

Spitze einstellt und die Feldstärke so reguliert, daß nur angeregte Teilchen ionisiert werden.

(5) Analyse fester Adsorptionsschichten. Müllers Untersuchungen<sup>1</sup> der Felddesorption aufgedampfter Metallschichten zeigen, daß die Methode zur chemischen Untersuchung fester Schichten verwendet werden kann.

(6) Erzeugung und Untersuchung negativer Ionen. Es wurde gefunden<sup>10</sup>, daß Zink-Phthalocyanin-Moleküle bei mittleren Feldstärken von negativ geladenen Spitzen abgerissen werden konnten, wenn der Bedeckungsgrad hoch war. Dieser Befund

weist darauf hin, daß negative Ionen vom Felde erzeugt und mit einem Pulsfeld untersucht werden können.

Zum Abschluß wollen wir der National Science Foundation, Washington, D.C., USA, und dem Petroleum Research Fund der American Chemical Society für finanzielle Unterstützung unseren Dank aussprechen. Herr Dr. Peter Haasen hat freundlicherweise unser Deutsch verbessert. Ihm möchten wir auch herzlich danken.

<sup>10</sup> R. Gommer, nicht veröffentlicht.

## Der Astigmatismus des Toroidkondensators

Von H. EWALD und H. LIEBL

Aus dem Physikalischen Institut der Technischen Hochschule München  
(Z. Naturforsch. 10a, 872—876 [1955]; eingegangen am 5. Oktober 1955)

Herrn Professor Dr. J. Mattauch zum 60. Geburtstag gewidmet

Auf der Grundlage der ionenoptischen Berechnungen von Herzog, Marschall, Hachenberg und Svartholm werden die Abbildungseigenschaften eines Toroid-Sektorkondensators angegeben. Die experimentelle Erprobung eines solchen Kondensators ergab hinlängliche Übereinstimmung mit der Rechnung.

Der in der Massenspektrographie viel verwendete Zylinderkondensator ist ebenso wie der Kugelkondensator ein Spezialfall des allgemeineren Toroidkondensators. Die Sektorfeld-Elektroden eines Toroidkondensators (Abb. 1) haben Rotationsachse

$r_a, r_b$ , bzw.  $R_a, R_b$ . Die Mittelpunkte dieser Krümmungen fallen mit dem Nullpunkt des Koordinaten-Systems zusammen bzw. sie liegen in der Ebene  $z=0$  auf den Kreisen  $r = |r_a - R_a|$  und  $r = |r_b - R_b|$ .  $r_a$  und  $r_b$  sind immer positiv.  $R_a$  und  $R_b$  sollen positiv oder negativ genommen werden, je nachdem ob die Schnittkreisbögen der Toroidsektoren mit Meridianebenen  $\varphi = \text{const}$  der  $z$ -Achse ihre konkave oder konvexe Seite zuwenden.

Den Kreisbogen  $r = a_e$  ( $r_a < a_e < r_b$ ),  $z = 0$  zwischen beiden Elektroden nebst seinen geradlinigen Verlängerungen außerhalb des Sektorfeldes bezeichnen wir als Mittelbahn. Bei praktischen Ausführungen wird die Mittelbahn meist in der Mitte zwischen den Elektroden ( $a_e = (r_a + r_b)/2$ ) und außerdem  $r_b - r_a \ll a_e$  sein. Das Kondensatorfeld sei an seinen Rändern ideal begrenzt, es falle dort von seinen vollen Werten unstetig auf Null ab. Von der Wirkung der Streufelder sei also abgesehen.

Herzog<sup>1</sup> baute einen stigmatisch abbildenden, doppelfokussierenden Massenspektrographen unter Verwendung eines auch axial fokussierenden Kugelkondensators ( $r_a = R_a, r_b = R_b$ ). Um die stigmatische

<sup>1</sup> R. Herzog, Z. Naturforsch. 8a, 191 [1953].

( $z$ -Achse eines  $r, \varphi, z$ -Zylinderkoordinaten-Systems) und Symmetrieebene ( $z = 0$ ) gemeinsam. Ihre radialen und axialen Hauptkrümmungsradien in den Punkten ihrer Schnittkreise mit der Ebene  $z = 0$  sind

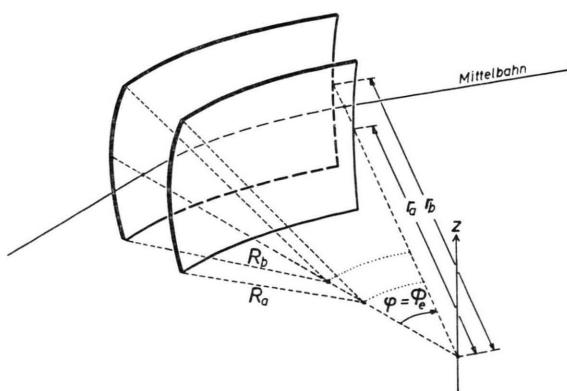


Abb. 1. Toroid-Kondensator.

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.

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.



Abbildung vollkommen zu erreichen, benötigte er dabei zusätzlich die axial fokussierende Wirkung des Streufeldes des Magnetrandfeldes, die auftritt, wenn die Strahlen das Magnetfeld nicht senkrecht, sondern unter erheblichem Winkel  $\epsilon'$  schräg zur Eintrittsnormalen betreten. Bei der Konstruktion von Herzog ist  $\epsilon' = 31^\circ$ .

Die mögliche Verwendung eines Toroidkondensators mit passend abgestimmten Radien an Stelle eines Kugelkondensators verspricht die Erreichung der stigmatischen Abbildung bei solchen Apparaten auch ohne gleichzeitige Ausnutzung der axialen Fokussierungswirkung des Magnetfeldrandes, also auch für  $\epsilon' = 0$ . Deshalb sollen in dieser Arbeit die wesentlichsten ionenoptischen Größen von Toroidsektor-Kondensatoren als Funktionen von  $r_a$ ,  $a_e$ ,  $r_b$ ,  $R_a$ ,  $R_b$  und des mittleren radialen Ablenkungswinkels  $\Phi_e$  ermittelt werden. Wir benötigen dazu die Kenntnis der Feldstärkekomponenten  $E_r(r, z)$ ,  $E_z(r, z)$  in der nahen Umgebung der Mittelbahn, um mit deren Hilfe die Gleichungen von Teilchenbahnen (von Ionen oder Elektronen), die in ihrem gesamten Verlauf in der Nähe der Mittelbahn bleiben, anzugeben.

$$\Phi(r, z) = -E_0 a_e [\varrho + \frac{1}{2} \beta_1 \varrho^2 + \frac{1}{3} \beta_2 \varrho^3 - \frac{1}{2} (1 + \beta_1) \zeta^2 + \frac{1}{2} (1 - \beta_1 - 2 \beta_2) \varrho \zeta^2 + \dots], \quad (2)$$

$$E_r(r, z) = E_0 [1 + \beta_1 \varrho + \beta_2 \varrho^2 + \frac{1}{2} (1 - \beta_1 - 2 \beta_2) \zeta^2 + \dots], \quad (3)$$

$$E_z(r, z) = E_0 [-(1 + \beta_1) \zeta + (1 - \beta_1 - 2 \beta_2) \varrho \zeta + \dots]. \quad (4)$$

Das Potential ist auf der Mittelbahn ( $r = a_e$ ,  $z = 0$ ) gleich Null gesetzt. Für  $E_0$  sind positive oder negative Werte einzusetzen, je nachdem ob es sich um die Ablenkung von negativen Ionen (einschließlich Elektronen) oder positiven Ionen handelt. Die Entwicklungskoeffizienten  $\beta_1$ ,  $\beta_2$  lassen sich als Funktionen der radialen und axialen Hauptkrümmungsradien  $a_e$  und  $R_e$  der Nullpotentialfläche (s. Abb. 2) und des Differentialquotienten  $R'_e = (dR_e/dr)_{r=a_e, z=0}$  am Ort der Mittelbahn bestimmen.<sup>5, 6, 8</sup>

Potential und Feldstärkekomponenten lauten mit Gln. (2) bis (6)

$$\Phi(r, z) = -E_0 a_e \left[ \varrho - \frac{1}{2} \left(1 + \frac{a_e}{R_e}\right) \varrho^2 + \frac{1}{3} \left(1 + \frac{a_e}{R_e} + \frac{a_e^2 (1 + R'_e)}{2 R_e^2}\right) \varrho^3 + \frac{1}{2} \frac{a_e}{R_e} \zeta^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{a_e}{R_e} + \frac{a_e^2 (1 + R'_e)}{R_e^2}\right) \varrho \zeta^2 \dots \right], \quad (7)$$

$$E_r(r, z) = E_0 \left[ 1 - \left(1 + \frac{a_e}{R_e}\right) \varrho + \left(1 + \frac{a_e}{R_e} + \frac{a_e^2 (1 + R'_e)}{2 R_e^2}\right) \varrho^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{a_e}{R_e} + \frac{a_e^2 (1 + R'_e)}{R_e^2}\right) \zeta^2 \dots \right], \quad (8)$$

$$E_z(r, z) = E_0 \left[ \frac{a_e}{R_e} \zeta - \left(\frac{a_e}{R_e} + \frac{a_e^2 (1 + R'_e)}{R_e^2}\right) \varrho \zeta \dots \right]. \quad (9)$$

<sup>2</sup> M. Cotte, Ann. Phys., Paris **10**, 333 [1938].

<sup>3</sup> G. Wendt, Z. Phys. **120**, 720 [1943].

<sup>4</sup> H. Marschall, Phys. Z. **45**, 1 [1944].

<sup>5</sup> O. Hachenberg, Ann. Phys., Lpz. **2**, 225 [1948].

Lösungsansätze und teilweise Lösungen dieser Aufgabe sind in Arbeiten von Cotte<sup>2</sup>, Wendt<sup>3</sup>, Marschall<sup>4</sup>, Hachenberg<sup>5</sup>, Svartholm<sup>6</sup> enthalten. Wir schließen an diese Arbeiten an, schreiben die Ergebnisse formal aber in derselben Weise nieder, in der Herzog<sup>7</sup> die entsprechenden Gleichungen für elektrische Radialfelder ( $R_a = R_b = \infty$ ) und überlagerte homogene Magnetfelder gegeben hat.

Das Feld des Toroidkondensators weist in bezug auf die  $z$ -Achse Zylinder-Symmetrie und in bezug auf die Ebene  $z = 0$  Spiegelsymmetrie auf. Setzen wir für ein in dieser Weise allgemein definiertes Feld die Feldstärke in der Nähe der Mittelbahn für  $r = a_e(1 + \varrho)$  für  $z = 0$  als Reihenentwicklung an (mit  $\varrho = (r - a_e)/a_e \ll 1$ )

$$E(r, 0) = E_0 (1 + \beta_1 \varrho + \beta_2 \varrho^2 + \dots) \quad (1)$$

mit zunächst unbestimmten Entwicklungskoeffizienten  $\beta_1, \beta_2, \dots$ , so folgt daraus<sup>4, 6</sup> für das Potential und die Feldstärkekomponenten in benachbarten Punkten mit  $z \neq 0$  und mit  $\zeta = z/a_e \ll 1$

$$\beta_1 = -(1 + a_e/R_e), \quad (5)$$

$$\beta_2 = 1 + a_e/R_e + a_e^2 (1 + R'_e)/2 R_e^2. \quad (6)$$

$R$  bezeichnet den axialen Krümmungsradius einer zur Nullpotentialfläche benachbarten Äquipotentialfläche für  $z = 0$ . Über die Vorzeichen von  $a_e$  und  $R$ ,  $R_e$  gilt Entsprechendes wie oben über die Vorzeichen von  $r_a$ ,  $r_b$  bzw.  $R_a$ ,  $R_b$  gesagt.  $R_e$  und  $R'_e$  sind als Funktionen von  $r_a$ ,  $a_e$ ,  $r_b$ ,  $R_a$ ,  $R_b$  darstellbar.

<sup>6</sup> N. Svartholm, Ark. Fys. **2**, 195 [1950].

<sup>7</sup> R. Herzog, Z. Phys. **89**, 447 [1934].

<sup>8</sup> R. Albrecht, Berechnung des Potentiales in doppelt gekrümmten Kondensatoren, Diplomarbeit TH München 1955.

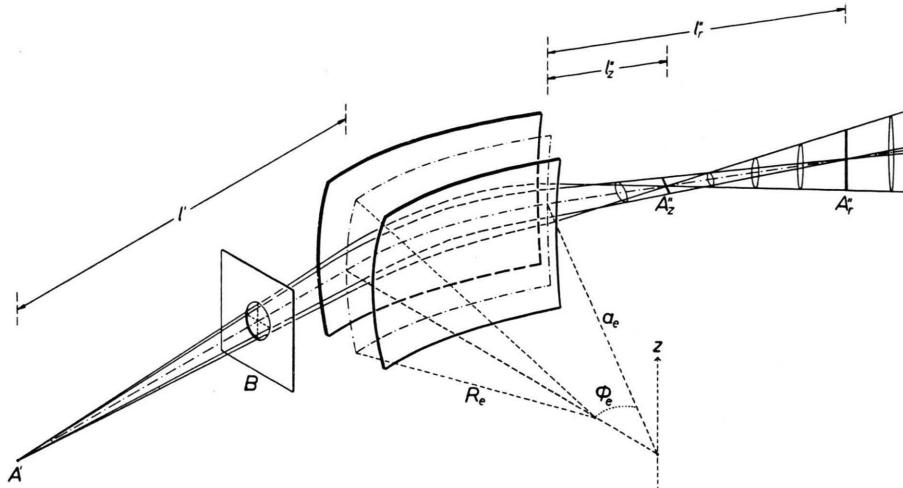


Abb. 2. Die astigmatische Abbildung durch den Toroid-Kondensator. Mittelbahn und Nullpotentialfläche sind strichpunktiert eingezeichnet.

Für ein Teilchen der Masse  $m_0$  und Ladung  $e$ , das sich mit der Geschwindigkeit  $v_0$  gerade entlang der Mittelbahn bewegen kann, gilt

$$-a_e e E_0 = m_0 v_0^2.$$

Für ein Teilchen der Masse  $m = m_0(1 + \gamma)$  und der Ladung  $e$ , das sich im Feld in der Nähe der Mittelbahn bewegt ( $\gamma \ll 1$ ), lauten die Bewegungsgleichungen

$$m \ddot{r} = m r \dot{\varphi}^2 + e E_r, \quad (10)$$

$$m \frac{d}{dt} (r^2 \dot{\varphi}) = 0, \quad (11)$$

$$m \ddot{z} = e E_z. \quad (12)$$

Wenn dieses Teilchen sich außerhalb des Feldes oder auch in der Nullpotentialfläche des Feldes mit der Geschwindigkeit  $v = v_0(1 + \beta)$  ( $\beta \ll 1$ ) bewegen würde, so ist seine Geschwindigkeit in anderen, zur Mittelbahn benachbarten Feldpunkten des Potentials

$$\Phi(r, z) = -E_0 a_e \left[ \varrho - \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{a_e}{R_e} \right) \varrho^2 + \frac{1}{2} \frac{a_e}{R_e} \zeta^2 \right]$$

in zweiter Näherung

$$v = v_0 \left[ 1 + \beta - \varrho - \frac{1}{2} \frac{a_e}{R_e} (\varrho^2 - \zeta^2) + \varrho(\beta + \gamma) \right]. \quad (13)$$

Damit folgt aus Gl. (11)

$$\dot{\varphi} = \frac{v_0}{a_e} \left[ 1 + \beta - 2\varrho - 2\varrho\beta + 3\varrho^2 - \varrho_1^2 + 2\varrho_1\beta + \varrho_1\gamma - \frac{1}{2}\sigma_1^2 + \frac{1}{2} \frac{a_e}{R_e} (\varrho_1^2 - \zeta_1^2) \right], \quad (14)$$

wobei  $r_1 = a_e(1 + \varrho_1)$ ,  $\varphi = \varphi_1$ ,  $z_1 = a_e \zeta_1$  die Koordinaten eines bestimmten Bahnpunktes bedeuten, in dem die Bahntangente mit der Tangente an den

Kreis  $r_1 = a_e(1 + \varrho_1)$ ,  $z_1 = a_e \zeta_1$  den kleinen Winkel  $\sigma_1$  bildet.

Die Gln. (8), (9) und (14) sind im Hinblick auf eine Berechnung der Abbildungsfehler (siehe <sup>3, 4, 6, 9</sup>) des Toroidkondensators gleich in zweiter Näherung angeschrieben. Daraus folgt, daß die Aberrationen als Funktionen von  $R_e$  und  $R'_e$  ermittelt werden können, welche wiederum Funktionen von  $r_a$ ,  $a_e$ ,  $r_b$ ,  $R_a$ ,  $R_b$  sind.

Im übrigen soll sich diese Arbeit noch nicht mit den Aberrationen befassen. Zur Bestimmung der Brennpunktsabstände, Brennweiten und der radialen Geschwindigkeitsdispersion brauchen die Gln. (10) und (12) nur in erster Näherung gelöst zu werden. Diese Größen folgen also allein aus der Kenntnis von  $a_e$ ,  $R_e$  und  $\Phi_e$ . An Stelle von Gln. (8), (9) und (14) sind also einzusetzen

$$E_r = E_0 [1 - (1 + a_e/R_e) \varrho], \quad (15)$$

$$E_z = E_0 \zeta a_e/R_e, \quad (16)$$

$$\dot{\varphi} = \frac{v_0}{a_e} \cdot [1 + \beta - 2\varrho]. \quad (17)$$

Gln. (10) und (12) lassen sich damit überführen in

$$\ddot{\varrho} = (v_0/a_e)^2 \varkappa^2 (\delta - \varrho), \quad (18)$$

$$\ddot{z} = -v_0^2 \zeta / a_e R_e \quad (19)$$

mit den Abkürzungen

$$\varkappa^2 = 2 - a_e/R_e, \quad \delta = (\gamma + 2\beta)/\varkappa^2. \quad (20)$$

Gl. (18) hat dieselbe Form wie die entsprechende Gleichung bei Herzog <sup>7</sup>, wobei allerdings für den Zylinderkondensator für  $R_e = \infty$ ,  $\varkappa^2 = 2$  und  $\delta = \frac{1}{2}(\gamma + 2\beta)$  ist, wie ja auch aus Gl. (20) hervorgeht.

<sup>9</sup> E. M. Purcell, Phys. Rev. 54, 818 [1938].

Die von Herzog als Funktionen von  $\alpha$  und  $\delta$  für die radiale Ablenkung und Fokussierung des Zylinderkondensators erhaltenen Ergebnisse können demnach auf den Toroidkondensator übertragen werden, wenn dabei  $\alpha$  und  $\delta$  entsprechend Gl. (20) eingesetzt werden. In ganz analoger Weise lassen sich entsprechende Ergebnisse aus Gl. (19) auch für die axiale Ablenkung und Fokussierung ableiten.

Die wichtigsten dieser Ergebnisse sind in Tab. 1

senkrecht zur Mittelbahn und parallel bzw. senkrecht zur  $z$ -Achse.

Für den Kugelkondensator mit  $a_e = R_e$  folgt, wie schon bekannt<sup>1, 5, 9, 10</sup>, aus den Gleichungen der Tab. 1  $g_r = g_z$  und  $f_r = f_z$ , d. h. die beiden Fokussierungslinien sind dabei zu einem stigmatischen Fokussierungspunkt entartet.

Für die praktische Ausführung von Toroidkondensatoren mit  $r_b - r_a \ll a_e$  und  $R_b - R_a \ll R_e$  ( $R_a$ ,

	Radial (mit $\alpha = \sqrt{2 - a_e/R_e}$ und $\delta = (2\beta + \gamma)/\alpha^2$ )	Axial
Bahngleichungen	$q = -(\alpha'/\alpha) \sin \alpha \varphi + \delta (1 - \cos \alpha \varphi)$ $+ \varrho_1 \cos \alpha \varphi$	$\zeta = \zeta_1 \cos (\sqrt{a_e/R_e} \varphi)$ $- \alpha' \sqrt{R_e/a_e} \cdot \sin (\sqrt{a_e/R_e} \varphi)$
Brennpunktsabstand	$g_r = (a_e/\alpha) \operatorname{ctg} \alpha \Phi_e$	$g_z = \sqrt{a_e R_e} \cdot \operatorname{ctg} (\sqrt{a_e/R_e} \Phi_e)$
Brennweite	$f_r = a_e/\alpha \sin \alpha \Phi_e$	$f_z = \sqrt{a_e R_e} / \sin (\sqrt{a_e/R_e} \Phi_e)$
Linsengleichung	$(l' - g_r)(l_r'' - g_r) = f_r^2$	$(l' - g_z)(l_z'' - g_z) = f_z^2$
Geschwindigkeitsdispersion	$D(\beta) = (2 a_e \beta/\alpha^2) \cdot (1 + (l_r'' - g_r)/f_r)$	
Bildbreite für Eintrittsspaltbreite $b'$ und Ionen bestimmter Energie	$b'' = -b'(l_r'' - g_r)/f_r$	
Fokussierungswinkel für $l' = l_r'' = 0$ bzw. $l' = l_z'' = 0$	$\Phi_{er} = \pi/\alpha$	$\Phi_{ez} = \pi \sqrt{R_e/a_e}$

Tab. 1. Die ionenoptischen Größen des Toroid-Kondensators.

zusammengestellt. Die Bahngleichungen sind für einen Strahl angeschrieben, der das Feld an der Stelle  $r_1 = a_e(1 + \varrho_1)$ ,  $\varphi_1 = 0$ ,  $z_1 = a_e \zeta_1$  unter den kleinen Winkeln

$$\alpha'_r = a_e(\varrho_0 - \varrho_1)/l' \quad \text{und} \quad \alpha'_z = a_e(\zeta_0 - \zeta_1)/l'$$

gegen die dortige Tangentialebene an den Zylinder  $r = a_e(1 + \varrho_1)$  bzw. gegen die Ebene  $z = a_e \zeta_1$  betritt.  $l'$  bedeutet den Abstand des ionenemittierenden Spaltes vor der Eintrittsgrenze des Feldes. Der Spalt befindet sich in der Nähe der im feldfreien Raum geradlinigen Mittelbahn.  $a_e \varrho_0$  und  $a_e \zeta_0$  sind die achsen senkrechten bzw. achsenparallelen Abstandskomponenten von der Mittelbahn für den Spaltpunkt, von dem obiger Strahl ausgeht.  $l_r''$  und  $l_z''$  bedeuten die im allgemeinen verschiedenen Abstände der Orte der radialen bzw. axialen Fokussierung von der Aus trittsgrenze des Feldes. Dort ergeben sich als Bilder eines Spaltpunktes astigmatische Fokussierungslinien

$R_e$ ,  $R_b$  endlich und gleichen Vorzeichens) kann in erster Näherung gesetzt werden

$$R_e = R_a + (R_b - R_a) \cdot (a_e - r_a) / (r_b - r_a)$$

und speziell für  $a_e = (r_a + r_b)/2$

$$R_e = (R_a + R_b)/2.$$

Die Elektroden solcher Kondensatoren können mit großer Genauigkeit auf der Drehbank hergestellt werden, wenn man sich einer exakt gearbeiteten Hilfsvorrichtung bedient, die eine genaue Rundföhrung des Drehstahles gestattet um eine Achse, die senkrecht zur Drehachse der Drehbank und in einstellbarer Entfernung von dieser angeordnet ist.

Ein solcher Kondensator mit  $r_a = 11,6$  cm,  $a_e = 12$  cm,  $r_b = 12,4$  cm,  $R_a = 9,2$  cm,  $R_e = 9,6$  cm,  $R_b = 10,0$  cm und  $\Phi_e = 29,7^\circ$  wurde experimentell unter Verwendung einer Elektronenstoß-Ionenquelle erprobt. Die runde Austrittsöffnung der Quelle hatte den Durchmesser 0,3 mm und befand sich im Abstand  $l' = 81$  cm vor der Eintrittsgrenze des Kondensators. Beide Kondensatoren waren mit geerdeten Streufeldblenden<sup>11</sup> versehen, um gleiche Größe von geometrischer und effektiver Kondensatorenlänge zu erzielen. Vor der Eintrittsgrenze des Kondensators befand sich noch eine

<sup>10</sup> E. Brüche u. W. Henneberg, D.R.Pat. 651 008, angemeldet 1935.

Rundblende B von 3 mm Durchmesser zur Divergenzwinkelbegrenzung. Auf der Austrittsseite hat das energiehomogene Bündel dann im allgemeinen elliptischen Querschnitt, der sich nur in den Entfernungslinien  $l_z''$  und  $l_r''$  zu den axialen und radialen Fokussierungslinien zusammenschnürt. Die elliptischen Querschnitte der Bündel sind in Abb. 2 an verschiedenen Stellen eingezeichnet. Im Experiment wurde eine Photoplatte in verschiedenen Entfernungshinter der Austrittsgrenze des Feldes kurzzeitig belichtet:

Aufnahme Nr.	1	2	3	4	5	6	7
Entfernung in cm	18,5	22,3	28,8	35,3	41,9	48,4	54,0

Bei jeder Verschiebung der Platte in Richtung der Mittellinie wurde auch eine kleine Querverschiebung ausgeführt, damit die Bilder nebeneinander zu liegen kamen und sich nicht überlappen.

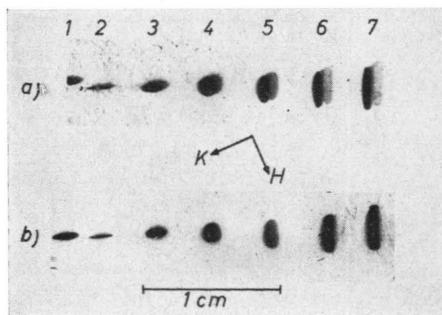


Abb. 3. Die in sieben verschiedenen Entfernungen hinter dem Feld photographierten Querschnitte des Ionenbündels.  
a) Ohne, b) mit Abschirmung des Erdmagnetfeldes.

Das Ergebnis ist in Abb. 3 wiedergegeben. Aufnahmen 2 und 7, in den Entfernungen 22,3 und 54,0 cm hinter dem Feld aufgenommen, zeigen die axialen bzw. radialen Fokussierungslinien, die Platte muß sich also bei ihnen etwa in den Entfernungslinien  $l_z''$  und  $l_r''$  befunden haben. Für die oben angegebenen Zahlengrößen ergibt sich rechnerisch aus den Formeln der Tabelle  $l_z'' = 22,3$  cm und  $l_r'' = 48,4$  cm. Das Experiment gibt also eine hinlängliche Bestätigung der Formeln.

Abb. 3 a zeigt eine interessante Aufspaltung der Querschnittsbilder, besonders bei der Aufnahme 7.

<sup>11</sup> R. Herzog, Z. Phys. **97**, 596 [1935]; Arch. Elektrotech. **29**, 790 [1935].

Diese läßt sich durch die Einwirkung des Erdmagnetfeldes auf den Strahlengang erklären unter der Annahme, daß die Ionenquelle Ionen mindestens zweier verschiedener Massen geliefert hat. Der Apparat ist bei den Aufnahmen mit mittlerer ost-westlicher Richtung des Strahlenganges horizontal aufgestellt gewesen. Die Richtung der Feldlinien des Erdmagnetfeldes ( $H$ ) und die Richtung der durch dieses Feld bewirkten ablenkenden Kraft ( $K$ ) auf die Ionen sind auf Abb. 3 durch Pfeile angegeben. Man sieht, daß die Aufspaltungen in Richtung des Pfeiles  $K$  erfolgt sind. Abb. 4 zeigt in stärkerer Vergrößerung von einer anderen Aufnahme eine mindestens dreifache Aufspaltung des radial fokussierten Bündels. Durch provisorische Abschirmung des gesamten Strahlenganges mit Eisenblech konnten die Aufspaltungen zum Verschwinden gebracht werden (Abb. 3 b). Zu bemerken ist noch, daß die vertikalen, radialen Fokussierungslinien nicht ganz so scharf sind wie die horizontalen, axialen. Das liegt an einer geringfügigen Energieinhomogenität der von der Quelle gelieferten Ionen.

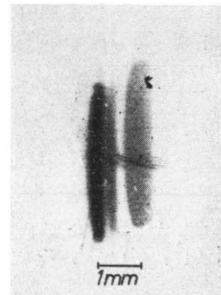


Abb. 4. Mehrfachaufspaltung der radialen Fokussierungslinie durch die Wirkung des Erdmagnetfeldes.

Über die Verwendung dieses Toroidkondensators als Bestandteil eines doppelfokussierenden stigmatisch abbildenden Massenspektrographen soll gesondert berichtet werden.

Herrn Dr. E. Fick möchten wir für einen wertvollen Literaturhinweis und der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Zurverfügungstellung von Mitteln sehr danken.