

Temperaturen die FERMİ-Kante stets in der Mitte der Energielücke, und dort ist bei symmetrischer Struktur der Energielücke $d\kappa/dE=0$, $v_0=\infty$, was den Tunnel-effekt unterbinden und die Zustandsdichte völlig verderben würde (überdies müßte dann die oben gegebene Theorie modifiziert werden). Bei unsymmetrischer Struktur der Energielücke (effektive Massen im Leitungsband und Valenzband erheblich verschieden) würde zwar v_0 an der FERMİ-Grenze endlich, aber immer noch so groß, daß die effektive Zustandsdichte von der wahren erheblich abweicht. Um kleine Werte von v_0 zu erreichen,

muß man die FERMİ-Kante in die Nähe der oberen und unteren Grenze der Energielücke rücken, also dafür sorgen, daß die Austrittsarbeiten für Elektronen und Löcher möglichst verschieden sind.

Man wird vermuten dürfen, daß das Ergebnis der vollständigen BCS-Theorie zwischen der hier gegebenen Einteilchen-Theorie und der BARDEENSchen Annahme liegt.

Den Herren Prof. J. BARDEEN, Prof. W. SCHOTTKY und Dr. P. PRICE habe ich für wesentliche Diskussionsbemerkungen zu danken.

Zur Deutung der Tunnel-dioden-Kennlinie aus ihrem Temperaturgang

Von G. WINSTEL

Mitteilung aus dem
Forschungslaboratorium der Siemens & Halske AG, München
(Z. Naturforschg. 16 a, 438—440 [1961] ; eingegangen am 9. März 1961)

Während das prinzipielle Verhalten von Tunnel-dioden durch die grundlegende Arbeit von ESAKI geklärt wurde¹, bestehen hinsichtlich der Einzelheiten der Kennlinie und ihres quantitativen Verlaufs noch erhebliche Unklarheiten. Es wurde versucht, durch Untersuchung des Temperaturganges der einzelnen Zweige der Kennlinie einen weiteren Einblick in den Mechanismus des Stromtransports zu gewinnen. Unsere Messungen beschränken sich auf das Temperaturintervall zwischen 100 °K und 400 °K. Phononverarmungseffekte, die bei tieferen Temperaturen die Kennlinie stark beeinflussen können², spielen daher praktisch keine Rolle.

Untersucht wurden die Kennlinien von Germanium- und Galliumarsenid-Tunnel-dioden. In beiden Fällen zeigte sich grundsätzlich das gleiche Verhalten, das eine Aufteilung der Kennlinie in drei durch verschiedene Stromführungsmechanismen beherrschte Bereiche nahelegt: ESAKI-Strom, Exzeßstrom und Diodenstrom (vgl. Abb. 1).

Für die Beurteilung des Temperaturganges ist es zweckmäßig, die einzelnen Ströme in der umgekehrten Reihenfolge zu betrachten.

1. Diodenstrom

Der Diodenstrom zeigt einen Temperaturgang proportional $T^2 \exp(-A - eU/kT)$, wie er auf Grund der sogenannten Diodentheorie folgt. Die Aktivierungsenergie A setzt sich zusammen aus dem Bandabstand ΔE und der Eindringtiefe z des FERMİ-Niveaus auf einer Seite des p-n-Übergangs. Die Auswertung ergab beispielsweise für Proben mit einer Dotierung von einigen $10^{19}/\text{cm}^3$ bei Zimmertemperatur folgende Werte:

- für Germanium $\Delta E + z = 0,62 \text{ eV}$,
- für Galliumarsenid $\Delta E + z = 1,1 \text{ eV}$.

Für den Temperaturkoeffizienten ergibt sich im Bereich

¹ L. ESAKI, Phys. Rev. **109**, 603 [1959].
² N. HOLONYAK, Phys. Rev., Lett. **3**, 167 [1959].

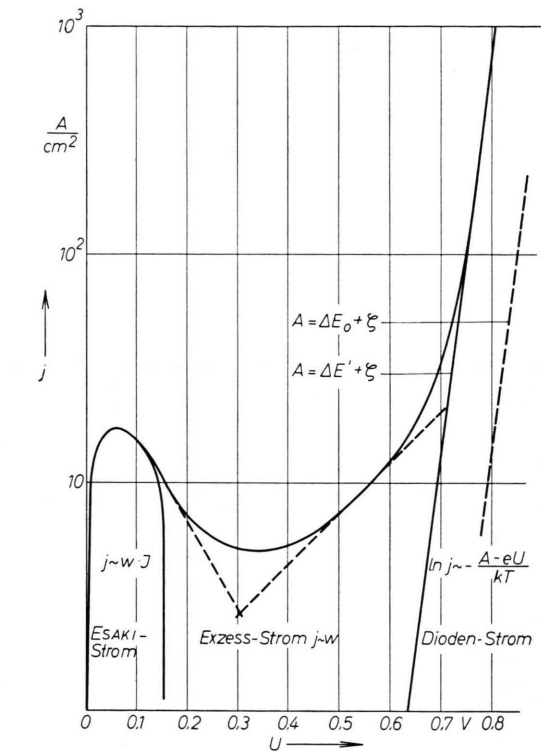


Abb. 1. Aufteilung des Tunnel-Diodenstromes nach Stromführungs-Mechanismen.

zwischen 200 °K und 400 °K ein praktisch konstanter Wert von

$$\frac{d(\Delta E + z)}{dT} = 4 \cdot 10^{-4} \frac{\text{eV}}{^\circ\text{K}},$$

der fast mit dem bei schwach dotierten Proben gemessenen übereinstimmt.

Die Werte für die Aktivierungsenergie zeigen, daß der Bandabstand gegenüber seinem Wert bei schwachen Dotierungen vermindert ist. Dies kann auch theoretisch verstanden werden, wie bereits kürzlich mitgeteilt wurde³.

³ G. WINSTEL u. W. HEYWANG, Z. Naturforschg. **16a**, 440 [1961] ; nachstehende Arbeit.



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition “no derivative works”). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

2. Exzeßstrom

Die Temperatur- und Spannungsabhängigkeit im Bereich des Exzeßstromes zeigt, daß ein Tunnelmechanismus diesen Strom durch die verbotene Zone des p-n-Übergangs führt. Man kann deshalb die Stromdichte j als Produkt aus einem Dämpfungsfaktor w und dem ESAKI-Integral J ansetzen¹:

$$j \sim w J. \quad (1)$$

Da im vorliegenden Spannungsbereich nur Terme der Bandausläufer³ und solche im Bereich des verbotenen Bandes selbst⁴ zum ESAKI-Integral beitragen, deren Besetzungszustand wegen ihres relativ großen energetischen Abstandes von der FERMI-Kante temperaturunabhängig ist, wird der Temperaturgang des Exzeßstromes allein durch den Gang des Dämpfungsfaktors w bestimmt.

Dementsprechend ergibt eine Temperaturerhöhung eine monotone Stromzunahme, die dem abnehmenden Bandabstand entspricht (Abb. 2). Für die quantitative Auswertung

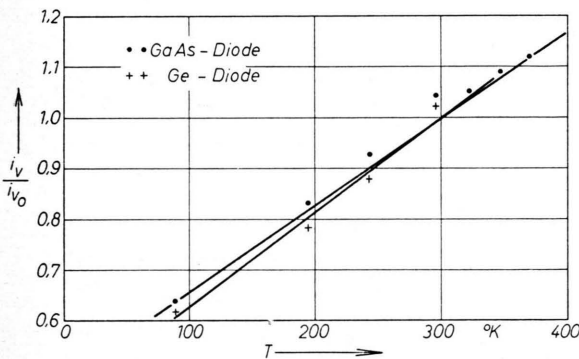


Abb. 2. Temperaturgang des Stromminimums.

tung im Stromminimum muß allerdings auch dessen gleichzeitige Verschiebung zu niedrigeren Spannungen berücksichtigt werden. Der dem „Diodenstrom“ vorgelagerte ansteigende Ast des Exzeßstromes zeigt in einem großen Bereich einen Anstieg, der quantitativ durch $w \sim \exp(U/U_0)$ wiedergegeben wird, was auf eine nahezu konstante Termdichte im Bereich der Mitte des verbotenen Bandes schließen läßt. Ein bei tiefen Temperaturen — nach höheren Spannungen hin — beobachteter überexponentieller Stromanstieg kann durch eine Wiederzunahme der Termdichte (beispielsweise durch Gegendotierung) an dem am normalen Tunnelstrom nicht beteiligten Bandrand gedeutet werden.

Die Annahme, daß für den Wiederanstieg des Exzeßstroms Störterme im verbotenen Band maßgebend sind, wird sowohl durch die Streuungen der Kennlinie bei

verschiedenen Proben als auch durch Alterungseffekte bei sehr hoher Belastung und Temperung unterstützt. Dieses Ergebnis ist auch in Einklang mit beobachteten Kennlinienveränderungen nach Neutronenbestrahlung⁵.

Zusätzliche Stoßprozesse sind zur Klärung der Kennlinie nicht notwendig und erscheinen unwahrscheinlich⁶.

3. Esaki-Strom

Auch für das Tunnelstrommaximum ist der Temperaturgang des Bandabstandes⁷ wesentlich. Hinzu kommt jedoch, daß im Bereich des Maximums die Elektronen über Terme nahe der FERMI-Kante im n- und p-Bereich laufen. Ihre Dichte wird daher entsprechend der FERMI-Statistik temperaturabhängig.

Das hierfür maßgebende ESAKI-Integral J wurde bereits früher ausgewertet⁸ und führt in erster Näherung zu folgendem Ausdruck

$$J = (z_n + z_p - eU)^2 \tanh eU/4kT. \quad (2)$$

Das Temperaturverhalten ist für das Strommaximum im wesentlichen durch den Faktor $\tanh eU/4kT$ mit $U = U_p$ gegeben, da seine Spannungslage U_p nur schwach temperaturabhängig ist. Die beiden Temperaturgänge — bedingt durch Bandabstand und ESAKI-Integral — wirken so zusammen, daß im untersuchten Temperaturbereich je nach Größe von U_p entweder ein monotoner

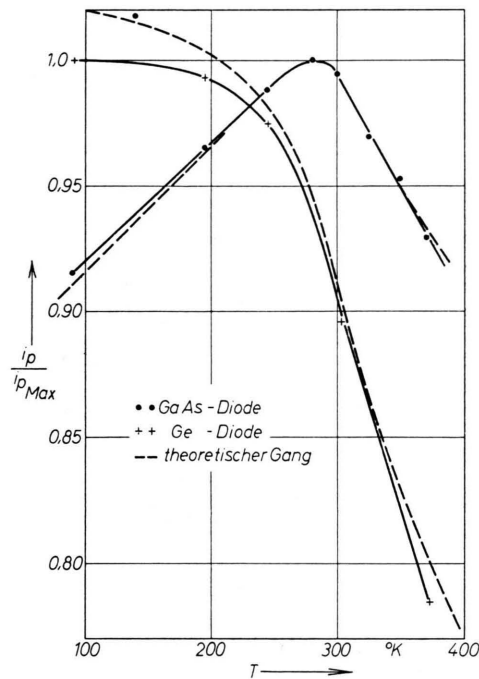


Abb. 3. Temperaturgang des Strommaximums.

⁴ T. YAJIMA u. L. ESAKI, J. Phys. Soc., Japan **31**, 1281 [1958].

⁵ J. W. EASLEY u. R. R. BLAIR, J. Appl. Phys. **31**, 1772 [1960].

⁶ Dies ist in Übereinstimmung mit den auf andere Weise gewonnenen Ergebnissen von E. O. KANE, Bull. Phys. Soc. Ser. II **5**, 160 FA 4 [1960].

⁷ Sowohl für den Gang des ESAKI- als auch für Exzeßstrom wurde der bekannte Temperaturgang für schwach dotierte Halbleiter (z. B. LANDOLT-BÖRNSTEIN II/6, Elektr. Eigensch. I, S. 258 [1959]) verwendet; dies ist nach eigenen Messungen berechtigt [vgl. Abschnitt 1 „Diodenstrom“].

⁸ G. WINSTEL, Vortrag, Physikertagung Erlangen, April 1960.

Abfall oder ein Höchstwert des Maximum-Stromes auftritt. Dieses Ergebnis ist in Übereinstimmung mit dem Experiment (Abb. 3). So zeigen Germaniumdioden wegen ihres kleinen U_p -Wertes eine monotone Stromabnahme, Galliumarseniddioden hingegen einen Maximalwert im Zimmertemperaturbereich. Für den quantitati-

⁹ Solche Kennlinien wurden beispielsweise von L. ESAKI u. Y. MIHARA, Solid State Electronics 1, 13 [1960], publiziert.

Zum Bandaufbau bei hochdotierten Halbleitern

Von G. WINSTEL und W. HEYWANG

Mitteilung aus dem
Forschungslaboratorium der Siemens & Halske AG, München
(Z. Naturforsch. 16 a, 440–441 [1961]; eingegangen am 9. März 1961)

In der Tunnelndiodenkennlinie steigt der „Diodenstrom“ schon bei wesentlich geringerer Spannung an, als man auf Grund des bekannten Bandabstandes des verwendeten Halbleiters erwarten sollte (Abb. 1).

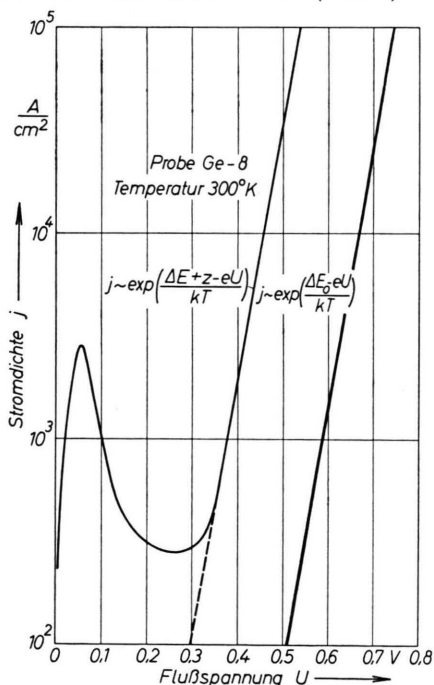


Abb. 1. Kennlinie einer Ge-Tunnel diode. Vergleich: Diodentheorie bei verschiedenem Bandabstand.

Dieses Verhalten läßt sich nicht erklären unter der Annahme, daß im hochdotierten Halbleiter eine sehr hohe Rekombinationswahrscheinlichkeit vorliegt. Denn in diesem Fall wird der Strom durch die thermische Nachlieferung begrenzt und die mathematische Auswertung — entsprechend der sogenannten „Diodentheo-

rien Verlauf ist allerdings der experimentell gefundene Temperaturgang von U_p mit zu berücksichtigen. Die so gerechneten Kurven sind in Abb. 3 eingetragen.

Eine analoge Kennlinienanalyse führte bei Tunnelndioden aus Silicium qualitativ zum gleichen Ergebnis wie bei Germanium⁹. Eine ausführliche Arbeit über das skizzierte Thema wird vorbereitet.

Den Herren Prof. Dr. F. Ströckmann und Dr. W. Heywang danke ich für wertvolle Diskussionen, Herrn Dr. M. Seipt für die Durchführung der Messungen.

rie“¹ — führt mit $z=100$ mV auf die in Abb. 1 für den Stromanstieg eingetragene Kurve. Die berechnete Stromstärke liegt mehr als eine Größenordnung unter den experimentell gemessenen Werten.

Aus der Tunnelndiodenkennlinie ergibt sich überdies noch eine weitere Diskrepanz mit den üblichen Vorstellungen des Bändermodells für entartete Halbleiter: Aus der Lage des Tunnelstrommaximums und -minimums folgt der Größenordnung nach, daß die FERMI-Kante um etwa $z=100$ meV in das Leitungsband eingedrungen ist. Eine solche Eindringtiefe erhält man, wenn man alle entsprechend der Dotierung vorhandenen freien Elektronen — wir beschränken uns im folgenden beispielsweise auf einen n-Typ-Halbleiter — im ungestörten, parabolischen Band unterbringt. Formal gilt

$$z = kT \left(\frac{3}{4} \right)^{2/3} \pi^{1/3} \left(\frac{n}{N} \right)^{2/3} = 3,64 \cdot 10^{-15} \frac{m_0}{m_{\text{eff}}} n^{2/3} \text{ eV cm}^2 \quad (1)$$

(kT = Temperaturäquivalent der Energie, n = Zahl der freien Elektronen, N = Bandgewicht des Halbleiters, m_0 = Masse des freien Elektrons, m_{eff} = effektive Masse der Träger im Kristall).

Diese Gleichung liefert beispielsweise mit

$$m_{\text{eff}} = 0,1 m_0 \quad \text{und} \quad n = 10^{19} / \text{cm}^3$$

eine Eindringtiefe der FERMI-Kante von $z=170$ meV. Liegt aber das FERMI-Niveau so weit im Leitungsband, so müssen die Störterme, die sich bei den üblichen Dotierungen im wesentlichen unterhalb des Bandrandes im sogenannten Störband befinden sollen, entsprechend der FERMI-Statistik besetzt sein. Da aber die Anzahl dieser Störterme gleich der Zahl der freien Träger selbst ist, kann das FERMI-Niveau unter dieser Annahme nicht so weit in das Leitungsband eindringen. Hieraus folgt, daß die Störterme bereits zum größten Teil im Energiebereich des Leitungsbandes liegen.

Zu einer vollständigen Klärung des aufgeworfenen Problems muß noch folgendes berücksichtigt werden: Die Terme der bandnahen Donatoren, wie sie für eine Dotierung im Bereich der Entartung verwendet werden müssen, entstehen durch Zusammenfassung von Eigenfunktion des Leitungsbandes selbst. Gemäß dem EHREN-

¹ Siehe beispielsweise SPENKE, Elektronische Halbleiter, Springer-Verlag, Berlin 1955, S. 80 ff.