

In dem ebenen Laserresonator muß eine bestimmte Frequenzdrift vorhanden sein, um keine diskreten transversalen Moden aufkommen zu lassen. Das Kriterium dafür lautet (nach der Arbeit von Röss⁷⁾:

$$\Delta t_{m=0} \cdot (\frac{dv_R}{dt}) \geq v_m - v_0 . \quad (8)$$

Dabei bedeuten $\Delta t_{m=0} = \frac{1}{2 \Delta v_R} \cdot \frac{1}{\delta_0 - \delta_m} . \quad (9)$

$\Delta t_{m=0}$ ist die Zeitspanne, welche die Mode TEM_{00} braucht, um infolge des geringeren Beugungsverlustes δ_0 über die Mode TEM_{m0} mit dem größeren Beugungsverlust δ_m zu dominieren.

$$\delta_m = \frac{0,2(m+1)}{N^{3/2}} \quad (10)$$

ist der Beugungsverlust der m -ten transversalen Mode.

N ist die Fresnel-Zahl des Resonators. $v_m - v_0$ ist die Frequenzdifferenz von zwei transversalen Moden und es ist

$$v_m - v_0 = \Delta v_R \frac{1}{16} \cdot \frac{1}{N} [(m+1)^2 - 1] . \quad (11)$$

Einsetzen von (9), (10) und (11) in (8) ergibt

$$\frac{dv_R}{dt} \geq \frac{2,5 \cdot 10^{-2} (\Delta v_R)^2}{N^{3/2}} [m^2 + 2 m]^2 . \quad (12)$$

Mit einer Fresnel-Zahl von 10, die dem gegebenen Resonator ungefähr entspricht, und $\Delta v_R = 3,85 \cdot 10^8 \text{ [s}^{-1}\text{]}$ bekommt man für dv_R/dt den Wert:

$$\frac{dv_R}{dt} \geq 1,15 \cdot 10^{13} [m^2 + 2 m]^2 [\text{s}^{-2}] . \quad (13)$$

Für $m = 1$ bekommt man aus der Ungleichung (12) :

$$dv_R/dt \geq 1,025 \cdot 10^{14} [\text{s}^{-2}] .$$

Aus der Beziehung (4) und mit den Werten $v = 80 \text{ cm/s}$ und $L = 35 \text{ cm}$ erhält man für dv_R/dt den Wert $8,8 \cdot 10^{14}$. Man sieht, daß mit einer Fresnel-Zahl von 10 die Ungleichung (12) erfüllt wird und somit ein Auftreten von diskreten transversalen Moden verhindert werden kann.

Für kleinere Fresnel-Zahlen, z. B. $N = 1$, ist die Ungleichung (12) sogar für Geschwindigkeiten von $v = 150 \text{ cm/s}$ nicht mehr zu erfüllen.

Den Herren Dr. Röss, Siemens AG, und Dr. VOGEL, DFVLR, Institut für Flugfunk und Mikrowellen, danke ich für wertvolle Hinweise und Diskussionen.

Messung der Halbwertszeiten von ^{60}Co , ^{137}Cs und ^{133}Ba

K. F. WALZ und H. M. WEISS

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt, Braunschweig

(Z. Naturforsch. 25 a, 921—927 [1970]; eingegangen am 16. April 1970)

The half-lives of ^{60}Co , ^{137}Cs and ^{133}Ba have been evaluated from measurements of the activities of samples against the activity of a ^{226}Ra -standard by means of a $4\pi\gamma$ -ionization chamber during a period of about 3 years. A least squares fit together with corrections for the decay of ^{226}Ra , contaminations, and saturation defects leads to the following results:

$$\begin{aligned} ^{60}\text{Co:} \quad T_{1/2} &= (5,2719 \pm 0,0011) \text{ a;} \\ ^{133}\text{Ba:} \quad T_{1/2} &= (10,352 \pm 0,040) \text{ a;} \\ ^{137}\text{Cs:} \quad T_{1/2} &= (29,901 \pm 0,045) \text{ a.} \end{aligned}$$

Die Techniken zur absoluten Aktivitätsbestimmung radioaktiver Stoffe wurden in den letzten Jahren so weit verbessert, daß sich z. Zt. Messungen mit Unsicherheiten von $\pm 0,1\%$ oder nur wenig darüber ausführen lassen. Will man die Genauigkeit der meist mit beträchtlichem Aufwand erzielten Ergebnisse über längere Zeit erhalten, so ist eine sehr genaue Kenntnis der Halbwertszeiten unerlässlich.

Für ^{60}Co und ^{137}Cs , die wegen ihrer langen Lebensdauer und ihrem einfachen Gammaspektrum

Sonderdruckanforderungen an die Physikalisch-Technische Bundesanstalt, D-3300 Braunschweig, Bundesallee 100.

häufig als Standardpräparate verwendet werden, wurden die Halbwertszeiten bereits mehrfach bestimmt; Tab. 1 gibt eine Zusammenstellung von Werten aus den letzten 10 Jahren. Leider ist die Streuung noch zu groß, um einen hinreichend zuverlässigen Mittelwert zu bilden, mit dem Aktivitätsänderungen über einen Zeitraum von einigen Jahren mit einer Unsicherheit von $\pm 0,1\%$ oder weniger berechnet werden können. Da in den meisten Arbeiten keine oder nur unzureichende Angaben über vorgenommene Korrekturen enthalten sind, ist eine kritische Analyse der Ergebnisse nicht möglich.



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.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

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.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

Nachfolgend soll daher über eigene Messungen berichtet werden, bei denen die Änderung der Ionisation relativ zu der eines ^{226}Ra -Standards in einer $4\pi\gamma$ -Ionisationskammer über einen Zeitraum von 3,3 Jahren (Juli 1966 bis November 1969) hinweg verfolgt wurde. Diese Messungen dienten gleichzeitig zur Überprüfung der Langzeitkonstanz unserer für die sekundäre Standardisierung gammastrahlender Radionuklide verwendeten Meßapparatur.

Halbwertszeit in Jahren	Jahr und Autor der Veröffentlichung
^{60}Co	
5,263 $\pm 0,003$	1963 GORBICS u. a. ¹
5,265 $\pm 0,005$	1964 SPERNOL u. a. ²
5,242 $\pm 0,008$	1965 ANSPACH u. a. ³
5,27 $\pm 0,02$	1967 Lagoutine u. a. ⁴
5,28 $\pm 0,03$	1967 MERRITT ⁵
5,279 $\pm 0,008$	1969 MERRITT u. a. ⁶
5,276 $\pm 0,006$	1969 RYTZ ⁷
5,2719 $\pm 0,0015$	1970 diese Arbeit
^{137}Cs	
30,4 $\pm 0,4$	1961 FARRAR u. a. ⁸
30,0 $\pm 0,7$	1962 FLEISCHMANN u. a. ⁹
29,68 $\pm 0,05$	1963 GORBICS u. a. ¹
29,2 $\pm 0,2$	1963 RIDER u. a. ¹⁰
30,35 $\pm 0,38$	1963 DIETZ u. a. ¹¹
30,9 $\pm 0,7$	1965 FLYNN u. a. ¹²
30,23 $\pm 0,16$	1968 REYNOLDS u. a. ¹³
29,901 $\pm 0,045$	1970 diese Arbeit

Tab. 1. Halbwertszeiten von ^{60}Co und ^{137}Cs (Literaturwerte ab 1960).

Im Juli 1967 wurde zusätzlich mit systematischen Messungen an ^{133}Ba begonnen, da hier die Diskre-

Halbwertszeit in Jahren	Jahr und Autor der Veröffentlichung
7,2 $\pm 0,5$	1956 KATCOFF u. a. ¹⁴
10,7 $\pm 0,2$	1961 WYATT u. a. ¹⁵
7,8 $\pm 0,1$	1967 LAGOUTINE u. a. ⁴
10,66 $\pm 0,12$	1968 REYNOLDS u. a. ¹³
10,352 $\pm 0,040$	1970 diese Arbeit

Tab. 2. Literaturwerte für die Halbwertszeit von ^{133}Ba .

- ¹ S. G. GORBICS, W. E. KUNZ u. A. E. NASH, Nucleonics **21** (No. 1), 63 [1963].
- ² A. SPERNOL, E. DE ROOST u. O. LERCH, EUR 477e [1964].
- ³ S. C. ANSPACH, L. M. CAVALLO, S. B. GARFINKEL, J. M. R. HUTCHINSON u. C. S. SMITH, NBS Misc. Publ. 260-9 [1965].
- ⁴ F. LAGOUTINE, Y. LE GALIC u. J. LEGRAND, Standardization of Radionuclides, Proc. Symposium IAEA, S. 603 [1967].
- ⁵ J. S. MERRITT, AECL 27-80 [1967].
- ⁶ J. S. MERRITT u. J. G. V. TAYLOR, AECL 3333, 32 [1969].
- ⁷ A. RYTZ, private Mitteilung.
- ⁸ H. FARRAR, A. K. DASKUPTA u. R. H. TOMLINSON, Can. J. Chem. **39**, 681 [1961].
- ⁹ D. G. FLEISCHMANN, I. V. BUVOVINA u. V. P. NESTEROV, At. Energ. USSR **13**, 592 [1962].
- ¹⁰ B. F. RIDER, J. P. PETERSON u. C. P. RUIZ, Nucl. Sci. Eng. **15**, 284 [1963].
- ¹¹ L. A. DIETZ, C. F. PACHUCKI u. G. A. LAND, Anal. Chem. **35**, 797 [1963].
- ¹² K. F. FLYNN, L. E. GLENDEENIN, A. L. HARKNESS u. E. P. STEINBERG, J. Inorg. Nucl. Chem. **27**, 21 [1965].
- ¹³ S. A. REYNOLDS, J. F. EMERY u. E. I. WYATT, Nucl. Sci. Eng. **32**, 46 [1968].
- ¹⁴ S. KATCOFF u. H. ABRASK, Phys. Rev. **103**, 966 [1956].
- ¹⁵ E. I. WYATT, S. A. REYNOLDS, T. H. HANDLEY, W. S. LYON u. H. A. PARKER, Nucl. Sci. Eng. **11**, 74 [1961].

panz der bisher veröffentlichten Werte für die Halbwertszeit (Tab. 2) besonders groß ist. Eine genaue Kenntnis ist jedoch wegen der Bedeutung von ^{133}Ba als „Mock“-Standard für ^{131}J und seiner häufigen Verwendung zur Kalibrierung von Ge(Li)-Spektrometern unbedingt notwendig.

1. Meßanordnung

Abb. 1 zeigt den schematischen Aufbau der verwendeten Anordnung. Als Detektor dient eine mit Luft unter Atmosphärendruck gefüllte (offene) $4\pi\gamma$ -Ionisationskammer (IK) von 250 mm Durchmesser und 300 mm Höhe mit einem zentralen Schacht von 30 mm Durchmesser und 190 mm Tiefe zur Aufnahme der Präparate P. Die Stromempfindlichkeit beträgt $1,3 \cdot 10^{-13} \text{ A}/\mu\text{Ci}$ für ^{226}Ra , der Nullstrom $2 \cdot 10^{-14} \text{ A}$. Normalerweise wird die Kammer mit einer Sammelspannung von 400 V betrieben, die einem Satz von Anodenbatterien entnommen wird.

Wesentlicher Vorteil einer solchen Kammer für die hier beschriebenen Untersuchungen ist die verhältnismäßig geringe Abhängigkeit des Ionisationsstromes von der Lage der Strahlenquelle. Abb. 2 zeigt die relative Stromänderung bei a) vertikaler und b) radialer Verschiebung einer nahezu punktförmigen Strahlenquelle im unteren Teil des Kammerschachtes. Mit geeigneten Halterungen ist eine Zentrierung der Präparate auf 0,5 mm möglich, so daß sich im Hinblick auf die Meßgeometrie eine Reproduzierbarkeit der Messungen von weniger als $1 \cdot 10^{-4}$ erreichen läßt.

Im Gegensatz zu dem meist üblichen Verfahren der Kondensator-Aufladung bzw. -Entladung wird hier der Spannungsabfall U an einem Widerstand (R) von 10^{10} bis 10^{12} Ohm gemessen. Der Spannungsabfall U von maximal 1 Volt wird durch eine Gegenspannung U_K am Kompensator K (General Resistance, DAV 45; Toleranzgenauigkeit $\pm 0,001\%$) nahezu vollkommen kompensiert, die verbleibende Restspannung U_E wird mit einem Schwingkondensator-Elektrometerverstärker E (Friesike und Hoepfner, Modell FH 56) im empfindlichsten Bereich von 10 mV gemessen. Zur Mittelung über die durch den radioaktiven Zerfall bedingten statistischen Schwankungen ist dem Elektrometerverstärker ein Spannungs-Frequenz-Konverter SFK (Hewlett-Packard, Modell 2210) nachgeschaltet, dessen Ausgangsimpulse

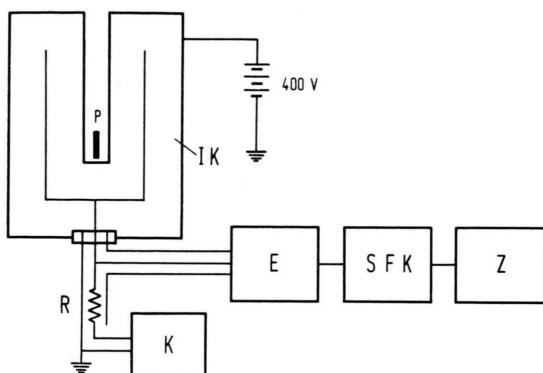


Abb. 1. Schematischer Aufbau der verwendeten Meßanlage.
IK=Ionisationskammer, P=radioaktives Präparat, R=Ableitwiderstand, E=Schwingkondensator-Elektrometer, K=Kompensator, SFK=Spannungs-Frequenz-Konverter, Z=Impulszähler.

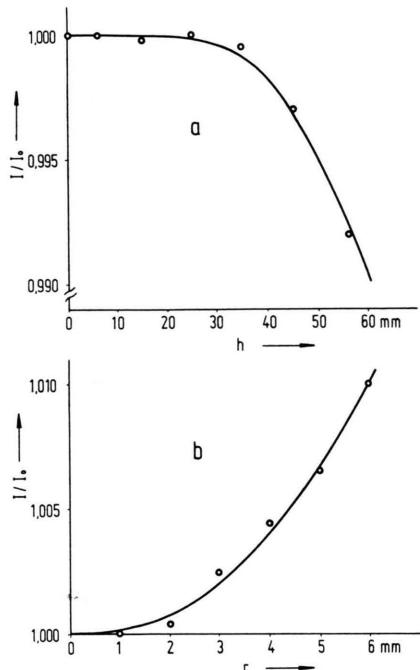


Abb. 2. Änderung des Ionisationsstromes bei vertikaler (a) und radialer (b) Verschiebung der Strahlenquelle (h =Höhe der Quelle über dem Boden des Kammerschachts, r =Abweichung von der Mittellachse).

über eine vorwählbare Integrationszeit t (normalerweise 200 s) im Zähler Z aufsummiert werden. Die Anzahl der Impulse dividiert durch t ist — unter Berücksichtigung der Spannungsverstärkung von E — ein Maß für die über t gemittelte Restspannung \bar{U}_E am Elektrometer-Eingang. Als Meßwert dient $U = U_K + \bar{U}_E$.

Die Anlage ist in einem nach Norden gelegenen Kellerraum ohne künstliche Klimatisierung aufgebaut. Die

Kurzzeitkonstanz der Anlage wurde nach einem von GARFINKEL¹⁶ angegebenen Verfahren untersucht, bei dem die relativen Standardabweichungen s von Meßreihen mit verschieden starken Präparaten in Abhängigkeit von $Q^{-1/2}$ aufgetragen werden, wobei Q die in der Meßzeit (Integrationszeit) von der Strahlung erzeugte Ladung ist. Bei konstanter Integrationszeit kann s auch gegen $I^{-1/2}$ (I =Ionisationsstrom) aufgetragen werden. Die Extrapolation von s auf $Q^{-1/2}=0$ bzw. $I^{-1/2}=0$ liefert die der statistischen Schwankung der Strahlung überlagerte und von Q unabhängige Kurzzeitschwankung („innere“ Standardabweichung s_i) der Apparatur. Wie aus Abb. 3 hervorgeht, ist dieser Wert bei unserer Anlage etwa $5 \cdot 10^{-5}$.

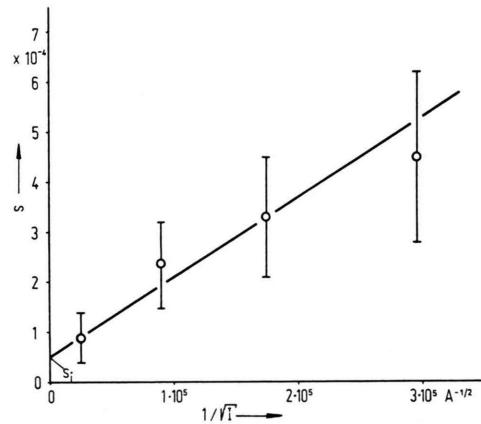


Abb. 3. Relative Standardabweichungen s für Einzelmessungen mit Integrationszeiten von 200 s als Funktion von $I^{-1/2}$ (I =Ionisationsstrom); s_i =„innere“ Standardabweichung der Meßapparatur.

2. Meßverfahren

Um Langzeitschwankungen während den über dreijährigen Untersuchungen auszuschalten, wurden die Messungen relativ zu einem ^{226}Ra -Standard mit vergleichbarer Ionisierung vorgenommen. Ein möglicher Gang während eines Vergleichs wurde durch mehrfache abwechselnde Messungen von Ra-Standards und Meßpräparat weitgehend eliminiert. Jeder für die spätere Auswertung benutzte Meßpunkt setzt sich aus jeweils 6 Einzelmessungen von Präparat und Ra-Standard mit einer Integrationszeit von 200 s zusammen, eingeschlossen zwischen Messungen des Nullstroms am Anfang und Ende. Vor jeder Meßreihe wurde der Nullpunkt des Elektrometer-Verstärkers nachjustiert. Das Teilverhältnis des Kompensators K wurde monatlich überprüft.

Wie erwähnt, wurde eine mit der Außenluft in Verbindung stehende „offene“ Ionisationskammer

¹⁶ S. B. GARFINKEL, Rev. Sci. Instrum. **30**, 439 [1959].

verwendet. Da die Korrektion für Luftdruck- und Temperaturschwankungen von der Energie der Photonenstrahlung abhängt, ist auch bei einer Relativmessung gegenüber einem Ra-Standard eine wenn auch geringe Dichtekorrektion erforderlich. Diese Energieabhängigkeit ist darauf zurückzuführen, daß z. B. bei weicher Photonenstrahlung ein verhältnismäßig größerer Anteil der in der Wandung ausgelösten Elektronen im Kamervolumen vollständig abgebremst wird, so daß die von diesem Anteil herührende Ionisation sich mit der Dichte nicht ändert. Im Falle von ^{226}Ra ergab sich bei unserer Kammer dieser Anteil zu etwa 10%.

Die Dichtekorrektion für den Vergleich der verwendeten Radionuklide mit ^{226}Ra wurde experimentell bestimmt. Führt man diese Messungen durch schrittweise Druckänderung des Kamergases aus, so ist darauf zu achten, daß durch die Expansion bzw. Kompression sich gleichzeitig die Temperatur des Gases ändert. Um Fehlmessungen zu vermeiden, muß daher zunächst Temperaturgleichgewicht mit der Kammerwandung abgewartet werden.

Für die innerhalb der 3-jährigen Meßperiode auftretenden Dichteänderungen von maximal 3% ergab sich im Falle von ^{60}Co : Ra eine Korrektion um maximal 0,25%, während sie bei ^{137}Cs und ^{133}Ba unter 0,1% lag. Eine spätere Auftragung der gemessenen und für den radioaktiven Zerfall korrigierten Ionisationsverhältnisse als Funktion der Luftdichte ließ keine eindeutige Korrelation mehr erkennen.

3. Strahlenquellen

Im Falle von ^{60}Co lag der radioaktive Stoff in fester metallischer Form vor. Die Aktivität betrug zu Beginn der Messungen (Juli 1966) 434 μCi . Da das Präparat zu diesem Zeitpunkt bereits mindestens 10 Jahre alt war, können kurzlebige Verunreinigungen ausgeschlossen werden. Das mit einem Ge(Li)-Detektor aufgenommene Gammaspektrum ließ keine Verunreinigungen erkennen. Die Nachweisgrenze lag bei einer relativen Häufigkeit von $5 \cdot 10^{-4}$ für Energien unterhalb und $1 \cdot 10^{-5}$ für Energien oberhalb 1,33 MeV.

Die Halbwertszeitbestimmung von ^{137}Cs wurde mit einer in einer Glasampulle eingeschmolzenen CsCl-Lösung von etwa 1 ml vorgenommen. Die Aktivität der bereits im Jahr 1955 bezogenen Lösung betrug zu Beginn der Messungen 1570 μCi . Untersuchungen am Ge(Li)-Spektrometer ließen als Ver-

unreinigung lediglich ^{134}Cs erkennen (Nachweisgrenze wie bei ^{60}Co). Durch Vergleich der Fläche unter der ^{134}Cs -Doppellinie bei 796 und 802 keV mit derjenigen der ^{137}Cs -Linie ergab sich unter Berücksichtigung des unterschiedlichen Ansprechvermögens und der Emissionswahrscheinlichkeiten ein Aktivitätsanteil an ^{134}Cs von $(1,17 \pm 0,10) \cdot 10^{-4}$ im November 1969 entsprechend $3,37 \cdot 10^{-4}$ zu Beginn der Messungen im Juli 1966.

Das ^{133}Ba lag ebenfalls als Lösung von BaCl_2 in einer abgeschmolzenen Glasampulle vor. Die Aktivität betrug im Juli 1967 etwa 53 μCi . Die Lösung stammte aus dem Jahre 1960, so daß auch hier kurzlebige Verunreinigungen ausgeschlossen werden können. Das im November 1969 aufgenommene Gammapektrum ließ nur Linien erkennen, die mit dem Zerfallsschema des ^{133}Ba in Einklang stehen. Da die stark abweichenden Literaturwerte für die Halbwertszeit sich nur durch Verunreinigungen erklären lassen, wurden außerdem Untersuchungen an einer jüngeren Lösung aus dem Jahre 1967 vorgenommen, jedoch ließen sich auch hier keine zusätzlichen Linien erkennen. Außerdem stimmten die relativen Gammaintensitäten bei beiden Lösungen überein, so daß auch der sehr unwahrscheinliche Fall einer Verunreinigung im Bereich einer der Gammalinen ausgeschlossen werden muß.

Zum Vergleich wurden zwei Ra-Präparate aus dem Ra-Standardsatz der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt herangezogen, die Ra-Ba-Salz in loser Schüttung, eingeschmolzen in Glaskörnchen von 3 mm Durchmesser und etwa 40 mm Länge, enthalten. Das zur Messung der nahezu gleich stark ionisierenden ^{60}Co - und ^{137}Cs -Präparate benutzte Ra-Präparat (A) enthielt 662 μg ^{226}Ra , das für die schwächere ^{133}Ba -Lösung verwendete Präparat (B) 54,3 μg ^{226}Ra . Da beide Präparate bereits über 45 Jahre alt waren, können störende Verunreinigungen durch ^{228}Ra (Ms Th_1) ausgeschlossen werden. Sie waren außerdem 1935 und 1956 sehr sorgfältig mit dem primären Ra-Standard (Hönigschmid-Standard) verglichen worden. Die gute Übereinstimmung beider Anschlußmessungen, d. h. die Gleichheit des Abfalls von Primär- und Sekundärstandard in den dazwischenliegenden 20 Jahren läßt eine ^{228}Ra -Verunreinigung von mehr als 0,2% im Jahre 1935 mit Sicherheit ausschließen. Bei einem Alter von 45 Jahren befindet sich das Radium allerdings noch nicht vollständig im Gleichgewicht mit ^{210}Pb ($T_{1/2} = 22$ a); der jährliche Anstieg beträgt bei diesem Alter noch

etwa 0,7% des Gleichgewichtszustandes. Der Beitrag von ^{210}Pb und seinen Zerfallsprodukten zur Gesamtionisation eines Ra-Präparates, hervorgerufen in erster Linie durch die schwache Gammastrahlung des ^{210}Pb und Bremsstrahlung des ^{210}Bi , wurde experimentell durch Messung eines ^{210}Pb -Präparates von 2 mCi unter gleichen geometrischen Bedingungen zu $1,7 \cdot 10^{-3}$ bestimmt. Das bedeutet, daß zum Zeitpunkt unserer Halbwertszeit-Messungen die jährliche Abnahme der Ionisation der verwendeten Ra-Präparate um $1,2 \cdot 10^{-5}$ geringer war als sie sich aus dem Zerfall des ^{226}Ra ($\lambda = 4,33 \cdot 10^{-4} \text{ a}^{-1}$) ergibt.

Um eine reproduzierbare Lage der Quellen im Schacht der Ionisationskammer, insbesondere in radialer Richtung, zu gewährleisten, waren alle Präparate in eigenen Halterungen aus Plexiglas eingesetzt, die genau in die Kammer paßten. Bis auf den schwachen Ra-Standard B von $54,3 \mu\text{g}$, der auch noch zu anderen Messungen benutzt werden mußte, blieben die Präparate während der gesamten Meßperiode fest in diesen Halterungen eingebaut. Da bei der Messung von ^{60}Co und ^{137}Cs eine Reproduzierbarkeit in der Größenordnung von 10^{-4} angestrebt war, die Eigenabsorption der Gammastrahlung im Salz des verwendeten Ra-Vergleichsstandards jedoch 1 bis 1,5% betrug, mußte sichergestellt werden, daß sich dieser Wert um nicht mehr als 1% änderte. Der Ra-Standard A wurde daher stets in der gleichen Lage aufbewahrt, in der er auch gemessen wurde, und sorgfältig vor Erschütterungen geschützt.

4. Meßergebnisse

Die Logarithmen der gemessenen Ionisationsverhältnisse (korrigiert für Druck und Temperatur des Kammergases) wurden als Funktion der Zeit nach der Methode der kleinsten Quadrate durch eine Gerade angenähert. Der gleichzeitige Zerfall des ^{226}Ra war dabei unter Zugrundelegung einer Halbwertszeit von $T_{1/2} = (1599 \pm 7)$ Jahre¹⁷ entsprechend einer Zerfallskonstanten von $\lambda = (1,185 \pm 0,006) \cdot 10^{-6} \text{ d}^{-1}$ berücksichtigt. Für die hier allein interessierende Abnahme der Ionisation erniedrigte sich der Wert von λ infolge des Anstiegs von ^{210}Pb um $3,3 \cdot 10^{-8} \text{ d}^{-1}$. Die Unsicherheit dieser Korrektion wird, da der Ionisationsbeitrag des ^{210}Pb und Folgeprodukte sehr stark von der Zusammensetzung des Ra-Salzes

und der Eigenabsorption abhängt, zu $\pm 30\%$ angenommen. Für den zeitlichen Abfall der Ionisation der Ra-Präparate während der Meßperiode ist daher mit einem Wert von $\lambda' = (1,152 \pm 0,016) \cdot 10^{-6} \text{ d}^{-1}$ zu rechnen.

Im Falle von ^{60}Co und ^{137}Cs , bei denen der Ionisationsstrom am Anfang der Messungen etwa $8 \cdot 10^{-11} \text{ A}$ betrug, wurde eine Korrektion für unterschiedliche Sättigungsverluste bei der Strommessung am Anfang und Ende der Meßperiode angebracht. Die Sättigungsverluste in Abhängigkeit vom Ionisationsstrom waren experimentell durch Messung des Stromes I bei verschiedenen Sammelspannungen U und linearer Extrapolation von $I = f(1/U)$ gegen $1/U = 0$ ermittelt worden. Die Unsicherheit dieser Korrektion wird zu $\pm 10\%$ abgeschätzt.

Die angegebenen Fehler entsprechen einer statistischen Sicherheit von 68% (1 σ -Regel), wobei die Fehler der Korrekturen arithmetisch addiert wurden.

^{60}Co : Aus der Ausgleichsrechnung unter Berücksichtigung der Abnahme des Ra-Präparates ergab sich eine Zerfallskonstante von

$$\lambda_1 = (3,59842 \pm 0,00062) \cdot 10^{-4} \text{ d}^{-1}.$$

Die Differenz der Sättigungsverluste zwischen Anfang und Ende der Meßperiode von 1217 Tagen betrug $1,6 \cdot 10^{-4}$, so daß sich der Wert von λ um $(0,00130 \pm 0,00013) \cdot 10^{-4} \text{ d}^{-1}$ erhöht. Da bei ^{60}Co keinerlei Verunreinigungen festgestellt wurden, ergibt sich somit eine Zerfallskonstante von

$$\lambda = (3,59972 \pm 0,00075) \cdot 10^{-4} \text{ d}^{-1}$$

entsprechend einer Halbwertszeit von

$$T_{1/2} = (1925,56 \pm 0,40) \text{ d} = (5,2719 \pm 0,0011) \text{ a}.$$

Das Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit früheren Messungen an der gleichen Quelle zwischen dem 21. 6. 1963 und 6. 8. 1964, aus denen sich eine Halbwertszeit von $(5,272 \pm 0,006)$ Jahren ergab.

^{137}Cs : Aus der Ausgleichsrechnung (mit Abfall von Ra) ergab sich eine Zerfallskonstante von

$$\lambda_1 = (0,63854 \pm 0,00052) \cdot 10^{-4} \text{ d}^{-1}.$$

Durch den Unterschied in den Sättigungsverlusten von $2,8 \cdot 10^{-5}$ erhöht sich dieser Wert auf

$$\lambda_2 = (0,63877 \pm 0,00054) \cdot 10^{-4} \text{ d}^{-1}.$$

Der Aktivitätsanteil der ^{134}Cs -Verunreinigung betrug $3,37 \cdot 10^{-4}$ am Anfang und $1,17 \cdot 10^{-4}$ am Ende der Meßperiode. Da die Gammastrahlung von ^{134}Cs

¹⁷ H. RAMTHUN, Nukleonik 8, 244 [1966].

bei gleicher Aktivität eine um den Faktor 2,30 höhere Ionisation erzeugt als ^{137}Cs , sind die Aktivitätsverhältnisse mit 2,30 zu multiplizieren, um den hier allein interessierenden Ionisationsanteil der Verunreinigung zu erhalten. Dieser Umrechnungsfaktor wurde aus den Energien und Emissionswahrscheinlichkeiten der Gammaübergänge unter Berücksichtigung der Energieabhängigkeit der verwendeten Ionisationskammer ermittelt.

Durch die Abnahme des Ionisationsanteils der ^{134}Cs -Verunreinigung um $5,06 \cdot 10^{-4}$ während der Meßperiode erniedrigt sich der Wert von λ_2 um $(0,00410 \pm 0,00041) \cdot 10^{-4} \text{ d}^{-1}$. Die Zerfallskonstante von ^{137}Cs ergibt sich damit zu

$$\lambda = (0,63467 \pm 0,00095) \cdot 10^{-4} \text{ d}^{-1}$$

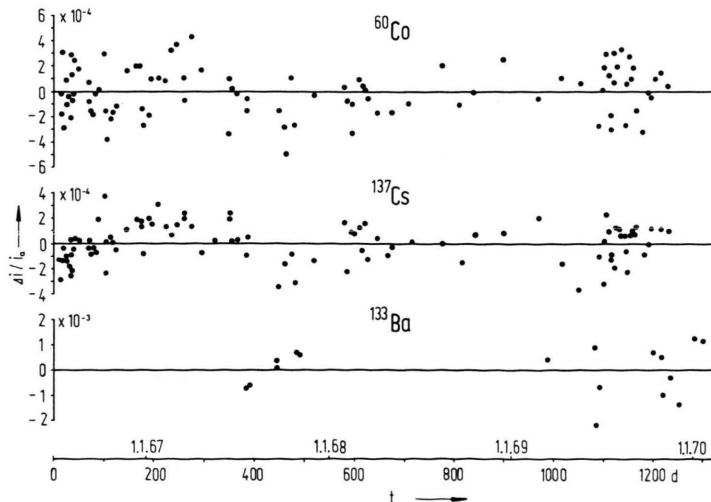
und damit die Halbwertszeit zu

$$T_{1/2} = (29,901 \pm 0,045) \text{ a.}$$

Messungen an der gleichen Lösung zwischen 1963 und 1964, d. h. zu einer Zeit, als die ^{134}Cs -Verunreinigung noch wesentlich stärker war, hatten unter Berücksichtigung der damaligen Verunreinigung eine Halbwertszeit von $(30,08 \pm 0,22)$ Jahren ergeben. Die befriedigende Übereinstimmung innerhalb der Fehler kann als Beweis für die Richtigkeit der Korrektion gewertet werden.

^{133}Ba : Da keine Verunreinigungen festgestellt werden konnten und die Sättigungsverluste vernachlässigbar klein waren, ergibt sich die Zerfallskonstante von ^{133}Ba mit dem aus der Ausgleichsrechnung unter Berücksichtigung des Abfalls von Ra gewonnenen Wert zu

$$\lambda = (1,8333 \pm 0,0070) \cdot 10^{-4} \text{ d}^{-1}$$



entsprechend einer Halbwertszeit von

$$T_{1/2} = (10,352 \pm 0,040) \text{ a.}$$

Das Ergebnis ist auch hier in guter Übereinstimmung mit früheren Messungen aus den Jahren 1961 und 1964 an anderen Ampullen dieser Lösung relativ zu ^{226}Ra , die unter Berücksichtigung der abweichenden Lösungsmengen auf Halbwertszeiten von 10,3 bzw. 10,4 Jahren führten.

Streuung der Meßwerte

In Abb. 4 sind die relativen Abweichungen $\Delta i/i_a$ der gemessenen Ionisationsverhältnisse vom Wert i_a der ausgleichenden Exponentialfunktion zum Zeitpunkt der Messungen aufgetragen. Wie ein im Falle von ^{60}Co und ^{137}Cs vorgenommener χ^2 -Test zeigte, folgt ihre Streuung einer Normalverteilung mit Standardabweichungen von $s = 2,0 \cdot 10^{-4}$ bei ^{60}Co und $s = 1,5 \cdot 10^{-4}$ bei ^{137}Cs . Aus den in Abb. 3 dargestellten Untersuchungen über die Standardabweichungen wäre für die hier gemessenen Ströme zwischen 5 und $8 \cdot 10^{-11} \text{ A}$ bei 6 Einzelmessungen je Meßpunkt mit einer relativen Standardabweichung der Ionisationsverhältnisse von $1,3 \cdot 10^{-4}$ (^{60}Co) bzw. $1,2 \cdot 10^{-4}$ (^{137}Cs) zu rechnen gewesen. Der gefundene Mehrbetrag bei der Langzeitmessung ist wahrscheinlich auf eine noch vorhandene Unsicherheit bei der Dichtekorrektion zurückzuführen. Im Falle von ^{60}Co kommt hinzu, daß bei der Ausgleichsrechnung lediglich mit vollen Tagen gerechnet wurde, die unterschiedlichen Abweichungen der wahren Meßzeit von 12⁰⁰ mittags (± 2 bis 3 Stunden) jedoch keine Berücksichtigung fanden. Da die Aktivitätsabnahme in einer Stunde jedoch $0,15 \cdot 10^{-4}$

Abb. 4. Relative Abweichungen der gemessenen Ionisationsverhältnisse ($\Delta i/i_a$) vom Wert i_a der ausgleichenden Exponentialfunktion zum Zeitpunkt der Messung als Funktion der Zeit.

beträgt, ist ein Teil des beobachteten Mehrbetrags von $0,3$ bis $0,4 \cdot 10^{-4}$ bereits hierauf zurückzuführen.

Bei ^{133}Ba war wegen der geringeren Ströme mit einer Standardabweichung von $\pm 0,4 \cdot 10^{-3}$ zu rechnen, gefunden wurde hingegen $\pm 1 \cdot 10^{-3}$. Der Mehrbetrag von $0,6 \cdot 10^{-3}$ lässt sich zum größten Teil auf Schwankungen der Eigenabsorption des Ra-Standards B zurückführen, der zwischen den einzelnen Messungen aus seiner Halterung entnommen wurde. Für die vorliegende Meßanordnung berechnet sich die Eigenabsorption des Standards zu 1 bis 1,5%, so daß Änderungen dieses Betrages um ± 4 bis 6%,

wie sie auch bei anderen Messungen an Ra-Präparaten mit loser Salzschüttung beobachtet werden, den gefundenen Mehrbetrag erklären. Ebenso wie die oben erwähnten Unsicherheiten der Dichte- und Zeitkorrektion gehen diese Schwankungen wegen ihrer statistischen Natur nur in den Fehler, nicht aber in das Ergebnis selbst ein.

Herrn Dr. U. SCHÖTZIG danken wir für seine Hilfe bei den Reinheitsuntersuchungen der verwendeten Präparate, Frau B. HÖHNE für ihre Mitarbeit bei der rechnerischen Auswertung. Besonderer Dank gebührt den Herren K. MATZAT und H. SCHWARZ für die sorgfältige Durchführung der langwierigen Messungen.

Relaxation des 5^1P_1 -Zustandes von Cadmium bei Stößen mit Edelgasatomen und Wasserstoffmolekülen *

R. PEPPERL

I. Physikalisches Institut der Justus-Liebig-Universität Gießen

(Z. Naturforsch. **25 a**, 927—936 [1970]; eingegangen am 4. April 1970)

The linewidth of the Hanle effect signal of the orientation and alignment of the resonance level 5^1P_1 of the cadmium isotope Cd 114 is measured as a function of the pressure of various noble gases, of hydrogen and deuterium. The cross sections for broadening of the orientation and alignment signals due to atomic collisions are derived from the pressure dependence of the linewidth. The multipole depolarization-cross sections were found to be

$$\begin{aligned}\sigma_D^{(1)} &= (141 \pm 12) \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2, \\ \sigma_D^{(1)} &= (103 \pm 9) \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2, \\ \sigma_D^{(1)} &= (281 \pm 24) \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2, \\ \sigma_D^{(1)} &= (369 \pm 35) \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2, \\ \sigma_D^{(1)} &= (547 \pm 49) \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2,\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\sigma_D^{(2)} &= (109 \pm 10) \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2 \text{ for He,} \\ \sigma_D^{(2)} &= (88 \pm 9) \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2 \text{ for Ne,} \\ \sigma_D^{(2)} &= (231 \pm 20) \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2 \text{ for Ar,} \\ \sigma_D^{(2)} &= (302 \pm 26) \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2 \text{ for Kr,} \\ \sigma_D^{(2)} &= (412 \pm 39) \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2 \text{ for Xe.}\end{aligned}$$

In order to separate the depolarization effects from quenching effects in the case of hydrogen and deuterium polarization measurements of the resonance radiation were also undertaken. The alignment depolarization- and the quenching cross sections were found to be

$$\begin{aligned}\sigma_D^{(2)} &= (62 \pm 6) \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2, \\ \sigma_D^{(2)} &= (79 \pm 8) \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2,\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\sigma^{(0)} &= (24 \pm 3) \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2 \text{ for H}_2, \\ \sigma^{(0)} &= (47 \pm 5) \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2 \text{ for D}_2.\end{aligned}$$

I. Einleitung

Stoßprozesse zwischen angeregten Atomen (Systematomen) und Atomen im Grundzustand (Badatomen) erzeugen eine Verbreiterung, Verschiebung und asymmetrische Form der Spektralverteilung, sowie eine Depolarisation der emittierten Fluoreszenzstrahlung^{1, 2}. Im folgenden wird der Einfluß von zwei Stoßwirkungen, nämlich der *Fluoreszenzlösung* und der *Depolarisation*, auf die Breite der

entarteten magnetischen Zeeman-Niveaus des angeregten Zustandes der Systematome betrachtet. Der Wirkungsquerschnitt für die Fluoreszenzlösung charakterisiert die Abnahme der Gesamtbesetzung, der Wirkungsquerschnitt für die Depolarisation die Umbesetzung der magnetischen Unterniveaus des angeregten Zustandes der Systematome. Die Besetzung der magnetischen Unterniveaus wird durch den linearen bzw. zirkularen Polarisationsgrad der Fluoreszenzstrahlung gemessen. Der zirkulare Polarisations-

* Auszug aus D 26.

Sonderdruckanforderungen an Dr. R. PEPPERL, I. Physikalisches Institut der Universität Gießen, D-6300 Gießen, Leihgesterner Weg 104—108.

¹ V. N. REBANE, Opt. Spectr. USSR **26**, 371 [1969].

² P. R. BERMAN u. W. E. LAMB JR., Phys. Rev. **187**, 221 [1969].