

gebildet wurde. Man erhält dabei: $n^*(5d) = 2,69$ und $n^*(6p) = 2,62$. Wegen der fast gleichen effektiven Hauptquantenzahlen berechnet sich das Radialintegral mit Hilfe der Coulomb-Funktionen zu:

$$\langle 5d \parallel E e z \parallel 6p \rangle = E e a_0 \cdot 1,5 n^* \sqrt{\frac{n^{*2}-4}{15}} = E e a_0 \cdot 1,88.$$

Die Energieverschiebung δE getrennt für beide Störterme erhält man somit in Zahlenwerten zu:

$$\delta E = (4 - M^2) \cdot 0,232 \text{ MHz}/(\text{kV/cm})^2$$

für den $(5p_{1/2}6p_{3/2})_{J=1}$ -Term,

$$\delta E = M^2 \cdot 0,022 \text{ MHz}/(\text{kV/cm})^2$$

für den $(5p_{1/2}6p_{3/2})_{J=2}$ -Term.

Die gute Übereinstimmung des damit berechneten Wertes der Stark-Konstanten

$$\beta = -0,210 \text{ MHz}/(\text{kV/cm})^2$$

mit dem experimentell bestimmten Wert

$$|\beta| = 0,21(2) \text{ MHz}/(\text{kV/cm})^2$$

sollte wegen der mehrfach vorgenommenen vereinfachenden Annahmen nicht überbewertet werden; jedoch wurde andererseits damit gezeigt, daß die Coulomb-Näherung offensichtlich auch für angeregte Zweielektronenterme ein brauchbare Näherungsme thode zur Berechnung der für die Stark-Verschie bungen wichtigen Radialintegrale darstellen kann.

Herrn Professor Dr. H. BUCKA danke ich für sein stets förderndes Interesse. Die Deutsche Forschungsgemeinschaft stellte in dankenswerter Weise mehrere Forschungsgeräte zur Verfügung.

Level-crossing-Experimente in angeregten Termen des Lu I zur Untersuchung der Hyperfeinstruktur von ^{175}Lu

L. H. GÖBEL

Institut für Kernphysik der Technischen Universität Berlin

(Z. Naturforsch. 25 a, 611–620 [1970]; eingegangen am 4. März 1970)

Hyperfine Structure Investigations of Excited States of Lu I by Means of the Level-crossing Method

The magnetic dipol and the electric quadrupol interaction constants in the excited electronic states $5d6s6p(^1\text{D})^2\text{D}_{3/2}$ and $5d6s6p(^1\text{D})^2\text{F}_{5/2}$ of ^{175}Lu I in natural isotopic abundance were investigated. The measurement was performed by resonance scattering of light with wavelengths $\lambda=4518.57 \text{ Å}$ and $\lambda=3567.84 \text{ Å}$ on a lutetium atomic beam. The following hyperfine structure constants were obtained:

$$\begin{aligned} B/A\{(^1\text{D})^2\text{D}_{3/2}\} &= +0.34704(80); & A\{(^1\text{D})^2\text{D}_{3/2}\} &= -1313.34(50) g_J/0.80 \text{ MHz}; \\ B\{(^1\text{D})^2\text{D}_{3/2}\} &= -455.8(1.2) g_J/0.80 \text{ MHz}; \\ B/A\{(^1\text{D})^2\text{F}_{5/2}\} &= +9.7883(37); & A\{(^1\text{D})^2\text{F}_{5/2}\} &= +351.864(56) g_J \text{ MHz}; \\ B\{(^1\text{D})^2\text{F}_{5/2}\} &= +3444.2(1.9) g_J \text{ MHz}. \end{aligned}$$

The signs of the interaction constants were determined by examinations of these lines in a Fabry-Perot-interferometer. The lifetimes of the investigated states were found as follows:

$$\tau\{(^1\text{D})^2\text{D}_{3/2}\} = (4.9 \pm 0.1) \cdot 10^{-8} \text{ s}; \quad \tau\{(^1\text{D})^2\text{F}_{5/2}\} = (1.2 \pm 0.1) \cdot 10^{-8} \text{ s}.$$

From these the oscillatorstrengths were deduced:

$$\begin{aligned} f(3567.8 \text{ Å}) &= (1.7 \pm 0.2) \cdot 10^{-1}; & f(3841.2 \text{ Å}) &= (5.6 \pm 0.8) \cdot 10^{-2}; \\ f(4518.6 \text{ Å}) &= (6.3 \pm 0.1) \cdot 10^{-2}; & f(4967.5 \text{ Å}) &< 3 \cdot 10^{-4}. \end{aligned}$$

1. Einleitung

Neben Hyperfeinstruktur(HFS)-Untersuchungen mit Methoden optischer Interferometrie¹, deren

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

Meßgenauigkeit durch die Doppler-Breite der untersuchten Strahlung begrenzt ist, sind für Lutetium genaue Messungen der HFS-Wechselwirkung mit Hilfe der Breit-Rabi-Methode nur aus den Grund-

¹ H. GOLLNOW, Z. Physik **103**, 443 [1936]. — A. STEUDEL, Z. Physik **152**, 559 [1958]. — J. BLAISE, J. BAUCHE, S. GERSTENKORN u. F. S. TOMKINS, J. Phys. Rad. **22**, 417 [1961]. — U. HORSTMANN, G. NÖLDEKE u. A. STEUDEL, Ann. Physik **12**, 14 [1963].



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“) geplant, 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.

zuständen bekannt². Eine Bestimmung der HFS mit hoher Meßgenauigkeit auch in angeregten Termen des Lu I ist deshalb von Interesse, weil bei genauer Kenntnis der Kernmomente aus der HFS-Wechselwirkung Aussagen über die noch weitgehend unbekannte Struktur dieses Dreielektronenspektrums gewonnen werden können. Eine Antwort auf die Frage nach dem Kopplungsschema wird wegen der vermuteten großen Spin-Bahn-Kopplung bei diesem schon relativ schweren Atom und der durch die Vielzahl möglicher Konfigurationen mit Termen vergleichbarer Energie erwarteten Konfigurationsmischung erschwert.

In einem Level-crossing-Experiment, bei dem Licht an freien Atomen in einem äußeren Magnetfeld resonant gestreut wird, ist die Genauigkeit der Messung von HFS-Wechselwirkungskonstanten im wesentlichen bestimmt durch die natürliche Lebensdauer der angeregten Terme. Für die Anwendung der Level-crossing-Methode³ sind besonders solche Terme geeignet, die möglichst vom Grundzustand oder anderen stark besetzten Zuständen mit Dipol-

strahlung großer Oszillatorenstärke erreicht werden können.

Im Lu I-Termschema (Abb. 1) eignen sich für eine Level-crossing-Untersuchung zunächst die angeregten Terme $5d6s6p(^1D)^2D_{3/2}$ (Code 2212, Termwert $22\ 124,70\text{ cm}^{-1}$) und $5d6s6p(^1D)^2F_{5/2}$ (Code 2802, Termwert $28\ 020,18\text{ cm}^{-1}$), die beide mit dem Grundzustand $5d6s^2\ ^2D_{3/2}$ durch die im Resonanzlicht stark vertretenen Linien $\lambda = 4518,57\text{ \AA}$ und $\lambda = 3567,84\text{ \AA}$ verbunden sind (Termbezeichnungen, -werte und -zuordnungen nach KLINKENBERG⁴, STEUDEL¹ und PINNINGTON⁵). Für beide Zustände wurden die bisher unbekannten HFS-Konstanten A und B gemessen und die Lebensdauern bestimmt. Die Vorzeichenfestlegung der gemessenen Aufspaltungs faktoren erfolgte durch eine Untersuchung der Linien, die von den betrachteten Zuständen in den Grundzustand übergehen, mit einem Fabry-Perot-Interferometer.

2. Hyperfeinstruktur der Lu I-Terme $5d6s6p(^1D)^2D_{3/2}$ und $5d6s5p(^1D)^2F_{5/2}$ unter Einfluß eines äußeren Magnetfeldes

Für ein freies Atom in einem äußeren Magnetfeld werden die HFS-Energieniveaus für den Zustand einer bestimmten Elektronen-Konfiguration in der Näherung, in der die HFS-Wechselwirkungsenergie klein gegen den Abstand von Feinstrukturtermen ist, durch den Hamilton-Operator⁶

$$\mathcal{H} = A \vec{I} \vec{J} + \frac{B}{2 I(2I-1) J(2J-1)} [3(\vec{I}\vec{J})^2 + \frac{3}{2} (\vec{I}\vec{J}) - I^2 J^2] + \mu_B g_J H_z J_z + \mu_B g'_I H_z I_z,$$

mit der üblichen Bedeutung der Symbole, beschrieben. Der auf das Bohrsche Magneton bezogene Kern- g_I -Faktor ist gegenüber dem g_J -Faktor der Hülle sehr klein [$g'_I(^{175}\text{Lu}) = 3,35 \cdot 10^{-4}$ (s. Anm.²)], so daß der Termverlauf in Abb. 2 und Abb. 3 im wesentlichen durch g_J und die HFS-Konstanten A und B bestimmt ist.

Im Übergangsgebiet von schwachem zu starkem Magnetfeld [$H_z \gg A(\hbar/\mu_B)$] kommt es zu Überschneidungen von Zeeman-Unterniveaus mit $|\Delta m| = 2$ aus verschiedenen HFS-Termen, die bei Resonanzstreuung von Licht unter den vorliegenden Ver-

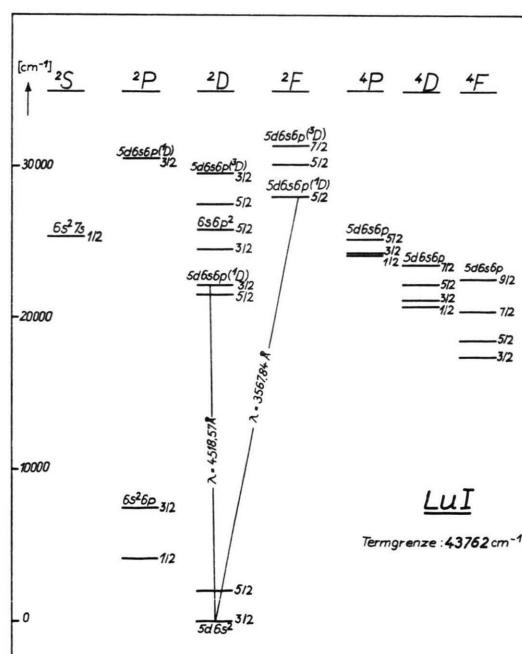


Abb. 1. Ausschnitt aus dem Lu I-Termschema (Termgrenze nach P. CAMUS u. F. S. TOMKINS, Réunion de l'Association Européenne de Spectroscopie Atomique, Paris 1969).

² G. J. RITTER, Phys. Rev. **126**, 240 [1962]. — A. H. REDDOCH u. G. J. RITTER, Phys. Rev. **126**, 1493 [1962].

³ P. A. FRANKEN, Phys. Rev. **121**, 508 [1961].

⁴ P. F. A. KLINKENBERG, Physica **21**, 53 [1954].

⁵ E. H. PINNINGTON, Canad. J. Phys. **41.2**, 1294 [1963].

⁶ P. KUSCH u. V. W. HUGHES, Handbuch d. Physik Bd. 37/1, Berlin, Göttingen, Heidelberg 1959.

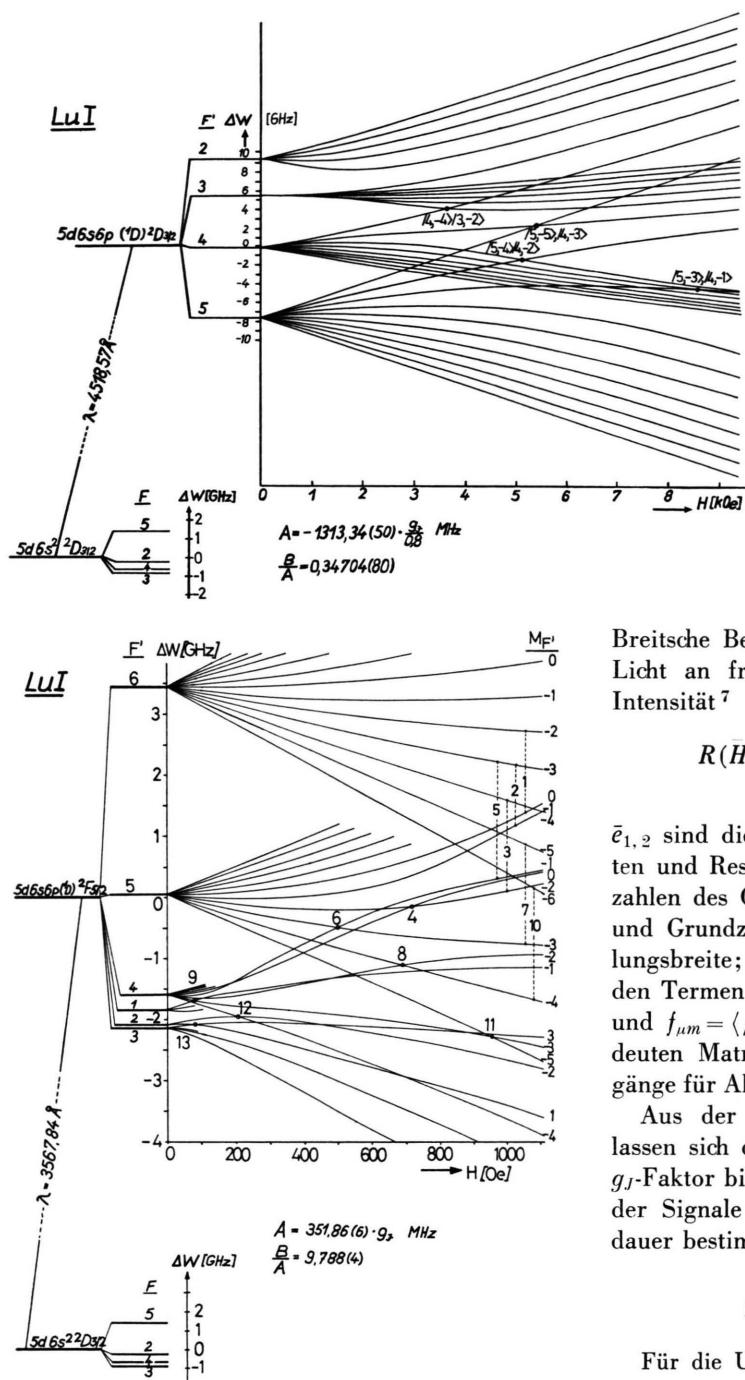


Abb. 3. Aufspaltungsbild des angeregten $5d6s6p(^1D)^2F_{5/2}$ -Zustands von Lu I in einem äußeren Magnetfeld (Ausschnitt).

suchsbedingungen zu den bekannten Level-crossing-Signalen Anlaß geben. Ihre Größe beträgt für die untersuchten Zustände etwa $5 \cdot 10^{-3}$ der durch die

Abb. 2. Aufspaltungsbild für den $5d6s6p(^1D)^2D_{3/2}$ -Zustand des Lu I-Spektrums und die Magnetfeldlage der Kreuzungspunkte von HFS-Zee-man-Niveaus mit $\Delta m_F = \pm 2$.

Breitsche Beziehung für die Resonanzstreuung von Licht an freien Atomen beschriebenen gestreuten Intensität⁷

$$R(H, \bar{e}_1, \bar{e}_2) \sim \sum_{\mu, m} \frac{f_{\mu m} f_{\mu' m'} g_{\mu m'} g_{\mu' m'}}{\Gamma - 2 \pi i (\nu_{\mu} - \nu_{\mu'})}.$$

$\bar{e}_{1,2}$ sind die Polarisationsvektoren des eingestrahlten und Resonanzlichts; μ, m die Magnet-Quantenzahlen des Gesamtdrehimpulses für den angeregten und Grundzustand des Atoms; $\Gamma = 1/\tau$ die Strahlungsbreite; $\nu_{\mu} - \nu_{\mu'}$ der Energieabstand zwischen den Termen $|\mu\rangle$ und $|\mu'\rangle$ des angeregten Zustands und $f_{\mu m} = \langle \mu | \bar{e}_1 \bar{r} | m \rangle$ bzw. $g_{\mu m} = \langle m | \bar{e}_2 \bar{r} | \mu \rangle$ bedeuten Matrixelemente der elektrischen Dipolübergänge für Absorption bzw. Emission.

Aus der Magnetfeldlage der Interferenzsignale lassen sich die HFS-Konstanten als Verhältnis zum g_J -Faktor bis auf das Vorzeichen und aus der Breite der Signale in günstigen Fällen auch die Lebensdauer bestimmen.

3. Experimentelle Details

Für die Untersuchung der angeregten Terme $5d6s6p(^1D)^2D_{3/2}$ und $-^2F_{5/2}$

wurde Licht aus einer wassergekühlten Hohlkathode aus Tantal, in der sich reines Lu-Metall⁸ befand, an

⁷ G. BREIT, Rev. Mod. Phys. 5, 91 [1933].

⁸ 99% rein; natürliches Isotopengemisch: ^{175}Lu (97,4%), ^{176}Lu (2,6%); Fa. Remy, Hamburg.

einem Lu-Atomstrahl gestreut. Das mit einem Interferenzfilter (Schott & Gen., Mainz) ausgewählte und mit einem Photomultiplier (EMI 9558) beobachtete Resonanzlicht wurde in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld registriert.

Einstrahlungs-, Beobachtungs- und Magnetfeldrichtung bildeten ein rechtwinkliges Koordinatensystem (Abb. 4). Unter dieser Bedingung treten an Kreuzungspunkten von Zeeman-Unterniveaus nur Interferenzsignale auf, wenn die Auswahlregel $|\Delta m|=2$ erfüllt ist.

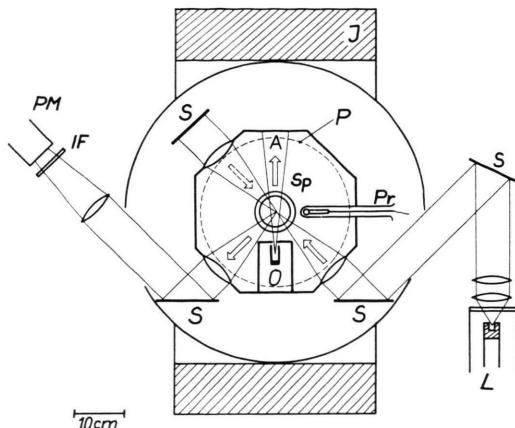


Abb. 4. Schematische Darstellung der Level-crossing-Apparatur. L = Hohlkathode als Lichtquelle, S = Spiegel, P = Polschuh des Eisenmagneten, J = Joch des Magneten, A = Atomstrahl, O = Atomstrahlofen, Sp = Pulsspulen, Pr = Protonenresonanzsonde, IF = Interferenzfilter, Ph = Photomultiplier.

Während des Experiments betrug die Lampenintensität in den Raumwinkel 4π für die Linie $4518,6 \text{ Å}$ ca. $0,19 \text{ Watt} \leq 4,3 \cdot 10^{17} \text{ Lichtquanten/s}$ und für die Linie $3567,8 \text{ Å}$ ca. $2,5 \cdot 10^{-2} \text{ Watt} \leq 4 \cdot 10^{16} \text{ Lichtquanten/s}$ ⁹. Bei einer Resonanzlichtänderung von 1% lässt sich mit dem Wirkungsquerschnitt für Resonanzabsorption von $4 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2$ die für ein gefordertes Signal/Rausch-Verhältnis von 10 (Zeitkonstante 1 s) benötigte Atomstrahldichte zu etwa $5 \cdot 10^{10} \text{ Atome/cm}^3$ entsprechend etwa 10^{-4} Torr abschätzen. Das entspricht einem Verbrauch an Lutetium von ca. 40 mg/h, der auch etwa eingehalten wurde. Der Atomstrahl wurde in einem durch Elektronenstoß auf ca. 1300°K erwärmten Tantaltiegel erzeugt, in dessen Bohrung sich reines Lu-Metall befand.

Der etwa 5 cm^3 große Resonanzzraum befand sich bei Feldern größer als 800 Oe zwischen den Polschuhen eines Eisenmagneten (Polschuh-Abstand 100 mm, Polschuh-Durchmesser 200 mm, maximal erreichbares Feld $H_{\max} \approx 8000 \text{ Oe}$), während er sich bei kleineren Feldern zwischen zwei Helmholtz-Spulen (Durchmesser 800 mm, $H_{\max} \approx 900 \text{ Oe}$) befand. Im Eisenmagnet erfolgte die Magnetfeldmessung simultan mit einer Pro-

tonenresonanzsonde 3 cm außerhalb des Resonanzzraumes. Vor und nach jeder Messung wurden deren Frequenzwerte auf den Resonanzzraum extrapoliert. Die Inhomogenität des Magnetfeldes in radialer Richtung über den Resonanzzraum von $\pm 10 \text{ mm}$ war bei den größten benutzten Feldern von 5400 Oe kleiner als $5 \cdot 10^{-5}$. Für die Helmholtz-Anordnung wurde das Magnetfeld aus dem Strom berechnet, wobei der Eichfaktor vorher mit einer Protonenresonanzsonde bestimmt wurde.

Der Nachweis der Resonanzlichtänderung erfolgte durch Modulation des variablen Magnetfeldes mit einem niederfrequenten Wechselfeld der Stärke $3 - 12 \text{ Oe}$ bei gleichzeitiger phasenempfindlicher Gleichrichtung des so gepulsten Signals in einem Lock-in-Verstärker. Über Zeitkonstanten wurde das Signal einem Schreiber zugeführt. Bei vernachlässigbarer Änderung der Matrixelemente im Zähler der Breitschen Beziehung innerhalb der natürlichen Linienbreite und bei einem Pulshub, der klein gegen diese Breite ist, hat das registrierte Signal bei einem freistehenden Level-crossing die Form einer abgeleiteten Lorentz-Kurve. Der Null-durchgang dieser Kurve legt die Magnetfeldstärke des Termkreuzungspunktes fest.

4. Experimentelle Resultate

a) HFS-Konstanten des $5d6s6p(^1D)^2D_{3/2}$ -Zustands

Für diesen Zustand ist in Abb. 5 die registrierte Änderung der Resonanzlichtintensität in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld für die ersten drei Kreuzungspunkte aus Abb. 2 wiedergegeben. Der vierte, bei 7800 Oe erwartete Kreuzungspunkt konnte nicht bestätigt werden. Bei diesen Feldern scheinen Kernspin und Hüllendrehimpuls weitgehend entkoppelt zu sein.

Bei der benutzten Apparatur bildeten Atomstrahl- und Lichteinstrahlungsrichtung einen Winkel von 45° bzw. 135° . Diese Anordnung bietet die Möglichkeit, das eingestrahlte Linienprofil energetisch gegen die Lage der Termkreuzungspunkte durch den Doppler-Effekt zu verschieben. Infolge der großen HFS der eingestrahlten Linie gegenüber der Doppler-Breite dieser Linie verschwand jeweils eines der Crossings 2 und 3, je nachdem ob die Lichtrichtung mit der Atomstrahlrichtung einen Winkel von 45° oder 135° bildete (Abb. 6).

Die gemessenen Magnetfeldlagen der Crossings sind in Tab. 1 zusammengestellt. Der angegebene Fehler setzt sich aus den an verschiedenen Tagen gemessenen mittleren quadratischen Fehlern zusammen und schließt die Reproduzierbarkeit der Meßsondenstellung ein.

⁹ Linienintensität gemessen mit dem UV-Standard der Fa. Osram.

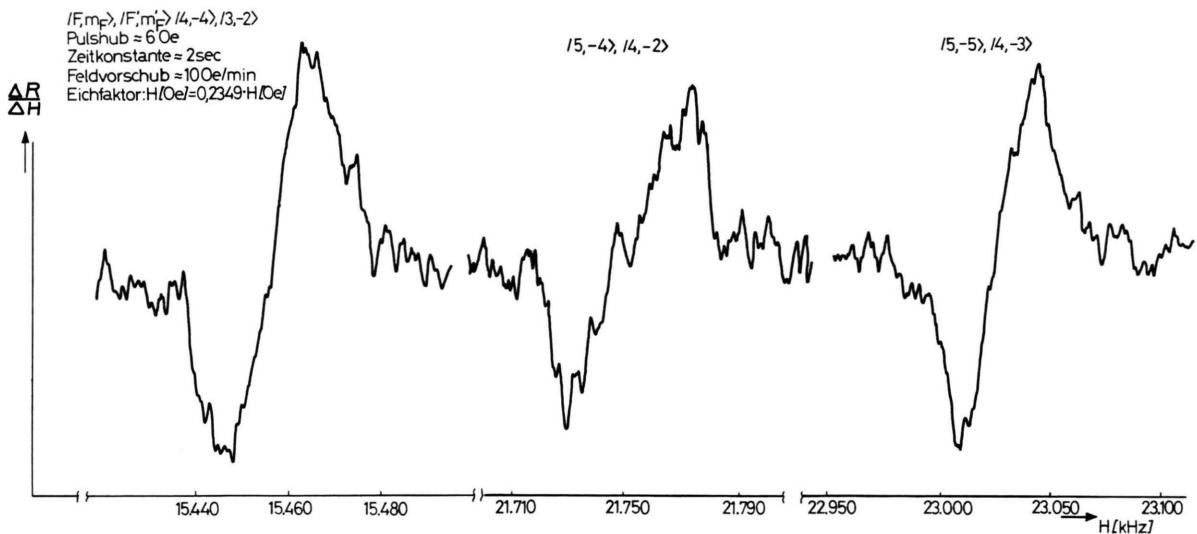
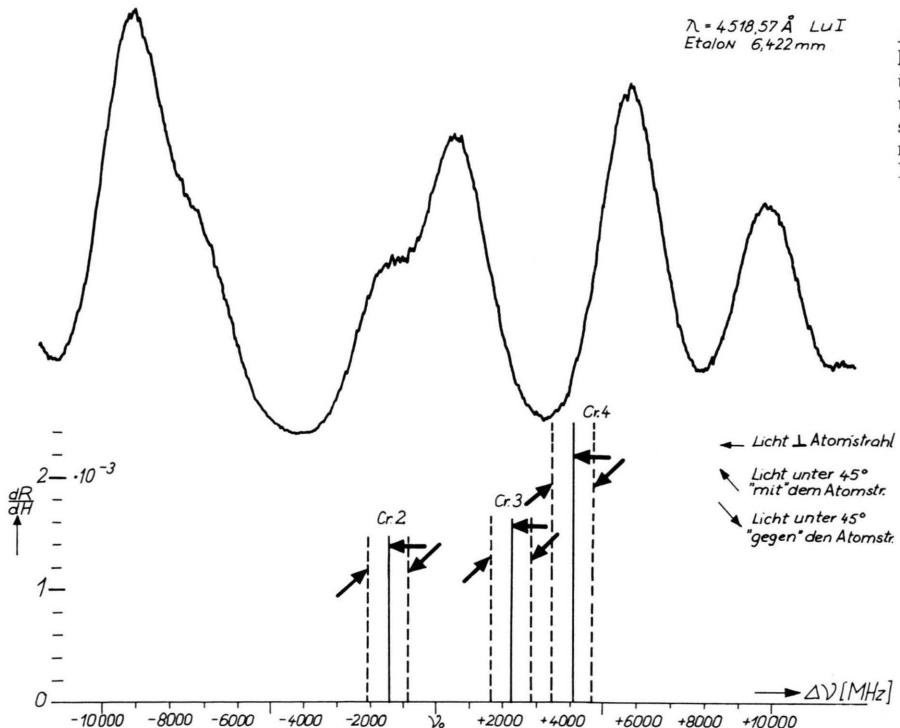
Abb. 5. Mit der lock-in-Technik registrierte Level-crossing-Signale des $5d6s6p\ (^1D)\ ^2D_{3/2}$ -Zustands von Lu I.

Abb. 6. Relative Doppler-Verschiebung der Kreuzungspunkte gegenüber dem eingestrahlten Linienprofil und die relative Intensität der Crossing-Signale aus der Breitschen Formel bei Einstrahlung mit weißem Licht. Das Linienprofil wurde mit einem Fabry-Perot-Interferometer unter Versuchsbedingungen aufgenommen.

Crossing Nr.	$(F, m_F; F', m'_F)$	H_z [Oe]
4	(4, -4; 3, -2)	3633,23 (8)
2	(5, -4; 4, -2)	5109,54 (9)
3	(5, -5; 4, -3)	5409,75 (5)

Tab. 1. Magnetfeldlage der Level-crossing-Signale im ange regten Zustand $5d6s6p\ (^1D)\ ^2D_{3/2}$ von Lu I und die beteiligten Unterniveaus.

Aus der Abhängigkeit der Lage zweier Kreuzungspunkte von dem Verhältnis der HFS-Konstanten, wie sie für diesen Zustand in Abb. 7 dargestellt ist, kann bei experimentell bekannter Lage der Kreuzungspunkte auf das B/A -Verhältnis geschlossen werden. Aus den gemessenen Magnetfeldwerten in Tab. 1 erhält man unter Berücksichtigung der Vor-

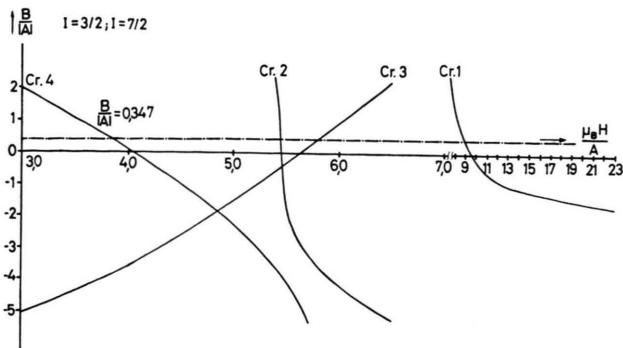


Abb. 7. Theoretische Lage der Level-crossing-Signale in Abhängigkeit vom B/A -Verhältnis für den $5d6s6p(^1D)^2D_{3/2}$ -Zustand von Lu I. Die gestrichelte Linie zeigt das aus dem Experiment ermittelte B/A -Verhältnis.

zeichenfestlegung in Abschn. 5 für den $(^1D)^2D_{3/2}$ -Zustand

$$\begin{aligned} B/A &= +0,34704(80); \\ A &= -1313,34(50) \cdot g_J/0,80 \text{ MHz}; \\ B &= -455,8(1,2) \cdot g_J/0,80 \text{ MHz}. \end{aligned}$$

Der im Zusammenhang mit dieser Arbeit¹⁰ mit Hilfe der Doppelresonanz-Methode gemessene g_J -Faktor von 0,874(5) legt die HFS-Wechselwirkungskonstanten des $5d6s6p(^1D)^2D_{3/2}$ -Zustands von Lu I fest:

$$\begin{aligned} A &= -1433,6(9,2) \text{ MHz}; \\ B &= -497,5(4,3) \text{ MHz}. \end{aligned}$$



Abb. 8. Registrierte Level-crossing-Signale aus dem angeregten Zustand $5d6s6p(^1D)^2F_{5/2}$ des Lu I-Spektrums. Die erste Kurve besteht aus einer deutlichen Überlagerung zweier Signale (9 und 13).

b) HFS-Konstanten des $5d6s6p(^1D)^2F_{5/2}$ -Zustands

Wie aus Abb. 8 und Tab. 2 ersichtlich, wurden für diesen Zustand Interferenzsignale im Magnetfeldbereich zwischen 0 und 1800 Oe festgestellt. Von

Crossing Nr.	$(F, m_F; F', m_{F'})$	$H_z[\text{Oe}]$
9	(4, -3; 1, -1)	103,51 (34)
13	(2, 1; 3, 3)	
12	(4, -4; 2, -2)	214,88 (28)
6	(5, -3; 4, -1)	498,76 (37)
4	(5, -2; 4, 0)	688,62 (18)
8	(5, -4; 4, -2)	
11	(5, -5; 4, -3)	954,33 (18)
2	(6, -3; 5, -1)	1280,50 (31)
1	(6, -2; 5, 0)	1536,57 (22)
3	(6, -4; 5, -2)	
7	(6, -5; 5, -3)	1836,80 (13)

Tab. 2. Magnetfeldlage der Level-crossing-Signale im angeregten Zustand $5d6s6p(^1D)^2F_{5/2}$ von Lu I und die beteiligten Unterniveaus.

neun registrierten Signalen bestanden drei aus Überlagerungen von jeweils zwei Signalen, während ein weiteres bei so niedrigen Feldern lag, daß es vom Nullfeld-Crossing (Hanle-Effekt) überdeckt war (vgl. Abb. 3).

Zur Auswertung und Bestimmung des B/A -Verhältnisses wurden nur die fünf getrennt liegenden Signale verwendet. Die Gesamtheit der Signale bil-

¹⁰ L. H. GÖBEL, Dissertation, Technische Universität Berlin 1969. Die Ergebnisse der Doppelresonanz-Untersuchungen werden veröffentlicht.

dete ein Kriterium dafür, daß es sich hierbei um Signale nur aus dem betrachteten Zustand handelt und daß das B/A -Verhältnis eindeutig ist. Übereinstimmung zwischen der theoretischen Lage der Signale in Abb. 9 und den experimentellen Magnetfeldlagen innerhalb der Fehlergrenze konnte nur unter der Annahme von

$$B/A = +9,7883(37)$$

erzielt werden. Ebenfalls unter Berücksichtigung von Abschn. 5 bezüglich der Vorzeichenfestlegung folgt für

$$A = 351,864(56) \cdot g_J \text{ MHz};$$

$$B = 3444,2(1,9) \cdot g_J \text{ MHz}.$$

Wegen der kleinen Lebensdauer dieses Zustandes konnte der g_J -Faktor mit der Methode der Doppelresonanz bisher nicht ermittelt werden. PINNINGTON⁵ erhielt für diesen Zustand aus Zeeman-Untersuchungen einen g_J -Faktor von 0,88(1). Damit wird für den 5d6s6p $(^1D)^2F_{5/2}$ -Term

$$A [g_J = 0,88(1)] = 309,6(3,5) \text{ MHz};$$

$$B [g_J = 0,88(1)] = 3031(34) \text{ MHz}.$$

c) Lebensdauern aus der Breite der Level-crossing-Signale

Die Interferenzsignale der Breitschen Formel sind in ihrer Breite durch die mittlere Lebensdauer der angeregten Zustände sowie durch die relative Stei-

gung der beiden sich kreuzenden Terme bestimmt:

$$\tau = \frac{2 \hbar}{\mu_B g H_{1/2}},$$

wobei $g = (d\Delta E/dH)$ an der Stelle des Kreuzungspunktes und $H_{1/2}$ die ganze Halbwertsbreite des Signals (in Oe) ist. Daher kann man aus den Level-crossing-Signalen Aussagen über die Lebensdauer eines angeregten Zustands gewinnen, wenn das durch die modulierende Zusatzfeldstärke verbreiterte Signal gegen die Pulsfeldstärke Null extrapoliert wird. Der Zusammenhang zwischen der Signalbreite ΔH und dem gesamten Pulshub δH , sowie der durch die Lebensdauer bestimmten Breite $H_{1/2}$ ist¹¹

$$\Delta H = H_{1/2} \frac{1}{\sqrt{3}} \sqrt{X^2 - 1 + 2(X^4 + X^2 + 1)^{1/2}}; X = \frac{\delta H}{H_{1/2}}.$$

Für verschiedene Pulshübe δH sind als Beispiel in Abb. 10 für das Crossing bei 5400 Oe des $(^1D)^2D_{3/2}$ -Zustands die gemessenen Breiten ΔH aufgetragen. Die Fehlerbalken stellen rein statistische Fehler dar. Die ausgezogenen Kurven sind mit jeweils einem gewählten Parameter $H_{1/2}$ berechnet.

Tab. 3 enthält die auf diese Weise aus verschiedenen Kreuzungspunkten berechneten Lebensdauern. Für den $(^1D)^2D_{3/2}$ -Zustand ist zum Vergleich der aus einem Doppelresonanz-Experiment¹⁰ für die Hochfrequenzfeldstärke gegen Null extrapolierte Wert ebenfalls eingetragen. Diese Methode der Lebensdauerbestimmung ist dadurch begrenzt, daß bei schwachen Signalen eine Pulsextrapolation wegen

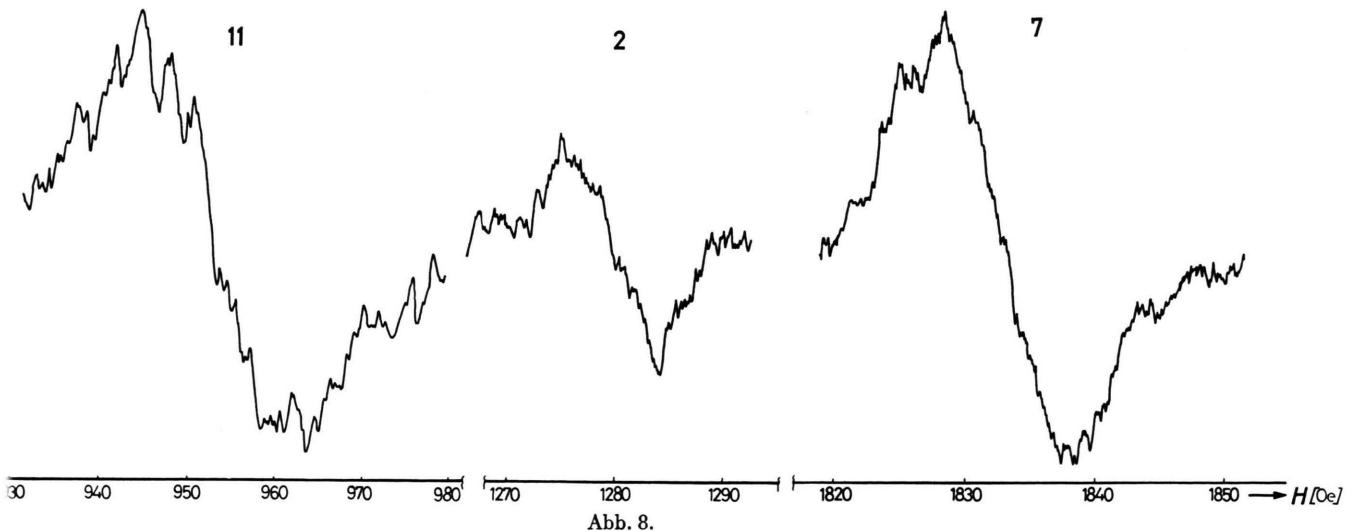


Abb. 8.

¹¹ M. v. HARTROTT, Dissertation, Technische Universität Berlin 1968.

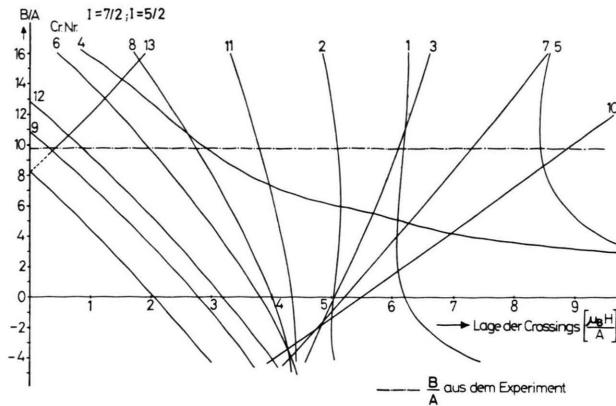


Abb. 9. Theoretische Lage der Level-crossing-Signale in Abhängigkeit vom B/A -Verhältnis für den $5d6s6p(^1D)^2F_{5/2}$ -Zustand von Lu I (gestrichelte Linie: B/A aus dem Experiment).

der Abhängigkeit der Signalgröße vom Pulshub nur schwer durchgeführt werden kann.

Als gewichteten Mittelwert aus den verschiedenen Messungen erhält man für die Lebensdauer der Zustände

$$\begin{aligned} 5d6s6p(^1D)^2D_{3/2}, \quad \tau &= (4,9 \pm 0,1) \cdot 10^{-8} \text{ s}; \\ 5d6s6p(^1D)^2F_{5/2}, \quad \tau &= (1,2 \pm 0,1) \cdot 10^{-8} \text{ s}. \end{aligned}$$

Mit den Verzweigungsverhältnissen von den angeregten Zuständen in die beiden Grundzustände $5d6s^2\ ^2D$ mit $J = 3/2$ und $5/2$ aus einer Resonanzlichtuntersuchung folgen die Oszillatorenstärken für die Linien (berechnet nach UNSÖLD ¹²)

$$\begin{aligned} \lambda = 3567,84 \text{ Å}, \quad f &= (1,7 \pm 0,2) \cdot 10^{-1}; \\ \lambda = 3841,18 \text{ Å}, \quad f &= (5,6 \pm 0,8) \cdot 10^{-2}; \\ \lambda = 4518,57 \text{ Å}, \quad f &= (6,3 \pm 0,1) \cdot 10^{-2}; \\ \lambda = 4967,5 \text{ Å}, \quad f &< 3 \cdot 10^{-4}. \end{aligned}$$

5. Die Vorzeichen der HFS-Konstanten

Zur Vorzeichenfestlegung der HFS-Konstanten der beiden untersuchten Zustände wurden die im Level-crossing-Experiment benutzten Linien von den an-

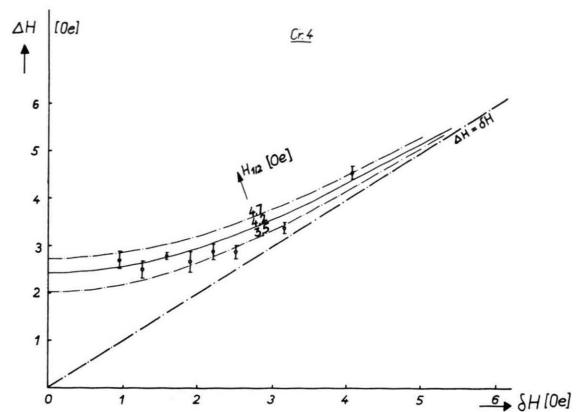


Abb. 10. Magnetische Pulsfeldstärke δH als Funktion der Signalbreite zur Ermittlung der Lebensdauer des angeregten $5d6s6p(^1D)^2D_{3/2}$ -Zustands von Lu I.

geregten Zuständen in den Grundzustand (3567 Å und 4519 Å) mit einem Fabry-Perot-Interferometer untersucht. Als Vorzerleger diente ein Gittermonochromator ¹³. In Abb. 11 ist ein in Abhängigkeit

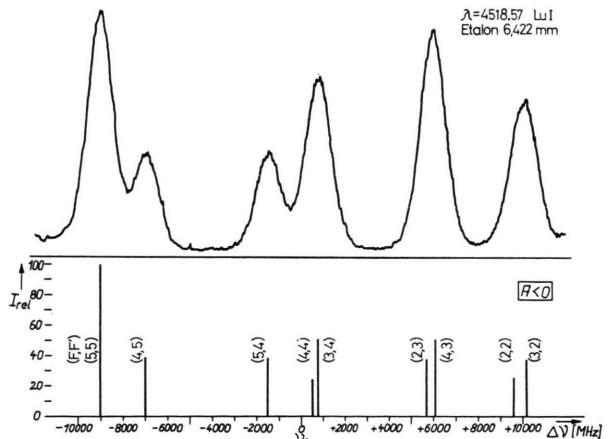


Abb. 11. Mit einem Fabry-Perot-Interferometer gemessene HFS der Linie $\lambda=4518,57 \text{ Å}$ vom angeregten Zustand $5d6s6p(^1D)^2D_{3/2}$ in den Grundzustand $5d6s^2\ ^2D_{3/2}$ von Lu I.

Zustand	Crossing Nr.	$H_{1/2}$ [Oe]	$(dE/dH)_{\text{Cr.}}$	$\tau [10^{-8} \text{ s}]$
$5d6s6p(^1D)^2D_{3/2}$	4	$4,1 \pm 0,6$	1,112	$4,98 \pm 0,73$
	3	$4,7 \pm 0,5$	0,975	$4,97 \pm 0,53$
	Doppelresonanzexperiment			$4,88 \pm 0,10$
$5d6s6p(^1D)^2F_{5/2}$	12	$16,5 \pm 1,2$	1,239	$1,12 \pm 0,73$
	3	$9,5 \pm 0,9$	1,953	$1,23 \pm 0,12$
	7	$14,0 \pm 1,0$	1,417	$1,45 \pm 0,08$

Tab. 3. Lebensdauern für angeregte Zustände im Lu I-Spektrum aus der Pulsextrapolation gemessener Crossing-Signale.

¹² A. UNSÖLD, Physik der Sternatmosphären, Springer-Verlag, Berlin 1955.

¹³ Auflösungsvermögen im benutzten Wellenlängenbereich in 4. Ordnung bei 0,3 mm Spaltbreite ca. 40 000.

vom Druck mit einem Photomultiplier registriertes Interferenzbild der Linie 4519 Å dargestellt. Das Dispersionsgebiet betrug $0,779 \text{ cm}^{-1}$ entsprechend einem Etalonabstand von 6,422 mm.

Unterhalb des Lampenprofils sind die berechneten Lagen und Intensitäten der HFS-Komponenten für negatives A des angeregten Zustands eingetragen. Für den Grundzustand wurden die von RITTER² mit einer Atomstrahlresonanzapparatur gemessenen HFS-Konstanten zugrunde gelegt. Der Vergleich der registrierten Kurve mit einer berechneten zeigt, daß nur $A < 0$ und – wegen $B/A > 0$ – $B < 0$ in Frage kommen kann. Darüber hinaus bietet diese Messung eine unabhängige Methode zur Überprüfung der Ergebnisse des Level-crossing-Experiments. Wie aus Abb. 11 zu ersehen ist, steht das Ergebnis mit dem Level-crossing-Experiment im Einklang.

Für die Linie 3567 Å betrug das Dispersionsgebiet nur $0,250 \text{ cm}^{-1}$. In das Interferenzbild Abb. 12 wurden ebenfalls die berechneten HFS-Komponenten der Linie eingetragen. Bei Überlagerung der

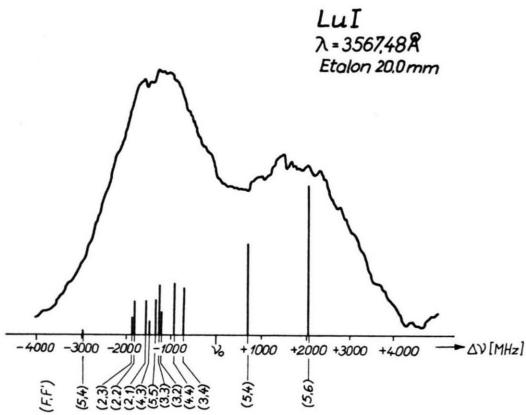


Abb. 12. Registriertes Fabry-Perot-Interferenzbild der Linie $\lambda = 3567,84 \text{ \AA}$ vom angeregten Zustand $5d6s6p(^1D)^2F_{5/2}$ in den Grundzustand $5d6s^2 ^2D_{3/2}$ von Lu I.

durch den Doppler-Effekt in der Hohlkathode verbreiterten HFS-Komponenten erhält man Übereinstimmung mit dem gemessenen Profil nur unter der Annahme, daß $A > 0$ und wegen $B/A > 0$ auch $B > 0$ bei $\nu_{\text{Doppler}} \approx 1200 \text{ MHz}$ ist (Abb. 13 a). Zum Vergleich ist in Abb. 13 b das berechnete Profil für den Fall $A < 0$ ($B < 0$) im angeregten Zustand aufgetragen.

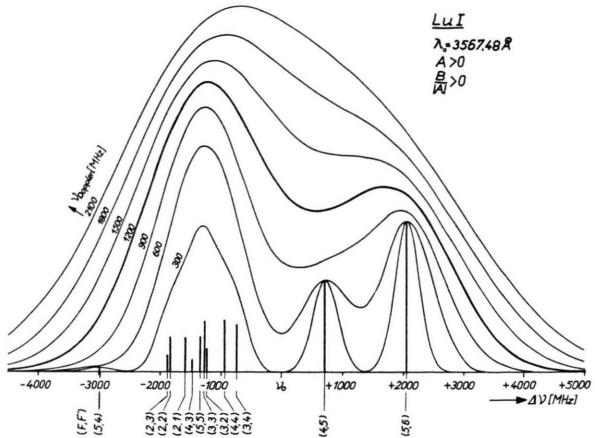


Abb. 13 a. Für verschiedene Doppler-Breiten berechnetes Profil der Linie $\lambda = 3567,84 \text{ \AA}$ unter der Annahme $A > 0$ ($B > 0$) im angeregten Zustand

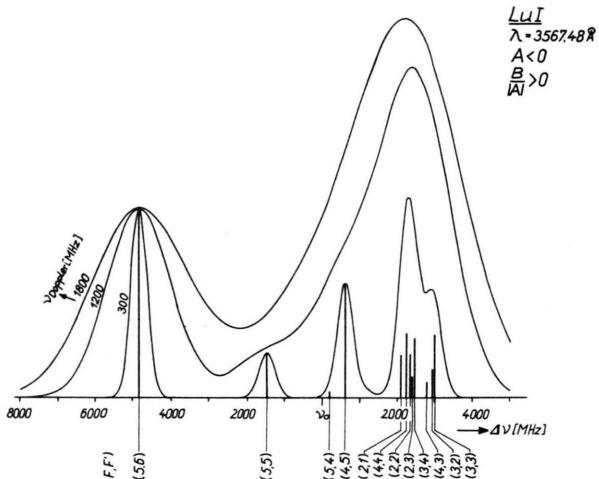


Abb. 13 b. Für verschiedene Doppler-Breiten berechnetes Profil der Linie $\lambda = 3567,84 \text{ \AA}$ unter der Annahme $A < 0$ ($B < 0$) für den angeregten Zustand.

6. Diskussion der gemessenen HFS-Konstanten im Lu I-Spektrum

An der HFS-Aufspaltung von Termen der 5d6s6p-Konfiguration, für die, wie im Fall der untersuchten Zustände mit der vermuteten Kopplung $5d6s(^1D)^2D_{3/2}$ und $5d6s(^1D)^2F_{5/2}$ ein (^1D) -parent-Term angegeben wird⁴, sollten in LS-Kopplung nur die Aufspaltungs faktoren des 5d- und des 6p-Elektrons beteiligt sein. Die an sich große magnetische Wechselwirkung des s-Elektrons mittelt sich wegen der antiparallelen Spinwellenfunktion des s- und d-Elektrons zeitlich heraus. Bestehen bleibt nur der Bahnanteil des d-

Elektrons und bei Ankopplung des p-Elektrons des sen Spin- und Bahnanteil.

Die Abweichung von der Intervallregel (z. B. für das 4F -System dieser Konfiguration) läßt allerdings kaum eine reine Kopplungsart erwarten. Darauf weist auch der Wert des in einem Doppelresonanz-experiment gemessenen g_J -Faktors für den $(^1D)^2D_{3/2}$ -Zustand der 5d6s6p-Konfiguration hin; $g(J) = 0,8739(52)$. Er liegt zwischen dem Landéschen g -Faktor in reiner LS-Kopplung $g(LSJ) = 0,800$ und dem in $J_1 j$ -Kopplung $g(J_1 j J) = 1,067$. Bei starker Abweichung von reinen Kopplungssystemen ist eine Aussage über die Beteiligung der einzelnen Elektronen an der gemessenen Aufspaltung nicht immer leicht zu gewinnen. Dementsprechend überrascht die Abweichung der mit Hilfe der Goudsmith-Formel nach TREES¹⁴ für reine LS-Kopplung berechneten A - und B -Faktoren von den gemessenen HFS-Konstanten nicht.

Bei gleicher Kopplungsart innerhalb einer bestimmten Konfiguration sollten die Spin-Bahn-Kopplungsparameter des p- und d-Elektrons ζ_p und ζ_d für die beiden untersuchten Zustände gleich sein. Bestimmt man diese aus der Feinstruktur, so lassen sich die A - und B -Faktoren unter Benutzung einer effektiven Ladungszahl angeben. Andererseits lassen sich aus den gemessenen HFS-Konstanten die Ein-elektronen- a - und - b -Faktoren berechnen, und aus ihrem Verhältnis läßt sich ζ_p/ζ_d bis auf eine in diesem Zusammenhang unwesentliche Korrektur ermitteln. Es zeigt sich, daß dieses Verhältnis stark von dem aus der Feinstruktur ermittelten Wert abweicht. Diese Abweichungen können im wesentlichen zwei Ursachen haben.

¹⁴ R. E. TREES, Phys. Rev. **92**, 308 [1953].

Neben der erheblichen Störung durch die magnetische Wechselwirkung (ca. 100 cm^{-1}) scheint eine Zumischung anderer ungerader Konfigurationen denkbar, deren Terme sich energetisch teilweise mit denen der 5d6s6p-Konfiguration überdecken. (Die Terme dieser Konfiguration erstrecken sich von ca. $17\,400 \text{ cm}^{-1}$ bis $40\,600 \text{ cm}^{-1}$.) PINNINGTON⁵ z. B. macht darauf aufmerksam, daß Terme der möglichen Konfiguration 5d 2 6p, der bisher noch keine Energieniveaus zugeordnet waren, energetisch in der Nähe der 5d6s6p-Terme zu erwarten wären.

Eine Bestimmung der Kopplung aus der Diagonalisierung der Energiematrix der 5d6s6p-Konfiguration durch Anpassung aller Energie- und Spin-Bahn-Kopplungsparameter würde daher voraussichtlich nicht eindeutig sein. In diesem Fall müßten alle in Frage kommenden Störpartner berücksichtigt werden. Hierfür wäre die Messung und Zuordnung noch fehlender Terme dieses Spektrums von Interesse.

Eine andere mögliche Ursache wäre, daß die untersuchten Terme nicht derselben Konfiguration angehören. Diese Annahme erscheint ohne Berücksichtigung einer Zumischung aus anderen ungeraden Konfigurationen durch die Größe der gemessenen A -Faktoren gerechtfertigt. Während der große A -Faktor des 5d6s6p $(^1D)^2D_{3/2}$ -Zustands durch den des s- und p-Elektrons in intermediärer Kopplung erkläbar wäre, scheint in der gleichen Kopplungsart der kleine A -Faktor des $(^1D)^2F_{5/2}$ -Zustands wenig verständlich. Bei Berücksichtigung einer starken Konfigurationsmischung braucht eine solche Annahme allerdings nicht mehr gerechtfertigt zu sein.

Ich danke Herrn Prof. Dr. H. BUCKA für die Anregung dieser Arbeit und ihre Förderung. Mein Dank gilt ebenfalls der Deutschen Forschungsgemeinschaft, die mir ein Doktoranden-Stipendium gewährte und verschiedene Geräte zur Verfügung stellte.