

Dem Parabelstück der reflektierten Ionen ist ein Intensitätsmaximum überlagert, das so scharf begrenzt ist, daß man sich das Spektrum der reflektierten Ionen zusammengesetzt denken kann aus einem Anteil von monoenergetisch reflektierten Ionen und aus einem Anteil von reflektierten Ionen mit einer Energiebreite, wie sie durch die Länge des geschwärtzten Parabelstücks angezeigt wird. Die Lage des Intensitätsmaximums in bezug auf die Enden des Parabelstückes zeigt einen systematischen Gang mit der Massenzahl der Edelgasionen und der Targetatome, sie ist jedoch, in bezug auf die Enden des Parabelstückes, unabhängig von der Primärenergie der Edelgasionen.

Zur Berechnung der Lage der Parabelstücke im Spektrum sowie ihrer Länge (entsprechend der Energie und der Energiebreite der reflektierten Edelgasionen) wurden für den Stoß des einfallenden Ions mit einem Targetatom als Modell der Stoß zwischen elastischen Kugeln mit den Massen m_1 und m_2 zugrunde gelegt¹, wobei die Wechselwirkung des einfallenden Ions und des getroffenen Targetatoms mit dem Gitter des Targets durch einen Gitterwechselwirkungskoeffizienten δ ausgedrückt wurde². Geht δ von 0 bis 1, so wird rechnerisch bei allen untersuchten Edelgas-Target-Kombinationen die experimentell beobachtete Energiebreite der reflektierten Ionen (Parabelstücklänge) durchlaufen. Die höchste und niederste beobachtete Energie der reflektierten Ionen (Lage der Endpunkte der Parabelstücke im Spektrum) wird durch $\delta=1$ und $\delta=m_1/m_2$ angegeben.

¹ N. BOHR, K. Danske Vidensk. Selsk. Mat.-fys. Medd. **1948**, 28.

² E. B. HENSCHKE, Phys. Rev. **106**, 737 [1957].

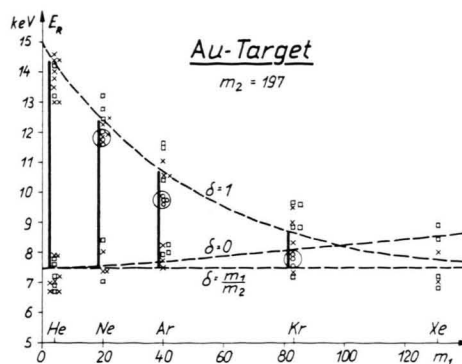


Abb. 2. Energien der an Gold ($m_2=197$) reflektierten Edelgasionen (Masse m_1).

In Abb. 2 ist durch die gestrichelten Kurven der berechnete Energiebereich der reflektierten Ionen in Abhängigkeit von der Massenzahl der Edelgasionen für ein Goldtarget eingezeichnet. Ferner sind die Meßpunkte für die Energie der reflektierten Ionen eingetragen, die dem Anfang und dem Ende der einzelnen Parabelstücke entsprechen (die Kreuze und Quadrate entsprechen der Auswertung der Photoplatten durch zwei Beobachter). Die Kreise zeigen die Lage des Intensitätsmaximums im Parabelstück, die stark ausgezogenen Linien geben die Energiebreite der reflektierten Ionen an, die dem Parabelstück entsprechen.

Eine ausführliche Darstellung der bisher erhaltenen Versuchsergebnisse erscheint demnächst in dieser Zeitschrift.

Eine neue Holmium-Aktivität mit 11,5 Minuten Halbwertszeit

Von H. SCHEPERS

Institut für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn
(Z. Naturforschg. **17 a**, 695—696 [1962]; eingegangen am 25. Juni 1962)

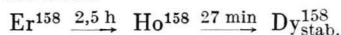
Nach Bestrahlung von Terbiumoxyd mit α -Teilchen von 65 MeV wurde eine bisher unbekannte Aktivität mit einer Halbwertszeit von $(11,5 \pm 0,5)$ min mit einem komplexen γ -Spektrum beobachtet. Auf Grund der Untersuchungsergebnisse haben wir sie dem Isotop Ho^{158} zugeordnet, das durch den Prozeß $\text{Tb}^{159}(\alpha, 5n)\text{Ho}^{158}$ erzeugt wird.

Gleichzeitig war eine Aktivität mit einer Halbwertszeit von (29 ± 2) min zu beobachten, die im wesentlichen dieselben charakteristischen γ -Linien lieferte und die dem isomeren Zustand Ho^{158m} zugeordnet wurde.

¹ A. S. BASINA, K. YA. GROMOV, G. S. DZHELEPOV u. V. A. MOROZOV, Izvest. Akad. Nauk, SSSR, Ser. Fiz. **25**, 194 [1961]; zit. nach NSA 15; 14; 18756.

² N. A. BONCH-OSMOLOVSKAYA, B. S. DZELEPOV, O. E. KRAFT u. YOUNG-YU-WANG, Nucl. Phys. **27**, 581 [1961].

Diese Aktivität scheint identisch mit der von einigen Autoren in der Kette



beobachteten zu sein¹⁻³.

Die bestrahlten Proben wurden im Szintillationspektrometer untersucht ($7,5 \text{ cm} \times 7,5 \text{ cm}$ NaJ-Kristall mit 256-Kanalanalysator). Außerdem wurden γ - γ -Koinzidenzen mit zwei $7,5 \text{ cm} \times 7,5 \text{ cm}$ NaJ-Kristallen durch photographische Registrierung über einen X-Y-Oszillographen gemessen. Der Übergang vom Grundzustand (11,5 min) erfolgt im wesentlichen durch Elektroneneinfang. Der Anteil des β^+ -Überganges konnte wegen einer störenden γ -Linie bei ca. 520 keV nur ungenau abgeschätzt werden, er liegt sicher unter 10%.

Die Identifizierung der Kernladungszahl erfolgte durch Trennung der benachbarten Seltenen Erden im Ionenaustauscher. Die Massenanzordnung ergab sich auf Grund der Messung der Anregungsfunktionen für die Pro-

³ K. YA. GROMOV u. I. S. DNEPROVSKII, Izvest. Akad. Nauk, SSSR, Ser. Fiz. **25**, 1105 [1961]; zit. nach NSA 16; 4; 4809.



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.

zesse ($\alpha,3n$), ($\alpha,4n$), ($\alpha,5n$) bei Bestrahlung mit α -Teilchen verschiedener Energien. Während bei einer Bestrahlungsenergie von ca. 56 MeV durch einen ($\alpha,4n$)- und ($\alpha,3n$)-Prozeß die Isotope Ho^{159} (33 min) beziehungsweise Ho^{160} (28 min und 5,5 h) erzeugt werden, ist die 11,5 min-Aktivität erst oberhalb von 56 MeV zu beobachten, entsprechend der Schwelle für den ($\alpha,5n$)-Prozeß.

Bei der Maximalenergie des Bonner Synchrozyklotrons von 65 MeV treten die Prozesse ($\alpha,4n$) und ($\alpha,3n$) weiter zurück, bilden aber immer noch einen schwachen Untergrund, der die Auswertung des Spektrums von Ho^{158} (11,5 und 29 min) erschwert. (Der Grundzustand von Ho^{160} hat praktisch die gleiche Halbwertszeit [28 min] und führt ebenfalls auf ein doppeltgerades Isotop mit ähnlichem γ -Spektrum.)

Die große Zahl von γ -Energien wird vom Szintillationsspektrometer nicht mehr voll aufgelöst (für Ho^{160} sind mit dem β -Spektrometer mehr als 70 γ -Energien gemessen worden⁴). Das Vielkanalspektrum (Abb. 1)

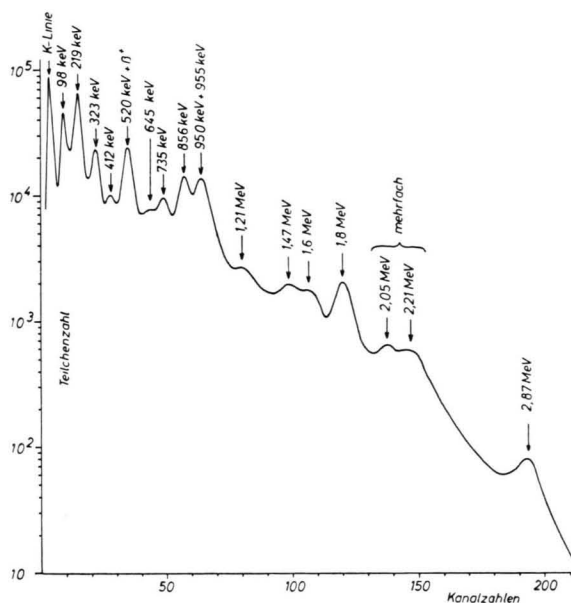


Abb. 1. γ -Spektrum eines Terbiumoxyd-Präparates nach Bestrahlung mit α -Teilchen von 65 MeV unmittelbar nach Bestrahlungsende.

⁴ Nuclear Data Sheets.

zeigt nur die intensivsten Linien, wobei einige verbreiterte offensichtlich aus der Überlagerung mehrerer γ -Energien herrühren. In einigen Fällen war eine etwas bessere Auflösung durch die X-Y-Koinzidenzmessung zu erzielen.

Bei der vorgeschlagenen Zuordnung würde der Zerfall von Er^{158} auf den isomeren Zustand Ho^{158m} führen analog zu dem gut bekannten Zerfall des Er^{160} auf Ho^{160m} , bei dem der isomere Zustand den Spin 2^- und der Grundzustand 5^+ hat.

Bei der Reaktion ($\alpha,5n$) dagegen wird der Zustand mit dem höheren Spin bevorzugt gebildet. Als Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für die Anregung der einzelnen Isomere wurde gemessen:

$$\begin{aligned} \text{Ho}^{160} : \text{Ho}^{160m} &= 8 : 1 \text{ bei } 55 \text{ MeV,} \\ \text{Ho}^{158} : \text{Ho}^{158m} &= 5 : 1 \text{ bei } 65 \text{ MeV.} \end{aligned}$$

Herrn Prof. W. RIEZLER danke ich für viele anregende Diskussionen, ebenso den Kollegen der Zyklotrongruppe, Fräulein CHR. SCHULZ und Herrn anal. chem. P. MUMMENHOFF danke ich für die Hilfe bei der Auswertung der Meßergebnisse beziehungsweise für die chemische Aufarbeitung der Präparate.

MeV	3,1	2,87	2,1 mehrfach	1,8	1,6	1,47	1,21	0,955	0,950	0,856	0,735	β^+ und 0,520	0,412	0,323	0,219	0,098
3,1	X X															
2,87	X X															
2,1 mehrfach	X X X	X														
1,8	X X		X													
1,6	X X			X												
1,47				X X												
1,21				X X												
0,955	X X							X X								
0,950	X X							X	X	X						
0,856	X X							X X	X							
0,735	X X X							X	X							
β^+ und 0,520	X X X X	X						X X X	X							
0,412	X X X			X												
0,323	X X X			X X X												
0,219	X	X X X X	X X X	X X X	X X X	X X X	X X X	X X X	X X X	X X X	X X X	X X X	X X X	X X X	X X X	X X X
0,098	X X X X	X X X X	X X X X	X X X X	X X X X	X X X X	X X X X	X X X X	X X X X	X X X X	X X X X	X X X X	X X X X	X X X X	X X X X	X X X X

Tab. 1. Gemessene γ -Linien und γ - γ -Koinzidenzen für Ho^{158} .

Winkelverteilung der Energieverluste mittelschneller Elektronen in Antimon

Von J. GEIGER

I. Physikalisches Institut der Technischen Universität Berlin (Z. Naturforschg. 17 a, 696—699 [1962]; eingegangen am 26. Juni 1962)

Energieverluste von Elektronen in Antimon sind bereits mehrfach untersucht worden (Übersicht über bis-

herige Ergebnisse in Anm.¹), über ihre Winkelverteilung liegen bisher noch keine Messungen vor. Die hier mitgeteilten Ergebnisse wurden mit Hilfe einer bereits früher² verwendeten Meßanordnung gewonnen.

Die Antimonschichten werden durch Aufdampfen auf eine Glasunterlage hergestellt. Die Schichten kristalli-

¹ C. J. POWELL, Proc. Phys. Soc., Lond. 76, 593 [1960].

² J. GEIGER, Z. Phys. 161, 243 [1961].