

# Intensitätsmessungen der energiereichen $\gamma$ -Strahlung von Ra C'

Von G. BACKENSTOSS und K. WOHLLEBEN

Aus dem Physikalischen Institut der Universität Freiburg i. Br.

(Z. Naturforsch. **10a**, 384—386 [1955]; eingegangen am 14. März 1955)

Mit Hilfe eines  $\gamma$ -Szintillationsspektrographen wurde das Intensitätsverhältnis der  $\gamma$ -Linien von 1,76, 2,20 und 2,42 MeV zu 3,22:1,00:0,48 bestimmt. Durch Vergleich mit der bekannten Zahl der 2,62 MeV- $\gamma$ -Quanten von Th C'' konnte die Zahl der 2,42 MeV- $\gamma$ -Quanten von Ra C' zu  $(8,9 \pm 0,5) \cdot 10^5$ /mg Ra·sec angegeben werden.

Die Kenntnis der Zusammensetzung der  $\gamma$ -Strahlung des Radiums besitzt erhebliche Bedeutung, da diese Strahlung häufig zu Messungen benutzt wird. In vielen Arbeiten wurde oberhalb der Energie von 1,76 MeV nur die eine  $\gamma$ -Linie von 2,2 MeV in Betracht gezogen. In einer früheren Arbeit<sup>1</sup> wurde bereits darauf hingewiesen, daß neben der 2,2 MeV-Strahlung eine härtere Komponente vorhanden sein müßte, die aber mit der dortigen Zählrohrkoinzidenzanordnung nicht aufgelöst werden konnte. Intensitätsangaben über eine  $\gamma$ -Linie von etwa 2,42 MeV wurden von Latyshev<sup>2</sup>, Wolfson<sup>3</sup>, Kageyama<sup>4</sup> sowie Mladjenović und Hedgran<sup>5</sup> gemacht, die zwischen 35 und 50% der Intensität der 2,2 MeV-Linie liegen. Alle diese Arbeiten messen mit einem magnetischen  $\beta$ -Spektrographen die Compton-, Paar- oder Photoelektronen.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war es, die hartern Komponenten der  $\gamma$ -Strahlung des Ra nochmals zu untersuchen und eine Angabe über die Zahl der  $\gamma$ -Quanten der härtesten Komponente der Energie 2,42 MeV zu machen. Die Messungen wurden mit einem  $\gamma$ -Szintillationsspektrographen ausgeführt. Für jede im NaJ-Kristall absorbierte  $\gamma$ -Strahlung erhält man Photo-, Compton- und Paarelektronen mit den diesen Effekten entsprechenden Energieverteilung. In dem zu betrachtenden Energiebereich von 1,7—2,6 MeV ist keiner der genannten Effekte so ausgeprägt, daß die entsprechenden Elektronen von vorneherein bevorzugt zu einem Intensitätsvergleich herangezogen werden könnten. Der Compton-Effekt besitzt den Vorteil, daß er theoretisch am sichersten zugänglich ist und den relativ größten Wirkungsquerschnitt aufweist.

Trotzdem wurden die Photoelektronen verwendet, weil sie monoenergetisch sind und außerdem die größte Energie besitzen, so daß die Photolinie der härtesten  $\gamma$ -Komponente am wenigsten gestört werden kann. Eine absolute Intensitätsangabe für die 2,42 MeV-Linie wird durch einen Vergleich mit der 2,62 MeV- $\gamma$ -Strahlung von Th C'' ermöglicht. Nach Bouchez<sup>6</sup> kommen auf ein RdTh-Präparat, das in einer Standard-Ionisationskammer denselben Strom erzeugt wie 1 mg Ra 1,36 · 10<sup>7</sup>  $\gamma$ -Quanten der Energie 2,62 MeV. Vergleicht man also ein geeichtetes Ra-Präparat mit einem RdTh-Präparat einmal mit dieser Standardanordnung und dann mit dem Szintillationsspektrographen, so läßt sich aus dem Intensitätsverhältnis der Photolinien nach Berücksichtigung einiger Korrekturen auch die absolute Intensität der 2,42 MeV-Strahlung von Ra angeben.

Auf ähnliche Weise konnte sichergestellt werden, daß das verwendete RdTh-Präparat von Beimengungen an Ra- $\gamma$ -Strahlung frei ist, indem man dieses Präparat mit einem aktiven Niederschlag von Th vergleicht. Es ergab sich für das Verhältnis der Ionisationsströme der beiden Präparate derselbe Wert wie für das Intensitätsverhältnis der beiden entsprechenden Photolinien im Szintillationsspektrogramm, so daß im Rahmen der Meßgenauigkeit auch die  $\gamma$ -Spektren übereinstimmen müssen.

Der Szintillationsspektrograph benutzt einen Multiplier vom Typ RCA 5819. Als Szintillator dient ein zylinderförmiger NaJ(Tl)-Einkristall von 1 cm Höhe und 3,5 cm Durchmesser. Die Szintillationsimpulse werden nach einer von Hofstadter und McIntyre<sup>7</sup> angegebenen Methode mit einem Kathodenstrahlzosillographen photographisch registriert. Dabei löst jeder Impuls die Zeitablenkung des Oszilloskopraphen aus und

<sup>1</sup> G. Backenstoß u. W. Gentner, Z. Naturforsch. **9a**, 882 [1954].

<sup>2</sup> G. D. Latyshev, Rev. Mod. Phys. **19**, 132 [1947].

<sup>3</sup> I. L. Wolfson, Phys. Rev. **78**, 176 [1950].

<sup>4</sup> S. Kageyama, J. Phys. Soc. Japan **7**, 93 [1952].

<sup>5</sup> M. Mladjenović u. A. Hedgran, Ark. Fys. **8**, 49 [1954].

<sup>6</sup> R. Bouchez, J. Phys. Radium **10**, 415 [1949].

<sup>7</sup> R. Hofstadter u. I. A. McIntyre, Phys. Rev. **80**, 631 [1950].



gibt eine der Impulsamplitude proportionale Vertikalanblenkung. Der Oszillographenschirm wird kontinuierlich photographiert, so daß die Bilder von einigen 100 000 Szintillationsimpulsen auf die Photoplatte gelangen. Die Schwärzung der Photoplatte ist dann ein Maß für die Häufigkeit der betreffenden Energie. Die photographische Aufnahme wird mit einem Mikrophotometer ausgemessen. Zur Umrechnung der Photometerkurve in relative Intensitäten werden gleichzeitig die in ihrer Intensitätsabstufung bekannten und unter gleichen Bedingungen entwickelten Intensitätsmarken einer Hansenschen Stufenblende registriert.

Die statistische Verteilung der Impulse des Szintillationszählers für eine monochromatische  $\gamma$ -Strahlung wird nach einer Gaußschen Verteilungsfunktion theoretisch berechnet (vgl. Maeder u. Mitarbb.<sup>8</sup>). Aus der Halbwertsbreite der Photolinie von  $\gamma$ -Strahlungen verschiedener Energie bestimmt man die Elektronenausbeute des Szintillationszählers zu  $\alpha = 210$  Photoelektronen pro  $mc^2$  absorbierte Quantenenergie. Dies entspricht einer Energieauflösung von  $(16,2/\sqrt{\gamma})\%$  mit  $(\gamma [mc^2])$  = Energie der  $\gamma$ -Strahlung.

Um das Intensitätsverhältnis zweier  $\gamma$ -Strahlungen zu bestimmen, werden statt der Flächen unter den Photolinien deren Maxima verglichen, da diese den Flächen proportional sind, wie die Messungen der bekannten  $\gamma$ -Spektren von Zn<sup>65</sup>, Co<sup>60</sup> und ThC'' bestätigt haben. Dabei muß die verschiedene Absorption der betreffenden  $\gamma$ -Strahlungen im NaJ(Tl)-Kristall berücksichtigt werden. Die Absorptionskoeffizienten für den Photoeffekt wurden nach einer von H. Hall theoretisch abgeleiteten Formel berechnet (Tab. 1, Spalte 2). Nach Messungen von Davisson und Evans<sup>9</sup> u. a. gibt diese Formel im Energiebereich größer als 2 MeV die Absorptionskoeffizienten für den Photoeffekt auf wenige Prozent genau an. Die Absorptionskoeffizienten für den Compton-Effekt wurden nach Klein-Nishina berechnet. Für den Photoeffekt der 1,76 MeV- $\gamma$ -Strahlung sowie für die Absorptionskoeffizienten der Paarbildung wurden die theoretischen Formeln nach Heitler<sup>10</sup> zugrunde gelegt. Dabei ist zu berücksichtigen, daß Photo- und Compton-Elektronen, die in der Nähe der Kristalloberfläche entstehen, infolge nur teilweiser Absorption als Impulse entsprechend kleinerer Energien registriert werden. Aus der Winkel-

verteilung der Elektronen und ihrer Reichweite läßt sich der Einfluß dieser Randzone des Kristalls in Rechnung setzen. Außerdem zeigt sich, daß die experimentell ermittelten Photolinien infolge von Sekundärprozessen im Kristall für Energien um 2 MeV und für den betreffenden Kristall um einen (mit der Energie etwas ansteigenden) Faktor 2,7 bis 2,8 größer sind als die unter Vernachlässigung dieser Prozesse berechneten und für die Randzone korrigierten theoretischen Photolinien. Dieser Wert wurde durch Interpolation des gemessenen Zuwachses der Photolinien bei Zn<sup>65</sup>, Co<sup>60</sup> und ThC'' bestimmt.

Unter Berücksichtigung aller erwähnten Korrekturen erhält man die in Tab. 1, Spalte 4, zusammengefaßten Ergebnisse. Die Eichung der Energieskala erfolgt mit den scharf ausgeprägten Photolinien der 0,607 MeV- und 1,12 MeV- $\gamma$ -Strahlung. Die genauen Energiewerte der Strahlung, für welche die Intensität bestimmt wurde, entstammen der Literatur, da die hier erreichte Energieauflösung geringer ist als diejenige beim  $\beta$ -Spektrographen. Wenn man so die Lage des Photomaximums kennt, ist die Aufteilung der an dieser Stelle gemessenen Gesamtintensität auf die Photolinie und eventuell überlagerte andere Linien eindeutig möglich. Die Intensitätsbestimmung der  $\gamma$ -Linien des RaC' wird um so ungenauer, je energieärmer diese sind, da sich der gesuchten Photolinie immer mehr Compton-Linien überlagern.

Zum Intensitätsvergleich der 2,42 MeV- $\gamma$ -Strahlung von RaC' mit der 2,62 MeV- $\gamma$ -Strahlung von ThC'' wurden nur solche Aufnahmen miteinander verglichen, die unter völlig konstanten Bedingungen aufgenommen und gleichzeitig entwickelt wurden. Als Mittelwert aus zwölf Messungen findet man für das Verhältnis der Zahl der  $\gamma$ -Quanten bezogen auf zwei Präparate von gleichem mg-Ra-Äquivalent

$$N(\text{ThC}'_{2,62}) : N(\text{RaC}'_{2,42}) = 15,2 \pm 0,8.$$

Mit dem von Bouchez<sup>6</sup> angegebenen Wert

$$N(\text{ThC}'_{2,62}) = 1,36 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$$

ergibt sich

$$N(\text{RaC}'_{2,42}) = (8,9 \pm 0,5) \cdot 10^5 \text{ mg}^{-1} \text{ sec}^{-1}.$$

<sup>8</sup> D. Maeder, R. Müller u. W. Wintersteiger, Helv. Phys. Acta **27**, 3 [1954].

<sup>9</sup> C. M. Davisson u. R. D. Evans, Rev. Mod. Phys. **24**, 79 [1952].

<sup>10</sup> W. Heitler, Quantum Theory of Radiation, Oxford 1954.

Auf einen  $\beta$ -Zerfall kommen somit

$$8,9 \cdot 10^5 / 3,6 \cdot 10^7 = (2,48 \pm 0,12) \cdot 10^{-2}$$

$\gamma$ -Quanten der Energie 2,42 MeV.

Als Ra-Quelle wurde ein von der PTB geeichtes Ra-Präparat von  $2,881 \text{ mg} \pm 0,5\%$  Ra-Element benutzt.

Ein Vergleich der erhaltenen Intensitätswerte mit denen anderer Autoren gibt Tab. 1.

Energie der $\gamma$ -Strahlung in MeV	$\tau$ (NaJ) [cm $^{-1}$ ]	$\mu$ (NaJ) [cm $^{-1}$ ]	Vorliegende Messungen	Mladjenović u. Hedgran <sup>5</sup> 1954	Kageyama <sup>4</sup> 1952	Wolfson <sup>3</sup> 1950	Latyshev <sup>2</sup> 1947
1,76	0,0065	0,160	$3,22 \pm 0,40$	3,14	$3,2 \pm 0,4$		2,42
1,82	0,006	0,157		0,33	$0,22 \pm 0,06$		0,41
2,20	0,00382	0,1429	1,00	1,00	$1,00 \pm 0,2$	1,0	1,00
2,42	0,00335	0,1394	$0,48 \pm 0,06$	0,36	$0,5 \pm 0,1$	0,35—0,40	0,50

Tab. 1. Alle Intensitäten sind auf die Intensität der 2,20 MeV-Linie bezogen.  $\mu$  ist der Gesamtabsorptionskoeffizient,  $\tau$  der Absorptionskoeffizient für den Photoeffekt.

Legt man das Zerfallschema von Surugue<sup>11</sup> zugrunde, so würde die 2,42 MeV-Linie einem Übergang von dem Term 16,839 MeV über dem Grundzustand des Pb<sup>206</sup> in den Grundzustand des Ra C' zuzuschreiben sein, was einer Energie von 2,439 MeV entsprechen würde. Der Ausgangsterm dieser  $\gamma$ -Strahlung kann demnach nur aus den Endtermen der zwei  $\beta$ -Übergänge von Ra C' mit 878 und 953 keV aufgefüllt werden. In der Tabelle der Konversionselektronen von Ra von Mladjenović

und Slatis<sup>12</sup> findet man auch dazu etwa passende  $\gamma$ -Energien, die dort jedoch dem  $\gamma$ -Spektrum von RaB zugeordnet sind. Nimmt man dagegen nach Kageyama<sup>13</sup> an, daß an Stelle der zwei  $\beta$ -Übergänge von RaC nach Ra C' nur ein einziger mit der Energie 1000 keV führt, so müßte man eine  $\gamma$ -Strahlung von 312 keV erwarten, was etwa der K-Konversionslinie von 223 keV entsprechen würde, deren relative Intensitätsangabe der Grö-

ßenordnung nach mit unseren Messungen übereinstimmen würde.

Für die 2,2 MeV- $\gamma$ -Linie ergibt sich auf Grund der obigen Messungen die Zahl der  $\gamma$ -Quanten pro Ra-Zerfall zu  $2,48/0,48 = 5,2\%$  in relativ guter Übereinstimmung mit dem Wert 7,4% von Ellis und Mott<sup>14</sup>.

Herrn Professor Dr. W. Gentner sei an dieser Stelle für seine Anregungen und sein förderndes Interesse an dieser Arbeit herzlich gedankt.

<sup>11</sup> J. Surugue, J. Phys. Radium 7, 145 [1946].

<sup>12</sup> M. Mladjenović u. H. Slatis, Ark. Fys. 8, 65 [1954].

<sup>13</sup> S. Kageyama, J. Phys. Soc. Japan 8, 689 [1953].

<sup>14</sup> C. D. Ellis u. N. F. Mott, Proc. Roy. Soc. 141, 502 [1933].

## Zur Absorptionsanalyse der sternauslösenden Komponenten der Ultrastrahlung

### Die Frage der Entstehung scharfer Maxima

Von K.-H. HÖCKER, H. KUHN und M. RITZI

Aus dem Institut für theoretische und angewandte Physik der Technischen Hochschule Stuttgart

(Z. Naturforschg. 10a, 386—394 [1955]; eingegangen am 7. März 1955)

Wegen der definierten Reichweite, bei der man die Maxima der Übergangskurve für die Sternhäufigkeit und anderer Phänomene findet, schließen wir, daß die aus der Atmosphäre auf den Absorber treffende Ursache ein geladenes Teilchen sein muß. Da jedoch die Sterne neutral ausgelöst werden, muß ein neutrales Folgeteilchen mit Kernwechselwirkung angenommen werden. Bei einer gewissen, nicht von vornherein unplausiblen spektralen Verteilung kann man die beobachteten Maxima errechnen, wobei die Absorberform das Zustandekommen der Maxima begünstigt.

### A. Problemstellung

Die Häufigkeit der Kernzertrümmerungen, die auf Meereshöhe und auf der Zugspitze mit Hilfe von Photoplatten hinter Absorbern aus verschiedenen Materialien beobachtet wurde, zeigt

einen Verlauf über zwei relativ steile Maxima<sup>1</sup>. In zwischen liegen ergänzende Ergebnisse vor, die

<sup>1</sup> E. Schopper, K.-H. Höcker u. E. Rössle, Z. Naturforschg. 6a, 603 [1951] (I). E. Rössle u. E. Schopper, Z. Naturforschg. 9a, 836 [1954] (II).