

sorption zu vernachlässigen sind. — Mit der Halbwertszeit<sup>4</sup> von 22 a und obigem  $E_0$  folgt  $\log ft = 6,9$ . Das Spektrum ist danach einfach verboten.

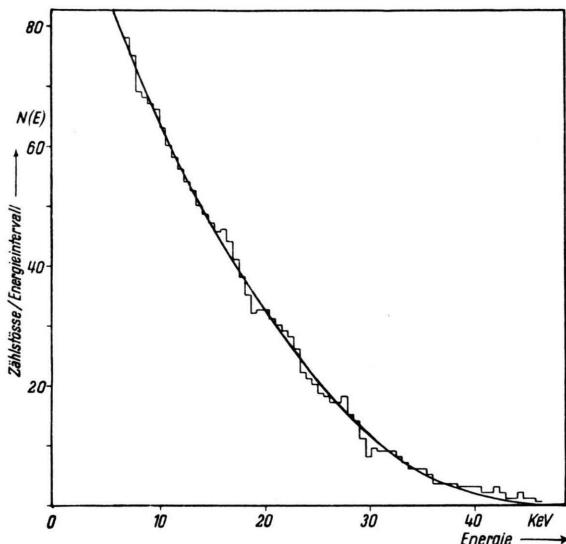


Abb. 1. Das  $\beta$ -Spektrum des  $^{227}\text{Ac}$ .

Zumindest für die weitaus überwiegende Zahl der Zerfälle führt also der  $\beta$ -Zerfall des Ac auf den Grundzustand des RaAc.  $\beta$ -Übergang auf ein angeregtes Niveau des Folgekerns für einen geringen Bruchteil der Zerfälle wird indes durch die Messung nicht ausgeschlossen. Zur weiteren Prüfung wurde deshalb die elektromagnetische Strahlung der Ac-Präparate von außen ins PZR eingestrahlt. Es fand sich keine Aneutung einer 37 keV-Strahlung. Das besagt jedoch

<sup>4</sup> J. M. Hollander u. R. F. Leininger, Phys. Rev. 80, 915 [1950].

noch nicht, daß eine solche Linie nicht existiert. Bei starker Konversion und schwachem Präparat kann sie im PZR kaum nachgewiesen werden. Die der Konversion folgende L-Röntgenstrahlung muß dagegen gerade bei starker Konversion leicht zu messen sein. Die  $L_\alpha$ - und  $L_\beta$ -Linien des Th liegen bei 12,9 und 16,3 keV. Statt dieser Linien fanden wir zwei Linien, deren Energien wir durch sorgfältigen Vergleich mit den Röntgenlinien des Cu, Se, Mo, Ag und RaD zu 16,7 und 20 keV bestimmten. (Die Linie bei 20 keV war wesentlich schwächer als die bei 16,7 keV.) Wenn dies überhaupt L-Röntgenlinien eines natürlichen Elements sind, so kann es sich nur um die  $L_\beta$ - zusammen etwa mit der  $L_\delta$ -Linie handeln. Wenn diese Linien ohne die  $L_\alpha$ -Linien auftreten, so müßte die Konversion fast ausschließlich in der  $L_{II}$ -Schale erfolgen, was bei einer M2-Strahlung vielleicht nicht ganz ausgeschlossen wäre. — Überlegungen hierüber erübrigen sich jedoch, soweit sie den Zerfall des Ac betreffen. Die weitere Untersuchung zeigte nämlich, daß die genannten Linien von einem Folgeprodukt des Ac emittiert werden: Die Zahl der pro Zeiteinheit emittierten Quanten steigt mit zunehmendem Alter des Präparats. (Bei frisch hergestellten Ac-Präparaten schätzen wir die Zahl der pro Ac-Zerfall emittierten Quanten für beide Linien zusammen auf höchstens 10% des von LPRT angegebenen Wertes.) Die beiden Linien sind also vermutlich  $\gamma$ -Linien eines Folgeproduktes des Ac. — Um durch die Strahlung des Präparates angeregte K-Röntgenlinien kann es sich nicht handeln, da entsprechende Elemente im Präparat und PZR nicht vorhanden waren.

Nach allen Messungen führt also der  $\beta$ -Zerfall des  $^{227}\text{Ac}$  wahrscheinlich ausschließlich auf den Grundzustand des Ra Ac.

Eine ausführliche Darstellung ist in Vorbereitung.

Herrn Prof. Mattauch und Herrn Prof. Paneth danken wir für die Überlassung des Ac-Präparates und besonders Herrn Dr. Herr für die Abtrennung des Ac aus einem Pa-Präparat des MPI in Mainz.

## Ultrarotes Phosphoreszenzlicht aus Germanium bei tiefen Temperaturen<sup>1</sup>

Von R. Keßler

II. Physikalisches Institut der Universität Köln  
(Z. Naturforsch. 10a, 87–88 [1955]; eingegangen am 24. Dez. 1954)

Man kühlt einen Germanium-Einkristall, der sich stets im Hochvakuum befindet, auf  $-183^\circ\text{C}$  ab. Dabei befindet sich die Probe hinter dem Austrittsspalt eines Monochromators. Während der Abkühlung, die in einem Zeitraum von ca. 30 min erfolgt, wird der Kristall mit monochromatischer Lichtenergie durchstrahlt, die mit 15 Hz intermittiert. Die Wellenlänge liegt zwischen 1,9 und  $2,8 \mu$ , also im Durchlässigkeitsbereich von Germanium jenseits der Bandkante. Erwärmt man die Probe dann wieder mit etwa gleicher Geschwindigkeit, so wird die geringfügige Ab-

sorptionsänderung bei der Abkühlung nicht in gleicher Weise rückwärts durchlaufen. Es zeigt sich vielmehr bei allen untersuchten Proben (spez. Widerstände bei  $20^\circ\text{C}$  von 42 bis  $0,018 \Omega \cdot \text{cm}$ , n und p Typ) und jeweils verschiedenen Schichtdicken (bis zu einigen mm) in dem Temperaturintervall von ca.  $-150^\circ\text{C}$  bis ca.  $-70^\circ\text{C}$  eine plötzlich einsetzende starke Vergrößerung der als durchgelassen gemessenen Intensität. Es tritt dagegen niemals eine Abnahme der Intensität unter den Wert auf, der einem ungestörten Verlauf entsprechen würde. Die Temperatur- und Zeitfunktion der Intensitätszunahme variiert von Probe zu Probe. Zwei Beispiele seien graphisch dargestellt (Abb. 1).

Diese erhöhte „Durchlässigkeit“ des Germaniums läßt sich in ihrer Größe nicht erklären, sogar wenn man ein vollständiges Verschwinden der Volumenabsorption annimmt. Daß eine Abnahme der Oberflächenverluste (Reflexion und spezielle Absorption) weit unter den nach Fresnel aus  $n$  berechneten Wert vorliegt, etwa durch Vergütungseffekte sich ausbildender Ober-



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.

flächenschichten, ist unwahrscheinlich und würde nicht die Tatsache erklären, daß die Zunahme der den Kristall verlassenden Strahlungsintensität abhängt von dem Zeitintegral der bei tiefer Temperatur eingestrahlten Lichtenergie. Kühlt man nämlich den Kristall unterhalb einer gewissen Temperatur weiter im

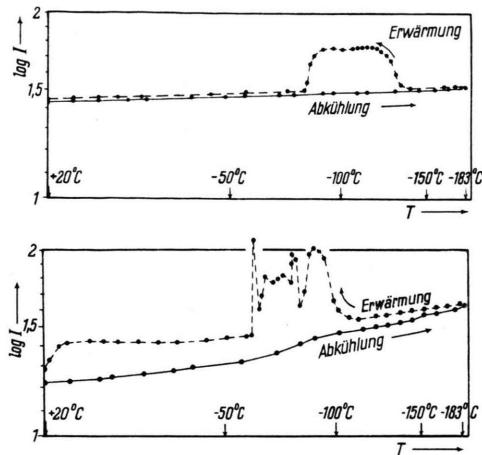


Abb. 1. Temperaturabhängigkeit der „durchgelassenen“ Strahlungsintensität  $I$  in willkürlichen Einheiten. Oben: Probe L 325,  $\rho$  (20°C) = 0,12  $\Omega \cdot \text{cm}$ , Schichtdicke  $d$  = 1,71 mm; unten: Probe A 5/1,  $\rho$  (20°C) = 0,017  $\Omega \cdot \text{cm}$ ,  $d$  = 2,35 mm.

Dunkeln ab, so tritt der Effekt bei der Wiedererwärmung nicht auf. Dies legt vielmehr den Gedanken nahe, daß es sich um die Ausleuchtung einer gespeicherten Lichtsumme handelt. Speicherung und Wiederaussendung erstrecken sich über Minuten.

Bemerkenswert ist noch folgende Tatsache: Die Emission der Strahlung erfolgt nicht selbständig als einfache Folge der Temperaturerhöhung, sondern wird durch die Ultrarotstrahlung der gleichen Wellenlänge ausgelöst, mit der auch eingestrahlt wurde. Denn das Spektrometer arbeitet aus technischen Gründen mit intermittierender Strahlung (15 Hz) und dafür *selektivem Verstärker-Anzeige-System*. Eine Gleichstrahlung würde nicht angezeigt. Also erfolgt die Phosphoreszenzemission im gleichen Takt mit der einfallenden Strahlung und offenbar durch diese ausgelöst. — Das Spektrum der emittierten Strahlung ist in weiten Grenzen unbekannt.

Man wird also zu folgendem Schluß geführt: Unter geeigneten Bedingungen vermag Germanium zu phosphoreszieren, und zwar unter optischer Anregung bei tiefen Temperaturen. Möglicherweise sind dabei Elektronen, die in metastabilen Zuständen „eingefroren“ wurden, Anlaß zu einer Rekombinationsstrahlung ähnlich der, wie sie während der Ladungsträgerinjektion beobachtet wurde<sup>2</sup>. Im vorliegenden Fall ist der Germaniumkristall jedoch elektrisch unbeeinflußt.

<sup>2</sup> R. Newman, Phys. Rev. 91, 1311 [1953].

## BESPRECHUNGEN

**Nuclear Moments.** Von Norman F. Ramsey. Verlag John Wiley & Sons, Inc., New York 1953. X, 169 S. mit 38 Abb.; Preis geb. \$ 5.00.

Das Buch ist eine kurze Einführung in die theoretischen Grundlagen und experimentellen Ergebnisse der Kernmomentenforschung. Nach einem Kapitel, in dem die Wechselwirkung des magnetischen Kernmoments und des elektrischen Kernquadrupolmoments mit der Elektronenhülle theoretisch behandelt wird, folgt die Darstellung der experimentellen Methoden zur Bestimmung von Kernmomenten. Die Molekularstrahlmethode, zu der der Verfasser viele Beiträge geleistet hat, und die paramagnetische Kernresonanzmethode werden ausführlich besprochen. In einer Tabelle sind alle bekannten Daten über Drehimpulse, magnetische Momente und elektrische Quadrupolmomente mit ausführlichen Literaturangaben zusammengestellt. Der letzte Teil bringt Anwendungen der Kernmomentenuntersuchungen auf physikalisch-chemische Probleme und auf die Physik des festen Körpers. Obwohl das Buch einige wichtige Methoden der Kernmomentenforschung nur recht knapp behandelt, so ist es doch

allen Physikern und Physiko-Chemikern, die sich einen Überblick über das Gebiet, seine Arbeitsmethoden und seine Anwendungsmöglichkeiten verschaffen wollen, sehr zu empfehlen.

H. Krüger, Heidelberg.

**Höhere Mathematik.** Teil V. Formelsammlung. 3., verbesserte Auflage. Von R. Rothe. Verlag B.C. Teubner, Stuttgart, 1954. 124 S. mit 74 Abb.; Preis kart. DM 4.80.

Diese Neuausgabe ist der fortschreitenden Entwicklung angepaßt, welche das Rothesche Werk durch W. Schmeidler in behutsamer Weise, aber in wichtigen Punkten doch im wünschenswerten Umfang erfährt. In der vorliegenden Formelsammlung ist dabei vor allem die Lehre von den Differentialgleichungen ergänzend bedacht, durchweg in der Richtung auf wichtige Hilfsmittel für die praktische Mathematik; einiges, was in dem neuen Band VI (Rothe-Szabó, vgl. Z. Naturforsch. 9a, 807 [1954]) jetzt viel ausführlicher behandelt ist, wurde im Rahmen der Formelsammlung weggelassen. Die Bearbeitung stammt von Hrn. Dobbrack (TH. Aachen).

Egon Ullrich, Gießen.