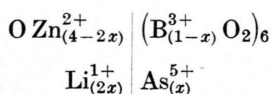


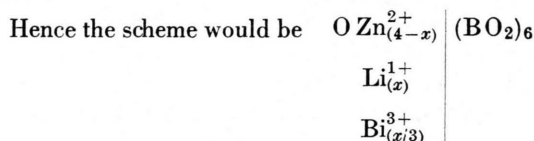
port to the charge compensation theory. To account for this effect it may be necessary to assume that the Zn vacancies are occupied by  $\text{Li}^{1+}$ , thereby increasing the As solubility and removing traps, according to



The incorporation of antimony gives two bands (Fig. 7). The Li coactivation also enhances the intensity and considerably reduces the phosphorescence. Such a behaviour is like that of As and the structural scheme would be similar. A question is that of the simultaneous presence of  $\text{Sb}^{3+}$  and  $\text{Sb}^{5+}$ . According to the literature<sup>35, 36</sup> the bands might be correlated with the valency states (yellow for  $\text{Sb}^{3+}$  in cationic or cavity position and blue for  $\text{Sb}^{5+}$  as substitute for boron).

Trivalent bismuth gives three weak bands. The phosphorescent decay is very fast (no trapping effect) which might indicate that  $\text{Bi}^{3+}$ , whatever may be the manner of incorporating, does not create vacancies. It is hardly expected that  $\text{Bi}^{3+}$  ion ( $r = 1,2 \text{ \AA}$ ) could be a substitute for  $\text{B}^{3+}$  ( $r = 0,2 \text{ \AA}$ ) because of size and polarization properties. It would seem more reasonable to assume  $\text{Bi}^{3+}$  at interstitial (cavity) positions. The relatively very low concen-

trations permitted by the crystal and the weakness of its emission bands which allows the conservation of the base crystal violet band (Fig. 8) speak in favour of it. The presence of lithium as a coactivator enhances the blue Bi-band. On the other hand the increase of response when exciting this Bi-Li system by u.v. of low energy ( $3650 \text{ \AA}$ ) seems to be in agreement with the picture of Bi as interstitial since in such a position the vibrational frequency of an impurity ion is lower than that of the lattice atoms.



where the  $x \text{ Li}^{1+}$  replaces  $x \text{ Zn}^{2+}$  and establishes the defect of  $x$  positive charges to be compensated by  $x/3 \text{ Bi}^{3+}$  ions.

The foregoing considerations might also be applied to the cubic crystal with isomorphous additions for the base material (i. e.  $\text{SiO}_4$ ,  $\text{PO}_4 \dots$  for  $\text{BO}_4$  and Cl, S, ... for cavity 0) thereby opening up future research for multiple ion substitutions.

The authors wish to thank Dr. F. J. STUDER and Miss LLOYD (General Electric-Schenectady) for measurement of cathodoluminescent spectra.

<sup>35</sup> D. E. KINNEY, J. Electrochem. Soc. **102**, 676 [1955].

<sup>36</sup> W. L. WANMEKER, J. Phys. Radium **17**, 636 [1956].

## Präzisionsmessung der niederenergetischen Neutronen-Einfang-Gammastrahlung bei $\text{Gd}^{156}$ , $\text{Gd}^{158}$ , $\text{Sm}^{150}$ , $\text{Sm}^{153}$ und $\text{Eu}^{152}$

VON OTTO W. B. SCHULT

Aus dem Laboratorium für Technische Physik der Technischen Hochschule München  
(Z. Naturforschg. **16 a**, 927—932 [1961]; eingegangen am 4. Mai 1961)

Herrn Prof. Dr. N. RIEHL zum 60. Geburtstag gewidmet

Es werden genaue Energiewerte der niederenergetischen Gammastrahlen angegeben, welche die Kerne  $\text{Gd}^{156}$ ,  $\text{Gd}^{158}$ ,  $\text{Sm}^{150}$ ,  $\text{Sm}^{153}$  und  $\text{Eu}^{152}$  kurz nach ihrer Erzeugung durch Neutroneneinfang ausstrahlen. Die gemessenen Werte werden mit den Energiewerten verglichen, die nach dem kollektiven Modell zu erwarten sind.

Am Reaktor FRM wurden die Isotope  $^{64}\text{Gd}^{155}$ ,  $^{64}\text{Gd}^{157}$ ,  $^{62}\text{Sm}^{152}$ ,  $^{63}\text{Eu}^{151}$  und das Element  $^{62}\text{Sm}$  bestrahlt und mit dem Kristallspektrometer<sup>1</sup> die bei der n, $\gamma$ -Reaktion entstehenden weichen  $\gamma$ -Strahlen

erneut (vgl. Anm.<sup>2</sup>) ausgemessen. Die Linien, die man dabei erwartet, sind hauptsächlich Übergänge innerhalb der Grundzustandsrotationsbande, allgemein den Niveaus, die dicht über dem Grundzustand

<sup>1</sup> O. SCHULT, Z. Phys. **158**, 444 [1960].

<sup>2</sup> J. T. WASSON, Z. Naturforschg. **15 a**, 276 [1960].



des betreffenden Kerns liegen. Mit geringer Intensität können dann noch Übergänge zwischen nah benachbarten höher gelegenen Zuständen vorkommen. Es war beabsichtigt, die bekannten Linien möglichst genau zu vermessen (SHELIN<sup>3</sup> weist in seinem Aufsatz<sup>3</sup> darauf hin, daß es notwendig ist, die Energiewerte der Grundzustands-Rotationsbande so genau wie möglich zu bestimmen) und nach intensitäts-schwachen Linien zu suchen.

Die Messung mit erhöhter Genauigkeit war möglich geworden, nachdem BUSCHHORN (vgl. Anm.<sup>4</sup>) das Spektrometer nach nochmaliger Justierung mit dem Theodolit T 4 der Firma Wild Heerbrugg ( $\approx 0,1$  Bogensekunde Teilkreisfehler) ausgerüstet hatte und die Gitterkonstante der (101)-Ebene des

gebogenen Quarzkristalls mit einer Genauigkeit von rund  $1 \cdot 10^{-5}$  zu 3336,32 XU bestimmt worden war\*. Als Eichlinien dienten die von BERGVALL<sup>5</sup> sehr sorgfältig gemessenen RÖNTGEN-Wellenlängen der  $K\alpha_1$ ,  $K\alpha_2$  Linien des Gadoliniums.

Die gefundenen Energiewerte sind in den Tab. 1 und 2 enthalten. In Tab. 1 sind zum Vergleich auch einige Werte aufgeführt, die von anderen Autoren gemessen wurden. Die 70 keV- und 103 keV-Linien stammen vom  $^{63}\text{Eu}^{153}$ , welches durch  $\beta$ -Zerfall des  $^{62}\text{Sm}^{153}$  gebildet wird. Da eine Absoluteichung der Lichtstärke des Spektrometers zur Zeit der Messungen noch nicht durchgeführt war, sind die Intensitätsangaben (vgl. Anm.<sup>1</sup>) lediglich grobe Anhaltspunkte.

Isotop	$E_\gamma$ (keV)	$\Delta E_\gamma$ (eV)	Intensität pro 100 Einfänge	Literaturhinweise	
$\text{Gd}^{158}$	79,5104	1,8	10	$79,516 \pm 0,010^2$	$79,51 \pm 0,02^{6,8,13}$
	181,938	5	20	$181,95 \pm 0,03^2$	$181,7 \pm 0,5^7$
	255,695	12	0,4		
	277,583	16	0,5	$277,0 \pm 0,1^{10}$	
$\text{Gd}^{156}$	88,967	2	14	$88,974 \pm 0,011^2$	$88,97 \pm 0,01^{12,7,8,11}$
	111,938	6	0,2	$111,9^{16}$	$^{13,14,15,16}$
	199,216	5	28	$199,24 \pm 0,05^2$	$199,19 \pm 0,06^6$
$\text{Sm}^{150}$	333,946	15	47	$333,98 \pm 0,08^2$	$336,2; 337,2^{8,9,13,17}$
	439,398	20	45	$439,4 \pm 0,2^2$	$440,4; 440,0^8$
	505,400	50	3		
$\text{Sm}^{153}$	35,847	1,5	1,6		
	90,875	3	1,2		
	119,770	3	5		
	127,300	3	5		
	166,646	8	5		
	175,365	8	10		
	182,901	8	10		
$\text{Eu}^{153}$	69,675	2		$69,66^{18}$	
Aktivitätslinien	103,181	3		$103,18^{18}$	

Tab. 1. Weiche Einfang- $\gamma$ -Strahlen bei  $\text{Gd}^{158}$ ,  $\text{Gd}^{156}$ ,  $\text{Sm}^{150}$  und  $\text{Sm}^{153}$  sowie die niederenergetische  $\gamma$ -Strahlung, die  $\text{Eu}^{153}$  nach dem  $\beta$ -Zerfall aussendet. Die Intensitätsangaben sind sehr grob.

- <sup>3</sup> R. K. SHELIN, Rev. Mod. Phys. **32**, 1 [1960].  
<sup>4</sup> G. BUSCHHORN, Dissertation, Techn. Hochschule München.  
<sup>\*</sup> Vgl. Ö. ADELL, G. BROGREN u. L. HAEGGBLOM, Ark. Fys. **7**, 197 [1953].  
<sup>5</sup> P. BERGVALL, Ark. Fys. **16**, 57 [1959].  
<sup>6</sup> E. L. CHUPP, J. W. M. DuMOND, F. J. GORDON, R. C. JOPSON u. H. MARK, Phys. Rev. **112**, 518 [1958].  
<sup>7</sup> E. L. CHURCH u. M. GOLDBABER, Phys. Rev. **95**, 626 A [1952].  
<sup>8</sup> C. T. HIBDON u. C. O. MUEHLHAUSE, Phys. Rev. **88**, 943 [1952].  
<sup>9</sup> C. T. HIBDON u. C. O. MUEHLHAUSE, Phys. Rev. **87**, 222 A [1952].  
<sup>10</sup> J. W. KNOWLES, G. A. BARTHOLOMEW u. P. J. CAMPION, Bull. Amer. Phys. Soc. **4**, 246 [1959].  
<sup>11</sup> J. W. KNOWLES, G. A. BARTHOLOMEW u. P. J. CAMPION, Bull. Amer. Phys. Soc. **4**, 476 [1959].  
<sup>12</sup> F. BOEHM u. E. N. HATCH, Bull. Amer. Phys. Soc. **1**, 390 [1956].  
<sup>13</sup> L. V. GROSEV et al., Atlas of  $\gamma$ -Ray Spectra from Radiative Capture of thermal Neutrons, Pergamon Press, London 1959.  
<sup>14</sup> S. OFER, Bull. Amer. Phys. Soc. **3**, 357 [1958].  
<sup>15</sup> P. GREGERSEN HANSEN, O. B. NIELSEN u. R. K. SHELIN, Nucl. Phys. **12**, 389 [1959].  
<sup>16</sup> J. W. MIHELICH, B. HARMATZ u. T. H. HANDLEY, Phys. Rev. **108**, 989 [1957].  
<sup>17</sup> J. V. ESTULIN, L. F. KALINKIN u. A. S. MELIORANSKII, J. Exp. Theor. Phys., USSR **5**, 801 [1957].  
<sup>18</sup> O. BECKMANN, vgl. Rev. Mod. Phys. **30**, 730 [1958].

$E_\gamma$ (keV)	Intensität pro 100 Einfänge	$\Delta E$ (eV)	$E_\gamma$ (keV)	Intensität pro 100 Einfänge	$\Delta E$ (eV)	$E_\gamma$ (keV)	Intensität pro 100 Einfänge	$\Delta E$ (eV)
224,926	0,5	25	160,120	0,6	8	113,820	0,1	3,5
223,155	0,4	15	159,328	0,2	12	113,047	0,4	4
221,235	4	8	158,560	0,5	7	112,447	0,2	6
218,968	0,5	12	157,510	0,7	9	112,053	0,1	4,5
217,048	0,4	27	154,293	1,0	7	111,393	0,1	8
216,355	0,3	26	153,652	1,0	6	111,135	0,4	8
215,498	0,2	16	152,340	0,1	14	110,629	0,4	4,5
214,484	0,8	18	150,680	0,4	7	110,350	0,1	7
213,222	0,2	18	149,300	0,2	13	109,349	0,1	2,5
212,328	0,3	18	149,000	0,25	13	107,470	0,2	5
210,416	0,4	18	148,703	0,3	11	107,286	0,1	13
209,730	0,4	24	148,354	0,25	17	107,077	0,06	16
208,813	0,5	10	147,545	0,3	8	106,328	0,2	3
207,810	0,4	14	147,214	0,25	16	103,535	0,2	5
207,261	0,4	14	144,206	0,3	11	103,374	0,15	4
206,382	2,5	9	143,225	4,0	4	103,203	0,12	6
204,912	0,5	17	141,842	0,35	6	102,871	0,1	4
203,655	0,5	33	141,418	0,4	8	102,626	0,12	11
202,904	0,6	10	140,806	0,3	8	102,414	0,1	14
199,201	1,2	11	140,275	1,1	5	99,452	0,1	7
197,756	0,5	13	139,815	1,2	5	92,743	0,1	5
196,451	0,2	8	138,545	0,2	13	90,786	0,7	3,5
194,175	0,7	15	138,253	0,25	15	89,8505	40	2,0
192,926	1,0	11	137,871	0,5	13	89,6130	0,7	2,0
191,319	0,6	21	137,566	0,25	22	82,265	0,1	5
190,383	0,5	20	137,118	0,2	11	79,831	0,1	2,0
187,760	1,0	9	135,912	0,3	9	77,929	0,1	2,5
186,722	1,0	12	135,591	0,4	4	77,2615	10	2,0
183,743	0,4	20	135,210	0,9	5	73,4290	5	2,0
182,310	1,2	9	134,275	0,2	10	72,5200	3	2,0
181,069	0,4	11	132,953	0,7	7	71,0330	3	2,0
179,800	1,2	9	132,505	0,2	11	59,7303	0,1	3,5
178,370	0,2	17	131,582	0,2	7	56,8056	0,1	2,5
176,516	0,3	26	130,305	0,1	6	56,2365	0,1	4,0
172,992	0,2	13	129,570	0,1	19	55,554	0,1	8
172,024	1,7	7	129,339	0,1	15	55,0494	0,1	3,0
171,120	0,5	27	128,490	0,3	5	52,8710	2	1,2
170,304	0,5	13	127,974	0,1	10	51,9775	3	1,2
169,413	1,8	8	125,904	0,5	5	46,1517	8	1,2
168,764	2,0	10	124,876	1,0	5	43,7930	1	1,2
167,599	0,3	17	124,593	0,35	10	42,6055	2	1,2
166,911	1,2	9	123,869	0,6	5	40,6230	3,5	1,0
166,243	0,2	13	123,511	0,3	10	39,9325	0,8	1,0
165,709	0,2	13	123,240	0,3	10	38,8070	0,9	1,0
164,954	0,3	14	120,834	0,1	5	34,6870	0,5	1,0
163,895	0,7	9	119,620	0,1	4	32,6344	20	0,8
163,374	0,3	9	118,335	0,1	4	32,1170	1,5	0,8
160,513	0,2	23	117,398	0,1	6	30,9851	0,4	0,8
			116,958	0,1	6			

Tab. 2.  $\gamma$ -Strahlung, die beim Neutroneneinfang in Eu<sup>151</sup> ausgesandt wird.

Aus den Abb. 1, 2 und 3 ist zu ersehen, daß die gefundenen Linien bis auf die intensitätsschwache 111,9 keV-Linie Übergängen entsprechen, die zwischen Niveaus erfolgen, welche dicht über dem Grundzustand liegen. Die Einordnung der 255 keV-

Linie des Gd<sup>158</sup> und die der 505 keV-Linie\* des Sm<sup>150</sup> ist zum gegenwärtigen Zeitpunkt noch nicht möglich. Wahrscheinlich erfolgen diese Übergänge zwischen höher gelegenen Niveaus, wie das bei der 111,9 keV-Linie des Gd<sup>156</sup> der Fall ist.

\* Nach einer persönlichen Mitteilung haben v. EGIDY und BIEBER mit ihrem  $\beta$ -Spektrometer am FRM auch diese Linie beobachtet.

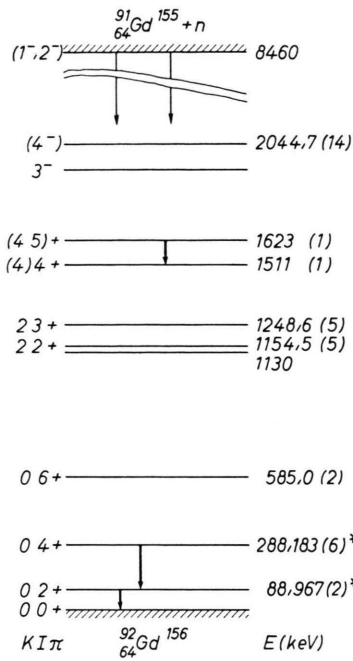


Abb. 1. Energieniveau-Schema des  $\text{Gd}^{156}$  nach GREGERS HANSEN et al.<sup>15</sup>. In Klammern sind die Fehler der Energiewerte angegeben, und zwar in Einheiten der letzten Dezimale. Die mit \* bezeichneten Werte sind eigene Meßwerte; die übrigen Energiewerte stammen von KNOWLES et al.<sup>10, 11</sup> und von GREGERS HANSEN et al.<sup>15</sup> unter Berücksichtigung der sehr genauen eigenen Messungen der drei durch dicke Pfeile gekennzeichneten Übergänge.

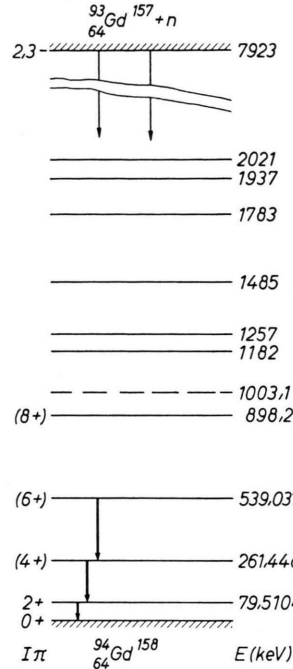


Abb. 2. Energieniveau-Schema des  $\text{Gd}^{158}$  nach KNOWLES et al.<sup>10</sup>. In Klammern sind die Fehler der Energiebeträge in Einheiten der letzten Dezimale angegeben. Die eigenen Meßwerte sind mit \* bezeichnet. Die dicken Pfeile entsprechen den beobachteten Übergängen.

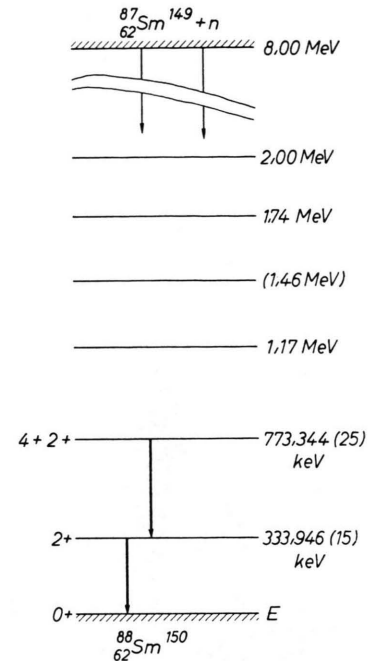


Abb. 3. Energieniveau-Schema des  $^{88}\text{Sm}^{150}$  nach GROŠEV et al.<sup>13</sup>. Die Fehler der in der vorliegenden Arbeit gemessenen Energiewerte sind in Klammern angegeben, und zwar in Einheiten der letzten Dezimale. GROŠEV<sup>13</sup> ordnet dem zweiten Niveau über dem Grundzustand den Spin  $I=4$  zu, NATHAN und POPOV<sup>27</sup> finden hingegen  $I=2$ . Die stark eingezeichneten Pfeile entsprechen den beobachteten Übergängen.

Nach dem kollektiven Modell<sup>19</sup> erwartet man für die Grundzustandsrotationsbande von axialsymmetrisch deformierten  $g-g$ -Kernen Energiezustände  $E(I)$ , wobei

$$E(I) = (\varepsilon/2) I(I+1), \quad \varepsilon = \hbar^2/J. \quad (1)$$

Diese Beziehung setzt u. a. voraus, daß keine  $\beta$ - oder  $\gamma$ -Schwingungen (vgl. hierzu Anm.<sup>3, 19</sup>) vorhanden sind und die Niveaus beeinflussen. Ist diese Voraussetzung nicht erfüllt, so gilt näherungsweise

$$E(I) = (\varepsilon/2) I(I+1) - (\varepsilon/2)^3 I^2(I+1)^2 \cdot \left\{ (3/2) (1/\hbar \omega_\beta)^2 + (1/2) (1/\hbar \omega_\gamma)^2 \right\} \\ = (\varepsilon/2) I(I+1) - B I^2(I+1)^2. \quad (2)$$

Für den Fall, daß keine  $\gamma$ -Schwingungen vorliegen, der Kern aber nicht mehr axialsymmetrisch deformiert ist<sup>20, 21, 21a</sup>, gilt wiederum in Näherung<sup>22</sup> für  $\mu < 0,3$

$$E_v(I) = (\hbar^2/4 B' \beta_0^2) \varepsilon_v(I) \{1 + 3 \mu^2/2\} - (\hbar^2/4 B' \beta_0^2) \varepsilon_v^2(I) \{1 + 57 \mu^2/8\} \mu^4/2. \quad (3)$$

Die  $\varepsilon_v(I)$  hängen von einem Parameter  $\gamma$  ab, der die Abweichung der Deformation von der axialen Symmetrie beschreibt;  $0 \leq \gamma \leq 30^\circ$ . Für  $\gamma = 0^\circ$  (hier liegt wieder axiale Symmetrie vor) wird

$$\varepsilon_v(I) = 2 I(I+1)/3.$$

Da für  $\gamma \neq 0$  im allgemeinen mehrere Energiezu-

<sup>19</sup> A. BOHR u. B. R. MOTTelson, Dan. Mat. Fys. Medd. **27**, Nr. 16 [1953].

<sup>20</sup> A. S. DAVYDOV u. G. F. FILIPPOV, Nucl. Phys. **8**, 237 [1958].

<sup>21</sup> A. S. DAVYDOV u. V. S. ROSTOVSKY, Nucl. Phys. **12**, 58 [1959].

<sup>21a</sup> Vgl. auch C. A. MALLMANN u. A. K. KERNAN, Nucl. Phys. **16**, 105 [1960].

<sup>22</sup> A. S. DAVYDOV u. A. A. CHABAN, Nucl. Phys. **20**, 499 [1960].

stände zu einem  $I$  existieren (vgl. Anm. <sup>20, 21</sup>), werden diese durch den Index  $\nu$  unterschieden. Berechnet man aus dem gemessenen  $2^+$ -Zustand des  $Gd^{156}$  nach der Formel (1) die Größe  $\varepsilon$  und daraus den Zustand  $4^+$  bzw.  $6^+$ , so liegt dieser um 8,4 keV bzw. um 42 keV über den experimentellen Werten (vgl. auch KNOWLES <sup>11</sup>). Die analoge Rechnung liefert bei  $Gd^{158}$ , daß auch hier die berechneten Werte größer sind als die Meßwerte, und zwar beim  $4^+$ -Zustand um 3,6 keV, beim  $6^+$ -Zustand um 17,5 keV und beim  $8^+$ -Zustand um rund 56 keV (vgl. hierzu KNOWLES Wert <sup>10</sup>).

Die Berücksichtigung der  $\beta$ - und  $\gamma$ -Schwingungen nach Gl. (2) ergibt aus den Meßwerten für die beiden unteren Niveaus ( $2^+$  und  $4^+$ )

$$\begin{aligned} \text{für } Gd^{156} \quad & \varepsilon = 29,7154 \text{ keV} \pm 0,8 \text{ eV,} \\ & B = 29,906 \text{ eV} \pm 0,026 \text{ eV} \\ \text{und für } Gd^{158} \quad & \varepsilon = 26,6572 \text{ keV} \pm 0,8 \text{ eV,} \\ & B = 12,808 \text{ eV} \pm 0,025 \text{ eV.} \end{aligned}$$

In diesem Fall liegt der berechnete Wert für den  $6^+$ -Zustand des  $Gd^{156}$  um rund 10 keV unter KNOWLES' Meßwert <sup>11</sup>. Bei  $Gd^{158}$  liegt das theoretische  $6^+$ - bzw.  $8^+$ -Niveau um 1,8 keV bzw. 5 keV unter den experimentell bestimmten Zuständen. Die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment ist schon

besser, wenn die  $\beta$ - und  $\gamma$ -Schwingungen berücksichtigt werden. Aus der Formel (2) folgt mit den Zahlenwerten für  $\varepsilon$  und  $B$  eine Relation zwischen  $\hbar \omega_\beta$  und  $\hbar \omega_\gamma$ . Zur Berechnung von  $\hbar \omega_\beta$  aus  $\hbar \omega_\gamma$  muß man allerdings nach SHELINE <sup>3</sup>  $B$  durch  $2,12 B$  ersetzen. Dann wird bei  $Gd^{158}$   $\hbar \omega_\beta = 1181,0 \pm 1,3$  keV, wenn man  $\hbar \omega_\gamma$  zu 1182 keV annimmt. Für  $Gd^{156}$  ist, wenn  $\hbar \omega_\gamma = 1154,5 \pm 0,5$  keV (vgl. Anm. <sup>11</sup>), die  $\beta$ -Schwingungsenergie  $\hbar \omega_\beta = 857,3 \pm 0,5$  keV, vgl. den Wert bei SHELINE  $\hbar \omega_\beta = 874$  keV. Die Annahme von  $\hbar \omega_\gamma(Gd^{156}) = 1154,5$  keV ist nach dem Niveauschema (vgl. Anm. <sup>15</sup>) gerechtfertigt. Der Wert  $\hbar \omega_\gamma(Gd^{158}) = 1182$  keV ist etwas willkürlich. Die folgenden Betrachtungen legen den Wert jedoch nahe. Die Anwendung der Formel (3) liefert aus den Meßwerten der  $2^+$ - und  $4^+$ -Zustände für jedes Gd-Isotop eine Funktion  $\mu = \mu(\gamma)$ . Wählt man bei  $Gd^{156}$   $\gamma$  so, daß sich für das Niveau  $E_2(2)$  ein Energiewert von 1154,5 keV (vgl. Anm. <sup>11</sup>) ergibt, so kann man mit den nunmehr festgelegten Werten  $\mu$ ,  $\gamma$  und  $\hbar^2/4B'\beta_0^2$  die übrigen Niveaus berechnen <sup>23</sup> (vgl. Tab. 3, Spalte 3). Die gemessenen Niveaus  $E_1(6)$  und  $E(3)$  weichen nur wenig von den berechneten ab. Für  $\gamma$  und  $\mu$  findet man in guter Übereinstimmung mit DAVYDOV und CHABAN <sup>22</sup>

$$\gamma = 10,19^\circ \pm 0,05^\circ, \quad \mu = 0,2479 \pm 0,0002.$$

Isotop	Niveau	$E\gamma$ berechnet (keV) aus $\mu$ u. $\gamma$	$E\gamma$ gemessen (keV)	$E\gamma$ (gemessen) – $E\gamma$ (berechnet) (keV)	Bemerkungen
$Gd^{156}$	$E_1(2)$	—	$88,967 \pm 0,002$	—	angepaßt durch $\gamma$ und $\mu$
	$E_1(4)$	—	$288,183 \pm 0,006$	—	
	$E_1(6)$	577,7	$585,0 \pm 0,2^*$	7,3	
	$E_2(2)$	1154,5	1154,5***	—	angepaßt durch $\gamma$ und $\mu$
	$E(3)$	1214,3	1248,6	34	vgl. Anm. <sup>16, 11, 15</sup>
	$E_2(4)$	1291,7	1511	220	
	$E_1(5)$	1385,7	1622	240	
$Gd^{158}$	$E_1(2)$	—	$79,5104 \pm 0,0018$	—	angepaßt durch $\gamma$ und $\mu$
	$E_1(4)$	—	$261,448 \pm 0,006$	—	
	$E_1(6)$	537,3	$539,031 \pm 0,018$	1,7	
	$E_1(8)$	894,6	$898,3 \pm 0,4^{**}$	3,7	angepaßt durch $\gamma$ und $\mu$
	$E_2(2)$	1182,7	1182***	—	
	$E(3)$	1250,9	1257	6	
	$E_2(4)$	1341,6	?	?	vgl. Anm. <sup>10</sup>
	$E_1(5)$	1451,2	?	?	

\* der Wert ist berechnet aus KNOWLES Wert <sup>11</sup>  $296,8 \pm 0,2$  keV und unserem Wert 288,183.

\*\* der Wert ist berechnet aus KNOWLES Wert <sup>10</sup>  $359,8 \pm 0,4$  keV und unserem Wert 539,031.

\*\*\* Energiewerte von KNOWLES <sup>11</sup>.

Tab. 3. Berechnete und gemessene Energieniveaus der Isotope  $Gd^{156}$  und  $Gd^{158}$ . Es ist angenommen:

$$\begin{aligned} & \text{bei } Gd^{156} \quad \gamma = 10,19^\circ \pm 0,05^\circ \quad \text{und} \quad \mu = 0,2479 \pm 0,0002 \\ & \text{und bei } Gd^{158} \quad \gamma = 10,00^\circ \pm 0,05^\circ \quad \text{und} \quad \mu = 0,2035 \pm 0,0002 \text{ (vgl. auch } 21a). \end{aligned}$$

<sup>23</sup> A. S. DAVYDOV u. V. S. ROSTOVSKY, J. Exp. Theor. Phys., USSR 36, 1275 [1959].



Bei  $Gd^{158}$  erhält man ähnlich die in Spalte 3, Tab. 3, aufgeführten Energien, wenn die Anpassung an das Niveau 1182 keV vorgenommen wird und man diesem Niveau die Daten  $K=2$ ,  $J=2^+$  zuordnet. Für

$$\gamma = 10,00^\circ \pm 0,05^\circ, \quad \mu + 0,2035 \pm 0,0002$$

stimmen die berechneten und gemessenen mit  $E_1(6)$ ,  $E_1(8)$  und  $E(3)$  bezeichneten Niveaus recht gut überein. Der Zustand mit 1257 keV (vgl. Anm. <sup>10</sup>) ist dann durch  $K=2$ ,  $J=3^+$  zu beschreiben. Die so getroffene Zuordnung, aus der auch  $\hbar \omega_\gamma = 1182$  keV folgt, ist aber nicht zwingend. Für andere Werte von  $\mu$  und  $\gamma$  stimmen nämlich die Meßwerte und die berechneten Energien für die Zustände  $E_1(6)$  und  $E_1(8)$  auch einigermaßen überein, wie z. B. oben, wo  $\gamma=0$  war [ $\Delta E_1(6) \approx 1,8$  keV], [ $\Delta E_1(8) \approx 5$  keV]. Das Niveau  $E(3)$  ändert seine Lage hingegen sehr stark, wenn sich  $\gamma$  ändert. Bemerkenswert ist, daß die nach Formel (3) berechneten Werte stets kleiner sind als die Meßwerte. Der Grund für diese Diskrepanz ist darin zu suchen, daß die Formel (3) nur eine Näherung ist, welche die Wechselwirkung zwischen  $\gamma$ -Schwingung und Rotation nicht berücksichtigt. Eine bessere Übereinstimmung ließe sich wohl erreichen, wenn man die Kopplung zwischen der inneren Bewegung des Kerns und der Rotation beachtet, d. h. auf die adiabatische Näherung verzichtet (vgl. Anm. <sup>24</sup>).  $Sm^{150}$  liegt bereits an der unteren Grenze der kritischen Neutronenzahl ( $\approx 90$ ), so daß hier die unteren Niveaus im wesentlichen durch ein Schwingungsspektrum bestimmt werden <sup>25, 26</sup>. Darauf weist auch das Verhältnis aus den Energien des zweiten und ersten angeregten Zustands hin (vgl. auch Anm. <sup>27</sup>).

$$E(773 \text{ keV})/E(333 \text{ keV}) = 2,3158.$$

Für  $Sm^{153}$  ist nach NILSSON <sup>28</sup> ein Spin von  $3/2$  für den Grundzustand möglich. Die Energien der Übergänge zwischen den Zuständen  $5/2 \rightarrow 3/2$ ;  $7/2 \rightarrow 5/2$ ;  $9/2 \rightarrow 7/2$ ;  $11/2 \rightarrow 9/2$  verhalten sich wie  $1 : 1,4 : 1,8 : 2,2$ , wenn das Rotationsspektrum ungestört ist. Die Linien mit 90,8 keV, 127,3 keV und 166,6 keV haben ein Verhältnis von  $1 : 1,4008 : 1,834$ , was für Niveaus  $3/2$ ,  $5/2$ ,  $7/2$  und  $9/2$  spricht. Ein Niveauschema läßt sich aber mit diesen Anhaltspunkten und den übrigen Linien noch nicht skizzieren, da das Rotationsspektrum wahrscheinlich auch gestört ist.

Der Versuch, aus den zahlreichen  $\gamma$ -Linien im  $Eu^{152}$  ein Niveauschema aufzustellen, scheint ohne Koinzidenzmessungen völlig hoffnungslos, trotz der hohen Meßgenauigkeit der einzelnen Linien. Wollte man nur nach *cross-over*-Übergängen suchen, so wäre

$$E\gamma_i + E\gamma_j = E\gamma_k, \quad i, j, k = 1 \text{ bis } 150.$$

Es gibt dann  $148 \cdot 149/2$  Summen  $E\gamma_i + E\gamma_j = \Sigma ij$ , wobei  $\Sigma ij$  zwischen 63 und 448 keV liegt. Die einzelnen  $\Sigma ij$  haben dann im Mittel Abstände von nur 37 eV. Aus den Meßfehlern folgt aber, daß im Mittel  $|E\gamma_i + E\gamma_j - E\gamma_k| < 20$  eV erfüllt sein muß. Das heißt aber, daß die Unschärfe einer Kombination größer ist als der Abstand aufeinanderfolgender Summen. Dann sind etwa 120 zufällige Kombinationen zu erwarten, so daß die Anwendung des Kombinationsprinzips hier versagt.

Herrn Professor Dr. HEINZ MAIER-LEIBNITZ möchte ich für anregende Diskussion und Förderung dieser Arbeit herzlich danken.

Für seine Hilfe bei der Auswertung der Meßergebnisse danke ich Herrn MAX CLEMOT.

<sup>24</sup> A. S. DAVYDOV, N. S. RABOTNOV u. A. A. CHABAN, Nucl. Phys. **17**, 169 [1960].

<sup>25</sup> G. SCHARFF-GOLDHABER u. J. WENESER, Phys. Rev. **98**, 212 [1955].

<sup>26</sup> K. ALDER, A. BOHR, T. HUUS, B. MOTTELSON u. A. WINTHER, Rev. Mod. Phys. **28**, 432 [1956].

<sup>27</sup> O. NATHAN u. V. J. POPOV, Nucl. Phys. **21**, 631 [1960].

<sup>28</sup> S. G. NILSSON, Dan. Mat. Fys. Medd. **29**, Nr. 16 [1955].