

Finally, we have to calculate the function $d(x-m)$ defined by (52). The matrix element of $g(x-H)$ occurring in the definition is easily evaluated by means of (A 2.4) and (15), the result being

$$d(x-m) = -1 - 2 \int_{-\infty}^{+\infty} dx' \rho_1(x') (x' + m - M_0) h(x-m-x')^{-1} \quad (\text{A 2.15 a})$$

$$= -1 - 2 \lim_{y \rightarrow \infty} y N_2(y, x-m) \quad (\text{A 2.15 b})$$

[see (A 2.9 a)]. The right-hand side can be expressed by $D(x-m)$ as follows. From (A 2.9 b) one immediately derives the algebraic relation

$$(x+2m-2M_0) N(y, x) + N_2(x-y, x) - N_2(y, x) = (x-y+m-M_0) [N(x-y, x) + N(y, x)] = g(x-y) h(y)^{-1}. \quad (\text{A 2.16})$$

In the last step, (A 1.13) and (A 2.2) have been used. Multiplying by y and taking the limit $y \rightarrow \infty$, we obtain, using (A 2.15 b):

$$(x+2m-2M_0) D(x) + \frac{1}{2} [1+d(x)] + \frac{1}{2} [1+d(x)] = 1 \quad (\text{A 2.17})$$

or

$$d(x) = -(x+2m-2M_0) D(x). \quad (\text{A 2.18})$$

All quantities occurring in (59) have now been expressed in terms of the standard integrals N and D . By substitution into (59) it is easily seen that the algebraically calculated quantity r_l^k equals that given in Eq. (32) which was derived by solving the integral Equation (25).

Level-Crossing-Untersuchung des $6p\ ^2P_{3/2}$ -Terms im Au I-Spektrum durch Resonanzstreuung von Licht im elektrischen und magnetischen Feld zur Bestimmung der Hyperfeinstrukturtermordnung

D. EINFELD *, J. NEY und J. WILKEN

Institut für Kernphysik der Technischen Universität Berlin

(Z. Naturforsch. **26 a**, 668—671 [1971]; eingegangen am 22. Dezember 1970)

Stark Effect Investigation of the $6p\ ^2P_{3/2}$ -State in Au I-Spectrum in Order to Determine the Signs of the Hyperfine Structure Constants

Level crossing technique, applying parallel electric and magnetic fields, has been used to determine the signs of the hyperfine structure constants A and B as well as the magnitude of the Stark-constant β . From the Stark-shift of the signal at 45 Oe in the wing of the Hanle-effect and of the level-crossing near 140 Oe to higher magnetic field strengths the ratios $A/\beta > 0$ and $B/\beta > 0$ could be determined. An estimation of β by calculating the electric dipole matrix elements with Coulomb approximation yields a positive sign. Both signals and their shift with electric field then can be explained with the following results:

$$A = +14.0(5) \text{ Mc/sec}; \quad B = +327.6(1.6) \text{ Mc/sec} \quad \text{and} \quad \beta = +5.7(3) \text{ (kc/sec) (kV/cm)}^{-2}.$$

I. Einleitung

In einem Resonanzstreuexperiment im äußeren Magnetfeld konnten die Beträge des magnetischen Aufspaltungsfaktors A , der Kernquadrupolkopplungskonstanten B und das Vorzeichen von B/A bestimmt werden¹. Durch ein zusätzliches elektrisches Feld kann die Hyperfeinstruktur-Termordnung gemessen werden, wenn der Einfluß des elektrischen

Feldes² auf die Zeemannunterniveaus bekannt ist. Im Zusammenhang mit der Frage nach Termstörungen beziehungsweise Polarisation der Elektronenhülle durch das Leuchtelektron³ oder durch den Kern⁴ besteht Interesse an der Bestimmung der Vorzeichen von A und B , zumal Hyperfeinstrukturuntersuchungen an weiteren Konfigurationen⁵ zum Vergleich vorliegen.

Sonderdruckanforderungen an Prof. Dr. J. NEY, Institut für Kernphysik, Technische Universität Berlin, D-1000 Berlin 37, Rondellstraße 5.

* Jetzt: Physikalisch-Technische Bundesanstalt, D-1000 Berlin 10, Abbestraße 2—12.

¹ G. GOLDMANN, C. HAHN u. J. NEY, Z. Physik **225**, 1 [1969]. — H. BUCKA u. J. NEY, Z. Physik **194**, 208 [1966].

² B. BUDICK, S. MARCUS u. R. NOVIK, Phys. Rev. **140**, 104 [1965]. — A. KHADJAVI, A. LURIO u. W. HAPPER, Phys. Rev. **167**, 28 [1968].

³ C. SCHWARTZ, Phys. Rev. **99**, 1035 [1955].

⁴ R. M. STERNHEIMER, Phys. Rev. **105**, 158 [1957].

⁵ A. G. BLACHMAN, D. A. LANDMAN u. A. LURIO, Phys. Rev. **161**, 60 [1967]. — W. J. CHILDS u. L. S. GOODMAN, Phys. Rev. **141**, 176 [1966].



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 digitalized 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.

II. Hyperfeinstrukturtermverschiebung und Resonanzstreuung im äußeren elektrischen Feld

Für Größe und Vorzeichen der Stark-Konstanten kommen in erster Linie die in Abb. 1 dargestellten Eielektronenfeinstrukturterme in Frage. Die Störung eines Feinstrukturterms durch ein elektrisches Feld E_z kann durch einen effektiven Operator⁶ $H_{\text{eff}} = (\alpha + \beta J_z^2) E_z^2$ beschrieben werden. Die daraus resultierende Energieänderung der Zeemanunter-niveaus setzt sich aus zwei Beiträgen zusammen. Der erste Anteil ist für alle Unterniveaus gleich und führt lediglich zu einer Verschiebung des Feinstruktur-schwerpunktes, die nicht meßbar ist, solange $\Delta W = \alpha E_z^2$ klein gegen die Breite der anregenden Resonanzlinie ist. Verschiebungen von Level-Crossing-Signalen werden durch den zweiten Anteil hervorgerufen, wenn die beteiligten Unterniveaus unterschiedliche m_j -Anteile in ihren Eigenfunktionen haben. Die Stark-Konstante β enthält die Summe von Dipolmatrixelementen⁷ zwischen dem untersuchten $6p\ ^2P_{3/2}$ -Term ungerader Parität und den geraden Termen $ns\ ^2S_{1/2}$ und $nd\ ^2D_{3/2, 5/2}$, dividiert durch den jeweiligen Energieabstand. Nimmt man als grobe Abschätzung an, daß die Matrixelemente zum $6s$ -

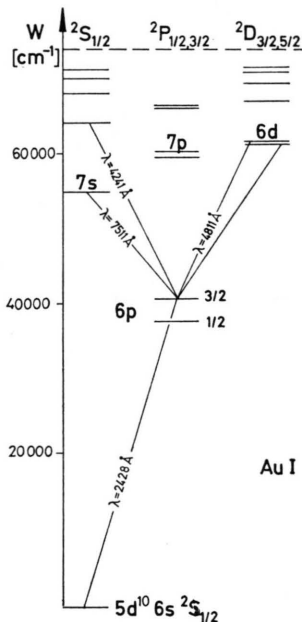


Abb. 1. Eielektronenfeinstrukturterme des Au I-Spektrums.

⁶ E. U. CONDON u. G. H. SHORTLEY, The Theory of Atomic Spectra, University Press, Cambridge 1967.

⁷ Siehe z. B.: H. BUCKA, W. KRÄTSCHMER, V. METAG u. J. NEY, Z. Physik **218**, 83 [1969].

und zum $7s$ -Term etwa gleich groß sind, dann überwiegt der positive Beitrag des $7s$ -Terms wegen seines geringeren Energieabstandes den negativen des Grundzustandes. Alle übrigen Beiträge sind positiv,

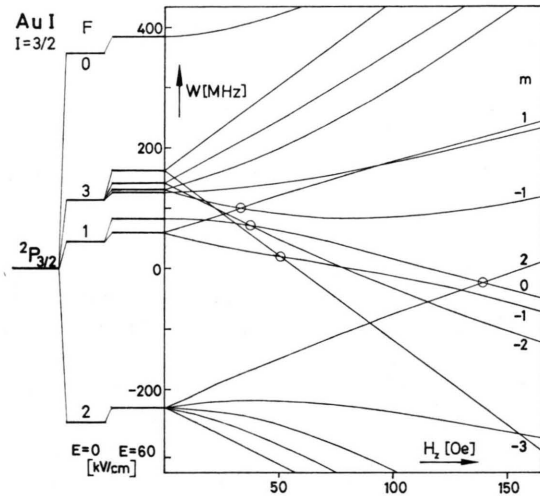


Abb. 2. Hyperfeinstrukturaufspaltung des $6p\ ^2P_{3/2}$ -Terms bei $E_z = 0$ und $E_z = 60\text{ kV/cm}$ für $A = +14\text{ MHz}$, $B = +327,6\text{ MHz}$ und $\beta = +6\text{ kHz (kV/cm)}^{-2}$ und Termverlauf in Abhängigkeit vom Magnetfeld H_z bei $E_z = 60\text{ kV/cm}$. Die bei σ, σ -Streuung beobachtbaren Kreuzungspunkte sind mit \circ gekennzeichnet.

so daß mit einer positiven Stark-Konstanten gerechnet werden kann. Das Ergebnis einer genaueren Abschätzung von β mit angenäherten Wasserstoff-eigenfunktionen⁸ ist in Abschnitt IV angegeben. Unter dieser Voraussetzung ist der Verlauf der Zeemanunter-niveaus in Abhängigkeit vom Magnetfeld H_z für ein elektrisches Feld $E_z = 60\text{ kV/cm}$ in Abb. 2 dargestellt.

Die Hyperfeinstruktur-Zeemanterme $|FM\rangle = |1,0\rangle$ bzw. $|2,2\rangle$, die zum vierten Kreuzungspunkt bei $H_c(E_z = 0) = 139,5(3)\text{ Oe}$ führen, haben im Paschen-Back-Gebiet beide $m_J = 1/2$ und werden daher annähernd um den gleichen Betrag zu höheren Energien verschoben. Die Verschiebung des zugehörigen Level-Crossing-Signals beträgt bei 60 kV/cm nur $1,6\text{ Oe}$ entsprechend ca. $1/15$ der Linienbreite. Die Eigenfunktion des Terms $|3, -3\rangle$ besteht nur aus einem Anteil mit $m_J = -3/2$, während der Term $|1, -1\rangle$ vorwiegend Anteile mit $m_J = 1/2$ enthält.

⁸ D. R. BATES u. A. DAMGAARD, Phil. Trans. Roy. Soc. London A **242**, 101 [1949].

Daher erfährt der Kreuzungspunkt (3,3; 1, -1) durch den das Signal in der Flanke des Hanle-Effekts (vgl. Abb. 3) für $B/A > 0$ infolge Intensität und Breite¹ vorwiegend gegeben ist, eine weit stärkere Verschiebung. Um quantitative Aussagen über die Hyperfeinstrukturkopplungskonstanten relativ zur Stark-Konstanten zu gewinnen, wurde die Abhängigkeit der Resonanzstreuintensität vom äußeren elektrischen und magnetischen Feld berechnet **. Ergebnisse für verschiedene Termordnungen mit $B/A > 0$ und $\beta > 0$ sind in Abb. 3 a angegeben.

III. Messungen und Ergebnisse

An einem Goldatomstrahl wurde Licht einer Hohlkathode, die über den Schmelzpunkt erhitzt war, gestreut. Einstrahlungs- und Beobachtungsrichtung lagen in einer Ebene senkrecht zum äußeren magnetischen und elektrischen Feld und bildeten jeweils einen Winkel von 45° zur Atomstrahlrichtung⁹. Bei einem Plattenabstand von 0,6 cm wurden verschiedene Feldstärken bis zu $E_z = 60$ kV/cm als Parameter eingestellt und die Änderung der Resonanzstreuintensität in Abhängigkeit vom Magnetfeld H_z gemessen. Als typisches Beispiel für den Einfluß

des elektrischen Feldes auf die Resonanzstreuung (Einstrahlung und Beobachtung von σ -Licht) sind in Abb. 3 b zwei Meßkurven für $E_z = 0$ und

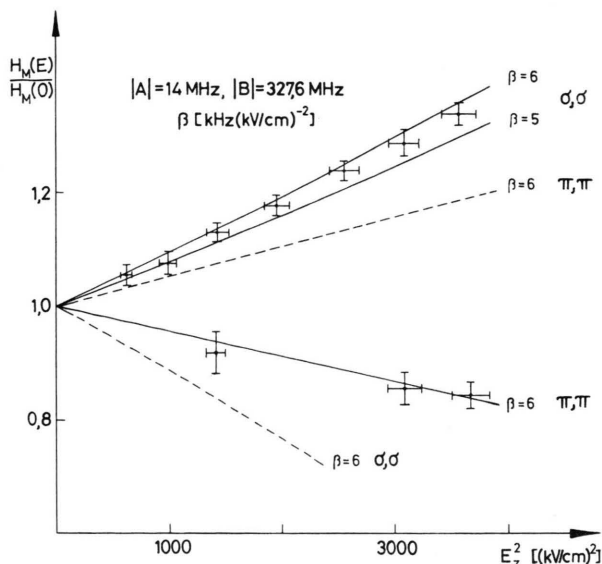


Abb. 4. Relative Lage der Maxima $H_M(E_z)/H_M(E_z=0)$ in Abhängigkeit von E_z^2 . Die ausgezogenen Linien sind berechnet für $A, B > 0$, die unterbrochenen für $A, B < 0$. Meßpunkte sind mit mittleren quadratischen Fehlern eingetragen.

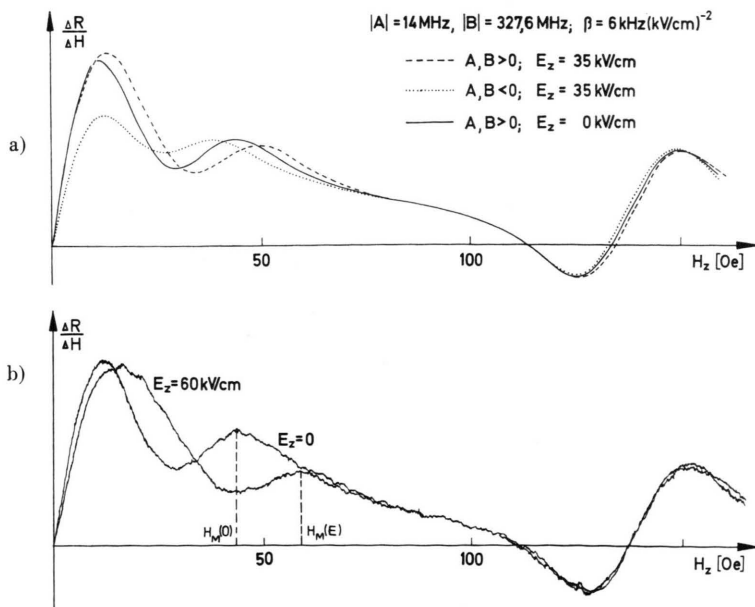


Abb. 3. Änderung der Resonanzstreuintensität in Abhängigkeit vom Magnetfeld H_z . a) Berechnet für die angegebenen Parameter, b) gemessen bei $E_z = 0$ und $E_z = 60$ kV/cm.

** Bei der Berechnung wurde „weiße“ Einstrahlung, d. h. konstante Intensitätsverteilung des anregenden Lichtes, vorausgesetzt. Für die Aufstellung der Rechenprogramme

sei Herrn Dipl.-Ing. V. METAG und Herrn Dipl.-Ing. R. REPNOW herzlich gedankt.

⁹ H. BUCKA, J. NEY u. G. HEPPKE, Z. Angew. Phys. **20**, 359 [1965/66].

$E_z = 60\text{ kV/cm}$ wiedergegeben. Aus einem Vergleich mit den berechneten Kurven (Abb. 3 a) folgt, daß das Verhältnis $A/\beta > 0$ und $B/\beta > 0$ ist. Die Größe der Stark-Konstanten $|\beta|$ wurde aus der Verschiebung des Maximums H_M in der Flanke des Hanle-Effekt-Signals entsprechend Abb. 4 zu

$$|\beta| = 5,7 \pm 0,3\text{ kHz(kV/cm)}^{-2}$$

bestimmt. Messungen bei Streuung und Beobachtung von π -Licht führen zu gleichen Ergebnissen.

IV. Diskussion der Ergebnisse

Eine Abschätzung der in die Stark-Konstante β eingehenden Dipolmatrixelemente

$$\langle 6p\ ^2P_{3/2} | D_z | n' l' ^2L' J' \rangle$$

mit Hilfe von angenäherten Wasserstoffeigenfunktionen ergibt die in Tab. 1 angegebenen Werte. Zum Vergleich für die Güte der Näherung können auch die experimentell bestimmten Werte für die Lebensdauer des $6p\ ^2P_{3/2}$ -Terms und die Oszillatorenstärke für die Absorption aus dem Grundzustand herangezogen werden. Innerhalb der Fehlergrenzen stimmen die experimentellen Werte für das Matrix-

Tab. 1. Vergleich zwischen experimentell bestimmten und abgeschätzten Werten für das Matrixelement $\langle 6p\ ^2P_{3/2} | D_z | 6s \rangle$. Übergänge zu den $5d\ ^6S\ ^2D_{3/2, 5/2}$ -Termen sind nicht berücksichtigt.

Methode:	Haken-Methode ¹¹	Level-Crossing-Technik	Coulomb-Näherung
Oszillatorenstärke	0,41 (3)	(0,39)	0,53
Lebensdauer [sec]	$(4,3 \cdot 10^{-9})$	$4,6 (3) \cdot 10^{-9}$	$3,3 \cdot 10^{-9}$
$ \langle 6p\ ^2P_{3/2} D_z 6s \rangle ^2 [\text{e}^2 \text{a}_0^2]$	1,6	1,5	2,1

¹¹ N. P. PENKIN u. I. Y. Y. SLAVENAS, Opt. Spectr. **15**, 9 [1963].

Tab. 2. Nach BATES und DAMGAARD ⁸ abgeschätzte Beiträge zur Stark-Konstanten β des $6p\ ^2P_{3/2}$ -Terms im Au I-Spektrum.

Übergang	ΔW [cm ⁻¹]	$\langle 6p\ ^2P_{3/2} D_z n' l' \rangle$ [e a ₀]	Beitrag zu β [kHz(kV/cm) ⁻²]
$6p\ ^2P_{3/2} - 6s\ ^2S_{1/2}$	41 174	1,45	-0,94
$7s\ ^2S_{1/2}$	-13 311	1,56	+3,36
$8s\ ^2S_{1/2}$	-23 568	-0,37	+0,11
$9s\ ^2S_{1/2}$	-27 506	0,20	+0,03
$6d\ ^2D_{3/2}$	-20 777	0,83	+0,61
$6d\ ^2D_{5/2}$	-20 859		
$7d\ ^2D_{3/2}$	-26 295	-0,37	+0,10
$7d\ ^2D_{5/2}$	-26 336		
$8d\ ^2D_{3/2}$	-28 797	0,23	+0,03
$8d\ ^2D_{5/2}$	-28 833		

element $\langle 6p\ ^2P_{3/2} | D_z | 6s \rangle$ überein (Tab. 1). Aus Tab. 2 ist ersichtlich, daß unter den betrachteten Termen nur der Grundzustand einen negativen Beitrag zur Stark-Konstanten liefert und daß dieser negative Beitrag erheblich geringer als die Summe aller übrigen positiven ist. Zudem kann angenommen werden, daß die Abschätzung nach Bates und Damgaard um so besser wird, je größer die Hauptquantenzahl der betrachteten Terme ist.

Entnimmt man aus dieser Abschätzung das Vorzeichen für β , so ergibt sich aus den Messungen $A = +14,0\text{ MHz}$ und $B = +327,6\text{ MHz}$. Die positiven Vorzeichen der Hyperfeinstrukturkonstanten sind in Übereinstimmung mit den aus den Kernmomenten berechneten Werten für einen ungestörten $6p\ ^2P_{3/2}$ -Term. Eine starke Abweichung der Beiträge ¹ gegenüber einer Abschätzung nach Fermi-Segrè ¹⁰ bleibt jedoch bestehen.

Für zahlreiche Diskussionen sei Herrn Prof. Dr. H. BUCKA herzlich gedankt. Die Deutsche Forschungsgemeinschaft stellte in dankenswerter Weise wertvolle Meßgeräte zur Verfügung.

¹⁰ H. KOPFERMANN, Kernmomente, Akad. Verlagsgesellschaft m.b.H., Frankfurt (Main), 1956, S. 124.