

## Messung des $g_R$ -Faktors für den $2^+$ -Rotationszustand von $\text{Yb}^{172}$ mit der Mössbauer-Methode

E. MÜNCK, D. QUITMANN, H. PRANGE und S. HÜFNER

Institut für Technische Kernphysik  
und Institut für Technische Physik  
der Technischen Hochschule Darmstadt

(Z. Naturforsch. **21 a**, 1318–1319 [1966]; eingegangen am 4. Juli 1966)

With the Mössbauer technique, the magnetic hyperfine splittings of the 78.7 keV  $\gamma$ -ray of  $\text{Yb}^{172}$  and the 84.3 keV  $\gamma$ -ray of  $\text{Yb}^{170}$  have been measured in  $\text{YbCl}_3 \cdot 6 \text{H}_2\text{O}$ , using a Lu-metal and a  $\text{TmAl}_2$  source. We obtain the following results:  $g_R^{172} = 0.335 \pm 0.010$  and  $g_R^{170}/g_R^{172} = 1.009 \pm 0.017$ .

Für den  $g_R$ -Faktor des tiefsten  $2^+$ -Rotationszustandes ( $K=0$ ) im  $\text{Yb}^{172}$  wurden bisher die Werte<sup>1,2</sup>

$$g_R^{172} = 0,304 \pm 0,034 \quad \text{und} \quad g_R^{172} = 0,279 \pm 0,014$$

veröffentlicht. Beide wurden mit der Methode der gestörten  $\gamma$ - $\gamma$ -Winkelkorrelation erhalten. Der Wert von TIPPIE und SCHARENBERG<sup>2</sup> liegt sehr niedrig beim Vergleich mit der gut bestätigten Systematik von NILSSON und PRIOR<sup>3</sup> und den Werten<sup>4,5</sup> im  $\text{Yb}^{170}$ . Daher haben wir diesen Wert durch Beobachtung der magnetischen Hyperfeinstrukturaufspaltung mit Hilfe der Mössbauer-Methode gemessen. Um einen zuverlässigen Vergleich mit dem  $g_R$ -Faktor des  $\text{Yb}^{170}$  zu ermöglichen, wurde ebenfalls das Verhältnis  $g_R^{170}/g_R^{172}$  bestimmt. Bisher wurden noch keine Messungen des Mössbauer-Effekts für  $\text{Yb}^{172}$  veröffentlicht.

Als Quelle für  $\text{Yb}^{172}$  diente das 6,7 d-Isotop  $\text{Lu}^{172}$ ; es wurde durch Bestrahlung von 1 g Lu-Metall mit 50 MeV-Bremsstrahlung am Darmstädter Elektronen-Linearbeschleuniger<sup>6</sup> über die Kernphotoreaktion  $\text{Lu}^{175}(\gamma, 3n)\text{Lu}^{172}$  hergestellt. Das 78,7 keV-Niveau des  $\text{Yb}^{172}$  mit  $T_{1/2} = 1,6$  ns wird beim K-Einfang von  $\text{Lu}^{172}$  zu 99% bevölkert<sup>7</sup>. Als Quelle für die  $\text{Yb}^{170}$ -Messung benutzten wir die kubische intermetallische Verbindung  $\text{TmAl}_2$ . Zur Herstellung des 127 d-Isotops  $\text{Tm}^{170}$  wurden 40 mg  $\text{TmAl}_2$  für 120 Stunden am Forschungsreaktor München einem Neutronenfluß von  $3 \cdot 10^{12}$  Neutronen/cm<sup>2</sup>s ausgesetzt.

Als Absorber benutzten wir das paramagnetische  $\text{YbCl}_3 \cdot 6 \text{H}_2\text{O}$  in polykristalliner Form, das bei 4,2 °K eine magnetische Hfs-Aufspaltung zeigt<sup>4</sup>. Für beide Messungen wurden die Absorber aus hochangereicherten Yb-Oxiden hergestellt (95% für  $\text{Yb}^{172}$  und 85% für  $\text{Yb}^{170}$ ).

<sup>1</sup> C. GÜNTHER, W. ENGELS u. E. BODENSTEDT, Phys. Letters **10**, 77 [1964].

<sup>2</sup> J. W. TIPPIE u. R. P. SCHARENBERG, Phys. Rev. **141**, 1062 [1966].

<sup>3</sup> S. G. NILSSON u. O. PRIOR, Kgl. Danske Videnskab. Selskab Mat.-Fys. Medd. **32**, nr. 16 [1961].

<sup>4</sup> A. HÜLLER, W. WIEDEMANN, P. KIENLE u. S. HÜFNER, Phys. Letters **15**, 269 [1965].

<sup>5</sup> J. W. TIPPIE u. R. P. SCHARENBERG, Phys. Letters **16**, 154 [1965].

<sup>6</sup> F. GUDDEN, G. FRICKE, H.-G. CLERC u. P. BRIX, Z. Phys. **181**, 453 [1964]. — H. PRANGE, E. MÜNCK u. C. F. RÜFFLER, La-

Die experimentelle Anordnung, das Meßverfahren und die Auswertung waren die gleichen wie in einer früheren Arbeit<sup>8</sup>. In Abb. 1 sind die gemessenen Spektren wiedergegeben.

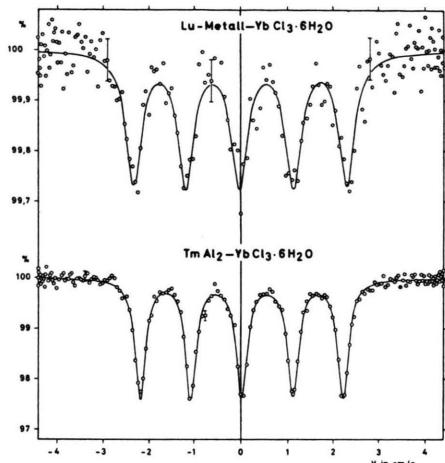


Abb. 1. Relative Transmission als Funktion der Relativgeschwindigkeit. Quellen und Absorber befanden sich auf 4,2 °K. Oben:  $\text{Yb}^{172}$ , 78,7 keV  $\gamma$ -Linie; Lu-Metall-Quelle,  $\text{YbCl}_3 \cdot 6 \text{H}_2\text{O}$  Absorber (96 mg/cm<sup>2</sup>  $\text{Yb}^{172}$ ). Unten:  $\text{Yb}^{170}$ , 84,3 keV  $\gamma$ -Linie;  $\text{TmAl}_2$ -Quelle,  $\text{YbCl}_3 \cdot 6 \text{H}_2\text{O}$  Absorber (112 mg/cm<sup>2</sup>  $\text{Yb}^{170}$ ).

Für die magnetische Kopplungskonstante im  $\text{Yb}^{172}\text{Cl}_3 \cdot 6 \text{H}_2\text{O}$  erhalten wir als Mittelwert aus zwei Messungen mit gleichen statistischen Fehlern

$$A_z^{172}(78,7 \text{ keV}) = g_R^{172} \mu_K H_{\text{eff}} = (3,06 \pm 0,08) \cdot 10^{-6} \text{ eV}.$$

Der angegebene Fehler ist die quadratische Summe aus a) dem statistischen Fehler von 0,4%, b) dem Eichfehler von 2% und c) einem Fehler von 1,5%, der die Schwankung der Maximalgeschwindigkeit während der Messung berücksichtigt. Der letztere Fehler ergab sich aus den Kontrollmessungen als etwa dreimal so groß wie bei der früheren Messung<sup>8</sup> am Er. Die Ursachen sind noch nicht restlos geklärt.

Nach dem von DOBLER u. a.<sup>9</sup> angegebenen Verfahren berechnet man aus  $A_z^{172}$  zusammen mit dem von HENNING u. a.<sup>10</sup> für den Grundzustand von  $\text{Yb}^{171}$  bestimmten Wert  $A_z^{171}(0 \text{ keV}) = (9,0 \pm 0,1) \cdot 10^{-6} \text{ eV}$  und dem Grundzustands- $g$ -Faktor<sup>11</sup> von  $\text{Yb}^{171}$  den Wert

$$g_R^{172}(78,7 \text{ keV}) = 0,335 \pm 0,010.$$

bericht Nr. 24 des Instituts für Technische Kernphysik der Technischen Hochschule Darmstadt [1966].

<sup>7</sup> Nuclear Data Sheets (März 1965).

<sup>8</sup> E. MÜNCK, D. QUITMANN u. S. HÜFNER, Z. Naturforsch. **21 a**, 847 [1966].

<sup>9</sup> H. DOBLER, G. PETRICH, S. HÜFNER, P. KIENLE, W. WIEDEMANN u. H. EICHER, Phys. Letters **10**, 319 [1964].

<sup>10</sup> W. HENNING, P. KIENLE, E. STEICHELE u. F. WAGNER, Preprint 1966 (vgl. auch: Verhandl. Deutsch. Physik. Ges., Frühjahrstagung Freudenstadt, S. 51, 1966).

<sup>11</sup> A. C. GOSSARD, V. JACCARINO u. J. H. WERNICK, Phys. Rev. **133**, A 881 [1964].



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.

Er stimmt mit dem von GÜNTHER, ENGELS und BODENSTEDT<sup>1</sup> gemessenen innerhalb der Fehler überein, widerspricht aber dem neueren Ergebnis<sup>2</sup>. NILSSON und PRIOR berechneten  $gr^{172} = 0,322$  (Fall B).

Für den  $gr$ -Faktor von  $Yb^{170}$  erhalten wir

$$gr^{170}(84,3 \text{ keV}) = 0,338 \pm 0,010$$

in guter Übereinstimmung mit den bisher veröffentlichten Werten<sup>4, 5</sup>

$$gr^{170} = 0,334 \pm 0,005 \quad \text{und} \quad gr^{170} = 0,33 \pm 0,02.$$

Für das Verhältnis der  $gr$ -Faktoren ergibt sich unter der Annahme, daß es gleich dem beobachteten Verhältnis der  $A_z$ -Faktoren ist,

$$\frac{gr^{170}(84,3 \text{ keV})}{gr^{172}(78,7 \text{ keV})} = 1,009 \pm 0,017.$$

Dieser Wert ist der Mittelwert aus je zwei Messungen. Der Fehler enthält die Anteile a) und c) (siehe oben).

Wir sind Herrn Prof. Dr. P. KIENLE für die Förderung unserer Arbeit sehr zu Dank verpflichtet. Herrn Dr. H. FRANK danken wir für die Beratung bei den Arbeiten im Isotopenlabor, Herrn Dipl.-Phys. W. HENNING für vorbereitende Untersuchungen. Herr Dr. A. MEYER vom Forschungslaboratorium der Siemens & Halske AG München stellte uns freundlicherweise das  $TmAl_2$  zur Verfügung. Fräulein A. FORGATSCH danken wir für die Herstellung der Absorber. Für die Aktivierung der  $TmAl_2$ -Quelle sind wir der Betriebsleitung des Forschungsreaktors Garching zu Dank verpflichtet. Diese Arbeit wurde durch Mittel des Bundesministeriums für wissenschaftliche Forschung unterstützt.

### Inverse Grundzustands-Besetzung beim Optischen Pumpen mit $D_2$ -Licht

J. FRICKE und J. HAAS

Physik-Department der Technischen Hochschule München  
(Z. Naturforsch. 21 a, 1319—1320 [1966]; eingegangen am 9. Juli 1966)

Die Ergebnisse früherer Arbeiten über Optisches Pumpen mit zirkular polarisiertem  $D_2$ -Licht<sup>1—3</sup> führten zu der Ansicht, daß der Pumpprozess für höhere Puffergasdrücke unwirksam wird. Unsere Messungen weisen für diesen Fall eine inverse Besetzung im Grundzustand von Cäsium nach, welche durch das DEHMELTSche Mixing-Modell im  $6^2P$ -Zustand erklärt werden kann.

Die Experimente wurden mit einer herkömmlichen Apparatur<sup>4</sup> für Optisches Pumpen an  $Cs^{133}$  ( $I=7/2$ ) in verschiedenen Edelgasatmosphären durchgeführt. Bei einer Temperatur von 20 °C und einem Magnetfeld von

3 Oersted wurde die radiofrequenz-induzierte Absorptionsänderung  $\Delta A$  für  $\sigma^+$ -Licht gemessen. Dabei wurde eine Lock-in-Verstärker-Technik benutzt.

Bei Sättigung der ZEEMAN-Resonanz des Cs-Grundzustandes (350 kHz/Oe) zeigt sich (Tab. 1), daß  $\Delta A$  im Bereich hoher Puffergasdrücke für  $D_2$ -Licht das gleiche Vorzeichen besitzt wie für  $D_1$ -Licht, für 0 Torr Puffergasdruck das umgekehrte Vorzeichen<sup>2</sup>.

Bei schwacher Hochfrequenz-Einstrahlung können die ZEEMAN-Übergänge in den  $F=3$ - und  $F=4$ -Hyperfein-Niveaus getrennt werden<sup>5</sup>. Der Absorptionsverlauf  $\Delta A$  verhält sich (Tab. 1) bezüglich  $F=4$  wie oben und zeigt für Argon einen Nulldurchgang bei 1,5 Torr.  $\Delta A$  bezüglich  $F=3$  hat stets das gleiche Vorzeichen wie für  $D_1$ -Licht.

Die experimentellen Ergebnisse lassen sich durch ein einfaches Modell für den Pumpprozess erklären: Im Grundzustand keine Relaxation und kein Spinaustausch; im angeregten Zustand „no mixing“ bei 0 Torr Puffergasdruck und „complete mixing“ im Gebiet höherer Drücke.

Aus den relativen Absorptionswahrscheinlichkeiten<sup>6</sup> der Grundzustand-Niveaus ( $F=4$ ,  $m_F$ ) und ( $F=3$ ,  $m_F$ ) von  $Cs^{133}$  für  $\sigma^+$ -Licht (Tab. 2) läßt sich die Gleichgewichtsbesetzung  $n_j$  berechnen. Bei „no mixing“ ist für beide D-Linien nur das Niveau (4, +4) besetzt<sup>2</sup>, ebenso für „complete mixing“ und  $D_1$ -Licht<sup>7</sup>.

Für  $D_2$ -Licht hat man im Falle von „complete mixing“ die Pumpgleichung<sup>8</sup> für die Besetzungen  $n_j$  der 16 Niveaus des Cs-Grundzustandes im stationären Fall zu lösen:

$$\frac{dn_j}{dt} = -n_j a_j + \frac{1}{16} \sum_{k=1}^{16} n_k a_k = 0.$$

<sup>5</sup> F. A. FRANZ, Phys. Rev. 141, 105 [1966].

<sup>6</sup> E. U. CONDON u. G. H. SHORTLEY, The Theory of Atomic Spectra, Cambridge Univ. Press, Cambridge 1935.

<sup>7</sup> W. FRANZEN u. A. G. EMSLIE, Phys. Rev. 108, 1453 [1957].

<sup>8</sup> H. G. DEHMELT, Phys. Rev. 105, 1487 [1957].

Tab. 1. Vorzeichen und Betrag (willkürliche Einheiten) von  $\Delta A$ , gemessen für verschiedene Drücke und Puffergase; getrennte Beiträge für  $F=3$  und  $F=4$  bei schwacher HF (keine Sättigung) sowie totaler Beitrag bei nichtaufgelöster Resonanz (Sättigung).

<sup>1</sup> F. HARTMANN, M. RAMBOSSON, J. BROSSEL u. A. KASTLER, C. R. Acad. Sci. Paris 246, 1522 [1958].

<sup>2</sup> W. B. HAWKINS, Phys. Rev. 123, 544 [1961].

<sup>3</sup> S. M. JARRETT, Dissertation Universität Michigan, 1962 (nicht veröffentlicht).

<sup>4</sup> W. W. HOLLOWAY JR., E. LÜSCHER u. R. NOVICK, Phys. Rev. 126, 2109 [1962].