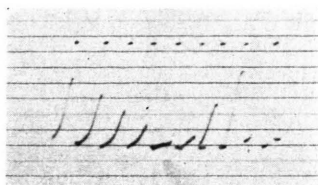
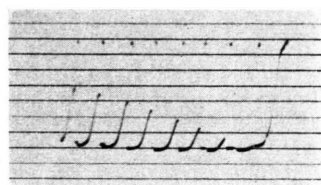


Abb. 6. Abfallsignale einer Nickelsulfat-Lösung.

Konzentration: $8,05 \cdot 10^{20} \text{ Ni}^{++}/\text{cm}^3$;
 $180^\circ - 90^\circ$ -Impulsfolge;
 Zeitachse: $1 \text{ mm} \triangleq 146 \mu\text{sec}$;
 $T_1 = 1,66 \text{ msec}$ bzw. $T_1 = 1,69 \text{ msec}$.



a)



b)

Abb. 7. Abfallsignale einer Nickelchlorid-Lösung.

Konzentration: $2,23 \cdot 10^{20} \text{ Ni}^{++}/\text{cm}^3$. a) $180^\circ - 90^\circ$; b) $90^\circ - 90^\circ$ -Impulsfolge.
 Zeitachse: $1 \text{ mm} \triangleq 242 \mu\text{sec}$; a) $T_1 = 4,62 \text{ msec}$; b) $T_1 = 4,52 \text{ msec}$.

180° -Impuls ist nur das Dach zu erkennen. Alle anderen Impulse haben einen Drehwinkel von 90° und wurden nacheinander registriert. Die Abbildung wurde also achtmal belichtet. T_1 kann sowohl aus dem Abstand des Amplitudenminimums vom ersten Impuls [$T_1 = t_{2\text{min}}/\ln 2$, vgl. (8)] als auch aus dem Verlauf des anschließenden Amplitudenanstiegs ermittelt werden. Übereinstimmend ergab sich $T_1 = 1,7 \text{ msec}$.

In den Abb. 7 a und b wurde die Spin-Gitter-Relaxationszeit einer Nickelchloridlösung gemessen. In Abb. 7 b hat auch der erste Impuls einen Drehwinkel von 90° . Damit erreicht das Abfallsignal nach ihm seinen maximalen Wert, während das Minimum des zweiten Abfallsignals in den Zeitnullpunkt gewandert ist.

Herrn Prof. Dr. H. O. KNESER habe ich für seine stete Unterstützung zu danken.

Coulomb-Anregung der Rotationszustände der Kerne Gd^{155} und Gd^{157}

Von J. H. BJERREGAARD und U. MEYER-BERKHOUT

Aus dem Institut für Theoretische Physik der Universität Kopenhagen
 (Z. Naturforschg. II a, 273—277 [1956]; eingegangen am 2. März 1956)

Durch Beschuß von Gd^{155} - und Gd^{157} -Kernen mit Protonen und α -Teilchen von 1,75 MeV konnten die ersten zwei Rotationszustände dieser beiden Kerne angeregt und ihre Energien und Anregungsquerschnitte gemessen werden.

Kürzlich konnten TEMMER und HEYDENBURG¹ durch Beschuß von Gadolinium-Proben, in denen das Isotop Gd^{155} stark angereichert war, mit α -Teilchen einer Energie von 6 MeV die Anregung eines kollektiven Rotationsniveaus dieses Kernes bei 145 keV mit Hilfe eines γ -Szintillationsspektrometers nachweisen. Auch ein Rotationszustand des Gd^{157} -Kernes bei 131 keV war bereits auf Grund ihrer COULOMB-Anregungsmessungen bekannt. Die energetische Lage dieser Terme und die beobachtete Größenordnung der Anregungs-Wirkungsquerschnitte legten die Vermutung nahe, daß es sich bei den gemessenen Niveaus um die zweiten angeregten Rotationszustände

handelt, worauf bereits TEMMER und HEYDENBURG hingewiesen haben.

Diese Vermutung konnte jetzt experimentell bestätigt werden. Wir bombardierten dünne Gd-Oxydschichten mit α -Teilchen bzw. Protonen von 1,75 MeV. Es wurde das Impulsspektrum der beim Übergang der angeregten Kerne in ihren Grundzustand emittierten Konversionselektronen mit einem β -Spektrometer aufgenommen.

Die experimentelle Anordnung ist bereits an anderer Stelle beschrieben². Die Anregungsquerschnitte erhielten wir aus den gemessenen Konversionselektronenausbeuten und den bombardierten Gd-Schichtdicken.

¹ G. M. TEMMER u. N. P. HEYDENBURG, Phys. Rev. **100**, 150 [1955].

² T. HUUS, J. H. BJERREGAARD u. B. ELBEK, Dan. Mat. Fys. Medd. **30**, Nr. 17 [1956]. In dieser Arbeit und in der in der vorhergehenden Fußnote zitierten Veröffentlichung sind die Gleichungen zusammengefaßt, welche bei der

Auswertung unserer Messungen zugrunde gelegt wurden. Ferner sei auf eine zusammenfassende Darstellung der Theorie der COULOMB-Anregung und der bisher vorliegenden experimentellen Ergebnisse hingewiesen: K. ALDER, A. BOHR, T. HUUS, B. R. MOTTELSON u. A. WINTHER, Rev. Mod. Phys.; in Vorbereitung.



Letztere bestimmten wir, indem wir die Targets mit Protonen bekannter Energie beschossen und die Zahl der in der Schicht von Gd-Kernen in einen definierten Raumwinkel elastisch zurückgestreuten Teilchen mit Hilfe eines Protonenspektrometers ermittelten.

Die Dicke der Gd-Oxydschichten war stets sehr klein gegenüber der Reichweite der einfallenden Teilchen. Für α -Partikel verwendeten wir Lagen von etwa $50 \mu\text{gcm}^{-2}$, während die Messungen mit Protonen an ungefähr fünfmal dickeren Targets durchgeführt wurden³. Die Herstellung sehr homogener Gd-Oxydschichten erfolgte durch mehrfaches Auftragen einer Lösung des Nitrats in einem organischen Lack auf eine Aluminiumunterlage und anschließende wiederholte Erhitzung auf rund 500°C , wobei der Lack vollständig verbrannte⁴.

Der eindeutige Nachweis der Existenz eines Rotationsniveaus des Korns Gd^{155} bei etwa 60 keV wurde durch Bombardierung stark mit dem Isotop Gd^{155} angereicherter Gd-Oxydschichten mit α -Teilchen von 1,75 MeV erbracht. Wir konnten die L_1 - und die $M_1(+N_1)$ -Konversionslinien⁵, die diesem Rotationszustand zuzuordnen sind, messen. Dagegen dürfte die K_1 -Konversionslinie infolge des bei kleinen Energien zu erwartenden sehr intensiven kontinuierlichen Elektronenuntergrunds nur schwer zu beobachten sein⁶. Das zweite Rotationsniveau dieses Korns konnte mit α -Teilchen von 1,75 MeV nicht merklich und mit Protonen dieser Energie nur schwach angeregt werden. Nachweisbar waren die K_2 - und die L_2 -Konversionslinien. Dagegen deckten sich alle Linien, die zum Kaskadenzerfall gehören, mit Konversionslinien angeregter Gd^{156} - und Gd^{158} -Kerne, die geringfügig im Target enthalten waren. Das Verhältnis der gemessenen Energien der Rotationsniveaus beträgt $\Delta E_2 : \Delta E_1 = 2,43 \pm 0,07$, während der theoretische Wert für stark deformierte Kerne mit der Drehimpulsquantenzahl $I_0 = 3/2$ gleich 2,40 ist⁷. Dieses Ergebnis kann als Bestätigung der kürzlich von JENKINS und SPECK⁸ zu $I_0 = 3/2$ gemessenen Kerndrehimpulsquantenzahl des Gd^{155} gewertet werden.

In analoger Weise wurden beim Bombardement von Gd-Oxydschichten, in denen das Isotop Gd^{157}

stark angereichert war, zwei Rotationsniveaus dieses Korns bei 54,6 und 132 keV gemessen. Die Lage des zweiten angeregten Rotationszustands konnte bei diesem Isotop jedoch nur aus der Energie der L_2 -Konversionslinie ermittelt werden. Das Auflösungsvermögen unseres β -Spektrometers reichte nicht aus, um die anderen Konversionslinien, die bei der Anregung des zweiten Rotationsniveaus auftreten, von den Linien zu trennen, die den in der Probe ebenfalls schwach enthaltenen Isotopen Gd^{156} , 158 , 160 zuzuordnen sind. Der Verhältniswert der gemessenen Energien der beiden ersten Rotationsterme dieses Isotops beträgt

$$\Delta E_2 : \Delta E_1 = 2,42 \pm 0,07$$

und kann wiederum als eine Bestätigung für $I_0 = 3/2$ aufgefaßt werden^{8,9}.

Abb. 1 ist ein Ausschnitt aus dem beobachteten Konversionselektronenspektrum des Gd^{157} beim

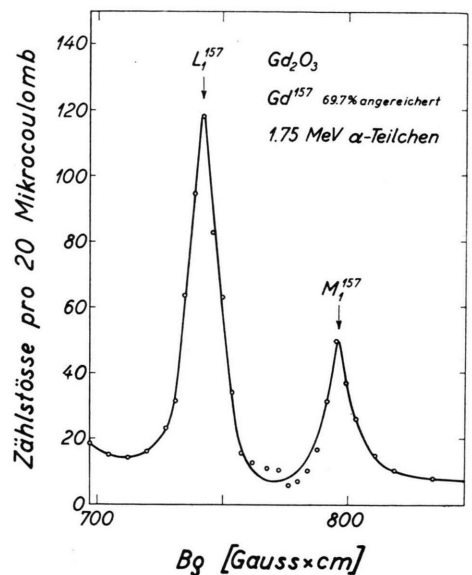


Abb. 1. Ausschnitt aus dem beobachteten Konversionselektronenspektrum beim Bombardement von Gd^{157} mit α -Teilchen. Es ist die L_1 - und die $M_1(+N_1)$ -Linie gezeigt. Der Target enthielt $53 \mu\text{g Gd pro cm}^2$.

³ Das Bremsvermögen von Gd-Oxyd für Protonen von 1,75 MeV beträgt etwa 60 keV/mgcm^{-2} . Für α -Teilchen dieser Energie ist ungefähr der achtfache Betrag anzunehmen.

⁴ K. M. GLOVER u. P. BORELL, J. Nucl. Energy 1, 214 [1955].

⁵ Im folgenden bezeichnen die arabischen Indizes an den Konversionselektronenlinien stets das Rotationsniveau, von dem der entsprechende Übergang ausgeht. Direkte Übergänge vom zweiten Rotationsterm in den Grundzustand sind durch eine „2“ gekennzeichnet, während der Index „21“ den Kaskadenübergang vom zweiten in den ersten angeregten Rotationszustand charakterisiert.

⁶ C. ZUPANCIC u. T. HUUS, Phys. Rev. 94, 205 [1954].

⁷ A. BOHR u. B. R. MOTTELSON, Dan. Mat. Fys. Medd. 27, Nr. 16 [1953].

⁸ F. A. JENKINS u. D. R. SPECK, Bull. Amer. Phys. Soc. 30, Nr. 5, 27 [1955].

⁹ Neuerdings haben auch BERNSTEIN et al. beim Bombardement natürlicher Gd-Proben mit α -Teilchen die L_1 -Konversionslinien der beiden ungeraden Gd-Isotope beobachtet können: E. M. BERNSTEIN u. H. W. LEWIS, Bull. Amer. Phys. Soc. 1, Ser. II, 41 [1956].

Bombardement mit α -Teilchen einer Energie von 1,75 MeV und zeigt die L_1 - und die $M_1 (+N_1)$ -Konversionslinie.

In Tab. 1 sind die Ergebnisse unserer Messungen zusammengefaßt. Außer den Energien der beobachteten Rotationsniveaus sind dort zunächst diejenigen Resultate aufgeführt, die unmittelbar aus den gemessenen Wirkungsquerschnitten folgen. Bei der Auswertung der Messungen ist zu berücksichtigen, daß von allen angeregten Kernen eines Rotations-

Isotop angereich. Häufigk.	— ‰	Gd^{155} 72,3	Gd^{157} 69,7
Erstes Rotationsniveau			
ΔE_1	keV	$60,2 \pm 1,0$	$54,6 \pm 1,0$
$\varepsilon(L_1) \cdot B_{E2}/e^2$	10^{-48} cm^4	$0,47_5$	$0,54_0$
M1-Anteil	‰ M1	95	96
$\varepsilon(L_1)$	—	0,16	0,16
B_{E2}/e^2	10^{-48} cm^2	$2,9_7$	$3,3_8$
Q_0	10^{-24} cm^2	7,6	8,1
Q_0 (100‰ M1)	10^{-24} cm^2	9,1	9,6
Q_0 (100‰ E2)	10^{-24} cm^2	4,0	4,3
Zweites Rotationsniveau			
ΔE_2	keV	146 ± 2	132 ± 2
$\Delta E_2 : \Delta E_1$	—	2,43	2,42
$\varepsilon(K_2) \cdot B_{E2}/e^2$	10^{-48} cm^4	$0,05_9$	—
$\varepsilon(L_2) \cdot B_{E2}/e^2$	10^{-48} cm^4	—	$0,03_2$

Tab. 1.

Erklärung:

$\Delta E_1, \Delta E_2$	Gemessene Energie des ersten und zweiten kollektiven Rotationsniveaus.
$\varepsilon(n) \cdot B_{E2}/e^2$	Partieller B -Wert, aus Dimensionsgründen durch das Quadrat der Elementarladung dividiert. Aus der in Klammern bei ε vermerkten Konversionselektronenlinie ist ersichtlich, auf welchen Übergang sich der betreffende B -Wert bezieht.
$\varepsilon(L_1)$	Berechneter Bruchteil aller angeregten Kerne, die vom ersten Rotationszustand unter Emission eines L_1 -Konversionselektrons in ihren Grundzustand zurückkehren. Die Definition ist sinngemäß auf $\varepsilon(K_2)$ und $\varepsilon(L_2)$ zu übertragen.
B_{E2}/e^2	B -Wert, dividiert durch das Quadrat der Elementarladung. Aus der Tabelle ist der Multipolcharakter der γ -Strahlung ersichtlich, der bei der Berechnung zugrunde gelegt wurde. Es ist nur der B -Wert des ersten Rotationszustands gegeben.
Q_0	Inneres Kernquadrupolmoment, bestimmt aus dem partiellen B -Wert des ersten Rotationszustands unter den jeweils vermerkten Voraussetzungen. Da $I_0 = 3/2$ ist, ergeben sich die gemäß dem in der Spektroskopie üblichen Brauch definierten Kernquadrupolmomente durch Multiplikation der Tabellenwerte mit dem Faktor 0,2.

zustands nur ein gewisser Bruchteil $\varepsilon(n)$ unter Übertragung der Anregungsenergie auf ein Hüllenelektron der n -Schale in den Grundzustand zurückkehrt. Infolgedessen kann aus der gemessenen Ausbeute dieser Konversionselektronen nicht unmittelbar die Gesamtzahl der angeregten Kerne und damit der Wirkungsquerschnitt σ für die COULOMB-Anregung des betreffenden Rotationsniveaus bestimmt werden, sondern nur eine diesem Wirkungsquerschnitt proportionale, jedoch um den Faktor $\varepsilon(n)$ kleinere Größe $\varepsilon(n) \cdot \sigma$. Die Kenntnis des COULOMB-Anregungsquerschnitts würde die Angabe der daraus unmittelbar folgenden reduzierten Anregungswahrscheinlichkeit¹⁰ B_{E2} dieses Rotationszustands erlauben⁷. Die Messungen liefern jedoch nur die mit dem Faktor $\varepsilon(n)$ multiplizierten Anregungswahrscheinlichkeiten¹¹. Die in der Tabelle für das erste Rotationsniveau angegebenen partiellen B -Werte sind das Mittel aus drei unabhängigen Messungen. Die Ergebnisse streuten¹² um etwa $\pm 6\%$. Dagegen dürfte den gemessenen partiellen B -Werten der zweiten angeregten Rotationsniveaus nicht die gleiche Zuverlässigkeit zuzuschreiben sein, da diese mit Protonen der maximal verfügbaren Energie nur schwach angeregt werden konnten.

Die Berechnung der reduzierten Anregungswahrscheinlichkeiten B_{E2} des ersten Rotationsniveaus aus den gemessenen partiellen B -Werten erfordert die Angabe von $\varepsilon(L_1)$ und damit die Kenntnis des Charakters der γ_1 -Strahlung, die der Kern beim Übergang aus dem ersten Rotationsniveau in seinen Grundzustand emittiert. Wir möchten diesem Übergang, wie unten weiter ausgeführt wird, beim Gd^{155} zu 95‰ M1- und zu 5‰ E2-Charakter, beim Gd^{157} hingegen 96‰ M1- und 4‰ E2-Charakter zuschreiben. Die unter dieser Annahme berechneten Werte von $\varepsilon(L_1)$ sind auch in der Tabelle angegeben. Sie wurden mit Hilfe der neuesten Konversionskoeffizienten aus Tabellen von ROSE¹³ und SLIV¹⁴ und unter Benutzung empirischer Daten² ermittelt. Mit diesen $\varepsilon(L_1)$ -Werten erhält man die ebenfalls in der

¹⁰ Im folgenden als B -Wert bezeichnet.

¹¹ Die experimentell zugängliche Größe $\varepsilon(n) \cdot B_{E2}$ bezeichnen wir im folgenden als den *partiellen* B -Wert.

¹² Hingegen dürften systematische Fehler bis zu etwa 30‰ nicht mit Sicherheit auszuschließen sein.

¹³ M. E. ROSE, Teilweise noch unveröffentlichte Tabellen.

¹⁴ L. SLIV, Unveröffentlichte Tabellen. SLIV berücksichtigte bei der Berechnung der Konversionskoeffizienten die endliche Ausdehnung des Kerns. Eine Diskussion dieser Konversionskoeffizienten erfolgt in der eingangs zitierten zusammenfassenden Darstellung von ALDER et al.

Tabelle aufgeführten reduzierten Anregungswahrscheinlichkeiten B_{E2} des ersten Rotationsniveaus.

Die Q_0 -Momente, die nach BOHR und MOTTELSON^{7,2} aus den angegebenen B -Werten folgen, sind:

$$Q_0(Gd^{155}) = 7,6 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2,$$

$$Q_0(Gd^{157}) = 8,1 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2.$$

In die Tabelle wurden auch diejenigen Q_0 -Momente aufgenommen, die man bei Annahme reiner magnetischer Dipolstrahlung oder reiner elektrischer Quadrupolstrahlung erhalten würde.

Eine Zunahme der Deformation des Kerns beim Übergang vom Isotop Gd^{155} zum Isotop Gd^{157} ist zu erwarten und entspricht der Verschiebung der Rotationsterme des Kerns Gd^{157} gegenüber denen des Kerns Gd^{155} um etwa 10% nach kleineren Energien¹⁵. Die angegebenen Q_0 -Momente sind in zufriedenstellender Übereinstimmung mit den nach Rechnungen von MOTTELSON und NILSSON¹⁶ zu erwartenden Werten und etwa von der gleichen Größe wie die bereits gemessenen inneren Quadrupolmomente der geraden Gd-Isotope².

Für den überwiegenden M1-Charakter des betrachteten Übergangs können folgende Argumente angeführt werden:

1. Das Intensitätsverhältnis E2/M1 der γ -Strahlung, die der Kern beim Übergang vom ersten Rotationsniveau in seinen Grundzustand emittieren kann, läßt sich aus den gemessenen partiellen B -Werten der beiden ersten Rotationsterme bestimmen. Im Fall $I_0 = 3/2$ verhalten sich die B -Werte des ersten und zweiten Rotationsniveaus theoretisch^{17,7,2} wie 9 : 5. Das ergibt mit den gemessenen partiellen B -Werten beim Gd^{155} $\varepsilon(K_2) : \varepsilon(L_1) = 0,22_4$ und im Fall des Gd^{157} $\varepsilon(L_2) : \varepsilon(L_1) = 0,10_7$. Die Abb. 2 zeigt die mit Hilfe der Konversionskoeffizienten berechnete theoretische Abhängigkeit dieser Quotienten vom E2/M1-Mischungsverhältnis des betrachteten γ_1 -Übergangs. Wie aus der Abbildung ersichtlich ist, entspricht den angegebenen Werten der Quotienten eine γ_1 -Strahlung, die bei beiden Kernen überwiegenden M1-Charakter hat. Für das Gd^{155} liest man eine 5-proz. E2-Beimischung ab, während der E2-Anteil beim Gd^{157} nur 4% beträgt. Da sich beide Quotienten im Bereich von 0% bis etwa 10% E2-

Beitrag sehr stark ändern, kann das so ermittelte und der Berechnung der Q -Momente zugrundegelegte Mischungsverhältnis als recht zuverlässig angesehen werden.

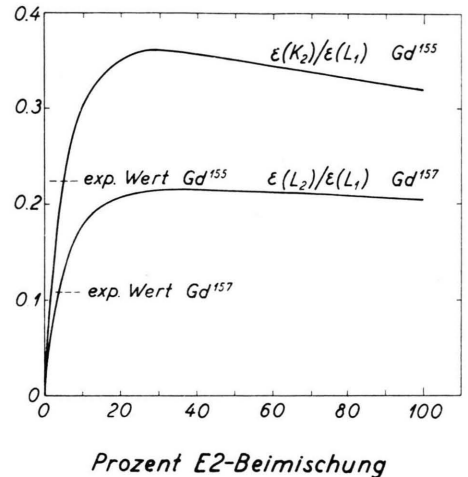


Abb. 2. Theoretische Abhängigkeit des Quotienten $\varepsilon(K_2)/\varepsilon(L_1)$ für den Kern Gd^{155} und des Quotienten $\varepsilon(L_2)/\varepsilon(L_1)$ für den Kern Gd^{157} vom prozentualen E2—M1-Mischungsgrad des γ -Übergangs vom ersten angeregten Rotationsniveau zum Grundzustand.

2. Beim β^- -Zerfall des ${}_{63}Eu^{155}$ wird u. a. ein angeregtes Niveau des Tochterkerns bei 59,8 keV besetzt, das mit dem gemessenen ersten Rotationsterm des ${}_{64}Gd^{155}$ identisch sein dürfte. CHURCH¹⁸ berechnete unter Benutzung von ROSES neuesten Konversionskoeffizienten aus dem von ihm gemessenen Intensitätsverhältnis der L_I -, L_{II} - und L_{III} -Konversionslinien, welches sehr empfindlich von dem E2/M1-Verhältnis abhängt, daß dem Übergang vom 59,8 keV Niveau in den Grundzustand etwa zu 94% M1- und zu 6% E2-Charakter zuzuschreiben ist. Auch das von CHURCH beobachtete K/L-Verhältnis spricht für einen stark überwiegenden M1-Anteil. Beim Isotop Gd^{157} ist demgegenüber keine wesentliche Änderung zu erwarten, weil das Neutronenpaar in eine $5/2^-$ -Bahn um den sphäroidischen Kernrumpf eingebaut werden dürfte, während das unpaarige Neutron in der $3/2^-$ -Konfiguration bleibt¹⁶.

Die Größe $|g_K - g_R|$ kann bei Kenntnis des inneren Quadrupolmoments Q_0 und des M1-Anteils der

¹⁵ Die B -Werte sind dem Quadrat der Q_0 -Momente proportional, während die Anregungsenergien mit zunehmender Kerndeformation abnehmen.

¹⁶ B. R. MOTTELSON u. S. G. NILSSON, Phys. Rev. **99**, 1615 [1955]; S. G. NILSSON, Dan. Mat. Fys. Medd. **29**, Nr. 16 [1955].

¹⁷ G. ALAGA, K. ALDER, A. BOHR u. B. R. MOTTELSON, Dan. Mat. Fys. Medd. **29**, Nr. 9 [1955].

¹⁸ CHURCH, Private Mitteilung.

γ_1 -Strahlung berechnet werden. Der gyromagnetische Faktor des unpaarigen Neutrons in seiner $3/2^-$ -Bahn ist durch g_K bezeichnet, während g_R der gyromagnetische Faktor der kollektiven Nukleonenströmung ist. Unter der Annahme eines 95(96)-proz. M1-Charakters der γ_1 -Strahlung ergibt sich mit den oben angegebenen Q_0 -Momenten die Größe $|g_K - g_R|$ zu 0,81 (0,88) für Gd^{155} (Gd^{157}). Die Faktoren g_K und g_R können aus $|g_K - g_R|$ und dem magnetischen Kernmoment berechnet werden. Die magnetischen Momente der untersuchten Gd-Kerne wurden kürzlich von SPECK und JENKINS spektroskopisch bestimmt. Legt man ihre Angaben¹⁹

$$\mu(Gd^{155}) = - (0,30 \pm 0,04) \text{ K. M.}$$

$$\text{und } \mu(Gd^{157}) = - (0,37 \pm 0,04) \text{ K. M.}$$

zugrunde, so erhält man für die gyromagnetischen Faktoren g_K und g_R die folgenden wahrscheinlichen²⁰ Werte:

$$Gd^{155}: g_K \approx -0,52; g_R \approx +0,29;$$

$$Gd^{157}: g_K \approx -0,60; g_R \approx +0,28.$$

Ein negatives g_K dieser Größenordnung entspricht dem Wert, der für das unpaarige $3/2^-$ -Neutron im sphäroidischen Kernpotential zu erwarten ist¹⁶. Auch die Abweichungen der angegebenen kollektiven gyromagnetischen Faktoren von dem auf Grund einer vereinfachenden Modellvorstellung für $g - g_K$ Kerne gewonnenen theoretischen Wert $g_R \approx +Z/A$ lassen sich auf das unpaarige Neutron zurückführen.

Abschließend danken wir T. HUUß sehr für viele anregende Diskussionen. Einer von uns (U. M.-B.) möchte ferner Herrn Professor NIELS BOHR für die Ermöglichung eines Aufenthalts als Gast am Institut für Theoretische Physik der Universität Kopenhagen, der Rask-Oersted Stiftung für die Gewährung eines Stipendiums und der Deutschen Forschungsgemeinschaft für finanzielle Unterstützung danken.

¹⁹ F. A. JENKINS, Private Mitteilung; D. R. SPECK, Phys. Rev., im Druck.

²⁰ Die zweite Lösung wäre $Gd^{155}: g_K \approx +0,12; g_R \approx -0,69;$
 $Gd^{157}: g_K \approx +0,10; g_R \approx -0,78.$

Indirekte Bestimmung der Halbwertszeit des Rubidiums*

Von K. FRITZE** und F. STRASSMANN

Aus dem Anorganisch-Chemischen Institut der Universität Mainz

(Z. Naturforschg. 11 a, 277—280 [1956]; eingegangen am 28. Januar 1956)

Die Halbwertszeit des ^{87}Rb wurde an zwei Lepidolithen verschiedener Lagerstätten aus dem Alter der Mineralien und dem Gehalt an Rubidium und Strontium zu $4,6 \cdot 10^{10}$ Jahren $\pm 10\%$ bestimmt. Die Alterswerte wurden nach der Kalium-Argon-Methode ermittelt. Es kann angenommen werden, daß die Anteile an nichtradiogenem ^{40}A und ^{87}Sr vernachlässigbar klein sind.

Für die geologische Altersbestimmung ist eine hinreichend genaue Kenntnis der Halbwertszeit des ^{87}Rb notwendig. Die neuerdings mit der Rubidium-Strontium-Methode erhaltenen sehr hohen Werte für das Alter verschiedener Mineralien (ALDRICH und Mitarb.¹, TOMLINSON und DASGUPTA²) führten zu den ersten Zweifeln an der bis dahin allgemein angenommenen Halbwertszeit von etwa $6 \cdot 10^{10}$ a. Erneute Zählrohrmessungen ergaben einerseits $6,1 \cdot 10^{10}$ a (l.c.³) und $6,2 \cdot 10^{10}$ a (l.c.⁴), andererseits $4,3 \cdot 10^{10}$ a (l.c.⁵).

Eine andere Möglichkeit, die Halbwertszeit des Rubidiums zu bestimmen, besteht darin, daß man in einem Mineral die Gehalte an Kalium und Rubidium sowie an radiogenem ^{40}A und ^{87}Sr bestimmt. Aus dem Verhältnis $^{40}\text{K}/^{40}\text{A}$ läßt sich das Alter des Minerals festlegen. Mit diesem Wert erlaubt das Verhältnis $^{87}\text{Rb}/^{87}\text{Sr}$ die Berechnung der Halbwertszeit des ^{87}Rb .

Analysiert wurden ein Lepidolith aus Südafrika (nähere Fundstelle unbekannt) und ein Lepidolith aus Varuträsk, Schweden.

* Auszug aus der Dissertation von K. FRITZE, D 77 Mainz 1955.

** jetzt: Department for Nuclear Chemistry, McMaster University, Hamilton/Ont., Kanada.

¹ G. L. DAVIS u. L. T. ALDRICH, Bull. Geol. Soc. Amer. **64**, 379 [1953].

² R. H. TOMLINSON u. A. K. DASGUPTA, Canad. J. Chem. **31**, 909 [1953].

³ J. FLINTA u. E. EKLUND, Ark. Fys. **7**, 401 [1954].

⁴ M. H. MCGREGOR u. M. L. WIEDENBECK, Phys. Rev. **94**, 138 [1954].

⁵ J. GEESSE-BAEHNISCH u. E. HUSTER, Naturwiss. **41**, 495 [1954].