

Wie man leicht zeigen kann, bleibt die Form der zu (10) analogen Gleichung

$$h\varphi = -\frac{1}{2} \sum_{i=1}^6 \left( \frac{\partial^2}{\partial q_i^2} + \frac{\partial^2 \varrho^{(6)}}{\partial q_i^2} \right) \varphi = \varepsilon \varphi \quad (24)$$

erhalten, wenn man statt der Koordinaten  $x_1, y_1, z_1, x_2, y_2, z_2$  die Koordinaten

$$\begin{aligned} x_+ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (x_1 + x_2), & x_- &= \frac{1}{\sqrt{2}} (x_1 - x_2), \\ y_+ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (y_1 + y_2), & y_- &= \frac{1}{\sqrt{2}} (y_1 - y_2), \\ z_+ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (z_1 + z_2), & z_- &= \frac{1}{\sqrt{2}} (z_1 - z_2) \end{aligned} \quad (25)$$

verwendet. [Der Übergang von

$$r_1 = (x_1, y_1, z_1) \quad \text{und} \quad r_2 = (x_2, y_2, z_2)$$

zu

$$r_+ = (x_+, y_+, z_+) \quad \text{und} \quad r_- = (x_-, y_-, z_-)$$

stellt eine Drehung im 6-dimensionalen Konfigurationsraum  $R_6$  dar, gegen die (24) invariant ist.] Die Zweielektronen-Ortsfunktionen  $\varphi$  müssen hinsichtlich der Vertauschung der Elektronen 1 und 2 symmetrisch (Singulettfunktionen) oder antisymmetrisch (Triplettfunktionen) sein. Der Vorteil der Koordinaten  $r_+, r_-$  gegenüber  $r_1, r_2$  besteht nun darin, daß  $\varphi$  im ersten Falle eine gerade, im zweiten eine ungerade Funktion von allen Komponenten von  $r_-$  ist. Die Funktion  $\varphi$  braucht also nur in 1/8 des gesamten  $R_6$  betrachtet zu werden; sind noch ein bzw. zwei bzw. drei Spiegelebenen vorhanden, welche die  $x$ -,  $y$ - oder  $z$ -Achse des geometrischen Raums bei geeigneter Wahl des Koordinatensystems und damit auch entsprechend die  $x_+$ -,  $y_+$ - oder  $z_+$ -Achse rechtwinklig im Koordinaten-

ursprung schneiden, so reduziert sich die Betrachtung auf 1/16 bzw. 1/32 bzw. 1/64 des  $R_6$ .

Die bei weitem einfachste Behandlung der SCHRÖDINGER-Gleichung ist dann möglich, wenn sich die partielle Differentialgleichung, in entsprechenden Separationskoordinaten ausgedrückt, in mehrere gewöhnliche Differentialgleichungen separieren läßt. Leider ist eine solche Separation aber bisher nur bei Eielektronensystemen und auch dort nur bei Atomen (wasserstoffähnliche Atome) und zweiatomigen Molekülen ( $H_2^+$ ,  $HHe^{++}$  usw.) gelungen. Daß die Größe  $\varrho$  ein Schritt hin zu den vielleicht existierenden, aber noch unbekannten Separationskoordinaten bei anderen Systemen sein könnte, läßt die folgende Überlegung vermuten. Bei wasserstoffähnlichen Atomen (Atome mit der Kernladungszahl  $Z$  und  $N=1$ ) sind die Separationskoordinaten bekanntlich die sphärischen Koordinaten  $r, \vartheta, \varphi'$ ; wie man sieht, ist aber dort  $\varrho = Zr$ .

Im Falle der zweiatomigen Moleküle AB mit  $N=1$  gelingt die Separation in elliptischen Koordinaten

$$\xi = \frac{r_A + r_B}{R}, \quad \eta = \frac{r_A - r_B}{R}, \quad \varphi'$$

( $R$  = Kernabstand A–B). Es ist aber dort

$$\varrho = Z_A r_A + Z_B r_B = \frac{1}{2} R (Z_A + Z_B) \xi + \frac{1}{2} R (Z_A - Z_B) \eta,$$

d. h.  $\varrho$  ist eine Linearkombination von Separationskoordinaten! Im Falle der Atome und symmetrischen zweiatomigen Moleküle ( $Z_A = Z_B$ ) ist es sogar bis auf einen konstanten Faktor eine Separationskoordinate selbst. Im Falle der Atome ist dieser konstante Faktor die Kernladungszahl  $Z$ , im Falle der symmetrischen zweiatomigen Moleküle hat er den Wert

$$\frac{1}{2} R (Z_A + Z_B) = R Z,$$

da hier  $Z_A = Z_B = Z$  ist.

## Untersuchung frischer Fallout-Proben mit dem Ge(Li)-Halbleiterzähler

H. KLÖS, R. MAY und H. SCHNEIDER

I. Physikalisches Institut und Strahlencentrum der Justus Liebig-Universität Gießen

(Z. Naturforsch. 21 a, 1502–1504 [1966]; eingegangen am 18. Juli 1966)

Mit dem Ge(Li)-Halbleiterzähler wurde das  $\gamma$ -Spektrum frischer Fallout-Proben vom dritten chinesischen Kernwaffentest aufgenommen. Das Verhältnis der  $^{95}\text{Zr}$ -Linien bei 723 keV und 757 keV wurde bestimmt. Aus dem Zirkon-Niob-Aktivitätsverhältnis kann das Alter der Probe errechnet werden.

Bei früheren Messungen wurde das  $\gamma$ -Spektrum langlebiger Radionuklide untersucht, die bei Kernwaffentests entstanden sind<sup>1</sup>. Die dritte Explosion einer chinesischen Atombombe am 9. 5. 1966 ermöglichte es, auch kurzlebige  $\gamma$ -Strahler im Fallout nachzuweisen.

<sup>1</sup> H. KLÖS, R. MAY u. H. SCHNEIDER, Z. Naturforsch. 21 a, 363 [1966].

Zwar stieg bei uns die abgelagerte Gesamt- $\beta$ -Aktivität während weniger Tage nur auf den Maximalwert 0,8 nCi/m<sup>2</sup> Tag am 23. 5. 1966 an (Jahresmittelwert 1963: 1 nCi/m<sup>2</sup> Tag), jedoch gelang es trotzdem, bei Meßzeiten bis zu 50 Stunden  $\gamma$ -Spektren mit ausreichender Genauigkeit aufzunehmen. Insgesamt wurden 8 Meßreihen durchgeführt, wobei die Ergebnisse stets reproduzierbar waren, abgesehen von Änderungen des Spektrums, die auf den radioaktiven Zerfall kurzlebiger Nuklide zurückzuführen sind. Verwendet wurde ein Ge(Li)-Halbleiterzähler 100-LDG-4000-310/Kryostat (Solid State Radiation, Inc.) mit 4 mm dicker Feldzone und 1 cm<sup>2</sup> Zählfläche. Angeschlossen war das Verstärkersystem 101 XL/201 (ORTEC). Die verstärkten Impulse wurden einem 1024-Kanal-Impulshöhen-Analysator ND-150 (Nuclear Data) zugeführt. Der Detektor war mit Bleiziegeln und Betonsteinen gegen die Umgebungssstrahlung abgeschirmt.

### Meßergebnisse

Wie die Abb. 1 bis 3 zeigen, konnten neben den bereits mit dem Ge(Li)-Detektor<sup>1</sup> gefundenen Radio-



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 digitalized 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.

nukliden  $^{144}\text{Ce}$ ,  $^{125}\text{Sb}$ ,  $^{106}\text{Rh}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  und  $^{57}\text{Co}$  zahlreiche kurzlebige Spaltprodukte identifiziert werden.

$^{147}\text{Nd}$  zeigt eine starke  $\gamma$ -Linie bei 91 keV und eine schwache bei 531 keV; in Abb. 2 wird ein weiterer Photopeak bei 198 keV erkennbar, der anfangs von dem benachbarten starken Peak bei 208 keV verdeckt wird. Es ist zu erwarten, daß zu dem Maximum bei 198 keV auch das Spaltprodukt  $^{156}\text{Eu}$  einen Beitrag liefert. In Abb. 1 ist ferner bei 40 keV die Promethium-RÖNTGEN-Strahlung festzustellen.

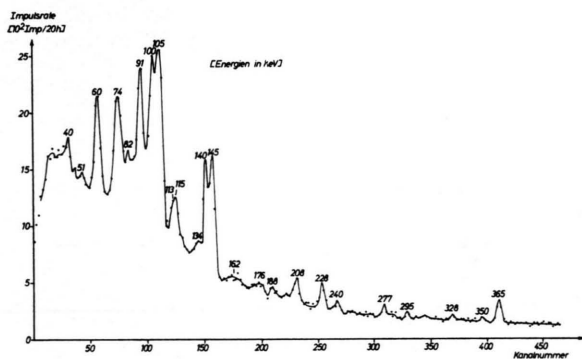


Abb. 1.  $\gamma$ -Spektrum einer Fallout-Probe, gemessen am 26. 5. 1966 mit dem Ge(Li)-Halbleiterzähler, je zwei Kanäle zusammengefaßt. (Untergrund nicht abgezogen.)

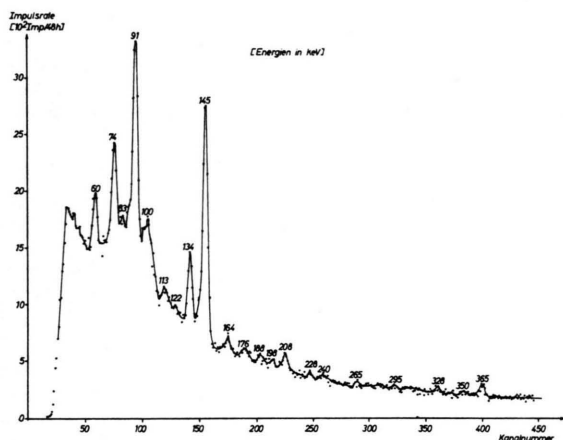


Abb. 2.  $\gamma$ -Spektrum derselben Probe, gemessen am 3. und 4. 6. 1966.

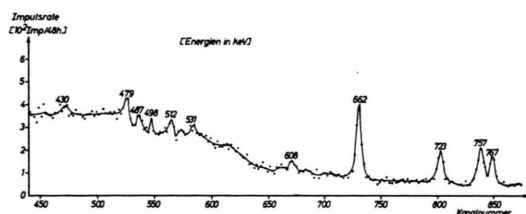


Abb. 3. Fortsetzung von Abb. 2; oberer Energiebereich, je zwei Kanäle zusammengefaßt. (Untergrund nicht abgezogen.)

Abb. 1 Energie (keV)	Abb. 2, 3 Energie (keV)	Nuklid	Halbwertszeit
40	—	Pm-Rö	11 d ( $^{147}\text{Nd}$ )
51	—	$^{214}\text{Pb}$ (RaB)	—
		$^{239}\text{Np}$	2,3 d
60	60	$^{237}\text{U}$	6,7 d
74	74	Pb-Rö(L)	—
82	83	Pb-Rö(M)	—
		$^{144}\text{Ce}$	285 d
91	91	$^{147}\text{Nd}$	11 d
100	100	Np-Rö(L)	6,7 d ( $^{237}\text{U}$ )
105	—	$^{239}\text{Np} + \text{Pu-Rö(L)}$	2,3 d
113	113	Np-Rö(M)	6,7 d ( $^{237}\text{U}$ )
115	—	Pu-Rö(M)	2,3 d ( $^{239}\text{Np}$ )
—	122	$^{57}\text{Co}$	270 d
134	134	$^{144}\text{Ce}$	285 d
140	—	$^{99}\text{Mo}$	66 h
145	145	$^{141}\text{Ce}$	33 d
162	164	$^{237}\text{U}$	6,7 d
176	176	$^{125}\text{Sb}$	2,0 a
188	188	$^{226}\text{Ra}$ (Ra)	—
—	198	$^{147}\text{Nd}$	11 d
208	208	$^{237}\text{U}$	6,7 d
228	228	$^{239}\text{Np}$	2,3 d
240	240	$^{214}\text{Pb}$ (RaB)	—
—	265	$^{237}\text{U}$	6,7 d
277	—	$^{239}\text{Np}$	2,3 d
295	295	$^{214}\text{Pb}$ (RaB)	—
328	328	$^{140}\text{La}$	40 h ( $^{140}\text{Ba}$ : 13 d)
350	350	$^{214}\text{Pb}$ (RaB)	—
365	365	$^{131}\text{I}$	8,1 d
	430	$^{125}\text{Sb}$	2,0 a
	479	$^7\text{Be}$	54 d
	487	$^{140}\text{La}$	40 h ( $^{140}\text{B}$ : 13 d)
	498	$^{103}\text{Ru}$	40 d
	512	$^{106}\text{Rh}$	30 s ( $^{106}\text{Ru}$ : 1,0 a)
		Positr.-Vernicht.	—
531		$^{147}\text{Nd}$	—
608		$^{214}\text{Bi}$ (RaC)	—
662		$^{137}\text{Cs}$	26,6 a
723		$^{95}\text{Zr}$	65 d
757		$^{95}\text{Zr}$	65 d
767		$^{95}\text{Nb}$	35 d

Tab. 1. Gemessene  $\gamma$ -Energiewerte, zugehörige Strahler und deren Halbwertszeit. [Rö(L) = RÖNTGEN-Strahlung; Übergänge aus der L-Schale; Rö(M) = RÖNTGEN-Strahlung; Übergänge aus der M-Schale.]

In Abb. 1 tritt ein Photopeak bei 140 keV auf, der von  $^{99}\text{Mo}$  stammt, wegen dessen kurzer Halbwertszeit von 66 h aber bald verschwindet. Bei 145 keV ist die  $\gamma$ -Linie des  $^{141}\text{Ce}$  zu erkennen.  $^{131}\text{I}$  wird durch seinen stärksten Übergang bei 365 keV nachgewiesen.

$^{140}\text{La}$ , das kurzlebige (Halbwertszeit  $T=40$  h) Folgeprodukt von  $^{140}\text{Ba}$  ( $T=13$  d), verursacht schwache Photopeaks bei 328 keV und 487 keV. Dagegen konnte  $^{140}\text{Ba}$  selbst, dessen stärkster Übergang bei etwa 537 keV liegt, nicht direkt nachgewiesen werden.

Die 498 keV- $\gamma$ -Linie stammt vom  $^{103}\text{Ru}$ .  $^{95}\text{Zr}$  verursacht zwei deutliche Photopeaks bei 723 keV und 757 keV, das Folgeprodukt  $^{95}\text{Nb}$  einen Photopeak bei 767 keV. Aus drei Messungen wurde das Verhältnis der  $^{95}\text{Zr}$ -Linie bei 757 keV zur  $^{95}\text{Zr}$ -Linie bei 723 keV zu  $1,35 \pm 0,13$  bestimmt. Es sind genauere Messungen mit Standardpräparaten geplant, zumal die Werte in der Literatur stark voneinander abweichen und z. T. mit kleiner als eins angegeben sind.

Schon nach dem ersten chinesischen Kernwaffentest schlossen wir aus der zeitlichen Änderung der Gesamt- $\beta$ -Aktivität, daß neben den Spaltprodukten erhebliche Mengen neutronenaktivierter Substanzen vorliegen müssen. Hierfür wurden Halbwertszeiten von 1,3 bzw. 2,5 Tagen gemessen<sup>2</sup>. Zu der letzteren paßt das Radionuklid  $^{239}\text{Np}$  ( $T=2,346$  d); die geringe Abweichung ist durch die Beimischung von  $^{99}\text{Mo}$  ( $T=2,75$  d) zu erklären.  $^{239}\text{Np}$  konnte nun auch im  $\gamma$ -Spektrum (Abb. 1) gefunden werden, und zwar durch Photopeaks bei 105 keV, 228 keV und 277 keV; weiterhin ist ein Beitrag zum Peak bei 51 keV zu erwarten. Plutonium-Röntgen-Strahlung tritt ebenfalls bei 105 keV und bei 115 keV auf. In Abb. 2 sind diese Peaks bis auf einen geringen Rest bei 228 keV nicht mehr ausgeprägt.

<sup>2</sup> R. MAY u. H. SCHNEIDER, Z. Naturforschg. **20 a**, 166 [1965].

Weiterhin wurde das neutronenaktivierte Nuklid  $^{237}\text{U}$  mit  $\gamma$ -Linien bei 60 keV, 164 keV, 208 keV und 265 keV gefunden; bei 100 keV und 113 keV wird die Röntgen-Strahlung des Neptuniums gemessen.

Die übrigen Photopeaks sind auf natürliche Radioaktivität zurückzuführen. Die 479 keV-Linie stammt von  $^7\text{Be}$ , das durch kosmische Höhenstrahlung in der Atmosphäre erzeugt wird und in unterschiedlicher Konzentration stets nachweisbar ist.  $^{226}\text{Ra}$  bzw. seine Folgeprodukte  $^{214}\text{Pb}$  und  $^{214}\text{Bi}$  verursachen Photopeaks bei 188 keV, 240 keV, 295 keV, 350 keV und 608 keV; auch ein Anteil am Maximum bei 51 keV ist möglich. Die Röntgen-Strahlung des Bleis schließlich tritt bei 74 keV und 83 keV auf.

#### *Altersbestimmung aus dem Zirkon-Niob-Aktivitätsverhältnis*

Die einzige sichere Methode zur Altersbestimmung von Spaltproduktgemischen besteht darin, das Zirkon-Niob-Aktivitätsverhältnis der Probe zur Datierung der Explosion heranzuziehen. Das Verfahren ist anwendbar, solange Zirkon und Niob sich noch nicht im Gleichgewicht befinden. Hierzu kamen bisher Abklingmessungen,  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzmessungen<sup>3</sup> oder chemische Trennung in Betracht. Wie Abb. 3 zeigt, können mit dem Halbleiterdetektor jedoch die  $\gamma$ -Linien von  $^{95}\text{Zr}$  und  $^{95}\text{Nb}$  getrennt werden, so daß aus den gemessenen Intensitäten das Alter errechnet werden kann.

Wir danken Herrn Prof. Dr. W. HANLE für sein förderndes Interesse und dem Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung für Bereitstellung von Forschungsmitteln.

<sup>3</sup> R. MAY, Atomkernenergie **11**, H. 7/8 [1966].

## **Inelastic Electron Scattering from Levels with 7 to 15 MeV Excitation Energy in $^{24}\text{Mg}$ and $^{26}\text{Mg}$**

O. TITZE and E. SPAMER

Institut für Technische Kernphysik  
der Technischen Hochschule Darmstadt

(Z. Naturforschg. **21 a**, 1504—1506 [1966]; received 22 July 1966)

Energy spectra of electrons scattered inelastically from  $^{24}\text{Mg}$  and  $^{26}\text{Mg}$  were measured. The electric or magnetic character of 22 transitions was deduced from studies of the angular distributions. Spins, parities and ground state radiation widths were determined for levels at 9.97, 10.35, 10.70, and 10.93 MeV in  $^{24}\text{Mg}$ .

Using the facilities of the Darmstadt 60 MeV linear accelerator<sup>1</sup> we have studied inelastic electron scat-

tering from isotopically enriched  $^{24}\text{Mg}$  and  $^{26}\text{Mg}$ . The counting rates from a new five-detector system<sup>2</sup> were summed up to give single spectra with good statistical accuracy (better than 1%).

Although the level density in these nuclei is high for excitation energies  $E_x > 7$  MeV, one selects in electron scattering experiments only those levels that have appreciable ground state radiation widths  $\Gamma_\gamma^0$ . At low incident electron energies  $E_0$  the number will be further reduced by the fact that the most probable transitions are M1 and E2.

For  $^{24}\text{Mg}$  we resolve in the excitation energy range  $E_x=7$  to 15 MeV about 20 transitions as shown in Fig. 1. The only comparison possible is with the 180° electron scattering experiment of BARBER et al.<sup>3</sup> on natural Mg which shows two broad structures at 11

<sup>1</sup> F. GUDDEN, G. FRICKE, H.-G. CLERC u. P. BRIX, Z. Phys. **181**, 453 [1964].

<sup>2</sup> M. STROETZEL, Laborbericht 19, Institut für Technische Kernphysik der Technischen Hochschule Darmstadt 1965, unpublished.

<sup>3</sup> W. C. BARBER, J. GOLDBERG, G. A. PETERSON u. Y. TORI-ZUKA, Nucl. Phys. **41**, 461 [1963].