

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 $0,5 - 1 \text{ mm}$ 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 $R C$ 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 $0,3 \text{ V}$ wesentlich schwächer an als proportional zu $\exp(e U/k T)$. 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-

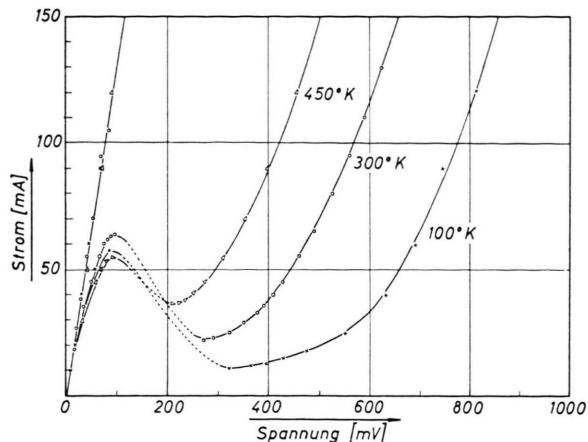


Abb. 2. Kennlinien einer GaAs-Tunnel-Diode bei $100 \text{ }^{\circ}\text{K}$, $300 \text{ }^{\circ}\text{K}$ und $450 \text{ }^{\circ}\text{K}$.

nel-Strom sich im Bereich zwischen der Temperatur der flüssigen Luft und ungefähr $180 \text{ }^{\circ}\text{C}$ nur unwesentlich ändert, im Gegensatz zu dem Verhalten einer Tunnel-Diode aus Ge, bei der der Strom im Bereich zwischen $200 \text{ }^{\circ}\text{K}$ und $350 \text{ }^{\circ}\text{K}$ 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 $R C$ 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 ŠTOURÁČ

Institut für Technische Physik,
Tschechoslowakische Akademie der Wissenschaften, Prag
(Z. Naturforschg. 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. Braunschw. Wiss. Ges. **4**, 107 [1952]; vgl. auch Z. Naturforschg. **7 a**, 191, 602 [1952].

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



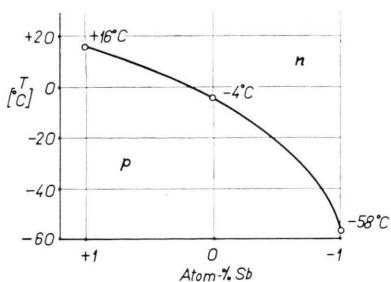


Abb. 1. Abhängigkeit der Inversionstemperatur an der Art der Störung der Stöchiometrie des mit Te-dotierten Materials $Zn_{0,15}Cd_{0,85}Sb$.

festgestellt, daß eine Beimischung von Te zum Material der Zusammensetzung $Zn_{0,15}Cd_{0,85}Sb$ in der Konzentration von $0,025 - 0,5\%$ das Vorzeichen der thermoelektrischen Kraft von plus nach minus geändert hat. Gleichfalls wurden durch Spitzkontakte am dotierten Material Gleichrichterpunkte mit der n-Charakteristik gefunden. Alle früheren Beobachtungen wurden bei Zimmertemperatur gemacht⁷⁻⁹.

Zur Beglaubigung dieser Resultate, fallweise zur Ausschließung einer nicht genügenden Temperaturbehandlung, wurden weitere Proben der Zusammensetzung $Zn_{0,15}Cd_{0,85}Sb$ zubereitet. Zur Synthese wurden laboratoriumsmäßig hergestellte, spektral reine Elemente benutzt. Die Synthese wurde in evakuierten Quarzampullen durchgeführt, und nach ihr folgte immer ein Tempern bei einer unter dem Liquiduspunkt liegenden Temperatur während 100 Stunden mit einer allmählichen Ab-

kühlung. Die Erreichung des Gleichgewichtszustandes und der Existenz der gesuchten festen Lösung wurde durch RÖNTGEN-Strukturanalyse bewiesen¹⁰.

Das nichtlegierte reine Halbleitermaterial (Z 15 a) zeigt gemäß der Messung der HALL-Konstanten eine Löcherkonzentration von $n_a = 2,4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ bei Zimmertemperatur. Die mit Te dotierten Proben wurden aus den gleichen Komponenten hergestellt. Bei der Präparation wurde bei den Proben (Z 15 b) und (d) absichtlich die Stöchiometrie gestört. Dies geschah auf die Weise, daß die Probe (Z 15 b) einen Überschuß von Sb erhielt und die Probe (Z 15 d) einen entsprechenden Mangel. Alle drei Proben (Z 15 b, c und d) enthielten aber die gleichen Mengen Te, nämlich $0,1 \text{ At.\%}$. Dabei hat sich die Trägerkonzentration, bestimmt durch Messung der HALL-Konstante, bei allen Proben nur wenig unterschieden. Bei Zimmertemperatur zeigten alle dotierten Proben eine negative Thermokraft und schwache n-Typ-Gleichrichtercharakteristik. In der Richtung zu niedrigeren Temperaturen tritt eine Verminderung der negativen Thermokraft ein und bei einer gewissen Temperatur, je nach Art der Störung der Stöchiometrie, tritt eine Inversion zu positiven Werten ein (Abb. 1). Die positive Thermokraft des undotierten Materials sinkt monoton in der Richtung zu tieferen Temperaturen. Die Ergebnisse sind in der Tab. 1 angeführt.

Das Studium der elektrischen und thermoelektrischen Eigenschaften in Abhängigkeit von der Temperatur und der Zusammensetzung des Systems $Zn_x Cd_{1-x} Sb$ ist Gegenstand unserer weiteren Arbeiten. Wir danken hierbei Frau J. BERÁNKOVÁ und Fräulein K. KOSTKOVÁ für wertvolle Hilfe bei der Arbeit.

Probe	Typus 300 °K	$n_{300 \text{ } ^\circ\text{K}}$ [cm $^{-3}$]	$\alpha_{300 \text{ } ^\circ\text{K}}$ [$\mu\text{V} \cdot \text{Grad}^{-1}$]	$\sigma_{300 \text{ } ^\circ\text{K}}$ [$\Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$]	Inversion [°C] Fig. 1	$\alpha_{100 \text{ } ^\circ\text{K}}$ [$\mu\text{V} \cdot \text{Grad}^{-1}$]	$\sigma_{100 \text{ } ^\circ\text{K}}$ [$\Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$]
Z 15 a	p	$2,4 \cdot 10^{17}$	+465	$7,2 \cdot 10^0$	—	+315	$1,2 \cdot 10^1$
Z 15 b	n	$6,5 \cdot 10^{16}$	-224	$2,0 \cdot 10^{-1}$	+16	+281	$3,8 \cdot 10^{-3}$
Z 15 c	n	$8,1 \cdot 10^{16}$	-120	$4,5 \cdot 10^{-1}$	-4	+240	$3,2 \cdot 10^{-2}$
Z 15 d	n	$9,5 \cdot 10^{16}$	-453	$5,7 \cdot 10^{-1}$	-58	+256	$2,4 \cdot 10^{-3}$

Tab. 1. Eigenschaften des Materials $Zn_{0,15}Cd_{0,85}Sb$ ohne (Z 15 a) und mit (Z 15 b, c, d) Te-Dotierung.

⁷ K. ŠMIROUS, Čs. čas. Fys. **8**, 690 [1958].

⁸ K. ŠMIROUS, Symposium Solid State Physics, Brüssel 1958; Semiconductors, Acad. Press, London 1959.

⁹ K. ŠMIROUS, Čs. Pat. 91.554 [1959].

¹⁰ K. TOMAN, Mündliche Mitteilung.

Diffusion radioaktiver Edelgase in Uranoxyden und Uranmonokarbid

Von R. LINDNER und H.J. MATZKE

Kernchemisches Institut * der Technischen Hochschule
Göteborg, Schweden

(Z. Naturforschg. **14 a**, 1074—1077 [1959]; eingeg. am 2. November 1959)

Die Kenntnis der Diffusion von Edelgasen in hochschmelzenden Uranverbindungen ist von Bedeutung im Zusammenhang mit der Verwendung keramischer Kernbrennstoffelemente.

In vorangegangenen Mitteilungen^{1, 2} ist die Diffusion von Xe-133 in „ UO_2 “ verschiedenen Sauerstoffgehaltes und U_3O_8 behandelt worden. In vorliegender Mitteilung wird die Diffusion von Kr-85 in „ UO_2 “ und U_3O_8 , von Rn-222 in U_3O_8 und von Xe-133 in UC untersucht.

Die verwendeten Proben von „ UO_2 “ und U_3O_8 sind schon eingehend beschrieben worden^{1, 2}. Als Urankarbid wurde ein Material der Metallurgy Division AERE, Harwell, verwendet, das mit einem Kohlenstoffgehalt von

* Betrieben vom Schwedischen Rat für Atomforschung.

¹ R. LINDNER u. H.J. MATZKE, Z. Naturforschg. **13 a**, 294 [1958].

² R. LINDNER u. H.J. MATZKE, Z. Naturforschg. **14 a**, 582 [1959].