

wobei K_μ die modifizierte BESSEL-Funktion 3. Art der Ordnung μ darstellt. Als Beitrag zur Streuamplitude folgt daraus (wieder in symbolischer Schreibweise) :

$$\begin{aligned} P_r &= 2^{-r} \int_0^\infty y^{r+1} J_0(y \chi/\chi_0) \left\{ K(\beta_r y) + \frac{1}{K(\beta_r y)} \right\}^r dy \\ &= \left\{ \Pi_r + \frac{1}{\Pi_r} \right\}^r, \end{aligned} \quad (\text{A } 5)$$

wobei

$$\begin{aligned} (\Pi_r)^\mu &= (\Pi_r)^{-\mu} = \Pi_r^\mu \\ &= 2^{-r} \int_0^\infty y^{r+1} J_0(y \chi/\chi_0) K_\mu(\beta_r y) dy. \end{aligned}$$

Nach Anm.¹¹ (S. 137) wird dann

$$\begin{aligned} \Pi_r^\mu &= \frac{1}{\beta_r^{r+2}} \binom{r+\mu}{2}! \binom{r-\mu}{2}! F \left\{ \frac{r-\mu}{2} + 1; \frac{r+\mu}{2} \right. \\ &\quad \left. + 1; 1; - \left(\frac{\chi}{\beta_r \chi_0} \right)^2 \right\} \end{aligned} \quad (\text{A } 6)$$

mit der GAUSSSchen Hypergeometrischen Funktion $F(a; b; c; z)$. Da nun bei den vorkommenden Kombinationen (μ, r) entweder beide gerade oder beide ungerade sind, so ist $(r+\mu)/2$ und $(r-\mu)/2$ immer ganz. Für ganze χ , gilt aber

$$\begin{aligned} F[z+1; \lambda+1; 1; (-z)] \\ = \frac{(-1)^\lambda}{z! \lambda!} \left(\frac{d}{dz} \right)^z z^z \left(\frac{d}{dz} \right)^\lambda \frac{1}{1+z}, \end{aligned} \quad (\text{A } 7)$$

d. h. es wird

$$\Pi_r^\mu = \frac{1}{\beta_r^{r+2}} \left(\frac{d}{dz_r} \right)^{\frac{r-\mu}{2}} z_r^{\frac{r-\mu}{2}} \left(\frac{d}{dz_r} \right)^{\frac{r+\mu}{2}} \frac{1}{1+z_r} (-1)^{\frac{r+\mu}{2}}. \quad (\text{A } 8)$$

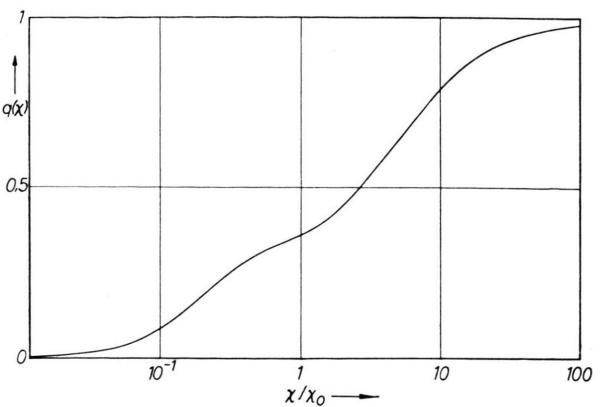


Abb. 4. Abschirmfunktion von Be bei $\alpha \rightarrow 0$.

Setzt man dies in (A 5) ein, so ergibt sich für $\nu = 0, 2, 4$:

$$\begin{aligned} P_0 &= \frac{1}{\alpha_0^2} (1+z_0)^{-1}, \\ P_2 &= \frac{2}{\alpha_2^4} (3-z_2) (1+z_2)^{-3}, \\ P_4 &= (24/\alpha_4^2) (5-10z_4+z_4^2) (1+z_4)^{-5}, \end{aligned} \quad (\text{A } 9)$$

woraus bei Benutzung der Koeffizienten aus (5) folgt

$$\begin{aligned} P &= \sum \varrho_r P_r \\ &= \frac{1}{\alpha_0^2} (1+z_0)^{-1} + 1,07 (3-z_2) (1+z_2)^{-3} \\ &\quad + 0,141 (5-10z_4+z_4^2) (1+z_4)^{-5}. \end{aligned} \quad (\text{A } 10)$$

Das daraus sich nach (A 1) ergebende $q(\chi)$ zeigt Abb. 4.

Vielfachstreuung von 8 MeV- α -Teilchen am Blei

Von HANS FLEISCHMANN

Aus dem Laboratorium für Technische Physik der Technischen Hochschule München
(Z. Naturforsch. 15 a, 1096–1100 [1960]; eingegangen am 8. September 1960)

Streuexperimente von α -Strahlen des ThC und ThC' an einer Bleifolie von $10,93 \text{ mg/cm}^2$ zeigten Übereinstimmung mit der MOLIÈRESchen Theorie innerhalb einer Meßgenauigkeit von 2,5% für den MOLIÈRESchen Parameter B , d. h. ca. 7% für den Abschirmwinkel χ_a . Bei einer mittleren Stoßzahl $\Omega = 29$, entsprechend $2,6 \text{ mg/cm}^2$ Blei, ergab sich ein um $7 \pm 3\%$ vergrößerter Wert für B , was gut mit der auf Grund der Näherungsannahmen über den Einzelquerschnitt zu erwartenden Abweichung übereinstimmt¹.

Nach der in der voranstehenden Arbeit¹ durchgeführten Analyse der MOLIÈRESchen Kleinwinkel-Theorie kann diese zusammen mit Messungen der Vielfach-Streuungen von Partikeln an genügend dicken Folien ($\Omega \gtrsim 100$) zur Bestimmung des Ab-

schirmwinkels χ_a benutzt werden. Bei dünnern Folien dagegen hat man eine scheinbare Verbreiterung der Streuverteilung zu erwarten, deren Größe ein Maß für die Steilheit der Abschirmfunktion $q(\chi)$ im Übergangsgebiet $\chi \approx \chi_a$ ist. Sie sollte besonders

¹ H. FLEISCHMANN, Z. Naturforsch. 15 a, 1090 [1960], voranstehend.



stark sein bei nichtrelativistischen Partikeln, bei denen der Parameter $\alpha = (zZ/137\beta) \gg 1$ und daher $q(\chi)$ sehr flach ist.

Während nun bisher eine Reihe von Messungen der Vielfachstreuung von relativistischen Partikeln vorliegt^{2,3}, existieren, wenn man von sehr alten Versuchen absieht, nur zwei Messungen an schweren Partikeln: Messungen von MAURER⁴ an α -Teilchen und Experimente von BICHSEL⁵ mit Protonen von einigen MeV. Von diesen scheiden die ersten auf Grund ihrer kleinen Genauigkeit für eine genauere Prüfung der MOLIÈRESchen Theorie aus. Die Ergebnisse von BICHSEL an Al, Ni, Ag, die alle mit Stoßzahlen $\Omega > 200$ ausgeführt wurden, schwanken zwar auch noch relativ stark; im Mittel ergibt sich aber für die von ihnen angegebenen Breiten $\vartheta_{0\exp}$ der Streuverteilungen jeweils sehr gut der von MOLIÈRE angegebene Wert ($\chi_c \sqrt{B}$); und damit auch eine Übereinstimmung hinsichtlich des Abschirmwinkels auf etwa 10–20%. Streuexperimente mit α -Partikeln eines Th-Präparates an Blei sollten nun sowohl einer genaueren Bestimmung des Abschirmwinkels als auch der Abweichung von der MOLIÈRE-Theorie bei kleinen Schichtdicken dienen.

Apparatur

Die benützte Meßanordnung ist in Abb. 1 dargestellt. Im massiven unteren Ende (2) des Vakuumraumes (1) ($p \lesssim 0,2$ Torr) war das Rohr R_1 (3) mit fein eingeritztem Maßstab spiefrei verschiebbar. In dieses war oben eine α -Kanone⁶ (4) mit der Quelle (5), den Blenden (6) und (7) und der Streufolie (8) eingepaßt. Die Quelle bestand aus einer konischen Nadel, die jeweils etwa 20 Stunden in einer Th-Kammer aktiviert wurde (Endaktivität ca. 0,3 mC). Bei einer Divergenz von ca. $2 \times 0,2^\circ$ betrug die Intensität der Kanone maximal etwa 800 α -Partikel pro Minute. Oben wurde das Vakuum-Gefäß von dem CH_4 -Durchströmzählrohr (9) abgeschlossen. Dieses trug an seiner Stirnseite das Blendsystem (10): eine Messingscheibe, in die gut zentrisch eine Lochblende (Radius ca. 2 mm), 3 konische Ringblenden (Mittelradien ca. 5; 10; 20 mm, Blendenbreite ca. 1 mm) und 3 – nicht gezeichnete – Stützsegmente eingefräst waren. Das ganze System wurde unter einem Komparator ausgemessen; die Exzentrizitäten der verschiedenen Blenden lagen unter 0,02 mm. Vor das Blendsystem konnten verschiedene relativ weite Blenden eingelegt werden, die jeweils nur eine der Blenden des Systems freigaben. Der Abstand von der Streufolie zu

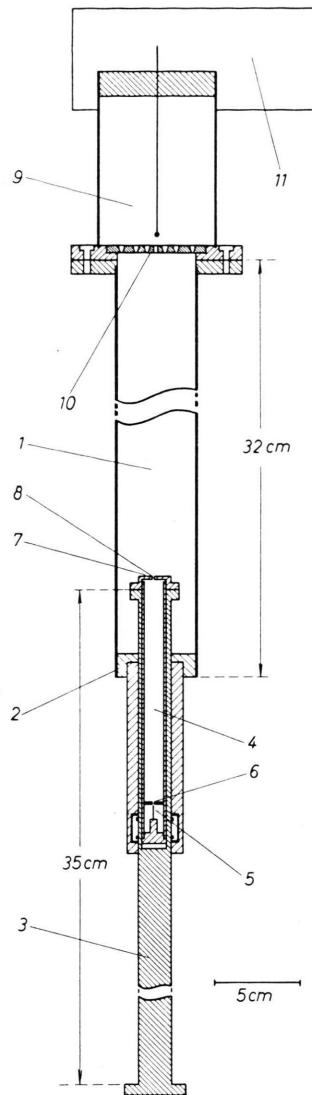


Abb. 1. Aufbau der Apparatur. 1 Vakuumraum, 2 Vakuumabschluß, 3 Rohr R_1 , 4 α -Kanone, 5 Quelle, 6, 7 Blenden ($\phi = 0,8$ mm), 8 Streufolie, 9 Durchströmzählrohr, 10 Blendscheibe, 11 Vorverstärker.

den wirksamen Blendenkanten wurde durch den Maßstab auf R_1 bis auf weniger als 1 mm genau angegeben. Er wurde zwischen 10–30 cm variiert. Zum Vakuumabschluß war auf der Zählrohrseite des Systems eine mit Kupfer bedampfte Glimmerfolie von ca. $1,6 \text{ mg/cm}^2$ aufgeklebt. Zur Verringerung des durch Dichteänderungen im Zählgas hervorgerufenen Temperatureinflusses

² L. A. KULCHITSKY u. G. D. LATYSHEV, Phys. Rev. **61**, 254 [1942].

³ A. O. HANSON, L. H. LANZL, E. M. LYMAN u. M. B. SCOTT, Phys. Rev. **84**, 634 [1951].

⁴ G. MAURER, Z. Phys. **78**, 395 [1932].

⁵ H. BICHSEL, Phys. Rev. **112**, 182 [1959].

⁶ M. POLLERMANN, Bauelemente der physikalischen Technik, Springer-Verlag, Berlin 1955.

war das Zählrohr weiterhin mit der Kühlslange eines Thermostaten umgeben.

Um die Streuung der beiden α -Komponenten gleichzeitig messen zu können, erfolgte die Registrierung der Impulse über einen 1-Kanal-Diskriminator mit getrennten Ausgängen für differentielle und integrale Messung. Aus dem Impulsspektrum ließ sich schließen, daß nur ca. 1–2% der 8,78-MeV-Partikel bei den niederenergetischen Teilchen mitgezählt wurden. Die Nachweisempfindlichkeit des Zählrohrs bei Öffnung der verschiedenen Blenden war auf weniger als 1% gleich. Auf eine entsprechende Korrektur wurde daher verzichtet.

Die Streufolien wurden hergestellt durch Aufdampfen von Blei auf eine Glasplatte bei ca. 10^{-4} Torr und anschließendes vorsichtiges Ablösen. Sie besaßen eine überraschend gute Konsistenz, sogar eine, allerdings schwache, Elastizität. Zur Bestimmung des Gewichts wurde sowohl die Folie selbst als auch die Glasplatte vor und nach Ablösen der Folie mit einer Feinwaage gewogen. Die Differenz der beiden Messungen betrug höchstens 0,16 mg, so daß die Genauigkeit der Gewichtsbestimmung nicht schlechter als 0,08 mg gewesen sein dürfte. Durch eine beim Bedampfen direkt auf die Glasplatte gelegte Blende ($\phi = 16,15$ mm) war die Folienfläche sehr genau bestimmt, so daß das Flächen gewicht auf ca. $0,04 \text{ mg/cm}^2$ genau war. Die Reinheit des verwendeten Bleis war besser als 0,1%.

Sowohl aus der endlichen Strahldivergenz als auch aus einer Dezentrierung der Kanonenachse gegenüber dem Blendennmittelpunkt folgt eine Verbreiterung der Streuverteilung. Es wurde daher mittels einiger leicht exzentrischer Blenden von ca. 0,2 mm ϕ zuerst die Intensitätsverteilung innerhalb des ungestreuten Strahles gemessen, wobei sich gute Übereinstimmung mit einer unter der Annahme gleichmäßiger Quellverteilung auf der Nadel berechneten Verteilung ergab. Sodann wurde auf dem gleichen Weg mit Hilfe dieser Verteilung die Dezentrierung des Strahles gegenüber dem Blendennmittelpunkt mehrfach bestimmt. Diese Exzentrizitäten schwankten hierbei zwischen nahezu Null und etwa 1/3 des aus der Strahldivergenz folgenden Fleckdurchmessers. Die aus den beiden Fehlern folgenden Korrekturen betrugen im allgemeinen nur wenige Prozent.

Durchführung der Versuche und der Auswertung

Zu Beginn der Messungen und häufig nochmals am Ende wurde jeweils die Gesamtergiebigkeit C^k der Kanone bestimmt. Da nun die Streufolie nicht ganz an den Rand des Blendensystems herangeschoben werden konnte, andererseits aber bei Messung ohne Streufolie die Nachweisempfindlichkeit etwas verändert war, ergibt sich eine Unsicherheit von ca. 1%. Bei den niederenergetischen Teilchen folgt weiter noch eine Unsicherheit aus dem von den hochenergetischen Partikeln mitgezählten Anteil. Hierauf wurde abwechselnd mit Nulleffekt messungen, bei denen nur die Folie abgedeckt war, meist bei fester Blende und verschiedenen Abständen

der Streufolie von dem Blendensystem gemessen. Die Dauer der Einzelmessungen betrug im allgemeinen nicht mehr als 2 Stunden.

Für die verschiedenen Stellungen der Folie wurden dann jeweils die bei mehreren Messungen unter Berücksichtigung des Abklingvorganges erhaltenen Bruchteile γ_i der Gesamtintensität C^k gemittelt, wobei eine σ^2 -Probe auf die Statistik ergab, daß apparative Schwankungen nur bei der zuerst gemessenen dickeren Folie eine geringe Vergrößerung des statistischen Fehlers er gab. Diese γ -Mittelwerte wurden nun auf unendlich scharfe Ausblendung und ideale Zentrierung korrigiert⁷ und in räumliche Intensitäten umgerechnet. Durch Wahl des aus der Theorie folgenden B und Variation von ϑ_0 wurde an die so erhaltenen Punkte der Streuverteilung (siehe Abb. 2, 3 und 4) die theoretische Kurve angepaßt und erst nachträglich auch B in den höheren Gliedern f_1/B und f_2/B^2 entsprechend der errechneten Änderung von $\vartheta_0 = \chi_c B^{1/2}$ geändert. Eigentlich hätte man

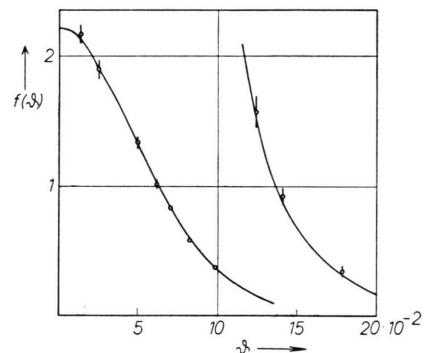


Abb. 2. Winkelverteilung von 8,78-MeV- α -Teilchen hinter $10,93 \text{ mg/cm}^2 \text{ Pb}$ ($\vartheta_0 \text{ exp} = 7,95 \cdot 10^{-2}$).

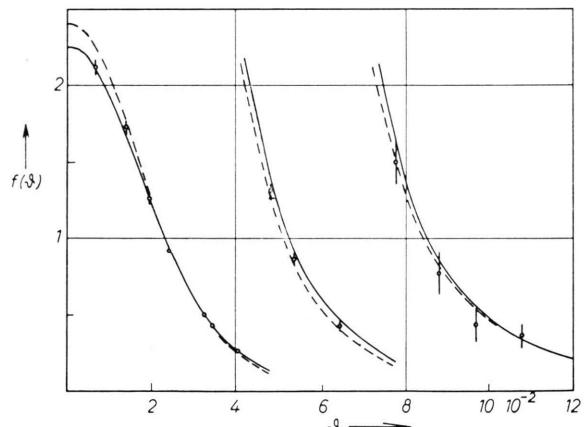


Abb. 3. Winkelverteilung hinter $2,60 \text{ mg/cm}^2 \text{ Pb}$
für $E_0 = 8,78 \text{ MeV}$
 $(\vartheta_0 \text{ exp} = 3,08 \cdot 10^{-2}, \vartheta_0 \text{ th} = 2,98 \cdot 10^{-2})$.

⁷ Diese Korrektur betrug (bezüglich ϑ_0) für die dicke Folie 0,3, für die dünne Folie etwa 1,5 bzw. 1% bei 8,78 bzw. 6,07 MeV Anfangsenergie.

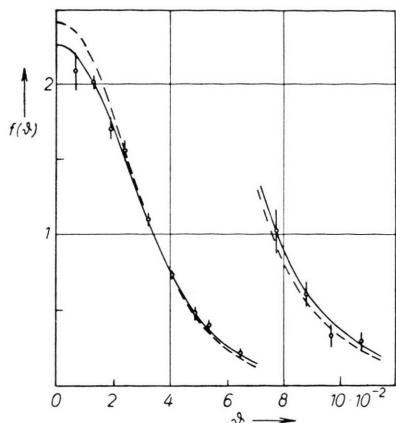


Abb. 4. Winkelverteilung hinter $2,60 \text{ mg/cm}^2 \text{ Pb}$
für $E_0 = 6,07 \text{ MeV}$
 $(\vartheta_0 \text{ exp} = 4,53 \cdot 10^{-2}, \vartheta_0 \text{ th} = 4,40 \cdot 10^{-2})$.

schon bei der Anpassung nicht nur ϑ_0 , sondern auch B selbst variieren müssen. Da jedoch die Punkte im Mehrfachstreugebiet, bei denen allein eine Änderung von B eine wesentliche Rolle spielt, ohnehin nicht sehr genau gemessen sind, ergibt sich daraus keine wesentliche Verfälschung. $\vartheta_0 \text{ exp}$ wurde berechnet durch Ermittlung des zu jedem Meßpunkt gehörigen ϑ_0 und anschließende Mittelung. Diese Berechnung ist wegen der Kleinheit der sich ergebenden Streuungen identisch mit dem üblichen „least-square-fit“, liefert aber außerdem den statistischen Fehler des berechneten ϑ_0 .

Experimentelle Ergebnisse und Vergleich mit der Theorie

In den Abb. 2, 3 und 4 sind die für die beiden Folien und die beiden Energien sich ergebenden Meßpunkte eingezzeichnet. Die ausgezogenen Kurven stellen die nach dem beschriebenen Verfahren erhaltenen Verteilungen dar. Die gestrichelten Kurven geben die direkt aus der MOLIÈRE-Theorie folgenden Verteilungen an.

Die zugehörigen Werte der einzelnen Parameter und die genauen Ergebnisse sind Tab. 1 zu entnehmen.

Die Berechnung von E_m erfolgte hierbei aus dem geometrischen Mittel von E_0 und E_1 statt, wie sonst üblich, aus dem algebraischen, da besonders bei schweren Partikeln die Stoßzahl Ω und damit B praktisch nicht von der Energie der Teilchen abhängt. Dagegen ist ⁸ $\chi_c^2 \text{ eff} = \chi_{\text{co}}^2 \int (E_0/E)^2 dx$, was unter der Annahme $(dE/dx) = \text{const}$ zu $E_m = (E_0 E_1)^{1/2}$ führt. (dE/dx) wurde dabei aus den experimentell gemessenen Werten für Gold (LANDOLT-BÖRNSTEIN I.5, S. 317) nach der BETHESCHEN Bremstheorie berechnet. Der sich hierbei ergebende Fehler dürfte nicht größer als 5% sein. Der Energieverlust in der Quelle war zu vernachlässigen.

Die in Tab. 1 angegebenen Fehler setzen sich dabei wie folgt zusammen:

Fehler von $\vartheta_0 \text{ exp}$ in %:

Fehlerquelle	$\varrho = 10,93$	$\varrho = 2,6$	$\varrho = 2,6$
E_m	7,62	$E_m = 8,52$	$E_m = 5,78$
Winkelmessung	0,5	0,3	0,3
Strahlkorrektur	0,2	0,5	0,3
Statistik	0,8	0,4	0,75
C^k -Bestimmung	0,5	0,5	0,8
insgesamt	1,1	0,9	1,3

Fehler von $\vartheta_0 \text{ th}$ in %:

Fehlerquelle	$\varrho = 10,9$	$\varrho = 2,6$	$\varrho = 2,6$
E_m	7,62	$E_m = 8,52$	$E_m = 5,78$
Foliendichte	0,2	0,95	0,95
Energieverlust	0,6	0,2	0,2
insgesamt	0,6	1,0	1,0

Für die dicke Folie ($\Omega = 124$) ergibt sich also für ϑ_0 innerhalb der Fehlergrenze von gut 1% der von MOLIÈRE errechnete Wert; χ_a ist also auf $1,3(B-1) \approx 7\%$ genau. Auch die Verteilungsfunktion zeigt, wie eine σ^2 -Probe ergibt, keine feststellbaren Abweichungen.

Die bei der dünneren Folie auftretenden Verbreiterungen der Vielfachstreuverteilung stimmen gut mit den Modifikationen der Streuverteilung überein,

ϱ (mg/cm ²)	E_0 (MeV)	E_m (MeV)	B_{th}	Ω	α	$\vartheta_0 \text{ exp}$ (10^{-2})	$\vartheta_0 \text{ th}$ (10^{-2})	$\vartheta_0 \text{ exp}/\vartheta_0 \text{ th}$
10,93	8,78	7,62	6,55	124	18,5	7,96	7,95	$1,00 \pm 0,013$
2,60	8,78	8,52	4,78	29	18,0	3,08	2,98	$1,035 \pm 0,015$
2,60	6,074	5,78	4,78	29	21,6	4,53	4,40	$1,03 \pm 0,02$

Tab. 1. E_0 = Eintrittsenergie, $E_1 = E_0 - \varrho(dE/dx)$ = Austrittsenergie, $E_m = (E_0 E_1)^{1/2}$, ϱ = Foliendicke in mg/cm².

⁸ Vgl. G. MOLIÈRE, Z. Naturforschg. 3 a, 78 [1948], Gl. (6.9).

die nach der vorangehenden Arbeit auf Grund der von MOLIÈRE bei seiner Abschirmfunktion gemachten Näherungen zu erwarten sind. Eine genauere Aussage über diese Verbreiterungen und Rückschlüsse auf die Form der Abschirmfunktion $q(\chi)$, die vor allem aus deren Abhängigkeit von Ω möglich wären, sind bei der vorhandenen Meßgenauigkeit noch nicht möglich. Aus dem gleichen Grund läßt sich auch noch nichts genaueres über die Form

der Streuverteilung sagen; doch stimmen die für $\theta/\theta_0 > 1,5$ gemessenen, gegenüber der modifizierten Streuverteilung etwas zu kleinen Streuintensitäten mit den theoretischen Erwartungen überein.

Herrn Professor MAIER-LEIBNITZ danke ich für die Überlassung der interessanten Arbeit und die wohlwollende Unterstützung bei ihrer Ausführung. Herrn Professor POLLERMANN danke ich für wertvolle Ratshläge bei der ersten Konstruktion der Apparatur.

Die Beweglichkeit von gelöstem Cd in geschmolzenem CdCl₂

Von W. HERZOG und A. KLEMM

Aus dem Max-Planck-Institut für Chemie (Otto-Hahn-Institut), Mainz
(Z. Naturforschg. 15 a, 1100—1107 [1960]; eingegangen am 2. August 1960)

An den Ketten

1. Cd-Anode/CdCl₂ + Cd/CdCl₂/Cd-Kathode
2. C-Anode/ZnCl₂/CdCl₂ + Cd/CdCl₂/LiCl/C-Kathode + Cl₂
3. Cd-Anode/CdCl₂ + Cd/Cd-Kathode

wurden Überführungsversuche durchgeführt. Es zeigte sich, daß das gelöste Cd nur um 8% langsamer als Cd⁺⁺ relativ zu Cl⁻ wandert. Dies weist auf eine Kopplung zwischen Cd und Cd⁺⁺ hin, die durch chemische Bindungen oder gekoppelte Bewegungsvorgänge zustande kommt.

LORENZ¹ hielt die Lösungen der Metalle in ihren geschmolzenen Salzen für kolloidal und nannte sie deshalb Pyrosole. Inzwischen hat sich jedoch herausgestellt, daß die Verteilung der Metalle in den „Pyrosolen“ atomdispers ist^{2—4}. Insbesondere wurde CdCl₂ + Cd mehrfach untersucht, weil geschmolzenes CdCl₂ besonders viel Metall zu lösen vermag (die Sättigungskonzentration beträgt bei 600 °C etwa 16 Mol-% Cd). Die Erstarrungstemperatur^{5—7, 9}, die Dichte⁵, die elektrische Leitfähigkeit⁵ und die magnetische Suszeptibilität⁸ wurden gemessen. Aus der Suszeptibilität folgt, daß das paramagnetische Ion Cd⁺ im Pyrosol nicht vorhanden ist. Auch die Schmelzpunktterniedrigung spricht in Kombination mit dem RAOULTSchen Gesetz gegen die Existenz von Cd⁺⁹. Dagegen paßt die Größe der Schmelzpunktterniedrigung gut zu der Annahme, daß das Cd als

Cd₂⁺⁺ in Lösung geht⁹. Wegen der Analogie mit dem Kalomel hatten schon v. HEVESY und LÖWENSTEIN¹⁰ vermutet, daß Cd₂⁺⁺ vorliege. Nicht auszuschließen ist auf Grund der Schmelzpunktterniedrigung aber auch die Möglichkeit, daß Cd in Form von ungeladenen Atomen im CdCl₂ gelöst ist⁹.

Zur weiteren Klärung dieser Fragen schien es uns interessant zu sein, den schon früher von WIRTHS¹¹, von GRJOTHEIM, GRÖNVOLD und KROGH-MOE⁹ sowie auch von uns¹² beobachteten Transport des gelösten Metalls im Pyrosol CdCl₂ + Cd beim Stromdurchgang näher zu untersuchen und quantitativ zu erfassen. Wir haben dazu folgende 3 Typen von Überführungsexperimenten durchgeführt:

1. An der Kette Cd-Anode/CdCl₂ + Cd gesättigt/CdCl₂/Cd-Kathode (vgl. Abb. 1) wurde die Ausbrei-

¹ R. LORENZ u. W. EITEL, Pyrosole, Leipzig 1926.

² a) G. AUERBACH, Z. anorg. Chem. **28**, 41 [1901]; b) W. EITEL u. B. LANGE, Z. anorg. Chem. **171**, 168 [1928].

³ a) A. MAGNUS u. E. HEYMANN, Naturwiss. **17**, 931 [1929]; b) E. HEYMANN u. E. FRIEDLÄNDER, Z. phys. Chem. A **148**, 177 [1930].

⁴ E. HEYMANN, R. J. L. MARTIN u. M. F. R. MULCAHY, J. Phys. Chem. **47**, 473 [1943].

⁵ A. H. W. ATEN, Z. phys. Chem. **73**, 578 [1910].

⁶ R. E. HEDGER u. H. TERREY, Trans. Faraday Soc. **32**, 1614 [1936].

⁷ S. YOSIM, Atomics International, Box 309, Canoga Park, California.

⁸ J. FARQUHARSON u. E. HEYMANN, Trans. Faraday Soc. **31**, 1004 [1935].

⁹ K. GRJOTHEIM, F. GRÖNVOLD u. J. KROGH-MOE, J. Amer. Chem. Soc. **77**, 5824 [1955].

¹⁰ G. v. HEVESY u. E. LÖWENSTEIN, Z. anorg. Chem. **187**, 266 [1930].

¹¹ G. WIRTHS, Z. Elektrochem. **43**, 486 [1937].

¹² W. HERZOG, Dissertation, Mainz 1957.