

Untersuchung heißer Elektronen in Halbleitern mit Hilfe der Feldelektronenemission

H. NEUMANN

Physikalisches Institut der Universität Leipzig

(Z. Naturforsch. 23 a, 204—207 [1968]; eingegangen am 21. Oktober 1967)

Bei der Untersuchung der Feldelektronenemission aus hochohmigen Halbleitern ergeben sich Abweichungen vom linearen Kennlinienverlauf, die durch das Auftreten eines Spannungsabfalls am Emitter bedingt sind. Eine Analyse dieser Abweichungen ergibt Daten über die Feldabhängigkeit der Beweglichkeit der Elektronen im Emittormaterial. Messungen an In_2S_3 zeigen, daß vorwiegende Streuung an polaren optischen Phononen angenommen werden kann. Bei 77°K ist die Wechselwirkung mit akustischen Nullpunktsschwingungen, bei 195°K eine mögliche Streuung an ionisierten Störstellen zu berücksichtigen.

Bei der Untersuchung der Feldelektronenemission aus CdS fanden SOKOLSKAJA und SCHERBAKOV¹⁻³, daß ein am Emitter beobachteter Spannungsabfall mit dem Auftreten heißer Elektronen verbunden ist. Mit steigendem Spannungsabfall verschob sich das Maximum der Energieverteilung der emittierten Elektronen nach höheren Energien. Energieverteilungsmessungen an mit Kohlenstoff dotiertem Quarz⁴ führten zu ähnlichen Ergebnissen. Ausgehend von den für CdS gewonnenen Resultaten lassen sich unter der Annahme, daß unter bestimmten Bedingungen heiße Elektronen auftreten, auch die Emissions-eigenschaften anderer hochohmiger Halbleiter qualitativ deuten⁵.

Mit Ausnahme der von ELINSON und seinen Mitarbeitern⁴ durchgeführten Analyse der Energieverteilungen für mit Kohlenstoff dotierten Quarz ist die Feldemission aber bisher nicht zur Untersuchung heißer Elektronen ausgenutzt worden. Das mag seine Ursache vor allem darin haben, daß Energieverteilungsmessungen mit der notwendigen Genauigkeit recht schwierig sind. Wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, lassen sich aber auch die leicht und genau meßbaren Strom-Spannungs-Kennlinien heranziehen, um Daten über die im Emitter vorhandenen heißen Elektronen zu erhalten. Aus den Kennlinien kann man die Abhängigkeit des Emitterwiderstandes vom Spannungsabfall am Emitter berechnen und daraus Aussagen über die Feldabhängigkeit der Beweglichkeit der Elektronen gewinnen. Das beschriebene

Verfahren wird auf kürzlich veröffentlichte Daten zur Feldelektronenemission aus In_2S_3 ^{6, 7} angewandt.

1. Kennlinienverlauf beim Auftreten heißer Elektronen

Setzt man Emission aus einem infolge Feldeindringung an der Oberfläche des Halbleiters entarteten Leitungsband voraus (diese Annahme ist wegen der zur Abschirmung des äußeren elektrischen Feldes nicht ausreichenden Oberflächenzustandsdichte für die meisten Halbleiter gut erfüllt⁵), so erhält man für die Emissionsstromdichte j die Beziehung⁵

$$j = A \exp \left\{ -B \frac{\varphi^{3/2}}{F} \right\} \quad (1)$$

mit

$$A = \frac{q^3 F^2}{8 \pi h \varphi t^2(u)}, \quad B = \frac{4\sqrt{2}}{3} \frac{m^{1/2}}{q \hbar} v(u), \\ u = \left(\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+1} \right)^{1/2} \frac{(q^3 F)^{1/2}}{\varphi}.$$

φ ist die effektive Austrittsarbeit des Halbleiters, F das äußere elektrische Feld, q die Elementarladung, m die Elektronenmasse und h das Planksche Wirkungsquantum. $v(u)$ und $t(u)$ sind tabulierte Funktionen⁵. ε ist die Dielektrizitätskonstante des Halbleiters.

Beim Auftreten heißer Elektronen gilt diese Gleichung infolge der veränderten Verteilungsfunktion nicht mehr, und es sind verschiedene Versuche gemacht worden, dieses Problem theoretisch zu lösen⁵.

¹ I. L. SOKOLSKAJA u. G. P. SCHERBAKOV, Fiz. Tverd. Tela **3**, 167 [1961].

² I. L. SOKOLSKAJA u. G. P. SCHERBAKOV, Fiz. Tverd. Tela **4**, 44 [1964].

³ G. P. SCHERBAKOV u. I. L. SOKOLSKAJA, Fiz. Tverd. Tela **4**, 3526 [1964].

⁴ A. G. SHDAN, M. I. ELINSON u. V. B. SANDOMIRSKI, Radiotekhn. Elektronika **7**, 670 [1962].

⁵ R. FISCHER u. H. NEUMANN, Fortschr. Phys. **14**, 603 [1966].

⁶ H. NEUMANN, Phys. Stat. Sol. **20**, K 33 [1967].

⁷ H. NEUMANN, Z. Naturforsch. **22 a**, 1012 [1967].



An Hand einfacher Annahmen läßt es sich aber zeigen, welches Verhalten des Emissionsstroms bei Abweichungen vom thermodynamischen Gleichgewicht zu erwarten ist.

Verschiebt sich die Verteilung der Elektronen nach höheren Energiewerten, so kann bei der Berechnung des Emissionsstroms⁵ nicht mehr an der Fermi-Energie entwickelt werden, sondern am neuen Maximum der Verteilungsfunktion, das um den Betrag ΔE gegen φ verschoben ist. Nimmt man an, daß sich die Form der Energieverteilung dabei nicht wesentlich geändert hat, so gilt in erster Näherung

$$j \approx A \exp \left\{ -B \frac{(\varphi - \Delta E)^{3/2}}{F} \right\}. \quad (2)$$

Ein Vergleich von Gl. (2) und (1) zeigt, daß man beim Auftreten heißer Elektronen im allgemeinen eine Stromerhöhung gegenüber dem durch Gl. (1) beschriebenen Fall zu erwarten hat. Kennlinien dieses Typs (Abb. 1 a) sind für mit Kohlenstoff dotier-

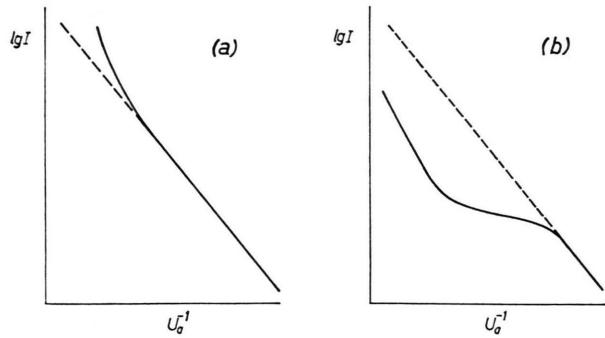


Abb. 1. Beobachtete Abweichungen vom linearen Kennlinienverlauf bei der Feldelektronenemission aus hochohmigen Halbleitern.

ten Quarz⁸ und für Korund⁸ beobachtet worden. In der Mehrzahl der Fälle werden aber Kennlinien gefunden, die dem schematisch in Abb. 1 b dargestellten Verlauf entsprechen^{5, 7}.

Nach den Messungen an CdS¹⁻³ wird das Abbiegen der Kennlinien nach kleineren Strömen hin durch einen Spannungsabfall am Emitter verursacht, der bei der graphischen Darstellung der Meßergebnisse nicht berücksichtigt wird. Aus dem Experiment ist nur die von außen an die Versuchsröhre angelegte Spannung U_a bekannt, während das in den Gln. (1) und (2) stehende elektrische Feld F aus der tatsächlich zwischen Emitteroberfläche und Anode an-

liegenden Spannung U zu berechnen ist. Bei einer Darstellung von $\log I$ gegen $1/U$ sollten sich stets Kennlinien vom Typ der Abb. 1 a ergeben.

ELINSON und Mitarbeiter⁸ konnten Kennlinien mit Stromanstieg (Abb. 1 a) finden, weil im Falle der von ihnen untersuchten dünnen Quarzsichten auf einem Wolframemitter bereits ein sehr kleiner Spannungsabfall $\Delta U = U_a - U \ll U_a \approx U$ zur Erzeugung eines hohen inneren Feldes in der Schicht ausreichte. Bei Verwendung kompakter Emittoren ist der Spannungsabfall ΔU dagegen mit der Anodenspannung vergleichbar und führt zu den in Abb. 1 b gezeigten Abweichungen vom linearen Kennlinienverlauf.

Der Spannungsabfall ΔU kann durch Gegenfeldmessungen bestimmt werden^{1, 2}. Wenn derartige Messungen aus experimentellen Gründen nicht möglich sind, kann ΔU aus einem Kennlinienvergleich ermittelt werden, wenn es gelingt, für den untersuchten Emittorkristall über den gesamten interessierenden Strombereich eine geradlinige Kennlinie mit verschwindendem Spannungsabfall aufzunehmen. In diesem Falle ist $U_1 = U_{a1}$ und man hat

$$j_1 = A \exp \left\{ -B \frac{\varphi^{3/2}}{\beta U_{a1}} \right\}. \quad (3)$$

β ist der geometrische Verknüpfungsfaktor zwischen F und U . Bei Spannungsabfall hat man unter der Annahme, daß β unabhängig von U ist,

$$j_2 = A \exp \left\{ -B \cdot \frac{(\varphi - \Delta E)^{3/2}}{\beta (U_{a2} - \Delta U)} \right\}, \quad (4)$$

wobei ΔE eine Funktion von ΔU ist und mit steigendem ΔU wächst.

Für gleiche Stromdichten $j_1 = j_2$ ist folglich

$$\frac{\varphi^{3/2}}{U_{a1}} = \frac{(\varphi - \Delta E)^{3/2}}{U_{a2} - \Delta U}$$

oder

$$\Delta U = U_{a2} - U_{a1} \left(1 - \frac{\Delta E}{\varphi} \right)^{3/2}. \quad (5)$$

Ist der Zusammenhang zwischen ΔE und ΔU bekannt, so läßt sich bei bekannten U_{a1} , U_{a2} und φ aus Gl. (5) der Spannungsabfall ΔU berechnen. Für kleine innere Felder (d. h. kleine ΔU) ist $\Delta E \ll \varphi$ und (5) vereinfacht sich zu

$$\Delta U \approx U_{a2} - U_{a1}. \quad (6)$$

Aus dem Spannungsabfall ΔU und dem Emissionsstrom I läßt sich der Widerstand R des Kristalls berechnen. Da R der Beweglichkeit μ der Elektronen umgekehrt proportional ist, solange die Elektronen-

⁸ M. I. ELINSON, G. F. VASILEV u. A. G. SHDAN, Radiotekhn. Elektronika 4, 1718 [1959].

konzentration n konstant bleibt, kann man aus dem Verlauf der Funktion $\mu \sim 1/R = g(\Delta U)$ Schlüssefolgerungen über die Abhängigkeit der Beweglichkeit vom inneren Feld ziehen. Das wiederum erlaubt Rückschlüsse auf die wirksamen Streumechanismen für die Elektronen.

2. Ergebnisse für In_2S_3

Die an In_2S_3 durchgeführten Untersuchungen^{6,7} haben gezeigt, daß man bei Zimmertemperatur Kennlinien mit $\Delta U = 0$ aufnehmen kann, während sich bei 195 °K und 77 °K Abweichungen von der Linearität vom Typ der Abb. 1 b ergeben. Es liegt folglich der günstige Fall vor, der eine Berechnung von ΔU mit Hilfe der Gl. (5) bzw. (6) gestattet. Da über den Zusammenhang zwischen ΔE und ΔU keine Aussagen gemacht werden können, müssen wir uns auf das Gebiet der Kennlinien beschränken, wo der Spannungsabfall gerade einsetzt und demzufolge ΔE noch wesentlich kleiner als φ ist. In diesem Gebiet gilt auch mit einiger Sicherheit die Voraussetzung konstanter Elektronenkonzentration.

In Abb. 2 a sind Kennlinien für 77 °K und unterschiedliche Belichtungsintensität dargestellt. Zum Vergleich ist die Kennlinie für Zimmertemperatur eingezeichnet. Abb. 2 b zeigt die Temperaturabhängigkeit des Emissionsstroms für denselben Kristall. Der mit Gl. (6) für die einzelnen Kurven berechnete Spannungsabfall ΔU ist in Abb. 3 a und 3 b in Abhängigkeit vom Emissionsstrom I dargestellt. Abb. 4

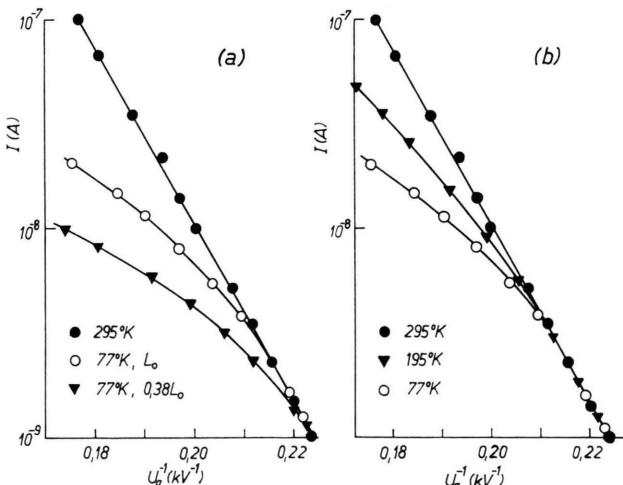


Abb. 2. Strom-Spannungs-Kennlinien für den Feldemissionsstrom aus In_2S_3 . (a) Belichtungsabhängigkeit des Emissionsstroms bei 77 °K. Zum Vergleich ist die Kennlinie für 295 °K eingezeichnet. L_0 ist ein Maß für die Belichtungsintensität.
(b) Temperaturabhängigkeit des Feldemissionsstroms.

zeigt den reziproken Widerstand R_0/R des Kristalls als Funktion des Spannungsabfalls ΔU , wobei R_0 der Widerstand des Kristalls bei verschwindendem ΔU ist und aus dem Einsatzpunkt des Spannungsabfalls ermittelt wurde.

Wie man aus Abb. 4 sieht, ergibt sich ein unterschiedliches Verhalten der Beweglichkeit bei 77 °K und 195 °K. Bei 77 °K erhält man unabhängig von der Belichtungsintensität stets die in Abb. 4 dargestellte Kurve. Die Beweglichkeit fällt mit steigendem Spannungsabfall ΔU , d. h. mit wachsendem innerem Feld stark ab. Trägt man R_0/R als Funktion von $(\Delta U)^{-4/5}$ auf, so ergibt sich eine gerade Linie (Abb. 5). Bei 195 °K dagegen bleibt die Beweglichkeit mit wachsendem innerem Feld zunächst konstant und steigt dann leicht an.

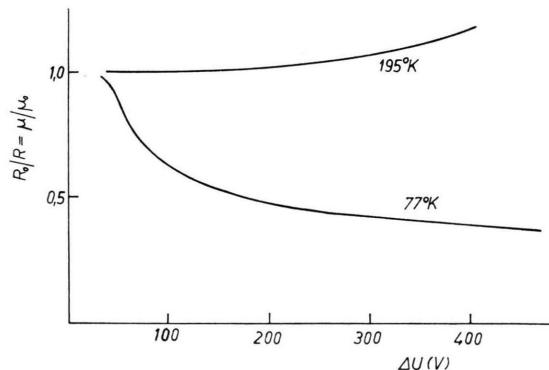


Abb. 4. Abhängigkeit der Beweglichkeit vom Spannungsabfall am Emitter für 195 °K und 77 °K.

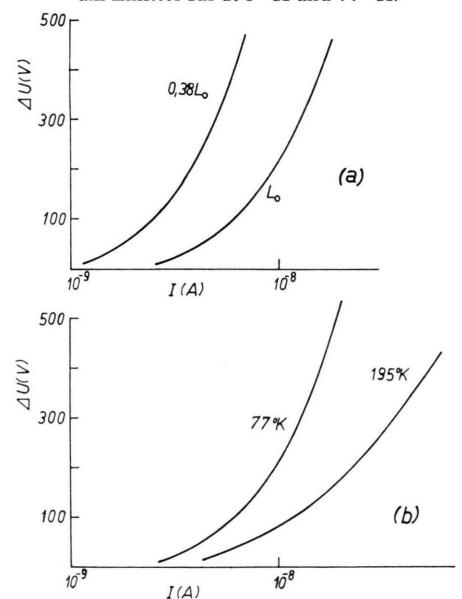


Abb. 3. Aus Abb. 2 berechneter Spannungsabfall am Emitter.

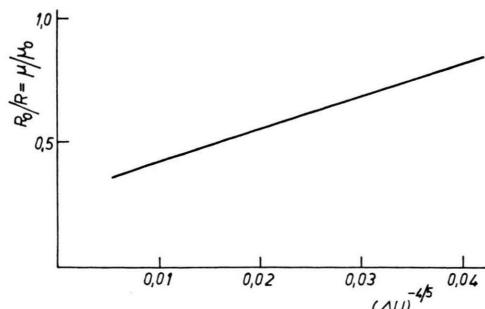


Abb. 5. Abhängigkeit der Beweglichkeit von $(\Delta U)^{-4/5}$ bei 77 °K.

Ahnliche Resultate liegen für die Feldabhängigkeit der Beweglichkeit in InSb vor. Bei 295 °K und 201 °K ändert sich die Beweglichkeit mit wachsendem Feld nicht^{9, 10}, während bei 90 °K und 77 °K ein steiler Abfall der Beweglichkeit beobachtet wird^{11–13}. Dieses Verhalten war durch Streuung der Elektronen an polaren optischen Phononen gedeutet worden^{10, 13}. Nach der Theorie^{14, 15} sollte sich die Beweglichkeit in diesem Falle oberhalb der Debye-Temperatur entweder nicht ändern oder nur wenig ansteigen, während für Temperaturen unterhalb der Debye-Temperatur ein Abfall der Beweglichkeit mit wachsendem innerem Feld zu erwarten ist. Die Debye-Temperatur des InSb ergibt sich aus Reststrahlendaten¹⁶ zu 260 °K, so daß die genannte Deutung der Resultate gerechtfertigt scheint. Neuere Ergebnisse über die in InSb wirksamen Streumechanismen¹⁷ zeigen, daß bei Temperaturen unterhalb 150 °K der Anteil akustischer Phononen am Streuprozeß nicht vernachlässigt werden darf. Qualitativ ergeben sich aber auch dann dieselben Ergebnisse.

Eine analoge Erklärung der Versuchsergebnisse ist auch im Falle des In₂S₃ möglich. Aus einem Vergleich der Elektronegativitäten¹⁸ für Indium und Schwefel ist ein großer Ionenanteil in der Bindung des In₂S₃ zu erwarten. Messungen der statischen und optischen Dielektrizitätskonstanten¹⁹ haben das bestätigt. Polare optische Phononen sollten somit einen

wesentlichen Beitrag zur Streuung der Elektronen liefern. Die Debye-Temperatur des In₂S₃ ergibt sich aus dem von LINDEMANN^{20, 21} angegebenen Zusammenhang mit der Schmelztemperatur zu etwa 215 °K. Man hat folglich dem InSb vollkommen analoge Verhältnisse und kann die gefundene Feldabhängigkeit der Beweglichkeit qualitativ mit der Streuung an polaren optischen Phononen deuten.

Andererseits zeigt Abb. 5, daß Proportionalität zwischen der Beweglichkeit μ und $(\Delta U)^{-4/5}$ besteht, was auf eine Wechselwirkung der Elektronen mit akustischen Nullpunktsschwingungen hindeutet²². Des weiteren folgern REHWALD und HARBEKE²³ aus ihren Messungen, daß zumindest bei höheren Temperaturen Streuung an ionisierten Störstellen vorherrschen kann. Dieser Streumechanismus führt zu einem Anstieg der Beweglichkeit mit wachsendem innerem Feld^{24, 25, 10}. Er kann demzufolge auf Grund der hier gewonnenen Ergebnisse bei 77 °K nur eine untergeordnete Rolle spielen. Bei 195 °K dagegen kann die Streuung an ionisierten Störstellen zum beobachteten Anstieg der Beweglichkeit beitragen.

3. Zusammenfassung

Es wurde eine Methode zur Auswertung von Feldemissionskennlinien beschrieben, die Daten über die Feldabhängigkeit des Widerstandes und damit der Beweglichkeit der Ladungsträger im untersuchten Emittormaterial liefert. Dieses Verfahren ist besonders für hochohmige Halbleiter und eventuell Dielektrika geeignet, wie das hier untersuchte Beispiel des In₂S₃ zeigt.

Die gefundene Feldabhängigkeit der Beweglichkeit der Elektronen in In₂S₃ läßt sich deuten, wenn man Streuung an polaren optischen Phononen annimmt. Bei 77 °K ist zusätzlich die Wechselwirkung mit akustischen Nullpunktsschwingungen, bei 195 °K möglicherweise die Streuung an ionisierten Störstellen zu berücksichtigen.

- ⁹ A. C. PRIOR, J. Electronics Control **4**, 165 [1958].
- ¹⁰ Y. KANAI, J. Phys. Soc. Japan **15**, 830 [1960].
- ¹¹ M. GLICKSMAN u. M. C. STEELE, Phys. Rev. **110**, 1204 [1958].
- ¹² Y. KANAI, J. Phys. Soc. Japan **14**, 1302 [1959].
- ¹³ M. GLICKSMAN u. W. A. HICINBOTHEM, JR., Phys. Rev. **129**, 1572 [1963].
- ¹⁴ R. STRATTON, Proc. Roy. Soc. London A **246**, 406 [1958]. — J. Phys. Soc. Japan **17**, 590 [1962].
- ¹⁵ M. HATTORI u. H. SATO, J. Phys. Soc. Japan **15**, 1237 [1960].
- ¹⁶ G. PICUS, E. BURSTEIN, B. W. HENVIS u. M. HAAS, J. Phys. Chem. Solids **8**, 282 [1959].
- ¹⁷ I. M. TSIDILKOVSKI, Phys. Stat. Sol. **8**, 253 [1965].

- ¹⁸ S. S. BAZANOV, Elektronegativität der Elemente und chemische Bindung, Nowosibirsk 1962.
- ¹⁹ M. H. CHECINSKA, Acta Phys. Polon. **24**, 451 [1963].
- ²⁰ F. A. LINDEMANN, Phys. Z. **11**, 609 [1910].
- ²¹ K. CLUSIUS, J. GOLDMANN u. A. PERLICK, Z. Naturforsch. **4a**, 424 [1949].
- ²² B. V. PARANJAPE, Proc. Phys. Soc. London B **70**, 628 [1957].
- ²³ W. REHWALD u. G. HARBEKE, J. Phys. Chem. Sol. **26**, 1309 [1965].
- ²⁴ E. M. CONWELL, Phys. Rev. **90**, 769 [1953].
- ²⁵ J. B. GUNN, J. Phys. Chem. Sol. **8**, 239 [1959].