

und Rheniumhexathiocyanatkomplexe¹⁸ schließen wir, daß die von uns gemessenen Komplexe ebenfalls oktaedrische Struktur besitzen. Im Gegensatz zu den Thiocyanaten des Eisen, Kobalt und Kupfer wurden bei den Thiocyanaten des Rhenium und Technetium keine Schwingungen von komplexgebundenen Acetonitrilmolekülen gefunden.

Da beim Resonanz-Raman-Effekt hauptsächlich die totalsymmetrischen Schwingungen angeregt werden, erwartet man drei Valenzschwingungen, und zwar die $\text{C}\equiv\text{N}$ -, S-C- und Tc-N- bzw. Re-N-Streckschwingungen. Im Infrarotspektrum liegen die $\text{C}\equiv\text{N}$ -Valenzschwingungen bei Technetiumthiocyanat bei 2029 cm^{-1} und beim Rheniumthiocyanat bei 2020 cm^{-1} . Im Raman-Spektrum findet man bei Technetiumthiocyanat die analoge Bande bei 2070 cm^{-1} und beim Rheniumthiocyanat etwas langwelli-

ger bei 2060 cm^{-1} . Die C-S-Valenzschwingungen liegen beim Technetiumthiocyanat und Rheniumthiocyanat im Infrarot relativ hoch bei 869 cm^{-1} und 850 cm^{-1} . Aus der hohen Frequenzlage der C-S-Valenzschwingung wurde bereits auf Grund der IR-Daten auf die N-Koordination der Thiocyanatgruppe geschlossen¹⁸. Die jetzt ebenfalls vorliegenden Raman-Daten stehen hiermit in Übereinstimmung.

Im Raman-Spektrum findet man die analogen Schwingungsbanden bei 830 cm^{-1} für Technetiumthiocyanat und bei 820 cm^{-1} für Rheniumthiocyanat. Bei kleinen Wellenzahlen liegen die Metall-Stickstoff-Schwingungen. Sie befinden sich im Infrarot¹⁸ bei 270 cm^{-1} für Rheniumthiocyanat und bei 323 cm^{-1} für Technetiumthiocyanat. Die analogen Banden sind im Raman-Spektrum bei 320 cm^{-1} für Rheniumthiocyanat und bei 340 cm^{-1} für Technetiumthiocyanat gerade noch beobachtbar.

¹⁸ K. SCHWOCHAU u. H. H. PEPER, Inorg. Nucl. Chem. Letters **4**, 711 [1968].

Doppelresonanzuntersuchung in angeregten Zuständen von Lu I

L. H. GÖBEL

Institut für Kernphysik der Technischen Universität Berlin

(Z. Naturforsch. **25 a**, 1401–1405 [1970]; eingegangen am 20. Juli 1970)

Double Resonance Investigation in Excited States of Lu I

In a double resonance experiment the g_J -factor of the excited state of Lu I $5d6s6p(^1D)^2D_{3/2}$ has been measured: $g_J \{ (^1D)^2D_{3/2} \} = 0.874(5)$. This value deviates considerably from its value in Russel-Saunders coupling. The lifetime of this state is $(4.88 \pm 0.10) \times 10^{-8} \text{ s}$.

1. Einleitung

Im Zusammenhang mit Level-crossing-Experimenten im Lu I-Spektrum, bei denen Hyperfeinstruktur(HFS)-Konstanten relativ zum Landé- g_J -Faktor in angeregten Atomzuständen mit großer Genauigkeit bestimmt werden konnten¹, ist es wünschenswert, die g_J -Faktoren dieser Zustände in ähnlicher Genauigkeit zu kennen, um präzise absolute Größen dieser Konstanten zu erhalten. Ein genauer Wert für den g_J -Faktor eines Zustandes kann darüber hinaus Aufschluß geben über die Kopplung von Bahn- und Spin-Bewegung und über mögliche Konfigurations- oder Interkonfigurationsmischungen,

wie sie für das relativ schwere Lutetiumatom erwartet werden.

In günstigen Fällen ist für die experimentelle Bestimmung des g_J -Faktors angeregter Zustände die Methode der Doppelresonanz² geeignet. Sie findet in der vorliegenden Arbeit auf den Zustand $5d6s6p(^1D)^2D_{3/2}$ im Lu I-Spektrum Anwendung (Termcode 2212, Termwert 22 124,70 cm^{-1} ; Termbezeichnungen, -werte und -zuordnungen nach KLINKENBERG³, STEUDEL⁴ und PINNINGTON⁵). Gleichzeitig läßt sich aus der Breite der Doppelresonanzsignale die Lebensdauer des angeregten Zustandes ermitteln.

² J. BROSSEL u. F. BITTER, Phys. Rev. **86**, 308 [1952].

³ P. F. A. KLINKENBERG, Physica **21**, 53 [1954].

⁴ A. STEUDEL, Z. Physik **152**, 599 [1958].

⁵ E. H. PINNINGTON, Canad. J. Phys. **41**, 1294 [1963].

Sonderdruckanforderungen an Dr. L. H. GÖBEL, Institut für Kernphysik der Technischen Universität Berlin, D-1000 Berlin 37, Rondellstraße 5.

¹ L. H. GÖBEL, Dissertation, Technische Universität Berlin 1969. Z. Naturforsch. **25 a**, 611 [1970].



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.

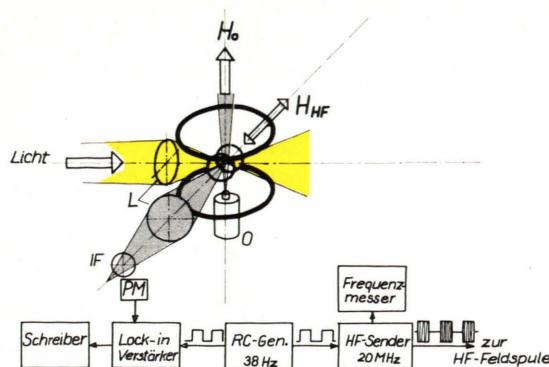


Abb. 1. Schematische Darstellung des Doppelresonanz-Experiments. H_0 = statisches Aufspaltungsfeld, H_{HF} = horizontales HF-Magnetfeld, O = Atomstrahlofen, L = Quarzlinse, IF = Interferenzfilter, PF = Polarisationsfolie, PM = Photomultiplier.

Diese Methode ist in ihrer Anwendung einmal beschränkt auf Zustände mit nicht zu kleiner Lebensdauer (wegen der dann erforderlichen großen Hochfrequenzfeldstärke), und zum anderen ist sie begrenzt durch die Auflösung eng benachbarter Signale entsprechend den g_F -Faktoren der verschiedenen HFS-Terme bei kleinem Aufspaltungsfaktor. Die Lebensdauer und der A -Faktor des in der genannten Arbeit¹ ebenfalls untersuchten Zustandes $5d6s6p\ (^1D)^2F_{5/2}$ in Lu I sind wesentlich kleiner als die des $(^1D)^2D_{3/2}$ -Zustands. Deshalb stößt die Anwendung der Doppelresonanzmethode hier auf experimentelle Schwierigkeiten.

2. Zur experimentellen Methode

Für eine Bestimmung des g_J -Faktors angeregter Feinstrukturterme genügt es, die Zeeman-Unterniveaus eines HFS-Terms durch Einstrahlung von Licht vom statistischen Gleichgewicht abweichend zu besetzen und sie anschließend durch Anlegen eines magnetischen Dipolfeldes umzubesetzen. Die Änderung in der Besetzung durch magnetischen Dipolübergang macht sich in der Änderung der in bestimmter Richtung registrierten Intensität des gestreuten Resonanzlichts bemerkbar. Wählt man für das magnetische HF-Feld eine feste Frequenz und variiert langsam ein statisches äußeres Magnetfeld, so erhält man bei solchen Aufspaltungsfeldern eine Änderung in den Besetzungszahlen, bei denen die Frequenz des eingestrahlten HF-Feldes dem Energieabstand zweier Unterniveaus $\Delta m_F = \pm 1$, $\Delta F = 0$ entspricht. Dabei muß einerseits das quasistatische äußere Magnetfeld mindestens so groß gewählt wer-

den, daß zwei benachbarte Zeeman-Unterniveaus sich innerhalb der Strahlungsbreite nicht überlappen oder Signale aus verschiedenen HFS-Termen mit verschiedenen g_F -Faktoren sich nicht völlig überlagern, d. h. es muß $\Delta\nu/\Gamma \gg 1$ sein ($\Delta\nu$ = Frequenzabstand zweier benachbarter Signale, $\Gamma = 1/\tau$ = Halbwertsbreite). Andererseits darf – sollen aus Gründen der Intensität und besseren Analyse zwischen allen Unterniveaus eines HFS-Terms gleichzeitig magnetische Dipolübergänge induziert werden – die Aufspaltung noch nicht vom linearen Zeeman-Gebiet abweichen.

Im angeregten Zustand $5d6s6p\ (^1D)^2D_{3/2}$ von Lu I sind die vorgenannten Bedingungen wegen des großen Aufspaltungsfaktors $A = -1434(9)$ MHz, $B = -498(4)$ MHz gut erfüllt, während der Zustand $5d6s6p\ (^1D)^2F_{5/2}$ sich wegen des kleinen Aufspaltungsfaktors $A = 351,86(6)$ MHz, $B = 3444(2)$ MHz auch aus diesem Grunde für die Untersuchung mit Hilfe der Doppelresonanz wenig eignet.

Die Überlagerung von Signalen aus verschiedenen HFS-Termen entsprechend den verschiedenen g_F -Faktoren (vgl. Tab. 1) kann zu Fehlern in der Bestimmung ihrer Lage bezüglich des statischen Magnetfeldes und zu einer Verbreiterung der Signale führen. Die Verschiebung und Verbreiterung der Signale hängt von der Frequenz und von der rela-

Einstrahlung senkrecht H_0	Beobachtung senkrecht H_0	F	g_F	IF^0	ΔIF^{HF}	S_F
$\sigma^\pm + \pi$	$\sigma^\pm + \pi$	5	0,24	1375,5	17,0	100,0
		4	0,16	1121,1	8,7	51,2
		3	0	877,4	11,9	(70,0)
		2	-0,40	619,2	1,1	6,5
	π	5	0,24	414,8	75,0	100,0
		4	0,16	288,9	10,9	14,6
		3	0	262,0	45,8	(61,0)
		2	-0,40	160,0	5,5	7,3
	σ^\pm	5	0,24	357,9	18,4	100,0
		4	0,16	281,1	3,8	20,5
		3	0	228,0	11,5	(62,0)
		2	-0,40	156,0	1,4	7,8
$\sigma^\pm + \pi$	π	5	0,24	716,2	36,6	100,0
		4	0,16	561,5	5,5	15,0
		3	0	455,6	23,2	(63,2)
		2	-0,40	311,6	2,5	6,9

Tab. 1. Relative Signalhöhen aus der Änderung der gestreuten Lichtintensität durch HF-Übergänge $\Delta m_F = \pm 1$, $\Delta F = 0$ ($J=3/2$, $I=7/2$) unter der Annahme weißer Lichteinstrahlung. IF^0 = gestreute Intensität ohne HF-Feld, ΔIF^{HF} = Änderung der gestreuten Intensität im Grenzfall der Gleichbesetzung durch das eingeschaltete HF-Feld, S_F = Streuintensität relativ zur Streuung am HFS-Term $F=5$.

tiven Signalhöhe ab. Die im Fall der Gleichbesetzung der Unterniveaus durch das HF-Feld maximal zu erwartenden relativen Signalhöhen, die für verschiedene Einstrahlungsbedingungen aus den Besetzungszahlen und Übergangswahrscheinlichkeiten⁶ berechnet wurden, sind in Tab. 1 angegeben.

Im Experiment wurde die Linie 4518,6 Å vom angeregten Zustand $5d6s6p(^1D)^2D_{3/2} \rightarrow 5d6s^2 ^2D_{3/2}$ senkrecht zum äußeren Feld H_0 unpolarisiert eingeschossen und π -Licht beobachtet: $(\sigma^\pm + \pi) \rightarrow \pi$. Für den Term $F = 3$ ist $g_F = 0$. Bei einem statischen Magnetfeld von ca. 60 Oe und einem HF-Feld der Frequenz 20 MHz wird das größte Signal, das für den HFS-Term $F = 5$ erwartet wird, durch die Signale aus den HFS-Termen $F = 4$ und $F = 2$ überlagert und geringfügig verschoben sowie verbreitert. (Im ungünstigsten Fall ist der Frequenzabstand zur Lebensdauerbreite $\Delta\nu/\Gamma = 1,75$.) Die Verschiebung beträgt an der Resonanzstelle von 61,7 Oe etwa $7 \cdot 10^{-2}$ Oe und wurde bei der Bestimmung der Lage der Resonanzkurve berücksichtigt. Die Verbreiterung durch Überlagerung dreier Lorentz-Kurven mit den relativen Intensitäten 7 : 100 : 15 und einem relativen Abstand entsprechend den g_F -Faktoren lässt sich mit 7% abschätzen. Mit dieser Korrektur wurde der Wert für die Lebensdauer aus der Breite des Doppelresonanzsignals versehen.

Eine weitere Korrektur, die Bloch-Siegert-Verschiebung⁷, bedingt durch die Anwesenheit der sich nicht in resonanter Richtung drehenden Feldkomponente des linear schwingenden HF-Feldes, beträgt $-3 \cdot 10^{-5}$ Oe und ist gegenüber der Genauigkeit von ca. 1%, mit der die Magnetfeldlage bestimmt wurde, zu vernachlässigen.

3. Linienform des Doppelresonanzsignals

Unter der berechtigten Annahme, daß im vorliegenden Experiment die Abweichung vom linearen Zeeman-Gebiet und die Feldinhomogenität ($< 10^{-4}$ Oe/cm) vernachlässigt werden können, tritt eine Verbreiterung eines Doppelresonanzsignals nur auf Grund der von Null verschiedenen magnetischen HF-Feldstärke auf. Bei Einstrahlung eines magnetischen HF-Feldes der Frequenz ω erhält man unter Berücksichtigung der Anregungs- und Zerfallswahrscheinlichkeiten ein der Resonanzlichtänderung proportional

nales Signal aus der Wahrscheinlichkeit für magnetische HF-Übergänge zwischen allen Zeeman-Unterniveaus eines angeregten HFS-Terms endlicher Lebensdauer:

$$S(F) \sim \sum \{ A(F, m_F, \mathbf{e}_1) - A(F, m_F - 1, \mathbf{e}_1) \} \\ \times \{ E(F, m_F, \mathbf{e}_2) - E(F, m_F - 1, \mathbf{e}_2) \} \\ \times \int_0^\infty P(F, m_F, m_F', t) \exp\{(-t/\tau)/\tau\} dt.$$

$A(F, m_F, \mathbf{e}_1)$, $E(F, m_F, \mathbf{e}_2)$ sind die Anregungs- bzw. Zerfallswahrscheinlichkeiten für den HFS-Term $|F, m_F\rangle$ aus dem Grundzustand bzw. in denselben. \mathbf{e}_1 , \mathbf{e}_2 sind die Polarisationsvektoren des eingeschossenen, beobachteten Lichts. $\exp\{(-t/\tau)/\tau\}$ ist die Wahrscheinlichkeit des angeregten Zustandes und $P(F, m_F, m_F', t)$ die Übergangswahrscheinlichkeit zwischen zwei Zeeman-Unterniveaus eines HFS-Terms aus der Majorana-Formel⁸.

Unter Voraussetzung eines homogenen zirkularen HF-Feldes ergäbe sich für die Linienform des HF-Signals im HFS-Term $F = 5$ unter Vernachlässigung aller Glieder von höherer Ordnung als $(\tau \gamma H_1)^4$ und in der Näherung, in der die HF-Feldstärke klein gegen das statische Aufspaltungsfeld ist,

$$S(5) \sim \frac{(\tau \gamma H_1)^2}{1 + (\tau \gamma H_1)^2 + [\tau(\omega - \omega_0)]^2} \\ \cdot \left[1 - \frac{45.9(\tau \gamma H_1)^2}{1 + 4(\tau \gamma H_1)^2 + 4[\tau(\omega - \omega_0)]^2} + \dots \right],$$

$\gamma/g = e/2 m c = 0,880 \cdot 10^7$ Oe⁻¹ s⁻¹. Mit den Parametern $(\tau \gamma H_1) = 0,098$, $\Delta\omega_{H_1 \rightarrow 0} = 19,1$ Oe ist diese Linienform in Abb. 2 eingetragen.

4. Einzelheiten zum Experiment

Der Doppelresonanzversuch wurde in einem streulichtarmen Atomstrahlrohr durchgeführt. Der in einem Elektronenstoßofen 8 cm unterhalb des Resonanzraumes erzeugte Lutetium-Atomstrahl der Dichte 10^{12} Atome/cm³ wurde vertikal in einen Raumwinkel von ca. 10^{-3} sterad gestrahlt. Senkrecht zur Richtung des Atomstrahls und des statischen Magnetfeldes und senkrecht zur Beobachtungsrichtung wurde das ungefilterte Lutetiumspektrum aus der elektrischen Entladung einer wassergekühlten Hohlkathode in den Resonanzraum eingestrahlt und am Lutetium-Atomstrahl gestreut. Die magnetischen HF-Übergänge zwischen den HFS-Unterniveaus $\Delta m_F = \pm 1$, $\Delta F = 0$ wurden durch ein HF-Magnetfeld, senkrecht zum Aufspaltungsfeld, induziert. Für eine Lebensdauer von ca. $5 \cdot 10^{-8}$ s ist bei einer Frequenz von 20 MHz eine Feldstärke der Größenord-

⁶ E. U. CONDON u. G. H. SHORTLEY, The Theory of Atomic Spectra, University Press, Cambridge 1964.

⁷ F. BLOCH u. A. SIEGERT, Phys. Rev. **57**, 522 [1940].

⁸ E. MAJORANA, Nuovo Cim. **9**, 43 [1932].

nung 1 Oe erforderlich. Das HF-Feld wurde durch ein Spulenpaar in genäherter Helmholtz-Anordnung erzeugt, das in den Kreis der Auskoppelspule eines 2×130 -Watt-Gegentaktsenders geschaltet war. Ein Maß für die HF-Feldstärke bildete die in einer getrennten Windung induzierte und mit einem Röhrenvoltmeter gemessene effektive HF-Spannung. Im Verlauf der Messung wurde jeweils die Frequenz konstant gehalten, während das Aufspaltungsfeld variiert wurde.

Die Änderung der Resonanzlichtintensität wurde mit einem Photomultiplier (EMI 9558 BQ), dem ein lineares Polarisationsfilter und ein Interferenzfilter vorgeschoalten waren, beobachtet. Für den Nachweis wurde hierbei die Lock-in-Technik angewandt. Ein Rechteckpuls von 31,8 Hz modulierte sowohl den HF-Sender wie einen phasenempfindlichen Gleichrichter. Das gleichgerichtete Signal wurde über RC-Glieder, die als Zeitkonstanten dienten, auf einem Schreiber registriert.

5. Ergebnisse der Doppelresonanzuntersuchung

5.1. g_J -Faktor des $(^1D)^2D_{3/2}$ -Zustands

Eine der registrierten Kurven für die Resonanzlichtänderung zeigt Abb. 2 zusammen mit dem aus der Majorana-Formel berechneten Signal für den HFS-Term $F = 5$. Für drei verschiedene Frequenzen

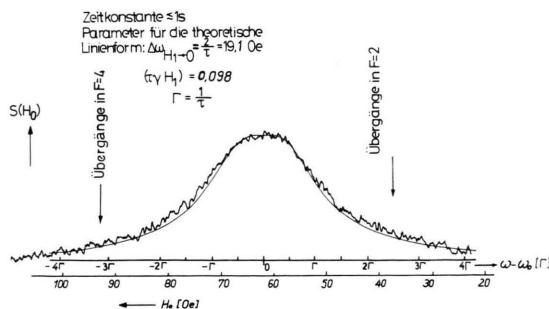


Abb. 2. Mit der Lock-in-Technik registriertes Doppelresonanzsignal bei unpolarisierter Lichteinstrahlung und Beobachtung von π -Licht: $(\sigma^\pm + \pi) \rightarrow \pi$ aus dem angeregten Zustand $5d6s6p(^1D)^2D_{3/2}$ von Lu I. Eingezeichnet ist die aus der Majorana-Formel berechnete Signalform für den HFS-Term $F = 5$.

wurde die Lage der Doppelresonanzsignale bezüglich des Magnetfeldes bestimmt. Zur Ausschaltung des Einflusses sowohl des Erdfeldes als auch endlicher Zeitkonstanten auf die Signallage, wurde jeweils nach zwei Kurven, für die dH/dt größer bzw. kleiner als Null war, das äußere Magnetfeld umgepolzt, so daß sich statische Zusatzfelder bei der Mittelung herauslösen. In Tab. 2 sind die Ergebnisse zusammengestellt.

Die g_F -Faktoren berechnen sich aus den Frequenzen und den zugehörigen Magnetfeldern:

$$g_F = \frac{v [\text{MHz}]}{\mu_B/h \cdot H [\text{Oe}]} ; \quad \mu_B/h = 1,39960 \text{ Oe/MHz} .$$

Aus den Einzelmessungen ergibt sich der entsprechend den statistischen Fehlern gewichtete Mittelwert $g_F = 0,2619(5)$, und aus der Beziehung

$$g_F = g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} - g_I' \frac{F(F+1) + I(I+1) - J(J+1)}{2F(F+1)}$$

folgt mit dem Wert⁹ für $g_I' = 3,35(29) \cdot 10^{-4}$ der g_J -Faktor

$$g_J \{5d6s6p(^1D)^2D_{3/2}\} = 0,874(5) .$$

Frequenz [kHz]	Signallage H_0 [Oe]	$g_F (F=5)$	Fehler [%]	Gewicht
23 078(2)	63,07(10)	0,2614	0,17	5,9
22 670(2)	61,62(12)	0,2629	0,20	5,0
20 996(3)	57,28(28)	0,2619	0,50	2,0

Tab. 2. Gemessene Magnetfeldlagen des Doppelresonanzsignals im HFS-Term $F=5$ des angeregten Zustands $5d6s6p(^1D)^2D_{3/2}$ von Lu I in Abhängigkeit vom Aufspaltungsfeld H_0 . Die Fehler sind statistischer Art.

5.2. Lebensdauer des $(^1D)^2D_{3/2}$ -Zustands

Der Gleichung für die Signalform ist zu entnehmen, daß man bei einer Extrapolation der HF-Feldstärke gegen Null Rückschlüsse auf die Lebensdauer eines angeregten Zustands ziehen kann. Für die Frequenz des magnetischen Dipolfeldes von 22,670(2) MHz wurde eine solche Extrapolation durchgeführt (Abb. 3). Bei Vernachlässigung von Gliedern, die τ

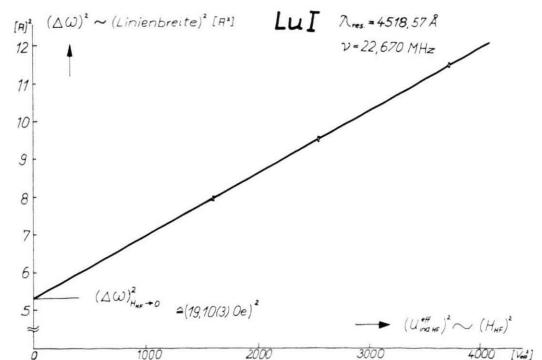


Abb. 3. Extrapolation der Signallinienbreite für magnetische HF-Übergänge zu verschwindender HF-Feldstärke zur Bestimmung der Lebensdauer des angeregten Zustands $5d6s6p(^1D)^2D_{3/2}$ von Lu I.

⁹ G. J. RITTER, Phys. Rev. **126**, 240 [1962].

in höherer Ordnung als quadratisch enthalten, stellt der Schnittpunkt der Geraden $(\Delta\omega)^2 = \text{const}(H_1)^2$ mit der Ordinate die Breite der Lorentz-Kurve für die HF-Feldstärke gegen Null dar. Aus dieser Breite berechnet sich die Lebensdauer zu $\tau = 1/\pi \Delta\nu$, bzw. falls $[\tau]$ in μs und $[\Delta H] \triangleq \Delta\nu$ in Oe gemessen werden,

$$\tau = 1/1,39960 \pi H[\text{Oe}] \cdot g_F.$$

Mit dem im letzten Abschnitt gemessenen g_F -Faktor des HFS-Terms $F = 5$ und den Werten aus Abb. 3 ergibt die Lebensdauer für diesen Zustand

$$\tau = 4,55(5) \cdot 10^{-8} \text{ s}.$$

Durch die eingangs erwähnte Korrektur von 7% für die Verbreiterung des Signals durch Überlagerung benachbarter Kurven wird

$$\tau = (4,89 \pm 0,10) \cdot 10^{-8} \text{ s}.$$

Innerhalb der Fehlergrenzen stimmt dieser Wert mit der aus Level-crossing-Experimenten erhaltenen Lebensdauer überein.

6. Diskussion

Der gemessene g_J -Faktor weist gegenüber dem Landé-Faktor in LS-Kopplung eine starke Abweichung auf. Sein Wert liegt zwischen diesem und dem Wert in $(J_1 j)$ -Kopplung, wie der Vergleich für Terme der 5d6s6p-Konfiguration zeigt (Tab. 3):

Zustand (LSJ)	$g(LSJ)$	$g(J)$ gemessen	$g(J_1 j J)$	Zustand ($J_1 j J$)
$(^1\text{D}) \text{p } ^2\text{D}_{3/2}$	0,800	$0,874 \pm 0,005$	1,067	$(2 \frac{1}{2}) \frac{3}{2}$
$(^1\text{D}) \text{p } ^2\text{F}_{5/2}$	0,857	$0,88 \pm 0,01^*$	0,934	$(2 \frac{1}{2}) \frac{5}{2}$

* Ref. ⁵ entnommen.

Tab. 3.

Eine Abweichung vom Wert in reiner LS-Kopplung lassen sowohl die relativen Multiplettintensitä-

ten wie die Nichterfüllung der Intervallregel in dieser Konfiguration erwarten. Schließlich führt die Spin-Bahn-Wechselwirkung bereits zu so großen Aufspaltungen, daß keine LS-Kopplung mehr zu erwarten ist.

Für eine Interpretation des gemessenen g_J -Faktors müßte zunächst die Kopplungsart z. B. durch Diagonalisierung der Energiematrix dieser Konfiguration durch Anpassen der Energieparameter an gemessene Termwerte ermittelt werden. Mit den so erhaltenen Zumischungskoeffizienten sollte sich der g_J -Faktor aus den LS-Werten aller anderen Terme dieser Konfiguration mit gleichem Gesamtdrehimpuls zusammensetzen. Das wäre dann gerechtfertigt, wenn Störungen nur innerhalb der Konfiguration vorlägen.

Wegen der großen Feinstruktur-Aufspaltung dieser Konfiguration (ca. $23\,000 \text{ cm}^{-1}$) ist jedoch anzunehmen, daß Interkonfigurationsstörungen auftreten. Die einzigen möglichen ungeraden Störterme sind die der $6s^26p$ - und $6s^27p$ -Konfiguration, von denen die Terme der $6s^26p$ -Konfiguration jedoch $10\,000 \text{ cm}^{-1}$ von den nächsten Termen der $5d6s6p$ -Konfiguration entfernt liegen. PINNINGTON⁵ weist darauf hin, daß eine Anzahl der im Lu I-Spektrum gefundenen schwachen Linien möglicherweise zu bisher nicht zugeordneten Termen einer Konfiguration $5d^26p$ führen könnten, deren energetische Lage ebenfalls in der Nähe der $5d6s6p$ -Konfiguration zu suchen sei. Beim Auffinden der Kopplungsart müßten solche Terme durch weitere Energieparameter in der zu diagonalisierenden Energiematrix berücksichtigt werden.

Die Messung weiterer g_J -Faktoren kann deshalb auch im Zusammenhang mit der Bestimmung von HFS-Konstanten der Aufklärung des noch weitgehend unbekannten Termschemas von Lu I dienen.