

# Über die ionenoptischen Bildfehler homogener magnetischer Sektorfelder bei beliebigem Ein- und Austrittswinkel des Hauptstrahls

Von H. HINTENBERGER und L. A. KÖNIG

Aus dem Max-Planck-Institut für Chemie, Mainz

(Z. Naturforschg. 11 a, 1039–1040 [1956]; eingeg. am 9. November 1956)

Die ionenoptischen Eigenschaften magnetischer Sektorfelder sind vielfach eingehend behandelt worden<sup>1</sup>. Bisher wurde jedoch nur der Öffnungsfehler bei beliebigem Ein- und Austrittswinkel des Hauptstrahls zu den Feldgrenzen angegeben<sup>2</sup>. Die Berechnung der anderen Bildfehler erfolgte bisher stets nur unter stark einschränkenden Annahmen, z. B. für senkrechten Austritt<sup>3</sup> oder senkrechten Ein- und Austritt des Hauptstrahls<sup>4,5</sup>. Im folgenden wird der Öffnungsfehler, die gemischt richtungs- und impulsabhängige Aberration und

die rein impulsabhängige Aberration für das geradlinig begrenzte homogene magnetische Sektorfeld für beliebige Ein- und Austrittswinkel  $\varepsilon'$  und  $\varepsilon''$  angegeben.

Treten vom Punkt P' kommend geladene Teilchen des Impulses  $p_0$ , deren Kreisbahn im Magnetfeld den Radius  $r_m$  besitzt, nach Durchlaufen des Feldes entlang der  $x$ -Achse wieder aus (Hauptstrahl  $s_0$ ), so beschreiben Teilchen, die von P' mit einem Neigungswinkel  $\alpha$  gegen den Hauptstrahl ausgehen und deren Impuls  $p = p_0(1 + \beta)$  beträgt, im Magnetfeld eine Kreisbahn mit dem Radius  $r_m(1 + \beta)$ . Sie treten in dem in Abb. 1 ersichtlichen Koordinatensystem entlang einer Geraden  $s_1$  aus, für die die Gleichung angesetzt werden kann:

$$y = r_m \{ M_1 \alpha + M_2 \beta + M_{11} \alpha^2 + M_{12} \alpha \beta + M_{22} \beta^2 \} + x \{ N_1 \alpha + N_2 \beta + N_{11} \alpha^2 + N_{12} \alpha \beta + N_{22} \beta^2 \}. \quad (1)$$

Die Koeffizienten  $M$  und  $N$  sind Funktionen des Ablenkewinkels  $\Phi_m$ , der Ein- und Austrittswinkel  $\varepsilon'$  und  $\varepsilon''$  und der Gegenstandsweite  $l'_m$ . Sie sind gegeben durch

$$\begin{aligned} M_1 &= \sin \Phi_m + \frac{\cos(\Phi_m - \varepsilon')}{\cos \varepsilon'} \frac{l'_m}{r_m}, \\ M_2 &= 1 - \cos \Phi_m, \\ M_{11} &= \begin{cases} \frac{1}{2} \{ \cos \Phi_m [1 - \cos \Phi_m] + \operatorname{tg}^2 \varepsilon'' \sin^2 \Phi_m \} \\ + \left\{ \frac{\cos(\Phi_m - \varepsilon')}{\cos \varepsilon'} \left[ \operatorname{tg} \varepsilon' + \operatorname{tg} \varepsilon'' \frac{\cos(\Phi_m - \varepsilon'')}{\cos \varepsilon''} \right] + \cos \Phi_m \frac{\sin(\Phi_m - \varepsilon' - \varepsilon'')}{\cos \varepsilon' \cos \varepsilon''} \right\} \frac{l'_m}{r_m} \\ - \frac{1}{2} \frac{\sin(\Phi_m - \varepsilon' - \varepsilon'')}{\cos \varepsilon' \cos \varepsilon''} \left\{ \frac{\sin(\Phi_m - \varepsilon' - \varepsilon'')}{\cos \varepsilon' \cos \varepsilon''} + 2 \operatorname{tg} \varepsilon'' \frac{\cos(\Phi_m - \varepsilon')}{\cos \varepsilon'} \right\} \left( \frac{l'_m}{r_m} \right)^2, \end{cases} \end{aligned} \quad (2)$$

$$M_{12} = \frac{\sin \Phi_m [1 - \cos \Phi_m]}{\cos^2 \varepsilon''} + \left\{ \frac{\cos(\Phi_m - \varepsilon')}{\cos \varepsilon'} \operatorname{tg} \varepsilon'' \left[ \operatorname{tg} \varepsilon' + \frac{\sin(\Phi_m - \varepsilon'')}{\cos \varepsilon''} \right] + \sin \Phi_m \frac{\sin(\Phi_m - \varepsilon' - \varepsilon'')}{\cos \varepsilon' \cos \varepsilon''} \right\} \frac{l'_m}{r_m},$$

$$M_{22} = \frac{1}{2} \left\{ 2 \operatorname{tg} \varepsilon'' \left[ \operatorname{tg} \varepsilon' + \frac{\sin(\Phi_m - \varepsilon'')}{\cos \varepsilon''} \right] [1 - \cos \Phi_m] - \left[ \operatorname{tg} \varepsilon' + \frac{\sin(\Phi_m - \varepsilon'')}{\cos \varepsilon''} \right]^2 \right\},$$

$$N_1 = \frac{\cos(\Phi_m - \varepsilon'')}{\cos \varepsilon''} - \frac{\sin(\Phi_m - \varepsilon' - \varepsilon'')}{\cos \varepsilon' \cos \varepsilon''} \frac{l'_m}{r_m},$$

$$N_2 = \operatorname{tg} \varepsilon'' + \frac{\sin(\Phi_m - \varepsilon'')}{\cos \varepsilon''},$$

$$N_{11} = \begin{cases} -\frac{1}{2} \left\{ \frac{\sin(\Phi_m - \varepsilon'')}{\cos \varepsilon''} + \operatorname{tg} \varepsilon'' \frac{\cos^2(\Phi_m - \varepsilon'')}{\cos^2 \varepsilon''} \right\} \\ - \frac{\sin(\Phi_m - \varepsilon' - \varepsilon'')}{\cos \varepsilon' \cos \varepsilon''} \left\{ \operatorname{tg} \varepsilon' - \operatorname{tg} \varepsilon'' \frac{\cos(\Phi_m - \varepsilon'')}{\cos \varepsilon''} \right\} \frac{l'_m}{r_m} - \frac{1}{2} \operatorname{tg} \varepsilon'' \frac{\sin^2(\Phi_m - \varepsilon' - \varepsilon'')}{\cos^2 \varepsilon' \cos^2 \varepsilon''} \left( \frac{l'_m}{r_m} \right)^2, \end{cases} \quad (3)$$

$$N_{12} = -\operatorname{tg} \varepsilon'' \frac{\cos(\Phi_m - \varepsilon'')}{\cos \varepsilon''} \left\{ \operatorname{tg} \varepsilon' + \frac{\sin(\Phi_m - \varepsilon'')}{\cos \varepsilon''} \right\} + \frac{\sin(\Phi_m - \varepsilon' - \varepsilon'')}{\cos \varepsilon' \cos \varepsilon''} \left\{ 1 + \operatorname{tg} \varepsilon'' \left[ \operatorname{tg} \varepsilon' + \frac{\sin(\Phi_m - \varepsilon'')}{\cos \varepsilon''} \right] \right\} \frac{l'_m}{r_m},$$

$$N_{22} = -\frac{1}{2} \left\{ \operatorname{tg} \varepsilon'' \left( \operatorname{tg} \varepsilon' + \frac{\sin(\Phi_m - \varepsilon'')}{\cos \varepsilon''} \right)^2 + 2 \left( \operatorname{tg} \varepsilon'' + \frac{\sin(\Phi_m - \varepsilon'')}{\cos \varepsilon''} \right) \right\}.$$

<sup>1</sup> Ausführliche Literaturangaben siehe z. B. J. MATTAUCH, Erg. exakt. Naturw. 19, 170 [1940]; H. EWALD u. H. HINTENBERGER, Methoden und Anwendungen der Massenspektroskopie, Verlag Chemie, Weinheim, oder M. G. INGRAM u. R. J. HAYDEN, A Handbook on Mass Spectroscopy, Nuclear Science Series, Report 14, Washington 1954.

<sup>2</sup> H. HINTENBERGER, Z. Naturforschg. 6 a, 275 [1951].

<sup>3</sup> L. CARTAN, J. de Phys. 8, 453 [1937].

<sup>4</sup> W. E. STEPHENS, Phys. Rev. 45, 513 [1934].

<sup>5</sup> H. G. VOORHIES, Rev. Sci. Instrum. 26, 716 [1955]; 27, 58 [1956].



Teilchen des Impulss  $p_0$ , die von  $P'$  mit verschiedenen Neigungswinkeln  $\alpha$  gegen den Hauptstrahl  $s_0$  ausgehen, werden in erster Näherung in einem Punkt  $P''$  wieder gesammelt, der vom Austrittspunkt  $A''$  des Hauptstrahls aus dem Magnetfeld den Abstand  $l_m''$  besitzt. Für  $l_m''$  folgt aus Gl. (1)

$$l_m''/r_m = -M_1/N_1. \quad (4)$$

Diese Gleichung läßt sich leicht durch Einführung der Brennweite  $f$  und der Brennpunktswerte  $g'$  und  $g''$  von den Feldgrenzen in die Form der bekannten Linsengleichung bringen<sup>1</sup>. Für  $x=l_m''$  wird nach den Gln. (1)

$$y_b = r_m \{ B_2 \beta + B_{11} \alpha^2 + B_{12} \alpha \beta + B_{22} \beta^2 \} \\ = r_m \left[ M_2 + \frac{l_m''}{r_m} N_2 \right] \beta + r_m \left[ M_{11} + \frac{l_m''}{r_m} N_{11} \right] \alpha^2 + r_m \left[ M_{12} + \frac{l_m''}{r_m} N_{12} \right] \alpha \beta + r_m \left[ M_{22} + \frac{l_m''}{r_m} N_{22} \right] \beta^2. \quad (5)$$

Damit sind, mit Rücksicht auf Gl. (4), die Koeffizienten  $B_2$ ,  $B_{11}$ ,  $B_{12}$  und  $B_{22}$  der Impulsdispersion, des Öffnungsfehlers, der gemischt richtungs- und impulsabhängigen Aberration und der rein impulsabhängigen Aberration gegeben durch:

$$\begin{aligned} \text{a) } B_2 &= M_2 + \frac{l_m''}{r_m} N_2 = M_2 - \frac{M_1}{N_1} N_2, \\ \text{b) } B_{11} &= M_{11} + \frac{l_m''}{r_m} N_{11} = M_{11} - \frac{M_1}{N_1} N_{11}, \\ \text{c) } B_{12} &= M_{12} + \frac{l_m''}{r_m} N_{12} = M_{12} - \frac{M_1}{N_1} N_{12}, \\ \text{d) } B_{22} &= M_{22} + \frac{l_m''}{r_m} N_{22} = M_{22} - \frac{M_1}{N_1} N_{22}. \end{aligned} \quad (6)$$

Die Dispersion  $B_2$  wurde schon von HERZOG angegeben<sup>6</sup>. Der Ausdruck für den Öffnungsfehler wurde für beliebige Ein- und Austrittswinkel (auch für gekrümmte Feldgrenzen) von dem einen von uns (H. H.) bereits früher berechnet<sup>2</sup> und auf anderem Wege bestätigt<sup>7</sup>.

Bei Spezialisierung dieses allgemeinen Ausdrucks auf gerade Feldgrenzen folgt durch längere Umformung

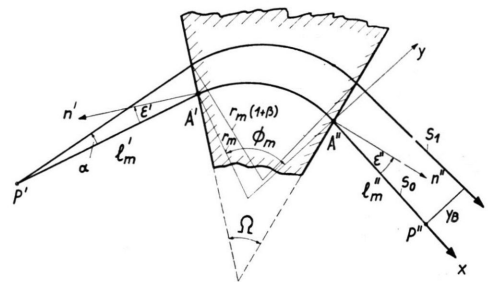


Abb. 1.  $P''$  ist das GAUSSsche Bild von  $P'$  für Strahlen des Impulss  $p_0$ .  $y_b$  ist durch Gln. (5) und (6) im Koordinatensystem der Abbildung gegeben.

Gl. (6b). Durch Spezialisierung unserer Gl. (6b) für  $\epsilon' = \epsilon'' = 0$  folgt der von STEPHENS<sup>4</sup> gegebene Ausdruck für den Öffnungsfehler bei senkrechtem Ein- und Austritt. Durch Spezialisierung von (6c) und (6d) folgen die von VOORHIES<sup>5</sup> angegebenen Ausdrücke für die gemischte und die reine Impulsaberration bei senkrechtem Ein- und Austritt.

<sup>6</sup> R. HERZOG, Z. Phys. **89**, 447 [1934].

<sup>7</sup> L. A. KÖNIG u. H. HINTENBERGER, Z. Naturforschg. **10 a**, 877 [1955].

## Optische und elektrische Eigenschaften halbleitender A<sup>1</sup>B<sup>V</sup>-Verbindungen

Von H. G. CLERC und G. WALLIS

Heinrich Hertz-Institut, Berlin-Adlershof

(Z. Naturforschg. **11 a**, 1040—1041 [1956]; eingeg. am 15. November 1956)

Die Systematik halbleitender Verbindungen nach der Zugehörigkeit ihrer Komponenten zu den einzelnen Spalten des periodischen Systems ist bereits mehrfach bei der Untersuchung von Halbleitern als vergleichendes Prinzip angewandt worden (siehe z. B. Anm. <sup>1,2</sup>). Der zusammenfassende Bericht von WELKER<sup>3</sup> über das hier-

über vorliegende Material zeigt, wie wenig wir im Vergleich zu anderen Gruppen von Verbindungen noch über die A<sup>1</sup>B<sup>V</sup>-Verbindungen wissen.

Dies liegt zum Teil an der schwierigen experimentellen Handhabung der A<sup>1</sup>B<sup>V</sup>-Verbindungen. Wegen der starken Affinität der Alkalimetalle zum Sauerstoff sind sie nur im Hochvakuum zu untersuchen.

Das chemische Verhalten der Alkalimetalle zu den Elementen der fünften Gruppe des periodischen Systems wurde von KLEMM<sup>4</sup> untersucht. Hierbei wurden die Zustandsdiagramme der einzelnen Systeme aufgestellt.

In einer vorhergehenden Arbeit<sup>5</sup> haben wir uns speziell mit dem System Cs—Sb beschäftigt und die opti-

<sup>1</sup> H. WELKER, Z. Naturforschg. **7 a**, 744 [1952] und **8 a**, 248 [1953].

<sup>2</sup> U. WINKLER, Helv. Phys. Acta **28**, 633 [1955].

<sup>3</sup> H. WELKER, Ergebn. exakt. Naturw. **29** [1956].

<sup>4</sup> W. KLEMM, Angew. Chem. **66**, 148 [1954].

<sup>5</sup> G. WALLIS, Ann. Phys., Lpz. (6) **17**, 401 [1956].