

Untersuchungen über die schweren Kerne in der primären kosmischen Strahlung

Von WOLFGANG PÜSCHEL

Aus dem Max-Planck-Institut für Physik, Göttingen
(Z. Naturforsch. 13 a, 801—808 [1958]; eingegangen am 24. Mai 1958)

Fragmentation probabilities and interaction mean free paths for the interaction of heavy nuclei ($Z > 2$) of the primary cosmic radiation with target nuclei of emulsions (Ilford G 5) have been obtained. The experiment has been carried out in Northern Italy, at a geomagnetic latitude of 46° N. The values are in good agreement with those reported previously by FOWLER, HILLIER, WADDINGTON and RAJOPADHYE, WADDINGTON and CESTER, DEBENEDETTI, GARELLI, QUASSIATI, TALLONE, VIGONE.

Values are derived for the fragmentation probabilities in air by a geometrical model introduced by NOON and KAPLON.

Assigning both to the incident particle and to the target nuclei a radius $R = R_0 \cdot A^{1/3}$, one obtains an effective nuclear radius $R_0 = 1,2 \cdot 10^{-13}$ cm.

Using our values for the fragmentation probabilities instead of the lower values found in an experiment by KAPLON et al., their ratio for the fluxes of L-nuclei to M-nuclei at the top of the atmosphere is increased from 0.46 to about 0.80.

Einleitung und Bereitstellung des Versuchsmaterials

Untersuchungen über die schwere Primärkomponente der kosmischen Strahlung mittels Kernemulsionen, Ionisationskammern, Zählrohren und Nebelkammern waren das Ziel vieler Experimente^{1–21}. Nach Durchgang durch die Atmosphäre ändert die schwere Primärkomponente ihre Zusammensetzung, da teils Teilchen infolge von Ionisationsverlusten oder infolge von Zusammenstößen aus dem Fluß ausscheiden, teils neue Teilchen dem Fluß beitreten als Spaltprodukte aus Zusammenstößen von Primärkernen höherer Ladung. Da die mittleren freien Stoßweglängen der schweren Kerne in der Atmosphäre verhältnismäßig kurz sind (etwa 20–40 g pro cm^2) und die in den meisten Experimenten er-

reichten Freiballonghöhen noch eine Restatmosphäre von 10–30 g/cm^2 über sich lassen, macht sich eine Änderung des einfallenden Stromes bemerkbar. Die auf den Gipfel der Atmosphäre extrapolierten Intensitäten der einzelnen Kernsorten hängen nun entscheidend von den Spaltwahrscheinlichkeiten P_{K-I} ab (P_{K-I} ist die Wahrscheinlichkeit, mit der bei der Aufspaltung eines Kernes der Sorte K ein Restkern der Sorte I entsteht). Frühere Experimente mit Kernemulsionen waren benachteiligt auf Grund der Tatsache, daß Emulsionen mit Glasunterlage verwendet wurden, so daß das Durchverfolgen von Spuren durch mehrere Emulsionen schwierig, wenn nicht sogar unmöglich war. Andere Experimente beruhten auf der Identifizierung der Kerne durch „Streu- und δ -Strahldichtemessungen“. Nun zeigten BISWAS und PETERS²², daß die Streumessungen zu einer Unter-

¹ H. ALFVEN, Nature, Lond. **143**, 435 [1939].

² P. FREIER, E. J. LOFGREN, E. P. NEY, F. OPPENHEIMER, H. L. BRADT u. B. PETERS, Phys. Rev. **74**, 213 [1948].

³ H. L. BRADT u. B. PETERS, Phys. Rev. **74**, 1828 [1949].

⁴ P. FREIER, E. J. LOFGREN, E. P. NEY u. F. OPPENHEIMER, Phys. Rev. **74**, 1818 [1949].

⁵ H. L. BRADT u. B. PETERS, Phys. Rev. **75**, 1779 [1949].

⁶ H. L. BRADT u. B. PETERS, Phys. Rev. **77**, 54 [1950].

⁷ H. L. BRADT u. B. PETERS, Phys. Rev. **80**, 943 [1950].

⁸ A. D. DAINTON, P. H. FOWLER u. D. W. KENT, Phil. Mag. **43**, 729 [1952].

⁹ K. GOTTSTEIN, Phil. Mag. **45**, 347 [1954].

¹⁰ M. F. KAPLON, J. H. NOON u. G. W. RACETTE, Phys. Rev. **96**, 1408 [1954].

¹¹ B. PETERS, Proc. Ind. Acad. Sci. A **40**, 230 [1954].

¹² H. FAY, Z. Naturforsch. **10 a**, 572 [1955].

¹³ J. A. VAN ALLEN, Phys. Rev. **84**, 791 [1951].

¹⁴ T. H. STIX, Phys. Rev. **95**, 782 [1954].

¹⁵ J. LINSLEY, Phys. Rev. **101**, 826 [1956].

¹⁶ B. PETERS, The Nature of Primary Cosmic Radiation in „Progress in Cosmic Ray Physics“, North Holland Publishing Company, Amsterdam 1952.

¹⁷ M. F. KAPLON, B. PETERS, H. L. REYNOLDS u. D. M. RITSON, Phys. Rev. **85**, 295 [1952].

¹⁸ J. H. NOON, A. J. HERZ u. B. J. O'BRIEN, Nuovo Cim. **5**, 854 [1957].

¹⁹ A. D. DAINTON, P. H. FOWLER u. D. W. KENT, Phil. Mag. **42**, 317 [1951].

²⁰ J. H. NOON u. M. F. KAPLON, Phys. Rev. **97**, 769 [1955].

²¹ D. LAL, YASH PAL, M. F. KAPLON u. B. PETERS, Phys. Rev. **86**, 569 [1952].

²² S. BISWAS, B. PETERS u. RAMA, Proc. Ind. Acad. Sci. A **41**, 154 [1955].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

schätzung des Impulses für hochenergetische Teilchen und somit zu einer Unterschätzung der Ladung der Kerne führen können.

Als Ergebnis dieser Schwierigkeiten ist der wahre relative Fluß am Gipfel der Atmosphäre für die verschiedenen Ladungsgruppen noch nicht endgültig gesichert. Deshalb wurde diese Arbeit ausgeführt, um genauere Werte für die Spaltwahrscheinlichkeiten und mittleren freien Stoßweglängen zu erhalten, die in der Diffusion der schweren Kerne durch die Atmosphäre eine Rolle spielen und mit deren Hilfe man aus den am Meßort erhaltenen Ergebnissen auf die Verhältnisse am Gipfel der Atmosphäre schließen kann, indem man die entsprechenden Werte für Luft aus den experimentellen Werten der Emulsion auf geeignete Weise schätzt.

Für die vorliegenden Untersuchungen standen uns 30 kernphotographische Platten (Ilford G 5) zur Verfügung. Das aus 150 Emulsionsschichten bestehende Plattenpaket war am 26. 9. 1955 in Norditalien unter 46° N geomagnetischer Breite mit Hilfe von Freiballonen in etwa 33,2 km Höhe für 5 Stunden exponiert worden.

Es wurden über 600 schwere Primärkerne mit 239 hochenergetischen Kernreaktionen gefunden. Damit wurden die Spaltwahrscheinlichkeiten berechnet. Von den 600 Spuren wurden 192 Primärspuren willkürlich ausgewählt, mit deren Hilfe die mittleren freien Stoßweglängen berechnet wurden. Um eine unbeeinflusste Auswahl von Kernwechselwirkungen und schweren Primärkernen zu erhalten, wurden die Kernemulsionen auf folgende Weise systematisch durchmustert. Es wurden zuerst die durch schwere Primärkerne hervorgerufenen Spuren am oberen Rande des Emulsionsblockes (etwa 0,5 cm vom Rand entfernt) gesucht und dann verfolgt, bis das Teilchen entweder bei einem Stoß mit einem der Emulsionskerne aufspaltete oder den Block wieder verließ. Entstand bei einer Aufspaltung ein schwerer Restkern, so wurde auch dieser verfolgt. Die Durchmusterung erfolgte mittels eines Leitz-Forschungsmikroskops (Ortholux).

Folgende Spuren wurden ausgesucht: 1. Die Korndichte mußte mehr als das 12-fache der Plateaukorndichte, die δ -Strahldichte mehr als ein δ -Strahl auf 100 μ betragen. 2. Die Spurlänge der einzelnen Spuren pro Emulsion sowie die mögliche Spurlänge bei Wechselwirkungen mußte größer als 2000 μ sein. 3. Um langsame Protonen und He-Kerne auszuschließen, deren Korn- und δ -Strahlrichtungen die Auswahl-

regel (1) erfüllen können, wurde ein Faden im Okular genau entlang der Spur ausgerichtet. Abweichungen infolge der Vielfachstreuung von einer geradlinigen Spur bei langsamen Teilchen können leicht beim Verfolgen der Spur festgestellt werden. 4. Teilchen, die zur Ruhe kamen, Teilchen, bei denen sich eine Änderung der Korn- bzw. δ -Strahldichte bemerkbar machte, wurden ausgeschlossen.

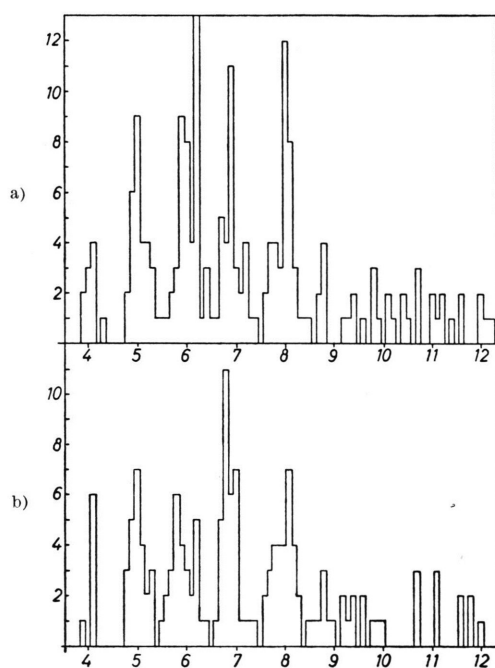


Abb. 1 a. Ladungsspektrum von 239 gefundenen Kernen, die Kernstöße verursachen. 30 Kerne mit $Z > 12,2$; 11 Kerne mit $Z > 20$.

Abb. 1 b. Ladungsspektrum von 192 gefundenen Kernen, mit deren Hilfe die mittlere freie Stoßweglänge berechnet wurde. 8 Kerne mit $Z > 20$; 20 Kerne mit $Z > 12$. (Abszisse: Kernladungszahl; Ordinate: Anzahl der Kerne.)

Daß obige Kriterien wirklich genügten, um relativistische Kerne mit einer Kernladungszahl größer als 3 zu identifizieren, zeigte die Tatsache, daß, wenn eine Spur in einer Wechselwirkung endete, diese immer eine hochenergetische Wechselwirkung darstellte, ein Typ einer Wechselwirkung also, der nicht von langsamen Protonen usw. erzeugt werden kann. Einen weiteren Beweis lieferte die gute Auflösung der gemessenen Ladungsspektren (s. Abb. 1).

Ladungsmessungen

Die Ladung eines Atomkernes kann mittels der Methode von DANTON et al.⁸ bestimmt werden, nach

der die Anzahl der δ -Strahlen (als δ -Strahlen werden alle die Spuren von Anstoßelektronen gezählt, die aus 4 oder mehr Körnern bestehen) und der mittlere Streuwinkel gemessen werden.

Um den Anschluß an die erwähnte Zählkonvention der δ -Strahldichte zu finden, wurde in dieser Arbeit ein anderer Weg beschritten wie bisher. So wurden in anderen Arbeiten Messungen an α -Teilchen ausgeführt, die mittels Reichweite- und Streumessungen, bzw. Korndichte- und Streumessungen als solche identifiziert wurden, wobei dann die δ -Strahldichte als Funktion der Energie aufgetragen wird. Der Nachteil dieser Methode liegt darin, daß zur Eichung mindestens 3 Meßmethoden, nämlich etwa δ -Strahldichte-, Korndichte- und Streumessungen, verwendet werden müssen. In dieser Arbeit wurden nur δ -Strahlungsmessungen benutzt, da die Kerne als relativistisch angesehen werden können; denn nach FOWLER und WADDINGTON²³ liegt die „Abschneide-Energie“ für mehrfach geladene Teilchen in Norditalien bei einer geomagnetischen Breite von 46° N bei 1,55 GeV/Nukleon.

Liegen die Geschwindigkeiten der Atomkerne im relativistischen Bereich, so verhalten sich die δ -Strahldichten verschiedener Atomkerne wie die Quadrate ihrer Kernladungszahlen zueinander:

$$N_{d1} : N_{d2} : N_{d3} : \dots = Z_1^2 : Z_2^2 : Z_3^2 : \dots$$

(N_{d1} δ -Strahldichte für Kern 1; Z_1 Kernladungszahl für Kern 1).

Zur Eichung wurde für 18 willkürlich ausgewählte Spuren ($N_{d1} : N_{d2}$) experimentell für je 2 verschiedene Spuren aus den Messungen gebildet und die theoretischen Werte ($Z_1^2 : Z_2^2$) ausgerechnet, wobei für Z_1 und Z_2 alle möglichen Kernladungszahlen eingesetzt wurden (allerdings wurden für kleine δ -Strahldichten, z. B. für $N_d = 2$, nicht große Kernladungszahlen, etwa $Z = 7$, eingesetzt; denn die Arbeiten anderer Autoren zeigen, daß kleinen δ -Strahldichten auch kleine Kernladungszahlen entsprechen). Bildet man nun alle möglichen Kombinationen mit allen Spuren, so lassen sich die Kernladungszahlen eindeutig bestimmten δ -Strahldichten zuordnen (s. Abb. 2).

Die gute Auflösung der Ladungsspektren (s. Abb. 1), d. h. die Spitzen bei ganzzahligen Kernladungszahlen Z , gibt einen Beweis für die Richtigkeit unserer Messungen.

δ -Strahldichtemessungen können mit einer hinreichenden Genauigkeit ausgeführt werden, daß Änderungen von 10% leicht festgestellt werden können.

Für Atomkerne mit einer Energie pro Nukleon größer als 0,8 GeV ist die δ -Strahldichte nahezu konstant, dagegen für Energien pro Nukleon kleiner als 0,8 GeV ändert sich die δ -Strahldichte in der Emulsion nach einer Spurlänge von 15 g/cm² um mehr als 10%. So ist es also möglich, nur durch Beobach-

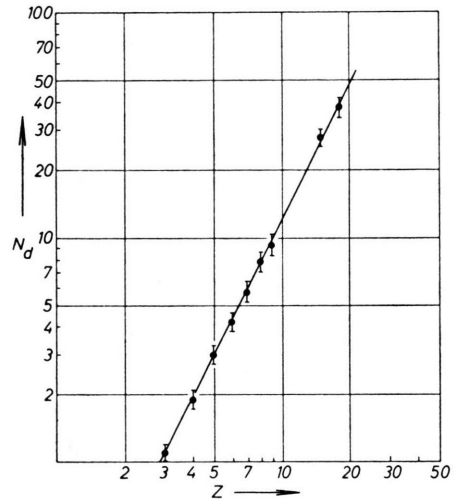


Abb. 2. Abhängigkeit der δ -Strahldichte pro 100 μ (N_d) von der Kernladungszahl (Z).

tungen der δ -Strahldichteänderungen (etwa für eine Reichweite von 15 g/cm²) die Kernladungszahl eines sich mit relativistischer Geschwindigkeit bewegenden Atomkernes innerhalb einer Einheit zu identifizieren.

Bei sämtlichen in dieser Arbeit vermessenen Primärspuren wurde die δ -Strahldichte in der Eintrittsemulsion sowie in der Austrittsemulsion gemessen (die Kerne hatten dann in der Mehrzahl der Fälle eine größere Reichweite als 15 g/cm im Block). Nur in einigen wenigen Fällen machte sich eine δ -Strahldichteänderung bemerkbar; diese Spuren wurden nicht verwendet.

Mittlere freie Stoßweglängen, Wirkungsquerschnitte und Spaltwahrscheinlichkeiten

In Tab. 1 sind die gemessenen Werte für die mittleren freien Stoßweglängen der einzelnen Kernsorten angegeben. Z , die mittlere Kernladungszahl, wurde dem Ladungsspektrum entnommen. Etwa gleiche Werte erhält man, wenn man anstatt der Stöße

²³ P. H. FOWLER u. C. J. WADDINGTON, Phil. Mag. **2**, 637 [1956].

| Kernsorte | \bar{Z} | Anzahl d. Stöße | Mittlere freie Stoßweglänge in cm | Stoßschicht in g/cm ² |
|----------------------------------|-----------|-----------------|-----------------------------------|----------------------------------|
| L-Kerne (Be, B) | 4,8 | 13 | $12,3 \pm 3,4$ | 47 ± 13 |
| M-Kerne ($6 \leq Z \leq 9$) | 7,1 | 43 | $12,6 \pm 1,9$ | $48,2 \pm 7,5$ |
| H-Kerne ($Z \geq 10$) | 14,8 | 22 | $10,1 \pm 2,1$ | $38,0 \pm 8,3$ |
| H'-Kerne ($10 \leq Z \leq 19$) | 13,1 | 17 | $9,7 \pm 2,4$ | $37,0 \pm 9,2$ |
| VH-Kerne ($Z \geq 20$) | 22,2 | 5 | $10,9 \pm 4,9$ | 41 ± 19 |

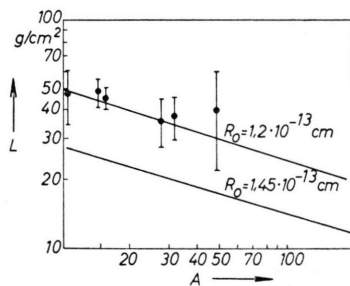
Tab. 1. Experimentelle mittlere freie Stoßweglängen.

| Kernsorte | \bar{A} | R_0 in 10^{-13} cm |
|--------------|-----------|------------------------|
| L-Kerne | 10,39 | $1,2 \pm 0,1$ |
| M-Kerne | 14,33 | $1,2 \pm 0,1$ |
| H-Kerne | 30,40 | $1,2 \pm 0,1$ |
| H'-Kerne | 27,38 | $1,2 \pm 0,1$ |
| VH-Kerne | 48,58 | $1,1 \pm 0,1$ |
| Gesamt-Kerne | 15,29 | $1,2 \pm 0,1$ |

Tab. 2. Der effektive Kernradius R_0 .

nur die Aufspaltungen („Fragmentierungen“) benutzt, d. h. nur solche Stöße, bei denen sich die Kernladungszahl des Primärkernes um mindestens eine Einheit ändert.

In Tab. 2 sind die berechneten Werte für den effektiven Kernradius R_0 angegeben unter der Annahme eines geometrischen Wirkungsquerschnittes. Abb. 3 gibt die Stoßweglängen, aufgetragen in Ab-

Abb. 3. Die mittleren freien Stoßweglängen (L) in Abhängigkeit vom Atomgewicht (A) der stoßenden Kerne.

hängigkeit vom Atomgewicht der einfallenden Kerne wieder. Die vorhandenen experimentellen Werte fallen auf die theoretische Kurve, die berechnet wurde unter der Annahme von $R_0 = 1,2 \cdot 10^{-13}$ cm und eines geometrischen Wirkungsquerschnittes. Zum Vergleich ist noch die Kurve mit $R_0 = 1,45 \cdot 10^{-13}$ cm, der in den letzten Jahren meist benutzte Wert, aufgetragen.

Die Spaltwahrscheinlichkeiten für Stöße und Fragmentierungen sind in Tab. 3 angegeben. Es zeigt sich, daß diese für die mittleren und schweren Kerne nahezu gleich sind, daß sie dagegen bei den leichten Kernen verschieden sind. In Tab. 4 sind die Ereignisse nach S- und L-Ereignissen unterschieden wor-

den. Bei den S-Ereignissen ist die Zahl der schwarzen und grauen Verdampfungsspuren des getroffenen Kernes größer oder gleich 8; es handelt sich also um einen Stoß an einem schweren Kern der Emulsion (S, Br, Ag, J). Bei den L-Ereignissen dagegen ist die Zahl der schwarzen und grauen Verdampfungsspuren kleiner als 8, was einem Stoß an den leichten Emulsionskernen (H, C, N, O) oder aber einem streifenden Stoß an den schweren entspricht. Die in der Tabelle angegebenen P_{K-n} geben das Verhältnis der Zahl der Kerne, die vollständig in α -Teilchen und Protonen aufspalten, zur Zahl der stoßenden Teilchen der Sorte K. Aus den in der Tabelle angegebenen Werten läßt sich eine Abhängigkeit der P_{K-I} von der Größe des getroffenen Kernes erkennen: Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten schwerer Bruchstücke ist um so größer, je kleiner der getroffene Kern ist. In Tab. 5 sind die Werte für die Spaltwahrscheinlichkeiten angegeben, die in dieser Arbeit (P) gewonnen wurden, zusammen mit denen, die FOWLER et al. (W) 1956, CESTER et al. (C) 1957, FAY (F) 1955, GOTTSTEIN (G) 1953, NOON und KAPLON (N) 1954 und HÄNNI (H) 1956 erhielten^{9, 12, 20, 24, 25, 26}. Die Ergebnisse zeigen, daß unsere Werte sehr gut mit den Werten von FOWLER et al. und CESTER et al. übereinstimmen (mit der Ausnahme $P_{VH-H'}$), daß weiter die Spaltwahrscheinlichkeiten in die mittleren und schweren Kerne der verschiedenen Autoren nicht erheblich voneinander abweichen, daß jedoch für die Spaltwahrscheinlichkeiten der Kerne in die leichten Kerne

²⁴ P. H. FOWLER, R. R. HILLIER u. C. J. WADDINGTON, Phil. Mag. 2, 239 [1957].

²⁵ R. CESTER, A. DEBENEDETTI, C. M. GARELLI, B. QUASSIATI, L. TALLONE u. M. VIGONE, private Mitteilung.

²⁶ F. HÄNNI, Helv. Phys. Acta 29, 281 [1956].

| Spaltwahrscheinlichkeiten für | | | |
|---|--|--------------------------------------|--|
| Fragmentierungen | | Stöße | |
| $P_{B, Be-Be, Li} = 2/36 = 0,06 \pm 0,04$ | | $P_{B, Be-L} = 4/38 = 0,11 \pm 0,05$ | |
| $P_{L-Be, Li} = 2/45 = 0,04 \pm 0,03$ | | $P_{L-L} = 4/46 = 0,09 \pm 0,04$ | |
| $P_{M-L} = 14/118 = 0,12 \pm 0,03$ | | $P_{M-L} = 14/124 = 0,11 \pm 0,03$ | |
| $P_{M-M} = 8/118 = 0,07 \pm 0,02$ | | $P_{M-M} = 14/124 = 0,11 \pm 0,03$ | |
| $P_{H-L} = 10/61 = 0,16 \pm 0,05$ | | $P_{H-L} = 10/64 = 0,16 \pm 0,05$ | |
| $P_{H-M} = 16/61 = 0,26 \pm 0,07$ | | $P_{H-M} = 16/64 = 0,25 \pm 0,07$ | |
| $P_{H-H} = 9/61 = 0,15 \pm 0,05$ | | $P_{H-H} = 13/64 = 0,20 \pm 0,05$ | |
| $P_{H'-L} = 9/50 = 0,18 \pm 0,05$ | | $P_{H'-L} = 9/52 = 0,17 \pm 0,05$ | |
| $P_{H'-M} = 15/50 = 0,30 \pm 0,07$ | | $P_{H'-M} = 15/52 = 0,29 \pm 0,07$ | |
| $P_{H'-H'} = 3/50 = 0,06 \pm 0,03$ | | $P_{H'-H'} = 5/52 = 0,10 \pm 0,04$ | |
| $P_{VH-L} = 1/12 = 0,08 \pm 0,08$ | | $P_{VH-L} = 1/12 = 0,08 \pm 0,08$ | |
| $P_{VH-M} = 1/12 = 0,08 \pm 0,08$ | | $P_{VH-M} = 1/12 = 0,08 \pm 0,08$ | |
| $P_{VH-H'} = 6/12 = 0,50 \pm 0,15$ | | $P_{VH-H'} = 6/12 = 0,50 \pm 0,15$ | |
| $P_{VH-VH} = 1/12 = 0,08 \pm 0,08$ | | $P_{VH-VH} = 1/12 = 0,08 \pm 0,08$ | |

Tab. 3. Spaltwahrscheinlichkeiten.

| Spaltwahrscheinlichkeiten für Stöße bei | | | |
|--|--|-----------------------------|--|
| L-Ereignissen | | S-Ereignissen | |
| $P_{L-L} = 0,13 \pm 0,06$ | | $P_{L-L} = 0,00$ | |
| $P_{L-n} = 0,87$ | | $P_{L-n} = 1,00$ | |
| $P_{M-M} = 0,19 \pm 0,04$ | | $P_{M-M} = 0,05 \pm 0,03$ | |
| $P_{M-L} = 0,13 \pm 0,04$ | | $P_{M-L} = 0,07 \pm 0,04$ | |
| $P_{M-n} = 0,68$ | | $P_{M-n} = 0,88$ | |
| $P_{H-H} = 0,30 \pm 0,07$ | | $P_{H-H} = 0,06 \pm 0,06$ | |
| $P_{H-M} = 0,35 \pm 0,07$ | | $P_{H-M} = 0,00$ | |
| $P_{H-L} = 0,11 \pm 0,05$ | | $P_{H-L} = 0,12 \pm 0,08$ | |
| $P_{H-n} = 0,24$ | | $P_{H-n} = 0,82$ | |
| $P_{H'-H'} = 0,18 \pm 0,06$ | | $P_{H'-H'} = 0,08 \pm 0,08$ | |
| $P_{H'-M} = 0,34 \pm 0,08$ | | $P_{H'-M} = 0,00$ | |
| $P_{H'-L} = 0,13 \pm 0,05$ | | $P_{H'-L} = 0,08 \pm 0,08$ | |
| $P_{H'-n} = 0,25$ | | $P_{H'-n} = 0,84$ | |
| $P_{VH-VH} = 0,12 \pm 0,04$ | | $P_{VH-VH} = 0,00$ | |
| $P_{VH-H'} = 0,75 \pm 0,15$ | | $P_{VH-H'} = 0,00$ | |
| $P_{VH-M} = 0,13 \pm 0,04$ | | $P_{VH-M} = 0,00$ | |
| $P_{VH-L} = 0,00$ | | $P_{VH-L} = 0,35 \pm 0,08$ | |
| $P_{VH-n} = 0,00$ | | $P_{VH-n} = 0,65$ | |

Tab. 4. Spaltwahrscheinlichkeiten für Stöße an leichten und schweren Emulsionskernen.

erhebliche Differenzen auftreten. Im letztgenannten Fall ergeben unsere und die von FOWLER et al. gefundenen Spaltwahrscheinlichkeiten bedeutend niedrigere Werte. Die Differenzen zwischen unseren Werten und denen von NOON und KAPLON sind besonders darauf zurückzuführen, daß unsere Kernstöße eine weit geringere Neigung zeigten, 2 oder mehr Restkerne auszusenden. NOON und KAPLON fanden bei 214 Kernstößen 11, bei denen 2, und 3 Stöße, bei denen 3 Restkerne auftraten. Wir hingegen fan-

den 239 Kernstöße; dabei war nur ein Stoß zu finden, bei dem 3 Restkerne auftraten. Stöße mit 2 Restkernen konnten wir nicht beobachten. Diese Verhältnisse werden bestätigt durch FOWLER et al., die unter 249 Kernstößen nur 2 fanden, die 2 Restkerne aufzuweisen hatten. Als Erklärung dient: Entweder haben wir eine bemerkenswerte Zahl von L-Kernen übersehen oder falsch identifiziert oder die anderen Autoren haben fälschlicherweise Verdampfungsspuren der getroffenen Kerne als energiereiche Spaltprodukte identifiziert. Jedoch kann in einer fälschlichen Bestimmung der Kernladungszahl die Ursache der Diskrepanz nicht gefunden werden; denn nimmt man den extremen Fall an, daß etwa alle identifizierten Bor-Kerne in Wirklichkeit Kohlenstoff-Kerne sind, so wird P_{K-L} noch kleiner. Der umgekehrte Fall, daß alle identifizierten Kohlenstoff-Kerne in Wirklichkeit Bor-Kerne sind, und auch der erst erwähnte Fall sind sehr unwahrscheinlich, da im Ladungsspektrum die Spitzen bei ganzzahligen Kernladungszahlen liegen, und es nicht gerade sehr wahrscheinlich ist, daß die Bestimmung von Z gerade fälschlicherweise genau um eine Einheit geschah. Alle unsere Primärspuren waren länger als 2000μ , wogegen in einigen früheren Arbeiten beträchtlich steilere Spuren benutzt wurden. Die Identifizierung der Sekundärprodukte bei steilen Spuren ist erheblich schwieriger als bei flachen Spuren. Deshalb halten wir es für möglich, daß die größeren Spaltwahrscheinlichkeiten von GOTTSTEIN sowie von NOON et al. auf Grund dieser Tatsache zu groß sind.

Um die Spaltwahrscheinlichkeiten für Luft zu

| Sek. Pri. | Au- tor | H | VH | H' | M | L | He |
|--------------|------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|
| H | P | $0,20 \pm 0,05$ | | | $0,25 \pm 0,07$ | $0,16 \pm 0,09$ | |
| | W | $0,16 \pm 0,04$ | | | $0,26 \pm 0,05$ | $0,13 \pm 0,04$ | |
| | C | $0,25 \pm 0,06$ | | | $0,18 \pm 0,05$ | $0,13 \pm 0,04$ | |
| | F | $0,09 \pm 0,09$ | | | $0,09 \pm 0,09$ | $0,09 \pm 0,09$ | |
| | G | $0,10 \pm 0,05$ | | | $0,26 \pm 0,08$ | $0,26 \pm 0,08$ | |
| | N | $0,22 \pm 0,05$ | | | $0,19 \pm 0,04$ | $0,43 \pm 0,07$ | $2,18 \pm 0,15$ |
| VH | H | 0,00 | | | $0,37 \pm 0,17$ | $0,43 \pm 0,18$ | $1,32 \pm 0,31$ |
| | P | | $0,08 \pm 0,08$ | $0,50 \pm 0,15$ | $0,08 \pm 0,08$ | $0,08 \pm 0,08$ | |
| | W | | $0,14 \pm 0,08$ | $0,24 \pm 0,10$ | $0,19 \pm 0,09$ | $0,09 \pm 0,06$ | $1,52 \pm 0,39$ |
| | G | | 0,00 | $0,33 \pm 0,33$ | $0,33 \pm 0,33$ | $1,33 \pm 0,67$ | $1,66 \pm 0,75$ |
| | N | | $0,11 \pm 0,07$ | $0,26 \pm 0,12$ | $0,21 \pm 0,11$ | $0,31 \pm 0,13$ | $2,95 \pm 0,39$ |
| | | | | | | | |
| H' | P | | | $0,12 \pm 0,04$ | $0,29 \pm 0,07$ | $0,17 \pm 0,05$ | |
| | W | | | $0,09 \pm 0,04$ | $0,28 \pm 0,07$ | $0,12 \pm 0,05$ | $1,15 \pm 0,17$ |
| | G | | | $0,07 \pm 0,05$ | $0,25 \pm 0,09$ | $0,14 \pm 0,07$ | $1,82 \pm 0,25$ |
| | N | | | $0,14 \pm 0,04$ | $0,22 \pm 0,05$ | $0,46 \pm 0,08$ | $2,10 \pm 0,17$ |
| M | P | | | | $0,11 \pm 0,03$ | $0,11 \pm 0,03$ | |
| | W | | | | $0,11 \pm 0,03$ | $0,12 \pm 0,03$ | $0,73 \pm 0,07$ |
| | C | | | | $0,16 \pm 0,03$ | $0,18 \pm 0,03$ | |
| | F | | | | $0,13 \pm 0,08$ | $0,17 \pm 0,08$ | |
| | G | | | | $0,06 \pm 0,04$ | $0,31 \pm 0,09$ | $1,22 \pm 0,18$ |
| | N | | | | $0,08 \pm 0,03$ | $0,32 \pm 0,05$ | $1,31 \pm 0,11$ |
| L | H | | | | $0,07 \pm 0,07$ | $0,32 \pm 0,15$ | $0,51 \pm 0,18$ |
| | P | | | | | $0,09 \pm 0,04$ | |
| | W | | | | | $0,10 \pm 0,04$ | $0,40 \pm 0,08$ |
| | C | | | | | $0,11 \pm 0,04$ | |
| | F | | | | | $0,23 \pm 0,10$ | |
| | G | | | | | $0,15 \pm 0,07$ | $0,85 \pm 0,18$ |

Tab. 5. Die Werte von verschiedenen Autoren für die Spaltwahrscheinlichkeiten.

| Sek. Pri. | Au- tor | V | VH | H' | M | L | He |
|--------------|------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|
| H | P | $0,30 \pm 0,07$ | | | $0,35 \pm 0,07$ | $0,11 \pm 0,05$ | |
| | W | $0,29 \pm 0,07$ | | | $0,45 \pm 0,08$ | $0,12 \pm 0,06$ | |
| | C | 0,34 | | | 0,27 | 0,14 | |
| | F | $0,20 \pm 0,18$ | | | $0,20 \pm 0,18$ | $0,20 \pm 0,18$ | |
| | G | $0,13 \pm 0,08$ | | | $0,37 \pm 0,17$ | $0,06 \pm 0,06$ | |
| | | | | | | | |
| VH | P | | $0,12 \pm 0,04$ | $0,75 \pm 0,15$ | $0,12 \pm 0,04$ | 0,00 | |
| | W | | $0,25 \pm 0,14$ | $0,25 \pm 0,14$ | $0,33 \pm 0,17$ | 0,00 | $2,08 \pm 0,68$ |
| | N | | 0,00 | $0,33 \pm 0,16$ | $0,44 \pm 0,16$ | $0,33 \pm 0,16$ | $3,12 \pm 0,72$ |
| H' | P | | | $0,18 \pm 0,06$ | $0,34 \pm 0,08$ | $0,13 \pm 0,05$ | |
| | W | | | $0,20 \pm 0,08$ | $0,50 \pm 0,13$ | $0,17 \pm 0,07$ | $1,33 \pm 0,26$ |
| | N | | | $0,18 \pm 0,06$ | $0,23 \pm 0,06$ | $0,52 \pm 0,08$ | $2,00 \pm 0,20$ |
| M | P | | | | $0,19 \pm 0,04$ | $0,13 \pm 0,04$ | |
| | W | | | | $0,16 \pm 0,04$ | $0,18 \pm 0,04$ | $0,98 \pm 0,11$ |
| | C | | | | 0,19 | 0,23 | |
| | N | | | | $0,09 \pm 0,03$ | $0,38 \pm 0,06$ | $1,33 \pm 0,12$ |
| | F | | | | $0,16 \pm 0,08$ | $0,21 \pm 0,09$ | |
| | G | | | | $0,08 \pm 0,05$ | $0,29 \pm 0,09$ | |
| L | P | | | | | $0,13 \pm 0,06$ | |
| | W | | | | | $0,16 \pm 0,07$ | $0,45 \pm 0,13$ |
| | F | | | | | $0,29 \pm 0,11$ | |
| | C | | | | | 0,15 | |
| | G | | | | | $0,29 \pm 0,12$ | |

Tab. 6. Spaltwahrscheinlichkeitswerte verschiedener Autoren für die L-Ereignisse.

| Au- tor | L- Kerne | M- Kerne | H'- Kerne | VH- Kerne | H- Kerne |
|------------|-----------------------------------|-----------------------|------------------------|------------------------|------------------------|
| P | 47 \pm 13 \bar{Z} = 4,8 | 48,2 \pm 7,5 7,1 | 37,0 \pm 9,2 13,1 | 41 \pm 19 22,2 | 38,0 \pm 8,3 14,8 |
| W | 51,6 \pm 6,1 \bar{Z} = 4,2 | 51,9 \pm 3,8 7,0 | 37,8 \pm 5,0 12,8 | 45,1 \pm 9,5 23,6 | |
| C | 60,0 \pm 5,7 | 51,6 \pm 3,3 | | | 42,5 \pm 4,1 |
| F | 66 \pm 13 \bar{Z} = 4,6 | 64 \pm 13 6,9 | | | 29 \pm 9 15,3 |
| N | 61,7 \pm 19,4 \bar{Z} = | 59,6 \pm 7,0 7,0 | | | 36,5 \pm 4,8 18,0 |
| H | | 42,9 \pm 6,6 | | | 32,8 \pm 7,4 |
| N' | 82 \pm 36 - 23 | 91 \pm 36 - 25 | | | 39 \pm 19 - 12 |

Tab. 7. Werte verschiedener Autoren für die mittleren freien Stoßweglängen in g/cm².

| Die P_{K-I} | | |
|--------------------|------|-----------------------------------|
| berechnet für Luft | | der L-Ereignisse in Emulsionen |
| P_{H-H} | 0,24 | 0,30 |
| P_{H-M} | 0,28 | 0,35 |
| P_{H-L} | 0,17 | 0,11 |
| P_{M-M} | 0,14 | 0,19 |
| P_{M-L} | 0,14 | 0,13 |
| P_{L-L} | 0,13 | 0,13 |

| Kennsorte | Mittlere freie Stoßweglängen in Luft in g/cm ² |
|-----------|---|
| H-Kerne | 19,0 |
| M-Kerne | 26,9 |
| L-Kerne | 33,6 |

↑ Tab. 9. Mittlere freie Stoßweglängen in Luft.

← Tab. 8. Spaltwahrscheinlichkeiten für Luft.

schätzen, kann man folgenden Weg einschlagen: Wir nehmen an, daß die Wechselwirkungen mit N_h (N_h Zahl der schwarzen und grauen Verdampfungsspuren) größer als 7 hauptsächlich „zentrale“ Stöße mit den schweren Emulsionskernen Ag, Br und J darstellen, während die übrigen Wechselwirkungen Stöße mit den leichten Kernen oder „streifende“ Stöße mit den schweren Kernen darstellen. Da nun in streifenden Stößen die Spaltwahrscheinlichkeiten für die Aufspaltungen in schwere Restkerne größer als in zentralen Stößen angenommen werden können, werden die gefundenen Spaltwahrscheinlichkeiten für Stöße mit N_h kleiner oder gleich 7 offenbar obere Grenzen für die Spaltwahrscheinlichkeiten in Luft sein. In Tab. 6 sind unsere Werte für die L-Ereignisse zusammen mit den Ereignissen anderer Autoren angegeben. Unsere Werte stimmen wieder gut überein mit den von FOWLER et al. und CESTER et al. angegebenen. Nur bezüglich der sehr schweren Kerne besteht ein Unterschied.

In Tab. 7 sind die experimentellen Werte von verschiedenen Autoren angegeben für die mittleren freien Stoßweglängen. Man sieht, daß unsere Werte

gut übereinstimmen mit den Ereignissen anderer Autoren (P diese Arbeit; W FOWLER et al.⁴; F FAY¹²; N NOON und KAPLON²⁰; H HÄNNI²⁶; N' NOON et al.¹⁸; C CESTER et al.²⁵. Wir möchten jedoch hier betonen, daß diese Werte offenbar in unserer Arbeit nicht obere Grenzen für die wirklichen mittleren freien Stoßweglängen darstellen; denn unsere Spuren wurden 2-mal verfolgt, bis sie entweder in einem Stoß endeten oder den Emulsionsblock wieder verließen. Bei 200 Spuren waren bei der ersten Verfolgung 3 Kernstöße übersehen worden. In diesen 3 Stößen fand keine oder nur eine geringe Aufspaltung der Primärkerne statt, wobei eine oder keine Verdampfungsspur des getroffenen Kernes zu beobachten war. Diese Ereignisse sind naturgemäß leicht zu übersehen. Wir hoffen jedoch auf Grund der 2-maligen Verfolgung der Spuren diese Fehlerquelle auf ein Minimum herabgesetzt zu haben.

Um die gefundenen Spaltwahrscheinlichkeiten in Kernemulsionen auf die entsprechenden Werte in Luft zu extrapolieren, wurde das von NOON und

²⁷ E. M. LYMAN, A. O. HANSON u. M. B. SCOTT, Phys. Rev. **84**, 626 [1951].

KAPLON²⁰ angegebene „Überlappungsmodell“ benutzt. Die Ergebnisse sind in Tab. 8 angegeben; dort sind zum Vergleich ebenfalls noch die Spaltwahrscheinlichkeiten der L-Ereignisse in Kernemulsionen angegeben. Das Ergebnis deutet auf die ungefähre Richtigkeit des oben Gesagten hin, daß nämlich die gefundenen Spaltwahrscheinlichkeiten der L-Ereignisse in Kernemulsionen als obere Grenzen für die entsprechenden Werte in Luft angesehen werden können.

Die Größe des Atomkernes

Die Größe des Atomkernes wurde in den letzten Jahren bestimmt: 1. aus der Streuung schneller Elektronen²⁷⁻³³, 2. aus der γ -Strahlung μ -mesischer Atome³⁴⁻³⁶, 3. aus der Absorption energiereicher Neutronen³⁷, 4. aus der Absorption energiereicher kosmischer Teilchen³⁸⁻⁴⁰. Aus diesen Messungen ergab sich für R_0 der Wert $1,2 \cdot 10^{-13}$ cm.

Unter der Annahme eines geometrischen Wirkungsquerschnittes ergaben unsere Messungen für R_0 (R_0 läßt sich berechnen aus

$$R_0 = \left(\frac{1}{\pi N \lambda \sum_i \rho_i (A_i^{1/3} + A'^{1/3})^2 / A_i} \right)^{1/2},$$

wobei A' das Atomgewicht des stoßenden Kernes und A_i das Atomgewicht des getroffenen Kernes der Sorte i , ρ_i die Dichte des Elementes mit dem Atomgewicht A_i , λ die mittlere freie Stoßweglänge) ebenfalls den Wert $1,2 \cdot 10^{-13}$ cm. Auch APPA RAO et al.⁴¹ und HÄNNI²⁶ erhielten $(1,13 \pm 0,04) \cdot 10^{-13}$ cm und $(1,15 \pm 0,09) \cdot 10^{-13}$ cm bei energiereichen Kernwechselwirkungen von schweren Primärkernen.

Bereits frühere Messungen der mittleren freien Stoßweglängen in verschiedenen Substanzen^{6, 9, 12, 17, 20, 24} zeigten, daß die beobachteten mittleren freien Stoßweglängen größer sind als die erwarteten, wenn man einen geometrischen Wirkungsquerschnitt und für R_0 den aus energiearmen Reaktionen folgenden Wert

$1,45 \cdot 10^{-13}$ cm annimmt. Die Experimentatoren versuchten den Unterschied der theoretischen und experimentellen Werte zu beseitigen, indem sie verlangten, daß erst dann eine energiereiche Wechselwirkung stattfindet, wenn eine gewisse Überlappung der Stoßkerne erreicht wird. Sie fanden Übereinstimmung, wenn der Wirkungsquerschnitt durch

$$\sigma = \pi (R_1 + R_2 - 2 \Delta R)^2$$

dargestellt wird

($R_{1,2} = R_0 \cdot A_{1,2}^{1/3}$ mit $R_0 = 1,45 \cdot 10^{-13}$ cm; R_1 und R_2 : Radien des getroffenen und des stoßenden Kernes; $\Delta R = 0,85 \cdot 10^{-13}$ cm).

Tab. 9 gibt die mit dieser Methode berechneten mittleren freien Stoßweglängen in Luft wieder.

Flußbestimmung am Gipfel der Atmosphäre

Da bezüglich der primären Flüsse der schweren und mittleren Kerne Übereinstimmung, bezüglich des Flusses der leichten Kerne jedoch Unstimmigkeiten zwischen verschiedenen Arbeiten^{8, 17-19} bestehen, wurde das Flußverhältnis der L-Kerne zu den M-Kernen am Gipfel der Atmosphäre aus der Arbeit von KAPLON et al.¹⁰ erneut bestimmt; diese Autoren erhielten 0,46 für das Verhältnis, wobei sie die „großen“ Spaltwahrscheinlichkeiten $P_{M-L} = 0,42$ und $P_{H-L} = 0,48$ benutzten. Werden unsere kleineren Werte für die entsprechenden Spaltwahrscheinlichkeiten eingesetzt, so vergrößert sich das Verhältnis auf etwa 0,80.

Herrn Prof. Dr. W. HEISENBERG und Herrn Prof. Dr. K. WIRTZ danke ich für die freundliche Aufnahme im Max-Planck-Institut für Physik. Herrn Dr. K. GOTTSTEIN bin ich herzlich zu Dank verpflichtet für die Anregung zu dieser Arbeit. Herrn Dr. FAY danke ich für sein Interesse, das er am Fortgang der Arbeit zeigte. Ebenso danke ich den Beobachterinnen für die Durchmusterung der Platten.

²⁸ F. BITTER u. H. FESHBACH, Phys. Rev. **92**, 837 [1953].

²⁹ R. W. PIDD, C. L. HAMMER u. E. C. RAKA, Phys. Rev. **92**, 436 [1953].

³⁰ R. HOFSTADTER, H. R. FECHTER u. J. A. MCINTYRE, Phys. Rev. **92**, 978 [1953].

³¹ R. HOFSTADTER, B. HAHN, J. A. MCINTYRE u. A. W. KNUDSON, Phys. Rev. **95**, 512 [1954].

³² D. G. RAVENHALL u. D. R. YENNIE, Phys. Rev. **96**, 239 [1954].

³³ A. E. GLASSGOLD, Phys. Rev. **98**, 1360 [1955].

³⁴ VAL L. FITCH u. J. RAINWATER, Phys. Rev. **92**, 789 [1953].

³⁵ L. N. COOPER u. E. M. HENLEY, Phys. Rev. **92**, 801 [1953].

³⁶ D. A. HILL u. K. W. FORD, Phys. Rev. **94**, 1617 [1955].

³⁷ T. COOR, D. A. HILL, W. F. HORNYAK, L. W. SMITH u. G. SNOW, Phys. Rev. **98**, 1369 [1955].

³⁸ M. S. SINHA u. N. C. DAS, Phys. Rev. **105**, 1587 [1957].

³⁹ R. R. BROWN, Phys. Rev. **87**, 999 [1952].

⁴⁰ Y. EISENBERG, Phys. Rev. **96**, 1378 [1954].

⁴¹ M. V. K. APPA RAO, R. R. DANIEL u. K. A. NEELAKANTAN, Proc. Ind. Acad. Sci. A **43**, No. 3 [1956].