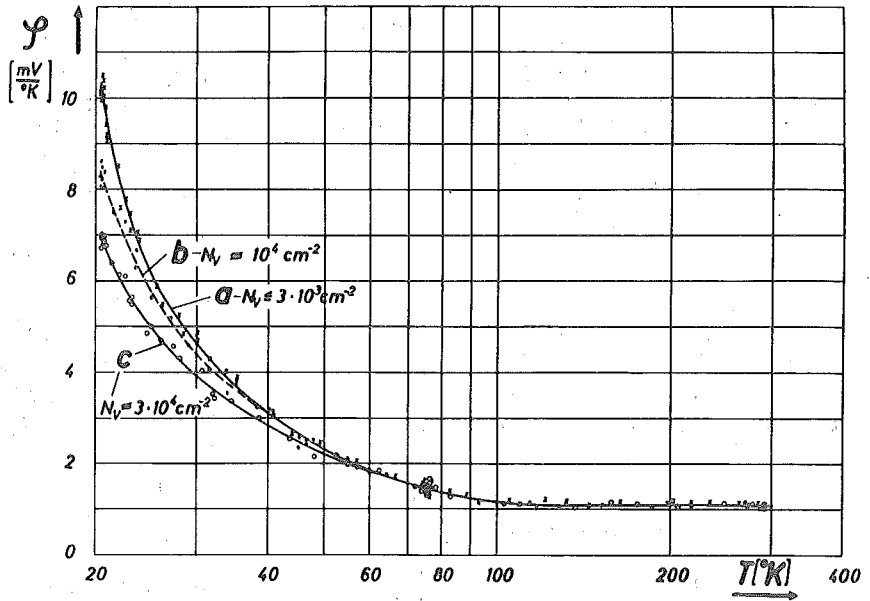


Abb. 15 Thermokraft von eigenleitendem Germanium mit verschiedenen Versetzungsdichten

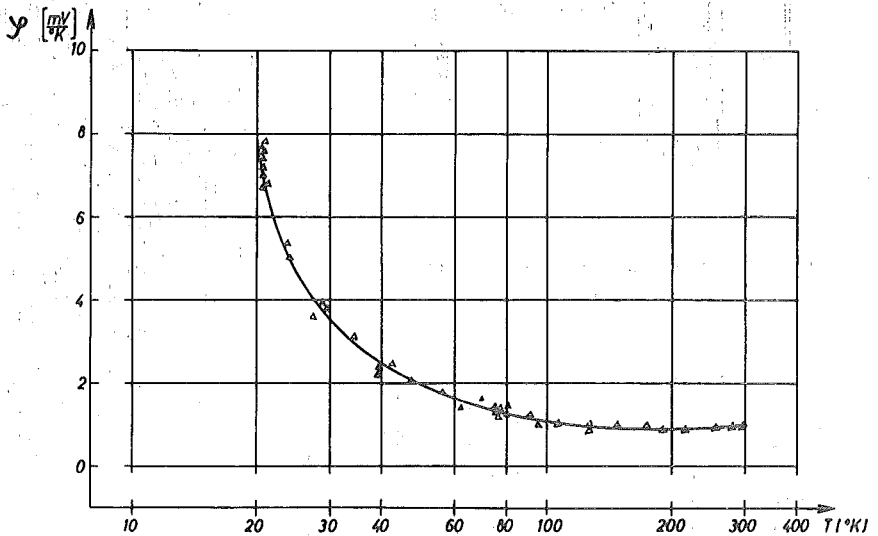


Abb. 16 Thermokraft von niederohmigem n-Germanium mit verschiedenen Versetzungsdichten



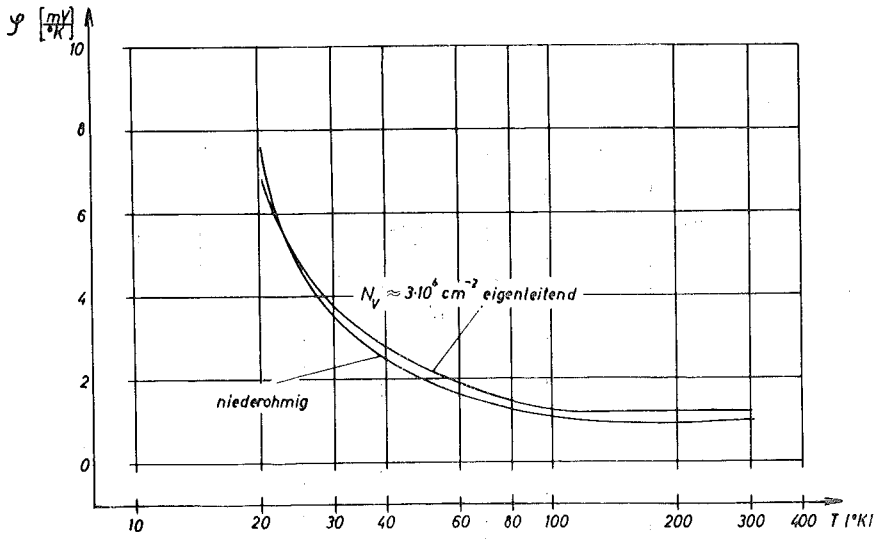


Abb. 17 Vergleich Abb. 15 Kurve c mit Abb. 16

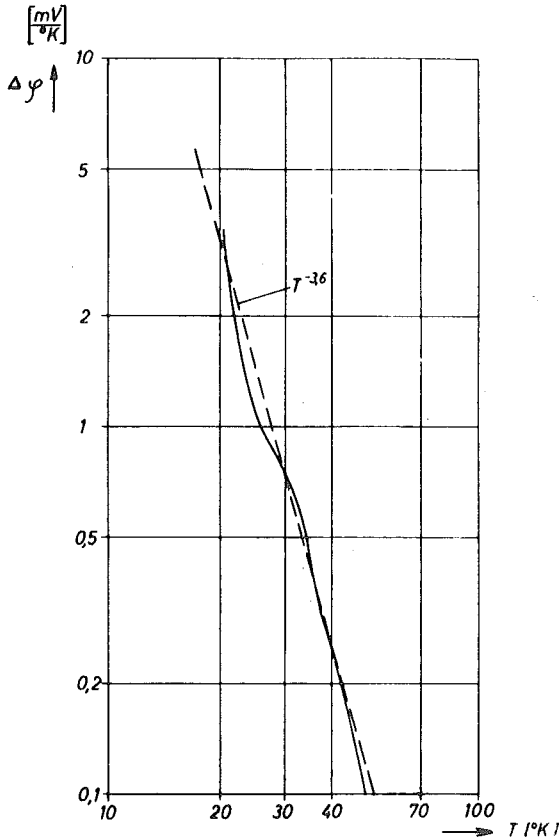


Abb. 18

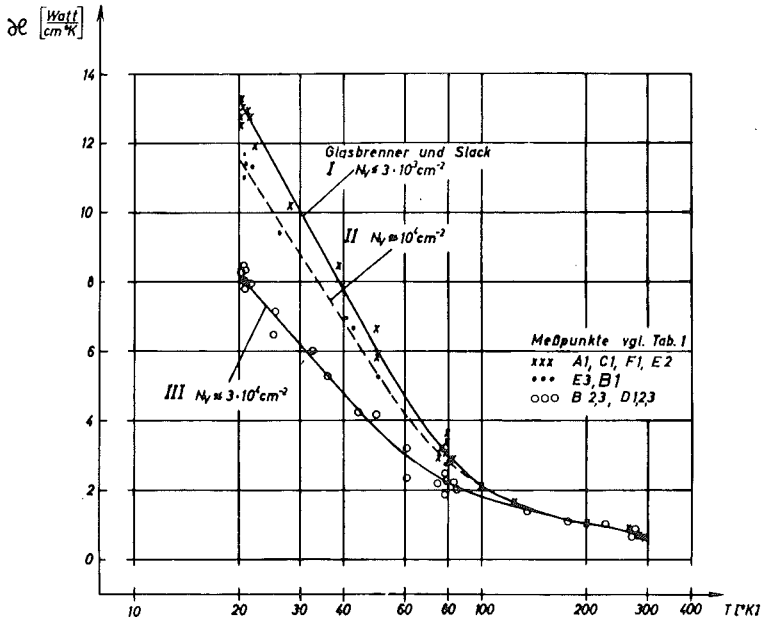


Abb. 19 Wärmeleitfähigkeit von eigenleitendem Germanium mit verschiedenen Versetzungsdichten

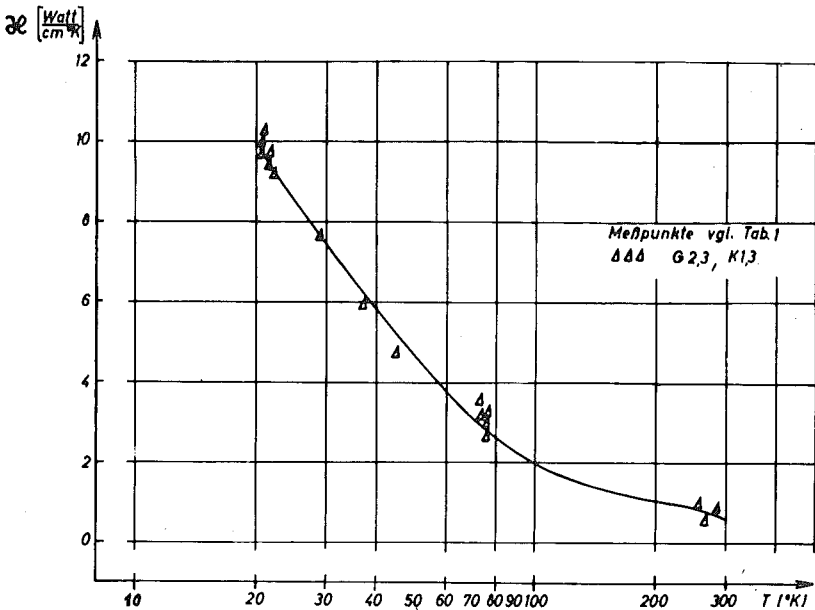


Abb. 20 Wärmeleitfähigkeit von niederohmigem n-Germanium mit verschiedenen Versetzungsdichten

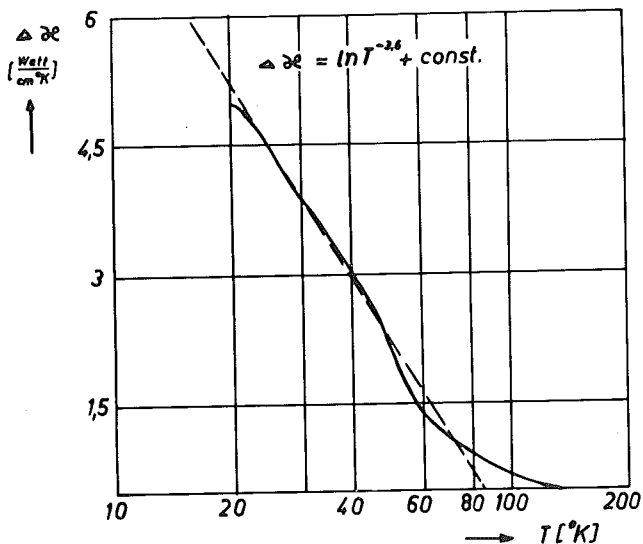


Abb. 21

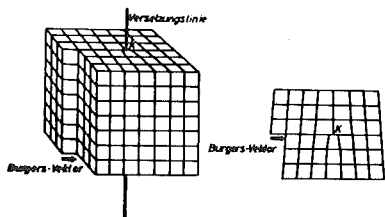


Abb. 22 Kantenversetzung in einem kubischen Kristall (vgl. z.B. [29] S. 80 oder [32] S. 2-3)

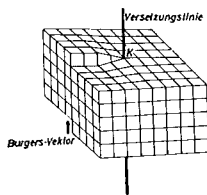


Abb. 23 Schraubenversetzung in einem einfachen kubischen Kristall (vgl. z.B. [29] S. 81 oder [32] S. 16)

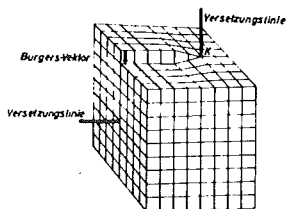


Abb. 24 Übergang einer Schrauben- in eine Stufenversetzung (vgl. z.B. [29] S. 82 oder [32] S. 18)

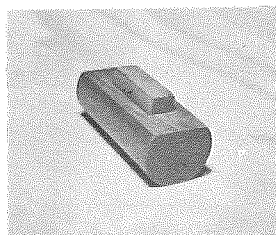


Abb. 25 Graphitform mit Probe



Abb. 26 Polykristalline Germanium-Probe mit CP6[34] geätzt

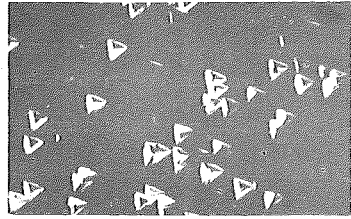


Abb. 27 Ätzgruben in der (1 1 1)-Fläche einer Germanium-Probe, Vergrößerung 40-fach

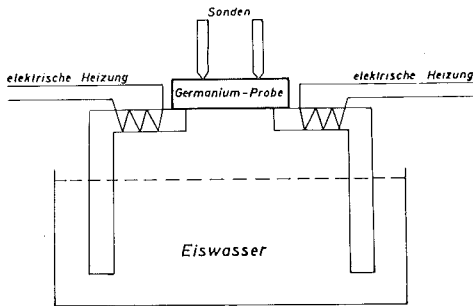


Abb. 28 Apparatur zur Messung der Thermokraft zwischen  $300^{\circ}\text{K}$  und  $450^{\circ}\text{K}$  [36]

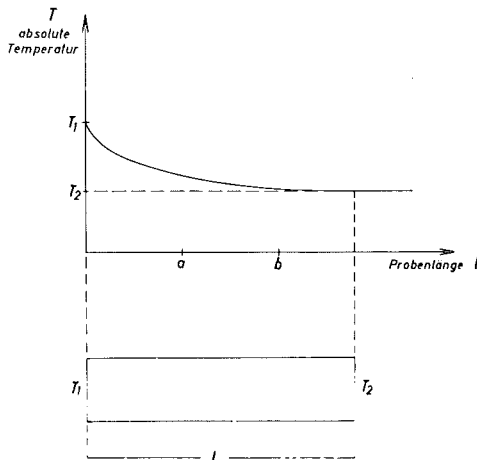
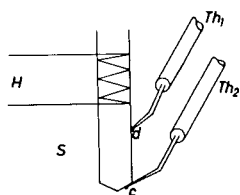


Abb. 29 Temperaturverlauf in einer Probe, zwischen deren Enden eine Temperaturdifferenz vorliegt. Wärmeabstrahlung, Wärmeableitung und Wärmekonvektion sind vernachlässigt.



- H elektrische Heizung, zur Isolierung gegen die Sonde in "UHU-Plus" eingebettet
- S Sonde
- Th<sub>1</sub>, Th<sub>2</sub> Stahlmetallthermoelemente Philips Thermocoax

Abb. 30

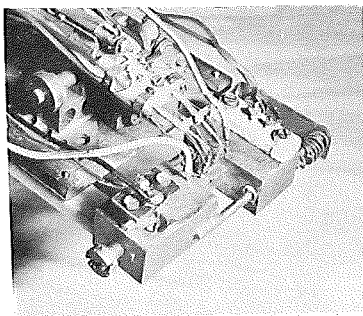
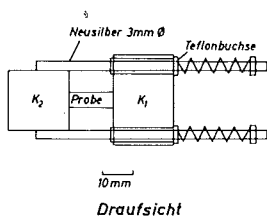
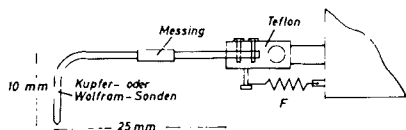
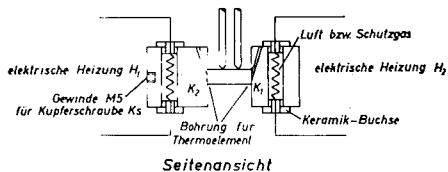


Abb. 31 Sondenapparat für 77°K bis 300°K



Seitenansicht des Sondenkopfes

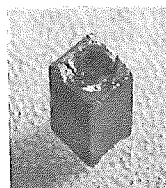


Abb. 33

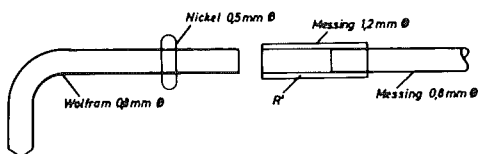


Abb. 32 Befestigung der Wolframsonden

