

## Öffnungsfehlerfreie Kugelkondensatoren

Von H. EWALD

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule München  
(Z. Naturforschg. 14 a, 680—681 [1959]; eingegangen am 25. April 1959)

In der Kernphysik finden Zylinder,<sup>1—3</sup> Kugel,<sup>2</sup> und Toroidkondensatoren<sup>4—7</sup> als Energieanalysatoren schneller geladener Teilchen Verwendung. Sie haben gegenüber magnetischen Analysatoren den Vorteil, daß sie absolute Energiebestimmungen gestatten, aber den Nachteil, daß sie für Teilchenenergien im MeV-Bereich sehr hohe Ablenkfeldstärken von größtenteils 100 000 V/cm erfordern. Kugelkondensatoren sind vorteilhaft zu verwenden, weil damit stigmatische Abbildung und eine entsprechend hohe Strahlungsdichte im Austrittsspalt erreicht wird. Weiterhin ergeben sie gegenüber Zylinderkondensatoren mit gleich großen mittleren Ablenkradien das doppelte Energie-Auflösungsvermögen.

Hier soll gezeigt werden, daß man Toroid-Kondensatoren bauen kann, bei welchen die mittlere Nullpotentialfläche zwischen den Elektroden eine Kugelfläche ist und für welche die zu  $\alpha_r^2$  und  $\alpha_z^2$  proportionalen radialem Bildfehler verschwinden.  $\alpha_r$  und  $\alpha_z$  sind die halben radialem bzw. axialen Divergenzwinkel der in das Sektorfeld eintretenden Strahlen. Solche Kondensatoren, deren Elektroden Torusflächen sind, die nicht allzu sehr von Kugelflächen abweichen, mögen hier als Kugelkondensatoren im erweiterten Sinne bezeichnet werden und geben ebenso wie normale Kugelkondensatoren stigmatische Abbildung von Punkten der Mittelbahn.

Für solche Kondensatoren gilt:

$$a_e = R_e, \quad (1)$$

$$c = a_e/R_e = 1, \quad (2)$$

$$\alpha = \sqrt{2 - c} = 1, \quad (3)$$

wobei  $a_e$  und  $R_e$  die radialem bzw. axialen Krümmungsradien der mittleren Nullpotentialfläche bedeuten. Speziell für symmetrischen Strahlengang, d. h. für gleich große Ding- und Bildweiten

$$l_e' = l_e'' = l_e \quad (4)$$

vor bzw. hinter dem Feld, auf welche wir uns hier beschränken wollen, gilt ferner

$$\frac{l_e}{a_e} = \frac{1 + \cos \Phi_e}{\sin \Phi_e}, \quad (5)$$

wobei  $\Phi_e$  den mittleren Ablenkinkel des Sektorfeldes bedeutet. Mit Gln. (1) bis (5) vereinfachen sich die Bildfehlerkoeffizienten  $K_{11}$ ,  $K_{33}$ ,  $L_{11}$ ,  $L_{33}$  von Toroidkondensatoren<sup>5</sup> zu

<sup>1</sup> siehe W. W. BUECHNER, The determination of nuclear reaction energies by deflection measurements; in Progr. Nuclear Phys. (Editor O. R. FRISCH) 5, 1 [1956].

<sup>2</sup> siehe Handbuch der Physik 33, 644 [1956].

<sup>3</sup> siehe H. EWALD u. H. HINTENBERGER, Methoden und Anwendungen der Massenspektroskopie, Verlag Chemie, Weinheim 1953.

$$K_{11} = \frac{1}{3} A (5 + \cos \Phi_e) - \frac{1}{3} (1 - \cos \Phi_e), \quad (6)$$

$$K_{33} = \frac{1}{6} B (5 + \cos \Phi_e) - 2, \quad (7)$$

$$L_{11} = \frac{A (1 + \cos \Phi_e) (5 + \cos \Phi_e)}{3 \sin \Phi_e} - \frac{\sin \Phi_e}{3}, \quad (8)$$

$$L_{33} = \frac{B (1 + \cos \Phi_e) (5 + \cos \Phi_e)}{6 \sin \Phi_e} - \frac{2 (1 + \cos \Phi_e)}{\sin \Phi_e} \quad (9)$$

mit den Abkürzungen

$$A = 3 c - 3 - \frac{1}{2} c^2 (1 + R_e') = -\frac{1}{2} (1 + R_e'), \quad (10)$$

$$B = c + c^2 (1 + R_e') = 2 + R_e'. \quad (11)$$

Der Differentialquotient  $R_e' = (dR/dr)_{r=a_e, z=0}$  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 gemeinsamen Symmetrieebene  $z=0$  der Elektroden in radialer  $r$ -Richtung forschreitet.

Durch Nullsetzen des Öffnungsfehlers radialer Herkunft<sup>5</sup>

$$F_{11} = (a_e K_{11} + l_e'' L_{11}) \alpha_r^2 = 0 \quad (12)$$

ergibt sich mit Gln. (2) bis (6), (8), (10), (11)

$$A = \frac{1 - \cos \Phi_e}{5 + \cos \Phi_e}, \quad (13)$$

$$R_e' = -\frac{7 - \cos \Phi_e}{5 + \cos \Phi_e}, \quad (14)$$

$$B = 3 \frac{1 + \cos \Phi_e}{5 + \cos \Phi_e}. \quad (15)$$

Ist der Sektorkondensator beidseitig eben abgefräst, derart daß die Begrenzungsebenen durch die mittlere Umlenkachse ( $z$ -Achse) hindurchgehen, so ist der radiale Öffnungsfehler axialer Herkunft<sup>5</sup> gegeben durch

$$F_{33} = (a_e K_{33} + l_e'' L_{33}) \alpha_z^2. \quad (16)$$

Dieser Fehler verschwindet mit Gln. (2) bis (5), (7), (9), (15) für keinen Wert von  $\Phi_e$ .

Man kann diesen Fehler aber zu Null machen, wie schon früher<sup>6—8</sup> gezeigt, wenn man die Eintritts- oder die Austrittsstirnfläche nicht eben abfräst, sondern zylindrisch abdreht, derart daß die Zylinderachse in der Symmetrieebene  $z=0$  liegt (Zylinderradius  $q'$  bzw.  $q''$ ) und die Zylinderfläche die mittlere Umlenkachse berührt.

Wenn die Austrittsstirnfläche in dieser Weise zylindrisch ausgebildet ist, lautet der Ausdruck für  $F_{33}$  an Stelle von Gl. (16)

$$F_{33} = [a_e K_{33} + l_e'' (L_{33} + l_{33}'')] \alpha_z^2 \quad (17)$$

mit

$$l_{33}'' = -\frac{a_e}{2 q''} \left( \frac{\sin \sqrt{c} \Phi_e}{\sqrt{c}} + \frac{l_e'}{a_e} \cos \sqrt{c} \Phi_e \right)^2. \quad (18)$$

Durch Nullsetzen von Gl. (17) findet man unter Be-

<sup>4</sup> H. EWALD u. H. LIEBL, Z. Naturforschg. 10 a, 872 [1955].

<sup>5</sup> H. EWALD u. H. LIEBL, Z. Naturforschg. 12 a, 28 [1957].

<sup>6</sup> H. EWALD, H. LIEBL u. G. SAUERMANN, Z. Naturforschg. 14 a, 129 [1959].

<sup>7</sup> G. SAUERMANN u. H. EWALD, Z. Naturforschg. 14 a, 137 [1959].

<sup>8</sup> H. LIEBL u. H. EWALD, Z. Naturforschg. 12 a, 541 [1957].



rücksichtigung von Gln. (2) bis (5), (7), (9), (15), (18)

$$q'' = - \frac{a_e(1+\cos\Phi_e)^2}{2\sin\Phi_e(3-\cos\Phi_e)}. \quad (19)$$

Wenn nicht die Austritts-, sondern die Eintrittsstirnfläche zylindrisch gekrümmmt ist, lautet der Ausdruck für  $F_{33}$

$$F_{33} = [a_e(K_{33} + k'_{33}) + l_e''(L_{33} + l'_{33})] \alpha_z^2 \quad (20)$$

mit

$$k'_{33} = - \frac{a_e}{2q'} \left( \frac{l_e'}{a_e} \right)^2 \frac{\sin\alpha\Phi_e}{\alpha} \quad (21)$$

und

$$l'_{33} = - \frac{a_e}{2q'} \left( \frac{l_e'}{a_e} \right)^2 \cos\alpha\Phi_e. \quad (22)$$

Durch Nullsetzen von Gl. (20) findet man unter Berücksichtigung von Gln. (2) bis (5), (7), (9), (15), (21), (22)

$$q' = - \frac{a_e(1+\cos\Phi_e)^2}{2\sin\Phi_e(3-\cos\Phi_e)}, \quad (23)$$

also dasselbe Ergebnis, wie vorher für  $q''$ , was ja auch zu erwarten ist.

Wenn schließlich beide Stirnflächen gleich stark zylindrisch gekrümmmt sind (Krümmungsradien  $q' = q'' = q$ ), lautet der Ausdruck für  $F_{33}$

$$F_{33} = [a_e(K_{33} + k'_{33}) + l_e''(L_{33} + l'_{33} + l''_{33})] \alpha_z^2. \quad (24)$$

Durch Nullsetzen ergibt sich daraus unter Berücksichtigung der Gln. (2) bis (5), (7), (9), (15), (18), (21), (22)

$$q = - \frac{a_e(1+\cos\Phi_e)^2}{\sin\Phi_e(3-\cos\Phi_e)}, \quad (25)$$

also plausiblerweise ein Wert, der doppelt so groß ist, wie vorher die Werte  $q'$  bzw.  $q''$  bei nur einseitig angenommener Krümmung.

In Tab. 1 sind die aus Gl. (14) folgenden  $R_e'$ -Werte für eine Reihe von  $\Phi_e$ -Werten zahlenmäßig angegeben.

$\Phi_e$	$-R_e'$	$R_a/a_e$	$R_b/a_e$	$-q''/a_e$
15°	1,011	1,059	0,956	3,671
30°	1,046	1,061	0,955	1,632
45°	1,103	1,064	0,952	0,899
60°	1,182	1,069	0,949	0,520
75°	1,282	1,076	0,945	0,299
90°	1,400	1,083	0,940	0,167
105°	1,532	1,092	0,935	0,087
120°	1,667	1,100	0,930	0,041

Tab. 1.

Aus diesen  $R_e'$ -Werten sind die relativen axialen Krümmungsradien  $R_a/a_e$  und  $R_b/a_e$  der Elektrodenflächen berechnet<sup>9</sup> für den Fall, daß die radialen Krümmungsradien der Elektroden die Werte  $0,95 a_e$  bzw.  $1,05 a_e$  haben. Schließlich sind in der Tabelle die relativen Krümmungsradien  $q''/a_e$  der Austrittsstirnflächen angegeben, unter der Voraussetzung, daß nur die Austrittsstirnflächen zylindrisch gekrümmmt sind.

Erwähnt sei hier schließlich noch, daß für den von BRÜCHE und HENNEBERG<sup>10</sup> diskutierten ringförmigen Kugelsektor-Kondensator mit  $R_e' = 1$  der Fehler  $F_{33}$  ebenfalls verschwindet, während  $F_{11}$  dabei jedoch einen endlichen Wert hat. Das Verschwinden von  $F_{33}$  ist darauf zurückzuführen, daß die Ein- und Austrittsflächen eines solchen Ringkondensators Kegelflächen darstellen, welche in bezug auf einen Mittelstrahl in der betrachteten Näherung dasselbe bewirken wie Zylinderflächen gleicher axialer Krümmung. Der axiale Krümmungsradius dieser Flächen am Eintrittsort eines Mittelstrahles in den Kondensator errechnet sich für symmetrischen Strahlengang zu

$$q' = q'' = q = a_e \operatorname{ctg} \frac{\Phi_e}{2}. \quad (26)$$

Hiermit und mit  $R_e' = 1$  folgt  $F_{33} = 0$ .

<sup>9</sup> H. EWALD, Z. Naturforsch. 14 a, 198 [1959].

<sup>10</sup> E. BRÜCHE u. W. HENNEBERG, D.R.Pat. 651 008, angemeldet 1935, siehe dort Abb. 1 b.

## Fluoreszenzabklingzeiten in Tl-aktivierten anorganischen Szintillationskristallen für Teilchen verschiedener Ionisierungsdichte

Von M. BORMANN, G. ANDERSSON-LINDSTRÖM, H. NEUERT und H. POLLEHN

Physikalisches Staatsinstitut Hamburg

(Z. Naturforsch. 14 a, 681–683 [1959]; eingegangen am 13. Mai 1959)

Die Fluoreszenzabklingzeiten in den gebräuchlichen Tl-aktivierten anorganischen Szintillationskristallen NaJ(Tl), KJ(Tl) und CsJ(Tl) liegen bei normalen Temperaturen im Bereich 0,2 bis 1  $\mu$ sec. Dabei hängt diese Zeit, wie verschiedene Untersuchungen gezeigt haben, noch vom Tl-Gehalt ab. Es besteht aber offen-

bar noch Unsicherheit hinsichtlich eines Einflusses der Teilchensorte auf die Abklingzeit. Eindeutig ist bisher nur beim CsJ(Tl) ein solcher Einfluß festgestellt worden. Die dabei auftretenden Verhältnisse sind von STOREY et al.<sup>1</sup> ausführlich studiert worden (vgl. zum Weiteren die dort angegebene Literatur). Die Abklingzeiten der Hauptfluoreszenz-Komponente schwanken dabei für ganz verschiedene Ionisierungsdichten von  $\alpha$ -Teilchen bis zu Elektronen im Bereich 1 : 2, wobei die größere Ionisierungsdichte zum rascheren Abklingen führt.

Beim Abklingen in KJ(Tl)- und in NaJ(Tl)-Kristallen sind die Beobachtungen ganz widersprechend; meistens war hierbei ein Einfluß der Teilchensorte nicht

<sup>1</sup> R. S. STOREY et al., Proc. Phys. Soc. 72, 1 [1958].