

Energieverluste und Ladungszustände schwerer Ionen beim Durchgang durch Materie

K. BETHGE, P. SANDNER und H. SCHMIDT

II. Physikalisches Institut, Universität Heidelberg

(Z. Naturforsch. **21 a**, 1052—1056 [1966]; eingegangen am 3. März 1966)

Professor Dr. W. GENTNER zum 60. Geburtstag gewidmet

Energy losses of B-, N-, O- and S-Ions in gold-, silver- and nickel-targets were measured by a new method, based on the elastic backward scattering of these ions from thick targets. The agreement of the results with semiempirical estimates of Northcliffe is excellent as far as these estimates are made. Charge distributions of O- and S-Ions after scattering from thick targets were also measured and the values of γ^2 determined. The energy losses calculated from these γ^2 values agree within the errors with the directly measured values.

Die Messung absoluter Wirkungsquerschnitte von Kernreaktionen erfordert die Kenntnis des Energieverlustes der Projektile im Targetmaterial. Der durch Wechselwirkung mit den Atomhüllen der Targetatome hervorgerufene Energieverlust elementarer oder vollständig ionisierter Partikel (z. B. Elektronen, Protonen, α -Teilchen) läßt sich durch die BETHE-BLOCH-Formel¹ gut berechnen. Die experimentellen Ergebnisse stimmen innerhalb weniger Prozent mit den theoretischen Werten überein.

Daten über den Energieverlust schwerer Ionen sind bisher noch wenig bekannt². Die Berechnung des Energieverlustes wird erschwert, weil der Ladungszustand, in dem sich das Projektil im Target befindet, nicht bekannt ist. Diese teilweise Ionisierung kann durch einen Faktor γ berücksichtigt werden, der in die BETHE-Formel eingefügt wird:

$$-dE/dx = \frac{4\pi e^4}{m v^2} (\gamma z_1)^2 N Z B(Z, v) \quad (1)$$

(m Masse der Elektronen, v und z_1 Geschwindigkeit und Ordnungszahl der Ionen, N und Z Teilchendichte und Kernladungszahl der Targetatome. Die Bremszahl $B(Z, v)$ enthält die Summe über alle Oszillatorenstärken der beim Teilchendurchgang angeregten Niveaus. Im Fall fast gerader Bahnen ist die Bremszahl eine nur schwach mit der Energie des Projektils variierende Funktion

$$\left[\text{z. B. } B(Z, v) = \log \frac{2 m v^2}{I} \right].$$

Für Protonen oberhalb 250 keV ist $\gamma = 1$. Die Berechnung von γ als Funktion der Energie der ein-

fallenden Teilchen ist nicht möglich, da eine Theorie der Umladeprozesse nicht existiert.

Demzufolge ist es für schwere Ionen notwendig, entweder den Energieverlust zu messen oder die mittlere Ladung zu bestimmen, um daraus dann den Energieverlust errechnen zu können. Da die Bremsfunktion $B(Z, v)$ nur vom Targetmaterial und der Geschwindigkeit der Projektile abhängt, kann man den Energieverlust der schweren Ionen aus demjenigen für Protonen der gleichen Geschwindigkeit durch

$$dE/dx_{\text{Ion}} = (\gamma z_1)^2_{\text{Ion}} \cdot dE/dx_{\text{Proton}} \quad (2)$$

bestimmen.

Im folgenden werden Messungen beschrieben, bei denen der Energieverlust schwerer Ionen sowohl direkt aus der elastischen Streuung abgeleitet als auch aus der Messung der effektiven Ladung berechnet wurde.

Die Experimente wurden am Heidelberger Tandem-VAN-DE-GRAAFF-Beschleuniger ausgeführt. Negative B-, N-, O- und S-Ionen wurden in einem Duoplasmatron nach der Methode von HORTIG und GENTNER³ erzeugt.

1. Energieverlustmessung

Die direkte Messung des Energieverlustes schwerer Ionen ist meist auf wenige Elemente beschränkt, weil die Herstellung genügend dünner Targets und deren Dicken-Abstufung schwierig ist.

¹ H. A. BETHE, Ann. Phys. **5**, 325 [1930]. — F. BLOCH, Z. Phys. **81**, 363 [1933].

² L. C. NORTHCLIFFE, Ann. Rev. Nucl. Sci. **13**, 67 [1963]. — W. WHALING, Handb. Phys. **34**, 193 [1958].

³ G. HORTIG u. W. GENTNER, Z. Phys. **172**, 353 [1963].



Aus der elastischen Streuung schwerer Ionen an beliebig dicken Targets läßt sich der Energieverlust auf folgende Art ableiten⁴: Ein Teilchenstrahl fällt auf ein schräg zum Strahl stehendes dickes Target (Abb. 1). Das Spektrum der unter einem bestimmten Winkel rückgestreuten Teilchen ist ein Kontinuum, das sich bis zu einem sehr scharfen Abfall er-

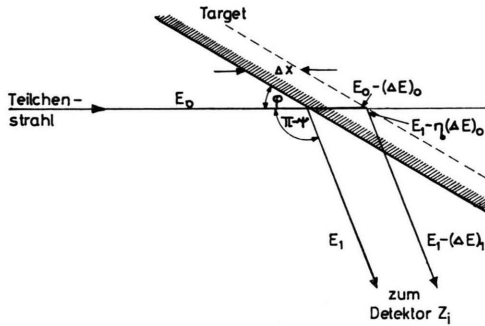


Abb. 1. Meßanordnung (schematisch).

streckt, dessen energetische Lage durch die Streukinematik gegeben ist.

Teilchen der Einfallsenergie E_0 haben, wenn sie direkt an der Oberfläche gestreut werden, die Energie E_1 . Alle Teilchen, die tiefer in das Target eingedrungen sind, verlieren Energie. Das kontinuierliche Spektrum läßt sich in Energieintervalle einteilen, in denen die Zahl der Teilchen mit der Energie $E_1 - (\Delta E)_1$ gemessen wird. Über den RUTHERFORDSchen Streuquerschnitt läßt sich diese Teilchenzahl mit einer Tiefe Δx verknüpfen, so daß man aus der gemessenen Teilchenzahl und ihrer Energie den Energieverlust erhält, der gegeben ist durch:

$$(dE/dx)_{E_0} = (N_0/N(E)_1) N_s \sigma_R \Delta\Omega \frac{(\Delta E)_1}{K(\psi) + \frac{\sin \varphi}{\sin(\psi - \varphi)}} \quad (3)$$

darin bedeutet:

N_0 Zahl der auf das Target fallenden Teilchen, $N(E)_1$ Zahl der Teilchen im Energieintervall $E_1 - (\Delta E)_1$, N_s Zahl der Streuzentren/cm³, σ_R RUTHERFORD-Streuquerschnitt, $K(\psi) = 1 - \left(\frac{2 M_1 M_2}{M_1 + M_2}\right) \cdot (1 - \cos \psi)$,

$\Delta\Omega$ Raumwinkel.

Die Grenzen, innerhalb derer diese Methode anwendbar ist, sind durch folgende Bedingungen gegeben:

a) Um die Vorstellung klassischer Bahnen zu erfüllen, muß die Ladung des Projektils punktförmig gegenüber dem Targetkern angenommen werden, d. h. es muß gelten:

$$2 z_1 Z/\xi_0 \gg 1 \quad \text{mit} \quad \xi_0 = \hbar v/e^2.$$

b) Die Streuung muß unterhalb der COULOMB-Schwelle erfolgen, um Kernpotentialstreuung auszuschließen.

c) Die Energie der Projektile muß so groß sein, daß die Streuung innerhalb der K-Schale der Targetatome stattfindet, um unbekannte Abschirmeffekte zu vermeiden.

d) Der Energieverlust im Target vor und nach dem Streuprozess soll nur schwach von der Energie abhängig sein und kann als gleich angenommen werden.

Mit dieser Methode wurden Energieverluste von ¹¹B-, ¹⁴N-, ¹⁶O- und ³²S-Ionen in Au, Ag und Ni gemessen, weil für diese Projektil-Targetkombinationen die Bedingungen a – d erfüllt sind. Als Targets werden 1 mm dicke Bleche verwendet, deren Oberfläche feinst geläppt wurde. Die Rauigkeiten liegen zwischen 0,1 und 1 μ .

2. Ladungsverteilung

Die von dicken Targets unter 90° gestreuten Teilchen wurden in einem Magneten nach Ladungen getrennt und in 5 Halbleiterdetektoren gemessen⁵. Ein Zähler, der unter dem Winkel ψ steht, registriert alle Teilchen, für die das Verhältnis E/n (n Ladungszahl) konstant ist. Aus diesen Spektren lassen sich bei jeder Energie die Verhältnisse der Ladungskomponenten bestimmen. Da bereits nach etwa 100 Atomlagen die Ionen ihren Gleichgewichtsladungszustand erreicht haben⁶ und die Eindringtiefe Δx ca. 0,1 μ beträgt, kann man aus den Ladungskomponenten die effektive Ladung berechnen

$$(\gamma z_1)^2 = \sum_{n=1}^{z_1} \Phi_n n^2. \quad (4)$$

Mit diesen Werten können dann nach (2) die Energieverluste berechnet werden, wobei für die Energieverluste der Protonen tabellierte Werte² verwendet wurden.

⁴ K. BETHGE u. P. SANDNER, Phys. Lett. **19**, 241 [1965].

⁵ H. SCHMIDT, Diplomarbeit, Heidelberg 1966.

⁶ H. D. BETZ, Diplomarbeit, Heidelberg 1965.

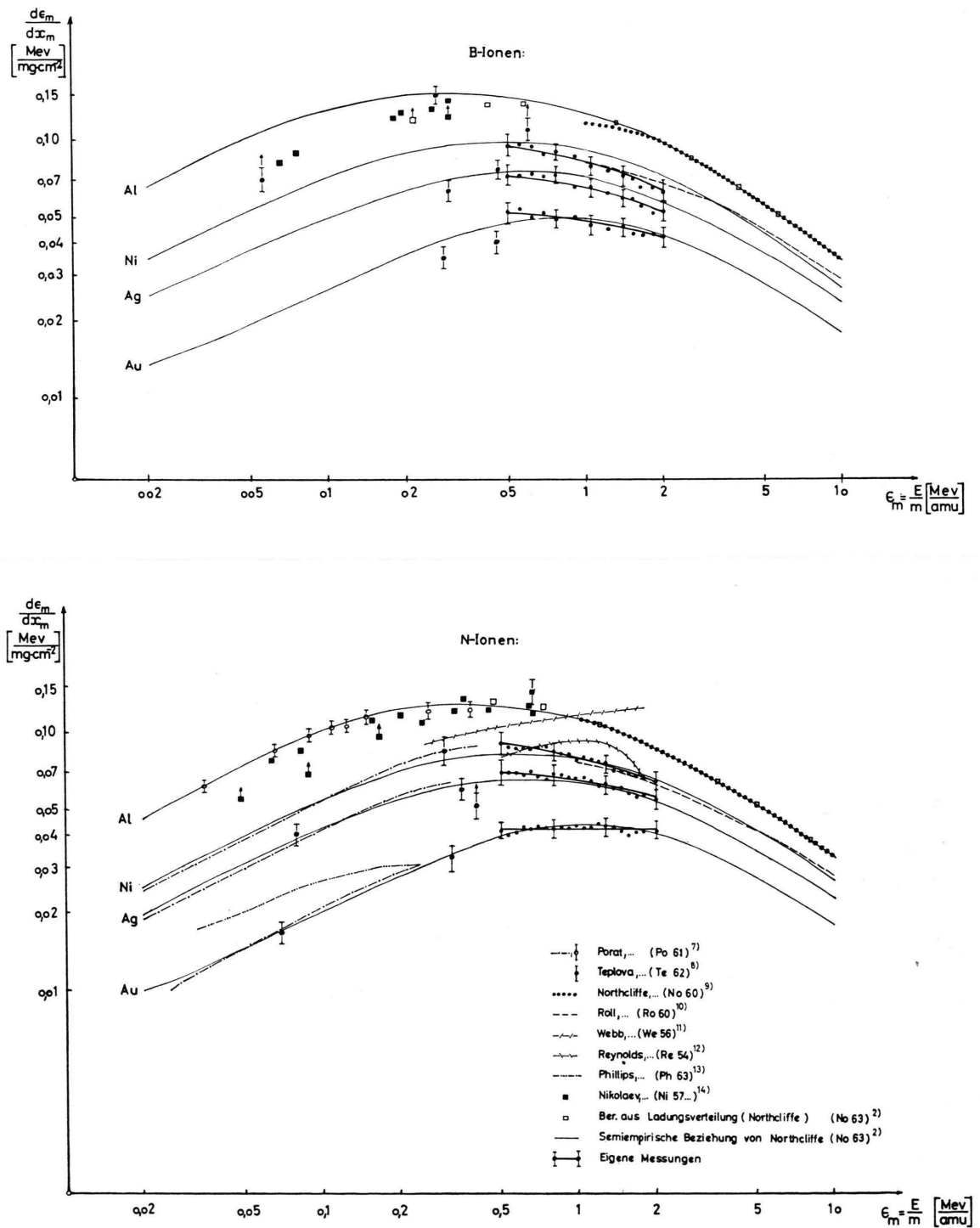


Abb. 2. Spezifischer Energieverlust von B- und N-Ionen.

3. Ergebnisse

Die nach den oben genannten Verfahren gemessenen absoluten Energieverluste für B- und N-Ionen sind in Abb. 2 eingetragen. Zum Vergleich zeigt die Darstellung die semiempirischen Abschätzungen von NORTHCLIFFE² sowie weitere experimentelle Werte⁷⁻¹⁴. Abb. 3 zeigt die absolut und relativ gemessenen Werte des Energieverlustes für O- und S-Ionen. Als Ordinatenmaßstab wurde der spezifische Energieverlust gewählt, mit $\kappa_m = (x z_1)/(Q m)$, um zwischen verschiedenen Messungen vergleichen zu können.

Die direkt gemessenen Energieverluste liegen höher als die aus den Ladungsverteilungen bestimmten Werte. Diese gleichmäßige Abweichung ist durch den Fehler bedingt, der durch die Bestimmung der eingeschossenen Ladungsmenge eingeht. Infolge Umladung der Ionen in Bereichen schlechten Vakuums im Strahlrohr zu höheren Ladungszuständen wird eine größere Zahl der einfallenden Teilchen vorge-

täuscht, die direkt nach (3) einen größeren Energieverlust ergeben. Dieser Effekt ist bei B- und N-Ionen kleiner, weil die Einschubladung, z. B. $4+$ näher am Ladungsgleichgewicht liegt. Die Fehler der Messungen an B- und N-Ionen betragen 12%, bei O-Ionen 15% und bei S-Ionen 25%.

In Abb. 4 und 5 sind die Ladungsverteilungen für O- und S-Ionen gezeigt. In die Darstellung ist der Wert γ^2 ebenfalls eingetragen, aus dem die Energieverluste nach (2) in Abb. 3 berechnet wurden. Nach der gleichen Formel läßt sich umgekehrt der effektive Ladungszustand der Ionen berechnen. Die für B- und N-Ionen berechneten Werte sind in Abb. 6 eingetragen. Die drei übereinanderliegenden Punkte sind die Werte für Ni, Ag und Au, die innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmen. Infolge des Fehlers in den Energieverlusten für die schweren Ionen und Protonen weichen die Einzelwerte stärker voneinander ab als die direkt gemessenen γ -Werte für O- und S-Ionen.

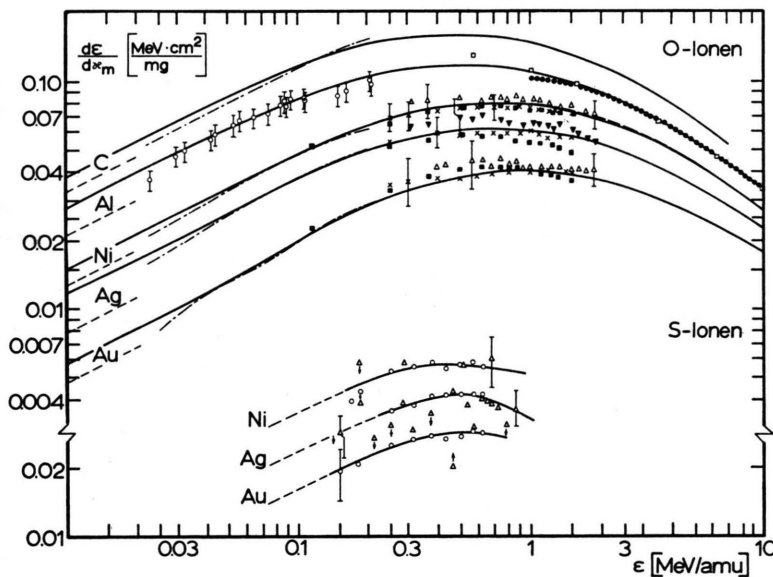


Abb. 3.
Spezifischer Energieverlust von O- und S-Ionen.
(Δ) und (∇) aus Streuung an Ni, Ag und Au;
(o) und (x) aus Messung der Ladungszustände;
(■) nach BOOTH et al.¹⁵;
○ nach PORAT et al.⁷;
... nach NORTHCLIFFE⁹;
(—) für O) semiempirische Abschätzung nach NORTHCLIFFE²;
(—) für S) Verbindung der Mittelwerte aus Ladungsverteilungsmessung.

⁷ D. F. PORAT u. K. RAMAVATRAM, Proc. Phys. Soc. London **77**, 97 [1961]. — D. F. PORAT u. K. RAMAVATRAM, Proc. Phys. Soc. London **78**, 1135 [1961].

⁸ J. A. TEPLOVA, V. S. NIKOLAEV, I. S. DIMITRIEV u. L. N. FATEEVA, Soviet Phys. JETP USSR **15**, 31 [1962].

⁹ L. C. NORTHCLIFFE, Phys. Rev. **120**, 1744 [1960].

¹⁰ P. G. ROLL u. F. E. STEIGERT, Nucl. Phys. **17**, 54 [1960].

¹¹ H. WEBB, H. L. REYNOLDS u. A. ZUCKER, Phys. Rev. **102**, 749 [1956].

¹² H. L. REYNOLDS, D. W. SCOTT u. A. ZUCKER, Phys. Rev. **95**, 671 [1954].

¹³ W. R. PHILLIPS u. F. H. READ, Proc. Phys. Soc. London **81**, 1 [1963].

¹⁴ V. S. NIKOLAEV, L. N. FATEEVA, I. S. DIMITRIEV u. J. A. TEPLOVA, Soviet Phys. JETP **5**, 789 [1957]. — V. S. NIKOLAEV, I. S. DIMITRIEV, L. N. FATEEVA u. J. A. TEPLOVA, Soviet Phys. JETP **6**, 1019 [1957].

¹⁵ W. BOOTH u. I. S. GRANT, Nucl. Phys. **63**, 481 [1965].

4. Diskussion

Die Übereinstimmung mit den Vorhersagen von NORTHCLIFFE² ist sehr gut. Ebenso läßt sich eine befriedigende Übereinstimmung der Energieverluste, die nach zwei verschiedenen Methoden berechnet wurden, feststellen.

Die gemessenen Energieverluste stimmen innerhalb der Fehlergrenzen mit denen anderer Autoren überein^{15, 16}. Für Schwefel-Ionen liegt kein Vergleichsmaterial vor, jedoch stimmen die Ergebnisse

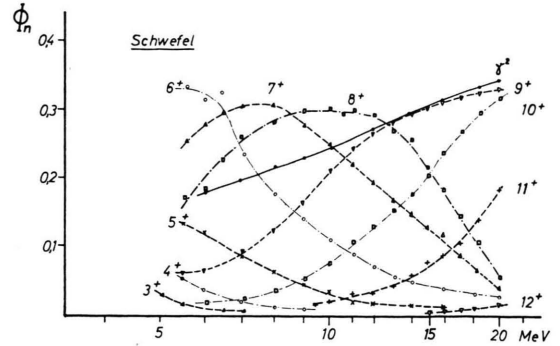


Abb. 5.
Ladungszustände von S-Ionen.

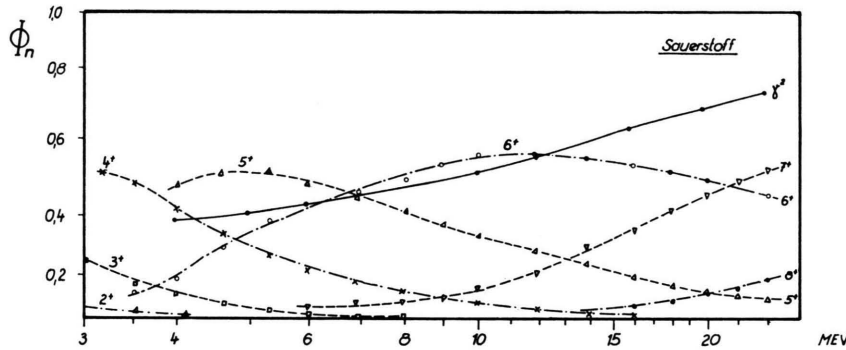


Abb. 4.
Ladungszustände von O-Ionen.

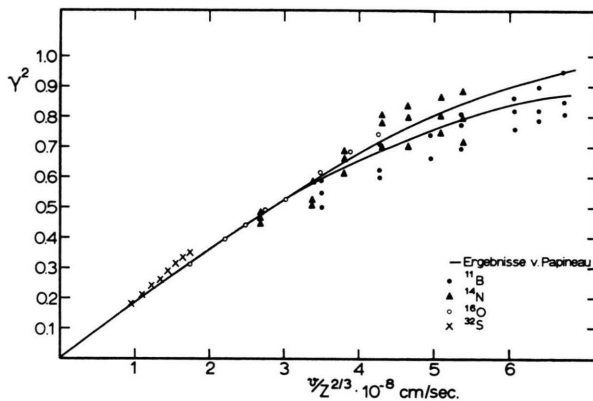


Abb. 6. Effektive Ladung γ^2 als Funktion der Projektilgeschwindigkeit (normiert auf THOMAS-FERMI-Geschwindigkeit).

mit den von BETZ⁶ an Gastargets gemessenen Ladungsverteilungen überein.

Die aus den Energieverlustmessungen berechneten mittleren Ladungsverteilungen für B- und N-Ionen lassen sich innerhalb der Fehlergrenzen gut mit der universellen Kurve anpassen, die PAPINEAU¹⁷ angegeben hat. In dieser Darstellung ist die Geschwindigkeit der Ionen auf diejenige eines THOMAS-FERMI-Gases bezogen, weil man annehmen kann, daß alle Elektronen des Projektilatoms gleichmäßig am Bremsprozeß beteiligt sind. Die direkt aus den Ladungskomponenten nach (4) berechneten effektiven Ladungen lassen sich ebenfalls gut durch die von PAPINEAU angegebene Kurve beschreiben.

Herrn Professor Dr. O. HAXEL danken wir für sein stetiges Interesse an diesen Arbeiten. Bei den Messungen hat uns Herr K. MEIER-EWERT unterstützt und Herr W. ERDT hat bei der Lösung vieler Konstruktionsaufgaben geholfen.

Dem Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung danken wir für die Bereitstellung der finanziellen Mittel.

¹⁶ D. L. BERNARD, B. E. BONNER, G. C. PHILLIPS u. P. H. STELSON, Nucl. Phys. 73, 513 [1965].

¹⁷ A. PAPINEAU, C. R. Acad. Sci. Paris 242, 2933 [1956].