

Der hier gefundene Wert $W_{\text{korr.}}/k = 1,20^\circ\text{K}$ liegt etwas über dem aus den Relaxationsmessungen (+3%) und aus der statischen Suszeptibilität (+6%) erhaltenen. Die Diskrepanzen liegen aber noch innerhalb der angegebenen Fehlgrenzen. Unsere Messung stützt also die der Gl. (2) zugrundeliegende Annahme, daß im $\text{CeCl}_2 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$ eine Paarstruktur vorhanden ist. Zur eindeutigen Bestäti-

gung des Paarmodells sollte die elektronische spezifische Wärme jedoch nicht nur wie hier im Abfall der SCHOTTKY-Anomalie, sondern auch in deren Maximum gemessen werden, das bei $0,4^\circ\text{K}$ zu erwarten ist. Solche Messungen sind angelaufen.

Die Arbeit wurde von der Deutschen Forschungsgemeinschaft unterstützt.

Level-Crossing-Untersuchung der Hyperfeinstruktur von Sn^{117} und Sn^{119} im $(5\text{p}6\text{s})^3\text{P}_1^0$ -Term des Sn I-Spektrums

M. BRIEGER und P. ZIMMERMANN

Institut für Kernphysik der Technischen Universität Berlin

(Z. Naturforsch. **22 a**, 2001—2004 [1967]; eingegangen am 6. Juli 1967)

Using the level-crossing technique the following relations between the hyperfine structure constant A and the g_J value of the $(5\text{p}6\text{s})^3\text{P}_1^0$ -term were determined for both the stable isotopes Sn^{117} and Sn^{119} :

$$A_{117} = -159,57(4) \text{ mK} \cdot g_J/1,380; \quad A_{119} = -167,01(4) \text{ mK} \cdot g_J/1,380.$$

From the width of the level-crossing signal a mean lifetime $\tau = 4,5(7) \cdot 10^{-9} \text{ sec}$ was deduced.

Zur genauen Untersuchung der Hyperfeinstruktur angeregter Atomzustände eignen sich besonders hochauflösende Experimentiertechniken, wie z. B. die Level-Crossing-Technik oder die Doppelresonanzmethode, für welche die Signalbreite im Prinzip nur durch die Strahlungsbreite des angeregten Zustands gegeben ist. In dieser Arbeit wurde mit der Level-Crossing-Technik^{1,2} die magnetische Hyperfeinstrukturkonstante A des $(5\text{p}6\text{s})^3\text{P}_1^0$ -Terms für die ungeraden Sn-Isotope $\text{Sn}^{117}(I=1/2)$ und $\text{Sn}^{119}(I=1/2)$ bestimmt. Das negative Vorzeichen des A -Faktors sowie ein erster Wert von $A \approx -161 \text{ mK}$ für beide Isotope waren aus optischen Messungen³ bekannt. Bei genauerer Kenntnis der A -Faktoren kann man das Verhältnis der A -Faktoren mit dem Verhältnis der magnetischen Kernmomente $\mu_{117}/\mu_{119} = 0,9558(1)$ ⁴ vergleichen und versuchen, eine Aussage über die Hyperfeinstruktur anomalie $\Delta_{117}/\Delta_{119} = (A_{117} \cdot \mu_{119})/(A_{119} \cdot \mu_{117}) - 1$ zu gewinnen. Aus dem Schalenmodell⁵ ergibt sich, daß der Kernspin $I = 1/2$ für beide Isotope von dem unpaarigen $3\text{s}_{1/2}$ -Neutron herröhrt. Ist für beide

Kerne die Verteilung des magnetischen Moments ähnlich, so ist die Hyperfeinstruktur anomalie oft von der Größenordnung 10^{-4} . Die Hyperfeinstruktur anomalie kann somit einen Hinweis geben, ob eine wesentliche Änderung in der Verteilung des magnetischen Moments auftritt. Die hier vorliegenden Messungen ergaben, daß die Anomalie kleiner als $8 \cdot 10^{-4}$ ist.

Hyperfeinstruktur des $(5\text{p}6\text{s})^3\text{P}_1^0$ -Terms im äußeren Magnetfeld

Der Feinstrukturterm $(5\text{p}6\text{s})^3\text{P}_1^0$ (siehe Abb. 1) spaltet mit dem Kernspin $I = 1/2$ in die zwei Hyperfeinstrukturniveaus $F = 3/2$ und $F = 1/2$ mit insgesamt sechs Unterniveaus ($F; m$) auf, deren Termverlauf bei Einwirkung eines äußeren Magnetfelds H (siehe Abb. 2) durch die BREIT-RABI-Formel⁶ beschrieben wird. Da der Level-Crossing-Effekt hier durch das Überkreuzen der beiden kohärent anregbaren Unterniveaus ($F = 3/2; m = +3/2$) und ($F = 1/2; m = -1/2$) bewirkt wird, benötigt man

¹ F. D. COLEGROVE, P. A. FRANKEN, R. R. LEWIS u. R. H. SANDS, Phys. Rev. Letters **3**, 420 [1959].

² M. E. ROSE u. R. L. CAROVILLANO, Phys. Rev. **122**, 1185 (1961).

³ S. TOLANSKY u. G. O. FORESTER, Phil. Mag. **32**, 315 (1941).

⁴ G. H. FULLER u. V. W. COHEN, Nuclear Moments, Appendix 1 to Nuclear Data Sheets [1965].

⁵ M. GOEPPERT-MAYER u. H. JENSEN, Elementary Theory of Nuclear Shell Structure, Wiley & Sons, New York 1960.

⁶ G. BREIT u. I. RABI, Phys. Rev. **38**, 2082 [1931].



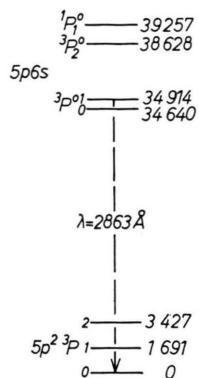


Abb. 1. Ausschnitt aus dem Termschema des Sn I-Spektrums. Termwerte in cm^{-1} .

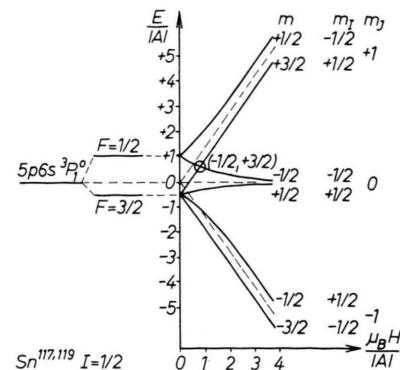


Abb. 2. Hyperfeinstruktur-Termschema des (5p6s) $3P_1$ -Terms im äußeren Magnetfeld.

zur Berechnung des Kreuzungspunktes die Energiegleichungen dieser Terme. Für die Energie E dieser Terme in Abhängigkeit vom Magnetfeld H ergibt sich:

$$E(F = 3/2; m = +3/2) = -\frac{1}{2}|A| + (g_J - \frac{1}{2}g_I')\mu_B H,$$

$$E(F = 1/2; m = -1/2) = \frac{1}{2}|A| - \frac{1}{2}g_J\mu_B H + \frac{1}{2}[\frac{9}{4}|A|^2 - |A|(g_J + g_I')\mu_B H + [(g_J + g_I')\mu_B H]^2]^{1/2}$$

g_J ist der g -Faktor der Elektronenhülle, g_I' ist der auf ein BOHRsches Magneton μ_B bezogene g -Faktor des Kerns. Das Magnetfeld H_C , bei dem sich beide Terme kreuzen, berechnet sich aus der Beziehung

$$\mu_B H_C = |A| (2g_J - g_I')/(2g_J(g_J - g_I')).$$

Bei Benutzung des optisch gemessenen A -Faktors erhält man für den Energieabstand E_C des Kreuzungspunktes vom Schwerpunkt des untersuchten Feinstrukturterms die Beziehung

$$E_C \approx |A|/2 \approx 80 \text{ mK}.$$

Experimentelle Anordnung

Die Versuchsanordnung ist in Abb. 3 skizziert⁷. Das Licht einer Sn-Lichtquelle LQ wurde an einem Sn-Atomstrahl A gestreut und die durch ein Interferenzfilter ausgesonderte Resonanzfluoreszenz des Übergangs (5p6s) $3P_1 - (5p^2) 3P_0$ ($\lambda = 2863,33 \text{ Å}$) (siehe Abb. 1) mit einem Photomultiplier PM in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld H beobachtet. Der Fehler der Magnetfeldmessung mit einer Protonenresonanzsonde P war kleiner als $5 \cdot 10^{-5}$.

Die Anregungsbedingung für die beiden Unterstufen am Kreuzungspunkt wird durch die spek-

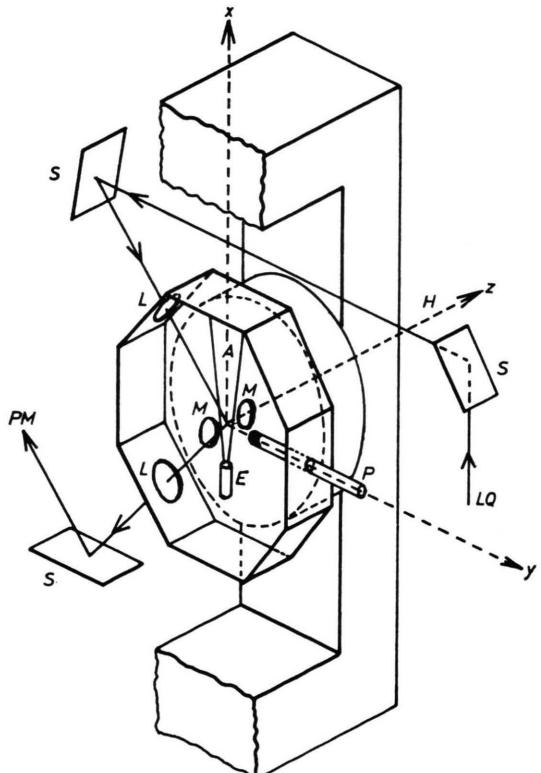


Abb. 3. Schematische Versuchsanordnung: S Spiegel, LQ Lichtquelle, E Elektronenstoßofen, A Atomstrahl, L Linsen, M Modulationsspulen für die Lock-in-Nachweistechnik, PM Photomultiplier, P Protonenresonanzsonde, H_z Magnetfeldrichtung.

⁷ Über die genaue experimentelle Anordnung der Atomstrahlapparatur und der Lichtquelle ist bereits in einer früheren Veröffentlichung berichtet worden: H. BUCKA, J. NEY u. G. HEPPKE, Z. Angew. Phys. **20**, 354 [1966].

trale Intensitätsverteilung der Lichtquelle entscheidend beeinflußt. Wegen der Lage des Kreuzungspunktes ist es erforderlich, eine möglichst hohe Lichtintensität im Abstand + 80 mK vom Schwerpunkt des Übergangs (5p 6s) ³P₁⁰ — (5p²) ³P₀ zu erhalten. Mit der stark vereinfachenden Annahme, daß die Intensitätsverteilung der Lichtquelle ausschließlich durch den DOPPLER-Effekt bestimmt wird, ergibt sich bei Verwendung von natürlichem Isotopengemisch (84% gerade, 16% ungerade Isotope) das in Abb. 4 gezeigte Linienprofil. In dieser

in einer geeignet gewählten Beobachtungsrichtung als Änderung der Resonanzlichtintensität bemerkbar macht. Die Form der Änderung ist abhängig vom Winkel zwischen Einstrahlungs- und Beobachtungsrichtung und hat bei der benutzten 90°-Anordnung LORENTZ-Gestalt. Abb. 5 zeigt eine Registrierkurve, wobei das LORENTZ-Signal des Level-Crossing-Effekts durch die Lock-in-Nachweistechnik in Form eines Dispersionssignals erscheint, dessen Nulldurchgang dem Kreuzungspunkt der Unterniveaus entspricht.

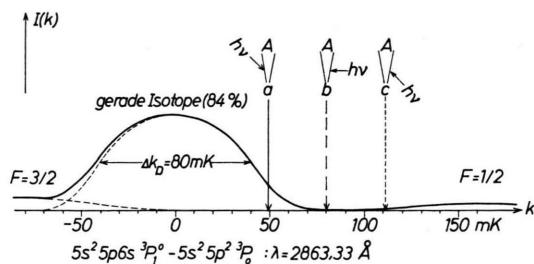


Abb. 4. Theoretisches Profil der Sn-Lichtquelle mit natürlichem Isotopengemisch. Angenommene DOPPLER-Breite $\delta_{VD} \approx 80$ mK, Temperatur $T \approx 1200$ °K. Schwerpunkt der Absorptionslinie bezüglich der Anregung des Level-Crossings für die Einstrahlrichtungen: a) 45°; b) 90°; c) 135° zum Atomstrahl A.

Abbildung ist für drei verschiedene Einstrahlungsrichtungen (a: 45°; b: 90°; c: 135°) des anregenden Lichts zur Geschwindigkeitsrichtung im Atomstrahl die Lage des Schwerpunkts der Absorptionslinie für den Level-Crossing-Effekt eingezeichnet. Man erkennt, daß bei Einstrahlung unter 45° gegen den Atomstrahl (Fall a) die DOPPLER-Verschiebung benutzt werden kann^{7a}, um die Absorptionslinie des Kreuzungspunktes der Hyperfeinstrukturkomponenten der ungeraden Isotope in die Flanke der Emissionslinie der geraden Isotope zu schieben. Zur Herabsetzung des Untergrunds an Resonanzstrahlung aus den geraden Isotopen wurden getrennte Sn¹¹⁷- und Sn¹¹⁹-Isotope (Anreicherung etwa 80%, Verbrauch 2–3 mg/Std.) im Atomstrahl verwendet.

Das Überkreuzen zweier Niveaus wird bemerkbar, wenn sich die beiden kohärent anregbaren Hyperfeinstruktur-Niveaus durch die Wirkung des äußeren Magnetfelds innerhalb ihrer Strahlungsbreite nahekommen und äußert sich in einer Änderung der Winkelverteilung der Resonanzfluoreszenz, was sich

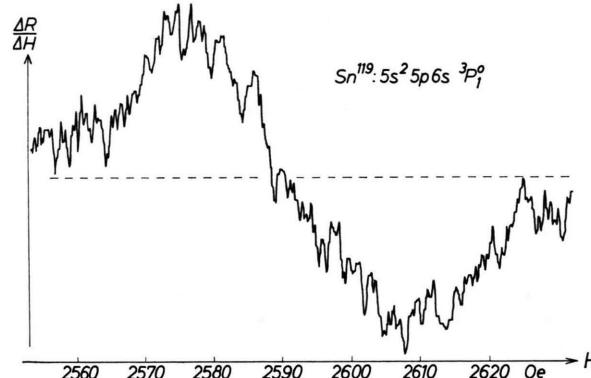


Abb. 5. Level-Crossing-Signal für Sn¹¹⁹.

Ergebnisse

Die Auswertung der Registrierkurven ergab für die Feldstärke der Kreuzungspunkte der Sn-Isotope die Werte

$$\text{Sn}^{117}: H_C = 2475,7(6) \text{ Oe},$$

$$\text{Sn}^{119}: H_C = 2591,1(6) \text{ Oe}.$$

Für das Verhältnis des A-Faktors zum LANDÉ-Faktor g_J berechnet man, wenn der g_J -Wert in der Nähe von $g_J = 1,380^8$ liegt, aus den gemessenen Feldstärken

$$A_{117} = -159,57(4) \text{ mK} \cdot g_J/1,380,$$

$$A_{119} = -167,01(4) \text{ mK} \cdot g_J/1,380.$$

Der Vergleich des hieraus gebildeten Verhältnisses der A-Faktoren $A_{117}/A_{119} = 0,9555(3)$ mit dem Verhältnis der magnetischen Kernmomente μ_{117}/μ_{119}

^{7a} Verschiebung der Absorptionslinie durch DOPPLER-Effekt siehe z. B.: H. BUCKA. Z. Physik **141**, 49 [1955].

C. E. MOORE, Atomic Energy Levels, Nat. Bur. Stands. Circular Vol. III [1958].

$= 0,9558(1)$ liefert für den Betrag der Hyperfeinstruktur anomalie als obere Grenze $|\Delta| \leq 8 \cdot 10^{-4}$.

Aus der Breite des Level-Crossing-Signals ließ sich die Lebensdauer des angeregten $(5p\ 6s)\ ^3P_1^0$ -Terms zu $\tau = 4,5(7) \cdot 10^{-9}$ Sek. bestimmen.

Für stets förderndes Interesse und anregende Diskussionen möchten wir an dieser Stelle Herrn Professor Dr. H. BUCKA besonders danken. Für wertvolle Hinweise bei der Durchführung des Experiments sei Herrn Dr. J. NEY gedankt. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft gilt unser Dank für die Bereitstellung zahlreicher Geräte.

Untersuchung der Beschreibungsmöglichkeit des Selen 77 als deformierter Kern

WALTER ENGELS

Institut für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn

(Z. Naturforsch. **22 a**, 2004–2010 [1967]; eingegangen am 10. August 1967)

Some aspects of Selen 77 are discussed in the framework of the Nilsson model. The magnetic moment of the 248 keV state gives a hint fore the existence of a quadrupole force. The large quadrupole moment and the large COULOMB excitation- and (d, d') -cross sections of some levels indicate collective features. The strong coupling model explains very well the ratio of the reduced $B(E2)$ transition probability. The Nilsson model predicts the spin and the parity of the ground state and gives a better description of the lifetime of the 248 keV level than the spherical shell model. The magnetic moment of the ground state and the 248 keV state are explained by means of a spinpolarisation. The agreement of several values of the decoupling constant is fairly good. On the whole the description of Se^{77} by the Nilsson model appears to be comparable to the modest success of this model in some rare earth nuclei.

Zwischen den Nukleonenzahlen $28 \leq Z, N \leq 50$ wird ein Gebiet mit starker Kerndeformation angenommen^{1–3}, dessen Existenz bislang noch nicht schlüssig nachgewiesen ist. Da die Quadrupolmomente der Selenisotope ziemlich groß sind, könnte eine Untersuchung des Kernes Selen 77 diesen Sachverhalt klären helfen. Die Anwendung des Modells der starken Kopplung auf dieses Isotop soll an Hand der bisher bekannten Daten in dieser Arbeit diskutiert werden.

Wir haben das magnetische Moment des 248 keV-Niveaus des Se^{77} mit der Methode der gestörten Winkelkorrelation bestimmt. Es beträgt $(1,05 \pm 0,15)$ n.m. Diese Angabe ist eine Mittelung der Werte in neutraler und saurer Quelle. Die Lebensdauer dieses Zustandes ist von uns zu $T_{1/2} = (9,3 \pm 0,2)$ nsec gemessen worden⁴.

1. Die Abweichung des magnetischen Momentes vom Schalenmodellwert

Bei der Berechnung der magnetischen Momente mittels schwerer sphärischer Kerne hat sich das Ver-

fahren von KISSLINGER^{5, 6} et al. bewährt. Dabei betrachtet man Schalenmodellteilchen, die durch die Paarkraft wechselwirken. Eine realistische Restwechselwirkung wird sich allerdings von der Paarkraft in einiger Beziehung unterscheiden. Insbesondere dürfen Beiträge höherer Seniorität nicht ausgeschlossen werden. Zustände der Seniorität drei kann man durch eine räumliche δ -Kraft berücksichtigen. Daher wird die Wellenfunktion der Paarungstheorie verwendet und der Einfluß der δ -Kraft störungstheoretisch erfaßt. Das Verfahren läßt aber sowohl langreichweitige Kraftanteile als auch Wechselwirkungen zwischen Protonen und Neutronen außer acht.

Da bei der Rechnung⁷ nur die mittlere Teilchenzahl erhalten bleibt, werden die zu einer festen Teilchenzahl gehörenden Amplituden herausprojiziert. Die Summe der Amplitudenquadrate ist auf eins normiert. Die Besetzungswahrscheinlichkeit der Schalenmodellniveaus und ihre relative energetische Lage werden einer Analyse der Winkelverteilung der Reaktion $Se^{76}(dp)Se^{77}$ entnommen⁷. Ein anderer Parametersatz folgt aus den Daten von KISSLINGER⁶. In beiden Fällen wird die Paarungsenergie der betrach-

¹ E. SEGRE, Nuclei and Particles, W. A. Benjamin Inc., New York 1964.

² E. MARSHALEK, L. PERSON u. R. SHELBY, Rev. Mod. Phys. **35**, 108 [1963].

³ G. MANNING u. J. ROGERS, Nucl. Phys. **15**, 166 [1960].

⁴ W. ENGELS, W. DELANG, U. WEHMANN u. E. BODENSTEDT, Phys. Letters **11**, 57 [1964].

⁵ N. FREED u. L. KISSLINGER, Nucl. Phys. **25**, 611 [1961].

⁶ L. KISSLINGER u. R. SØRENSEN, Rev. Mod. Phys. **35**, 853 [1963].

⁷ W. ENGELS, erscheint als BMwF-FB K67-63.