

trationen derselbe wie beim reinen CCl_4 (a). Diese Kurven lassen also mit ihrem linken, absinkenden Ast das Verschwinden der Assoziation und damit der Zusatzabsorption unmittelbar erkennen und zeigen, wie bei höheren Temperaturen schließlich nur noch die Grundabsorption übrig bleibt. Die geradlinigen Kurvenäste der letzteren verschieben sich mit steigender Konzentration nach kleineren Ordinaten. Dies ist natürlich nichts anderes als das oben diskutierte monotone Absinken der Grundabsorption infolge Zusatzes von Fremdmolekülen. Wir extrapolieren nun diese geradlinigen Kurventeile und erhalten so die Grundabsorption für die tieferen Temperaturen, bei denen auch noch die Zusatzabsorption vorhanden ist. Daß dieses Verfahren berechtigt ist, zeigen unsere Ergebnisse an den Toluol- CCl_4 -Lösungen, wo man bei analoger Auftragung wie in Abb. 1 nur solche mit steigender Konzentration nach unten verschobene Geraden erhält.

Nach diesem Verfahren haben wir den in Abb. 2 dargestellten Verlauf der Zusatzabsorption in dem System Phenol- CCl_4 bestimmt. Um festzustellen, ob diese Zusatzabsorption wirklich — wie wir vermuten — auf die Relaxation der Assoziation zurückzuführen ist, haben wir mit Hilfe der von Mecke und Mitarb.⁶ ultrarotspektroskopisch bestimmten Daten (Prozentgehalt an Einermolekülen und Gleichgewichtskonstante der Assoziation) die Konzentrationsabhängigkeit für eine allein durch Relaxation des Einer-Zweier-Gleichgewichts von Phenol bedingte Absorption berechnet. Für kleine Phenolkonzentrationen, wo höhere Assoziate gegenüber den Zweiermolekülen vernachlässigt werden können, stimmt die Konzentrationsabhängigkeit der Zusatzabsorption gut damit überein, während bei höheren Konzentrationen — wie zu erwarten — Abweichungen auftreten.

⁶ W. Lüttke, Diss. Freiburg 1949; R. Mecke, Disc. Faraday Soc. **9**, 161 [1950].

Zum Schluß möchten wir noch bemerken, daß die von Eppler³ beobachtete Tatsache, daß das System Phenol-Benzol kein Maximum zeigt, sich aus unseren Vorstellungen heraus damit erklärt, daß der bei diesem System besonders steile anfängliche Abfall der Grundabsorption schon bei den kleinsten Konzentrationen gegenüber dem Anstieg der hier wegen der schwachen Assoziation von Phenol in Benzol nur geringen Zusatzabsorption vorherrscht, so daß sich kein Maximum ausbildet.

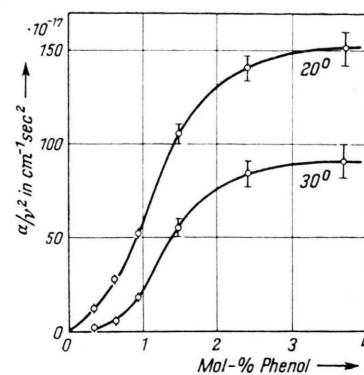


Abb. 2. Phenol in CCl_4 . Konzentrationsabhängigkeit der Zusatzabsorption bei 20 und 30°C.

Eine ausführliche Veröffentlichung der hier mitgeteilten Untersuchungen erscheint demnächst.

Die vorliegende Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Universität Freiburg (Brg.) ausgeführt, dessen Direktor, Herrn Professor Dr. W. Gentner, wir für seine großzügige Unterstützung mit den Hilfsmitteln des Instituts sehr zu danken haben. Weiterhin danken wir Herrn Dr. W. Lüttke (Physikalisch-chemisches Institut) für viele freundliche Beratungen und anregende Diskussionen.

Der Zerfall von Ti^{51}

Von Th. Mayer-Kuckuk und H. Daniel

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

(Z. Naturforsch. **10a**, 168—170 [1955]; eingeg. am 10. Januar 1955)

Über den Zerfall des β^- -Strahlers Ti^{51} (5,8 min^{1,2}) lagen einander zum Teil widersprechende Angaben vor. Mateosian³ fand β -Spektren von 1,7 und 1,35 MeV, das letztere in Koinzidenz mit γ -Strahlung von 0,32 MeV. Hammond u. a.⁴ beobachteten ein β -Spektrum von 1,8 MeV. In einer früheren Arbeit unseres Insti-

tutes⁵ wurde demgegenüber als Grenzenergie des komplexen β -Spektrums 2,2 MeV angegeben. Außerdem wurde die mittlere γ -Energie pro β -Zerfall zu 0,35 MeV gemessen. Die Zahl der γ -Quanten pro Zerfall sollte etwas mehr als 1 betragen. Eine γ -Linie von 0,32 MeV wurde von Mateosian⁶, Koester u. a.⁵ und Bunker u. a.⁷ nachgewiesen. Bunker u. a. fanden außerdem eine schwache γ -Strahlung von 0,91 MeV.

Die Präparate für die vorliegende Messung mit Szintillations- und Linsenspektrometer wurden im Heidelberger Zyklotron hergestellt. Es wurden entweder reine, aber ziemlich schwache Präparate von Ti^{51} verwendet, das aus Neutronen-bestrahltem V_2O_5 chemisch

¹ B. W. Sargent, L. Yaffe u. A. P. Gray, Canad. J. Phys. **31**, 235 [1953].

² Nichtexistenz eines 72^d -Isomers: W. Forsling u. A. Ghosh, Ark. Fys. **4**, 331 [1952].

³ E. der Mateosian, unpubliziert; mitgeteilt bei J. M. Hollander, I. Perlmann u. G. T. Seaborg, Rev. Mod. Phys. **25**, 469 [1953].

⁴ W. R. Hammond, D. N. Kundu u. M. L. Pool, Phys. Rev. **90**, 157 [1953].

⁵ L. Koester, H. Maier-Leibnitz, Th. Mayer-Kuckuk, K. Schmeiser u. G. Schulze-Pillot, Z. Phys. **133**, 319 [1952].

⁶ E. der Mateosian, Phys. Rev. **83**, 223 [1951].

⁷ M. E. Bunker u. J. W. Starner, unpubliziert; mitgeteilt wie unter³.



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.

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.

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.

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.

abgetrennt wurde, oder ungetrennte Präparate aus Deuteronen-bestrahltem TiO_2 oder Neutronen-bestrahltem V_2O_5 , wobei dann für den Untergrund an störenden anderen Isotopen korrigiert werden mußte.

Das β -Spektrum wurde nach zwei verschiedenen Methoden untersucht. Erstens wurde eine Probe von reinem TiO_2 zwischen zwei als ein Szintillationskristall wirkende Anthracenscheiben gebracht und die Impulsverteilung oszillographisch nach der Graukeil-Methode⁸ registriert. Durch Vergleich mit dem β -Spektrum von P^{32} ergab sich unmittelbar eine maximale β -Energie von $2,1 \pm 0,1$ MeV. Eine um 0,32 MeV energiereichere Komponente von mehr als 5% Intensität konnte ausgeschlossen werden. Zweitens wurde das β -Spektrum mit einem früher beschriebenen magnetischen Doppellinsen-Spektrometer⁹ aufgenommen. Aus Intensitätsgründen mußten hier ungetrennte TiO_2 -Präparate benutzt werden. Gemessen wurde entweder das gesamte β -Kontinuum oder dessen energiereicher Teil.

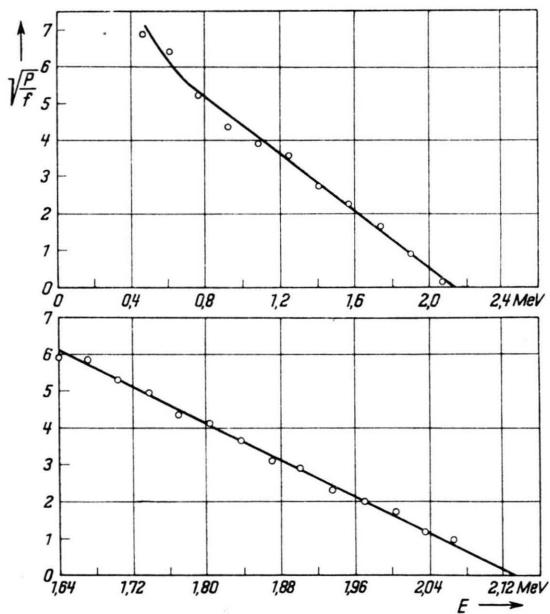


Abb. 1. Fermi-Darstellung des β -Spektrums von Ti^{51} .

Abb. 1 zeigt zwei typische Kurven. Die Grenzenergie ergab sich aus acht unabhängigen Bestimmungen zu $2,13 \pm 0,03$ MeV (Fehlergrenze). Die Fermi-Kurve verlief bis etwa 0,7 MeV hinab gerade; die Statistik reichte jedoch nicht aus, um Angaben über etwaige energieärmere Komponenten von einigen Prozent Intensität machen zu können.

Zur Aufklärung des Zerfallsschemas wurden Koinzidenzmessungen mit Szintillationszählern für die β - und

γ -Strahlung vorgenommen. Die Anordnung ist im wesentlichen früher beschrieben worden¹⁰. Zum β -Nachweis wurden Kristallscheiben aus Anthracen verwendet; die Registrierung erfolgte nach der Graukeil-Methode⁸. Zuerst wurde das β -Spektrum, das mit der γ -Strahlung von 320 keV koinzidiert, aufgenommen. Dabei ergab sich die volle β -Energie von 2,1 MeV. Diese β -Strahlung führt also zu einem angeregten Niveau von 0,32 MeV. Dann wurde die Zahl der β - γ -Koinzidenzen pro β -Impuls bei solcher Diskriminierung bestimmt, daß entweder alle β -Teilchen oberhalb 0,5 MeV oder oberhalb 1,9 MeV gezählt wurden. Für den letzteren Fall nahm die Koinzidenzrate praktisch nicht ab. Das bestätigt, daß keine β -Strahlung zum Grundzustand des Folgekerns führt. Außerdem wurde mit zwei dicken NaJ-Kristallen nach γ - γ -Koinzidenzen gesucht. Störende Koinzidenzen durch Compton-Streustrahlung wurden durch Absorber unterdrückt. Es wurden γ - γ -Koinzidenzen gefunden. Aus ihrer Häufigkeit und der bekannten Nachweiswahrscheinlichkeit der Zähler ergab sich die Intensität der γ -Kaskade zu $(1,5 \pm 0,5)\%$. Bei einer Diskriminierung oberhalb 0,7 MeV im γ -Impuls-Spektrum des einen Zählers verschwanden die Koinzidenzen, oberhalb 0,45 MeV traten sie noch auf. Zwischen diesen Grenzen liegt also die koinzidierende γ -Linie. Aus Intensitätsgründen konnte die Strahlung nicht direkt spektroskopiert werden; eine γ -Linie von etwa 0,6 MeV Energie und mindestens 2,5% Intensität oder eine crossover-Strahlung von etwa 0,9 MeV und mindestens 6% Intensität wäre jedoch gefunden worden.

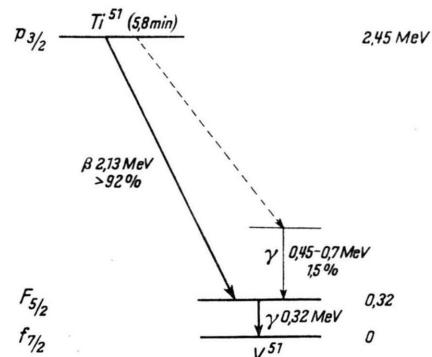


Abb. 2. Zerfallsschema von Ti^{51} .

Die wesentlichen Ergebnisse unserer Messungen sind in dem Zerfallsschema Abb. 2 zusammengefaßt. Der Spin des Grundzustands von V^{51} ist zu 7/2 gemessen worden¹¹; nach dem Schalenmodell liegt die Konfiguration $f_{7/2}$ vor. Das 0,32 MeV-Niveau in V^{51} hat die Konfiguration $F_{5/2}$ ¹². Für den Grundzustand des Ti^{51} gibt das Schalenmodell die Zuordnung $p_{3/2}$ an. Der

¹¹ H. Kopfermann u. E. Rasmussen, Z. Phys. **98**, 624 [1936].

¹² D. Maeder, P. Preiswerk u. A. Steinacher, Helv. Phys. Acta **25**, 461 [1952].

⁸ W. Bernstein, R. L. Chase u. A. W. Schardt, Rev. Sci. Instr. **24**, 437 [1953].

⁹ H. Daniel u. W. Bothe, Z. Naturforsch. **9a**, 402 [1954].

¹⁰ Th. Mayer-Kuckuk, Z. Naturforsch. **9a**, 338 [1954].

Wert des $\log ft$ für den 2,13 MeV β -Übergang ergibt sich zu 4,9; das ist mit der angegebenen Spinzordnung nicht unverträglich. Der nicht beobachtete Übergang zwischen den Grundzuständen sollte zweifach verboten sein. Die Gesamtzerfallsenergie von $2,45 \pm 0,03$ MeV paßt gut in das Jensen-Sueß-Diagramm¹³.

Nach Abschluß unserer Messungen wurde uns das Manuskript einer Arbeit von Jordan u. a.¹⁴ zugänglich. Das dort angegebene Zerfallsschema stimmt im wesentlichen mit unserem überein. Für die Höhe des

¹³ O. Haxel, J. H. D. Jensen u. H. E. Sueß, Ergebn. exakt. Naturwiss. **26**, 244 [1952].

¹⁴ W. C. Jordan, S. B. Burson u. J. M. LeBlanc, Phys. Rev., im Druck: kurze Zusammenfassung in

zweiten angeregten Niveaus in V^{51} werden 0,92 MeV angegeben, für die gesamte Zerfallsenergie des Ti^{51} $2,6 \pm 0,2$ MeV.

Herrn Professor W. Bothe danken wir herzlich für sein förderndes Interesse, Herrn Professor J. H. D. Jensen für interessante Diskussionen und den Herren Dr. L. Koester und Dr. O. Knecht für die Durchführung der Bestrahlungen.

Für die Untersuchung wurden Apparate der Deutschen Forschungsgemeinschaft mitbenutzt.

Bull. Amer. Phys. Soc. **29**, Nr. 7, S. 15 [1954]. Wir danken den Verfassern für die freundliche Übersendung ihres Manuskripts.

Zur Abhängigkeit des Trenneffektes von der Gegenstromzirkulation in der Gaszentrifuge

Von H. G. Hertz und E. Nann

Institut für Physikalische Chemie der Universität
Hamburg

(Z. Naturforschg. **10a**, 170—171 [1955]; eingeg. am 10. Januar 1955)

In einer früheren Arbeit¹ war über Isotopenanreicherungsversuche am Xenon berichtet worden, die bei kontinuierlicher Betriebsweise an einem an anderer Stelle beschriebenen Zentrifugengerät² zu erheblichen Verstärkungen des elementartheoretischen Trenneffektes geführt hatten. Verschiedene theoretische Untersuchungen^{3, 4, 5} hatten zum Ziel, die durch Gegenstromzirkulation im Zentrifugenrotor entstehenden Trennverstärkungen zu berechnen. Die unter gewissen Vereinfachungen durchgeführte Rechnung von Martin und Kuhn⁴ macht eine numerische Voraussage des zu erwartenden Trennfaktors möglich.

Die vorliegenden experimentellen Untersuchungen liefern eine qualitative Bestätigung der von Martin und Kuhn gefundenen Resultate. Die Arbeitsweise glich der bereits früher¹ beschriebenen: Aus einem ca. 100 Liter fassenden Vorratsbehälter strömte das Xenon durch den Zentrifugenrotor in der Weise, daß das aus dem Rotor austretende Gas denselben zur Hälfte am oberen Ende und zur anderen Hälfte am unteren Ende verließ. Die Isotopenverschiebung von X^{129} und X^{136} dieser beiden Stromhälften, $(n_1/n_2)_L/(n_1/n_2)_0$, wurde gemessen. Martin und Kuhn⁴ leiten ihre Formeln ab unter der Voraussetzung, daß die eine der beiden Komponenten der anderen in kleiner Menge beigemischt ist. Diese Voraussetzung ist bei den vorliegenden Versuchen nicht gut erfüllt. Unter Berücksichtigung dieser Tatsache kann man näherungsweise die Endformel für die Anreicherung in axialer Richtung an der Stelle z

gegenüber der Stelle 0 schreiben (z -Richtung = Richtung des inneren Axialstromes):

$$\frac{(\gamma_2)_0}{(\gamma_2)_z} = e^{\frac{2 \cdot \delta \cdot u}{u^2 \tau_D + 2D} \cdot \frac{1 - \bar{\gamma}_2}{1 - 2\bar{\gamma}_2 \delta} \cdot z} \quad (1)$$

$$\delta = \frac{\pi^2 \nu^2 (M_2 - M_1) r_a^2}{RT}, \quad \tau_D = \frac{r_a^2}{2D},$$

wo γ_2 den Molenbruch der schweren Komponente, $\bar{\gamma}_2$ den Molenbruch des schweren im normalen Gas und u die axiale Konvektionsgeschwindigkeit bedeutet. Variiert u von 0 gegen sehr große Werte, so soll der Trennfaktor gemäß Gl. (1) von 1 kommend ein Maximum durchlaufen und wieder gegen 1 gehen. Das Maximum liegt bei der Geschwindigkeit $u_0 = 2D/r_a$. Dann liefert Gl. (1) auf die ganze Länge L des Rotors bezogen

$$\left\{ \frac{(\gamma_2)_0}{(\gamma_2)_L} \right\}_{\max} = e^{\frac{\delta (1 - \bar{\gamma}_2)}{r_a (1 - 2\bar{\gamma}_2 \delta)} L} = 1,51$$

bzw. für das Verhältnis der Konzentrationen leicht/schwer:

$$\left\{ \frac{(n_1/n_2)_L}{(n_1/n_2)_0} \right\}_{\max} \approx 1,71.$$

Die Zahlenwerte entsprechen den Daten des benutzten Zentrifugengerätes: $\nu = 39600 \text{ Min.}^{-1}$, $r_a = 6,7 \text{ cm}$, $L = \text{innere Länge des Rotors} = 65 \text{ cm}$, $M_1 = 129$, $M_2 = 136$, $\bar{\gamma}_2$ (bezogen auf das binäre Gemisch X^{136} , X^{129}) = 0,25, $T = 293^\circ \text{ K}$. Die Temperatur $T = 293^\circ$ ist ein geschätzter Mittelwert aus den Temperaturen des oberen und unteren Temperierelements (siehe unten). Der gemessene Maximalwert war $(n_1/n_2)_L/(n_1/n_2)_0 = 1,64$ bzw. $(\gamma_2)_0/(\gamma_2)_L = 1,455$. Hätte man $L = 59 \text{ cm}$, so stimmten experimenteller und berechneter Wert überein, dieses würde bedeuten, daß die wirksame Austauschlänge nur 59 cm beträgt. Liegt die zwischen Aufwärts- und Abwärtsstrom ruhende Schicht nicht bei $r_m = r_a/2$,

¹ H. G. Hertz u. E. Nann, Z. Elektrochem. **58**, 612 [1954].

² K. Beyerle, W. Groth, P. Harteck u. H. Jensen, Beifolge zur Angew. Chem. und Chem. Ing. Technik Nr. 59 (1950), Verlag Chemie Weinheim/Bergstraße.

³ Bramley, Science **92**, 427 [1940].

⁴ H. Martin u. W. Kuhn, Z. phys. Chem. A **189**, 219 [1940].

⁵ Siehe auch K. Cohen, The Theory of Isotopic Separation, Mac Graw Hill, New York 1951.