

Messung des g_R -Faktors für den 2^+ -Rotationszustand von 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. Naturforschg. **21 a**, 1318–1319 [1966]; eingegangen am 4. Juli 1966)

With the MÖSSBAUER technique, the magnetic hyperfine splittings of the 78.7 keV γ -ray of Yb^{172} and the 84.3 keV γ -ray of Yb^{170} have been measured in $\text{YbCl}_3 \cdot 6 \text{H}_2\text{O}$, using a Lu-metal and a 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 Yb^{172} wurden bisher die Werte^{1, 2}

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

veröffentlicht. Beide wurden mit der Methode der gestörten γ - γ -Winkelkorrelation erhalten. Der Wert von TIPPIC und SCHARENBERG² liegt sehr niedrig beim Vergleich mit der gut bestätigten Systematik von NILSSON und PRIOR³ und den Werten^{4, 5} im 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 Yb^{170} zu ermöglichen, wurde ebenfalls das Verhältnis g_R^{170}/g_R^{172} bestimmt. Bisher wurden noch keine Messungen des MÖSSBAUER-Effekts für Yb^{172} veröffentlicht.

Als Quelle für Yb^{172} diente das 6,7 d-Isotop Lu^{172} ; es wurde durch Bestrahlung von 1 g Lu-Metall mit 50 MeV-Bremsstrahlung am Darmstädter Elektronen-Linearbeschleuniger⁶ über die Kernphotoreaktion $\text{Lu}^{175}(\gamma, 3n)\text{Lu}^{172}$ hergestellt. Das 78,7 keV-Niveau des Yb^{172} mit $T_{1/2} = 1,6$ ns wird beim K-Einfang von Lu^{172} zu 99% bevölkert⁷. Als Quelle für die Yb^{170} -Messung benutzten wir die kubische intermetallische Verbindung TmAl_2 . Zur Herstellung des 127 d-Isotops Tm^{170} wurden 40 mg TmAl_2 für 120 Stunden am Forschungsreaktor München einem Neutronenfluß von $3 \cdot 10^{12}$ Neutronen/cm² 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 zeigt⁴. Für beide Messungen wurden die Absorber aus hochangereicherten Yb-Oxiden hergestellt (95% für Yb^{172} und 85% für Yb^{170}).

Die experimentelle Anordnung, das Meßverfahren und die Auswertung waren die gleichen wie in einer früheren Arbeit⁸. In Abb. 1 sind die gemessenen Spektren wiedergegeben.

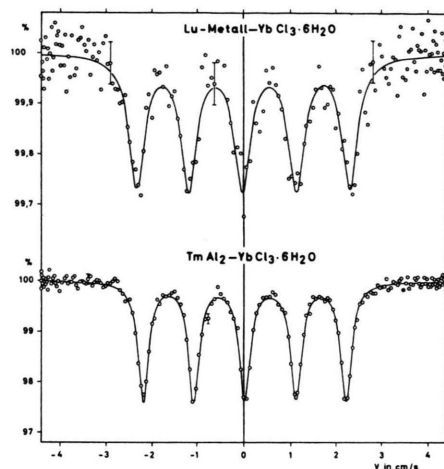


Abb. 1. Relative Transmission als Funktion der Relativgeschwindigkeit. Quellen und Absorber befanden sich auf 4,2 °K. Oben: Yb^{172} , 78,7 keV γ -Linie; Lu-Metall-Quelle, $\text{YbCl}_3 \cdot 6 \text{H}_2\text{O}$ Absorber (96 mg/cm² Yb^{172}). Unten: Yb^{170} , 84,3 keV γ -Linie; TmAl_2 -Quelle, $\text{YbCl}_3 \cdot 6 \text{H}_2\text{O}$ Absorber (112 mg/cm² 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 Messung⁸ am Er. Die Ursachen sind noch nicht restlos geklärt.

Nach dem von DOBLER u. a.⁹ angegebenen Verfahren berechnet man aus A_z^{172} zusammen mit dem von HENNING u. a.¹⁰ für den Grundzustand von Yb^{171} bestimmten Wert $A_z^{171}(0 \text{ keV}) = (9,0 \pm 0,1) \cdot 10^{-6} \text{ eV}$ und dem Grundzustands- g -Faktor¹¹ von Yb^{171} den Wert

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

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

² J. W. TIPPIC u. R. P. SCHARENBERG, Phys. Rev. **141**, 1062 [1966].

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

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

⁵ J. W. TIPPIC u. R. P. SCHARENBERG, Phys. Letters **16**, 154 [1965].

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

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

⁷ Nuclear Data Sheets (März 1965).

⁸ E. MÜNCK, D. QUITMANN u. S. HÜFNER, Z. Naturforschg. **21 a**, 847 [1966].

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

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

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



Er stimmt mit dem von GÜNTHER, ENGELS und BODENSTEDT¹ gemessenen innerhalb der Fehler überein, widerspricht aber dem neueren Ergebnis². NILSSON und PRIOR berechneten $g_{R^{172}} = 0,322$ (Fall B).

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

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

in guter Übereinstimmung mit den bisher veröffentlichten Werten^{4, 5}

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

Für das Verhältnis der g_R -Faktoren ergibt sich unter der Annahme, daß es gleich dem beobachteten Verhältnis der A_2 -Faktoren ist,

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

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 -Licht¹⁻³ 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 Apparatur⁴ für Optisches Pumpen an Cs^{133} ($I=7/2$) in verschiedenen Edelgasatmosphären durchgeführt. Bei einer Temperatur von 20 °C und einem Magnetfeld von

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.

3 Oersted wurde die radiofrequenz-induzierte Absorptionsänderung ΔA für σ^+ -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 ΔA im Bereich hoher Puffergasdrücke für D_2 -Licht das gleiche Vorzeichen besitzt wie für D_1 -Licht, für 0 Torr Puffergasdruck das umgekehrte Vorzeichen².

Bei schwacher Hochfrequenz-Einstrahlung können die ZEEMAN-Übergänge in den $F=3$ - und $F=4$ -Hyperfein-Niveaus getrennt werden⁵. Der Absorptionsverlauf ΔA verhält sich (Tab. 1) bezüglich $F=4$ wie oben und zeigt für Argon einen Nulldurchgang bei 1,5 Torr. ΔA 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 Absorptionswahrscheinlichkeiten⁶ der Grundzustand-Niveaus ($F=4, m_F$) und ($F=3, m_F$) von Cs^{133} für σ^+ -Licht (Tab. 2) läßt sich die Gleichgewichtsbesetzung n_j berechnen. Bei „no mixing“ ist für beide D-Linien nur das Niveau (4, +4) besetzt², ebenso für „complete mixing“ und D_1 -Licht⁷.

Für D_2 -Licht hat man im Falle von „complete mixing“ die Pumpgleichung⁸ für die Besetzungen n_j der 16 Niveaus des Cs-Grundzustandes im stationären Fall zu lösen:

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

p Torr	0	1,5 (Ar)	37 (Ne)
$F=3$	+0,1	+ 1,2	+ 2,9
D_1 $F=4$	+0,7	+ 5,2	+13,2
total	+1,5	+19	+51
$F=3$	+0,07	+ 0,33	+ 0,28
D_2 $F=4$	-0,54	0	+ 0,5
total	-1,2	+ 2	+10

Tab. 1. Vorzeichen und Betrag (willkürliche Einheiten) von ΔA , 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).

⁵ F. A. FRANZ, Phys. Rev. **141**, 105 [1966].

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

⁷ W. FRANZEN u. A. G. EMSLIE, Phys. Rev. **108**, 1453 [1957].

⁸ H. G. DEHMELT, Phys. Rev. **105**, 1487 [1957].

¹ F. HARTMANN, M. RAMBOSSON, J. BROSEL u. A. KASTLER, C. R. Acad. Sci. Paris **246**, 1522 [1958].

² W. B. HAWKINS, Phys. Rev. **123**, 544 [1961].

³ S. M. JARRETT, Dissertation Universität Michigan, 1962 (nicht veröffentlicht).

⁴ W. W. HOLLOWAY JR., E. LÜSCHER u. R. NOVICK, Phys. Rev. **126**, 2109 [1962].