

# Stromrauschen warmer Elektronen in n-InSb bei 4,2 °K

Autor(en): **Heyke, Klaus / Lautz, Günter**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **41 (1968)**

Heft 6-7

PDF erstellt am: **22.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-113946>

## **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

## **Haftungsausschluss**

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

## Stromrauschen warmer Elektronen in *n*-InSb bei 4,2 °K

von Klaus Heyke und Günter Lautz

Institut für Elektrophysik der Technischen Universität Braunschweig

(16. IV. 68)

*Zusammenfassung.* Messungen des mittleren Rausch-Spannungsquadrates stromdurchflossener *n*-InSb-Einkristalle zeigen bei 4,2 °K im transversalen Magnetfeld von 10 kGauss bei kleinen Abweichungen vom Ohmschen Gesetz ein weisses Frequenzspektrum. Die Rauschzahlen erreichen schon bei elektrischen Feldstärken zwischen 0,5 und 0,7 V/cm mehr als das 10fache des Nyquist-Rauschens. Eine eingehende Diskussion der Versuchsergebnisse unter Berücksichtigung der Besonderheiten in den Transportgrößen als Funktion der elektrischen und magnetischen Feldstärken führt zu dem Schluss, dass das Zusatzrauschen mit der Existenz von warmen Elektronen verknüpft ist, denen für  $E = 0,58$  V/cm und  $B = 10$  kGauss eine Temperatur zwischen 30 °K und 65 °K zuzuordnen ist.

Im Steilanstieg der Strom-Spannungs-Kennlinien werden Spannungszillationen mit der Grundfrequenz 300 kHz beobachtet.

Im Bereich tiefer Temperaturen sind in Halbleitern Messungen an warmen und heissen Elektronen bis in das Gebiet des reversibel ablaufenden Durchschlages möglich [1, 2]. Unter den für derartige Versuche besonders geeigneten Substanzen heben sich Ge und InSb heraus, wobei für das *n*-InSb zudem die starke Beeinflussung der elektrischen Eigenschaften durch ein Magnetfeld hervorzuheben ist [3-5].

Im *n*-InSb mit Dotierungskonzentrationen der Größenordnung  $10^{14}$  cm<sup>-3</sup> und weniger werden die Energieniveaus der Donatoren infolge einer anisotropen Kompression der die Störstellen umgebenden Elektronenwolken mit einem magnetischen Transversalfeld unter die Unterkante des Leitungsbandes abgesenkt. Ein bei grösseren Konzentrationen vorhandenes Donatorstörband wird analog verschoben, die Trägerbeweglichkeit im Störband stark herabgesetzt. Ausserdem tritt für  $\hbar \omega_c \gg kT$  ( $\omega_c =$  Zyklotron-Resonanzfrequenz der Leitungselektronen) eine Zeeman-Aufspaltung der Leitungsbandzustände unter gleichzeitiger Anhebung des niedrigsten Niveaus um  $1/2 \hbar \omega_c$  auf. In dieser Weise kann die Aktivierungsenergie der Donatorterme durch das Magnetfeld variiert und auf einen bestimmten Wert (z.B. 2,5 meV bei  $B = 10$  kGauss) eingestellt werden [6].

Die durch diese Termverschiebung bedingte Verminderung der Elektronenkonzentration im Leitungsband lässt sich mit einem elektrischen Feld über die Stossionisation der mit Elektronen besetzten Donatoren oder auch durch Feldemission dieser Störstellen rückgängig machen. Da bei geeigneter Versuchsführung die Vorgänge völlig reversibel sind, liegen beim *n*-InSb im Tieftemperaturgebiet besonders günstige Bedingungen für die Untersuchungen an warmen Elektronen und der durch sie hervorgerufenen Schwankungserscheinungen vor.

### 1. Probendaten

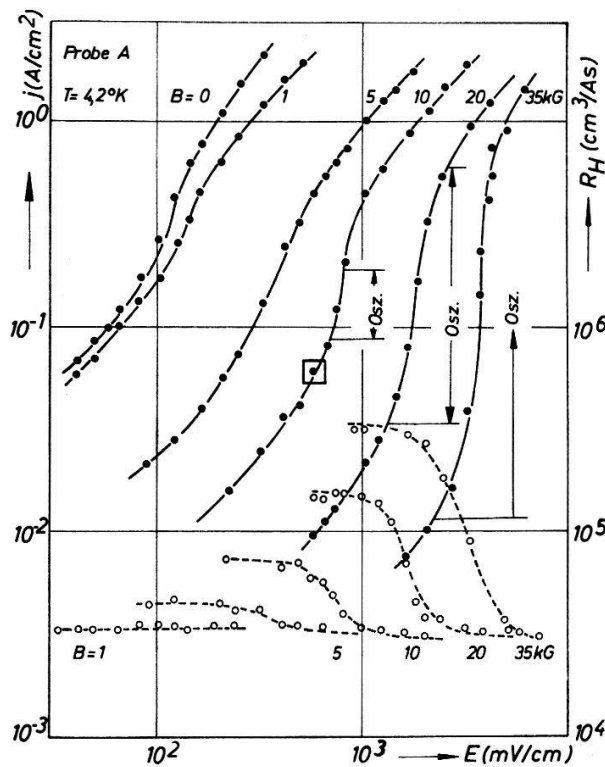
Die elektrischen Kennwerte der *n*-InSb-Einkristalle sind für  $T = 77^\circ\text{K}$  mit den Angaben über Abmessungen und Orientierungen der Proben in der Tabelle zusammengefasst. Nach dem Schneiden und Lappen wurden die Kristallstücke in CP4 ohne Brom geätzt und mehrfach in destilliertem Wasser und Alkohol gespült. Für die Herstellung der elektrischen Strom- und Potentialkontakte diente mit 1,5% Te dotiertes In.

Elektrische und geometrische Probendaten

Bezeichnung	$\rho$ in $\Omega\text{cm}$ bei $77^\circ\text{K}$	$n_A - n_D^a$ in $\text{cm}^{-3}$	$\mu_H$ in $\text{cm}^2/\text{Vs}$ bei $77^\circ\text{K}$	Geometrische Masse in mm	Kristallographische Orientierung
A	0,087	$1,7 \cdot 10^{14}$	$4,0 \cdot 10^5$	$12 \times 1,9 \times 0,3$	$[111] \perp$ Breitseite des Stäbchens
S9	0,14	$7,2 \cdot 10^{13}$	$6,4 \cdot 10^5$	$13 \times 1,2 \times 1,1$	$[111] \parallel$ Stäbchenachse

a) Aus dem Hall-Koeffizienten bei  $77^\circ\text{K}$  (Störstellenerschöpfung) mit dem Streufaktor  $r = 1$  bestimmt.

Figur 1 spiegelt das in der Einleitung erwähnte und zu erwartende Verhalten der Strom-Spannungs-Kennlinien und der Feldstärkenabhängigkeit des Hall-Koeffizienten mit dem transversalen Magnetfeld als Parameter bei  $T = 4,2^\circ\text{K}$  wider. Aus dem Verlauf des Hall-Koeffizienten ergibt sich, dass für  $B \geq 1$  kGauss die Elektronenleitung nur in einem Band erfolgt und die mit steigendem Magnetfeld eintretende Abnahme der Elektronenkonzentration quantitativ durch ein elektrisches Feld bis



Figur 1

Abhängigkeit der Stromdichte und des Hall-Koeffizienten vom elektrischen Feld für *n*-InSb Probe A bei 4,2°K. Parameter: Transversale magnetische Induktion.

zum Wert bei  $B = 1$  kGauss aufgehoben wird. Der dabei gemessene Hall-Koeffizient stimmt bis auf 20% mit dem Wert bei 77°K überein.

## 2. Schwankungserscheinungen

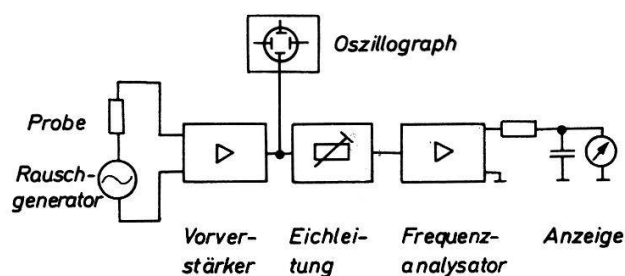
### 2.1. Messtechnik

Untersuchungen der Schwankungserscheinungen erfordern eine hohe, rauscharme Verstärkung und eine hinreichend feine Aussonderung eines Frequenzbereichs  $\Delta f$ . Figur 2 zeigt das Blockschaltbild der hier benutzten Messanordnung. Die Probe wirkt in Serie mit einem Rauschgenerator SUF (Rohde und Schwarz) auf den Eingang eines breitbandigen Vorverstärkers. Das Gesamtrauschen wird im Frequenzanalysator (FUA bzw. USVH, Rohde und Schwarz) spektral zerlegt und über ein zur Glättung dienendes RC-Glied auf ein Anzeiginstrument gegeben. Bei sonst unveränderten Bedingungen wird mit der Eichleitung eine Dämpfung von 3 db eingestellt; die Gesamtrauschleistung am Ausgang ist damit halbiert. Mit Hilfe des Rauschgenerators können die Rauschleistung vor dem Dämpfungsglied verdoppelt und die Anzeige wieder auf den Ausgangswert gebracht werden. Die aus dem Nyquist-Rauschen und dem Stromrauschen der Probe und dem Verstärker-Rauschen bei unkorrelierten Schwankungen additiv zusammengesetzte Rauschleistung je Hz Bandbreite kann für den eingestellten Frequenzbereich am kalibrierten Instrument des Rauschgenerators abgelesen werden. Da für die mittleren Rauschspannungsquadrate je Hz gilt:

$$\overline{U_m^2} = (\overline{U_{ih}^2} + \overline{U_s^2}) + \overline{U_v^2}$$

( $\overline{U_m^2}$  = Messwert des mittleren Rauschspannungsquadrates je Hz,  $\overline{U_{ih}^2} \hat{=}$  Nyquist-Rauschen,  $\overline{U_s^2} \hat{=}$  Strom-Rauschen der Probe,  $\overline{U_v^2} \hat{=}$  Verstärker-Rauschen),

muss die Bestimmung von  $\overline{U_s^2}$  aus zwei Rausch-Messungen mit und ohne Stromfluss in der Probe durch Differenzbildung erfolgen. Das Nyquist-Rauschen ist bei 4,2°K und den hier vorliegenden kleinen Probenwiderständen so gering, dass es gegebenenfalls berechnet werden muss.



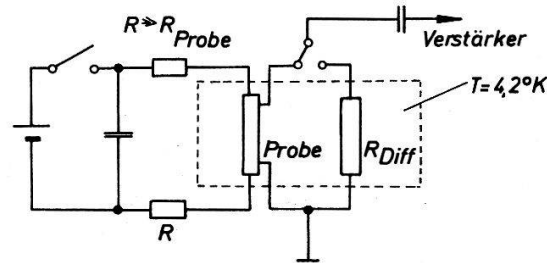
Figur 2

Blockschaltbild der Rauschmessungen.

Eine Überprüfung der Messapparatur mit bekannten Kohleschichtwiderständen führt auf eine Messfehlerabschätzung von etwa  $\pm 15\%$  [7], abhängig von der Grösse der Rauschzahl.

Bei den vorliegenden Versuchen wurden die Rauschmessungen im nichtlinearen Kennlinienbereich des  $n$ -InSb im Vergleichsverfahren nach Figur 3 durchgeführt.

Schaltet man nacheinander die stromdurchflossene Probe und einen Kohlewiderstand bei  $4,2^\circ\text{K}$ , dessen Widerstand gleich dem differentiellen Probenwiderstand in dem untersuchten Kennlinienpunkt ist (s.  $\square$  in Fig. 1), auf den Verstärkereingang, so sind die Eingangsimpedanzen bei beiden Messungen gleich und die Differenz der Messwerte ein direktes Mass für das Stromrauschen der Probe.



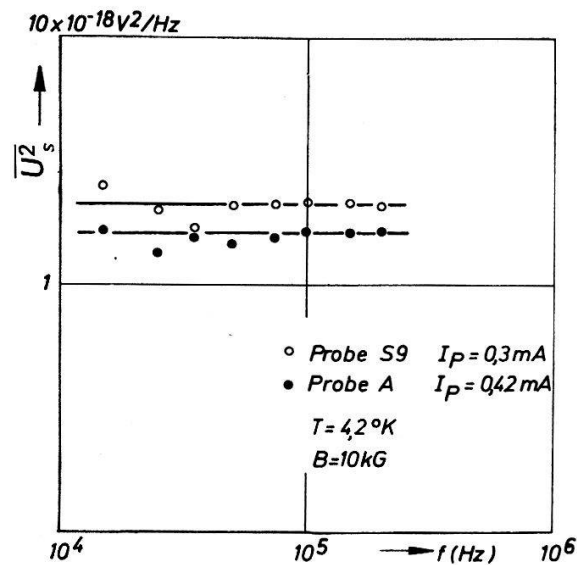
Figur 3

Prinzipschaltung zur Rauschmessung im Vergleichsverfahren.

Störungen aus dem Versorgungsnetz des Elektromagneten konnten durch Abschirmmassnahmen und eine Anhebung der unteren Grenzfrequenz des Verstärkers (Übersteuerung!) auf  $10\text{ kHz}$  völlig vermieden werden.

## 2.2. Messresultate

Im Ohmschen Teil der Kennlinien liegt das Stromrauschen des  $n$ -InSb unterhalb der Messgrenze der hier benutzten Anordnung ( $R_{\text{äqu.}} \approx 300\ \Omega$ ). Im Anfangsbereich des nichtlinearen Kennlinienbereichs, wo nach Ausweis der Hall-Effekt-Messungen noch keine wesentliche Trägervermehrung einsetzt, wird bei  $B = 10\text{ kGauss}$  ein weisses Rauschen gemäss Figur 4 beobachtet.

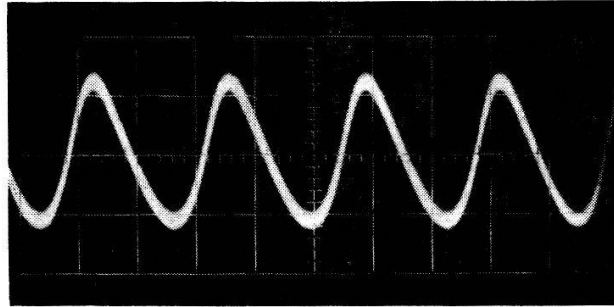


Figur 4

Frequenzabhängigkeit des mittleren Rauschspannungsquadrates pro Hz Bandbreite (Stromrauschen) für  $n$ -InSb bei  $4,2^\circ\text{K}$ .

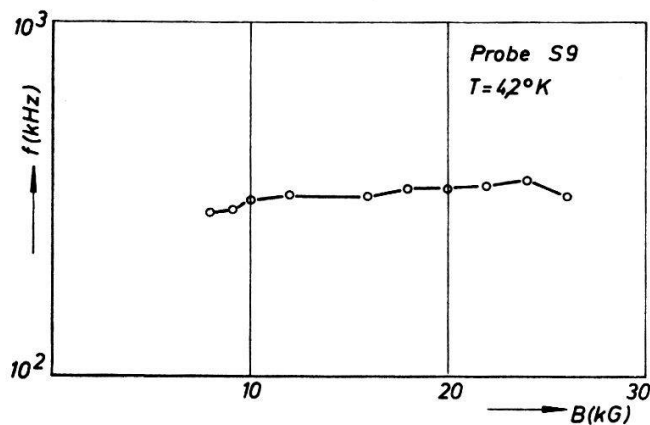
Im Bereich des Steilanstieges treten oberhalb einer bestimmten magnetischen Induktion (hier  $B_c \approx 9\text{ kGauss}$ ) Oszillationen auf, die bei kleinen Strömen und kleinen

$B$ -Werten ( $B > B_c$ ) sinusförmigen Charakter haben (Fig. 5) und mit steigenden Strömen und Magnetfeldern mehr und mehr Oberwellen enthalten. Die Frequenz der Grundschiwingung beträgt hier etwa 300 kHz, sie ist unabhängig von  $B$  (Fig. 6) und ändert sich auch bei einer Orientierungsänderung des Magnetfeldes relativ zur Stromrichtung nicht. Die Oszillationen werden bei stromkonstanter Einspeisung beobachtet. Sie verschwinden, wenn der Hall-Koeffizient auf seinen Endwert in stärkeren elektrischen Feldern abgesunken ist.



Figur 5

Spannungsozillationen für  $n$ -InSb Probe S9 bei  $4,2^\circ\text{K}$ ,  $B = 10 \text{ kGauss}$ ,  $I_P = 1 \text{ mA} \cong 75 \text{ mA/cm}^2$ . Ordinate  $260 \mu\text{V}/\text{Einheit}$ , Abszisse  $2 \mu\text{s}/\text{Einheit}$ .



Figur 6

Magnetfeldabhängigkeit der Frequenz der Spannungsozillationen für  $n$ -InSb Probe S9 bei  $4,2^\circ\text{K}$ . Die Frequenz wurde jeweils im Einsatzpunkt der Oszillationen gemessen.

### 3. Diskussion

Die physikalische Deutung der Rauschmessungen muss davon ausgehen, dass im Ohmschen Bereich das zusätzliche mittlere Rauschspannungsquadrat je Hz Bandbreite  $\leq \overline{U_{ih}^2}$  und im Gebiet schwacher Abweichungen vom Ohmschen Gesetz für  $B = 10 \text{ kGauss}$  ein weisses Rauschspektrum zu beobachten ist. Im Fall eines einfachen Rekombinationsrauschens von Elektronen, die zeitweilig im Donatorterm, zeitweilig im Leitungsband sind, gilt [8, 9]

$$\overline{U_s^2} = \frac{4 g(n) \tau_r^2}{1 + 4 \pi^2 f^2 \tau_r^2} \frac{U^2}{n^2 V}$$

( $U$  = Probenspannung,  $n$  = Elektronenkonzentration,  $V$  = Probenvolumen,  $\tau_r$  = mittlere Lebensdauer der Elektronen im Leitungsband,  $g(n)$  = Elektronenerzeugungsrate in  $\text{cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ ),

wobei im Falle einer Elektronenvermehrung durch eine Stossionisation bei kleinen Abweichungen vom thermischen Gleichgewicht im stationären Zustand für  $g(n)$  zu setzen ist [1, 10]

$$g(n) = A_T (n_D - n_A - n) + A_I (n_D - n_A - n) n$$

$$n_{st} = \frac{A_T (n_D - n_A)}{B_T n_A - A_I (n_D - n_A)}, \text{ falls } n \ll n_D - n_A$$

( $A_T$  = thermischer Emissionskoeffizient in  $s^{-1}$ ,  $A_I$  = Stossionisationskoeffizient in  $cm^3 s^{-1}$ ,  $B_T$  = thermischer Rekombinationskoeffizient in  $s^{-1}$ ).

Für die zu diskutierenden Rauschmessungen ist an den ausgewählten Kennlinienpunkten noch  $n \ll n_D - n_A$  und  $n_{st}$  nahezu gleich der Trägerdichte  $n$  im Ohmschen Bereich. Daraus folgt:

$$A_I (n_D - n_A) \ll B_T n_A = \frac{A_T (n_D - n_A)}{n}.$$

In  $g(n)$  bildet das Stossionisationsglied nur eine kleine Korrektur. Also kann das beobachtete Rauschen nicht durch ein gewöhnliches Rekombinationsrauschen mit  $\tau_r \ll 10^{-6}$  s gedeutet werden.

Als Alternative bietet sich an, das Rauschen auf eine durch das elektrische Feld verursachte Erhöhung der Elektronentemperatur zurückzuführen. Mit den jeweiligen differentiellen Widerständen erhält man aus der Nyquist-Formel für die Messreihen der Figur 4 Temperaturen von 42°K (Probe A) bzw. 65°K (Probe S9). Nach PRICE [11] sollten warme und heisse Elektronen einen zusätzlichen Beitrag zum Stromrauschen liefern, der bei Frequenzen unterhalb der reziproken Werte von Energie- und Impulsrelaxationszeiten ein weisses Spektrum hat und bei Messungen in der Richtung transversal zum elektrischen Feld eindeutig mit einer Elektronentemperatur zu korrelieren ist. Leider liessen sich bei den Versuchsproben mit ihrem niedrigen Widerstand und kleinen Querdimensionen diese Messungen bisher nicht ausführen. In der Längsrichtung tritt zu dem Rauschen mit erhöhter Elektronentemperatur ein «konvektiver» Rauschanteil hinzu; damit liegen die angegebenen Temperaturen sicher etwas zu hoch.

Andererseits liefert die grobe Formulierung der Stossionisationsbedingung

$$k T_e \approx \Delta E (B)$$

mit  $\Delta E \sim 2,5$  meV für  $B = 10$  kGauss [6]  $T_e \approx 30^\circ K$ .

Die vorstehenden Betrachtungen berechtigen zu der Schlussfolgerung, dass der Anfang der Nichtlinearität der Strom-Spannungs-Kennlinien im *n*-InSb in Magnetfeldern über 1 kGauss bei 4,2°K auf die Existenz warmer Elektronen zurückzuführen ist. Damit wird zugleich die Vermutung, der Steilanstieg der Kennlinien beruhe auf einer Stossionisation und nicht auf einer Feldemission, erhärtet.

Die im Stossionisationsbereich beobachteten Spannungszillationen lassen sich bisher nicht abschliessend klären. Aus der Beweglichkeit und dem anliegenden elektrischen Feld folgen für  $B \geq 1$  kGauss Driftgeschwindigkeiten, die unter der Schallgeschwindigkeit bleiben; damit scheiden elektroakustische Effekte zur Deutung weitgehend aus. Die Konstanz der Frequenz mit variierendem Magnetfeld spricht gegen einen Helikonen-Effekt. Die Unabhängigkeit von Winkelvariationen in der Orientierung des Magnetfeldes schliesst auch den Oszillistor-Effekt als Ursache aus.

Ob Kontaktphänome oder kleine Raumladungszonen vor den Stromkontakten von Bedeutung oder noch andere Einflüsse heranzuziehen sind, können erst weitergehende Versuche zeigen.

Der Stiftung Volkswagenwerk danken wir für die Bereitstellung apparativer Hilfsmittel. Die Experimente wurden im Kältelabor der PTB Braunschweig durchgeführt. Herrn Dr. RÜHL und seinen Mitarbeitern gilt unserer Dank für Gastfreundschaft und Hilfe.

### Literaturverzeichnis

- [1] G. LAUTZ, *Halbleiterprobleme VI*, S. 21–117, Vieweg-Verlag Braunschweig, 1961 (herausgegeben von F. Sauter).
- [2] G. LAUTZ, *Acta phys. austriaca* 20, 104 (1965).
- [3] R. W. KEYES, R. J. SLADEK, *Physics Chem. Solids* 7, 143 (1956).
- [4] R. J. SLADEK, *Physics Chem. Solids* 5, 157 (1958).
- [5] J. C. HASLETT, W. F. LOVE, *Physics Chem. Solids* 8, 518 (1959).
- [6] Y. YAFET, R. W. KEYES, E. N. ADAMS, *Physics Chem. Solids* 7, 137 (1956).
- [7] K. HEYKE, Dissertation Braunschweig 1968.
- [8] A. VAN DER ZIEL, *J. appl. Phys.* 24, 222 (1953).
- [9] R. E. BURGESS, *Proc. Phys. Soc. B* 69, 1020 (1956).
- [10] S. H. KOENIG, *Phys. Rev.* 110, 986 (1958).
- [11] P. J. PRICE, *Fluctuation Phenomena in Solids*, S. 355–380, Academic Press, New York 1965 (herausgegeben von R. E. Burgess).

## Zum Widerstandssprung bei der Phasenumwandlung in VO<sub>2</sub>

von W. Heywang und M. Guntersdorfer

Mitteilung aus dem Forschungslaboratorium der Siemens AG, München

(2. V. 68)

*Zusammenfassung.* On account of the small lattice changes at the semiconductor to metal transition in VO<sub>2</sub> it was suggested that the transition itself depends on the free carrier density influencing the band gap in the semiconducting state. The height of the resistivity jump, its connection with the activation energy in the semiconducting state, the absence of deviations from the exponential conductivity law as well as thermoelectrical investigations lead to the conclusion, that there must be an essential influence of bound electrons and to a simplified theoretical model.

Oxydische Halbleiter mit hoher mehr oder minder sprunghafter Änderung des Widerstandes in der Umgebung eines Umwandlungspunktes haben in letzter Zeit zunehmend wissenschaftliches und technisches Interesse gefunden. Neben dem ferroelektrischen Kaltleiter auf der Basis von BaTiO<sub>3</sub> ist in diesem Zusammenhang vor allem das Vanadiumdioxid VO<sub>2</sub> zu nennen.

Während der anomale Widerstandsanstieg beim Ersteren auf einem Korngrenzsperrschichteffekt beruht [1], ist der Widerstandssprung im zweiten Fall einem Volumeneffekt zuzuschreiben. VO<sub>2</sub> ist dabei nur ein Beispiel für eine Substanzklasse,