

Abb. 9. Besonders günstiger Fall eines Spektrometers, bei welchem unter Verwendung eines Toroidkondensators mit beiderseits ebenen Stirnflächen neben $A_{11}=A_{12}=A_{22}=0$ auch $A_{33}=0$ ist. Die genauen Daten dieses Apparates sind: $\Phi_m = 90^\circ$, $\varepsilon'=\varepsilon''=0^\circ$, $k'/a_m = 1.249$, $k''/a_m = -0.3419$, $d/a_m = 4.025$, $l_e'/a_m = 0.7665$, $l_e''/a_m = 1.099$, $l_m''/a_m = 0.3418$, $a_e/a_m = 1.142$, $\Phi_e = 85^\circ$, $R_e' = 1$, $c = 0.7333$, $q'/a_m = q''/a_m = \infty$, $r_E = r_R = 0.9488$. Die Dispersion für 1% Massenunterschied = $0.0067 a_m$. Die maximale Auflösung ($s' = 10^{-5} a_m$), $A = 1.67 \cdot 10^5$.

die axialen Krümmungsmittelpunkte der beiden Elektroden liegen auf dem gleichen Kreis. Wie aus Abb. 8 ungefähr und aus den Berechnungen genau ersichtlich,

ist in diesem besonderen Fall der radiale Bildfehler axialer Herkunft schon für beidseitig gerade abgefräste Stirnflächen des Toroidkondensators korrigiert. In den Abb. 1–8 sind die diesem Sonderfall entsprechenden Punkte durch kleine Kreise markiert; die genauen Daten sind aus Abb. 9 zu entnehmen.

Entspricht beim Bau eines der hier berechneten Apparate eine Abmessung nicht genau ihrem berechneten Wert, so werden die Bildfehler nicht exakt Null. Nimmt man an, daß alle Größen auf 1% genau eingehalten werden können und daß weiterhin sowohl die Energieinhomogenität der Ionen als auch der radiale Öffnungswinkel 10^{-3} betragen, so bleibt die Summe der drei Bildfehler radialer Herkunft kleiner als $10^{-7} a_m$; die Bildfehler zweiter Ordnung bleiben also auch dann hinreichend korrigiert.

Den Herren Professoren Dr. H. PILOTY und Dr. R. SAUER und der Deutschen Forschungsgemeinschaft danken wir für die Ermöglichung der Rechnungen an der PERM.

Carrier Concentration and Hole Mobility in p-Type Gallium Phosphide

By G. F. ALFREY and C. S. WIGGINS *

Electron Physics Department, University of Birmingham, England

(Z. Naturforschg. 15 a, 267–268 [1960]; eingegangen am 18. Januar 1960)

For measurements of the conductivity and HALL effect of p-type gallium phosphide, a rectangular block of dimensions $6.0 \text{ mm} \times 1.3 \text{ mm} \times 1.0 \text{ mm}$ was cut from a single grain in polycrystalline material kindly supplied by Professor H. WELKER. The conductivity and HALL probes were phosphor bronze spring contacts, and area contacts of silver paste were applied to the ends of the specimen. With this arrangement it was possible to make measurements over a range of temperature, the results of which are shown in Fig. 1. The change of carrier concentration and mobility with temperature, derived from these results, is shown in Figs. 1 and 2 respectively. The measurements were made by d. c. methods, measuring voltages potentiometrically or with a vibrating-reed electrometer.

The semilogarithmic plot of carrier concentration ($n = 3\pi/8 e R$) against reciprocal temperature (Fig. 1) is approximately linear and corresponds to an acceptor level at about 0.04 eV above the valence band.

The room temperature mobility ($\mu = 8 R \sigma / 3 \pi$) is seen to be $66 \text{ cm}^2/\text{volt-sec}$. WELKER¹ has quoted a value of $17 \text{ cm}^2/\text{volt-sec}$, but it is probable that the determina-

tion was made on a polycrystal. A lower value in this case would be in agreement with results for other semiconductors. Hole mobilities as high as $70 \text{ cm}^2/\text{volt-sec}$ in zone-refined GaP have been briefly reported by DAVIS².

The logarithmic plot of mobility against temperature shows two parallel straight line sections for which μ is proportional to $T^{-1.5}$ [7]. This is close to the theoretical $T^{-1.5}$ dependence of acoustic mode scattering. The slight discrepancy may be due to the fact that spherical energy surfaces are assumed in the simple theory. At all events it is clear that the partially ionic nature of the Ga-P bond does not make optical mode scattering the dominant process as has been reported in the case of indium antimonide³. This does not necessarily imply that the ionic contribution to the binding in gallium phosphide is small, for KONTOROVA⁴, has suggested that, even for an ideal ionic crystal, acoustic mode scattering is dominant at low temperatures.

In the absence of a satisfactory theory of lattice mobility in III–V compounds, it is only possible to relate the results to those for other III–V compounds in an empirical way. Thus GOODMAN⁵ has been able to predict a value of about $1000 \text{ cm}^2/\text{volt-sec}$ for electron mobility in gallium phosphide, and FOLBERTH and WELKER⁶ have predicted a mobility ratio of ~ 17 for the compound. These figures are consistent with the value of the hole mobility given here.

It is interesting to note that it is the smallness of μ which makes it possible to observe a value apparently characteristic of lattice scattering even in the presence

* Present address: Physics Department, University of British Columbia, Vancouver, Canada.

¹ H. WELKER, Solid State Physics 3, 1 [1956], Academic Press, New York.

² R. E. DAVIS, Westinghouse "Materials Engineering" paper p-5952-3, A.I.M.E. Conference, Boston 1959.

³ H. EHRENREICH, J. Phys. Chem. Solids 2, 131 [1957].

⁴ T. A. KONTOROVA, Zh. Tekh. Fiz. 27, 269 [1957].

⁵ C. H. L. GOODMAN, J. Electronics 1, 115 [1955].

⁶ O. G. FOLBERTH and H. WELKER, J. Phys. Chem. Solids 8, 14 [1959].



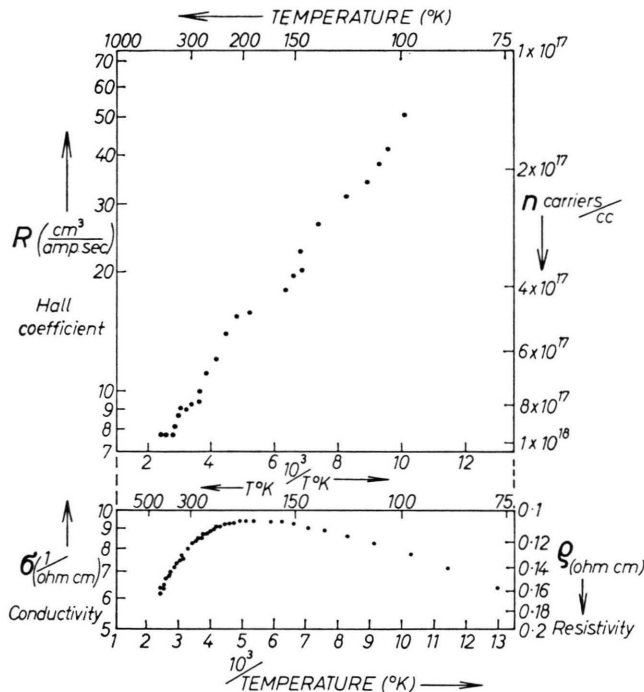


Fig. 1. (Upper) HALL coefficient, carrier concentration and (Lower) Specific conductivity of GaP as functions of temperature.

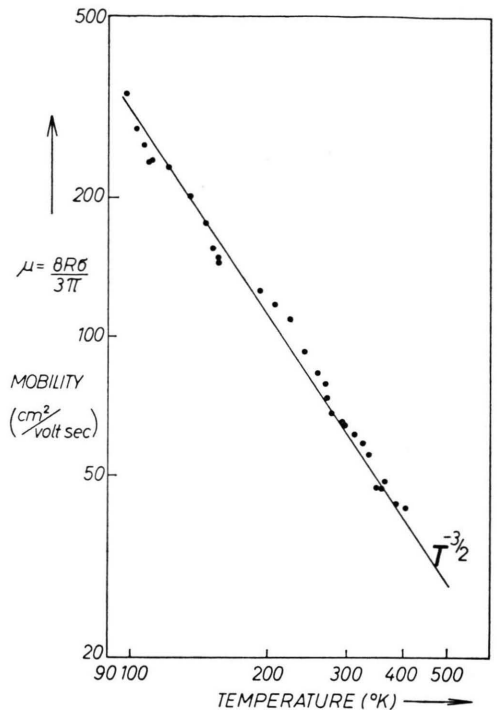


Fig. 2. Mobility of holes in GaP as a function of temperature.

of the high impurity concentration suggested by the carrier concentrations ($\sim 10^{18}/\text{c. c.}$) found in the experiments. If μ_L is the lattice mobility, and μ_I the mobility due to impurity scattering, then for $\mu_I \gg \mu_L$, it is easily shown that $\mu \approx \mu_L$.

On the other hand the high impurity concentration probably influences the ionisation energy of the im-

purity centres. The small hole mobility found in this work implies a large hole effective mass, and comparison with other semi-conductors suggests that the acceptor ionisation energy should in that case be considerably higher than the value observed. Probably interaction of the acceptors is responsible for the apparent reduction in ionisation energy.

Wände für Ultrahochvakuum-Behälter aus Schichtstoffen

Von H. L. ESCHBACH und R. JAECKEL

Physikalisches Institut der Universität Bonn

(Z. Naturforsch. **15** a, 268—269 [1960]; eingegangen am 18. Februar 1960)

Bei den mannigfaltigen Arbeiten im Ultrahochvakuum, die jetzt an vielen Stellen unternommen werden, treten eine Reihe von Fragen auf, die im Bereich des Hochvakuums noch keine oder nur eine untergeordnete Rolle spielen. So müssen die Beschaffenheit der inneren Oberfläche des Rezipienten wie auch das Wandmaterial selbst sorgfältig auf ihre Eignung geprüft werden. Wichtige Faktoren sind dabei die Löslichkeit von Gasen in der Wand, Desorptionsvorgänge beim Ausheizen und unter

Ionenbeschuss sowie die Gasdurchlässigkeit der Rezipientenwände, wobei gegebenenfalls noch Sekundäremission, Wandleitfähigkeit und elektrische Wandaufloadungen zu berücksichtigen sind.

So werden die niedrigsten erreichbaren Drucke in Hartglassystemen dadurch begrenzt, daß atmosphärisches Helium durch die Wände diffundiert (ALPERT¹). Die Heliumdurchlässigkeit von verschiedenen Gläsern wurde durch NORTON² untersucht. Auch für Wasserstoff kann man in einigen Gläsern Diffusionskoeffizienten bestimmen³. Sie liegen allerdings um 2—3 Größenordnungen niedriger als die entsprechenden Werte für Helium. Neben der hohen Durchlässigkeit für Helium weisen Glassysteme noch einige andere Nachteile auf: Große Rezipienten können nicht ganz in Glas ausgeführt werden; außerdem sind bei Glassystemen die Ausheiztemperaturen auf etwa 450 °C begrenzt. Demgegenüber

¹ D. ALPERT u. R. S. BURITZ, J. Appl. Phys. **25**, 202 [1954].

² F. J. NORTON, J. Appl. Phys. **28**, 819 [1957].

³ H. L. ESCHBACH, Verhandlungen d. 1. Intern. Kongr. für Vakuumphys., Namur 1958; im Druck.