



Abb. 4. Wirkungsquerschnitt für die Photoerzeugung von π^+ bei 150° im Schwerpunktsystem. Symbole wie in Abb. 3.

eine andere ist. Abb. 3 und Abb. 4 wurden mit $f^2 = 0,080$ berechnet.

Unsere Voraussage für $\sigma(90^\circ)$ folgt an der linken Flanke der Resonanz etwa dem experimentellen Verlauf, stimmt bei 300 MeV deutlich besser mit den Experimenten überein als bei LAZARUS et al. und liegt dann an der rechten Flanke systematisch zu hoch.

$\sigma(150^\circ)$ stimmt bei 230 MeV gut, am Maximum ist

es zwar mit den Messungen von WALKER et al. verträglich, die mit einem magnetischen Spektrometer gemacht worden sind, aber die mit Zählern ausgeführten Messungen von KNAPP et al.⁷ und von TOLLESTRUP et al. liegen wesentlich tiefer. Bei den letzteren fällt das nicht so sehr ins Gewicht, weil sie schon bei 230 und 260 MeV merklich kleinere Werte ergeben als die mit der Voraussage gut verträglichen Messungen anderer Autoren. An der rechten Flanke ist die Übereinstimmung deutlich besser als bei 90° und auch besser als nach LAZARUS et al.

Es ist zu beachten, daß wir bei der Auswertung einen derzeit nicht näher angebbaren s-Wellenterm $N^{(-)}$ weggelassen haben, der durchaus einen Beitrag liefern könnte. Ferner haben wir noch nicht das beste f^2 bestimmt.

Wenn man etwa aus den Messungen von HEINBERG et al.⁸ den Einfluß der zweiten Resonanz abschätzt, so sollte sie bei 150° bis 450 MeV keine große Rolle spielen. Dagegen reicht ihr Ausläufer bei 90° wahrscheinlich schon bis zur rechten Flanke der ersten Resonanz, er könnte für die oben genannte Abweichung verantwortlich sein. Bei noch kleineren Winkeln ist sogar in der Umgebung des ersten Maximums ein Beitrag der zweiten Resonanz zu vermuten.

Für die Eichung der γ -Intensität haben wir ebenso wie in einer früheren Arbeit⁹ die CALTECH-Werte zugrunde gelegt. Die Unsicherheit der Intensitätsbestimmung ist zweifellos für einen wesentlichen Teil der Streuung der Meßpunkte verantwortlich.

Diese Untersuchung wird fortgesetzt. Unter anderem soll eine f^2 -Bestimmung und eine Prüfung der Winkelabhängigkeit erfolgen.

Wir danken Herrn Dr. F. PENZLIN und Herrn Dipl.-Phys. A. MÜLLENSIEFEN für Diskussionen und der Deutschen Forschungsgemeinschaft für eine finanzielle Unterstützung.

⁷ E. A. KNAPP, R. W. KENNEY u. V. PEREZ-MENDEZ, Phys. Rev. **114**, 605 [1959].

⁸ M. HEINBERG, W. M. MCCLELLAND, F. TURKOT, W. M. WOOD-

WARD, R. R. WILSON u. D. M. ZIPOY, Phys. Rev. **110**, 1211 [1958].

⁹ G. HÖHLER u. A. MÜLLENSIEFEN, Z. Phys. **157**, 30 [1959].

Das Tritium-Helium- und das Kalium-Argon-Alter des Meteoriten „Ramsdorf“

Von K. GOEBEL und P. SCHMIDLIN
CERN, Genève, SC-Division

und J. ZÄHRINGER
Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg
(Z. Naturforsch. **14 a**, 996–998 [1959]; eingeg. am 18. September 1959)

Der Meteorit Ramsdorf, gefallen am 26. Juli 1958, 18.30 Uhr MEZ ($51^\circ 31'$ nördliche Breite und $6^\circ 56'$ östl. Länge) ist ein Chondrit von inhomogener Struktur und weicher Substanz. Eine mineralogische Beschreibung des Meteoriten wurde von MOSEBACH¹ gegeben. Danach

¹ R. MOSEBACH, „Natur und Volk“, **88**, Heft 10 [1958].

umgibt eine silikatische, feinkörnige Grundmasse Chondren aus Olivin und Bronzit. Chondren und Grundmasse enthalten ca. 11,1% Nickeleisen. MOSEBACH bestimmt eine Porosität von ca. 15 Vol.%, was eine beträchtliche Aufsaugfähigkeit von Flüssigkeiten bedingt.

Die gesamte bisher gefundene Masse des Meteoriten (zwei größere Fundstücke) beträgt ca. 8 kg. Es handelt sich demnach um einen kleinen Meteoriten, der sich für Bestimmungen von Tritium und Edelgasen als Kernreaktionsprodukte der kosmischen Strahlung eignet. Wegen der sehr wahrscheinlich geringen Abschirmung durch das beim Flug durch die Atmosphäre verlorene Material können aus den Kernreaktionsprodukten Rückschlüsse auf die kosmische Strahlungsintensität außerhalb der Erde gezogen werden.

Das Tritium wurde durch Schmelzen der Meteoritenproben im Vakuum gewonnen, durch ein Palladium-



ventil gereinigt und in einem GEIGER-MÜLLER-Zählrohr gemessen². Die Meßergebnisse sind in Tab. 1 zusammengestellt:

Probe	Gewicht der Probe	Gesamt-zählrate Zerf./min	Nulleffekt Zerf./min	Zerfälle/g, min auf Fallzeit
Rinde	11,40 g	5,98	2,50	$0,32 \pm 0,05$
3 cm Tiefe	11,56	7,10	2,20	$0,61 \pm 0,05$

Tab. 1. Tritiumbestimmungen am Meteoriten Ramsdorf.

Die erste Probe stammt aus einem Rindenstück und hat eine spezifische Aktivität von 0,32 Zerfällen pro Minute und Gramm. Die zweite Probe stammt aus ca. 3 cm Tiefe. Sie ergab eine spezifische Aktivität von 0,61 Zerfällen pro Minute und Gramm. Daß der Wert in der Rinde niedriger liegt, ist verständlich, da die Gasverluste dort infolge der Erwärmung der Oberfläche beim Passieren der Atmosphäre beträchtlich sein können.

Mit dem Tritiumwert für die innere Probe und einem Wirkungsquerschnitt für die Tritiumbildung von 30 mb (Mittelwert für die verschiedenen Elemente des Steinmeteoriten) berechnet sich die Intensität der kosmischen Strahlung zu 0,47 Primärteilchen/sec cm² sterad. Dieser Wert steht im Einklang mit dem Meteoriten Breitscheid² und unter Berücksichtigung des anderen Wirkungsquerschnittes für Eisen auch mit dem im Meteoriten Norfork³ gemessenen Wert. Verschiedene spezifische Tritiumaktivitäten anderer Autoren⁴ liegen um einen Faktor 2 niedriger als die im „Ramsdorf“ und „Breitscheid“ gemessenen Werte.

Unter der Annahme, daß kein *Cut off* im Spektrum der kosmischen Strahlung existiert, daß also das Spektrum bei etwa gleicher Abhängigkeit von der Energie bis zu etwa 100 MeV extrapoliert werden muß, steht die gefundene Höhenstrahlintensität mit der 1954 am Scheitel der Atmosphäre gemessenen⁵ im Einklang. Bei einem solchen Spektrum werden im Energiebereich bis herab zu einem GeV von 0,22 Primärteilchen/sec cm² sterad etwa 0,2–0,3 Tritonen pro Minute und Gramm erzeugt. Zu-

sammen mit der Erzeugung im extrapolierten Teil des Spektrums unterhalb 1 GeV erhält man dann im Gleichgewicht 0,6 Tritonen pro Minute. Diesem Wert liegen unsere eigenen Messungen somit sehr nahe und liefern daher eine neue unabhängige Bestätigung unserer heutigen Vorstellung besonders über den weichen Anteil der Strahlen außerhalb der Erde.

Weiterhin wurden die Edelgase im Meteoriten Ramsdorf massenspektrometrisch (statisch) gemessen⁶. Die Ergebnisse zeigt Tab. 2.

Unter Zuhilfenahme der Kaliumanalyse (K=0,10 Gew.-%)⁷ berechnet sich ein Kalium-Argon-Alter von $370 \cdot 10^6$ a. Aus dem Tritium- und Helium³-Gehalt, nach Korrektur der Helium³-Mengen auf Direktbildung durch die kosmische Strahlung mit Hilfe der von SCHAEFFER und ZÄHRINGER u. a.⁸ gemessenen Wirkungsquerschnitte berechnet sich ein Bestrahlungsalter des Meteoriten Ramsdorf von $4 \cdot 10^6$ a. Auch aus den Neon- und Ar³⁶, Ar³⁸-Mengen lassen sich ähnliche Bestrahlungszeiten abschätzen. Bei anderen Chondriten fand man für das K-Ar-Alter und Bestrahlungsalter einige 10^9 bzw. 10^7 bis 10^8 a. Beim Meteoriten Ramsdorf sind beide Alter somit erstaunlich niedrig. Da es sich um eine sehr weiche und poröse Substanz handelt, ist die Vermutung von Gasverlusten sehr naheliegend.

Zum Vergleich wurde eine feste Probe des Chondriten Nadiabondi massenspektrometrisch untersucht. Sowohl das He⁴ als auch K-Ar-Alter ergaben ca. $4 \cdot 10^9$ a. Die kosmischen Strahlungsprodukte (He, Ne, Ar) sind gegenüber dem Meteoriten Ramsdorf um den Faktor 10 größer. Das He³/Ne-Verhältnis ist jedoch in beiden Fällen etwa gleich. Dies läßt vermuten, daß beim Chondriten Ramsdorf ein gleichmäßiger Edelgasverlust stattfand. Der Tritiumgehalt ist wahrscheinlich wegen der kurzen Halbwertszeit des Tritiums weniger verfälscht.

Es sind bereits Versuche im Gange, an Proben des Meteoriten Ramsdorf die Diffusion direkt zu messen. Bei den offenbar großen Unterschieden der Alterswerte aller Meteorite scheint die Beschaffenheit der Materie gegenüber Gasverlusten sehr wesentlich zu sein⁹. Die vorliegenden Ergebnisse haben jedenfalls gezeigt, daß

Tiefe der Proben	He ³	He ⁴	Ne ²⁰	Ne ²¹	Ne ²²	A ³⁶	A ³⁸	A ⁴⁰
1 cm	6,45	120	1,73	1,61	1,73	0,12	0,20	137
3,5 cm	8,2	137	2,11	1,88	2,10	0,117	0,188	162
4 cm	8,2	123	2,81 ⁺	1,77	2,22	0,12	0,20	148

⁺ Linie gestört.

Tab. 2. Edelgasgehalt des Meteoriten Ramsdorf in 10^{-8} cm³/g.

² Für experimentelle Einzelheiten vgl. K. GOEBEL und P. SCHMIDLIN, „Der Meteorit von Breitscheid, Tritiumbestimmungen“, Geochim. Cosmochim. Acta, im Druck.

³ E. L. FIREMAN u. D. SCHWARZER, Geochim. Cosmochim. Acta **11**, 252 [1957].

⁴ F. BEGEMANN, I. GEISS u. D. C. HESS, Phys. Rev. **107**, 540 [1957].

⁵ H. V. NEHER, Phys. Rev. **103**, 228 [1956]. — H. V. NEHER u. H. ANDERSON, Phys. Rev. **109**, 608 [1958].

⁶ Beschreibung des Massenspektrometers und der Meßmethode: O. A. SCHAEFFER u. J. ZÄHRINGER, Phys. Rev. **113**, 674 [1959].

⁷ In dankenswerter Weise wurde die Kaliumanalyse im Hauptlabor der BASF, Ludwigshafen, durchgeführt.

⁸ E. L. FIREMAN u. J. ZÄHRINGER, Phys. Rev. **107**, 1695 [1957]. — O. A. SCHAEFFER u. J. ZÄHRINGER, Z. Naturforsch. **13a**, 346 [1958]. — L. A. CURRIE, „Betatron Produced Tritium“, Phys. Rev., im Druck. — L. A. CURRIE, W. F. LIBBY u. R. L. WOLFGANG, Phys. Rev. **101**, 1557 [1956]. — G. R. MARTIN, S. J. THOMSON, G. WARDLE u. K. D. MAYNE, Phil. Mag. **45**, 410 [1954].

⁹ R. STOENNER u. J. ZÄHRINGER, Geochim. Cosmochim. Acta **15**, 40 [1958].

es auch Chondrite mit kleinen Alterswerten geben kann, und daß man bei der Diskussion der Meteoritenalter den Gasverlusten mehr Aufmerksamkeit schenken muß.

Die verallgemeinernde Aussage, daß Chondrite höhere K-Ar-Alter aufweisen sollten¹⁰, scheint deshalb bei den wenigen vorliegenden Messungen noch verfrüht zu sein. Wir halten es jedoch für möglich, daß chondrenreiche Steinmeteorite geringere Verluste aufweisen. Zwi-

schen ausgeprägten Chondriten und Achondriten gibt es zweifelsohne Übergänge, wozu auch der Meteorit Ramsdorf zu zählen ist. Ihn auf Grund des kleineren K-Ar-Alters als Achondrit zu klassifizieren, schiene uns jedoch zu willkürlich¹⁰.

¹⁰ J. GEISS, *Chimia*, V. 11, 349 [1957]. — J. GEISS u. D. C. HESS, *Astrophys. J.* 127, 224 [1958].

Bestimmung der Stoßfrequenz freier Elektronen in Flammen aus Mikrowellen-Absorptionsmessungen *

VON FRITZ WALTER HOFMANN, HEDWIG KOHN
und JÜRGEN SCHNEIDER **

Department of Physics, Duke University
Durham, North Carolina

(Z. Naturforsch. 14 a, 998 [1959]; eingegangen am 7. Oktober 1959)

Zur Bestimmung von Elektronenkonzentrationen in Flammgasen aus Mikrowellen-Absorptionsmessungen ist die Kenntnis der Elektronenstoßfrequenz ν erforderlich. Über diese Größe gibt es unseres Wissens nur zwei wenig übereinstimmende Angaben in der Literatur, und zwar von BELCHER und SUGDEN¹ und von KUHN². Im Rahmen von flammenspektroskopischen Untersuchungen der Autoren ergab sich eine erneute Bestimmung der Elektronenstoßfrequenz in Flammen von verschiedenen Temperaturen.

Die Azetylen-Luftflamme eines LUNDEGÅRD-Brenners wurde zwischen zwei Hohlleiterhörnern aufgestellt (Abstand 30 mm, Brennerschlitz senkrecht zur Hohlleiterachse, Mitte der Meßzone 8 mm über dem Brennerrand) und die Flamme mit zerstäubten Alkalisalzlösungen bekannter Konzentration gefärbt. Die nach einer modifizierten Linienumkehrmethode gemessene Temperatur der Flammengase war 2480 °K. Eine zeitlich gut konstante Konzentration freier Elektronen ergibt sich durch thermische Ionisation der Alkaliatome.

* Diese Untersuchung wurde unterstützt durch das U.S. Office of Naval Research und durch die U.S. Air Force (Office of Scientific Research).

** jetzige Adresse: Institut für Elektrowerkstoffe, Freiburg i. Brsg., Hebelstraße 38.

Die freien Elektronen dämpfen eine durch das Flammenplasma laufende Mikrowelle. Eine eingehendere Beschreibung der Meßanordnung sowie ein kurzer Abriss der zugrunde liegenden Theorie wird an anderer Stelle veröffentlicht³.

Die Frequenzabhängigkeit der Dämpfung wurde mit sieben verschiedenen Frequenzen im Bereich von 23 100 MHz bis 92 960 MHz gemessen; es ergab sich eine Elektronenstoßfrequenz von $26 \cdot 10^{10} \text{ sec}^{-1}$. Der Verlauf der Dispersionskurve deutete ferner darauf hin, daß für diese Flamme die Elektronenstoßfrequenz innerhalb der Fehlergrenzen unabhängig von der Elektronengeschwindigkeit ist³.

Spätere Messungen bei 24 665 MHz und 48 250 MHz an Flammen von verschiedener Temperatur und Zusammensetzung zeigten, daß ν von den Flammenbedingungen nicht allzu stark abhängt. Eine Propan-Luftflamme von 2100 °K ergab $\nu = 27 \cdot 10^{10} \text{ sec}^{-1}$; Azetylenflammen von 2500 °K und 2750 °K ergaben jeweils $\nu = 20 \cdot 10^{10} \text{ sec}^{-1}$. Hierbei wurde ein Brenner vom Meker-Typ verwendet, dessen Flamme in der Ausbreitungsrichtung der Mikrowelle wesentlich homogener ist als die des LUNDEGÅRD-Brenners senkrecht zur Schlitzrichtung. Durch den nicht vernachlässigbaren Einfluß der kühleren Randzone der LUNDEGÅRD-Flamme könnte der niedrigere, bei der ersten Bestimmung erhaltene Wert für ν qualitativ erklärt werden.

KUHN² gibt für eine Propan-Luft-Sauerstoff-Flamme von 2200 °K einen Wert $\nu = 19 \cdot 10^{10} \text{ sec}^{-1}$ an; BELCHER und SUGDEN¹ erhalten für eine „coal gas“-Luftflamme von ebenfalls 2200 °K den Wert $\nu = 8,8 \cdot 10^{10} \text{ sec}^{-1}$.

¹ H. BELCHER u. T. M. SUGDEN, *Proc. Roy. Soc., Lond. A* 201, 480 [1950].

² P. W. KUHN, NACA Technical Note 3254 [1954].

³ J. SCHNEIDER u. F. W. HOFMANN, zur Veröffentlichung eingegangen an Physical Review.

Optische Konstanten von unberührten Metallkristallen

VON E. MENZEL und M. OTTER

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Darmstadt
(Z. Naturforsch. 14 a, 998—999 [1959]; eingeg. am 26. September 1959)

Die optischen Eigenschaften isotroper Metalle werden gekennzeichnet durch ihre komplexe Brechzahl $n(1 - i\kappa) = n - ik$. Diese Größen sind Funktionen der Lichtwellenlänge; ihre Kenntnis bildet die Grundlage für eine vollständige Elektronentheorie der Metalle.

DRUDE entwickelte diesen Gedanken vor siebzig Jahren; dabei erkannte er schon die Schwierigkeit, Proben herzustellen, deren Eigenschaften nur das Metall kennzeichnen und nicht durch die Präparationsmethode beeinflusst sind. Zunächst wurde an massiven Spiegeln nach mechanischer Politur gemessen, dabei sind Deckschichten und Kratzer unvermeidlich. Auch elektrolytische Niederschläge haben Deckschichten. Dann wurden dünne Schichten untersucht, die durch Kathodenzerstäubung oder später durch Aufdampfen im Hochvakuum hergestellt waren. Das starke Streuen der Meßergebnisse verschiedener Autoren macht zweifelhaft, ob dünne