

Scandium 45 als Reaktionsprodukt der Höhenstrahlung in Eisenmeteoriten. II

Von H. WÄNKE

Aus dem Max-Planck-Institut für Chemie (Otto-Hahn-Institut), Mainz
(Z. Naturforsch. **15 a**, 953–964 [1960]; eingegangen am 21. Juli 1960)

Mit Hilfe von Neutronenaktivierung konnte der Scandiumgehalt in einer Reihe von Eisenmeteoriten gemessen werden. Aus der Proportionalität zu anderen Spallationsprodukten der Höhenstrahlung, wie Helium und Neon, ergab sich, daß auch Scandium in Eisenmeteoriten fast ausschließlich durch die Einwirkung der Höhenstrahlung auf die Eisenkerne des Meteoriten entsteht. Während sich für den natürlichen nicht durch die Höhenstrahlung gebildeten Scandiumgehalt ein Wert von etwa $2 \cdot 10^{-10}$ g Sc/g fand, steigt der „kosmogene“ Anteil bis auf $4,6 \cdot 10^{-9}$ g Sc/g.

Während bei Helium sowie bei den anderen Edelgasen, die durch die Einwirkung der Höhenstrahlung in Meteoriten gebildet werden, etwaige Verluste durch Diffusion nicht vollkommen ausgeschlossen werden können, sind beim Scandium keine solchen Verluste möglich. Scandium mit der Massenzahl 45 liegt nur 11 Massenzahlen unterhalb des Eisens und wird daher, wie aus Bestrahlungsexperimenten bekannt ist, bereits durch Teilchen mit relativ kleinen Energien von einigen 100 MeV mit sehr beträchtlichen Querschnitten erzeugt. Scandium ist daher in Eisenmeteoriten als Monitor für Teilchen mit Energien von 200 bis 1000 MeV anzusprechen. Aus den relativen Konzentrationen von Scandium zu Neon, die in Meteoriten in verschiedenen Größen aufgefunden wurden, war es möglich, durch Vergleich mit den theoretisch zu erwartenden Konzentrationen den Mindestanteil von Teilchen mit Energien unter 1 GeV an der Gesamtintensität der Höhenstrahlung zu berechnen. Es stellte sich heraus, daß in der primären Höhenstrahlung mindestens 2,1-mal soviel Teilchen mit Energien unter 1 GeV vorhanden sein müssen als Teilchen mit Energien über 1 GeV. Für die Gesamtintensität ergibt sich somit ein Wert von 0,65 Teilchen/cm² sec sterad. Beide Angaben sind Mittelwerte über die gesamte Zeit, die die Meteoriten der Höhenstrahlung ausgesetzt waren, und über die von den Meteoriten durchflogenen Räume.

Bereits in einer vorhergehenden Arbeit¹ konnte Scandium 45 als Reaktionsprodukt der Höhenstrahlung in Eisenmeteoriten nachgewiesen werden. Scandium 45 ist für eine Reihe von Fragen, die mit der Einwirkung der Höhenstrahlung zusammenhängen, von besonderem Interesse. Es ist unter allen Reaktionsprodukten der Höhenstrahlung, die bisher in Meteoriten aufgefunden wurden, das einzige stabile Isotop eines festen Elements, dessen Konzentration exakt bestimmt werden konnte. Alle übrigen in Meteoriten gemessenen stabilen Reaktionsprodukte sind Isotope der Edelgase Helium, Neon und Argon^{2–7}. Bei diesen aber sind Verluste durch Diffusion bei einem etwaigen Erhitzen der Meteoritmaterie im Laufe ihrer Lebensgeschichte nicht auszuschließen. Tatsächlich wurde bei einigen Meteoriten mit extrem kleinem Gehalt an Helium ein Verlust des durch die Höhenstrahlung erzeugten Heliums durch eine große Erwärmung dieser Meteorite bei einer eventuellen Annäherung an die Sonne zu erklären ver-

sucht⁸. Selbstverständlich entstehen bei den durch die hochenergetischen Teilchen der Höhenstrahlung in den Eisenmeteoriten induzierten Kernverdampfungs- und Fragmentationsprozessen der Eisenkerne alle Kerne mit Massenzahlen unterhalb der des Eisens. Während die leichten Kerne bis etwa Lithium im wesentlichen als Verdampfungsteilchen auftreten, sind die darüberliegenden Kerne als Reste dieser Kernverdampfungsprozesse anzusehen, bzw. als Bruchstücke einer Fragmentation; letztere spielt vor allem bei niedrigen Energien von einigen hundert MeV eine gewisse Rolle. Die meisten als Reaktionsprodukte in Frage kommenden Kerne sind jedoch in Eisenmeteoriten schon von vornherein in viel zu großen Konzentrationen vorhanden. Scandium ist in dieser Hinsicht ein Ausnahmefall; dieses ganz allgemein sehr seltene Element ist infolge seines stark lithophilen Charakters in Eisenmeteoriten nur in ganz geringen Konzentrationen zu erwarten.

¹ H. WÄNKE, Z. Naturforsch. **13 a**, 645 [1958].

² K. I. MAYNE, F. A. PANETH u. P. REASBECK, Geochim. Cosmochim. Acta **2**, 300 [1952].

³ P. REASBECK u. K. I. MAYNE, Nature, Lond. **176**, 733 [1955].

⁴ K. H. EBERT u. H. WÄNKE, Z. Naturforsch. **12 a**, 766 [1957].

⁵ H. WÄNKE u. H. HINTENBERGER, Z. Naturforsch. **13 a**, 895 [1958].

⁶ W. GENTNER u. J. ZÄHRINGER, Z. Naturforsch. **10 a**, 498 [1955].

⁷ W. GENTNER u. J. ZÄHRINGER, Geochim. Cosmochim. Acta **11**, 60 [1957].

⁸ G. R. MARTIN, Geochim. Cosmochim. Acta **3**, 288 [1953].



Scandium 45 ist als Reaktionsprodukt der Höhenstrahlung in Eisenmeteoriten vor allem auch deswegen interessant, weil der Erzeugungsquerschnitt für seine Entstehung aus dem Eisen auf Grund von Reaktionen hochenergetischer Teilchen innerhalb des in Frage kommenden Energiebereichs von 0,2 bis 10 GeV nahezu konstant ist. Im Gegensatz hierzu ist z. B. der Erzeugungsquerschnitt für die Bildung von Neon aus Eisen sehr stark von der Energie der einwirkenden Teilchen abhängig und es kommen für die Neonherzeugung praktisch nur Teilchen mit Energien oberhalb etwa 1 GeV in Frage.

I. Bestimmung des Scandiums

Die Methode, die zur Bestimmung der zu erwartenden extrem kleinen Mengen Scandium (etwa 10^{-9} g) von uns ausgearbeitet wurde, ist bereits in einer vorhergehenden Arbeit¹ ausführlich beschrieben. Diese Methode wurde bei der Untersuchung der neuen Meteoritproben nur wenig verändert. Die Bestimmung erfolgte durch Neutronenaktivierung mittels folgender Reaktion



Bei der Auswahl der Proben wurde sorgfältig darauf geachtet, nur Stücke ohne jegliche Einschlüsse, also nur reine Metallphasen zu verwenden. Die gut gereinigten Meteoritproben von ca. 1–2 g wurden in Harwell (England) 14 Tage im Reaktor mit einem Neutronenfluß von 10^{12} Neutronen/cm² sec bestrahlt. Nach der Bestrahlung wurden die äußersten Schichten mit verdünnter Salzsäure abgelöst, um jegliche Verunreinigung auszuschließen. Die unzerkleinerten Proben wurden nun elektrolytisch in 0,5-n. Schwefelsäure gelöst. Neben der Lösung erfolgte gleichzeitig die Abscheidung und Amalgamierung des Eisens an der Quecksilberkathode. Vorher wurden jeweils 20 mg, teilweise auch 30 mg Scandium als Träger zugesetzt. Der gesamte Lösungsvorgang inklusive der Abscheidung dauerte etwa 5–10 Stunden. Die Elektrolyse wurde solange fortgesetzt, bis die Lösung wieder vollkommen farblos war. Anschließend wurde die Lösung filtriert und eingeeengt. Zwei weitere Elektrolysen mit jeweils neuem Quecksilber wurden

angeschlossen. Für die zweite und dritte Elektrolyse wurde eine Platinanode verwendet und der Lösung jeweils 1 g Eisen, 100 mg Nickel und 10 mg Kobalt in Form der Sulfate zugesetzt.

Auf diese Weise erfolgte die Abtrennung des Scandiums von allen Hauptaktivitäten. Die erhaltene Lösung wurde eingeeengt, mit Ammoniak neutralisiert, wieder schwach angesäuert und nach vorheriger Zugabe von 3 mg Rutheniumchlorid einer H₂S-Fällung unterzogen. Die nunmehr folgenden weiteren Reinigungsoperationen sind in der vorhergehenden Arbeit¹ beschrieben. Die Rückausbeute betrug auch für diese Proben etwa 30 bis 60%.

II. Erzeugungsquerschnitte

Bis vor wenigen Jahren war man bei der Betrachtung hochenergetischer Spallationsprozesse auf Untersuchungen mittels Kernphotoplatten angewiesen, die in großen Höhen der Höhenstrahlung ausgesetzt wurden^{9, 10}. Aus der Astzahl der in den Kernphotoplatten aufgefundenen Sterne läßt sich auf die Zahl der abgedampften Kernfragmente schließen und somit auch auf den Restkern. In neuester Zeit sind die Erzeugungsquerschnitte für die meisten in Frage kommenden Endprodukte der Spallationsprozesse aus Bestrahlungsexperimenten hinlänglich bekannt geworden. Die bisher in Eisenmeteoriten aufgefundenen, durch die Höhenstrahlung gebildeten stabilen Spallationsprodukte umfassen folgende Kerne: Helium 3 und 4², Neon 20, 21 und 22^{3–5}, Argon 36 und 38^{6, 7}, Kalium 40 und 41^{11, 12} und Scandium 45¹ (wegen seiner sehr großen Halbwertszeit von $1,3 \cdot 10^9$ Jahren haben wir Kalium 40 hier unter den stabilen Kernen aufgeführt).

Wir interessieren uns daher für die Erzeugungsquerschnitte dieser Kerne bei der Bestrahlung von Eisen mit hochenergetischen Protonen. Für Eisen selbst liegen nur einige wenige Messungen derartiger Spallationsprodukte vor^{13–16}, doch können die Ergebnisse von Untersuchungen an Kupfer^{17–22} mit ausreichender Genauigkeit auf Eisen umgerechnet

- ⁹ U. CAMERINI, J. H. DAVIES, P. H. FOWLER, G. FRANZINETTI, H. MUIRHEAD, W. O. LOCK, D. H. PERKINS u. G. YEKUTIEL, Phil. Mag. **42**, 1241 [1951].
- ¹⁰ U. CAMERINI, W. O. LOCK u. D. H. PERKINS, Progress in Cosmic Ray Physics, von J. G. WILSON, Amsterdam 1952, p. 1.
- ¹¹ H. VOSHAGE u. H. HINTENBERGER, Z. Naturforsch. **14a**, 828 [1959].
- ¹² M. HONDA, J. P. SHEDLOVSKY u. J. R. ARNOLD, Private Mitteilung.
- ¹³ G. RUDSTAM, P. G. STEVENSON u. R. L. FOLGER, Phys. Rev. **87**, 358 [1952].
- ¹⁴ E. L. FIREMAN u. J. ZÄHRINGER, Phys. Rev. **107**, 1695 [1957].
- ¹⁵ O. A. SCHAEFFER u. J. ZÄHRINGER, Z. Naturforsch. **13a**, 346 [1958].

- ¹⁶ O. A. SCHAEFFER u. J. ZÄHRINGER, Phys. Rev. **113**, 674 [1959].
- ¹⁷ G. H. COLEMAN u. H. A. TEWES, Phys. Rev. **99**, 288 [1955].
- ¹⁸ E. BATZEL, P. R. MILLER u. G. T. SEABORG, Phys. Rev. **84**, 671 [1951].
- ¹⁹ A. P. VINOGRADOV, I. P. ALIMARIN, V. I. BARANOV, A. K. LAVRUKHINA, T. V. BARANOVA u. F. I. PAVLOTSKAYA, Session of the Academy of Sciences of the USSR on the Peaceful Use of Atomic Energy, July 1955, S. 85 (englische Übersetzung).
- ²⁰ G. FRIEDLANDER, J. M. MILLER, R. WOLFGANG, H. HUDIS u. E. BAKER, Phys. Rev. **94**, 727 [1954].
- ²¹ D. W. BARR, Thesis, University of California, 1957.
- ²² A. A. CARETTO, J. HUDIS u. G. FRIEDLANDER, Phys. Rev. **110**, 1130 [1958].

werden, umsomehr, als den besten derartigen Messungen ohnehin noch immer ein Fehler von mindestens 20% anhaftet. Ferner ist man gezwungen, umfangreiche Interpolationen vorzunehmen, da sich die meisten Untersuchungen auf die der Messung leichter zugänglichen radioaktiven Spallationsprodukte beschränken. Für Helium 3 und 4 liegen hingegen auch direkte Messungen vor; ebenso für Neon 21 und einige Argonisotope, hier allerdings nur für eine einzige Energie^{15, 16}.

Die Erzeugungsquerschnitte der uns besonders interessierenden Kerne Neon 22 und Scandium 45 sind in Abb. 1 als Funktionen der Primärenergie aufgetragen. Einige weitere Erzeugungsquerschnitte von in Meteoriten aufgefundenen Spallationsprodukten sind in Tab. 3 zu finden. Alle diese Werte wurden durch Mittelung aller in Frage kommenden Daten erhalten. Hierbei ist zu beachten, daß es sich stets um die Summe der direkt durch Spallation erzeugten stabilen und der gleichfalls entstehenden isobaren radioaktiven Kerne handelt, die nachträglich durch β -Zerfall in den stabilen Kern übergehen.

Aus Abb. 1 ist nun sofort ersichtlich, daß Scandium bereits durch Protonen mit Energien von etwa 200 MeV aufwärts mit relativ großen und annähernd gleichbleibenden Querschnitten erzeugt wird. Hingegen ist die Neonproduktion im wesentlichen auf Teilchen mit Energien über 1 GeV beschränkt. Neon ist daher Monitor für Protonen mit Energien über 1 GeV, Scandium für die niedrigen Teilchenenergien. Um die effektiven Erzeugungsquerschnitte von Teilchen nicht einheitlicher Energie berechnen zu können, haben wir versucht, die Abhängigkeit der Erzeugungsquerschnitte von der Protonenenergie für Neon 22 als möglichst einfache Funktion darzustellen.

$$\sigma_{22}(E) = 8,6 - 7,0 E^{-1}. \quad (1)$$

III. Berechnung der Intensität von Primär- und Sekundärteilchen im Inneren der Meteorite

Um die in den Meteoriten gefundenen Mengen Scandium und Neon mit den Produktionsraten dieser Kerne vergleichen zu können, benötigen wir neben den Erzeugungsquerschnitten auch noch die

Intensität der Primär- und Sekundärteilchen sowie ihre Energieverteilung im Inneren der Meteorite. Wir wollen nun versuchen, diese Intensitäten zu berechnen.

Ein Fluß von I_0 Primärteilchen/cm² sec, — es soll sich um Protonen handeln, da ca. 90% aller Höhenstrahlenteilchen Protonen sind —, treffe senkrecht auf einen großen Block Eisen (Eisenmeteorite bestehen zu über 90% aus Eisen, der Rest ist Nickel). Die Energieverteilung entspreche dem Spektrum der Höhenstrahlung, das man zumindest für Energien über 1 GeV einigermaßen zu kennen glaubt^{23–26}.

$$F(E) dE = \alpha E^{-1,9} dE, \quad 1 < E < 15 \text{ GeV}, \\ = 11,5 \alpha E^{-2,8} dE, \quad E > 15 \text{ GeV}. \quad (2a)$$

$$\text{Aus} \quad I_0 = \int_1^\infty F(E) dE \quad \text{folgt} \quad \alpha = 0,94 I_0.$$

Da in unserem Falle mit Ausnahme für die Produktion von Sekundärteilchen der Verlauf des Spektrums im Bereich sehr hoher Energien ohne jeden Einfluß ist, kann man auch schreiben

$$F(E) dE = \beta E^{-1,9} dE, \quad 1 < E < \infty \text{ GeV}, \quad (2b)$$

$$\text{und} \quad \beta = 0,9 I_0.$$

Über Teilchen mit Energien unter 1 GeV ist bisher wenig bekannt^{24, 26, 27}. Wir nehmen zunächst an, es gebe keine Teilchen unter 1 GeV. Mit Absicht verwenden wir nicht die neuerdings gebräuchlichere Darstellung des Energiespektrums in der Form²⁸

$$F(E) dE \sim E_t^{-2,4} dE, \quad (2c)$$

wobei E_t die totale Energie des Teilchens bedeutet, also kinetische Energie + Ruhemasse ($E_t = E + 1$ in GeV). Wie wir später sehen werden, steht die Darstellung in der Form nach Gl. (2a) im Falle einer Extrapolation auf Bereiche unter 1 GeV mit den experimentellen Ergebnissen besser in Einklang. Für Energien über 1 GeV weichen die beiden Darstellungen [Gln. (2a) und (2c)] übrigens sehr wenig voneinander ab.

Innerhalb des Eisenblocks ändert sich das Energiespektrum auf Grund der Energieverluste der Protonen durch Ionisation und Anregung. In dem betrachteten Energiebereich ist der Energieverlust eines

²³ J. A. VAN ALLEN u. S. F. SINGER, Phys. Rev. **78**, 819 [1950].

²⁴ L. M. MEREDITH, J. A. VAN ALLEN u. M. G. GOTTLIEB, Phys. Rev. **99**, 198 [1955].

²⁵ J. R. WINKLER, T. STIX, D. DWIGHT u. R. SABIN, Phys. Rev. **79**, 656 [1950].

²⁶ H. V. NEHER, Phys. Rev. **103**, 228 [1956].

²⁷ P. MEYER u. J. A. SIMPSON, Nuovo Cim. **8**, (Suppl.) 233 [1958].

²⁸ W. R. WEBBER, Nuovo Cim. **8**, (Suppl.) 532 [1958].

Protons der durchlaufenen Wegstrecke proportional^{29, 30},

$$\Delta E = a x,$$

$$a = 0,013 \text{ für } E \text{ in GeV und } x \text{ in cm.} \quad (3)$$

Das Energiespektrum in der Tiefe x wird somit zu [aus (2 b)]

$$F(E) dE = 0,90 I_0 (E + a x)^{-1,9} dE. \quad (4)$$

Der Fluß der Primärteilchen wird auf Grund der Absorption durch die Eisenkerne geschwächt.

$$I_x = I_0 e^{-\mu x}, \quad \mu = \frac{L}{A} \varrho \sigma_t, \quad (5)$$

wobei L die LOSCHMIDTSche Zahl, ϱ die Dichte, A das Atomgewicht und σ_t der Absorptionsquerschnitt des Eisens ist.

Wir werden sowohl für die Primärteilchen als auch für die Sekundärteilchen den gleichen Absorptionskoeffizienten μ verwenden^{31, 32}. Die Werte der entsprechenden Messungen liegen zwar für π -Mesonen teilweise etwas höher; der geringe Unterschied, der vermutlich die Fehler derartiger Messungen übersteigt, rechtfertigt unser Vorgehen. Aus einem totalen Absorptionsquerschnitt des Eisenkerns für schnelle Protonen von 730 mb ergibt sich $\mu = 0,062$.

Wir wollen zunächst nur solche Teilchen als „Primärteilchen“ ansehen, deren Energie größer als 1 GeV ist. Zu der Abnahme der Intensität auf Grund der Absorption kommt somit noch eine Abnahme durch Energieverlust hinzu, da ja mit der durchlaufenen Wegstrecke stets Teilchen die 1 GeV-Grenze unterschreiten. Der Fluß aller Teilchen, die nach durchlaufener Wegstrecke x Energien über 1 GeV besitzen,

$$I'_x = 0,90 I_0 \int_1^\infty (E + a x)^{-1,9} dE = I_0 (1 + a x)^{-0,9}.$$

Der Fluß der Primärteilchen unter Berücksichtigung von Absorption, Ionisation und Anregung wird somit

$$I_{x,p} = I_0 (1 + a x)^{-0,9} e^{-\mu x}. \quad (6)$$

Die Abnahme der Teilchenzahl mit Energien über 1 GeV auf Grund von Ionisation und Anregung ist allerdings klein gegenüber der Schwächung durch

Absorption. Nach dem Durchlaufen einer Wegstrecke von 80 cm ist die Intensität der Primärteilchen auf Grund der Energieverluste durch Ionisation und Anregung zwar um 46% gegenüber der Intensität, die sich nur aus dem exponentiellen Abfall durch Absorption ergibt, gesunken; auf Grund der Verschiebung des Energiespektrums zu höheren mittleren Teilchenenergien (Härtungseffekt) beträgt jedoch die entsprechende Verminderung der Neonproduktion nur etwa 30% und die Verminderung der Produktion von Sekundärteilchen nur 25%. Hingegen ist die Primärintensität in 80 cm Tiefe auf Grund des exponentiellen Abfalls durch Absorption auf 0,7% abgefallen. Der geringe Einfluß der Schwächung der Primärintensität durch Energieverluste wird überdies durch folgenden Umstand annähernd kompensiert. Weitaus der größte Teil aller Sekundärteilchen besitzt Energien von einigen hundert MeV. Doch entstehen mit allerdings kleiner Multiplizität auch Sekundärteilchen mit Energien über 1 GeV¹⁰. Die Zahl dieser überschnellen Sekundärteilchen läßt sich nur annähernd aus den in dieser Hinsicht sehr unsicheren Ergebnissen von Experimenten mit Kernphotoplaten, die in großen Höhen der Höhenstrahlung ausgesetzt wurden, abschätzen. Aus der Arbeit von CAMERINI et al.^{9, 10} erhält man für diese überschnellen Sekundärteilchen eine mittlere Multiplizität von 0,2 und ein differentielles Energiespektrum, das im Bereich bis zu einigen GeV etwa dem Spektrum der Primärteilchen entspricht.

Eine grobe Abschätzung zeigt, daß durch das Auftreten dieser überschnellen Sekundärteilchen die Schwächung der Primärintensität durch Energieverluste für nicht zu große Tiefen etwa ausgeglichen wird. In sehr großen Tiefen (über 100 cm) könnte dieser Effekt sogar überwiegen. Wir wollen uns hier jedoch auf Tiefen bis auf maximal 50–100 cm beschränken und können in diesem Bereich, ohne zu sehr von der Wirklichkeit abzuweichen, die Kernabsorption als alleinige Ursache der Abnahme der Primärintensität ansehen. Ebenso dürfen wir annehmen, daß sich das Energiespektrum der Primärteilchen in diesem Bereich nicht ändert. Also

$$I_{x,p} = I_0 e^{-\mu x} \quad (7)$$

und $F(E) dE = 0,9 I_0 E^{-1,9} dE$, $1 < E < \infty$ GeV.

²⁹ H. A. BETHE u. J. ASHKIN, in E. SEGRE, Experimental Nuclear Physics I, New York 1953, S. 212.

³⁰ H. M. MAYER, in W. HEISENBERG, Kosmische Strahlung, Springer-Verlag, Berlin 1953, S. 576.

³¹ N. M. KOCHARYAN, G. S. SAAKYOM u. M. T. AIVAZYAN, Dokl. Akad. Nauk. USSR **107**, 668 [1956].

³² A. WATTENBERG, in S. FLÜGGE, Handbuch der Physik XL, Springer-Verlag, Berlin 1957, S. 486.

Die Zahl der Wechselwirkungen der Primärteilchen mit den Eisenkernen beträgt pro Volumeneinheit

$$W_p = \mu I_{x,p} = \mu I_0 e^{-\mu x} \quad (8)$$

und die Produktionsrate für Neon pro Gramm Eisen und Sekunde

$$H_{Ne} = \mu/q \cdot I_0 e^{-\mu x} M_{Ne}, \quad M_{Ne} = \bar{\sigma}_{Ne}/\sigma_t,$$

wobei M_{Ne} die Multiplizität der Neonerzeugung ist.

$$H_{Ne} = L/A \cdot \bar{\sigma}_{Ne} I_0 e^{-\mu x}. \quad (9)$$

Bei jeder durch Primärteilchen ausgelösten Kernreaktion entstehen S Sekundärteilchen. Innerhalb des Energiebereichs von 1 bis 10 GeV gilt eine annähernd lineare Beziehung für die Zahl der Sekundärteilchen zu der Energie des Primärteilchens⁹

$$S = \eta E \quad (\eta \simeq 0,5 \text{ für Teilchen } E > 0,2 \text{ GeV}). \quad (10)$$

Die Zahl der Sekundärteilchen, gemittelt für alle vorkommenden Primärenergien, ist somit

$$\bar{S} = \eta \int_{E_0}^{\infty} E \cdot F(E) dE / \int_{E_0}^{\infty} F(E) dE.$$

Nach Einsetzen der Zahlenwerte (2a) erhalten wir $\bar{S} = 2,34$. Es erscheint uns jedoch sicherer, \bar{S} durch Vergleich der Mengen der verschiedenen in den Meteoriten aufgefundenen Reaktionsprodukte zu bestimmen.

Die Erzeugungsrate der Sekundärteilchen pro cm³ Eisen und sec

$$H_{x,s} = \mu S I_0 e^{-\mu x}. \quad (11)$$

Diese auch als Schauerteilchen bezeichneten Sekundärteilchen bestehen zu etwa 80% aus π -Mesonen (sowohl π^+ als auch π^-). Der Rest besteht aus Protonen. Zu diesen Protonen kommt sicherlich eine etwa gleich große Zahl Neutronen, die natürlich in den „Sternen“ der Kernphotoplatten unsichtbar bleiben. Die ebenfalls entstehenden π^0 -Mesonen brauchen wir nicht zu berücksichtigen, da diese auf Grund ihrer kurzen Lebensdauer in zwei γ -Quanten zerfallen, ehe sie weitere Kernreaktionen auslösen können. Alle diese Sekundärteilchen werden unter starker Bevorzugung der Vorwärtsrichtung emittiert. Für unsere Rechnungen wollen wir annehmen, alle Sekundärteilchen werden genau in Vorwärtsrichtung emittiert. Die Energieverteilung dieser Sekundärteilchen läßt sich im Bereich zwischen 200 MeV und 1 GeV in Form eines Exponentialgesetzes darstellen¹⁰:

$$G(E) dE = \gamma E^{-1,4} dE. \quad (12)$$

Hierbei ist bei den π -Mesonen die Gesamtenergie einzusetzen.

Wie oben erwähnt, besitzen nur wenige Sekundärteilchen Energien über 1 GeV; wir haben diese überschnellen Sekundärteilchen zu den Primärteilchen gezählt und lassen sie hier unberücksichtigt. Da es uns bei den Sekundärteilchen vor allem auf die Scandiumerzeugung durch Spallation ankommt, brauchen wir Teilchen unter 200 MeV nicht zu berücksichtigen (ein großer Teil der sogenannten „grauen“ Protonen besitzt Energien unter 200 MeV); denn erstens fällt der Erzeugungsquerschnitt für Scandium unterhalb 200 MeV steil ab (siehe Abschnitt Erzeugungsquerschnitte), und zweitens verlieren Teilchen unterhalb dieser Energie, sofern sie elektrische Ladung besitzen, ihre Energie sehr rasch durch Ionisation und Anregung, so daß die Zahl der Teilchen, die überhaupt Kernreaktionen auslösen können, klein bleibt.

Im folgenden wollen wir nur Teilchen zwischen 0,2 und 1 GeV als Sekundärteilchen ansprechen. Um ganz exakt zu sein, müßten wir zu den Sekundärteilchen diejenigen Primärteilchen hinzuzählen, die die 1 GeV-Grenze unterschreiten. Da die Zahl dieser Teilchen gegenüber den echten Sekundärteilchen jedoch klein ist, können wir sie vernachlässigen.

$$H_{x,s} = \gamma \int_{0,2}^1 E^{-1,4} dE$$

und somit

$$G(E) dE = 0,44 H_{x,s} E^{-1,4} dE.$$

Bei den Sekundärteilchen macht sich die Schwächung durch Energieverluste in Form von Ionisation und Anregung wesentlich stärker als bei den Primärteilchen bemerkbar. Die Beziehung $\Delta E = ax$ gilt für π -Mesonen mit einer kinetischen Energie im Bereich von 100 MeV bis zu einigen GeV^{29,30} ($a = 0,013$ für x in cm und E in GeV). Die Sekundärteilchen bestehen bis zu etwa 20% aus Protonen, die im Bereich unter 500 MeV stärker gebremst werden. Wie oben erwähnt, entstehen vermutlich etwa ebensoviele Neutronen, die natürlich keine Bremsung erleiden. Wir nehmen für alle Teilchen den gleichen linearen Energieverlust an.

Die effektive Reichweite eines Sekundärteilchens, das ist die Reichweite, die das Teilchen mit einer Energie (bei π -Mesonen Gesamtenergie) von größer als 0,2 GeV zurücklegt, ist gegeben durch

$$l = \frac{1}{a} (E - 0,2).$$

Aus $0,2 < E < 1$ folgt $0 < l < 0,8/a$. Die zu einem bestimmten l gehörige Energie

$$E = (la + 0,2).$$

$H_{x-l,s} dx$ sei die Zahl der in der Schicht dx an der Stelle $x-l$ erzeugten Sekundärteilchen. Der Anteil dieser Sekundärteilchen, der in der Schicht dx an der Stelle x auf Grund des Unterschreitens der 0,2 GeV-Grenze ausscheidet,

$$\begin{aligned} d\bar{H}_{x,s} dx &= (la + 0,2)^{-1,4} a dl e^{-\mu l} 0,44 H_{x-l,s} dx \\ &= 0,44 \mu \bar{S} I_0 e^{-\mu x} dx (la + 0,2)^{-1,4} a dl, \end{aligned}$$

und die Gesamtzahl $\bar{H}_{x,s}$ aller Sekundärteilchen, die in der Schicht dx an der Stelle x auf Grund ihrer effektiven Reichweite ausscheiden

$$\begin{aligned} \bar{H}_{x,s} dx &= 0,44 \mu \bar{S} I_0 e^{-\mu x} dx \int_0^{l_{\max}} (la + 0,2)^{-1,4} a dl, \\ l_{\max} &= 0,8/a \text{ für } x > 0,8/a, \\ &= x \text{ für } x < 0,8/a. \end{aligned}$$

$$H_{x,s} dx = \mu \bar{S} I_0 e^{-\mu x} dx \text{ für } x > 0,8/a. \quad (12 a)$$

$$\begin{aligned} H_{x,s} dx &= 1,1 \mu \bar{S} I_0 e^{-\mu x} [1,9 - (xa + 0,2)^{-0,4}] \\ &\text{für } x < 0,8/a. \quad (12 b) \end{aligned}$$

Für $x > 0,8/a$ wird also die Zahl der pro Wegelement ausscheidenden Teilchen gleich der Zahl der pro Wegelement erzeugten [siehe Gl. (11)] und wir erhalten für den Fluß der Sekundärteilchen im Abstand x von der Oberfläche des Eisenblocks

$$dI_{s,x}/dx = -\mu I_{s,x}, \quad I_{s,x} = C e^{-\mu x}. \quad (13)$$

Die Intensität der Sekundärteilchen ist also für Tiefen $x > 0,8/a$ proportional der Primärintensität.

Ohne Berücksichtigung der Energieverluste durch Ionisation und Anregung erhält man hingegen

$$dI_{s,x}/dx = \mu S I_0 e^{-\mu x} - \mu I_{s,x},$$

$$I_{s,x} = I_0 S x e^{-\mu x} \quad (\text{s. Anm. 8}).$$

Das Verhältnis I_s/I_p nimmt mit steigendem x ständig zu, ein Resultat, das im Widerspruch mit den experimentellen Ergebnissen steht.

Aus Gl. (12 b) erhalten wir für $x < 0,8/a$

$$\begin{aligned} dI_{s,x}/dx &= \mu S I_0 e^{-\mu x} - 1,1 \mu \bar{S} I_0 e^{-\mu x} \\ &\cdot [1,9 - (xa + 0,2)^{-0,4}] - \mu I_{s,x} \\ &= 1,1 \mu \bar{S} I_0 e^{-\mu x} [(xa + 0,2)^{-0,4} - 1] \\ &\quad - \mu I_{s,x}. \end{aligned}$$

Nach Integration und Einsetzen der Randbedingung $I_s = 0$ für $x = 0$ ergibt sich für $x < 0,8/a$

$$I_{s,x} = 1,4 \frac{\mu}{a} \bar{S} I_0 e^{-\mu x} [1,67(xa + 0,2)^{0,6} - ax - 0,64] \quad (14 a)$$

und für $x = 0,8/a$

$$I_{s,0,8/a} = \frac{0,25 \mu}{a} \bar{S} I_0 e^{-\mu x}. \quad (14 b)$$

Dieser Wert gilt nach Gl. (13) auch für alle Tiefen ($x > 0,8/a$).

IV. Diskussion der Ergebnisse

Die in den einzelnen Meteoriten aufgefundenen Scandiummengen sind in Tab. 1 aufgeführt. Wie ersichtlich, stimmen die Parallelbestimmungen einzelner Meteoritproben sehr gut überein; daraus läßt sich ein mittlerer Fehler der Einzelbestimmungen von etwa 5% ableiten. Tabelle 2 erlaubt einen Vergleich mit den entsprechenden Helium- und Neon-

Meteorite	Einwage in g	Ausbeute %	Sc in 10 ⁻⁹ g/g	Meteorite	Einwage in g	Ausbeute %	Sc in 10 ⁻⁹ g/g
Carbo I	2,506	32,5	1,89	Mt. Ayliff	1,048	34,5	3,62
Carbo I	3,424	21,0	1,84	Muonionalusta	8,161	27,0	0,19
Carbo I	2,003	26,0	2,00	Odessa	2,213	36,0	0,33
Carbo I	2,048	36,6	1,89	Cape York (Savik)	2,246	39,7	0,29
Carbo II	1,791	47,0	1,60	Cape York (Savik)	1,282	39,0	0,14
Carbo II	1,690	45,3	1,56	Tamarugal	1,908	32,6	2,28
Clark County	1,605	31,5	4,64	Thunda	1,912	36,0	3,2
Clark County	1,968	24,5	4,42	Thunda	1,801	40,3	2,70
Clark County	1,980	42,0	4,51	Thunda	1,540	43,0	2,59
Gibeon (Amalia)	1,100	51,5	0,43	Treysa	1,410	39,5	1,85
Gibeon (Harvard)	4,132	41,0	0,20	Treysa	2,151	38,0	2,08
Gibeon (Harvard)	1,837	41,0	0,15	Treysa (Troilit)	0,509	35,0	3,6

Tab. 1. Gemessene Scandium Konzentrationen.

Meteorit	Masse in kg	R_0	He in $10^{-6} \text{ cm}^3/\text{g}$	Neon in $10^{-8} \text{ cm}^3/\text{g}$	He/Ne	Sc in 10^{-9} g/g	kosmog. Sc in 10^{-9} g/g	Atome kosmog. Sc Atome Neon 22
Cape York (Savik)	66000	180	0,0002	—	—	0,21	—	—
Muonionalusta	7,5	6,1	0,002	—	—	0,19	—	—
Gibeon (Harvard)	15000	110	0,36	—	—	0,18	—	—
Gibeon (Amalia)	15000	110	3,51	1,98	177	0,43	$0,23 \pm 0,05$	$17,2 \pm 3,7$
Odessa	groß	—	1,51	1,22	124	0,33	$0,13 \pm 0,1$	$15,6 \pm 12,0$
Carbo (außen) I	450	34	20,9	12,3	170	1,9	$1,7 \pm 0,2$	$20,4 \pm 2,5$
Carbo (innen) II	450	34	19,8	11,2	168	1,6	$1,4 \pm 0,2$	$18,4 \pm 2,6$
Tamarugal	320	31	23,1	14,7	157	2,3	$2,1 \pm 0,2$	$21,0 \pm 2,1$
Treysa	63	18	24,1	21,1	114	2,0	$1,8 \pm 0,2$	$12,5 \pm 1,4$
Thunda	62	18	27,1	18,7	145	2,6	$2,4 \pm 0,2$	$18,8 \pm 1,5$
Mt. Ayliff	13,5	10,6	36,2	26,7	136	3,6	$3,4 \pm 0,3$	$18,8 \pm 1,8$
Clark County	11,3	10,0	47,8	37,8	127	4,6	$4,4 \pm 0,3$	$17,3 \pm 1,3$

Tab. 2. Vergleich der gefundenen Scandiummengen mit dem ebenfalls durch Spallation entstandenen Helium und Neon. R_0 wurde gleich $R/0,7$ angenommen; R wurde aus der aufgefundenen Masse der einzelnen Meteorite unter der Annahme einer kugelförmigen Gestalt errechnet.

gehalten; hierbei handelt es sich stets um die Gesamt mengen von Helium und Neon; der Fehler dieser Bestimmungen, die an anderer Stelle beschrieben wurden^{4, 5, 33}, lag unter 5%. Der kosmogene Ursprung dieser Edelgase ist durch ihr anomales Isotopenverhältnis bewiesen. (Helium $3/4 = 0,3^2$ und Neon $20/21/22 = 1/1/1^{34}$.) Der angeführte kosmogene Scandiumgehalt wurde aus den gemessenen Scandiumwerten durch Subtraktion von $0,2 \cdot 10^{-9} \text{ g Sc/g}$ als den mittleren natürlichen Scandiumgehalt erhalten (siehe weiter unten). Aus der Proportionalität zwischen Heliumgehalt und Scandiumgehalt ergibt sich sofort der Beweis, daß zumindestens für die heliumreichen Proben der überwiegende Teil des aufgefundenen Scandiums aus durch die Höhenstrahlung verursachten Kernreaktionen entsteht.

a) Heliumarme Meteorite

Die Scandiummengen, die in den sehr heliumarmen Meteoritproben Cape York (Savik), Muonionalusta und Gibeon (Harvard) gefunden wurden, scheinen den natürlichen, nicht durch Kernreaktionen gebildeten Scandiumkonzentrationen in Eisenmeteoriten zu entsprechen. Wir nehmen daher im folgenden einen Wert von $0,2 \cdot 10^{-9} \text{ g Sc/g}$, wie er sich in diesen Proben fand, als mittleren natürlichen Scandiumgehalt der Eisenmeteorite an. Dieser Wert für den natürlichen Scandiumgehalt ist allerdings

sehr unsicher, doch handelt es sich dabei nur um etwa 5–10% der in den heliumreichen Meteoritproben aufgefundenen Scandiummengen. Zwei der drei oben angeführten Meteorite, nämlich Savik und Muonionalusta, gehören zu einer Gruppe von Meteoriten, die durch ihren ganz extrem geringen Heliumgehalt auffallen.

In neuerer Zeit stellte sich heraus, daß fast alle älteren³⁵, nicht durch Neutronenaktivierung an Meteoriten ausgeführten Uran- und Thoriumanalysen viel zu hohe Werte geliefert hatten. Der tatsächliche Gehalt der Eisenmeteorite an diesen beiden Elementen ist so gering^{36, 37}, daß die daraus erzeugten Heliummengen vernachlässigbar klein sind. Es verbleiben somit drei Möglichkeiten, um den extrem niedrigen Heliumgehalt einiger Meteoritproben zu erklären.

1. Es handelt sich um Proben aus dem Innern sehr großer Meteorite.

2. Diese Meteorite waren im Vergleich zu den übrigen nur sehr kurze Zeit der Höhenstrahlung ausgesetzt, sie besitzen also ein sehr kleines „Strahlungsalter“.

3. Diese Meteorite haben in der jüngsten Vergangenheit ihr Helium auf irgendeine Weise verloren, z. B. durch große Erhitzung bei enger Annäherung an die Sonne⁸.

Da diese Meteorite, wie wir zeigen konnten, kein kosmogenes Scandium enthalten, welches bei einer eventuellen Erwärmung selbst bis über den Schmelzpunkt der Meteorite sicher nicht verloren gegangen wäre, so scheidet Möglichkeit 3) nun aus. Wir sind nun noch mehr als bisher geneigt, anzunehmen, daß es sich um extrem große Meteorite handelt. Im Falle von Cape York (Savik) (Masse 66 000 kg) ist

³³ H. WÄNKE, in Vorbereitung.

³⁴ H. WÄNKE u. H. HINTENBERGER, Z. Naturforschg. **13a**, 895 [1958].

³⁵ J. C. DALTON, J. GOLDEN, G. R. MARTIN, E. R. MERCER u. S. J. THOMSON, Geochim. Cosmochim. Acta **3**, 272 [1953].

³⁶ G. W. REED u. A. TURKEVICH, Nature, Lond. **176**, 794 [1955].

³⁷ G. W. REED, H. HAMAGUCHI u. A. TURKEVICH, Geochim. Cosmochim. Acta **13**, 248 [1958].

dies ja bewiesen. Proben aus anderen Stücken von Cape York enthalten etwas mehr Helium, doch ist auch bei diesen Proben der Heliumgehalt noch immer sehr klein im Vergleich zu den heliumreichen Meteoriten. Diese Proben von Cape York mit höherem Heliumgehalt entstammen vermutlich Zonen, die näher an der ursprünglichen Oberfläche des Meteoriten lagen. Allerdings sind bei diesen sehr kleinen Heliumgehalten Schwankungen von Probe zu Probe durch uran- bzw. thoriumhaltige, mikroskopische Einschlüsse nicht auszuschließen.

Wie schon in der vorhergehenden Arbeit ausgeführt¹, erhält man das radioaktive Scandiumisotop 46, welches wir zur Scandiumbestimmung benutzten, auch noch durch (n, p)-Reaktion aus Titan 46 mittels schneller Neutronen. Glücklicherweise entsteht aus Titan 47 ebenfalls durch (n, p)-Reaktion auch Scandium 47. Wegen der gegenüber Scandium 46 ($T/2 = 84$ Tage) sehr viel geringeren Halbwertszeit des Scandium 47 von 3,4 Tagen und auch wegen des wesentlich günstigeren Q -Wertes, ergab sich bei Bestrahlung von natürlichem Titan, in dem die beiden Isotope Titan 46 und Titan 47 etwa mit gleicher Häufigkeit auftreten, bei unseren Bestrahlungszeiten eine wesentlich größere Aktivität von Scandium 47 als von Scandium 46. Während bei allen übrigen Meteoriten keinerlei Anzeichen für eine 3,4-Tage-Aktivität zu bemerken war, enthielten die Präparate von Cape York (Savik) und Muonionalusta eine deutliche 3,4-Tage-Aktivität, die nur dem Isotop Scandium 47 zugeschrieben werden kann. Da diesen Proben auch kleine Mengen von Titan als Standard beigegeben waren, war es möglich, für diese beiden Meteorite auch den Titangehalt zu bestimmen (Tab. 4). Für die Berechnung des Scandiumgehaltes war für diese Meteorite eine kleine Korrektur notwendig, da ein kleiner Teil der gefundenen Scandium 46-Aktivität dem Titan zuzuschreiben war.

b) Heliumreiche Meteorite

Vergleich der verschiedenen in den Meteoriten aufgefundenen Reaktionsprodukte mit den Erzeugungsquerschnitten der entsprechenden Kerne

Tab. 3 enthält die relativen Häufigkeiten aller von uns am Meteoriten Carbo gemessenen Reaktionsprodukte der Höhenstrahlung. Neon 22 wurde hierbei gleich 1 gesetzt. Ferner sind als Vergleichswerte die Erzeugungsquerschnitte dieser Kerne relativ gegenüber Neon 22 für verschiedene Protonenenergien

angegeben, wie sie aus Bestrahlungsexperimenten bekannt geworden sind¹³⁻²². Wie ersichtlich, ist eine exakte Zuordnung der in den Meteoriten gemessenen Verhältnisse zu einer bestimmten Protonenenergie nicht möglich. Dies ist auch gar nicht zu erwarten, da die Spallationsprozesse in Meteoriten durch Teilchen sehr verschiedener Energie ausgelöst werden. Schon das Energiespektrum der Primärteilchen erstreckt sich über mehrere Größenordnungen und außerdem haben bei einem Meteoriten von der Größe des Carbo Reaktionen durch Sekundärteilchen einen sehr großen Einfluß. Ganz grob läßt sich jedoch eine mittlere Energie der für die Bildung dieser Reaktionsprodukte verantwortlichen Teilchen von etwa 1 GeV ableiten.

	³ He	⁴ He	²² Ne	⁴⁶ Sc
Carbo	99	412	1	20,4
430 MeV	770	4500	1	180
1 GeV	86	470	1	12,5
3 GeV	54	207	1	3,5

Tab. 3. Relative Konzentration der Spallationsprodukte im Meteoriten Carbo im Vergleich mit den relativen Erzeugungsquerschnitten dieser Kerne bei der Bestrahlung von Eisen mit Protonen verschiedener Energie (Neon 22=1).

Meteorite	Einwage in g	Ti in 10 ⁻⁶ g/g
Gibeon (Harvard)	4,132	3 ± 1
Gibeon (Harvard)	1,837	< 5
Muonionalusta	8,161	0,6 ± 0,4
Cape York (Savik)	1,282	< 2

Tab. 4. Titan-Gehalt dreier Eisenmeteorite.

Wie aus Tab. 2 zu entnehmen ist, bleibt das Verhältnis von Neon zu Scandium für alle untersuchten Meteorite nahezu konstant. Dies erscheint zunächst verwunderlich, da ja der Anteil der Reaktionen durch energieärmere Sekundärteilchen ($E < 1$ GeV) für große Meteoriten zunehmen und somit, wie im Abschnitt Erzeugungsquerschnitte ausgeführt, relativ mehr Scandium produziert werden sollte.

c) Vergleich der berechneten Intensitäten der Primär- und Sekundärteilchen mit den in den Meteoriten aufgefundenen Konzentrationen von Neon 22 und Scandium 45

Der effektive Querschnitt der Neon 22-Produktion für Protonen mit Energien über 1 GeV und einer Energieverteilung, wie sie den Primärteilchen der

Höhenstrahlung entspricht [Gl. (2 a)], ergibt sich zu

$$\bar{\sigma}_{22} = \int_{E_0}^{\infty} \sigma_{22}(E) F(E) dE / \int_{E_0}^{\infty} F(E) dE.$$

Nach Einsetzen der Funktionen für $\sigma_{22}(E)$ [Gl. (1)] und (2 a) $F(E) dE$ erhalten wir

$$\bar{\sigma}_{22} = 5,0 \text{ mb.}$$

Der Erzeugungsquerschnitt von Scandium 45 beträgt in diesem Energiebereich im Mittel 21 mb. Für den Energiebereich zwischen 0,2 bis 1 GeV finden wir einen mittleren Erzeugungsquerschnitt für Scandium 45 von 17 mb. Wie aus Abb. 1 ersichtlich, tragen Teilchen mit Energien unter 1 GeV nur unwesentlich zur Produktion von Neon 22 bei und wir dürfen den Anteil der Neonzeugung durch Teilchen in diesem Energiebereich vernachlässigen. Aus dem

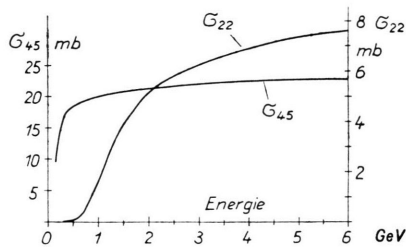


Abb. 1. Erzeugungsquerschnitte für Neon 22 und Scandium 45 bei der Bestrahlung von Eisen mit Protonen bis zu 6 GeV.

Verhältnis der in den Meteoriten gefundenen Mengen von Scandium 45 und Neon 22 können wir somit das Verhältnis der Intensitäten der Teilchen über 1 GeV zu den Teilchen unter 1 GeV berechnen. Bezeichnen wir mit I_h den Fluß der Teilchen mit Energien über 1 GeV und mit I_n den Fluß der Teilchen unter 1 GeV, so ergibt sich

$$\frac{N_{45}}{N_{22}} = \frac{\bar{\sigma}_{45, h} I_h + \bar{\sigma}_{45, n} I_n}{\sigma_{22, h} I_h}, \quad (15)$$

N_{45} und N_{22} = Zahl der Atome Scandium 45 bzw. Neon 22 pro g Meteorit. Wie aus Tab. 2 ersichtlich, strebt das Verhältnis N_{45}/N_{22} für sehr große Meteorite einem Grenzwert von etwa 17 zu. Nach Ein-

setzung in obige Gleichung erhalten wir für große Tiefen

$$I_n/I_h = 3,8.$$

Die genaue Berechnung der Intensitäten der Primär- und Sekundärteilchen für beliebige Punkte innerhalb eines Meteoriten ist, selbst wenn man kugelförmige Gestalt des Meteoriten annimmt, sehr mühsam. Da die Radien der Meteorite jedoch beim Durchgang durch die Erdatmosphäre auf etwa 70% ihres ursprünglichen Wertes schrumpfen^{8, 38, *}, so dürfen wir für nicht zu große Meteorite näherungsweise so verfahren, als kämen alle Proben stets aus dem Mittelpunkt des Meteoriten. So zeigen beispielsweise die Meteorite Clark County und Treysa keine merkbare Tiefenabhängigkeit des Scandiumgehaltes (siehe Abschnitt d) und selbst für den Meteoriten Carbo betrug der Tiefeneffekt des Heliumgehaltes nur ca. 20%³⁹⁻⁴². Zur Berechnung des Flusses der Primär- und Sekundärteilchen im Mittelpunkt eines kugelförmigen Meteoriten brauchen wir nur die Tiefe x aus den Gln. (7) und (14) durch den Radius R_0 des Meteoriten (R_0 Radius vor Eintritt in die Erdatmosphäre) zu ersetzen.

Das Verhältnis von Primär- zu Sekundärteilchen für eine Tiefe von mehr als 60 cm ergibt sich aus den Gln. (7) und (14 b) 78

$$I_s/I_p = 0,25 S \mu/a = 1,2 S$$

mit $I_s = I_n$ und $I_p = I_h$ ergibt sich S zu 3,1. Dieser Wert ist etwas höher als der von MARTIN⁸ berechnete und auch höher als von JOHNSON⁴³ für Protonen von 2 GeV in Photoemulsion gefunden wurde; doch ist zu bedenken, daß in Photoplaten neutrale Teilchen, also Neutronen unbemerkt bleiben. Das gleiche gilt für einen Vergleich mit S nach Gl. (10). Allerdings kommt ein gewisser Fehler in unserer Rechnung dadurch zustande, daß wir nur Sekundärteilchen der ersten Generation berücksichtigt haben. Uns kommt es jedoch weniger auf die Bestimmung von S als auf das Verhältnis I_s/I_p an.

Für den Meteoriten Clark County fanden wir ein Verhältnis $N_{45}/N_{22} = 17,3$ (s. Tab. 2), daraus errechnet sich nach Gl. (15) $I_n/I_h = 3,8$.

³⁸ J. H. HOFFMANN u. A. O. NIER, Phys. Rev. **112**, 2112 [1958].

* Der von uns in einer früheren Arbeit berechnete Schrumpfungsfaktor der Meteorite beim Durchgang durch die Erdatmosphäre $a = R/R_0 = 0,60$ basierte auf einem Absorptionskoeffizienten $\mu = 0,052$. Mit einem $\mu = 0,062$ (siehe vorliegende Arbeit) ergibt sich $a = 0,72$; J. H. HOFFMANN u. A. O. NIER berechneten für den Meteoriten Grant $a = 0,65$.

³⁹ K. F. CHACKETT, P. REASBECK u. E. J. WILSON, Geochim. Cosmochim. Acta **3**, 261 [1953].

⁴⁰ K. I. MAYNE, F. A. PANETH u. P. REASBECK, Nature, Lond. **172**, 200 [1953].

⁴¹ J. H. HOFFMANN u. A. O. NIER, Geochim. Cosmochim. Acta **17**, 32 [1959].

⁴² E. L. FIREMAN, Nature, Lond. **181**, 1725 [1958].

⁴³ W. R. JOHNSON, Phys. Rev. **99**, 1049 [1955].

Aus den Gln. (7) und (14 a) ergibt sich hingegen für eine Tiefe von 10 cm ($= R_0$ des Meteoriten Clark County **) $I_s/I_p = 1,4$.

Diese Diskrepanz läßt sich nur damit erklären, daß unter den Primärteilchen auch solche mit Energien unter 1 GeV vorkommen. Da wir mit I_p den Fluß der Primärteilchen mit Energie über 1 GeV definiert haben, so gilt $I_h = I_p$, während I_n sich aus I_s und dem Fluß der Primärteilchen $I_{p,n}$ mit Energien unter 1 GeV zusammensetzt. Aus

$$I_s + I_{p,n}/I_p = 3,8 \quad \text{und} \quad I_s/I_p = 1,4$$

erhalten wir $I_{p,n} = 2,4 I_p$. Wir haben hierbei vernachlässigt, daß auch die Primärteilchen unter 1 GeV Sekundärteilchen erzeugen. Unter Berücksichtigung dieses Umstandes erhalten wir $I_{p,n} = 2,1$; d. h. es muß in der primären Höhenstrahlung mindestens 2,1-mal soviel Teilchen mit Energien unter 1 GeV geben als über 1 GeV.

Über die Energieverteilung dieser Primärteilchen können wir folgendes aussagen. Eine effektive Reichweite (mit $E > 0,2$ GeV) von 10 cm ($= R_0$ des Meteoriten Clark County) setzt eine Anfangsenergie von mindestens 400 MeV voraus; Teilchen mit einer Anfangsenergie von etwa 300 MeV laufen sich in 10 cm Eisen bereits vollständig tot. Setzen wir die Gültigkeit des Energiespektrums in der Form nach Gl. (2 a) auch für eine Energie unter 1 GeV voraus, so müssen wir 280 MeV als Minimalenergie ansetzen, um auf den geforderten Wert $I_{p,n} = 2,1 I_p$ zu gelangen. Da jedoch nur Teilchen von über etwa 350–400 MeV genügend Energie besitzen, um nach dem Durchlaufen von 10 cm Eisen noch zur Scandiumerzeugung beitragen zu können, so muß das Energiespektrum unter 1 GeV etwas steiler verlaufen als es Gl. (2 a) entspricht.

In großen Meteoriten sind es vor allem die Sekundärteilchen, die im überwiegenden Maße für die Scandiumerzeugung verantwortlich sind, hingegen wird das Scandium in kleinen Meteoriten vor allem durch die energiearmen Primärteilchen gebildet. Somit erklärt sich auch die geringe Abhängigkeit des

Verhältnisses Scandium 45/Neon 22 von der Größe des Meteoriten. Auch das Minimum dieser Verhältnisses für den Meteoriten Treysa wird verständlich. Treysa hat gerade eine Größe, bei der der Einfluß der energiearmen Primärteilchen bereits stark abgeschwächt ist, jedoch der Anteil der Sekundärteilchen noch nicht die volle Höhe erreicht hat; die sehr kugelhähnliche Gestalt dieses Meteoriten wirkt ebenso in dieser Richtung. Ähnliche Überlegungen gelten auch für das He/Ne-Verhältnis und für das Helium 4/Helium 3-Verhältnis. Beide Verhältnisse sind energieabhängig, jedoch nicht in so starkem Maße wie das Scandium 45/Neon 22-Verhältnis.

Als bester derzeitiger Wert für die Intensität der Höhenstrahlung für Energien größer als 1 GeV gilt $I_0 = 0,21$ Teilchen/cm² sec sterad^{28, 44}. Für diesen Energiebereich konnten wir diesen Wert durch Messungen der Argon 39-Aktivität im Meteoriten Treysa etwa bestätigen⁴⁵; wir fanden $I_0 = 0,25 \pm 0,07$ Teilchen cm⁻² sec⁻¹ sterad⁻¹. Ein großer Teil der Höhenstrahlungsteilchen besitzt jedoch offenkundig wesentlich kleinere Energien, und wir erhalten $I_0 = 3,1 \cdot 0,21 = 0,65$ Teilchen/cm² sterad. Selbstverständlich ist dieser aus den in Meteoriten aufgefundenen Spallationsprodukten abgeleitete Wert mit einem ziemlichen mittleren Fehler behaftet. Wir sind jedoch sicher, daß die Intensität der Höhenstrahlung mindestens 3-mal so groß ist als bisher angenommen und daß sich das Energiespektrum mindestens bis zu Energien von etwa 300 MeV herunter erstreckt. Diese aus stabilen Reaktionsprodukten der Höhenstrahlung in Meteoriten abgeleiteten Werte gelten natürlich nur als Mittelwerte über den Zeitraum, in dem die untersuchten Meteorite der Höhenstrahlung ausgesetzt waren, also etwa über die letzten 500 Millionen Jahre, und natürlich auch nur als Mittelwerte über die von den Meteoriten im Laufe ihres Lebens durchflogenen Räume. Besonders interessant ist in diesem Zusammenhang ein Vergleich mit der kürzlich erschienenen Arbeit von GOEBEL und SCHMIDTLIN⁴⁶. Diese Autoren errechnen aus der Aktivität von

** Wir setzen hier voraus, daß Clark County tatsächlich ein kleiner Meteorit mit einem $R_0 = 10$ cm ist. Es wäre jedoch denkbar, daß die gefundene Masse nur ein Teil der Gesamtmasse ist, bzw. daß der Massenverlust dieses Meteoriten beim Durchgang durch die Erdatmosphäre wesentlich größer war, als wir mit $R = 0,7 R_0$ angenommen haben; mit anderen Worten, daß die von uns untersuchte Probe aus dem Inneren eines wesentlich größeren Meteoriten herrührt. Wegen des hohen Neongehaltes des Meteoriten Clark County erscheint dies aber sehr unwahrscheinlich, da sonst sein „Strahlungsalter“ (Zeitdauer der Einwirkung

der Höhenstrahlung) wesentlich höher sein müßte als z. B. das des Meteoriten Carbo. VOSHAGE und HINTENBERGER fanden jedoch für das Verhältnis der durch Spallation entstandenen Mengen Kalium 40 zu Kalium 41 in diesen beiden Meteoriten etwa den gleichen Wert, woraus ein etwa gleiches Strahlungsalter folgt.

⁴⁴ S. F. SINGER, Nuovo Cim. **8**, (Suppl.) 546 [1958].

⁴⁵ H. WÄNKE u. ELSE VILČEK, Z. Naturforschg. **14 a**, 929 [1959].

⁴⁶ K. GOEBEL u. P. SCHMIDTLIN, Z. Naturforschg. **15 a**, 79 [1960].

Tritium, das sie aus einer Reihe von in jüngerer Zeit gefallenen Steinmeteoriten extrahierten, und das ebenfalls durch die Einwirkung der Höhenstrahlung entsteht, eine Höhenstrahlungsintensität von $I_0 = 0.8$ Nukleonen/cm² sec sterad. Dieser Wert gilt als Mittelwert für die letzten 10 bis 20 Jahre.

Die wesentlichen Unsicherheiten unserer Rechnung sind in dem Wert für den Massenverlust der Meteorite beim Durchgang durch die Atmosphäre und in etwas geringerem Maße in der Berechnung der Zahl der Sekundärteilchen enthalten. Beide Fehlerquellen wären praktisch ausgeschaltet, wenn es gelänge, Proben von sehr kleinen Meteoriten mit einer Gesamtmasse von etwa 1 kg zu erhalten.

d) Suche nach Tiefeneffekten in den Meteoriten Clark County und Treysa

Da es aus den im vorhergehenden Abschnitt beschriebenen Messungen offenkundig geworden war, daß es in der Primärkomponente der Höhenstrahlung eine überraschend hohe Zahl von Teilchen unter 1 GeV geben müsse, haben wir versucht, Proben aus dem Inneren möglichst kleiner Meteorite zu erhalten, um etwaige Tiefenabhängigkeiten des Scandiumgehalts festzustellen. In einigen größeren Meteoriten konnte bereits von verschiedenen Autoren eine Tiefenabhängigkeit der Spallationsprodukte gefunden werden³⁹⁻⁴². Die bisher bekannten Untersuchungen wurden jedoch an Meteoriten mit Radien

von 20 cm und mehr ausgeführt. Wenn das Spektrum der Höhenstrahlung sich jedoch tatsächlich bis herunter auf Energien von etwa 200 – 300 MeV oder noch tiefer erstreckt, so sollte in sehr kleinen Meteoriten ein zusätzlicher Tiefeneffekt nahe der Oberfläche auftreten, der dadurch zustande kommt, daß z. B. Protonen mit einer Energie von etwa 200 MeV in etwa 5 cm Eisen vollständig abgebremst werden.

Es gelang uns, Proben aus dem Inneren der Meteorite Clark County und Treysa zu bekommen. Die Proben entstammten Schnittflächen, die zwar nicht durch den Mittelpunkt der Meteorite gingen, jedoch vor allem beim Clark County nicht allzuweit vom Mittelpunkt entfernt lagen.

Die Ergebnisse der Scandium 45-Messungen in den beiden Meteoriten sind in Tab. 5 und 6 sowie in Abb. 2 aufgezeichnet. Insgesamt wurden aus dem Meteoriten Clark County 11 und aus dem Meteoriten Treysa 20 Proben auf ihren Scandiumgehalt untersucht. Während beim Meteoriten Treysa sich eine kleine Ortsabhängigkeit des Scandiumgehaltes fand, die gerade außerhalb der Fehlergrenze zu liegen scheint, konnten beim Meteoriten Clark County keinerlei systematische Variationen des Scandiumgehaltes festgestellt werden. Im Gegensatz hierzu fanden FECHTIG, GENTNER und KISTNER eine sehr starke Variation des Heliumgehaltes im Meteoriten Treysa⁴⁷. Leider sind für den Massenverlust der Meteorite beim Durchgang durch die Erdatmosphäre noch

Probe	Einwage	Ausbeute	Sc 10 ⁻⁹ g/g	Probe	Einwage	Ausbeute	Sc 10 ⁻⁹ g/g
1	1,038	46,5%	2,17	11	1,608	57,7%	2,08
2	1,018	43,5%	2,07	12	1,886	13,0%	2,08
3	1,155	44,3%	2,16	13	1,451	51,7%	1,95
4	1,178	34,8%	2,37	14	1,832	54,0%	1,75
5	1,372	45,3%	2,28	15	1,417	61,7%	1,81
6	1,923	41,0%	2,13	16	1,180	61,0%	4,07
7	1,371	46,0%	1,99	17	1,322	67,0%	1,83
8	1,763	39,7%	2,44	18	1,575	52,0%	1,79
9	1,456	49,7%	2,03	19	1,844	46,0%	1,91
10	1,112	48,3%	1,98	20	1,449	44,7%	2,02

Tab. 5. Scandiumanalysen Meteorit Treysa.

Probe	Einwage	Ausbeute	Sc 10 ⁻⁹ g/g	Probe	Einwage	Ausbeute	Sc 10 ⁻⁹ g/g
1	1,704	45,2%	4,42	7	1,997	38,3%	4,60
2	1,934	43,1%	4,91	8	2,041	40,0%	4,78
3	1,931	41,8%	4,55	9	1,682	42,6%	4,48
4	1,860	44,2%	4,47	10	2,067	40,5%	4,39
5	1,223	41,8%	4,79	11	1,614	43,1%	4,51
6	0,906	46,8%	4,87				

Tab. 6. Scandiumanalysen Meteorit Clark County; Mittelwert $4,62 \pm 0,19 \cdot 10^{-9}$ g Sc/g.

⁴⁷ H. FECHTIG, W. GENTNER u. G. KISTNER, Geochim. Cosmochim. Acta **18**, 72 [1960].

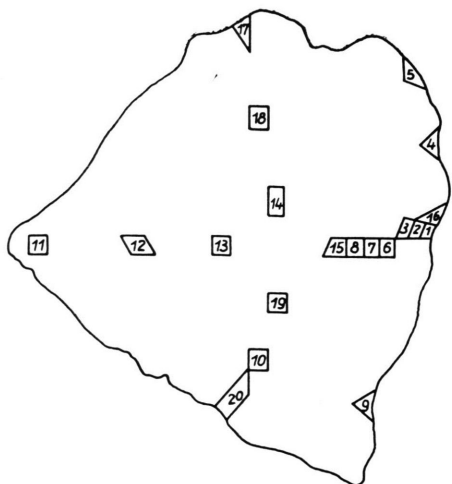


Abb. 2. Schnitt durch den Meteoriten Treysa. Die Zahlen entsprechen den Probennummern in Tab. 5.

keine zuverlässigen Angaben bekannt, so daß es auch noch nicht möglich ist, aus dem Fehlen eines Tiefeneffektes beim Meteoriten Clark County irgendwelche Schlüsse über das Spektrum der Höhenstrahlung

im Bereich von 200 MeV zu machen. Es könnte durchaus sein, daß die nur wenige Zentimeter tiefen Zonen, in denen sich die Teilchen mit derartigen Energien totlaufen, beim Durchgang der Meteorite durch die Atmosphäre verloren gehen. Auch in diesem Zusammenhang wären Untersuchungen an noch wesentlich kleineren Meteoriten von großem Wert.

Es ist mir eine angenehme Verpflichtung, Fräulein I. SCHÜLER für ihren großen Einsatz bei den radiochemischen Laborarbeiten, die sie sehr selbständig durchführte, herzlichst zu danken. Besonderen Dank möchte ich auch an dieser Stelle für die Überlassung der Meteoritproben aussprechen. Die Proben des Meteoriten Treysa erhielten wir von Professor H. WINKLER (Marburg), alle übrigen Meteoritproben entstammen der Sammlung Professor F. A. PANETH. Die Arbeit wurde unterstützt durch Sachbeihilfen des Bundesministeriums für Atomkernenergie und Wasserwirtschaft.

The research reported in this paper has been sponsored in part by the Geophysics Research Directorate, Air Force Cambridge Research Center of the Air Research and Development Command, United States Air Force, through its European Office.

Dielektrische Relaxation von aliphatischen Kettenmolekülen in verdünnter Lösung

Von G. KLAGES und R. LANGPAPE

Aus dem Physikalischen Institut der Universität Mainz
(Z. Naturforsch. 15 a, 964—974 [1960]; eingegangen am 12. August 1960)

An einer Reihe von aliphatischen Chloriden ist ϵ'' in verdünnter Lösung von Benzol und *n*-Heptan bei Meter- und Mikrowellen gemessen. Daraus ergeben sich Lage und Form der Absorptionskurve, und es lassen sich Aussagen über die Grundzüge des Relaxationsspektrums gewinnen. Die Resultate werden aus der Molekülstruktur dahingehend interpretiert, daß bei den 1-Chloriden sich eine Beweglichkeit der polaren Endgruppe bemerkbar macht, die aber nicht dem Modell von BUDÓ folgt. Wenn der Dipol mehr zur Kettenmitte hin verschoben ist, wird die Verteilung der Relaxationszeiten schmäler und entspricht gut der von FRÖHLICH angegebenen.

Die Frage, ob Drehbewegungen der einzelnen Glieder eines polaren Kettenmoleküls gegeneinander an der Orientierung seines elektrischen Dipols mitwirken und sich daher im dielektrischen Relaxationsspektrum der flüssigen Phase bemerkbar machen, ist schon mehrfach untersucht und diskutiert. Geeignete Untersuchungssubstanzen für dieses Problem sind die normalen aliphatischen Chloride, an denen die ersten Absorptionsmessungen in verdünnter Lösung bei m-Wellen, d. h. im Gebiete des langwelligen Ausläufers der DEBYE-Absorption, ausgeführt wur-

den¹. Die aus diesen Messungen mit Hilfe des Dipolmoments abzuleitende effektive Relaxationszeit, die den Schwerpunkt einer etwa vorliegenden Relaxationszeit-Verteilung darstellt, wurde in ihrer Abhängigkeit von der Kettenlänge nach den hydrodynamischen Theorien von DEBYE² und PERRIN³ diskutiert. Als Ergebnis kam FISCHER zu dem Schluß, daß die Molekeln zum einen in der Lösung noch im Mittel gestreckte Gestalt annehmen, also nicht ausgeprägte Knäuelung aufweisen, zum anderen aber sich nicht wie starre Stäbchen verhalten. Offen blieb, ob der

¹ E. FISCHER, Phys. Z. 40, 645 [1939]; Z. Naturforsch. 4 a, 707 [1949]. — J. HENRION, Bull. Soc. Roy. Sci., Liège 8, 37 [1939].

² P. DEBYE, Polare Molekeln, S. Hirzel, Leipzig 1929.

³ F. PERRIN, J. Phys. Radium (7) 5, 497 [1934].