

Es sind eine Reihe von Versuchen unternommen worden, den Bandabstand als Funktion einer charakteristischen Eigenschaft der Verbindungen darzustellen^{16–19}. Die Abhängigkeit von $1/d$ bzw. $1/d^2$, welche bei den Reihen ohne Wechsel der tetraedrischen Struktur (Elemente der IV. Gruppe, III–V-Verbindungen) zu befriedigenden Ergebnissen führt, ist naturgemäß nicht auf den vorliegenden Fall anwendbar, bei welchem sich die Koordination innerhalb der Reihe ändert (daher ist auch ein Ersatz des Gitterparameters durch die 3. Wurzel des Molumens nicht möglich). Ebenso läßt sich hier die empirische Regel von MIYAUCHI¹⁶, wobei als Abszisse der Quotient aus dem halben Atomabstand durch die Summe der positiven Radien nach PAULING aufgetragen ist, nicht anwenden.

Gut bewährt hat sich in vielen Fällen der Vorschlag von GOODMAN¹⁷, wobei der Bandabstand gegen den Schmelzpunkt aufgetragen wird, obwohl auch hier Ausnahmen bekannt sind (z. B. beim Vergleich GaSb – InAs).

Im vorliegenden Falle versagt auch die Anwendung dieser Regel.

Das vorhandene Material reicht offenbar noch nicht aus, um einen umfassenden Zusammenhang aufzufinden. Daher sind weitere systematische Untersuchungen über Bandabstände homologer Reihen erforderlich.

Herrn Prof. HAHN sind wir für die freundliche Überlassung einiger der hier untersuchten Präparate der Gallium- und Indiumreihe zu besonderem Dank verpflichtet.

¹⁶ T. MIYAUCHI, J. Phys. Soc., Japan **12**, 308 [1957].

¹⁷ C. H. L. GOODMAN, Proc. Phys. Soc., Lond. B **67**, 258 [1954].

¹⁸ L. PAULING, J. Phys. Chem. **58**, 662 [1954].

¹⁹ C. KOLM, S. A. KULIN u. B. L. AVERBACH, Phys. Rev. **108**, 965 [1957].

Elektrische Leitfähigkeit amorpher Germanium-Aufdampfschichten

Von LUDWIG REIMER

Aus dem Physikalischen Institut der Universität Münster (Westf.)

(Z. Naturforschg. **13 a**, 536–542 [1958]; eingegangen am 2. Mai 1958)

An amorphen Germanium-Aufdampfschichten sind im Vakuum Messungen der Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes von 20° bis 400 °C durchgeführt worden, um zu klären, wie sich die amorphe Modifikation des Germaniums gegenüber der kristallinen Form mit Diamantstruktur im elektrischen Verhalten unterscheidet. Aus der Neigung der Kurven im $\log \varrho \cdot 1/T$ -Diagramm wird die Aktivierungsenergie entnommen und mit Messungen an kristallinen Schichten verglichen.

Beim Aufdampfen von Germanium im Hochvakuum beobachtete KÖNIG¹ mit Elektronenbeugungsversuchen, daß bei ungeheizter Unterlage die Schichten eine amorphe Struktur zeigen. Kristalline Germaniumschichten erhält man nur, wenn man bei einer Trägertemperatur über etwa 350 °C aufdampft oder aber die auf kalten Trägern niedergeschlagenen Schichten auf 400°–500 °C erwärmt. Nach einer elektronenmikroskopischen Untersuchung von FISCHER und RICHTER² kann man diese Umwandlung auch im Elektronenmikroskop durch Elektronenbeschuß erzwingen. Untersuchungen mit RÖNTGEN-Beugung von RICHTER, GLOCKER und FÜRST^{3,4} ergaben, daß keine flüssigkeitsamorphe Struktur vor-

liegt, sondern daß jedes Germaniumatom tetraederförmig von 4 nächsten Nachbarn umgeben ist. Diese Elementartetraeder bilden aber kein orientiertes Diamantgitter, sondern sind regellos gegeneinander verdreht.

Messungen der elektrischen Eigenschaften von Germaniumschichten wurden von THORNHILL, BECKER und LARK-HOROVITZ^{5,6} mitgeteilt. Offenbar liegen bei diesen Untersuchungen aber nur kristalline Schichten vor. Über Messungen der elektrischen Leitfähigkeit von amorphen Germanium-Aufdampfschichten wurde von DUNOYER⁷ berichtet. Es wurden um einen Faktor 10⁷ höhere Widerstände gegenüber kristallinen Schichten gefunden. Insbesondere konnte

¹ H. KÖNIG, RB. Phys. **1**, 4 [1944]; Optik **3**, 201 [1948].

² E. W. FISCHER u. H. RICHTER, Ann. Phys., Lpz. **16**, 193 [1955].

³ O. FÜRST, R. GLOCKER u. H. RICHTER, Z. Naturforschg. **4 a**, 540 [1949].

⁴ H. RICHTER u. O. FÜRST, Z. Naturforschg. **6 a**, 38 [1951].

⁵ J. W. THORNHILL u. K. LARK-HOROVITZ, Phys. Rev. **82**, 762 [1951].

⁶ W. M. BECKER u. K. LARK-HOROVITZ, Phys. Rev. **91**, 230 [1953].

⁷ J. M. DUNOYER, J. Phys. Radium **12**, 602 [1951].



in dieser Arbeit auch die Umwandlung einer amorphen Schicht in eine kristalline durch einen Sprung der elektrischen Leitfähigkeit nachgewiesen werden. Es werden in dieser Arbeit dagegen keine ausführlichen Messungen der Temperaturabhängigkeit des Widerstandes mitgeteilt. Außerdem erfolgte die Schichtherstellung unter sehr ungünstigen Bedingungen. DUNOYER gibt für eine $1\ \mu$ dicke Schicht eine Aufdampfzeit von 2 Std. an. Bei dieser langsamen Aufdampfgeschwindigkeit ist ein sehr starker Gaseinbau zu erwarten. Aus diesem Grunde soll in der vorliegenden Arbeit über Experimente zur Leitfähigkeit amorpher Germaniumschichten berichtet werden, bei denen mit Aufdampfgeschwindigkeiten von 100 bis $200\ \text{\AA}/\text{sec}$ gearbeitet wurde, um den Gaseinbau während der Schichtkondensation zu verringern.

Schichtherstellung

Die Aufdampfung und anschließende Temperung der Schichten im Vakuum erfolgte in einem Pumpstand mit Öldiffusionspumpe bei einem Druck von 10^{-5} Torr. Die Schichtträger bestanden aus Glas mit eingebrannten Platinkontakten. Während bei den gut leitenden kri-

stallinen Schichten eine Meßstrecke zwischen den Elektroden von $7 \times 7\ \text{mm}^2$ verwendet wurde, mußte bei den hochohmigen amorphen Schichten in eine Platinschicht eine mäanderförmige Meßstrecke mit einer Breite von $0,05\ \text{mm}$ und einer Gesamtlänge bis zu $10\ \text{cm}$ eingeritzt werden. Bei dieser Anordnung macht sich vor allem bei hohen Temperaturen die elektrische Leitfähigkeit der Unterlage störend bemerkbar, so daß bei den Versuchen dafür gesorgt wurde, daß der Schichtwiderstand mindestens um einen Faktor 100 geringer war als der Widerstand der Glasunterlage. Da vor der Bedampfung die Schichtunterlagen längere Zeit bei 400°C ausgeheizt wurden, konnte vor dem Versuch die Glasleitfähigkeit gemessen werden. Die Verdampfung des Germaniums erfolgte aus Wolframschiffchen. DUNOYER⁷ wies schon auf die Gefahr der Legierungsbildung mit Wolfram hin und verdampfte deshalb aus Korundtiegeln. Wegen des sehr geringen Dampfdruckes von Germanium am Schmelzpunkt erreicht man mit Tiegel aber keine hohen Aufdampfgeschwindigkeiten, so daß die Verdampfung aus Wolfram beibehalten wurde, wobei stets nur ein Teil des aufgeschmolzenen Germaniums verdampft wurde. Als Ausgangsmaterial diente Germanium mit einer Reinheit von 99,999%. Einige Kontrollversuche mit etwas reinerem Ausgangsmaterial (Antimon-dotiert, $2-3\ \text{Ohm}\cdot\text{cm}$) ergaben keine wesentlichen Änderungen der elektrischen Eigenschaften der amorphen Schichten (siehe Tab. 1).

Träger- temperatur	Schicht- dicke	ϱ_{20° (30 min) Ohm \cdot cm	ϱ_{20° Nach Temp. bis 350°C Ohm \cdot cm	ϱ_{400° extrapol. Ohm \cdot cm	ΔE eV
20°C	$800\ \text{\AA}$	$2,8 \cdot 10^2$	$0,21 \cdot 10^4$	1,67	0,63
	$2150\ \text{\AA}$	$1,6 \cdot 10^2$	$0,58 \cdot 10^4$	2,57	0,71
	$3000\ \text{\AA}$	$1,3 \cdot 10^2$	$0,56 \cdot 10^4$	1,48	0,75
	$4600\ \text{\AA}$	$2,1 \cdot 10^2$	$0,35 \cdot 10^4$	0,92	0,76
	$5100\ \text{\AA}$	$1,8 \cdot 10^2$	$1,10 \cdot 10^4$	1,33	0,82
	$8000\ \text{\AA}$	$1,9 \cdot 10^2$	$1,50 \cdot 10^4$	1,20	0,86
	$1,1\ \mu$	$1,9 \cdot 10^2$	$1,90 \cdot 10^4$	1,13	0,89
	$4100\ \text{\AA}^*$	$2,0 \cdot 10^2$	$0,42 \cdot 10^4$	1,19	0,75
	$8100\ \text{\AA}^*$	$2,2 \cdot 10^2$	$0,71 \cdot 10^4$	1,12	0,80
200°C	$3250\ \text{\AA}$	—	$1,2 \cdot 10^3$	0,80	$\Delta E\ 300^\circ$ 0,76
	$6500\ \text{\AA}$	—	$0,9 \cdot 10^3$	1,00	0,78
	$1,43\ \mu$	—	$1,3 \cdot 10^3$	1,30	0,80
400°C	$750\ \text{\AA}$ $4900\ \text{\AA}$ $8500\ \text{\AA}$ $1,3\ \mu$	— — — —	ϱ_{20° nach Abkühlung	ϱ_{400° nach Herstellung	ΔE $350^\circ-400^\circ$
			1,5	$4,1 \cdot 10^{-2}$	0,77
			1,4	$5,6 \cdot 10^{-2}$	0,75
			1,8	$4,0 \cdot 10^{-2}$	0,76
			2,3	$3,8 \cdot 10^{-2}$	0,78
200°C Umwandl., bis 470°C erwärmt	$4300\ \text{\AA}$ $6000\ \text{\AA}$ $9000\ \text{\AA}$	— — —	ϱ_{20° nach Umwandlung	ϱ_{400° nach Umwandlung	
			$0,7 \cdot 10^{-2}$	$0,6 \cdot 10^{-2}$	—
			$1,4 \cdot 10^{-2}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$	—
			$2,1 \cdot 10^{-2}$	$1,8 \cdot 10^{-2}$	—

Tab. 1. Elektrische Daten aufgedampfter Germaniumschichten für verschiedene Schichtdicken und Trägertemperaturen während des Aufdampfens.

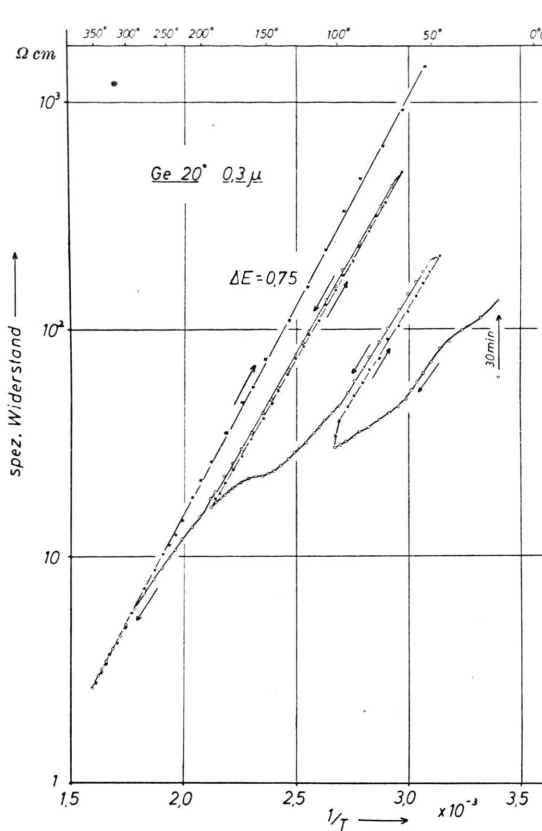


Abb. 1. Abhängigkeit des spezifischen Widerstandes von der Temperatur für amorphe Germaniumschichten (Aufdampftemperatur: 20°C , Schichtdicke: $0,3 \mu$). (Die Pfeile geben die Durchlaufungsrichtung an.)

Meßergebnisse

In Abb. 1 und 2 ist der Logarithmus des spezifischen Widerstandes von amorphen Germaniumschichten (aufgedampft auf ungeheizte Glasträger) für Schichtdicken von $0,3$ bzw. $1,1 \mu$ in Abhängigkeit von der reziproken absoluten Temperatur aufgetragen, wobei jeweils bei 100° , 200° und 350°C die Temperung unterbrochen wurde. In den Diagrammen ist der Widerstand direkt nach Beendigung der Verdampfung vermerkt. Man beobachtet dann bereits ohne Temperaturerhöhung eine irreversible Widerstandserhöhung (zeitlicher Verlauf in Abb. 5), die nach etwa 30 min weitgehend abgeklungen ist, so daß dann mit dem Temperungszyklus begonnen wurde. Diese Erhöhung des Widerstandes besteht aus zwei Anteilen. Ein zunächst zeitlich sehr schnell ansteigender Teil ist einfach auf die Abkühlung der durch Strahlungsheizung von der Verdampfungs-

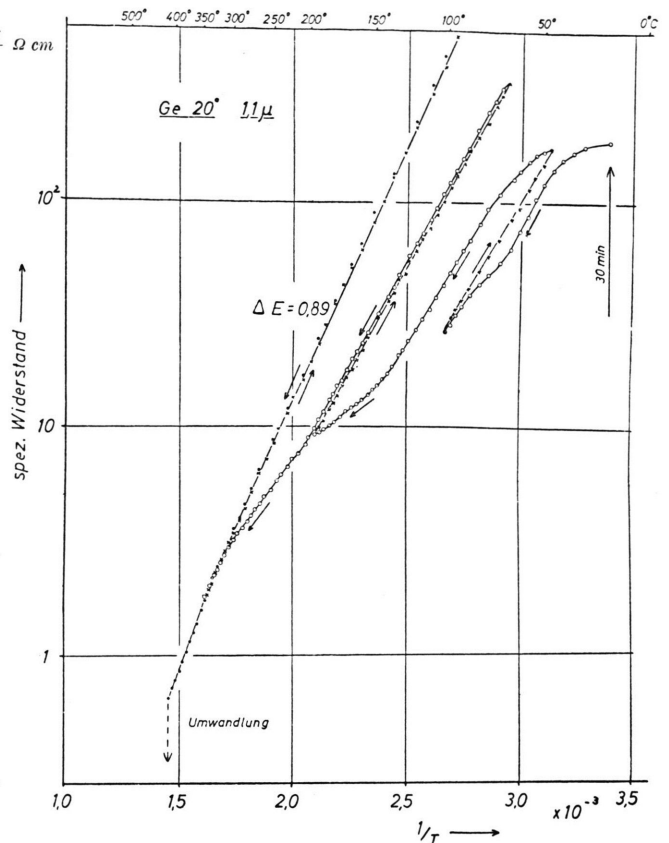


Abb. 2. Abhängigkeit des spezifischen Widerstandes von der Temperatur für amorphe Germaniumschichten (Aufdampftemperatur: 20°C , Schichtdicke: $1,1 \mu$). Die Schicht wurde bis zur Umwandlung in die kristalline Form erhitzt.

quelle herrührenden Schichterwärmung zurückzuführen. Dieser Vorgang ist jedoch in einigen Minuten beendet. Die dann einsetzende langsamere Erhöhung ist eine irreversible Änderung, die nach 30 min zwar zeitlich sehr langsam erfolgt, aber im Laufe von Tagen noch immer weiter ansteigt. Wie die Diagramme zeigen, kann man diese irreversiblen Widerstandserhöhungen durch Erhöhung der Temperatur beschleunigen (Temperungen bis 100° und 200°C in Abb. 1 und 2). Wenn die Schicht auf 300°C erwärmt worden ist, ist diese irreversible Erhöhung abgeschlossen und die Widerstandswerte bei Abkühlung und Wiedererwärmen stimmen befriedigend überein (Beispiel: Abb. 2). Die $1,1 \mu$ dicke Schicht der Abb. 2 ist auch noch zu höheren Temperaturen erhitzt worden, bis die sehr schnell ablaufende Umkristallisation der Schicht einsetzte. Dampft man die amorphen Germaniumschichten auf eine auf 200°C aufgeheizte Unterlage auf, so beobachtet man keine

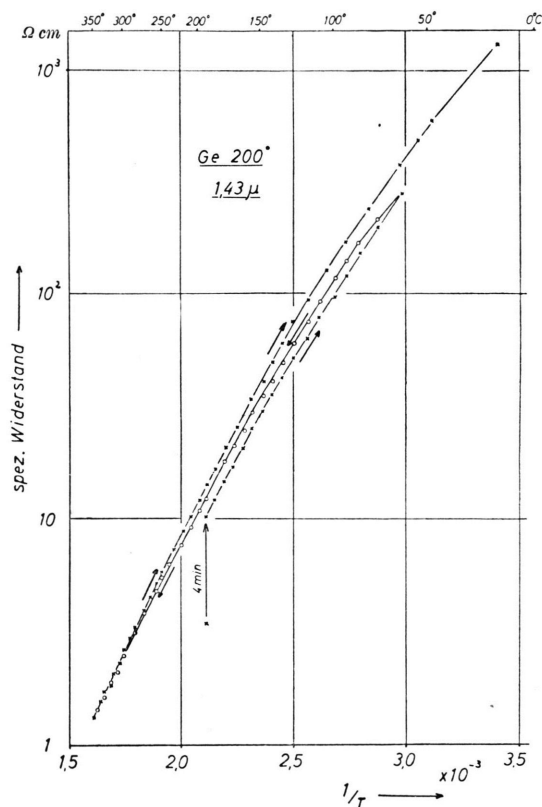


Abb. 3. Abhängigkeit des spezifischen Widerstandes von der Temperatur für amorphe Germaniumschichten (Aufdampftemperatur: 200 °C, Schichtdicke 1,43 μ).

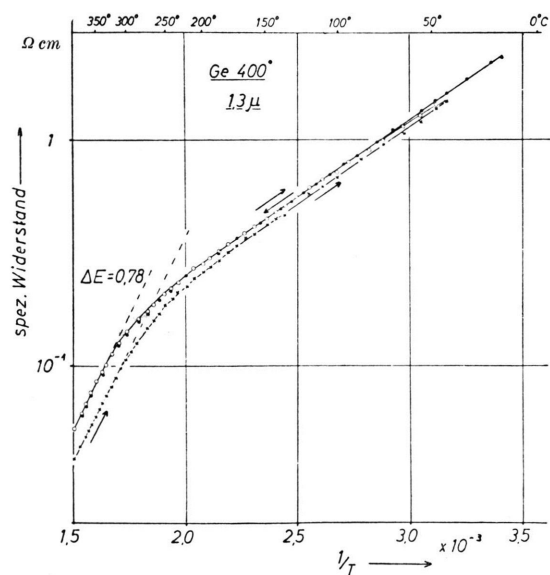


Abb. 4. Abhängigkeit des spezifischen Widerstandes von der Temperatur für kristalline Germaniumschichten (Aufdampftemperatur: 400 °C, Schichtdicke: 1,3 μ).

wesentliche Änderung des Widerstandes beim Abkühlen und Wiedererwärmen (Abb. 3). Das schnelle Abklingen der Widerstandserhöhung kurz nach dem Aufdampfen in 4 min deutet darauf hin, daß diese Widerstandserhöhung nur durch eine Abkühlung der beim Aufdampfen überhitzten Schicht entsteht. Bei einer Temperatur der Unterlage von 400 °C (Abb. 4) wird die Schicht kristallin mit einer wesentlich besseren elektrischen Leitfähigkeit. Bei diesen kristallinen Schichten beobachtet man jedoch ein Einmünden in die Eigenleitungsgerade des $\log \rho \cdot 1/T$ -Diagramms erst oberhalb 300 °C. Demgegenüber liegen die Meßpunkte an amorphen Schichten nach der Temperung bis 350 °C im ganzen untersuchten Temperaturbereich sehr gut auf einer Geraden, deren Aktivierungsenergie in Elektronenvolt in der gleichen Größenordnung wie beim kristallinen Germanium liegt. Ein genauer Vergleich zeigt jedoch charakteristische Unterschiede. In Tab. 1 sind die ΔE -Werte für verschiedene Schichtdicken und Aufdampftemperaturen miteinander verglichen. Während man bei den amorphen Schichten (20 °C) einen systematischen Anstieg der Aktivierungsenergie mit steigender Schichtdicke findet, ist bei den kristallinen Schichten (400 °C) diese praktisch unabhängig von der Schichtdicke. Die Werte der kristallinen Schichten stimmen gut mit den Werten am kompakten Material überein, die auch aus Leitfähigkeitsmessungen erhalten wurden⁸.

In Tab. 1 sind ferner einige charakteristische ρ -Werte zusammengestellt. In der ersten Spalte steht bei den amorphen Schichten der Ausgangswiderstand 30 min nach Beendigung der Aufdampfung. Ein Vergleich mit den Werten bei 20 °C nach Erwärmung bis 350 °C (2. Spalte) zeigt, daß die irreversible Widerstandsänderung bei dicken Schichten den Widerstand um zwei Zehnerpotenzen erhöht. Nur bei diesen Widerstandswerten nach der Temperung bis 350 °C beobachtet man auch einen systematischen Einfluß der Schichtdicke (abgesehen von den schon oben diskutierten ΔE -Werten), während die Werte bei 400 °C (3. Spalte) praktisch unabhängig von der Schichtdicke sind. (Diese Widerstände wurden durch Extrapolation erhalten, da in den meisten Fällen die amorphen Schichten nur bis 350 °C erhitzt wurden, und sollen einen Vergleich mit den Werten der bei 400 °C Trägertemperatur aufgedampften Schichten ermöglichen.) Die bei 200 °C aufgedampften Schichten zeigen bei 400 °C gleiche

⁸ F. J. MORIN u. J. P. MAITA, Phys. Rev. **94**, 1525 [1954].

Widerstände wie die bei 20 °C aufgedampften, während die Werte nach Abkühlung von 350 °C auf Zimmertemperatur um eine Zehnerpotenz kleiner sind als bei den kalt aufgedampften Schichten. Diese Abweichung ist nach Abb. 3 darauf zurückzuführen, daß unterhalb etwa 150 °C bei diesen Schichten eine Abweichung von der Eigenleitungsgeraden auftritt. Dieser Unterschied im elektrischen Verhalten der in beiden Fällen amorphen Schichten kann durchaus durch strukturelle Verschiedenheit hervorgerufen sein. Es sei in diesem Zusammenhang auf eine Arbeit von RICHTER und GOMMEL⁹ hingewiesen, die bei der Temperung von amorphen Arsen-Präparaten röntgenographische Änderungen in der Atomverteilungskurve fanden, die auf eine höhere Nahordnung schließen lassen. Ähnliche Verhältnisse könnten auch bei den Germaniumschichten vorliegen. Vergleicht man in der 2. Spalte die Werte der amorphen Schichten (20 °C) und der kristallinen (400 °C), so zeigt sich bei den amorphen Schichten ein um einen Faktor 10^4 höherer Widerstand als bei den kristallinen. Demgegenüber fand DUNOYER⁷ einen Unterschied um einen Faktor 10^7 , der nur durch einen wesentlich stärkeren Gaseinbau während der 2 Stunden dauernden Bedampfung erklärt werden kann.

Zur Erklärung der irreversiblen Widerstandserhöhung der kalt aufgedampften amorphen Schichten nach der Aufdampfung und durch Temperung könnten 3 verschiedene Ursachen herangezogen werden: 1. Rißbildung in der Schicht, 2. Oxydation und 3. Sperrschichtbildung durch eindiffundierenden Sauerstoff.

Die Möglichkeit einer Rißbildung muß deshalb diskutiert werden, weil es unmöglich ist, dickere Schichten als $1\ \mu$ auf ungeheizter Unterlage niederzuschlagen, da dickere Schichten wegen innerer Spannungen aufreißen. Mittels Durchbiegung von Glimmerstreifen wurde an mehreren Germaniumschichten die Größe dieser inneren Zugspannungen in Schichtebene zu etwa $16\ \text{kg/mm}^2$ bestimmt. In elektronenmikroskopischen Untersuchungen von noch durchstrahlbaren Schichten bis etwa $1000\ \text{\AA}$ Dicke wurden keinerlei Andeutungen für eine Rißbildung gefunden.

Eine starke Oxydation der Schichten liegt auch nicht vor, da in Elektronenbeugungsdiagrammen

dünnere Schichten selbst bei Temperung der Schichten in Luft bis 300 °C keine Reflexe beobachtet wurden, die einem Oxyd zuzuschreiben sind. DASH¹⁰ bestimmte die Oxydation von Germaniumschichten mittels Änderungen der Lichtdurchlässigkeit. Dabei wurden an amorphen Schichten größere Änderungen der Lichtdurchlässigkeit beobachtet als an kristallinen, was mit einer aufgelockerten Struktur der amorphen Schichten erklärt wurde. Um diese Deutung zu überprüfen, wurden von uns Dichtemessungen der amorphen Schichten durchgeführt (aus Wägung und interferometrischer Schichtdickenbestimmung), die Werte von $5,25 \pm 0,05\ \text{gr/cm}^3$ ergaben gegenüber $5,35\ \text{gr/cm}^3$ beim kompakten Material. Der Dichteunterschied beträgt also höchstens 2%. Es ist ebenso gut möglich, daß bei den Versuchen von DASH die von uns beobachtete irreversible Widerstandserhöhung eine größere optische Durchlässigkeit verursacht.

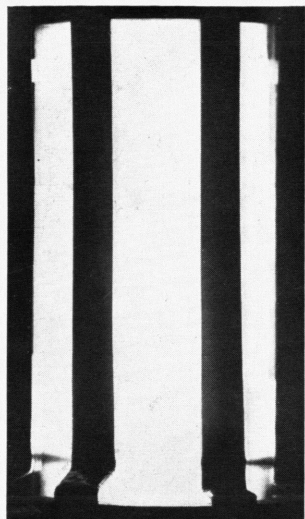
Als einzige Erklärung der irreversiblen Widerstandserhöhung bleibt demnach nur eine Sperrschichtbildung durch eindiffundierenden Sauerstoff, wie sie z. B. in photoleitenden PbS-Schichten zur Sensibilisierung ausgenutzt wird. Insbesondere haben Versuche von BODE und LEVINSTEIN¹¹ an PbTe-Schichten gezeigt, daß bereits im Vakuum bei sehr geringen Sauerstoffdrücken Widerstandserhöhungen um einige Zehnerpotenzen möglich sind.

Der Einfluß des Luftzutritts soll in Abb. 5 für eine amorphe Germaniumschicht (20 °C) gezeigt werden. Die erste Widerstandsänderung, die noch im Vakuum bei 10^{-5} Torr erfolgt, zeigt den schon oben diskutierten steilen Anstieg durch Abkühlung der überhitzten Schicht und dann einen langsameren Anstieg. Bei Lufteinlaß erfolgt sofort ein stärkerer Anstieg, der nach kurzer Zeit wieder unterbrochen wurde. Beim Erreichen von $2 \cdot 10^{-5}$ Torr treten nur noch geringe Erhöhungen auf, während ein erneuter Luftzulaß einen weiteren Anstieg des Widerstandes bedingt. (Der anfänglich beobachtete Widerstandsabfall bei Luftintritt ist ein Temperatureffekt beim Einströmen der Luft in das evakuierte Gefäß.) Es sei in diesem Zusammenhang erwähnt, daß amorphe Germaniumschichten, die vorher im Vakuum bis 350 °C getempert waren und auch solche, die auf 200 °C erhitzte Träger niedergeschlagen waren, nach der Abkühlung ebenso wie kristalline Schichten (Trägertemperatur beim Aufdampfen 400 °C) bei Luftzutritt selbst nach Tagen nur Widerstandserhöhungen der Größenordnung 20 bis 30% zeigten.

⁹ H. RICHTER u. G. GOMMEL, Z. Naturforschg. **12 a**, 996 [1957].

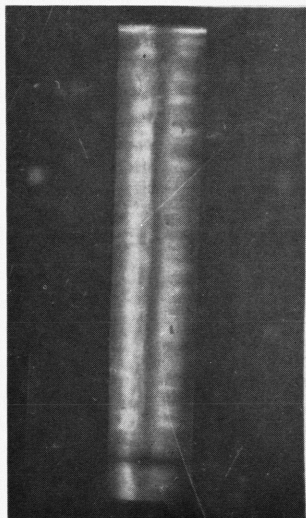
¹⁰ W. C. DASH, Phys. Rev. **96**, 822 [1954].

¹¹ E. BODE u. H. LEVINSTEIN, Phys. Rev. **96**, 259 [1954].

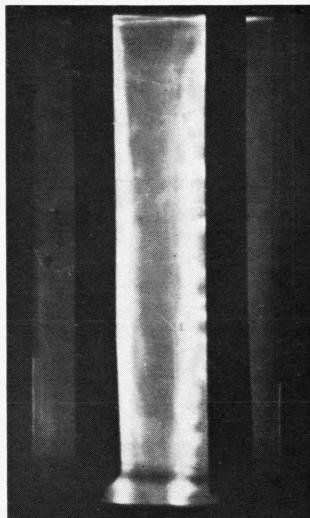


a)

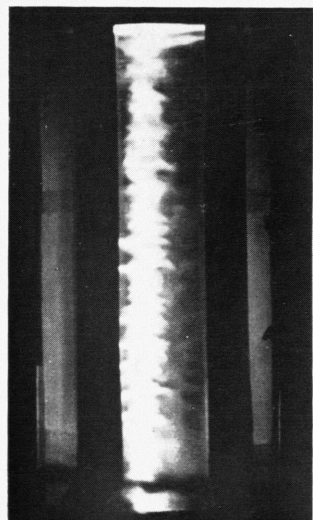
Abb. 7. KERR-Zellenaufnahmen.
Druck $5 \cdot 10^{-2}$ Torr D_2 . a) KERR-
Zelle während der gesamten Ent-
ladungsdauer geöffnet; b) bis
c) Öffnungszeit $2,5 \cdot 10^{-7}$ sec;
b) und c) etwa $3 \cdot 10^{-7}$ sec vor
dem ersten Knick; d) und e)
etwa 10^{-6} sec nach dem ersten
Knick.



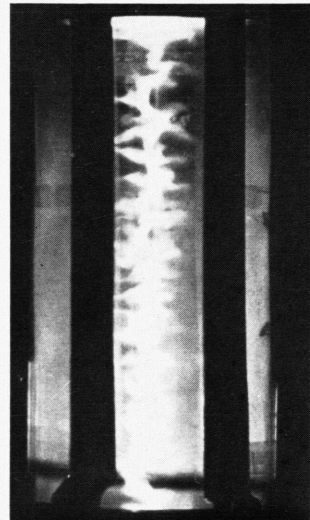
b)



c)



d)



e)

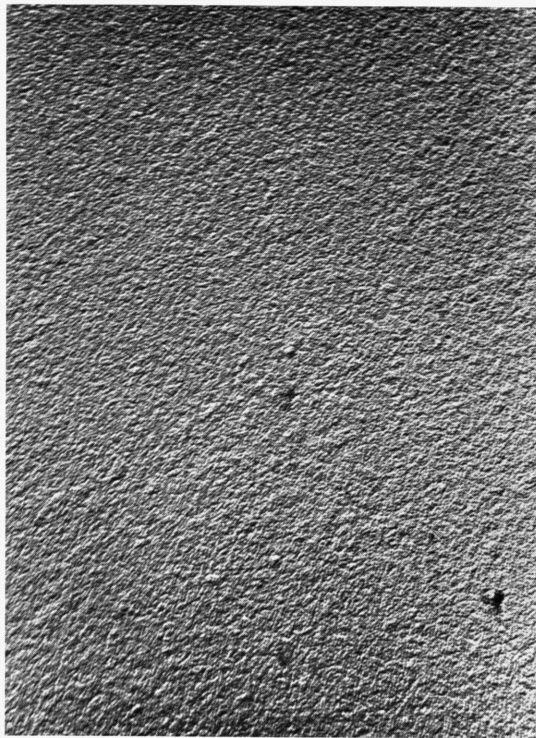


Abb. 7.

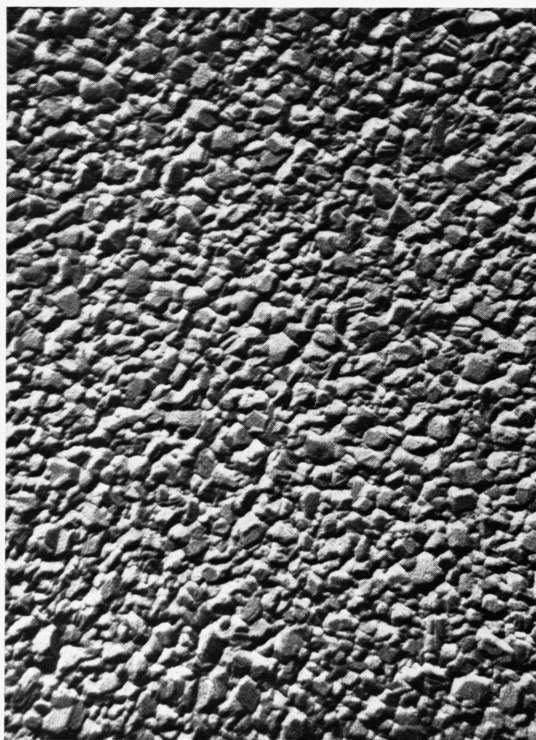


Abb. 8.

Abb. 7 und 8. Elektronenmikroskopischer Oberflächen-
abdruck (Platin-Kohle) von einer amorphen Schicht
($200^\circ C$, $1,5 \mu$) (Abb. 7) und einer kristallinen Germa-
niumschicht ($400^\circ C$, $1,0 \mu$) (Abb. 8).
(Vergrößerung 12 000-fach.)

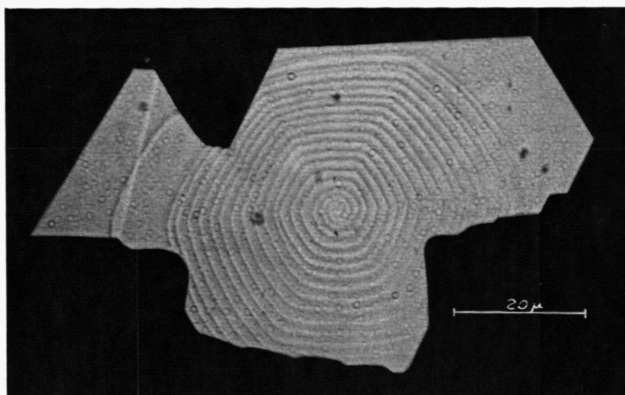


Abb. 1. Wachstumsspirale auf einem CdS-Kristall. Die *c*-Achse steht senkrecht zur Bildebene.

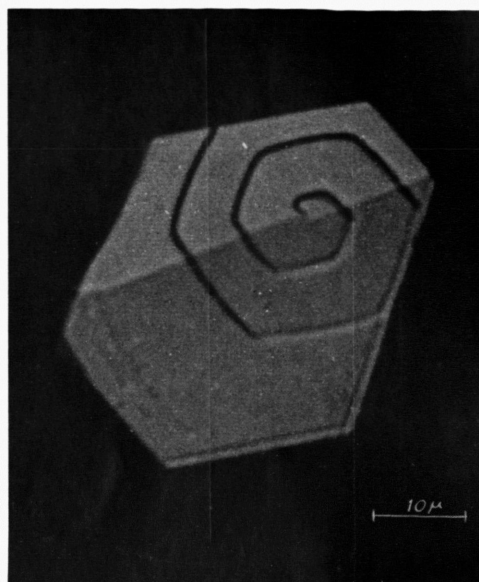


Abb. 2. Interessante Kombination einer Neigungskorngrenze (tilt-boundary) mit einer eingeschobenen Drehkorngrenze (twist-boundary). Die durch die Schraubenversetzungen der Drehkorngrenze erzeugte Stufe entwickelt an der Oberfläche die FRANKSche Wachstumsspirale.



Abb. 4. CdS-whiskers.

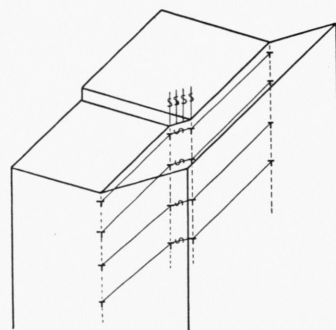


Abb. 2 a. Versetzungskonfiguration des in Abb. 2 abgebildeten CdS-Kristalles (schematisch).

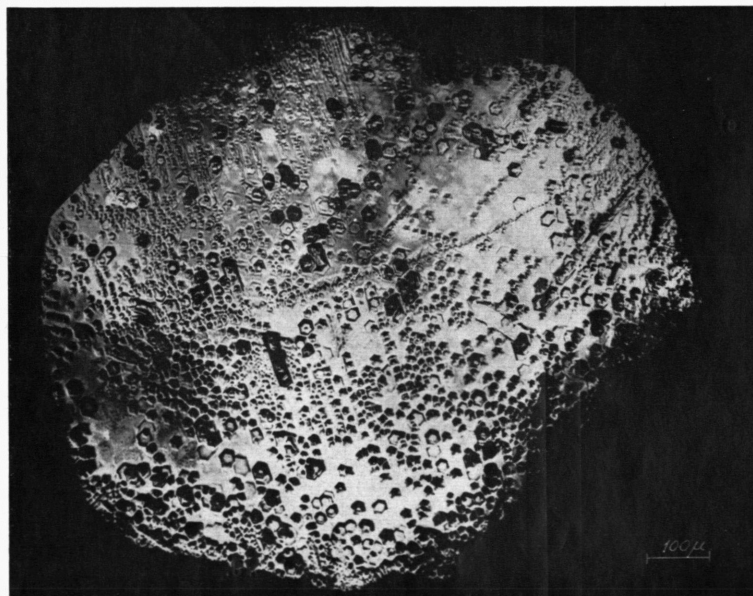


Abb. 3. Die Versetzungsanordnung in einem CdS-Kristall, sichtbar gemacht durch Ätzgrübchen. Quer durch den Kristall verläuft eine Kleinwinkelkorngrenze. Die geradlinige Aneinanderreihung von Ätzgrübchen in drei Richtungen ist wahrscheinlich auf Versetzungen zurückzuführen, die durch einen Gleitprozeß während der Abkühlung erzeugt wurden.

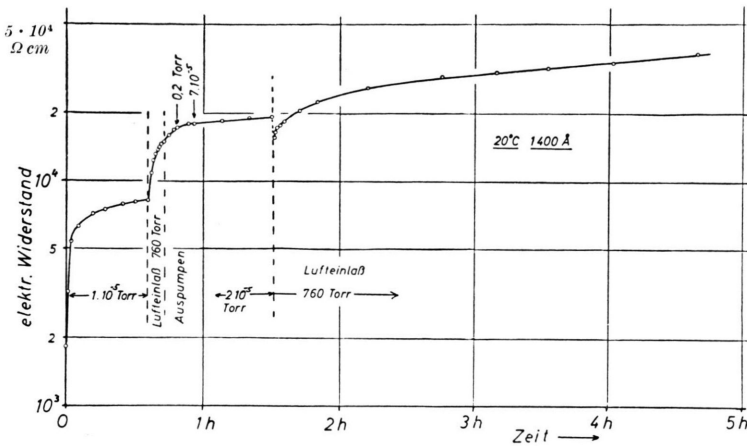


Abb. 5. Zeitlicher Verlauf des Schichtwiderstandes einer amorphen Germaniumschicht (20 °C, 1400 Å) nach dem Aufdampfen und der Einfluß des Luftzutrittes.

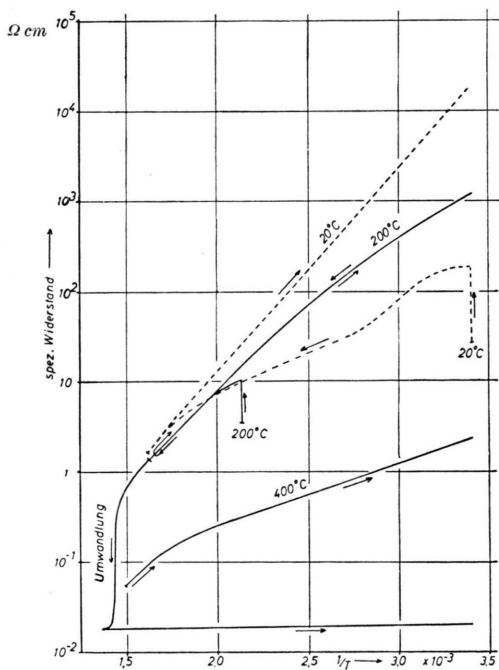


Abb. 6. Schematische Zusammenfassung der Abhängigkeit des spezifischen Widerstandes von der Temperatur für Germaniumschichten mit verschiedener Trägertemperatur während des Aufdampfens. (Zur besseren Übersicht sind die Abkühlungszyklen bei den amorphen Schichten (20 °C) nicht mit eingezeichnet.)

Amorphe Schichten (Aufdampftemperatur 200 °C) zeigen nach der Umwandlung bei etwa 470 °C ein anderes elektrisches Verhalten als kristalline Schichten,

die direkt bei 400 °C aufgedampft wurden (s. Tab. 1). Bei Zimmertemperatur beobachtet man in den ungewandelten Schichten eine um zwei Zehnerpotenzen bessere Leitfähigkeit. Die Temperaturabhängigkeit des Widerstandes ist bei diesen Schichten gering (Störstellenleitung). Zum Vergleich sind in Abb. 6 für eine Schichtdicke von etwa 1 μ die Werte des spezifischen Widerstandes für verschiedene Schichttypen schematisch zusammengefaßt.

Als Ergänzung zu den bisher durchgeführten elektronenmikroskopischen Untersuchungen von dünnen Germaniumaufdampfschichten in Durchstrahlung^{1, 2} soll in Abb. 7* und 8 noch ein Oberflächenabdruck von dicken Schichten gezeigt werden, die amorph bei 200 °C und kristallin bei 400 °C niedergeschlagen wurden. Während die amorphe Schicht weitgehend glatt ist, erkennt man in der kristallinen Schicht die einzelnen Kristallite mit einer mittleren Größe von etwa 0,25 μ bei einer Schichtdicke von 1 μ . Die hier untersuchten Germaniumschichten weisen also eine relativ geringe Oberflächenrauigkeit im Vergleich zur Schichtdicke auf, so daß der elektrische Kontakt zwischen den einzelnen Kristalliten gewährleistet ist, im Gegensatz zu früheren Untersuchungen des Verfassers¹² an InSb-Aufdampfschichten gleicher Dicke und Aufdampftemperatur bereits Kontaktschwierigkeiten zwischen den einzelnen Kristalliten bestanden.

* Abb. 7 und 8 auf Tafel S. 540 a.

¹² L. REIMER, Z. Naturforschg. **13a**, 148 [1958].