

Die Maximalenergie des ^{138}Xe und des ^{137}Xe

Von S. J. Nassiff und W. Seelmann-Eggebert

Laboratorios de Radioquímica de la Comisión Nacional de la Energía Atómica, Buenos Aires

(Z. Naturforsch. **10a**, 83 [1955]; eingeg. am 11. Januar 1955)

Die Xenonisotope wurden durch Spaltung von Uran mit Neutronen oder Deuteronen von 30 MeV erzeugt¹. Das bestrahlte Uranoxyd wurde in einer Gaswaschflasche aufgelöst, die gebildeten Edelgase mit einem Wasserstoffstrom aus der Lösung ausgetrieben und die Xenonisotope an Aktivkohle bei -12°C absorbiert. Bei der Absorption wird ein Teil des Xenons verloren, aber es konnten nicht die geringsten Spuren einer Kryptonaktivität unter den genannten Versuchsbedingungen festgestellt werden.

Es wurde $\frac{1}{2}$ Stde. gewartet, um das ^{137}Xe vollständig zerfallen zu lassen, dann das Xenon desorbiert und in eine Meßkammer eingebracht. Die Kammer war so konstruiert, daß der weitaus größte Teil der Cäsiumaktivität, die sich durch Zerfall des ^{138}Xe bildet, laufend aus dem sich im Meßwinkel befindlichen Xenon durch ein entsprechend angelegtes Potentialfeld von 600 V entfernt wurde.

Durch diese Arbeitsweise war die Absorptionskurve des ^{138}Xe gut meßbar und die durch die Nachbildung des ^{138}Cs notwendigen Korrekturen außerordentlich gering. Auch war die leicht absorbierbare Aktivität des stets vorhandenen ^{135}Xe unter den benutzten Bestrahlungs- und Trenn-Bedingungen stets kleiner als 1% der ^{138}Xe -Aktivität 30 Min. nach Ende der Bestrahlung. Von der gemessenen Absorptionskurve wurde die

jeweils vorhanden gewesene ^{138}Cs - und ^{135}Xe -Aktivität abgezogen.

Die Betamaximalenergie des ^{138}Xe wurde auf Grund einer „Featheranalyse“ und der gemessenen visuellen Reichweite zu 2,4 MeV bestimmt. Wahrscheinlich ist aber das Betaspektrum komplex.

Gleichzeitig wurde auch die Emission von Gammastrahlen von etwa durchschnittlich 1,3 MeV pro β -Strahl festgestellt. Das Gammaspektrum wurde aber noch nicht gemessen.

Die gemessene β -Energie wurde mit den Daten von Way und Wood² verglichen. Der experimentelle Wert scheint für einen Kern so dicht bei einem solchen mit magischer Neutronenzahl, (82) beim ^{136}Xe , annehmbar, wenn man bedenkt, daß für den Q^{β^-} -Wert ein Teil der γ -Energie zu addieren sein dürfte.

In ähnlicher Weise wurde auch die β -Maximalenergie des ^{137}Xe bestimmt. Es ergab sich eine Maximalenergie von 3,5 MeV, einer Reichweite von 1790 mg/cm² Aluminium entsprechend.

Die Absorptionskurve wurde mit reinem ^{137}Xe gemessen. Es wurde zuerst ^{137}I aus dem bestrahlten Uran getrennt, wozu unter Verwendung der Extraktionsmethode etwa 30 Sekunden benötigt wurden. 1,5 Min. später wurde dann das inzwischen gebildete ^{137}Xe wie zuvor beschrieben in die Meßkammer gebracht.

Auch beim ^{137}Xe wurde eine γ -Strahlung festgestellt. Allerdings können noch keine Angaben über γ -Energien gemacht werden.

Die vollständige Arbeit wird in Kürze in den „Publicaciones de la Comisión Nacional de la Energía Atómica de la República Argentina, Serie Química“ erscheinen.

¹ Wir danken den Herren E. Galloni und W. Scheuer und ihren Mitarbeitern für die Durchführung der zahlreichen Bestrahlungen mit dem Synchrozyklotron (Deuteronen von 30 MeV und 13 μA) und

dem Kaskadengenerator (Li/D-Neutronen; 1,1 MeV und 200 μA).

² K. Way u. M. Wood, Phys. Rev. **94**, 119 [1954].

Ein β -Spektrometer mit Weitwinkel-Doppelfokussierung

Von E. Huster, G. Lehr und W. Walcher

Physikalisches Institut der Universität Marburg

(Z. Naturforsch. **10a**, 83–84 [1955]; eingeg. am 10. Oktober 1954)

„Ebene“ β -Spektrometer haben im allgemeinen höheres Auflösungsvermögen, aber geringere Lichtstärke als „Schraubenbahn“-Spektrometer. Durch passende Inhomogenität des Magnetfeldes wurde bisher der nutzbare Raumwinkel auf zwei Weisen vergrößert, ohne die Auflösung zu beeinträchtigen. Für ein 180° -Spektrometer (Fokussierungswinkel $\vartheta^* = \pi$) erhielten Beiduk und Konopinski¹ (BK) „Weitwinkelfokussierung“ bis zur 5. Ordnung im radialen Öffnungswinkel φ_r . (Experimentell wurden $2\varphi_r = 32^\circ$ erreicht².)

¹ F. M. Beiduk u. E. J. Konopinski, Rev. Sci. Instrum. **19**, 594 [1948].

² L. M. Langer u. C. S. Cook, Rev. Sci. Instrum. **19**, 257 [1948].

In axialer Richtung fokussiert dieses Feld nicht. — Svartholm und Siegbahn³ erzielten andererseits „Doppelfokussierung“, d. h. Fokussierung 1. Ordnung für radialen (φ_r) und axialen (φ_z) Öffnungswinkel gleichzeitig. Dazu muß $\vartheta^* = \pi/2 = 254^\circ 33,5'$ sein.

Kombination der Vorteile beider Felder und damit eine weitere starke Erhöhung der Lichtstärke ist möglich. Zunächst läßt sich zeigen, daß radiale Weitwinkelfokussierung beliebiger Ordnung für jedes beliebige ϑ^* (nicht nur für 180°) erreichbar ist. Für $\vartheta^* = \pi/2$ erhält man dann zusätzlich axiale Fokussierung 1. Ordnung.

Dazu setzt man, wie üblich, mit den Zylinderkoordinaten r , z und ϑ das Feld in der Symmetrieebene des Magneten ($z=0$) als Potenzreihe an:

$$H_z(r, 0) = H_0 \sum_{n=0}^{\infty} a_n \lambda^n; \quad \lambda = (r - r_0)/r_0, \quad (1)$$

³ N. Svartholm u. K. Siegbahn, Ark. Mat. Astr. Fys. **33** A (Nr. 4) 22 [1947].



wobei H_0 das Feld auf dem „Sollkreis“ mit $r=r_0$ ist. Die Feldkoeffizienten a_n werden der Reihe nach so bestimmt, daß für Bahnen mit $\varphi_z=0$ das Bild einer bei $r=r_0$, $z=0$, $\vartheta=0$ befindlichen Punktquelle in nächsthöherer Ordnung unabhängig vom radialen Öffnungswinkel φ_r gegen den Sollkreis wird. Die bis zur 5. Ordnung durchgeführte Rechnung ergibt [mit $C=(\pi/\vartheta^*)^2$]

$$\begin{aligned} a_0 &= 1; \quad a_1 = C - 1; \quad a_2 = -\frac{7}{4}C + 1; \\ a_3 &= \frac{19}{8}C - \frac{1}{2}C^2 - 1; \quad a_4 = -\frac{187}{64}C + \frac{87}{64}C^2 + 1; \\ a_5 &= \frac{437}{128}C - \frac{1587}{640}C^2 + \frac{9}{40}C^3 - 1. \end{aligned} \quad (2)$$

Für $\vartheta^*=\pi$ ($C=1$) folgt das BK-Feld als Spezialfall:

$$H_z(r, 0) = H_0 \left(1 - \frac{3}{4}\lambda^2 + \frac{7}{8}\lambda^3 - \frac{9}{16}\lambda^4 + \frac{51}{320}\lambda^5 + \dots \right). \quad (3)$$

Für $\vartheta^*=\pi\sqrt{2}$ ($C=1/2$), ergibt sich als Feld mit der gewünschten *Weitwinkeldoppelfokussierung*

$$\begin{aligned} H_z(r, 0) &= H_0 \left(1 - \frac{1}{2}\lambda + \frac{1}{8}\lambda^2 + \frac{1}{16}\lambda^3 \right. \\ &\quad \left. - \frac{31}{256}\lambda^4 + \frac{59}{512}\lambda^5 + \dots \right). \end{aligned} \quad (4)$$

Die Berechnung der dreidimensionalen (auch $\varphi_z \neq 0$) Bahngleichungen — Einzelheiten hierüber müssen der ausführlichen Veröffentlichung vorbehalten bleiben — bis zur 4. Ordnung einschließlich bestätigt Gl. (4) und läßt Angaben über die Abbildung endlich ausgedehnter Quellen und deren Bildfehler zu. Nutzbarer Öffnungswinkel von mindestens $2\varphi_r \approx 46^\circ$ und $2\varphi_z \approx 12^\circ$ erscheinen danach bei einem Auflösungsvermögen $\leq 1\%$ möglich. Eine Gegenüberstellung z. B. mit dem recht leistungsfähigen Spektrometer von Hedgran, Siegbahn und Svartholm⁴ unter gleichwertigen Arbeitsbedingungen in Abb. 1 zeigt, daß das hier angegebene Feld (4) in der für das Auflösungsvermögen entscheidenden radialen Richtung wesentlich besser fokussiert.

Nach Abschluß der Rechnungen wurden wir durch eine Arbeit von Stoker et al.⁵ auf eine Notiz von Verster⁶ aufmerksam, die für $\vartheta^*=\pi\sqrt{2}$ das Feld (4) bis zur 4. Ordnung angibt aber keine Angaben über die Abbildung ausgedehnter Quellen enthält.

Diese Autoren⁵ benutzen wie Hedgran et al.⁴ ein Spektrometer mit $\varphi_r=\varphi_z$. Dieser Arbeitsbedingung wäre folgendes Feld (unter Verwendung von Kreisblenden) besser angemessen, als das von ihnen tatsächlich verwendete, weil es den Fehlern in φ_r und φ_z gleiches Gewicht gibt:

$$H_z(r, 0) = H_0 \left(1 - \frac{1}{2}\lambda + \frac{1}{4}\lambda^2 - \frac{19}{144}\lambda^3 + \dots \right). \quad (5)$$

(Da hier wegen $\varphi_r=\varphi_z$ die Fehler 4. Ordnung klein gegen die unvermeidlichen Fehler 2. Ordnung sind, kann nach dem 4. Gliede abgebrochen werden.)

⁴ A. Hedgran, K. Siegbahn u. N. Svartholm, Proc. Phys. Soc., Lond. **63**, 960 [1950].

Von allen genannten Feldern gibt Feld Gl. (4) bei gleicher Lichtstärke die geringste Linienbreite und damit das größte Auflösungsvermögen. Besonders zweckmäßig ist dabei die Verwendung elliptischer statt rechteckiger Blenden.

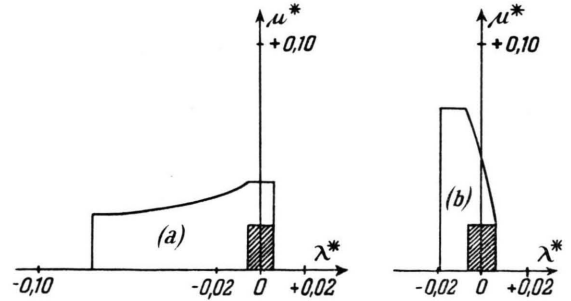


Abb. 1. Abbildung durch die Felder

(a) $H_z(r, 0) = H_0 \left(1 - \frac{1}{2}\lambda + \frac{3}{8}\lambda^2 \right)$ bei Hedgran, Siegbahn u. Svartholm,

(b) $H_z(r, 0) = H_0 \left(1 - \frac{1}{2}\lambda + \frac{1}{8}\lambda^2 + \frac{1}{16}\lambda^3 - \frac{31}{156}\lambda^4 + \frac{59}{512}\lambda^5 \right)$ entspr. Gl. (4).

Arbeitsbedingungen:

Quellenabmessungen: Breite $2 \times 0,003 r_0$;

Höhe $2 \times 0,02 r_0$.

Öffnungswinkel: (a) $|\varphi_r| \leq 0,2$; $|\varphi_z| \leq 0,2$; Kreisblende,

(b) $|\varphi_r| \leq 0,4$; $|\varphi_z| \leq 0,1$; Ellipsenblende.

Die schraffierten Flächen zeigen die Größe der Quelle an. Wegen der Symmetrie zur Ebene $z=0$ sind nur die oberen Hälften $\mu^*=z^*/r_0 \geq 0$ dargestellt. Der hier angegebene Bildrand begrenzt diejenige Auffängerfläche, auf die unter den oben genannten Arbeitsbedingungen von der Quelle ausgehende Elektronen einheitlicher Geschwindigkeit auftreten. Die Teilchenstromdichte variiert jedoch innerhalb dieses Gebietes.

Eine höhere Näherung als in Gl. (4), die noch größere Öffnungswinkel zulassen würde, erscheint nicht notwendig. Einmal heben die von der endlichen Quellenausdehnung herrührenden Bildfehler die Vorteile einer höheren Näherung in φ_r auf, zum andern scheint auch beim Magneten eine konstruktive und wirtschaftliche Grenze erreicht. Die Werte $\varphi_r=6^\circ$ und $\varphi_z=23^\circ$ würden nämlich bereits eine nutzbare Polschuhbreite $2(r_{\max}-r_0)=1,2 r_0$ und einen nutzbaren Polabstand von $2z_{\max}=0,28 r_0$ erfordern.

Eine ausführliche Darstellung ist in Vorbereitung.

⁵ P. H. Stoker, Ong Ping Hok, E. F. de Haan u. G. J. Sizoo, Physica **20**, 337 [1954].

⁶ N. F. Verster, Physica **16**, 815 [1950].