

Abb. 4. Abhängigkeit der Energie E der L-Röntgen-Strahlung der leichten und der schweren Spaltprodukt-Gruppe von der Ordnungszahl Z der Target-Atome.

(die Hüllen tauchen sehr tief ineinander) völlig abgeklungen ist; die Flugdauer eines Spaltprodukts auf der Länge eines Atomdurchmessers liegt in der Größenordnung 10^{-17} sec, die Lebensdauer von Röntgen-Niveaus in der Größenordnung 10^{-16} sec. Erklärungen über die Ionenladung der Spaltprodukte sind wegen der Größe des Effektes und seinem Auftreten auch bei der Eigenstrahlung der Target-Atome wenig wahrscheinlich.

Die Messung der L-Röntgen-Energie der Spaltprodukte als Funktion ihrer Masse ermöglicht wegen des Zusammenhangs der Energie mit der Ordnungszahl Aussagen über die primäre Ladungsverteilung der Spaltprodukte. Ergebnisse solcher Messungen stimmen mit anderen Daten überein¹¹.

Herrn Prof. Dr. H. MAIER-LEIBNITZ sei herzlich gedankt für sein Interesse an dieser Arbeit.

¹¹ P. ARMBRUSTER, D. HOVESTADT, H. MEISTER u. H. J. SPECHT, Nucl. Phys. **54**, 586 [1964].

Das Muonen-Spektrum in 3000 m Höhe

Von O. C. ALLKOEFER und J. TRÜMPER

Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Universität Kiel

(Z. Naturforsch. **19 a**, 1304—1309 [1964]; eingegangen am 11. Juli 1964)

In 3000 m Höhe wurde mit einem magnetischen Impulsspektrographen das Gesamtspektrum der Ultrastrahlungsteilchen gemessen und daraus das Muonen-Spektrum hergeleitet. Auf Meereshöhe wurden mit der gleichen Apparatur Vergleichsmessungen durchgeführt. Ferner wurden aus den Spektren der positiven und negativen Teilchen die Verläufe des Ladungsverhältnisses bestimmt. Durch Neigung des Spektrographen um den Zenitwinkel von $37,5^\circ$ in Ost- und West-Richtung wurde die spektrale Intensitätsabnahme untersucht. Der Meßbereich des Spektrographen reicht von $2 \cdot 10^8$ eV/c bis $2 \cdot 10^{10}$ eV/c.

Messungen der Impulsspektren von Ultrastrahlungsteilchen werden auf Meereshöhe seit Jahren durchgeführt. Dabei ist es das Ziel, Einblick in den Wechselwirkungs-Mechanismus zu gewinnen, auf Grund dessen die sekundären Teilchen durch die primäre Ultrastrahlung gebildet werden. Da die Aussagen darüber um so wichtiger und interessanter werden, je höher der meßbare Impuls reicht, wurde in den letzten Jahren das Augenmerk vornehmlich darauf gerichtet, das Auflösungsvermögen von Ultrastrahlungs-Spektrographen so hoch wie möglich zu treiben. Der maximal meßbare Impuls liegt bei den größten Spektrographen heute fast bei 1000 GeV/c

(s. Anm. ^{1, 2}). Entsprechend der hohen Meßgenauigkeit hat die Aufwendigkeit der Apparaturen zugenommen.

Eine Frage, die im Zusammenhang mit Ultrastrahlungs-Spektren ebenfalls interessiert, ist die Höhenabhängigkeit der Spektren, da sich durch Vergleich der Spektren der einzelnen Komponenten in verschiedenen atmosphärischen Tiefen ebenfalls Aufschlüsse über den Wechselwirkungsmechanismus der Teilchen mit den Kernen der Luft gewinnen lassen. Im Unterschied zu Untersuchungen auf Meereshöhe, wo man es praktisch nur mit Muonen zu tun hat, spielen mit zunehmender Höhe auch andere Ultrastrah-

¹ J. E. R. HOLMES, B. G. OWEN u. A. L. RODGERS, Proc. Phys. Soc., Lond. **78**, 496 [1961].

² G. BROOKE, M. GARDENER, J. L. LLOYD, S. KISDNASAMY u. A. W. WOLFENDALE, Proc. Phys. Soc., Lond. **80**, 674 [1962].



lungskomponenten eine Rolle. Dem Muonen-Spektrum sind das Protonen- und das Elektronen-Spektrum überlagert, die mit zunehmender Höhe mehr und mehr ins Spiel kommen. Da bei derartigen Untersuchungen der Impulsspektrograph auf Bergeshöhen gebracht werden muß, kommt es im Gegensatz zu Messungen auf Meereshöhe darauf an, eine relativ kleine und unaufwendige Apparatur zu betreiben. Zwangsläufig wird man dadurch auf allzu großes Auflösungsvermögen verzichten müssen.

Die Messungen wurden auf der Zugspitze (Höhe: 2960 m; geographische Breite: $47,5^\circ \text{N}$) durchgeführt. Sie erfolgten in der Zeit vom 27. 10. 61 bis 23. 1. 62.

Mit der gleichen Apparatur wurde in der Zeit vom 21. 3. 62 bis 30. 11. 62 das Spektrum der Muonen auf Meereshöhe in Kiel (geographische Breite: $54,5^\circ \text{N}$) gemessen.

1. Aufbau der Apparatur

Die Messung der Spektren erfolgte mit Hilfe eines magnetischen Ultrastrahlungs-Spektrographen. Als Ortsanzeige-Detektoren dienten Funkenkammern. Den schematischen Aufbau der Anordnung zeigt Abb. 1.

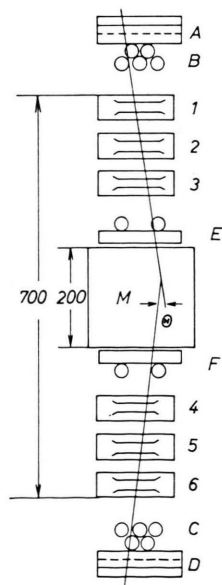


Abb. 1. Schematischer Aufbau des Funkenzähler-Spektrographen. A, B, C, D Zählrohlagen, E, F Antikoinzidenzzählrohre, 1–6 Funkenzähler, M Magnet.

Die Apparatur entspricht im wesentlichen dem in ³ beschriebenen Spektrographen. Der Magnet hat einen Spalt von $2,5 \times 5 \text{ cm}^2$ Querschnitt und 20 cm Länge. Sein $\int B \, dl$ beträgt $3780 \text{ Gauß} \times 20 \text{ cm} = 7,56 \cdot 10^4 \text{ Gauß cm}$. Die Teilchendurchgänge werden durch 4-fach-

Koinzidenzen zwischen 4 gekreuzten Zählrohlagen registriert. Eine Anordnung von Antikoinzidenzzählrohren direkt ober- und unterhalb des Magneten scheidet Teilchen aus, die durch das Eisen des Magneten gehen. Die Betriebsweise der Funkenkammern ist in ⁴ beschrieben. Sie zeichnet sich dadurch aus, daß im Ruhezustand an den Kammern ein Potential dicht unterhalb der statischen Durchbruchspannung liegt. Diese Betriebsweise hat den Vorteil, daß auch bei längeren Verzögerungen des Triggerimpulses (in diesem Spektrometer $1 \mu\text{sec}$) eine gute Ortsgenauigkeit in den Funkenkammern erreicht wird. Die Standardabweichung beträgt 0,24 mm.

2. Auswertung der Aufnahmen und Genauigkeit der Messung

Die Aufnahmen wurden mit einer Robotkamera mit 60 m Kassette gemacht. Zur Auswertung wurden die Negative in Originalgröße in der Apparatur projiziert und die Ablenkwinkel der Teilchen mit Hilfe einer speziellen mechanischen Winkelmeßapparatur ausgemessen. Abb. 2 zeigt eine schematische Zeichnung der Auswertearratur: Auf einem in senkrechter Richtung beweglichen Schlitten sind zwei um einen gemeinsamen Punkt drehbare Plexiglaslineale angebracht. Auf diesen

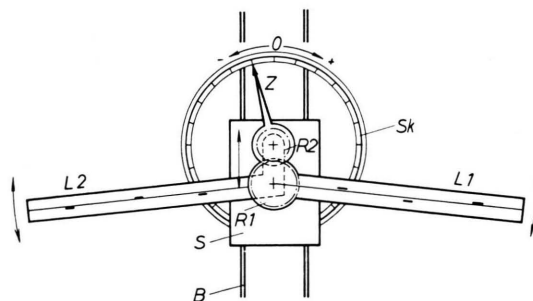


Abb. 2. Winkelmeß-Apparatur für Funkenkameraufnahmen. B Laufschienen; S Schlitten; L1 Meßlineal; L2 Meßlineal; R1 Zahnrad, das starr mit L1 verbunden ist; R2 Zahnrad, dessen Drehpunkt starr mit L2 verbunden ist; Z Zeiger, der mit R2 starr verbunden ist; Sk Skala, die mit L2 fest verbunden ist.

Linealen sind Geraden eingeritzt, die als Ausgleichsgeraden durch die beiden Funkentripel gelegt werden. Der Ablenkwinkel wird durch eine mechanische Übersetzung um einen Faktor 20 vergrößert und kann auf einer Kreisskala abgelesen werden. In der folgenden Tabelle sind die einzelnen Fehler, mit denen eine Winkelmessung behaftet ist, aufgeführt:

Ungenauigkeit der Funkenkammern	5'
mechanisches Spiel der Auswertapparatur	2'
Ablesegenauigkeit	1'

Tab. 1.

³ O. C. ALLKOEFER, Atomkernenergie 4, 389 [1959].

⁴ J. TRÜMPER, Atomkernenergie 5, 21 [1960].

Der maximal meßbare Impuls (mmi), d. h. der Impuls, bei dem der Meßfehler 100% beträgt, ist

$$\text{mmi} = 20 \text{ GeV}/c.$$

3. Das Muonen-Spektrum in vertikaler Richtung

Abb. 3 zeigt das in 2960 m Höhe registrierte Gesamtspektrum der Ultrastrahlung. Der Meßbereich reicht von $2 \cdot 10^8 \text{ eV}/c$ bis $2 \cdot 10^{10} \text{ eV}/c$. Das Spektrum ist absolut gemessen. Der Anstieg des Spektrums im niederenergetischen Bereich ist auf die Elektronen zurückzuführen.

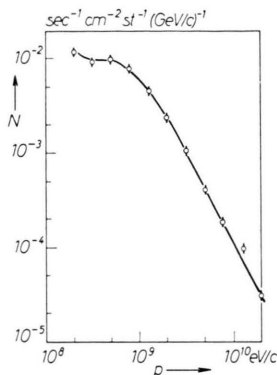


Abb. 3. Gesamtspektrum der Ultrastrahlungsteilchen in 2960 m Höhe.

Es wurde aus den Messungen von BARKER⁵ und DAION⁶ das differentielle Elektronen-Spektrum hergeleitet und vom Gesamtspektrum subtrahiert. Ferner wurde noch das von KOCHARIAN et al.⁷ gemessene Protonenspektrum abgezogen. Das auf diese

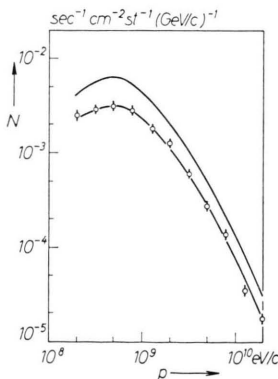


Abb. 4. Muonen-Spektrum in 2960 m Höhe (zum Vergleich ist das Muonen-Spektrum in Meereshöhe dargestellt).

Weise erhaltene Muonen-Spektrum zeigt Abb. 4. Der Anstieg im niederenergetischen Bereich ist damit weggefallen. Zum Vergleich ist in das Diagramm das auf Meereshöhe in Kiel gemessene Muonen-Spektrum eingezeichnet.

In Abb. 5 sind die Spektren für die positiven und negativen Teilchen getrennt dargestellt.

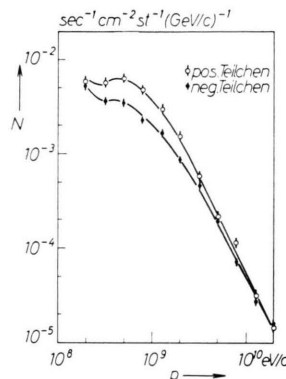


Abb. 5. Spektrum der positiven und negativen Teilchen in 2960 m Höhe.

Der Spektrograph wurde auch in geneigten Richtungen betrieben. Die Spektren bei einem Zenitwinkel von $37,5^\circ$ wurden in der Ost-West-Ebene untersucht. Die Abb. 6 und 7 zeigen die Gesamtspektren in östlicher und westlicher Neigungsrichtung. Die beiden Spektren zeigen innerhalb der Meßgenauigkeit keine Unterschiede. Ein Ost-West-Effekt ist an dem Breitengrad der Untersuchung

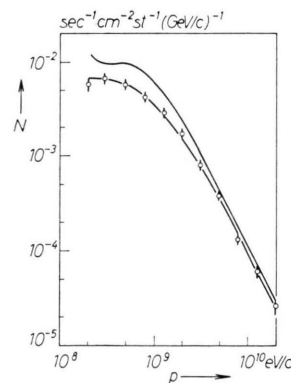


Abb. 6. Gesamtspektrum in 2960 m Höhe bei dem Zenitwinkel $37,5^\circ$ Ost (zum Vergleich ist das vertikale Gesamtspektrum dargestellt).

⁵ P. R. BARKER, Phys. Rev. **100**, 860 [1955].

⁶ M. I. DAION, Soviet Phys.—JETP **6**, 897 [1958].

⁷ N. M. KOCHARIAN, G. S. SAAKIAN, Z. A. KIRAKOSIAN u. A. S. ALEKSANIAN, Soviet Phys.—JETP **8**, 933 [1959].

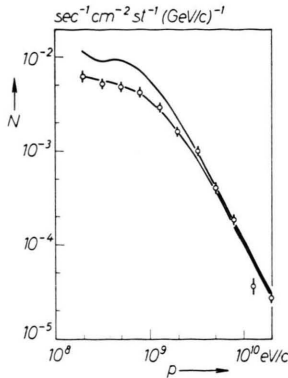


Abb. 7. Gesamtspektrum in 2960 m Höhe bei dem Zenitwinkel $37,5^\circ$ West (zum Vergleich ist das vertikale Gesamtspektrum dargestellt).

($47,5^\circ$ N) nach BURBURY und FENTON⁸ innerhalb der Fehlergrenze nicht zu erwarten. Zum Vergleich ist in den beiden Diagrammen jeweils das vertikale Gesamtspektrum dargestellt, so daß die spektrale Intensitätsabnahme ersichtlich wird.

4. Das Ladungsverhältnis

Der Unterschied der Spektren der positiven und negativen Teilchen (Abb. 5) läßt sich auch in Form des positiven Ladungsverhältnisses ($k = N_+/N_-$) darstellen. In Abb. 8 ist das Ladungsverhältnis über den gesamten Meßbereich dargestellt. Ferner sind

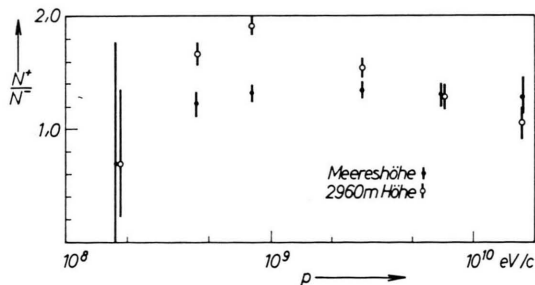


Abb. 8. Verteilung des Ladungsverhältnisses in 2960 m Höhe (○) und in Meereshöhe (●).

die auf Meereshöhe gemessenen Werte im gleichen Bereich eingetragen.

Auch bei dem Zenitwinkel von $37,5^\circ$ in der Ost-West-Ebene wurden die Verteilungen des Ladungsverhältnisses dargestellt. In Abb. 9 ist die Verteilung in östlicher Neigungsrichtung und in Abb. 10 in westlicher Neigungsrichtung aufgetragen.

⁸ D. W. P. BURBURY u. K. B. FENTON, Austr. J. Sci. Res. A 5, 47 [1952].

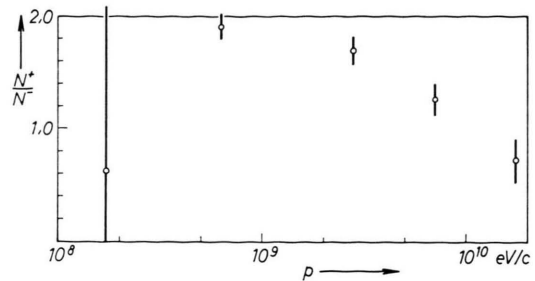


Abb. 9. Verteilung des Ladungsverhältnisses in 2960 m Höhe $37,5^\circ$ Ost.

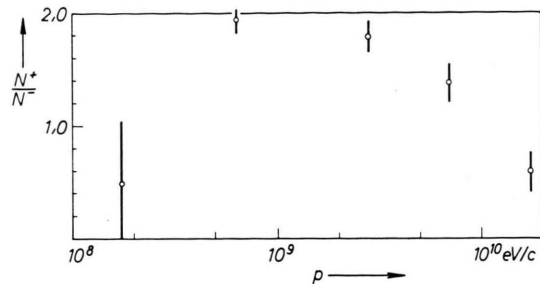


Abb. 10. Verteilung des Ladungsverhältnisses in 2960 m Höhe $37,5^\circ$ West.

Man entnimmt den Verläufen des Ladungsverhältnisses für alle drei Richtungen, daß für kleine Impuls-
werte ($< 3 \cdot 10^8$ eV/c) k etwa den Wert 1 annimmt. Dieser Wert kommt dadurch zustande, daß bei kleinen Energien das Spektrum von den Elektronen bestimmt wird und das Elektron-Positron-Verhältnis den Wert 1 besitzt. Die Kurve steigt dann steil an, um in der Gegend von $5 \cdot 10^8$ eV/c ein Maximum zu durchlaufen. Dieses Maximum ist in allen Richtungen vorhanden und erklärt sich aus der Protonen-Komponente des Gesamtspektrums. Nachdem das Protonen-Maximum durchlaufen ist, nimmt k wieder langsam ab und mündet bei etwa 7 GeV/c in den Verlauf des Meereshöhen-Spektrums ein.

5. Die Protonen

Geht man davon aus, daß der von den Muonen herrührende positive Exzeß in 3000 m Höhe sich von dem Exzeß auf Meereshöhe nicht unterscheidet und außerdem über den hier betrachteten Spektrums-Bereich konstant ist ($k_\mu = 1,25$), so läßt sich aus den Spektren der positiven und negativen Teilchen im Intervall i der Protonen-Anteil durch

$$I_p^i = I_+^i - k_\mu I_-^i$$

bestimmen. Allerdings muß vorher noch der Elektronen-Anteil abgezogen werden. Summiert man über das gesamte Spektrum, so erhält man den relativen Protonen-Anteil in dieser Höhe. Es ergibt sich, daß in dem Impulsbereich von $5 \cdot 10^8$ eV/c bis $2 \cdot 10^{10}$ eV/c die Protonen $(19,7 \pm 3)\%$ der gesamten Komponente (abzüglich der Elektronen) ausmachen. In dem Impulsbereich von $2 \cdot 10^8$ eV/c bis $2 \cdot 10^{10}$ eV/c beträgt der Protonen-Anteil $(20,8 \pm 2)\%$ Prozent.

6. Diskussion der Ergebnisse

Das Muonen-Spektrum auf Meereshöhe kann mit den bisher gemessenen Spektren verglichen werden. Von GARDENER et al.⁹ wurden die bis 1961 gemessenen Spektren zusammengestellt. In Abb. 11 ist zusätzlich zu den nicht normierten Spektren das Meeres-

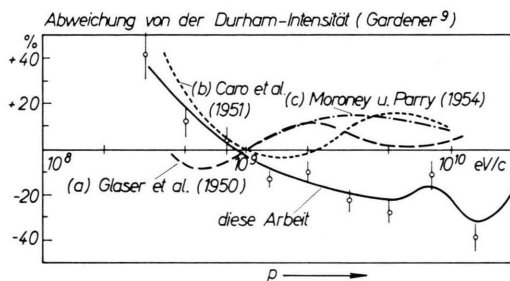


Abb. 11. Vergleich der Abweichungen der Muonen-Spektren in Meereshöhe. (a) D. A. GLASER, B. HAMERMESH u. G. SAFONOV, Phys. Rev. **80**, 625 [1950]; (b) D. E. CARO, J. K. PARRY u. H. D. RATHGEER, Austr. J. Sci. Res. **A 4**, 16 [1951]; (c) J. R. MORONEY u. J. K. PARRY, Austr. J. Sci. Res. **A 7**, 423 [1954].

höhen-Spektrum eingezeichnet, woraus die Abweichungen ersichtlich sind. Daß dieses Spektrum geringere Abweichungen zeigt, wie das ebenfalls mit dem Funkenzähler-Spektrographen 1959 gemessene Muonen-Spektrum¹⁰, liegt daran, daß die Cut-off-Korrektur bei dem damaligen Spektrum im niederenergetischen Bereich zu gering angesetzt worden war.

Ein ähnlicher Vergleich wurde mit den in 3000 m Höhe gemessenen Spektren durchgeführt. Messungen in diesem Höhenbereich liegen bisher nur von russischen Gruppen vor. Von KOCHARIAN¹¹ wurde das Muonen-Spektrum 1956 in etwa demselben Impuls-

bereich wie bei diesen Untersuchungen in einer Höhe von 3200 m absolut gemessen. Die Untersuchungen erfolgten mit einem Zählrohr-Spektrographen. 1959 wurde mit der gleichen Apparatur von KOCHARIAN und Mitarbeitern⁷ das Spektrum ebenfalls in 3200 m Höhe, diesmal zu höheren Energien hin (bis $6 \cdot 10^{10}$ eV/c), gemessen. Diese Werte wurden nicht absolut erhalten, sondern das Spektrum wurde an das 1956 bestimmte angepaßt. Außer diesen beiden Messungen gibt es noch eine Untersuchung in 3250 m Höhe von VAISENBERG¹². Als Apparatur diente ebenfalls ein Zählrohr-Spektrograph. Der Impulsbereich reichte jedoch nur von 0,2 bis 2 GeV/c. Die Intensitätswerte wurden relativ angegeben.

In Abb. 12 sind die Abweichungen der Muonen-Spektren der russischen Gruppen von unserem Spektrum dargestellt. Da die Werte von KOCHARIAN (1956) und KOCHARIAN (1959) in einer etwas größeren Höhe erhalten wurden, wurden die Spektren, um sie absolut vergleichen zu können, mit Hilfe der Absorptionslänge für Muonen auf 3000 m Höhe umgerechnet. Das Spektrum von VAISENBERG wurde bei 1 BeV/c an unser Spektrum angepaßt. Die Abweichungen betragen maximal 30%.

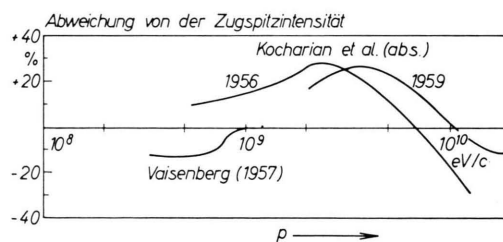


Abb. 12. Vergleich der Abweichungen der Muonen-Spektren in 3000 m Höhe.

Ferner lassen sich die Werte des Protonen-Anteils mit denen anderer Autoren vergleichen. Solche Untersuchungen wurden schon früher, bevor Registrierungen der Spektren erfolgten, durchgeführt. In Tab. 2 sind die Protonen-Anteile in Prozent der gesamten harten Komponente dargestellt. Es ist bei dem Vergleich zu berücksichtigen, daß die Werte in etwas verschiedenen Höhen und vor allem in verschiedenen Impulsbereichen und verschiedenen geomagnetischen Breiten erhalten wurden.

⁹ M. GARDENER, D. G. JONES, F. E. TAYLOR u. A. W. WOLFENDALE, Proc. Phys. Soc., Lond. **80**, 697 [1962].

¹⁰ O. C. ALLKOFER, Z. Phys. **158**, 274 [1960].

¹¹ N. M. KOCHARIAN, M. T. AIVAZIAN, J. A. KIRAKOSIAN u. A. S. ALEKSANIAN, Soviet Phys. — JETP **3**, 350 [1956].

¹² A. O. VAISENBERG, Soviet Phys. — JETP **5**, 352 [1957].

p (GeV/c)	h (m)	Protonen (%)	Autoren	Zeit
$> 0,31$	3650	11 ± 1	BECKER et al. ¹³	1955
$> 0,4$	3200	12	KOCHARIAN et al. ¹¹	1956
$> 0,3$	3400	19 ± 2	WHITTEMORE et al. ¹⁴	1952
$0,7-2,0$	3400	20 ± 2	MILLER et al. ¹⁵	1954
$0,34-2,5$	3250	$13-17$	VAISENBERG ¹²	1957
> 1	3250	$4,8 \pm 0,05$	ALIKHANIAN et al. ¹⁶	1957
$0,2-20$	3000	21 ± 2	diese Arbeit	1962
$0,5-20$	3000	20 ± 3	diese Arbeit	1962

Tab. 2.

¹³ J. BECKER, D. P. CHANSON, E. NAGEOTTE u. P. TREILLE, J. Phys. Radium **16**, 191 [1955].

¹⁴ W. L. WHITTEMORE u. R. P. SHUTT, Phys. Rev. **86**, 940 [1952].

Wir danken Herrn Professor Dr. E. BAGGE für die Förderung und Unterstützung dieser Arbeit. Herrn Professor Dr. W. HEISENBERG danken wir dafür, daß er uns die Laborräume auf der Zugspitze zur Verfügung stellte und Herrn Dr. B. MEYER für die freundliche Aufnahme in diesen Räumen. Ferner möchten wir uns bei Herrn SCHILDKNECHT, Frau WEBER, Fräulein WÖHREN und Fräulein STELTNER für die Hilfe bei der mühsamen Auswertung der Meßergebnisse bedanken.

¹⁵ CH. E. MILLER, J. E. HENDERSON, G. R. GARRISON, D. S. POTTER, W. S. SANDSTROM u. J. TODD, Phys. Rev. **94**, 167 [1954].

¹⁶ A. I. ALIKHANIAN u. A. O. VAISENBERG, Soviet Phys.—JETP **5**, 349 [1957].

Zur Hyperfeinstruktur von gelösten freien Radikalmolekülen mit mehreren äquivalenten Kernmomenten

Von W. MÜLLER-WARMUTH

Max-Planck-Institut für Chemie (Otto-Hahn-Institut), Mainz

(Z. Naturforsch. **19 a**, 1309—1317 [1964]; eingegangen am 30. Juni 1964)

Theoretische und experimentelle Untersuchungen der Hyperfeinstruktur von freien Radikalen in Lösung, bei denen eine isotrope Kopplung des ungepaarten Elektronenspins an mehrere äquivalente Kernmomente besteht, zeigten: 1. Die im starken Magnetfeld vorhandenen Energieentartungen werden im schwächeren Feld zum großen Teil aufgehoben, wodurch zusätzliche Aufspaltungen auftreten; 2. Die Energieeigenwerte lassen sich berechnen, wenn man die Operatoren der einzelnen äquivalenten Kernspins zu einem resultierenden Kernspin zusammensetzt, wobei verschiedene resultierende Quantenzahlen auftreten; 3. Übergänge sind nur zwischen gleichen resultierenden Kernspinquantenzahlen möglich. — Mit diesen Ergebnissen wurden die mit Hilfe einer Doppelresonanztechnik im schwachen Magnetfeld ausgemessenen Spektren von Tetrazyanoäthylenradikalen (Kopplungskonstante 4,39 MHz), von DPPH (24,9 MHz) und Galvinoxyl (16,6 MHz und 3,8 MHz) interpretiert.

In den meisten freien Radikalmolekülen bewegen sich die ungepaarten Elektronen auf stark delokalisierten Bahnen. Sie stehen daher häufig mit mehreren magnetischen Kernmomenten gleichzeitig in Wechselwirkung. Die im Mikrowellengebiet beobachteten Elektronenresonanz (ESR)-Spektren zeichnen sich dann durch eine große Zahl von Linien aus. Diese Hyperfeinstruktur ist im Prinzip einfach zu erklären, auch wenn die praktische Auswertung durch die mit der Zahl der Wechselwirkungspartner rapide anwachsende Linienzahl schwierig werden kann. Starke Vereinfachungen treten auf, wenn Symmetrieeigenschaften mehrere Kerne im Molekül miteinander

verbinden. Bei einer Kopplung des ungepaarten Elektronenspins an n identische und äquivalente magnetische Kernmomente (Kernspin I) fällt nämlich ein Teil der Energieterme zusammen; die Linienzahl reduziert sich auf $2nI + 1$ mit einer symmetrischen Intensitätsverteilung um das Zentrum¹. Die hier zur Diskussion stehende Frage lautet jetzt: Inwieweit wird diese teilweise bestehende Energieentartung aufgehoben, wenn die ZEEMAN-Energie der Elektronenspins nicht mehr weitaus größer als die Hyperfeinkopplungsenergie ist. Es soll untersucht werden, wie solche Spektren in Magnetfeldern aussehen, die vergleichbare Größenordnung wie die durch die Kernmomente verursachten Zusatzfelder besitzen.

¹ D. J. E. INGRAM, Free Radicals as Studied by ESR, Butterworth, London 1958.