

GaAs-Tunnel-Dioden

Von R. GREMMELMAIER und H.-J. HENKEL

Forschungslaboratorium der Siemens-Schuckertwerke AG,
Erlangen

(Z. Naturforschg. 14 a, 1072—1073 [1959]; eingeg. am 21. November 1959)

Vor nicht ganz zwei Jahren berichtete ESAKI zum ersten Mal über einen neuen Effekt in sehr schmalen Germanium-p-n-Übergängen¹. Er konnte zeigen, daß diese p-n-Übergänge in der Flußrichtung einen Bereich negativen Widerstandes aufweisen. Wenn sowohl das n- als auch das p-Gebiet so hoch dotiert sind, daß Entartung vorliegt, und wenn der Wechsel der Dotierung im Übergangsgebiet nahezu abrupt erfolgt, so daß die Feldstärke dort Werte von einigen 10^5 V/cm erreicht, können bei kleinen Flußspannungen Elektronen aus den untersten Niveaus des Leitungsbandes im n-Gebiet unmittelbar in die obersten Niveaus des Valenzbandes im p-Gebiet tunneln. Dieser Strom wächst zunächst mit der Spannung an — d. h. mit wachsender Differenz der FERMI-Niveaus in den beiden Gebieten —, nimmt dann aber wieder ab, da das Energieintervall, in dem ein Tunneln möglich ist, mit zunehmender Flußspannung kleiner wird. Der von dem Tunneleffekt herrührende Stromanteil geht gegen Null, sobald die Spannung so groß ist, daß der untere Rand des Leitungsbandes im n-Gebiet höher liegt als der obere Rand des Valenzbandes im p-Gebiet. Diesem Stromanteil überlagert sich der gewöhnliche Flußstrom, der mit der Spannung exponentiell ansteigt.

Die ESAKI- oder Tunnel-Dioden sind nicht nur vom physikalischen, sondern auch vom technischen Standpunkt äußerst interessant. Es hat sich gezeigt, daß die Tunnel-Diode ein sehr einfaches Bauelement für die Erzeugung von Schwingungen und für die Verstärkung im Bereich höchster Frequenzen ist². Die Frequenzgrenze wird im wesentlichen durch das Produkt RC bestimmt, wobei R der negative Widerstand und C die Kapazität der Diode ist. Da C proportional und R umgekehrt proportional der Fläche des p-n-Überganges ist, ist RC unabhängig von der Fläche. Die Kapazität hängt zwar von der Breite des p-n-Überganges und damit von der Dotierung ab, jedoch bei weitem nicht so stark wie der negative Widerstand R . In erster Näherung ist R umgekehrt proportional der Übertrittswahrscheinlichkeit eines Elektrons durch die verbotene Zone hindurch. Nach FRANZ und TEWORDT³ ist diese Wahrscheinlichkeit in erster Näherung gegeben durch

$$W = \exp \left[- \frac{\pi}{4\sqrt{2}} \frac{V \varepsilon \varepsilon_0}{\hbar e} \left(\frac{1}{m_c} + \frac{1}{m_v} \right)^{-1/2} \cdot \left(\frac{1}{n_n} + \frac{1}{p_p} \right)^{+1/2} \Delta E \right]. \quad (1)$$

Dabei sind $\varepsilon \varepsilon_0$ die Dielektrizitätskonstante, m_c , m_v die scheinbaren Massen im Leitungs- bzw. im Valenzband;

¹ L. ESAKI, Phys. Rev. **109**, 603 [1958].

² H. S. SOMMERS JR., Proc. Inst. Radio Engrs. **47**, 1201 [1959].
K. K. N. CHANG, Proc. Inst. Radio Engrs. **47**, 1268 [1959].

n_n , p_p die Majoritätsträgerkonzentrationen im n- bzw. p-Gebiet und ΔE die Breite der verbotenen Zone. Für die Feldstärke, die in der bei FRANZ und TEWORDT angegebenen Gleichung auftritt, wurde näherungsweise der Maximalwert der Feldstärke im Übergangsgebiet eingesetzt, außerdem wurde die Potentialdifferenz zwischen n- und p-Gebiet (die Diffusionsspannung, vermindert um die angelegte Flußspannung) gleich $\Delta E/e$ gesetzt.

Ein kleiner negativer Widerstand und damit eine hohe Frequenzgrenze ist also zu erwarten, wenn man für die Tunnel-Diode einen Halbleiter mit kleiner scheinbarer Masse und kleiner Breite der verbotenen Zone verwendet und n- und p-Gebiete möglichst hoch dotiert. Für höchste Frequenzen erscheint demnach InSb sehr geeignet.

Diese Überlegungen muß man etwas einschränken, wenn man das Temperaturverhalten der Tunnel-Diode betrachtet. Soll die Diode noch bei relativ hohen Temperaturen arbeiten, so muß die Breite der verbotenen Zone des Halbleiters groß sein. Da sich dem Tunnel-Strom der gewöhnliche Flußstrom des p-n-Überganges überlagert, und da dieser Strom proportional $\exp(-\Delta E/kT)$ ist (wenn man die Diodentheorie zugrunde legt), wird unter sonst gleichen Bedingungen der Bereich negativen Widerstandes in der Kennlinie noch bei um so höheren Temperaturen vorhanden sein, je größer die Breite der verbotenen Zone ist.

Unter diesen Gesichtspunkten erscheinen Tunnel-Dioden aus GaAs sehr aussichtsreich. GaAs hat eine große Breite der verbotenen Zone ($\Delta E = 1,4$ eV bei Zimmertemperatur), und die scheinbare Masse der Leitungselektronen ist relativ klein ($m_c \approx 0,04 m_0$)⁴.

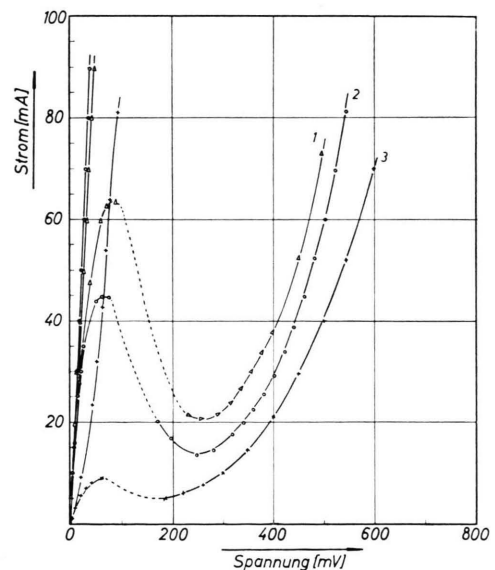


Abb. 1. Kennlinien dreier GaAs-Tunnel-Dioden bei Zimmertemperatur.

³ W. FRANZ u. L. TEWORDT, Halbleiterprobleme III, Friedr. Vieweg u. Sohn, Braunschweig 1956, S. 1 ff.

⁴ L. C. BARCUS, A. PERLMUTTER u. J. CALLAWAY, Bull. Amer. Phys. Soc. **II**, 3, 30 [1958].



GaAs-Tunnel-Dioden lassen sich herstellen durch Einlegieren von Zinn in p-leitendes GaAs. Für unsere Versuche verwendeten wir Zn-dotiertes GaAs mit HALL-Konstanten zwischen $3 \cdot 10^{-2}$ und $7 \cdot 10^{-2}$. Die Beweglichkeit lag in diesem Material bei $20 \text{ cm}^2/\text{Vsec}$. Für das Legieren wurden Sn-Kugeln von 0,5–1 mm Durchmesser verwendet.

Abb. 1 zeigt die Kennlinien dreier Dioden bei Zimmertemperatur. Der negative Widerstand beträgt ungefähr 2,5; 3 und 20Ω (Kennlinie 1, 2 und 3). Die Kapazität liegt bei einigen nF. Für RC erhält man demnach Werte um 10^{-8} sec (Kennlinie 1 und 2) bzw. einigen 10^{-8} sec (Kennlinie 3).

Die Spannung, bei der der Strom sein Maximum erreicht, variiert nur wenig von Probe zu Probe. Sie ist im wesentlichen durch die Lage der FERMI-Niveaus im n- und p-Gebiet bestimmt. Wenn man die Kennlinie nach dem Ansatz von ESAKI¹ berechnet, erhält man das Strommaximum bei einer Spannung U_m , die ungefähr gleich einem Drittel der Spannung ist, bei der der Tunnel-Strom gegen Null geht. Es ist also

$$U_m \approx \frac{1}{3} \frac{(\zeta_n - E_{cn}) + (E_{vp} - \zeta_p)}{e}, \quad (2)$$

wobei E_{cn} die untere Kante des Leitungsbandes und ζ_n die FERMI-Kante im n-Gebiet, E_{vp} die obere Kante des Valenzbandes und ζ_p die FERMI-Kante im p-Gebiet sind. Da andererseits der Tunnel-Strom durch eine kleine Änderung der Dotierung und damit Änderung der Lage des FERMI-Niveaus schon sehr stark beeinflusst wird [Gl. (1)], ist es verständlich, daß die Lage des Strommaximums sich bei den untersuchten Dioden nur wenig ändert. Eine kleine Verschiebung kann im übrigen auch durch einen Serienwiderstand vorgetäuscht werden.

Der Flußstrom steigt bei Spannungen über 0,3 V wesentlich schwächer an als proportional zu $\exp(eU/kT)$. Das deutet darauf hin, daß noch wesentliche Parallelstrompfade vorhanden sind.

Abb. 2 zeigt die Temperaturabhängigkeit der Kennlinie der Diode 1 aus Abb. 1. Man sieht, daß der Tun-

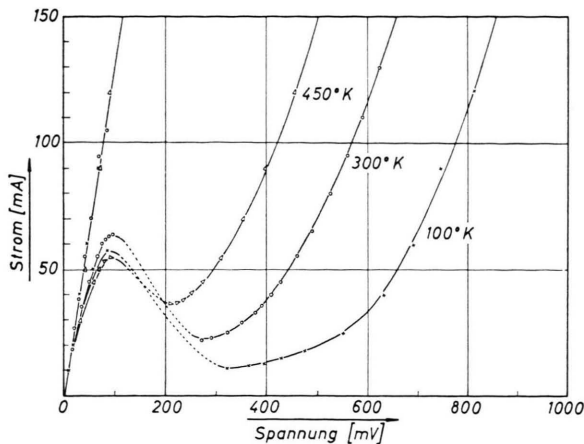


Abb. 2. Kennlinien einer GaAs-Tunnel-Diode bei 100 °K, 300 °K und 450 °K.

nel-Strom sich im Bereich zwischen der Temperatur der flüssigen Luft und ungefähr 180°C nur unwesentlich ändert, im Gegensatz zu dem Verhalten einer Tunnel-Diode aus Ge, bei der der Strom im Bereich zwischen 200°K und 350°K um nahezu einen Faktor 2 steigt¹. Der negative Widerstand der GaAs-Diode liegt im ganzen untersuchten Temperaturbereich zwischen 2 und 5Ω . Das Temperaturverhalten läßt darauf schließen, daß sich die Lage der FERMI-Niveaus mit der Temperatur in diesem Bereich nur sehr wenig ändert.

Die Messungen zeigen, daß GaAs-Tunnel-Dioden in einem weiten Temperaturbereich verwendet werden können. Es ist zu erwarten, daß das Produkt RC der GaAs-Dioden durch stärkeres Dotieren weiter unter den oben angegebenen Wert von 10^{-8} sec herabgesetzt werden kann.

Für die Überlassung des Ausgangsmaterials danken wir Herrn Dr. SCHELL.

Zur Frage der Inversion des Leitfähigkeitstyps des halbleitenden Systems $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Sb}$

VON KAREL ŠMIROUS UND LADISLAV ŠTOURACĚ

Institut für Technische Physik,

Tschechoslowakische Akademie der Wissenschaften, Prag
(Z. Naturforsch. 14 a, 1073–1074 [1959]; eingeg. am 24. November 1959)

In der letzten Zeit haben sich einige Arbeiten mit dem Studium der Eigenschaften des halbleitenden Dreikomponentensystems $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Sb}$ befaßt^{1–4}. Aus die-

sen geht hervor, daß das Ausgangsmaterial, welches alle drei Komponenten enthält (bei $0 < x < 1$), ohne künstlich eingebrachte Beimengungen, immer die p-Leitung aufwies, die nicht eindeutig umgekehrt wurde, weder durch Störung der Stöchiometrie, noch durch Dotierung mit verschiedenen Elementen. Nur bei der binären Verbindung CdSb wurde die Möglichkeit der Inversion festgestellt, wie aus den Arbeiten von JUSTI und LAUTZ⁵ sowie von PILAT⁶ hervorgeht.

Bei unserem orientierenden Studium der Eigenschaften des Systems $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Sb}$ (bei $x=0$ bis 1) wurde

¹ N. E. LINDENBLAD, US. Pat. 2,758,146 (1956); 2,793,243 (1957).

² I. M. PILAT, L. D. CHIZH u. S. YU. VOITYSHEN, Zh. Tekh. Fiz. 28, 786 [1958].

³ E. JUSTI u. G. NEUMANN, Tagung der NWD. Phys. Ges., Bad Pyrmont 1959.

⁴ E. JUSTI, G. NEUMANN u. G. SCHNEIDER, Z. Phys. 156, 217 [1959].

⁵ E. JUSTI u. G. LAUTZ, Abhdl. Braunsch. Wiss. Ges. 4, 107 [1952]; vgl. auch Z. Naturforsch. 7 a, 191, 602 [1952].

⁶ I. M. PILAT, Zh. Tekh. Fiz. 27, 119 [1957].