

Beitrag zu den Isobarenreihen 107 und 108

Von F. BAUMGÄRTNER *, A. PLATA BEDMAR **
und L. KINDERMANN *

Gäste der Arbeitsgruppe für Radiochemie
in der Physikalischen Studiengesellschaft Düsseldorf m.b.H.
(Z. Naturforschg. 13 a, 53 [1958]; eingegangen am 29. November 1957)

Ru^{108} ist nur durch Spaltung schwerer Kerne erhältlich und tritt dann immer zusammen mit Ru^{107} auf. Die fast gleichen Halbwertszeiten dieser Isotope von ca. 4 Min. haben die genauere Bestimmung der Halbwertszeiten und Zerfallsenergien der einzelnen Isotope und des kurzlebigen Folgeprodukts Rh^{108} bisher sehr erschwert¹.

Um diese Unklarheiten zu beheben, wurde mit einem Einkanalimpulshöhenanalysator des IKO Amsterdam und einem Oszillographen Tektronix 531, der mit dem Ausgang des Linearverstärkers verbunden war, das γ -Spektrum der kurzlebigen Spaltruthenisotope untersucht². Von den Linien bei 0,22; 0,31; 0,43; 0,57 und 0,8 MeV stieg die Intensität der Linien 0,31 und 0,57 MeV an. Es handelt sich um bekannte Linien von Rh^{107} .

Die γ -Linie 0,43 MeV wurde auch in der 18-sec-Aktivität des Rh^{108} beobachtet und damit dessen Halbwertszeit zu 17,5 sec gemessen³.

* Laboratorium für Technische Physik der Technischen Hochschule München.

** Junta de Energia Nuclear, Madrid.

¹ G. B. BARÓ, P. REY u. W. SEELMANN-EGGEBERT, Intern. Conf. Peaceful Uses of Atomic Energy 7, 186 [1955].

Die Halbwertszeit der 0,43-MeV- γ -Linie im Spaltruthen beträgt 4,4 min und ist die Halbwertszeit des Ru^{108} .

Die Halbwertszeit der 0,22-MeV- γ -Linie beträgt 4,8 min. Sie entsteht beim Zerfall des Ru^{107} . Das wurde nachgewiesen durch (n, α)-Reaktion an natürlichem Palladium und Abtrennung der Ru-Aktivität durch Destillation von RuO_4 .

Mit einem β -Szintillationskristall und derselben Meßanordnung wie vorher beschrieben, wurde die β -Maximalenergie des Rh^{108} zu 3,7 MeV gemessen. Auf dieselbe Weise wurde nach der $\text{Pd}^{110}(n, \alpha) \text{Ru}^{107}$ -Reaktion und Ru-Abtrennung die β -Maximalenergie von Ru^{107} zu 2,3 bis 2,4 MeV beobachtet.

Die Bestrahlungen wurden mit schnellen Neutronen oder bei der Uranspaltung direkt mit 26-MeV-Deuteronen des Philips-Synchrozyklotrons im Instituut voor Kernphysic Onderzoek, Amsterdam, ausgeführt. Wir danken der Bestrahlungsabteilung dafür und Herrn Prof. A. H. W. ATEN JR. für seine freundlich gewährte Gastfreundschaft. Herr Prof. W. SEELMANN-EGGEBERT hat die Anregung zu dieser Arbeit gegeben. Wir danken ihm und der Physikalischen Studiengesellschaft Düsseldorf m.b.H. für die zur Verfügung gestellten Mittel.

² Das Spaltruthen wurde aus dem bestrahlten Uranoxyd nach zweimaliger Destillation von RuO_4 und Auffangen des Destillats in Natriumsulfit als Ru(II)-Hydroxyd gewonnen.

³ Bei der Gewinnung des Rh^{108} wurde das RuO_4 bei der zweiten Destillation in essigsaurer KNO_3 -Lösung aufgefangen und mit $\text{Na}_3\text{Co}(\text{NO}_2)_6$ -Lösung das Rh gefällt.

Die Isomere des ^{126}Sb

Von I. FRÄNZ und H. MÜNZEL

Arbeitsgruppe für Radiochemie in der Physikalischen Studiengesellschaft Düsseldorf m.b.H.

(Z. Naturforschg. 13 a, 53–54 [1958]; eingegangen am 29. November 1957)

Bei der Bestrahlung von Tellur mit Deuteronen (28 MeV) oder schnellen Neutronen ($\text{Be}[28 \text{ MeV } \alpha, n]$) konnte ein Antimonisotop von 18,8 min Halbwertszeit nachgewiesen werden¹, dem die Massenzahl 126 zugeordnet worden war. Die Zuordnung war erfolgt auf Grund der Übereinstimmung der Energie der stärksten γ -Linie dieses Isotops mit der Energie des ersten angeregten Niveaus von ^{126}Te .

Zur Sicherstellung der Massenzahl wurden Versuche mit stark angereichertem ^{126}Te durchgeführt.

50 mg ^{126}Te ² wurden mit den schnellen Neutronen ($\text{Be}[26 \text{ MeV } d, n]$) des Amsterdamer Zyklotrons bestrahlt, und die entstandene Aktivität wurde sofort ohne

chemische Trennung im GM-Zählrohr oder im 80-Kanal-Spektrometer gemessen. Die Analyse der Abfallskurve ergab Halbwertszeiten von 9 h, 70 min und 19 min und außerdem sehr viel kürzere und einige wesentlich längere Halbwertszeiten. Aus den β -Absorptionskurven und dem γ -Spektrum ging hervor, daß die Halbwertszeiten von 9 h und 70 min den Tellurisotopen ^{127}Te und ^{129}Te zuzuordnen sind. Die mit 19 min abfallende Aktivität hatte ebenfalls ihre stärksten γ -Linien bei 650 und 420 keV, wie das früher isolierte 18,8-min-Antimon. Die beiden Antimon-Isotope mit etwa 10 min Halbwertszeit, ^{128}Sb und ^{130}Sb konnten nicht nachgewiesen werden. Man muß daraus schließen, daß sich das 18,8-min-Antimon durch einen (n, p)-Prozeß aus ^{126}Te bildet und ebenfalls die Massenzahl 126 hat.

Obwohl ^{126}Sn höchstwahrscheinlich instabil ist, konnte ^{126}Sb nicht durch Uranspaltung hergestellt werden. Kürzlich wurde nun von BOSCH und MUNCZEK³ die Entdeckung eines 6-d-Antimons veröffentlicht, das sich sowohl durch Uranspaltung als auch durch einen (d, α)-Prozeß aus Tellur gewinnen läßt. Da seine beiden stärksten γ -Li-

¹ I. FRÄNZ, R. RADICELLA u. J. RODRIGUEZ, Z. Naturforschg. 11 a, 1038 [1956].

² ^{126}Te der Stable Isotopes Division, Oak Ridge; massenspektroskopische Reinheit $95,4 \pm 0,8\%$.

³ H. BOSCH u. H. MUNCZEK, Phys. Rev. 106, 983 [1957].



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.

nien mit den stärksten γ -Linien des 18,8-min-Antimons übereinstimmen, muß dieses 6-d-Antimon isomer mit 18,8-min-Antimon sein und ebenfalls die Massenzahl 126 haben. Die beiden Isomere zerfallen ebenso wie die beiden Isomere von ^{128}Sb mit β - und γ -Emission. Aber während ^{128}Sn ganz überwiegend in das kurzelbige Antimon-Isomer übergeht, scheint sich aus ^{126}Sn ganz überwiegend das langlebige Isomer zu bilden.

Für die großzügige Unterstützung bei der Durchführung dieser Untersuchung sind wir Herrn Prof. P. C. GUGELOT und Herrn Prof. A. H. W. ATEN JR. vom Instituut voor Kernphysisch Onderzoek in Amsterdam sehr zu Dank verpflichtet. Herrn Prof. W. SEELMANN-EGGEBERT, Arbeitsgruppe für Radiochemie, Mainz, danken wir ganz besonders für die Anregung und Förderung unserer Arbeit.

Strahlungsschädigung und Bestrahlungsverfestigung

Von A. SEEGER

Max-Planck-Institut für Metallforschung, Stuttgart, und
Institut für theoretische und angewandte Physik
der Technischen Hochschule Stuttgart

(Z. Naturforsch. 13 a, 54—55 [1958]; eingegangen am 17. Dezember 1957)

In der Literatur ist wiederholt die Ansicht vertreten worden (so etwa von SANDER¹), daß die durch Bestrahlung mit schweren Teilchen einschließlich Neutronen in Metallen entstehende Fehlordnung im wesentlichen aus FRENKEL-Fehlstellen bestehe, also aus einzelnen Leerstellen und Zwischengitteratomen in gleicher Konzentration. Neben anderen Messungen haben die experimentellen Ergebnisse zur *Bestrahlungsverfestigung*, insbesondere die der in Oak Ridge (BLEWITT, HOLMES, COLTMAN und Mitarbeiter²) an Kupfereinkristallen durchgeführten Neutronenbestrahlungsexperimente, jedoch gezeigt, daß die Erhöhung der kritischen Schubspannung durch Neutronenbestrahlung nicht von FRENKEL-Fehlstellen herrühren kann.

Die wichtigsten Argumente hierfür sind:

1. Die Bestrahlungsverfestigung erholt sich im wesentlichen erst oberhalb von 300°C , und zwar mit der Aktivierungsenergie der Selbstdiffusion^{3, 4}, was sich nicht verstehen ließe, wenn bei der Bestrahlung entstandene Zwischengitteratome und Leerstellen die Hauptrolle spielen.

2. Die Bestrahlungsverfestigung bildet sich auch bei tiefen Temperaturen aus, bei denen nach unseren Anschauungen keine Diffusion von Leerstellen oder Zwischengitteratomen zu den Versetzungen hin mehr stattfinden kann.

3. Die kritische Schubspannung τ_0 der bestrahlten Kristalle hängt von der Versuchstemperatur T in einer Weise ab, die, wie HOLMES⁵ gezeigt hat, mit den theoretischen Vorstellungen über das Losreißen der Versetzungen von „Wolken“ atomarer Fehlstellen^{6, 7} nicht verträglich ist.

4. Das plastische Verhalten elektronenbestrahlter⁸ sowie (unter Vermeidung von Abschreckspannungen) von hoher

Temperatur abgeschreckter Metalle, für das Leerstellen und Zwischengitteratome bestimmt sind, unterscheidet sich sehr deutlich von demjenigen neutronenbestrahlter Kristalle. Beispielsweise ist für die Ausbildung der Abschreckverfestigung ein Anlassen der Proben, somit also ein Diffusionsvorgang, erforderlich⁹; die kritische Schubspannung ist hier von der Verformungstemperatur unabhängig⁹.

Wir haben ein Modell der Bestrahlungsschädigung von Metallen entwickelt, das dem Vorstehenden Rechnung trägt. Eine ausführliche Begründung wird an anderer Stelle gegeben werden. Nach unserer Auffassung wird die Bestrahlungsverfestigung durch stark gestörte „Zonen“ bewirkt, die sich am Ende der Bahn eines schnellen Rückstoßteilchens bilden und die von den Versetzungen durchschnitten werden müssen. Von den BRINKMANSchen Umlagerungsbereichen¹⁰ („displacement spikes“) unterscheiden sich diese Zonen dadurch, daß sie eine wesentlich geringere Dichte aufweisen als der sie umgebende wenig gestörte Kristall. Diese Dichteverminderung kommt in der Weise zustande, daß Zwischengitteratome aus der Zone als „dynamische Crowdions“ herausgeschossen werden und sich sehr weit fortbewegen, bevor sie als gewöhnliche Zwischengitteratome (nicht als Crowdions!) zur Ruhe kommen¹¹. Ein Teil dieser Zwischengitteratome wird von Versetzungen eingefangen und ist für die Verminderung der inneren Reibung nach Tieftemperaturbestrahlung verantwortlich¹².

Wie schon erwähnt, müssen die eben beschriebenen Zonen bei der plastischen Verformung von den Versetzungen durchschnitten werden; sie bestimmen die kritische Schubspannung τ_0 der bestrahlten Kristalle in ähnlicher Weise wie der „Versetzungswald“ diejenige der unbestrahlten Kristalle¹³. In guter Näherung ergibt sich

$$\tau_0 = \left(\frac{N_z}{G b} \right)^{1/2} \left(\frac{U_0}{4 a b} \right)^{3/2} \left\{ 1 - \left[\frac{k T \ln(N b \tau_0 / N_z a)}{U_0} \right]^{2/3} \right\}^{3/2} \quad (1)$$

⁸ H. DIECKAMP, Vortrag auf der Tagung der Rheological Society, New York, November 1955; C. E. DIXON u. C. J. MEECHAN, Phys. Rev. **91**, 237 [1953].

⁹ J. W. KAUFFMAN u. M. MESHII, Fall Meeting AIME, Chicago 1957, J. Metals, Okt. 1957.

¹⁰ J. A. BRINKMAN, J. Appl. Phys. **25**, 961 [1954].

¹¹ Ein „Crowdion“ ist ein Zwischengitteratom mit einer noniusartigen Atomanordnung längs einer ausgezeichneten Richtung im Kristall.

¹² D. O. THOMPSON, T. H. BLEWITT u. D. K. HOLMES, J. Appl. Phys. **28**, 742 [1957].

¹³ A. SEEGER, Z. Naturforsch. **9 a**, 870 [1954].

¹ W. SANDER, Naturwiss. **44**, 508 [1957].

² T. H. BLEWITT, R. R. COLTMAN, D. K. HOLMES u. T. S. NOGGLE, Creep and Recovery, Amer. Soc. Metals, Cleveland 1957, S. 84, sowie persönliche Mitteilungen.

³ J. K. REDMAN, R. R. COLTMAN u. T. H. BLEWITT, Phys. Rev. **91**, 448 [1953].

⁴ A. W. McREYNOLDS, W. AUGUSTYNIAK, M. McKEOWN u. D. B. ROSENBLATT, Phys. Rev. **98**, 418 [1955].

⁵ D. K. HOLMES, persönliche Mitteilung.

⁶ A. H. COTTRELL u. B. A. BILBY, Proc. Phys. Soc., Lond. A **62**, 49 [1949].

⁷ J. C. FISHER, Trans. Amer. Soc. Metals **47**, 451 [1955].