

Die metastabilen Zustände der Silberkerne Ag107 und Ag109

Autor(en): **Bradt, H. / Gugelot, P.C. / Huber, O./**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **20 (1947)**

Heft II

PDF erstellt am: **10.08.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-111795>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern. Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Die metastabilen Zustände der Silberkerne Ag^{107} und Ag^{109}

von H. Bradt, P. C. Gugelot, O. Huber, H. Medicus,
P. Preiswerk, P. Scherrer und R. Steffen.

(11. XI. 1946.)

Zusammenfassung: Es werden die beiden Silberisomere Ag^{*107} und Ag^{*109} die als Folgeprodukt des 6,7 h- Cd^{107} und des 330 d- Cd^{109} entstehen näher untersucht.

Die *Wahrscheinlichkeit der Konversion* der von den beiden Isomeren beim Übergang in den Grundzustand emittierten Gammastrahlung in den verschiedenen Elektronenschalen wird bestimmt.

Für die $(93,9 \pm 0,2)$ keV-Gammastrahlung des als Folgeprodukt des 6,7 h-Cd auftretenden Ag_I^* der Halbwertszeit $(44,3 \pm 0,2)$ sec wurden die folgenden relativen Konversionswahrscheinlichkeiten gefunden:

$$\frac{\alpha_K}{\alpha_L} = 0,92 \pm 0,06 \qquad \frac{\alpha_K}{\alpha_M + \alpha_N} = 6,0 \pm 1,0.$$

Für die $(89,0 \pm 0,5)$ keV-Gammastrahlung des als Folgeprodukt des 330 d-Cd auftretenden Ag_{II}^* der Halbwertszeit $(39,2 \pm 0,2)$ sec ergeben sich die nur wenig verschiedenen Werte:

$$\frac{\alpha_K}{\alpha_L} = 1,01 \pm 0,06 \qquad \frac{\alpha_K}{\alpha_M + \alpha_N} = 6,1 \pm 1,0.$$

Die totale Konversionswahrscheinlichkeit $N_e/(N_e + N_g)$ der 93,9 keV-Gammastrahlung des 44,3 sec Ag_I^* wird durch Vergleich der Intensität der unkonvertierten Gammastrahlung mit der bekannten Gammastrahlung des 6,7 h-Cd zu 0,94, die totale Konversionswahrscheinlichkeit der 89,0 keV-Gammastrahlung des 39,2 sec Ag_{II}^* anknüpfend daran zu 0,95 bestimmt.

Die experimentellen Ergebnisse werden mit den nach HEBB und NELSON und nach DANCOFF und MORRISON für elektrische 2^4 -Polstrahlung und magnetische 2^3 -Polstrahlung berechneten Werten verglichen und diskutiert.

I. Einleitung.

Durch die (p, n) -Austauschreaktion werden bei Bestrahlung von Silber mit schnellen Protonen aus den beiden stabilen Silberisotopen Ag^{107} und Ag^{109} die beiden radioaktiven Cadmiumisotope Cd^{107} und Cd^{109} erzeugt¹⁾, welche beide durch K -Einfang in metastabile Zustände der isobaren Silberkerne übergehen. Das eine der beiden radioaktiven Cd-Isotope hat eine Halbwertszeit von 6,7 h und geht in ein Ag-Isomer der Halbwertszeit $T_{\text{Ag}_I^*} = (44,3 \pm 0,2)$ sec

*

über; das andere Cd-Isotop hat eine Halbwertszeit von etwa 300 d*) und geht in ein Ag-Isomer über, dessen Halbwertszeit nunmehr genauer zu $T_{\text{Ag}_{\text{II}}^*} = (39,2 \pm 0,2)$ sec bestimmt wurde (Fig. 1). Die Anregungsenergie des isomeren $44,3$ sec $\text{Ag}_{\text{I}}^*{}^{107,109}$ beträgt $(93,9 \pm 0,2)$ keV, die Anregungsenergie des $39,2$ sec $\text{Ag}_{\text{II}}^*{}^{107,109}$ $(89,0 \pm 0,5)$

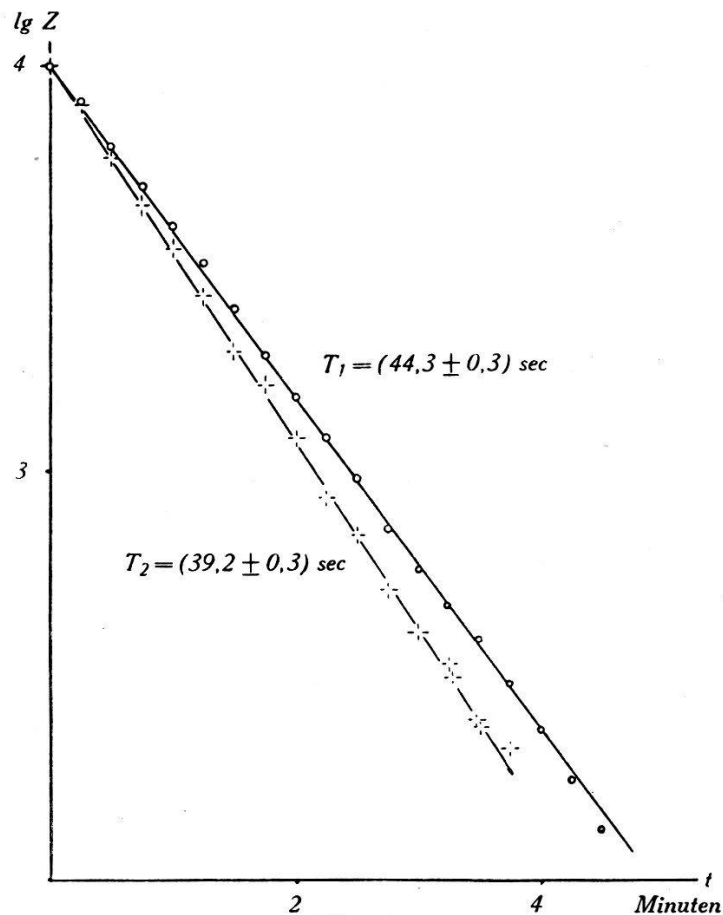


Fig. 1.

Abklingkurven der Aktivität der Ag-Isomere.

keV. (Fig. 2). Eine eindeutige Zuordnung der beiden Umwandlungsreihen zu den Massenzahlen 107 und 109 ist bis jetzt nicht möglich†).

*) HELMHOLZ²⁾ gibt für die Halbwertszeit des langlebigen Radiocadmiums den Wert (158 ± 7) d an. Wir finden als Ergebnis von Messungen der Intensität der Elektronenstrahlung, ausgeführt mit einem sehr dünnwandigen (8μ Al-Folie) Zählrohr, welche sich über etwa 1 Jahr verteilen, den erheblich grösseren Wert von 330 d. Ausser den Cadmiumaktivitäten entsteht bei Bestrahlung von reinem Silber mit schnellen Protonen überdies eine, vorläufig noch nicht definitiv zugeordnete Aktivität von ca. 40 d Halbwertszeit mit einem Positronenspektrum von 1,8 MeV Maximalenergie. Da die bei HELMHOLZ auftretende $(d, 2n)$ -Reaktion die gleichen Isotope gibt, wie die (p, n) -Reaktion könnte sich der zu kleine Wert von HELMHOLZ eventuell durch die Anwesenheit der 40 d Periode erklären.

†) Nachtrag bei der Korrektur. HELMHOLZ (Phys. Rev. **70**, 982, 1946) ist durch Trennung der Isotopen Cd^{106} und Cd^{108} die Zuordnung der Halbwertszeiten gelungen. Das Cd^{107} zerfällt mit einer Halbwertszeit von 6,7 h, die lange Periode gehört zu Cd^{109} . Somit ist das $44,3$ sec- Ag_{I}^* isomer zu Ag^{107} .

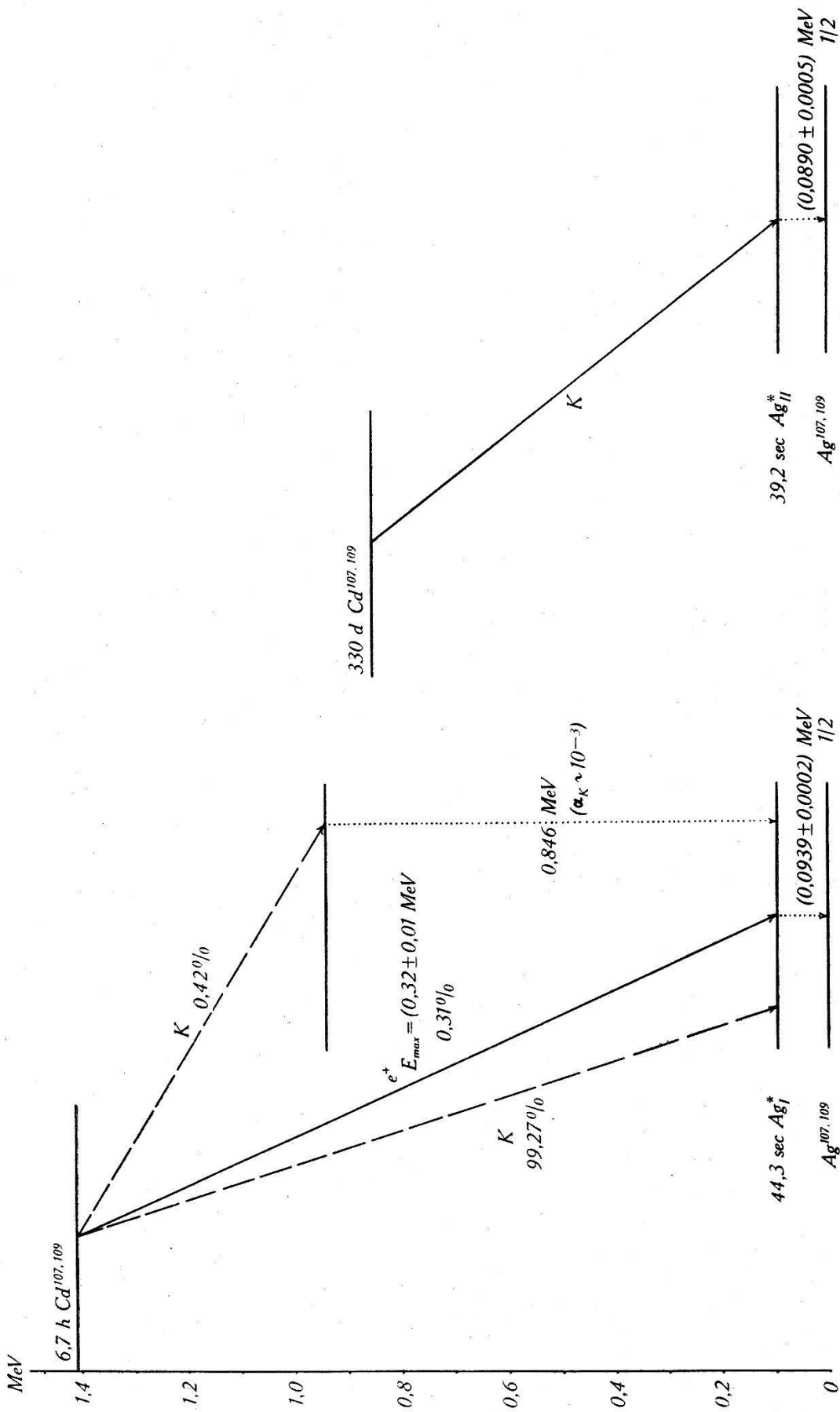


Fig. 2.

Termeschemata zur Bildung der beiden Silberisomere Ag^{*107} aus dem $6,7 \text{ h-Cd}^{107}$ und Ag^{*109} aus dem 330 d-Cd^{109} .

Der Unterschied der Anregungsenergien der metastabilen Zustände der Silberisomere Ag^{107} und Ag^{109} ist von uns durch Ausmessen der Spektren der beim Übergang in den Grundzustand emittierten Konversionselektronen zu $\Delta E = 4,9$ keV bestimmt worden. Qualitativ lässt sich dieser Unterschied der Anregungsenergien durch vergleichende Absorptionsmessungen mit Blei- und Wismutabsorbieren leicht demonstrieren, da die vom 44,3 sec Ag_I^* beim Übergang in den Grundzustand emittierte Gammastrahlung der Quantenenergie 93,9 keV kurzwelliger ist als die bei 90,6 keV liegende *K*-Kante des Wismuts; die vom 39,2 sec Ag_{II}^* beim Übergang in den Grundzustand ausgesandte Gammastrahlung der Quantenenergie 89,0 keV hingegen langwelliger. In der Tat ist die Absorption der Gammastrahlung des 44,3 sec Ag_I^* in Blei- und Wismutabsorbieren bei gleicher Massendicke nahezu gleich gross, die Absorption der Gammastrahlung des 39,2 sec Ag_{II}^* dagegen in Wismut viel geringer als in Blei.

Die Strahlung des 6,7 h-Cd, welches mit 99,7% Wahrscheinlichkeit durch Einfang eines Hüllenelektrons und mit 0,3% Wahrscheinlichkeit durch Emission eines Positrons in das metastabile 44,3 sec Ag_I^* übergeht, ist früher genau untersucht worden³). Die genaue Kenntnis der Wahrscheinlichkeit der Positronenemission des 6,7 h-Cd erlaubt uns nunmehr eine Bestimmung der Konversionswahrscheinlichkeit der 93,9 keV-Gammastrahlung. Beim 330 d-Cd konnte ausser der intensiven durch den Einfang des Hüllenelektrons verursachten Ag-Röntgenstrahlung und der unkonvertierten 89,0 keV-Gammastrahlung des 39,2 sec Ag-Folgeproduktes, sowie den Konversionselektronen, keine weitere Strahlung nachgewiesen werden. Das 330 d-Cd scheint sich also ausschliesslich durch *K*-Einfang umzuwandeln. Positronenemission dürfte in der Tat beim 330 d-Cd überhaupt energetisch verboten sein. Die Maximalenergie des 6,7 h-Cd-Positronenspektrums beträgt nur 0,32 MeV und nach KRISHNAN und NAHUM⁴) ist die Schwellenenergie der (*d*, 2*n*)-Reaktion und damit auch die für die radioaktive Umwandlung zur Verfügung stehende Energie für die 330 d-Cd-Aktivität um ca. 0,5 MeV geringer als für die 6,7 h-Aktivität.

Bei systematischen Untersuchungen über Kernisomerie müssen im allgemeinen isomere Kerne verglichen werden, deren Anregungsenergien und Lebensdauern in einem weiten Bereich variieren. Es dürfte aber auch von Interesse sein voneinander wenig abweichende metastabile Kerne zu untersuchen und ein möglichst genauer Vergleich der metastabilen Zustände der beiden sich durch ein Neutronenpaar unterscheidenden stabilen Silberkerne Ag^{107} (Spin $\frac{1}{2}$, magn. Moment $\mu = -0,10 \mu_K$) und Ag^{109} (Spin $\frac{1}{2}$, $\mu = -0,19 \mu_K$) ist wünschenswert.

II. Die Konversionswahrscheinlichkeit der 93,9 keV-Gammastrahlung des 44,3 sec Ag_I^* und der 89,0 keV-Gammastrahlung des 39,2 sec Ag_{II}^* .

Die totale Konversionswahrscheinlichkeit $\alpha = N_e/(N_a + N_e)$, bzw. die Anzahl der pro Umwandlung des 44,3 sec ausgesandten 93,9 keV-Quanten $N_a/(N_a + N_e) = 1 - \alpha$ wurde experimentell bestimmt durch Messung des Intensitätsverhältnisses der 93,9 keV-Gammastrahlung und der harten Gammastrahlung des 6,7 h-Cd, deren absolute Intensität auf Grund früherer Messungen³⁾ bekannt

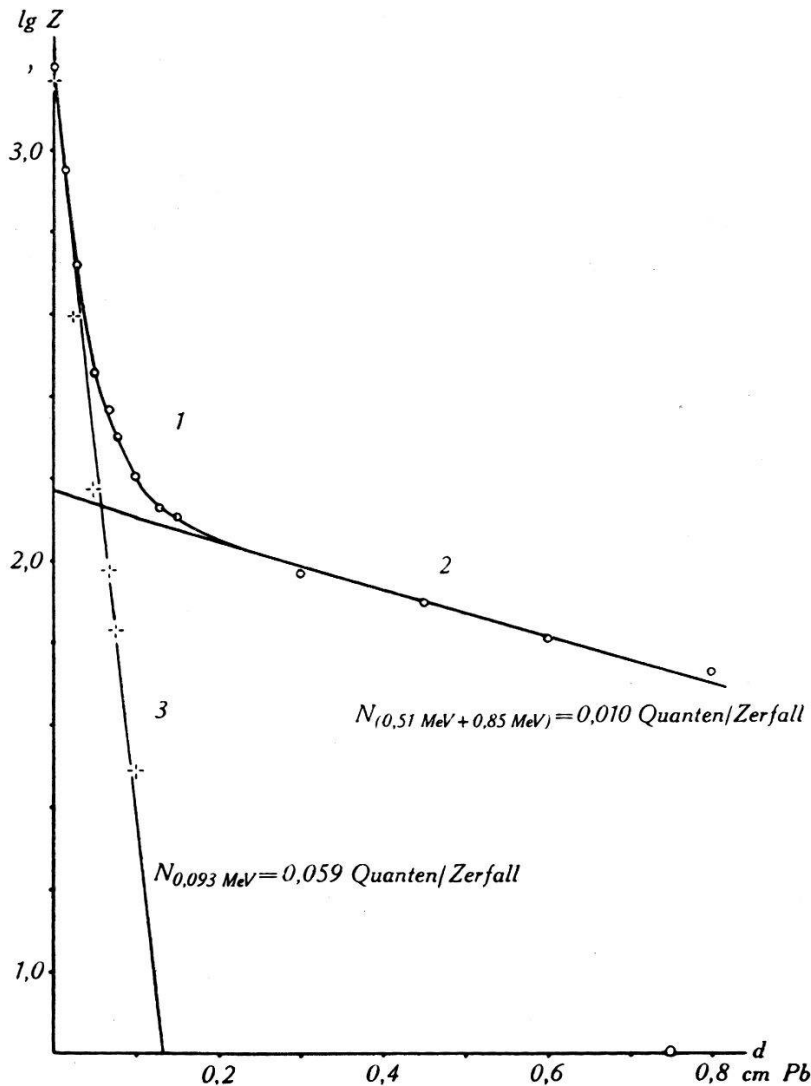


Fig. 3.

Absorption der Gammastrahlung des 6,7 h- Cd^{107} .

ist. Da vom 6,7 h-Cd pro Umwandlung $3,0 \cdot 10^{-3}$ Positronen ausgesandt werden, emittiert ein mit einem Absorber bedecktes 6,7 h Cd-Präparat pro Umwandlungsprozess $6,0 \cdot 10^{-3}$ Quanten der 0,51 MeV-Vernichtungsstrahlung; zur Vernichtungsstrahlung hinzu kommen pro Umwandlungsprozess $4,2 \cdot 10^{-3}$ Quanten der 846 keV-

Kerngammastrahlung, sodass die Gesamtintensität der harten Gammastrahlung $1,0 \cdot 10^{-2}$ Quanten pro Umwandlung beträgt.

Die Messungen sind mit einem Zählrohr ausgeführt worden, dessen Kathode (0,1 mm Messing) inwendig elektrolytisch mit einem Goldniederschlag von 40 mg/cm^2 zur Vergrößerung der Ansprechwahrscheinlichkeit für die $93,9 \text{ keV}$ - γ -Strahlung bedeckt wurde. Fig. 3 zeigt die Absorptionskurve der Gammastrahlung des im Gleichgewicht mit dem $44,3 \text{ sec Ag}_I^*$ befindlichen $6,7 \text{ h-Cd}$: Die gemessene Absorptionskurve (Kurve 1) lässt sich eindeutig zerlegen in die Absorptionskurve der harten Gammastrahlung (60% Vernichtungsstrahlung und 40% Kerngammastrahlung) — Kurve 2 — und diejenige der $93,9 \text{ keV}$ -Gammastrahlung. Das Intensitätsverhältnis der beiden Komponenten der Absorptionskurve (Verhältnis der Stosszahlen für Absorberdicke Null) ergibt sich, nach Berücksichtigung der Absorption in der Zählrohrwand und einem die Quelle bedeckenden Aluminiumfilter zu

$$Z_{0,094 \text{ MeV}} : Z_{(0,51 \text{ MeV} + 0,85 \text{ MeV})} = 13,8 : 1.$$

Damit berechnet sich die absolute Intensität der $93,9 \text{ keV}$ -Gammastrahlung zu*):

$$\begin{aligned} I_{0,094 \text{ MeV}} &= \frac{N_q}{N_e + N_q} = 13,8 \cdot I_{(0,51 \text{ MeV} + 0,846 \text{ MeV})} \cdot \frac{\bar{\varepsilon}_{(0,51+0,85)}}{\varepsilon_{0,094}} \\ &= 5,9 \cdot 10^{-2} \text{ Quanten/Umwandlung.} \end{aligned}$$

Die totale Konversionswahrscheinlichkeit bestimmt sich folglich zu

$$\alpha_I = \frac{N_e}{(N_q + N_e)} = 0,94 \text{ für das } 44,3 \text{ sec Ag}_I^*$$

oder

$$\underline{N_e/N_q = 16 \pm 3.}$$

Dieser Wert für N_e/N_q ist erheblich kleiner, als der von HELMHOLZ²⁾ durch einen Vergleich der mit der Ionisationskammer gemessenen Intensitäten von Gamma- und Röntgenstrahlung bestimmte Wert $N_e/N_q = 100$, dessen Unsicherheit von HELMHOLZ jedoch auf einen Faktor der Grössenordnung 3 geschätzt wird.

*) ε bezeichnet die von der Quantenenergie abhängige Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählrohrs⁵⁾. Die Sensibilität des verwendeten Zählrohrs für die harte Gammastrahlung des $6,7 \text{ h-Cd}$ kann nicht direkt aus der in der zitierten Arbeit mitgeteilten Kurve entnommen werden ($\bar{\varepsilon} = 7,3^0/_{00}$), da die Dicke des elektrolytischen Goldniederschlags (40 mg/cm^2) kleiner ist, als die Reichweite der in der Kathode ausgelösten Sekundärelektronen: sie wurde durch Vergleich mit einem ZR mit dicker Bleikathode experimentell zu $\bar{\varepsilon}_{(0,51+0,85)} = 5,0^0/_{00}$ bestimmt.

Die Konversionswahrscheinlichkeit der 89,0 keV Linie des 39,2 sec Ag_{II}^* kann nicht auf die gleiche Weise ermittelt werden, da das 330 d-Cd keine härtere Gammastrahlung emittiert. Sie kann aber durch einen Vergleich der relativen Intensitäten von weicher Gammastrahlung und Ag-K-Röntgenstrahlung bei beiden radioaktiven Cd-Isotopen folgendermassen bestimmt werden: In einer Standard-Anordnung wird sowohl für ein 6,7 h-Cd-Präparat als auch für ein auf die gleiche Weise hergestelltes 330 d-Cd-Präparat die Intensität der K-Röntgenstrahlung mit einem Al-Zählrohr und die Intensität der unkonvertierten weichen Gammastrahlung mit einem Goldzählrohr registriert. Als Resultat solcher Vergleichsmessungen ergibt sich, dass pro K-Röntgenquant vom 6,7 h-Cd 1,19mal mehr 93,9 keV-Quanten ausgesandt werden als 89,0 keV-Quanten vom 330 d-Cadmium. Da die Zahl der pro Umwandlung ausgesandten K-Röntgenquanten*) für beide Isotope praktisch gleich gross ist, ergibt sich somit die Intensität der 89,0 keV-Strahlung des 39,2 sec Ag_{II}^* zu:

$$I_{0,089 \text{ MeV}} = 5,0 \cdot 10^{-2} \text{ Quanten/Umwandlung, d. h.}$$

$$\underline{N_e / N_q = 19 \pm 3 \text{ für das 39,2 sec } \text{Ag}_{\text{II}}^*}$$

und

$$\underline{\alpha_{\text{II}} = 0,95.}$$

Die Konversionswahrscheinlichkeit kann natürlich auch aus dem Verhältnis der Intensitäten von Röntgen- und Gammastrahlung bestimmt werden.

Mit dem 330 d-Cd werden in der Standard-Anordnung im Al-ZR 2050 Impulse/min der Ag-K-Strahlung registriert, entsprechend 2360 Impulsen/min für Zählrohr-Wandstärke Null. Im Goldzählrohr gleicher Dimension werden in gleicher Anordnung 324 Impulse/min der 89,0 keV-Gammastrahlung registriert, entsprechend 382 Impulsen/min für ZR-Wandstärke Null.

) Nach Rechnungen von HOURIET (persönliche Mitteilung) wären nur etwa 85% aller Einfangprozesse Einfang von Elektronen der K-Schale: die übrigen 15% wären Einfang von s-Elektronen der anderen Schalen. Für das 6,7 h-Cd im Gleichgewicht mit dem 44,3 sec Ag_{I}^ wäre dann die Zahl der pro Umwandlung ausgesandten K-Quanten gleich $(0,85 + 0,94 \cdot 0,43) = 1,26$ K-Quanten pro Umwandlung. (Die Lücken in der K-Schale des Ag-Atomes entstehen infolge des K-Einfangs und infolge der Konversion der 93,9 keV-Gammastrahlung.)

Als Intensität der 89,0 keV-Gammastrahlung ergibt sich daraus:

$$N_{0,089 \text{ MeV}} = 1,26 \cdot \frac{382}{2360} \frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_q}.$$

Die Sensibilität des mit 10 cm Hg Argon plus 1 cm Alkohol gefüllten Aluminium-Zählrohrs für die *K*-Strahlung des Ag ist ε_x gleich 0,35%; die Sensibilität ε_q des Goldzählrohrs für die 89,0 keV-Strahlung beträgt 1,2%. Damit wird $N_{0,089 \text{ MeV}} = 0,06$ Quanten/Umwandlung, in guter Übereinstimmung mit dem obigen Resultat.

III. Die relativen Intensitäten der *K*, *L*- und *M*-Konversionslinien.

Nachdem so die totale Konversionswahrscheinlichkeit der Gammalinien der beiden Ag-Isomere bestimmt ist, bleibt noch das Verhältnis der Konversionswahrscheinlichkeiten für die verschiedenen Schalen der Atomhülle zu ermitteln. Für die Ausmessung der Konversionselektronen im Spektrographen wurde, um eine möglichst dünne Quelle zu erhalten, das Radiocadmium auf einem dünnen Platindraht elektrolytisch niedergeschlagen. Die Möglichkeit der elektrolytischen Abtrennung des Cd vom bestrahlten Silber wird durch den Umstand begünstigt, dass die Abscheidungspotentiale von Ag und Cd weit auseinander liegen. Nach vorhergehender chemischer Abtrennung des Silbers wurde zuerst bei niedriger Spannung das in der Lösung noch vorhandene Silber abgeschieden, und hierauf bei höherer Spannung das Radiocadmium.

Die bestrahlte Silbertarget wird in wenig heisser Salpetersäure 1:3 aufgelöst. Nun wird die Lösung mit 1 n HCl gefällt, nachdem sie zuvor durch Verdünnen auf diejenige HNO_3 -Konzentration (ca. 0,25 n) gebracht wurde, bei der das Radiocadmium in kleinster Menge am ausflockenden AgCl-Niederschlag adsorbiert wird, abgekühlt und filtriert. Das zur Trockene eingedampfte Filtrat wird mit 1 cm³ Wasser aufgenommen. Während $\frac{3}{4}$ Stunden wird das noch vorhandene Silber bei einer Badspannung von 2 V und 1 mA Stromstärke, die durch Ansäuern des Elektrolyten aufrechterhalten wird, aus der Lösung entfernt. Hierauf wird das Radiocadmium bei einer Spannung von 6 V und einer Stromstärke von 0,1 A in 1½ Stunden auf einem 0,3 mm dicken Platindraht zur Abscheidung gebracht.

Die Ausmessung der Konversions-Elektronen im β -Spektrographen erfolgte mit einem Zählrohr, dessen Spalt mit einer Zaponlackfolie von nur 0,3 μ Dicke bedeckt war. Fig. 4a und 4b zeigen ein gegenüber einer früheren Messung¹⁾ bezüglich Streuung im

Präparat und Absorption in der Zählrohrfolie verbessertes Resultat. Die Absorption in der Zählrohrfolie ist für Elektronen von 30 keV vernachlässigbar klein. Dies wurde experimentell festgestellt durch Messungen mit verschiedenen dicken Zählrohrfolien mit den drei

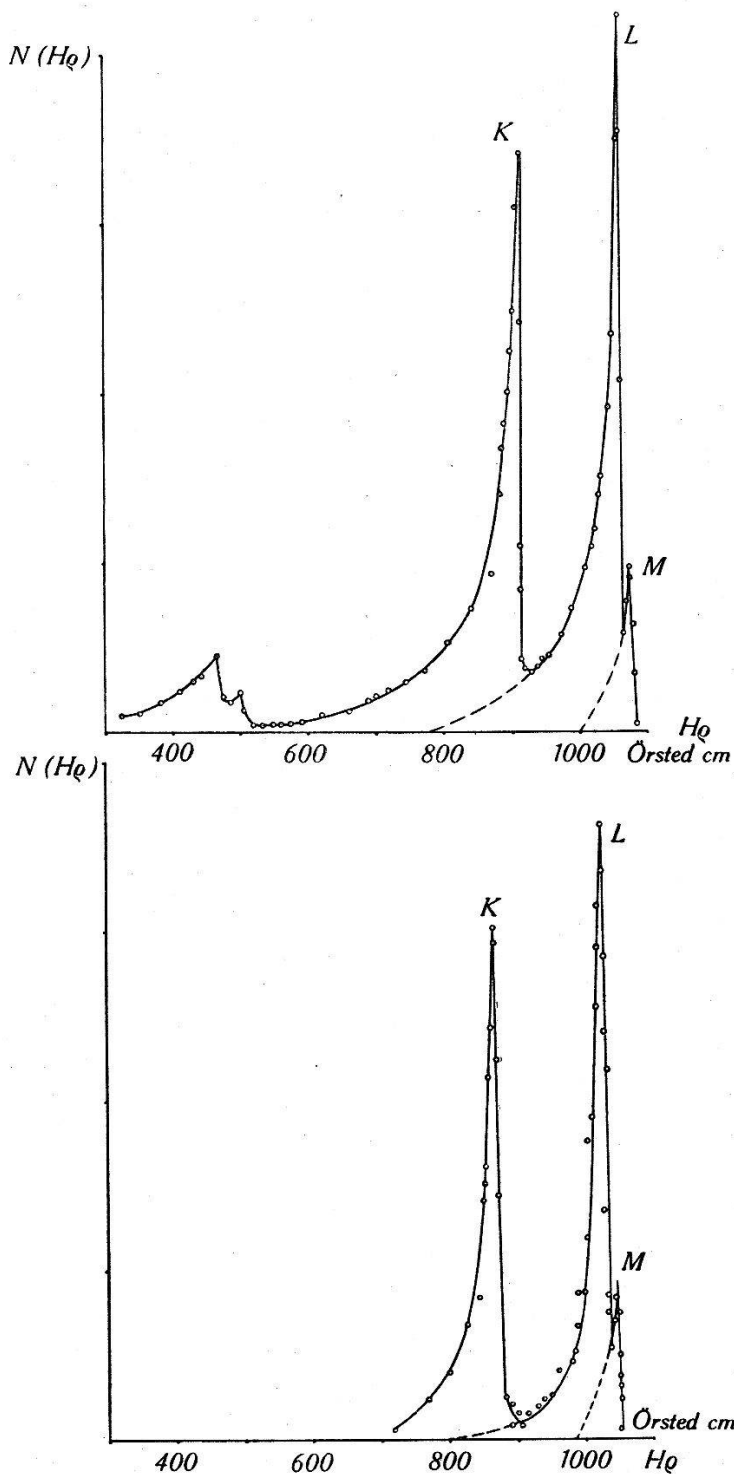


Fig. 4.

Oben: Konversionslinien der 93,9 keV-Gammastrahlung des 44,3 sec Ag_I^{*107} .

Unten: Konversionslinien der 89,0 keV-Gammastrahlung des 39,2 sec Ag_{II}^{*109} .

bei $H_0 = 458$; 502 und 537 Örsted · cm auftretenden *Augerelektronenlinien*.

Ausplanimetrierung der Konversionslinien der Fig. 4a und 4b ergibt für das Verhältnis der Intensitäten der verschiedenen Linien

$$\frac{N_K}{N_L} = 0,92 \pm 0,06 \quad \frac{N_K}{N_M + N_N} = 6,0 \pm 1,0$$

für die 93,9 keV-Gammastrahlung des 44,3 sec Ag_I^* . Auf die *K*-Schale entfallen somit 45%, auf die *L*-Schale 48% und auf die übrigen Schalen 7% der Konversionselektronen. Entsprechend erhält man

$$\frac{N_K}{N_L} = 1,01 \pm 0,06 \quad \frac{N_K}{N_M + N_N} = 6,1 \pm 1,0$$

für die 89,0 keV-Gammastrahlung des 39,2 sec Ag_{II}^* . Beim 39,2 sec Ag_{II}^* entfallen also 46% auf die *K*-Schale, 46% auf die *L*-Schale und auf die übrigen Schalen 8% der Konversionselektronen.

IV. Vergleich mit theoretischen Daten.

1. Beziehung zwischen Anregungsenergie und Lebensdauer.

Die Lebensdauer eines metastabilen Zustandes ist nach den bisherigen der Theorie zugrunde gelegten Modellen lediglich eine Funktion der Anregungsenergie E und der Drehimpulsdifferenz J zwischen Anfangs- und Endzustand des Kerns. Die Vorstellung eines schwingenden Flüssigkeitstropfens führte BERTHELOT⁶⁾ zu der folgenden Beziehung zwischen Halbwertszeit und Anregungsenergie eines metastabilen Zustandes

$$T_n^a = f(n) \cdot Z^{-2} \cdot A^{\frac{5-2n}{3}} \cdot E^{-2n}$$

für elektrische 2^n -Polstrahlung

$$f(3) = 0,764 \cdot 10^{-5}, \quad f(4) = 5,25, \quad f(5) = 0,607 \cdot 10^7 \quad (E \text{ in MeV})$$

Die Berücksichtigung der Konversion⁷⁾ führt zu einer um den Faktor $\left(1 + \frac{N_e}{N_a}\right)$ verkürzten Halbwertszeit T . Die Halbwertszeit bei magnetischer 2^n -Polstrahlung ist praktisch gleich derjenigen für elektrische 2^{n+1} -Polstrahlung.

Für die Anregungsenergie der $\text{Ag}^{107, 109}$ -Isomere von ca. 90 keV führt nur der elektrische 2^4 -Polübergang bzw. der magnetische 2^3 -Polübergang auf Lebensdauern, die sich nicht um mehrere Zehnerpotenzen von den beobachteten Halbwertszeiten von 44,3 sec, bzw. 9,2 sec unterscheiden; mit $n=4$ erhält man für elektrische 2^4 -Polstrahlung eine Halbwertszeit von $T=280$ sec, während $n=3$ auf eine

Halbwertszeit von $6 \cdot 10^{-5}$ sec, $n=5$ auf eine solche von $1,2 \cdot 10^{+9}$ sec führen würde. Der für elektrische 2^4 -Polstrahlung, bzw. magnetische 2^3 -Polstrahlung berechnete Wert der Halbwertszeit stimmt grössenordnungsmässig mit den beobachteten Daten überein.

Es ist von vorneherein klar, dass dieses einfache Kernmodell kein quantitativ richtiges Resultat geben kann; denn das Isomer mit der höheren Anregungsenergie hat die längere und nicht die kürzere Lebensdauer. Es muss also noch ein anderer Faktor die Halbwertszeit der beiden Ag-Isomere beeinflussen, z. B. das magnetische Moment der Kerne.

Auf Grund der obigen Anregungsenergie-Lebensdauer-Beziehung ergeben sich für beide Ag-Isomere die folgenden zwei Möglichkeiten:

- a) entweder beträgt der Spin des metastabilen Zustandes $9/2$ und beide Niveaus, der Grundzustand mit Spin $1/2$ und der metastabile Zustand, haben gleiche Parität: dann ist die ausgesandte Strahlung elektrische 2^4 -Polstrahlung;
- b) oder der Spin der Isomere ist $7/2$ und beide Zustände haben gleiche Parität: dann ist die elektrische 2^3 -Polstrahlung verboten, wir haben magnetische 2^3 -Polstrahlung plus elektrische 2^4 -Polstrahlung im allgemeinen von vergleichbarer Intensität.

Ungleiche Parität würde im ersten Fall auf eine viel zu lange Lebensdauer, im zweiten Falle auf eine viel zu kurze führen.

2. Konversionswahrscheinlichkeit der Linien.

Nach den Formeln von DANCOFF und MORRISON⁸⁾ und von HEBB und NELSON⁹⁾ berechnet man für die Konversion der 93,9 keV und 89,0 keV-Gammastrahlung der $\text{Ag}^{107,109}$ Isomere die folgenden Werte:

$$\begin{aligned} \text{Elektrische } 2^4\text{-Polstrahlung: } (N_e/N_a)_{K\text{-Schale}} &= 55 \\ &(N_e/N_a)_{L\text{-Schale}} = 95 \\ &(N_e/N_a)_{M, N, \dots} = 15 \end{aligned}$$

zusammen also:

$$\underline{(N_e/N_a)_{K, L, M, \dots} = 165.}$$

$$\begin{aligned} \text{Magnetische } 2^3\text{-Polstrahlung: } (N_e/N_a)_K &= 18 \\ &(N_e/N_a)_L = 4,3 \end{aligned}$$

zusammen also ca.

$$\underline{(N_e/N_a)_{K, L, M, \dots} = 24.}$$

Diese Formeln stellen nur dann eine gute Näherung dar, wenn der BORNSche Parameter Ze^2/hv klein gegen Eins ist, was beim

Fall der Ag-Isomere ($Z = 47$, $E = 90$ keV) nicht mehr zutrifft. Die gemessenen Werte $N_e/N_a = 16$ für das 44,3 sec Ag_I^* , bzw. $N_e/N_a = 19$ für das 39,2 sec Ag_{II}^* stimmen grössenordnungsmässig eher mit den nach der obigen Näherung für magnetische 2^3 -Polstrahlung berechneten Werten überein.

3. Verhältnis der Intensitäten von K- und L-Konversionslinien.

Nach HEBB und NELSON wird das Verhältnis der Konversionselektronen aus der K- und L-Schale:

für elektrische 2^4 -Polstrahlung: $N_K/N_L = 0,58$

für magnetische 2^3 -Polstrahlung: $N_K/N_L = 4,2$.

Die gemessenen Werte $N_K/N_L = 0,92$ für das 44,3 sec Ag_I^* , bzw. $N_K/N_L = 1,01$ für das 39,2 sec Ag_{II}^* liegen dazwischen und weisen auf eine Mischung von elektrischer 2^4 -Polstrahlung mit magnetischer 2^3 -Polstrahlung hin.

Tabelle 1.

Konversion der Gammastrahlung der $\text{Ag}^{107,109}$ -Isomere.

Isomer	Ag_I^*	Ag_{II}^*
Halbwertszeit	$44,3 \pm 0,2$ sec	$39,2 \pm 0,2$ sec
Anregungsenergie . .	$93,9 \pm 0,2$ keV	$89,0 \pm 0,5$ keV
N_e/N_a exp.	16 ± 3	19 ± 3
N_K/N_L exp.	$0,92 \pm 0,06$	$1,01 \pm 0,06$
$N_K/N_M + N_N$ exp. . .	$6,0 \pm 1,0$	$6,1 \pm 1,0$
N_e/N_a theoretisch für elektr. 2^4 -Pol . .	165	165
N_e/N_a theoretisch für magn. 2^3 -Pol . .	24	24
N_K/N_L theoretisch für elektr. 2^4 -Pol . .	0,58	0,58
N_K/N_L theoretisch für magn. 2^3 -Pol . .	4,2	4,2

Auf Grund der vorliegenden Untersuchungen der Ag-Isomere (vgl. die Zusammenstellung der Resultate in Tabelle 1) scheint es daher wahrscheinlich, dass der Spin der beiden Isomere $7/2$ beträgt und beide Zustände, sowohl der metastabile als auch der Grund-

zustand der $\text{Ag}^{107, 109}$ -Isotope mit Spin $\frac{1}{2}$ die gleiche Parität besitzen. Eine genauere Auswertung der vorliegenden experimentellen Resultate würde eine verbesserte Theorie der Konversion von Gammastrahlung kleiner Energie für Kerne mittlerer Kernladungszahlen verlangen.

Literatur.

- 1) H. BRADT, P. C. GUGELOT, O. HUBER, H. MEDICUS, P. PREISWERK, P. SCHERRER, *Helv. Phys. Acta* **18**, 256 (1945).
 - 2) A. C. HELMHOLZ, *Phys. Rev.* **60**, 160 (1941).
 - 3) H. BRADT, P. C. GUGELOT, O. HUBER, H. MEDICUS, P. PREISWERK, P. SCHERRER, *Helv. Phys. Acta* **18**, 352 (1945).
 - 4) R. S. KRISHNAN, E. A. NAHUM, *Proc. Camb. Phil. Soc.* **36**, 490 (1940); **37**, 422, (1941).
 - 5) H. BRADT, P. C. GUGELOT, O. HUBER, H. MEDICUS, P. PREISWERK, P. SCHERRER, *Helv. Phys. Acta* **19**, 77 (1946).
 - 6) A. BERTHELOT, *Cah. de Physique* **19**, 117 (1944).
 - 7) M. H. HEBB, G. E. UHLENBECK, *Physica* **5**, 605 (1935).
 - 8) S. M. DANCOFF, P. MORRISON, *Phys. Rev.* **55**, 122 (1939).
 - 9) M. H. HEBB und E. NELSON, *Phys. Rev.* **58**, 486 (1940).
-