

Krümmungsradien der Elektroden zu $R_a=9,707$ cm bzw. $R_b=9,523$ cm. Verglichen mit dem bisherigen Kondensator müßten die axialen Radien also um etwa $\pm 0,5$ cm geändert werden. Das bedingt in der Nähe der Mittelbahn, z. B. 3 mm oberhalb und unterhalb der Ebene $z=0$ nur kleine relative Änderungen des Elektrodenabstandes und damit der Feldstärke von etwa $0,5\%$, welche es gerade bewirken, daß $f_{33}=0$ wird. Wenn wir unseren Spektrographen mit diesem Kondensator mit beiderseits ebenen Stirnflächen ausrüsten, errechnen sich die Bildfehler zu

$$f_{11} = -0,5 \cdot 10^{-4} \text{ mm}, \quad f_{12} = -2,6 \cdot 10^{-4} \text{ mm}, \\ f_{22} = -0,9 \cdot 10^{-4} \text{ mm}, \quad f_{33} = 0.$$

Von Interesse ist weiterhin die Frage, mit welchen Toleranzen bei der mechanischen Herstellung des Kondensators die errechneten Radien R_a und R_b verwirklicht werden müssen, wenn f_{33} für $\alpha_z=6 \cdot 10^{-3}$ und

$a_m=15$ cm z. B. den Wert $\pm 3 \cdot 10^{-4}$ mm nicht überschreiten soll. Mit diesem Wert von f_{33} folgt aus Gl. (1) für R_e' der Toleranzbereich zu $R_e' = -0,2291 \pm 0,0158$. Damit folgen aus den Gln. (2) bis (4) für R_a und R_b die zugelassenen Bereiche zu $R_a=9,707 \pm 0,006$ cm und $R_b=9,523 \pm 0,006$ cm. Die Radien dieser Kreise müssen also auf etwa 0,06 mm genau eingehalten werden, vorausgesetzt, daß die Radien r_a und r_b genau genug verwirklicht werden.

Bemerkt sei schließlich noch, daß solche Toroidkondensatoren mit $R_e' \neq 1$ auch für den Bau von in zweiter Näherung doppelfokussierenden Massenspektrographen von besonderem Nutzen sind. Da aber alle vier Fehleranteile von R_e' abhängen, bekommt man gegenüber den bisher nur diskutierten Fällen mit $R_e'=1$ numerisch ganz andere Lösungen der Bedingungsgleichungen. Hierüber wird besonders berichtet⁸.

⁸ H. LIEBL u. H. EWALD, Z. Naturforschg. 14 a, 199 [1959].

Massenspektrographen mit Doppelfokussierung zweiter Ordnung

Von H. LIEBL und H. EWALD

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule München (Z. Naturforschg. 14 a, 199–200 [1959]; eingeg. am 20. Dezember 1958)

Das Problem, Massenspektrographen mit Doppelfokussierung erster Näherung für alle Massen und gleichzeitiger Doppelfokussierung zweiter Näherung für eine Stelle der Bildgeraden anzugeben, konnte mit den bisher verwendeten Zylinder- und Toroidkondensatoren nur unter Zulassung sehr großer Ablenkwinkel im magnetischen, im elektrischen oder auch in beiden Feldern gelöst werden. In einer früheren Arbeit¹ errechneten wir Zahlenbeispiele von Feldkombinationen, mit denen stigmatische Abbildung und annähernde Doppelfokussierung zweiter Ordnung erzielt werden kann, die im homogenen Magnetfeld aber Ablenkwinkel von mehr als 200° erfordern und entsprechend dort Zwischenbilder besitzen. Von HINTENBERGER und KÖNIG² wurden kürzlich astigmatisch abbildende Apparate mit vollkomme-

ner Doppelfokussierung zweiter Ordnung an einer Stelle der Bildgeraden angegeben, die Zwischenbilder der Richtungsfokussierung in einem Felde (im elektrischen, bei gleichsinniger Ablenkung) oder auch in beiden Feldern (bei gegensinniger Ablenkung) aufweisen und in jedem Falle im elektrischen Felde (Zylinderkondensator) einen Ablenkwinkel von mehr als 127° erfordern.

Unsere früheren Rechnungen¹ haben wir die Verwendung einer speziellen Type von Toroidkondensatoren zugrunde gelegt, für welche der Differentialquotient $R_e = (dR/dr)_{r=a_e, z=0} = 1$ ist. R_e' gibt an, in welchem Maße sich der axiale Krümmungsradius R der Äquipotentialflächen zwischen den Elektroden ändert, wenn man von der Mittelbahn $r=a_e, z=0$ ausgehend in der Symmetrieebene $z=0$ in radialer r -Richtung fortschreitet. Vorher³ wurde darauf hingewiesen, daß man zu erweiterten Möglichkeiten zur Korrektur von Bildfehlern von doppelfokussierenden Massenspektrographen kommt, wenn man auch Werte von R_e' zuläßt, die ungleich 1 sind und auch negativ sein können. Da alle Bildfehlerkoeffizienten⁴ $K_{11}, K_{12}, K_{22}, K_{33}, L_{11}, L_{12}, L_{22}, L_{33}$ von Toroidkondensatoren und die Bildfehler-

Φ_m	ε'	ε''	$\frac{g_m''}{a_m}$	Φ_e	c	$\frac{g_r}{a_e}$	$\frac{a_e}{a_m}$	$\frac{d}{a_m}$	$\frac{a_m}{k'}$	$\frac{a_e}{q}$	R_e'	$\frac{W}{a_m}$
90°	0	-45°	0	$29,7^\circ$	1,25	2,40	2,62	8,86	1,216	-1,22	-2,13	18,08
90°	0	-45°	0	$29,5^\circ$	1,36	2,86	2,56	5,37	1,344	-1,56	-2,43	15,58
90°	0	-45°	0	$29,3^\circ$	1,50	3,74	2,46	3,03	1,568	-2,25	-2,91	15,06
80°	0	-50°	0,145	$29,15^\circ$	1,25	2,45	2,98	10,48	0,974	-1,23	-2,09	19,83
80°	0	-50°	0,145	$29,0^\circ$	1,36	2,92	2,92	6,48	1,064	-1,67	-2,36	17,05
80°	0	-50°	0,145	$28,85^\circ$	1,50	3,81	2,88	3,98	1,202	-2,56	-2,725	16,99

Tab. 1. W = Länge der Mittelbahn vom Spalt bis zum Bildort.

¹ H. LIEBL u. H. EWALD, Z. Naturforschg. 12 a, 541 [1957].

² H. HINTENBERGER u. L. A. KÖNIG, Joint Conference on Mass Spectrometry, London, Sept. 1958.

³ H. EWALD, Z. Naturforschg. 14 a, 198 [1959]; voranstehende Notiz.

⁴ H. EWALD u. H. LIEBL, Z. Naturforschg. 12 a, 28 [1957].



faktoren A_{11} , A_{12} , A_{22} und A_{33} von für alle Massen doppelfokussierenden Massenspektrographen⁵ von R_c' abhängen, kommt man zu numerisch ganz anderen Lösungen der Bedingungsgleichungen für die Erzielung der Doppelfokussierung in zweiter Näherung. Wir haben durch Nullsetzen der Ausdrücke für A_{11} , A_{12} , A_{22} und A_{33} einige Fälle von Massenspektrographen mit Doppelfokussierung erster Ordnung längs einer Geraden und vollständiger Doppelfokussierung zweiter Ordnung an einer Stelle der Bildgeraden berechnet, welche bei gegenständlicher Ablenkung in den Feldern keine Zwischenbilder der Richtungsfokussierung in den Feldern aufweisen und deshalb mit relativ kleinen Ablenkwinkeln in beiden

Feldern auskommen (Tab. 1). Zusätzlich wird stigmatische Abbildung der Spaltpunkte in die Punkte der Massenlinien erreicht. Der Eintritt der Mittelstrahlen ins Magnetfeld erfolgt senkrecht. Die Stirnfläche auf der Austrittsseite des Kondensators ist zylindrisch gekrümmt (Krümmungsradius q)^{1, 6, 7}, um die Bedingung $A_{33}=0$ zu erfüllen. Wie man aus den errechneten R_c' -Werten die zugehörigen axialen Krümmungsradien der Elektroden ermittelt, wurde schon an anderer Stelle³ erläutert.

⁵ H. LIEBL u. H. EWALD, Z. Naturforschg. **12 a**, 538 [1957].

⁶ H. EWALD, H. LIEBL u. G. SAUERMAN, Z. Naturforschg. **14 a**, 129 [1959].

⁷ G. SAUERMAN u. H. EWALD, Z. Naturforschg. **14 a**, 137 [1959].

BERICHT

Leitfähigkeit und Hall-Konstante

X. Über den Nachweis von Nahordnung und Nahentmischung

Von W. KÖSTER

Aus dem Max-Planck-Institut für Metallforschung, Stuttgart
(Z. Naturforschg. **14 a**, 200—203 [1959]; eingegangen am 25. Oktober 1958)

Herrn Prof. Dr. BORIS RAJEWSKY zum 65. Geburtstag gewidmet

Die Messung der elektrischen Leitfähigkeit ist eine bewährte Methode zur Ermittlung der Verhältnisse bei der Bildung von Legierungen und von Zustandsänderungen durch thermische und mechanische Behandlung¹. Nun ist aber die Leitfähigkeit durch mehrere Faktoren bestimmt, und zwar neben der Elementarladung e durch die Dichte N und die Beweglichkeit v der elektrischen Ladungsträger, die den Stromtransport besorgen. Offensichtlich ist ein vertiefter Einblick in die genannten Vorgänge zu erwarten, wenn die Faktoren selbst anstatt ihres Produktes bestimmt werden. Durch die gleichzeitige Messung von Leitfähigkeit σ und HALL-Konstante A_H lassen sich nach den elementaren Beziehungen

$$\sigma = e N^* v^* \quad \text{und} \quad (1)$$

$$A_H = - \frac{1}{e N^*} \quad (2)$$

die effektive Dichte N^* und effektive Beweglichkeit v^* der Ladungsträger berechnen, wobei zunächst ihre Natur offen bleibt (e ist positiv, N^* und v^* haben das gleiche Vorzeichen).

Schon die rein formale Betrachtung der Gl. (1) zeigt die Wichtigkeit der Kenntnis der Faktoren. In einem Diagramm, in dem effektive Trägerdichte und effektive Beweglichkeit die Koordinaten sind, stellt sie eine Schar von Hyperbeln mit der Leitfähigkeit als Parameter dar. Es ist durchaus möglich und auch beobachtet worden

(Abb. 4 c), daß Dichte und Beweglichkeit ihren Wert etwa durch eine Wärmebehandlung ändern, ihr Produkt, die Leitfähigkeit, aber das gleiche bleibt. In diesem Fall liegen die zueinander gehörigen Werte von N^* und v^* auf einer Hyperbel. In einem anderen Fall möge sich in einer Legierungsreihe die Leitfähigkeit durch eine bestimmte Wärmebehandlung stets in derselben Richtung ändern. Damit ist aber der Schluß noch nicht berechtigt, daß stets derselbe Vorgang sich abspiele. Denn der Übergang von einer Hyperbel zur anderen kann von einem Vorzeichenwechsel der Änderung von Dichte und Beweglichkeit begleitet sein (Abb. 5 c). Aus alldem ist der Hinweis abzuleiten, daß dem Richtungssinn der Änderung der beiden Faktoren eine entscheidende Bedeutung zukommt und daß durch ihn eine Zustandsänderung charakterisiert wird. Wenn dem so ist, mag es von sekundärer Bedeutung sein, ob die Leitfähigkeit konstant bleibt, zu- oder abnimmt. Somit ist durch die zusätzliche Bestimmung von N^* und v^* auf alle Fälle eine erweiterte Zustandsanalyse gegeben.

In diesem Bericht soll ein Kriterium zur Unterscheidung von Nahordnung und Nahentmischung angegeben werden, das anscheinend aus dem Ergebnis der Untersuchung einer größeren Anzahl von Legierungssystemen abgeleitet werden kann, aber selbstverständlich noch weiterer Nachprüfung bedarf.

¹ G. GRUBE, Z. Elektrochem. **54**, 99 [1950].