

nur des ersten Gliedes in den Entwicklungen (9) und (17) die Energie zu niedrig bekommt.

Bei ungerader Teilchenzahl empfiehlt es sich, die Methode derart abzuändern, daß man die letzte der Zweiteilchenfunktionen in Gl. (15) durch eine Ein teilchenfunktion ersetzt. Die sich dadurch ergeben-

den Komplikationen scheinen nicht ernster Natur zu sein.

Herrn Professor E. FUES danke ich herzlich für sein Interesse, den Herren cand. phys. G. HANISCH und F. HOFELICH für Diskussionen und Kommentare zum Manuscript.

## NOTIZEN

### Bildfehlerfreie Massenspektrometer mit radialem Zwischenbild

Von H. WOLNIK und H. EWALD

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule München  
(Z. Naturforschg. 15 a, 265—267 [1960]; eingegangen am 3. Dezember 1959)

In Anschluß an eine frühere Veröffentlichung<sup>1</sup> über zwei gut realisierbare doppelfokussierende Massenspektrometer mit radialen Zwischenbildern sind 69 weitere Apparate derselben Art berechnet worden. Mit Anordnungen von Toroidkondensatoren und homogenen Magnetfeldern wird hierbei Doppelfokussierung in erster und zweiter Näherung in einem Punkte erreicht. Als zusätzliche Bedingung wird zur Intensitätssteigerung am Doppelfokussierungsort axiale Fokussierung erster Näherung gefordert sowie gleiche Neigung und Krümmung der Richtungs- und Energie-Fokussierungskurven in diesem Punkt. Weiterhin muß der radiale Bildfehler axialer Herkunft beseitigt werden.

Zur Erfüllung der daraus folgenden neun Bedingungsgleichungen stehen — entsprechend den Bezeichnungen in<sup>2,3</sup> — die dreizehn Variablen  $\Phi_m$ ,  $\varepsilon'$ ,  $\varepsilon''$ ,  $k'/a_m$ ,  $k''/a_m$ ,  $l_e'/a_m$ ,  $d/a_m$ ,  $l_m''/a_m$ ,  $a_e/a_m$ ,  $\Phi_e$ ,  $c$ ,  $R_e'$  und  $q''/a_m$  zur Verfügung. Der Krümmungsradius der Austrittsstirnfläche des Toroidkondensators  $q''/a_m$  beeinflußt  $A_{33}$ , den Koeffizienten des radialen Bildfehlers axialer Herkunft, geht aber in die anderen Gleichungen nicht ein. Bei dem benutzten Verfahren wurde  $A_{33}$  für  $q''/a_m = \infty$  berechnet. Durch geeignete Wahl von  $q''/a_m$  kann man aber nachträglich  $A_{33}$  in jedem Falle zu Null machen. Zur Vereinfachung sind  $\Phi_m = 90^\circ$ ,  $\varepsilon' = \varepsilon'' = 0^\circ$  gesetzt. Hierdurch wird erreicht, daß beide Fokussierungskurven am Ort der Doppelfokussierung unter dem gleichen Winkel von  $45^\circ$  gegen den Ionenstrahl geneigt sind. Außerdem wird nur gleichsinnige Ablenkung in den beiden Ablenkfeldern betrachtet. Dann ist nur noch ein nichtlineares Gleichungssystem mit sieben Gleichungen und neun Unbekannten aufzulösen. Dies wurde teils durch Elimination, teils durch ein vierdimensionales Verfahren der „regula falsi“ erreicht. Die dazu nötigen umfangreichen numerischen Rechnungen wurden auf der PERM, der an der Technischen Hochschule München vorhandenen elektronischen Rechenmaschine, durchgeführt.

<sup>1</sup> H. LIEBL u. H. EWALD, Z. Naturforschg. 14 a, 842 [1959].

<sup>2</sup> H. LIEBL, Optik 16, 19 [1959].

Im folgenden sind die Ergebnisse dieser Rechnungen aufgeführt. Für  $l_m'' = -k''$  sind die Krümmungsradien der beiden Fokussierungskurven im Doppelfokussierungspunkt gleich. Dieser gemeinsame Krümmungsradius ist  $r_E = r_R = (a_m + l_m'')/V^2$ .

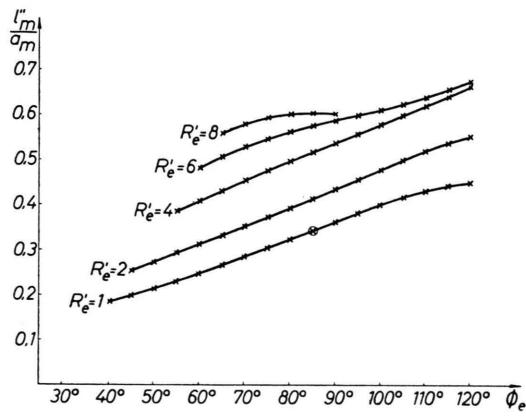


Abb. 1.

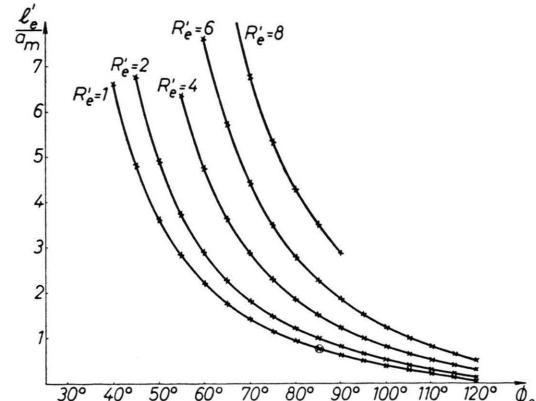


Abb. 2.

$l_m''/a_m$ ,  $l_e'/a_m$ ,  $d/a_m$ ,  $k'/a_m$ ,  $a_e/a_m$ ,  $c$  und die maximal erreichbare Auflösung  $A = M/\Delta M$  sind als Funktionen von  $\Phi_e$  in den Abb. 1—7 mit  $R_e'$  als Parameter graphisch dargestellt. Die auf vier bis sechs Stellen

<sup>3</sup> H. EWALD, H. LIEBL u. G. SAUERMANN, Z. Naturforschg. 14 a, 129 [1959].



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 digitized 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.

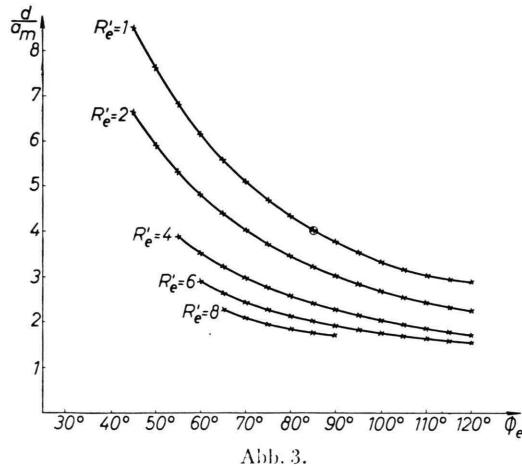


Abb. 3.

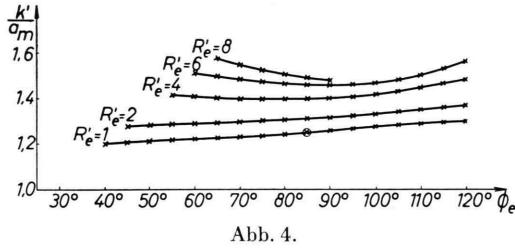


Abb. 4.

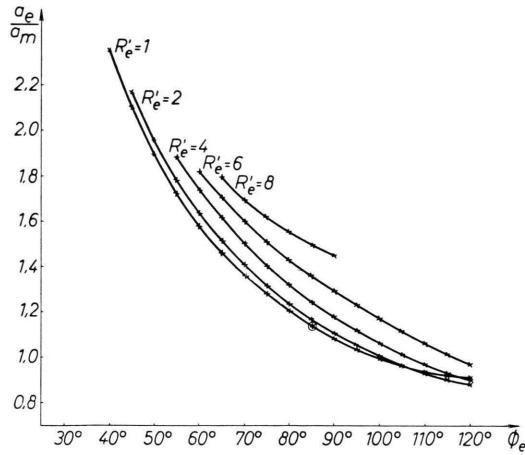


Abb. 5.

exakten Werte der berechneten 69 Massenspektrometer sind aus<sup>4</sup> zu entnehmen.

Die bei Verwendung als Massenspektrograph maximal erreichbare Auflösung  $A$  (Abb. 7) wurde unter der Annahme berechnet, daß der Eintrittsspalt  $s'$  die Breite  $10^{-5} a_m$  besitzt. Bei allen hier betrachteten Apparaten findet durch das Ionenlinsensystem eine Verkleinerung des Eintrittsspaltes statt. Die Auflösung ist daher bei Verwendung als Massenspektrometer im wesentlichen durch die Breite des Austrittsspaltes begrenzt. Hat dieser die Breite  $s''$ , so gilt für die realisierbare maximale Auflösung  $a_m(1+l_m''/a_m)/2s''$ . Die Dispersion beträgt für 1% relativen Massenunterschied  $\frac{1}{200}(1+l_m''/a_m)a_m$ .

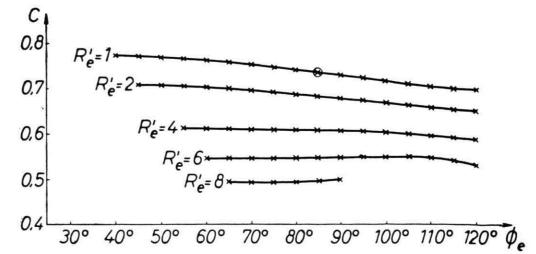


Abb. 6.

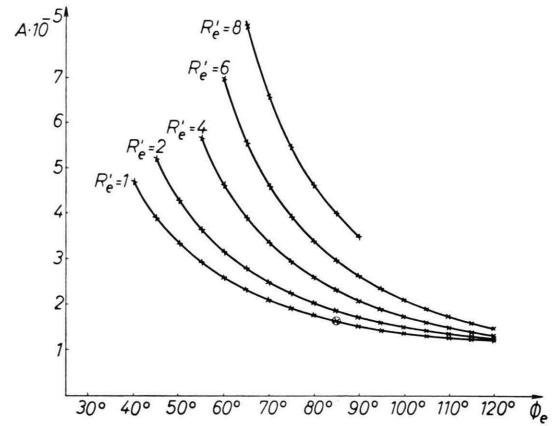


Abb. 7.

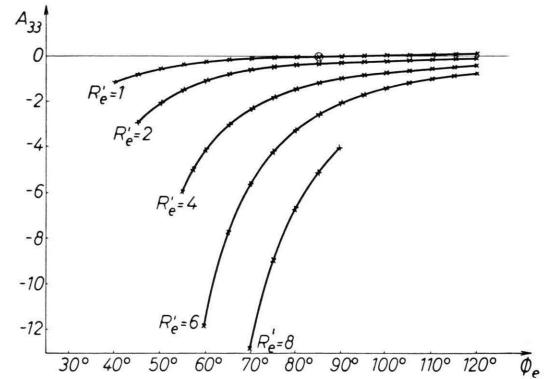


Abb. 8.

In Abb. 8 ist  $A_{33}$ , die Größe des Koeffizienten des radialen Bildfehlers axialer Herkunft für  $q'' = \infty$  ebenfalls in Abhängigkeit von  $\Phi_e$  und  $R'_e$  dargestellt.

Die Grenzen der betrachteten Bereiche der Lösungsfächen sind durch die technische Realisierbarkeit sämtlicher errechneter Größen bestimmt.

Hinsichtlich realisierbarer Auflösung und Dispersion unterscheiden sich die berechneten Massenspektrometer nur wenig. Besonders günstig ist wegen der wesentlich vereinfachten Herstellung des Toroidkondensators der in Abb. 9 dargestellte Apparat, für den  $R'_e = 1$  ist; d. h.

<sup>4</sup> H. WOLNIK, Diplomarbeit, T.H. München 1959.

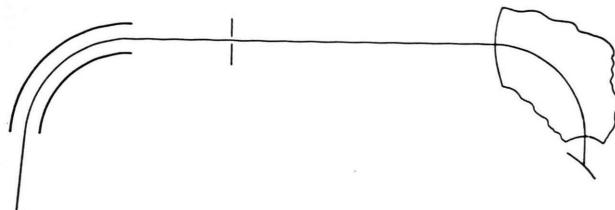


Abb. 9. Besonders günstiger Fall eines Spektrometers, bei welchem unter Verwendung eines Toroidkondensators mit beidseits ebenen Stirnflächen neben  $A_{11}=A_{12}=A_{22}=0$  auch  $A_{33}=0$  ist. Die genauen Daten dieses Apparates sind:  $\Phi_m = 90^\circ$ ,  $\epsilon'=\epsilon''=0^\circ$ ,  $k'/a_m = 1,249$ ,  $k''/a_m = -0,3419$ ,  $d/a_m = 4,025$ ,  $l_e'/a_m = 0,7665$ ,  $l_e''/a_m = 1,099$ ,  $l_m'/a_m = 0,3418$ ,  $a_e/a_m = 1,142$ ,  $\Phi_e = 85^\circ$ ,  $R_e' = 1$ ,  $c = 0,7333$ ,  $q'/a_m = q''/a_m = \infty$ ,  $r_E = r_R = 0,9488$ . 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. Naturforsch. 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  $66 \text{ cm}^2/\text{volt-sec}$ . WELKER<sup>1</sup> 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 DAVIS<sup>2</sup>.

The logarithmic plot of mobility against temperature shows two parallel straight line sections for which  $\mu$  is proportional to  $T^{-1.5}$ <sup>[7]</sup>. 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 antimonide<sup>3</sup>. This does not necessarily imply that the ionic contribution to the binding in gallium phosphide is small, for KONTOROVA<sup>4</sup>, 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 GOODMAN<sup>5</sup> 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 WELKER<sup>6</sup> have predicted a mobility ratio of  $\sim 17$  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  $\mu$  which makes it possible to observe a value apparently characteristic of lattice scattering even in the presence

<sup>3</sup> H. EHRENREICH, J. Phys. Chem. Solids **2**, 131 [1957].

<sup>4</sup> T. A. KONTOROVA, Zh. Tekh. Fiz. **27**, 269 [1957].

<sup>5</sup> C. H. L. GOODMAN, J. Electronics **1**, 115 [1955].

<sup>6</sup> O. G. FOLBERTH and H. WELKER, J. Phys. Chem. Solids **8**, 14 [1959].

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

<sup>1</sup> H. WELKER, Solid State Physics **3**, 1 [1956], Academic Press, New York.

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