

(Mitteilung aus dem Astrophysikalischen Observatorium — Institut für
Sonnenphysik, Potsdam.)

Eine Gesetzmäßigkeit beim Aufbau des Atomkerns und Bestimmung des Quadrupolmomentes von $^{187}_{75}\text{Re}$ und $^{185}_{75}\text{Re}$.

Von **H. Schüler** und **H. Korsching** in Potsdam.

Mit 3 Abbildungen im Text. (Eingegangen am 28. Januar 1937.)

1. Teil. Es wird an Hand von Messungen am Tl, Re und Cu gezeigt, daß beim Einbau von zwei Neutronen in Atomkerne mit ungerader Protonen- und gerader Neutronenzahl eine Minimaländerung des magnetischen Moments existiert, für

die die Beziehung $\frac{\mu_{u+2}}{\mu_u} = \frac{M_{u+2}}{M_u}$ gilt (u Massenzahl des leichteren Isotops).

Das schwerere Isotop hat das größere magnetische Moment. — 2. Teil. Die Re I-Linien λ 4889 und λ 5275 besitzen eine Isotopenverschiebung, die eine getrennte Bestimmung der magnetischen Momente von ^{187}Re und ^{185}Re ermöglicht. Man erhält für das Verhältnis der magnetischen Momente:

$$\frac{\mu_{187}}{\mu_{185}} = 1,01069 \pm 0,00043 (\lambda 4889),$$

$$\frac{\mu_{187}}{\mu_{185}} = 1,01140 \pm 0,00077 (\lambda 5275).$$

Für das Quadrupolmoment ergibt sich unter Annahme von Russell-Saunders-Kopplung $q = +2,6 \cdot 10^{-24}$ (verlängerter Kern). Während das magnetische Moment beim Einbau von zwei Neutronen um etwa 1% wächst, nimmt das Quadrupolmoment um einige Prozent ab. Der gleiche gegensinnige Verlauf wird auch bei Ga und Eu beobachtet.

Erster Teil.

Die Verfasser haben in einer vorläufigen Mitteilung¹⁾ in den „Naturwissenschaften“ gezeigt, daß sich bei einigen Elementen mit gerader Neutronen- und ungerader Protonenzahl im Kern, die zwei Isotope besitzen, das Verhältnis der magnetischen Momente gleich dem Verhältnis der Massen der beiden Isotope ist. Im folgenden soll nun gezeigt werden, welche experimentellen Beobachtungen dieser Aussage zugrunde liegen. Es handelt sich um Messungen an den Hyperfeinstrukturen von $^{203, 205}\text{Tl}$, $^{185, 187}\text{Re}$ und $^{63, 65}\text{Cu}$. Da das Verhältnis der magnetischen Momente um so genauer bestimmt werden kann, je größer die Hyperfeinstrukturaufspaltungen sind, so kommen für die Bestimmung des Verhältnisses nur die Linien mit den größten Aufspaltungen in Frage.

¹⁾ H. Schüler u. H. Korsching, Naturwissensch. **24**, 796, 1936.

I. Tl. Besonders geeignet ist die Linie $\lambda 4946$ des Tl II-Spektrums. Sie liegt in einem für Beobachtungen mit Fabry-Perot-Etalon günstigen Wellenlängengebiet und hat Aufspaltungen über $4000 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$. In Fig. 1 ist das Strukturbild dieser Linie dargestellt, und zwar sind die Komponenten von ^{205}Tl ausgezogen, die von ^{203}Tl gestrichelt gezeichnet. Die Intensitäten der Komponenten sind durch ihre Länge veranschaulicht, außerdem ist die relative Intensität über jede Komponente gesetzt. Es wurde nun das Verhältnis der

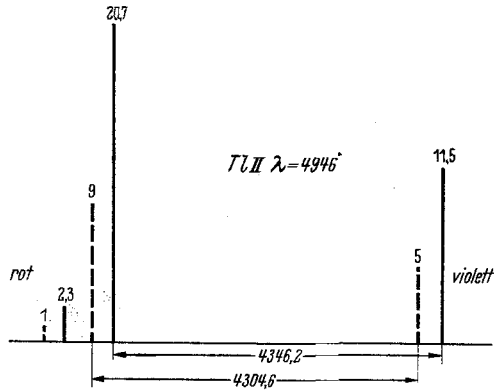


Fig. 1.

äquivalenten Komponenten $\frac{(11,5) - (20,7)}{(5) - (9)}$ zu $\frac{4846,2}{4904,6} = 1,00966$ bestimmt. Da nun, wie aus den verschiedenen Messungen hervorgeht, der Fehler nur 1 bis höchstens 2 Einheiten beträgt, so sollte die Änderung des Verhältnisses $\pm 0,00023$ bis höchstens $\pm 0,00046$ betragen. Das Verhältnis der Massen $M_{205}/M_{203} = 1,00985$ ist also innerhalb der hier angegebenen Fehler gleich dem Verhältnis der magnetischen Momente

$$\mu_{205}/\mu_{203} = 1,00966.$$

II. Re. Aus den Messungen am Re I-Spektrum, die im zweiten Teil dieser Arbeit mitgeteilt sind, ergibt sich folgendes Bild:

a) $\lambda 4889$ (siehe weiter unten Fig. 2). Hier beträgt die Aufspaltung ungefähr $2300 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$. Da nun Re ein Quadrupolmoment besitzt, so darf man nicht wie bei Tl unmittelbar das Verhältnis äquivalenter Komponentenabstände bilden, sondern muß erst unter Zuhilfenahme sämtlicher Komponentenabstände des Aufspaltungsbildes den Aufspaltungsfaktor a ermitteln. — Es ergibt sich

$$\frac{a_{187}}{a_{185}} = \frac{113,46}{112,26} = 1,01069 \pm 0,00043.$$

Diese Meßgenauigkeit ergibt sich aus der Tatsache, daß die Messungen auf $\pm 1 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ richtig sind. Das Verhältnis

$$\frac{M_{187}}{M_{185}} = 1,01081$$

liegt also auch hier in der angegebenen Fehlergrenze. Daß die Werte so gut übereinstimmen, ist darauf zurückzuführen, daß die Linien gut zu vermessen waren, und daß außerdem bei der Berechnung des Mittelwertes von a sämtliche Komponentenabstände benutzt werden konnten.

b) λ 5275 (siehe weiter unten Fig. 3). Bei dieser Linie können nicht alle, sondern nur die ersten drei Abstände zur Berechnung von a herangezogen werden, da die schwachen Komponenten des Strukturbildes teilweise zusammenfallen, teilweise durch benachbarte Re-Linien gestört sind.

Man erhält:

$$\frac{a_{187}}{a_{185}} = \frac{109,96}{108,72} = 1,01140 \pm 0,00077.$$

Der Fehler ergibt sich daraus, daß die benutzte größte Aufspaltung $\Delta \nu = 1300 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ bis auf eine Einheit richtig gemessen ist. Der Wert M_{187}/M_{185} stimmt auch bei dieser Linie mit dem Verhältnis μ_{187}/μ_{185} unter Berücksichtigung der angegebenen Fehlergrenze überein.

III. Cu. Beim Cu läßt sich das Verhältnis der magnetischen Momente einer früheren Arbeit¹⁾ entnehmen. Messungen an der Linie Cu I λ 5782 (l. c. Fig. 2) ergeben für den ${}^2D_{3/2}$ -Term

$$\frac{a_{65}}{a_{63}} = \frac{64,2}{61,2} = 1,049,$$

für den ${}^2P_{1/2}$ -Term

$$\frac{a_{65}}{a_{63}} = \frac{14,5}{14,0} = 1,036.$$

Da hier die zur Verfügung stehende Gesamtaufspaltung des einen Isotops nur $190 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ beträgt, außerdem die Komponenten des Strukturbildes sehr ungünstig liegen (Strukturbild nur teilweise aufgelöst), so ist die Fehlergrenze bedeutend höher anzusetzen als in den oben genannten Fällen von Re und Tl. Wir können deshalb das Verhältnis $M_{65}/M_{63} = 1,032$ als in befriedigender Übereinstimmung mit dem experimentell ermittelten Wert μ_{65}/μ_{63} ansehen.

Die Messungen an Cu sind weniger eine quantitative als eine qualitative Bestätigung der oben angegebenen Gesetzmäßigkeit. Die eben gegebenen Befunde lassen sich etwa in folgender Weise formulieren:

Bei den Atomkernen mit gerader Neutronen- und ungerader Protonenzahl, die zwei Isotope mit gleichem mechanischen Moment besitzen, sind die magnetischen Momente nicht gleich; es existiert vielmehr eine Minimaländerung, für welche die Beziehung

$$\frac{\mu_{u+2}}{\mu_u} = \frac{M_{u+2}}{M_u}$$

gilt (u Massenzahl des leichteren Isotops).

¹⁾ H. Schüler, Th. Schmidt, ZS. f. Phys. 100, 113, 1936.

Es ist zu beachten, daß das schwerere Isotop das größere magnetische Moment besitzt. Weiter sei darauf hingewiesen, daß bei dieser Gesetzmäßigkeit die Größen des mechanischen und magnetischen Moments ohne Einfluß sind. Es gibt nun Atomkerne, bei denen der Einbau von zwei Neutronen das magnetische Moment mehr ändert als der Minimaländerung entspricht. In diesen Fällen ist die Änderung eine Zehnerpotenz und mehr größer. Über diesen größeren Effekt, der offensichtlich durch die spezifische Änderung des Atomkerns bedingt ist, soll an anderer Stelle berichtet werden. Es zeigt sich nämlich, daß man diesen Effekt mit dem bisher vorliegenden experimentellen Material unter gewissen Voraussetzungen einfach beschreiben kann.

Zweiter Teil.

Die bisher¹⁾ vorliegenden Hyperfeinstrukturuntersuchungen am Re haben im wesentlichen das mechanische Kernmoment ($i = 5/2$) festgelegt. Eine Unterscheidung der beiden Isotope in der Hyperfeinstruktur ist bisher nicht beobachtet worden. Wir haben mit wasser- und flüssiger Luft gekühlten Hohlkathodenentladungsröhren²⁾ und Fabry-Perot-Etalon die Re I-Linien $\lambda 4889$ und $\lambda 5275$ untersucht. Die Linien entsprechen nach Meggers³⁾ den Übergängen $[(d^5 s^2) {}^6S_{5/2} - (d^5 sp) {}^8P_{7/2}]$ bzw. $[(d^5 s^2) {}^6S_{5/2} - (d^5 sp) {}^8P_{5/2}]$. In den Fig. 2 und 3 sind die bei beiden Linien erhaltenen Resultate eingetragen; da der gemeinsame Grundterm $(d^5 s^2) {}^6S_{5/2}$ nicht aufspaltet, so stellen die Strukturbilder unmittelbar die Aufspaltung der oberen Terme dar. Die Tatsache, daß jede Komponente doppelt erscheint, bedeutet, daß wir die Strukturbilder von ${}^{187}\text{Re}$ und ${}^{185}\text{Re}$ getrennt vor uns haben. Das Intensitätsverhältnis der beiden Isotope entspricht dem massenspektroskopischen Befund. (${}^{187}\text{Re} = 61,8\%$; ${}^{185}\text{Re} = 38,2\%$). In den Figuren sind wie üblich oben die Termschemata, unten das Linienbild aufgezeichnet. Die Abstände sind in 10^{-3} cm^{-1} angegeben, die Intensitäten werden durch die Länge der Komponenten und die darüber geschriebene Zahl veranschaulicht. Alles, was sich auf ${}^{185}\text{Re}$ bezieht, ist gestrichelt gezeichnet. Ein Vergleich der punktiert wiedergegebenen Energieniveaus, deren Lage nach der Intervallregel berechnet ist, mit den gemessenen Niveaus,

¹⁾ W. F. Meggers, Phys. Rev. **37**, 219, 1931; W. Gremmer, R. Ritschl, ZS. f. Instrkde. **51**, 170, 1931; W. F. Meggers, A. S. King u. R. F. Bacher, Phys. Rev. **38**, 1258, 1931; P. Zeeman, J. H. Gisolf u. T. L. de Bruin, Nature **128**, 637, 1931; L. A. Sommer, P. Karlson, Naturwiss. **19**, 1021, 1931. — ²⁾ H. Schüler, H. Gollnow, ZS. f. Phys. **93**, 611, 1935; H. Schüler, Th. Schmidt, ebenda **96**, 485, 1935. — ³⁾ W. F. Meggers, U. S. Dept. of Com., Bur. of Standards **6**, 1027, 1931.

zeigt eine beträchtliche Abweichung von der Intervallregel. Die Abweichungen folgen auch hier, wie bereits bei anderen Elementen nach-

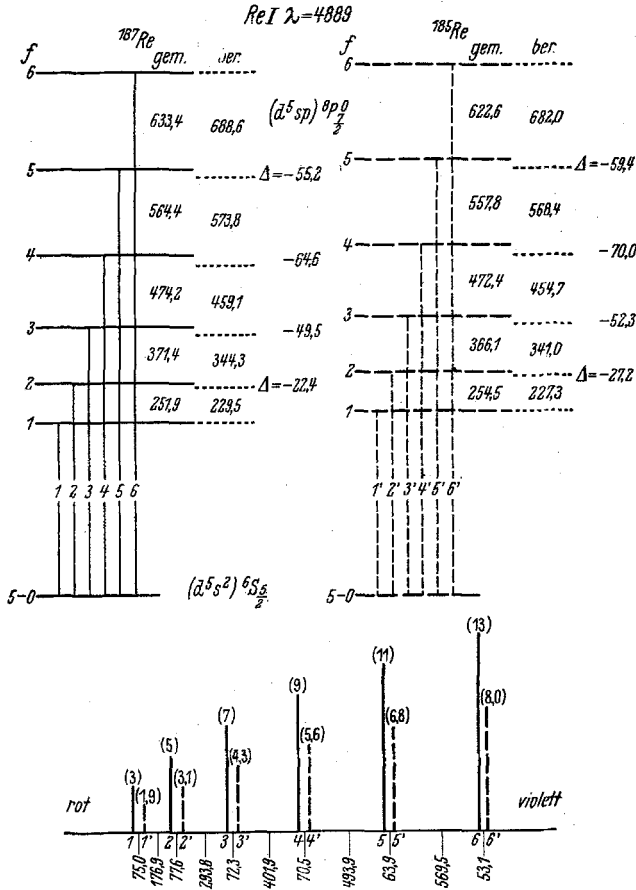


Fig. 2.

gewiesen, dem \cos^2 -Gesetz. Die Darstellung der Hyperfeinstruktur-niveaus mittels der in früheren Arbeiten wiederholt gebrauchten Formel

$$E = a_0 + \frac{a}{2} C + b C (C + 1),$$

wo

$$C = f(f + 1) - i(i + 1) - j(j + 1),$$

läßt bei Kenntnis von i ($5/2$) f und j den Aufspaltungsfaktor a und die für das Quadrupolmoment charakteristische Größe b berechnen.

Wir erhalten:

		a	b
Aus λ 4889	^{187}Re	113,46	- 0,163
	^{186}Re	112,26	- 0,177
Aus λ 5275	^{187}Re	109,96	+ 0,106
	^{185}Re	108,72	+ 0,108

Über das Verhältnis der a -Werte ist bereits im ersten Teil diskutiert worden. Die Angaben für die b -Werte sind in der dritten Stelle nicht mehr

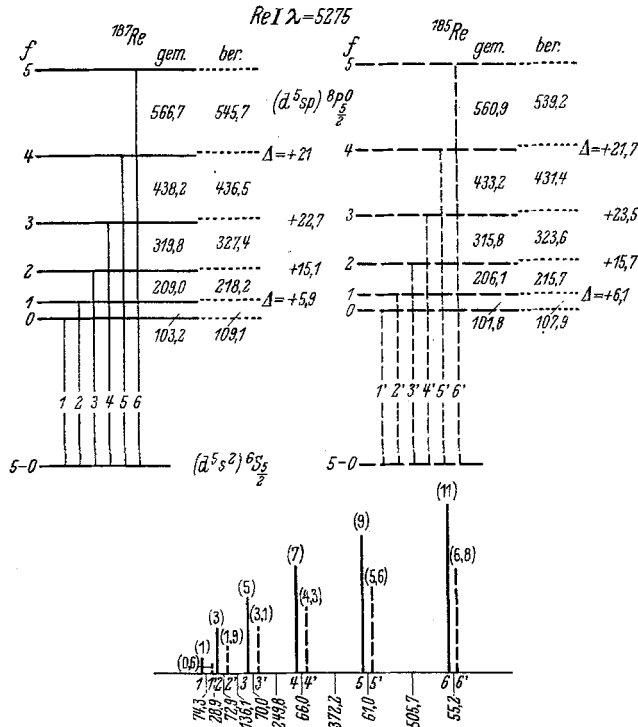


Fig. 3.

sicher, wobei darauf hingewiesen werden muß, daß die b -Werte von λ 4889 etwas zuverlässiger sind. Es steht aber außer Zweifel, daß das Quadrupolmoment, das ja proportional zu b ist, von ^{185}Re um einige Prozent größer ist als das von ^{187}Re . Wir finden also, daß beim Re-Kern durch den Einbau

von zwei Neutronen das magnetische Moment sich umgekehrt ändert wie das Quadrupolmoment; das gleiche trifft für Eu^1) und Ga^2) zu. Für die Berechnung von q^3) gebraucht man den Wert $(3 \cos^2 d - 1)$ für die Elektronenkonfiguration $(d^5 sp) {}^8P_{7/2, 5/2}$, der sich unter der Annahme von Russell-Saunders-Kopplung nach Casimir⁴) berechnen läßt. Nach einem Vorschlag von Herrn Schmidt kann man, indem man die Elektroneneigenfunktion in geeigneter Form schreibt, auch die relativistischen Korrekturen berücksichtigen. Es ergibt sich für ${}^{187}\text{Re}$

$$\text{aus } {}^8P_{7/2}: q = + 2,6 \cdot 10^{-24},$$

$$\text{aus } {}^8P_{5/2}: q = + 2,7 \cdot 10^{-24}.$$

Die Übereinstimmung der q -Werte aus den beiden Termen ist gut. Allerdings ist zu beachten, daß die Annahme der Russell-Saunders-Kopplung nicht ganz zutrifft, so daß bei Berücksichtigung der mittleren Kopplung sich der Wert $q = + 2,6 \cdot 10^{-24}$ noch etwas ändern kann.

Aus den Strukturbildern der beiden Isotope läßt sich die gegenseitige Lage ihrer Schwerpunkte, d. h. die Isotopenverschiebung bestimmen. Der Abstand beträgt:

$$\left. \begin{array}{l} \text{bei } \lambda 4889: \Delta \nu = 66 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1} \\ \text{bei } \lambda 5275: \Delta \nu = 63 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1} \end{array} \right\} ({}^{187}\text{Re} \text{ liegt nach Rot}).$$

Die Isotopenverschiebung rührt in Übereinstimmung mit früheren Ergebnissen⁵) von dem gemeinsamen Grundterm $(d^5 s^2) {}^6S_{5/2}$ her.

Ein Teil der benutzten Apparate stammt aus den Mitteln der Deutschen Forschungsgemeinschaft, der wir sehr zu Dank verpflichtet sind.

Diese Untersuchung wurde mit dankenswerter Unterstützung der I. G. Farbenindustrie, Ludwigshafen-Oppau, durchgeführt.

¹) H. Schüler, Th. Schmidt, ZS. f. Phys. **94**, 457, 1935. — ²) H. Schüler, H. Korsching, ebenda **103**, 434, 1936. — ³) H. Schüler, Th. Schmidt, ebenda **99**, 717, 1936. — ⁴) H. Casimir, Verhandelingen Teyler's Tweede Genootschap XI, 1936. — ⁵) H. Schüler, J. E. Keyston, ZS. f. Phys. **72**, 423, 1931.