

Abb. 1. Beispiel b) aus Tab. 1.

Doppelfokussierungspunkt vorgegeben^{7, 8}. Das ist einfach zu erreichen z. B. mit $\Phi_m = 90^\circ$, $\varepsilon' = \varepsilon'' = 0$. Nun kann man noch die Bedingung dafür ansetzen, daß auch noch die Krümmungen^{7, 9} der beiden Fokussierungskurven am Doppelfokussierungspunkt gleich werden.

⁷ H. LIEBL, Z. Naturforsch. **13 a**, 490 [1958].
⁸ H. LIEBL, Optik **16**, 19 [1959].
⁹ H. LIEBL, Optik **16**, 108 [1959].

Teilchenspektrographen hoher Lichtstärke, Dispersion und Auflösung

Von H. LIEBL

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule München
(Z. Naturforsch. **14 a**, 843—844 [1959]; eingegangen am 1. Juli 1959)

Für die ionenoptische Abbildung durch elektrische Toroidfelder¹ bzw. radial inhomogene Magnetfelder² gelten bei senkrechtem Ein- und Austritt folgende Gesetzmäßigkeiten:

	Elektr. Feld	Magnetfeld
Radiale Brennweite	$f_{re} = \frac{a_e}{\kappa \sin \kappa \Phi_e}$	$f_{rm} = \frac{a_m}{\sigma \sin \sigma \Phi_m}$
Radialer Brennpunktsabstand	$g_{re} = \frac{a_e}{\kappa \operatorname{tg} \kappa \Phi_e}$	$g_{rm} = \frac{a_m}{\sigma \operatorname{tg} \sigma \Phi_m}$
Axiale Brennweite	$f_{ze} = \frac{a_e}{\sqrt{c} \sin \sqrt{c} \Phi_e}$	$f_{zm} = \frac{a_m}{\sqrt{n} \sin \sqrt{n} \Phi_m}$
Axialer Brennpunktsabstand	$g_{ze} = \frac{a_e}{\sqrt{c} \operatorname{tg} \sqrt{c} \Phi_e}$	$g_{zm} = \frac{a_m}{\sqrt{n} \operatorname{tg} \sqrt{n} \Phi_m}$

$\kappa^2 = 2 - c$; $c = a_e/R_e$; $\sigma^2 = 1 - n$; $n = -a_m(dH_z/dr)_0/H_{z0}$.
Tab. 1.

¹ H. EWALD u. H. LIEBL, Z. Naturforsch. **10 a**, 872 [1955].
² W. GLASER, Handbuch d. Physik, Bd. XXXIII, S. 306—316, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1956.

Aus den Gln. (1) bis (3) der Anm.⁷ erhält man die allgemeine Bedingungsgleichung $\ddot{x}_R = \ddot{x}_E$. Für den Fall $\Phi_m = 90^\circ$, $\varepsilon' = \varepsilon'' = 0$ folgt daraus nach einiger Rechnung $k'' = -l_m''$. Das bedeutet, daß die Austrittsgrenze des Magnetfeldes um den Doppelfokussierungspunkt als Krümmungsmittelpunkt gekrümmt sein muß (s. a. Abb. 1). Als gemeinsamer Krümmungsradius der Fokussierungskurven ergibt sich $r_{R, E} = (a_m + l_m'')/\sqrt{2}$. Der gemeinsame Schnittwinkel beider Fokussierungskurven mit der Mittelbahn ist in jedem Fall 45° (Tab. 1, Fall a). Nun hat man im Toroidkondensator noch die Variable R_e' frei^{10, 5}, die bei Beispiel a) gleich Eins gesetzt wurde. Im Beispiel b) (Abb. 1) wurde zur Vergrößerung des Auflösungsvermögens¹¹ und zur Verkleinerung des Feldabstands d noch vorgegeben $l_e'' = 0$ und dafür das Gleichungssystem bei Einbeziehung von R_e' unter die Variablen gelöst.

Die axialen Krümmungsradien der Elektroden des Toroidkondensators findet man nach der Formel^{12, 10}

$$R_{a, b} = \frac{1}{2} \left[r_{a, b} - a_e + \frac{R_e}{1 - R_e'} + \frac{\left(\frac{R_e}{1 - R_e'} \right)^2 (1 - 2 R_e')}{r_{a, b} - a_e + \frac{R_e}{1 - R_e'}} \right]$$
 (3)

¹⁰ H. EWALD, Z. Naturforsch. **14 a**, 198 [1959].
¹¹ K. OGATA u. H. MATSUDA, Z. Naturforsch. **10 a**, 843 [1955].
¹² R. ALBRECHT, Z. Naturforsch. **11 a**, 156 [1956].

Aus diesen Formeln ergeben sich folgende Zusammenhänge zwischen radialer und axialer Linsenwirkung bei Variation von c bzw. n :

Elektrisches Feld		
$c = 0$ $0 < c < 1$ $c = 1$ $1 < c < 2$ $c = 2$	$\kappa^2 = 2$ $2 > \kappa^2 > 1$ $\kappa^2 = 1$ $1 > \kappa^2 > 0$ $\kappa^2 = 0$	$f_{ze} = \infty$ $f_{re} < f_{ze}$ $f_{re} = f_{ze}$ $f_{re} > f_{ze}$ $f_{re} = \infty$
Magnetfeld		
$n = 0$ $0 < n < \frac{1}{2}$ $n = \frac{1}{2}$ $\frac{1}{2} < n < 1$ $n = 1$	$\sigma^2 = 1$ $1 > \sigma^2 > \frac{1}{2}$ $\sigma^2 = \frac{1}{2}$ $\frac{1}{2} > \sigma^2 > 0$ $\sigma^2 = 0$	$f_{zm} = \infty$ $f_{rm} < f_{zm}$ $f_{rm} = f_{zm}$ $f_{rm} > f_{zm}$ $f_{rm} = \infty$

Tab. 2.

Dispersion und Auflösungsvermögen sind proportional den Faktoren $2/\kappa^2$ und $1/\sigma^2$ (beim elektrischen Feld bzw. beim Magnetfeld), welche im Fall des Zylinderkondensators ($c=0$) und des homogenen Magnetfeldes ($n=0$) gleich Eins sind. Große Dispersion und Auflösung erreicht man also im Bereich $1 > \kappa^2 > 0$ bzw. $1/2 > \sigma^2 > 0$, wo die axiale Brennweite kleiner ist als die radiale. Man kann nun zusätzlich hohe Lichtstärke durch stigmatische Abbildung erreichen, wenn man es so einrichtet, daß der Strahlengang kein radiales, aber ein axiales Zwischenbild aufweist. Dann muß



nämlich die axiale Brechkraft wesentlich stärker sein als die radiale, so daß κ^2 bzw. σ^2 im oben angegebenen Bereich liegen kann. Das gilt für ein Einzelfeld ebenso wie für eine Tandem-Anordnung aus zwei Feldern.

Ein Beispiel eines Massenspektrometers, wo dieses Abbildungsprinzip angewendet wird, ist in der folgenden Notiz³ behandelt.

Als weiteres Anwendungsbeispiel soll ein Toroidkondensator angegeben werden, der bei symmetrischem

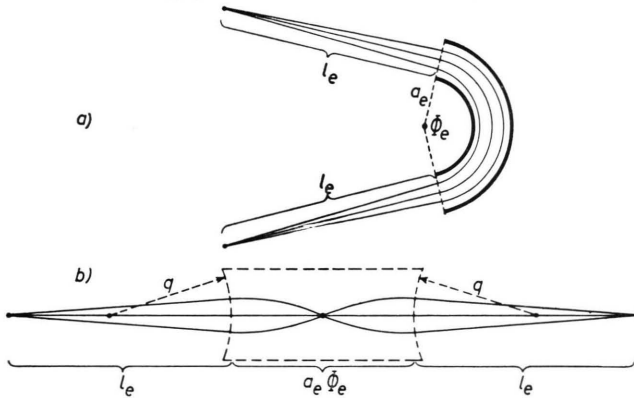


Abb. 1. Schematischer Strahlengang [a] radial, b) axial, in die Zeichenebene abgewinkelt] eines stigmatisch abbildenden bildfehlerfreien Toroidkondensators.

Strahlengang in der Mitte ein axiales Zwischenbild aufweist (Abb. 1). Man kann sich das Sektorfeld mit dem Sektorwinkel Φ_e zusammengesetzt denken aus zwei Sektorfeldern mit dem Sektorwinkel $\Phi_e/2$. Dann ist die Ding- und Bildweite $l_{re}' = l_{re}'' = l_{ze}' = l_{ze}'' = l_e$ des ganzen Sektorfeldes gleich dem radialen Brennpunktstand des halben Sektorfeldes und die axiale Bildweite

des halben Sektorfeldes gleich Null. Durch Einsetzen in die axiale Abbildungsgleichung¹ des halben Sektorfeldes $(l_z' - g_z)(l_z'' - g_z) = f_z^2$ erhält man damit

$$\left(\frac{a_e}{\kappa \operatorname{tg} \kappa \Phi_e/2} - \frac{a_e}{\sqrt{c} \operatorname{tg} \sqrt{c} \Phi_e/2} \right) \left(-\frac{a_e}{\sqrt{c} \operatorname{tg} \sqrt{c} \Phi_e/2} \right) = \frac{a_e^2}{c \sin^2 \sqrt{c} \Phi_e/2} \quad (1)$$

Daraus folgt mit $c = 2 - \kappa^2$ die Bedingungsgleichung

$$\sqrt{2/\kappa^2 - 1} = -\operatorname{tg} \kappa \Phi_e/2 \cdot \operatorname{tg} \sqrt{c} \Phi_e/2. \quad (2)$$

Bei Vorgabe von $2/\kappa^2 = 10$ ergeben sich daraus folgende Daten:

$$c = 1,8; \quad l_e = 3,275 a_e; \quad \Phi_e = 153,3^\circ.$$

Die Korrektur der Öffnungsfehler radialer und axialer Herkunft erfolgt analog wie bei den von EWALD⁴ beschriebenen öffnungsfehlerfreien Kugelkondensatoren durch geeignete Wahl des R_e' und durch zylindrische Krümmung der beiden Stirnflächen des Kondensators mit dem Krümmungsradius $q' = q'' = q$. Die Rechnung ergibt $R_e' = 0,4674$; $q = 1,805 a_e$.

Ein solcher Toroidkondensator hat bei gleicher Lichtstärke eine fünfmal so große Dispersion und Auflösung wie ein Kugelkondensator von gleichem mittleren Bahnradius a_e . Ein technischer Nachteil ist der größere Sektorwinkel.

Analoge Beispiele sind auch für den Fall des radial inhomogenen Magnetfeldes möglich, wobei sich allerdings Sektorwinkel größer als 180° ergeben, falls man es nicht vorzieht, zwei 90° -Sektorfelder in Tandem-Anordnung zu schalten. Auch hier ist eine Bildfehlerkorrektur unter Auswertung der von TASMAN, BOERBOOM und WACHSMUTH⁵⁻⁸ berechneten Bildfehlerkoeffizienten möglich.

³ H. WACHSMUTH, H. LIEBL u. H. EWALD, Z. Naturforschg. **14 a**, 844 [1959].

⁴ H. EWALD, Z. Naturforschg. **14 a**, 680 [1959].

⁵ H. A. TASMAN u. A. J. H. BOERBOOM, Z. Naturforschg. **14 a**, 121 [1959].

⁶ A. J. H. BOERBOOM, H. A. TASMAN u. H. WACHSMUTH, Z. Naturforschg. **14 a**, 816 [1959].

⁷ H. WACHSMUTH, A. J. H. BOERBOOM u. H. A. TASMAN, Z. Naturforschg. **14 a**, 818 [1959].

⁸ H. A. TASMAN, A. J. H. BOERBOOM u. H. WACHSMUTH, Z. Naturforschg. **14 a**, 822 [1959].

Doppelfokussierende bildfehlerfreie Massenspektrometer mit besonders hoher Auflösung und Dispersion

Von H. WACHSMUTH, H. LIEBL und H. EWALD

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule München
(Z. Naturforschg. **14 a**, 844—846 [1959]; eingegangen am 1. Juli 1959)

Es werden die Ergebnisse der Berechnungen von Massenspektrometern angegeben, die nach dem in der vorangehenden Notiz¹ dargelegten Abbildungsprinzip arbeiten sollen und einen Achsenpunkt bis zur zweiten Ordnung radial bildfehlerfrei abbilden können. Die

Linsen, ein Toroidkondensator (dessen Bildfehlerkoeffizienten, s. Anm.²) und ein magnetisches Sektorfeld zwischen konischen Polschuhen (dessen Bildfehlerkoeffizienten, s. Anm.^{3,4}), werden so hintereinandergeschaltet (s. Abb. 1), daß die vom Mittelpunkt des Eintrittspaltes ausgehenden Ionenstrahlen zwischen den Feldern in radialer Richtung parallel verlaufen, in axialer Richtung ein Zwischenbild erzeugen und bezüglich beider Richtungen im radialen Brennpunkt des Magnetfeldes fokussiert werden.

Die Proportionalitätsfaktoren der zu α_{re}^2 , $\alpha_{re} \beta$ und β^2 proportionalen Bildfehler für Tandemsysteme, B_{11} , B_{12} und B_{22} , sind von HINTENBERGER und KÖNIG⁵ für homogene Magnetfelder angegeben worden. Sie gelten

¹ H. LIEBL, Z. Naturforschg. **14 a**, 843 [1959].

² H. EWALD u. H. LIEBL, Z. Naturforschg. **12 a**, 28 [1957].

³ A. J. H. BOERBOOM, H. A. TASMAN u. H. WACHSMUTH, Z. Naturforschg. **14 a**, 816 [1959].

⁴ H. A. TASMAN, A. J. H. BOERBOOM u. H. WACHSMUTH, Z. Naturforschg. **14 a**, 822 [1959].

⁵ H. HINTENBERGER u. L. A. KÖNIG, Z. Naturforschg. **12 a**, 140 [1957].