

zugänglich sind, ganz abgesehen davon, daß ihre Zahl so groß ist, daß der rechnerische Aufwand untragbar wäre, hat man verschiedene Verfahren entwickelt (z. B. BRILL und Mitarbb.¹⁹, RENNINGER²⁰ und VAN RAIJEN²¹), diese Schwierigkeiten zu umgehen. Diese Verfahren sind aber z. Tl. mit methodischen Fehlern behaftet.

Die Rosetten, die immer dann auftreten, wenn es nicht gelang, den Abbrucheffect völlig zu unterdrücken, geben keinerlei Hinweis auf die wahre Elektronendichteverteilung im Kristall, insbesondere ist es natürlich unmöglich, daraus Feinheiten über die Bindungszustände der Kristallbausteine herleiten zu wollen.

5. Rest-Fourier-Synthese

Bei der Durchführung einer Strukturbestimmung mit Hilfe der GAUSS-Approximation wird die Übereinstimmung der Näherungsstrukturamplituden $f'(b)$ der

Gl. (46) mit den Meßwerten $f(b_h)$ nicht exakt erfüllt sein (vgl. Abb. 3). Sind die Abweichungen größer, als die Meßfehler $\Delta f(b_h)$ es zulassen, so müssen die Rest-FOURIER-Koeffizienten $\delta f(b_h) = f(b_h) - f'(b_h)$ durch eine Rest-FOURIER-Synthese berücksichtigt werden

$$\delta \rho_\infty(x) = \sum_h \delta f(b_h) e^{-2\pi i(b_h x)} \quad (54)$$

und die Korrekturen $\delta \rho_\infty$ der durch Inverstransformation von $f'(b)$ z^{1/v_r} erhaltenen Elektronendichte ρ_∞ hinzugefügt werden.

Im Fall komplizierterer Strukturen wird dieser Zusatzterm $\delta \rho_\infty$ in vielen Fällen zweifellos nicht vernachlässigbar klein sein. Die Auswertung wird dann also aufwendiger. Trotzdem bietet sie gegenüber der Total-FOURIER-Synthese Gl. (27) den großen Vorteil stark reduzierten Rechenaufwandes, da ja wesentliche Teile der Funktion $f(b)$ bereits durch Faltungstransformation verarbeitet wurden, die Nachteile der FOURIER-Synthese also nur die Restterme betreffen.

¹⁹ R. BRILL, H. C. GRIMM, C. HERMANN u. CL. PETERS, *Ann. Phys.*, Lpz. **34**, 393 [1939].

²⁰ M. RENNINGER, *Acta Cryst.* **5**, 711 [1952].

²¹ L. V. RAIJEN, *Selected Topics in X-Ray Crystallography*, Editor J. Bouman, Amsterdam.

NOTIZEN

Zum Zerfall der Palladium-Isomere Pd^{105m} und Pd^{109m}

Von TH. STRIBEL *

Hochspannungslaboratorium Hechingen und Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt (Main)

(Z. Naturforsch. **12 a**, 939—940 [1957]; eingegangen am 10. Oktober 1957)

Die von FLAMMERSFELD¹ beschriebenen und den Massenzahlen 105 und 109 zugeordneten beiden Palladium-Isomere von 23 sec und 4,8 min Halbwertszeit wurden mittels schneller Li(d, n)-Neutronen über einen (n, 2n)-Prozeß an Palladium-Metall erzeugt und mit einem Szintillations- γ -Spektrometer neu untersucht. Die γ -Energien wurden mit Hilfe eines 100-Kanal-Analysators vermessen und aus dem Intensitätsverhältnis der RÖNTGEN-K-Linie zur γ -Linie unter Berücksichtigung von Korrekturen für die Empfindlichkeit des NaI-Kristalls, Absorption im Präparat und in der Kristallfassung sowie für die K-Schalen-Fluoreszenzausbeute² die K-Konver-

sionskoeffizienten α_K bestimmt. Da sich die beiden γ -Peaks stark überdecken, wurde von dem sofort nach der Bestrahlung aufgenommen Spektrum das nach dem Abfallen der 21-sec-Aktivität erhaltene des reinen 4,8-min-Isomers abgezogen und so die beiden Anteile getrennt erhalten. Weiter haben wir die Halbwertszeiten der γ -Aktivitäten sowie das Verhältnis ihrer Anfangsintensitäten bei definierter Bestrahlungszeit genauer ermittelt:

Pd^{105m} : $T = 21,3 \pm 0,5$ sec

Die gemessene γ -Energie von 216 ± 5 keV stimmt mit der von FLAMMERSFELD¹ für die Konversionselektronen gemessenen Energie von etwa 200 keV gut überein. Für α_K erhalten wir den Wert von $0,30 \pm 0,05$.

Pd^{109m} : $T = 4,75 \pm 0,05$ min

Wir messen für die γ -Energie einen Wert von 188 ± 5 keV, der damit etwa 15 keV höher liegt als der von KAHN³ ebenfalls mit dem Szintillations-Spektrometer gemessene. α_K ergibt sich zu $0,60 \pm 0,1$.

* Jetzt Battelle-Institut, Frankfurt/Main, Wiesbadener Str.

¹ A. FLAMMERSFELD, *Z. Naturforsch.* **7 a**, 296 [1952].

² I. BERGSTRÖM in: K. SIEGBAHN, *Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy*, Amsterdam 1955, S. 630.

³ J. H. KAHN, *Oak Ridge National Laboratory Unclassified Report ORNL-1089* (Nov. 1951).

Aus dem Verhältnis der auf Sättigung umgerechneten Anfangsaktivitäten erhalten wir, unter Berücksichtigung der Kristallempfindlichkeit sowie des Konversionskoeffizienten, für die Erzeugung von $\text{Pd}^{109\text{m}}$ einen etwa 1,5-mal größeren Querschnitt als für $\text{Pd}^{105\text{m}}$, bezogen auf die Häufigkeit der Ausgangsisotope Pd^{110} und Pd^{106} . Dies ist aus der Lage der beiden Isotope zur β -Stabilitätslinie leicht verständlich. Die zur Berechnung verwendeten α -Werte wurden aus den gemessenen α_K durch Addition der aus den Tafeln von ROSE⁵ entnommenen Werte für α_L erhalten.

Zur Klassifikation der Isomere:

Die Eintragung der reduzierten Lebensdauer

$$\tau_y \cdot A^{2\Delta I/3} \cdot E_y^{2\Delta I+1}$$

[mit $\tau_y = T(1+\alpha)/\ln 2$] ins GOLDHABER-SUNYAR-Dia-

⁴ M. GOLDHABER, A. W. SUNYAR in: K. SIEGBAHN², S. 453.

⁵ M. E. ROSE in: K. SIEGBAHN², S. 905.

⁶ J. H. D. JENSEN in: K. SIEGBAHN², S. 414.

gramm⁴ deutet, worauf schon FLAMMERSFELD hingewiesen hat, auf E 3-Übergänge bei beiden Isomeren. Die gemessenen α_K sind damit nach den von ROSE⁵ berechneten Tafeln der Konversionskoeffizienten in bester Übereinstimmung. Ebenfalls noch, aber wesentlich schlechter, verträglich wären damit magnetische Quadrupol-Übergänge, die jedoch auf Grund der γ -Lebensdauer sicher auszuschließen sind. Wenn man für beide Isomere den nach dem Schalenmodell^{6,7} zu erwartenden Grundzustand $d_{5/2}$ annimmt, der für Pd^{105} auch gemessen ist⁸, so läßt der Übergang $\Delta I=3$ mit Paritätsänderung für den angeregten Zustand die Zuordnung $h_{11/2}$ vermuten.

Diese Untersuchung wurde zum Teil durch Leihgaben der Deutschen Forschungsgemeinschaft ermöglicht.

⁷ M. GOEPPERT-MAYER in: K. SIEGBAHN², S. 433.

⁸ P. BRIX u. A. STEUDEL, Naturwiss. **38**, 431 [1951].

Prinzip eines Linsenspektrometers mit Enveloppenblenden

Von H. DANIEL

Institut für Physik im Max-Planck-Institut für medizinische Forschung, Heidelberg

(Z. Naturforschg. **12 a**, 940—941 [1957]; eingegangen am 18. Oktober 1957)

Im folgenden soll angedeutet werden, wie man bei einem magnetischen β -Spektrometer mit zwei Linsen trotz sphärischer Aberration in jeder Einzellinse im Idealfall die Auflösebreite Null erreichen kann, ohne daß gleichzeitig die Lichtstärke verschwindet.

Das Prinzip des Gerätes läßt sich etwa wie folgt charakterisieren: Die Elektronen aus einer Punktquelle auf der Achse gelangen zuerst in eine stark ablenkende Linse geringer sphärischer Aberration und danach in eine schwach ablenkende Linse starker sphärischer Aberration. Zwischen beiden Linsen befindet sich eine Blende in Form der Enveloppe des Bündels, die alle Elektronen zu großen Impulsen¹ abschneidet, so daß nur noch Elektronen mit richtigem und zu kleinem Impuls in die zweite Linse eintreten. Elektronen zu kleinen Impulsen geraten hier wegen der starken sphärischen Aberration dieser Linse in ein Gebiet so kleiner Brechkraft, daß sie mit einer zweiten enveloppenförmigen Blende hinter der zweiten Linse, die das Bündel ebenfalls von außen umhüllt, abgeschnitten werden. Elektronen richtigen Impulses p_0 passieren beide Blenden und treten in den Zähler auf der Achse ein. Beide Blenden sind konvex gegen die Achse.

Abb. 1 gibt den Strahlengang schematisch wieder. Dort findet man auch die im Text nicht erläuterten Be-

zeichnungen. Wegen der Rotationssymmetrie des Problems kann man von der in Wirklichkeit auftretenden Schraubung der Elektronenbahnen um die Achse absehen.

Man darf nicht erhoffen, die Geometrie- und Linsendaten mit der für die Praxis erforderlichen Genauigkeit geschlossen ausrechnen zu können. Es soll deshalb nur an einem speziellen Fall gezeigt werden, daß sich die Forderungen an die Linsen nicht widersprechen. Dazu werden dünne Linsen und angenähert achsenparalleler Strahlengang zwischen den Linsen vorausgesetzt. Die Ablenkung in den Linsen werde durch die quadratische Näherung²

$$\vartheta_1 = \frac{p_0^2}{p^2} (\beta_0 + \beta_1 x + \beta_2 x^2),$$

$$\vartheta_2 = \frac{p_0^2}{p^2} (\gamma_0 + \gamma_1 y + \gamma_2 y^2)$$

wiedergegeben; $\beta_0, \beta_1, \beta_2, \gamma_0, \gamma_1$ und γ_2 sind Konstanten, p ist der Elektronenimpuls. Die Rechnung beschränkt sich auf Glieder höchstens zweiter Ordnung in x und y .

Man findet als Bedingung für die Lage von

$$\text{Blende 1: } b-d > 0 \quad \text{und}$$

$$\text{Blende 2: } \frac{b-d}{\gamma_1(b-d)-1} > 0,$$

als Bedingung für das Abschneiden kleinerer Impulse durch Blende 2:

$$\frac{\beta_0}{1-b/d} + \gamma_0 < 0 \quad (\text{I})$$

und als Bedingung für die Konvexität von Blende 2:

¹ P. HUBERT, C. R. Acad. Sci., Paris **230**, 1464 [1950]. — J. F. PERKINS u. A. W. SOLBRIG JR., Phys. Rev. **79**, 415 [1950].

² Dieses Verfahren ist von BOTHE angewandt worden; W. BOTHE, Naturwiss. **37**, 41 [1950]; S. B. Heidelberg, Akad. Wiss. (Math.-Naturwiss. Kl.) 191 [1950].