

Hyperfeinstrukturuntersuchung der $4p$ und $5p\ ^2P_{3/2}$ -Terme im K I-Spektrum durch Resonanzstreuung von Licht zur Bestimmung der Kernquadrupolmomente von K^{39} und K^{41}

J. NEY

Institut für Kernphysik der Technischen Universität Berlin

Eingegangen am 23. Dezember 1968

*Resonance-Scattering of Light for Hyperfine Structure Investigations of
Excited States with Small Splitting Compared to the Radiation Width.
Measurement of the Nuclear Quadrupol Moments of K^{39} and K^{41}*

In order to determine the nuclear quadrupol moments of the stable K-isotopes, the hyperfine structure of the $4p$ and $5p\ ^2P_{3/2}$ -states was investigated by resonance scattering of light. The scattered intensity $R(H)$ from separated isotopes in a sealed off resonance cell, as function of an external magnetic field H was observed with different polarisations (σ - and π -components perpendicular to H) both in exciting and scattered light.

Because the hfs-splitting of the investigated states is comparable to the radiation width Γ , the measured change in intensity $\Delta R(H)/\Delta H$ is due to interference effects (Hanle-effect, level-crossing, anti-crossing) and decoupling of electronic and nuclear spin (Heydenburg-effect). The different effects are not distinguishable in contrary to an usual level-crossing experiment and therefore the measured signal-structure is compared with line shape calculations according to Breit's-formula. Assuming "white" excitation and $g_J=4/3$, the measured signal-structure can be explained with the following values:

$\Gamma/2\pi$	$(4p)=5.7\ (4)\ \text{MHz}$	$\Gamma/2\pi$	$(5p)=1.33\ (4)\ \text{MHz}$
$K^{39}: A(4p)=6.13(5)\ \text{MHz}$		$B(4p)=2.72(12)\ \text{MHz}$	
$A(5p)=1.97(2)\ \text{MHz}$		$B(5p)=0.85\ (3)\ \text{MHz}$	
$K^{41}: A(4p)=3.40(8)\ \text{MHz}$		$B(4p)=3.34(24)\ \text{MHz}$	
$A(5p)=1.08(2)\ \text{MHz}$		$B(5p)=1.06\ (4)\ \text{MHz}$	

Without Sternheimer corrections one obtains from these values $Q(K^{39})=0.062 \cdot 10^{-24}\ \text{cm}^2$ and $Q(K^{41})=0.076 \cdot 10^{-24}\ \text{cm}^2$ for the electrical nuclear quadrupolmoments of K^{39} and K^{41} .

I. Einleitung

Die Hyperfeinstrukturaufspaltung der angeregten $^2P_{3/2}$ -Terme von Alkali-Elementen, aus der die Kernquadrupolmomente bestimmt werden können, ist für die Isotope $^{39}_{19}\text{K}$ und $^{41}_{19}\text{K}$ in bezug auf die Strahlungs-

breite besonders klein*. Die Kopplung von Spin und Bahn des $3d$ -Protonenlochs zum Kerndrehimpuls $I=3/2$ für beide Isotope führt zu kleinem magnetischen Dipolmoment³ ($\mu_I(K^{39})=0,3914\mu_k$ und $\mu_I(K^{41})=0,2148\mu_k$) und im Zusammenhang mit der kleinen Kernladungszahl zu einer geringen Größe der magnetischen Wechselwirkungskonstanten A . Nur Lithium hat in den entsprechenden Termen noch eine geringere Hyperfeinstrukturaufspaltung. Die kleine elektrische Kernquadrupolwechselwirkungskonstante B — sowohl Protonen- als auch Neutronenzahlen sind beinahe magisch — kann die Aufspaltung nicht wesentlich vergrößern. Für K^{39} ist nach den bisher vorliegenden Messungen B von der gleichen Größenordnung wie A ($B/A=0,49$ für den $4p^2P_{3/2}$ -Term⁴ und $B/A>0,75$ für den $5p^2P_{3/2}$ -Term⁵), woraus folgt, daß die Hyperfeinstrukturterme mit den Gesamtdrehimpulszahlen $F=0$ und $F=1$ sehr eng zusammenliegen. In Fig. 1 ist die Hyperfeinstrukturaufspaltung von $^2P_{3/2}$ -Termen mit $B/A=0,5$ bzw. $1,0$ dargestellt. Schraffiert ist die Strahlungsbreite $\Gamma/2\pi$ eingetragen, entsprechend Lebensdauern von $26,9$ nsec bzw. 120 nsec, die für die $4p$ - und $5p$ -Terme im KI-Spektrum abgeschätzt werden können⁶. Die Bestimmung der Hyperfeinstrukturkonstanten aus Messungen der Energieabstände z. B. mit optischen Methoden oder Doppelresonanz wird unmöglich gemacht bzw. erschwert dadurch, daß die Energiedifferenzen $3A+B$, $2A-B$ und $A-B$ klein gegen die Dopplerbreite bzw. vergleichbar mit der durch die mittlere Lebensdauer τ ($\Gamma=1/\tau$) der angeregten Terme gegebene Energieunschärfe sind.

Auch in solchen Fällen, bei denen die Aufspaltung der Terme vergleichbar oder sogar kleiner als deren Strahlungsbreite ist, können noch Aussagen über die Hyperfeinstruktur-Wechselwirkungskonstanten und über die Lebensdauer gewonnen werden, wenn die Änderung der Resonanzstrahlungsintensität in Abhängigkeit von einem äußeren Magnetfeld untersucht wird.

Bei üblichen Level-crossing-Experimenten⁷ an Termen, deren Hyperfeinstrukturaufspaltung groß gegen die Strahlungsbreite ist, führt die

* Vorläufige Daten für K^{39} sind im Zusammenhang mit den Ergebnissen eines Resonanzstreuexperimentes an K^{40} veröffentlicht worden¹. Inzwischen wurden von A. LURIO, W. HAPPER, and R. W. SCHMIEDER², IBM Watson Laboratory at Columbia University, ebenfalls Experimente mit Resonanzstreuung von Licht an K^{39} durchgeführt.

1. NEY, J., R. REPNOW, H. BUCKA u. S. SWANBERG: Z. Physik **213**, 192 (1968).
2. SCHMIEDER, R. W., A. LURIO, and W. HAPPER: Phys. Rev. **173**, 76 (1968).
3. BRUN, E., J. OESER, H. H. STAUB, and C. G. TELSCHOW: Phys. Rev. **93**, 172 (1954).
4. BUCK, P., and I. I. RABI: Phys. Rev. **107**, 1291 (1957).
5. RITTER, G. J., and G. W. SERIES: Proc. Roy Soc. (London), Ser. A **238**, 473 (1957).
6. BATES, D. R., and A. DAMGAARD: Phil. Trans. Roy Soc. London **242**, 101 (1949). — HEAVENS, O. S.: J. Opt. Soc. Am. **51**, 1058 (1961).
7. BREIT, G.: Rev. Mod. Phys. **5**, 91 (1933). — FRANKEN, P. A.: Phys. Rev. **121**, 508 (1961).

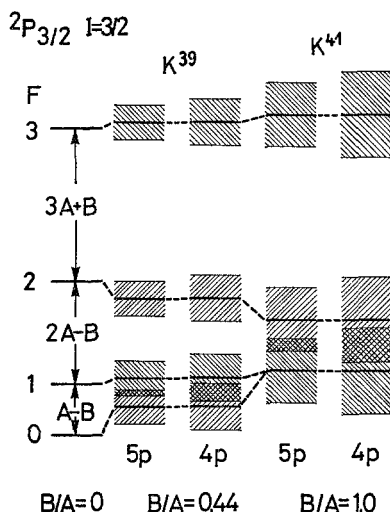


Fig. 1. Hyperfeinstrukturaufspaltung der $4p$ und $5p$ $^2P_{3/2}$ -Terme im KI-Spektrum. Energieabstände und Strahlungsbreiten (schraffiert) sind durch die A -Faktoren dividiert und entsprechen den in der vorliegenden Untersuchung bestimmten Werten

Änderung der Resonanzstrahlungsintensität infolge Interferenz der Streuamplituden bei Entartung von zwei Zeeman-Unterniveaus (kohärente Streuung) in der Umgebung von Kreuzungspunkten zu schmalen Signalen, aus deren Magnetfeldwerten ohne Kenntnis der Streuintensitäten direkt die Hyperfeinstrukturkonstanten bestimmt werden können. Wenn, wie im vorliegenden Fall, die Hyperfeinstrukturaufspaltung vergleichbar mit der Strahlungsbreite ist, überlappen sich die Level-crossing-Signale. Außerdem ist dann die Änderung der Resonanzstrahlungsintensität mit dem Magnetfeld infolge Änderung der Streuamplituden (inkohärente Streuung) beim Übergang vom Zeeman- zum Paschenback-Gebiet von der gleichen Größenordnung wie bei Level-crossing-Signalen. Als Maß für eine Abschätzung der Auflösbarkeit von Level-crossing-Signalen und damit auch für die Meßgenauigkeit kann das Verhältnis $A \cdot 2\pi/\Gamma$ gelten⁸. Ist dieses Verhältnis größer als 10, so lassen sich einzelne freistehende Level-crossing-Signale beobachten. Bei $A \cdot 2\pi/\Gamma \approx 10^3$ kann der A -Faktor auf etwa 10^{-5} genau bestimmt werden. Im $4p$ bzw. $5p$ $^2P_{3/2}$ -Term ist dieses Verhältnis für K^{39} gleich 1,5 bzw. 1,1 und für K^{41} gleich 0,8 bzw. 0,6, so daß die Auflösung der Hyperfeinstruktur in der angegebenen Reihenfolge zunehmend schlechter wird. Allerdings macht sich das erheblich größere B/A -Verhältnis bei K^{41} bezüglich Auflösung und Meßgenauigkeit günstig bemerkbar.

8. NEY, J.: Physikertag. Berlin 1967, Fachbericht.

II. Hyperfeinstrukturaufspaltung der $4p$ und $5p\ ^2P_{3/2}$ -Terme von K^{39} und K^{41} und Resonanzstreuung im äußeren Magnetfeld

In einem äußeren Magnetfeld ergibt sich der in Fig. 2 dargestellte Energieverlauf* für $^2P_{3/2}$ -Terme von Isotopen mit Kernspin $I=3/2$. Die Werte $B/A=0,43$ bzw. $B/A=0,96$ entsprechen etwa den in der vorliegenden Untersuchung bestimmten Werten für K^{39} bzw. K^{41} . Energien und Magnetfeldwerte sind durch A dividiert, so daß die Darstellungen für beide untersuchten $4p$ - und $5p$ -Terme gelten. Da im interessierenden Magnetfeldbereich, beim Übergang vom Zeeman- zum Paschen-Back-Gebiet, die Energieabstände beim Nullfeldcrossing und den weiteren $\Delta m=2$ -Level-crossings meist geringer sind als die Strahlungsbreite und sich Terme mit gleichem m aber verschiedenem F überlappen (Fig. 1 und 2), können einzelne Level-crossings mit Lorentzform nicht beobachtet werden. Vielmehr wird die beobachtete Änderung der Resonanz-

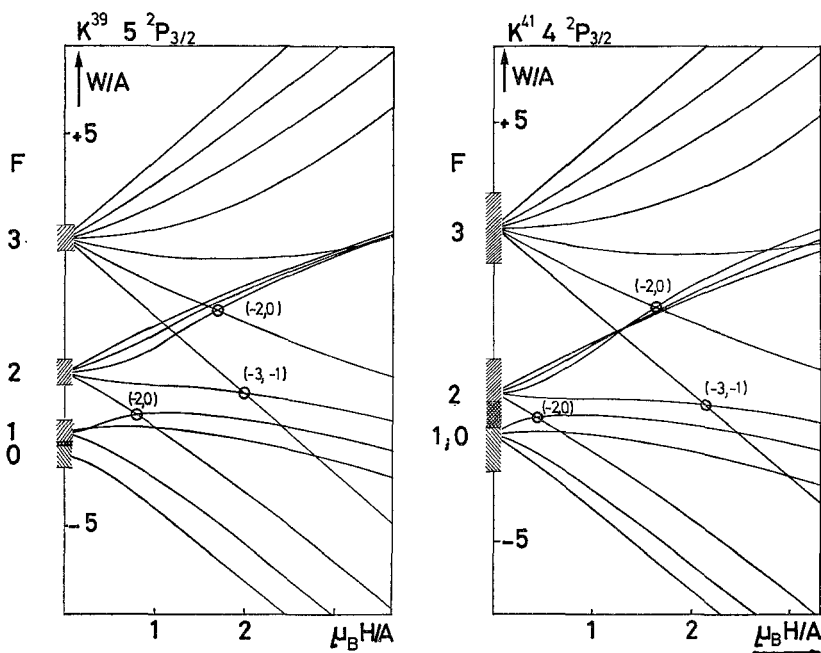


Fig. 2. Aufspaltung der $4p$ und $5p\ ^2P_{3/2}$ -Terme in einem äußeren Magnetfeld H . Bei $H=0$ ist für K^{39} die Strahlungsbreite des $5p$ -Terms und für K^{41} des $4p$ -Terms maßstäblich eingetragen

* Hamiltonoperator für die Energieaufspaltung und Breitste Formel zur Berechnung der Streuintensität in Abhängigkeit von einem äußeren Magnetfeld sind in ¹ angegeben. Herrn Dipl.-Ing. R. REPNOW sei für die Aufstellung der Programme und für die Durchführung der Rechnungen auf der Rechenmaschine ICT 1900 der Technischen Universität Berlin herzlich gedankt.

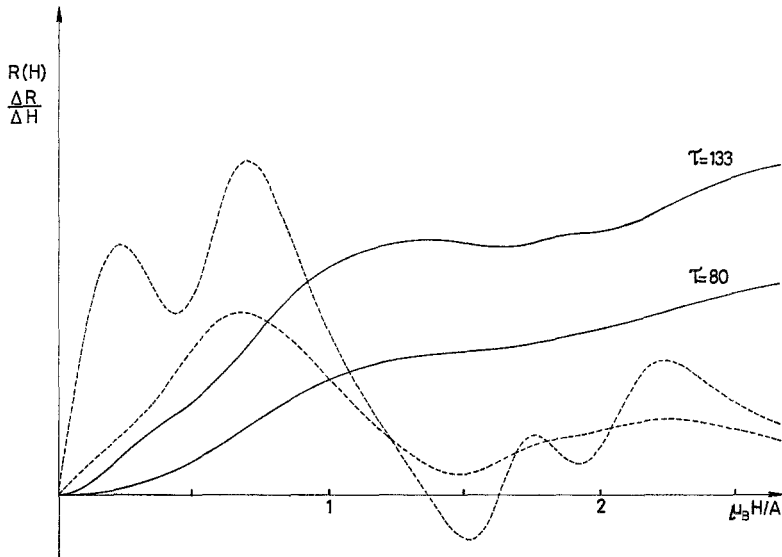


Fig. 3. Berechnete Resonanzstrahlungsintensität $R(H)$ — und näherungsweise differenzierte Kurven $\Delta R/\Delta H$ ---- für $A=2$ MHz und $B/A=0,7$. Die nichtdifferenzierten Kurven sind für die verschiedenen mittleren Lebensdauern $\tau=133$ nsec und $\tau=80$ nsec bei $H=0$ willkürlich gleichgesetzt worden

strahlungsintensität in etwa gleichem Maße durch die Änderung der Streuamplituden infolge Entkopplung von Hüllen- und Kerndrehimpuls (Heydenburg-Effekt⁹) und durch Interferenz der Streuamplituden bei Entartung (Crossings und Anti-crossings¹⁰) bestimmt. Allerdings bleiben in der Nähe von Kreuzungspunkten noch charakteristische Signale (Fig. 3), d.h. Magnetfeldwerte, bei denen sich die Resonanzstrahlungsintensität $R(H)$ stärker als sonst ändert. Insbesondere bei den näherungsweise differenzierten Kurven $\Delta R(H)/\Delta H$ können solche Magnetfeldstärken genau vermessen werden.

Anstatt den ganzen nach der Breitschen Formel berechneten Kurvenverlauf $R(H)$ durch geeignete Wahl der Parameter A, B , an den gemessenen anzupassen, erscheint es vorteilhaft, gerade die charakteristischen Werte, Magnetfeldstärken für Maxima und Minima der differenzierten Kurve $\Delta R(H)/\Delta H$ und die Signalthöhe bei diesen Magnetfeldwerten mit der Messung zu vergleichen. Dabei ist es möglich, solche Werte auszuwählen, die vorwiegend von einem einzelnen Parameter abhängen. Mit Hinblick auf den Einfluß der spektralen Intensitätsverteilung der Lichtquelle¹¹ erscheint es günstiger, das Hauptgewicht

9. HEYDENBURG, N. P., L. LARRIK, and A. ELLET: Phys. Rev. **40**, 1041 (1932).

10. ECK, T. G., L. L. FOLDY, and H. WIEDER: Phys. Rev. Letters **10**, 239 (1963).

11. Vgl. z.B. SCHÖNBERNER, D., u. D. ZIMMERMANN: Z. Physik **216**, 172 (1968).

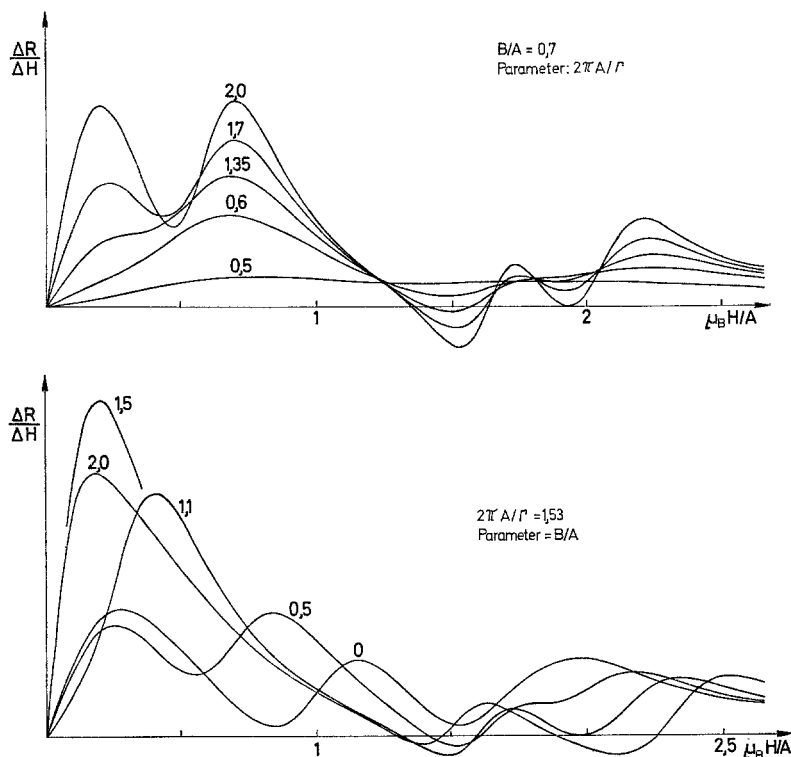


Fig. 4. Einfluß von B und Γ auf die Änderung der Resonanzstrahlungsintensität $\Delta R/\Delta H$ für beliebiges A

bei den Messungen auf die charakteristischen Magnetfeldstärken und nicht auf die Signalhöhen zu legen.

Bei der Untersuchung, wie die Signalstruktur $\Delta R(H)/\Delta H$ durch die Parameter A , B und Γ beeinflusst wird (Fig. 4), zeigt sich z. B., daß das Minimum bei $\mu H/A \approx 1,5$ nur wenig von B und Γ abhängt und somit zu einer Bestimmung von A geeignet ist. Eine Änderung von Γ um 20 % hat eine Verschiebung des Minimums von ca. 1 % zur Folge. Auch der Einfluß von B ist gering. Gegenüber $B/A = 0$ ist das Minimum für $B/A = 2$ um weniger als 10 % zu kleineren Werten verschoben. Zur Bestimmung von B/A eignen sich die Maxima bei $\mu H/A \approx 0,7$ und $\approx 2,3$ (Fig. 4a), die von Γ wenig, aber stark von B/A abhängen (Fig. 4b). Das Auftreten zweier Maxima zwischen $\mu H/A = 0$ und 1 bzw. 1,5 und 2,5 (Fig. 4a) ist ein Maß für Γ , aber auch für B/A (Fig. 4b), so daß bei Vorliegen nur eines einzigen Maximums für großes Γ und großes B/A keine der Größen unabhängig von den anderen bestimmt werden kann.

Zusätzliche Aussagen über die Hyperfeinstruktur und über die Strahlungsbreite der angeregten Terme können aus Messungen gewonnen werden, bei denen π -Licht eingestrahlt und π -Licht beobachtet wird (π , π -Streuung). Hierbei werden Level-crossings mit $\Delta m=2$ unterdrückt und lediglich Heydenburg-Effekt bzw. Anticrossings aus Termen mit verschiedenem F meßbar. Insbesondere bei größerem $\Gamma/2\pi A$ oder B/A , wenn das Signal für σ , σ -Streuung (Fig. 4) wenig Struktur zeigt, können aus π , π -Kurven noch wichtige Informationen gewonnen werden.

III. Versuchsanordnung und Messungen

Licht einer Hochfrequenzentladung in einem abgezogenen Gefäß mit Kalium-Dampf in natürlicher Isotopenzusammensetzung (93 % K^{39} und 7,1 % K^{41}) wurde an getrennten Isotopen in abgezogenen Gefäßen* gestreut. Die Einstrahlung senkrecht zum äußeren Magnetfeld durch eine linear polarisierende Folie erlaubte die Anregung mit σ - oder π -Licht. Senkrecht zur Einstrahlungsrichtung und senkrecht zum Magnetfeld wurde die Intensitätsänderung des gestreuten σ - oder π -Lichts in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke (Helmholtzspulen) beobachtet. Durch kleine Zusatzspulen wurde das Magnetfeld rechteckig modelliert, so daß ein näherungsweise differenziertes Signal $\Delta R(H)/\Delta H = \{R(H + \Delta H_0) - R(H - \Delta H_0)\}/2\Delta H_0$ mit Lock-in-Technik zur Registrierung gelangte. Um eine Verfälschung der Meßergebnisse durch die Modulation klein zu halten, wurde für die Messung im $4p$ -Term $\Delta H_0 = 0,15$ Oe und im $5p$ -Term $\Delta H_0 = 0,05$ Oe gewählt. Experimentell wurde der Einfluß von ΔH durch Messung mit unterschiedlichen Werten überprüft.

Charakteristische Magnetfeldstärken (Maxima und Minima der differenzierten Kurven) und Intensitäten an diesen Stellen, bezogen auf den größten Wert, wurden aus jeweils 10 bis 20 Meßkurven für die $4p$ und $5p^2P_{3/2}$ -Terme von K^{39} und K^{41} (σ , σ - und π , π -Streuung) bestimmt**. Die Messungen wurden mit getrennten Isotopen, bei denen das Verhältnis der magnetischen Momente und das Verhältnis der elektrischen Kernquadrupolmomente bereits bekannt ist, ausgeführt, um den unterschiedlichen Einfluß der spektralen Intensitätsverteilung des anregenden Lichts auf die Meßergebnisse zu erkennen. Bezüglich Dopplerbreiten von etwa 950 bzw. 1800 MHz für die Übergänge $4s^2S_{1/2} - 4p^2P_{3/2}$ ($\lambda = 7664,9$ Å) bzw. $4s^2S_{1/2} - 5p^2P_{3/2}$ ($\lambda = 4044,1$ Å) sind die Hyperfeinstrukturaufspaltungen der Grundzustände der verschiedenen

* Entweder 99,97 % K^{39} oder 99,18 % K^{41} , geliefert von Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge.

** Herrn cand. ing. D. EINFELD und Herrn cand. ing. J. WILKEN gilt besonderer Dank für ihre Hilfe bei der Durchführung der Messungen.

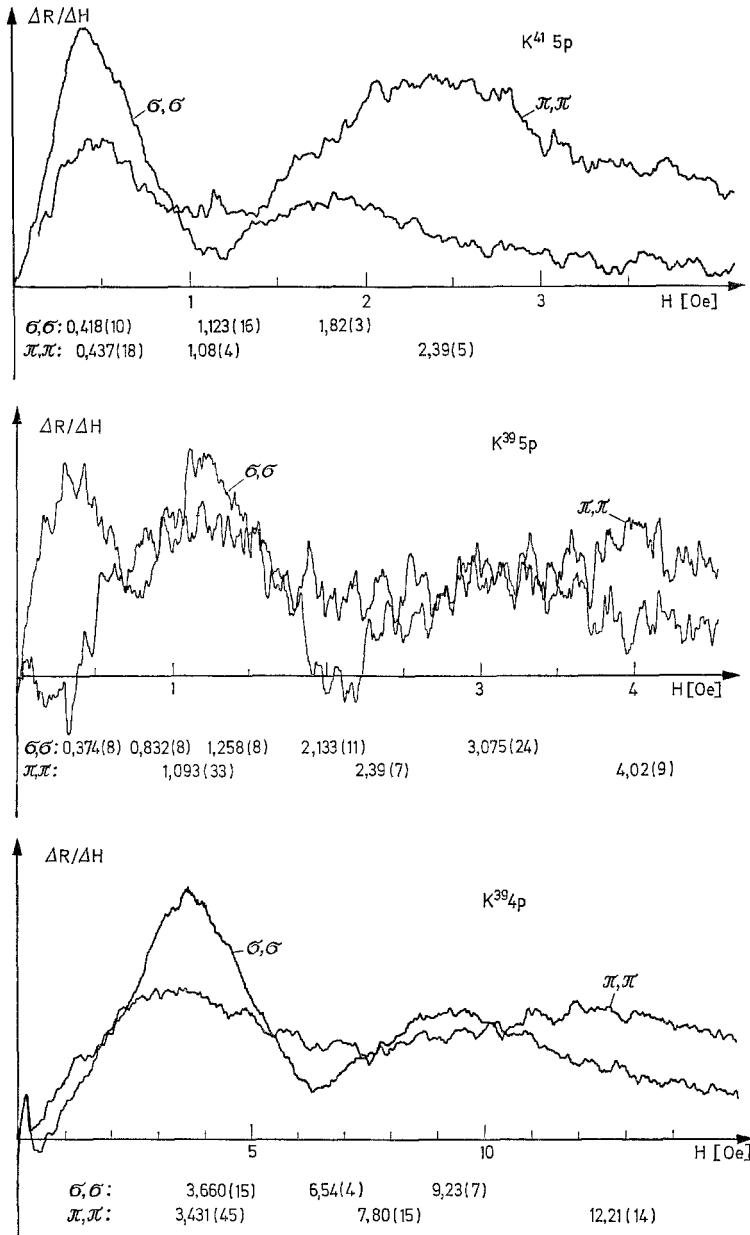


Fig. 5. Registrierte Änderung der Resonanzstrahlungsintensität $\Delta R/\Delta H$ als Funktion des Magnetfeldes H . Nachweiszeitkonstante $T=2$ sec. Verstärkungsfaktoren sind für σ, σ - und π, π -Streuung bei $K^{39} 5p \ ^2P_{3/2}$ und $K^{39} 4p \ ^2P_{3/2}$ gleich, bei $K^{41} 5p \ ^2P_{3/2}$ sind Zeitkonstante und Verstärkung für π, π -Streuung zweimal größer als für σ, σ -Streuung. Die Zahlen unter den Abszissen sind die aus jeweils ca. 20 Meßkurven gemittelten Magnetfeldstärken für die darüber liegenden Extrema (dreifacher mittlerer quadratischer Fehler)

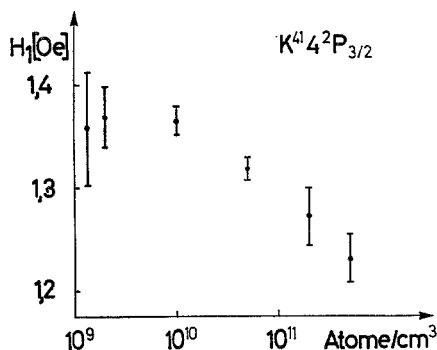


Fig. 6. Magnetfeldwerte H_1 für den $4p^2P_{3/2}$ -Term in Abhängigkeit vom Dampfdruck im Resonanzgefäß

Kaliumisotope stark unterschiedlich ($\Delta \nu(K^{39}) \approx 460$ MHz, $\Delta \nu(K^{40}) \approx 1285$ MHz, $\Delta \nu(K^{41}) \approx 254$ MHz). Außerdem wurden zusätzliche Schwierigkeiten durch Berücksichtigung des schmalen K^{41} -Signals vermieden, die bei Verwendung des natürlichen Isotopengemischs auftreten können.

Beispiele für Registrierkurven, die die verschiedene Auflösung bei verschiedenen Termen bzw. Isotopen zeigen, sind in Fig. 5 und 7 gegeben. Die Messungen am $4p$ -Term sind bei 40°C entsprechend ca. $3 \cdot 10^9$ Atomen pro cm^3 im Streuvolumen und am $5p$ -Term bei 90°C durchgeführt worden, so daß Kohärenzverschmälerungen (vgl. Fig. 6) vernachlässigbar sind.

Ein Vergleich zwischen π - π , σ - π und σ , π -Streuung zeigte zunächst eine starke Abweichung der Messung (Fig. 7) von den nach der Breitschen Formel erwarteten Signalen. π , σ - und σ , π -Signale sollten identisch sein und umgekehrtes Vorzeichen und halbe Intensität wie π , π -Signale haben.

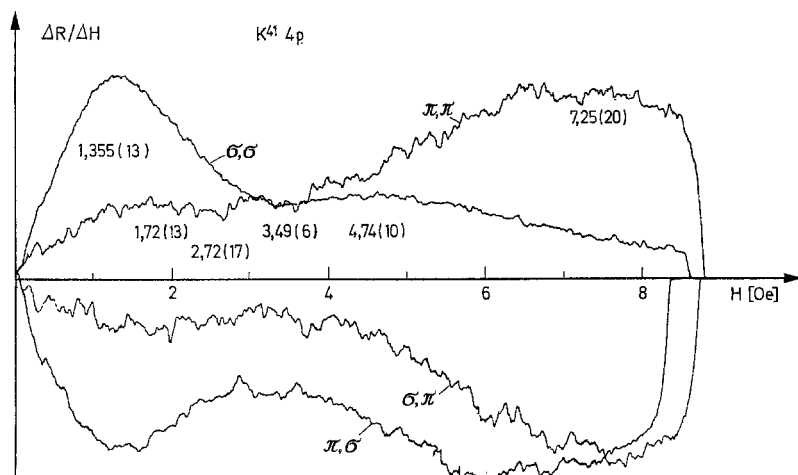


Fig. 7. Änderung der Resonanzstreuintensität $\Delta R/\Delta H$ mit dem Magnetfeld H für 4 verschiedene Polarisationen. Die Signale für π , σ - und σ , π -Streuung sind mit gleicher Verstärkung aufgenommen und weichen stark voneinander ab. Die Zahlen über der Abszisse sind die aus ca. 20 Meßkurven gemittelten Magnetfeldstärken für die darüber liegenden Extrema (dreifacher mittlerer quadratischer Fehler)

Die Abweichung kann dadurch erklärt werden, daß die Intensitätsverteilung des anregenden Lichts über den interessierenden Spektralbereich nicht konstant ist. Durch Variation des Kaliumdampfdrucks und der Hochfrequenzfeldstärke der Lichtquelle bzw. Verwendung von Farbfiltern bei Einstrahlung und von Interferenzfiltern bei der Beobachtung wurde vor der eigentlichen Messung zunächst die Übereinstimmung von π , σ - und σ , π -Signalen überprüft. Das äußere Magnetfeld, parallel zur Horizontalkomponente des Erdfeldes, wurde über den Strom der Helmholtzspulen gemessen. Der Eichfaktor wurde mit genügender Genauigkeit bestimmt durch optisches Pumpen und Hochfrequenzübergänge im Grundzustand. Die Vertikalkomponente war auf besser als 1% kompensiert. Als Test dafür konnte das schmale Signal bei $H=0$ ohne Hochfrequenzeinstrahlung (Breite ca. 30 m Gauß, Fig. 5, $K^{39} 4p$) benutzt werden, das durch optisches Pumpen und Reabsorption innerhalb der Relaxationszeit bei hoher Photonendichte gedeutet werden kann.

IV. Auswertung der Messungen und Ergebnisse

Zum Vergleich zwischen den gemessenen charakteristischen Magnetfeldstärken und Signalthöhen mit den berechneten Werten wurden bei der Berechnung von $\Delta R(H)/\Delta H$ nach der Breitschen Formel die Parameter A, B, Γ zunächst in großen Schritten variiert und die so gewonnenen Werte für die charakteristischen Magnetfeldstärken und Intensitätsverhältnisse ähnlich wie in Fig. 8 aufgetragen. Dabei konnten die möglichen Werte der Parameter für die einzelnen Isotope und Terme soweit eingeschränkt werden, daß eine Berechnung in engeren Grenzen, in denen die Abhängigkeit der charakteristischen Werte von den Parametern näherungsweise linear ist, möglich wurde. Als Beispiel für die Auswertemethode wird die Untersuchung des $5p$ -Terms des K^{41} , mit mittelguter Auflösung, beschrieben. Durch Vergleich der gemessenen Magnetfeldstärken $M_1 = 0,418(10)$ Oe, $M_2 = 1,123(16)$ Oe, $M_3 = 1,820(27)$ Oe mit berechneten Werten H_1, H_2, H_3 (Linien in Fig. 8a) kann zunächst aus M_2 der A -Faktor in guter Näherung unabhängig von B und Γ bestimmt werden. Unter Zuhilfenahme der Magnetfeldwerte und relativen Intensitäten von π, π -Signalen, die empfindlich von der Strahlungsbreite abhängen, werden dann aus den Quotienten M_2/M_1 und M_3/M_1 Werte für B/A festgelegt (Fig. 8b). Die aus verschiedenen Quotienten M_i/M_k bzw. Signalthöhen und bei verschiedener Polarisation gewonnenen Werte für B/A hängen verschieden stark von den Meßwerten ab und sind entsprechend diesem Gewicht bei der Mittelwertbildung berücksichtigt worden. Die in der Tabelle 1 angegebenen Meßergebnisse für A und B sind bei genauerer Kenntnis von g_J mit $g_J 3/4$ zu multiplizieren, da die Hyperfeinstrukturaufspaltung im äußeren Magnetfeld mit dem Russel-

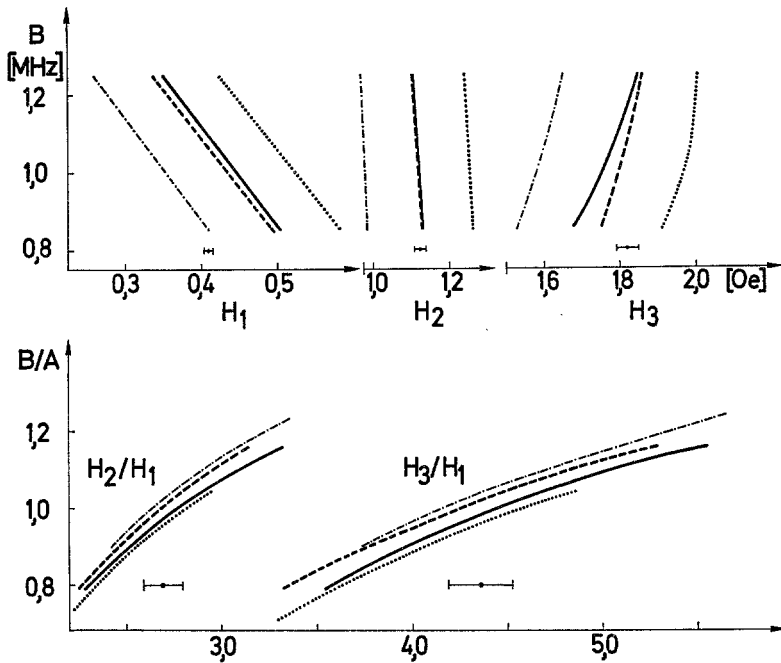


Fig. 8. Beispiel für Auswertung zur Bestimmung von A und B/A aus den gemessenen charakteristischen Magnetfeldstärken für K^{41} , $5p$ und σ, σ -Streuung. Die Meßwerte mit ihren Fehlergrenzen sind dicht über den Abszissen eingetragen. Die Linien sind berechnet und bedeuten: — $A=1,08$ MHz, $\tau=122$ nsec; --- $A=1,08$ MHz, $\tau=130$ nsec; - - - - $A=0,95$ MHz, $\tau=122$ nsec; $A=1,2$ MHz, $\tau=122$ nsec

Saunders-Wert $g_J=4/3$ berechnet wurde. Die Fehlergrenzen enthalten den dreifachen mittleren quadratischen Fehler der gemessenen Magnetfeldstärken und Signalhöhen und die Unsicherheit zweier Parameter, die bei der Bestimmung des dritten mit eingeht. Infolge der besseren Auflösung der Signale der $5p$ -Terme sind die Fehlergrenzen der entsprechenden Werte kleiner.

Tabelle 1. Zusammenstellung der Meßergebnisse für K^{39} und K^{41}

Term	Isotop	$\Gamma/2\pi$ [MHz]	A [MHz]	B [MHz]	B/A
$4p\ ^2P_{3/2}$	K^{39}	5,7 (4)	6,13(5)	2,72(12)	0,444(16)
	K^{41}		3,40(8)	3,34(24)	0,983(46)
$5p\ ^2P_{3/2}$	K^{39}	1,33(4)	1,97(2)	0,85 (3)	0,433(10)
	K^{41}		1,08(2)	1,06 (4)	0,980(20)

V. Diskussion der Meßergebnisse und Bestimmung der elektrischen Kernquadrupolmomente von K^{39} und K^{41}

Aus den in Tabelle 1 angegebenen Strahlungsbreiten folgt für die mittlere Lebensdauer τ der untersuchten Terme $\tau(4p^2P_{3/2}) = 28(2)$ nsec und $\tau(5p^2P_{3/2}) = 120(4)$ nsec. In beiden Fällen konnten die nach BATES und DAMGAARD berechneten Werte⁶ bestätigt werden. Für den $4p^2P_{3/2}$ -Term liegen noch weitere Messungen vor: $\tau = 27,1(9)$ nsec (magnetic rotation)¹²; $\tau = 25,5(8)$ nsec (Haken-Methode)¹³; $\tau = 27,8(5)$ nsec (phase shift)¹⁴. Die aus relativen Intensitäten gewonnenen Oszillatorenstärken¹⁵ entsprechen der für den $4p$ -Term gemessenen Lebensdauer, sind aber für den $5p$ -Term erheblich größer als es einer Lebensdauer von 120 nsec entspricht.

Bei der Berechnung der elektrischen Kernquadrupolmomente¹⁶ nach

$$A = \frac{2\mu_B^2}{h} g_I \frac{L(L+1)}{J(J+1)} \overline{\langle r^{-3} \rangle}_J F_r (1-\varepsilon)(1-\delta), \quad (I)$$

$$B = \frac{e^2 Q}{h} \cdot \frac{(2J-1)}{(2J+2)} \overline{\langle r^{-3} \rangle}_J R_r \quad (II)$$

aus B/A ist zu berücksichtigen, daß bei Polarisierung der Elektronenhülle durch das Leuchtelektron bzw. durch den Kern Korrekturen auftreten, die erheblich größer als die Meßfehler sein können. Sieht man zunächst von solchen Störungen ab, so ergeben sich aus den in Tabelle 1 angegebenen Meßergebnissen für B/A die Werte:

$$4p^2P_{3/2}: Q(K^{39}) = 0,062_5(2_4) 10^{-24} \text{ cm}^2; \quad Q(K^{41}) = 0,076_1(3_6) 10^{-24} \text{ cm}^2$$

$$5p^2P_{3/2}: Q(K^{39}) = 0,061_1(1_4) 10^{-24} \text{ cm}^2; \quad Q(K^{41}) = 0,076_0(1_5) 10^{-24} \text{ cm}^2.$$

Das Verhältnis $Q(K^{41})/Q(K^{39}) = 1,23(5)$ stimmt gut mit dem aus Molekülstrahlungsmessungen¹⁷ gewonnenen Quotienten $1,220(2)$ überein.

Betrachtet man die in der vorliegenden Arbeit bestimmten A -Faktoren von K^{39} und K^{41} , zusammen mit den Ergebnissen für $K^{40(1)}$, als unabhängige Messungen für die Erwartungswerte $\langle a_0/r \rangle_{np}^3$, so erhält man unter Verwendung der bekannten magnetischen Momente³ die in

12. STEPHENSON, G.: Proc. Phys. Soc. (London) A **64**, 458 (1951).

13. OSTROVSKII, YU., I., and N. P. PENKIN: Opt. Spektry. (USSR) **12**, 379 (1962).

14. LINK, J. K.: J. Opt. Soc. Am. **56**, 1195 (1966).

15. CORLISS, C. H., and W. R. BOZMAN: Natl. Bur. Std., Monograph **35**, (1962).

16. KOPFERMANN, H.: Kernmomente, 2. Aufl. Frankfurt a. Main: Akad. Verlagsges. 1956.

17. LEE, C. A., B. P. FABRICAND, R. O. CARSON, and I. I. RABI: Phys. Rev. **91**, 1395 (1953).

Tabelle 2. Nach Formel (I) unter Verwendung der bekannten magnetischen Momente berechnete Erwartungswerte für $\langle a_0/r \rangle_{np}^3$

	$4p^2P_{3/2}$	$5p^2P_{3/2}$
K^{39} :	0,459 ₂ (3 ₈)	0,147 ₇ (1 ₅)
K^{40} :	0,457 ₅ (3 ₆)	0,147 ₇ (1 ₂)
K^{41} :	0,464 ₄ (11 ₀)	0,147 ₅ (2 ₇)

Tabelle 3. Aus Meßdaten berechnete Werte für $\langle a_0/r^3 \rangle$

	Aus $\delta\tilde{W}$	Aus $A(^2P_{1/2})$	Aus $A(^2P_{3/2})$	Korrigierte Werte aus $A(^2P_{1/2})$ und $A(^2P_{3/2})$
$4p$:	0,458	0,425(4)	0,459(3)	0,431(6)
$5p$:	0,143	0,132(2)	0,148(1)	0,135(3)

Tabelle 2 angegebenen Größen*. Diese Werte können mit den für K^{39} bekannten A -Faktoren der $4p$ und $5p^2P_{1/2}$ -Terme^{4, 18} und mit den aus der Feinstrukturaufspaltung $\delta\tilde{W}$ berechneten Werten¹⁶ verglichen werden (Tabelle 3). Da das Verhältnis $A(^2P_{1/2})/A(^2P_{3/2})$ für beide Terme vom theoretischen Wert 5,09 abweicht (4,71(5) für den $4p$ -Term und 4,56(12) für den $5p$ -Term) wurde auch versucht, die magnetischen Wechselwirkungskonstanten bezüglich s -Anregung zu korrigieren^{19, 20}. Die korrigierten Werte liegen dicht bei den aus $^2P_{1/2}$ -Termen berechneten, während die aus $A(np^2P_{3/2})$ bestimmten Werte besser mit den aus $\delta\tilde{W}$ gewonnenen übereinstimmen. Für die Berücksichtigung der Polarisierung des Elektronenrumpfes durch das Kernquadrupolmoment sind von STERNHEIMER²⁰ verschiedene Korrekturfaktoren (Antishielding) angegeben worden, welche die aus den Hyperfeinstrukturdaten gewonnenen Werte für $Q(K^{39})$ und $Q(K^{41})$ noch um 20% verkleinern können.

Herrn Prof. Dr. H. BUCKA danke ich für zahlreiche klärende Diskussionen und sein stets förderndes Interesse an dieser Arbeit.

Die Deutsche Forschungsgemeinschaft stellte in dankenswerter Weise wertvolle Meßgeräte zur Verfügung.

* Die gute Übereinstimmung von $\langle a_0/r^3 \rangle$ für K^{39} und K^{41} kann als Bestätigung dafür aufgefaßt werden, daß die zur Bestimmung von A , B und F ausgewählten Magnetfeldstärken von der spektralen Intensitätsverteilung der Lichtquelle innerhalb der Meßgenauigkeit nicht beeinflußt wurden.

18. FOX, W. N., and G. W. SERIES: Proc. Phys. Soc. (London) **77**, 1141 (1961).

19. SCHWARTZ, C.: Phys. Rev. **99**, 1035 (1955).

20. STERNHEIMER, R. M.: Phys. Rev. **105**, 158 (1957).

Dr. J. NEY
Institut für Kernphysik
Technische Universität Berlin
1000 Berlin 37, Rondellstr. 5