

Über die Kernspinänderung beim radioaktiven β -Zerfallsprozeß Rb 87 \rightarrow Sr 87¹⁾.

Von Maria Heyden in Berlin-Charlottenburg und Hans Kopfermann in Kiel.

Mit 7 Abbildungen. (Eingegangen am 3. Dezember 1937.)

Es wird auf Grund von Hyperfeinstrukturmessungen an reinem Sr 87 gezeigt, daß im Falle des radioaktiven β -Zerfallsprozesses Rb 87 \rightarrow Sr 87 ein von der Theorie geforderter allgemeiner Zusammenhang zwischen Lebensdauer eines β -Strahlers und Kernspinänderung beim β -Zerfallsprozeß besteht. Das mechanische Kernmoment des Sr 87 hat den Wert $I = 9/2$, das magnetische Kernmoment beträgt $\mu = -1,1$ KM. Der Vergleich zwischen dem mechanischen Kernmoment des Sr 87 und dem des Rb 87, der Muttersubstanz des Sr 87, ergibt eine Kernspinänderung von $\Delta I = 3$.

1. Problemlage. Es ist ein allgemeiner, von der Form des speziellen Ansatzes der β -Zerfallstheorie weitgehend unabhängiger Zug, daß ein Übergang von einem radioaktiven β -Strahler zu seinem Folgeprodukt in um so höherem Maße verboten ist — daß also die Lebensdauer des β -Strahlers um so größer wird —, je stärker sich der Kerndrehimpuls beim Übergang ändert. Diese Aussage gibt eine Erklärung dafür, daß in einem Sargent-Diagramm²⁾ die natürlichen radioaktiven β -Strahler in diskreten übereinander liegenden Gruppen angeordnet sind. Je stärker sich das Impulsmoment des β -Strahlers von dem seiner Tochtersubstanz unterscheidet, desto „tiefer“ im Diagramm soll der betreffende Strahler relativ zu seinen Diagrammpartnern gleicher Zerfallsenergie liegen.

Bisher ist in keinem einzigen Falle *experimentell* erwiesen, daß ein Zusammenhang zwischen Lebensdauer und Kernspinänderung in dem geforderten Sinne besteht. Dies hat darin seinen Grund, daß die bekannten β -Strahler infolge ihrer durchweg äußerst geringen Häufigkeit spektroskopisch noch nicht erfaßt werden können.

Nachdem in jüngster Zeit sichergestellt worden ist, daß die β -Strahlung des Rubidiums dem Rb 87 zuzuschreiben ist, das beim Zerfall in Sr 87 übergeht³⁾, hat man wenigstens ein Beispiel eines β -Zerfalls zur Hand,

¹⁾ Auszugsweise vorgetragen auf der Tagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft in Bad Kreuznach im September 1937. — ²⁾ $\text{Log } 1/\tau = f(\text{Log } E_{\text{max}})$; τ = mittlere Lebensdauer des β -Strahlers, E_{max} = obere Grenze des kontinuierlichen β -Spektrums = Zerfallsenergie. — ³⁾ O. Hahn, F. Strassmann und E. Walling, Die Naturwiss. **25**, 189, 1937; W. R. Smythe u. A. Hemmendinger, Phys. Rev. **51**, 1052, 1937.

bei dem wegen des genügenden Vorkommens von Mutter- und Tochter-substanz mit Hilfe von Hyperfeinstrukturuntersuchungen Aussagen über die Kernspinänderung beim Zerfallsprozeß gemacht werden können. Rb 87 liegt im Sargent-Diagramm so tief, daß hier schon eine Kernspinänderung ΔI von mehreren Einheiten angenommen werden muß, um die lange Lebensdauer dieses β -Strahlers ($\tau \sim 1 \cdot 10^{11}$ Jahre bei einem $E_{\max} \sim 1 \cdot 10^5$ e-Volt¹⁾ zu erklären. Nach den bisher vorliegenden Hyperfeinstrukturuntersuchungen scheint es so, als ob man mit $\Delta I = 0$ zu rechnen hätte, da dem Rb 87 ein $I = 3/2$ ²⁾, dem Sr 87 als wahrscheinlichster Wert ebenfalls ein $I = 3/2$ ³⁾ zugeschrieben wird. Wenn diese Befunde richtig sind, so führt die einzige Stichprobe, die bezüglich der Kernspinänderung beim β -Zerfall zur Zeit gemacht werden kann, zu einem Widerspruch gegen eine sehr allgemeine Forderung der β -Zerfallstheorie, der schwerwiegender zu sein scheint, als z. B. die Schwierigkeiten, welche die Theorie bei der Erklärung mehr ins einzelne gehender Züge des Erfahrungsmaterials hat.

Das mechanische Moment des Rb 87 ist sowohl durch Hyperfeinstrukturanalysen an einer Reihe von gut aufgelösten Rb II-Linien als auch durch sehr sorgfältige Atomstrahluntersuchungen⁴⁾ einwandfrei festgestellt. Gegen den Wert des Sr 87-Momentes dagegen lassen sich Bedenken erheben, die in der besonderen Struktur der Strontiumlinien begründet sind. Strontium besteht nämlich aus zwei geraden Isotopen, Sr 88 und Sr 86, und einem ungeraden Isotop, Sr 87. Nach massenspektroskopischen Untersuchungen⁵⁾ machen die geraden Isotope $\sim 93\%$, das ungerade Isotop nur $\sim 7\%$ des Strontiumgemisches aus. Da im mittleren Teil des periodischen Systems bis auf ganz seltene Ausnahmefälle keine Isotopieverschiebungen auftreten⁶⁾, da fernerhin die geraden Isotope magnetisch nicht aufspalten, so beobachtet man bei allen Sr-Linien *eine* starke Komponente, *die* Komponente der geraden Isotope und — bei sehr langen Belichtungszeiten und extremer Auflösung — rechts und links von dieser Zentralkomponente,

¹⁾ W. Mühlhoff, Ann. d. Phys. **7**, 205, 1930. In dieser Arbeit wird $\tau = 4 \cdot 10^{11}$ Jahre angegeben. Diese Zahl ist auf alle Rubidiumkerne bezogen. Rechnet man nur mit Rb 87 als Zerfallssubstanz, so wird τ viermal kleiner, da Rb 87 nur ein Viertel des Rubidiumgemisches ausmacht. — ²⁾ H. Kopfermann, ZS. f. Phys. **83**, 417, 1933. — ³⁾ H. Schüler u. H. Westmeyer, Die Naturwiss. **21**, 561, 1933; H. Westmeyer, ZS. f. Phys. **94**, 590, 1935. — ⁴⁾ S. Millman u. M. Fox, Phys. Rev. **50**, 220, 1936. — ⁵⁾ Siehe F. W. Aston, Mass-Spectra and Isotopes, London 1933. — ⁶⁾ Der Mitbewegungseffekt ist abgeklungen, der Volumeneffekt bleibt im allgemeinen noch innerhalb der Meßgenauigkeit.

die den Schwerpunkt der Struktur anzeigt, je nach Übergang eine mehr oder weniger große Zahl äußerst schwacher Sr 87-Komponenten, von denen jede größenordnungsmäßig 2% der Intensität der Komponente der geraden Isotope besitzt. Es ist daher sehr schwierig, über Lage und Intensität dieser schwachen Komponenten, speziell über ihren Abstand von der Zentralkomponente exakte Aussagen zu machen. Insbesondere sind die Sr II-Resonanzlinien, die von den genannten Autoren zur Bestimmung von I benutzt

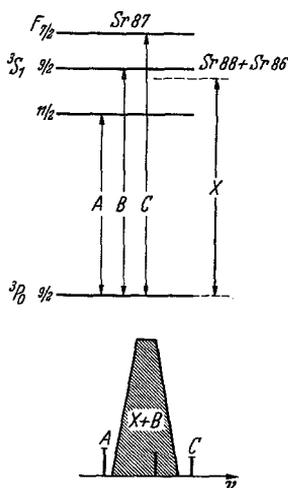


Fig. 1. Termschema und Aufspaltungsbild der Linie $\lambda = 6791 \text{ \AA}$.

wurden, infolge ihrer Lage im Violetten, wo das Auflösungsvermögen des Pérot-Fabry wesentlich kleiner ist als etwa im Roten, besonders wenig geeignet, einwandfreie Ergebnisse zu liefern (siehe auch S. 239).

2. Bestimmung des mechanischen Momentes des Sr 87-Kerns. Wir haben daher einige rote Sr I-Linien gewählt, um zunächst mit gewöhnlichem Strontium die Möglichkeit der Bestimmung des mechanischen Kernmomentes von Sr 87 zu prüfen. Speziell schien der Übergang $\lambda = 6791 \text{ \AA}$ ($^3P_0 - ^3S_1$) dazu besonders geeignet, da dieser infolge des alleinigen Aufspaltens des 3S_1 -Terms für Sr 87 eine einfache Tripletstruktur haben sollte (siehe das Termschema Fig. 1). Die mittlere Komponente wird allerdings von der Komponente der geraden Isotope verdeckt. Aufnahmen mit einer wassergekühlten

Sparlampe nach Schüler und Gollnow¹⁾ ergaben ein Strukturbild, wie es in Fig. 2 vergrößert wiedergegeben ist. Man sieht neben der sehr intensiven Zentralkomponente X rechts und links die Komponenten A und C des Sr 87. Auf den Originalaufnahmen lassen sich die Abstände A—X und C—X einigermaßen ausmessen. Unter der Annahme, daß X exakt den Schwerpunkt angibt, folgt aus dem gemessenen Abstandsverhältnis ein Wert $I > 5/2$. Auch das Schwärzungsverhältnis beider Komponenten spricht für $I > 5/2$. Diese Aussage ist jedoch nicht sehr sicher, da das Maximum der Komponente X bei der notwendigen starken Belichtung nicht genügend definiert ist und ein Falschmessen um einige Tausendstel cm^{-1} den Wert von I , falls dieser größer als $5/2$ ist, bereits um eine Einheit ändern kann.

¹⁾ H. Schüler u. H. Gollnow, ZS. f. Phys. **93**, 611, 1935.

Nachdem so Lichtquelle und Beobachtungsmöglichkeit einer Linienstruktur am gewöhnlichen Strontium genügend ausprobiert waren, wurde mit 6 mg reinem Strontium 87 gearbeitet, das uns von Herrn Prof. Hahn in dankenswerter Weise überlassen worden war¹⁾. Nach massenspektroskopischer Prüfung bestand dieses Präparat bis auf weniger als 0,3% aus reinem Sr 87²⁾. Aufnahmen an $\lambda = 6791 \text{ \AA}$ mit 20 mm Etalon bei 200 mA Stromstärke ergaben, wie erwartet, drei Komponenten, deren Abstände der Intervallregel entsprechend abnahmen bei gleichzeitiger Abnahme der Intensität (siehe die Vergrößerung einer solchen Aufnahme in Fig. 3). Die

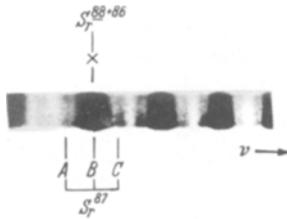


Fig. 2. Aufnahme mit gewöhnlichem Strontium an $\lambda = 6791 \text{ \AA}$ ($^3P_0-^3S_1$) mit 20 mm Etalon.

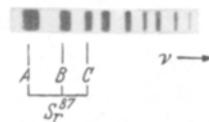


Fig. 3. Aufnahme mit reinem Sr 87 an $\lambda = 6791 \text{ \AA}$ ($^3P_0-^3S_1$) mit 20 mm Etalon.

einzelnen Komponenten waren so gut definiert, daß die Abstände mit großer Genauigkeit vermessen werden konnten. Die Übereinstimmung der einzelnen Meßwerte aus verschiedenen Platten, von verschiedenen Beobachtern (H. und K.) ausgemessen, sind in Tabelle 1 angegeben.

Tabelle 1. Gesamtaufspaltung $\Delta \nu_{A-C}$ und Intervallverhältnis $\Delta \nu_{A-B} : \Delta \nu_{B-C}$ der Linie $\lambda = 6791 \text{ \AA}$ ($^3P_0-^3S_1$) gemessen in cm^{-1} .

Platte	Beobachter	$\Delta \nu_{A-C}$	$\Delta \nu_{A-B} : \Delta \nu_{B-C}$
65	H.	0,1801	0,0990 : 0,0811
66	K.	0,1813	0,1001 : 0,0812
	H.	0,1810	0,1000 : 0,0810
68	H.	0,1805	0,0992 : 0,0813
	K.	0,1809	0,0995 : 0,0814
69	H.	0,1806	0,0995 : 0,0811
70	K.	0,1811	0,0995 : 0,0816

Das Ergebnis der Ausmessungen an dieser Linie besagt: Die Gesamtaufspaltung des 3S_1 -Terms hat den Wert $\Delta \nu_{A-C} = 0,181 \text{ cm}^{-1}$ mit

1) O. Hahn, F. Strassmann u. E. Walling, l. c. — 2) J. Mattauch, Die Naturwiss. 25, 189, 1937.

einer Genauigkeit von mindestens $0,001 \text{ cm}^{-1}$. Das Intervallverhältnis $0,0995 : 0,0812$ entspricht einem $I = 9/2$. Für diesen Wert ergibt sich nämlich aus der gefundenen Gesamtaufspaltung $\Delta\nu_{A-C}$ theoretisch ein Intervallverhältnis von $0,0993 : 0,0813$. Für $I = 7/2$ wäre $0,1016 : 0,0790$ und für $I = 11/2$ das Verhältnis $0,0978 : 0,0828$ zu erwarten. Beide Verhältnisse weichen von dem experimentell gefundenen um Beträge ab, die außerhalb unserer Meßfehler liegen.

Die Lage der Komponenten — die Komponente größter Intensität liegt bei dieser Linie nach kleinem ν hin — zeigt, daß das magnetische Kernmoment des Sr 87 negatives Vorzeichen besitzt¹⁾.

Ein etwa vorhandenes Kernquadrupolmoment kann an dieser Linie keine Abweichung von der Intervallregel hervorrufen, da die Aufspaltung der Linie allein durch den kugelsymmetrischen 3S_1 -Term hervorgerufen wird. Dagegen müßten schwache Verunreinigungen durch Sr 88 + Sr 86 — es genügen dazu einige Prozent — ein zu großes I vortäuschen. Im selben Sinne könnten sich auch Störungen von Nachbartermen auswirken.

Um diese Möglichkeiten auszuschließen, haben wir zunächst die Interkombinationslinie $\lambda = 6893 \text{ \AA}$ (${}^1S_0 - {}^3P_1$), die auf allen Platten als Triplet zu sehen war, ausgemessen. Tabelle 2 zeigt einige der festgestellten Werte.

Tabelle 2. Gesamtaufspaltung $\Delta\nu_{A-C}$ und Intervallverhältnis $\Delta\nu_{A-B} : \Delta\nu_{B-C}$ der Linie $\lambda = 6893 \text{ \AA}$ (${}^1S_0 - {}^3P_1$) gemessen in cm^{-1} .

Platte	$\Delta\nu_{A-C}$	$\Delta\nu_{A-B} : \Delta\nu_{B-C}$
86	0,0874	0,0490 : 0,0384
87	0,0879	0,0489 : 0,0390
	0,0876	0,0488 : 0,0388

Die gemessenen Mittelwerte ergeben für die Aufspaltung des 3P_1 -Terms ein $\Delta\nu_{A-C} = 0,088 \text{ cm}^{-1}$ und ein Intervallverhältnis $0,049 : 0,039$. Dieses Abstandsverhältnis entspricht ebenfalls dem Wert $I = 9/2$, jedoch ist infolge der nur halb so großen Gesamtaufspaltung der Linie die Meßgenauigkeit nicht mehr ausreichend, um $I = 7/2$ und $I = 11/2$ ausschließen zu können. Immerhin bestätigen diese Ausmessungen das Ergebnis an $\lambda = 6791 \text{ \AA}$.

Zur Kontrolle für die bereits festgelegten Terme 3S_1 (aus $\lambda = 6791 \text{ \AA}$) und 3P_1 (aus $\lambda = 6893 \text{ \AA}$) diente die dritte rote Linie $\lambda = 6878 \text{ \AA}$ (${}^3P_1 - {}^3S_1$).

¹⁾ Worauf bereits Schüler und Westmeyer aufmerksam gemacht haben.

Die wesentlich kompliziertere Struktur dieses Überganges ließ sich nicht mehr voll auflösen. Die Gegenüberstellung des gemessenen Aufspaltungsbildes und der aus 3P_1 und 3S_1 mit $I = 9/2$ und der Intervallregel konstruierten Hyperfeinstruktur dieser Linie (in Fig. 4 als „theoretisch“ bezeichnet) zeigt die Richtigkeit der Zuordnung. Die Übereinstimmung ist so gut, wie man nach der Unaufgelöstheit der mittleren Komponenten nur erwarten kann.

Schließlich blieb noch die Möglichkeit, die Sr II-Resonanzlinien zur Prüfung von I heranzuziehen. Mit reinem Sr 87 hat man (siehe Fig. 5) für jeden Übergang eine Zweifachstruktur zu erwarten, deren Aufspaltung in erster Linie dem ${}^2S_{1/2}$ -Term zuzuschreiben ist. Die Aufspaltung des ${}^2P_{1/2}$ -Terms ist klein dagegen (jedoch nicht vernachlässigbar klein wie die des ${}^2P_{3/2}$ -Terms). Man muß also bei $\lambda = 4216 \text{ \AA}$ (${}^3S_{1/2} - {}^2P_{1/2}$) breitere, unsymmetrische Komponenten erwarten, während bei $\lambda = 4078 \text{ \AA}$ (${}^2S_{1/2} - {}^2P_{3/2}$) völlig symmetrische relativ schmale Komponenten auftreten sollten. Auf Grund der Termschemata von Fig. 5 und der theoretischen

Intensitäten erhält man Aufspaltungsbilder, wie sie jeweils unter das betreffende Termschema gezeichnet sind. Diese Überlegungen werden durch das Experiment voll bestätigt: Die beiden Komponenten der Linie $\lambda = 4216 \text{ \AA}$ sind unsymmetrisch verbreitert, die von $\lambda = 4078 \text{ \AA}$ sehen symmetrisch und wesentlich schmaler aus. Fig. 6 stellt eine Reproduktion des Aufspaltungsbildes von $\lambda = 4078 \text{ \AA}$, aufgenommen mit reinem Sr 87, dar.

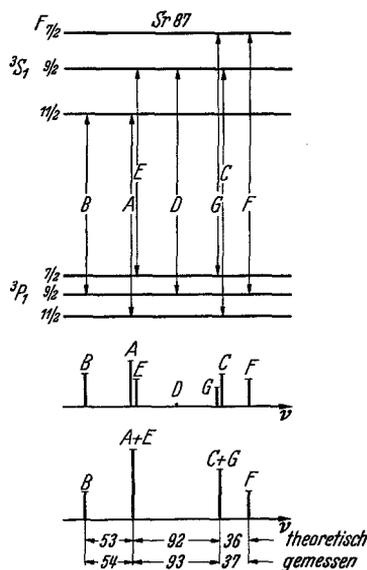


Fig. 4. Termschema und Aufspaltungsbild der Linie $\lambda = 6878 \text{ \AA}$ bei Verwendung von Sr 87.

Tabelle 3. Hyperfeinstrukturaufspaltung $\Delta\nu$ der Sr II-Resonanzlinien.

λ	Übergang	$\Delta\nu$ in cm^{-1}
4216 \AA	${}^2S_{1/2} - {}^2P_{1/2}$	0,182
4078 \AA	${}^2S_{1/2} - {}^2P_{3/2}$	0,158

Etwa vorhandene kleine Mengen von Sr 88 + Sr 86 hätten sich durch eine dementsprechende Komponente im Schwerpunkt der Linie bemerkbar machen müssen. Auch auf den am stärksten exponierten Platten war keine

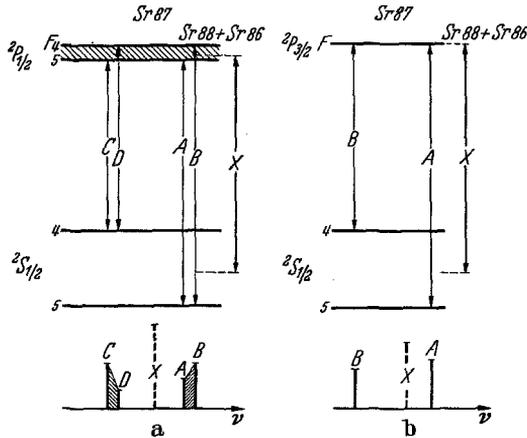


Fig. 5. Termschema und Aufspaltungsbild der Resonanzlinien des Sr II, $\lambda = 4216 \text{ \AA}$ ($2S_{1/2} - 2P_{1/2}$) und $\lambda = 4078 \text{ \AA}$ ($2S_{1/2} - 2P_{3/2}$).

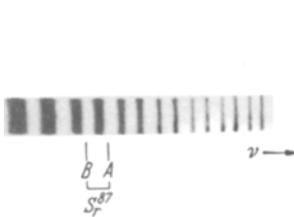


Fig. 6. Aufnahme mit reinem Sr 87 an $\lambda = 4078 \text{ \AA}$ ($2S_{1/2} - 2P_{3/2}$) mit 15 mm Etalon.

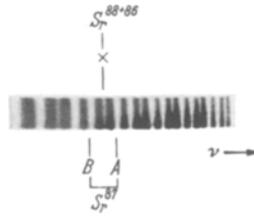


Fig. 7. Aufnahme mit Sr-Isotopengemisch (Sr 87 : Sr 88 und 3 : 1) an $\lambda = 4078 \text{ \AA}$ ($2S_{1/2} - 2P_{3/2}$) mit 20 mm Etalon.

Spur einer solchen Komponente zu sehen. Wir sind sicher, daß das benutzte Präparat und die Lichtquelle selbst auf weniger als 1 % frei von Sr 88 + Sr 86 waren.

In Tabelle 3 sind die gemessenen Abstände eingetragen, deren Verschiedenheit bereits auf die verschiedenartige Mitwirkung der $2P$ -Zustände an der Linienaufspaltung hinweist.

Bei Zusatz von etwa 30 % gewöhnlichem Strontium erschien in beiden Linien zwischen den Komponenten von Sr 87 etwa in gleicher Intensität wie diese, die Komponente der geraden Isotope, die als Schwerpunkts-

markierung dienen sollte (in Fig. 5 gestrichelt gezeichnet als Komponente X). In Fig. 7 ist das so erzeugte Strukturbild von $\lambda = 4078 \text{ \AA}$ vergrößert wiedergegeben. Tabelle 4 zeigt das Ergebnis der Abstandsmessungen an dieser Linie. Das Abstandsverhältnis vom Schwerpunkt hat im Mittel den Wert $0,087 : 0,071$. Auch hier fällt das aus der Gesamtaufspaltung der Linie mit $I = \frac{9}{2}$ errechnete Abstandsverhältnis $0,0878 : 0,0702$ innerhalb der Meßgenauigkeit mit dem experimentell gefundenen zusammen, was gleichzeitig bezeugt, daß eine meßbare Isotopieverschiebung nicht vorhanden ist. Der Wert $I = \frac{11}{2}$ kann in diesem Falle nicht ausgeschlossen werden, wohl aber $I = \frac{7}{2}$.

Ein entsprechendes Verfahren an $\lambda = 4216 \text{ \AA}$ führt wegen der breiteren Sr 87-Komponenten begrifflicherweise zu weniger sicheren Aussagen. Es ist daher um so verständlicher, daß die Bestimmung der Kernmomente am gewöhnlichen Strontiumgemisch, wo die mittlere Komponente größenordnungsmäßig fünfzigmal intensiver ist als bei der von uns künstlich erzeugten Struktur, unvergleichlich viel problematischer wird.

Es sei noch bemerkt, daß der so gefundene Kerndrehimpuls $\frac{9}{2}$ in diesem Teil des periodischen Systems keine Einzelercheinung ist: In unmittelbarer Nachbarschaft des Sr 87 haben sowohl Kr 83 als auch Nb 93 wahrscheinlich ebenfalls $I = \frac{9}{2}$.

Tabelle 4. Gesamtaufspaltung $\Delta\nu_{A-B}$ und Intervallverhältnis $\Delta\nu_{A-X} : \Delta\nu_{X-B}$ der Linie $\lambda = 4078 \text{ \AA}$ für ein Gemisch aus Sr 87 und 30% gewöhnlichem Strontium gemessen in cm^{-1} .

Platte	$\Delta\nu_{A-B}$	$\Delta\nu_{A-X} : \Delta\nu_{X-B}$
91	0,1583	0,0856 : 0,0727
	0,1582	0,0868 : 0,0714
93	0,1571	0,0874 : 0,0697
94	0,1572	0,0872 : 0,0700
	0,1571	0,0870 : 0,0701

3. Berechnung des magnetischen Kernmomentes von Sr 87. Aus den Zahlen der Tabelle 3 läßt sich das magnetische Moment des Sr 87-Kerns berechnen. Wendet man hier das übliche Verfahren an, indem man die beobachteten Maxima als die Schwerpunkte der jeweils zusammenfallenden Komponenten ansieht und mit Hilfe von theoretischen Intensitäten Intervallregel und dem bekannten Aufspaltungsverhältnis der beiden

2P -Terme die Aufspaltung von $^2S_{1/2}$ und $^2P_{1/2}$ eliminiert¹⁾, so findet man: $\Delta\nu(^2S_{1/2}) = 0,168 \text{ cm}^{-1}$ und $\Delta\nu(^2P_{1/2}) = 0,045 \text{ cm}^{-1}$. Das Aussehen der Komponenten von $\lambda = 4216 \text{ \AA}$ ($^2S_{1/2} - ^2P_{1/2}$) scheint uns darauf hinzuweisen, daß das eben skizzierte Verfahren hier nicht angewandt werden darf, weil bei den Komponenten dieser Linie die Schwerpunkte der eng zusammenliegenden Teilkomponenten AB und CD nicht mit den beobachteten Maxima zusammenfallen. Wegen der beginnenden Trennung von A und B bzw. C und D sind nämlich die Maxima etwas zur jeweils stärkeren Teilkomponente hin verschoben. Auch die angegebene Größe $\Delta\nu(^2P_{1/2}) = 0,045 \text{ cm}^{-1}$ müßte sich, wenn sie richtig wäre, bereits in einer sichtbaren Trennung von A und B bzw. C und D bemerkbar machen, während nach einer Analyse der Photometerbilder von $\lambda = 4216 \text{ \AA}$ etwa ein $\Delta\nu(^2P_{1/2})$ von $0,035 \text{ cm}^{-1}$ angenommen werden muß. Rechnet man mit diesem Wert, so wird $\Delta\nu(^2S_{1/2})$ nur unwesentlich kleiner, nämlich gleich $0,165 \text{ cm}^{-1}$. Wir wählen zur Bestimmung des magnetischen Kernmoments die Zahlen:

$$\Delta\nu(^2S_{1/2}) = 0,165 \text{ cm}^{-1} \text{ mit dem Aufspaltungsfaktor } a(5s^2S_{1/2}) \\ \pm 5 \qquad \qquad \qquad = -0,033 \text{ cm}^{-1},$$

bzw.

$$\Delta\nu(^2P_{1/2}) = 0,035 \text{ cm}^{-1} \text{ mit dem Aufspaltungsfaktor } a(5p^2P_{1/2}) \\ \pm 8 \qquad \qquad \qquad = -0,007 \text{ cm}^{-1},$$

wobei wir, der erwähnten Unsicherheit wegen, die Fehlergrenzen entsprechend vergrößert haben. Das Minuszeichen vor dem Wert des Aufspaltungsfaktors trägt der verkehrten Termordnung Rechnung. Dann liefern die Goudsmitschen Formeln²⁾:

$$\text{Für } ^2S_{1/2}: \quad \mu = - \frac{a(^2S_{1/2}) \cdot I \cdot 1838 n^{*3}}{\frac{8}{3} R \alpha^2 Z \cdot Z_a^2 k \left(1 - \frac{ds}{dn}\right)}$$

mit

$$n^* = 2,22, \quad Z = 38, \quad Z_a = 2, \quad k = 1,15 \quad \text{und} \quad 1 - \frac{ds}{dn} = 1,04.$$

$$\text{Für } ^2P_{1/2}: \quad \mu = \frac{a(^2P_{1/2}) \cdot I \cdot 1838 \cdot Z_i(l + \frac{1}{2}) J(J+1) \cdot \lambda}{\delta\nu l(l+1) \cdot \kappa}$$

mit

$$Z_i = 34, \quad \delta\nu = 800 \text{ cm}^{-1}, \quad \lambda = 1,03 \quad \text{und} \quad \kappa = 1,15.$$

¹⁾ Siehe z. B. H. Kopfermann u. H. Krüger, ZS. f. Phys. **103**, 485, 1936.
²⁾ S. Goudsmit, Phys. Rev. **43**, 636, 1933.

Kernspinänderung beim radioaktiven β -Zerfallsprozeß Rb 87 \rightarrow Sr 87. 241

Daraus folgen für das magnetische Kernmoment des Sr 87 die Zahlen:

$$\mu = -1,06 \text{ K. M.} \quad \text{bzw.} \quad \mu = -1,24 \text{ K. M.}$$

Aus den analysierten Sr I-Termen kann man ebenfalls $a(5 s^2 S_{1/2})$ abschätzen. Es gilt nach Bacher und Goudsmit¹⁾:

$$A(^3S_1) = \frac{1}{2} [a(5 s) + a(6 s)],$$

wobei $A(^3S_1)$ der Intervallfaktor des 3S_1 -Terms ist. Setzt man für $a(6 s)$ näherungsweise $\frac{1}{3} a(5 s)$, so folgt:

$$a(5 s) \approx a(5 s^2 S_{1/2}) \approx \frac{16}{9} A(^3S_1).$$

Aus $A(^3S_1) = -0,0181 \text{ cm}^{-1}$ folgt dann:

$$a(5 s^2 S_{1/2}) \approx -0,092 \text{ cm}^{-1}.$$

Entsprechend gilt näherungsweise für $A(^3P_1)$:

$$A(^3P_1) \approx \frac{1}{4} a(5 s)$$

und da $A(^3P_1) = -0,0088 \text{ cm}^{-1}$ ist, so ergibt sich:

$$a(5 s^2 S_{1/2}) \approx -0,035 \text{ cm}^{-1}.$$

Die so bestimmten $a(5 s^2 S_{1/2})$ -Werte sind in genügender Übereinstimmung mit dem aus den Sr II-Resonanzlinien festgestellten Wert und zeigen dadurch, daß keiner der untersuchten Terme merkbar gestört ist.

Als sichersten Wert für das magnetische Kernmoment des Sr 87 möchten wir angeben:

$$\mu = -1,1 \text{ K. M.}$$

4. *Diskussion der Ergebnisse.* Die beschriebenen Untersuchungen zeigen, daß die Kernspinänderung beim radioaktiven β -Zerfallsprozeß Rb 87 \rightarrow Sr 87 mit hoher Wahrscheinlichkeit den Wert $\Delta I = 3$ hat, in *qualitativer* Übereinstimmung mit den Forderungen der β -Zerfallstheorie. Das magnetische Kernmoment ändert sich dabei vom Wert $+2,6 \text{ K. M.}$

¹⁾ R. F. Bacher u. S. Goudsmit, Phys. Rev. **34**, 1501, 1929.

beim Rb 87 auf den Wert $\sim 1,1$ K. M. beim Sr 87. Die *quantitative* Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment läßt allerdings zu wünschen übrig, was bei dem augenblicklichen Stand der β -Zerfallstheorie einerseits und den noch recht ungenauen experimentellen Angaben über Zerfallszeit und Zerfallsenergie des Rb 87 andererseits kaum anders erwartet werden kann. Nach Bethe und Bacher¹⁾ erhält man für die Wahrscheinlichkeit $f_{\Delta I}$ eines verbotenen β -Übergangs zur Wahrscheinlichkeit $f_{\Delta I=0}$ des entsprechenden erlaubten β -Übergangs:

$$\frac{f_{\Delta I}}{f_{\Delta I=0}} = \frac{(Z/137)^2}{9} \left(\frac{E_{\max} \cdot R}{\hbar c} \right)^{2\Delta I - 2} \cdot \frac{7 \cdot 6 \cdot 5}{(2\Delta I + 5)(2\Delta I + 4)(2\Delta I + 3)} \cdot \frac{\Delta I}{1^2 \cdot 3^2 \cdot \dots (2\Delta I - 1)^2}.$$

Setzt man für den Kernradius R des Rb 87 den Wert $5,85 \cdot 10^{-13}$ cm, so ergibt sich:

$$\frac{f_{\Delta I}}{f_{\Delta I=0}} \approx 2 \cdot 10^{-15};$$

was bedeutet, daß durch die Kernspinänderung $\Delta I = 3$ die Lebensdauer des Rb 87 gegenüber einem β -Strahler mit der gleichen Zerfallsenergie aber einem $\Delta I = 0$ um den Faktor $\sim 5 \cdot 10^{14}$ verlängert wird. Da die mittlere Lebensdauer des Rb 87 $\sim 1 \cdot 10^{11}$ Jahre beträgt, so käme man auf eine Lebensdauer von etwa *einer Stunde*, falls bei dem Prozeß Rb 87 \rightarrow Sr 87 keine Kernspinänderung vorhanden wäre, d. h. falls Rb 87 auf der oberen Sargent-Kurve läge. Die dort liegenden β -Strahler mit annähernd der gleichen Zerfallsenergie wie Rb 87 haben Halbwertszeiten von *Tagen*. Bei den eben erwähnten Unsicherheiten theoretischer und experimenteller Art erscheint uns diese „Übereinstimmung“ recht befriedigend.

Auf Grund der sichergestellten Kernimpulsmomente läßt sich also sagen, daß der Übergang vom *Grundzustand* des Rb 87-Kerns zum *Grundzustand* des Sr 87-Kerns im Sinne der β -Zerfallstheorie in hohem Maße verboten ist. Ob Übergänge über angeregte Sr 87 Kernzustände möglich sind, bleibt ungewiß, da bezüglich eventuell vorhandener γ -Strahlung bei dem Zerfallsprozeß bisher nichts bekannt ist. Bei der geringen Zerfallsenergie des Rb 87 dürfte aber keine große Wahrscheinlichkeit zur Anregung des Sr 87-Kerns bestehen.

¹⁾ H. A. Bethe u. R. F. Bacher, Rev. of Modern Phys. 8, 196, 1936.

Die Versuche stellen gleichzeitig ein lehrreiches Beispiel dar, wie wichtig es ist, bei komplexen Strukturen mit getrennten Isotopen arbeiten zu können. Wenn heute noch Unsicherheiten in der Kernmomentenbestimmung vorhanden sind, so haben sie durchweg in der Überlagerung der Strukturen der einzelnen Isotope ihren Grund. In all den Fällen aber, in denen die Aufspaltungsbilder wirklich aufgelöst werden können, muß man den angegebenen Kernmomenten volles Vertrauen schenken.

Wir danken der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Überlassung der notwendigen Spektralapparate, der Firma Linde für die kostenlos gelieferten Edelgase und Herrn Dr. Ritschl für die Versilberung der Perot-Fabry-Platten. Unser ganz besonderer Dank gilt Herrn Prof. Hahn, der durch die Überlassung des kostbaren Präparates die Durchführung der Arbeit erst ermöglichte. Der eine von uns (M. Heyden) dankt der Preußischen Akademie der Wissenschaften für Beihilfe zu dieser Arbeit.
